

TEMPERATURKOMPENSATION
FASEROPTISCHER
KRAFT-MOMENTEN-SENSOREN
MITTELS
FLUORESZENZ-LEBENSDAUER
MESSUNG

eingereichte
Diplomarbeit
von

cand. ing. Patrick Leyendecker

geb. am 12.06.1984
wohnhaft in:
Würmstrasse 53a
82166 Gräfelfing
Tel.: 089 / 61514211

Institut für Robotik und Mechatronik
Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt (DLR e.V.)
Münchner Strasse 20
82234 Wessling
Deutschland

Professor Dr.-Ing.
Gerd Hirzinger

IMETUM Zentralinstitut
für Medizintechnik
Technische Universität München
Boltzmannstrasse 11
85748 Garching
Deutschland

Professor Dr.-Ing.
Werner Hemmert

Betreuer:
Dipl.-Ing. Robert Haslinger

Betreuer:
Dr.-Ing. Bernhard Gleich

Beginn: 10.12.2009
Abgabe: 09.06.2010

Ganz herzlich möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Werner Hemmert und Dr. Bernhard Gleich vom IMETUM für die Möglichkeit bedanken, als externer Student am Lehrstuhl diese Diplomarbeit anzufertigen. Ebenso bedanke ich mich bei Prof. Dr. Gerd Hirzinger und dem gesamten Institut für Robotik und Mechatronik am DLR für die Unterstützung und die Bereitstellung von Mitteln zur Realisierung der Arbeit. Allen voran danke ich meinem Betreuer am DLR, Robert Haslinger, der mir stets mit Rat und Tat zur Seite stand. Zum Ende des Studiums bedanke ich mich bei meinen Eltern, die mir diese Ausbildung ermöglicht haben.

Abstract

Faseroptische Kraft-Momenten-Sensoren wurden entwickelt, um dem Chirurgen in der robotergestützten, minimal-invasiven Chirurgie zusätzlich zum visuellen auch einen haptischen Eindruck zu vermitteln. Damit Kräfte und Momente durch Dehnungsmessung mit Faser-Bragg-Gittern zuverlässig erfasst werden können, bedarf es der Temperaturkompensation direkt an den Messstellen. Zu diesem Zweck wird das Verfahren der Fluoreszenzlebensdauer-Messung gewählt. Das Faser-Bragg-Gitter wird in eine Glasfaser mit hoher Ytterbium-Dotierung eingeschrieben, um mit Licht verschiedener Wellenlängen gleichzeitig Dehnung und Temperatur in einer Faser zu messen.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	v
1 Einleitung	1
2 Stand der Technik und grundlegende Erwägungen	5
2.1 Der faseroptische Kraft-Momenten-Sensor	5
2.2 Fluoreszenz in faseroptischen Systemen	12
2.3 Simultane Detektion von Dehnung und Temperatur in einer Faser	18
3 Entwurf	23
3.1 Temperaturkompensation	23
3.2 Fluoreszenzlebensdauer-Messung	26
3.3 Kalibrierung	30
4 Implementierung	31
4.1 Optischer Aufbau	31
4.2 Anforderungen	32
4.3 Elektronische Auslegung	34
4.4 Abgleich	39
4.5 Rauschanalyse des Transimpedanzverstärkers	40
4.6 Driftkompensation	42
5 Ergebnisse	45
5.1 Sensorfaser	45
5.2 Biegebalken	50
5.3 Variationen	55
6 Zusammenfassung und Ausblick	59
A Anhang	61
A.1 Grundlagen der angewandten Faseroptik	61
A.2 Faser-Bragg-Gitter	63
A.3 Schaltpläne	64
Literaturverzeichnis	69

Abbildungsverzeichnis

1.1	Das DLR MiroSurge System	2
1.2	Position des Hexapod-Sensors am medizinischen Instrument	3
2.1	Der faseroptische Hexapod-Sensor	6
2.2	Die Geometrie des Hexapod-Sensors	6
2.3	Energieniveaus von Erbium und Ytterbium mit dazugehörigen Fluoreszenzwellenlängen	12
2.4	Absorptions- und Emissionsspektren von Erbium- und Ytterbium-dotierten Glasfasern	13
2.5	Temperaturabhängigkeit der Fluoreszenzlebensdauer in Erbium- und Ytterbium-dotierten Glasfasern verschiedener Konzentration	14
2.6	Phase-Locked Detection	17
2.7	Temperaturmessung mittels Fluoreszenz-Intensitäts-Quotient bei Ytterbium	18
3.1	Optischer Aufbau des temperaturkompensierten Sensors	24
3.2	Blockschaltbild der Elektronik zur Fluoreszenzlebensdauer-Messung	26
3.3	Verläufe der Fluoreszenzsignalamplitude, deren Empfindlichkeit gegenüber der Fluoreszenzlebensdauer und die Empfindlichkeit der Phasenverschiebung gegenüber der Fluoreszenzlebensdauer in Abhängigkeit der Phasenverschiebung	29
4.1	Ausschnitt aus der faseroptischen Realisierung des Messaufbaus	32
4.2	Fourierspektrum der E-MU 1616m bei 200Hz Sinussignal	35
4.3	Schaltplan des Rekonstruktions- und Antialiasingfilters in Multiple-Feedback-Topologie	36
4.4	Filtercharakteristik des Rekonstruktions- und Antialiasingfilters	37
4.5	Schaltplan des Reglers für den Laserdiodenstrom	38
4.6	Gemessener Phasenverlauf des Antialiasingfilters im Referenz- und im Fluoreszenzdetektor bei 200Hz	39
4.7	Aufgebauter Photodiodenempfänger	40
4.8	Rauschquellen des Transimpedanzverstärkers	41
4.9	Empfindlichkeit der Photodiode	42

4.10	Optischer Aufbau mit Driftkompensation	43
5.1	Fluoreszenzlichtintensität der Sensorfaser in Abhängigkeit der Pumplichtenergie	46
5.2	Fuorierspektrum des Fluoreszenzsignals der Sensorfaser	46
5.3	Messwerte und Regressionsgerade zur Kalibrierung der Sensorfaser für die Temperaturmessung	47
5.4	Messwerte und Regressionsgerade zur Kalibrierung der Sensorfaser für die Temperaturkompensation	48
5.5	Dehnungsmesswerte der Sensorfaser	48
5.6	Folgeverhalten der Temperaturkompensation der Sensor- faser	50
5.7	Messaufbau des Biegebalkens im Wärmeschrank	51
5.8	Fluoreszenzlichtintensität beim Biegebalken in Abhängig- keit der Pumplichtenergie	52
5.9	Fuorierspektrum des Fluoreszenzsignals beim Biegebalken	52
5.10	Dehnung der Messfaser in Abhängigkeit von der Belastung des Biegebalkens	53
5.11	Messwerte und Regressionsgerade zur Kalibrierung des Biegebalkens für die Temperaturmessung	53
5.12	Messwerte und Regressionsgerade zur Kalibrierung des Biegebalkens für die Temperaturkompensation	54
5.13	Dehnungsmesswerte des Biegebalkens	54
5.14	Verlauf der Fluoreszenzintensität in Abhängigkeit der Pump- lichtintensität und der Faserlänge bei der DF1100 von Fibercore	56
5.15	Verlauf der Fluoreszenzintensität bei der Yb1200-4/125 von Liekki	57
A.1	Prinzipielle Struktur eines Faser-Bragg-Gitters	63

Tabellenverzeichnis

2.1 Genauigkeit des Kraft-Momenten-Sensors	11
2.2 Genauigkeit veröffentlichter Temperatur- und Dehnungsmessmethoden in der Faseroptik	21
5.1 Fluoreszenzlebensdauer und deren Temperaturabhängigkeit bei Ytterbium-dotierten Glasfasern	56

Abkürzungen

AC	Alternating Current, Wechselstrom
ADC	Analog-Digital Converter, Analog-Digital-Wandler
AFE	Analog Front End
APC	Angled Physical Contact, Faseroptischer Steckverbinder mit abgeschrägten Endflächen
ASE	Amplified Spontaneous Emission
ASIO	Audio Stream Input/Output
COG	NPO, Negative-Positive-Zero, nahezu temperaturunabhängige Keramikkondensatoren
CMRR	Common Mode Rejection Ratio, Common-Mode-Spannungs-Unterdrückung
DAC	Digital-Analog Converter, Digital-Analog-Wandler
DC	Direct Current, Gleichstrom
DDS	Direkte Digitale Synthese
DFT	Diskrete Fourier Transformation
DLL	Dynamic Link Library
DMS	Dehnungsmessstreifen
DOF	Degree of freedom, Freiheitsgrad
Er	Erbium, ein Selten-Erd-Element
FBG	Faser-Bragg-Gitter
FIR	Fluorescence Intensity Ratio, Fluoreszenz-Intensitäts-Quotient
FPGA	Field Programmable Gate Array, programmierbarer Integrierter Schaltkreis

InGaAs	Indium-Galium-Arsenid
KMS	Kraft-Momenten-Sensor
LPO	Linearphasenoperator
LUT	Lookup-Tabelle
MFB	Multiple Feedback, aktive elektronische Filter Topologie
OSA	Optical Spectrum Analyzer, Optischer Spektrumanalysator
PCI	Peripheral Component Interconnect, ein Bus-Standard
PLD	Phase-Locked Detection
PLL	Phase-Locked-Loop, Phasenregelschleife
PSRR	Power Supply Rejection Ratio, Versorgungsspannungsunterdrückung
QNX	Ein Echtzeit-Betriebssystem
RMSE	Root Mean Squared Error, Wurzel des mittleren quadratischen Fehlers
SLED	Superlumineszenz-Leuchtdiode
SM	Single Mode
SNR	Signal to Noise Ratio, Signal-Rausch-Abstand
THD	Total Harmonic Distortion, Unterdrückung der Harmonischen
TIA	Transimpedance Amplifier, Transimpedanzverstärker
VCO	Voltage Controlled Oscillator, spannungsgesteuerter Oszillator
WDM	Wavelength Division Multiplexer, Wellenlängen-selektiver Koppler
XOR	Exklusives-Oder, Logikgatter
Yb	Ytterbium, ein Selten-Erd-Element

1

Einleitung

Die minimal-invasive Chirurgie zeichnet sich im Gegensatz zur konventionellen Chirurgie durch kleinere Einschnitte und damit geringeres Trauma bei der Operation, sowie schnellerer Wundheilung beim Patienten aus [WICKHAM, 1987]. Instrumente werden dabei durch kleine Öffnungen im Patientenkörper eingeführt, die durch Trokare geschaffen werden. Übliche Instrumente sind dabei Endoskope, Zangen und Schnittwerkzeuge, die in entsprechender Konfiguration Verwendung finden. Bei der robotergestützten minimal-invasiven Chirurgie sind diese Instrumente an Roboterarmen befestigt, die vom operierenden Chirurg durch entsprechende Eingabegeräte, zum Beispiel Joysticks, ferngesteuert werden. Bisher existiert mit DaVinci von Intuitive erst ein einziges derartiges Chirurgesystem auf dem Markt [BALLANTYNE und MOLL, 2003]. Dabei beschränkt sich der Eindruck von der Operationsstelle im Patientenkörper derzeit auf visuelle Information durch das Endoskop. Eine Ausnahme bilden Zugkräfte, die mit Einschränkungen gemessen werden können, ansonsten werden Kräfteindrücke am Bildschirm vermittelt.

