

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN
Lehrstuhl für Messsystem- und Sensortechnik

**Untersuchungen zur Erfassung dynamischer
Messgrößen mittels
Faser-Bragg-Gitter-Messtechnik**

Thorbjörn Christopher Buck

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für
Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität München
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. habil. B. Wolf
Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h.c. A. W. Koch
2. Univ.-Prof. P. Lugli, Ph.D.

Die Dissertation wurde am 10.10.2011 bei der
Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für
Elektrotechnik und Informationstechnik am 27.02.2012 angenommen.

Abstract

Fiber optical sensors based on fiber Bragg gratings are increasingly used in applications that are not accessible to conventional electrical sensors, e.g. due to space limitations, the lack of possibility for multiplexing, EMC interference, etc.. Despite the many technological advantages of this sensor technology, measurement applications, which are based on the detection of dynamic quantities, such as vibration or acceleration measurements, are not yet state of the art.

This thesis aims at examining the technical hurdles related to the acquisition of dynamic measurands using fiber Bragg grating sensor technology, to describe the behaviour of existing measurement systems, and to offer new solutions in order to overcome the identified limitations.

The system behavior of fiber Bragg grating interrogators based on spectrometers can be completely described by means of the quantization theory. They show a limited low-pass behaviour for the acquisition of dynamic loads, which is an obstruction for the correct acquisition of dynamic measurands. Depending on the signal frequency and signal amplitude, these systems may even show a nonlinear behavior. Measurement systems based on tunable filters or light sources do not exhibit, unlike spectrometer-based measurement systems, an inherent low-pass behavior. It is shown that it is not possible to specify a well defined transfer function for these systems.

Two approaches for extending the reach of conventional fiber Bragg grating measuring systems into dynamic measurements are presented. For the first time the possibility of an optical low pass filter for the band-limited detection of dynamic fiber Bragg grating signals is discussed. An algorithm developed in the context of the work allows the detection of sub-sampling effects from spectrometrically detected fiber Bragg grating signals and thus an ex post validation of the signals regarding aliasing.

Intensity-based measurement systems allow the band-limited detection of dynamic fiber Bragg grating signals. For this class of measurement systems a comprehensive description regarding measurement errors and uncertainties is given. The measurement deviations can be attributed to the state and degree of polarization of the light guided in the fiber as well as to optical properties of the measurement system, fiber faults and the system calibration mechanism.

Within the scope of a research project initiated by the European Space Agency, a highly integrated intensity-based measurement system based on an Arrayed Waveguide Grating was developed. The system is intended for the use aboard the ARIANE launch vehicle during the launch phase for monitoring structural loads. The development of the measurement system is described and results of a test campaign are presented.

This work thus makes a contribution to the state of the art in measurement of time-varying fiber Bragg grating sensor signals.

Kurzfassung

Faseroptische Sensoren auf Basis von Faser-Bragg-Gittern kommen vermehrt in Anwendungen zum Einsatz, die konventionellen Sensoren beispielsweise auf Grund von zu geringer mechanischer Belastbarkeit, Bauraumbeschränkungen, der fehlenden Möglichkeit zur Multiplexierung, EMV-Störeinflüssen, etc. nicht zugänglich sind.

Trotz der vielfältigen technologischen Vorzüge dieser Sensortechnologie sind Messanwendungen, welche auf der Erfassung dynamischer Messgrößen basieren – beispielsweise Schwingungs- oder Beschleunigungsmessaufgaben – bisher durch diesen Sensortyp kaum erschlossen.

Die vorliegende Arbeit hat das Ziel, die technischen Hürden bezüglich der Erfassung dynamischer Messgrößen mittels Faser-Bragg-Gitter-Messtechnik zu untersuchen, das Systemverhalten gängiger Messsysteme systematisch zu beschreiben sowie darauf aufbauend neue Lösungen anzubieten.

Das Systemverhalten spektrometerbasierter Faser-Bragg-Gitter-Messgeräte kann mittels der Quantisierungstheorie vollständig beschrieben werden. Sie weisen unter Umständen ein nichtlineares Systemverhalten – abhängig von Signalamplitude und Signalfrequenz – auf. Messsysteme auf Basis verstimmbarer Filter oder Lichtquellen zeigen im Unterschied zu spektrometerbasierten Messsystemen kein inhärentes Tiefpassverhalten, die Angabe einer Übertragungsfunktion ist nur eingeschränkt möglich.

Zwei in dieser Arbeit eingeführte Ansätze erweitern den Einsatzbereich konventioneller Faser-Bragg-Gitter-Messsysteme. Es wird erstmals die Möglichkeit eines optischen Tiefpassfilters für die bandbeschränkte Erfassung dynamischer Faser-Bragg-Gitter-Signale analysiert. Einen weiteren Ansatz stellt ein im Rahmen der Arbeit entwickelter Algorithmus dar, der die Detektion von Unterabtastungseffekten aus spektrometrisch erfassten Faser-Bragg-Gitter-Signalen und somit die ex post Bewertung der Signalqualität hinsichtlich des Auftretens von Spiegelfrequenzen erlaubt.

Ein weiterführender Lösungsansatz zur Erfassung dynamischer Größen ist die in einem von der europäischen Raumfahrtagentur initiierten Forschungsprojekt umgesetzte Technik der intensitätsbasierten Erfassung von Faser-Bragg-Gitter-Signalen. Sie erlaubt die bandbegrenzte Erfassung von dynamischen Faser-Bragg-Gitter-Signalen. Für diese Klasse von Messsystemen wird erstmals eine umfassende Beschreibung hinsichtlich Messabweichungen und Messunsicherheiten gegeben.

In einem experimentellen Teil wird die Realisierung eines hochintegrierten intensitätsbasierten Messsystems auf Basis eines Arrayed Waveguide Gratings für den Einsatz an Bord der ARIANE-Trägerrakete während der Startphase zur Überwachung dynamischer Strukturlasten beschrieben.

Mit der vorliegenden Arbeit wird somit ein Beitrag zur Erweiterung des Stands der Technik bei der Erfassung zeitlich veränderlicher Faser-Bragg-Gitter-Sensorsignale geliefert.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 2 | Grundlagen | 7 |
| 2.1 | Lichtführung in Monomode-Glasfasern | 7 |
| 2.1.1 | Aufbau einer Monomode-Glasfaser | 7 |
| 2.1.2 | Jones-Formalismus | 9 |
| 2.1.3 | Transmissionseigenschaften von Glasfasern | 12 |
| 2.2 | Faser-Bragg-Gitter (FBG) | 15 |
| 2.2.1 | Faser-Bragg-Gitter | 16 |
| 2.2.2 | Mechanische Lasten an Faser-Bragg-Gittern | 18 |
| 2.2.3 | Faser-Bragg-Gitter als Sensoren | 20 |
| 2.2.4 | Herstellung | 21 |
| 2.3 | Faser-Bragg-Gitter als Sensoren für die Erfassung dynamischer Vorgänge | 22 |
| 2.4 | Messsysteme | 25 |
| 2.5 | Integriert optische Filterelemente | 28 |
| 3 | Spektrometer und Laser für FBG-Messsysteme | 33 |
| 3.1 | Übertragungsverhalten von Spektrometern | 33 |
| 3.1.1 | Übertragungsfunktion des idealisierten Systems | 33 |
| 3.1.2 | Dynamisches Verhalten ausgewählter Algorithmen | 34 |
| 3.1.3 | Untersuchungen zum nichtlinearen Verhalten mittels Klirranalyse | 39 |
| 3.1.4 | Interpretation der Ergebnisse für Schwerpunktsalgorithmen im Rahmen der statistischen Quantisierungstheorie | 44 |
| 3.2 | Detektion von Aliasing bei der Messwerterfassung mittels Spektrometern | 51 |
| 3.2.1 | Methode | 52 |
| 3.2.2 | Signalentstehung und Signalerfassung | 53 |
| 3.2.3 | Darstellung im Signalfrequenzbereich | 54 |
| 3.2.4 | Zeitliche Darstellung im Wellenlängenbereich | 57 |
| 3.2.5 | Numerische Simulation und experimentelle Verifikation | 59 |
| 3.3 | Optisches Tiefpassfilter für Spektrometer | 65 |

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|------------|
| 3.3.1 | Abschätzung der Übertragungsfunktion ohne Berücksichtigung der zeitdiskreten Signalabtastung | 68 |
| 3.3.2 | Gesamtübertragungsfunktion des Systems | 70 |
| 3.3.3 | Numerische Validierung | 72 |
| 3.4 | Verstimmbare Laser und Messsysteme auf Basis verstimmbarer Filter | 74 |
| 3.4.1 | Dynamisches Verhalten | 74 |
| 3.4.2 | Übertragungsfunktion | 77 |
| 4 | Ratiometrische Messverfahren und Grenzen | 79 |
| 4.1 | Funktionsprinzip | 79 |
| 4.2 | Beispielsystem | 83 |
| 4.3 | Systematische Messabweichungen | 84 |
| 4.3.1 | Einfluss des Polarisationszustands | 85 |
| 4.3.2 | Einfluss von Hintergrundlicht | 93 |
| 4.3.3 | Messabweichung bedingt durch die Breite des Faser-Bragg-Gitters | 100 |
| 4.4 | Statistische Messunsicherheiten | 103 |
| 4.5 | Multiplex-Ansätze – gleichzeitige Erfassung mehrerer FBG-Signale . | 107 |
| 4.5.1 | Darstellung der Kombination Filter / Multiplexer | 109 |
| 4.5.2 | AWG-basiertes Faser-Bragg-Gitter-Messsystem | 111 |
| 4.6 | Designparameter eines FBG-Messsystems auf Basis eines Arrayed Waveguide Gratings | 114 |
| 5 | Dynamisches FBG-Messsystem: Anwendungen und Messergebnisse | 119 |
| 5.1 | Projektbeschreibung | 119 |
| 5.1.1 | Motivation | 119 |
| 5.1.2 | Technische Anforderungen an ein faseroptisches Messsystem | 121 |
| 5.2 | Messgerätdesign | 122 |
| 5.2.1 | Komponentenauslegung | 123 |
| 5.3 | Systemaufbau | 124 |
| 5.3.1 | Optoelektronischer Aufbau | 124 |
| 5.3.2 | Elektronik | 125 |
| 5.3.3 | Datenverarbeitung | 126 |
| 5.4 | Systemcharakterisierung | 127 |
| 5.4.1 | Messaufbau | 127 |
| 5.4.2 | Spektrale Charakteristik | 127 |
| 5.4.3 | Auswertefunktion | 129 |
| 5.4.4 | Polarisationsabhängige Empfindlichkeit | 129 |
| 5.4.5 | Temperaturstabilisierung | 131 |
| 5.4.6 | Signalauswertung | 132 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 5.5 | Systemfunktion | 134 |
| 5.5.1 | Statische Systemantwort | 134 |
| 5.5.2 | Polarisationsabhängige Systemantwort | 136 |
| 5.5.3 | Dynamisches Systemverhalten | 136 |
| 5.5.4 | Messkampagne | 138 |
| 5.5.5 | Testergebnisse | 139 |
| 6 | Zusammenfassung und Ausblick | 143 |
| 6.1 | Zusammenfassung | 143 |
| 6.2 | Ausblick | 145 |
| A | Literaturverzeichnis | 147 |
| A.1 | Verwendete Literatur | 147 |
| A.2 | Publikationen, Vorträge und Patentanmeldungen | 162 |
| A.2.1 | Eigene Veröffentlichungen und Beiträge | 162 |
| A.2.2 | Vorträge (ohne Publikation) | 165 |
| A.2.3 | Patentanmeldungen | 166 |

1 Einleitung

Die Entwicklung von Faser-Bragg-Gittern (FBG) geht zurück auf die Entdeckung der Photosensitivität von Glasfasern im Jahr 1978 durch Hill et al. [62]. Viele Arbeiten befassen sich mit der Herstellung von Faser-Bragg-Gittern [81] [103] sowie deren optischen Eigenschaften, insbesondere auch vor dem Hintergrund der Verwendung von Faser-Bragg-Gittern in optischen Telekommunikationsanwendungen. Dort kommen Faser-Bragg-Gitter beispielsweise in Add-Drop-Multiplexern [11], in WDM-Filtern [18] [111], bei der Stabilisierung von Laserdioden [23] und zur Dispersionskompensation [61] [125] zur Anwendung. Durch die stetige Installation faseroptischer Telekommunikationsinfrastruktur wurden Faser-Bragg-Gitter und faseroptische Komponenten zu einer preisgünstigen Massenware.

Seit dem Aufkommen von Faser-Bragg-Gittern ist deren mögliche Verwendung als Sensor für unterschiedlichste Anwendungen bekannt. Eine der am weitest verbreiteten Anwendungen ist der Einsatz als Dehnungssensor, aber auch als Temperatursensor [63]. Faser-Bragg-Gitter bieten viele Vorzüge gegenüber konventionellen elektrischen Sensoren:

Maximaldehnung Die intrinsischen Materialeigenschaften des Sensors erlauben die Messung sehr hoher Maximaldehnungen. Es sind reversible Dehnungen von $7 \cdot 10^4 \mu\text{m}/\text{m}$ [165] bei bis zu 10^9 Dehnungszyklen erfassbar. Diese Maximaldehnungen lassen sich mit konventionellen elektrischen Dehnmessstreifen bei dieser Lastwechselzahl nicht erfassen. Elektrische Dehnmessstreifen weisen, bedingt durch Materialermüdung, sowohl eine Degradierung, entsprechend einer Nullpunktsdrift, als auch verminderte Empfindlichkeit bei hohen Lastwechselzahlen auf [132].

Entfernung Messgerät zu Messstelle Die niedrigen Signaldämpfungswerte von Glasfasern erlauben die Erfassung von Signalen an Messstellen, die mehrere Kilometer vom Messgerät entfernt sein können [136]. Die Messgröße wird als Frequenz (-änderung) einer Lichtwelle übertragen und ist daher unempfindlich gegenüber Amplitudenschwankungen des geführten Feldes.

Multiplexierbarkeit Die Verwendung von Faser-Bragg-Gittern mit unterschiedlichen Mittelfrequenzen erlaubt die Multiplexierung mehrerer örtlich verteilter Messstellen innerhalb einer Messfaser [124].

1 Einleitung

Elektromagnetische Verträglichkeit Die rein optische Übertragungsstrecke und das optische Wirkprinzip des Sensors führen zu einer einzigartigen Unempfindlichkeit der Faser-Bragg-Gitter-Sensorik gegenüber elektromagnetischen Störeinflüssen [78]. Dies ermöglicht Sensoranwendungen unter hohen Magnetfeldern, beispielsweise zur Patientenüberwachung während magnetresonanztomografischer Untersuchungen [164].

Dimensionen Die geringen Ausmaße – eine Standard-Telekommunikationsglasfaser hat einen Durchmesser von etwa 250 μm – erlauben die Erschließung von Sensoranwendungen in Bereichen, die konventionellen elektrischen Sensoren auf Grund von Bauraumbeschränkungen bisher nicht zugänglich waren. Auch für die Überwachung neuartiger Werkstoffe aus dem Gebiet des Leichtbaus sind Glasfasersensoren auf Grund der geringen Abmessungen geeignet. Sie können während des Herstellungsprozess in Glas- oder Kohlefasermaterialien eingebettet werden und den gesamten Lebenszyklus dieser Werkstoffe vom Herstellungsprozess bis hin zum Dauerbetrieb überwachen, indem sie Informationen über den Dehnungs- bzw. Spannungszustand aus dem Inneren der Struktur liefern [56] [158] [116].

Trotz der vielfältigen Vorzüge faseroptischer Sensoren auf Basis von Faser-Bragg-Gittern beträgt das Volumen des weltweiten Marktes für faseroptische Dehnungsmesstechnik heute nur weniger als 4% des Marktes der gesamten Dehnungsmesstechnik (oder 91 Millionen Euro im Jahr 2009, Schätzung Frost & Sullivan [50]). Der Markt für faseroptische Dehnungsmesstechnik setzt sich zu einem Großteil aus Anwendungen der Bauwerksüberwachung zusammen, beispielsweise Staudämme [189] und Brücken [30]. Diese Anwendungen basieren auf der Erfassung verteilter quasistatischer Messgrößen, beispielsweise Dehnungs- oder Temperaturfelder.

Ein Vergleich der entwickelten Anwendungsfelder der faseroptischen Dehnungsmessung und der konventionellen elektrischen Dehnmesstechnik zeigt, dass insbesondere der Markt für dynamische Dehnungs- und Beschleunigungsmesstechnik auf Basis von Faser-Bragg-Gittern nur unzureichend entwickelt ist. Als Hemmnis für eine erweiterte Kommerzialisierung können bei einer Analyse des Marktes für faseroptische Messtechnik drei messtechnisch relevante Themen identifiziert werden, welche durch den Stand der Technik nur unzureichend behandelt, bzw. realisierbar sind:

Dynamische Messung / Anti-Aliasing Konventionelle kommerziell erhältliche faseroptische Messsysteme auf Basis von Spektrometern und verstimmbaren Lichtquellen erlauben inhärent keine ausreichende Tiefpassfilterung des Sensorsignals vor der Signalabtastung. Dies kann bei der Erfassung dynamischer

Sensorsignale zum Auftreten von Spiegelfrequenzen im abgetasteten Signal führen [86]. Eine definierte Bandbegrenzung des Messsignals vor der Signalquantisierung ist nach DIN 45662 [3] für die messtechnisch korrekte Schwingungsmessung notwendig. Aufnehmerstrukturen für die Einleitung dynamischer Messgrößen in Faser-Bragg-Gitter sind vielfach demonstriert [210] [14], jedoch sind sie in Ermangelung der passenden Messtechnik nicht ausreichend charakterisiert und entwickelt. Ihr Einsatzbereich ist somit auf Nischenanwendungen beschränkt, welche mit konventioneller elektrischer Sensorik derzeit nicht zugänglich sind.

Polarisation/ Doppelbrechung Konventionelle Messsysteme basieren auf der Beleuchtung des Sensors mit polarisiertem Licht, bzw. auf einer polarisationssensitiven Signalerfassung. Doppelbrechung am Sensor führt zu Messabweichungen bei der Signalerfassung mit konventionellen Systemen. Diese Quelle von Messabweichungen wurde beispielsweise von Trutzel in seiner Dissertation für diverse Fasertypen untersucht [165]. Daneben zeigen auch Hoffmann [64] und Ecke [47] den Einfluss und Möglichkeiten zur Reduzierung des durch den Polarisationszustand des Lichts bedingten Messfehlers in konventionellen Messsystemen. Die Reduzierung der Messabweichung gelingt nur durch Verwendung faseroptischer Depolarisatoren [211]. Die Verwendung dieser Komponenten geht einher mit einer erweiterten Komplexität der Messsysteme und somit einem hohen Preis dieser Messverfahren.

Temperatur-Kreuzempfindlichkeit Faser-Bragg-Gitter-Sensoren weisen eine Empfindlichkeit gegenüber Temperaturänderung, als auch gegenüber Dehnung am Sensor auf [123]. Diese Kreuzempfindlichkeit bedingt Messabweichungen, falls die Temperatur des Prüfobjekts nicht entsprechend kompensiert wird. In der konventionellen elektrischen Dehnmessstechnik kommen für die Kompensation der temperaturbedingten Änderung des Messwiderstands Brückenmessschaltungen zum Einsatz [143]. Für die faseroptische Messtechnik auf Basis von Faser-Bragg-Gittern sind Verfahren zur Temperaturkompensation von Faser-Bragg-Gitter-Sensorsignalen vorgeschlagen [135] [95] [187], jedoch hat sich bisher noch kein Verfahren als Standard durchgesetzt [95]. Die nachträgliche Temperaturkompensation im Messsystem bei Verwendung eines Referenztemperatursensors führt zu einem erheblichen Mehraufwand bei der Messung verglichen zu elektrischer Dehnungsmessung, da zusätzlich pro Messstelle ein Referenzkanal vorgesehen werden muss.

Ziel der Arbeit Die vorliegende Arbeit hat das Ziel, die technischen Hürden im ersten identifizierten Bereich – der Erfassung dynamischer Messgrößen mittels Faser-Bragg-Gitter-Messtechnik – zu untersuchen, systematisch zu beschreiben sowie dar-

1 Einleitung

auf aufbauend neue Lösungen anzubieten. Die zu entwickelnden Methoden sollen den Weg ebnen für einen erweiterten Einsatzbereich faseroptischer Messtechnik auf Basis von Faser-Bragg-Gittern, beispielsweise in der Schwingungsmesstechnik.

Aufbau der Arbeit Das nachfolgende **Kapitel 2** gibt eine Einführung in die Lichtführung in Monomode-Glasfasern und beschreibt die Grundlagen der Faser-Bragg-Gitter-basierten Messtechnik. Die Grenzen der dynamischen Lasteinleitung in Faser-Bragg-Gitter werden dargelegt sowie die gängigen Auswerteverfahren eingeführt und klassifiziert nach den Charakteristika der Messwerterfassung im Hinblick auf dynamische Messgrößen.

Der Stand der Technik der dynamischen Messwerterfassung wird an Hand der bekanntesten Vertreter faseroptischer Messsysteme in **Kapitel 3** systematisch untersucht. Es werden technische Erweiterungen des Stands der Technik erarbeitet.

Auf die ausführliche Auseinandersetzung mit dem Stand der Technik und Forschung hinsichtlich der Erfassung dynamischer Messgrößen folgen daher in **Kapitel 4** Untersuchungen zu intensitätsbasierten Messsystemen, welche so bisher kaum am Markt vertreten sind, jedoch auf Grund der Art der Signalerfassung einen vielversprechenden Ansatz zur messtechnisch korrekten Signalerfassung bieten.

Aufbauend auf diesen Untersuchungen folgt in **Kapitel 5** die Beschreibung von konzeptionellen und praktischen Arbeiten im Rahmen des von der Europäischen Raumfahrtagentur (ESA) initiierten Forschungsvorhabens SMAFO (**S**tructural **M**onitoring of the **A**riane **L**auncher with **F**iber **O**ptic **S**ensors). In dem Forschungsprojekt wurde das Potential faseroptischer Sensorik auf Basis von Faser-Bragg-Gitter-Sensoren für die Überwachung dynamischer struktureller Vorgänge während der Startphase von Trägerraketen evaluiert. Dem Lehrstuhl für Messsystem- und Sensortechnik der Technischen Universität München kam in dem Projekt die Aufgabe zu, ein faseroptisches Messsystem zu entwickeln, welches dynamische Lasten an Faser-Bragg-Gitter-Sensoren während der Startphase auf Trägerraketen erfassen kann.

Ergebnisse Im Ergebnis zeigt sich, dass bisher tatsächlich Fehler im Umgang mit der faseroptischen Messtechnik gemacht werden, die den Einsatz in dynamischen Messungen, Zustandsüberwachungssystemen und als Teil von Regelschleifen verbieten.

1. Der Stand der Technik der faseroptischen Messtechnik auf Basis von Faser-Bragg-Gitter-Sensoren erlaubt bisher keine ausreichende und abschließende Beschreibung des Verhaltens von Messgeräten bei der Erfassung dynamischer Messgrößen. Insbesondere fehlt eine Diskussion zur messtechnisch korrekten bandbegrenzten Signalerfassung. Es wird eine Analyse der Hauptklassen

faseroptischer Messsysteme bezüglich der Erfassung dynamischer Sensorsignale durchgeführt. Das Verhalten spektrometerbasierter Faser-Bragg-Gitter-Messsysteme kann durch die Quantisierungstheorie vollständig beschrieben werden. Spektrometerbasierte Messsysteme weisen unter Umständen – abhängig von der Detektor- und Sensorkonfiguration – ein nichtlineares Systemverhalten auf. Messsysteme auf Basis verstimmbarer Filter oder Lichtquellen zeigen im Unterschied zu spektrometerbasierten Messsystemen kein inhärentes Tiefpassverhalten. Oberhalb einer durch die Messanordnung bestimmten Grenzfrequenz ist die Angabe eines definierten Übertragungsverhaltens nicht möglich.

2. Es werden zwei Ansätze zur Verbesserung verbreiteter Messkonzepte aufgezeigt, die den Einsatzbereich konventioneller Faser-Bragg-Gitter-Messsysteme erweitern. Es wird erstmals die Möglichkeit eines optischen Tiefpassfilters für die bandbeschränkte Erfassung dynamischer Faser-Bragg-Gitter-Signale diskutiert. Einen weiteren Ansatz, ausgehend von einer nur unzureichend bandbeschränkten Signalerfassung, stellt ein im Rahmen der Arbeit entwickelter Algorithmus dar, der die Detektion von Unterabtastungseffekten – ohne vorherige Kenntnis des Signalfrequenzspektrums – erlaubt. Der Algorithmus ermöglicht eine ex post Beurteilung erfasster Faser-Bragg-Gitter-Signale hinsichtlich Signalunterabtastung. Trotz dieser Erweiterungen können diese Messsysteme jedoch nicht vollständig an die messtechnischen Anforderungen der Erfassung dynamischer Messgrößen angepasst werden.
3. Ein weiterführender Lösungsansatz ist die im Forschungsprojekt umgesetzte Technik der intensitätsbasierten Erfassung von Faser-Bragg-Gitter-Signalen. Die Erfassung dynamischer Faser-Bragg-Gitter-Signale mittels intensitätsbasierter Messverfahren erlaubt die bandbegrenzte Signalerfassung von Faser-Bragg-Gitter-Sensoren. Für diese Klasse von Messsystemen wird erstmals eine umfassende Beschreibung hinsichtlich Messabweichungen und Messunsicherheiten gegeben. Es werden Designrichtlinien für den Entwurf eines multiplexierfähigen intensitätsbasierten Messsystems auf Basis von Arrayed Waveguide Gratings abgeleitet.
4. Im experimentellen Teil wird die erstmalige Realisierung eines hochintegrierten intensitätsbasierten Messsystems auf Basis eines Arrayed Waveguide Gratings beschrieben. Das System ist für den Einsatz an Bord der ARIANE-Trägerrakete während der Startphase zur Überwachung dynamischer Strukturlasten auf die Trägerrakete und die Nutzlast ausgelegt.

Die Arbeit zeigt Lösungsmöglichkeiten für derzeit noch bestehende Hemmnisse für den standardisierten Einsatz faseroptischer Sensorik auf. Zusammen mit der

1 Einleitung

Lösung der beiden anderen dargelegten Aspekte (Polarisation/ Doppelbrechung und Temperatur-Kreuzempfindlichkeit) ist aus messtechnischer Sicht die Ablösung der konventionellen elektrischen Dehnungsmesstechnik durch die faseroptische Messtechnik möglich.

2 Grundlagen

2.1 Lichtführung in Monomode-Glasfasern

Optische Glasfasern stellen den Kernbaustein der modernen Kommunikationstechnik dar. Sie erlauben die nahezu verlustfreie Informationsübertragung über weite Strecken [174]. Die immense technologische und volkswirtschaftliche Bedeutung der Lichtführung in Glasfasern zur Informationsübertragung verdeutlicht der Nobelpreis für Physik 2009, der unter anderem an C. Kao verliehen wurde. Die Arbeiten von Kao legten den Grundstein für eine dämpfungsarme Übertragung und damit den Grundstein für das weltweite Hochgeschwindigkeitsdatennetz.

Dieser Abschnitt beschreibt die Grundlagen der Lichtführung und -ausbreitung in Monomode-Glasfasern.

2.1.1 Aufbau einer Monomode-Glasfaser

Abbildung 2.1 zeigt den Aufbau eines rotationssymmetrischen Wellenleiters. Der Wellenleiter besteht aus einem Kernmaterial mit Radius a mit Brechungsindex n_1 . Er ist umgeben von einem Mantelmaterial mit Brechungsindex $n_2 < n_1$. Die Feldverteilung in dem Wellenleiter wird durch die Maxwell'schen Gleichungen in komplexer Notation [99] für das elektrische Feld \vec{E} und das magnetische Feld \vec{H} beschrieben

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu_r\mu_0\vec{H}, \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega\varepsilon_0n^2\vec{E}, \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot (n^2\vec{E}) = 0, \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0. \quad (2.4)$$

Die Dielektrizitätskonstante und die Permeabilitätszahl des Vakuums sind durch ε_0 , bzw. μ_0 gegeben, n bezeichnet den Brechungsindex des Mediums und ω die Kreisfrequenz der elektromagnetischen Welle. Aus den Maxwell'schen Gleichungen

2 Grundlagen

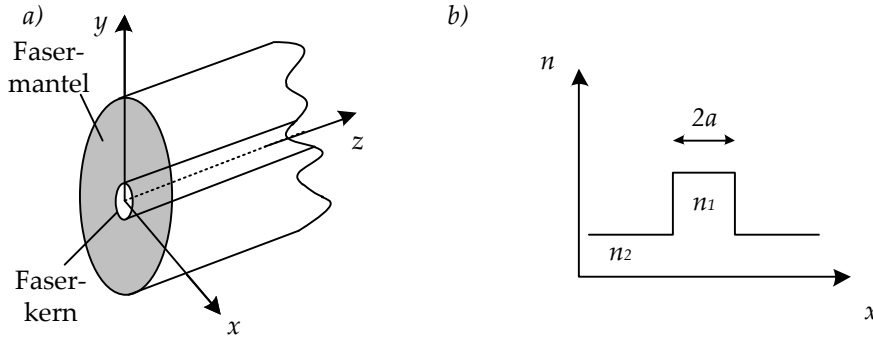


Abbildung 2.1: a) Schematischer Aufbau einer Stufenindexglasfaser. Das Licht wird zum Großteil innerhalb des Faserkerns geführt. Die Faser ist in technischer Ausführung zusätzlich durch einen Fasermantel (Coating) geschützt. b) Stufenförmiges Brechungsindexprofil über den Querschnitt der Faser.

können die vektoriellen Helmholtzgleichungen

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = k^2 n^2 \vec{E}, \quad (2.5)$$

$$\nabla \times \left(\frac{1}{n^2} \nabla \times \vec{H} \right) = k^2 \vec{H}, \quad (2.6)$$

abgeleitet werden. Sie beschreiben die Propagation einer elektromagnetischen Welle mit Ausbreitungskonstante k in einem Medium mit Brechungsindex n . Da Glasfasern annähernd homogen in Ausbreitungsrichtung des Lichts sind hängen die Lösungen der vektoriellen Wellengleichungen – die Feldverteilungen – nur vom Brechungsindexprofil der Faser ab. Die Propagation in Richtung der Faser kann durch einen oszillierenden Term $\exp(-j(\beta_m z + \omega t))$ mit Ausbreitungskonstante β_m der m -ten Mode $\vec{E}(x, y, z) = \vec{e}_m(x, y) \exp(-j(\beta_m z + \omega t))$ beschrieben werden. Die transversalen Feldverteilungen $\vec{e}_m(x, y)$ hängen vom Brechungsindexprofil der betrachteten Faser ab. Für ein Stufenindexprofil nach Abbildung 2.1 sind die transversalen rotationssymmetrischen Feldverteilungen in Zylinderkoordinaten (r, Φ) gegeben durch

$$E = c_1 J_m(Ur/a) e^{jm\Phi}, \quad 0 \leq r \leq a, \quad (2.7)$$

$$= c_2 K_m(Ur/a) e^{jm\Phi}, \quad a \leq r \leq \infty \quad (2.8)$$

mit den modalen Parametern $U = V\sqrt{1-B}$ und $W = V\sqrt{B}$. Die normierte Frequenz V ist gegeben durch $V = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot a \cdot n_1 \sqrt{2\Delta n}$ und die Brechungsindexdifferenz Δn zu $\Delta n = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2}$. Der Parameter B beschreibt die normierte Ausbreitungskonstante

2.1 Lichtführung in Monomode-Glasfasern

$B = \frac{\beta^2/k^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2}$. Die Feldverteilungen innerhalb des Faserkerns sind durch Besselfunktionen m -ter Ordnung J_m , im Mantel durch modifizierte Besselfunktionen K_m m -ter Ordnung gegeben.

Die radiale Feldverteilung $E(r, \Phi)$ kann in zwei orthogonale Anteile zerlegt werden. Die beiden Lösungen enthalten vorherrschend Feldanteile in horizontaler, bzw. vertikaler Richtung. Die Anzahl der im Wellenleiter ausbreitungsfähigen Moden ist abhängig von der betrachteten Wellenlänge. Unterhalb einer normierten Frequenz $V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = 2,4$ ist nur noch der Grundmodus $m = 0$ ausbreitungsfähig, man spricht von monomodigen Glasfasern. Die obig beschriebenen orthogonalen Feldverteilungen in horizontaler und vertikaler Richtung werden als HE_{11} - oder Grundmoden bezeichnet. Im Falle schwacher Führung, entsprechend einem niedrigen Brechungsindexkontrast Δn , sind die Feldverteilungen der beiden Polarisationsmoden gegeben zu

$$E(r/a) = J_m(Ur/a)/J_m(U), \quad 0 \leq r \leq a, \quad (2.9)$$

$$= K_m(Wr/a)/K_m(W), \quad a \leq r \leq \infty. \quad (2.10)$$

Die exakte Feldverteilung des Grundmodus ist grundlegend für die Berechnung spezifischer Parameter, wie beispielsweise Koppelverlusten von Spleißstellen, Koppel-effizienzen und Biegeverlusten, etc. [53]. Das Grundmodusprofil $E(r)$ von Stufenindex-Fasern kann durch eine Gauß-Funktion $\Psi(r) = A \cdot e^{-r^2/w^2}$ mit dem Modenfelddurchmesser $d = 2w$ angenähert werden. Der Modenfelddurchmesser der Feldverteilung des Grundmodus innerhalb einer Stufenindexfaser ist nach Marcuse [97] gegeben durch

$$\frac{w}{a} = \left(0,65 + \frac{1,6119}{V^{3/2}} + \frac{2,879}{V^6} \right). \quad (2.11)$$

2.1.2 Jones-Formalismus

Für die Beschreibung der Propagation einer Welle mit gegebenem Polarisationszustand können mehrere Formalismen verwendet werden. Die Propagation einer vollständig polarisierten Lichtwelle lässt sich mittels des kompakten Jones-Formalismus beschreiben [60]. Im Jones-Formalismus wird eine vollständig polarisierte elektromagnetische Welle durch den Jones-Vektor

$$J = \begin{pmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

beschrieben. Der Jones-Vektor gibt eine Charakterisierung eines propagierenden Modus hinsichtlich elektrischer Feldamplitude, Phase und Zeitabhängigkeit.

2 Grundlagen

Repräsentation von Polarisationszuständen im Jones-Formalismus Die Phasen- und Amplitudenbeziehung zwischen x- und y- Polarisation beschreibt vollständig den Polarisationszustand des beschriebenen Feldes. Linear polarisiertes Licht wird beschrieben durch den Jones-Vektor

$$J = \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\phi) \\ \sin(\phi) \end{pmatrix} \cdot E_0. \quad (2.13)$$

Die Polarisationsrichtung des beschriebenen Zustandes ist um den Winkel ϕ gegenüber der x-Achse gekippt. Analog lässt sich ein beliebiger elliptischer Polarisationszustand angeben durch den Jones-Vektor

$$J = \frac{1}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}} \begin{pmatrix} a \\ b - ic \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

mit $E_x = a$, $E_y = \sqrt{b^2 + c^2}$ und einem Öffnungswinkel der Polarisationsellipse $\phi_0 = \mp \tan^{-1} \left(\frac{c}{b} \right)$ [60]. Optisch lineare Elemente im Strahlengang transformieren einen einfallenden Jones-Vektor J_{in} über $J_{\text{out}} = \mathbf{T}J_{\text{in}}$, wobei \mathbf{T} eine 2x2-Matrix darstellt. Optisch lineare Bauelemente umfassen Linearpolarisatoren, Phasenplatten, Faserrotationen, etc.. Eine umfassende Auflistung und Beschreibung der Jones-Matrizen optischer Komponenten ist in [60] zu finden. Die Gesamtsystemmatrix mehrerer in einer Faser hintereinander angeordneter optischer Elemente mit Jones-Matrizen \mathbf{T}_i wird durch die Multiplikation der Teilmatrizen berechnet zu

$$J_{\text{out}} = \mathbf{T}J_{\text{in}}, \text{ mit } \mathbf{T} = \prod_i \mathbf{T}_i. \quad (2.15)$$

Der Jones-Formalismus ist für die Beschreibung von partiell polarisiertem Licht nicht geeignet, da Depolarisationseffekte, beispielsweise durch einen faseroptischen Lyot-Depolarisator, nicht beschrieben werden können [174]. Für die Beschreibung von partiell polarisiertem Licht bietet sich die Verwendung des Stoke'schen Formalismus an.

Die im Verlauf dieser Arbeit durchgeführten Betrachtungen stützen sich auf den zeitlichen Mittelwert der Lichtintensität an einer definierten Stelle eines faseroptischen Systems. Die Verwendung einer Kohärenzmatrix-Darstellung des in der Faser geführten Lichts bietet einen eleganten Zwischenweg, der die Verwendung des Jones-Formalismus bei nur partiell polarisiertem Licht zulässt [140]. Die Kohärenz-

matrix ist definiert [129] zu

$$\mathcal{J}(\tau) = \begin{pmatrix} \langle E_x^* E_x \rangle & \langle E_x^* E_y \rangle \\ \langle E_y^* E_x \rangle & \langle E_y^* E_y \rangle \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

$$= \begin{pmatrix} \mathcal{J}_{xx}(\tau) & \mathcal{J}_{xy}(\tau) \\ \mathcal{J}_{yx}(\tau) & \mathcal{J}_{yy}(\tau) \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

mit dem Mittelwertoperator $\langle \cdot \rangle$. Die Gesamtlichtintensität ist gegeben durch die Spur der Kohärenzmatrix $I_0 = \text{Tr} \mathcal{J} = \langle E_x^* E_x \rangle + \langle E_y^* E_y \rangle$. Für unpolarisiertes Licht ergibt sich $\mathcal{J}_{xy} = \mathcal{J}_{yx} = 0$ und $\mathcal{J}_{xx} = \mathcal{J}_{yy}$. Die verschwindenden Kreuzkorrelationsanteile von $E_x(t)$ und $E_y(t)$ spiegeln den Zustand wider, dass die Feldkomponenten E_x und E_y vollständig inkohärent sind. Die Kohärenzmatrix von unpolarisiertem Licht ist damit gegeben zu

$$\mathcal{J} = \frac{1}{2} I_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.18)$$

d.h. unpolarisiertes Licht weist gleiche mittlere Intensität in beiden Polarisationsrichtungen auf. Für kohärentes Licht nimmt die Kohärenzmatrix die Form

$$\mathcal{J} = \begin{pmatrix} |E_x|^2 & |E_x E_y| \exp(i\delta) \\ |E_x E_y| \exp(-i\delta) & |E_y|^2 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

[60] [129] mit $\delta = \phi_x - \phi_y$ an. Die Kohärenzmatrix eines beliebigen Zustands kann stets dargestellt werden als Superposition der Kohärenzmatrix von unpolarisiertem Licht \mathcal{J}_u und der Kohärenzmatrix eines vollständig polarisierten Zustandes \mathcal{J}_p .

Der oben beschriebene Zwischenweg für die Beschreibung der Wirkung von polarisationsbeeinflussenden Bauteilen auf die Gesamtintensität wird ermöglicht durch die Darstellbarkeit der Kohärenzmatrix in Form von Jones-Vektoren. Ein Vergleich von Gleichung 2.16 mit Gleichung 2.12 führt zu der Darstellung

$$\mathcal{J} = \langle \mathbf{J}^* \mathbf{J}^\dagger \rangle = \begin{bmatrix} \langle E_x^* E_x \rangle & \langle E_x^* E_y \rangle \\ \langle E_y^* E_x \rangle & \langle E_y^* E_y \rangle \end{bmatrix}. \quad (2.20)$$

Der Jones-Vektor wird durch (faser-)optische Bauelemente gemäß $\mathbf{J}_{out} = \mathbf{T} \mathbf{J}_{in}$ transformiert. Die Kohärenzmatrix transformiert in ähnlicher Weise zu

$$\mathcal{J}' = \mathbf{T}^\dagger \mathcal{J} \mathbf{T}. \quad (2.21)$$

Dies erlaubt, wenn lediglich die Intensitäten des Lichts für beide Hauptpolarisationsrichtungen von Interesse sind, eine einfache Behandlung von polarisationsbeeinflussenden Elementen in der Faser. Die Verkettung der Bauelemente kann

2 Grundlagen

im Jones-Formalismus durch die Jones-Matrix \mathbf{T} beschrieben werden. Die Gesamtlichtintensität am Fotodetektor kann dann aus der transformierten Kohärenzmatrix nach Gleichung 2.21 bestimmt werden.

2.1.3 Transmissionseigenschaften von Glasfasern

Der Jones- und der Kohärenzmatrix-Formalismus ermöglichen die Beschreibung der Wirkung unterschiedlicher faseroptischer Bauelemente auf das innerhalb der Glasfaser geführte Licht. Zusätzlich wird das in einer Glasfaser geführte Licht durch die intrinsischen Eigenschaften der Faser selbst beeinflusst. Im Folgenden werden die grundlegenden Mechanismen zur Signaldämpfung in Glasfasern, sowie Signalverluste, bedingt durch optische Verbindungsstellen, etc. beschrieben.

Absorption

Die Signaldämpfungsmechanismen können unterteilt werden in durch das Glas selbst verursachte Absorptionsbanden und extrinsische Absorptionen, bedingt durch Fremdstoffe innerhalb der Faser. Die intrinsische Absorption – strahlungsinduzierte Molekülübergänge – hat merklichen Effekt erst ab Wellenlängen von ca. $1,6 \mu\text{m}$; sie ist daher in den für optische Telekommunikationsanwendungen verwendeten spektralen Bändern vernachlässigbar [53]. Wassereinschlüsse innerhalb der Glasfaser führen zu charakteristischen OH^- -Absorptionsbanden bei $0,72, 0,88, 0,95, 1,13, 1,24$ und $1,38 \mu\text{m}$. Die spektrale Signaldämpfung einer Glasfaser nach Miya et al. [110] ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Für die optische Telekommunikation wird vornehmlich der spektrale Bereich um $1,5 \mu\text{m}$ verwendet. Dieser als zweites optisches Fenster bezeichnete Bereich weist in hochreinen Glasfasern Dämpfungen unterhalb $0,2 \text{ dB/km}$ auf [39].

Verluste durch Streuung

Zusätzlich zu auf Absorption beruhenden Effekten wird in einer Glasfaser propagierendes Licht gestreut. Im optischen C-Band ist der dominante Effekt durch elastische Rayleigh-Streuung bedingt [60]. Der Streuquerschnitt der Rayleigh-Streuung ist stark wellenlängenabhängig ($\propto \lambda^{-4}$). In der spektralen Transmissionsdämpfung einer Glasfaser nach Abbildung 2.2 ist der Einfluss der Rayleigh-Streuung als steigende Signaldämpfung hin zu niedrigen Wellenlängen erkennbar. Optische Rayleigh-Streuung bedingt eine Signaldämpfung im optischen C-Band von etwa $0,15 \text{ dB/km}$ [53].

2.1 Lichtführung in Monomode-Glasfasern

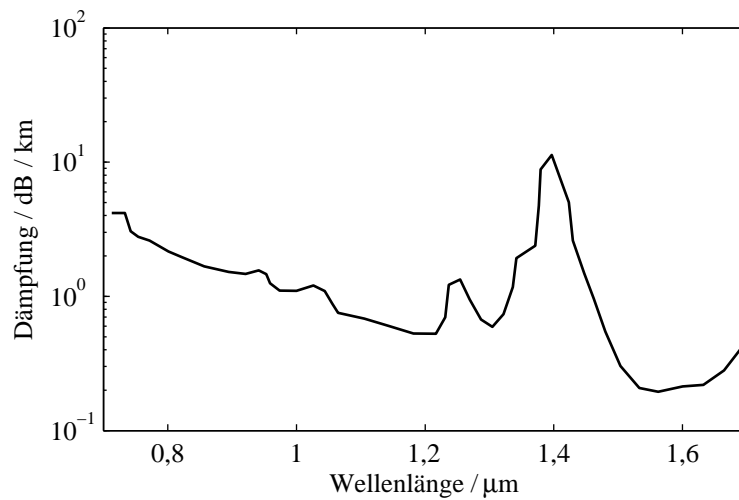


Abbildung 2.2: Signaldämpfungskoeffizient einer Standard Monomode-Glasfaser nach [53].

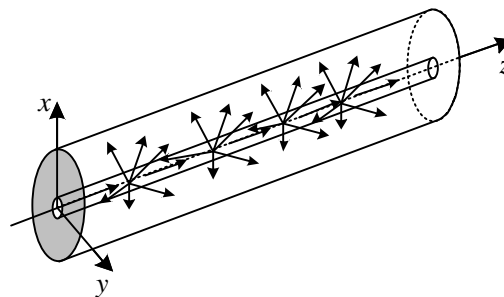


Abbildung 2.3: Kontinuierliche (isotrope) Streuung von in der Faser propagierendem Licht entlang der Glasfaser. Das in die Rückrichtung gestreute Licht wird in faseroptischen Messsystemen als optischer Hintergrund detektiert.

Koppelverluste

Optische Verbindungsstellen wie Spleißverbindungen und Steckverbindungen führen ebenfalls zu Transmissionsverlusten. Einerseits bedingen die in Abbildung 2.4 dargestellten mechanischen Koppelfehler wie Winkelversatz sowie transversaler und lateraler Versatz Transmissionsverluste. Andererseits führen auch Fehlanpassun-

2 Grundlagen

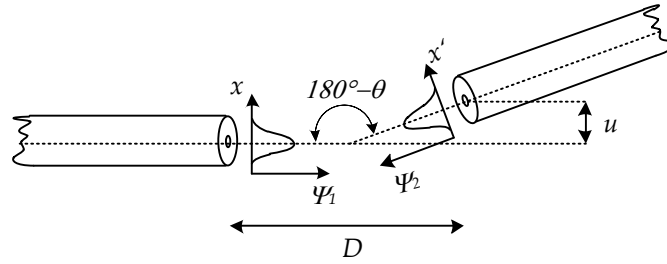


Abbildung 2.4: Kopplung zweier identischer Glasfasern. Signaldämpfung entsteht durch lateralen und transversalen Versatz der Fasern, sowie durch Winkelversatz.

gen der Modenfelder der gekoppelten Faserstücke zu Transmissionsverlusten. Die Koppelleffizienz einer Faserverbindungsstelle mit geführten Moden $\Psi_{1/2}(x, y)$ ist gegeben durch das Überlappintegral

$$T = \langle \Psi_1(x, y) | \Psi_2(x, y) \rangle. \quad (2.22)$$

Die maximale Koppelleffizienz für zwei Monomode-Glasfasern mit Modenfelddurchmessern $w_{1/2}$ lässt sich angeben zu $T_{\max} = \left(\frac{2w_1w_2}{w_1^2 + w_2^2} \right)^2$ [53]. Für identische Fasern ist die maximale Koppelleffizienz gleich eins. Die durch transversalen Versatz u und Winkelversatz θ zweier identischer Glasfasern mit Modenfelddurchmesser w und Brechungsindex n_l bedingte Signaldämpfung kann nach Ghatak [53] angegeben werden zu

$$\alpha_{u,\theta}(\text{dB}) = 4,34 \left[\left(\frac{u}{w} \right)^2 + \left(\frac{\pi n_l w \theta}{\lambda_0} \right)^2 \right]. \quad (2.23)$$

Die durch lateralen Versatz D der gekoppelten Faserstücke bedingte Signaldämpfung kann analog bestimmt werden zu

$$\alpha_l(\text{dB}) = 10 \log \left(1 + \left(\frac{D \lambda_0}{2\pi n_l w^2} \right)^2 \right). \quad (2.24)$$

Krümmungsverluste

Durch Einbringen einer lokalen Krümmung in eine Monomode-Glasfaser wird Licht aus dem Grundmodus heraus in nicht geführte Mantelmoden und schließlich durch Vielfachreflexion aus der Faser herausgestreut. Snyder und Love [147] zeigen, dass

der Krümmungsverlust einer Stufenindex Monomode-Glasfaser gegeben ist zu

$$\alpha_R (\text{dB/m}) = 4,343 \left(\frac{\pi}{4aR_c} \right)^{1/2} \left[\frac{U}{VK_1(W)} \right]^2 \frac{1}{W^3} \exp \left(-\frac{2W^3}{3k_0^2 a^3 n_1^2} R_c \right). \quad (2.25)$$

Die Signaltransmission nimmt exponentiell mit abnehmendem Krümmungsradius R_c der Faser ab.

Die in diesem Abschnitt beschriebenen Effekte führen zu Transmissionsverlusten in Propagationsrichtung des Lichts und auch zu Signalreflexionen. Die Mechanismen werden in Kapitel 4.3.2 wieder aufgegriffen, um das Auftreten von parasitären Rückflussdämpfungen in faseroptischen Messsystemen zu beschreiben.

2.2 Faser-Bragg-Gitter (FBG)

Im Folgenden wird ein Überblick über den Aufbau, die mathematische Modellierung und die technische Implementierung von Faser-Bragg-Gittern in Monomode-Glasfasern gegeben.

Faser-Bragg-Gitter in Monomode-Glasfasern stellen sich als eine periodische Modulation des Brechungsindex $n_{\text{eff}}(z)$ entlang der Ausbreitungsrichtung einer geführten elektromagnetischen Welle im Kern der Faser dar. Die kohärente Reflexion von Licht an dieser Struktur führt zur Erzeugung eines schmalbandigen Reflexionsbands an der Bragg-Wellenlänge λ_B . Der schematische Aufbau eines Faser-Bragg-Gitters ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Die Brechzahlmodulation im Kern der Glasfaser ist als diskrete Störungen grau illustriert.

Bei Betrachtung eines streng periodischen Brechzahlverlaufs mit Modulationsperiode Λ tritt maximale Reflexion am Faser-Bragg-Gitter genau dann auf, wenn die einlaufende elektromagnetische Welle mit Vakuumwellenlänge λ_B die Interferenzbedingung $\lambda_B = 2 \cdot \bar{n}_{\text{eff}} \cdot \Lambda$ erfüllt, d.h. wenn die Wellenlänge des im Medium geführten Lichts genau der doppelten Modulationsperiode des Faser-Bragg-Gitters entspricht. Bei erfüllter Interferenzbedingung überlagern sich die reflektierten Teilwellen phasenrichtig konstruktiv, es kommt zur Ausbildung des beschriebenen schmalbandigen Reflexionsbandes. Ein Reflexionsspektrum eines Faser-Bragg-Gitters mit uniformer Brechzahlmodulation ist in Abbildung 2.6 gezeigt.

2 Grundlagen

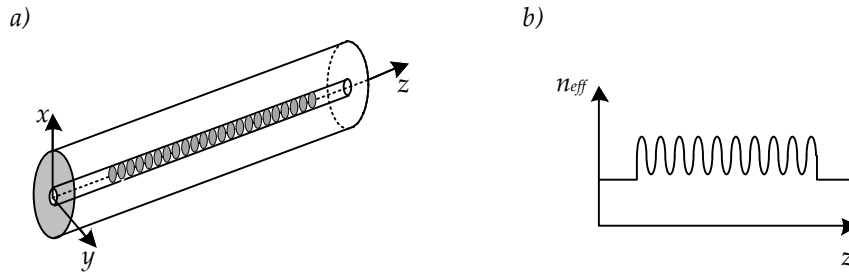


Abbildung 2.5: a) Schematischer Aufbau eines Faser-Bragg-Gitters. b) Das Faser-Bragg-Gitter ist realisiert als Brechzahlmodulation im Kern der Monomode-Glasfaser.

2.2.1 Faser-Bragg-Gitter

Mathematisch kann das Auftreten des spektralen Reflexionsbandes am Faser-Bragg-Gitter mittels eines Satzes von Differentialgleichungen für die ausbreitungsfähigen Moden im Wellenleiter beschrieben werden. Die Brechzahlmodulation im Kern einer Monomode-Glasfaser kann als Störung der ideal homogen dielektrischen Permittivität $\bar{\epsilon}(r, \phi, z)$ eines radialsymmetrischen Wellenleiters aufgefasst werden. Eine solche Störung führt zu einer Wechselwirkung der im Wellenleiter zugelassenen elektromagnetischen Moden. Diese Wechselwirkung der Felder in Ausbreitungsrichtung wird beschrieben durch die Theorie der gekoppelten Moden [10]. Diese Beschreibung stellt einen Satz an Gleichungen

$$\frac{dA_i}{dz} = \sum_j \gamma_{ij} e^{i(\beta_i - \beta_j)z} \cdot A_j \quad (2.26)$$

bereit, welcher den örtlichen Energieaustausch der propagierenden orthogonalen Moden beschreibt. Die Amplituden der Moden sind gegeben durch die Terme A_i , die Koeffizienten γ_{ij} beschreiben den durch die lokale Störung des Dielektrizitätstensors bedingten Koppelkoeffizienten. Die Terme β_i und β_j beschreiben die Ausbreitungskonstanten der in der Faser geführten Moden. Die Beschreibung mittels der gekoppelten Modengleichungen erlaubt die Modellierung des resultierenden Reflexionsspektrums eines Faser-Bragg-Gitters für einen beliebigen dreidimensionalen Dehnungsverlauf am Faser-Bragg-Gitter [214].

Einen weiteren, numerisch weitaus weniger rechenintensiven Ansatz stellt die Berechnung des Reflexionsspektrums einer Faser-Bragg-Gitters mittels der Matrixmethode dar [123]. Das Faser-Bragg-Gitter wird als Verkettung von optischen Störelementen entlang der Faser beschrieben. Jede Störung, bzw. örtliche Variation

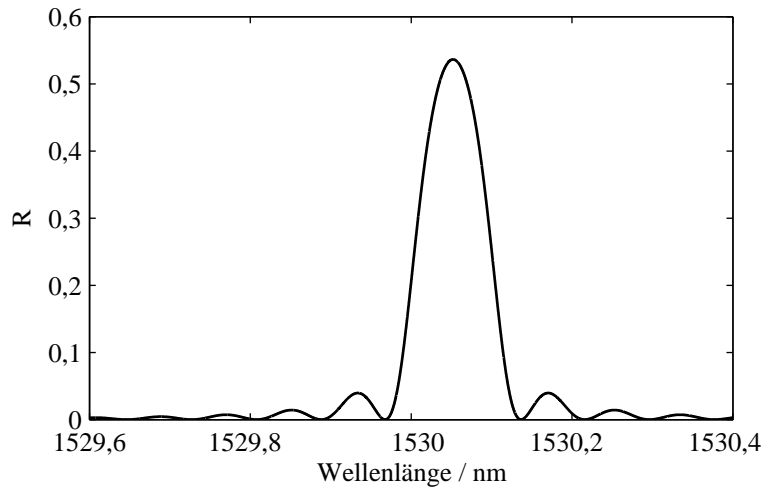


Abbildung 2.6: Reflexionsspektrum eines uniformen Faser-Bragg-Gitters.

des Brechungsindex, kann durch eine Matrix dargestellt werden, welche den Energieaustausch zwischen den Fundamentalmode innerhalb dieses Faserabschnitts beschreibt. Das Reflexionsverhalten eines Faser-Bragg-Gitters kann damit dargestellt werden durch die Multiplikation der Teilmatrizen der einzelnen optischen Störungen.

Bei Beschränkung auf schwache Gitter kann das spektrale Reflexionsspektrum durch die Fouriertransformierte des Brechungsindexprofils dargestellt werden [94].

Der einfachste Fall einer Brechungsindexmodulation eines Faser-Bragg-Gitters ist in Abbildung 2.5 b) illustriert. Das Brechungsindexprofil eines gleichförmigen Faser-Bragg-Gitters mit fester Modulationsperiode ist gegeben zu

$$\delta n(z) = n_0 + \Delta n \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z\right). \quad (2.27)$$

Der Brechungsindexkontrast der Brechungsindexmodulation ist durch Δn gegeben. Λ beschreibt die Modulationsperiode des Gitters. Das Reflexionsspektrum eines Faser-Bragg-Gitters mit Länge l und einem Brechungsindexverlauf nach Gleichung 2.27 ist nach [123] angegeben zu

$$R(l, \lambda) = \frac{\Omega^2 \sinh^2(sl)}{\Delta k^2 \sinh^2(sl) + s^2 \cosh^2(sl)}. \quad (2.28)$$

2 Grundlagen

Der Term Δk beschreibt den Differenzwellenvektor der einlaufenden elektromagnetischen Welle mit Wellenvektor k zu $\Delta k = k - \pi/\Lambda$. Der Term s ist gegeben zu $s = \sqrt{\Omega^2 - \Delta k^2}$. Der Koppelkoeffizient Ω ist für den kosinusförmigen Verlauf des Brechungsindex am Faser-Bragg-Gitter gegeben zu

$$\Omega = \frac{\pi \Delta n \eta(V)}{\lambda}. \quad (2.29)$$

Der Faktor η bezeichnet den Anteil der innerhalb des Faserkerns geführten Lichtleistung an der Gesamtleistung. Die maximale Reflektivität an der Bragg-Wellenlänge ist nach Gleichung 2.28 gegeben zu

$$R_{\max} = \tanh(\Omega l). \quad (2.30)$$

Die Halbwertsbreite eines schwachen Faser-Bragg-Gitters kann nach Othonos [122] angegeben werden zu

$$\Delta\lambda \approx 0,5 \cdot \lambda_B \sqrt{\left(\frac{\Delta n}{2n_0}\right)^2 + \left(\frac{1}{N}\right)^2}. \quad (2.31)$$

Die örtliche Fensterung der Modulation des Brechungsindex führt im Reflexionsspektrum zum Auftreten von Nebenmaxima. Eine örtliche Variation des Brechungsindexkontrasts $\Delta n(z)$ wird als Apodisierung bezeichnet. Durch eine Apodisierung der Brechzahlmodulation kann das Auftreten dieser Nebenmaxima unterdrückt werden [124]. Das Auftreten von Nebenmaxima im Reflexionsspektrum wirkt in Telekommunikationsanwendungen von Faser-Bragg-Gittern störend auf die Trennung spektral benachbarter Übertragungskanäle [96]. Auch bei der Verwendung von Faser-Bragg-Gittern als Sensor kann das Auftreten von Nebenmaxima im Reflexionsspektrum das Messergebnis beeinflussen. Der Einfluss auf das Messergebnis des in dieser Arbeit untersuchten Messsystems wird in Kapitel 4.3.2 aufgegriffen.

2.2.2 Mechanische Lasten an Faser-Bragg-Gittern

Ein durch eine mechanische Last in die Faser am Ort des Faser-Bragg-Gitters eingeleitetes Spannungsfeld bedingt eine Veränderung des Reflexionsspektrums des Faser-Bragg-Gitters. Die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen beschränken sich auf den Fall homogener Lasten am Faser-Bragg-Gitter. Unter dieser Einschränkung wird die Änderung des Reflexionsspektrums unter dem Einfluß von Temperatur und Dehnung dargestellt.

Mechanische Eigenschaften

Ein homogen in eine in z-Richtung ausgerichtete Faser eingeleitetes Spannungsfeld wird durch den mechanischen Spannungstensor

$$\bar{\sigma} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

beschrieben. Die Annahme dieses Spannungstensors ist gerechtfertigt, wenn die mechanische Spannung, bzw. Dehnung über einen ausreichend langen Bereich der Faser eingeleitet wird und die Faser nur axialer Belastung ausgesetzt ist [112] [16]. Die mechanische Deformation der Glasfaser kann im elastischen Bereich über den linearen Elastizitätstensor \bar{E} berechnet werden. Die resultierende **Dehnung** der Glasfaser ist gegeben zu

$$\bar{e} = \bar{E}^{-1} \cdot \bar{\sigma}. \quad (2.33)$$

Im Falle eines isotropen Materials sind die relevanten Dehnungen in der Glasfaser bei Last in z-Richtung gegeben zu [162]

$$e_{xx} = e_{yy} = -\frac{1}{E} \nu \sigma_{zz} \quad (2.34)$$

$$e_{zz} = \frac{1}{E} \sigma_{zz}. \quad (2.35)$$

Die Poissonzahl ν beschreibt die Querkontraktion des Materials.