Am Institut für Robotik und Mechatronik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) wurde mit MiroSurge ein System entwickelt, welches vielseitigere Einsatzmöglichkeiten bieten soll [HAGN et al., 2010]. Abbildung 1.1 zeigt ein entsprechendes Szenario. Als besonderes Novum bietet es zudem einen haptischen Eindruck von der Operationsstelle, der von einem Kraft-Momenten-Sensor (KMS) mit sechs Freiheitsgraden (6-DOF) direkt an der Sensorzange geliefert wird [SEIBOLD und HIRZINGER, 2003]. Dieser Sensor basiert auf der Stewart-Plattform (Hexapod, [SORLI und PASTORELLI, 1995]) und ist im derzeitigen System noch mit sechs elektrischen Dehnungsmessstreifen (DMS) bestückt, deren Dehnungen auf äußere Kräfte und Momente

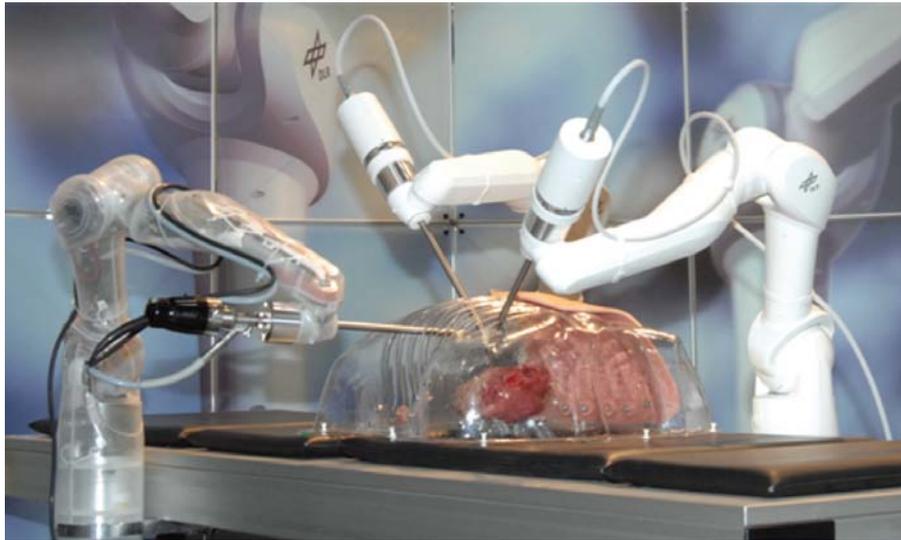


Abbildung 1.1: Das DLR MiroSurge System [KONIETSCHKE et al., 2009]

umgerechnet werden. Abbildung 1.2 zeigt die Sensorzange und den Kraft-Momenten-Sensor.

Zur Baugrößenminimierung, aber auch im Hinblick auf medizinische Verträglichkeit wurde eine zweite Version des Sensors mit Glasfasertechnik entwickelt [HASLINGER et al., 2010]. Dehnungen werden nun mit Hilfe von Faser-Bragg-Gittern (FBG) gemessen. Dabei werden optische Gitter in eine Glasfaser eingeschrieben und mit breitbandigem Licht bestrahlt. Am Gitter wird nur Licht einer bestimmten Wellenlänge reflektiert, die sich auf Grund von Dehnung, aber auch Temperaturänderung der Faser ändert. Im Gegensatz zur Widerstandsänderung bei den elektrischen Messstreifen, wird also die Wellenlängenänderung zur Dehnungsmessung genutzt [HILL und MELTZ, 1997].

Auf Grund der Wärmeausdehnung reagieren sowohl Dehnungsmessstreifen als auch FBGs sehr empfindlich auf Temperatureinflüsse. Die geringen Abmessungen sowie Temperaturunterschiede im Patientenkörper würden daher ohne Temperaturkompensation zu erheblichen Fehlkräften und -momenten führen. Im Rahmen dieser Arbeit soll ein Verfahren der Temperaturkompensation vorgestellt werden, das es ermöglicht, Temperatureinflüsse direkt an allen sechs Messstellen zu erfassen und zu kompensieren.

Neben der elektronischen Kompensation, die aus Platzgründen und Erwägungen über das System nicht in Frage kommt, kann ein unbelastetes Faser-Bragg-Gitter in einer zusätzlichen Faser zur Temperaturkompensation dienen, aber auch damit wäre der Platzbedarf für die freie Lagerung erheblich. Zudem wäre so ebenfalls nur die Messung eines Temperaturwertes möglich, der dann zur Kompensation des Gesamtsystems herangezogen werden müsste. Auf Grund der Sensorbaugröße und des geringen Materialvolumens um die einzelnen Messstellen, können



Abbildung 1.2: Position des Hexapod-Sensors am medizinischen Instrument

diese jedoch als nahezu thermisch entkoppelt angesehen werden, was insbesondere unter Berücksichtigung der stark schwankenden Temperatureinflüsse während einer Operation (beispielsweise durch einseitigen Organkontakt oder vorbeifließende Spülflüssigkeit) eine getrennte Temperaturkompensation an allen sechs Messstellen unerlässlich macht. Es liegt daher nahe, für die Temperaturkompensation ein Verfahren zu wählen, das ebenfalls in die vorhandenen Glasfasern integriert werden kann. Dabei soll das Messverfahren intensitätsunabhängig sein, da durch die Position des KMS an der Zange die Glasfaserzuleitungen beweglich gelagert werden müssen und es durch Abwinklung des Endeffektors zu Dämpfung in den Fasern kommen kann. Im Rahmen dieser Arbeit soll die Eignung der Fluoreszenzlebensdauer-Messung in Seltenerd-dotierten Glasfasern untersucht werden.

Um Dehnung und Temperatur zeitgleich mit nur einer Faser bestimmen zu können, werden die Faser-Bragg-Gitter in Ytterbium-dotierte Glasfasern eingeschrieben. Die Fluoreszenzeigenschaft des Dotierelements wird dann zur Temperaturbestimmung herangezogen. Im Gegensatz zur Wellenlängenmessung des FBG, die eine hohe Empfindlichkeit gegenüber Temperatureinflüssen zeigt, ist der Einfluss der Dehnung auf die Fluoreszenzmessung im gewählten Arbeitsbereich nahezu vernachlässigbar. Bei synchroner Messung kann so die gemessene Fluoreszenzlebensdauer zur Temperaturkompensation der Dehnungsmessung mittels FBG dienen.

In der vorliegenden Arbeit folgt ein Kapitel zum Stand der Technik, worin zunächst die Funktionsweise des faseroptischen Kraft-Momenten-

Sensors erklärt wird. Dabei wird insbesondere auf die Faser-Bragg-Gitter eingegangen, um die Notwendigkeit der Temperaturkompensation herauszustellen. Weitere Inhalte sind die Temperaturabhängigkeit der Fluoreszenz in faseroptischen Systemen, sowie bisherige Ergebnisse im Bereich der Temperaturmessung mit Glasfasern. Im darauf folgenden Kapitel wird das Konzept zur Temperaturkompensation des Kraft-Momenten-Sensors mit einem Messverfahren auf Basis der Diskreten Fourier Transformation (DFT) erläutert. Die Implementierung des vorgestellten Messverfahrens im Laboraufbau ist Inhalt des anschließenden Kapitels, in dem auch die entsprechenden Anforderungen formuliert werden. Den Abschluss bilden ein Kapitel zur Vorstellung und Analyse der Ergebnisse, sowie die Zusammenfassung und der Ausblick. Im Anhang finden sich Grundlagen zur Glasfasertechnik und Faser-Bragg-Gittern, sowie die Schaltpläne zur Realisierung des Aufbaus.

2

Stand der Technik und grundlegende Erwägungen

Die Kombination der Fluoreszenzlebensdauer-Messung mit Faser-Bragg-Gittern als mögliches Sensorkonzept zur temperaturkompensierten Dehnungsmessung ist in der Literatur bekannt [FORSYTH et al., 2002] [WADE et al., 2001]. Die Eignung des Verfahrens für einen faseroptischen Kraft-Momenten-Sensor soll in dieser Arbeit evaluiert werden. Im folgenden Unterkapitel wird die Funktionsweise des existierenden Sensors beschrieben, wobei sich eine Temperaturkompensation als unerlässlich erweist. Es folgen die theoretischen Grundlagen zur Fluoreszenz in der Faseroptik und bekannte Messmethoden. Der Einsatz dieser Methoden zur kombinierten Dehnungs- und Temperaturmessung, sowie alternative Ansätze, werden anschließend erläutert.

2.1 Der faseroptische Kraft-Momenten-Sensor

Der Kraft-Momenten-Sensor, der beim DLR MiroSurge zum Einsatz kommt, basiert auf der Stewart-Plattform (Hexapod, [SORLI und PASTORELLI, 1995]). Er befindet sich direkt an der Spitze zwischen Schaft und Zange des chirurgischen Werkzeugs am Roboterarm. Abbildung 2.1 zeigt eine Detailaufnahme des faseroptischen Sensors, der sich wie der bisherige Sensor mit elektrischen Dehnungsmessstreifen in Abbildung 1.2 am medizinischen Instrument befindet. Die Geometrie wird durch Abbildung 2.2 dargestellt.

Zur Kraftmessung wird vereinfachend davon ausgegangen, dass sich äußere Kräfte lediglich auf Normalkräfte in den Beinchen der Hexapodstruktur auswirken, wo die FBGs idealerweise nur diese Normalkräfte

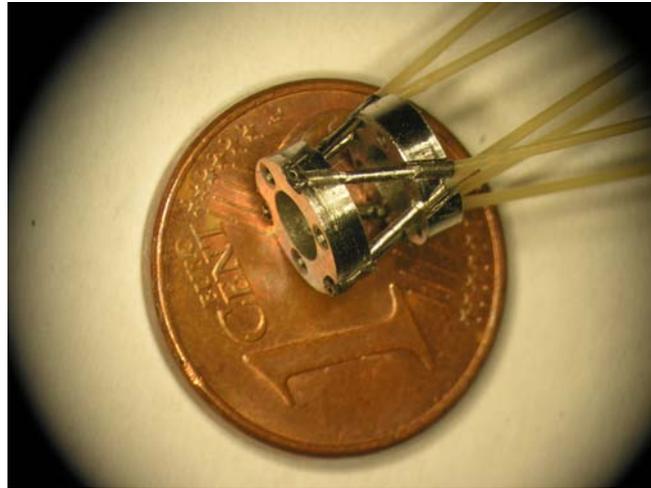


Abbildung 2.1: Der faseroptische Hexapod-Sensor

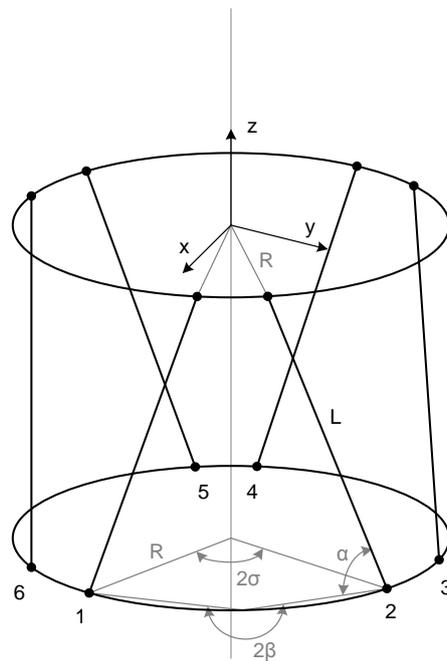


Abbildung 2.2: Die Geometrie des Hexapod-Sensors

aufnehmen, nicht aber Scher- oder Querkräfte. Unter diesen Annahmen ergibt sich aus der Geometrie der Stewart-Plattform folgender linearer Zusammenhang zwischen äußeren und inneren Kräften im Sensor, wie in [SEIBOLD und HIRZINGER, 2003] beschrieben:

$$\begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \\ M_x \\ M_y \\ M_z \end{bmatrix} = A \begin{bmatrix} F_{N,1} \\ F_{N,2} \\ F_{N,3} \\ F_{N,4} \\ F_{N,5} \\ F_{N,6} \end{bmatrix}, \quad (2.1)$$

wobei

$$A = -\frac{1}{2} \begin{bmatrix} \sqrt{3}m + n & \sqrt{3}m - n & -\sqrt{3}m + n & -\sqrt{3}m - n & -2n & 2n \\ m - \sqrt{3}n & m + \sqrt{3}n & m + \sqrt{3}n & m - \sqrt{3}n & -2m & -2m \\ -2q & -2q & -2q & -2q & -2q & -2q \\ -Rq & -Rq & -Rq & -Rq & 2Rq & 2Rq \\ Rq\sqrt{3} & Rq\sqrt{3} & -Rq\sqrt{3} & -Rq\sqrt{3} & 0 & 0 \\ -2Rn & 2Rn & -2Rn & 2Rn & -2Rn & 2Rn \end{bmatrix}$$

und

$$\begin{aligned} m &= \cos(\alpha) \cos(\beta) \\ n &= \cos(\alpha) \sin(\beta) \\ q &= \sin(\alpha). \end{aligned}$$

Für den vorliegenden Sensor gilt zudem

$$\begin{aligned} R &= 2,67 \text{ mm} \\ L &= 3,14 \text{ mm} \\ \alpha &= 68^\circ \\ \beta &= 120^\circ \\ \sigma &= 43^\circ. \end{aligned}$$

Beim faseroptischen Kraft-Momenten-Sensor werden die Glasfasern mit den eingeschriebenen Faser-Bragg-Gittern zunächst einzeln in die Metallröhrchen geklebt, die dann als Hexapodbeinchen zwischen den beiden Endplatten fixiert werden. Durch spezielle Epoxidverbindungen ergibt sich eine belastbare Struktur, die im Versuch einer Belastung von über 20 N in x/y -Richtung standhielt.

Für die Kraft- und Momentenmessung werden mit Hilfe der Faser-Bragg-Gitter die Normalkräfte in den einzelnen Beinchen bestimmt. Hierzu wird breitbandiges Licht im Bereich von 1520 nm bis 1560 nm in die Fasern eingestrahlt. Am Gitter wird nur eine bestimmte Wellenlänge aus diesem Bereich reflektiert, die zuvor beim Einschreiben bestimmt wurde und sich von allen anderen Gittern im Sensor mit ausreichendem

Abstand unterscheidet. Das reflektierte Licht aller Gitter wird zusammengeführt und ergibt in Summe ein entsprechendes Spektrum mit sechs ausgeprägten Peaks. Durch Dehnung und Temperatureinwirkung ändert sich die Wellenlänge des reflektierten Lichts am Gitter. Auf Basis von [HILL und MELTZ, 1997] erarbeitet [TRUTZEL, 2001] folgenden Zusammenhang für applizierte Fasersensoren:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = (1 - p_{eff}) \epsilon + \left[(1 - p_{eff}) \alpha + \frac{1}{n_0} \frac{dn}{dT} \right] \Delta T \quad (2.2)$$

Dabei ist $\Delta\lambda$ die Wellenlängenänderung zum Zeitpunkt t gegenüber der Wellenlänge λ_0 zum Zeitpunkt t_0 . p_{eff} wird als photoelastische Konstante bezeichnet. Deren numerischer Wert ist Gegenstand der Forschung. In [HILL und MELTZ, 1997] wird er zu 0,22 und in [TRUTZEL, 2001] zu 0,198 ermittelt. Außerdem ist ϵ die Längenausdehnung, α der Wärmeausdehnungskoeffizient, n_0 der Brechungsindex zum Zeitpunkt t_0 , $\frac{dn}{dT}$ die Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur und ΔT die Änderung der Temperatur seit dem Zeitpunkt t_0 . Die Berechnung der Normalkräfte folgt dem physikalischen Prinzip der Elastizität:

$$F_N = AE\epsilon \quad (2.3)$$

Somit ergibt sich unter Berücksichtigung des Elastizitätsmoduls E und der Querschnittsfläche A der Hexapodbeinchen, sowie der mathematischen Beschreibung der Faser-Bragg-Gitter gemäß Gleichung 2.2 folgender Zusammenhang zwischen Wellenlänge λ , Temperatur T und Normalkraft F_N :

$$F_N = \frac{AE}{1 - p_{eff}} \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} - \left[(1 - p_{eff}) \alpha + \frac{1}{n_0} \frac{dn}{dT} \right] \Delta T \right) \quad (2.4)$$

Nach Temperaturkompensation verbleibt der erste Teil der Gleichung, der die Abhängigkeit der Normalkraft von der Änderung der Wellenlänge beschreibt:

$$F_N = \frac{AE}{1 - p_{eff}} \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \quad (2.5)$$

Die Matrix, die nach Temperaturkompensation den Zusammenhang zwischen Wellenlänge des reflektierten Lichts an den einzelnen Messstellen und den äußeren Kräften am Sensor beschreibt, kann zwar analytisch angegeben werden, sie unterliegt aber einigen modellbedingten Vereinfachungen, sowie idealisierter Fertigungsgenauigkeit. Diese Voraussetzungen können in der Realität nicht eingehalten werden, insbesondere lässt sich das Elastizitätsmodul E und der Wärmeausdehnungskoeffizient α durch den inhomogenen Verbund von Glasfaser, Stahl und Klebstoff nur schwer berechnen. Es soll aber nach wie vor ein ausreichend linearer Zusammenhang zwischen den Messgrößen wie in Gleichung 2.4 angenommen werden. Daher wird die Matrix vor Inbetriebnahme des Sensors kalibriert. Hierzu wird der Sensor mit definierten Kräften und Momenten belastet, die in einer Matrix F_{SOLL}

verzeichnet werden. Die resultierenden Wellenlängenverschiebungen werden in einer Matrix Λ_{IST} aufgezeichnet.

Mit

$$A = F_{SOLL} \left[(\Lambda_{IST} \Lambda_{IST}^T)^{-1} \Lambda_{IST} \right]^T \quad (2.6)$$

ergibt sich dann die kalibrierte Messmatrix nach dem Prinzip des kleinsten quadratischen Fehlers, das bei Einsatz der Pseudoinverse von Λ_{IST} gewährleistet ist.

Zur Messung der Wellenlängen kommt mit dem I-MON 80D Interrogation Monitor ein Spektrometer der Firma Ibsen Photonics zum Einsatz [IBSEN PHOTONICS]. Dieses misst auf 80 Kanälen die Intensitätsverteilung des einfallenden Lichts im interessierenden Wellenlängenbereich. Jedem Kanal mit Index x_i ist eine bestimmte Wellenlänge zugeordnet, bei der die Intensität y_i des einfallenden Lichtes gemessen wird. Da die Unterteilung in 80 diskrete Werte jedoch zu ungenau ist, kommt bei der Bestimmung der genauen Mittelpunktswellenlängen der Intensitätsmaxima ein sogenannter Subpixelalgorithmus zum Einsatz. Hierbei wird auf Basis der N benachbarten Punkte zu beiden Seiten eines Intensitätsmaximums (x_0, y_0) der Mittelwert x^* einer angepassten Funktion bestimmt.

Auf Grund der Form des Spektrums eines Faser-Bragg-Gitters eignet sich zur Approximierung insbesondere die Gauß-Glocke

$$f(x; A, x^*, \sigma) = A \exp\left(\frac{-(x - x^*)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.7)$$

mit den zu bestimmenden Parametern A , x^* und σ . Der Fit wird gemäß der nichtlinearen Regressionsrechnung aus [BATES und WATTS, 1988] iterativ durchgeführt und wird nach Erreichen einer ausreichend kleinen Änderungsrate abgebrochen:

$$\begin{bmatrix} A_{i+1} \\ x^*_{i+1} \\ \sigma_{i+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_i \\ x^*_i \\ \sigma_i \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

$$+ (M^T M)^{-1} M^T \Big|_{A_i, x^*_i, \sigma_i} \begin{bmatrix} y_{-N} & - & f(x_{-N}; A_i, x^*_i, \sigma_i) \\ y_{-N+1} & - & f(x_{-N+1}; A_i, x^*_i, \sigma_i) \\ \vdots & & \vdots \\ y_N & - & f(x_N; A_N, x^*_i, \sigma_i) \end{bmatrix}$$

Dabei ist

$$M = \begin{bmatrix} \frac{\partial f}{\partial A} \Big|_{x_{-N}} & \frac{\partial f}{\partial x^*} \Big|_{x_{-N}} & \frac{\partial f}{\partial \sigma} \Big|_{x_{-N}} \\ \frac{\partial f}{\partial A} \Big|_{x_{-N+1}} & \frac{\partial f}{\partial x^*} \Big|_{x_{-N+1}} & \frac{\partial f}{\partial \sigma} \Big|_{x_{-N+1}} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \frac{\partial f}{\partial A} \Big|_{x_N} & \frac{\partial f}{\partial x^*} \Big|_{x_N} & \frac{\partial f}{\partial \sigma} \Big|_{x_N} \end{bmatrix}$$

und

$$\begin{aligned}\frac{\partial f}{\partial A} &= \exp\left(\frac{-(x-x^*)^2}{2\sigma^2}\right) \\ \frac{\partial f}{\partial x^*} &= \frac{A(x-x^*)}{\sigma^2} \exp\left(\frac{-(x-x^*)^2}{2\sigma^2}\right) \\ \frac{\partial f}{\partial \sigma} &= \frac{A(x-x^*)^2}{\sigma^3} \exp\left(\frac{-(x-x^*)^2}{2\sigma^2}\right).\end{aligned}$$

Die Wiederholbarkeitsanalyse zeigt, dass die Verwendung mit zwei Nachbarpunkten für die vorliegende Anwendung ideal ist.