Temperaturänderungen bedingen über den thermo-elastischen Effekt ebenfalls eine Dehnung der Struktur. Für die **temperaturbedingte Dehnung** einer isotropen Struktur gilt

$$\bar{e}_{\alpha_T} = \alpha_T \delta_{ij}. \quad (2.36)$$

Der Koeffizient α_T wird als thermo-elastischer Koeffizient bezeichnet, δ_{ij} ist das Kronecker-Delta. Die durch Temperatureinfluss bedingte Materialdehnung ist isotrop.

Dielektrische Eigenschaften

Unter Einwirkung einer **Dehnung** e_{ij} am Ort des Sensors ist die Änderung der auf die geführte elektromagnetischen Welle wirkenden Brechungsindexkomponenten eines isotropen Materials durch die Pockelskoeffizienten p_{ijkl} gegeben zu

$$\Delta n_{ij} = \frac{\bar{n}_e^3}{2} p_{ijkl} e_{kl}. \quad (2.37)$$

2 Grundlagen

Eine detaillierte Betrachtung zum Gesetz der Photoelastizität gibt [131]. Müller beschreibt in seiner Dissertation [112] die mechano-optische Wechselwirkung in einem Faser-Bragg-Gitter bei einem beliebigen Dehnungszustand.

Neben der mechano-optischen Empfindlichkeit weist der Brechungsindex über den thermo-optischen Effekt eine Sensitivität gegenüber Temperaturänderungen auf. Zum Einen weisen die Pockelskoeffizienten eine Temperaturabhängigkeit $\frac{\partial p_{ijkl}}{\partial T} \neq 0$ auf. Weiterhin ist der Brechungsindex n_{ij} selbst temperaturabhängig. Die getrennte Ermittlung der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex und der durch temperaturbedingte Materialdehnung verursachten Brechungsindexänderung ist experimentell schwer zugänglich. Das totale Differential $\frac{dn}{dT}$ wird daher häufig als thermo-optischer Effekt bezeichnet. Das totale Differential beinhaltet sowohl Auswirkungen thermisch induzierter Dehnungen auf den Brechungsindex als auch den direkten thermalen Einfluss auf den Brechungsindex [32].

2.2.3 Faser-Bragg-Gitter als Sensoren

Zusammengenommen führen mechanische und thermische Einwirkungen auf ein Faser-Bragg-Gitter zu Änderung bzw. Verschiebung des Reflexionsspektrums des Faser-Bragg-Gitters.

Die maximale Reflektivität eines homogenen Faser-Bragg-Gitters ist nach Gleichung 2.30 abhängig von der Länge des Gitters und dem Koppelkoeffizienten Ω . Für Faser-Bragg-Gitter sind Bruchdehnungen von bis zu $7 \cdot 10^{-2}$ m/m publiziert [58]. Die relative Längenänderung eines Faser-Bragg-Gitters durch ein von außen eingeleitetes Spannungsfeld ist daher stets klein gegenüber den Dimensionen des Faser-Bragg-Gitters. Der Brechungsindexkontrast Δn ist unter dem Einfluss von Dehnung und Temperatur auf das Gitter annähernd konstant. Der maximale Reflexionswert kann daher als konstant unter dem Einfluss von homogenen axialen Dehnungsfeldern angenommen werden. Gleiches gilt für die Form des spektralen Reflexionssignals. Das Reflexionsspektrum eines Faser-Bragg-Gitters lässt sich daher als konstant bezüglich Form und Amplitude unter axialer Sensorlast beschreiben. Die Änderung der Bragg-Wellenlänge unter einer Sensorlast ist ausreichend für eine vollständige Beschreibung des Reflexionsspektrum bei Beschränkung auf homogene axiale Lasten am Sensor.

Die durch mechanische Dehnungen der Glasfaser bedingte Änderung der Bragg-Wellenlänge ist gegeben durch das Differential

$$\frac{d\lambda_B}{d\varepsilon_z} = \left[2\Lambda \frac{d\bar{n}_e}{d\varepsilon_{zz}} + 2\bar{n}_e \frac{d\Lambda}{d\varepsilon_{zz}} \right]. \quad (2.38)$$

Die Sensitivität der Bragg-Wellenlänge auf homogene Dehnungen am Faser-Bragg-

Gitter ist damit nach Gleichung 2.37 und Gleichung 2.34 gegeben zu

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B \cdot \left[1 - \frac{\bar{n}_e^2}{2} \cdot (-\nu \cdot (p_{11} + p_{12}) + p_{12}) \right] \cdot \varepsilon_{zz} \quad (2.39)$$

$$= \lambda_B \cdot (1 - p_e) \cdot \varepsilon_{zz}. \quad (2.40)$$

Der Term p_e beschreibt den effektiven Pockelskoeffizienten. Er ist in der Literatur zu $(1 - p_e) \approx 0,78$ angegeben [124]. Bei typischen Faser-Bragg-Gittern im Bereich um 1550 nm ergibt sich eine Dehnungsempfindlichkeit der Bragg-Wellenlänge von etwa 1,2 pm/ $\mu\text{m}/\text{m}$ [180].

Die temperaturabhängige Änderung der Bragg-Wellenlänge ist gegeben durch

$$\frac{d\lambda_B}{dT} = 2\Lambda \frac{d\bar{n}_e}{dT} + 2\bar{n}_e \frac{d\Lambda}{dT} \quad (2.41)$$

Bei Einbeziehung der Empfindlichkeit der Bragg-Wellenlänge gegenüber homogenen Materialdehnungen ergibt sich unter Temperatureinfluss eine absolute Änderung der Sensorwellenlänge von

$$d\lambda_B(T) = \lambda_B \cdot \left(\frac{1}{\bar{n}_e} \frac{d\bar{n}_e}{dT} - \frac{\bar{n}_e^2}{2} (p_{11} + 2p_{12}) \alpha_T + \alpha_T \right) \Delta T \quad (2.42)$$

$$= \lambda_B \cdot (\alpha_{\bar{n}_e} + \alpha_T) \Delta T. \quad (2.43)$$

mit dem thermischen Ausdehnungskoeffizient α_T . Der Term $\alpha_{\bar{n}_e}$ beschreibt die Wirkung des thermo-optischen Effekts. Der thermo-optische Effekt liegt für typische Germanium-dotierte Monomode-Glasfasern bei $8,6 \cdot 10^{-6}$. Der thermo-elastische Koeffizient liegt mit $0,55 \cdot 10^{-6}$ etwa eine Größenordnung niedriger [32]. Bei einem typischen Faser-Bragg-Gitter bei 1550 nm bewirkt der dominante thermo-optische Effekt eine Temperaturempfindlichkeit der Bragg-Wellenlänge von etwa 12,5 pm/K [165].

2.2.4 Herstellung

Für die Erzeugung der Modulation des Brechungsindex im Kern eines Faser-Bragg-Gitters sind diverse Verfahren publiziert. Für die Herstellung von gewöhnlicherweise als Sensor verwendeten Typ I Faser-Bragg-Gittern wird der Brechungsindex in der Faser über Bestrahlung der Faser mittels UV-Strahlung moduliert. Die Bestrahlung einer photosensitiven Faser bewirkt durch fotochemische, fotomechanische und thermochemische Effekte die lokale Änderung des Brechnungsindex [124]. Die für die Erstellung des periodischen Brechzahlverlaufs notwendige Intensitätsverteilung des UV-Lichts kann mittels holographischer Phasenmasken erzeugt werden. Eine weitere Möglichkeit zur Erstellung einer periodischen Intensitätsverteilung besteht durch

2 Grundlagen

interferometrische Überlagerung zweier räumlich kohärenter UV-Strahlen [136].

Die am weitest verbreiteten Faser-Bragg-Gitter werden in Standardfasern eingeschrieben. Hierfür muss das Coating der Faser am Ort des Faser-Bragg-Gitters lokal entfernt werden, da es die für den Einschreibeprozess erforderliche UV-Strahlung in erheblichem Maße absorbiert [107]. Nach dem Herstellungsprozess wird die Faser am Ort des Faser-Bragg-Gitters durch das Aufbringen eines neuen Coatings ("Recoating") geschützt. Das Entfernen des Coatings schädigt die Faser lokal an der Stelle des Gitters. Untersuchungen zeigen, dass diese Stelle eine verminderte Lebensdauer im Vergleich zu einer Faser mit Originalcoating aufweist [9].

Eine Lösung hierfür bieten sogenannte Ziehturmgerate, deren Herstellung erstmalig von Dong demonstriert wurde [45]. Das Faser-Bragg-Gitter wird beim Ziehprozess einer Germanium-dotierten Glasfaser, noch vor dem Aufbringen des Coatings auf die Faser, mittels eines hochenergetischen Laserpulses eingeschrieben. Hierdurch erreicht dieser Fasertyp hohe Lebensdauern und hohe Festigkeiten [16].

2.3 Faser-Bragg-Gitter als Sensoren für die Erfassung dynamischer Vorgänge

Die Forschung zu Faser-Bragg-Gitter-Sensoren ist mittlerweile stark differenziert in Arbeiten zur opto-mechanischen Wechselwirkung am Sensor, zur Entwicklung von Transducerstrukturen zur Überführung beliebiger Messgrößen in Dehnungen des Sensors, als auch zur Entwicklung und Verbesserung neuartiger Messprinzipien und -verfahren. Weiterhin befassen sich viele Arbeiten mit der Demonstration von neuartigen Sensoranwendungen. Diese Arbeiten sind besonders bedeutend, da die faseroptische Messtechnologie bisher zwar auf reges technisches Interesse stößt, der kommerzielle Durchbruch dieser Messtechnologie aber noch aussteht.

Im Folgenden wird ein Überblick über die Forschungslandschaft im Hinblick auf die Erfassung dynamischer Faser-Bragg-Gitter-Signale gegeben.

Anwendungen zur Erfassung dynamischer Messgrößen

Diverse Anwendungen, die auf der Erfassung dynamischer Faser-Bragg-Gitter-Signale basieren, finden sich in der Literatur. Betz [17] befasst sich mit Untersuchungen zur strukturellen Integrität von Leichtbaustrukturen mittels Körperschallanalysen. Er leitet Körperschallsignale mittels eines Piezotransducers in eine Struktur ein und erfasst sie an mehreren Messstellen mittels Faser-Bragg-Gittern. Ähnliche Arbeiten sind u.a. von Takahashi [157], Perez [168], Tsuda [166] [167] und Fujisue demonstriert [51].

Die Ausbreitung von Schallwellen in Festkörpern wird auch von Shin und

2.3 Faser-Bragg-Gitter als Sensoren für die Erfassung dynamischer Vorgänge

Coverley untersucht [146] [38]. Shin und Coverley detektieren mit verteilten Faser-Bragg-Gitter-Sensoren die im Material propagierenden Dehnungstransienten nach einer Stoßanregung. Sie zeigen, dass verteilte Faser-Bragg-Gitter-Sensornetzwerke für eine großflächige Schadensdetektion anwendbar sind. Capaluongo [24], Cusano [42], sowie Lee et al. [86] untersuchen die Anwendbarkeit von Faser-Bragg-Gitter-Sensoren für Modalanalysen mittels faseroptischer Dehnungssensoren. Lee et al. beschreiben, dass die messtechnische Dehnungsermittlung in ihrer Anwendung durch Aliasing-Effekte beschränkt ist. Daneben finden sich Arbeiten zur Verwendung von Faser-Bragg-Gitter-Sensoren in Hydrophonen [176] [152] [156] [87], sowie zur Erfassung von Beschleunigungen mittels faseroptischer Beschleunigungssensoren [14] [210].

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Arbeiten zur messtechnischen Erfassung von dynamischen Messgrößen mittels Faser-Bragg-Gitter beschränken sich auf die messgerätseitige Signalerfassung. In diesem Abschnitt wird dargelegt, mit welchen Einschränkungen die Lasteinleitung in den Faser-Bragg-Gitter-Sensor als ungestört betrachtet werden kann.

Dynamische Lasteinleitung in Faser-Bragg-Gitter

Untersuchungen zum Reflexionsspektrum von Faser-Bragg-Gitter-Sensoren unter Einleitung einer dynamischen Last in das Gitter wurden beispielsweise von Ling [89] durchgeführt. Die Darstellung von Ling zeigt, dass das Reflexionsspektrum eines Faser-Bragg-Gitters bei dynamischer, jedoch stets homogener Last über den Bereich des Faser-Bragg-Gitters als konstant in Form und Amplitude angenommen werden kann. Bei der Einleitung inhomogener dynamischer Lasten, beispielsweise eines Dehnungsgradienten über das Faser-Bragg-Gitter, zeigt Ling phänomenologisch dynamische Verzerrungen des Reflexionsspektrums eines Faser-Bragg-Gitters.

Minardo et al. untersuchen die Detektion von Ultraschallwellen mittels Faser-Bragg-Gittern [108]. Das Einleiten einer harmonischen Schallwelle mit mechanischer Wellenlänge λ_s in axialer Richtung des Faser-Bragg-Gitters führt sowohl zu einer nicht-konstanten Translation $z'(t) = f(z, t)$, als auch – über den mechano-optischen Effekt – zu einer Variation des Brechungsindex über das Faser-Bragg-Gitter. Der resultierende Brechzahlverlauf eines uniformen Faser-Bragg-Gitters ist nach Minardo gegeben zu

$$n'_{\text{eff}}(z', t) = n_{\text{eff}} - \Delta n \sin^2 \left(\frac{\pi}{\Lambda_0} f^{-1}(z', t) \right) - (n_{\text{eff}}^3/2) \cdot [p_{11} - \nu(p_{11} + p_{12})] \cdot \varepsilon_m \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda_s} z' - \omega_s t \right). \quad (2.44)$$

2 Grundlagen

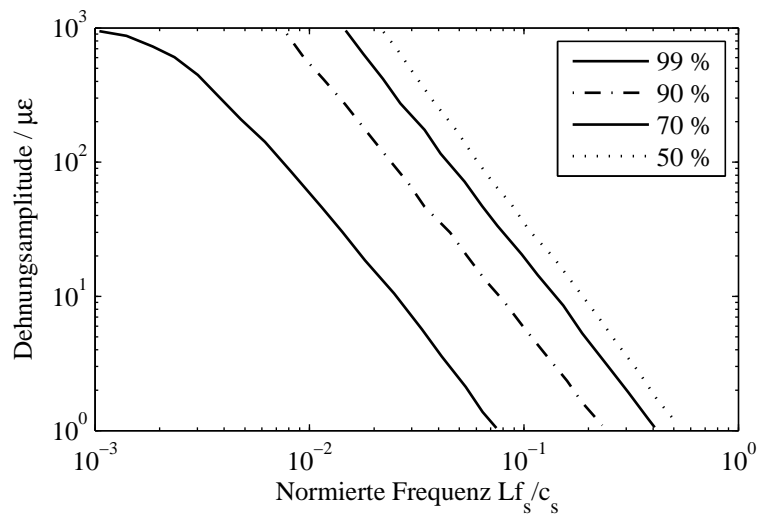


Abbildung 2.7: Genauigkeit der Signalerfassung im Verhältnis zu Dehnungsamplitude und Frequenz der anliegenden mechanischen Last am Faser-Bragg-Gitter nach [94].

Minardo zeigt, dass die maximale Reflektivität eines Faser-Bragg-Gitters abhängig ist von der Frequenz der eingeleiteten Ultraschallwelle. Weiterhin führt ein hochfrequentes Dehnungsfeld im Faser-Bragg-Gitter zur Erzeugung hoher Nebenmaxima im Reflexionsspektrum, insbesondere für Wellenlängen der Körperschallwelle in der Größenordnung des Faser-Bragg-Gitters. Für Wellenlängen λ_s des Ultraschallsignals oberhalb der zehnfachen Länge des Faser-Bragg-Gitters folgt die spektrale Verschiebung der Bragg-Wellenlänge der durch die Ultraschallwelle hervorgerufenen Dehnung. In diesem Fall kann das Dehnungsfeld als konstant über den Bereich des Gitters angesehen werden. Apodisierte Faser-Bragg-Gitter zeigen einen erweiterten Anwendungsbereich hin zu hohen Anregungsfrequenzen.

Die Arbeit von Ma [94] gibt an, unter welchen Bedingung die Signalerfassung eines Faser-Bragg-Gitters bei eingeleiteter dynamischer Dehnung als ungestört betrachtet werden kann. Ma untersucht simulativ mit Hilfe der gekoppelten Modentheorie die Genauigkeit der Signalerfassung bei Erfassung eines Faser-Bragg-Gitter-Signals mittels eines Messsystems auf Basis eines linearen Filters. Die Genauigkeit der Signalerfassung wird an Hand der Signalverzerrung bewertet. Abhängig von der auf die Länge L des Faser-Bragg-Gitter normierten Frequenz $f_n = L \frac{f_s}{c_s}$ der Anregung bei Schallgeschwindigkeit c_s ergeben sich die in Abbildung 2.7 dargestellten Grenzen der ungestörten Signalerfassung. Es zeigt sich, dass die Signalerfassung als ungestört

angesehen werden kann (90% Genauigkeit) für ein Frequenz-Amplitudenprodukt der mechanischen Last von

$$e_z \cdot f_n^{1,996} \leq 10^{-1,23}. \quad (2.45)$$

In dieser Abschätzung ist die Dehungsamplitude durch e_z in $\mu\text{m}/\text{m}$ gegeben. Die von Ma und Minardo betrachteten Sensoren sind steif mit dem Trägermaterial verbunden. Die normierte Frequenz $f_n = L \frac{f_s}{c_s}$ der mechanischen Anregung ist daher durch die Schallgeschwindigkeit c_s des Trägermaterials bestimmt. Für den Fall einer Zweipunktfixierung des Faser-Bragg-Gitters muss die normierte Frequenz der Anregung auf die Schallgeschwindigkeit von longitudinalen Schallwellen innerhalb der Glasfaser bezogen werden. Eine Zweipunktfixierung ist beispielsweise in der Arbeit von Berkoff zu einem faseroptischen Beschleunigungsaufnehmer demonstriert [14]. Mit einem Elastizitätsmodul von 70 Gpa und einer typischen Dichte von $2500 \text{ kg}/\text{m}^3$ ergibt sich eine Schallgeschwindigkeit der longitudinalen Körperschallwelle innerhalb einer Glasfaser von $c_{s,g} \approx 5,2 \cdot 10^3 \text{ m}/\text{s}$. Bei einer typischen Länge eines Faser-Bragg-Gitters von 10 mm kann die Beziehung aus Gleichung 2.45 in Näherung angepasst werden zu

$$e_z \cdot f_s^2 \leq 2,5 \cdot 10^{10} / \text{s}^2. \quad (2.46)$$

Die Dehnungsamplitude ist wiederum in $\mu\text{m}/\text{m}$ angegeben. Die maximale störungsfrei erfassbare mechanische Signalfrequenz kann damit in Abschätzung angegeben werden zu

$$f_s \leq 1,58 \cdot 10^5 \cdot e_z^{-1/2} \text{ Hz}. \quad (2.47)$$

Auch Betz liefert phänomenologisch eine ähnliche Beschreibung [16], jedoch ist seine Untersuchung auf Grund des verwendeten Messverfahrens (Flankenabfrage eines Faser-Bragg-Gitters mittels eines stabilisierten Lasers) mit den Arbeiten von Ling, Minardo und Ma nur bedingt vergleichbar.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Betrachtungen zur Erfassung von dynamischen Signalen sind auf den Gültigkeitsbereich obiger Abschätzung beschränkt. Die vorhergehenden Untersuchungen zeigen, dass dehnungs- und frequenzabhängige Grenzen des messtechnisch sinnvollen Einsatzes von Faser-Bragg-Gittern für die Erfassung dynamischer Lasten bestehen.

2.4 Messsysteme

Für die Erfassung von Faser-Bragg-Gitter-Signalen sind eine Vielzahl an Messsystemen publiziert. Einen guten Überblick über die Auswerteverfahren gibt Rao [135].

2 Grundlagen

Im Folgenden werden die gängigsten Auswerteverfahren eingeführt und die in dieser Arbeit näher untersuchten Systeme detaillierter vorgestellt.

Eine für die nachfolgende Diskussion zu Erfassung dynamischer Signale zielführende Klassifizierung der Systeme kann nach der Art des am Messsystem anliegenden spektralen Signals (breitbandig/schmalbandig) und der Art der spektralen Signalquantisierung (parallel/seriell) erfolgen. Hinsichtlich der Erfassung dyna-

| | Breitbandiges Signal | Schmalbandiges Signal |
|----------|--|---------------------------------------|
| parallel | Kantenfilter [182] [40] [101] [43] [93] [134] [72] [160] [182], Spektrometer [49] [48] | Flankenabfrage [16] [166] [92] |
| seriell | Interferometrisch [15] [177], Fabry-Perot-Filter [184] [119] | Verstimmbare Laser [34] [128] [29] |

Abbildung 2.8: Klassifizierung unterschiedlicher Messverfahren für die Erfassung von Faser-Bragg-Gitter-Signalen. Die Systeme sind klassifiziert nach der Beschaffenheit des optischen Signals am Messsystem und der Art der Signalquantisierung.

mischer Signale können Systeme mit serieller Erfassung des Reflexionsspektrums eines Faser-Bragg-Gitters identisch behandelt werden. Die Systeme mit paralleler Erfassung müssen unterteilt werden in spektrometrische Verfahren und filterbasierte Verfahren. In spektrometrischen Verfahren wird das gesamte Reflexionsspektrum eines Faser-Bragg-Gitters parallel erfasst, spektral quantisiert und der Datenverarbeitung zugeführt. In filterbasierten Messverfahren wird das spektrale Reflexionssignal eines Faser-Bragg-Gitters vor der Signalquantisierung in ein analogelektrisches Signal gewandelt.

Parallele spektrale Erfassung – Spektrometer

Der schematische Aufbau eines spektrometerbasierten Faser-Bragg-Gitter-Messsystems ist in Abbildung 2.9 gegeben. Eine Messfaser wird mittels einer breitbandigen Lichtquelle beleuchtet. Die Messfaser kann mehrere Faser-Bragg-Gitter enthalten. Die Faser-Bragg-Gitter müssen spektral ausreichend voneinander separiert sein, so dass eine getrennte Auswertung der Reflexionsspektren der einzelnen Gitter möglich ist. Das von den Sensoren reflektierte Licht wird mittels eines faseroptischen Kopplers, bzw. eines faseroptischen Zirkulators, einem Spektrometer zugeführt. Das aus der Faser über den Eingangsspalt des Spektrometers propagierende Licht wird an einem diffraktiven Gitter gebeugt. Die Gitteranordnung bewirkt eine wellenlängenabhängige Abbildung auf die Detektorzeile. Das Ausgangssignal des Spektrometerdetektors liefert ein spektral und zeitlich quantisiertes Reflexionsspektrum $R(\lambda, t_{\text{mess}})$ der Faser-Bragg-Gitter in der Messfaser. Die Signalentstehung

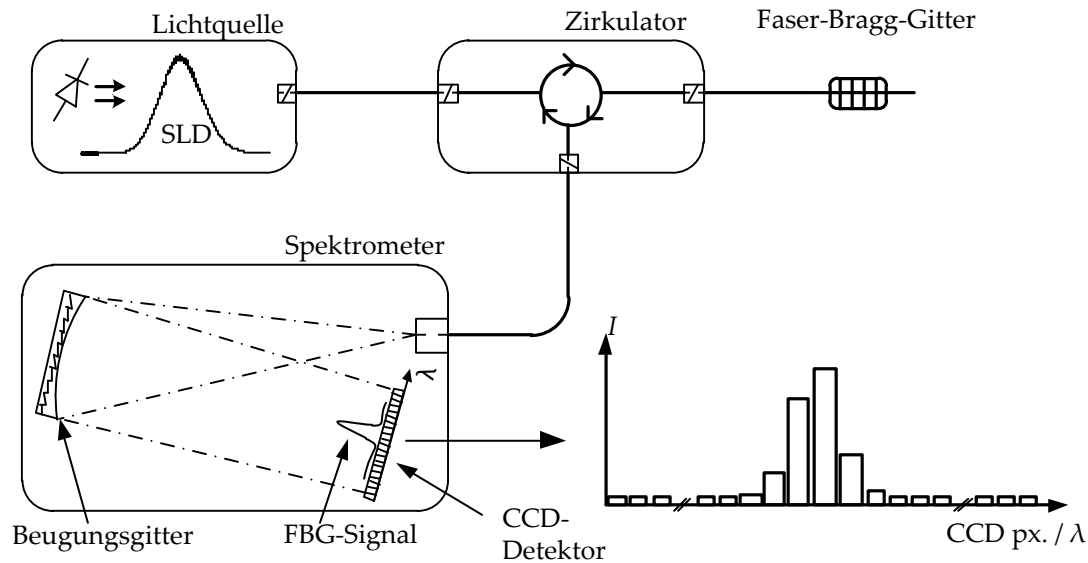


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung eines Faser-Bragg-Gitter-Messsystems mit Spektrometer. Das Beugungsgitter ist ausgeführt als abbildendes Beugungsgitter, es ersetzt eine sonst notwendige Abbildungsoptik zur Bildfokussierung auf dem Detektor.

und Signalverarbeitung bei der Erfassung von Faser-Bragg-Gitter-Signalen wird in Kapitel 3 detailliert beschrieben.

Asynchrone spektrale Erfassung – Verstimmbare Laser

Bei Verwendung eines verstimmbaren Lasers als Kernkomponente des Messsystems wird eine Messfaser mit eingeschriebenen Faser-Bragg-Gittern schmalbandig beleuchtet. Das reflektierte Licht an der Wellenlänge λ wird über einen Koppler oder einen faseroptischen Zirkulator zu einem Fotodetektor geführt. Die emittierte Wellenlänge des Lasers wird über die Zeit verändert, so dass innerhalb einer Abtastperiode $t = 1/f_{\text{abtast}}$ der gesamte zugängliche Spektralbereich erfasst wird. Aus dem am Fotodetektor erfassten Intensitätsverlauf $I(t)$ wird über den bekannten Verlauf $\lambda(t)$ der emittierten Wellenlänge des Lasers und einer Intensitätsreferenzierung das Reflexionsspektrum $R(\lambda)$ ermittelt. Aus dem so erfassten Reflexionsspektrum wird mittels Signalverarbeitungsalgorithmen die Bragg-Wellenlänge der einzelnen Sensoren ermittelt. Eine detaillierte Beschreibung zum Signalentstehungsprozess ist nachfolgend in Kapitel 3.4.1 gegeben.

Die schmalbandige Beleuchtung kann an Stelle eines verstimmbaren Lasers auch mittels spektral schmalbandiger Filterung eines breitbandigen Spektrums einer Lichtquelle, bzw. der schmalbandigen Filterung des Reflexionsspektrums eines mittels einer Breitbandlichtquelle beleuchteten Faser-Bragg-Gitters erfolgen. Diese

2 Grundlagen

Verfahren sind hinsichtlich des zeitlichen Signalerfassungsprozess am Messsystem als identisch zu betrachten.

Zeitsynchrone Erfassung – Kantenfilter und Flankenabfrage

Neben den oben dargestellten Verfahren, welche auf der numerischen Auswertung eines erfassten Reflexionsspektrums eines Faser-Bragg-Gitters basieren, bieten intensitätsbasierte Messverfahren einen vielversprechenden Ansatz für die bandbegrenzte Erfassung dynamischer Faser-Bragg-Gitter-Signale. Intensitätsbasierte Messverfahren bei Anwendung der Flankenabfrage eines Faser-Bragg-Gitters sind beispielsweise von Betz [16], Tsuda [166] und Lissak [92] publiziert. Bei der Flankenabfrage eines Faser-Bragg-Gitters wird ein verstimmbarer Laser auf eine Flanke des Reflexionsspektrums eines Faser-Bragg-Gitters abgestimmt. An Hand der reflektierten Lichtintensität kann auf eine Wellenlängenänderung des Sensors geschlossen werden. Lissak demonstriert eine Dehnungsempfindlichkeit des Messsystems von $45 \text{ pm/m}/\sqrt{\text{Hz}}$. Der Messbereich eines Faser-Bragg-Gitter-Sensors ist auf den linearen Bereich einer Flanke des Reflexionsspektrums beschränkt. Dieses Messverfahren ist daher, obwohl für Forschungszwecke vielfach verwendet, nicht für den industriellen Einsatz geeignet.

Messsysteme mit feststehenden spektralen Filtern sind beispielsweise von Melle [101], Davis [43], Seim [144], Cusano [40], Liu [93], Rajan [134], Jian [72], Tam [160], sowie Wu [182] demonstriert. Die Erfassung multiplexierter Faser-Bragg-Gitter-Sensoren mittels faseroptischer De-/Multiplexer, basierend auf dem gleichen Wirkprinzip, sind in den Arbeiten von Sano [142] und Mendoza [104] [105] zu finden. Einen detaillierten Überblick über intensitätsbasierte Faser-Bragg-Gitter-Messverfahren gibt Lee [83]. Das Funktionsprinzip intensitätsbasierter Messverfahren wird in Kapitel 4.1 erneut aufgegriffen. Es wird eine detaillierte Systembeschreibung gegeben, insbesondere hinsichtlich zu erwartenden Messabweichungen und -unsicherheiten.

2.5 Integriert optische Filterelemente

Optische De-/Multiplexer können bei entsprechender Auslegung gleichzeitig als multiplexendes Element, wie auch als Filterelement eines intensitätsbasierten Messsystems für die Erfassung von Faser-Bragg-Gitter-Signalen dienen.

Durch Verwendung einer geeigneten Filterkomponente können durch wavelength division multiplexing die Reflexionssignale einer Vielzahl an Faser-Bragg-Gitter-Sensoren in einer Messfaser gleichzeitig ausgewertet werden. Das zu Grunde liegende Messprinzip ist in Kapitel 4.5 beschrieben. Dort wird im Detail auf die Integration einer solchen optischen Filterkomponente auf Basis eines Arrayed Waveguide

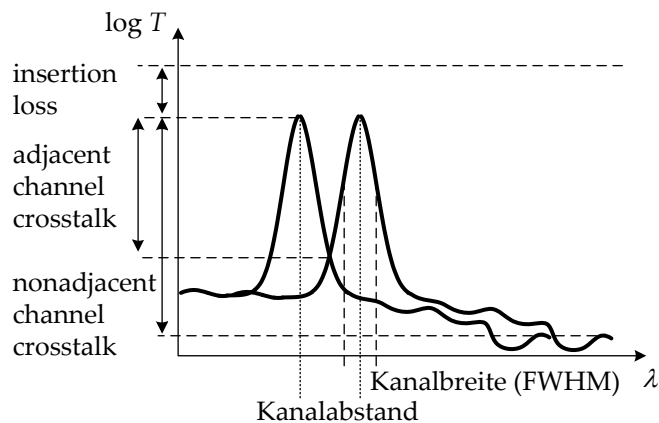


Abbildung 2.10: Transmissioncharakteristik zweier benachbarter Ausgangskanäle eines Arrayed Waveguide Gratings mit gängigen charakterisierenden Parametern.

Gratings in einem faseroptischen Messsystem für den Einsatz auf der ARIANE-Trägerrakete während der Startphase eingegangen.

Dieser Abschnitt gibt daher eine kurze Einführung in die Nomenklatur optischer De-/Multiplexiereinheiten und einen Überblick über den Aufbau und die Funktionsweise von Arrayed Waveguide Gratings.

Abbildung 2.10 zeigt zur Vereinheitlichung der Nomenklatur exemplarisch die Transmissionsspektren zweier benachbarter Ausgangskanäle eines optischen De-/Multiplexers. Die gängigen charakterisierenden Parameter sind gekennzeichnet. Die Einfügedämpfung wird als "insertion loss" bezeichnet. Das Kanalübersprechen zweier benachbarten Kanälen ist durch den "adjacent channel crosstalk" bestimmt. Er gibt den Transmissionswert des Kanalschnittpunkts bezüglich der maximalen Kanaltransmission an. Die Empfindlichkeit eines optischen Ausgangskanals gegenüber einfallendem Licht bei beliebiger Wellenlänge ist relativ zur maximalen Kanaltransmittivität durch den "non-adjacent channel crosstalk" definiert [120].

Arrayed Waveguide Gratings

Arrayed Waveguide Gratings stellen das integriert optische Analogon zu optischen Multiplexern auf Basis mikrooptischer diffraktiver Aufbauten dar. Der schematische Aufbau eines Arrayed Waveguide Gratings in Aufsicht ist in Abbildung 2.11 gezeigt. Die Funktionsweise des Arrayed Waveguide Gratings kann entsprechend der Wirkrichtung beschrieben werden, beginnend mit dem Eingangswellenleiter (links) über die Propagation über das Wellenleitergitter (Mitte) hin zu den Aus-

2 Grundlagen

gangswellenleitern (rechts). Im Folgenden wird schematisch der Aufbau und das grundlegende Wirkprinzip erläutert. Eine detaillierte Abhandlung zur Geometrie und zum Wirkprinzip eines Arrayed Waveguide Gratings geben beispielsweise Munoz [115] und Okamoto [120].

Aufbau

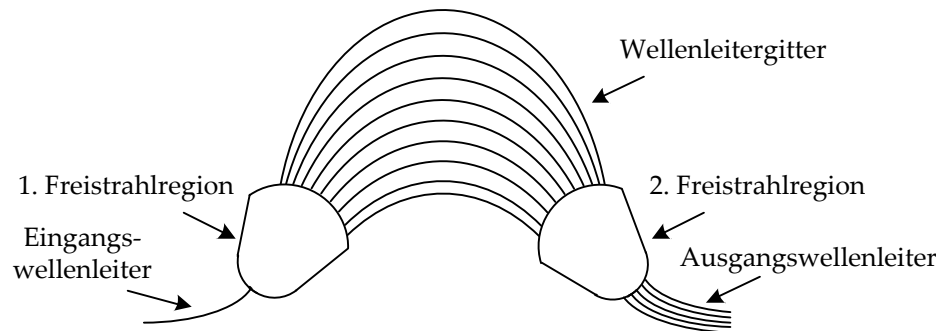


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung eines Arrayed Waveguide Gratings.

Der Aufbau eines Arrayed Waveguide Gratings nach Abbildung 2.11 kann grundlegend in drei Hauptkomponenten unterteilt werden. Die äußeren Strukturen werden als Sternkoppler oder Freistrahregionen (FPR) bezeichnet [120]. Sie dienen der Ein- und Auskopplung von Licht in das Arrayed Waveguide Grating. Die beiden FPR sind über ein Wellenleitergitter miteinander verbunden. Das Wellenleitergitter wirkt als planares Beugungsgitter für das im Arrayed Waveguide Grating propagierende Licht. Es ist verantwortlich für die wellenlängenselektiven Ausgangskanaltransmissionsspektren des De-/Multiplexers. Arrayed Waveguide Gratings können in einer Vielzahl optischer planarer Technologien gefertigt werden. Demonstrierte Materialsysteme umfassen Silica (SiO_2) sowie diverse optische Halbleitermaterialien (Si, InP, InGaAs). Der Herstellungsprozess ist für alle Materialsysteme vergleichbar. In einem mehrschrittigen Produktionsprozess wird mittels optischer Lithografie das planare Wellenleiternmuster auf das Substratmaterial übertragen. Mittels Standardprozessen wird so eine optische Wellenleiterstruktur in dem Material erzeugt. Eine Zusammenfassung der materialspezifischen Vor- und Nachteile hinsichtlich Herstellbarkeit und Funktion gibt Munoz [115].

Wirkprinzip

Licht einer beliebigen Wellenlänge wird in den Eingangswellenleiter (vgl. Abbildung 2.11 links) eingekoppelt und propagiert zur ersten Freistrahregion. Das Licht

koppelt aus dem Eingangswellenleiter aus und propagiert zum Wellenleitergitter am Ende der ersten FPR. Bedingt durch die numerische Apertur des Eingangswellenleiters und die nur in eine Richtung beschränkte Führung weitet sich das geführte Feld auf und koppelt anschließend in die Wellenleiter des Wellenleitergitters ein. Die FPR wird oftmals in Rowlandkonfiguration ausgeführt. Die Rowlandkonfiguration bewirkt, dass das an den Wellenleitern des Wellenleitergitters auftreffende Licht konstante Phasenlage aufweist [100].

Das Wellenleitergitter ist derart ausgeführt, dass jede in den einzelnen Wellenleitern propagierende elektromagnetische Welle eine wellenlängenabhängige Phasenverschiebung erfährt. In einer einfachen Konfiguration weisen die Wellenleiter einen konstanten Längenunterschied

$$\Delta l = \frac{mc}{nv_0} \quad (2.48)$$

mit der Beugungsordnung des Gitters m , dem Brechungsindex n des Wellenleiters und der Mittenfrequenz ν_0 des Multiplexers auf. Dieser konstante Längenunterschied führt zu einer wellenlängenabhängigen Phase im Wellenleiter mit Länge l_i

$$\Delta\Phi_i = 2\pi \frac{n}{c} \nu l_i. \quad (2.49)$$

Nach der Propagation über das Wellenleitergitter koppelt das Licht in die zweite FPR ein. Die zweite FPR ist ebenfalls in Rowlandkonfiguration ausgeführt, so dass sie als fokussierende Linse wirkt. Auf Grund des durch die unterschiedlichen Längen der Wellenleiter des Wellenleitergitters aufgeprägten Phasenprofils des anliegenden Lichts wirkt die zweite FPR als wellenlängenabhängig fokussierende Linse. Das an der zweiten FPR anliegende Licht wird also wellenlängenselektiv auf die Fokalebene der zweiten FPR fokussiert. Dort koppelt das Licht in anliegende Ausgangswellenleiter ein. Die resultierende Mittenwellenlänge eines Ausgangskanals ist demnach durch die Ausgangsposition auf der Fokalebene bestimmt. Eine umfassende Beschreibung zur Entstehung der spektralen Transmissionscharakteristik von Arrayed Waveguide Gratings gibt [114]. Das spektrale Profil der Transmissionscharakteristik ist bestimmt durch das Überlappintegral des auf die Fokalebene fokussierten Feldes und des Grundmodus des Ausgangswellenleiters. Zahlreiche Möglichkeiten zur Realisierung unterschiedlicher spektraler Transmissionscharakteristika sind demonstriert. Darunter finden sich Ansätze zur Transmissionsanpassung beispielsweise mittels parabolischer Wellenleiter [121] sowie Vielmodeninterferenzkopplern [149] [174].

2 Grundlagen

3 Spektrometer und Laser für FBG-Messsysteme

Zu den am weitesten verbreiteten Auswertemethoden gehören die Demodulation mittels spektroskopischer Instrumente, bzw. mittels verstimmbarer Lichtquellen oder Filter. Das Verhalten dieser Systeme hinsichtlich der Erfassung dynamischer Sensorlasten ist jedoch bisher nur unzureichend untersucht.

Ausgehend von einer Systemdarstellung wird im Folgenden die Funktion der beiden Auswerteprozesse – insbesondere im Hinblick auf das Verhalten bei dynamischen Sensorlasten – untersucht.

3.1 Übertragungsverhalten von Spektrometern

Die Funktion von Spektrometern für die Erfassung (quasi-)statischer Sensorlasten ist in der Literatur eingehend untersucht. Das Verhalten von spektrometerbasierten Messgeräten bei der Erfassung dynamischer Sensorsignale von Faser-Bragg-Gittern ist jedoch bisher nur unzureichend beschrieben. Einzig van Damme hat das Systemverhalten von Spektrometern mittels eines einfachen Modells analysiert [171].

3.1.1 Übertragungsfunktion des idealisierten Systems

Van Damme beschreibt die Übertragungsfunktion eines Spektrometers unter der Annahme eines ortskontinuierlichen Detektors (infinitesimal schmale Detektorpixel) bei gleichzeitiger Verwendung eines Schwerpunktsalgorithmus für die Bestimmung der Bragg-Wellenlänge. Bei Annahme eines spektral infinitesimal schmalen Faser-Bragg-Gitters ist bei Vernachlässigung von Beugungseffekten das Bild auf dem Detektor des Spektralapparates zur Zeit t gegeben zu

$$S(x) = \delta(x - x(\lambda_B(t))), \quad (3.1)$$

wobei x die Ortskoordinate auf dem Detektor darstellt. Der Einfluss einer endlichen spektralen Breite des Faser-Bragg-Gitter-Reflexionssignals am Detektor auf das ausgewertete Signal wird in Kapitel 3.1.2 erneut aufgegriffen. Die zeitliche Integration des Detektorsignals bedingt eine Tiefpassfilterung des anliegenden Bragg-Wellenlängen-Verlaufs bei Verwendung eines Schwerpunktsalgorithmus [171]. Das Tiefpassverhalten des Systems lässt sich im Frequenzbereich nach van Damme angeben

3 Spektrometer und Laser für FBG-Messsysteme

zu

$$R(f) = \text{sinc} \left(\delta \frac{\pi f}{f_s} \right). \quad (3.2)$$

Der Faktor $\delta = \frac{t_{\text{int}}}{t_{\text{ges}}}$ beschreibt den Anteil der Integrationszeit t_{int} an der Gesamtdauer eines Auslesezyklus der Detektorzeile t_{ges} . Die maximale Integrationszeit $t_{\text{int}} = t_{\text{ges}}$ führt demnach zu einer sinc-förmigen Signaltiefpassfilterung mit erster Nullstelle an der Abtastfrequenz f_s [145].

Das den Untersuchungen von van Damme zu Grunde liegende Modell zur Messwerterfassung und -berechnung muss für eine umfassende Betrachtung des dynamischen Verhaltens dieser Messsysteme erweitert werden:

1. Das Reflexionsspektrum ist als Delta-Distribution angenähert. Faser-Bragg-Gitter-Reflexionsspektren weisen – zumindest beugungsbegrenzt – eine endliche Ausdehnung auf dem Detektor auf. Der Einfluss der Breite des Reflexionsspektrums ist bisher nicht explizit untersucht.
2. Van Damme beschreibt den Detektor als ortskontinuierlich. Reale Detektorzeilen sind aus diskreten lichtempfindlichen Pixeln aufgebaut. Der Einfluss der lateralen Quantisierung des Spektrums auf die Übertragungsfunktion bedarf weiterer Klärung.

Die für die technische Messwerterfassung unzureichende Dämpfung von Signalfrequenzen $f > f_{\text{Nyquist}}$ bei der spektrometrischen Signalerfassung [3], sowie die dargelegten Vereinfachungen im Modell von van Damme machen weitere Untersuchungen zum Verhalten von spektrometerbasierten Faser-Bragg-Gitter-Messsystemen zur Erfassung dynamischer Sensorlasten notwendig.

3.1.2 Dynamisches Verhalten ausgewählter Algorithmen

Für die Auswertung / Erfassung von Faser-Bragg-Gitter-Signalen haben sich diverse Auswertelgorithmen etabliert [20].

Ausgehend von einer Einführung und der Darlegung der Leistungsfähigkeit der am weitesten verbreiteten Auswertelgorithmen bei statischen Sensorlasten wird das Verhalten der beschriebenen Algorithmen bei dynamischen Lasten durch rechnerische Simulation untersucht. Das dynamische Verhalten der unterschiedlichen Algorithmen im System wird mittels Klirranalysen beschrieben und die Grenzen der spektrometrischen Erfassung dynamischer Sensorlasten am Faser-Bragg-Gitter-Sensor aufgezeigt.

Auswertelgorithmen für dynamische Messwerterfassung

Die Performanz von Peak-Detektionsalgorithmen für Faser-Bragg-Gitter für den Fall statischer Lasten wurde in mehreren Arbeiten eingehend untersucht. Die Untersuchungen von Bodendorfer und Negri zeigen umfassende empirische Analysen zur statistischen Messunsicherheit von Peak-Detektionsalgorithmen bei der Bestimmung der Bragg-Wellenlänge auf Grund externer Rauscheinflüsse [20, 118]. Hoffmann untersucht zusätzlich den Einfluss der Geometrie der Detektoreinheit auf die systematische Messabweichung bei der Bestimmung der Bragg-Wellenlänge [64]. Hoffmann und Ling beschreiben den nichtlinearen Verlauf der Kennlinie eines Spektrometers in Abhängigkeit von der spektralen Ausdehnung des Reflexionspeaks auf dem Detektor des Spektrometers, des Pixelabstands sowie des Füllfaktors des verwendeten Spektrometers für statische Faser-Bragg-Gitter-Signale [89] [64].

Die in den Arbeiten beschriebene Nichtlinearität der Systemkennlinie bedingt Untersuchungen, inwieweit Spektrometer bei der Erfassung dynamischer Faser-Bragg-Gitter-Signale mittels Schwerpunktsalgorithmen als lineare Systeme betrachtet werden können. Zudem stellt sich diese Frage auch bezüglich des Systemverhaltens für die Klasse der modellbasierten Optimierungsalgorithmen bei der Erfassung dynamischer Faser-Bragg-Gitter-Signale.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden systematische Untersuchungen zum Systemverhalten von Spektrometern bei der Erfassung von dynamischen Lasten am Sensor durchgeführt [192].

Schwerpunktsalgorithmen

Schwerpunktsalgorithmen liefern als Schätzwert der Bragg-Wellenlänge den geometrischen Schwerpunkt des spektralen Reflexionssignals auf dem Detektor. Die Messwertberechnung ist allgemein gegeben durch

$$x_B = \frac{\sum_i x_i \cdot I_i}{\sum_i I_i}. \quad (3.3)$$

Der lineare Algorithmus ist nur wenig rechenintensiv und findet daher verbreitet Anwendung in der Echtzeit-Messwertberechnung auf digitalen Signalprozessoren [170] [84]. Bei der Bestimmung des Messwertes muss zunächst die Lage des Signals auf dem Detektor zur Messwertberechnung identifiziert werden. Der eigentlichen Messwertberechnung muss daher in einer effizienten Abschätzung – oftmals mittels einfacher Schwellwertanalysen – die Position des Faser-Bragg-Gitter-Reflexionspeaks bestimmt und der zur Auswertung herangezogene Detektorbereich ausgewählt werden [67].

Hoffmann beschreibt analytisch den Einfluss des Detektorrauschens auf die Un-

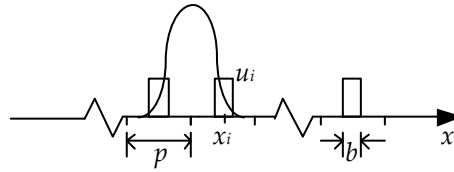


Abbildung 3.1: Eindimensionale Darstellung eines Zeilendetektors mit Empfindlichkeitsbereichen. Jedes Pixel mit Mittenposition x_i weist einen photosensitiven Bereich der Breite b auf, der nur einen Teil der Gesamtausdehnung p eines Pixels abdeckt.

sicherheit bei der Messwertermittlung. Es zeigt sich, dass die Unsicherheit bei der Bestimmung der Bragg-Wellenlänge mittels Schwerpunktsalgorithmen sehr sensitiv auf die Anzahl der zur Berechnung herangezogenen Detektorpixel ist. Empirisch ist der Zusammenhang zwischen Messunsicherheit und verwendeter Pixelanzahl in den Arbeiten von Bodendorfer [20] und Negri [118] dargelegt.

Ursache nichtlinearen Verhaltens von Schwerpunktsalgorithmen Schwerpunktsalgorithmen weisen unter Umständen bei der Bewertung von Faser-Bragg-Gitter-Reflexionsspektren einen nichtlinearen Zusammenhang zwischen der gemessenen Subpixel-Peakposition am Detektor und der aus der Lineardispersion des Spektrometers erwarteten Wellenlänge auf [64]. Dies ist bedingt durch den geometrischen Aufbau der Detektorpixel am Detektor und die Konfiguration des Faser-Bragg-Gitter-Sensors. Die beobachtete Nichtlinearität ist maximal für schmale Reflexionssignale ($\text{FWHM} \approx 1$ Pixel) am Detektor. Eine typische Anordnung der photosensitiven Bereiche auf einem optischen Zeilendetektor ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Die Detektorpixel mit den Mittelpositionen x_i weisen einen Füllfaktor $f = b/p$ auf. Die Ortsempfindlichkeit jedes Pixels ist gegeben durch die Empfindlichkeitsfunktion $u_i(x)$.

Die in Gleichung 3.3 eingeführte Berechnungsvorschrift ist daher im Allgemeinen mit einem Fehler behaftet. Die Abweichung der Näherung von der idealen Systemkennlinie für niedrige Füllfaktoren ist schematisch in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Kennlinie des Spektrometers bei Auswertung eines Faser-Bragg-Gitter-Signals bei einem Detektor mit Füllfaktor $f = 1$ und ausreichend breitem Reflexionsspektrum des Faser-Bragg-Gitters ist strichliert dargestellt. Die durchgezogene Linie entspricht der effektiven Kennlinie des Spektrometers für $\delta < 1$. Die Abweichung des Ergebnisses des Algorithmus von der linearen Ortsdispersion eines Spektrometers wirft die Frage auf, inwiefern diese nichtlineare Kennlinie über Oberwellenbildung die Erfassung von dynamischen FBG-Reflexionssignalen beeinflusst. Bei schmalen FBG-Peaks und niedrigen Füllfaktor-Werten führt diese nichtlineare Kennlinie dazu, dass das Messsystem nicht mehr als streng lineares System betrachtet werden kann.

3.1 Übertragungsverhalten von Spektrometern

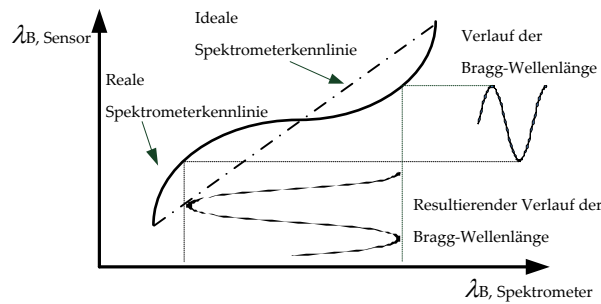


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Entstehung von Signalverzerrung durch Oberwellenbildung auf Grund der nichtlinearen Systemkennlinie für niedrige Faser-Bragg-Gitter-Peakbreiten und niedrige Füllfaktoren der Detektorpixel.

Fit-Algorithmen

Neben den wenig rechenintensiven Schwerpunktsalgorithmen können auch nichtlinearer Optimierungsalgorithmen die Bragg-Wellenlänge aus dem Reflexionssignals Faser-Bragg-Gitters ermitteln. Das Spektrum eines Faser-Bragg-Gitters wird dabei beispielsweise als Gauß-Funktion angenähert. Ausgehend von einem ortsquantisiertem Reflexionssignal $I(x_i)$ auf der Detektorzeile werden die Parameter a_0 , μ und σ der Modellfunktion $I_{\text{fit}}(x) = a_0 \cdot \exp\left(-\frac{x - \mu}{2\sigma^2}\right)$ bestimmt. Die Bestimmung der Parameter erfolgt durch nichtlineare Optimierung des Ausdrucks

$$\Delta = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w_i \cdot (I_{\text{fit}}(x_i) - I(x_i))^2, \quad (3.4)$$

wobei w_i skalare Gewichtungsfaktoren des Signals darstellen. Die Minimierung dieses Ausdrucks kann beispielsweise mit Hilfe eines Levenberg-Marquardt-Algorithmus erfolgen [113]. Das Ergebnis einer modellbasierten Bestimmung der Bragg-Wellenlänge ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Die Modellparameter werden dahingehend optimiert, dass sich eine minimale kumulierte quadratische Abweichung des Fits $I(x)$ an den Stützstellen x_i ergibt. Negri hat den Rechenaufwand für die nichtlineare Optimierung untersucht [118]. Seine Untersuchungen an einem Modellsystem zeigen, dass der Rechenaufwand der Optimierung ca. um einen Faktor 1000 höher liegt als für die einfache Schwerpunktsberechnung. Der Einfluss von Detektorrauschen auf die Ergebnisbildung fällt beim iterativen Minimierungsprozess jedoch bedeutend geringer aus als bei der Schwerpunktsbildung [118, 20]. Abweichungen der statischen Signalform von dem verwendeten Fit-Modell führen zu systematischen Abweichungen bei der Berechnung der Bragg-Wellenlänge [64]. Analog zur Bestimmung der Bragg-Wellenlänge mittels Schwerpunktsberechnung wird auch

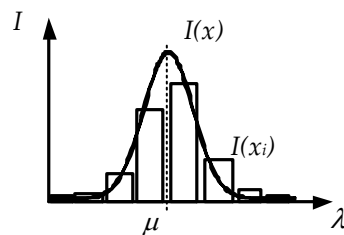


Abbildung 3.3: Bestimmung der Bragg-Wellenlänge eines Faser-Bragg-Gitters aus einem spektrometrisch erfassten Signal $I(x_i)$. Die Mittenwellenlänge μ wird bestimmt aus der Optimierung des Fit-Modells $I(x)$

die modellbasierte Bestimmung der Bragg-Wellenlänge durch den Füllfaktor f der Detektorzeile beeinflusst.

Ursache für nichtlineares Verhalten von Fit-basierten Algorithmen Zusätzlich zu den Effekten, welche durch eine nichtlineare effektive Kennlinie des Spektralapparates verursacht werden, tritt bei der Erfassung dynamischer Faser-Bragg-Gitter-Signale ein weiterer Effekt auf: die zeitliche Integration des Reflexionssignals $I(x, t)$ auf dem Detektor des Spektrometers lässt erwarten, dass die erfasste Signalform $I(x_i, t_j)$ abhängig von der Signalfrequenz und -amplitude vom verwendeten Fit-Modell I_{fit} abweicht. Eine detaillierte Beschreibung des Signalentstehungsprozesses unter dynamischen Lasten wird nachfolgend in Kapitel 3.2 gegeben. Fit-basierte Algorithmen konvergieren nicht unmittelbar am zeitlichen Mittelwert der Bragg-Wellenlänge während eines Integrationszyklus, sondern vielmehr tendenziell am Ort der maximalen Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Signales auf der Detektorzeile. Wie von Hoffmann [64] beschrieben, führt die Abweichung des gemessenen Sensorreflexionsspektrums von der Signalform des Faser-Bragg-Gitter-Reflexionsspektrums unter statischer Last zu einem (systematischen) Fehler in der Berechnung der Bragg-Wellenlänge. Die periodische Änderung der Signalform bei harmonischer Last am Sensor führt zu einem periodischen Fehler in der erfassten Bragg-Wellenlänge. Diese Abweichung lässt sich mittels einer Klirranalyse quantifizieren [143] [2].

Neben den obig beschriebenen Berechnungsalgorithmen sind in der Literatur weitere Algorithmen für die Auswertung von Faser-Bragg-Gitter-Reflexionsspektren zu finden. Beispielhaft seien hier Algorithmen basierend auf linearen Filtern [188] oder neuronalen Netzen [127] angeführt.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen beschränken sich auf die gängigsten Auswertalgorithmen - Schwerpunktsalgorithmen und modell-

basierte Fit-Algorithmen.

3.1.3 Untersuchungen zum nichtlinearen Verhalten mittels Klirranalyse

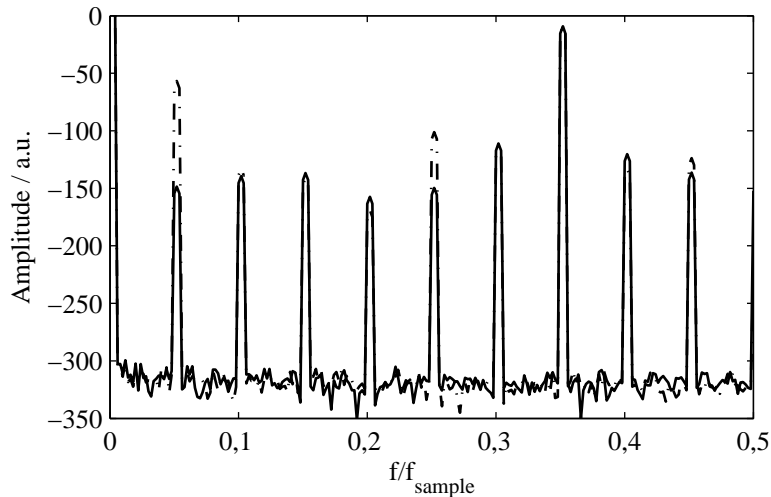


Abbildung 3.4: Frequenzspektrum eines simulativ ermittelten Verlaufs der Bragg-Wellenlänge bei Verwendung eines Schwerpunktsalgorithmus (durchgezogene Linie) und eines Gauß-Fit-Algorithmus (gestrichelte Linie). Die gemessenen Frequenzspektren werden für die Klirranalyse herangezogen.

Für die Bewertung des Verhaltens der beschriebenen Algorithmen bei der Erfassung dynamischer Sensorlasten wurde eine numerische Simulation eines spektrometerbasierten Faser-Bragg-Gitter-Messsystems mittels MATLAB [6] und LabView [4] implementiert. Mittels MATLAB wird die Bewegung eines Faser-Bragg-Gitter-Peaks bei anliegendem sinusförmigen Lastverlauf $f(t)$ am Sensor auf der Detektorzeile simuliert. Die Simulationsparameter umfassen die Peakbreite sowie den Füllfaktor f des Detektors. Zur Beurteilung des Systemverhaltens wird im Folgenden die Signalamplitude der resultierenden dynamischen Bewegung des auf den Zeilendetektor abgebildeten Reflexionsspektrums herangezogen, nicht die verursachende Messgröße (entsprechend beispielsweise einer dynamischen Dehnung des Sensors). Auf den simulierten Detektorpixeln an den Stellen x_i mit Füllfaktor f wird das Reflexionsspektrum des Faser-Bragg-Gitters während der Belichtungszeit Δt integriert. Die Simulationen sind durchgeführt unter Annahme maximaler Integrationszeit, d.h. die Auslesezeit des Detektors wird als vernachlässigbar angenommen. Die so erhaltenen orts- und zeitdiskretisierten simulierten Ausgangssignale der Detektorzeile werden mittels LabView ausgewertet. Zu jedem Abtastzeitpunkt wird aus

3 Spektrometer und Laser für FBG-Messsysteme

dem Signal $I(x_i)$ mittels der beiden beschriebenen Algorithmen die Bragg-Wellenlänge zum Zeitpunkt t_i bestimmt. Der so erhaltenen Verlauf $\lambda_B(t_i)$ wird mittels der LabView Sound and Vibration Toolbox [5] einer Klirranalyse unterzogen. Der Klirrfaktor eines System ist gegeben zu

$$k = \frac{\sqrt{\sum_{i=2}^{i=\infty} U_i^2}}{\sqrt{\sum_{i=1}^{i=\infty} U_i^2}}, \quad (3.5)$$

wobei U_1^2 die im Grundsignal enthaltene Leistung und $U_{i \neq 1}^2$ die in der i -ten Oberschwingung enthaltene Leistung darstellen [161]. Der Klirrfaktor quantifiziert die Erzeugung von harmonischen Signalanteilen durch nichtlineare Verzerrung eines Signals. Gängig ist ebenfalls die Angabe des Klirrens als Klirrdämpfungsmaß [2].

Einfluss der Signalbreite

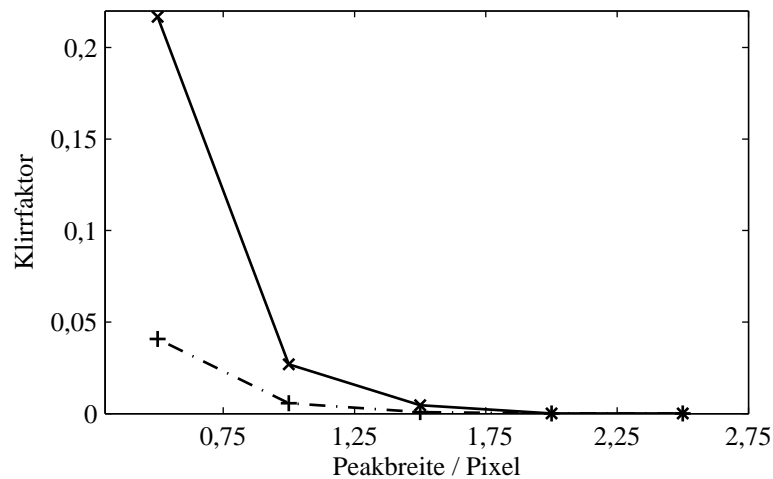


Abbildung 3.5: Klirrfaktor des Gesamtsystems bei Auswertung mittels Schwerpunktalgorithmus (x) und Gauß-Fit-Algorithmus (+) bei einer Signalfrequenz $f_{\text{Signal}} = 10$ Hz, einem Füllfaktor $f = 0,8$ und einer Signalamplitude von $1,0$ Pixeln.