Um den Algorithmus ohne Iteration zu verwenden, kann zunächst eine Umformung vorgenommen werden:

$$f' = \ln(f) = -\frac{1}{\sigma^2}x^2 + \frac{2x^*}{\sigma^2}x + \ln(A) - \frac{x^{*2}}{\sigma^2}, \quad (2.9)$$

so dass

$$f' \equiv ax^2 + bx + c \quad (2.10)$$

und damit

$$\begin{bmatrix} a \\ b \\ c \end{bmatrix} = [X^T X]^{-1} X^T \begin{bmatrix} y_{-N} \\ y_{-N+1} \\ \vdots \\ y_N \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

mit

$$X = \begin{bmatrix} x_{-N}^2 & x_{-N} & 1 \\ x_{-N+1}^2 & x_{-N+1} & 1 \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ x_N^2 & x_N & 1 \end{bmatrix}$$

und schließlich

$$x^* = -\frac{b}{2a} \quad (2.12)$$

Dadurch reduziert sich die Anpassung auf ein lineares System. Allerdings ändert sich auch das Fehlermaß, wodurch nicht mehr der mittlere quadratische Fehler des ursprünglichen Problems minimiert wird und die Ergebnisse schlechter werden.

In [ZEH, 2004] wird mit der „Linearphasenoperator“-Technik (LPO) jedoch ein weiterer nichtiterativer Algorithmus vorgestellt, der zudem wenig rechenintensiv ist, und sich damit ideal zur Implementierung auf

	Standardabweichung bei Mittelung über		Fehlerempfindlichkeit
	1 Messwert (2,5 kHz)	250 Messwerte (10 Hz)	
F_x	0,0532 N	0,0058 N	64,9 %
F_y	0,0491 N	0,0088 N	64,9 %
F_z	0,8527 N	0,1364 N	227,1 %
M_x	0,3406 Nmm	0,0372 Nmm	482,4 %
M_y	0,2048 Nmm	0,0250 Nmm	482,4 %
M_z	0,1688 Nmm	0,0293 Nmm	238,7 %
F_{gesamt}	0,5642 N	0,1348 N	244,9 %
M_{gesamt}	0,2559 Nmm	0,0327 Nmm	722,8 %

Tabelle 2.1: Genauigkeit des Kraft-Momenten-Sensors

einem FPGA eignet. Die Subpixel x^* werden wie folgt berechnet:

$$x^* = x_0 + \begin{cases} \frac{-\sum_{i=-N}^{-1} y_i + \sum_{i=1}^N y_i}{-y_{-N} - y_0 + y_1 + y_{N+1}}, & \text{wenn } y_{-1} \leq y_1 \\ \frac{-\sum_{i=-N-1}^{-2} y_i + \sum_{i=0}^{N-1} y_i}{-y_{-N-1} - y_{-1} + y_0 + y_N}, & \text{wenn } y_{-1} > y_1 \end{cases} \quad (2.13)$$

Sowohl die Wiederholbarkeitsanalyse, als auch die Stetigkeitsanalyse über den Wertebereich zeigen für den LPO mit $N = 1$ gleichwertige Ergebnisse wie beim iterativen Gauß-Ansatz. Daher wird der Sensor im derzeitigen Messaufbau unter Einsatz des LPO verwendet.

Der Sensor wird mit einer PCI-Karte von Acromag in einem QNX-System angesteuert. Damit kann die volle verfügbare Datenrate des Spektrometers von 2,5 kHz ausgeschöpft werden.

Durch Mittelung über mehrere Messungen steigt die Messgenauigkeit zu Lasten der Dynamik. Tabelle 2.1 gibt einen Überblick. Dabei wurde die Standardabweichung der Messwerte bei unbelastetem Sensor berechnet. Die Ergebnisse mit Mittelung über 250 Werte und die ohne Mittelung wurden gegenüber gestellt. Die Fehlerempfindlichkeit gibt dabei die errechnete mittlere prozentuale Abhängigkeit des Messwertfehlers vom Fehler bei den gemessenen Normalkräften in den Sensorbeinchen an. Für die Gesamtkraft und das Gesamtmoment ist dieser Wert eine obere Grenze.

Bei rein stochastischen Werten wäre eine Verbesserung der Genauigkeit von Faktor $\sqrt{250} = 15,8$ zu erwarten, die Tabelle verzeichnet jedoch lediglich Faktor 7,0 im Durchschnitt. Dieser Sachverhalt dürfte auf Korrelation der Messwerte durch inhärentes Tiefpassverhalten, sowie deterministische Effekte auf Grund von Verspannungen in der Sensorstruktur zurückzuführen sein. Zudem werden Hystereseeffekte verursacht, die bei Messungen mit unterschiedlicher Sensorbelastung auftreten.

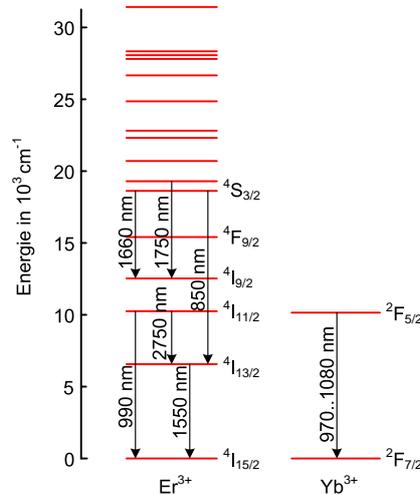


Abbildung 2.3: Energieniveaus von Erbium und Ytterbium mit dazugehörigen Fluoreszenzwellenlängen [GRATTAN und ZHANG, 1995]

2.2 Fluoreszenz in faseroptischen Systemen

Das Phänomen der Fluoreszenz ergibt sich durch Anregung von Ionen im Trägermaterial, was eine Änderung ihrer Teilchenenergie zur Folge hat. Entsprechend dem Zerfallsgesetz wird diese Energie unter spontaner Emission von Licht einer bestimmten Wellenlänge wieder abgegeben. In fluoreszierenden Materialien gibt es in der Regel mehrere Energieniveaus, die besetzt werden können. Daraus ergeben sich trägerabhängig die Wellenlängen, bei denen Licht absorbiert oder emittiert wird, sowie die entsprechenden Zerfallszeiten. In Abbildung 2.3 sind beispielhaft die Energieniveau-Modelle der Selten-Erd-Elemente Erbium (Er) und Ytterbium (Yb) dargestellt. Typische Absorptions- und Emissionsspektren von Glasfasern, die mit Ionen dieser Elemente dotiert wurden, zeigt Abbildung 2.4. Dabei unterliegen die einzelnen Energieniveaus dem Stark-Effekt: Durch das elektrische Feld der Ionen werden die Energieniveaus aufgespalten und die Fluoreszenzspektren breiter.

In faseroptischen Systemen wird die Fluoreszenz meist durch Licht einer Laserdiode oder einer Superlumineszenz-Leuchtdiode angeregt (gepumpt). Das (Pump-)Licht wird durch einen Lichtwellenleiter auf das Sensormaterial geführt, das entweder plan auf die Endfläche der Faser geklebt ist oder sich in einer dotierten Glasfaser befindet. Das emittierte Licht des fluoreszierenden Materials wird durch wellenlängen-selektive optische Elemente, wie Filter oder Koppler, vom anregenden Licht getrennt und auf Detektoren, meist Photodioden, geführt. Je nach Messverfahren wird die Lichtquelle moduliert.

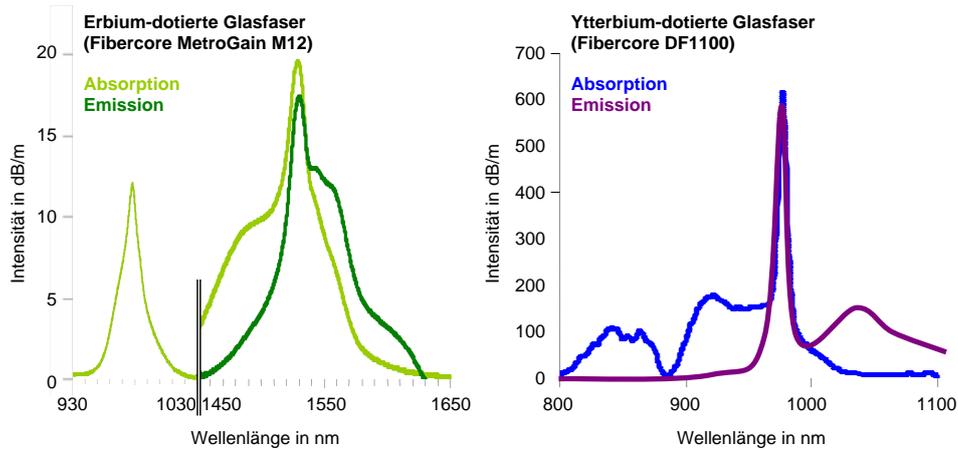


Abbildung 2.4: Absorptions- und Emissionsspektren von Erbium- und Ytterbium-dotierten Glasfasern [FIBERCOREb, FIBERCOREa]. Die Spektren wurden den Datenblättern der Fasern entnommen, das Emissionsspektrum der Ytterbium-dotierten Faser zeigt lediglich den qualitativen Verlauf.

2.2.1 Temperaturabhängigkeit der Fluoreszenzlebensdauer

Der Fluoreszenzlebensdauer-Messung liegt das Phänomen des exponentiellen Abfalls der Fluoreszenz zu Grunde, was mathematisch wie folgt beschrieben werden kann:

$$I(t) = I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.14)$$

Dabei ist $I(t)$ die Intensität des fluoreszierenden Lichtes zum Zeitpunkt t , nach Anregung mit einem Lichtpuls der Intensität I_0 zum Zeitpunkt t_0 ; τ ist die Fluoreszenzlebensdauer. Diese hängt von der Temperatur T ab, so dass gilt:

$$\tau = \tau(T). \quad (2.15)$$

Dieser Zusammenhang ist im Allgemeinen nichtlinear und wird über den relevanten Temperaturbereich durch Kalibrierung bestimmt. Für einzelne Temperaturbereiche liegt es nahe, die Messwerte analytisch durch Polynome, im einfachsten Fall linear, anzunähern. Abbildung 2.5 zeigt Lebensdauerverläufe für Erbium- und Ytterbium-dotierte Glasfasern verschiedener Konzentrationen.

Neben der Temperaturabhängigkeit zeigt die Fluoreszenzlebensdauer auch eine geringe Dehnungsempfindlichkeit [COLLINS et al., 2002]. Diese muss bei der Temperaturmessung berücksichtigt werden, insbesondere bei der Temperaturkompensation von Dehnungsmessverfahren mittels Fluoreszenzlebensdauer-Messung, wie in Kapitel 2.3 näher erläutert.

Zur Messung der Fluoreszenzlebensdauer wird das Fluoreszenzsignal I_{Fl} analysiert, das mathematisch durch Faltung des Erregersignals I_{Er} .

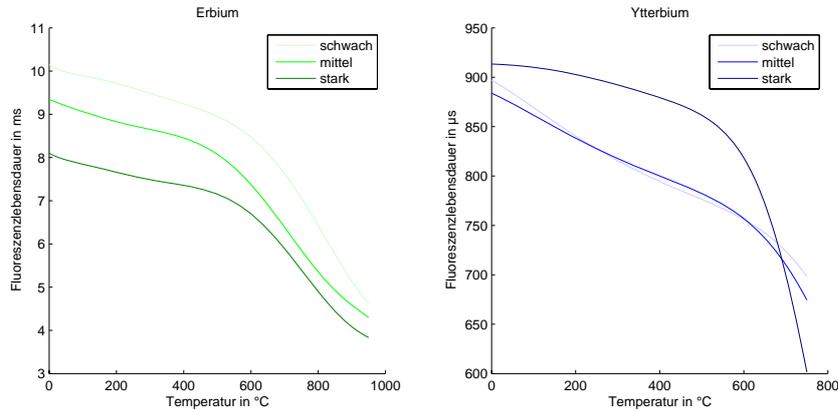


Abbildung 2.5: Temperaturabhängigkeit der Fluoreszenz-Lebensdauer in Erbium- und Ytterbium-dotierten Glasfasern verschiedener Konzentration [ZHANG et al., 1998, SUN et al., 1998]. Die dargestellten Verläufe sind Least-Squares-Approximationen der gemessenen Daten in den angegebenen Quellen. Im Falle von Erbium handelt es sich um Polynome 7. Grades, bei Ytterbium wurde das „2-Level-Model“ aus der Quelle verwendet.

mit dem exponentiellen Zerfall beschrieben werden kann:

$$I_{Fl.}(t) = I_{Er.}(t) * \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.16)$$

In der Literatur bekannte Messverfahren nutzen die Anregung durch diskrete Lichtpulse, sowie rechteck- und sinusförmiger Modulation des Lichtes [GRATTAN und ZHANG, 1995].

Bei der Anregung durch Lichtpulse und Rechtecksignale wird der exponentielle Verlauf der Fluoreszenzintensität direkt ersichtlich. Zur Ermittlung der Fluoreszenzlebensdauer kann eine Vielzahl von mathematischen Methoden herangezogen werden.

Im einfachsten Fall wird mit Hilfe von zwei Punkten auf der Kurve folgendes Gleichungssystem mit den Unbekannten I_0 und τ nach der Fluoreszenzlebensdauer aufgelöst:

$$\begin{cases} I_1 = I_0 \exp\left(-\frac{t_1}{\tau}\right) \\ I_2 = I_0 \exp\left(-\frac{t_2}{\tau}\right) \end{cases} \quad (2.17)$$

Insbesondere ist $t_2 = t_1 + \tau$ für den Fall dass $I_2 = I_1/e$.

Neben diesem Verfahren werden in [GRATTAN und ZHANG, 1995] auch diverse Integralmethoden zur Auswertung vorgestellt.

Alternativ können mehrere Punkte der Kurve aufgenommen werden, mit deren Hilfe dann eine Exponentialfunktion angepasst wird. Dazu wird in der Regel der iterative Levenberg-Marquardt-Algorithmus als nicht-lineare Methode der kleinsten Quadrate verwendet. Aus Gleichung 2.14 folgt aber auch, dass

$$\ln(\underline{I}) = \left(\underline{1} \quad \underline{t} \right) \begin{pmatrix} \ln(I_0) \\ -\frac{1}{\tau} \end{pmatrix}, \quad (2.18)$$

wobei \underline{I} und \underline{t} Spaltenvektoren sind, die jeweils Messwerte der Intensität und der Zeit beinhalten. Daraus folgt nach der Methode der kleinsten Quadrate unter Verwendung der Pseudo-Inverse, dass

$$\tau = \frac{-1}{\sum_{i=1}^N \ln(I_i) \left(Nt_i - \sum_{j=1}^N t_j \right)}, \quad (2.19)$$

wobei N die Anzahl der vorliegenden Messwerte ist. Diese Methode ist gemeinhin als „Log-Fit“ bekannt und hat den Vorteil, nicht-iterativ zu sein. Allerdings ist die Fehlertoleranz auf Grund des geänderten Fehlermaßes geringer als bei der iterativen Methode.

In der Literatur weiter verbreitet ist die Analyse mit der „Prony“-Methode aus [ZHANG et al., 1996]. Auch diese Methode ist nicht-iterativ, zeigt aber bessere Performance im Bezug auf Störgrößen.

Im Allgemeinen funktionieren die bisher vorgestellten Methoden nur dann zuverlässig, wenn kein Offset im Signal vorhanden ist, das heißt die Exponentialfunktion würde immer auf Null abklingen. Ein Offset kann durch einen inherenten Rauschteppich oder durch entsprechende Modulation der Lichtquelle verursacht werden. In diesen Fällen muss eine Abschätzung des Offsets der eigentlichen Berechnung der Fluoreszenzlebensdauer vorausgehen.

Anstelle der Anregung per Lichtpuls, beziehungsweise Rechtecksignal, existiert die Möglichkeit der sinusförmigen Anregung. Mit Hilfe der mathematischen Faltung lässt sich die Auswirkung der Fluoreszenz auf das Sensorsignal beschreiben:

$$\begin{aligned} I(t) &= I_0 \sin(2\pi ft) * \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \\ &= \int_{-\infty}^t I_0 \sin(2\pi f\tilde{t}) \exp\left(-\frac{t-\tilde{t}}{\tau}\right) d\tilde{t} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Mit

$$\int e^{ax} \sin bx \, dx = \frac{e^{ax}}{a^2 + b^2} (a \sin bx - b \cos bx)$$

gilt dann

$$I(t) = \frac{I_0\tau}{1 + (2\pi f\tau)^2} (\sin(2\pi ft) - 2\pi f\tau \cos(2\pi ft)). \quad (2.21)$$

In Amplituden-Phasen-Polarform ergibt sich schließlich

$$I(t) = \frac{I_0\tau}{\sqrt{1 + (2\pi f\tau)^2}} \sin(2\pi ft - \arctan(2\pi f\tau)) \equiv A \sin(2\pi ft - \varphi). \quad (2.22)$$

Die Temperaturinformation ist in der Phasenverschiebung zwischen Erreger- und Sensorsignal gegeben:

$$\tau(T) = \frac{\tan \varphi}{2\pi f} \quad (2.23)$$

Sie findet sich ebenfalls in der Amplitude des Sensorsignals wieder, allerdings spricht gerade die Amplitudenunabhängigkeit und damit geringere Störanfälligkeit für die Verwendung der Phaseninformation als Messgröße. Insbesondere entfällt der Einfluss eines Offsets im Signal. Als einfachste Methode der Phasenmessung bietet sich die Nulldurchgangserkennung an. Dabei wird der Durchgang des Zeitsignals durch seine Mittellage detektiert. Aus dem Vergleich der Zeiten, die sich bei der Detektion für Fluoreszenz- und Erregersignal ergeben, kann die Phasenlage und damit die Fluoreszenzlebensdauer errechnet werden. Auch hier ergibt sich die Problematik eines Offsets der Mittellage, der zunächst kompensiert werden muss. Eine Variante dieser Methode ist das „XOR“-Verfahren: Dabei werden sowohl Erreger- als auch Fluoreszenzsignal durch Komparatoren in Rechtecksignale gewandelt, deren XOR-Verknüpfung die Phaseninformation ergibt.

Um die Offset-Problematik zu umgehen, hat sich der Ansatz der Messung mit Hilfe eines Phase-Locked-Loops (PLL) etabliert. [ZHANG et al., 1993] prägt den Ausdruck „Phase-Locked Detection“ (PLD) für Systeme vom Aufbau gemäß Abbildung 2.6. Dieses Messverfahren basiert auf der Tatsache, dass

$$\sin(2\pi ft + \varphi) \sin(2\pi ft + \alpha) = \frac{1}{2} [\cos(\alpha - \varphi) - \cos(4\pi ft + \alpha + \varphi)] \quad (2.24)$$

nach der Mischung zweier sinusförmiger Signale gleicher Frequenz f , die gegeneinander phasenverschoben sind. Im Anschluss an ein entsprechendes Tiefpass-Filter verbleibt idealerweise nur noch der erste Teil des Ausdrucks. In der gegebenen Anwendung handelt es sich um ein rein phasenabhängiges Signal ohne unmittelbare Zeitabhängigkeit. Dieses regelt einen spannungsgesteuerten Oszillator (VCO), so dass sich durch Variation der Frequenz f die Phasenlage des Fluoreszenzsignals bezüglich des Erregersignals φ auf einen gewünschten Wert α einstellt. Die Messung der Oszillatorfrequenz ergibt gemäß 2.23 die Fluoreszenzlebensdauer. Dieses Verfahren beschränkt sich nicht auf sinusförmige Signale, es funktioniert gleichfalls für rechteckförmige Anregung wie in [ZHANG et al., 1993] ebenfalls dargestellt.