Der Einfluss der spektralen Breite des Faser-Bragg-Gitter-Signals auf harmonische Signalverzerrungen ist für einen Füllfaktor $f = 0,8$ bei einer Signalfrequenz $f_{\text{Signal}} = 10$ Hz und einer Signalamplitude von einem Detektorpixel bei einer Ab-

tastrate von $f_{\text{abtast}} = 200$ Hz in Abbildung 3.5 dargestellt. Die Verzerrung des Signals – entsprechend einem höheren Klirrfaktor – nimmt bei Signalauswertung mittels Schwerpunktsalgorithmen mit zunehmender Breite ab. Die in Abschnitt 3.1.2 beschriebene nichtlineare Kennlinie weist maximale Nichtlinearität für schmale Sensorsignale auf. Mit zunehmender Signalbreite nimmt die Nichtlinearität der Kennlinie ab, was sich in der Klirrfaktoranalyse des dynamischen Signals in niedrigeren Klirrfaktoren niederschlägt. Die Signalverzerrung des mittels Gauß-Fit ermittelten Signals nimmt ebenfalls wie erwartet mit zunehmender Signalbreite ab, sie befindet sich jedoch bei schmalen Faser-Bragg-Gitter-Peaks auf einem bedeutend niedrigeren Niveau als das mittels Schwerpunktsalgorithmus ausgewertete Signal.

Einfluss des Füllfaktors

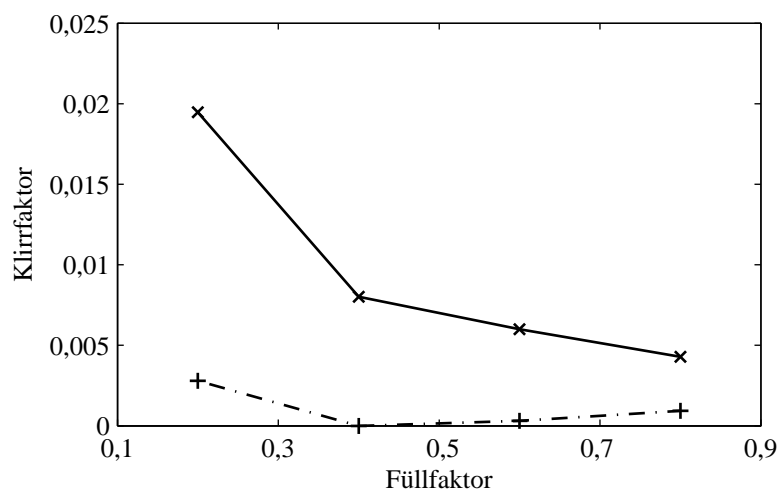


Abbildung 3.6: Klirrfaktor des Gesamtsystems bei Auswertung mittels Schwerpunktsalgorithmus (x) und Gauß-Fit-Algorithmus (+) bei einer Signalfrequenz $f_{\text{Signal}} = 10$ Hz, einer Peakbreite von 1,5 Pixeln und einer Signalamplitude von 0,6 Pixeln.

Die Sensitivität der Algorithmen auf Veränderungen im Füllfaktor des Detektors ist für eine Signalfrequenz von 10 Hz bei einer Signalamplitude von 0,6 Pixeln bei einer FWHM des simulierten Faser-Bragg-Gitter-Peaks von 1,5 Pixeln in Abbildung 3.6 dargestellt. Die Nichtlinearität der Kennlinie des Spektrometers nimmt zu mit sinkenden Füllfaktor. Die Verzerrung des gemessenen Verlaufs der Bragg-Wellenlänge des mittels Schwerpunktsalgorithmus berechneten Signals nimmt daher wie erwartet zu mit sinkendem Füllfaktor. Die Signalverzerrung des mittels Gauß-Fit

ermittelten Signals nimmt ebenfalls wie erwartet zu mit sinkendem Füllfaktor auf Grund der weniger nichtlinearen Kennlinie des Spektrometers.

Einfluss der Signalfrequenz

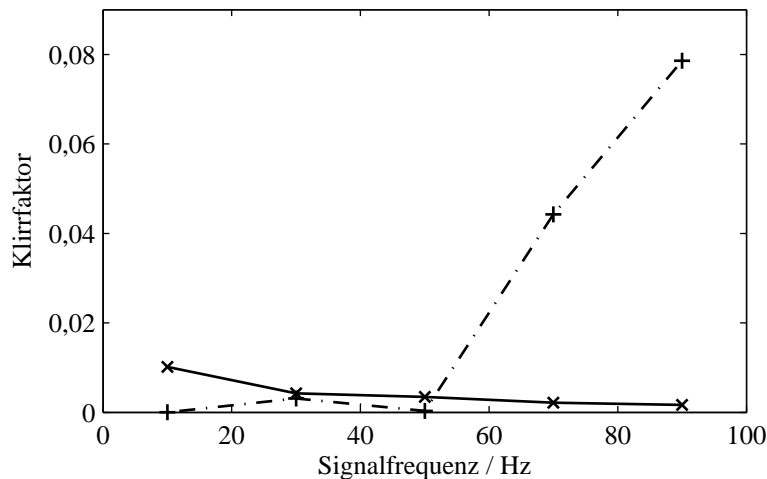


Abbildung 3.7: Klirrfaktor des Gesamtsystems bei Auswertung mittels Schwerpunktsalgorithmus (x) und Gauß-Fit-Algorithmus (+) bei einer Signalamplitude von 1,4 Detektorpixeln, einer Peakbreite von 1,5 Pixeln und einem Füllfaktor von $f = 0,2$.

Der lineare Aufbau des Schwerpunktsalgorithmus lässt erwarten, dass die auftretenden dynamischen Signalverzerrungen bei Auswertung der Reflexionsspektren durch den Algorithmus unabhängig von der Frequenz des Faser-Bragg-Gitter-Signals ist. Hohe Signalfrequenzen führen dazu, dass die Form des gemessenen spektralen Signals bei ausreichend hoher Signalamplitude auf Grund des integrierenden Verhaltens des Detektors deutlich von der Form des Reflexionssignals bei statischer Last am Sensor abweichen kann. Die örtliche und zeitliche Mittelung des Schwerpunktsalgorithmus ist nicht empfindlich auf diese Art der Signalformänderung. Die Abweichung der gemessenen Signalform vom zu Grunde liegenden Fit-Modell (welches in der Regel für statische Faser-Bragg-Gitter-Reflexionsspektren optimiert ist) führt bei der Fit-basierten Auswertung jedoch zu periodischen Fehlern in der Wellenlängenbestimmung. Das periodische Auftreten dieser Fehler schlägt sich in der Klirranalyse eines Signals als ein mit der Signalfrequenz steigender Anteil am Klirrfaktor nieder.

Der Einfluss der Signalfrequenz auf harmonische Signalverzerrungen ist für einen

3.1 Übertragungsverhalten von Spektrometern

Füllfaktor $f = 0,2$ bei einer Abtastrate von $f_{\text{abtast}} = 200$ Hz, einer Peak-Breite von 1,5 Pixeln und einer Signalamplitude von 1,4 Detektorpixeln in Abbildung 3.7 dargestellt. Der Klirrfaktor bei Auswertung mittels Schwerpunktalgorithmen zeigt sich als unabhängig von der Signalfrequenz. Das Signalklirren nimmt bei Signalauswertung mittels des modellbasierten Fit-Algorithmus mit zunehmender Signalfrequenz zu. Die beschriebene Abweichung der gemessenen Signalform von der dem Fit-Modell zugrundeliegenden Signalform nimmt mit zunehmender Signalfrequenz zu, da sich der Faser-Bragg-Gitter-Peak während eines Integrationszyklus merklich auf dem Detektor bewegt.

Dynamisches Verhalten von Fit-Algorithmen

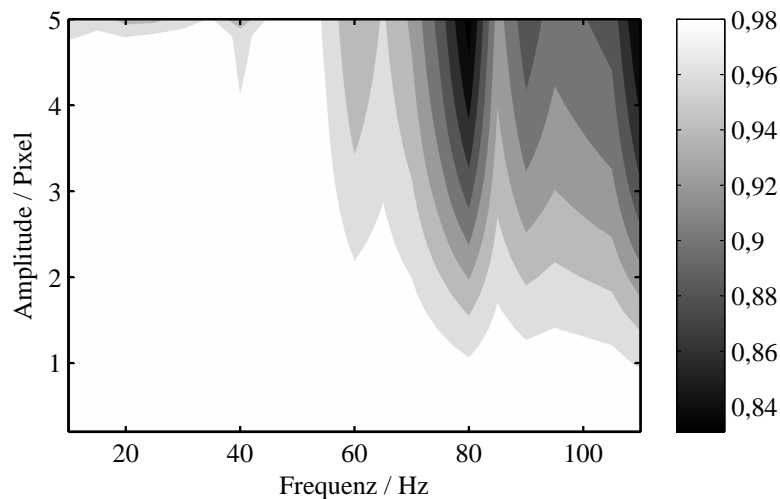


Abbildung 3.8: Linearität ($1 - \text{Klirrfaktor}$) des Gesamtsystems bei Auswertung mittels Gauß-Fit-Algorithmus in Abhängigkeit von der Signalamplitude und der Signalfrequenz, bei einem Füllfaktor $f = 0,9$, einer anteiligen Integrationszeit $\delta = 1$ bei einer Abtastfrequenz von 250 Hz.

Obige Untersuchungen legen nahe, dass die Verwendung Fit-basierter Auswertalgorithmen im Bereich der Gültigkeit einer linearen Spektrometerkennlinie zu einer nichtlinearen Systemantwort für steigende Signalfrequenzen und Signalamplituden führt. Eine qualitative Analyse erscheint hier auf Grund der Vielzahl zulässiger Detektor- und Sensorkonfigurationen nicht zielführend. Abbildung 3.8 zeigt die aus der Simulation eines Faser-Bragg-Gitter-Sensors mit einer FWHM

von 3,5 Pixeln bei sinusförmigem Dehnungsverlauf ermittelte Linearität des Messsystems (1-Klirrfaktor) bei Variation der Signalfrequenz und der Signalamplitude. Bei der angenommenen Signalbreite kann die Systemkennlinie des Spektrometers als streng linear angenommen werden. Es zeigt sich, dass Fit-basierte Auswertalgorithmen tendenziell ein zunehmend nichtlineares Verhalten mit zunehmender Signalfrequenz und zunehmender Signalamplitude aufweisen. Das Klirren der Signalauswertung ist bedingt durch zunehmende Abweichung der erfassten Signalform von der dem Fit zugrundeliegenden Signalform.

3.1.4 Interpretation der Ergebnisse für Schwerpunktsalgorithmen im Rahmen der statistischen Quantisierungstheorie

Das Signal eines Faser-Bragg-Gitters auf der Detektorzeile eines Spektrometers erstreckt sich typischerweise wie oben dargestellt über wenige Detektorpixel. Dies stellt hohe Anforderungen an den Messprozess hinsichtlich der Sub-Pixelauflösung. Der Mess- bzw. Quantisierungsprozess wird im Folgenden beschrieben und die Analogie zum Quantisierungsprozess bei konventionellen A/D-Wandlern dargestellt.

Quantisierung beim A/D-Wandler

Ein entsprechendes Problem ist von der A/D-Wandlung eines Spannungssignals bekannt, wenn feinere Auflösungen als die Quantisierungsintervalle des Umsetzers erforderlich sind. In solchen Fällen kann die Auflösung durch Addition eines Dithers auf das Messsignal vor der Signalquantisierung erhöht werden [25]. Dabei ist es notwendig, Mehrfachmessungen durchzuführen und die quantisierten Messwerte in Bins zu sammeln. Anschließend kann aus der ermittelten Verteilung ein Mittelwert gebildet werden, womit eine über den Quantisierungsabstand hinausgehende Auflösung erreicht wird.

Entsprechung bei Zeilendetektoren

Eine unmittelbare Entsprechung des Mittelungsprozesses über eine Vielzahl an Messwerten beim A/D-Wandler für den Fall einer CCD-Zeile wäre, wenn ein spektral schmalbandiges Lichtsignal auf den Detektor fokussiert wird und stets nur Lichtintensität auf einem Pixel erzeugt. Ein so von der CCD-Zeile geliefertes Ortsignal hätte eine treppenförmige Abbildungscharakteristik, analog einem Stufenumsetzer bei der Wandlung eines rauschfreien Spannungssignals. Eine theoretische Lösung des Auflösungsproblems bestünde auch hier in der Addition von Dither, indem beispielsweise die Lineardispersion des Spektrometers durch einen Zufallsprozess kontinuierlich während eines Messvorgangs des Zeilendetektors, variiert wird.

3.1 Übertragungsverhalten von Spektrometern

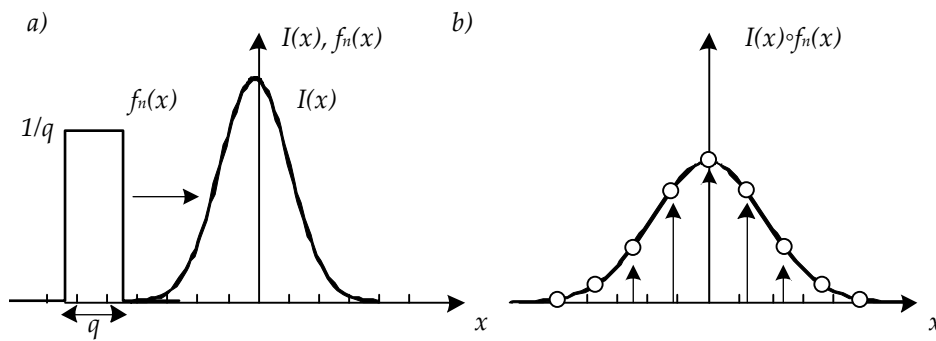


Abbildung 3.9: Signalentstehung auf dem Zeilendetektor **a)** Auf dem Detektor anliegendes Intensitätssignal $I(x)$ und Empfindlichkeitsfunktion $f_n(x)$ eines Detektorpixels. **b)** Das Ausgangssignal des Detektors (Kreis) ist durch das an den Mitten der Detektorpixeln abgetastete gefaltete Signal $I(x) \star f_n(x)$ gegeben.

Hierbei würde man in diesem Falle eher von Jitter als von Dither sprechen, da die Auslenkung auf der CCD-Zeile erfolgt und die Intensität keiner Verrauschung unterliegt. Dieser Ansatz muss bei der Messung von Faser-Bragg-Gitter-Signalen wegen der spektralen Reflexionscharakteristik des Faser-Bragg-Gitters nicht weiter verfolgt werden, wie im Folgenden dargelegt wird.

Grundlagen des Quantisierungsprozesses

Linville hat einen den Verhältnissen an der CCD-Zeile entsprechenden Quantisierungsprozess bereits 1956 auf ein Sampling-Problem zurückgeführt [90]. Die Quantisierung des Detektors in lateraler Richtung ist durch die Detektorpixel vorgegeben. Linville beschreibt entsprechend den Ausgabewert eines Pixels durch den Wert des Integrals über die Signalintensität auf einem Pixel. Das Ausgangssignal des Detektors ist somit gegeben durch Intensitätswerte an den Pixelmitten, die proportional sind zu der Anzahl der auf den Pixel aufgetroffenen Photonen.

Der entscheidende Schritt zur Beschreibung des Quantisierungsprozesses ist, dass Linville durch Faltung des Intensitätssignals $I(x)$ mit einem Rechteckimpuls $f_n(x)$ mit der Breite q eines Pixels und der Höhe $1/q$ eine Funktion erzeugt, die abgetastet an den Mittenpositionen der Detektorpixel das quantisierte Ausgangssignal der Detektorzeile wiedergibt (vgl. Abbildung 3.9). Die Quantisierungsstufen sind hier im Unterschied zum A/D-Wandler nicht vorgegeben, sondern hängen vom Signal ab. Bei typischen Signalbreiten von fünf Pixeln ergeben sich auch fünf Quantisierungsstufen, und damit eine sehr grobe Quantisierung (rough quantization). Diese quantisierten Stufensignale werden mit gängigen 14-bit bis 20-bit A/D-Wandlern abgetastet. Der resultierende instrumentelle Quantisierungsfehler der Intensitäts-

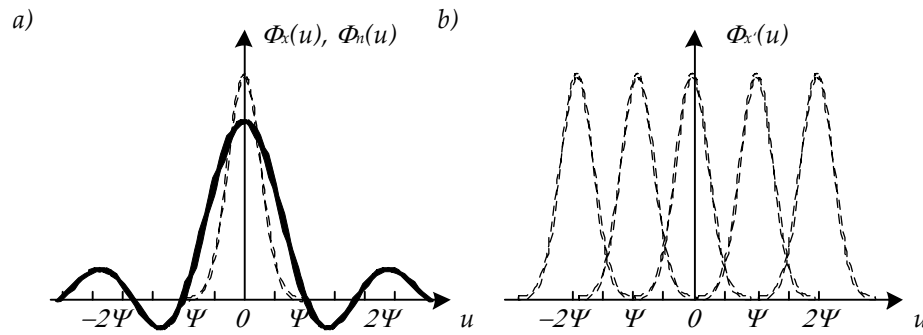


Abbildung 3.10: Darstellung der Signalquantisierung durch die charakteristischen Funktionen (CF) **a)** Die CF eines gaußförmigen Intensitätssignals auf dem Detektor ist wiederum gaußförmig (strichlierte Darstellung). Die CF der Empfindlichkeitsfunktion eines Detektorpixels ist sinc-förmig. **b)** Die laterale Signalquantisierung führt zu einer Reproduktion der resultierenden CF $\Psi_x(u) \cdot \Psi_n(u)$. Für eine perfekte Rekonstruktion dürfen die Replika der resultierenden CF nicht überlappen.

werte der einzelnen Pixel kann vernachlässigt werden. In der Konsequenz ist somit das Quantisierungsproblem auf eine Samplingaufgabe der Funktion $f_n(x) \star I(x)$ zurückgeführt und das Samplingtheorem – in der Arbeit von Widrow auch Quantisierungstheorem Q1 genannt – ist auf das Ergebnis anwendbar.

Widrow [178] [179] entwickelt die Theorie durch Einbeziehung statistischer Betrachtungen weiter, indem er das Eingangssignal als Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion interpretiert. In Abbildung 3.10 werden die charakteristischen Funktionen (CF) des Eingangssignals und des Rechtecksimpulses – entsprechend deren Fouriertransformierten – gebildet. Die charakteristische Funktion der Faltung $f_n(x) \star I(x)$ entspricht dem Produkt der CF von $I(x)$ und $f_n(x)$ (Abbildung 3.10 b)). Der Samplingprozess führt in der bekannten Weise zu einer Reproduktion des Signals bei ganzzahligen Vielfachen der räumlichen Abtastfrequenz $\Psi = \frac{2\pi}{q}$.

Da es sich hier um ein Samplingproblem handelt, kann unmittelbar gefolgert werden, dass für die Rekonstruktion des Signales $f_n(x) \star I(x)$ das dem Nyquist-Theorem entsprechende Quantisierungstheorem Q1 erfüllt sein muss. Es ist gegeben zu

$$\Phi_x(u) = 0, \forall |u| > \frac{\pi}{2} = \frac{\Psi}{2}, \quad (3.6)$$

wobei $\Phi_x(u)$ die CF von $I(x)$ darstellt. Bei Erfüllung des Nyquist-Theorems gilt, dass die CF des quantisierten Signals alle Information des Signals enthält. Es ist darauf hinzuweisen, dass die Signalrekonstruktion die Faltung $f_n(x) \star I(x)$ ergibt und nicht das Originalsignal $I(x)$.

Im nächsten Schritt führt Widrow ein Theorem der Statistik ein: Bei der Addition

3.1 Übertragungsverhalten von Spektrometern

von statistisch unabhängigen Signalen ist die CF der Summe der Signale gleich der CF der Faltung der Einzelsignale [21]. Damit kann die zentrale resultierende CF des Signals in Abbildung 3.10 interpretiert werden als die CF der Summe aus dem Originalsignal und bandbegrenztem gleichverteilten Rauschen. Der Quantisierungsprozess kann also interpretiert werden als Addition eines Dithersignals auf das Originalsignal. Es sind allerdings weitere Untersuchungen notwendig zur statistischen Unabhängigkeit von Signal und Dither, welcher ja aus Quantisierungsfehlern besteht, denn die Quantisierungsfehler sind deterministisch mit dem Signal verbunden. Widrow kommt zu dem Ergebnis, dass bei Einhaltung der Quantisierungstheoreme Q1 oder Q2 bei Signalen mit Gauß'scher Form die Annahme der statistischen Unabhängigkeit des Quantisierungsrauschen vom Signal gegeben ist bis $\sigma \approx q$. Bei anderen Signalformen werden ähnliche Ergebnisse erreicht, allerdings erst bei feineren Pixelbreiten/Quantisierungsabständen.

Daraus folgt für die Wahl des Faser-Bragg-Gitters, dass apodisierte Gitter uniformen Gittern vorzuziehen sind, da diese als annähernd gaußförmig beschrieben werden können und hinsichtlich rough quantization toleranter sind. Weitere Ergebnisse sind, dass bei erfüllttem Nyquist-Kriterium die Momente des Signals $I(x)$ vollständig aus dem quantisierten Signal mit den sogenannten Shephard-Korrekturen [173] ermittelt werden können. Das Moment 1-ter Ordnung ist gegeben zu

$$E(x^1) = \int_{-\infty}^{+\infty} x^1 I(x) dx. \quad (3.7)$$

Es entspricht dem Ergebnis der Schwerpunktbildung des Signals beim Messprozess eines Faser-Bragg-Gitters. Somit kann die Bragg-Wellenlänge bei einem ausreichend breiten Gitter – im Bereich der Gültigkeit der Quantisierungstheoreme – im Prinzip fehlerfrei bestimmt werden. Auch für die Bestimmung des Signalschwerpunkts erweisen sich apodisierte Faser-Bragg-Gitter demnach als vorteilhaft.

Weiter kommt Widrow zu dem Ergebnis, dass die Momente und damit die Güte des Quantisierungsprozesses so lange ausreichend gut beschrieben werden können, bis die Pixelbreite etwa zwei Standardabweichungen des Intensitätssignals beträgt. Da bei den Messungen nicht die Rekonstruktion des Signales, sondern die Bildung des Momentes erster Ordnung ausgenutzt wird, ist das entscheidende Ergebnis, dass bis $q = 2\sigma \approx 0,85$ FWHM vom Schwerpunktalgorithmus gute Ergebnisse geliefert werden.

Differentielle Nichtlinearität

Im Bereich der Gültigkeit des Quantisierungstheorems ($q = 0,85$ FWHM) ist der Fehler der Wellenlängenbestimmung bei Anwendung des Schwerpunktalgorith-

mus statistisch betrachtet gleich null, d.h. das Übertragungsverhalten ist linear. Bei Verletzung des Quantisierungstheorems entstehen Abweichungen vom linearen Übertragungsverhalten. Bei größeren Pixelbreiten / schmalen Signalen ist die Nyquistvoraussetzung nicht mehr bedingungslos gegeben und es erfolgt eine rapide Signalverschlechterung. Diese Signalverschlechterung wird für die Signalquantisierung mittels A/D-Konverter von Carbone beschrieben [25]. Carbone zeigt, dass die Signalverschlechterung einer differentiellen Nichtlinearität der Quantisierung entspricht. Für den Fall eines gaußförmig verteilten Signals mit $\sigma \geq q/3$ ist der mittlere Quantisierungsfehler gegeben zu

$$\overline{m(e')} \approx \frac{1}{\pi} \exp(-2\pi^2(\sigma^2/q^2)) \cdot \sin(2\pi e'), \quad (3.8)$$

mit dem Signalwert $e' = 0 \dots 1$ entsprechend der fraktionalen Position auf dem Detektor zwischen zwei Detektorpixeln. Dieser resultierende ortsabhängige Quantisierungsfehler entspricht der in Abbildung 3.2 gezeigten Nichtlinearität der Spektrometereckennlinie.

Für den Fall dynamischer Lasten am Faser-Bragg-Gitter führt diese Nichtlinearität zur Erzeugung von harmonischen Signalkomponenten. Die Auswirkung differentieller Nichtlinearitäten von A/D-Wandlern auf das Übertragungsverhalten wurde von Vanderkoy [172] untersucht. Er zeigt, dass Eingangssignale mit schmalen Verteilungen zu einem Klirren des Ausgangssignals - auf Grund der oben beschriebenen Nichtlinearitäten - führen. Durch Verwischung des Eingangssignals durch Dithering wird die Erzeugung harmonischer Signalfrequenzen reduziert, es kommt zur Generierung eines breitbandigen Rauschpegels. Gleichwertig kann bei der Betrachtung von Faser-Bragg-Gitter-Spektren festgestellt werden, dass schmale Reflexionspeaks auf der Detektorzeile tendenziell zur Erzeugung von Signalklirren im Ausgangssignal (vgl. Abbildung 3.5) führen.

Einfluss des Füllfaktors bei der Erfassung dynamischer Faser-Bragg-Gitter-Signale

Analog zu obiger Betrachtung kann der Einfluss des Füllfaktors des Detektors unmittelbar abgelesen werden. Bei Beibehaltung der räumlichen Abtastfrequenz am Detektor und Verringerung der sensitiven Detektorfläche entspricht dies der Faltung des Signals mit einem schmalen Rechteckimpuls. In der Betrachtung der CF entspricht das der Multiplikation der CF des Signals mit einer breiteren sinc-Verteilung. Es ist unmittelbar klar, dass die Quantisierungstheoreme schwieriger zu erfüllen sind und im Prinzip eine höhere Raumfrequenz der Abtastung notwendig machen. Analog zur Betrachtung der differentiellen Nichtlinearität bei schmalen Reflexionsignalen des Faser-Bragg-Gitters führt ein niedrigerer Füllfaktor zur Erzeugung von

3.1 Übertragungsverhalten von Spektrometern

harmonischen Signalfrequenzen bei Messung eines harmonischen Signalverlaufs, wie aus den in Abbildung 3.6 dargestellten Ergebnissen ersichtlich ist.

Einfluss zusätzlichen Detektorrauschens

Wie bereits vorstehend ausgeführt, kann ein mit zusätzlichem Rauschen beaufschlagtes Intensitätssignal auf der Detektorzeile als self-dithering interpretiert werden. Dieses Rauschen ist im Lichte der vorstehenden Ausführungen ambivalent zu sehen, indem es einerseits zu einer Signalverschlechterung führt, andererseits – bei entsprechend erhöhter Integrationszeit – zu einer weiteren Linearisierung der Kennlinie und einer Erhöhung der Messgenauigkeit führen kann. Diese Effekte wurden jedoch im Rahmen der Arbeit nicht weiter untersucht.

Gültigkeitsbereich der Systembeschreibung von van Damme

In Kapitel 3.1.1 wurden bestehende Einschränkungen der Beschreibung des Systemverhaltens von spektrometerbasierten Faser-Bragg-Gitter-Messsystemen aufgezeigt. Van Damme betrachtet für die Analyse des Systemübertragungsverhaltens einen Delta-förmigen Faser-Bragg-Gitter-Peak, welcher mittels eines Spektrometers mit infinitesimaler lateraler Quantisierung erfasst wird. Unter diesen Näherungen leitet er das Übertragungsverhalten dieser Klasse von Messsystemen ab. Mit den obig eingeführten Betrachtungen des Signalerfassungsprozesses an Hand der Quantisierungstheorie erscheint es trivial, den Gültigkeitsbereich der Systembetrachtung von van Damme zu erweitern. Obige Analyse zeigt, dass – wenn das Reflexionsspektrum des Faser-Bragg-Gitters auf dem Zeilendetektor den Quantisierungstheoremen gerecht wird – der Schwerpunkt des Signals fehlerfrei aus dem quantisierten Reflexionsspektrum gewonnen werden kann. Die Gültigkeit der Systembetrachtung von van Damme kann daher ohne weiteres auf Detektorkonfigurationen und Faser-Bragg-Gitter-Signale – bei Einbehaltung der Quantisierungstheoreme – erweitert werden.

Zusammenfassung

Die durchgeführten Untersuchungen zum Verhalten der Algorithmen zeigen, dass spektrometerbasierte Messsysteme unter Umständen bei der Erfassung dynamischer Lasten an Faser-Bragg-Gitter-Sensoren nicht als streng lineare Messsysteme betrachtet werden können. Tabelle 3.11 zeigt eine Gegenüberstellung der Sensitivität der Algorithmen gegenüber den untersuchten Parametern. Bei der Erfassung (quasi-)statischer Signale erweisen sich Fit-basierte Algorithmen bei einer ideal linearen Spektrometerkennlinie hinsichtlich der Empfindlichkeit gegenüber der Detektorgeometrie als überlegen. Auch in Hinblick auf die durch Rauscheinflüsse an den

3 Spektrometer und Laser für FBG-Messsysteme

| Parameter | Schwerpunktsalgorithmus | Modellbasierter Fit-Algorithmus |
|------------------|-------------------------|---------------------------------|
| Peakbreite | (-) | (-) |
| Füllfaktor | (-) | (-) |
| Signalfrequenz | (++) | (-) |
| Detektorrauschen | (-) | (++) |
| Rechenaufwand | (++) | (-) |

Abbildung 3.11: Sensitivität der Algorithmen auf die untersuchten Parameter. (-) bezeichnet eine hohe Sensitivität, (++) bezeichnet eine Invarianz gegenüber einem Parameter.

Signalen der Detektorpixeln bedingte statistische Messunsicherheit der Algorithmen zeigen die Fit-basierten Algorithmen eine bedeutend bessere Leistung als schwerpunktsbildende Algorithmen.

Im Gegensatz dazu weisen die nur wenig rechenintensiven Schwerpunktsalgorithmen einen bedeutenden Vorteil bei der Erfassung hochdynamischer Lasten am Faser-Bragg-Gitter-Sensor auf. Durch den linearen Aufbau sind die Algorithmen stabil gegenüber Abweichungen der gemessenen Signalform von der statischen Signalform. Verzerrungen des Reflexionsspektrums – bedingt durch die Bewegung des Faser-Bragg-Gitter-Reflexionsspektrums auf der Detektorzeile während eines Integrationszyklus – führen bei der Auswertung mittels Fit-basierter Algorithmen zu einem nichtlinearen Systemverhalten.

Abschließend ist somit zu bewerten, dass bei der Erfassung hochdynamischer Vorgänge an Faser-Bragg-Gittern die in der Literatur bisher als sehr präzise eingestuft Fit-basierten Algorithmen Schwächen bezüglich des linearen Systemverhalten aufweisen. Die Verwendung von Schwerpunktsalgorithmen wird hingegen mit einer vergleichsweise hohen Messunsicherheit erkaufte.

Die Grenzen der dynamischen Signalerfassung für schmale Sensorsignale sind bedingt durch die örtlich quantisierte Signalerfassung auf den Detektorpixeln. Im Grenzfall führt dies zu einem nichtlinearen Systemverhalten. Diese Beschreibung des Systemverhaltens wurde in erstmalig in dieser Arbeit an Hand von Betrachtungen zur Signalquantisierung auf Basis von Arbeiten zur Signalquantisierung an A/D-Wandlern durchgeführt.

3.2 Detektion von Aliasing bei der Messwerterfassung mittels Spektrometern

Das inhärente Tiefpassverhalten idealer spektrometerbasierter Messsysteme ist in Kapitel 3.1.1 eingeführt. Bei maximaler Integrationszeit weist das Spektrometer nach Gleichung 3.2 ein Amplitudentiefpassverhalten der Wellenlänge des Faser-Bragg-Gitters von $R(f) = \text{sinc}\left(\frac{\pi f}{f_s}\right)$ auf. Diese Filterkennlinie ergibt eine maximale Signaldämpfung von -2 dB bei $f = f_{\text{Nyquist}}$.

Die messtechnisch korrekte Erfassung beliebiger transients Vorgänge – insbesondere bei nachfolgender Verarbeitung der Messwerte in einer Regelschleife – erfordert eine zuverlässige Tiefpassfilterung der Messgröße vor der Signalabtastung [3]. Eine solche Signaltiefpassfilterung ist Standard in der konventionellen elektrischen Messtechnik. Der elektrischen Messtechnik stehen hierzu die bekannten Möglichkeiten der Auslegung und Verwendung der elektronischen Tiefpassfilterung zur Verfügung. Die Möglichkeit der Anpassung – insbesondere der Flankensteilheit eines solchen Signaltiefpassfilters – besteht in der spektrometrischen Erfassung von Faser-Bragg-Gitter-Signalen jedoch nicht.

Aus dem aus einer Serie von erfassten Faser-Bragg-Gitter-Reflexionsspektren ermittelten Verlauf der Bragg-Wellenlänge kann, gemäß Nyquist und Shannon [145], kein Rückschluss auf das Auftreten von Spiegelfrequenzen im abgetasteten Signalverlauf gezogen werden. Die Signalinformation des Verlaufs der Bragg-Wellenlänge ist nur zu den Abtastzeitpunkten t_i vorhanden. Jegliche Information über den Verlauf der Bragg-Wellenlänge zwischen zwei Abtastzeitpunkten geht durch die zeitliche Integration am Detektor und die anschließende Berechnung der Bragg-Wellenlänge verloren. Das Auftreten von Spiegelfrequenzen in mittels Spektrometern erfassten Faser-Bragg-Gitter-Signalen wurde beispielsweise von [86] beobachtet. Die unzureichende Anti-Aliasing Filterung des Signals vor der Signalabtastung stellt einen großen Nachteil der Faser-Bragg-Gitter-basierten dynamischen Messtechnik im Vergleich zu konventioneller elektrischer Messtechnik dar.

Bei Betrachtung des Signalerfassungsprozesses im Spektrometer wird ersichtlich, dass die Reduktion des zu jedem Abtastzeitpunkt erfassten eindimensionalen Reflexionsspektrums auf den Einzahlparameter Bragg-Wellenlänge mit einem Informationsverlust behaftet ist. Das erfasste Reflexionsspektrum enthält auf Grund des zeitlich integrierenden Verhaltens des Detektors Information über die Bewegung des Faser-Bragg-Gitter-Peaks auf der Detektorzeile während eines Integrationszyklus. Eine dynamische Änderung der Bragg-Wellenlänge (entsprechend einer dynamischen Last am Sensor) bedingt die Bewegung des Faser-Bragg-Gitter-Peaks auf dem Detektor während eines Integrationsintervalls. Diese Bewegung macht sich im erfassten Spektrum als Abweichung der Signalform vom statischen Signal bemerkbar

(vgl. Abbildung 3.12). Dieses Verhalten wurde phänomenologisch bereits in Kapitel 3.1.2 bei der Diskussion des dynamischen Verhaltens Fit-basierter Algorithmen beschrieben. Das Auftreten der Verzerrung des gemessenen Reflexionsspektrums bei hohen Signalfrequenzen wirft die Frage auf, inwieweit diese Änderungen des Reflexionsspektrums herangezogen werden können um eine Signalunterabtastung zu detektieren. Eine (bandunbegrenzte) fehlerfreie Lastrekonstruktion ist auch bei Zuhilfenahme der Veränderung der Signalform nicht möglich.

Im Rahmen der Arbeit wurde ein Algorithmus entwickelt, der die Identifikation von Signalunterabtastungen in mittels Spektrometern erfassten Faser-Bragg-Gitter-Signalverläufen erlaubt [194] [197]. Der Algorithmus ist beschränkt auf homogene Lastverläufe am Ort des Faser-Bragg-Gitters. Dynamische Änderungen des Lastverlaufs über dem Bereich des Faser-Bragg-Gitters beeinflussen zusätzlich zur Änderung der Bragg-Wellenlänge das gemessene Reflexionsspektrum [89] und werden von dem Algorithmus als hochfrequente Signalkomponenten identifiziert.

Ausgehend von einer Betrachtung des Signalentstehungsprozesses wird das Funktionsprinzip des Algorithmus beschrieben. Die Funktion des Algorithmus wird mittels numerischer Simulationen (mit örtlich quantisierendem Detektor als Abbild eines realen Detektors) und durch experimentell ermittelte Daten belegt.

3.2.1 Methode

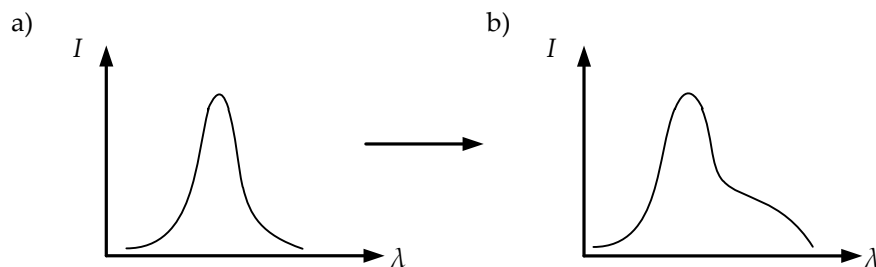


Abbildung 3.12: **a)** Gemessenes integriertes Reflexionsspektrum eines Faser-Bragg-Gitters bei konstanter Last **b)** Gemessenes integriertes Reflexionsspektrum eines Faser-Bragg-Gitters bei dynamischer Last.

Die im Folgenden präsentierte Methode stützt sich auf die in der Verzerrung des gemessenen Reflexionsspektrums enthaltene Information, um auf das Auftreten von Spiegelfrequenzen im ausgewerteten Verlauf der Last am Sensorort zu schließen. Abbildung 3.12 b) zeigt schematisch den Einfluss einer dynamischen Last am Faser-Bragg-Gitter auf das gemessene Reflexionsspektrum am Detektor eines Spek-

3.2 Detektion von Aliasing bei der Messwerterfassung mittels Spektrometern

trometers.

Die Funktion des Algorithmus kann grob in drei Schritte unterteilt werden:

- **Erfassung einer Zeitreihe von Faser-Bragg-Gitter Reflexionsspektren.** Aus den einzelnen Reflexionsspektren wird mittels Schwerpunktsalgorithmus der Schätzwert der Bragg-Wellenlänge ermittelt. Aus dem so erhaltenen Verlauf der Bragg-Wellenlängen wird durch bandbegrenzte Signalrekonstruktion unter Verwendung entsprechender Signalentzerrfilter ein dem wahren Signal angenäherter Zeitverlauf der Bragg-Wellenlänge rekonstruiert.
- **Rekonstruktion.** Unter Verwendung des so rekonstruierten Verlaufs der Bragg-Wellenlängen werden die zu den jeweiligen Abtastzeitpunkten erwarteten Faser-Bragg-Gitter-Reflexionsspektren numerisch berechnet.
- **Korrelation.** Aus einem numerischen Vergleich, bzw. einer numerischen Korrelation der gemessenen und der numerisch errechneten Reflexionsspektren zu den jeweiligen Abtastzeitpunkten, kann auf das Auftreten von Spiegelfrequenzen im abgetasteten Signal geschlossen werden.

3.2.2 Signalentstehung und Signalerfassung

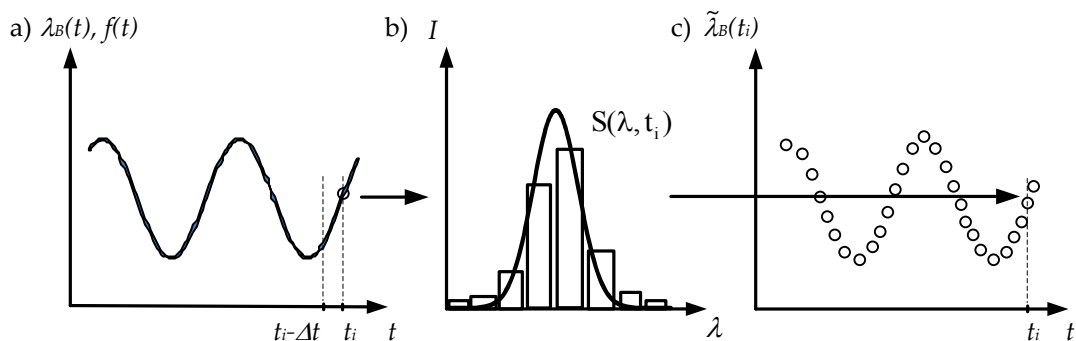


Abbildung 3.13: Schematischer Erfassungsprozess von Faser-Bragg-Gitter-Signalen mittels Spektrometern **a)** Dynamische Last am Sensor **b)** zum Abtastzeitpunkt t_i erfasstes Faser-Bragg-Gitter-Reflexionssignal **c)** zeitdiskreter Lastverlauf, ermittelt mittels Schwerpunktsalgorithmus aus den erfassten Reflexionsspektren des Faser-Bragg-Gitters.

Zum besseren Verständnis soll im Folgenden vorab die verwendete Nomenklatur eingeführt und die Methode kurz vorgestellt werden. Die Verwendung unterschiedlicher Räume mit gleicher oder ähnlicher Namensgebung (z.B. spektral - wellenlängenabhängig, bzw. spektral - Zeitfrequenzbereich) verdeutlicht die Notwendigkeit hierfür.

Eine Last $f(t)$ am Faser-Bragg-Gitter führt zu einer kontinuierlichen Änderung der Bragg Wellenlänge des Sensors $\lambda_B(t)$. Das Frequenzspektrum des Verlaufs der Bragg-Wellenlänge $F_{\text{orig}}(\omega)$ ist – bis auf einen DC-Offsetanteil und einen konstanten Amplitudenskalierungsfaktor – identisch zum Frequenzspektrum der am FBG anliegenden Last $f(t)$. Die kontinuierliche Änderung der Bragg-Wellenlänge geht einher mit einer kontinuierlichen Änderung des Reflexionsspektrums $s(\lambda_B(t), \lambda)$ des Faser-Bragg-Gitters. Bei konstanter eingestrahelter spektraler Leistungsdichte der Lichtquelle kann dieses Reflexionsspektrum dargestellt werden als Faltung im Wellenlängenraum eines konstanten Reflexionsspektrums $s(\lambda)$ mit einem Dirac-Puls $\delta(\lambda - \lambda_B(t))$ an der Stelle der Bragg-Wellenlänge $\lambda_B(t)$. Nach der Signalintegration am Zeilendetektor wird ein integriertes Wellenlängenspektrum $S(\lambda, t_i)$ der Signalverarbeitung zugeführt.

Aus dem so erhaltenen Reflexionsspektrum wird die Bragg-Wellenlänge zum Zeitpunkt t_i ermittelt. Auf Grund der deterministischen Antwort, vgl. Kapitel 3.1.2, wird zur Messwertbestimmung ein Schwerpunktsalgorithmus verwendet. Der so ermittelte zeitdiskrete Signalverlauf wird nachfolgend mit $\tilde{\lambda}_B(t_i)$, $i \in \mathbf{N}$ bezeichnet. Der Prozess hin zur Entstehung des zeitdiskreten Signal $\tilde{\lambda}_B(t_i)$ ist schematisch dargestellt in Abbildung 3.13. Ein mit $\lambda_B(t)$ vergleichbares Signal $\tilde{\lambda}_B(t)$ kann aus dem zeitdiskreten Signal $\tilde{\lambda}_B(t_i)$ gewonnen werden durch Faltung von $\tilde{\lambda}_B(t_i)$ mit einem idealen Tiefpass nach Anwendung eines Sample-and-Hold Glieds [169]. Das sinc-förmige Tiefpassverhalten der spektrometrischen Abtastung kann durch Filterung des so erhaltenen kontinuierlichen Signals $\tilde{\lambda}_B(t)$ mit einem zum Tiefpassverhalten der spektrometrischen Abtastung inversen Filter kompensiert werden.

Aus dem Verlauf der Bragg-Wellenlänge $\tilde{\lambda}_B(t)$ wird unter Annahme einer örtlich homogenen Last am Sensor eine Zeitreihe von Faser-Bragg-Gitter Reflexionsspektren $\tilde{S}(\lambda, t_i)$ numerisch berechnet. Die Spektren $\tilde{S}(\lambda, t_i)$ entsprechen spektralen Faser-Bragg-Gitter Signalen auf dem Detektor, wie sie bei einem Lastverlauf $\tilde{\lambda}_B(t)$ am Sensor auftreten würden. Die so erhaltenen Reflexionsspektren werden mit den ursprünglich gemessenen Spektren $S(\lambda, t_i)$ korreliert. Diese Korrelation wird herangezogen, um Abweichungen des rekonstruierten Wellenlängenverlaufs $\tilde{\lambda}_B(t)$ von dem der Messung zu Grunde liegenden Verlauf $\lambda_B(t)$ - wie sie bei einer Signalunterabtastung auftreten - zu identifizieren.

Die Funktionsweise des vorgeschlagenen Algorithmus mit den beschriebenen Einzelschritten ist schematisch dargestellt in Abbildung 3.14.

3.2.3 Darstellung im Signalfrequenzbereich

Die Last $f(t)$ am Sensor führt zu einer kontinuierlichen Änderung der Bragg-Wellenlänge des Faser-Bragg-Gitters. Dies entspricht einer kontinuierlichen Bewegung des FBG-Reflexionspeaks $s(\lambda_B(t), \lambda)$ auf dem Detektor des Spektrometers. Wie in

3.2 Detektion von Aliasing bei der Messwerterfassung mittels Spektrometern

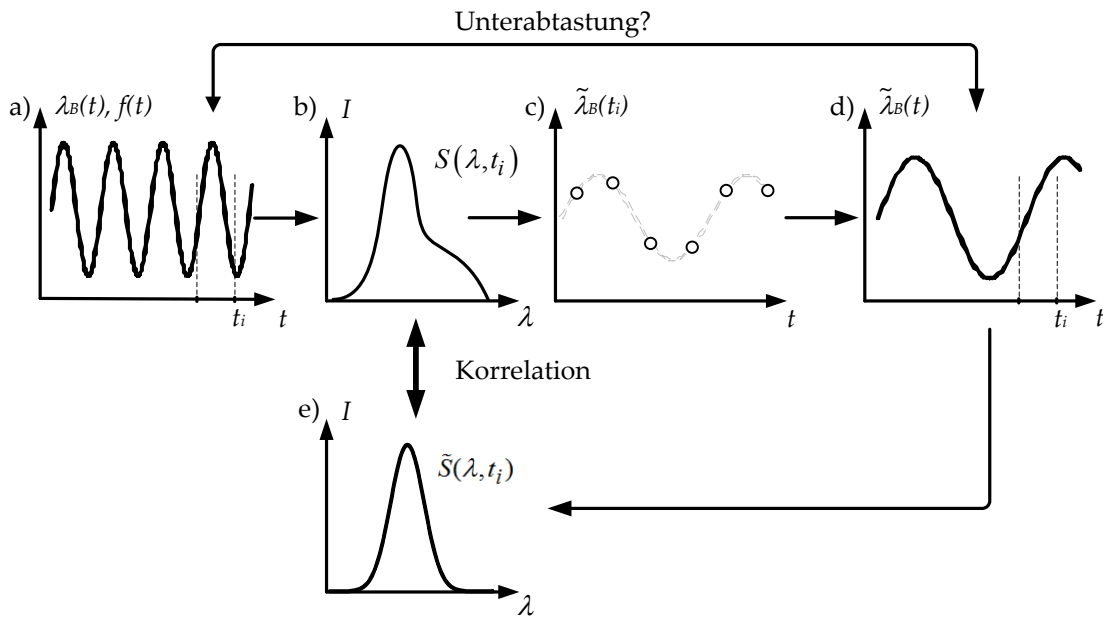


Abbildung 3.14: Funktionsprinzip des Algorithmus **a)** zeitkontinuierlicher Verlauf der Bragg-Wellenlänge des Faser-Bragg-Gitters (Messgröße) **b)** integriertes gemessenes Faser-Bragg-Gitter Reflexionsspektrum am Detektor **c)** errechneter Verlauf der Bragg-Wellenlänge $\tilde{\lambda}_B(t_i)$ **d)** rekonstruierter entzerrter Verlauf der Bragg-Wellenlänge $\tilde{\lambda}_B(t)$ **e)** rekonstruiertes integriertes Faser-Bragg-Gitter Reflexionsspektrum basierend auf $\tilde{\lambda}_B(t)$.

Abschnitt 3.1.1 dargestellt, führt die endliche Integrationszeit des Spektrometers zusammen mit der Anwendung eines Schwerpunktsalgorithmus auf $S(\lambda, t_i)$ zu einer sinc-förmigen Amplitudenübertragungsfunktion des Systems bei der Bestimmung der Last am Sensor [171]. Die periodische Signalabtastung führt zu einer Vervielfältigung des Signalfrequenzspektrums im Frequenzraum an Vielfachen der Abtastfrequenz [169]. Wenn das Originalsignal nicht korrekt abgetastet wird ($f_{\text{Signal,max}} > f_{\text{sample}}/2$) führt diese Reproduktion des Signalspektrums im Frequenzbereich zu dem bekannten Auftreten von Spiegelfrequenzen im abgetasteten Signalverlauf. Das Frequenzspektrum des ermittelten Signals $\tilde{\lambda}_B(t_i)$ kann somit dargestellt werden als:

$$F_S(\omega) = \sum_{\mu=-\infty}^{+\infty} A(\omega - \mu \cdot 2\omega_g) \cdot F_{\text{orig}}(\omega - \mu \cdot 2\omega_g), \mu \in \mathbf{Z}, \quad (3.9)$$

wobei ω_g die Nyquist-Frequenz des Messsystems – gegeben durch die halbe Abtastfrequenz des Detektors – und $A(\omega)$ die sinc-förmige Übertragungsfunktion des Messsystems angibt. Der ganzzahlige Wert μ beschreibt die periodische Reproduktion des Frequenzspektrums $F_{\text{orig}}(\omega)$ des Originalsignals $\lambda_B(t)$ im Frequenzbereich

3 Spektrometer und Laser für FBG-Messsysteme

des abgetasteten Signals und somit auch die Entstehung von Spiegelfrequenzen bei der zeitdiskreten Abtastung von bandunbegrenzten Signalen.

Der zeitkontinuierliche Verlauf der Bragg-Wellenlänge $\tilde{\lambda}_B(t)$ wird durch Faltung des zeitdiskreten Signals $\tilde{\lambda}_B(t_i)$ mit einem idealen Tiefpass erhalten. Diese Signalrekonstruktionsmethode wird allgemein als Cardinal-Hold-Rekonstruktion bezeichnet [169]. Neben dieser – technisch nicht realisierbaren Methode – können andere Signalinterpolatoren verwendet werden, wie z.B. Spline-Interpolatoren. Unter der Annahme, dass das Originalsignal $\lambda_B(t)$ bandbegrenzt ist auf das erste Nyquist-Band kann der Einfluss des Systemtiefpassverhaltens $A(\omega)$ bei der Messung im ersten Nyquist-Band kompensiert werden durch Anwendung eines angepassten Entzerrfilters $B(\omega) = \frac{1}{A(\omega)}$ auf $\tilde{\lambda}_B(t)$ [169]. Somit werden alle Originalsignalfrequenzkomponenten mit $\omega < \omega_g$ im rekonstruierten Signal richtig dargestellt, während Frequenzkomponenten mit $\omega > \omega_g$ mit falscher Amplitude im ersten Nyquist-Band als Spiegelfrequenz in Erscheinung treten.

Bei Einbeziehung des beschriebenen Entzerrfilters kann das rekonstruierte Signal $\tilde{\lambda}_B(t)$ im Zeitbereich durch Fourier-Analyse basierend auf dem gemessenen Signalfrequenzspektrum und dem Entzerrfilter angegeben werden zu

$$\begin{aligned} \tilde{\lambda}_B(t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\omega_g}^{+\omega_g} B(\omega) \cdot F_S(\omega) \cdot e^{i\omega t} \cdot d\omega & (3.10) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_{\mu=-\infty}^{\mu=+\infty} \left[\int_{-\omega_g}^{+\omega_g} B(\omega) \cdot A(\omega - \mu \cdot 2\omega_g) \cdot F_{\text{orig}}(\omega - \mu \cdot 2\omega_g) \cdot e^{i\omega t} \cdot d\omega \right]. & (3.11) \end{aligned}$$

Im Vergleich hierzu lässt sich das Originallastsignal – und somit auch bis auf einen konstanten Faktor und einen Gleichanteil der ursprünglich Verlauf der Bragg-Wellenlänge– basierend auf dem Originalsignalfrequenzspektrum F_{orig} angeben als

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} F_{\text{orig}}(\omega) \cdot e^{i\omega t} \cdot d\omega. \quad (3.12)$$

Aus Gleichung (3.11) und Gleichung (3.12) ist ersichtlich, dass $\tilde{\lambda}_B(t)$ ohne Informationsverlust aus $\tilde{\lambda}_B(t_i)$ rekonstruiert wird, falls $\lambda_B(t)$ und somit auch F_{orig} auf das erste Nyquist-Band beschränkt ist [145]. Bei dieser Bandbegrenzung gilt im Bereich $-\omega_g \dots +\omega_g$ für die Signalfrequenzspektren $B(\omega) \cdot F_S(\omega) = B(\omega) \cdot A(\omega) \cdot F_{\text{orig}}(\omega) = F_{\text{orig}}(\omega)$.

3.2.4 Zeitliche Darstellung im Wellenlängenbereich

Für die Darstellung der Funktionsweise des Algorithmus wird der Signalentstehungsprozess auf dem Detektor beschrieben. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird auf die explizite Einbeziehung der Abbildungsfunktion des Spektrometers verzichtet. Die Auflösung des Detektors sei als beliebig fein angenommen. Diese Vereinfachung ist gerechtfertigt bei der Betrachtung spektral ausreichend breiter Faser-Bragg-Gitter-Reflexionsspektren und der Annahme eines ausreichend hohen Füllfaktors des Detektors (vgl. Kapitel 3.1.4).

Das zum Abtastzeitpunkt t_i am Detektor gemessene Reflexionsspektrum eines Faser-Bragg-Gitters an der Wellenlänge λ kann dargestellt werden als

$$S(\lambda, t_i) = \int_{t_i - \Delta t}^{t_i} s(f(t), \lambda) dt \quad (3.13)$$

$$= \int_{t_i - \Delta t}^{t_i} s\left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[\int_{-\omega_g}^{+\omega_g} F_{orig}(\omega) \cdot e^{i\omega t} d\omega \right], \lambda\right) dt, \quad (3.14)$$

wobei Δt die Integrationszeit des Detektors, t_i den Abtastzeitpunkt und $s(\lambda_B(t), \lambda)$ das spektrale Faser-Bragg-Gitter Reflexionssignal zur Zeit t angibt.

Ausgehend von dem aus der Messung berechneten Signalverlauf $\tilde{\lambda}_B(t)$ werden die Sensorreflexionsspektren an den Abtastzeitpunkten t_i berechnet, wie sie bei Annahme des rekonstruierten Lastverlaufs zu erwarten wären. Das rekonstruierte integrierte Spektalsignal auf dem Detektor $\tilde{S}(\lambda, t_i)$ kann angegeben werden zu

$$\tilde{S}(\lambda, t_i) = \int_{t_i - \Delta t}^{t_i} s(\tilde{\lambda}_B(t), \lambda) dt \quad (3.15)$$

$$= \int_{t_i - \Delta t}^{t_i} s\left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[\int_{-\omega_g}^{+\omega_g} B(\omega) \cdot F_S(\omega) \cdot e^{i\omega t} \cdot d\omega \right], \lambda\right) dt \quad (3.16)$$

$$= \int_{t_i - \Delta t}^{t_i} s\left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left\{ \sum_{\mu=-\infty}^{\mu=+\infty} \left[\int_{-\omega_g}^{+\omega_g} B(\omega) \cdot A(\omega_\mu) \cdot F_{orig}(\omega_\mu) \cdot e^{i\omega t} d\omega \right] \right\}, \lambda\right) dt, \quad (3.17)$$

mit $\omega_\mu = \omega - \mu \cdot 2\omega_g$. Aus Gleichung (3.11), Gleichung (3.12), Gleichung (3.14) und Gleichung (3.17) folgt, dass – falls $f(t)$ und somit $\lambda_B(t)$ auf Frequenzkomponenten unterhalb oder gleich der Nyquist-Frequenz beschränkt sind – nicht nur $\tilde{\lambda}_B(t)$, sondern auch das zeitdiskrete eindimensionale Signal $\tilde{S}(\lambda, t_i)$ auf dem Detektor

3 Spektrometer und Laser für FBG-Messsysteme

ohne Abweichungen rekonstruiert werden kann und diese somit identisch zu $\lambda_B(t)$, bzw. $S(\lambda, t_i)$ sind. Die ideale Signalrekonstruktion setzt eine ideale Signalverzerrung voraus. Daher eignen sich insbesondere Schwerpunktsalgorithmen auf Grund des deterministischen Übertragungsverhaltens, was den Entwurf eines geeignet Entzerrfilters erlaubt.

Falls im Gegensatz $\lambda_B(t)$ Signalanteile oberhalb der Nyquist-Frequenz enthält, ist $\tilde{\lambda}_B(t)$ nicht identisch für alle Zeiten t zu $\lambda_B(t)$. Die mittlere Abweichung des rekonstruierten Signalverlaufs $\tilde{\lambda}_B(t)$ vom Signalverlauf $\lambda_B(t)$ des ursprünglichen Signals kann im Mittelwert angegeben werden als

$$\langle |e| \rangle = \langle |\lambda_B(t) - \tilde{\lambda}_B(t)| \rangle > 0. \quad (3.18)$$

[69] [71]. Die Größe der mittleren Abweichung $\langle |e| \rangle$ ist gegeben durch die Frequenzanteile des Originalsignals mit $f > \omega_g$ [19] [22]. Diese Abweichung des Originalsignalverlaufs $\lambda_B(t)$ von $\tilde{\lambda}_B(t)$ bedingt, dass das rekonstruierte spektrale Signal $\tilde{S}(\lambda, t_i)$ zum Abtastzeitpunkt t_i nicht identisch zu dem ursprünglich erfassten spektralen Signal $S(\lambda, t_i)$ am Detektor zu einem Abtastzeitpunkt t_i ist.

Im Schluss folgt hieraus, dass Aliasing-Effekte bei Unterabtastung eines Signals $\lambda_B(t)$ zu Abweichungen des rekonstruierten spektralen Signals $\tilde{S}(\lambda, t_i)$ vom Originalsignal $S(\lambda, t_i)$ führen.

Aus einem Vergleich zwischen dem unmittelbar zugänglichen Faser-Bragg-Gitter-Reflexionsspektrum $S(\lambda, t_i)$ und dem rekonstruierten Spektrum $\tilde{S}(\lambda, t_i)$ können Rückschlüsse darauf gezogen werden, ob der ursprüngliche Signalverlauf $\lambda_B(t)$ auf das erste Nyquist-Band beschränkt ist.

Ein Maß für die Übereinstimmung der spektralen Signale $S(\lambda, t_i)$ und $\tilde{S}(\lambda, t_i)$ ist durch den Pearson-Korrelationskoeffizienten [191] gegeben. Dieser ist definiert durch

$$m(S, \tilde{S}) = \frac{\text{Cov}(S, \tilde{S})}{\sqrt{\text{Var}(S)} \cdot \sqrt{\text{Var}(\tilde{S})}}. \quad (3.19)$$

Die im Zähler auftretende Kovarianz $\text{Cov}(S, \tilde{S})$ ist definiert zu

$$\text{Cov}(S, \tilde{S}) = E((S - E(S))(\tilde{S} - E(\tilde{S})))$$

mit dem Erwartungswertoperator E [169]. Bei einem streng linearen Zusammenhang der Merkmale S und \tilde{S} ergibt sich ein Korrelationskoeffizient $m = 1$.

Ein streng linearer Zusammenhang zwischen den beiden betrachteten Spektren (über ein Mittelungsintervall) lässt auf eine gute Rekonstruktion des Verlaufs $\tilde{\lambda}_B(t)$, verglichen mit $\lambda_B(t)$, schließen. Nach Gleichung 3.18 impliziert dies die Beschränkung von $f(t)$ auf das erste Nyquistband. Ein nichtlinearer Zusammenhang lässt nach gleicher Argumentation auf das Auftreten von Spiegelfrequenzen im abgetas-

3.2 Detektion von Aliasing bei der Messwerterfassung mittels Spektrometern

teten Signal $\tilde{\lambda}_B(t)$ schließen.