In einem weiteren Verfahren wird die Fluoreszenzlebensdauer mit Hilfe der Diskreten Fourier Transformation ermittelt. Nach rechteckförmiger Anregung wird τ aus der Phaseninformation der einzelnen Werte des fouriertransformierten Fluoreszenzsignals berechnet. Es gilt:

$$\tau = \frac{\Delta t}{\ln \left(\frac{\tan \varphi_n \cos(2n\pi/N) - \sin(2n\pi/N)}{\tan \varphi_n} \right)}, \quad (2.25)$$

wobei φ_n die Phase des n -ten Elements der Fouriertransformierten ist. Desweiteren ist Δt die Abtastperiode und N die Anzahl der Abtastwerte. Dieses Verfahren wird in [SUN et al., 2004] vorgestellt und mit der „Prony“- sowie der „Log-Fit“-Methode verglichen, wobei es sich als

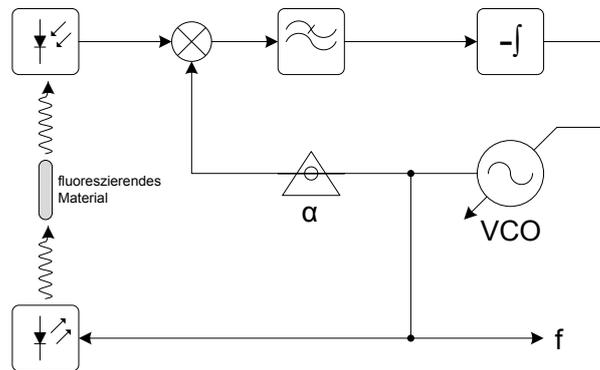


Abbildung 2.6: Phase-Locked Detection nach [ZHANG et al., 1993]

überlegen im Bezug auf Genauigkeit, Rauschunempfindlichkeit und Signalverarbeitungszeit erweist.

2.2.2 Temperaturabhängigkeit der Fluoreszenzintensität

Neben der Lebensdauer zeigt sich die Temperaturabhängigkeit der Fluoreszenz auch bei der Intensität. Insbesondere ändert sich die Intensität unterschiedlich stark bei verschiedenen Wellenlängen des emittierten Lichts. So ist zwar eine Temperaturabhängigkeit der Gesamtintensität des Fluoreszenzsignals zu beobachten, die allerdings durch Variation der Pumpintensität ebenfalls stark variiert. Daher wird bei Messverfahren in der Literatur die Intensität meist wellenlängenselektiv gemessen. Fluoreszenz im Sensor wird mit Licht konstanter Intensität angeregt. Ein Messwert ergibt sich dann aus dem Quotient der Intensitätswerte zweier Wellenlängenbereiche im Fluoreszenzlicht, die unterschiedliche Temperaturabhängigkeit aufweisen. Dazu werden die Messbereiche beispielsweise durch optische Filter oder durch selektives Auslesen bestimmter Wellenlängenbereiche eines Spektrometers eingegrenzt. [MAURICE et al., 1995] zeigt einen möglichen Messaufbau mit einer Erbium-dotierten, sowie einer Erbium-Ytterbium-co-dotierten Faser. Es erfolgt zudem die Betrachtung der Empfindlichkeit gegenüber Störgrößen. Demnach lässt sich insbesondere der Einfluss der Pumpleistung mit einiger Sorgfalt stark reduzieren. In [WADE et al., 2000] wird das Verfahren anhand einer Ytterbium-dotierten Faser mit dem der Fluoreszenzlebensdauer-Messung verglichen, wobei es sich als wesentlich empfindlicher für Temperaturänderungen erweist.

Abbildung 2.7 verdeutlicht das Verfahren anhand entsprechender Spektren und Temperaturverläufe. Dazu wurde mit einem Optischen Spektrumanalysator (OSA) das Transmissionsspektrum einer 50 mm langen Ytterbium-dotierten Faser gemessen, die auf einem Peltierelement befestigt wurde. Die Intensitätsspitze unterhalb von 980 nm wird vom

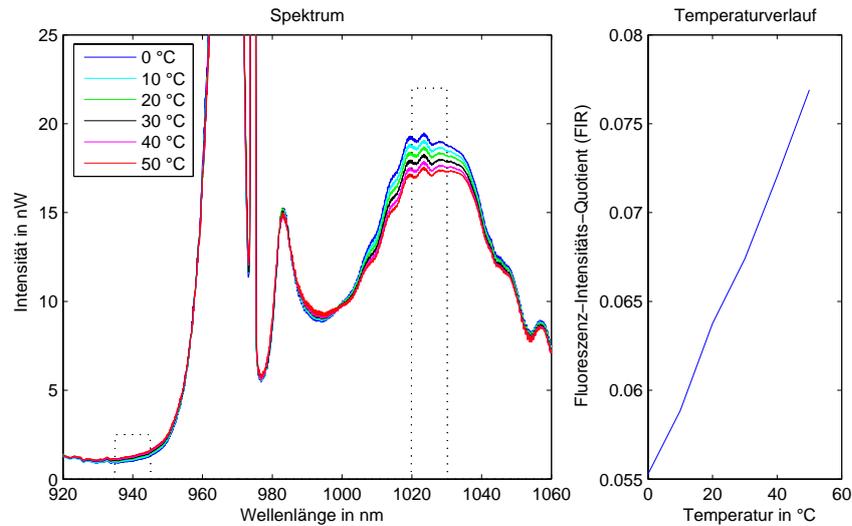


Abbildung 2.7: Temperaturmessung mittels Fluoreszenz-Intensitäts-Quotient bei Ytterbium

Pumplicht der Laserdiode verursacht, die bei etwa 40 mW betrieben wurde. Der Fluoreszenz-Intensitäts-Quotient FIR wurde wie folgt berechnet:

$$FIR = \frac{I_{940 \text{ nm}}}{I_{1025 \text{ nm}}} \quad (2.26)$$

Dabei wird $I_{940 \text{ nm}}$ aus der Summe der Messwerte des OSA im Bereich von 935 nm bis 945 nm gebildet und $I_{1025 \text{ nm}}$ aus der Summe der Messwerte im Bereich von 1020 nm bis 1030 nm.

2.2.3 Andere Anwendungsbereiche der Fluoreszenz-Messung

Fluoreszenz-basierte Verfahren werden in der Praxis neben der Temperaturmessung auch für die Detektion weiterer Umgebungseinflüsse eingesetzt. Insbesondere lässt sich der pH-Wert einer Umgebung ebenfalls durch die Fluoreszenzmessung bestimmen. Auch hierbei können faseroptische Systeme eingesetzt werden [THOMPSON und LAKOWICZ, 1993], die heutzutage kommerziell verfügbar sind.

2.3 Simultane Detektion von Dehnung und Temperatur in einer Faser

Die gleichzeitige Erfassung von Dehnung und Temperatur ist motiviert durch temperaturbedingte Ausdehnung des Messobjekts und die damit notwendige Kompensation zur temperaturunabhängigen Messung. Die Einschränkung des Sensorsystems auf eine Faser schließt Messmethoden aus, die auf gleichartigen Sensorelementen in unterschiedlicher geometrischer Anordnung beruhen, beispielsweise nach dem Vorbild

einer Wheatstone-Brücke bei elektrischen Dehnungsmessstreifen. Es bedarf also der Kombination von Sensoreigenschaften, die unterschiedlich auf die Phänomene Dehnung und Temperatur reagieren, um durch entsprechende Auswertung und Kalibrierung beide Phänomene unabhängig voneinander messen zu können.

Zur Dehnungsmessung werden in der Faseroptik oft Faser-Bragg-Gitter eingesetzt. In der Literatur veröffentlichte Ansätze zur simultanen Detektion von Dehnung und Temperatur in einer Faser basieren daher häufig auf einer Kombination aus Faser-Bragg-Gittern mit weiteren Messmethoden. [FORSYTH et al., 2002] kombiniert FBGs mit der Fluoreszenzlebensdauer-Messung bei Erbium- und Erbium-Ytterbium-co-dotierten Fasern. Die Gitter werden dabei entweder an die dotierten Fasern angespleißt oder direkt in diese eingeschrieben. Die Wellenlängen des FBG und der Fluoreszenz liegen im gleichen Spektralbereich, wodurch die Fluoreszenz des dotierten Faserstücks als ASE-Lichtquelle für das FBG fungiert. Sowohl die Wellenlängenbestimmung des FBG als auch die Fluoreszenzlebensdauer-Messung kann sowohl in Transmission als auch in Reflexion bestimmt werden. Bei [FORSYTH et al., 2002] werden die Dehnungs- und die Temperaturkoeffizienten beider Phänomene durch lineare Regression bestimmt, wodurch sich während der Messung Temperatur und Dehnung durch ein lineares Gleichungssystem bestimmen lassen.

Eine mögliche Kombination von FBG und der Temperaturbestimmung über den Quotienten zweier Fluoreszenzintensitäten, wie in Kapitel 2.2.2 beschrieben, zeigt [TRPKOVSKI et al., 2005]. Auch hier wird die Fluoreszenz des Sensorelements als Lichtquelle für das FBG verwendet. Insbesondere zeigt sich hierbei von Vorteil, dass der Quotient der Fluoreszenzintensitäten kaum detektierbare Dehnungsabhängigkeit aufweist, wodurch die Temperaturkompensation des FBG direkt erfolgen kann.

Auch die geringe Dehnungsempfindlichkeit der Fluoreszenzlebensdauer kann im Zusammenspiel mit der Intensitätsquotienten-Messmethode die gleichzeitige Messung von Dehnung und Temperatur ermöglichen [WADE et al., 2000]. Dazu werden beide Messmethoden gleichzeitig bei einer Ytterbium-dotierten Glasfaser angewendet ohne die Notwendigkeit eines FBG.

Mit FBGs alleine (ohne die Kombination mit einer Art der Fluoreszenzmessung) können ebenfalls temperaturkompensierte Kraftsensoren realisiert werden. Eine Möglichkeit zeigt [CHEHURA et al., 2007] durch das Einschreiben eines tilted FBGs in die Messfaser. Dabei ist die Reflexionsebene des Gitters gegenüber der Faserachse verkippt. Dadurch entstehen im Transmissionsspektrum zwei ausgeprägte Intensitätsmaxima, deren Mittenwellenlänge jeweils unterschiedlich durch Temperatur und Dehnung beeinflusst wird.

Das FBG kann ebenso in eine doppelt-brechende Faser eingeschrieben

werden [FERREIRA et al., 2000]. Auch hier können zwei Intensitätsmaxima beobachtet werden, die sich unter Temperatur- und Dehnungseinflüssen unterschiedlich in der Wellenlänge verschieben. Die Auswertung muss dabei nicht durch polarisationsabhängige Spektralanalyse erfolgen.

Es gibt weitere Möglichkeiten der Temperaturkompensation für Faser-Bragg-Gitter, die jedoch auf unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten innerhalb der Glasfaserkonstruktion basieren (beispielsweise [XU et al., 1995]). Da diese in praktischen Anwendungen zur Dehnungsmessung allerdings auf Trägerstrukturen aufgebracht wird, spielt der Wärmeausdehnungskoeffizient der Faser nur noch eine untergeordnete Rolle. Somit sind derartige Sensorkonzepte für die vorliegende Arbeit nicht relevant.

Tabelle 2.2 gibt einen Überblick über dokumentierte Messergebnisse unter Verwendung der beschriebenen Verfahren. Einige der zuvor erwähnten Quellen beschränken sich auf die qualitative Demonstration der Messmethode, ohne quantitative Aussagen zu deren Genauigkeit zu machen, weshalb diese Ergebnisse nicht in der Tabelle verzeichnet sind.

Messmethode / Quelle	Sensormaterial	Temperaturbereich	Dehnungsbereich	Sensortlänge	Messdauer	Temperaturgenauigkeit	Dehnungsgenauigkeit
Fluoreszenz-Lebensdauer							
PLD [ZHANG et al., 1998]	Er	0..1100 °C	-	5 cm	5 s	5 °C	-
PLD [SUN et al., 1998]	Yb	60..700 °C	-	5 cm	2 s	5 °C	-
Integral [FERNICOLA und CROVINI, 1995]	Cr:YAG	-25..500 °C	-	-	-	0,1 °C	-
Fluoreszenz-Lebensdauer & FBG							
Prony [WADE et al., 2001]	Er	25..120 °C	22..1860 µε	5 cm	-	1,2 °C	20,4 µε
Prony [FORSYTH et al., 2002]	ErYb	30..120 °C	220..1340 µε	12 cm	-	0,8 °C	7,0 µε
FIR & FBG							
524 nm & 552 nm [TRPKOVSKI et al., 2003]	Er	18..200 °C	350..2534 µε	6 cm	-	1,2 °C	25,0 µε
925 nm & 1055 nm [TRPKOVSKI et al., 2005]	ErYb	20..150 °C	350..2530 µε	9 cm	-	0,3 °C	4,9 µε
FBG							
doppelbrechend [FERREIRA et al., 2000]	-	25..135 °C	0..1000 µε	-	1 s	2,5 °C	26,0 µε
tilted [CHEHURA et al., 2007]	-	25..160 °C	0..4500 µε	5 mm	-	1 °C	11,0 µε

Tabelle 2.2: Genauigkeit veröffentlichter Temperatur- und Dehnungsmessmethoden in der Faseroptik

3

Entwurf

In diesem Kapitel wird das Konzept eines temperaturkompensierten, faseroptischen Kraft-Momenten-Sensor beschrieben. Basierend auf der Funktionsweise des existierenden Sensors ohne Temperaturkompensation aus Kapitel 2.1 erfolgt die Konzeption des temperaturkompensierten Gesamtsystems, bevor detailliert das Verfahren zur Fluoreszenzlebensdauer-Messung beschrieben wird, das in dieser Arbeit Anwendung findet. In einem weiteren Unterkapitel wird eine Methode zur Kalibrierung des Systems vorgestellt.

3.1 Temperaturkompensation

Die Temperaturkompensation des faseroptischen Kraft-Momenten-Sensors wird im Rahmen dieser Arbeit mit der phasenbasierten Fluoreszenzlebensdauer-Messung realisiert. Diese zeichnet sich insbesondere durch ihre Unabhängigkeit von der Lichtintensität aus, die beispielsweise beim Fluoreszenz-Intensitäts-Quotient aus [MAURICE et al., 1995] eine Rolle spielt. Im Gegensatz zu den Verfahren aus [CHEHURA et al., 2007] und [FERREIRA et al., 2000], die auf Variation der FBGs im Sensor beruhen, kann die Wellenlängenmessung im System wie bisher funktionieren. Diese Verfahren würden neben anderen Einschreibemethoden zusätzliche Maxima im FBG-Spektrum verursachen, was auf Grund der begrenzten Bandbreite der ASE-Lichtquelle zu erhöhter Ungenauigkeit bei der Wellenlängenbestimmung führen würde.

Der optische Aufbau ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Der Teil zur Wellenlängenbestimmung des FBG funktioniert wie in [HASLINGER et al., 2010] im Wellenlängenbereich von 1540 nm bis 1560 nm. Direkt vor der

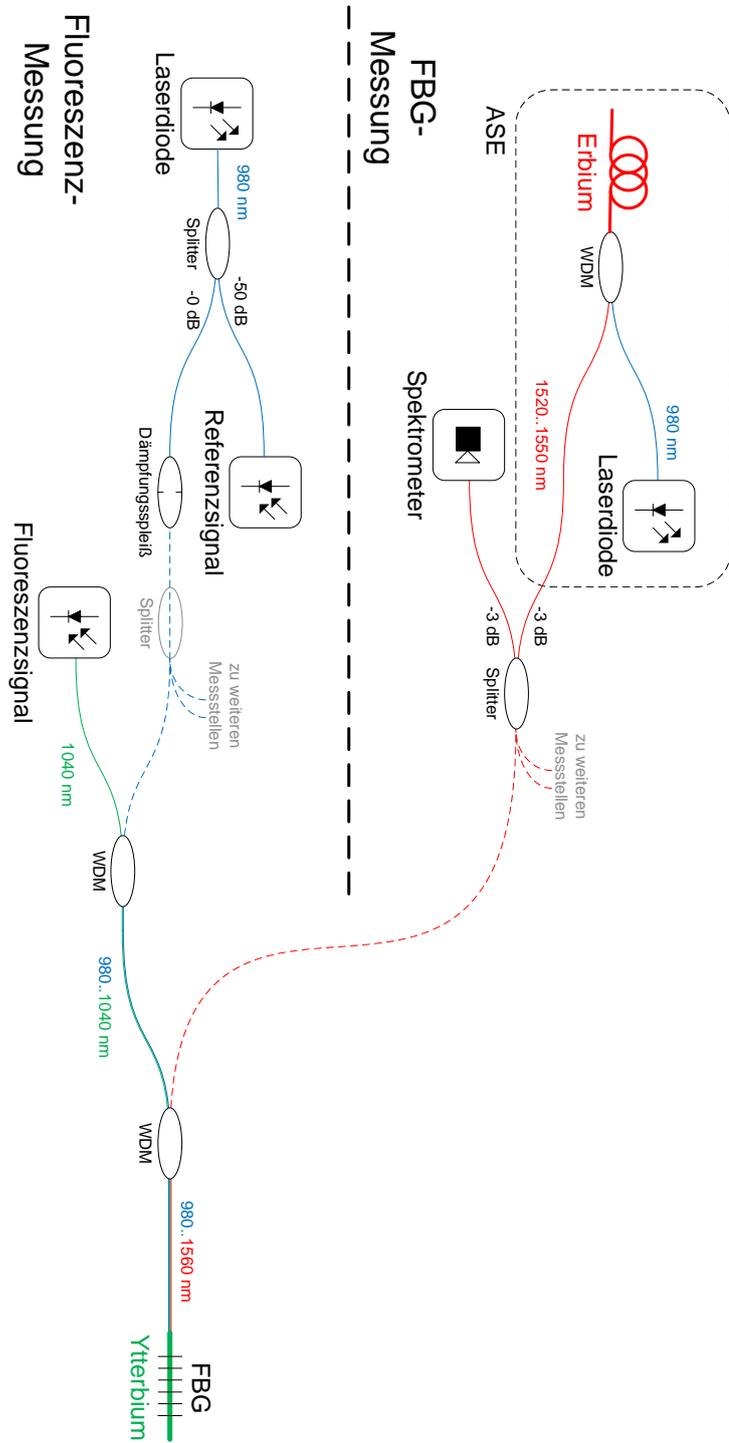


Abbildung 3.1: Optischer Aufbau des temperaturkompensierten Sensors

Sensorfaser wird mittels eines Wellenlängen-selektiven Kopplers (WDM) der optische Teil für die Fluoreszenzlebensdauer-Messung integriert. Diese nutzt einen anderen Wellenlängenbereich als die FBG-Messung, damit die Signale beider Messverfahren zuverlässig voneinander getrennt werden können. Als fluoreszierendes Material wird Ytterbium gewählt, dessen Fluoreszenz im Bereich von 1040 nm liegt und bei 980 nm angeregt werden kann. Als Anregungsquelle dient eine Laserdiode, die sinusförmig moduliert wird. Ein Teil des emittierten Lichts der Quelle wird auf einen Referenzdetektor geleitet. Das übrige Licht kann durch Dämpfungsglieder an die für die Stimulation benötigte Intensität angepasst werden und wird auf die dotierte Sensorfaser geleitet. Deren Fluoreszenzlicht wird zunächst vom Licht der FBG-Auswertung getrennt und dann durch einen weiteren WDM vom Pumplicht der Fluoreszenz-anregenden Laserdiode separiert. Das detektierte Licht wird von einer Photodiode in ein elektrisches Signal gewandelt. An den gestrichelten Verbindungen in Abbildung 3.1 sind Splitter vorgesehen, die das Licht an weitere Messstellen verteilen. Damit sind für jede Messstelle lediglich die dotierte Sensorfaser mit eingeschriebenem FBG unterschiedlicher Wellenlänge, sowie zwei WDMs und ein Detektor nötig. ASE, Laserdiode und Spektrometer werden nur einmal für den gesamten Aufbau benötigt. Im Unterschied zu den Verfahren aus [WADE et al., 2001] und [FORSYTH et al., 2002] wurde die Fluoreszenz der Messfaser nicht als ASE-Quelle für das FBG verwendet. Dadurch wird zwar eine zusätzliche Lichtquelle nötig, die allerdings wesentlich mehr Lichtleistung ins System einspeisen kann, was die Genauigkeit der Wellenlängenauswertung erheblich verbessert.

Als Alternative zur Ytterbium-dotierten Glasfaser wären auch andere Dötterelemente, wie beispielsweise Neodym oder Chrom, denkbar. Die Entscheidung zu Gunsten der Ytterbium-dotierten Faser fiel auf Grund der einfachen Struktur der Energieniveaus (siehe Abbildung 2.3), die geringe parasitäre Effekte erwarten lässt, sowie durch die hohe Dotierbarkeit und leicht integrierbare Absorptions- und Emissions-Wellenlängen. Entsprechende Fasern sind kommerziell verfügbar [FIBERCOREa] [NLIGHT CORPORATION].