3.2.5 Numerische Simulation und experimentelle Verifikation

Numerische Simulation

Die Funktion des Algorithmus wurde numerisch an Hand von Simulationen mittels MATLAB evaluiert. Hierzu wurde der zeitliche Verlauf eines Faser-Bragg-Gitter-Peaks auf einem Zeilendetektor numerisch simuliert. Das Reflexionsspektrum des Faser-Bragg-Gitters ist als gaußförmig angenommen [124]. Das Faser-Bragg-Gitter weist bei einer Bragg-Wellenlänge von $\lambda_B = 830$ nm eine spektrale Halbwertsbreite von 70 pm auf. Der simulierte Spektralapparat hat einen effektiven Pixelabstand von 34 pm. Die in Kapitel 3.1.2 eingeführten Nichtlinearitäten der Spektrometerkennlinie auf Grund schmaler Faser-Bragg-Gitter-Reflexionsspektren und geringer Detektorfüllfaktoren können unter dieser Voraussetzung (vgl. Kapitel 3.1.4) für das betrachtete System vernachlässigt werden.

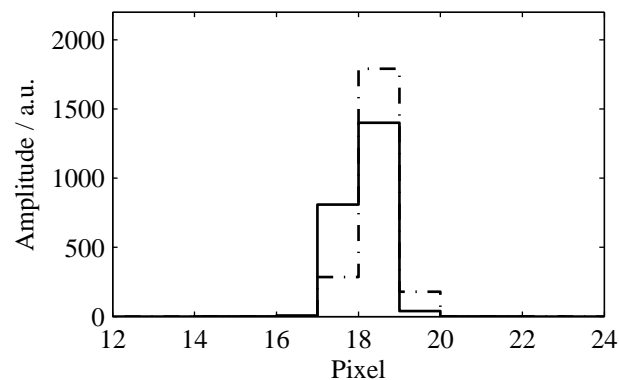


Abbildung 3.15: Numerische Simulation eines Faser-Bragg-Gitter-Reflexionsspektrums bei harmonischer Last bei 20 Hz (durchgezogene Linie) und rekonstruiertes Signalspektrum (gestrichelte Linie).

Abbildung 3.15 zeigt exemplarisch ein abgetastetes Faser-Bragg-Gitter-Reflexionsspektrum (durchgezogene Linie) und das aus dem gemessenen Verlauf der Bragg-Wellenlänge rekonstruierte korrespondierende Spektrum (strichlierte Darstellung). Die dargestellten Spektren sind simuliert für einen sinusoidalen Verlauf der Bragg-Wellenlänge bei einer Signalfrequenz von 20 Hz und einer Signalamplitude von 120 pm. Die Abtastrate des Systems ist 250 Hz bei einem Abtastverhältnis $\delta = 1$. Dieses Abtastverhältnis entspricht der maximal möglichen Integrationszeit. Abbildung

3 Spektrometer und Laser für FBG-Messsysteme

3.16 zeigt den zugrundeliegenden Verlauf der Bragg-Wellenlänge (durchgezogene Linie) und den aus den zeitdiskret erfassten Reflexionsspektren rekonstruierten Verlauf der Bragg-Wellenlänge (gestrichelte Darstellung).

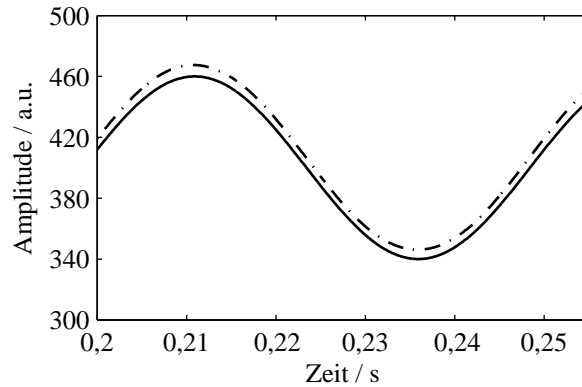


Abbildung 3.16: Lastverlauf am Faser-Bragg-Gitter (durchgezogene Linie) und aus Reflexionsspektren rekonstruierter zeitkontinuierlicher Verlauf (gestrichelte Linie) für $f = 20$ Hz.

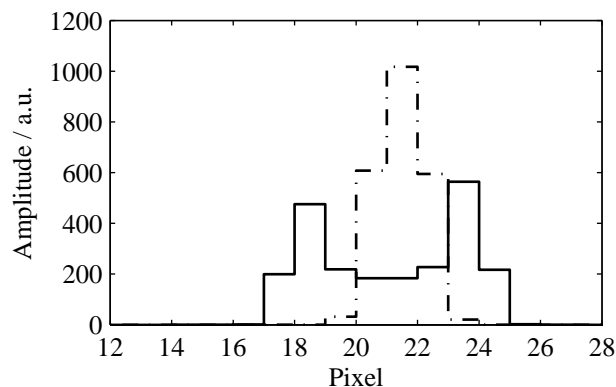


Abbildung 3.17: Numerische Simulation eines Faser-Bragg-Gitter-Reflexionsspektrums bei harmonischer Last bei 170 Hz (durchgezogene Linie) und rekonstruiertes Signalspektrum (gestrichelte Linie).

Die gemessenen und rekonstruierten Spektren weisen eine gute Übereinstimmung in Position, Signalamplitude und Signalform auf dem Detektor auf, was zu einem hohen Wert des Korrelationskoeffizienten führt. Die Rekonstruktion des Verlaufs der Bragg-Wellenlänge ist daher erwartungsgemäß in guter Übereinstimmung mit

3.2 Detektion von Aliasing bei der Messwerterfassung mittels Spektrometern

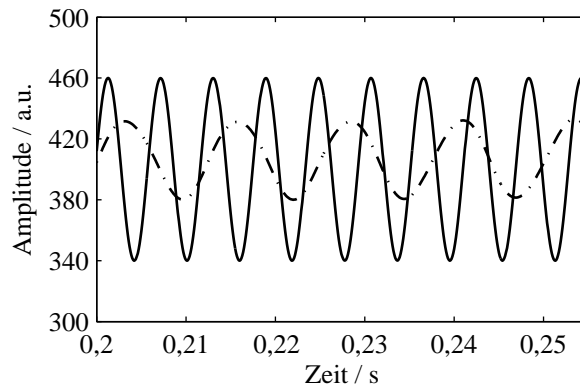


Abbildung 3.18: Lastverlauf am Faser-Bragg-Gitter (durchgezogene) Linie und aus Reflexionsspektren rekonstruierter zeitkontinuierlicher Verlauf (gestrichelte Linie) für $f = 170$ Hz.

dem vorgegebenem Signalverlauf.

Im Gegensatz hierzu zeigt Abbildung 3.17 ein simuliertes Reflexionsspektrum eines Faser-Bragg-Gitters bei einer Signalfrequenz von $f = 170$ Hz (durchgezogene Linie). Das mittels des Algorithmus rekonstruierte spektrale Reflexionssignal (gestrichelte Linie) weicht deutlich von dem gemessenen Signal ab. Die Unterabtastung des ursprünglichen Signalverlaufs $\lambda_B(t)$ führt zu einer Verschmierung des gemessenen Spektralsignals bei gleichzeitig niedrigerer Intensität. Die Verschmierung des Spektralsignals ist wie oben beschrieben bedingt durch die hochfrequente Bewegung des Faser-Bragg-Gitter-Peaks auf dem Detektor während eines Integrationsintervalls. Aliasing-Effekte bei der Signalabtastung und der Auswertung des Zeitverlaufs der Bragg-Wellenlänge nach Gleichung 3.9 und die darauf basierende Rekonstruktion des Reflexionsspektrums zu den jeweiligen Abtastzeitpunkten führen zu einem spektral schmalen rekonstruierten Reflexionspeak (gestrichelte Linie). Abbildung 3.18 zeigt den vorgegebenen (durchgezogene Linie) und den rekonstruierten Lastverlauf (gestrichelte Linie). Die Verläufe weisen eine große Abweichungen in Signalfrequenz und -amplitude auf. Dies korreliert mit der beobachteten Abweichung der gemessenen Reflexionsspektren.

Experimentelle Verifikation

Für die experimentelle Verifikation des Algorithmus wurde ein Prüfstand basierend auf einem Piezoelement verwendet. Der schematische Aufbau des Prüfstandes ist in Abbildung 5.16 dargestellt. Ein Faser-Bragg-Gitter mit einer Mittenwellenlänge von

3 Spektrometer und Laser für FBG-Messsysteme

$\lambda_B = 830$ nm ist mit einer Vorspannung von ca. $2000 \mu\text{m}/\text{m}$ an beiden Fixierstellen verklebt. Das Spektrometer wird während der Testreihen mit einer Abtastrate von 250 Hz betrieben. Das Abtastverhältnis δ kann in guter Näherung als $\delta = 1$ angenommen werden. Sinusoidale Dehnungen mit einer Amplitude von $\pm A_0 = 85$ pm bei Frequenzen von 20 Hz bis 450 Hz wurden mittels eines Piezo-Stacks in das Faser-Bragg-Gitter eingeleitet.

Abbildung 3.19 zeigt den frequenzabhängigen mittleren Korrelationskoeffizienten der experimentell ermittelten Signale (+), ausgewertet nach dem vorgestellten Algorithmus. Die frequenzabhängigen mittleren Korrelationskoeffizienten, errechnet aus simulierten Lastverläufen mit identischen Signalamplituden und -frequenzen, sind ebenfalls in Abbildung 3.19 dargestellt (x). Die Korrelationskoeffizienten der simulierten und der experimentell ermittelten Daten zeigen gute Übereinstimmung. Unterhalb der Nyquist-Frequenz $\omega_g = 125$ Hz sind die Korrelationskoeffizienten annähernd gleich eins. In diesem Bereich wird der eingeleitete Lastverlauf korrekt abgetastet und die Signalspektren können somit korrekt rekonstruiert werden. Oberhalb der Nyquist-Frequenz ω_g ist in beiden Verläufen ein Abfallen der Koeffizientenwerte zu beobachten. Die zunehmende Signalunterabtastung führt wie oben dargelegt zu Abweichungen in der Rekonstruktion des Lastverlaufs und somit auch zu Abweichungen in der spektralen Signalrekonstruktion.

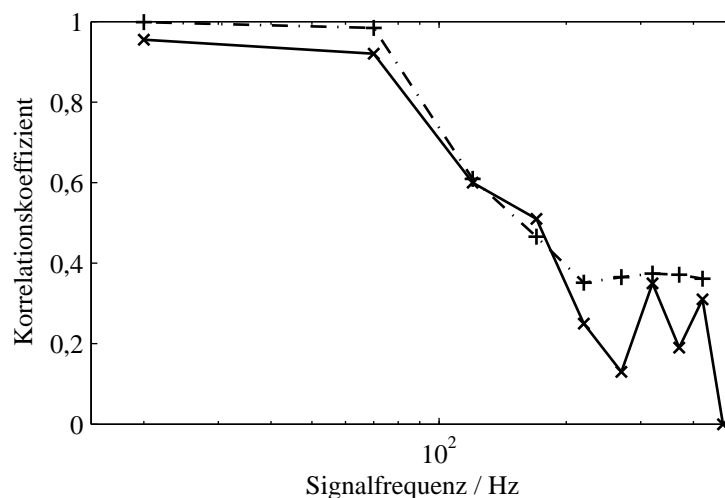


Abbildung 3.19: Mittlerer Korrelationskoeffizient des aufgezeichneten und des rekonstruierten zeitabhängigen spektralen Signals für unterschiedliche Signalfrequenzen (+: Simulation, x: Messung). Die Abtastrate des Spektrometers beträgt 250 Hz.

Das demonstrierte Absinken des mittleren Korrelationskoeffizienten hin zu hohen

3.2 Detektion von Aliasing bei der Messwerterfassung mittels Spektrometern

(unterabgetasteten) Signalfrequenzen in den simulierten Daten und den experimentell ermittelten Daten zeigt, dass durch Auswertung des mittleren Korrelationskoeffizienten auf Spiegelfrequenzanteile im gemessenen (harmonischen) Lastverlauf geschlossen werden kann. Die Anwendung eines Schwellwertes auf den gemessenen Korrelationskoeffizienten erscheint hierfür als sinnvolles Maß.

Die beschriebenen Signalverzerrungen bei der Erfassung der Reflexionsspektren nehmen mit zunehmender Signalamplitude zu. Entsprechend ist zu erwarten, dass der Korrelationskoeffizient eines unterabgetasteten Signalverlaufs mit steigender Signalamplitude auf Grund der steigenden Signalverzerrung abnimmt. Für hohe Signalamplituden ist somit eine stärkere Änderung des Korrelationskoeffizienten verglichen zu kleineren Signalamplituden zu erwarten. Damit einher geht die Notwendigkeit eines amplitudenabhängigen Schwellwertes des Korrelationskoeffizienten für die zuverlässige Erkennung einer Signalunterabtastung.

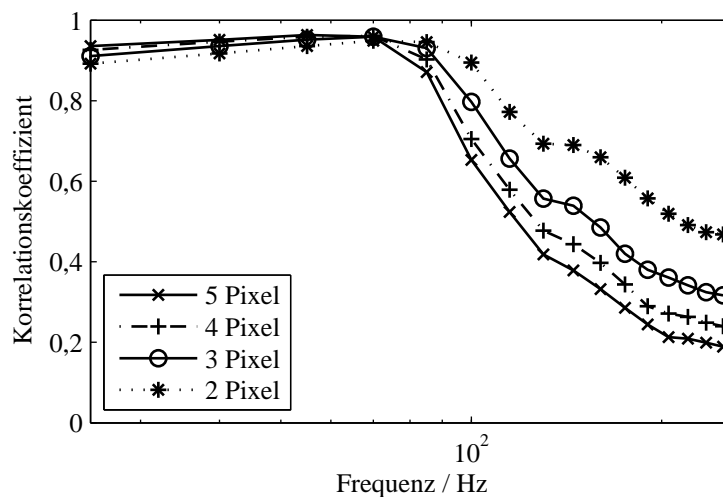


Abbildung 3.20: Mittlerer Korrelationskoeffizient des simulierten und des rekonstruierten zeitabhängigen spektralen Signals für unterschiedliche Signalfrequenzen, evaluiert für simulierte Signale mit Amplituden von 2 Pixel bis 5 Pixel.

Der aus Simulationsdaten ermittelte mittlere frequenzabhängige Korrelationskoeffizient für unterschiedliche Signalamplituden ist in Abbildung 3.20 dargestellt. Der daraus ermittelte amplitudenabhängige Schwellwert für eine Grenzfrequenz von 100 Hz ist in Abbildung 3.21 gezeigt. Die Einführung eines amplitudenabhängigen Schwellwertes wird jedoch dadurch erschwert, dass die Signalamplitude – auf Grund des Tiefpassverhaltens des Spektrometers – nicht direkt aus dem ermittelten Verlauf der Bragg-Wellenlänge ersichtlich ist. Die maximale Signalamplitude kann

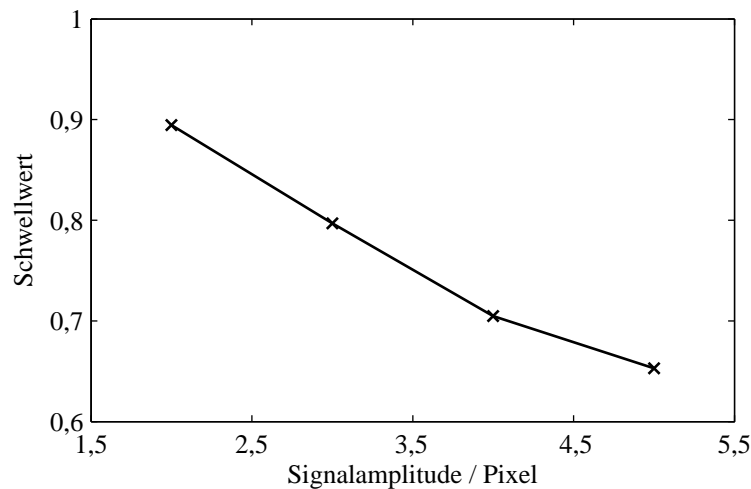


Abbildung 3.21: Signalamplitudenabhängiger empirischer Schwellwert für die Detektion von Signalunterabtastung mittels des Algorithmus für eine Grenzfrequenz von $f = 100$ Hz.

jedoch beispielsweise aus der Zeitreihe der aufgezeichneten Faser-Bragg-Gitter-Reflexionsspektren zuverlässig mittels erweiterter Signalverarbeitungsalgorithmen ermittelt werden.

Zusammenfassung

Die vorgestellte Methode ist in der Lage, das Auftreten von Spiegelfrequenzen bei Unterabtastung eines dynamischen Faser-Bragg-Gitter-Signals an Hand einer Auswertung der aufgezeichneten Faser-Bragg-Gitter-Reflexionsspektren zu detektieren. Die Funktion des Algorithmus wurde an Hand experimentell erfasster und numerisch simulierter Sensorsignale untersucht. Die Detektionszuverlässigkeit des Algorithmus steigt mit zunehmender Signalamplitude.

Im Gegensatz zur konventionellen spektrometrischen Auswertung von Faser-Bragg-Gitter-Signalen erfordert die Methode ein Vielfaches der notwendigen Rechenleistung, da für die Signalrekonstruktion mittels digitaler Signalverarbeitungsalgorithmen eine hinreichend große Anzahl von Reflexionsspektren betrachtet werden muss.

3.3 Optisches Tiefpassfilter für Spektrometer

Der in Kapitel 3.2 dargelegte Algorithmus erlaubt die Detektion von Signalunterabtastungen. Dies stellt im Vergleich zu elektrisch nicht bandbegrenzt erfassten elektrischen Sensorsignalen, wie z. B. einem mittels DMS erfassten Dehnungssignal, einen zusätzlichen Parameter bei der Signalverarbeitung bereit. Dieser Parameter kann als Aussage hinsichtlich der Signalqualität eines dynamischen Signals bezüglich des Auftretens von Spiegelfrequenzen aufgefasst werden.

Wünschenswert ist aus messtechnischer Sicht jedoch die von vornherein bandbegrenzte Erfassung eines Sensorsignals. Übertragen auf die spektrometrische Erfassung von Faser-Bragg-Gitter-Signalen mittels verstimmbarer Laser oder mittels Spektrometer bedeutet dies, dass das Signal – die Bragg-Wellenlänge, bzw. das Reflexionsspektrum – vor der Abtastung am Detektor einer Tiefpassfilterung hinsichtlich der zeitlichen Veränderung unterzogen werden muss. Ein solches optisches Tiefpassfilter ist bis dato jedoch in der Literatur nicht beschrieben.

Die zeitliche Integration des Faser-Bragg-Gitter-Reflexionssignals auf dem Detektor eines Spektrometers bedingt, wie in Kapitel 3.1.1 beschrieben, eine sinc-förmige Übertragungsfunktion. Die Integrationszeit ist dabei jedoch maximal auf die Abtastperiode des Spektrometers begrenzt. Diese Rechteck-Fensterung des Signals im Zeitbereich bedingt eine für eine zuverlässige Anti-Aliasing-Filterung ungeeignete Dämpfung von Signalfrequenzen $f > f_{\text{Nyquist}}$. Die zeitlich begrenzte Integration des Signals wirkt also beschränkend auf das Tiefpassverhalten des Systems.

Optische Farbstoffe weisen im Allgemeinen ein nach der Anregung einsetzendes Nachleuchten auf (Lumineszenz) [137]. Abhängig vom verwendeten Farbstoff und den Umgebungsbedingungen kann das Nachleuchten von wenigen Nanosekunden bis zu mehreren Stunden anhalten. Im Hinblick auf die spektrometrische Erfassung von Faser-Bragg-Gitter-Signalen kann ein optisch nach der Anregung nachleuchtendes Element als integrierendes Element betrachtet werden.

Ausgehend hiervon wurde im Rahmen der Arbeit in einer theoretischen Betrachtung evaluiert, ob auf lumineszierenden Farbstoffen basierende Elemente in spektrometerbasierten Faser-Bragg-Gitter-Messsystemen als Tiefpass agieren können [229] [198].

Fluoreszenz und Phosphoreszenz

Als Lumineszenz wird im allgemeinen die optische Aktivität eines Mediums nach einer Anregung bezeichnet [137]. Eine Anregung des Mediums kann elektronisch (z.B. die Population des Leitungsbands einer Leuchtdiode), thermisch oder optisch erfolgen. Der Mechanismus der optischen Anregung eines lumineszierenden Materials ist schematisch in Abbildung 3.22 a) dargestellt. Ein Elektron wird durch Wech-

3 Spektrometer und Laser für FBG-Messsysteme

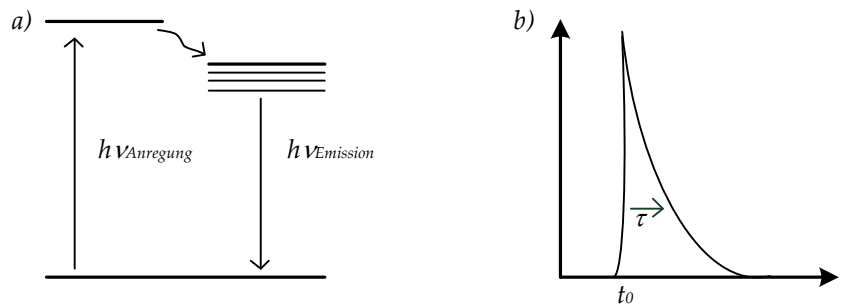


Abbildung 3.22: a) Schematische Darstellung des Prozesses der Lumineszenz in einem Material. b) Die Intensität des emittierten Lichts nimmt exponentiell mit der Zeit ab.

selwirkung mit einem Photon der Energie $h\nu_{\text{Anregung}}$ auf ein energetisch höheres Niveau gebracht. Durch strahlungslose Prozesse, beispielsweise durch Wechselwirkung mit Phononen im Material, verliert das Elektron einen Teil seiner Energie. In einem weiteren - nun strahlenden Prozess - gibt das Elektron weitere Energie unter Emission eines Photons der Energie $h\nu_{\text{Emission}}$ ab.

Der strahlende Übergang im Emissionsprozess ist in fluoreszierenden Materialien 'Spin-erlaubt' [137]. Dies führt zu Übergangsliebendauern, die im Bereich weniger Pikosekunden bis hin zu wenigen Mikrosekunden liegen. In phosphoreszierenden Materialien hingegen ist dieser Übergang 'Spin-verboden', d.h. der strahlende Übergang des Elektrons zurück in das Grundzustandsniveau ist mit der Änderung des Elektronenspins verbunden. Hierfür ist auf Grund der Spinerhaltung die Wechselwirkung mit einem weiteren (Quasi-) Teilchen notwendig. Dies führt dazu, dass die Zustandslebendauern in phosphoreszierenden Materialien um Größenordnungen über den Zustandslebendauern in fluoreszierenden Materialien liegen können. Bekannt sind bei phosphoreszierenden Materialien Lebendauern von wenigen Mikrosekunden bis zu mehreren Stunden. Lumineszenz ist im Allgemeinen ein isotroper Prozess, d.h. jedes Volumenelement eines lumineszierenden Materials kann als Lambert-Strahler betrachtet werden [106].

Der optische Emissionsprozess weist eine charakteristische Lebendauer τ auf. Bei Vernachlässigung von Reabsorptionsprozessen innerhalb des Farbstoffes ist der Verlauf der emittierten Lichtintensität gegeben zu

$$I(t) = I_0 e^{-\frac{t-t_0}{\tau}}.$$

Die Anregung des Materials mit einem Lichtimpuls erfolgt in diesem Modell zum Zeitpunkt t_0 . I_0 bezeichnet die quasi instantan emittierte Lichtintensität, die über der Zeit mit $e^{-\frac{t}{\tau}}$ abnimmt [35, 137].

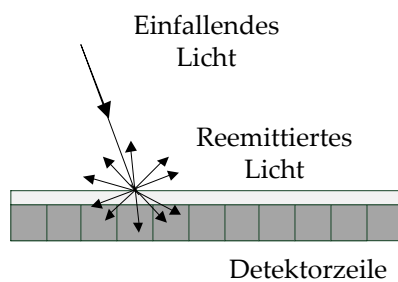


Abbildung 3.23: Zeilendetektor eines Spektrometers, beschichtet mit einem phosphoreszierenden Material. Das am Gitter gebeugte Licht wird spektral selektiv auf den Detektor fokussiert. In der phosphoreszierenden Schicht oberhalb des Detektors wird das Licht absorbiert und reemittiert.

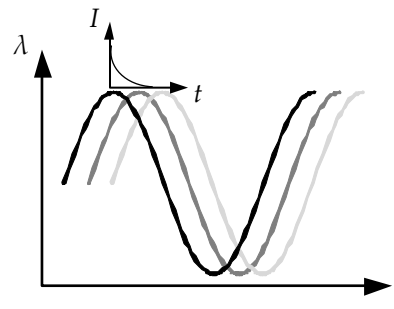


Abbildung 3.24: Schematische Darstellung des Signalentstehungsprozesses. Ein Verlauf des Faser-Bragg-Gitter-Peaks auf dem Detektor wird durch das Nachleuchten in der phosphoreszierenden Schicht verschmiert. Die Intensität des reemittierten Lichts ist durch hellere Schattierung im Verlauf gekennzeichnet.

Aufbau

Der vorgeschlagene Tiefpassfilter für die spektrometrische Erfassung von Faser-Bragg-Gitter-Signalen beruht auf dem exponentiellen Abklingen der Anregung des Farbstoffes über einem Detektorpixel, die dort vom Faser-Bragg-Gitter-Signal erzeugt wird. Dabei werden Änderungen des Faser-Bragg-Gitter-Signals mit charakteristischen Zeitkonstanten $\tau_{\text{Signal}} < \tau$ der Lumineszenz durch Integration gedämpft.

Abbildung 3.23 zeigt eine mögliche Anordnung der nachleuchtenden Materialschicht auf dem lichtempfindlichen Detektor. Ein über ein Beugungsgitter abgebildeter Faser-Bragg-Gitter-Reflexionspeak trifft am Detektor an der Stelle $x_0(\lambda_B)$ mit der Intensität I_0 zur Zeit t_0 auf die auf dem Detektor aufgebrachte optisch aktive Schicht. Das im Faser-Bragg-Gitter-Peak an der Position $x_0(\lambda_B)$ enthaltene Licht wird in der Schicht absorbiert und dort anschließend mit einer Intensität $I(t_0 + t') = I'_0 \cdot e^{-\frac{t'}{\tau}}$ zum Zeitpunkt $t_0 + t'$ reemittiert. Ein dynamischer Verlauf der Bragg-Wellenlänge $\lambda_B(t)$ wird folglich überlagert von einer Schar von Verläufen $\lambda_B(t - \Delta t)$ mit zugeordneten Intensitäten $I'_0 \cdot e^{-\frac{\Delta t}{\tau}}$, $\Delta t > 0$. Der Signalentstehungsprozess ist beispielhaft für zwei exemplarische Zeitdifferenzen in Abbildung 3.24 dargestellt. Der Signalverlauf des Faser-Bragg-Gitter-Peaks ist als schwarze durchgezogene Linie gekennzeichnet. Die zeitlich verzögert emittierten Verläufe der Bragg-Wellenlänge sind mit zunehmender Verzögerung zunehmend ausgegraut dargestellt.

Die Beschreibung des Systemverhaltens beginnt mit einer Betrachtung harmonischer

3 Spektrometer und Laser für FBG-Messsysteme

Lastverläufe am Sensor. Hierbei wird zunächst die zeitdiskrete Abtastung am Detektor des Spektrometers nicht berücksichtigt. Basierend auf diesem Ergebnis wird das Übertragungsverhalten des Gesamtsystems unter Berücksichtigung der periodischen Signalabtastung am Detektor abgeleitet. Mittels numerischer Simulationen wird das Modell bestätigt.

3.3.1 Abschätzung der Übertragungsfunktion ohne Berücksichtigung der zeitdiskreten Signalabtastung

Die Bragg-Wellenlänge eines Faser-Bragg-Gitter-Sensors ist definiert als der Schwerpunkt der spektralen Signatur des Faser-Bragg-Gitters am Detektor [20]. Ausgehend von einem Reflexionsspektrum $I(\lambda)$ ist die Bragg-Wellenlänge zu einem beliebigen Zeitpunkt gegeben zu

$$\lambda_B = \frac{\int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \lambda \cdot I(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} I(\lambda) d\lambda}. \quad (3.20)$$

Für die Betrachtung des Übertragungsverhaltens wird auf die von van Damme [171] eingeführte Näherung der spektralen Reflexion zurückgegriffen. Es sei angenommen, dass das vom Faser-Bragg-Gitter reflektierte Primärlicht vollständig in der nachleuchtenden Schicht absorbiert wird. Zur Zeit t_0 wird das Spektralsignal des Faser-Bragg-Gitters als Delta-Distribution $I(\lambda, t_0) = \delta(\lambda - \lambda_B(t_0))$ an der Bragg-Wellenlänge λ_B dargestellt. Die zum Zeitpunkt t_0 auf den Detektor treffende Lichtintensität bei der Wellenlänge λ (entsprechend einem Ort x) ist damit gegeben zu $I_{\text{int}}(\lambda, t_0) = \int_{t=-\infty}^{t=0} \delta(\lambda - \lambda_B(t')) e^{\frac{t'}{\tau}} dt'$. Der Exponent $\frac{1}{\tau}$ bezeichnet die inverse Lebensdauer des phosphoreszierenden Übergangs im Farbstoff. Bei Betrachtung eines harmonischen sinusförmigen Verlaufs der Bragg-Wellenlänge¹ $\lambda_B = \sin(\omega t)$ zum Zeitpunkt t_0 kann der Zähler in Gleichung 3.20 dargestellt werden als

$$\int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \lambda \cdot I_{\text{int}}(\lambda, t_0) d\lambda = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \int_{t=-\infty}^{t=0} \lambda \cdot \delta(\lambda - \lambda_B(t')) e^{\frac{t'}{\tau}} dt' d\lambda \quad (3.21)$$

$$= \int_{t=-\infty}^{t=0} \sin(\omega(t_0 + t')) e^{\frac{t'}{\tau}} dt' \quad (3.22)$$

$$= -\frac{\tau \cdot (\omega \cdot \tau \cdot \cos(\omega t_0) - \sin(\omega t_0))}{\omega^2 \cdot \tau^2 + 1}. \quad (3.23)$$

¹Nullpunktswellenlänge und Signalamplitude sind o.B.d.A. nicht einbezogen

3.3 Optisches Tiefpassfilter für Spektrometer

Das Integral im Nenner von Gleichung 3.20 kann entsprechend vereinfacht werden zu

$$\int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} I_{\text{int}}(\lambda) d\lambda = \int_{t'=-\infty}^{t'=0} e^{\frac{t'}{\tau}} dt' = \tau. \quad (3.24)$$

Zusammengefasst ist das Ergebnis der Schwerpunktsberechnung eines sinusoidalen Verlaufs der Bragg-Wellenlänge zum Zeitpunkt t_0 bei Betrachtung der nachleuchtenden Schicht auf dem Detektor gegeben zu

$$\lambda_{\text{B,Algorithmus}}(t) = -\frac{(\omega\tau \cos(\omega t) - \sin(\omega t))}{\omega^2\tau^2 + 1}. \quad (3.25)$$

Durch Anwendung der Fourier-Transformation auf den so erhaltenen Verlauf des Schwerpunktsignals kann das komplexwertige frequenzabhängige Übertragungsverhalten des Systems angegeben werden zu

$$F(\omega, \tau) = \pm \frac{\omega\tau}{\omega^2\tau^2 + 1} - \mp \frac{i}{\omega^2\tau^2 + 1}, \quad (3.26)$$

wobei die Kreisfrequenz der Schwingung definiert ist zu $\omega = 2\pi f$. Die Amplitudenübertragungsfunktion kann durch Betragsbildung aus Gleichung 3.26 gewonnen werden. Sie ist gegeben zu

$$|F(\omega, \tau)| = \frac{1}{\sqrt{\omega^2\tau^2 + 1}}. \quad (3.27)$$

Es ist ersichtlich, dass diese Übertragungsfunktion eine monoton steigende Dämpfung für steigende Signalfrequenzen aufweist. Die -3 dB Eckfrequenz kann berechnet werden aus

$$\sqrt{1/2} = \frac{1}{\sqrt{\omega^2\tau^2 + 1}} \quad (3.28)$$

zu $f_{-3 \text{ dB}} = \frac{1}{2\pi\tau}$. Die auf dem Detektor aufgebrachte phosphoreszierende Schicht bewirkt somit durch die kontinuierliche Emission des Signals mit der Zeitkonstante τ eine effektive Tiefpassfilterung des Schwerpunktsverlaufs des Faser-Bragg-Gitters.

Das Übertragungsverhalten des optischen Tiefpassfilterelements ist in Abbildung 3.26 für unterschiedliche Zustandslebensdauern dargestellt. Die Eckfrequenz kann durch geeignete Wahl eines phosphoreszierenden Materials der Anwendung entsprechend beeinflusst werden. Für hohe Signalfrequenzen ergibt sich eine asymptotische Filterkennlinie $|F(\omega, \tau)| \rightarrow \frac{1}{\omega\tau}$. Dieses Tiefpassverhalten ist unabhängig von der in Kapitel 3.2 beschriebenen Auslegung des Spektrometers.

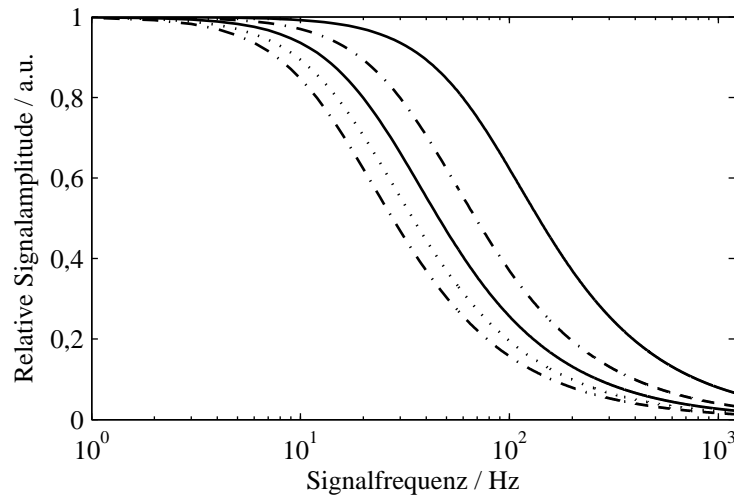


Abbildung 3.25: Analytisch berechnete Übertragungsfunktion des Signalschwerpunkts bei Verwendung einer phosphoreszierenden Schicht für unterschiedliche Lebensdauern des Übergangs im phosphoreszierenden Material

3.3.2 Gesamtübertragungsfunktion des Systems

Für die Abschätzung des Übertragungsverhaltens des Gesamtsystems mit optischem Tiefpassfilter wird beginnend die Schwerpunktsberechnung aus dem gemessenen Spektrum und anschließend das Übertragungsverhalten des System diskutiert.

Die aus dem gemessenen Signalspektrum zum Abtastzeitpunkt t_i berechnete Bragg-Wellenlänge ist gemäß Gleichung 3.20 gegeben zu

$$\lambda_{B,Algorithmus}(t_i) = \frac{\int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \int_{t=t_i-\Delta t}^{t=t_i} \lambda \cdot I(\lambda, t) d\lambda dt}{\int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \int_{t=t_i-\Delta t}^{t=t_i} I(\lambda, t) d\lambda dt} \quad (3.29)$$

$$= \frac{\int_{t=t_i-\Delta t}^{t=t_i} dt \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \lambda \cdot I(\lambda, t) d\lambda}{\int_{t=t_i-\Delta t}^{t=t_i} dt \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} I(\lambda, t) d\lambda}. \quad (3.30)$$

Bei konstanter Leistungsdichte und ausreichend hohem Füllfaktor des Detektor ist das Integral über die Wellenlänge im Nenner konstant und es ergibt sich für die

3.3 Optisches Tiefpassfilter für Spektrometer

ermittelte Wellenlänge

$$\lambda_{B, \text{Algorithmus}}(t_i) = \int_{t=t_i-\Delta t}^{t=t_i} \lambda_B(t) dt. \quad (3.31)$$

Hierbei stellt $\lambda_B(t)$ in Gleichung 3.31 den Schwerpunkt des Reflexionsspektrums des Faser-Bragg-Gitters zur Zeit t nach Gleichung 3.25 dar. Die Vertauschbarkeit der Integrale über t und λ bedingt, dass das Messsignal also nicht nur als (örtlicher) Mittelwert des zeitlich integrierten Reflexionsspektrums, sondern gleichzeitig als zeitlicher Mittelwert des Schwerpunkts des Faser-Bragg-Gitter-Reflexionsspektrum betrachtet werden kann. Dies gilt unabhängig von der Form des Reflexionsspektrum. Die zeitliche Integration des Schwerpunktsignals über die Abtastzeit Δt kann als Faltung des Verlaufs $\lambda_B(t)$ mit einem Rechteckpuls der Länge Δt und anschließender Signalabtastung zum Zeitpunkt t_i interpretiert werden. In der Frequenzraumdarstellung resultiert die zeitliche Integration am Detektor also in der Multiplikation der durch die Integration bedingten Übertragungsfunktion

$$R(f) = \text{sinc} \left(\delta \frac{\pi f}{f_s} \right) \quad (3.32)$$

mit der Übertragungsfunktion für den Schwerpunkt des Reflexionssignals des Faser-Bragg-Gitters nach Gleichung 3.27

$$|F(f, \tau)| = \frac{1}{\sqrt{(2\pi f)^2 \tau^2 + 1}}. \quad (3.33)$$

Hierbei gibt f_s die Abtastrate des Spektrometerdetektors, f die Signalfrequenz und δ das Abtastverhältnis des Detektors an [171]. Der Betrag der Amplitudenübertragungsfunktion ist somit gegeben zu

$$|R_{\text{ges}}(f)| = \frac{1}{\sqrt{4\pi^2 f^2 \tau^2 + 1}} \left| \text{sinc} \left(\delta \frac{\pi f}{f_s} \right) \right|. \quad (3.34)$$

Zusätzlich zum inhärenten Tiefpassverhalten des Spektrometers werden hohe Signalfrequenz nach dieser Analyse mit $\frac{1}{\sqrt{4\pi^2 f^2 \tau^2 + 1}}$ gedämpft.

Für die Verifikation des Modells wird die in Kapitel 3.2 eingeführte numerische Signalsimulation um eine phosphoreszierende Schicht auf dem Detektor erweitert.

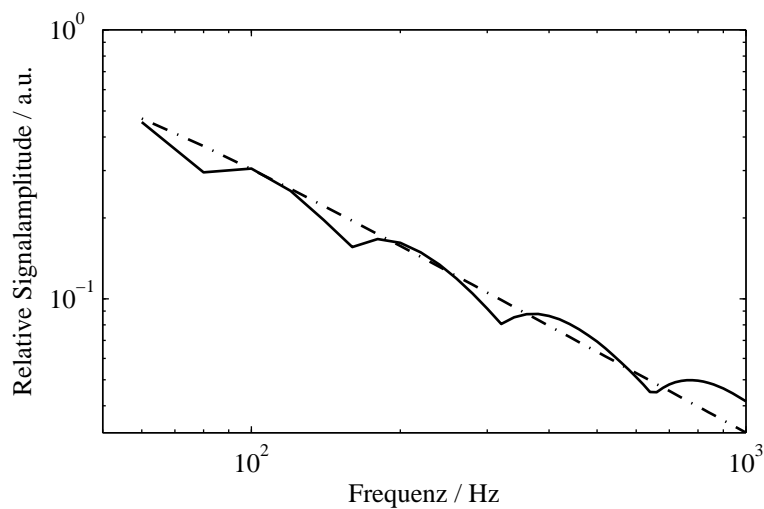


Abbildung 3.26: Übertragungsfunktion des Signalschwerpunkts bei Verwendung einer phosphoreszierenden Schicht gemäß Gleichung 3.27 (strichlierte Darstellung) und aus numerischer Simulation erhaltene Übertragungsfunktion ohne Berücksichtigung der periodischen Abtastung durch den Detektor (durchgezogene Linie).

3.3.3 Numerische Validierung

Die Modellparameter des simulierten Faser-Bragg-Gitters und des Spektrometers sind identisch zu den in Kapitel 3.2 beschriebenen Simulationsparametern. Das spektrale Signal auf dem Detektor, bzw. in der phosphoreszierenden Schicht auf dem Detektor, wird mit einer zeitlichen Auflösung von $dt = 10^{-5}$ s simuliert. Die Lebensdauer des phosphoreszierenden Übergangs ist bei einer Abtastrate des Spektrometers von $f_s = 250$ Hz zu $\tau = 5 \cdot 10^{-3}$ gewählt. Das simulierte Faser-Bragg-Gitter weist ein Gauß'sches Reflexionsspektrum mit einer Halbwertsbreite von 2,5 Detektorpixeln auf. Aus dem auf Basis der numerisch ermittelten Daten abgeleiteten Verlauf der Bragg-Wellenlänge des Sensors wird mittels Fourier-Analyse die Amplitude der Schwingung im gemessenen Signal ermittelt. Abbildung 3.26 zeigt die unter Berücksichtigung der Modellparameter nach Gleichung 3.34 erwartete analytische Übertragungsfunktion (strichlierte Darstellung) und die aus der numerischen Simulation resultierende Amplitudenübertragungsfunktion (durchgezogene Darstellung). Die zeitliche Integration am Detektor des Spektrometers ist in dieser Betrachtung nicht berücksichtigt. Das Modellsystem weist eine Filtersteilheit von -10 dB pro Dekade bei einer Zustandslebensdauer von $5 \cdot 10^{-3}$ s auf. Die numerisch ermittelten Daten sind in guter Übereinstimmung mit der Übertragungsfunktion nach Gleichung 3.34.

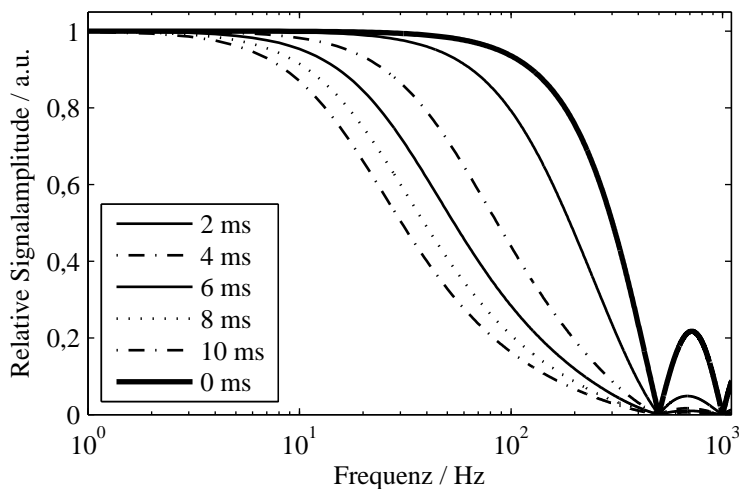


Abbildung 3.27: Amplitudenübertragungsfunktion des Gesamtsystems für unterschiedliche Zustandslebensdauern im fluoreszierenden Material gemäß Gleichung 3.34. Die Übertragungsfunktion des Systems ohne fluoreszierende Schicht ist durch die schwarze durchgezogene Linie angedeutet.

Die absolute Gesamtübertragungsfunktion des Systems bei Berücksichtigung der Integration und Abtastung am Spektrometer ist in Abbildung 3.27 für unterschiedliche Zustandslebensdauern von $\tau = 2$ ms bis 10 ms gezeigt. Die Abtastrate des simulierten Systems beträgt $f_s = 500$ Hz bei einem Abtastverhältnis $\delta = 1$. Die Übertragungsfunktion des Systems ohne phosphoreszierende Schicht (schwarze Linie) weist eine Nullstelle bei $f = f_s$ auf. Mit steigender Zustandslebensdauer werden hohe Signalfrequenzen zunehmend gedämpft. Das Auftreten der Nebenmaxima in der Amplitudenübertragungsfunktion des Spektrometers ohne nachleuchtende Schicht wird durch das Aufbringen des optisch integrierenden Elements deutlich reduziert. Die nachleuchtende Schicht führt asymptotisch zu einer zusätzlichen Signaldämpfung von 10 dB/Dekade. Die 3-dB Eckfrequenz des Systems kann durch geeignete Wahl des auf den Detektor aufgebrauchten Materials angepasst werden.

Zusammenfassung

Die Analyse des vorgeschlagenen optischen Tiefpasses für die Erfassung dynamischer Lasten an Faser-Bragg-Gitter-Sensoren zeigt, dass durch die vorgeschlagene Anordnung ein Tiefpassfilter mit einer asymptotischen Steilheit von -10 dB/Dekade realisiert werden kann. Die Grenzfrequenz des Filters kann durch die Wahl eines lumineszierenden Materials mit angepasster Zustandslebensdauer angepasst werden.

Bei hinreichend hohem Füllfaktor des Detektors kann die Systemübertragungsfunktion aus der Übertragungsfunktion der nachleuchtenden Schicht, und der durch die zeitliche Integration am Detektor bedingten Übertragungsfunktion ermittelt werden. Für eine technische Realisierung des Ansatzes müssen Farbstoffe mit ausreichend hohen Zustandslebensdauern bei entsprechend hoher Absorption im Wellenlängenband der Faser-Bragg-Gitter-Sensoren identifiziert werden. Ein vielversprechendes Materialsystem für Sensoren im optischen C-Band (1550 nm) stellen Gläser mit hohen Er-Dotierungsgraden [109] sowie Materialsysteme mit Upconversion-Mechanismen [153] dar.

3.4 Verstimmbare Laser und Messsysteme auf Basis verstimmbarer Filter

Neben spektroskopischen Instrumenten stellen Messsysteme auf Basis verstimmbarer schmalbandiger Lichtquellen, bzw. verstimmbaren Filtern die zweite am häufigsten verbreitete Auswertemethode dar. Das (quasi-) statische Verhalten dieser Systeme ist bereits eingehend untersucht [135].

3.4.1 Dynamisches Verhalten

Es findet sich jedoch bisher noch keine hinreichende Betrachtung zum Verhalten dieser Systemklasse bei der Erfassung von dynamischen Lasten mittels Faser-Bragg-Gitter-Sensoren.

Im Vergleich zu spektrometerbasierten Messsystem weisen Messsysteme auf Basis eines verstimmbaren optischen Elements einen systembedingten Unterschied auf. Der Erfassungsprozess eines Faser-Bragg-Gitter-Signals mittels eines scannenden Verfahrens ist in Abbildung 3.28 dargestellt.

Die serielle Erfassung des Reflexionsspektrums führt dazu, dass das gemessene Reflexionsspektrum unter Umständen nicht als Messwert zu einem definierten Zeitpunkt angesehen werden kann. Das zum Ende des linearen Wellenlängenscans zum Zeitpunkt t_i aufgezeichnete Reflexionsspektrum eines Faser-Bragg-Gitters ist gegeben zu

$$S(\lambda, t_i) = \int_{t_i - \Delta t}^{t_i} s(\lambda_B(t), \lambda) \delta(\lambda - \lambda_{Laser}(t)) dt. \quad (3.35)$$

Das Reflexionsspektrum des Sensors zum Zeitpunkt t ist durch $s(\lambda_B(t), \lambda)$ gegeben.

3.4 Verstimmbare Laser und Messsysteme auf Basis verstimmbarer Filter

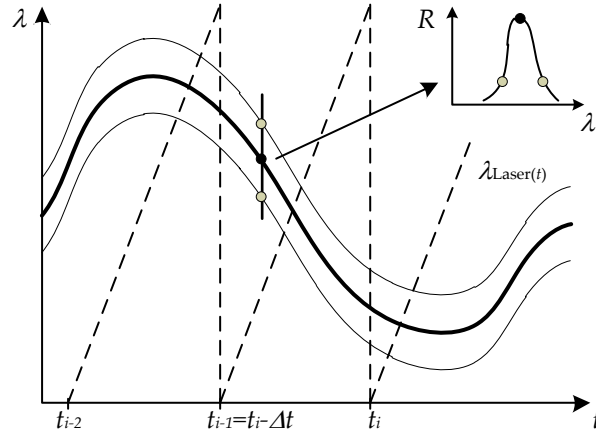


Abbildung 3.28: Schematische Darstellung der Erfassung des Reflexionsspektrums eines Faser-Bragg-Gitter-Sensors mittels eines linear verstimmbaren Filters. Die Emissions-/Filterwellenlänge des Systems wird kontinuierlich verstimmt (gestrichelte Darstellung). Der zeitliche Verlauf des Sensorreflexionsspektrums ist durch den Verlauf der Bragg-Wellenlänge (schwarze durchgezogene Linie), sowie durch den Verlauf der $1/e$ -Breiten dargestellt.

Die Mittenwellenlänge eines Sensors errechnet sich daraus zu

$$\lambda_{B, \text{Centroid}}(t_i) = \frac{\int_{\lambda} \lambda \int_{t_i - \Delta t}^{t_i} s(\lambda_B(t), \lambda) \delta(\lambda - \lambda_{Laser}(t)) dt d\lambda}{\int_{\lambda} \int_{t_i - \Delta t}^{t_i} s(\lambda_B(t), \lambda) \delta(\lambda - \lambda_{Laser}(t)) dt d\lambda} \quad (3.36)$$

$$= \frac{\int_t s(\lambda_B(t), \lambda_{Laser}(t)) \lambda_{Laser}(t) dt}{\int_t s(\lambda_B(t), \lambda_{Laser}(t)) dt}. \quad (3.37)$$

Diese Darstellung zeigt, dass für eine deterministische Erfassung das Reflexionsspektrum des Sensors während der Abtastung des charakteristischen spektralen Sensorbands als (quasi-)statisch ansehbar sein muss.

Im Folgenden wird abgeleitet, welche Einschränkungen diese Bedingung an die Messsysteme impliziert.

Eine verstimmbare Lichtquelle weist eine konstante Scan-Geschwindigkeit $\gamma = W \cdot f_{Laser}$ auf. Der erfassbare Messbereich des Lasers ist durch W gegeben. Es sei als Bedingung für die (quasi-)statische Signalerfassung angenommen, dass sich die Bragg-Wellenlänge während der Erfassung des charakteristischen Wellenlängenbands des Sensors um weniger als 10% der (Schwingungs-) Amplitude ändert. Bei der Annahme eines harmonischen Verlaufs der Bragg-Wellenlänge

3 Spektrometer und Laser für FBG-Messsysteme

$\lambda_B(t) = \lambda_0 + A_0 \cdot \sin(\omega t)$ impliziert dies

$$\begin{aligned}\Delta\lambda_B(t) &= A_0\omega \cos(\omega t)\Delta t \leq 10\% \cdot A_0 \\ \Rightarrow \omega\Delta t &\leq 0,1.\end{aligned}\tag{3.38}$$

Bei einem typisches Faser-Bragg-Gitter erscheint es sinnvoll, einen Spektralbereich mit einer Breite von etwa $\Delta\lambda \approx 2$ nm für die Messwertermittlung zu betrachten. Dieser Bereich ist abhängig von den Parametern des Faser-Bragg-Gitters, sowie von der Amplitude des betrachteten Signalverlaufs. Die notwendige Zeit für die Erfassung dieses charakteristischen spektralen Bereichs ist bei einer Scan-Geschwindigkeit γ gegeben zu

$$\Delta t = \frac{\Delta\lambda}{\gamma}.\tag{3.39}$$

Damit ergibt sich nach Gleichung 3.38 für die maximale messtechnisch korrekt erfassbare Frequenz des Faser-Bragg-Gitter-Signals

$$\begin{aligned}f_{B,\max} &= 0,1 \cdot \frac{\gamma}{2\pi\Delta\lambda} \\ &\approx 0,016 \cdot \frac{W \cdot f_{\text{Laser}}}{\Delta\lambda}.\end{aligned}\tag{3.40}$$

Bei Annahme eines zugängigen Spektralbereichs des Messsystems von 30 nm ergibt sich für die maximale sinnvoll erfassbare Signalfrequenz die Abschätzung

$$f_{B,\max} = 0,24 \cdot f_{\text{Laser}}.\tag{3.41}$$

Das Messsystem kann somit auf die Erfassung von Signalfrequenzen weit unterhalb der Nyquist-Frequenz beschränkt sein.

Diese Betrachtung kann jedoch keine endgültige Bewertung von Systemen auf Basis verstimmbarer Lichtquellen oder Filter geben. Gründe hierfür sind beispielsweise, dass Systeme mit unterschiedlichen Scanraten und Faser-Bragg-Gitter-Sensoren mit einer Vielzahl an Parametern (Breite, etc.) realisiert werden können. Weiter können für unterschiedliche Sensor-Anwendungen unterschiedliche Toleranzen hinsichtlich der Genauigkeit der Erfassung der spektralen Form des Faser-Bragg-Gitters gelten.

Eine Optimierung einzelner Systemparameter in Bezug auf Faser-Bragg-Gitter-Messsysteme, beispielsweise der Leistungsdaten des verstimmbaren Elements, muss stets mit einer Gesamtsystembetrachtung einhergehen. Die Optimierung der Scanfrequenz eines verstimmbaren Lasers, z. B. eines Faserlasers, ist beispielsweise mit einem abnehmenden Spektralbereich verbunden [65] [185] und führt so nicht

unmittelbar zu höheren erfassbaren Signalfrequenzen.

3.4.2 Übertragungsfunktion

Analog zur Betrachtung der Messsysteme auf Basis von Spektrometern ist es wünschenswert, eine (Amplituden-) Übertragungsfunktion für die Erfassung von Faser-Bragg-Gitter-Signalen mittels Messsystemen auf Basis spektraler Filterung angeben zu können. Die vorgehende Betrachtung zeigt die Grenzen einer möglichen Beschreibung auf.

Bei Betrachtung eines infinitesimal schmalen Reflexionsspektrums eines Faser-

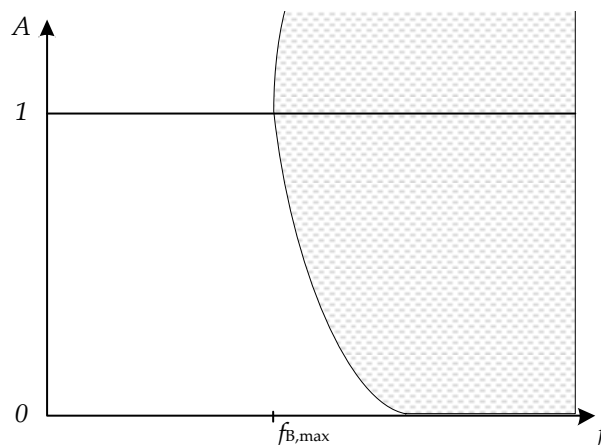


Abbildung 3.29: Übertragungsfunktion eines Faser-Bragg-Gitter-Messsystems auf Basis eines verstimmbaren Lasers bei Erfassung eines infinitesimal schmalen Faser-Bragg-Gitter-Signals (durchgezogene Linie). Bei Erfassung eines Faser-Bragg-Gitter-Signals endlicher Breite kann ab $f_{B,max} \approx 0,016 \frac{W \cdot f_{Laser}}{\Delta\lambda}$ keine Übertragungsfunktion definiert werden (schraffierter Bereich)

Bragg-Gitter-Sensors kann die nach Gleichung 3.40 beschriebene Grenzfrequenz einer (linearen) Messwerterfassung vernachlässigt werden ($\Delta\lambda \rightarrow 0$). Das pro Scanzyklus erfasste Faser-Bragg-Gitter-Reflexionsspektrum kann als (quasi-)statisch während des infinitesimal kurzen Abtastintervalls betrachtet werden. Die Amplitudenübertragungsfunktion ist daher konstant ($\equiv 1$) über den gesamten Signalfrequenzbereich.

Für ein Faser-Bragg-Gitter mit endlicher spektraler Ausdehnung gilt diese Annahme nicht. Ab einer Signalgrenzfrequenz $f_{B,max} \approx 0,1 \cdot \frac{\gamma}{2\pi\Delta\lambda}$ kann das Faser-Bragg-Gitter nicht mehr als statisch während des Abtastvorgangs betrachtet werden. Dies ist mit einer nichtdefinierten Übertragungsfunktion für Signalfrequenzen oberhalb dieser Grenzfrequenz verbunden. Die resultierende Übertragungsfunktion des Messsystems auf Basis eines verstimmbaren optischen Elements ist schematisch

3 Spektrometer und Laser für FBG-Messsysteme

in Abbildung 3.29 skizziert. Bis zu der beschriebenen Grenzfrequenz kann das Reflexionsspektrum des Faser-Bragg-Gitter-Sensors als quasistatisch während der Abtastung betrachtet werden. Oberhalb dieser Grenzfrequenz gilt diese vereinfachte Annahme nicht mehr. Die Angabe eines definierten Übertragungsverhaltens oberhalb dieser Frequenz scheitert auf Grund der nicht-deterministischen Signalformen.

Anwendbarkeit der Ergebnisse für spektrometerbasierte Messsysteme

Die für spektroskopische Instrumente durchgeführten Untersuchungen zur Detektion von Signalunterabtastung und die Untersuchung zum optischen Tiefpassfilter sind auf Grund der seriellen Messwerterfassung für diese Systemklasse nicht anwendbar.

Gleiches gilt für die Untersuchungen zum Verhalten der Auswertelgorithmen bei dynamischen Lasten am Faser-Bragg-Gitter-Sensor. Das Verhalten der Algorithmen bei den zuvor präsentierten Untersuchungen ist zum Teil nichtdeterministisch (vgl. Gleichung 3.36), was eine qualitative Untersuchung nicht sinnvoll erscheinen lässt.

Zusammenfassung

Die gezeigte Abschätzung legt den Schluss nahe, dass Instrumente zur Demodulation von Faser-Bragg-Gitter-Signalen auf Basis verstimmbarer Lichtquellen oder Filter nicht für die Erfassung dynamischer Lasten geeignet sind. Diese These ist so jedoch nur im Grenzbereich hin zu sehr hohen Signalfrequenzen richtig. Für Messanwendungen, welche eine hohe Sensoranzahl bei einer im Vorhinein beschränkten Sensorbandbreite erfordern, stellen diese Instrumente eine messtechnisch sinnvolle Lösung dar. Für Anwendungen, welche eine Bandbreitenbeschränkung des Messsignals im Vorhinein nicht zulassen, sind diese Instrumente, wie auch Instrumente auf Basis von Spektrometern, allerdings nur bedingt geeignet.

4 Ratiometrische Messverfahren und Grenzen

Die vorhergehenden Betrachtungen zeigen, dass konventionelle Faser-Bragg-Gitter-Messsysteme nur bedingt für die Erfassung dynamischer Vorgänge geeignet sind. Die Übertragungsfunktion der Systeme lässt keine, bzw. keine ausreichende Anti-Aliasing-Filterung vor der Signalabtastung zu. Eine Bandbegrenzung des abzutastenden Signals ist für die Erfassung dynamischer Messgrößen, beispielsweise in der Schwingungsmesstechnik, unabdingbar [3]. Eine Alternative zu den konventionellen Faser-Bragg-Gitter-Messsystemen bieten filter-, bzw. intensitätsbasierte Faser-Bragg-Gitter-Messsysteme. Sie erlauben – mit Einschränkungen hinsichtlich der gleichzeitig erfassbaren Faser-Bragg-Gitter-Sensorsignale pro Messfaser – die Erfassung höchstfrequenter Faser-Bragg-Gitter-Signale. Das Messverfahren erlaubt die Implementierung der, bei konventionellen Faser-Bragg-Gitter-Messsystem nicht möglichen, Signaltiefpassfilterung vor der Signalquantisierung.

Trotz der großen Anzahl von publizierten Arbeiten zu dieser Systemklasse fehlt bislang eine messtechnische Betrachtung dieser Systeme. Insbesondere Aspekte der Systemperformanz wie Messunsicherheit und Messabweichung, die Güte einer Systemkalibrierung und der Einfluss faseroptischer Elemente auf das Messergebnis sind bisher nur unzureichend beleuchtet.

Im Folgenden wird das Funktionsprinzip filterbasierter Faser-Bragg-Gitter-Messsysteme eingeführt. Auf Basis dieser technischen Grundlage werden die Quellen von Messunsicherheiten und Messabweichungen identifiziert und deren Auswirkung auf das Messsystem dargelegt. Eine Quantifizierung dieser Einflüsse erfolgt an Hand zweier exemplarisch betrachteter Messsysteme. Zum Ende dieses Abschnitts wird ein Ansatz zur Auswertung seriell multiplexierter Faser-Bragg-Gitter-Sensoren auf Basis dieses Messprinzips erläutert und eine Analyse der erwarteten Systemperformanz eines solchen Messsystems gegeben.

4.1 Funktionsprinzip

Abbildung 4.1 zeigt den schematischen Aufbau eines filterbasierten Faser-Bragg-Gitter-Messsystems, mit der Beschränkung auf einen Faser-Bragg-Gitter-Sensor in der Messfaser. Der Aufbau eines filterbasierten Faser-Bragg-Gitter-Messsystems für die gleichzeitige Auswertung mehrerer seriell multiplexierter Faser-Bragg-Gitter-Sensoren wird in Kapitel 4.5 dargestellt. Das Faser-Bragg-Gitter wird von einer

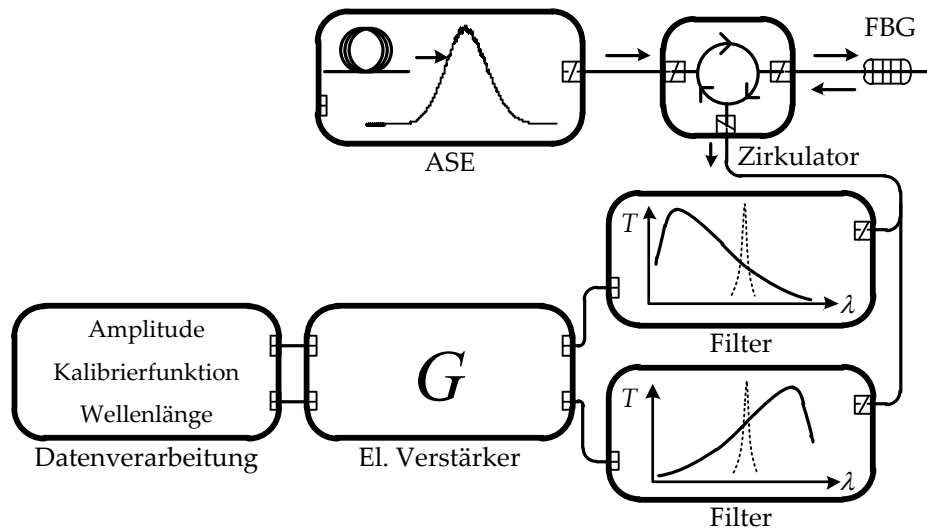


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau eines filterbasierten Faser-Bragg-Gitter-Messsystems

breitbandigen Lichtquelle, hier dargestellt als ASE-Lichtquelle¹, über einen faseroptischen Zirkulator oder einen faseroptischen Koppler beleuchtet. Das vom Sensor reflektierte Licht wird über den Zirkulator zum Messgerät geführt. Im Messsystem wird das vom Sensor reflektierte Licht mittels eines Kopplers in zwei optische Pfade aufgeteilt. Mindestens einer der beiden optischen Pfade enthält ein optisches Filterelement. Die Intensität des in den beiden Kanälen geführten Lichts wird nach Durchlaufen der Filter mittels Fotodetektoren gemessen. Nach Signalverstärkung und Signalkonditionierung wird in einer Datenverarbeitungsschicht die Bragg-Wellenlänge des Sensors aus den beiden gemessenen Lichtintensitäten Φ_1, Φ_2 durch Verwendung einer Kalibrierfunktion ρ ermittelt zu

$$\lambda = \rho^{-1}(\Phi_1, \Phi_2). \quad (4.1)$$

Die Kalibrierfunktion ρ muss die notwendige Bedingung der Bijektivität über den Messbereich $[\lambda_{\min}, \lambda_{\max}]$ des Faser-Bragg-Gitters erfüllen um eine eindeutige Wellenlängenbestimmung zu ermöglichen.

¹Amplified Spontaneous Emission

Signaldarstellung

Das Ausgangssignal Φ_i des i -ten Messkanals nach erfolgter optoelektronischer Wandlung am Fotodetektor ist gegeben zu

$$\Phi_i = \int_{\lambda} E(\lambda) I(\lambda)_{LQ} R(\lambda) T_i(\lambda) d\lambda, \quad (4.2)$$

wobei $E(\lambda)$ die Empfindlichkeit des Fotodetektors, $I(\lambda)_{LQ}$ die spektrale Leistungsdichte der Lichtquelle, $R(\lambda)$ das Reflexionsspektrum des Faser-Bragg-Gitters und $T_i(\lambda)$ die Transmissionscharakteristik des optischen Filterelements im i -ten Messkanal bei der Wellenlänge λ bezeichnet. Bei Betrachtung eines schmalbandigen Faser-Bragg-Gitter-Reflexionsbandes kann dieses Integral angenähert werden zu

$$\Phi_i = E(\lambda_B) I(\lambda_B)_{LQ} R(\lambda_B) T_i(\lambda_B) \Delta\lambda, \quad (4.3)$$

die Breite (FWHM) des Reflexionsspektrums des Faser-Bragg-Gitters mit der Bragg-Wellenlänge λ_B ist gegeben durch $\Delta\lambda$. Das Ausgangssignal des Fotodetektors ist in dieser Näherung direkt proportional zum Transmissionswert des verwendeten optischen Filterelements an der Bragg-Wellenlänge.

Kalibrierung

Im Allgemeinen wird die Kalibrierfunktion eines filterbasierten Faser-Bragg-Gitter Messsystems durch Messung der spektralen Charakteristik des Gesamtsystems, beispielsweise mittels eines verstimmbaren Lasers bestimmt. Der Laser wird in Abbildung 4.1 an Stelle des vom Faser-Bragg-Gitter reflektierten Lichts in die Faser eingekoppelt, die Wellenlänge sowie die emittierte Lichtintensität des Lasers ist beliebig verstellbar. Jedes Paar von Ausgangswerten Φ_1, Φ_2 der Fotodetektoren ist bei geeigneter Wahl der Filter und des Messbereichs eindeutig charakteristisch für eine Sensorwellenlänge. Die Kalibrierfunktion eines filterbasierten Messsystems kann allgemein dargestellt werden als Funktion der beiden gemessenen Detektorsignale

$$(\lambda_B, I(\lambda_B)) = \rho^{-1}(\Phi_1, \Phi_2), \quad (4.4)$$

wobei λ_B die Wellenlänge des zur Kalibrierung verwendeten Lasers und $I(\lambda_B)$ die Intensität der Kalibrierlichtquelle ist. Die Größen Φ_1 und Φ_2 stellen entsprechend die mittels der Fotodetektoren gemessenen Lichtintensitäten dar. Bei geeigneter Wahl der Kalibrierfunktion ρ ist diese unabhängig von der Lichtintensität der Kalibrierlichtquelle $I(\lambda_B)$, sodass Gleichung 4.4 vereinfacht als Gleichung 4.1 angegeben werden kann. Als einfaches Beispiel für eine intensitätsunabhängige Kalibrierfunktion ρ kann bei ausreichend schmalbandigem Reflexionsspektrum des

4 Ratiometrische Messverfahren und Grenzen

Faser-Bragg-Gitters der Quotient der beiden Fotodetektorsignal betrachtet werden. Mit der in Gleichung 4.3 eingeführten Näherung für schmalbandige Signale kann diese dargestellt werden als

$$\rho(\lambda) = \frac{\int_{\lambda} E(\lambda)I(\lambda)_{LQ}R(\lambda)T_1(\lambda)d\lambda}{\int_{\lambda} E(\lambda)I(\lambda)_{LQ}R(\lambda)T_2(\lambda)d\lambda} \approx \frac{T_1(\lambda_B)}{T_2(\lambda_B)}. \quad (4.5)$$

Durch Messung der Transmissionsspektren der beiden Messkanäle des Messsystems kann damit eine intensitätsunabhängige Systemkalibrierfunktion erstellt werden. Die durch Annahme des spektral schmalen Sensors bedingte Messabweichung bei der Verwendung spektral breiter Sensoren wird in Kapitel 4.3.3 aufgegriffen.

Erfassung dynamischer Signale

Bezüglich der Erfassung dynamischer Messgrößen weisen die auf spektraler Abtastung basierenden Systeme starke Beschränkungen auf. Diese wurden in Kapitel 3 eingehend untersucht. Im Gegensatz hierzu weisen filterbasierte Messsystem große Ähnlichkeit zu konventionellen analog-elektronischen Messgeräten auf.

Die optoelektronische Signalwandlung stellt hinsichtlich der Bandbreite des Messverfahrens keine Einschränkung dar. In der glasfaserbasierten Telekommunikationstechnik sind Detektorbandbreiten von einigen zehn GHz Stand der Technik [174]. Nach der in Kapitel 2.3 gemachten Abschätzung liegt die Detektorbandbreite damit einige Größenordnungen über den zu erwartenden am Sensor anliegenden Signalfrequenzen. Das Frequenzspektrum der Ausgangssignale Φ_i der Fotodetektoren ist damit (bei vereinfachter Annahme einer lokal ausreichend linearen Filterkennlinie) identisch zum ursprünglichen Signalfrequenzspektrum der Messgröße. Das somit frequenzgetreu gewandelte elektrische Signal kann mittels elektronischer Tiefpassfilterung derart konditioniert werden, dass das bei der Signalquantisierung am Analog-Digital-Konverter anliegende Signal dem Nyquist-Theorem gerecht wird [13].

Betrachtung zu Messabweichungen und Messunsicherheiten

Der Stand der Technik gibt keine detaillierte vollständige Beschreibung zu Messabweichungen und Messunsicherheiten, bzw. zu deren Ursache. Rajan [134] beschreibt experimentell den Einfluss des Polarisationsgrades der Lichtquelle in Kombination

mit PDL²-Elementen im optischen Pfad, sowie den Einfluss des optischen SNR³ auf das Messsystem [133]. Sano [142] beschreibt experimentell das Systemrauschen eines speziellen filterbasierten Messsystems.

Im Folgenden werden die einzelnen Quellen von Messunsicherheiten und Mess-

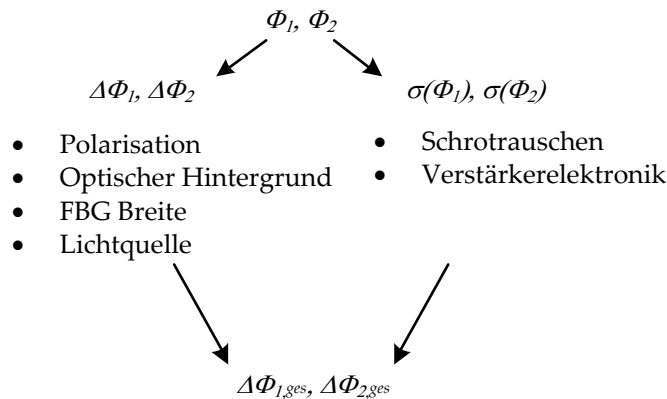


Abbildung 4.2: Messabweichung und Messunsicherheiten des filterbasierten Messsystems und identifizierte Quellen.

abweichungen in einem filterbasierten Messsystem identifiziert und analysiert. Die Analyse der einzelnen Parameter erlaubt eine detaillierte Abschätzung der Leistungsfähigkeit filterbasierter Messsysteme und definiert gleichzeitig Einschränkungen und Anforderungen an die verwendeten Komponenten. Die identifizierten Parameter sind in Abbildung 4.2 aufgeführt. Für die Ermittlung des Maßes für das zu erwartende SNR des Systems, müssen nach GUM die einzelnen Beiträge zu Messunsicherheit und Messabweichung getrennt bewertet werden [57]. Die Beiträge zur systematischen Messabweichung und zur Messunsicherheit des Systems werden im Folgenden betrachtet.

4.2 Beispielsystem

Neben der analytischen Abschätzung der Beiträge der einzelnen Quellen von Messabweichung und Messunsicherheit werden diese qualitativ an Hand zweier vereinfachter Beispielsysteme simulativ untersucht. Beide Systems basieren auf einem Aufbau gemäß Abbildung 4.1. In jedem System ist jeweils ein optischer Pfad im Messsystem ohne Filterkomponenten ausgeführt. Dies lässt sich darstellen als Filterkomponente mit konstanter Transmission $T(\lambda) = 1$. Die Signalauswertung erfolgt

²Polarization dependent loss

³Signal-Rausch-Verhältnis

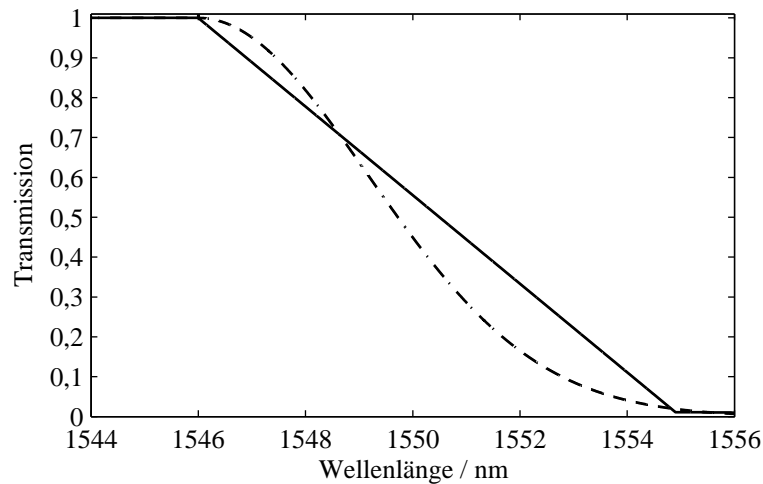


Abbildung 4.3: Spektrale Charakteristika der untersuchten Beispielsysteme.

also nicht an Hand des über zwei gegenläufige Filterkennlinien propagierenden Lichts, sondern an Hand des über ein optisches Filter propagierenden Lichts und der gemessenen Gesamtlichtintensität im zweiten optischen Pfad des Messsystems. Die Transmissioncharakteristika der beiden verwendeten Filter im Filterpfad sind in Abbildung 4.3 gezeigt. Beide Systeme decken einen Messbereich von 1546 nm bis 1554,5 nm ab. Die Filterkomponenten sind als idealer streng linearer Filter, sowie als nichtlinearer Filter, welcher zu den Rändern des Messbereichs eine deutliche Nichtlinearität aufweist, realisiert. Der zweite beschriebene Filter stellt eine bessere Annäherung von technisch realisierbaren Filtern dar. Die Betrachtung und der Vergleich der beiden Filter soll damit neben der reinen Abschätzung der Messabweichungen und Messunsicherheiten auch einen Anhaltspunkt für die Performanz eines technisch realisierbaren Messsystems geben.

4.3 Systematische Messabweichungen

Als Quellen von Messabweichungen und Messunsicherheiten müssen alle Größen in Betracht gezogen werden, die zu einer Abweichung, bzw. zu einer zeitlichen Varianz der Ausgangssignale der Fotodetektoren führen. Nicht betrachtet werden im Folgenden Einflüsse, die beispielsweise das Reflexionsspektrum des Sensors beeinträchtigen. Hierzu zählen beispielsweise inhomogene Lasten über den Bereich des Faser-Bragg-Gitters [89] [94] oder die Änderung der Form des Reflexionsspektrums

auf Grund von durch Querlasten induzierter Doppelbrechung am Faser-Bragg-Gitter [214]. Als Quellen für systematische, d.h. permanent gleichförmig im System vorhandene Messabweichungen sind die Parameter

- Polarisationsabhängige Transmissionsverluste (PDL) der Elemente im optischen Pfad, sowie Polarisationsgrad der Lichtquelle
- Optisches Hintergrundlicht, beispielsweise bedingt durch fehlerhafte optische Steckverbindungen (vgl. Kapitel 2.1.3).
- Unterschiede der spektralen Charakteristika der Kalibrierlichtquelle und eines Faser-Bragg-Gitter Sensors
- Spektrale Charakteristik der Lichtquelle

identifiziert. Der Einfluss der einzelnen Parameter auf das Messergebnis wird im Folgenden analytisch beschrieben und der resultierende Effekt an Hand der oben eingeführten Beispielsystemen abgeschätzt.

4.3.1 Einfluss des Polarisationszustands

In der vereinfachten einführenden Betrachtung von intensitätsbasierten Messsystemen in Kapitel 4.1 wird das spektrale Reflexionssignal des Faser-Bragg-Gitter-Sensors, bzw. das optische Signal an den Fotodetektoren an Hand der rein wellenlängenabhängigen Lichtintensität $I(\lambda)$ beschrieben. Diese Betrachtung lässt jedoch den Polarisationszustand der in der Glasfaser geführten elektromagnetischen Welle außer Acht. Die in dem in Abbildung 4.1 dargestellten grundlegenden Messaufbau verwendeten faseroptischen Komponenten, wie z.B. faseroptische Koppler, faseroptische Stecker, etc. weisen im Allgemeinen eine polarisationsabhängige Signaldämpfung (PDL) auf. Der PDL ist ein Maß für die polarisationsabhängige Transmission eines (faser-)optischen Bauelements. Faseroptische Elemente weisen in der Regel eine polarisationsabhängige spektrale Transmissionscharakteristik auf. Der spektrale PDL ist gegeben zu

$$\Gamma(\lambda) = \frac{T_{\max}(\lambda) - T_{\min}(\lambda)}{T_{\max}(\lambda) + T_{\min}(\lambda)}. \quad (4.6)$$

Der Wert T_{\max} gibt die maximale Transmission des Bauteils an der Wellenlänge λ und T_{\min} entsprechend die minimale Transmission für den dazu orthogonalen Polarisationszustand an. Der Polarisationszustand zwischen einzelnen PDL-Komponenten im optischen Pfad des Messsystems wird durch eine Vielzahl an Parametern beeinflusst. Beispielsweise führt eine Torsion einer Glasfaser zu einer Rotation des Polarisationsvektors des in der Faser geführten Lichts [201, 174]. Zusätzlich weisen

die verwendeten Lichtquellen einen Polarisationsgrad P auf. Faseroptische Amplified Spontaneous Emission Lichtquellen können mit einem Polarisationsgrad unterhalb 1% realisiert werden. Breitbandlichtquellen basierend auf Superlumineszenzdioden (SLD) weisen in der Regel einen höheren Polarisationsgrad (DOP) in der Größenordnung von etwa 30% auf [82]. Zusammengenommen führen der DOP der Lichtquelle und die Verkettung einzelner PDL-Elemente in der optischen Messfaser zu unterschiedlichen Lichtintensitäten in den beiden Hauptpolarisationsrichtungen am Eingang des Messgerätes. Die optischen Komponenten des Messsystems selber, beispielsweise die optischen Filterelemente und die Fotodetektoren, weisen ebenfalls einen PDL, bzw. eine polarisationsabhängige Empfindlichkeit auf. Die Polarisationsempfindlichkeit der Detektoren kann bei festgehaltener Orientierung zwischen optischem Filter und Detektoreinheit als erweiterter PDL des Filters betrachtet werden. Abhängig von dem am Eingang des Messsystems anliegenden Polarisationszustand und dem Polarisationsgrad des vom Faser-Bragg-Gitter reflektierten Lichts führt dies zu einer Abweichung des gemessenen Ausgangssignals der Fotodetektoren, verglichen mit vollständig unpolarisiertem Licht.

Polarisationszustand und DOP am Messsystem

Das von der Lichtquelle emittierte Licht propagiert über eine Reihe von faseroptischen Komponenten zum Faser-Bragg-Gitter. Das vom Sensor reflektierte Licht wird wiederum über die Komponenten zum Messsystem geführt. Die einzelnen Komponenten weisen ein PDL Γ_i auf. Neben den faseroptischen Komponenten weisen im Allgemeinen auch Faser-Bragg-Gitter einen PDL auf [28]. Die technische Spezifikation des PDL von faseroptischen Komponenten bezieht sich gewöhnlich auf den maximalen PDL eines Elements über den spektralen Arbeitsbereich. Die Verwendung der faseroptischen Komponenten in dem im Folgenden beschriebenen Messsystem macht jedoch die Verwendung des wellenlängenabhängigen PDL Γ notwendig, da sich abhängig von der Filterkennlinie wellenlängenabhängig unterschiedliche Maximalfehler einstellen können.

Beeinflussung des Polarisationsgrades und der Lichtintensität durch optische Elemente in der Messfaser Im Jones-Matrix Formalismus wird der reine PDL eines beliebigen optischen Bauelementes angegeben zu

$$\bar{\Gamma} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \sqrt{\Gamma} \end{pmatrix}. \quad (4.7)$$

Dies entspricht einer ungehinderten Transmission des elektrischen Feld in einer Polarisationsrichtung, wohingegen das in der dazu orthogonalen Ebene schwingen-

de Feld um den Faktor \sqrt{K} gedämpft wird. Die Jones-Matrix einer Verknüpfung mehrerer PDL-Elemente kann durch die Multiplikation der Jones-Matrizen der PDL-Elemente und der Jones-Matrizen der zwischengeschalteten Faserstücke beschrieben werden [174]. Die Kombination einer Vielzahl von PDL-Elementen wirkt dabei nach Fukuda [52] wie ein einzelnes PDL-Element.

$$t = f_{n+1} \prod_n \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \sqrt{\Gamma_n} \end{pmatrix} \cdot f_n = f_{\text{out}} \begin{pmatrix} \sqrt{\Lambda_{\text{max}}} & 0 \\ 0 & \sqrt{\Lambda_{\text{min}}} \end{pmatrix} f_{\text{in}}. \quad (4.8)$$

Die Terme f_n beschreiben die Faserstücke zwischen den PDL-Elementen und Γ_n den PDL der jeweiligen optischen Elemente [52]. Die Matrizen f_{in} und f_{out} sind unitär, sie beschreiben beispielsweise eine Rotation des Feldvektors. Amari gibt eine obere und untere Schranke für den PDL einer Kombination von zwei PDL-Elementen Γ_1 und Γ_2 an [8]. Bei paralleler Ausrichtung der Elemente ergibt sich ein maximaler PDL von $\Gamma_{12} = \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{1 + \Gamma_1 \Gamma_2}$. Bei antiparalleler Ausrichtung zweier PDL-Elemente ergibt sich analog ein minimaler PDL von $\Gamma_{12} = \frac{|\Gamma_1 - \Gamma_2|}{1 - \Gamma_1 \Gamma_2}$. Für die gesamte Messfaser können damit rekursiv Schranken für den zu erwartenden PDL bei Kombination von n PDL-Elementen abgeschätzt werden zu

$$\frac{|\Gamma_n - \Gamma_{n-1}|}{1 - \Gamma_n \Gamma_{n-1}} \leq \Gamma_{\text{ges}} \leq \frac{\Gamma_n + \Gamma_{n-1}}{1 + \Gamma_n \Gamma_{n-1}}. \quad (4.9)$$

In Stokes-Vektor Darstellung ist der Polarisationsgrad von Licht nach Durchlaufen einer Strecke mit PDL $\vec{\Gamma}$ nach Gisin [54] gegeben zu

$$P_{\text{out}} = |\vec{P}_{\text{out}}| = \frac{\sqrt{(\vec{\Gamma} + \vec{P}_{\text{in}})^2 + (\vec{\Gamma} \vec{P}_{\text{in}})^2 - \vec{\Gamma}^2 \vec{P}_{\text{in}}^2}}{1 + \vec{P}_{\text{in}} \vec{\Gamma}}. \quad (4.10)$$

Hierbei ist der Polarisationsgrad P_{in} der Lichtquelle vor der Strecke gegeben durch den Stokes-Vektor \vec{S} zu $\vec{P}_{\text{in}} = \frac{\vec{S}}{S_0}$. S_0 bezeichnet die in der Faser geführte Gesamtlichtleistung. Die Berechnung der Jones-, bzw. Müller-Matrix des effektiven PDL-Elements stellt sich durch die im Allgemeinen unbekannt orientierung und Faserführung zwischen den PDL-Elementen als schwierig dar. Fukuda [52], Amari [8] und Gisin [54] beschreiben das Wirken von kombinierten PDL Elementen in einer Glasfaser. Die Angabe eines definierten PDL oder eines formelmäßig angebbaren DOPs gelingt nicht, Amari und Gisin beschreiben mittels Monte-Carlo Simulationen die zu erwartenden nicht-trivialen Verteilungen der PDL-Werte.

Einfluss des PDL des Filters auf die Fotodetektorsignale

Nach der Propagation über die PDL-Elemente der optischen Faser trifft das Licht mit Polarisationsgrad P und Leistung $I = \text{Tr} \mathcal{J}$ auf die optischen Filter des Messsystems. \mathcal{J} bezeichnet die Kohärenzmatrix des Lichts. Nach Perina [129] kann \mathcal{J} als Summe

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_u + \mathcal{J}_p \quad (4.11)$$

von Kohärenzmatrizen unpolarisierten Lichts \mathcal{J}_u und vollständig polarisierten Lichts \mathcal{J}_p dargestellt werden. Für den Extremfall eines vollständig linear polarisierten Anteils \mathcal{J}_p kann im Sinne einer einfachen Darstellung das Koordinatensystem derart gewählt werden, dass \mathcal{J}_p in Diagonalform vorliegt [7] und Lichtintensität lediglich in einer Polarisationsrichtung geführt wird. Dann gilt für die Gesamtlichtintensitäten in beiden Polarisationsrichtungen mit der Definition des Polarisationsgrads $P = \frac{I_p}{I} = \frac{\text{Tr} \mathcal{J}_p}{I}$

$$I_{1/2} = \frac{1}{2} I (1 \pm P). \quad (4.12)$$

Aus der Definition eines elliptischen Polarisationszustands nach Gleichung 2.14 ist leicht ersichtlich, dass bei beliebiger Elliptizität des vollständig polarisierten Anteils für die mittleren Intensitäten in beiden Polarisationsrichtungen gilt

$$\frac{1}{2} I (1 - P) < I_{1,2} < \frac{1}{2} I (1 + P). \quad (4.13)$$

Die Durchlasscharakteristik des optischen Filterelements im Messsystem und eine polarisationsabhängige Empfindlichkeit der zugehörigen Fotodetektoren ist in Jones-Matrixdarstellung in Diagonalform gegeben zu

$$M = \begin{pmatrix} \sqrt{T_{\max}(\lambda)} & 0 \\ 0 & \sqrt{T_{\min}(\lambda)} \end{pmatrix}. \quad (4.14)$$

Die am Detektor auftreffende Gesamtlichtleistung nach Durchgang durch das Filter ist somit abhängig von der relativen Orientierung des für die Darstellung der Kohärenzmatrix verwendeten Koordinatensystems und des Koordinatensystems des Messgerätes gegeben zu

$$I' = \text{Tr} \left(M^\dagger \cdot R^\dagger \cdot \mathcal{J} \cdot R \cdot M \right) \quad (4.15)$$

$$= \text{Tr} \left(\mathcal{J} \cdot R \cdot M M^\dagger \cdot R^\dagger \right) \quad (4.16)$$

$$= I_1 (\cos^2(\phi) T_{\max} + \sin^2(\phi) T_{\min}) + I_2 (\cos^2(\phi) T_{\min} + \sin^2(\phi) T_{\max}) \quad (4.17)$$

4.3 Systematische Messabweichungen

Die Rotationsmatrix R beschreibt die relative Orientierung des Koordinatensystems des Filters zum Koordinatensystem der Kohärenzmatrix. Nach Einsetzen von Gleichung 4.13 in Gleichung 4.15 ergibt sich die Gesamtintensität I' am Detektor zu

$$I' = \frac{1}{2} I [(1 + P)(T_{\max} \cos(\phi)^2 + T_{\min} \sin(\phi)^2) + (1 - P)(T_{\max} \sin(\phi)^2 + T_{\min} \cos(\phi)^2)] \quad (4.18)$$

$$= \frac{1}{2} I [T_{\max} + T_{\min} + P (\cos(\phi)^2 - \sin(\phi)^2) (T_{\max} - T_{\min})] . \quad (4.19)$$

Nach Verwendung geometrischer Identitäten ergibt sich für die Gesamtlichtintensität I' am Detektor nach Durchgang durch das Filter

$$I' = I \bar{T} [1 + P \cdot \Gamma_{\text{Filter}} \cos(2\phi)] . \quad (4.20)$$

Hierbei beschreibt \bar{T} die mittlere Transmission und Γ_{Filter} den PDL des optischen Filters.

Einfluss des Polarisationsgrads auf das Messergebnis

Das gemessene Ausgangssignal der Fotodetektoren ist nach Gleichung 4.2 gegeben zu

$$\Phi_i = \int E(\lambda) I(\lambda)_{\text{LQR}}(\lambda) T_i(\lambda) d\lambda . \quad (4.21)$$

Mit der in Gleichung 4.3 eingeführten Näherung ist das Fotodetektorsignal bei Verwendung von Gleichung 4.20 gegeben zu

$$\Phi_i = E(\lambda_B) I(\lambda_B) \bar{T}(\lambda_B) [1 + P \cdot \Gamma_{\text{Filter}}(\lambda_B) \cos(2\phi)] \Delta\lambda . \quad (4.22)$$

Die Empfindlichkeit des Fotodetektors ist hierbei als konstant angenommen. Variationen der Empfindlichkeit der Fotodetektoren über den Messbereich des Systems können ohne Einschränkung in Gleichung 4.14 berücksichtigt werden.

Der Messwert – die Bragg-Wellenlänge des Sensors – wird, wie in Abschnitt 4.1 eingeführt, aus den Signalen Φ_1, Φ_2 der Fotodetektoren bestimmt. Die Wellenlängenbestimmung erfolgt an Hand der intensitätsunabhängigen Kalibrierfunktion ρ durch Bildung der Umkehrfunktion

$$\lambda = \rho^{-1}(\Phi_1, \Phi_2) . \quad (4.23)$$

Die Systemkalibrierung ρ wird ermittelt für ideal unpolarisiertes Licht. Abweichungen des Polarisationsgrads und Polarisationszustands des eingestrahlt Lichtes vom Idealzustand vollständig unpolarisierten Lichts resultieren nach Gleichung 4.20 in einer Variation der gemessenen Lichtintensität am Fotodetektor. Der Polarisations-

4 Ratiometrische Messverfahren und Grenzen

grad und der Polarisationszustand sind in einem idealen System zeitlich konstant. Daher müssen Abweichungen dieser Größen in einer Fehlerabschätzung als systematische Fehler betrachtet werden. Die Orientierung des Koordinatensystems der Filter des Messsystems um den Winkel ϕ gegenüber der Sensorfaser bewirkt nach linearer Fehlerabschätzung eine Abweichung $d\lambda$ der ermittelten Sensorwellenlänge von

$$d\lambda = \sum \left(\frac{\partial \rho^{-1}}{\partial \Phi_i} \frac{\partial \Phi_i}{\partial \phi} \Delta \phi \right). \quad (4.24)$$

An Hand des Beispielsystems mit linearem Filter nach Abbildung 4.3 wird der polarisationsbedingte Fehler in der Messwertbestimmung abgeschätzt. Das System verfügt in einem Messkanal über einen linearen Filter, der Referenzkanal ist ohne Filterkomponente ausgeführt. Der Winkel zwischen der Fotodiode des Referenzkanals und der des Filterkanals ist konstant. Die polarisationsabhängige Empfindlichkeit der beiden Fotodetektoren wird für diese Betrachtung als vernachlässigbar angenommen. Der Quotient der beiden Signale stellt eine mögliche intensitätsunabhängige Kalibrierfunktion dar. Bei der Kalibrierung mit einer idealen, spektral infinitesimal schmalen, vollständig unpolarisierten Lichtquelle ist sie gegeben zu

$$\rho(\lambda, I_0) = \frac{\Phi_1}{\Phi_2} = \bar{T}(\lambda) = \bar{T}(\lambda) = \bar{T}_0 + \frac{\partial \bar{T}(\lambda)}{\partial \lambda} \Delta \lambda = \bar{T}_0 + C \cdot \lambda. \quad (4.25)$$

Die Berechnung der Sensorwellenlänge aus den Lichtintensitäten an den Fotodetektoren Φ_1 und Φ_2 erfolgt mittels der Umkehrabbildung ρ^{-1}

$$\lambda = \rho^{-1}(\Phi_1, \Phi_2) = \frac{\rho - \bar{T}_0}{C}. \quad (4.26)$$

Die Abschätzung der durch Rotation des resultierenden Polarisationszustands am Messgerät, insbesondere am optischen Filter, bedingten Messabweichung ergibt sich damit zu

$$d\lambda = \sum_i \left(\frac{\partial \rho^{-1}}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial \Phi_i} \frac{\partial \Phi_i}{\partial \phi} \Delta \phi \right). \quad (4.27)$$

Die Abweichung der gemessenen Wellenlänge kann durch Auswerten dieses Ausdrucks ermittelt werden zu

$$d\lambda = -\frac{2}{C} \cdot \frac{E \cdot I'_0 \cdot \bar{T}}{\Phi_2} \cdot P_{\text{res}} \cdot \Gamma_{\text{Filter}} \sin(2\phi) \Delta \phi \quad (4.28)$$

$$= -\frac{2}{C} \rho_{\text{unpol}} \cdot P_{\text{res}} \cdot \Gamma_{\text{Filter}} \sin(2\phi) \Delta \phi \quad (4.29)$$

$$= -\frac{1}{C} \cdot P_{\text{res}} \cdot (T_{\text{max}} - T_{\text{min}}) \sin(2\phi) \Delta \phi. \quad (4.30)$$

4.3 Systematische Messabweichungen

Die Abweichung bei der Wellenlängenbestimmung bei Rotation des Polarisationszustandes ist also maximal, wenn die effektive Vorzugsrichtung des Lichtes parallel zu einer der beiden optischen Hauptachsen des Filters zu liegen kommt. Der maximale Fehler bei der Wellenlängenbestimmung für einen Polarisationsgrad P_{res} am Messgerät kann analog bestimmt werden zu

$$\Delta\lambda_{\text{max}} = |\lambda(\Phi = -\pi/4) - \lambda(\Phi = +\pi/4)| \quad (4.31)$$

$$= \frac{2}{C} \rho_{\text{unpol}} \cdot P_{\text{res}} \Gamma_{\text{Filter}} \quad (4.32)$$

$$= \frac{P_{\text{res}}}{C} \cdot (T_{\text{max}} - T_{\text{min}}). \quad (4.33)$$

Der maximale Fehler bei der Wellenlängenbestimmung auf Grund der Unbestimmtheit des Polarisationszustands am Messsystem ist bei Annahme einer lokal linear approximierbaren Transmissionscharakteristik des optischen Filters proportional zum Polarisationsgrad des Lichts und zum PDL des Filterelements. Diese einfache Beziehung erlaubt eine Abschätzung der maximal zu erwartenden Messabweichung von filterbasierten Faser-Bragg-Gitter-Messsystemen auf Grund von nicht-idealen optischen Bauelementen und nicht-idealen Lichtquellen. Analog zu der Ableitung der Messabweichung auf Grund der Unbestimmtheit des Polarisationszustands am Messsystem kann der Einfluss des resultierenden Polarisationsgrads P_{res} am Messsystem auf das Messergebnis abgeschätzt werden.

Zur exemplarischen Abschätzung sei angenommen, dass das optische Filterelemente mit linearer Transmissionscharakteristik eine konstante absolute Transmissionsdifferenz $T_{\text{max}} - T_{\text{min}} = 0,03$ bei einer über den Messbereich konstanten Steigung von $C = \frac{1}{9 \text{ nm}}$ aufweist. Der Polarisationsgrad des am Messsystem ankommenden Lichts ist für die Abschätzung des maximal möglichen Fehlers angenommen zu $P = 1$, d.h. das am Filter auftreffende Licht ist vollständig polarisiert. Auf Grund des konstanten Gradienten der Filterkurve ergibt sich über den gesamten Messbereich eine konstante maximale Messabweichung. Bei der numerischen Berechnung ergibt sich bei Annahme eines mit konstanter Leistungsdichte beleuchteten Faser-Bragg-Gitters mit einer Halbwertsbreite von 50 pm eine konstante maximale polarisationsbedingte Messabweichung von 270 pm. Den Vergleich zu einem System mit nichtlinearer Filterkennlinie erlaubt Abbildung 4.4. Der optische Filter weist ebenfalls einen maximalen Transmissionunterschied von $T_{\text{max}} - T_{\text{min}} = 0,03$ für die beiden Hauptpolarisationsachsen auf. Die resultierende maximale polarisationsbedingte Messabweichung dieses Beispielsystems ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Im annähernd linearen Bereich der Filterkurve bei 1549 nm weist das Messsystem wiederum eine annähernd konstante maximale Abweichung auf. Mit abnehmender Steigung der Transmissionskennlinie hin zu den Rändern des spektralen Messbe-

4 Ratiometrische Messverfahren und Grenzen

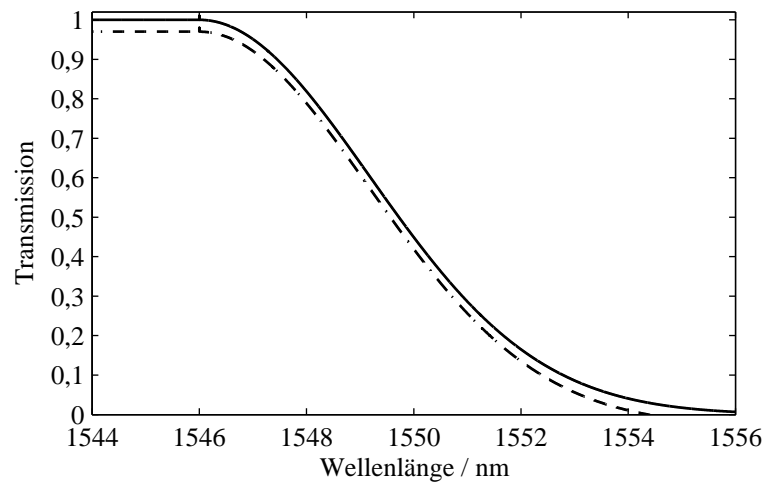


Abbildung 4.4: Nichtlineares Filtertransmissionsspektrum mit konstantem Transmissionsunterschied beider Hauptpolarisationsrichtungen.

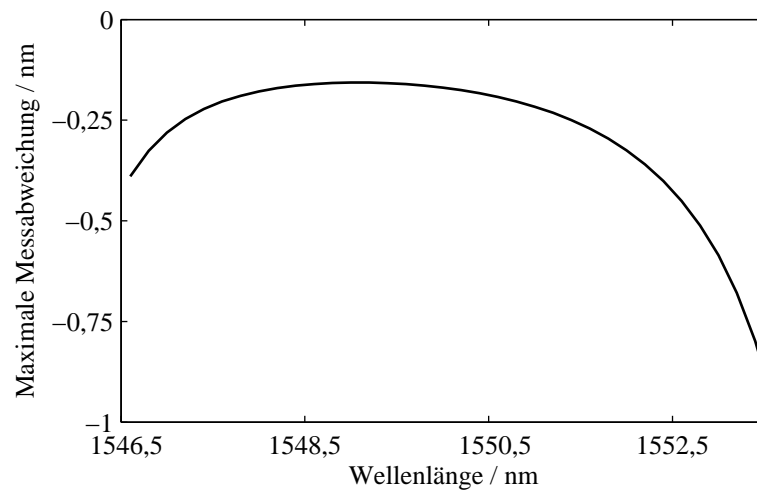


Abbildung 4.5: Resultierende wellenlängenabhängige maximale Messabweichung für vollständig polarisiertes Licht am Filter und vernachlässigbarer polarisationsabhängiger Empfindlichkeit der Fotodetektoren.

reichs nehmen die maximalen Messabweichungen deutlich zu, wie nach Gleichung

4.31 zu erwarten ist.

4.3.2 Einfluss von Hintergrundlicht

Die gängigen Beschreibungen filterbasierter Faser-Bragg-Gitter Messsysteme in der Literatur basieren auf der Annahme spektral schmalbandiger Sensor-Reflexionsspektren ohne optische Signalanteile außerhalb des Reflexionsbands [142] [102] [101]. Die Annahme des schmalbandigen Sensorreflexionsspektrums ist technisch jedoch nur bedingt realisierbar.

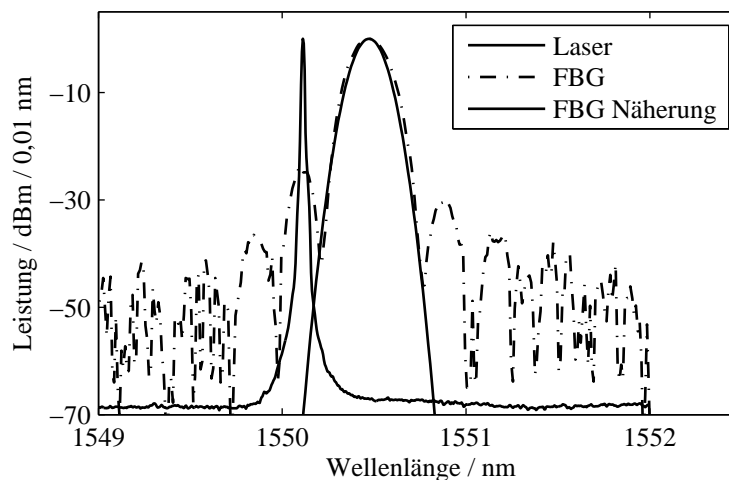


Abbildung 4.6: Emissionsspektrum eines verstimmbaren Lasers (HP 8186A) (gepunktete Linie) und gemessenes Reflexionsspektrum eines Faser-Bragg-Gitters (durchgezogene Linie), aufgezeichnet mit einem optischem Spektrumanalysator (Avantest 8384). Die idealisierte Annahme eines gaußförmigen Reflexionspeaks kann außerhalb des Reflexionspeaks von der gemessenen spektralen Charakteristik des Faser-Bragg-Gitters abweichen. Die Nebenmaxima im Reflexionsspektrum des Faser-Bragg-Gitters führen zu dem beschriebenen optischen Untergrund des Signals.

In einem technisch realisierbaren System bedingen eine Reihe von Effekten, dass das an den Fotodetektoren auftreffende Licht Signalanteile außerhalb des als infinitesimal schmal angenommenen Reflexionsbandes des Sensors beinhaltet. Ein typisches Reflexionsspektrum eines Faser-Bragg-Gitters in einer Messfaser mit parasitären Reflexionen an faseroptischen Elementen in Höhe von -40 dB ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Die Signalanteile außerhalb des schmalbandigen Reflexionspeaks sind einerseits bedingt durch faseroptische Elemente im optischen Pfad, andererseits

aber auch durch das unter Umständen spektral nicht begrenzte Reflexionsspektrum des Faser-Bragg-Gitters. Im Falle hoher parasitärer Reflexionen in der Faser oder bei einem Faser-Bragg-Gitter mit hohen Nebenmaxima im Reflexionsspektrum kann nicht mehr von der Gültigkeit der Näherung

$$\Phi_i = \int E(\lambda)I(\lambda)R(\lambda)T_i(\lambda)d\lambda \rightarrow E(\lambda_B)I(\lambda_B)R(\lambda)T_i(\lambda_B)\Delta\lambda \quad (4.34)$$

ausgegangen werden. Die Quellen parasitärer Reflexionen werden im Folgenden beschrieben und die Größenordnungen der Effekte abgeschätzt. Im Anschluss wird die durch Hintergrundlicht bedingte Messabweichung analytisch beschrieben.

Störeinflüsse

Rückstreuung in der Glasfaser Das in der Messfaser propagierende Licht wird durch diverse Streumechanismen in den entgegengesetzt propagierenden Modus der Monomode-Glasfaser gestreut. Hartog und Gold, sowie Nakazawa zeigen eine theoretische Abschätzung und eine experimentelle Studie zur Größenordnung der Rückstreuung in Abhängigkeit der Fasergeometrie, des Fasertyps, etc. [59], [117]. Sorin und Beller zeigen in ihren Arbeiten eine gemessene Rückstreuung in monomodigen Glasfasern bedingt durch Rayleigh-Streuung bei einer Wellenlänge von $1,55 \mu\text{m}$ in der Faser von -72 dB/m bis -75 dB/m [150] [12]. Moderne Monomode-Glasfasern sind spezifiziert mit einer Rückstreuung von bis zu -82 dB/m [37].

Bei Verwendung einer ASE-Lichtquelle mit einer Gesamtleistung in der Größenordnung von 50 mW und unter Vernachlässigung aller weiteren Störeffekte bei einer Faserlänge von 10 m bedingt damit die Rayleigh-Streuung einen optischen Hintergrund mit einer Gesamtleistung in der Größenordnung 1 nW .

Optische Störstellen Optische Störstellen in der Messfaser, wie beispielsweise Spleißverbindungen, Faserübergänge in Steckverbindungen, Koppler oder Faserabschlüsse können ebenfalls nicht vernachlässigbare Reflexionen bedingen, welche zu einem parasitären optischen Hintergrund im Messsystem an den Fotodetektoren führen. Die Reflexion an einem faseroptischen Element wird beschrieben mittels der optischen Rückflusdämpfung $ORL = \frac{P_{\text{rueck}}}{P_{\text{in}}}$ [12]. Die einfallende Lichtleistung ist durch P_{in} angegeben, die von dem Element reflektierte Leistung durch P_{rueck} .

Optische **Spleißverbindungen** zwischen identischen Glasfasern weisen in der Regel eine messbare Signaldämpfung L in Transmissionrichtung in der Größenordnung von $0,01 \text{ dB} < L < 0,15 \text{ dB}$ auf [174]. Die Rückstreuung ist hierbei vernachlässigbar. Spleißverbindungen zwischen unterschiedlichen Glasfasertypen hingegen bedingen oftmals eine messbare Rückstreuung in die Glasfaser. Eine analytische Beschreibung der Rückflusdämpfung von Spleißverbindungen zwischen

unterschiedlichen Fasertypen ist in [80] gegeben.

Faserabschlüsse können analog zu optischen Spleißverbindungen behandelt werden. Die Reflexion am offenen Faserende ist bedingt durch Fresnel-Reflexion am Brechungsindexübergang am Ende der Faser. Im Falle einer senkrecht gebrochenen Faser kann diese Faserterminierung Reflexionswerte von bis zu 4%, entsprechend einer Rückflusdämpfung von $-14,7$ dB annehmen [174]. Faserabschlüsse mit einem niedrigen ORL können realisiert werden mittels faseroptischer Terminatoren. Diese Komponenten können beispielsweise durch Signaldämpfung auf Grund von Biegeverlusten vor dem Faserabschluss realisiert werden [174]. Rückreflexionen am Faserende können durch Aufbringen eines Immersionsmaterials, d.h. eines brechzahlangepassten Materials auf das Faserende, unterdrückt werden. Hierdurch kann der in der Glasfaser geführte Modus ohne Fresnel-Reflexion aus dem Faserende austreten. Die Einkopplung von am Ende des Terminators reflektierten Licht zurück in die Glasfaser ist beschränkt durch die numerische Apertur und den niedrigen Modenfelddurchmesser des in der Faser geführten Lichts [175].

Fasersteckverbindungen weisen oftmals ebenfalls einen messbaren ORL auf. Die in Kapitel 2.1.3 beschriebenen Mechanismen bedingen neben einem Insertion Loss (IL) auch einen Return Loss (RL) der Komponenten. Je nach Stecker- und Verbindertyp sind Rückflusdämpfungen in Standardapplikationen von etwa -40 dB (PC⁴-Verbindungen) und bei rückflussarmen Verbindungen von -65 dB (APC⁵-Verbindungen) gängig [174].

Scheinbarer optischer Untergrund bedingt durch Verstärkerelektronik Neben den optischen Hintergrundsignalen kann auch die analogelektronische Signalverarbeitung des Messsystems zu einem scheinbaren optischen Hintergrund führen. Die Operationsverstärkerschaltungen und Analog/Digital-Wandler des in Abbildung 4.1 dargestellten Messsystems können im Allgemeinen zu einem (konstanten) Offset des gemessenen Signals führen. Dieser durch die Wandlung hervorgerufen Offset in den beiden gemessenen Intensitätssignalen kann bei der Betrachtung der Gesamtmessabweichung des Messsystems identisch zu der Messabweichung bedingt durch optische Störstellen in der Faser behandelt werden. In der folgenden Betrachtung wird der durch die elektrische Verstärkung und Wandlung bedingte Offset aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht weiter betrachtet. Die analytische Behandlung ist analog zu der im Folgenden dargelegten Betrachtung.

⁴physical contact

⁵angled physical contact

Resultierende Messabweichung

Im Folgenden wird eine Abschätzung vorgenommen, wie stark der optische Hintergrund, bei Beschränkung auf niedrige Reflexionswerte, das Messergebnis beeinflusst. Eine phänomenologische Betrachtung ist in der Literatur in der Arbeit von Rajan zu finden [133]. Im Falle niedriger parasitärer Reflexionswerte und unter Vernachlässigung möglicher Kohärenzeffekte kann das am Detektor anliegende Signal angegeben werden

$$\Phi_i \approx \int_{\lambda} E(\lambda) I(\lambda)_{\text{LQ}} [R(\lambda)_{\text{FBG}} + R(\lambda)_{\text{par}}] T_i(\lambda) d\lambda \quad (4.35)$$

$$\approx \int_{\lambda} E(\lambda) I(\lambda)_{\text{LQ}} R(\lambda)_{\text{FBG}} T_i(\lambda) d\lambda + \int_{\lambda} E(\lambda) I(\lambda)_{\text{LQ}} R(\lambda)_{\text{par}} T_i(\lambda) d\lambda. \quad (4.36)$$

Hierbei beschreibt $E(\lambda)$ die spektrale Empfindlichkeit des Detektors, $I(\lambda)_{\text{LQ}}$ die spektrale Leistungsdichte der Lichtquelle, $R(\lambda)_{\text{FBG}}$ das Reflexionsspektrum des Faser-Bragg-Gitters ohne parasitäre Reflexionen im Messstrang und $R(\lambda)_{\text{par}}$ die parasitären Reflexionen in der gesamten Messfaser. Für eine exakte Betrachtung müssen die einzelnen Störstellen in der Messfaser beispielsweise mittels der Matrixmethode (vgl. Kapitel 2.1.3) berücksichtigt werden. Mit der Beschränkung auf zu erwartende niedrige parasitäre Reflexionswerte der einzelnen optischen Störelementen in der Messfaser stellt die in Gleichung 4.35 eingeführte vereinfachte Betrachtung eine gute Näherung der zu erwartenden Fotodetektorsignale dar. Zusammengefasst kann das Ausgangssignal der Detektoren damit in vereinfachter Weise angegeben werden zu

$$\Phi_{i,\text{ges}} = \Phi_{i,\text{FBG}} + \Phi_{i,\text{par}}. \quad (4.37)$$

Die parasitäre Lichtintensität $\Phi_{i,\text{par}}$ stellt bei Annahme einer zeitlich konstanten Leistung der Lichtquelle und einer statischen Messfaser einen konstanten Offset zu der vom Sensor reflektierten Lichtintensität $\Phi_{i,\text{FBG}}$ dar.

Abbildung 4.7 zeigt die Kalibrierfunktion des Beispielsystems mit nichtlinearer Kennlinie (strichlierte semilogarithmische Darstellung) bei Kalibrierung des Systems mit einer infinitesimal schmalen verstimmbaren Lichtquelle, sowie überlagert das Reflexionsspektrum eines Faser-Bragg-Gitters mit einer Halbwertsbreite von 100 pm bei einer maximalen Reflektivität von 30% mit parasitären Reflexionen in der Faser von -40 dB bei Beleuchtung des Sensors mit einer breitbandigen ASE-Quelle. Abbildung 4.8 zeigt die von der idealen Kalibrierfunktion abweichenden erwarteten korrespondierenden Werte von ρ bei Annahme einer breitbandigen Beleuchtung des Faser-Bragg-Gitters mit einer ASE-Lichtquelle mit einer spektralen Breite von 50 nm für unterschiedliche effektive Reflexionswerte der optischen Störstellen in der

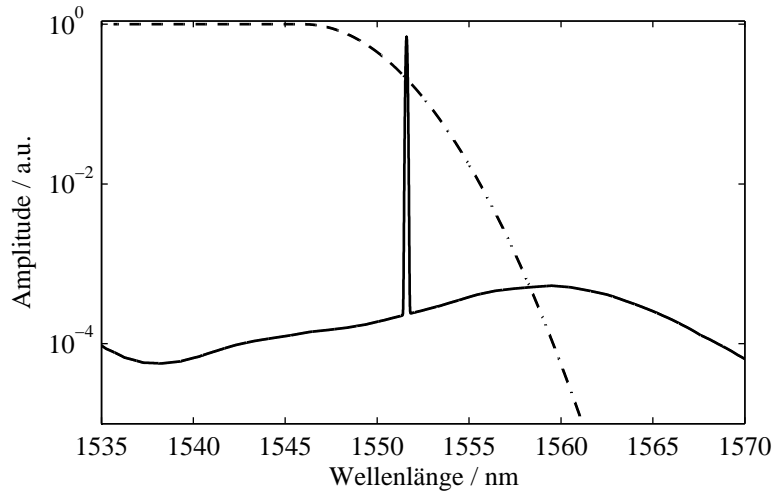


Abbildung 4.7: Filterkurve des Messsystems (gestrichelte Linie) und breitbandiges Sensorreflexionsspektrum mit parasitärer Reflexion von -40 dB am Faserende.

Glasfaser. Die Abweichung von der Kalibrierkurve nimmt deutlich mit steigender effektiven Reflexion zu.

Für niedrige parasitäre Reflektivitäten ergibt sich die Abweichung bei der Bestimmung der Bragg-Wellenlänge zu

$$d\lambda = \sum_i \left[\frac{\partial \rho^{-1}}{\partial \Phi_i} \frac{\partial \Phi_i}{\partial \Phi_{i,\text{par}}} \right]_{\Phi_{i,\text{par}}=0} \cdot \Delta \Phi_{i,\text{par}}. \quad (4.38)$$

Für eine Abschätzung des Einflusses parasitärer Reflexionen auf die Signalauswertung wird das Messsystem mit nichtlinearer Filterkennlinie nach Kapitel 4.3 betrachtet. Bei Verwendung der Kalibrierfunktion $\rho(\lambda, I_0) = \frac{\Phi_1}{\Phi_2}$ ist die durch parasitäres Hintergrundlicht bedingte Messabweichung gegeben zu

$$d\lambda = \sum_i \left[\frac{\partial \rho^{-1}}{\partial \Phi_i} \frac{\partial \Phi_i}{\partial \Phi_{i,\text{par}}} \right]_{\Phi_{i,\text{par}}=0} \cdot \Delta \Phi_{i,\text{par}} \quad (4.39)$$

$$= \frac{1}{C} \cdot \left[\frac{\Delta \Phi_{1,\text{par.}}}{\Phi_2} - \frac{\Phi_1 \Delta \Phi_{2,\text{par.}}}{\Phi_2^2} \right] \quad (4.40)$$

$$= \frac{1}{C} \cdot \left[\frac{\Delta \Phi_{1,\text{par.}}}{\Phi_1} - \rho \frac{\Delta \Phi_{2,\text{par.}}}{\Phi_2} \right]. \quad (4.41)$$

$$(4.42)$$

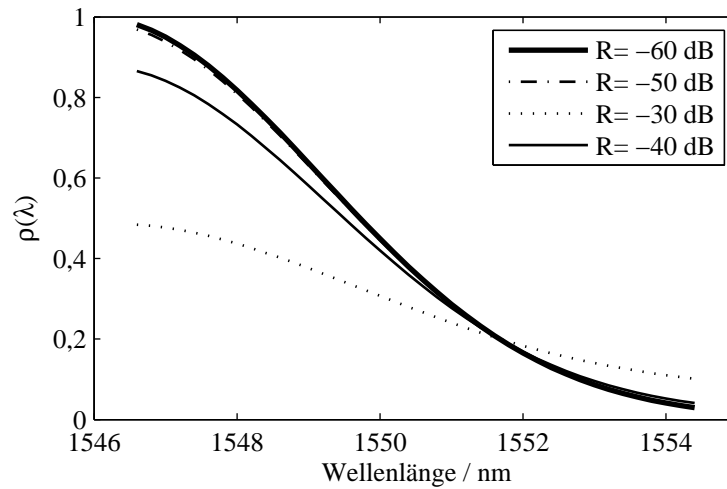


Abbildung 4.8: Resultierende effektive Filtercharakteristik bedingt durch optische Hintergrundsignale in Abhängigkeit von der effektiven Reflektivität.

Diese Näherung ist gültig für den Fall kleiner Signalabweichungen $\Phi_{\text{par},i} \ll \Phi_i$. Die Gültigkeit der Näherung kann für den Referenzkanal des betrachteten Systems mittels vereinfachter Annahmen dargestellt werden. Betrachtet wird eine ASE Lichtquelle mit einer spektralen Breite $W = 50 \text{ nm}$ mit konstanter spektraler Leistungsdichte $\frac{\Delta I}{\Delta \lambda} = 0,2 \frac{\text{mW}}{\text{nm}}$. Das Reflexionsspektrum des Faser-Bragg-Gitters wird als Rechteck-Reflexionsfenster mit einer Breite von 200 pm mit einer Reflektivität von 30% angenommen. Bei einer Störstelle in der Faser mit breitbandigem Intensitätsreflexionskoeffizienten R führt dies für das Verhältnis der Lichtleistungen am Eingang des Messsystems zu

$$\frac{P_{2,\text{Sensor}}}{P_{\text{par},2}} = \frac{12 \mu\text{W}}{10 \text{ mW} \cdot R} = 1,2 \cdot 10^{-3} \cdot R^{-1}. \quad (4.43)$$

Aus dieser Abschätzung ist ersichtlich, dass auf Grund der Breitbandigkeit der Lichtquelle selbst niedrige Reflektivitäten – z.B. am Faserende – das Messergebnis stark beeinflussen können. In der dargestellten Abschätzung ist die Intensität des parasitären Hintergrundlichts für Rückflussdämpfungen von -30 dB größer als die vom Faser-Bragg-Gitter reflektierte Lichtintensität. Ab Rückflussdämpfungen kleiner als -50 dB ist die vom Sensor reflektierte Lichtintensität um zwei Größenordnungen höher als die parasitäre Lichtintensität und die für die Fehlerabschätzung notwendige Bedingung $\Phi_{\text{par},i} \ll \Phi_i$ ist erfüllt. Die Betrachtung des parasitären

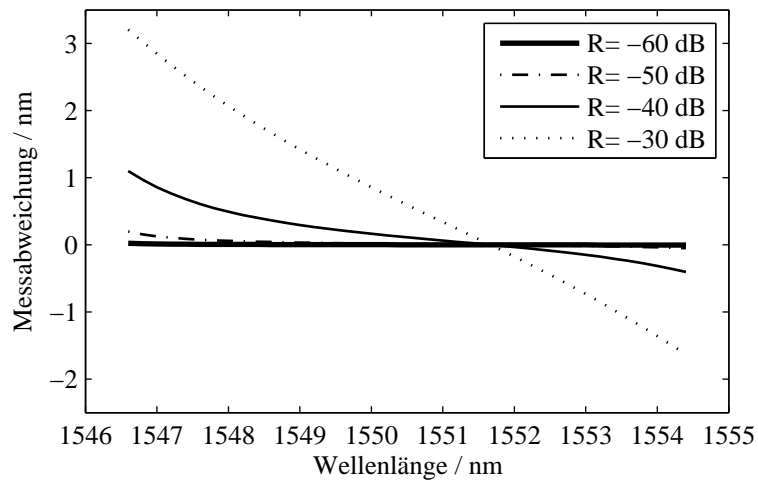


Abbildung 4.9: Messabweichung im betrachteten Beispielsystem bedingt durch Reflexion am Faserende.

Hintergrundlichts im Filtersignal ist analog zur Betrachtung des Referenzmesskanals.

Die durch parasitäre Reflexionen in der Messfaser bedingten Messabweichungen im betrachteten Beispielsystem mit nichtlinearer Filterkurve nach Abbildung 4.3 zeigt Abbildung 4.9 bei Annahme eines Faser-Bragg-Gitters mit gaußförmigem Reflexionsspektrum mit einer Halbwertsbreite von 100 pm bei Beleuchtung mit einer breitbandigen ASE-Lichtquelle nach oben aufgeführter Spezifikation für unterschiedliche parasitäre Gesamtreflexionswerte. Die durch das optische Hintergrundlicht bedingte Messabweichung nimmt, wie nach Gleichung 4.39 erwartet, stark mit der Größe der parasitären Reflexionen zu.

Der Einfluss von parasitärem Hintergrundlicht auf ein filterbasiertes Wellenlängenmesssystem ist phänomenologisch in [133] diskutiert. Rajan bezieht die Messabweichung auf das optische SNR des Spektrums einer schmalbandigen Lichtquelle. Als Mechanismus zur Erhöhung des optischen SNR wird eine Verbreiterung des spektralen Signals – entsprechend der Verwendung von Faser-Bragg-Gittern mit größeren Halbwertsbreiten – vorgeschlagen. Die dadurch bedingte höhere Lichtintensität des eigentlichen Messsignals an den Detektoren führt zu einem verringerten Einfluss der parasitären Reflexionen auf das Messergebnis.

4.3.3 Messabweichung bedingt durch die Breite des Faser-Bragg-Gitters

Die Verwendung eines spektral breitbandigen Faser-Bragg-Gitters ist jedoch mit weiteren Einschränkungen verbunden. Gewöhnlich wird für die Kalibrierung eines intensitätsbasierten Wellenlängenmesssystems eine spektral verstimmbare Lichtquelle – oftmals ein verstimmbarer Laser [98] [148] – verwendet. Abhängig von der verwendeten Lichtquelle weisen diese eine spektrale Breite von unter zehn Pikometern auf [126]. Konventionelle für die Sensorik verwendete Faser-Bragg-Gitter-Sensoren weisen Breiten von etwa 100 pm bis etwa 1 nm auf. Die unterschiedlichen Breiten der für die Kalibrierung und die eigentliche Messung verwendeten spektralen Signale führen – in Abhängigkeit von der zugrundeliegenden spektralen Charakteristik der optischen Filterelemente – zu Abweichungen bei der Messwertbestimmung. Das von Rajan [133] diskutierte System weist einen sehr großen spektralen Filterbereich (etwa 60 nm) auf. Das Reflexionsspektrum des Faser-Bragg-Gitters kann damit stets als schmal gegenüber der spektralen Dimension des Filters angenommen werden. Rajan zeigt daher den Einfluss von optischem Hintergrundlicht auf das Messergebnis, wie er in Kapitel 4.3.2 beschrieben ist, und die in dieser Arbeit in Gleichung 4.34 eingeführte Näherung ist stets gültig.

Dieser Abschnitt befasst sich mit der Güte der Systemkalibrierung, wenn diese mit einer spektral sehr schmalen verstimmbaren Quelle, beispielsweise einem verstimmbaren Laser, aufgenommen wird (vgl. Abbildung 4.10). Es stellt sich die Frage, inwieweit diese Kalibrierung zu Messabweichungen führt, falls beim Betrieb des Messsystems Faser-Bragg-Gitter mit unterschiedlichen spektralen Breiten als Sensoren verwendet werden. Die spektrale Ausdehnung des Faser-Bragg-Gitters beeinflusst das Messergebnis in zweierlei Hinsicht.

Einerseits ist bei einem breitbandigen Faser-Bragg-Gitter die oben gemachte Näherung der Schmalbandigkeit des Faser-Bragg-Gitters (vgl. Gleichung 4.34) nur bedingt gültig. Andererseits kann das Emissionsspektrum der verwendeten Lichtquelle über den Bereich des Faser-Bragg-Gitters inhomogen sein, was ebenfalls zu Messabweichungen von der idealen Charakterisierung führt. Der Einfluss einer inhomogenen spektralen Leistungsdichte der Lichtquelle auf das Messergebnis intensitätsbasierter Messsysteme ist in [141] diskutiert.

Für die isolierte Betrachtung des Einflusses der Breite des verwendeten Sensors auf die Messabweichung gegenüber den mit der schmalbandigen Kalibrierfunktion erhaltenen Messwerten wird eine konstante Empfindlichkeit E der Fotoektoren, sowie eine konstante emittierte Leistungsdichte I der Lichtquelle angenommen.

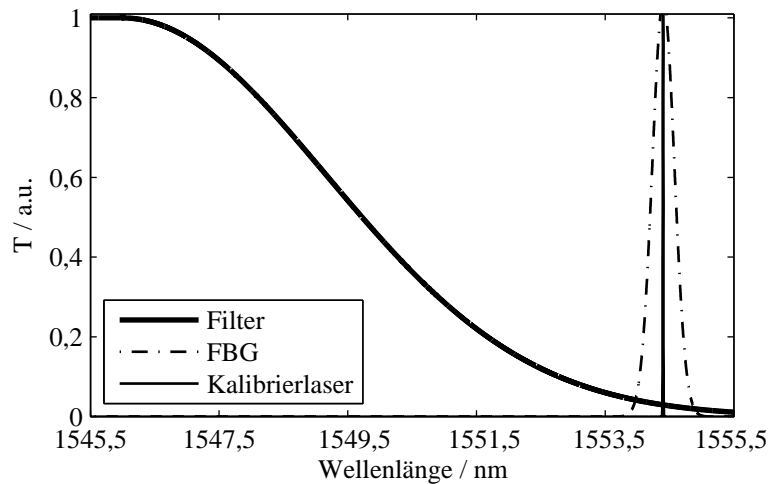


Abbildung 4.10: Transmissionscharakteristik des Filters bei idealer Kalibrierung mit einer spektral schmalbandigen Quelle. Rechts sind Spektren der idealen Kalibrierlichtquelle (schwarz) und eines typischen Faser-Bragg-Gitters (strichliert) dargestellt.

Unter diesen Annahmen ist das Signal am Fotodetektor des Filterkanals gegeben zu

$$\Phi_1 = \int_{\lambda} E \cdot I \cdot R(\lambda) T(\lambda) d\lambda, \quad (4.44)$$

wobei $R(\lambda)$ das Reflexionsspektrum des Faser-Bragg-Gitters und $T(\lambda)$ den Transmissionswert der Filterkomponente an der Wellenlänge λ bezeichnet. Mit den Annahmen einer idealen Lichtquelle und eines idealen Detektors lässt sich das Signal des Detektors angeben zu

$$\Phi_1 = I \cdot E \cdot [T(\lambda) \star R(\lambda_B - \lambda)](\lambda_B). \quad (4.45)$$

Der Operator \star bezeichnet die Faltung. Diese Darstellung verdeutlicht, dass die spektrale Charakteristik des Systems als Glättung des Transmissionsspektrums des optischen Filters mit dem Reflexionsspektrum des Faser-Bragg-Gitters interpretiert werden kann. Diese Glättung des Transmissionsspektrums führt zu Messfehlern, welche im Folgenden schematisch aufgezeigt werden. Bei Annahme eines streng linearen Transmissionsspektrums des Filters bleibt die Glättung ohne Einfluss auf das resultierende effektive Transmissionsspektrum. Die durch das Filter transmittierte Lichtintensität ist direkt proportional zum Transmissionwert des Filters an der Bragg-Wellenlänge des Faser-Bragg-Gitters. Abbildung 4.11 zeigt den Einfluss des

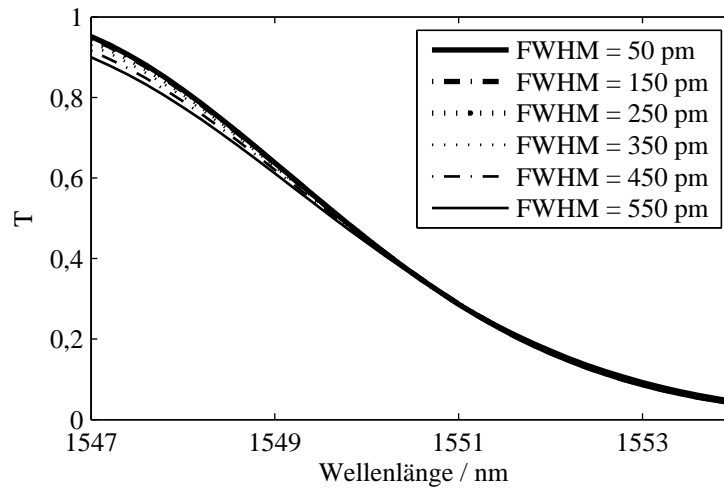


Abbildung 4.11: Resultierende effektive Filtercharakteristika bei Verwendung von Faser-Bragg-Gittern mit unterschiedlichen Halbwertsbreiten.

Glättungskerns auf die effektive Kennlinie des nichtlinearen Filters des betrachteten Systems für unterschiedliche Breiten des Faser-Bragg-Gitter-Sensors. An einem definierten Arbeitspunkt können die Kennlinien der optischen Filter in der Regel in Kleinsignalnäherung ausreichend genau durch eine lineare Kennlinie, bzw. durch eine Polynomentwicklung niedriger Ordnung, approximiert werden. Die Messabweichung, bedingt durch die Breite des Faser-Bragg-Gitters, ist in linearer Näherung gegeben zu

$$d\lambda = \sum_i \frac{\partial \rho^{-1}}{\partial \Phi_i} \Delta \Phi_i, \quad (4.46)$$

wobei die Abweichung $\Delta \Phi_i$ vom Detektorsignal Φ_i gegeben ist zu

$$\Delta \Phi_i \propto [T_i(\lambda) \star R(\lambda_B - \lambda)] (\lambda_B) - \int_{\lambda} T_i(\lambda) R(\lambda) \delta(\lambda - \lambda_B) d\lambda. \quad (4.47)$$

Die resultierenden Messabweichungen bei der Verwendung von Faser-Bragg-Gitter-Sensoren mit unterschiedlichen Breiten im Beispielsystem mit nichtlinearer Kennlinie sind in Abbildung 4.12 ersichtlich. Die Messabweichung steigt zu den Rändern des Messbereichs. Die maximale Messabweichung nimmt wie erwartet zu mit breiteren Faser-Bragg-Gittern, entsprechend höheren Werten von $\Delta \Phi_i$.

Die resultierende Messabweichung beim Betrieb des Messsystems kann mittels einer Anpassung der Systemkalibrierung auf das Sensorreflexionsspektrum

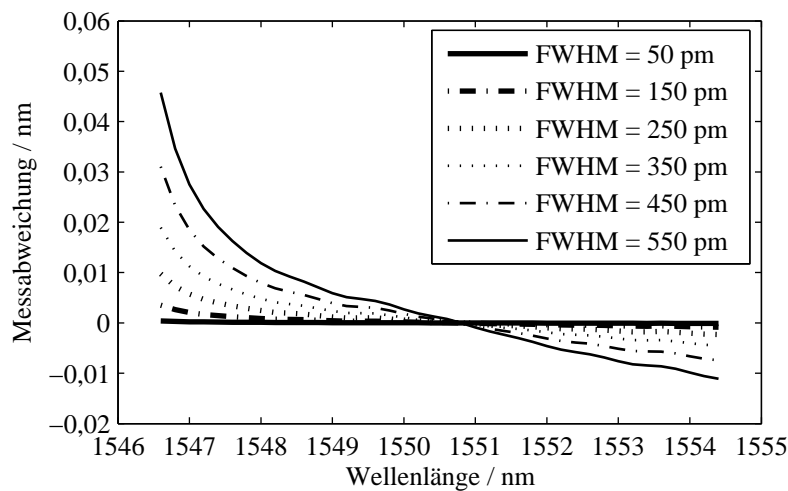


Abbildung 4.12: Messabweichung bedingt durch Breite des Faser-Bragg-Gitters. Die Kalibrierung des simulierten Systems ist mit einer Lichtquelle mit zehn Pikometern Breite vorgenommen

minimiert werden. Einerseits kann die Systemkalibrierung mit einer Lichtquelle erfolgen, die eine ähnliche spektrale Breite zu dem im Messbetrieb verwendeten Faser-Bragg-Gitter aufweist. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, eine auf die spektrale Breite des Faser-Bragg-Gitter-Sensors angepasste Kalibrierfunktion ρ' zu entwickeln. Analog zu Gleichung 4.45 können die der angepassten Kalibrierfunktion zu Grunde liegenden resultierenden spektralen Transmissionscharakteristika der Messkanäle durch Faltung der Transmissionscharakteristik mit dem Faser-Bragg-Gitter-Reflexionsspektrum erhalten werden.

4.4 Statistische Messunsicherheiten

Neben den systematischen Messabweichungen wird das Messergebnis durch eine Reihe statistisch bedingter Messunsicherheiten beeinflusst. Den Ausgangssignalen der Fotodetektoren ist ein auf Grund der quantisierten Natur des Lichts unvermeidliches Schrotrauschen aufgeprägt [70]. Weiterhin beeinflusst die notwendige elektrische Verstärkerelektronik das Messergebnis [55]. Beide Einflüsse werden im Folgenden an Hand einer grundlegenden Verstärkerschaltung – bestehend aus einem optoelektrischen Wandler und einer Transimpedanz-Verstärkerschaltung – diskutiert. Rauscheinflüsse durch die Analog/Digital-Konversion werden hier nicht betrachtet, sie wirken additiv zu den im Folgenden beschriebenen Rauschanteilen.

Modell

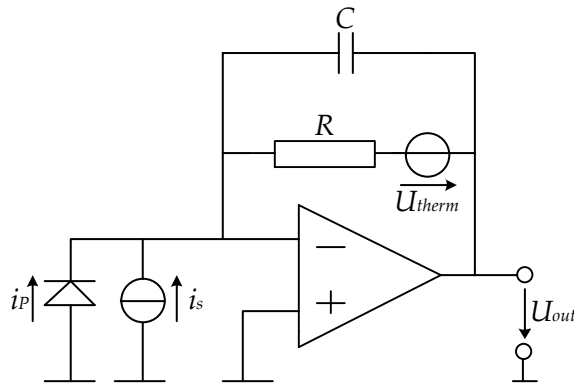


Abbildung 4.13: Verwendetes Verstärkersystem zur Diskussion der Rauschgrenzen des Messsystems.

Als Fotodetektor wird in dem dargestellten Beispielsystem eine Fotodiode betrachtet. Die Kennlinie einer Fotodiode bei Lichteinfall ist gegeben zu

$$I_{\text{diode}} = I_S [\exp(U_{\text{diode}}/U_T) - 1] - I_P(\Phi), \quad (4.48)$$

wobei der Fotostrom $I_P(\Phi)$ proportional zur Lichtintensität Φ ist. Durch die Beschaltung der Fotodiode mit einem Transimpedanzverstärker nach Abbildung 4.13 wird die Diode im Quasi-Kurzschlussbetrieb betrieben. Damit ist der Ausgangsstrom der Fotodiode linear zu der eingestrahelten Lichtleistung Φ . Das Ausgangssignal des idealen Transimpedanzverstärkers ist damit gegeben zu $U_{\text{out}} = I_P(\Phi) \cdot R$. In die Rauschbetrachtung des Systems gehen folgende Beiträge ein:

1. Schrotrauschen der Fotodiode bei Lichteinfall
2. Thermisches Rauschen des Rückkoppelwiderstandes der Verstärkerelektronik
3. weitere Rauschquellen wie z. B. Input-Current-Noise oder Output-Voltage Noise des Operationsverstärker können bei geeigneter Wahl der Verstärkerkomponente vernachlässigt werden [55].

Das Schrotrauschen des Detektors ist gegeben zu $\sigma_{i_{\text{shot}}} = \sqrt{2eiB}$, wobei e die Elementarladung, i den Fotostrom und B die zugelassene Bandbreite darstellt. Das thermische Rauschen des Rückkoppelwiderstandes der Verstärkerschaltung ist gegeben zu $\sigma_{U_{\text{therm}}} = \sqrt{4k_B \cdot T \cdot B \cdot R}$, wobei k_B die Boltzmannkonstante und T die absolute Temperatur des Widerstands angibt [70] [55]. Die Gesamtrauschamplitude

des Ausgangssignals kann auf Grund der unkorrelierten Rauscheinflüsse durch geometrische Addition der Rauschanteile des Ausgangssignals berechnet werden zu

$$\sigma_{U_{\text{out}}} = \sqrt{\left(\frac{\partial U_{\text{out}}}{\partial I_P} \sigma_I\right)^2 + U_{\text{therm}}^2} \quad (4.49)$$

$$= \sqrt{R^2 \sigma_I^2 + U_{\text{therm}}^2} \quad (4.50)$$

$$= \sqrt{R^2 2eB \cdot i + 4k_B \cdot T \cdot B \cdot R}. \quad (4.51)$$

Bei einer am Fotodetektor auftreffenden typischen Lichtleistung von $1 \mu\text{W}$, einer Fotodiodenempfindlichkeit von $E = 1 \text{ A/W}$, einer Systembandbreite von $B = 10 \text{ kHz}$ und einem Verstärkungsfaktor von $R \approx 10 \text{ M}\Omega$ führt dies zu einem Spannungsrauschen von $560 \mu\text{V}$ bei einem Ausgangssignalpegel von 10 V . Dies korrespondiert zu einem minimal realisierbaren SNR von ca. $1,7 \cdot 10^4$, entsprechend etwa 14 bit.

Das Messergebnis – die Bragg-Wellenlänge– wird beeinflusst durch die unkorrelierten Rauschanteile in den den beiden Fotodetektoren zugeordneten Verstärkerkanälen. Die Messunsicherheit in der Bestimmung der Bragg-Wellenlänge kann durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung bestimmt werden. Die Wellenlängenbestimmung erfolgt hier nicht mehr auf Basis der Ausgangssignale der Fotodetektoren, sondern vielmehr aus den gleichwertigen, da proportionalen, Ausgangsspannungssignalen der analogelektronischen Verstärkerschaltungen

$$\sigma_{\lambda_B} = \sqrt{\sum \left(\frac{\partial \rho^{-1}}{\partial U_i} \sigma_{U_i}\right)^2} \quad (4.52)$$

$$= \left[\sum \left(\frac{\partial \rho^{-1}}{\partial U_i}\right)^2 (R^2 2eB \cdot i_i + 4k_B \cdot T \cdot B \cdot R) \right]^{1/2}. \quad (4.53)$$

Der Fotostrom i_i des i -ten Detektors ist gegeben durch die mit der spektralen Empfindlichkeit der Fotodetektoren multiplizierte Leistung des auf den Detektor treffenden Lichts. Für die Abschätzung der resultierenden Messunsicherheit bei der Wellenlängenbestimmung wird wiederum die charakteristische Funktion ρ nach Gleichung 4.25 betrachtet werden. Aus Gleichung 4.25 und Gleichung 4.52 ergibt sich die Unsicherheit bei der Bestimmung der Wellenlänge, bedingt durch Shot-Noise und thermisches Rauschen der Verstärkerschaltung bei einer lokal linearisierbaren

4 Ratiometrische Messverfahren und Grenzen

Kennlinie zu

$$\sigma_{\lambda_B} = \frac{1}{C} \left[\left(\frac{\sigma_1}{U_2} \right)^2 + \left(\frac{U_1 \sigma_2}{U_2^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.54)$$

$$= \frac{\rho}{C} \left[\left(\frac{\sigma_1}{U_1} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_2}{U_2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.55)$$

$$= (\lambda_B + \lambda_0) \left[\left(\frac{\sigma_1}{U_1} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_2}{U_2} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (4.56)$$

Für die Abschätzung des Einflusses der Lichtleistung und des elektrischen Verstärkungsfaktors wird der erste Term der Klammer betrachtet:

$$\left(\frac{\sigma_1}{U_1} \right)^2 = \frac{R^2 2e^2 B \cdot I_P(\Phi_1) + 4k_B \cdot T \cdot B \cdot R}{I_P(\Phi_1)^2 \cdot R^2} \quad (4.57)$$

$$= \frac{2e^2 B}{I_P(\Phi_1)} + \frac{4k_B \cdot T \cdot B}{I_P(\Phi_1)^2 \cdot R}. \quad (4.58)$$

Das Systemrauschen kann somit einerseits durch die Steigerung der optischen Leistung im Reflexionssignal des Faser-Bragg-Gitters verringert werden. Gleichzeitig ist ein möglichst hoher Verstärkungsfaktor der ersten Verstärkerstufe der analogelektronischen Verstärkerschaltung zu wählen, um einen minimalen Einfluss des thermischen Rauschens der Elektronik zu gewährleisten. Die zugelassene elektrische Bandbreite geht linear in das Systemrauschen ein.

Die zu erwartenden Rauschpegel des Systems mit nichtlinearer Kennlinie bei den oben beschriebenen Parametern sind in Abbildung 4.14 gezeigt. Die Unsicherheit bei der Wellenlängenbestimmung nimmt zu für geringere maximale Lichtintensitäten, entsprechend geringeren maximalen Fotoströmen. Die Abschätzung aus Gleichung 4.43 zeigt, dass die von einem Faser-Bragg-Gitter reflektierte Lichtintensität in der Größenordnung einiger μW liegt. Nach Abbildung 4.14 liegt das für das betrachtete System zu erwartende Rauschen in der Größenordnung von 10^{-6} nm. Diese Untergrenze erscheint nicht begrenzend für den technischen Einsatz eines solchen Messsystems. Diese Unsicherheit bei der Bestimmung der Wellenlänge entspricht bei einer Temperaturmessung mittels eines mechanisch unbelasteten Faser-Bragg-Gitters bei 1550 nm einer Temperaturunsicherheit von etwa $1/100$ °C, bzw. einer Dehnung des Faser-Bragg-Gitters von etwa 10^{-3} $\mu\text{m}/\text{m}$.

4.5 Multiplex-Ansätze – gleichzeitige Erfassung mehrerer FBG-Signale

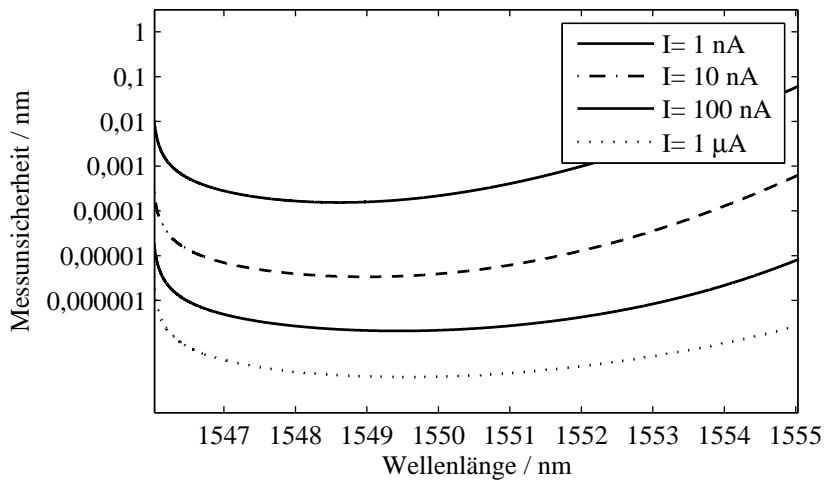


Abbildung 4.14: Resultierende wellenlängenabhängige Unsicherheit bei der Bestimmung der Wellenlänge des Sensors im Beispielsystem mit nichtlinearer Kennlinie für unterschiedliche maximale Fotoströme an den Detektoren.

4.5 Multiplex-Ansätze – gleichzeitige Erfassung mehrerer FBG-Signale

Das in Kapitel 4.1 beschriebene grundlegende Messprinzip intensitätsbasierter Faser-Bragg-Gitter-Messsysteme hat gegenüber konventionellen Messverfahren den Nachteil, dass stets nur ein einziges Faser-Bragg-Gitter in einer Messfaser ausgewertet werden kann. Gerade die potentielle Multiplexierbarkeit einer Vielzahl an Sensoren in einer einzelnen Faser wird in der Literatur jedoch als Alleinstellungsmerkmal dieser Sensortechnologie herausgestellt. Die Auswertung einer Vielzahl von Messstellen in einer Faser erlaubt die Erfassung verteilter Parameter, wie z.B. Temperaturfelder oder großflächige Dehnungsverteilungen, wie z.B. an (Infrastruktur-) Bauwerken [46] [181] [27].

Die Verwendung von optischen Multiplexern erlaubt die gleichzeitige Auswertung mehrerer Faser-Bragg-Gitter in einer Messfaser mittels eines filterbasierten Messsystems. Jedem Faser-Bragg-Gitter in der Messfaser ist ein spektraler Bereich $\lambda_{0,i} \pm \Delta\lambda$ zugeordnet. Dieser Bereich ist derart gewählt, dass über den Arbeitsbereich des Messgerätes jeweils nur ein Sensor pro spektralem Messbereich vorhanden ist. Das an den einzelnen Faser-Bragg-Gittern reflektierte Licht wird zu einem optischen De-/Multiplexer geführt. Die Ausgangskanäle des Multiplexers sind derart konfiguriert, dass jedes Sensorband $\lambda_{0,i} \pm \Delta\lambda$ an einem separaten Ausgangskanal des

4 Ratiometrische Messverfahren und Grenzen

Multiplexers anliegt. Jedem Ausgang des optischen Multiplexers ist somit genau ein Sensorband zugeordnet. An dem i -ten Ausgangskanal des Multiplexers kann ein nach Kapitel 4.1 konzipiertes intensitätsbasiertes Messsystem zur Messung der Wellenlänge des zugeordneten Faser-Bragg-Gitters verwendet werden. Die Anzahl der erfassbaren Faser-Bragg-Gitter-Signale ist somit bei angepasster Wahl des Multiplexers entsprechend den konventionellen Messsystemen lediglich durch die Anzahl der durch die breitbandigen Lichtquelle definierten Sensorbänder beschränkt. Der schematische Aufbau eines multiplexierten filterbasierten Messsystems ist in Abbildung 4.15 dargestellt.

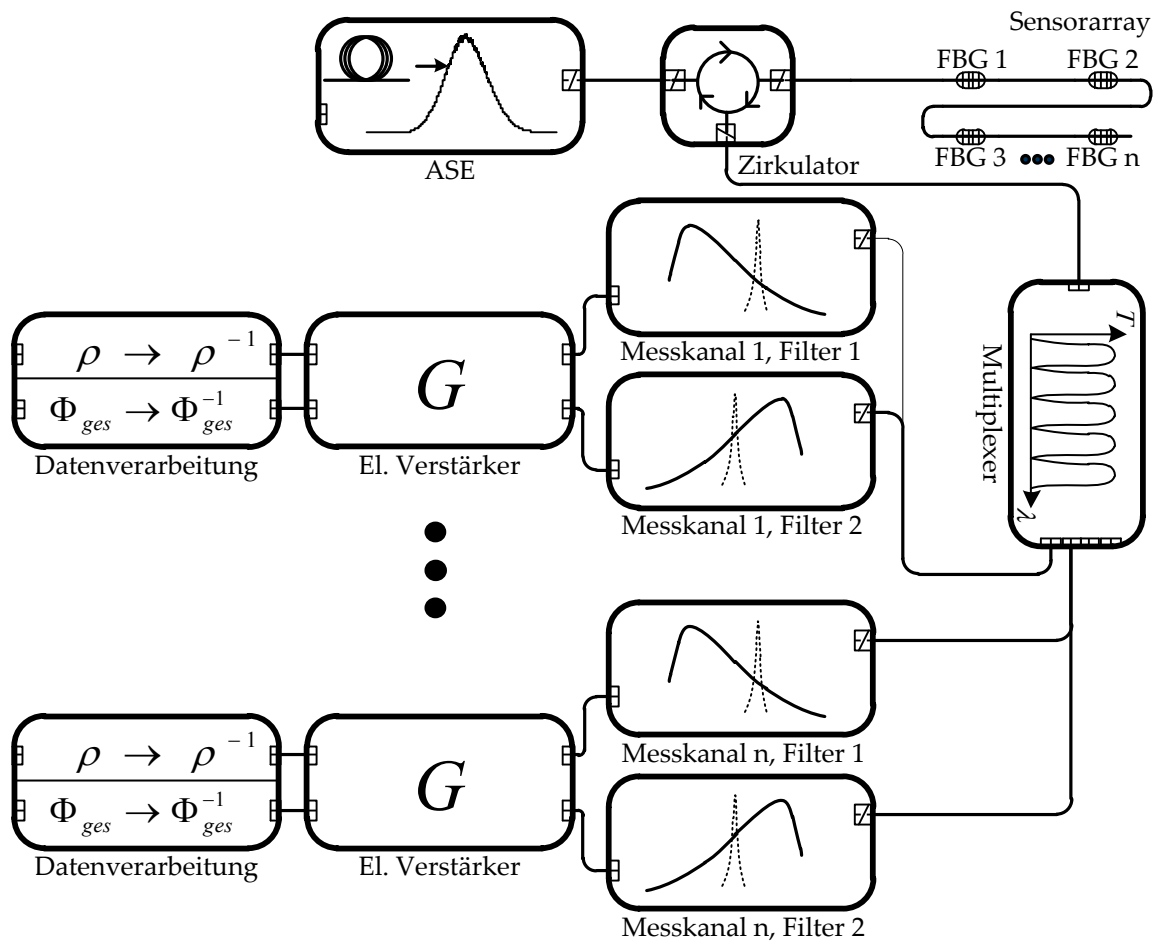


Abbildung 4.15: Systemaufbau eines filterbasierten Messsystems für die Auswertung von multiplexierten Faser-Bragg-Gittern.

Das in dem Ausgangskanal des De-/Multiplexers geführte Licht entstammt der

4.5 Multiplex-Ansätze – gleichzeitige Erfassung mehrerer FBG-Signale

Reflexion an dem zugeordneten Faser-Bragg-Gitter. Zusätzlich zum Messsignal sind in jedem der Ausgangskanäle optische Störsignale vorhanden. Diese Störsignale sind einerseits bedingt durch parasitäre Reflexionen oder Rayleigh-Streuung in der Messfaser (vgl. Kapitel 4.3.2). Des Weiteren weisen optische Multiplexer ein baubedingtes Kanalübersprechen auf. Im i -ten Ausgangskanal des Multiplexers wird ein Anteil des Lichts aus dem Wellenlängenband $\lambda_{i\pm n} \pm \Delta\lambda$ geführt. In der Literatur wird dieses Übersprechen zwischen benachbarten Kanälen als 'adjacent channel crosstalk' bezeichnet, das Kanalübersprechen zwischen nicht direkt spektral aneinandergrenzenden Ausgangskanälen entsprechend als 'non-adjacent channel crosstalk'. Das Kanalübersprechen führt gemäß Gleichung 4.39 zu Messabweichungen im System.

4.5.1 Darstellung der Kombination Filter / Multiplexer

Aus der obigen Darstellung ist leicht ersichtlich, dass die effektiven Filterkurven $T_{i,1/2,eff}(\lambda)$ des i -ten Messkanals durch das Transmissionspektrum des optischen Demultiplexers beeinflusst werden. Das effektive Transmissionspektrum der Anordnung ist gegeben zu $T_{i,1/2,eff}(\lambda) = T_{i,1/2}(\lambda) \cdot T_{i,Multiplexer}(\lambda)$. Im Falle zweier Filterkurven $T_{i,1/2}(\lambda)$ mit gegenläufiger Steigung im Messbereich wird die Mittenwellenlänge des Ausgangskanals des Demultiplexers so gewählt, dass die Mittenwellenlänge des entsprechenden Ausgangskanals am Schnittpunkt der Kennlinien der verwendeten optischen Filter zu liegen kommt. Eine typische Konfiguration der Transmissionspektren optischer Filter und des Transmissionspektrums des Ausgangskanals des optischen De-/Multiplexers ist in Abbildung 4.16 a) dargestellt.

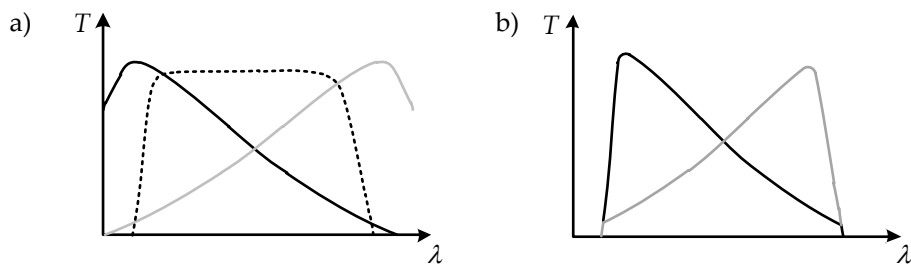


Abbildung 4.16: a) Spektrale Konfiguration eines Ausgangskanals des optischen Demultiplexers (strichliert) und zugeordnete optische Filter des Messkanals. b) Resultierende Gesamttransmissionspektren der Kombination aus den optischen Elementen.

Es ist naheliegend, die in Abbildung 4.16 a) schematisch dargestellten sich schneidenden Filterkurven mittels eines optischen Multiplexers direkt zu realisieren. Sich

schneidene Flanken der Transmissionsspektren benachbarter Ausgangskanäle eines optischen Demultiplexer können analog zur Auswertung von Faser-Bragg-Gittern herangezogen werden. Sano hat dieses Messprinzip bei Verwendung eines Arrayed Waveguide Gratings 1999 zum Patent angemeldet und 2003 publiziert [79] [142]. Da in einem filterbasierten Messsystem jedem optischen Filter nur ein Faser-Bragg-Gitter zugeordnet sein darf, können mit einem Messsystem bei Verwendung eines optischen De-/Multiplexers mit n Ausgangskanälen als optische Filtereinheit maximal $n/2$ Faser-Bragg-Gitter ausgewertet werden. In dem in Abbildung 4.15 dargestellten System ist jedem Ausgangskanal des De-/Multiplexers ein Faser-Bragg-Gitter-Sensor zugeordnet, es kann damit prinzipiell die doppelte Anzahl an Faser-Bragg-Gitter-Sensoren ausgewertet werden. Die Verwendung von optischen Demultiplexer-Komponenten als optische Filter bringt jedoch den enormen Vorteil gegenüber der Verwendung diskreter optischer Filterkomponenten, dass der Aufwand für die Kontrolle der Umgebungsparameter – insbesondere der Temperatur – nur sehr gering ist. Dies ist zum Teil bedingt durch die sehr kompakten Bauformen von kommerziell erhältlichen optischen De-/Multiplexern [159].

Passive optische Wellenlängen De-/Multiplexiereinheiten können mittels einer Vielzahl an Technologien realisiert werden:

Diffraktive (mikro-)optische Elemente Das aus einer Faser ausgekoppelte Licht wird über ein Beugungsgitter und eine fokussierende optische Abbildung spektral selektiv auf räumlich separierte Faserausgänge abgebildet [68] [91].

(Mikro-)optische Aufbauten mit Dünnschichtfilterelementen Das einfallende (breitbandige) Licht wird über einen ersten Dünnschichtfilter auf einen ersten Ausgang abgebildet. Der Dünnschichtfilter weist ein schmalbandiges Transmissionband und ein außerhalb davon breitbandiges Reflexionsband auf. Das am ersten Filter reflektiert Licht wird zu einem zweiten Dünnschichtfilter geführt, usw. [68] [66].

Integriert optische diffraktive Elemente De-/Multiplexer auf Basis von integriert optischen diffraktiven Elementen sind im Funktionsmechanismus mit den oben beschriebenen De-/Multiplexern auf Basis abbildender Optik vergleichbar, jedoch ist das Licht stets innerhalb eines integriert optischen Bauelements geführt, die diffraktiven Strukturen sind mittels eines lithographischen Prozesses realisiert [88] [33].

Einen guten Überblick über Aufbautechniken optischer Multiplexer gibt [78]. Moderne Demultiplexer weisen eine Temperaturdrift der Transmissionscharakteristika kleiner etwa 10 pm/K auf [74] [77].

Arbeiten zur Realisierung von Faser-Bragg-Gitter-Messsystemen auf Basis opti-

scher De-/Multiplexer wurden unter anderem von Xiao et al. [183], Sano et al. [142], sowie von Su et al. [151] veröffentlicht.

4.5.2 AWG-basiertes Faser-Bragg-Gitter-Messsystem

Integriert optische Demultiplexer stellen auf Grund der geringen realisierbaren Abmessungen der Komponente einen interessanten Ansatz für die Realisierung eines Faser-Bragg-Gitter-Messsystems dar. Sano hat die Funktion eines Faser-Bragg-Gitter-Messsystems auf Basis eines Arrayed Waveguide Gratings 2003 demonstriert.

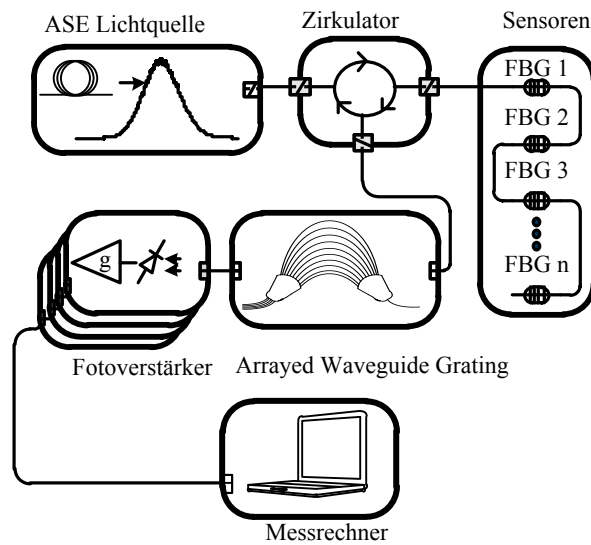


Abbildung 4.17: Schematischer Aufbau eines Faser-Bragg-Gitter-Messsystems basierend auf einem Arrayed Waveguide Grating (AWG).

Abbildung 4.17 zeigt den schematischen Aufbau des von Sano implementierten Systems. Eine Vielzahl von Faser-Bragg-Gitter-Sensoren wird breitbandig, beispielsweise mittels einer ASE-Lichtquelle, beleuchtet. Das von den Sensoren reflektierte Licht wird über einen faseroptischen Zirkulator zum Eingang des Arrayed Waveguide Gratings geführt. Im Arrayed Waveguide Grating wird das einfallende Licht wellenlängenabhängig auf die Ausgangskanäle abgebildet. Die den Ausgangskanälen zugeordneten Faser-Bragg-Gitter-Sensoren sind derart gewählt, dass sie spektral zwischen den Transmissionmaxima zweier benachbarter AWG-Ausgangskanäle zu liegen kommen. Die Konfiguration der Ausgangskanalspektren und des Faser-Bragg-Gitter-Reflexionsspektrums ist in Abbildung 4.18 a) illustriert. Die Ausgangs-

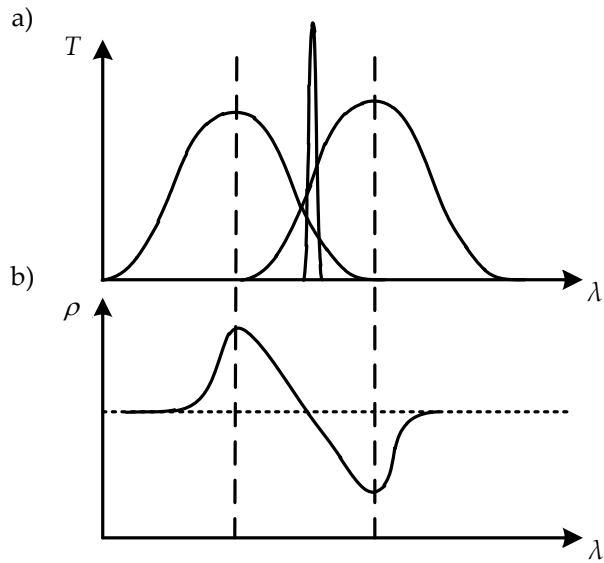


Abbildung 4.18: a) Konfiguration der Ausgangskanäle eines Arrayed Waveguide Gratings und eines Faser-Bragg-Gitter-Sensors in einem Messsystem auf Basis eines Arrayed Waveguide Gratings. b) Die Kalibrierfunktion $\rho(\lambda)$ weist einen linearen Verlauf in der Mitte des Messbereichs auf.

kanaltransmissionsspektren eines Arrayed Waveguide Gratings können in guter Näherung durch Gauß'sche Transmissionsprofile angenähert werden [114] zu

$$T_i(\lambda) = T_{0,i} \cdot \exp\left(-4 \ln(2) \frac{(\lambda - \lambda_{0,i})^2}{\Delta\lambda_i^2}\right) + T_{\text{par}}, \quad (4.59)$$

wobei $T_{0,i}$ die maximale Transmission des Kanals, $\Delta\lambda_i^2$ die Halbwertsbreite der spektralen Transmissionscharakteristik und T_{par} den non-adjacent channel crosstalk bezeichnet. Eine intensitätsunabhängige Kalibrierfunktion eines Arrayed Waveguide Grating-basierten Messsystems kann nach Sano [142] angegeben werden zu

$$\rho(\lambda) = \log \frac{\Phi_i}{\Phi_i + 1}. \quad (4.60)$$

Bei Annahme eines schmalen Faser-Bragg-Gitters und eines vernachlässigbaren non-adjacent channel crosstalks kann die Kalibrierfunktion damit angegeben werden

4.5 Multiplex-Ansätze – gleichzeitige Erfassung mehrerer FBG-Signale

zu

$$\rho(\lambda) = \frac{T_{0,i} \cdot \exp\left(-4 \ln(2) \frac{(\lambda - \lambda_{0,i})^2}{\Delta\lambda_i^2}\right)}{T_{0,i} \cdot \exp\left(-4 \ln(2) \frac{(\lambda - \lambda_{0,i+1})^2}{\Delta\lambda_{i+1}^2}\right)} \quad (4.61)$$

$$\approx \frac{4 \log 2 \Delta\lambda_0 [2\lambda_B - (\lambda_{0,i} + \lambda_{0,i+1})]}{\left[\frac{\lambda_{0,i} + \lambda_{0,i+1}}{2}\right]^2 + \Delta\lambda_B} + C. \quad (4.62)$$

Der spektrale Kanalabstand der Ausgangskanäle des Arrayed Waveguide Gratings ist durch $\Delta\lambda_0$ gegeben, $\Delta\lambda_B$ bezeichnet die Halbwertsbreite des Faser-Bragg-Gitters. Die Kalibrierfunktion kann in guter Näherung in der Mitte des Messbereichs zwischen den beiden Transmissionsmaxima als linear angenommen werden. Dort weisen beide Ausgangskanäle eine ausreichend hohe Transmittivität auf. Zu den Rändern des Messbereichs verliert die Linearisierung an Güte, es kommt zu der in Abbildung 4.18 b) dargestellten Nichtlinearität der Filterkennlinie.

Sano verwendet in dem von ihm demonstrierten System ein kommerzielles Arrayed Waveguide Grating. Der Kanalabstand kommerzieller De-/Multiplexer orientiert sich am ITU⁶-Grid. Das ITU-Grid gibt festgelegte Spezifikationen für die Kanalmittenwellenlängen eines De-/Multiplexers vor. Der aktuelle Standard G.694.1 sieht einen Kanalabstand von 100 GHz, entsprechend 800 pm vor [1]. Moderne Multiplexier- und Demultiplexierer weisen einen Kanalabstand von 50 GHz auf [73], was einem Kanalabstand von etwa 400 pm im optischen C-Band entspricht. Die kommerzielle Entwicklung dieser Komponenten, insbesondere die Entwicklung hin zu höherer Kanalanzahl bei niedrigeren Kanalabständen, ist von der Entwicklung der faseroptischen Telekommunikation getrieben. Niedrigere Kanalabstände ermöglichen eine erhöhte Anzahl optischer Transmissionskanäle und führt somit zu einer Steigerung der maximalen Datenrate pro Glasfaser. Weiterhin bedingt der Verwendungszweck als De-/Multiplexer, dass Komponenten mit niedrigen Kanalübersprechen realisiert werden. Diese Entwicklung ist entgegengesetzt zu den Anforderungen an Arrayed Waveguide Gratings für den Einsatz in Faser-Bragg-Gitter-Messsystemen. Der zugängliche Messbereich pro Ausgangskanalpaar sinkt mit abnehmendem Kanalabstand und sinkendem Kanalübersprechen (adjacent-channel-crosstalk).

⁶International Telecommunication Union

4.6 Designparameter eines FBG-Messsystems auf Basis eines Arrayed Waveguide Gratings

Hinsichtlich des Einsatzes in faseroptischen Messsystemen stellt sich die Frage, welche Anforderungen an das Design eines Arrayed Waveguide Gratings für Verwendung in einem filterbasierten Faser-Bragg-Gitter-Messsystem gestellt werden, und wie die Designparameter des Arrayed Waveguide Gratings die Performanz des Messsystems beeinträchtigen. Im Folgenden wird die Systemperformanz eines Faser-Bragg-Gitter-Messsystems auf Basis eines Arrayed Waveguide Gratings abgeschätzt [199].

Die folgende Rauschbetrachtung vernachlässigt den Einfluss von statischen Fehlerquellen auf Messabweichungen im Messsystem.

Performanzmodell

Die Rauschbetrachtung wird mittels des in Kapitel 4.4 dargestellten Modells mit den grundlegenden Rauschquellen durchgeführt. Die Systemfunktion wird an Hand des spektralen Messbereichs bewertet, innerhalb dessen die zu erwartende Messunsicherheit σ_{λ_B}

$$\sigma_{\lambda_B} = \left[\sum \left(\frac{\partial \rho^{-1}}{\partial U_i} \right)^2 \left(R^2 2eB \cdot \int_{\lambda} E(\lambda) \cdot I(\lambda) \cdot R(\lambda) T(\lambda) d\lambda + 4k_B \cdot T \cdot B \cdot R \right) \right]^{1/2} \quad (4.63)$$

kleiner als 10 pm ist. Im Grundmodell wird ein Arrayed Waveguide Grating mit einem Kanalabstand von 400 GHz, entsprechend ca. 3,2 nm bei einer Mittenwellenlänge von 1550 nm betrachtet. Die Transmissionsspektren weisen eine Halbwertsbreite von 2,25 nm auf. Es wird die Auswertung eines einzelnen Faser-Bragg-Gitters betrachtet. Die Rauschanteile in den Fotodetektorsignalen werden daher zunächst auf dieses Faser-Bragg-Gitter beschränkt, der Einfluss eines spektral benachbarten Faser-Bragg-Gitters über non-adjacent channel crosstalk wird nicht betrachtet. Die Transmissionscharakteristika der Ausgangskanäle sind als streng gaußförmig angenommen. Das Reflexionsspektrum des numerisch simulierten Faser-Bragg-Gitters ist angelehnt an ein apodisiertes Faser-Bragg-Gitter simuliert durch ein Gauß'sches Reflexionsspektrum mit einer Halbwertsbreite von 100 pm bei einer maximalen Reflektivität von 30%. Die spektrale Leistungsdichte der Beleuchtungsquelle ist konstant 200 $\mu\text{W}/\text{nm}$. Zusätzlich sind weitere Transmissionsverluste in Höhe von -10 dB angenommen. Quellen dieser zusätzlichen Signaldämpfung liegen in der Einfügedämpfung des faseroptischen Zirkulators / Kopplers und der Einfügedämpfung des Arrayed Waveguide Gratings. Der Rückkoppelwiderstand

4.6 Designparameter eines FBG-Messsystems auf Basis eines Arrayed Waveguide Gratings

der Transimpedanzverstärkerschaltungen ist definiert zu $10 \text{ M}\Omega$, die zugelassene elektrische Bandbreite beträgt 10 kHz .

Einfluss der spektralen Leistungsdichte der Lichtquelle

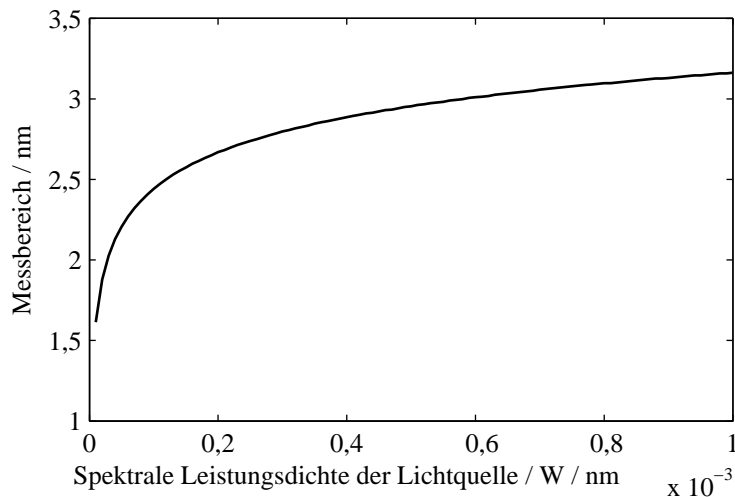


Abbildung 4.19: Nutzbarer Messbereich ($\sigma < 10 \text{ pm}$) in Abhängigkeit von der (konstanten) spektralen Leistungsdichte der Lichtquelle.

Abbildung 4.19 zeigt den maximal nutzbaren Messbereich bei Definition einer maximalen Unsicherheit bei der Wellenlängenbestimmung von 10 pm für spektrale Leistungsdichten der Lichtquelle zwischen $1 \text{ }\mu\text{W}/\text{nm}$ und $1 \text{ mW}/\text{nm}$. Spektrale Leistungsdichten von $1 \text{ mW}/\text{nm}$ lassen sich durch die Verwendung von ASE-Lichtquellen erreichen [224]. Die untere Grenze der spektralen Leistungsdichte entspricht gängigen Leistungsdichten einer in eine Monomodefaser eingekoppelten LED⁷ [36]. Der nutzbare Messbereich steigt wie erwartet mit steigender Beleuchtungsintensität am Faser-Bragg-Gitter an. Bei einer maximalen spektralen Leistungsdichte von $1 \text{ mW}/\text{nm}$ ergibt sich ein nutzbarer Messbereich von $3,2 \text{ nm}$.

Einfluss der spektralen Breite des Faser-Bragg-Gitters

Nach Gleichung 4.52 bedingt die erhöhte Gesamtlichtleistung an den Detektoren, welche von einem breitbandigen Faser-Bragg-Gitter reflektiert wird, ein steigendes

⁷Light Emitting Diode

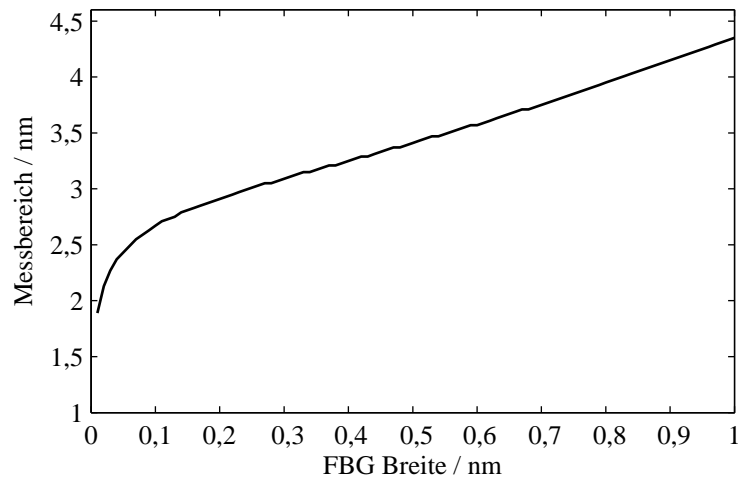


Abbildung 4.20: Nutzbarer Messbereich ($\sigma < 10$ pm) in Abhängigkeit der spektralen Breite des Faser-Bragg-Gitters.

SNR der Signale der Photodetektoren. Dies führt nach obiger Betrachtung zu einem niedrigeren Gesamtsystemrauschen bei Wellenlängenbestimmung an Hand der Kalibrierfunktion ρ , bzw. ρ^{-1} . Das sinkende Gesamtsystemrauschen spiegelt sich in der Systemanalyse in einem steigenden nutzbaren Messbereich wider. Die Abhängigkeit des Messbereichs von der Breite des Faser-Bragg-Gitter-Sensors ist in Abbildung 4.20 dargestellt. Der nutzbare Messbereich nimmt asymptotisch linear mit der Breite des Sensors zu.

Einfluss der elektrischen Bandbreite des Systems

Filterbasierte Messsysteme bieten gegenüber konventionellen Faser-Bragg-Gitter-Messsystemen den Vorteil einer möglichen sehr hohen Messbandbreite bei gleichzeitiger Anti-Aliasing Tiefpassfilterung des Faser-Bragg-Gitter-Sensorsignals. Eine hohe Messbandbreite geht einher mit höheren Rauschanteilen in den verstärkten analogelektrischen Signalen, was zu einer höheren Unsicherheit in der Wellenlängenberechnung über die Kalibrierfunktion führt. Der Einfluss der zugelassenen elektronischen Bandbreite auf den nutzbaren Messbereich ist in Abbildung 4.21 gezeigt. An den Rändern des Messbereichs ist in mindestens einem der Kanäle nur eine sehr geringe Lichtintensität messbar. In diesen Bereichen ergibt sich ein vergleichsweise großes Rauschen. Eine lange Integrationszeit, entsprechend einer niedrigen zugelassenen elektrischen Bandbreite, erlaubt eine angemessenen rauscharme Signa-

4.6 Designparameter eines FBG-Messsystems auf Basis eines Arrayed Waveguide Gratings

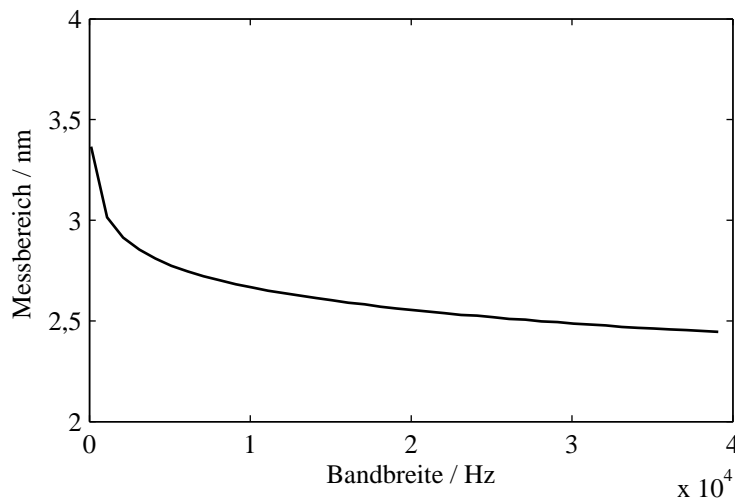


Abbildung 4.21: Nutzbarer Messbereich ($\sigma < 10$ pm) in Abhängigkeit von der zugelassenen elektrischen Bandbreite.

lerfassung. Hohe elektrische Bandbreiten führen zu steigenden Rauschpegeln und damit zu niedrigeren nutzbaren Messbereichen.

Einfluss der Breite der AWG-Ausgangskanäle

Das wellenlängenabhängige Systemrauschen ist minimal für einen Faser-Bragg-Gitter-Sensor am Schnittpunkt der sich kreuzenden Filterkennlinien der AWG-Ausgangskanäle. Mit wachsender spektraler Distanz des Sensors vom Kanalschnittpunkt sinkt die messbare Lichtintensität in mindestens einem der Messkanäle auf Grund der monotonen Filtercharakteristik der AWG-Ausgangskanäle.

Das sinkende SNR hin zu den Rändern des Messbereichs kann bei Inkaufnahme einer geringeren Empfindlichkeit durch eine niedrigere Steigung der Transmissionsflanken der Ausgangskanäle verbessert werden [142]. Der nutzbare Messbereich in Abhängigkeit der spektralen Breite der Transmissionscharakteristika ist in Abbildung 4.22 dargestellt. Der Messbereich nimmt linear mit der Breite der Ausgangskanäle zu. Die Realisierung beliebiger Kanalbreiten stellt eine technologische Hürde dar, da die grundlegenden Forschungsarbeiten zu Arrayed Waveguide Gratings in der entgegengesetzten Richtung auf die Realisierung niedrigerer Kanalbreiten bei gleichzeitiger Gewährleistung einer hohen Kanalisolierung zielen [154] [155]. Diese technischen Bestrebungen sind verbunden mit dem Aufkommen sogenannter Flat-Top Arrayed Waveguide Gratings [44].

4 Ratiometrische Messverfahren und Grenzen

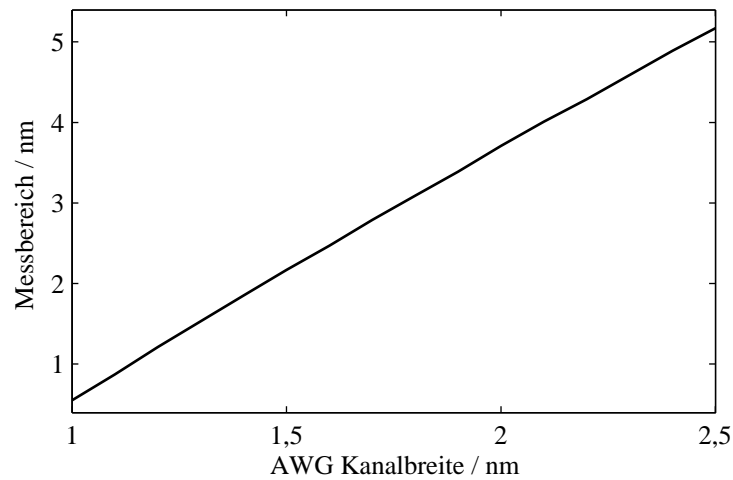


Abbildung 4.22: Nutzbarer Messbereich ($\sigma < 10$ pm) in Abhängigkeit der spektralen Breite (FWHM) der Ausgangskanäle des Arrayed Waveguide Gratings.

Im Rahmen dieser Arbeit konnten zwei Lösungsansätze für die technische Realisierung eines Messsystems mit technisch sinnvollem Messbereich auf Basis eines Arrayed Waveguide Gratings zum Patent angemeldet werden [230] [231].

5 Dynamisches FBG-Messsystem: Anwendungen und Messergebnisse

5.1 Projektbeschreibung

Im Rahmen des von der ESA¹ initiierten Forschungsprojekts 'SMAFO' (Structural Monitoring of the ARIANE Launcher with Fiber Optic Sensors) wurde ein faseroptisches Messsystem für die Erfassung dynamischer Lasten mittels Faser-Bragg-Gitter-Sensoren für den Einsatz auf der ARIANE Trägerrakete während der Startphase auf Basis eines Arrayed Waveguide Gratings konzipiert und implementiert. Das Projekt wurde in Kooperation mit der Firma Kayser-Threde GmbH, München, dem Instituto Nacional de Técnica Aeroespacial, Madrid sowie der Firma EADS Astrium, Bremen durchgeführt. Im Folgenden werden die Grundlagen des Projekts beschrieben und der Einsatz von faseroptischer Sensorik auf Trägerraketen begründet. Die Anforderungen an das zu implementierende Messsystem werden abgeleitet und die technische Konzeptionierung und Realisierung des Messsystems dargelegt [193] [196] [200].

5.1.1 Motivation

Die Trägerrakete ARIANE und deren Subsysteme erfordern Instrumentierung für unterschiedliche Messaufgaben für den gesamten Lebenszyklus der Strukturelemente von der Herstellung bis zur Flugphase. Bei der Herstellung können Sensoren zur Überwachung und Steuerung des Fertigungsprozesses verwendet werden. Beispielsweise kann der Aushärtegrad von CFK²-Strukturen während des Curing-Prozesses durch in die Struktur eingebrachte Faser-Bragg-Gitter-Sensoren überwacht werden [41] [116]. Ähnliche Anwendungen ergeben sich für die Instrumentierung bei der Gesamtintegration und Montage [158]. Während des Fluges der ARIANE ist messtechnische Instrumentierung für Regelkreise und zur Bestimmung von Umwelteinflüssen auf die Trägerrakete notwendig. Von besonderem Interesse sind hierbei mechanische und thermische Belastungen. Daneben ist die strukturelle Überwachung von besonderer Bedeutung für die Charakterisierung der Struktur-

¹European Space Agency

²carbonfaserverstärkter Kunststoff

5 Dynamisches FBG-Messsystem: Anwendungen und Messergebnisse

entwicklung der ARIANE Trägerrakete. Während der Test- und Qualifizierungsphase am Boden³ werden Lasten mittels einer sehr großen Anzahl an Dehnungs-, Temperatur- und Beschleunigungssensoren ermittelt. Die Anzahl der Messkanäle ist beim Ground Testing nicht durch begrenzte Kapazitäten bei Datenverarbeitung und Telemetrie, oder durch Umwelteinflüsse beschränkt. Für die Charakterisierung des Verhaltens der mechanischen Struktur werden beispielsweise bis zu 300 Dehnungssensoren an einer Oberstufe einer ARIANE in einem Prüfstand verbaut.⁴ Die daraus gewonnen Informationen sind jedoch nur bedingt repräsentativ für die während der Startphase auftretenden mechanischen Lasten, da die Prüfbedingungen an einem Prüfstand dieser Dimension nur bedingt die realen Lasten nachbilden können.

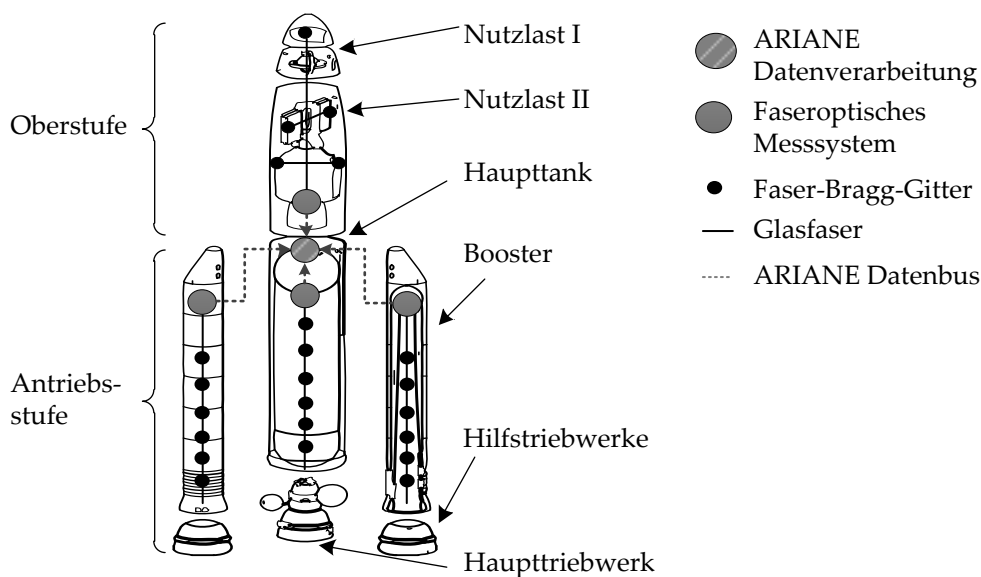


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau einer ARIANE-Trägerrakete mit verteiltem Faser-Bragg-Gitter-Messsystem.

Während des ersten Fluges (in-flight verification) wird eine große Zahl an Messkanälen auf der ARIANE installiert. Dies ist mit hoher Komplexität und hohen Kosten, sowie verminderter Nutzlastkapazität während des Fluges verbunden. Daher werden während Standard-Flügen lediglich etwa 100 Sensoren (Dehnung, Temperatur, Beschleunigung) für die gesamte Trägerrakete verwendet. Demgegenüber werden etwa 700 Sensoren (Dehnung, Temperatur, Beschleunigung), beim Ground Testing für die Überwachung der Oberstufe eingesetzt.

Eine erweiterte Erfassung von Strukturdaten während kommerzieller Flüge kann

³Ground Testing

⁴Persönliche Kommunikation, Hr. Eilers, EADS

helfen, das Strukturverhalten zu charakterisieren und damit ein besseres Verständnis über die Leistungsfähigkeit von Strukturkomponenten der ARIANE zu erlangen. Desweiteren können erweiterte Strukturdaten verwendet werden, um FEM-Modelle zu verbessern, mechanische Lasten auf die Trägerraketenstruktur und auf die Nutzlast besser zu verstehen oder sogar zu senken, und die Strukturreserven des bestehenden Designs zu reduzieren. Diese Art von Post-Launch-Flight Assessments ist ein wichtiges Instrument bei der Konsolidierung und der Weiterentwicklung der Ariane.

Das derzeitige Niveau der strukturellen Überwachung der ARIANE ist beschränkt auf Grund der für den Einsatz im Luft- und Raumfahrtbereich zugelassenen Messtechnik, den on-board Datenverarbeitungskapazitäten sowie Gewichtsbeschränkungen. Die erforderlichen Kabelbäume der derzeitig installierten Sensorik nehmen einen erheblichen Anteil des Masse- und Volumen-Budgets der Rakete ein. Die Lücke zwischen der bestehenden strukturellen Überwachung und der wünschenswerten Überwachung, charakterisiert durch eine höhere Anzahl an Messstellen, kann durch eine neue Sensor-Technologie in Kombination mit einer unabhängigen Datenverarbeitungseinheit und Telemetrie gefüllt werden.

Die faseroptische Sensorik auf Basis von Faser-Bragg-Gittern bietet eine interessante Alternative zu der bisher verwendeten elektrischen Basis-Sensortechnologie. Insbesondere die Unempfindlichkeit gegenüber Umwelteinflüssen (EMV), die Multiplexierbarkeit der Sensoren und das geringe Gewicht sprechen für das Potential dieser Sensortechnologie für den Einsatz auf Trägerraketen.

5.1.2 Technische Anforderungen an ein faseroptisches Messsystem

Das Hauptziel des Forschungsprojektes ist die Identifizierung des Potentials einer Glasfasersensorik-Instrumentierung für die Überwachung dynamischer Strukturlasten auf Trägerraketen während der Starphase. Die Machbarkeit dieses Ansatzes ist mit einem funktionstüchtigen Messsystem zu belegen. Weiterhin soll das TRL⁵ der verwendeten Technologie durch technische Innovation gegebenenfalls angehoben werden. Die Evaluierung der Technologie erfolgt auf Basis der Instrumentierungsanforderungen der ARIANE. Die faseroptische Messtechnik muss vergleichbar sein mit den bestehenden Instrumenten in allen Belangen der messtechnischen Anforderungen wie Datensynchronisierung, Anti-Aliasing, Bandbreite, Auflösung und Genauigkeit.

Das technische Konzept und die technischen Lösungen sollen an Hand der Spezifikationen der ARIANE entwickelt werden, gleichzeitig aber auch für andere Trägersysteme wie VEGA oder Flugtests anwendbar sein.

Die grundlegenden messtechnischen Anforderungen sind gegeben durch die zu

⁵Technology readiness level

erfassenden physikalischen Größen sowie durch die Bauraum- und Gewichtsbeschränkungen der Rakete. Diese sind:

Dezentrale Verteilung Das faseroptische Messsystem muss verteilt aufgebaut sein über die Subsysteme der Trägerrakete. Dies dient der Systemredundanz. Weiterhin sind so Teile des Messsystems, auch nach dem Absprengen von Teilkomponenten der Rakete, beispielsweise der Booster, funktionsfähig.

Abtastraten Je nach zu erfassender Messgröße und Zeitpunkt der Erfassung muss das System konfigurierbar sein auf unterschiedliche Abtastraten (<10 Hz, 1 bis 20 kHz). Für die Verwendung der Messsignale in Regelschleifen muss, wie bei konventioneller elektrischer Messtechnik, eine Signaltiefpassfilterung möglich sein.

Bauraum/Masse Das Messsystem muss in die bestehende Infrastruktur der Rakete integrierbar sein und darf dabei ein Massebudget von 300 g/Kanal nicht überschreiten. Eine erweiterte Instrumentierung soll nicht mit einer Verminderung der Nutzlast verbunden sein.

Faseroptische Messsysteme sind bereits kommerziell erhältlich oder wurden im Rahmen ähnlicher Studien und Entwicklungsprojekten entwickelt [31], jedoch ist keines dieser Systeme konform zu den beschriebenen (messtechnischen) Anforderungen, wie z.B. Multiplexing einer hohen Anzahl von Sensoren bei gleichzeitig hoher Messbandbreite mit einem großen Temperatur-Arbeitsbereich.

5.2 Messgerät design

Im Rahmen des Forschungsvorhabens wurden unabhängig voneinander zwei unterschiedliche Messsystem-Konzepte verfolgt.

Messsystem auf Basis einer elektro-optisch verstimmbaren Laserdiode In Vorarbeiten zu dem Forschungsvorhaben wurden am Lehrstuhl für Messsystem- und Sensortechnik die Grundlagen für die Erfassung von Faser-Bragg-Gitter-Signalen mittels einer elektro-optisch verstimmbaren Laserdiode gelegt [218]. Die emittierte Wellenlänge der verwendeten Laserdiode kann rein elektronisch mit Schaltzeiten im ns-Bereich verstellt werden [163]. Trotz der Unbestimmtheit der Systemübertragungsfunktion (vgl. Kapitel 3.4.1) bietet dieses Messsystem gegenüber herkömmlichen Messsystemen, bezogen auf den Einsatz auf Trägerraketen während der Startphase, den entscheidenden Vorteil, dass keinerlei mechanische Komponenten z.B. durch Vibration oder Resonanzanregung zu einer Störung des Messprozesses führen können. Dieser Ansatz wurde daher mit dem Ziel verfolgt, ein gegenüber

den vorherrschenden Umwelteinflüssen robustes Messsystem für die Erfassung physikalischer Parameter mit niedriger oder beschränkter Signalfrequenzen zu entwickeln [130] [221].

Intensitätsbasiertes Messsystem zur Erfassung dynamischer Lasten Die Spezifikationen des Messsystems für die Erfassung dynamischer Lasten sind gemäß Tabelle 5.1 definiert.

Tabelle 5.1: Spezifikation des Messsystems für die Erfassung dynamischer Lasten an Faser-Bragg-Gitter-Sensoren

| Parameter | Spezifikation |
|-------------------------------|--|
| Anzahl Sensoren pro Messfaser | 4 |
| Messbandbreite (f_{3dB}) | 20 kHz |
| Messbereich / Sensor | ca. 4 nm |
| Messunsicherheit | 10 pm |
| Maximales Volumen | 80 mm x 80 mm x 80 mm, definiert durch 'UCAT'-Schnittstelle |
| Leistungsaufnahme | < 5,5 W |

Die hohe Messbandbreite mit erforderlicher Signaltiefpassfilterung, bei gleichzeitiger Sensormultiplexierung innerhalb einer Messfaser, definiert die Notwendigkeit der Verwendung eines intensitätsbasierten Faser-Bragg-Gitter-Messsystems. Die Bauraumbeschränkung und die zu erwartenden thermischen Schwankungen während des Startvorgangs lassen die Verwendung eines intensitätsbasierten Messsystems auf Basis einer thermisch leicht zu stabilisierenden integriert optischen kombinierten Multiplexier- und Filterkomponente als sinnvoll und zielführend erscheinen. Als technologisch realisierbare und für den Messzweck geeignete Komponente wurde ein Arrayed Waveguide Grating gewählt und in Kooperation mit dem Heinrich-Hertz-Institut, FhG, gefertigt [193].

5.2.1 Komponentenauslegung

Die Auslegung des Arrayed Waveguide Gratings basiert auf dem in Kapitel 4.6 präsentierten Performanzmodell. Als Beleuchtungslichtquelle im Messsystem wurde eine ASE-Lichtquelle EASEN-13RMC0 gewählt. Die Lichtquelle deckt einen spektralen Bereich (FWHM) von 40 nm bei einer mittleren spektralen Leistungsdichte von 1,2 mW/nm ab. Die Spezifikation der im Projekt verwendeten Faser-Bragg-Gitter-Sensoren sind gegeben durch Standardparameter von Ziehturmgittern der Firma

FBGS Technologies [138] mit einer Halbwertsbreite von 100 pm bei einer maximalen Reflektivität von 30 %.

Auslegung der Ausgangskanäle des Arrayed Waveguide Gratings Nach Abbildung 4.22 ist der nutzbare Messbereich pro Ausgangskanalpaar des Arrayed Waveguide Gratings durch die spektrale Breite der Ausgangskanäle beschränkt. Der Design- und Herstellungsprozess des Arrayed Waveguide Gratings gab die Beschränkung der Kanalhalbwidthbreite auf 70% des Kanalabstands vor. Als technologisch machbar und in der erwarteten Leistungsfähigkeit des Messsystems ausreichend erwies sich ein Kanalabstand von 3,2 nm bei einer Kanalbreite von 1,6 nm. Die Transmissionscharakteristik ist als annähernd gaußförmig spezifiziert.

Spezielle Anpassung des Arrayed Waveguide Gratings für den Einsatz im Messgerät In konventionellen Arrayed Waveguide Grating-De-/Multiplexern werden die Ausgangskanäle des Arrayed Waveguide Gratings über eine Vielfaserabführung angebunden [75]. Die Anbindung von Fotodetektoren an das Arrayed Waveguide Grating über Glasfasern stellt hinsichtlich der mechanischen Stabilität, der realisierbaren Baugröße und der damit verbundenen thermischen Stabilisierbarkeit, einen begrenzenden Faktor dar. Um eine geringe Baugröße und damit eine thermale Stabilisierbarkeit des System zu gewährleisten, wurden die Fotodetektoren in einem Flip-Chip Verfahren auf der integriert optischen Komponente angebracht [76]. Die Anordnung der Fotodioden auf dem Arrayed Waveguide Grating ist schematisch in Abbildung 5.2 gezeigt. Um den Einfluss von Doppelbrechung in den planaren Wellenleitern des Arrayed Waveguide Gratings zu minimieren, ist in der Symmetrieebene der Gitterwellenleiter ein $\lambda/2$ -Plättchen eingebracht [154].

5.3 Systemaufbau

5.3.1 Optoelektronischer Aufbau

Das Arrayed Waveguide Grating mit aufgebrachtem Fotodiodenarray ist in einem für hermetische Versiegelung vorbereiteten Gehäuse an eine Monomodeglasfaser angekoppelt. Eine Schnittansicht der Faserankopplung ist in Abbildung 5.2 gezeigt. Die integriert optische Komponente ist auf einem, dem thermischen Ausdehnungskoeffizienten des Substrats des Arrayed Waveguide Grating angepassten, Metallwinkel mit thermisch leitendem Kontakt aufgebracht. Die auf dem Wellenleiter angebrachten Fotodioden sind über Bonddrähte auf ein Kontaktierungs-PCB geführt.

Die Faser am Eingangswellenleiter ist über Stumpf-, bzw. Butt-Coupling [174] brechzahlangepasst an den Wellenleiter angekoppelt. Die Justage der Koppelstelle erfolgt aktiv durch Maximierung der Transmission an den Mittenwellenlängen des

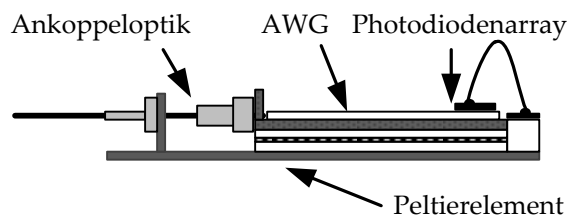


Abbildung 5.2: Schematischer Aufbau des optoelektronischen Packagings des Arrayed Waveguide Gratings.

Arrayed Waveguide Gratings. Der Metallwinkel ist auf einem Peltierelement TB-63-1,0-1,3 von Deltron verlötet. Zwei Thermistoren vom Typ 10Kb3MBD1 sind je seitlich an dem, unter dem Arrayed Waveguide Grating angebrachten, Metallwinkel in thermisch leitender Verbindung angebracht. Eine Ansicht des vergehäuseten Moduls ist in Abbildung 5.3 gezeigt. Die Kontaktierungsanschlüsse des Gehäuses sind im rechten Winkel zum Gehäuse abgeführt, sie liegen bündig auf der Verstärkerelektronik auf und werden dort zur Minimierung des mechanischen Lasteintrags großflächig verlötet. Das Gehäuse ist am vorderen und hinteren Ende am Messsystems fixiert.

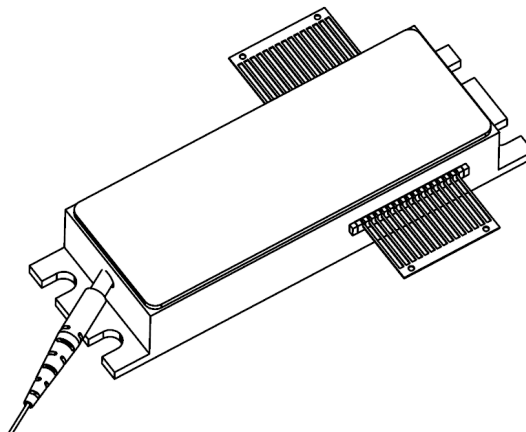


Abbildung 5.3: Schematischer Aufbau des optoelektronischen Packagings

5.3.2 Elektronik

Die Analogverstärkerelektronik ist pro Kanal als Transimpedanzverstärker mit einem Verstärkungsfaktor von 10^6 V/A mit nachgeschaltetem aktiven Bessel-Filter

5 Dynamisches FBG-Messsystem: Anwendungen und Messergebnisse

zweiter Ordnung mit einer Eckfrequenz von 20 kHz ausgeführt. Die verstärkten und konditionierten analogen Ausgangssignale der Verstärkerschaltungen werden über mechanisch stabilisierte SMB-Kontakte der Signalverarbeitungselektronik zugeführt. Die elektrischen Zuführungen zum Peltierelement und den Thermistoren des optoelektronischen Aufbau sind räumlich separiert von der Verstärkerelektronik ausgeführt.

5.3.3 Datenverarbeitung

Die analogelektronischen Ausgangssignale der Verstärkerschaltung werden mittels eines National Instruments PXI-Systems und einer AD-Wandlerkarte PXI-6133 erfasst. Die Wandlerkarte erlaubt die zeitsynchrone Erfassung von acht analogen Signalen mit einer Abtastrate von 2,5 MS/Kanal mit einer Auflösung von 14 bit. Die Analogsignale werden mittels einer in Labview [4] implementierten Software erfasst.

Das beschriebene Messsystem ist in einem für eine Rütteltischaufnahme adaptierten Metallgehäuse vibrationsfest verbaut. Eine Ansicht des Gesamtsystem gibt Abbildung 5.4.

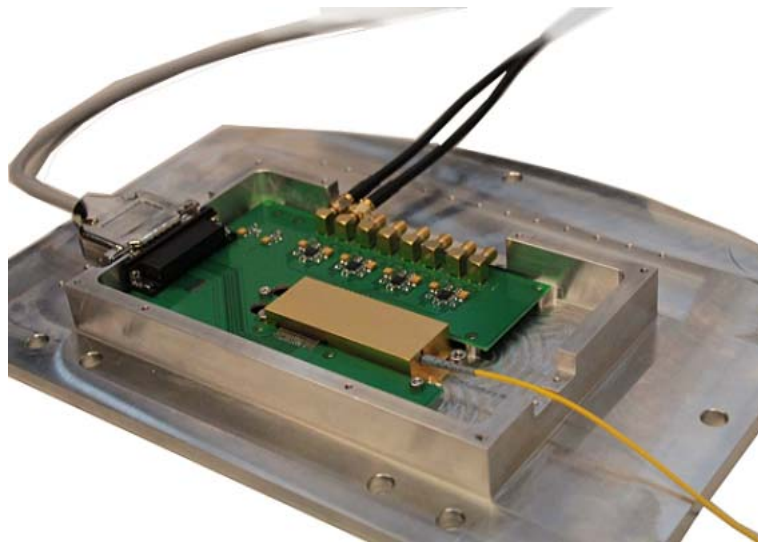


Abbildung 5.4: Gesamtaufbau des Messsystems auf Basis der Arrayed Waveguide Gratings.

5.4 Systemcharakterisierung

Für den Einsatz des Messsystems während der Messkampagne bei INTA wurde das Messsystem am Lehrstuhl für Messsystem- und Sensortechnik eingehender Charakterisierungen unterzogen. Exemplarisch werden im Folgenden die gemessenen Charakteristika der optischen Komponente, gefolgt von der Gesamtsystemcharakteristik des System beschrieben.

5.4.1 Messaufbau

Ein verstimmbarer Laser HP8168A dient als schmalbandige Kalibrierlichtquelle. Ein typisches Emissionsspektrum des Lasers ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Die Obergrenze der Halbwertsbreite des Lasers wurde mit einem optischen Spektrumanalysator Advantest Q8384 zu 10 pm bestimmt. Die Referenzierung der emittierten Wellenlänge und der in die Faser emittierten Lichtleistung wird mit einem Wavemeters HP86120 durchgeführt. Der Polarisationsgrad des Lasers wurde mit einem Polari-meter TXP5000 zu $> 99,5\%$ bestimmt. Mit Hilfe eines piezobasierten faseroptischen Polarisationsstellers der Firma General Photonics [186] kann der Polarisationszustand des vom Laser emittierten Lichts am Eingangswellenleiter des Arrayed Waveguide Gratings kontrolliert werden. Der Messvorgang wird mittels eines, in LabView realisierten, Prüfstands synchronisiert.

5.4.2 Spektrale Charakteristik

Zur Erfassung der spektralen Charakteristik bei einem definierten Polarisationszustand am Arrayed Waveguide Grating wird die Wellenlänge des verstimmbaren Laser bei konstanter Lichtleistung schrittweise verändert. Die an den Ausgängen der Analogelektronik anliegenden Signale werden am Prüfstand erfasst und im Dateisystem abgelegt. Abbildung 5.5 zeigt exemplarisch Transmissionsspektren von sechs Ausgangskanälen des Arrayed Waveguide Gratings in semilogarithmischer Darstellung. Die für die Messung der Wellenlänge eines Faser-Bragg-Gitter-Sensors notwendige Kanalüberlappung (adjacent channel crosstalk) beträgt -7 dB. Die Ausgangskanäle weisen einen non-adjacent channel crosstalk von etwa -25 dB auf. Dies liegt über dem zu erwartenden Kanalübersprechen von kommerziell erhältlichen Arrayed Waveguide Gratings. Das hohe Kanalübersprechen ist der kompakten Signalauskopplung aus dem Wellenleiter hin zu den auf dem Arrayed Waveguide Grating aufbrachten Fotodioden, bzw. Koppelverlusten an der Anbindung der Eingangsfaser, geschuldet.

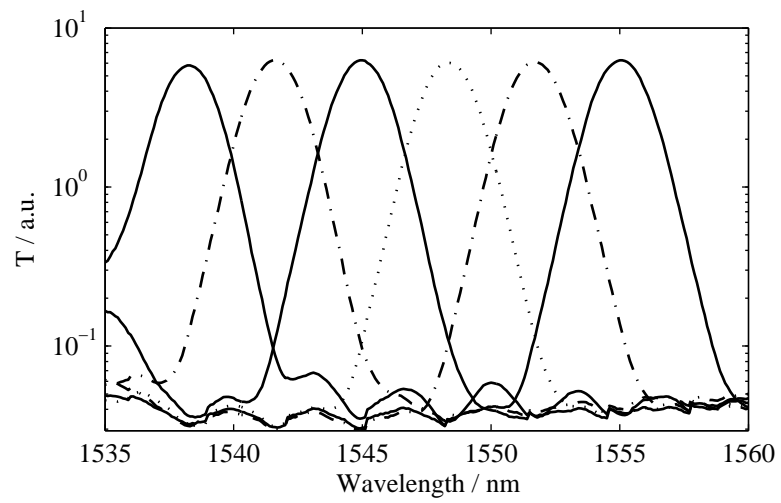


Abbildung 5.5: Transmissioncharakteristik der Ausgangskanäle des Arrayed Waveguide Grating.

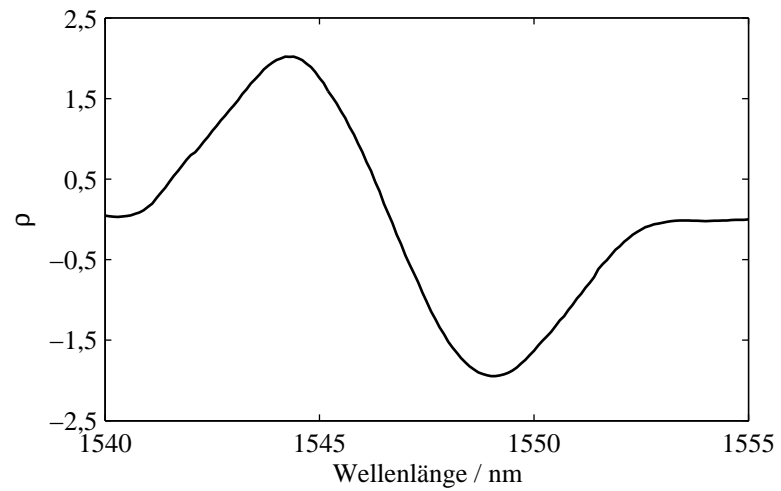


Abbildung 5.6: Resultierende Kalibrierfunktion ρ eines Ausgangskanalpaars des Arrayed Waveguide Gratings.

5.4.3 Auswertefunktion

Die Wellenlängenauswertung des Faser-Bragg-Gitter-Sensors erfolgt auf Basis der von Sano [142] eingeführten Kalibrierfunktion $\rho(\lambda) = \log\left(\frac{\Phi_1}{\Phi_2}\right)$. Die aus den in Abbildung 5.5 gezeigten Transmissionsspektren für ein Kanalpaar errechnete Kalibrierfunktion ist in Abbildung 5.6 exemplarisch dargestellt. Die Kalibrierfunktion weist einen linearen Verlauf am Kanalschnittpunkt ($\rho = 0$) auf. Zwischen den Extrema der Kalibrierfunktion ergibt sich ein monotoner Verlauf über einen spektralen Bereich von etwa 4,5 nm, welcher die notwendige Bedingung der Eindeutigkeit für die Signalauswertung erfüllt. Der Nutzbarkeit des so definierten Messbereichs setzt einen linearen Dynamikbereich der Analogverstärker von 40 dB voraus.

5.4.4 Polarisationsabhängige Empfindlichkeit

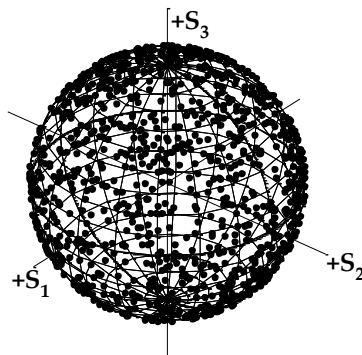


Abbildung 5.7: Poincaré-Darstellung der Verteilung der erzeugten Polarisationszustände am Polarisationssteller für 1000 zufällig generierte Ausgangspolarisationszustände.

Arrayed Waveguide Gratings weisen auf Grund von Doppelbrechung in dem planaren Wellenleiter einen PDL zwischen den beiden Hauptpolarisationsrichtungen auf [139] [85]. Der PDL wird im 'Scanning Polarization' Verfahren mittels eines Aufbaus nach [190] und [26] ermittelt. Der Polarisationssteller wird für die Messung als Polarisations-scrambler betrieben. Vier Piezoelemente, welche hintereinander in einem Winkel von 45° zueinander angeordnet eine Querdehnung in die lichtführende Faser einleiten, werden über einen Piezotreiber angesteuert. Durch die Querbelastung der Faser wird eine lokale Doppelbrechung in der Faser erzeugt, die Polarisationsdrehend bzw. verzögernd für Licht einer Polarisationsrichtung wirkt. Für den Betrieb als Polarisations-scrambler werden im Systemtakt von 1 ms ein Tupel aus vier zufällig generierten 12 bit Zahlen an den Controller des Polarisationsstellers

gesendet, um eine im zeitlichen Mittel zufällige Verteilung des Polarisationszustands zu erhalten. Dies entspricht dem Zustand statistisch unpolarisierten Lichts [129]. Für eine vom Laser emittierte Wellenlänge kann aus den kontinuierlich gemessenen Intensitäten an den Fotodetektoren die maximale, bzw. minimale Transmission durch das Arrayed Waveguide Grating und damit der wellenlängenabhängige PDL $\Gamma = \frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\max} + T_{\min}}$ bestimmt werden.

Die Messung des PDL nach der Maximum/Minimum-Methode macht erforderlich, dass die Verteilung der Polarisationszustände auf der Poincarékugel homogen ist. Damit ist sichergestellt, dass der Polarisationszustand mit maximaler, bzw. minimaler Transmission am Eingang der untersuchten optischen Komponenten erzeugt wird.

Die mittels eines Polarimeters TXP5000 gemessene Verteilung der Polarisationszustände am Ausgang des Polarisationsstellers über 1000 Messwerte ist in Poincaré-Darstellung in Abbildung 5.7 dargestellt. Es ergibt sich die geforderte homogene Verteilung der Ausgangspolarisationszustände.

PDL-Messungen

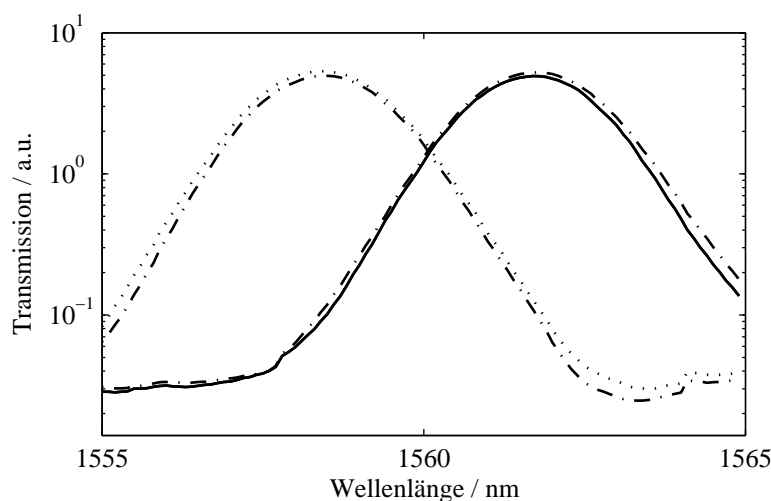


Abbildung 5.8: Polarisationsabhängigkeit der Transmissionscharakteristik zweier Ausgangskanäle des Arrayed Waveguide Gratings, exemplarisch dargestellt für den Zustand maximaler, bzw. minimaler Transmission.

Abbildung 5.8 zeigt exemplarisch die polarisationsabhängige Transmissionscharakteristik zweier benachbarter Ausgangskanäle des Arrayed Waveguide Gratings

in semilogarithmischer Darstellung. Der wellenlängenabhängige PDL äußert sich in einer spektralen Verschiebung der Transmissionskurven der Ausgangskanäle. Die Verschiebung ist bedingt durch die polarisationsabhängigen Dispersionseigenschaften des Wellenleitergitters [139] [85]. Der resultierende PDL Γ der Ausgangskanäle ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Der PDL der Ausgangskanäle zeigt sich als nicht konstant über den zu erwartenden Messbereich, entsprechend der Flanke der Transmissionscharakteristik des Ausgangskanals. Die aus den polarisationsaufgelöst gemessenen Kanaltransmissionsspektren nach Kapitel 4.3.1 abgeleitete maximale Messabweichung, bedingt durch den PDL des Messsystems, ist aus Abbildung 5.10 ersichtlich. Die maximal zu erwartende Messabweichung auf Grund von polarisationsabhängiger Transmission im Arrayed Waveguide Grating ist minimal im Zentrum des betrachteten Sensorbands. Zu den Rändern des Messbereichs nimmt die maximale Messabweichung zu bis zu einer maximalen Messabweichung von ca. 250 pm am Rand des Messbereichs.

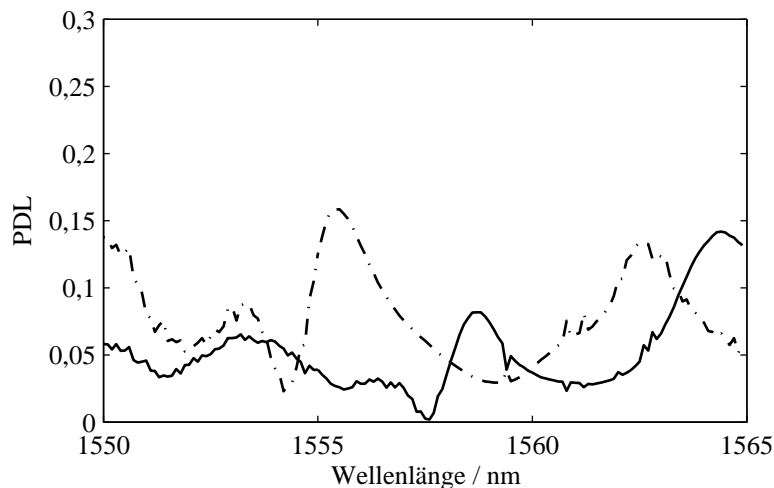


Abbildung 5.9: Ermittelter PDL der in Abbildung 5.8 dargestellten Ausgangskanäle des Arrayed Waveguide Gratings.

5.4.5 Temperaturstabilisierung

Die Temperaturstabilisierung des Systems wird mittels eines externen TEC-Treibers sichergestellt. Thermo-optische und thermo-elastische Effekte im Wellenleiter des Arrayed Waveguide Gratings bedingen eine temperaturabhängige Verschiebung der Ausgangskanaltransmissionsspektren der Komponente. Der Einfluss der Temperatur

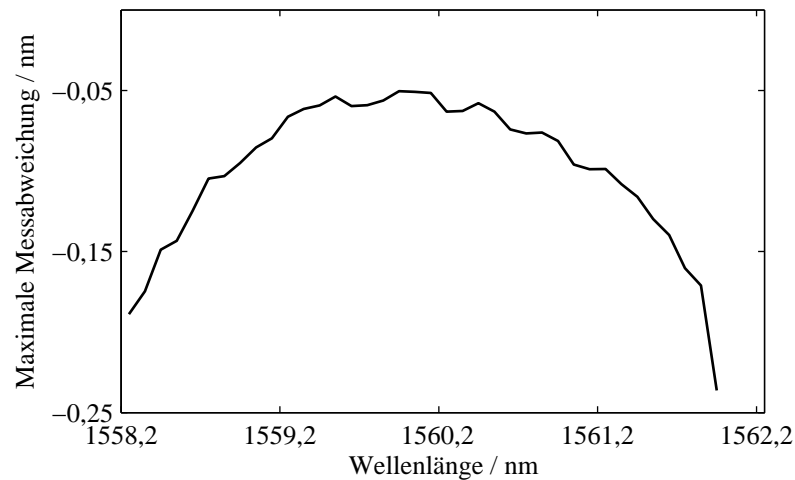


Abbildung 5.10: Maximale Messabweichung, bedingt durch PDL der Ausgangskanäle des Arrayed Waveguide Gratings.

auf die spektrale Charakteristik des Arrayed Waveguide Gratings ist in Abbildung 5.11 für zwei Regelsolltemperaturen von 20°C und 25°C gezeigt. Es ergibt sich eine spektrale temperaturabhängige Verschiebung der Transmissionskurven von $-0,120 \text{ nm/K}$. Um eine entsprechend geringe Messabweichung auf Grund von Temperatureinflüssen sicherzustellen ist es daher notwendig, das Arrayed Waveguide Grating thermal ausreichend gut zu stabilisieren. Im Versuch wurde bei konstanten Umgebungsparametern eine Stabilisierung auf $\pm 0,02^{\circ}\text{C}$ erreicht. Eine erweiterte Temperaturstabilisierung bei schwankenden Umgebungstemperaturen wurde durch eine zusätzliche, außerhalb des optoelektronischen Packagings aufgebrachte, Isolierungsschicht sichergestellt.

5.4.6 Signalauswertung

Die Signalauswertung erfolgt auf Basis der gewandelten analogelektronischen Signale im PXI-System. Der Datenverarbeitungsalgorithmus ist schematisch in Abbildung 5.12 beschrieben. Die Ausgangssignale U_i der Analogverstärkerschaltungen werden um vorab bestimmte Offsets der Verstärkerelektronik korrigiert. Die Intensität des parasitären optischen Hintergrundlichts in den Messkanälen (bedingt durch non-adjacent channel crosstalk, parasitäre Reflexionen in der Messfaser und Rayleigh-Streuung) wird aus den Signalen der nicht für die Messung verwendeten Ausgangskanäle des Arrayed Waveguide Grating ermittelt. Die Ausgangssignale der

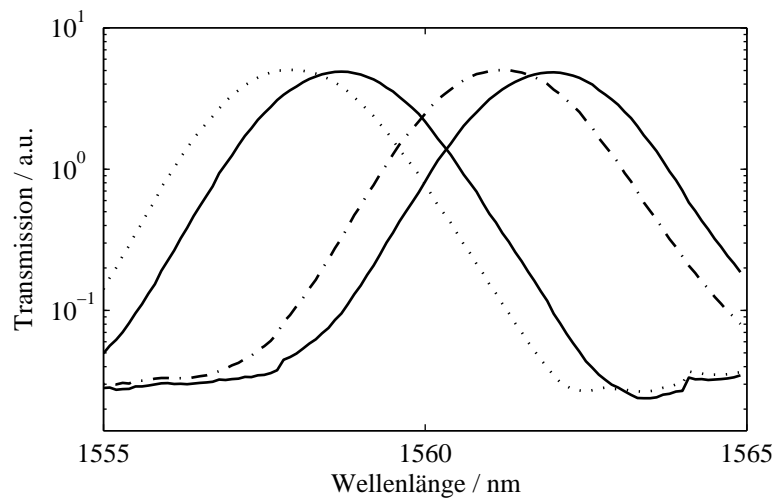


Abbildung 5.11: Temperaturabhängigkeit der Ausgangskanalcharakteristik des Arrayed Waveguide Gratings bei Temperaturänderung, dargestellt für 20°C und 25°C für ausgewählte Ausgangskanäle.

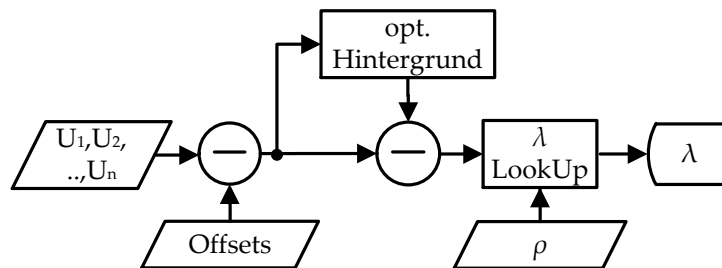


Abbildung 5.12: Datenauswertalgorithmus mit Offset- und optischer Hintergrundkorrektur.

relevanten Messkanäle werden um diesen zusätzlichen Fehleranteil korrigiert und anschließend der Messwertberechnung zugeführt. Die Wellenlängenberechnung erfolgt mittels eines Polynomlookups.

5.5 Systemfunktion

5.5.1 Statische Systemantwort

Neben der mittels des oben beschriebenen Aufbaus durchgeführten Systemkalibrierung wurde die Systemfunktion für statische Signale hinsichtlich nutzbarem Messbereich, Messunsicherheit und Einfluss des optischen Hintergrunds, bzw. der Leistungsfähigkeit des Kompensationsverfahrens mit Hilfe eines statisch belasteten, thermal stabilisierten Faser-Bragg-Gitters durchgeführt. Das Faser-Bragg-Gitter (Ziehturm Faser-Bragg-Gitter, $\lambda_B = 1560,04 \text{ nm}$, $R_{\max} = 30\%$, FWHM = 100 pm) wird senkrecht frei hängend mit geeichten Gewichten belastet. Das Faser-Bragg-Gitter ist mittels der bei den nachfolgend beschriebenen Systemtests bei INTA verwendeten Lichtquelle beleuchtet.

Systemantwort

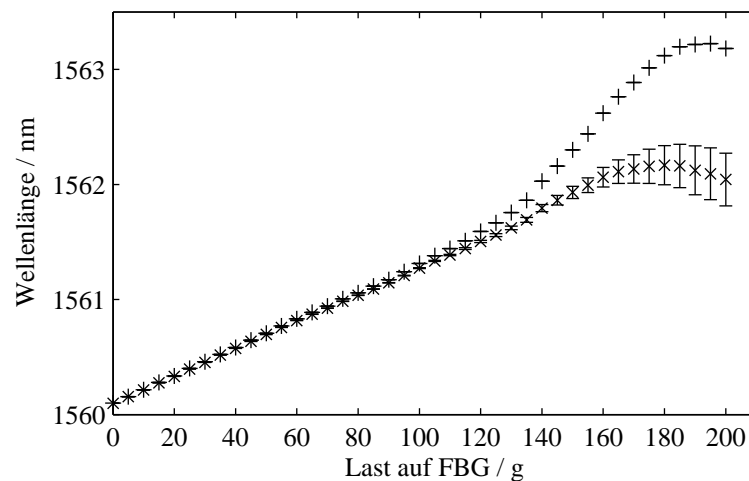


Abbildung 5.13: Ermittelte Wellenlängen bei statischer Belastung eines Faser-Bragg-Gitters. (+) Ermittelte Wellenlängen ohne Offsetkorrektur, (x) ermittelte Wellenlängen mit Offsetkorrektur.

Abbildung 5.13 zeigt ermittelte Wellenlängendaten des statischen Belastungstests. Die Wellenlängenmessdaten ohne Korrektur des optischen Hintergrunds (+) weichen zum Rand des Messbereichs hin von dem zu erwartenden linearen Verlauf der Wellenlänge ab. Diese Abweichung ist optischem Hintergrundlicht zuzuschreiben. Der Verlauf der Wellenlängendaten mit Hintergrundkorrektur (x) weist einen erwei-

terten linearen Verlauf zu höheren Lasten am FBG auf. Die Messunsicherheit bei der Wellenlängenbestimmung nimmt wie nach Kapitel 4.4 erwartet zum Rand des Messbereichs zu.

Messunsicherheit

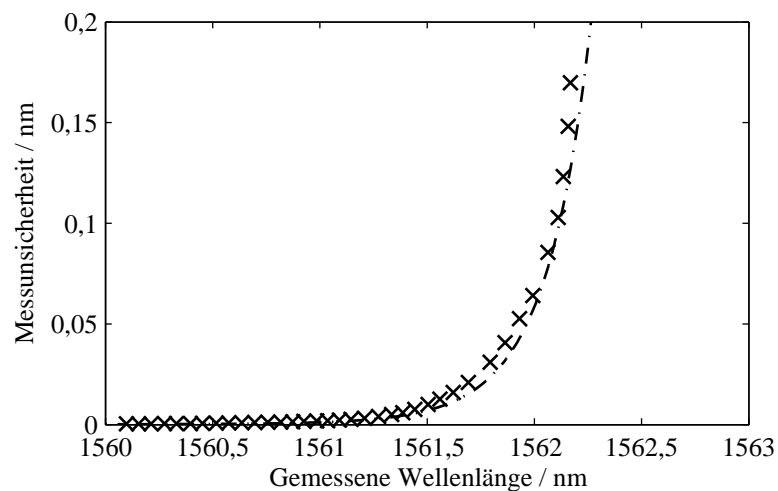


Abbildung 5.14: Ermittelte Messunsicherheit bei der Wellenlängenbestimmung (x) und nach Kapitel 4.4 erwartete Messunsicherheit (gestrichelte Darstellung).

Die resultierende wellenlängenabhängige Messunsicherheit bei der Wellenlängenbestimmung für die oben beschriebene Messkonfiguration ist in Abbildung 5.14 dargestellt. Der Verlauf der gemessene Messunsicherheit (x) ist in guter Übereinstimmung mit der nach Kapitel 4.6 erwarteten Messunsicherheit für ein Faser-Bragg-Gitter Messsystem auf Basis eines Arrayed Waveguide Gratings mit den realisierten Parametern bei Annahme eines Faser-Bragg-Gitters mit einer FWHM von 100 pm und einer Reflektivität von 30%. Die Messunsicherheiten sind dargestellt für einen einseitigen Ausschnitt des zugängigen Messbereichs eines Kanalpaars des Arrayed Waveguide Gratings. In der Mitte des Messbereichs ergibt sich eine Messunsicherheit von < 1 pm, zum Rand des Messbereichs steigt die Messunsicherheit auf etwa 170 pm an.

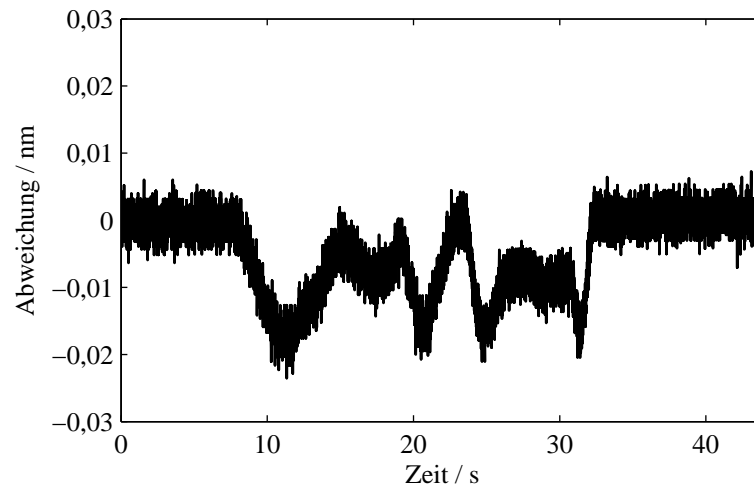


Abbildung 5.15: Resultierende Messabweichung bei kontinuierlicher Variation des Polarisationszustands am Eingang des Arrayed Waveguide Gratings.

5.5.2 Polarisationsabhängige Systemantwort

Die durch den Polarisationsgrad des Lichts bedingte Messabweichung wurde mit Hilfe des beschriebenen Testaufbaus für statische Sensorlasten ermittelt. Der Polarisationszustand des vom Faser-Bragg-Gitter reflektierten Lichts wird nach Propagation über den faseroptischen Zirkulator unter Zuhilfenahme des piezoelektrischen Polarisationsstellers kontrolliert variiert. Die resultierende Änderung der gemessenen Sensorwellenlänge bei der Wellenlängenbestimmung ist in Abbildung 5.15 ersichtlich. Es zeigt sich eine maximale Messabweichung von 15 pm. Der Polarisationsgrad des vom Faser-Bragg-Gitter reflektierten Lichts wurde zu $\approx 10\%$ bestimmt. Die ermittelte maximale Messabweichung von 15 pm liegt somit innerhalb der experimentell ermittelten maximalen Messabweichung (vgl. Abbildung 5.10).

5.5.3 Dynamisches Systemverhalten

Das Messsystem ist für die Erfassung dynamischer Sensorlasten mit einer Bandbreite von 20 kHz ausgelegt. Die Systemantwort auf hochfrequente mechanische Sensorlasten wurde mittels des piezogetriebenen Prüfstands nach Abbildung 5.16 ermittelt.

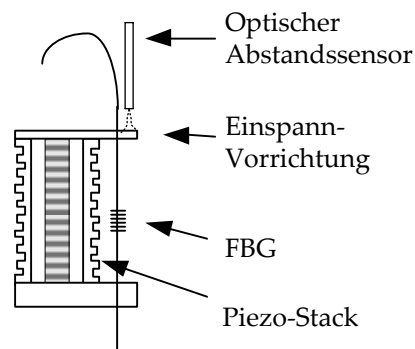


Abbildung 5.16: Testaufbau für die Einleitung dynamischer Dehnung in Faser-Bragg-Gitter auf Basis eines Piezo-Stacks.

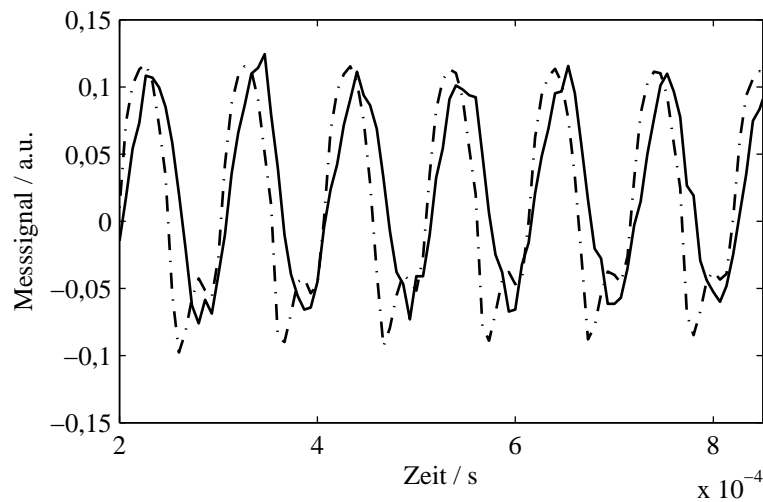


Abbildung 5.17: Zeitsignal eines dynamischen Lastverlaufs mit $f = 9$ kHz. Wellenlängensignal des eingespannten Faser-Bragg-Gitters (durchgezogene Linie) und Zeitsignal des Ausgangssignals des optischen Abstandssensors, abgetastet mit 150 kHz.

Prüfstand zur Einleitung dynamischer Lasten in Faser-Bragg-Gitter-Sensoren

Der Prüfstand basiert auf einem Piezo-Stack PPA20M der Firma Cedrat. Der Piezo-Stack erlaubt eine maximale Elongation von $23 \mu\text{m}$ bei einer Grenzfrequenz von 31 kHz und einer Blockierkraft von 300 N. Ein Faser-Bragg-Gitter ist über zwei

5 Dynamisches FBG-Messsystem: Anwendungen und Messergebnisse

ausreichend steife Ausleger mit einer Vorspannung von $2000 \mu\text{m}/\text{m}$ mit dem Piezo-Stack verbunden. Der Aufbau erlaubt somit die Einleitung von Dehnungen von bis zu $\pm 410 \mu\text{m}/\text{m}$ in die Faser bei gleichförmigem Dehnungsverlauf am Ort des Faser-Bragg-Gitters. Für die Versuchsreihe wurde eine AC-Leistungsgsansteuerung für den Piezo-Stack entwickelt. Die Auslenkung des Piezo-Stacks wird mittels eines optischen Abstandssensors zeitsynchron erfasst. Mittels des Testaufbaus konnte nachgewiesen werden, dass das Messsystem dynamische Lasten innerhalb der vorgegebenen Signalbandbreite von 0 kHz bis 20 kHz detektieren kann. Die detektierbare Dehnungsamplitude ist nach Abbildung 5.14 abhängig von der Grundwellenlänge des Sensors. Abbildung 5.17 zeigt das Ausgangssignal des Messsystems bei Messung an einem im Prüfstand verbauten Faser-Bragg-Gitter bei Anregung mit einer Frequenz von 9 kHz (durchgezogenen Linie), sowie das Ausgangssignal des optischen Abstandssensors (strichliert dargestellter Verlauf). Der gemessene Wellenlängenverlauf des Faser-Bragg-Gitter-Sensors ist in guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Zeitverlauf der Auslenkung des Piezo-Stacks.

Die Systemlinearität bei dynamischen Sensorsignalen wurde in Testreihen mittels diverser Lastfrequenzprofile und SFT-Analysen nachgewiesen.

5.5.4 Messkampagne

Die Funktionalität und die Performanz der beiden entwickelten faseroptischen Messsysteme wurde im Rahmen einer Testkampagne am Instituto Nacional de Técnica Aeroespacial, Madrid evaluiert. Ein von der Arbeitsgruppe um Dr. Frövel hergestellter Strukturdemonstrator auf Basis einer Honigwaben-Kohlefaserleichtbaustruktur wurde mit einer Reihe von Faser-Bragg-Gitter-Sensoren und elektrischen Referenzsensoren bestückt. Die faseroptischen Sensoren sind teilweise ohne externe Kraftaufnehmerstruktur in das Material beim Herstellungsprozess eingebettet und liefern Informationen über den Dehnungszustand im Inneren der Struktur. Weitere faseroptische Dehnungssensoren vom Typ OS3600 der Firma MicronOptics wurden als oberflächenapplizierte Dehnungssensoren auf der Struktur verklebt. Zwei am Lehrstuhl für Messsystem- und Sensortechnik entwickelte monodirektionale faseroptische Beschleunigungssensoren [210] wurden zur Erfassung von Beschleunigung in Normalrichtung der Struktur eingesetzt. Die Beschleunigungssensoren sind ausgelegt auf eine Empfindlichkeit von $1 \frac{\text{pm}}{\text{m}/\text{s}^2}$. Abbildung 5.18 a) zeigt eine Seitenansicht der um 20° geneigt auf einen vertikal arbeitenden Schütteltisch montierten Struktur. Abbildung 5.18 b) zeigt die Sensorkonfiguration des Strukturdemonstrators.

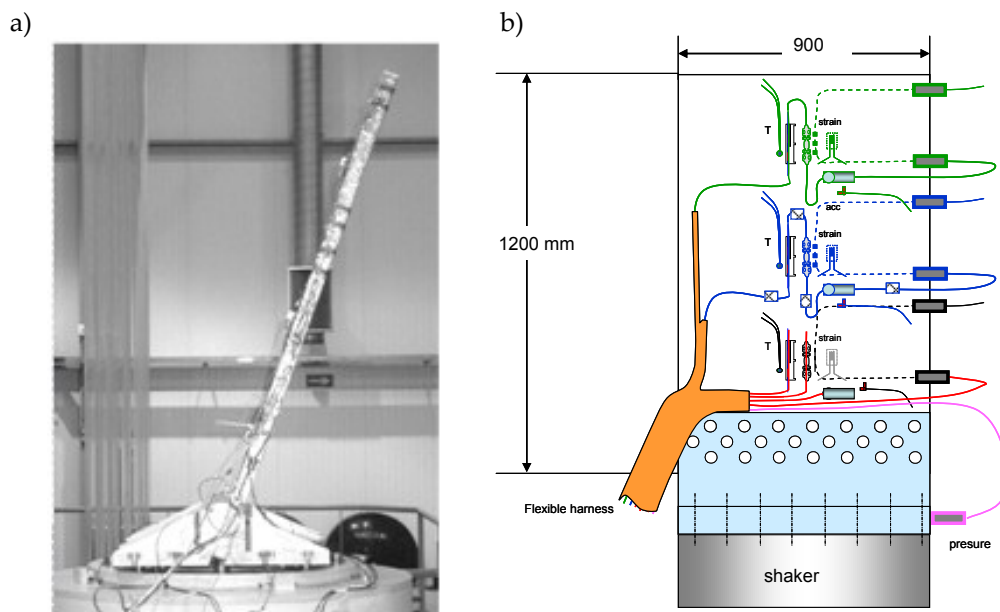


Abbildung 5.18: a) Teststruktur auf Rütteltisch bei INTA (Instituto Nacional de Técnica Aeroespacial), Madrid b) Sensorkonfiguration der Teststruktur.

5.5.5 Testergebnisse

Die Teststruktur wurde mit einer Reihe mechanischer Lastverläufe mit Lastspektren entsprechend den Vorgaben der Qualifizierungsrichtlinien der ARIANE belastet. Die mechanischen Lasten wurden mittels des entwickelten Messsystems aufgezeichnet.

Abbildung 5.19 stellt die Messdaten eines faseroptischen Beschleunigungssensors (strichliertem Verlauf) den berechneten Werten gegenüber, die in linearer Näherung aus Dehnungsmessdaten bestimmt wurden. Abweichungen der Kurvenverläufe beruhen darauf, dass das lineare Modell für die Umrechnung von Dehnungsdaten aus Beschleunigungsdaten nur eingeschränkt gültig ist. Es wurde nachgewiesen, dass die verwendeten Faser-Bragg-Gitter-Dehnungs- und Beschleunigungssensoren gleichwertige Ergebnisse zu elektrischen Referenzsensoren liefern.

Abbildung 5.20 zeigt die Einhüllende des Verlaufs der Dehnung eines faseroptischen Dehnungssensors während eines linearen Sinus-Frequenzsweeps der mechanischen Anregung durch den Rütteltisch. Die maximale Anregungsfrequenz ist auf 450 Hz beschränkt. Die strukturellen Parameter, insbesondere die Frequenzen und Amplituden der mechanischen Resonanzschwingungen, können mit FBG-Sensorik zuverlässig identifiziert werden und entsprechen den mittels elektrischen Dehnungsmessstreifen bestimmten Werten. Zum Zeitpunkt $t \approx 140$ s befindet sich

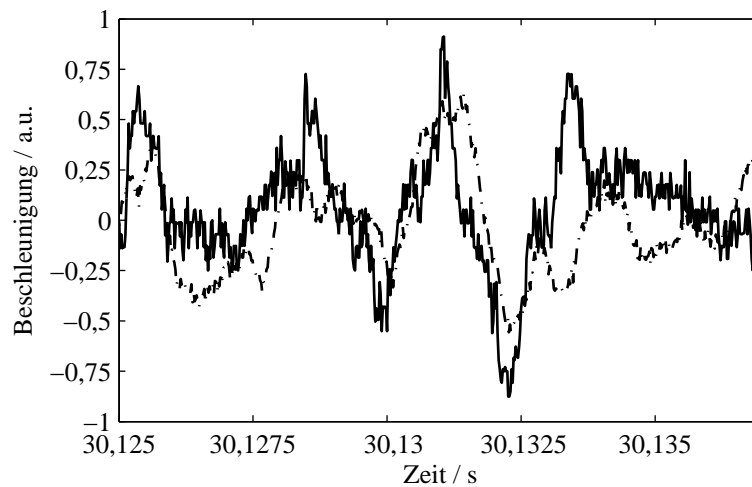


Abbildung 5.19: Aus Dehnungsdaten abgeleitete Beschleunigungen (durchgezogene Linie) und Beschleunigungswerte gemessen mit Beschleunigungssensor auf Basis eines Faser-Bragg-Gitters (strichlierte Darstellung).

die Kohlefaserstruktur im Zustand mechanischer Resonanzanregung, entsprechend den aufgezeichneten Maximaldehnungswerten.

Die Antwort eines Faser-Bragg-Gitter-Dehnungssensors auf einen zufälligen Lastverlauf mit vorgegebenem Frequenzspektrum ist in Abbildung 5.21 dargestellt. Die charakteristische mechanische Resonanzanregung bei einer Erregerfrequenz von etwa 140 Hz lässt sich mit dem entwickelten Messsystem eindeutig identifizieren. Die hohe Messbandbreite des Systems erlaubt die Identifikation auch höherfrequenter mechanischer Resonanzen und der zeitlich ausreichend aufgelösten Aufnahme von Spitzenlastphänomenen. Im Test konnten mechanische Resonanzen der Struktur bis zu Frequenzen von 2 kHz nachgewiesen werden.

Zusammenfassung

Im Rahmen des Projektes konnte gezeigt werden, dass faseroptische Sensoren auf Basis von Faser-Bragg-Gittern das Potential haben, ergänzend zur bestehenden elektrischen Messtechnik für die Strukturüberwachung von Trägerraketen eingesetzt zu werden.

Es wurde erstmals ein Faser-Bragg-Gitter Messsystem auf Basis eines explizit für den Einsatz im Messsystem entwickelten Arrayed Waveguide Gratings realisiert. Das System kann drei in eine Messfaser eingeschriebene Faser-Bragg-Gitter-

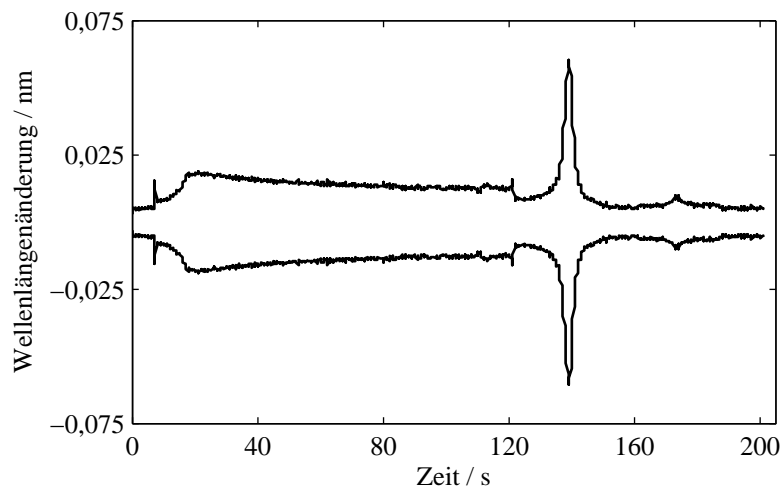


Abbildung 5.20: Einhüllende des Zeitverlaufs der Daten eines faseroptischen Dehnungssensors während eines Rütteltests.

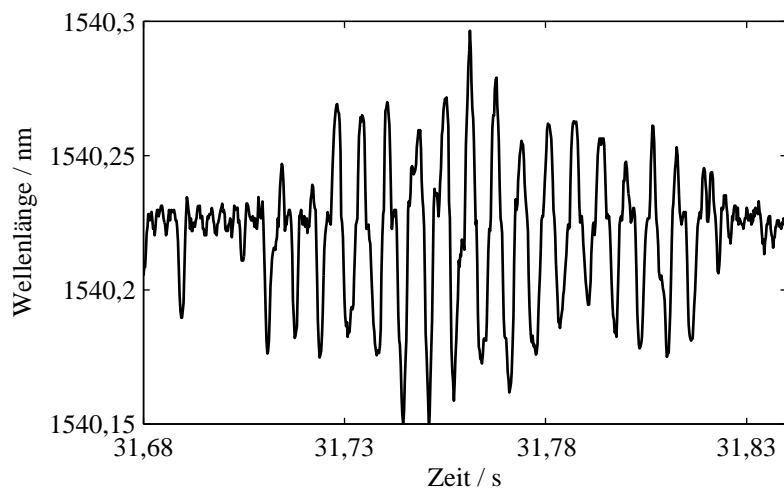


Abbildung 5.21: Mittels eines Faser-Bragg-Gitter-Dehnungssensors ermittelte Dehnungsdaten, aufgenommen während eines Schüttelversuchs an der Teststruktur mit zufälliger Lastverteilung nach vorgegebenem Lastspektrum.

Sensoren auswerten. Die optische Kernkomponente ist in einem für hermetische

5 Dynamisches FBG-Messsystem: Anwendungen und Messergebnisse

Versiegelung vorbereiteten Gehäuse realisiert. Durch den kompakten Systemaufbau konnte nachgewiesen werden, dass das System den strikten Größenanforderungen für den Einsatz in der bestehenden Infrastruktur der ARIANE gerecht werden kann. Das System weist eine Messbandbreite von 20 kHz bei analogelektronischer Anti-Aliasing Filterung zweiter Ordnung auf. Durch die Entwicklung und die mechanischen Tests an Prüfapparaturen des Instituto Nacional de Técnica Aeroespacial wurde der Grundstein für eine weitere Anhebung des TRLs des Messsystems, und damit für einen möglichen Einsatz des Systems während eines Fluges, gelegt.

6 Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Zusammenfassung

Die dargelegte Arbeit hat das Ziel, die technischen Hürden für den industriellen Einsatz faseroptischer Messtechnik auf Basis von Faser-Bragg-Gitter-Sensoren systematisch zu beschreiben und aufbauend auf den identifizierten Hemmnissen neue Lösungen zu liefern. Die Untersuchungen zeigen die Grenzen der Erfassung dynamischer Messgrößen mit bestehender Faser-Bragg-Gitter-Messtechnik. Die entwickelten Methoden und Beschreibungen stellen mögliche Lösungen für einen erweiterten Einsatzbereich faseroptischer Messtechnik auf Basis von Faser-Bragg-Gittern, beispielsweise in der Schwingungsmesstechnik, dar.

Konventionelle Messsysteme Basierend auf dem Stand der Technik wurde das Übertragungsverhalten von **spektrometerbasierten Faser-Bragg-Gitter-Messsystemen** bei Verwendung unterschiedlicher Signalauswertelgorithmen untersucht. Die für die Erfassung von quasistatischen Faser-Bragg-Gitter-Signalen überlegenen Fit-basierten Algorithmen weisen Schwächen im Grenzbereich zu hohen Signalfrequenzen und Signalamplituden auf. Die dargelegten Effekte führen zu einem nichtlinearen Systemverhalten. Demgegenüber können Schwerpunktsalgorithmen unter Voraussetzung einer angepassten Detektorgeometrie als vollständig linear betrachtet werden. Das auf dem Stand der Technik basierend phänomenologisch beschriebene Systemverhalten kann an Hand einer Betrachtung analog zur statistischen Quantisierungstheorie beschrieben werden. Daneben kann mittels dieser Beschreibung die Gültigkeit des bekannten Übertragungsverhaltens von spektrometerbasierten Faser-Bragg-Gitter-Messsystemen mittels Schwerpunktsalgorithmen auf Faser-Bragg-Gitter-Sensoren mit beliebigem Reflexionsspektrum erweitert werden.

Faseroptische Messsysteme auf Basis verstimmbarer Quellen oder Detektoren sind bei der Erfassung dynamischer Messgrößen insofern beschränkt, als dass das Reflexionsspektrum eines Faser-Bragg-Gitter-Sensors stets als quasistatisch während des Erfassungsprozesses ansehbar sein muss. Unterhalb einer durch diese Beschränkung definierten Grenzfrequenz weisen diese Messsysteme eine konstante Amplitudenübertragungsfunktion auf. Oberhalb dieser Grenzfrequenz ist die Angabe eines definierten Übertragungsverhaltens nicht möglich. Die fehlende Möglichkeit der Signaltiefpassfilterung vor der Signalabtastung wurde als ein bedeutender

Nachteil der faseroptischen Sensorik mittels konventioneller Messsysteme bei der Erfassung dynamischer Messgrößen im industriellen Einsatz identifiziert. Damit sind diese Messsysteme nur bedingt für Schwingungsmesstechnik geeignet.

Beurteilung spektrometrisch erfasster Signale hinsichtlich Unterabtastung Im Rahmen der Arbeit wurde ein Signalverarbeitungsalgorithmus entwickelt, der eine ex post Bewertung einer mittels Faser-Bragg-Gitter-Sensoren erfassten Messgröße hinsichtlich des Auftretens von Spiegelfrequenzen im unterabgetasteten Signal erlaubt. Der Algorithmus basiert auf der Auswertung von mit Spektrometern erfassten Faser-Bragg-Gitter-Reflexionsspektren. Der Algorithmus liefert ein von der Signalfrequenz abhängiges Maß, an Hand dessen die Qualität der Signalrekonstruktion bewertet werden kann. Aus der Güte der Signalrekonstruktion kann auf das Auftreten von Unterabtastungsphänomenen geschlossen werden. Die Funktion des Algorithmus wurde mittels numerischer Simulation untersucht experimentell erfasster Daten belegt.

Optischer Tiefpassfilter Die fehlende Möglichkeit zur Signaltiefpassfilterung stellt ein Hemmnis für den industriellen Einsatz faseroptischer Messtechnik dar. Es wird ein Ansatz eines rein optisches Tiefpassfilters für die Erfassung dynamischer Faser-Bragg-Gitter-Reflexionssignale mittels Spektrometer dargelegt. Das Tiefpassfilter basiert auf der optischen Aktivität lumineszierender Materialien. Das Übertragungsverhalten des Tiefpassfilters bei exponentiell abklingendem Nachleuchten des lumineszierenden Materials wurde abgeleitet. Der Tiefpassfilter erlaubt eine zusätzliche Filterung dynamischer Faser-Bragg-Gitter-Signale mit einer asymptotischen Steigung von -10 dB/Dekade.

Intensitätsbasierte Messverfahren Für die Erfassung dynamischer Messgrößen mittels Faser-Bragg-Gitter-Messtechnik haben sich intensitätsbasierte Messverfahren als aussichtsreicher Ansatz erwiesen. Sie erlauben die Erfassung höchstfrequenter Messsignale bei gleichzeitig anwendbarer Signaltiefpassfilterung. Es wird erstmals eine umfassende Analyse dieses Messsystemtyps hinsichtlich Messabweichungen, Messunsicherheiten sowie der Güte der Systemkalibrierung gezeigt. Reflexionen innerhalb der Messfaser erweisen sich schon bei sehr niedrigen Werten als beschränkend für die Genauigkeit der Messwerterfassung. Polarisationsabhängige Dämpfungen innerhalb des Messsystems und der Messfaser führen zu Messabweichungen. Der Einfluss auf die resultierende Messabweichung ist in analytischen Berechnungen dargelegt. Gängige Verfahren zur Systemkalibrierungen mittels verstimmbarer schmalbandiger Lichtquellen bedingen auf Grund der spektralen Charakteristik der Kalibrierquelle ebenfalls Messabweichungen in Abhängigkeit der Breite des

Reflexionsspektrums des verwendeten Faser-Bragg-Gitter-Sensors. Der Einfluss von Rauschquellen auf die Gesamtmessunsicherheit des Messsystems wurde diskutiert und die resultierende Messunsicherheit abgeleitet.

Intensitätsbasierte Messsysteme auf Basis integriert optischer Multiplexer-Komponenten erlauben die bandbegrenzte Erfassung von multiplexierten Faser-Bragg-Gitter-Sensoren. Der Einfluss der Parameter der spektralen Charakteristik auf die Systemfunktionalität (nutzbarer Messbereich pro Sensor) eines Messsystems auf Basis eines Arrayed Waveguide Gratings wurde diskutiert. Hieraus wurden Designrichtlinien für den Entwurf eines Messsystems auf Basis eines Arrayed Waveguide Gratings abgeleitet.

Entwicklung eines filterbasierten Messsystems auf Basis eines Arrayed Waveguide Gratings Im Rahmen eines von der ESA geförderten Forschungsvorhabens wurde ein intensitätsbasiertes Messsystem auf Basis eines Arrayed Waveguide Gratings für den Einsatz auf der ARIANE entwickelt. Das System wurde implementiert unter den für den Betrieb auf der Rakete beschränkenden Größen- und Umweltanforderungen. Die Systemfunktion innerhalb der abgeleiteten Grenzen filterbasierter Messsysteme konnte demonstriert werden. Die Erfassung mechanischer Frequenzen mit einer Bandbreite von 20 kHz wurde im Rahmen einer Testkampagne am Instituto Nacional de Técnica Aeroespacial, Madrid, gezeigt. Im Rahmen des Forschungsvorhabens konnte das Potential faseroptischer Sensorik für Anwendungen zur Überwachung struktureller Lasten auf Trägerraketen während der Startphase demonstriert und der Grundstein für die Entwicklung eines flugtauglichen Systems gelegt werden.

6.2 Ausblick

Die Weiterführung der folgend dargestellten Ansätze erscheint für eine Erweiterung des messtechnisch sinnvollen Einsatzbereichs konventioneller Messsysteme zielführend.

Optischer Tiefpassfilter Die technische Umsetzung des vorgeschlagenen Tiefpassfilters für spektrometrische Messsysteme würde die messtechnisch korrekte Erfassung dynamischer Signale erlauben. Hierfür müssen Materialsysteme identifiziert werden, welche die notwendigen Absorptions- und Emissionsmechanismen in den geforderten Spektralbereichen mit passenden Absorptionskoeffizienten und Zustandslebensdauern aufweisen. Vielversprechende Materialsysteme sind Erbium-dotierte Gläser und Materialien mit Upconversion-Mechanismen. Ein solcher Tiefpassfilter kann ohne tiefgreifende Anpassungen der Messsysteme in den

Strahlengang eingebracht werden.

Bandbegrenzende Aufnehmerstrukturen Da konventionelle Messsysteme nur eine beschränkt bandbegrenzende Signalerfassung erlauben, kann die Zuverlässigkeit der dynamischen Messwerterfassung durch die Entwicklung geeigneter Aufnehmerstrukturen gesteigert werden. Die Aufnehmerstrukturen müssen die Einleitung von mechanischen Signalfrequenzen oberhalb der durch das Messsystem bedingten maximal erfassbaren Signalfrequenz ausreichend dämpfen, so dass die mangelnde, bzw. fehlende, Tiefpassfilterung kompensiert werden kann. Faseroptische Beschleunigungsaufnehmer weisen auf Grund des Feder-Masse-Prinzips ein inhärentes Tiefpassverhalten auf, jedoch findet sich bisher kein Sensordesign, welches das Übertragungsverhalten der mechanischen Aufnehmerstruktur hinsichtlich der Eigenschaften des verwendeten Messsystems optimiert. Für faseroptische Dehnungsaufnehmer ist eine solche Struktur ebenfalls bisher nicht publiziert.

Weiterentwicklung filterbasierter Messsysteme Das Potential der faseroptischen Messtechnik auf Basis von Faser-Bragg-Gitter-Sensoren für den industriellen Einsatz bei Verwendung geeigneter filterbasierter Messsysteme wurde vom Bundesministerium für Wirtschaft (BMWi) erkannt. Im Rahmen eines EXIST-Forschungstransfervorhabens wird die Entwicklung des im Rahmen der Arbeit entwickelten faseroptischen Messsystems für die Erfassung dynamischer Sensorlasten im industriellen Einsatz fortgeführt.

A Literaturverzeichnis

A.1 Verwendete Literatur

- [1] International Telecommunication Union, Spectral grids for WDM applications: DWDM frequency grid, ITU-T Empfehlung G.694.1, Juni 2002.
- [2] Norm DIN 40148, November 1971: Übertragungssysteme und Vierpole.
- [3] Norm DIN 45662, Dezember 1996: Schwingungsmesseinrichtungen - Allgemeine Anforderungen und Prüfung.
- [4] LABVIEW. Produktinformation, National Instruments, 2010.
- [5] LabView Sound and Vibration Toolbox. Produktinformation, National Instruments, 2010.
- [6] Matlab. Produktinformation, Mathworks Inc., 2010.
- [7] A. Al-Qasimi, O. Korotkova, D. James und E. Wolf. Definitions of the degree of polarization of a light beam. *Optics Letters*, 32:1015–1016, 2007.
- [8] A. E. Amari, N. Gisin, B. Perny, H. Zbinden und C. W. Zimmer. Statistical prediction and experimental verification of concatenations of fiber optic components with polarization dependent loss. *Journal of Lightwave Technology*, 16(3):332, 1998.
- [9] C. G. Askins, M. A. Putnam, H. J. Patrick und E. J. Friebele. Fibre strength unaffected by on-line writing of single-pulse bragg gratings. *Electronics Letters*, 33(15):1333–1334, 1997.
- [10] A. A. Barybin und V. A. Dmitriev. *Modern Electrodynamics and Coupled-Mode Theory: Application to Guided-Wave Optics*. Rinton Press, 2002.
- [11] I. Baumann, J. Seifert, W. Nowak und M. Sauer. Compact all-fiber add-drop-multiplexer using fiber Bragg gratings. *IEEE Photonics Technology Letters*, 8(10):1331–1333, 1996.
- [12] J. Beller und D. Derickson. OTDRs and backscatter measurements. *Fiber optic test and measurement*, Seiten 434–474, 1998.

A Literaturverzeichnis

- [13] J. Bentell, D. Uwaerte, J. Cloots, T. Bocquet, J. Neys, J. Vlekken, B. Boons, A.V. Roosbroeck und P. Hong. 250 kHz sampling rate FBG interrogator with strong anti-aliasing signal processing. In *Proceedings of SPIE*, volume 7503, Seite 75034S, 2009.
- [14] T. A. Berkoff und A. D. Kersey. Experimental demonstration of a fiber Bragg grating accelerometer. *IEEE Photonics Technology Letters*, 8(12):1677–1679, 1996.
- [15] T. A. Berkoff und A. D. Kersey. Fiber Bragg grating array sensor system using a bandpass wavelength division multiplexer and interferometric detection. *IEEE Photonics Technology Letters*, 8(11):1522–1524, 1996.
- [16] D. C. Betz. *Application of Optical Fibre Sensors for Structural Health Monitoring*. Dissertation, University of Sheffield, 2004.
- [17] D. C. Betz, G. Thursby, B. Culshaw und W. J. Staszewski. Acousto-ultrasonic sensing using fiber Bragg gratings. *Smart Materials and Structures*, 12:122, 2004.
- [18] F. Bilodeau, D. C. Johnson, S. Theriault, B. Malo, J. Albert und K. O. Hill. An all-fiber dense wavelength-division multiplexer/demultiplexer using photoimprinted Bragg gratings. *IEEE Photonics Technology Letters*, 7(4):388–390, 1995.
- [19] T. Blu und M. Unser. Quantitative Fourier Analysis of Approximation Techniques: Part 1 - Interpolators and Projectors. *IEEE Transactions on Signal Processing*, 47(10):2783–2795, 1999.
- [20] T. Bodendorfer, M. S. Müller, F. Hirth und A. W. Koch. Comparison of different peak detection algorithms with regards to spectrometric fiber Bragg grating interrogation systems. In *International Symposium on Optomechanronic Technologies, ISOT*, Seiten 122–126. IEEE, 2009.
- [21] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, G. Musiol und H. Mühlig. *Handbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, 1989.
- [22] J. L. Jr Brown. On the error in reconstructing a nonband limited function by means of the band pass samplig theorem. *Journal of Mathematical Analysis and Applications*, 18:75–84, 1967.
- [23] R. J. Campbell, J. R. Armitage, G. Sherlock, D. L. Williams, R. Payne, M. Robertson und R. Wyatt. Wavelength stable uncooled fibre grating semiconductor laser for use in an all optical WDM access network. *Electronics Letters*, 32(2):119–120, 1996.

- [24] P. Capoluongo, C. Ambrosino, S. Campopiano, A. Cutolo, M. Giordano, I. Bovio, L. Lecce und A. Cusano. Modal analysis and damage detection by Fiber Bragg grating sensors. *Sensors and Actuators A: Physical*, 133(2):415–424, 2007.
- [25] P. Carbone und D. Petri. Effect of additive dither on the resolution of ideal quantizers. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 43(3):389–396, 1994.
- [26] M. Carlson. Polarization dependence of DWDM passive devices. Technical Report 061, Passive Component Testing Group, Februar 2005.
- [27] J. R. Casas. Fiber optic sensors for bridge monitoring. *Journal of bridge engineering*, 8:362, 2003.
- [28] C. Caucheteur, S. Bette, R. García-Olcina, M. Wuilpart, S. Sales, J. Capmany und P. Mégret. Influence of the grating parameters on the polarization properties of fiber Bragg gratings. *Journal of Lightwave Technology*, 27(8):1000–1010, 2009.
- [29] C. C. Chan, W. Jin, H. L. Ho, S. Demokan et al. Performance analysis of a time-division-multiplexed fiber Bragg grating sensor array by use of a tunable laser source. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 6(5):741–749, 2000.
- [30] T. H. Chan, L. Yu, H. Y. Tam, Y. Q. Ni, S. Y. Liu, W. H. Chung und L. K. Cheng. Fiber Bragg grating sensors for structural health monitoring of Tsing Ma bridge: Background and experimental observation. *Engineering structures*, 28(5):648–659, 2006.
- [31] F.-K. Chang. *Structural health monitoring 2003: from diagnostics & prognostics to Structural Health Monitoring*. DEStech Publications, 2003.
- [32] S. Chang, C. C. Hsu, T. H. Huang, W. C. Chuang, Y. S. Tsai, J. Y. Shieh und C. Y. Leung. Heterodyne interferometric measurement of the thermo-optic coefficient of single mode fiber. *Chinese Journal of Physics*, 38:437–442, 2000.
- [33] P. Cheben. *Wavelength dispersive planar waveguide devices: echelle gratings and arrayed waveguide gratings*. CRC Press, 2007.
- [34] D. Chen, C. Shu und S. He. Multiple fiber Bragg grating interrogation based on a spectrum-limited Fourier domain mode-locking fiber laser. *Optics letters*, 33(13):1395–1397, 2008.
- [35] R. Chen. Apparent stretched-exponential luminescence decay in crystalline solids. *Journal of luminescence*, 102:510–518, 2003.

A Literaturverzeichnis

- [36] D. Christodoulides, L. Reith und M. Saifi. Theory of LED coupling to single-mode fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 5(11):1623–1629, 1987.
- [37] N. Y. Corning Incorporated, Corning. Corning SMF-28e+ optical Fiber with NexCor Technology Product Information, Mai 2007.
- [38] P. T. Coverley und W. J. Staszewski. Impact damage location in composite structures using optimized sensor triangulation procedure. *Smart materials and structures*, 12:795, 2003.
- [39] T. Croft, J. Ritter und V. Bhagavatula. Low-loss dispersion-shifted single-mode fiber manufactured by the OVD process. *Journal of Lightwave Technology*, 3(5):931–934, 1985.
- [40] A. Cusano, G. Breglio, M. Giordano und L. Nicolais. Low-cost all-fiber Bragg grating sensing system for temperature and strain measurements. *Optical Engineering*, 44:084402, 2005.
- [41] A. Cusano, G. Breglio, M. Giordano, L. Nicolais und A. Cutolo. Multifunction fiber optic sensing system for smart applications. *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics*, 9(1):40–49, 2004.
- [42] A. Cusano, P. Capoluongo, S. Campopiano, A. Cutolo, M. Giordano, F. Felli, A. Paolozzi und M. Caponero. Experimental modal analysis of an aircraft model wing by embedded fiber Bragg grating sensors. *IEEE Sensors Journal*, 6(1):67–77, 2006.
- [43] M. A. Davis und A. D. Kersey. Matched-filter interrogation technique for fibre Bragg grating arrays. *Electronics letters*, 31(10):822–823, 1995.
- [44] C. R. Doerr und K. Okamoto. Advances in silica planar lightwave circuits. *Journal of Lightwave Technology*, 24(12):4763–4789, 2006.
- [45] L. Dong, J. L. Archambault, L. Reekie, J. Russell und D. N. Payne. Single pulse bragg gratings written during fibre drawing. *Electronics Letters*, 29(17):1577–1578, 1993.
- [46] W. Ecke, I. Latka, R. Willsch, A. Reutlinger und R. Graue. Fibre optic sensor network for spacecraft health monitoring. *Measurement Science and Technology*, 12:974, 2001.
- [47] W. Ecke, J. Schauer, K. Usbeck, R. Willsch und J. P. Dakin. Improvement of the stability of fiber grating interrogation systems, using active and passive polarization scrambling devices. In *Proceedings of 12th Optical Fiber Sensor Conference*, Seiten 484–7, 1997.

- [48] A. Ezbiri, S. E. Kanellopoulos und V. A. Handerek. High resolution instrumentation system for fibre-Bragg grating aerospace sensors. *Optics communications*, 150(1-6):43–48, 1998.
- [49] A. Ezbiri, A. Munoz, S. E. Kanellopoulos und V. A. Handerek. High resolution fibre Bragg grating sensor demodulation using a diffraction grating spectrometer and CCD detection. In *IEE Colloquium on Optical Techniques for Smart Structures and Structural Monitoring (Digest No. 1997/033)*, Seiten 5–1. IET, 1997.
- [50] Frost & Sullivan. Mechanical testing 2006. Technical report, Frost & Sullivan, 2006.
- [51] T. Fujisue, K. Nakamura und S. Ueha. Demodulation of acoustic signals in fiber Bragg grating ultrasonic sensors using arrayed waveguide gratings. *Japanese Journal of Applied Physics*, 45:4577, 2006.
- [52] Y. Fukada. Probability density function of polarization dependent loss (PDL) in optical transmission system composed of passive devices and connecting fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 20(6):953, 2002.
- [53] A. K. Ghatak und K. Thyagarajan. *Introduction to fiber optics*. Cambridge Univ Press, 1998.
- [54] N. Gisin. Statistics of polarization dependent losses. *Optics communications*, 114(5-6):399–405, 1995.
- [55] J. G. Graeme. *Photodiode amplifiers: op amp solutions*. McGraw-Hill Professional, 1996.
- [56] J. A. Guemes und J. M. Menéndez. Response of Bragg grating fiber-optic sensors when embedded in composite laminates. *Composites science and technology*, 62(7-8):959–966, 2002.
- [57] ISO Guide. Guide to the expression of uncertainty in measurement. *International Organisation for Standardization, Geneva*, 1995.
- [58] V. Hagemann, M. N. Trutzel, L. Staudigel, M. Rothhardt, H. R. Muller und O. Krumpholz. Mechanical resistance of draw-tower-Bragg-grating sensors. *Electronics Letters*, 34(2):211–212, 1998.
- [59] A. Hartog und M. Gold. On the theory of backscattering in single-mode optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 2(2):76–82, 1984.
- [60] E. Hecht. *Optik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2005.

A Literaturverzeichnis

- [61] K. O. Hill, F. Bilodeau, B. Malo, T. Kitagawa, S. Theriault, D. C. Johnson, J. Albert und K. Takiguchi. Chirped in-fiber Bragg gratings for compensation of optical-fiber dispersion. *Optics letters*, 19(17):1314–1316, 1994.
- [62] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson und B. S. Kawasaki. Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication. *Applied Physics Letters*, 32(10):647–649, 1978.
- [63] K. O. Hill und G. Meltz. Fiber bragg grating technology fundamentals and overview. *Journal of Lightwave Technology*, 15(8):1263–1276, 1997.
- [64] L. Hoffmann. *Spektroskopische Instrumente zur Demodulation von Faser Bragg Gitter Signalen*. Dissertation, Technische Universität München, 2008.
- [65] R. Huber, M. Wojtkowski, K. Taira, J. Fujimoto und K. Hsu. Amplified, frequency swept lasers for frequency domain reflectometry and OCT imaging: design and scaling principles. *Optics Express*, 13(9):3513–3528, 2005.
- [66] Y. Inoue, T. Oguchi, Y. Hibino, S. Suzuki, M. Yanagisawa, K. Moriwaki und Y. Yamada. Filter-embedded wavelength-division multiplexer for hybrid-integrated transceiver based on silica-based PLC. *Electronics letters*, 32(9):847–848, 1996.
- [67] Insensys. *Apparatus and method for operating a spectrometer*. Patentschrift, WO2010/043895 A1, 2010.
- [68] H. Ishio, J. Minowa und K. Nosu. Review and status of wavelength-division-multiplexing technology and its application. *Journal of Lightwave Technology*, 2(4):448–463, 1984.
- [69] M. Jacob, T. Blu und M. Unser. Sampling of periodic signals: A Quantitative Error Analysis. *IEEE Transactions on Signal Processing*, 50, 2002.
- [70] J. Jahns. *Photonik: Grundlagen, Komponenten und Systeme*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2001.
- [71] A. J. Jerri. The Shannon Sampling Theorem - Its Various Extensions and Applications: A Tutorial Review. In *Proceedings of the IEEE*, Vol. 65, No. 11, 1977.
- [72] Z. Jian und Z. Hong. Matched FBG Application Research on Dynamic Sensing and Demodulation. In *Symposium on Photonics and Optoelectronics*, Seiten 1–5. IEEE, 2009.

- [73] A. Kaneko. Recent progress on arrayed-waveguide gratings for wdm applications. In *Nanostructures and Quantum Dots/WDM Components/VCSELs and Microcavities/RF Photonics for CATV and HFC Systems, 1999 Digest of the LEOS Summer Topical Meetings*, Seiten II29–II30. IEEE, 1999.
- [74] A. Kaneko, S. Kamei, Y. Inoue, H. Takahashi und A. Sugita. Athermal silica-based arrayed-waveguide grating (awg) multi/demultiplexers with new low loss groove design. *Electronics Letters*, 36(4):318–319, 2000.
- [75] K. Kato, M. Ishii und Y. Inoue. Packaging of large-scale planar lightwave circuits. *Components, Packaging, and Manufacturing Technology, Part B: IEEE Transactions on Advanced Packaging*, 21(2):121–129, 1998.
- [76] N. Keil, H. Yao, C. Zawadzki, N. Grote und M. Schell. Polymer optical motherboard technology. In *Photonics Packaging, Integration, and Interconnects VIII Conf.(SPIE, 2008), Proc. SPIE*, volume 6899, Seite 689914, 2008.
- [77] N. Keil, H. H. Yao, C. Zawadzki, J. Bauer, M. Bauer, C. Dreyer und J. Schneider. Athermal polarization-independent all-polymer arrayed waveguide grating (AWG) multi/demultiplexer. In *Optical Fiber Communication Conference and Exhibition*, volume 4, Seiten PD7–1. IEEE, 2001.
- [78] A. D. Kersey, M. A. Davis, H. J. Patrick, M. LeBlanc, K. P. Koo, C. G. Askins, M. A. Putnam und E. J. Friebele. Fiber grating sensors. *Journal of Lightwave Technology*, 15(8):1442–1463, 1997.
- [79] Seiji Kojima. *Physical quantity measuring system with fiber Bragg grating sensor and arrayed waveguide grating*. Patentschrift, JP3760649, 2006.
- [80] G. Kweon und I. Park. Splicing losses between dissimilar optical waveguides. *Journal of Lightwave Technology*, 17(4):690, 1999.
- [81] D. K. W. Lam und B. K. Garside. Characterization of single-mode optical fiber filters. *Applied Optics*, 20(3):440–445, 1981.
- [82] I. Latka, W. Ecke, B. Höfer, T. Habisreuther und R. Willsch. Fiber-optic Bragg gratings as magnetic field-insensitive strain sensors for the surveillance of cryogenic devices. *Cryogenics*, 49(9):490–496, 2009.
- [83] B. Lee. Review of the present status of optical fiber sensors. *Optical Fiber Technology*, 9:57–79, 2003.
- [84] B. W. Lee, M. S. Seo, H. G. Oh und C. Y. Park. High-Speed Wavelength Interrogator of Fiber Bragg Gratings for Capturing Impulsive Strain Waveforms. *Advanced Materials Research*, 123:867–870, 2010.

A Literaturverzeichnis

- [85] J. M. Lee, S. Park, M. Kim, J. Tae Ahn und M. H. Lee. Birefringence as a function of upper-cladding layers in polymeric arrayed waveguide gratings. *Optics communications*, 232(1-6):139–144, 2004.
- [86] J.-R. Lee, Ryu C.-Y., B.-Y. Koo, Kang S.-G., Hong C.-S. und Kim C.-G. In-flight health monitoring of a subscale wing using a fiber Bragg grating sensor system. *Smart materials and structures*, 12:147–155, 2003.
- [87] J. R. Lee und H. M. Jeong. Design of resonant acoustic sensors using fiber bragg gratings. *Measurement Science and Technology*, 21:057001, 2010.
- [88] X. Leijtens, B. Kuhlrow und M. Smit. Arrayed waveguide gratings. *Wavelength Filters in Fibre Optics*, Seiten 125–187, 2006.
- [89] H.-Y. Ling, K.-T. Lau, W. Jin und K.-C. Chan. Characterization of dynamic strain measurement using reflection spectrum from a fiber Bragg grating. *Optics Communications*, 270:25–30, 2005.
- [90] W. K. Linvill, B. Widrow et al. *A study of rough amplitude quantization by means of nyquist sampling theory*. Dissertation, Massachusetts Institute of Technology, 1956.
- [91] J. Lipson, W. Minford, E. Murphy, T. Rice, R. Linke und G. Harvey. A six-channel wavelength multiplexer and demultiplexer for single mode systems. *Journal of Lightwave Technology*, 3(5):1159–1163, 1985.
- [92] B. Lissak, A. Arie und M. Tur. Highly sensitive dynamic strain measurements by locking lasers to fiber Bragg gratings. *Optics Letters*, 23(24):1930–1932, 1998.
- [93] J. G. Liu, C. Schmidt-Hattenberger und G. Borm. Dynamic strain measurement with a fibre Bragg grating sensor system. *Measurement*, 32(2):151–161, 2002.
- [94] C. C. Ma und C. W. Wang. Transient Strain Measurements of a Suspended Cable Under Impact Loadings Using Fiber Bragg Grating Sensors. *IEEE Sensors Journal*, 9(12):1998–2007, 2009.
- [95] S. Magne, S. Rougeault, M. Vilela und P. Ferdinand. State-of-strain evaluation with fiber Bragg grating rosettes: application to discrimination between strain and temperature effects in fiber sensors. *Applied Optics*, 36(36):9437–9447, 1997.
- [96] B. Malo, S. Theriault, D. C. Johnson, F. Bilodeau, J. Albert und K. O. Hill. Apodised in-fibre Bragg grating reflectors photoimprinted using a phase mask. *Electronics Letters*, 31(3):223–225, 1995.

- [97] D. Marcuse. Loss analysis of single-mode fiber splices. *Bell Syst. Tech. J.*, 56(5):703–718, 1977.
- [98] M. Maute, B. Kogel, G. Bohm, P. Meissner und M. C. Amann. MEMS-tunable 1.55- μm VCSEL with extended tuning range incorporating a buried tunnel junction. *IEEE Photonics Technology Letters*, 18(5):688–690, 2006.
- [99] J. C. Maxwell. *A treatise on electricity and magnetism*, volume 1. Clarendon Press, 1873.
- [100] R. Mearz. *Integrated optics: design and modeling*. Artech House, 1995.
- [101] S. M. Melle und K. Liu. A passive wavelength demodulation system for guided-wave Bragg grating sensors. *IEEE Photonics Technology Letters*, 4(5):516–518, 1992.
- [102] S. M. Melle, K. Liu et al. Practical fiber-optic bragg grating strain gauge system. *Applied optics*, 32(19):3601–3609, 1993.
- [103] G. Meltz, W. W. Morey und W. H. Glenn. Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method. *Optics Letters*, 14(15):823–825, 1989.
- [104] E. A. Mendoza, Y. Esterkin, C. Kempen und S. Sun. Monolithic integrated optic fiber bragg grating sensor interrogator. In *Proceedings of SPIE*, volume 7675, Seite 76750S, 2010.
- [105] E. A. Mendoza, C. Kempen und C. Lopatin. Miniature fiber bragg grating sensor interrogator (fbg-transceiver) system. In *Proceedings of SPIE*, volume 6529, Seite 652921, 2007.
- [106] D. Meschede und C. Gerthsen. *Gerthsen Physik*. Springer, 2010.
- [107] S. J. Mihailov, D. Grobnc und C. W. Smelser. Efficient grating writing through fibre coating with femtosecond IR radiation and phase mask. *Electronics Letters*, 43(8):442–443, 2007.
- [108] A. Minardo, A. Cusano, R. Bernini, L. Zeni und M. Giordano. Response of fiber Bragg gratings to longitudinal ultrasonic waves. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 52(2):304–312, 2005.
- [109] W. J. Miniscalco. Erbium-doped glasses for fiber amplifiers at 1500 nm. *Journal of Lightwave Technology*, 9(2):234–249, 1991.
- [110] T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka und T. Miyashita. Ultimate low-loss single-mode fibre at 1.55 micron. *Electronics Letters*, 15:106–108, 1979.

A Literaturverzeichnis

- [111] V. Mizrahi, T. Erdogan, D. J. DiGiovanni, P. J. Lemaire, W. M. MacDonald, S. G. Kosinski, S. Cabot und J. E. Sipe. Four channel fibre grating demultiplexer. *Electronics Letters*, 30(10):780–781, 1994.
- [112] M. S. Müller. *Untersuchungen zu Kraft-Momenten-Sensoren auf Basis von Faser-Bragg-Gittern*. Dissertation, Technische Universität München, 2009.
- [113] J. More. The Levenberg-Marquardt algorithm: Implementation and theory. In *Numerical Analysis*, volume 630 of *Lecture Notes in Mathematics*, Seiten 105–116. Springer Berlin / Heidelberg, 1978. 10.1007/BFb0067700.
- [114] P. Munoz, D. Pastor und J. Capmany. Modeling and design of arrayed waveguide gratings. *Journal of Lightwave Technology*, 20(4):661, 2002.
- [115] Pascual Munoz. *Arrayed Waveguide Gratings: modeling, design and applications*. Dissertation, Universidad Politecnica de Valencia, 2003.
- [116] V. M. Murukeshan, P. Y. Chan, L. S. Ong und L. K. Seah. Cure monitoring of smart composites using fiber Bragg grating based embedded sensors. *Sensors and Actuators A: Physical*, 79(2):153–161, 2000.
- [117] M. Nakazawa. Rayleigh backscattering theory for single-mode optical fibers. *Journal of the Optical Society of America*, 73(9):1175–1180, 1983.
- [118] L. Negri, A. Nied, H. Kalinowski und A. Paterno. Benchmark for Peak Detection Algorithms in Fiber Bragg Grating Interrogation and a New Neural Network for its Performance Improvement. *Sensors*, 11:3466–4382, 2011.
- [119] Y. N. Ning, A. Meldrum, W. J. Shi, B. T. Meggitt, A. W. Palmer, K. T. V. Grattan und L. Li. Bragg grating sensing instrument using a tunable Fabry-Perot filter to detect wavelength variations. *Measurement Science and Technology*, 9:599, 1998.
- [120] K. Okamoto. *Fundamentals of Optical Waveguides*. Academic Press, 2006.
- [121] K. Okamoto und A. Sugita. Flat spectral response arrayed-waveguide grating multiplexer with parabolic waveguide horns. *Electronics Letters*, 32(18):1661, 1996.
- [122] A. Othonos. Fiber bragg gratings. *Review of Scientific Instruments*, 68:4309, 1997.
- [123] A. Othonos und K. Kalli. *Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing*. Artech Housem, 1999.

- [124] A. Othonos und K. Kalli. *Fiber Bragg gratings: fundamentals and applications in telecommunications and sensing*. Artech House Norwood, MA, 1999.
- [125] F. Ouellette, P. A. Krug, T. Stephens, G. Dhosi und B. Eggleton. Broadband and WDM dispersion compensation using chirped sampled fibre Bragg gratings. *Electronics Letters*, 31(11):899–901, 1995.
- [126] Hewlett Packard. Hp8168a, handbuch. Technical report, 1998.
- [127] A. S. Paterno, J. C. C. Silva, M. S. Milczewski, L. V. R. Arruda und H. J. Kalinowski. Radial-basis function network for the approximation of FBG sensor spectra with distorted peaks. *Measurement Science and Technology*, 17:1039, 2006.
- [128] P. C. Peng, J. H. Lin, H. Y. Tseng und S. Chi. Intensity and wavelength-division multiplexing FBG sensor system using a tunable multiport fiber ring laser. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16(1):230–232, 2004.
- [129] J. Peřina. *Coherence of light*. Springer, 1985.
- [130] M. P. Plattner und A. W. Koch. FBG-Sensor-Interrogator mit Time-of-Flight- und Peak-Tracking-Algorithmen. *tm–Technisches Messen*, 77:6, 2010.
- [131] F.C.A. Pockels. *Lehrbuch der Kristallogoptik*, volume 19. Leipzig, 1906.
- [132] P. Profos und T. Pfeifer. *Handbuch der industriellen Messtechnik*. Oldenbourg Industrieverlag, 1994.
- [133] G. Rajan, Q. Wang, G. Farrell, Y. Semenova und P. Wang. Effect of SNR of input signal on the accuracy of a ratiometric wavelength measurement system. *Microwave and Optical Technology Letters*, 49(5):1022–1024, 2007.
- [134] G. Rajan, Q. Wang, Y. Semenova, G. Farrell und P. Wang. Effect of polarisation-dependent loss on the performance accuracy of a ratiometric wavelength measurement system. *IET Optoelectronics*, 2(2):63–68, 2008.
- [135] Y. J. Rao. In-fibre Bragg grating sensors. *Measurement Science and Technology*, 8:335 – 375, 1997.
- [136] Y. J. Rao, Z. L. Ran und R. R. Chen. Long-distance fiber bragg grating sensor system with a high optical signal-to-noise ratio based on a tunable fiber ring laser configuration. *Optics letters*, 31(18):2684–2686, 2006.
- [137] C. Ronda. *Luminescence: From Theory to Applications*. WILEY-VCH, Weinheim, 2008.

A Literaturverzeichnis

- [138] M. W. Rothhardt, C. Chojetzki und H. R. Mueller. High-mechanical-strength single-pulse draw tower gratings. In *Proceedings of SPIE*, volume 5579, Seite 127, 2004.
- [139] S. Ryong Park et al. Suppression of polarization dependence in the design of an arrayed-waveguide grating with photodefinable polyimide. *Optical Materials*, 21(1-3):531–534, 2003.
- [140] B.E.A. Saleh und M.C. Teich. *Grundlagen der Photonik*. VCH, 2008.
- [141] Y. Sano und T. Yoshino. Effect of light source spectral modulation on wavelength interrogation in fiber Bragg grating sensors and its reduction. *IEEE Sensors Journal*, 3(1):44–49, 2003.
- [142] Y. Sano und T. Yoshino. Fast optical wavelength interrogator employing arrayed waveguide grating for distributed fiber Bragg grating sensors. *Journal of Lightwave Technology*, 21(1):132–139, 2003.
- [143] E. Schrüfer. *Elektrische Messtechnik*. Hanser, 2004.
- [144] J. M. Seim, W. L. Schulz, E. Udd, K. Corona-Bittick, J. Dorr und K. T. Slattery. Low-cost high-speed fiber optic grating demodulation system for monitoring composite structures. In *SPIE Proceedings*, volume 3326, Seite 390, 1998.
- [145] C. E. Shannon. A mathematical theory of communication. *Bell System Technical Journal*, 27:379 – 423, 623 – 56, 1948.
- [146] C. S. Shin, Chenm B. L. und S. K. Liaw. An FBG-Based Impact Event Detection System for Structural Health Monitoring. *Advances in Civil Engineering*, 2010, 2010.
- [147] A.W. Snyder und J.D. Love. *Optical waveguide theory*. Springer, 1983.
- [148] Y. W. Song, S. A. Havstad, D. Starodubov, Y. Xie, A. E. Willner und J. Feinberg. 40-nm-wide tunable fiber ring laser with single-mode operation using a highly stretchable FBG. *IEEE Photonics Technology Letters*, 13(11):1167–1169, 2001.
- [149] J. B. D. Soole, M. R. Amersfoort, H. P. LeBlanc, N. C. Andreadakis, A. Rajhel, C. Caneau, R. Bhat, M. A. Koza, C. Youtsey und I. Adesida. Use of multimode interference couplers to broaden the passband of wavelength-dispersive integrated WDM filters. *IEEE Photonics Technology Letters*, 8(10):1340–1342, 1996.
- [150] W. V. Sorin und D.M. Baney. Measurement of Rayleigh backscattering at 1.55 μm with 32 μm spatial resolution. *IEEE Photonics Technology Letters*, 4(4):374–376, 1992.

- [151] H. Su und X. G. Huang. A novel fiber Bragg grating interrogating sensor system based on AWG demultiplexing. *Optics Communications*, 275(1):196–200, 2007.
- [152] J. Surowiec, N. E. Fisher, D. J. Webb, D. A. Jackson, L. Gavrilov, J. W. Hand, L. Zhang und I. Bennion. A novel miniature optical fibre probe for MHz frequency ultrasound. In *Ultrasonics Symposium, 1996. Proceedings*, volume 2, Seiten 1051–1054. IEEE, 1996.
- [153] J. F. Suyver, A. Aebischer, D. Biner, P. Gerner, J. Grimm, S. Heer, K. W. Krämer, C. Reinhard und H. U. Güdel. Novel materials doped with trivalent lanthanides and transition metal ions showing near-infrared to visible photon upconversion. *Optical Materials*, 27(6):1111–1130, 2005.
- [154] K. Takada, M. Abe und K. Okamoto. Low-cross-talk polarization-insensitive 10-ghz-spaced 128-channel arrayed-waveguide grating multiplexer-demultiplexer achieved with photosensitive phase adjustment. *Optics Letters*, 26(2):64–65, 2001.
- [155] K. Takada, M. Abe, T. Shibata und K. Okamoto. 10-GHz-spaced 1010-channel tandem AWG filter consisting of one primary and ten secondary AWGs. *IEEE Photonics Technology Letters*, 13(6):577–578, 2001.
- [156] N. Takahashi, A. Hirose und S. Takahashi. Underwater acoustic sensor with fiber Bragg grating. *Optical Review*, 4(6):691–694, 1997.
- [157] N. Takahashi, K. Yoshimura und S. Takahashi. Detection of ultrasonic mechanical vibration of a solid using fiber Bragg grating. *Japanese Journal of Applied Physics*, 39(5B):3134–3138, 2000.
- [158] N. Takeda, Y. Okabe, J. Kuwahara, S. Kojima und T. Ogisu. Development of smart composite structures with small-diameter fiber Bragg grating sensors for damage detection: Quantitative evaluation of delamination length in CFRP laminates using Lamb wave sensing. *Composites science and technology*, 65(15-16):2575–2587, 2005.
- [159] M. Takenaka, M. Yokoyama, M. Sugiyama, Y. Nakano und S. Takagi. Ingaasp photonic wire based ultrasmall arrayed waveguide grating multiplexer on si wafer. *Applied Physics Express*, 2(12):122201, 2009.
- [160] H. Y. Tam und X. Dong. A novel temperature-compensated, intensity-modulated fiber Bragg grating sensor system. In *1st Asia-Pacific Optical Fiber Sensors Conference*, Seiten 1–4. IEEE, 2008.

A Literaturverzeichnis

- [161] U. Tietze und C. Schenk. *Halbleiter-Schaltungstechnik*. Springer Berlin / Heidelberg, 1989.
- [162] S.P. Timoshenko und J. N. Goodier. *Theory of elasticity*, 1970. McGraw-Hill, 1969.
- [163] R. Todt, T. Jacke, R. Meyer, R. Laroy, G. Morthier und M. C. Amann. Widely tunable twin-guide laser diodes with sampled gratings: Design and performance. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 13(5):1095–1103, 2007.
- [164] D. Tosi, M. Olivero und G. Perrone. Low-cost fiber Bragg grating vibroacoustic sensor for voice and heartbeat detection. *Applied Optics*, 47(28):5123–5129, 2008.
- [165] M. Trutzel. *Dehnungsermittlung mit faseroptischen Bragg-Gitter-Sensoren*. Dissertation, Dissertation, 2001.
- [166] H. Tsuda. Ultrasound and damage detection in CFRP using fiber Bragg grating sensors. *Composites science and technology*, 66(5):676–683, 2006.
- [167] H. Tsuda, J. R. Lee und Y. Guan. Fatigue crack propagation monitoring of stainless steel using fiber Bragg grating ultrasound sensors. *Smart materials and structures*, 15:1429, 2006.
- [168] E. Udd und D. Inaudi, editors. *Acoustic emission detection using fiber Bragg gratings*, volume 4328 of *Smart Structures and Materials: Sensory Phenomena and Measurement Instrumentation for Smart Structures and Materials*. SPIE, 2001.
- [169] R. Unbehauen. *Systemtheorie*. Oldenbourg, München, 1993.
- [170] O. Uzenkov, P. Lee und D. Webb. An FPGA based Measurement System for a Fibre Bragg Grating (FBG) Strain Sensor. In *Proceedings of the IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference*, Seiten 2364–2367. IEEE, 2006.
- [171] S. van Damme, B. Boons, J. Vlekken, J. Bentell und J. Vermeiren. Dynamic fiber optic strain measurements and aliasing suppression with a PDA-based spectrometer. *Measurement Science and Technology*, 18:3263–3266, 2007.
- [172] J. Vanderkooy und S. P. Lipshitz. Resolution below the least significant bit in digital systems with dither. *Journal of the Audio Engineering Society*, 32(3):106–113, 1984.

- [173] S. B. Vardeman. Sheppard's correction for variances and the quantization noise model. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 54(5):2117–2119, 2005.
- [174] E. Voges und K. Petermann. *Optische Kommunikationstechnik*. Springer Verlag, 2002.
- [175] R. E. Wagner und W. J. Tomlinson. Coupling efficiency of optics in single-mode fiber components. *Applied Optics*, 21(15):2671–2688, 1982.
- [176] D. J. Webb, J. Surowiec, M. Sweeney, D. A. Jackson, L. R. Gavrilov, J. W. Hand, L. Zhang und I. Bennion. Miniature fiber optic ultrasonic probe. In *Proceedings of SPIE*, volume 2839, Seite 76, 1996.
- [177] R. S. Weis, A. D. Kersey und T. A. Berkoff. A four-element fiber grating sensor array with phase-sensitive detection. *IEEE Photonics Technology Letters*, 6(12):1469–1472, 1994.
- [178] B. Widrow. A study of rough amplitude quantization by means of Nyquist sampling theory. *IRE Transactions on Circuit Theory*, 3(4):266–276, 1956.
- [179] B. Widrow, I. Kollar und M. C. Liu. Statistical theory of quantization. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 45(2):353–361, 1996.
- [180] A. Wilfert, P. Kratzer, F. Jülich, R. Kuttler und J. Roths. Kalibrierung von optischen Faser-Bragg-Dehnungssensoren. In *Proceedings of Sensoren und Messsysteme*. VDE VERLAG GmbH, 2010.
- [181] R. Willsch, W. Ecke und H. Bartelt. Optical fiber grating sensor networks and their application in electric power facilities, aerospace and geotechnical engineering. In *15th Optical Fiber Sensors Conference Technical Digest*, Seiten 49–54. IEEE, 2002.
- [182] X. D. Wu, C. Schmidt-Hattenberger, K. Kruger und J. Chen. Temperature-controlled fiber Bragg grating dynamic strain detection system. *Sensors and Actuators A: Physical*, 119(1):68–74, 2005.
- [183] G. Xiao, N. Mrad, F. Wu, Z. Zhang und F. Sun. Miniaturized optical fiber sensor interrogation system employing echelle diffractive gratings demultiplexer for potential aerospace applications. *IEEE Sensors Journal*, 8(7):1202–1207, 2008.
- [184] M. G. Xu, H. Geiger und J. P. Dakin. Modeling and performance analysis of a fiber Bragg grating interrogation system using an acousto-optic tunable filter. *Journal of Lightwave Technology*, 14(3):391–396, 1996.

A Literaturverzeichnis

- [185] S. Yamashita, Y. Nakazaki, R. Konishi und O. Kusakari. Wide and Fast Wavelength-Swept Fiber Laser Based on Dispersion Tuning for Dynamic Sensing. *Journal of Sensors*, 2009.
- [186] S. Yao. Polarization in fiber systems: Squeezing out more bandwidth. In *The photonics handbook*. Laurin Publishing, 2003.
- [187] G. W. Yoffe, P. A. Krug, F. Ouellette und D. A. Thorncraft. Passive temperature-compensating package for optical fiber gratings. *Applied Optics*, 34(30):6859–6861, 1995.
- [188] T. Zeh. *Optical fiber Bragg sensors*. Dissertation, Technische Universität München, 2004.
- [189] H. H. Zhu, J. H. Yin, H. F. Pei, L. Zhang und W. S. Zhu. Fiber Optic Displacement Monitoring in Laboratory Physical Model Testing. *Advanced Materials Research*, 143:1081–1085, 2011.
- [190] Y. Zhu, E. Simova, P. Berini und C. P. Grover. A comparison of wavelength dependent polarization dependent loss measurements in fiber gratings. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 49:1231–1239, 2000.
- [191] H. Zuse. *A framework of software measurement*. de Gruyter, 1998.

A.2 Publikationen, Vorträge und Patentanmeldungen

A.2.1 Eigene Veröffentlichungen und Beiträge

- [192] T. C. Buck, M. S. Müller, A. Heßke und A. W. Koch. Analysis of Spectrometric Fiber Bragg Grating Interrogation for Dynamic Load Sensing. In *Proceedings of Photonics India, Guwahati*, 2010.
- [193] T. C. Buck, M. S. Müller und A. W. Koch. Compact FBG Interrogator based on a customized integrated optical arrayed waveguide grating. In *Proceedings of the 15th European Conference on Integrated Optics, Cambridge*, 2009.
- [194] T. C. Buck, M. S. Müller und A. W. Koch. Detektion von Aliasing in zeitdiskret erfassten Faser-Bragg-Gitter-Signalen mittels Spektrometern. In *Sensoren und Messsysteme 2010, Nürnberg*. VDE VERLAG GmbH, 2010.
- [195] T. C. Buck, M. S. Müller und A. W. Koch. Faser-Bragg-Gitter zur Detektion von transienten Lasten. In *Proceedings zum XXIV. Messtechnischen Symposium des AHMT, Hamburg*, 2010.

A.2 Publikationen, Vorträge und Patentanmeldungen

- [196] T. C. Buck, M. S. Müller und A. W. Koch. Faser-Bragg-Gitter zur Detektion von transienten Lasten. *tm-Technisches Messen*, 78:4, 2011.
- [197] T. C. Buck, M. S. Müller, A. Perez Grassi und A. W. Koch. Detection of aliasing in sampled dynamic fiber Bragg grating signals recorded by spectrometers. *Measurement*, 44:1053–1058, 2011.
- [198] T. C. Buck, M. S. Müller, A. Perez Grassi und A. W. Koch. Theoretical assessment of an all optical low-pass filter for fiber Bragg grating signals. *Journal of Sensors*, doi: 10.1155/2011/302380, 2011.
- [199] T. C. Buck, M. S. Müller, M. Plattner und A. W. Koch. Performance analysis of interrogators for Fiber Bragg Grating sensors based on arrayed waveguide gratings. In *Proceedings of SPIE 7389, München*, Seite 738930, 2009.
- [200] T. C. Buck, M. S. Müller, A. Reutlinger, A. Boesz, M. Froevel, I McKenzie und A. W. Koch. Structural Monitoring of Launchers with Fiber Optic Sensors. In *Proceedings of Photonics India, Guwahati*, 2010.
- [201] H. J. El-Khozondar, M. S. Müller, T. C. Buck, R. J. El-Khozondar und A. W. Koch. Experimental investigation of polarization rotation in twisted optical fibers. In *International Symposium on Optomechatronic Technologies, Istanbul*, Seiten 219–222. IEEE, 2009.
- [202] H. J. El-Khozondar, M. S. Müller, T. C. Buck, R. J. El-Khozondar und A. W. Koch. Experimental Investigation on Polarization Rotation in Twisted Optical Fiber Using Laboratory Coordinate System. *Fiber and integrated optics*, 29(1):1–9, 2010.
- [203] A. Heßke, M. S. Müller, T. C. Buck, A. W. Koch, F. Jülich und J. Roths. Preliminary results of an experimental verification of shear strain influence on fiber Bragg grating reflection spectra. In *Proceedings of Photonics India, Guwahati*, 2010.
- [204] F. Hirth, T. Bodendorfer, M. P. Plattner, T. C. Buck und A. W. Koch. Tunable laser thin film interrogation. *Optics and Lasers in Engineering*, 49:979–983, 2011.
- [205] F. Hirth, T. C. Buck, A. P. Grassi und A. W. Koch. Depth-sensitive thin film reflectometer. *Measurement Science and Technology*, 21:125301, 2010.
- [206] F. Hirth, T. C. Buck, N. Steinhausen und A. W. Koch. Performance of a combined chromatic confocal microscope with thin film reflectometer. In *Proceedings of SPIE 7729, San Diego*, Seite 77291L, 2010.

A Literaturverzeichnis

- [207] L. Hoffmann, F. Hirth, M. Rössner, R. Matschke, T. Bodendorfer, T. C. Buck, M. S. Müller, A. Reutlinger und A. W. Koch. Fiber-optic measurement system for temperature monitoring of telecommunication satellites. In *Proceedings of the Conference on Space Optics, Toulouse*, 2008.
- [208] L. Hoffmann, M. S. Müller, A. Reutlinger, F. Hirth, T. Bodendorfer, T. C. Buck und A. W. Koch. Faseroptisches Temperatur-Monitoring von Telekom-Satelliten. *VDI Berichte*, Seiten 603–612, 2008.
- [209] M. S. Müller, L. Hoffmann, T. C. Buck und A. W. Koch. Fiber Bragg Grating Based Force Torque Sensor. In *Proceedings of SPIE Optomechatronic Technologies, San Diego*, 2008.
- [210] M. S. Mueller, T. C. Buck und A. W. Koch. Fiber Bragg grating-based acceleration sensor. In *International Symposium on Optomechatronic Technologies, Istanbul*, Seiten 127–132. IEEE, 2009.
- [211] M. S. Mueller, L. Hoffmann und A. W. Koch. Performance of a fiber optic ring depolarizer in fiber sensing applications. In *Proceedings of SPIE 6616*, Seite 66163I, 2007.
- [212] M. Müller, T. C. Buck und A. W. Koch. Messsystem zum experimentellen Nachweis der Polarisationsmodenkopplung in schubverzerren Faser-Bragg-Gitter-Sensoren. In *Proceedings der 111. Jahrestagung der DGaO, Wetzlar*, 2010.
- [213] M. S. Müller, T. C. Buck, H. J. El-Khozondar und A. W. Koch. Measurement errors from internal shear strain within fiber-Bragg-grating sensors. In *Proceedings of SPIE 7390, München*, Seite 739007, 2009.
- [214] M. S. Muller, T. C. Buck, H. J. El-Khozondar und A. W. Koch. Shear Strain Influence on Fiber Bragg Grating Measurement Systems. *Journal of Lightwave Technology*, 27(23):5223–5229, 2009.
- [215] M. S. Müller, T. C. Buck und A. W. Koch. Polarisationsmodenkopplung in Faser-Bragg-Gitter Sensoren. In *Proceedings zum XXII. Messtechnischen Symposium des AHMT, Bremen*, 2009.
- [216] M. S. Müller, H. J. El-Khozondar, T. C. Buck und A. W. Koch. Analytical solution of four-mode coupling in shear strain loaded fiber Bragg grating sensors. *Optics Letters*, 34(17):2622–2624, 2009.
- [217] M. S. Muller, L. Hoffmann, T. Bodendorfer, F. Hirth, F. Petit, M. P. Plattner, T. C. Buck und A. W. Koch. Fiber-optic sensor interrogation based on a widely tunable monolithic laser diode. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 59(3):696–703, 2010.

A.2 Publikationen, Vorträge und Patentanmeldungen

- [218] M. S. Müller, L. Hoffmann, T. Bodendorfer, F. Hirth, F. Petit, M. P. Plattner, T. C. Buck und A. W. Koch. Fiber-Optic Sensor Interrogation Based on a Widely Tunable Monolithic Laser Diode. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 59(3):696–703, 2010.
- [219] M. S. Müller, L. Hoffmann, T. C. Buck und A. W. Koch. Fiber Bragg Grating-Based Force-Torque Sensor with Six Degrees of Freedom. *International Journal of Optomechatronics*, 3(3):201–214, 2009.
- [220] M. P. Plattner, C. N. Brand, T. Mair, S. Schupfer, T. C. Buck und A. W. Koch. Spectral peak tracking for enhanced fiber optic sensing. In *Proceedings of SPIE 7389, München*, Seite 738923, 2009.
- [221] M. P. Plattner, T. C. Buck, B. Eder, A. Reutlinger und I. McKenzie. Development of Fiber Optic Sensing Interrogators for Launchers. In *International Conference on Space Optics, Rhodos*, volume 4, Seite 8, 2010.
- [222] M. P. Plattner, F. Hirth, M. S. Müller, L. Hoffmann, T. C. Buck und A. W. Koch. Optimizing Performance of a Fiber Optic Sensor Interrogator by Time of Flight Measurement. In *Sensoren und Messsysteme, Nürnberg*. VDE VERLAG GmbH, 2009.
- [223] M. P. Plattner, F. Hirth, M. Müller, L. Hoffmann, T. C. Buck und A. W. Koch. A versatile fibre optic sensor interrogation system for the ariane launcher based on an electro-optically tunable laser diode. In *Proceedings of International Conference on Space Optics, Toulouse*, 2008.
- [224] M. Rößner, M. S. Müller, T. C. Buck und A. W. Koch. Broadband light source for fiber-optic measurement system in spaceborne applications. *Acta Astronautica*, doi: 10.1016/j.actaastro.2011.07.018, 2011.

A.2.2 Vorträge (ohne Publikation)

- [225] T. C. Buck. Edge Filter based Measurement System for the Ariane Launcher and Acceleration Sensors. In *Vortrag Test Readiness Review Meeting, Instituto Nacional de Técnica Aeroespacial (INTA), Madrid*, 30.03.2010.
- [226] T. C. Buck. Faseroptische Sensoren. In *Vortrag beim 10. Weiterbildungsseminar für Lehrer an Beruflichen Schulen, TU München*, 11.11.2010.
- [227] T. C. Buck. Spectrometer-based fiber-optic measurement system for health monitoring of satellites. In *ESA workshop on Fiber Optic Sensors for Space Application, Poster Presentation*, 17.-19.06.2009, Noordwijk, NL.

A Literaturverzeichnis

- [228] T. C Buck und M. S. Müller. Edge Filter based Measurement System for the Ariane Launcher and Acceleration Sensors. In *Vortrag ESA Preliminary Design Review Meeting, Kayser Threde GmbH, Munich*, 2008.

A.2.3 Patentanmeldungen

- [229] T.C. Buck, M.S. Müller und A.W. Koch. *Optisches Tiefpassfilter und Verfahren zum optischen Filtern*. Patentschrift, DE 10 2009 041 507.6, 2009.
- [230] T.C. Buck, M.S. Müller und A.W. Koch. *Vorrichtung zum Auslesen eines spektral selektiven Messaufnehmers und Messvorrichtung*. Patentschrift, DE 10 2009 040 885.1, 2009.
- [231] T.C. Buck, M.S. Müller und A.W. Koch. *Vorrichtung zum Umsetzen eines optischen Eingangssignals in ein elektrisches Ausgangssignal und Verfahren zur Herstellung der Vorrichtung*. Patentschrift, DE 10 2009 014 478, 2009.
- [232] F. Hirth und T.C. Buck. *Schichtmessverfahren und Messvorrichtung*. Patentschrift, DE 10 2010 016 462.3, 2010.