Das Blockschaltbild für die Elektronik zur Auswertung der Fluoreszenzlebensdauer-Messung zeigt Abbildung 3.2. Die Elektronik unterteilt sich in einen digitalen und einen analogen Teil. Im Digitalteil wird mit Hilfe einer Lookup-Tabelle (LUT) zunächst ein Sinussignal erzeugt. Über einen Digital-Analog-Wandler (DAC) und ein anschließendes Rekonstruktionsfilter wird damit die Laserdiode moduliert. Die Signale aus Referenzdetektor und Fluoreszenzdetektor werden jeweils zunächst durch einen Transimpedanzverstärker (TIA) an das Eingangsspannungsniveau des Analog-Digital-Wandlers (ADC) angeglichen. Zwischen TIA und Wandler befindet sich ein Antialiasingfilter zur Unterdrückung von Rauschen in höheren Frequenzbereichen. Nach der Wandlung wird im Digitalteil die Phasenlage des Fluoreszenzsignals und schließlich

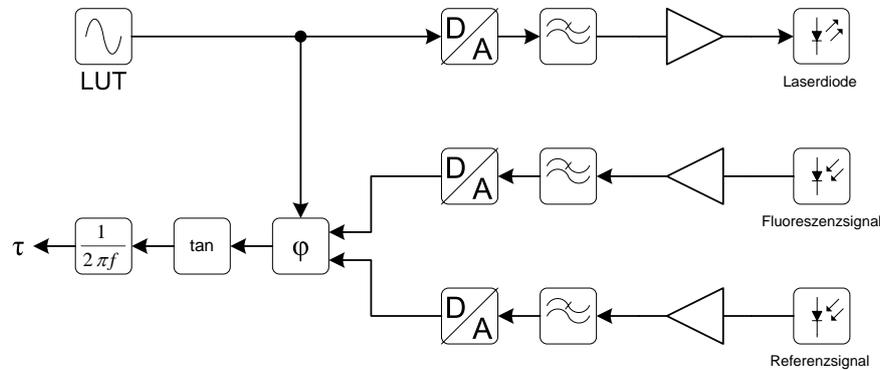


Abbildung 3.2: Blockschaltbild der Elektronik zur Fluoreszenzlebensdauer-Messung

die Fluoreszenzlebensdauer bestimmt. Somit übernimmt der Digitalteil die eigentliche Messauswertung, während der Analogteil für die Signalaufbereitung zuständig ist. Dadurch lässt sich Rauschen, das durch analoge Bauteile induziert wird, weitgehend reduzieren.

Die Phasengenauigkeit des Erregersignals beispielsweise, die ein elementarer Faktor für die Genauigkeit der Messung ist, hängt bei der gewählten Direkten Digitalen Synthese (DDS) vom Jitter im Digitalteil ab. Dieser lässt sich durch hochwertige Komponenten leichter minimieren als die Phasendrift eines analogen VCO, der beispielsweise in einer PLD wie bei [ZHANG et al., 1993] zum Einsatz kommen könnte.

3.2 Fluoreszenzlebensdauer-Messung

Im Hinblick auf eine spätere Realisierung des Gesamtsystems mit Steuerung durch einen FPGA, wird das im Folgenden dargestellte Messverfahren für die Fluoreszenzlebensdauerbestimmung gewählt. Es basiert auf Verfahren aus Kapitel 2.2, die sich der sinusförmigen Anregung der Fluoreszenz bedienen. Mittels Anwendung der Diskreten Fourier Transformation lässt sich das Verfahren ressourcensparend integrieren.

Gemäß Gleichung 2.22 aus Kapitel 2.2.1 ergibt sich nach sinusförmiger Anregung ein Fluoreszenzsignal gleicher Frequenz f mit einer Phasenverschiebung φ :

$$I(t) = A \sin(2\pi ft - \varphi) \quad (3.1)$$

Der Zusammenhang zwischen der Phasenverschiebung zum Erregersignal und der temperaturabhängigen Fluoreszenzlebensdauer $\tau(T)$ ist gegeben durch

$$\tan \varphi = 2\pi f \tau(T). \quad (3.2)$$

Durch synchrone Messung des Erregersignals direkt hinter der Laserdiode können alle anderen Signale relativ zu diesem bezogen werden, was die Kenntnis über die absolute Phase der Signale im System überflüssig macht. Bei Abtastung des Zeitsignals bei der A/D-Wandlung mit der Abtastfrequenz f_s gilt folgender Zusammenhang zwischen zeitdiskretem und zeitkontinuierlichem Signal:

$$I[n] = I\left(t = \frac{n}{f_s}\right) \quad (3.3)$$

Die digitalisierten Signale im Zeitbereich werden dann per DFT in den Frequenzbereich überführt:

$$J_k = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} I[n] e^{-i2\pi n/N}, \quad (3.4)$$

mit der Anzahl der Messwerte N . Aus Real- und Imaginärteil kann dann die Phasenlage bei der relevanten Frequenz extrahiert werden:

$$\phi_k = \arctan\left(\frac{\Im\{J_k\}}{\Re\{J_k\}}\right) \quad (3.5)$$

Da diese Frequenz f^* genau bekannt ist, weil sie in derselben Steuereinheit (PC beziehungsweise FPGA) per DDS generiert wird, genügt es, ein einziges Element der DFT, J_{k^*} , auszuwerten. Dabei ist zu beachten, dass

$$f_s = m f^* \quad (3.6)$$

gilt, mit $m \in \mathbb{N}$, oder

$$f_s = 4m f^*, \quad (3.7)$$

falls auf Grund der Symmetrie des Sinussignals nur eine Viertelperiode in der Look-Up-Table zur Signalgenerierung vorliegt. Damit ist sichergestellt, dass die tatsächliche Frequenz des Signals genau auf ein Element der DFT abgebildet wird und sich die Energie nicht durch Leaking auf mehrere Elemente verteilt. So werden auch bei Auswertung nur eines Signals im Frequenzbereich alle Messwerte im Zeitbereich berücksichtigt.

Durch die Differenz zwischen Phasenlage des Fluoreszenzsignals $\phi_{k^*,Fl.}$ und des Referenzsignals $\phi_{k^*,Ref.}$ ergibt sich die Phasenverschiebung, aus der die Fluoreszenzlebensdauer errechnet werden kann.

$$\varphi = \phi_{k^*,Fl.} - \phi_{k^*,Ref.} \quad (3.8)$$

Bei genauerer Betrachtung ergeben sich weitere Vereinfachungen, denen besonders im Hinblick auf die Realisierung des Gesamtsystems

im FPGA entscheidende Bedeutung zukommt. Zunächst fällt auf, dass zur Berechnung der DFT dieselben Koeffizienten zum Einsatz kommen, die ohnehin bereits in einer Lookup-Tabelle für die DDS vorliegen. Diese können zudem schritthaltend mit den digitalisierten Messwerten multipliziert werden, ohne dass zunächst Messwerte aggregiert werden müssten. Die Phasenberechnung findet dabei immer nach einer Verarbeitung von exakten Vielfachen der Periodendauer k^* statt. Damit ist die periodische Fortsetzung des Signals im Zeitbereich gegeben, was die Voraussetzung für die Anwendung der DFT ist. Die Verwendung einer Fensterfunktion kann daher entfallen. Eine weitere Vereinfachung ergibt sich bei genauerer Betrachtung der Berechnung der Fluoreszenzlebensdauer. Aus den Gleichungen 2.23, 3.5 und 3.8 ergibt sich insgesamt:

$$\tau = \frac{1}{2\pi f^*} \tan \left(\arctan \left(\frac{\Im\{J_{k^*,Fl.}\}}{\Re\{J_{k^*,Fl.}\}} \right) - \arctan \left(\frac{\Im\{J_{k^*,Ref.}\}}{\Re\{J_{k^*,Ref.}\}} \right) \right) \quad (3.9)$$

Unter Verwendung von

$$\arctan x + \arctan y = \arctan \frac{x+y}{1-xy} + \begin{cases} \pi & , xy > 1, x > 0 \\ 0 & , xy < 1 \\ -\pi & , xy > 1, x < 0 \end{cases}$$

ergibt sich schließlich

$$\tau = \frac{\Im\{J_{k^*,Fl.}\}\Re\{J_{k^*,Ref.}\} - \Im\{J_{k^*,Ref.}\}\Re\{J_{k^*,Fl.}\}}{2\pi f^* (\Re\{J_{k^*,Fl.}\}\Re\{J_{k^*,Ref.}\} + \Im\{J_{k^*,Fl.}\}\Im\{J_{k^*,Ref.}\})}, \quad (3.10)$$

da die Tangensfunktion π -periodisch ist. Die nichtlinearen Operationen \tan und \arctan entfallen komplett zu Gunsten einer einzigen Division, die vergleichsweise problemlos schritthaltend im FPGA umgesetzt werden kann.

Es bleibt die Frage nach f^* , der Signalfrequenz, bei der die Fluoreszenzlebensdauer-Messung sinnvollerweise stattfindet. Hierbei wäre es wünschenswert, dass sich bei dieser Frequenz eine Änderung der Fluoreszenzlebensdauer in einer möglichst großen Änderung der Phasendifferenz φ niederschlägt, die dem vorgestellten Messprinzip zu Grunde liegt. Es ist also das folgende Optimierungsproblem zu lösen:

$$\max_f \frac{\partial \varphi}{\partial \tau}, \quad (3.11)$$

mit

$$\varphi = \arctan(2\pi f\tau)$$

aus Glg. 2.22. Damit muss gelten

$$\frac{\partial}{\partial f} \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} \stackrel{!}{=} 0. \quad (3.12)$$

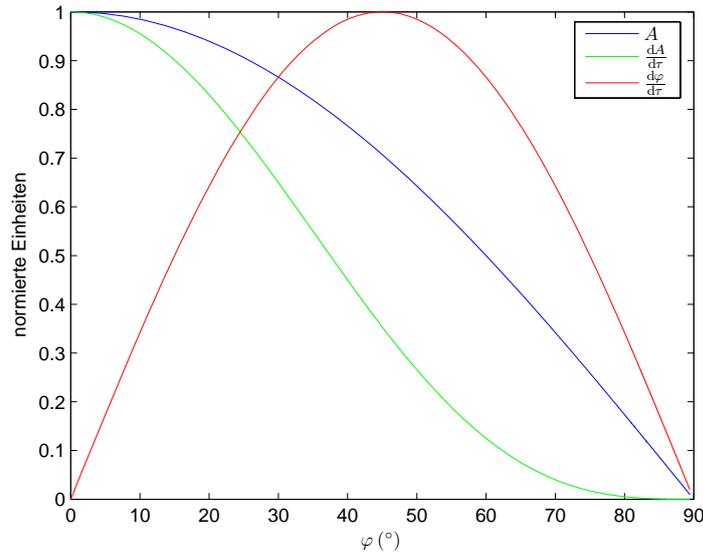


Abbildung 3.3: Verläufe der Fluoreszenzsignalamplitude, deren Empfindlichkeit gegenüber der Fluoreszenzlebensdauer und die Empfindlichkeit der Phasenverschiebung gegenüber der Fluoreszenzlebensdauer in Abhängigkeit der Phasenverschiebung

Mit

$$\frac{d}{dx} \arctan x = \frac{1}{1+x^2}$$

ergibt sich

$$\frac{\partial}{\partial f} \frac{2\pi f}{1+(2\pi f\tau)^2} \stackrel{!}{=} 0 \quad (3.13)$$

und schließlich

$$\frac{2\pi \left(1 - (2\pi f^*\tau)^2\right)}{\left(1 + (2\pi f^*\tau)^2\right)^2} \stackrel{!}{=} 0. \quad (3.14)$$

Diese Forderung wird erfüllt durch

$$f^* = \frac{1}{2\pi\tau}. \quad (3.15)$$

Das heißt für eine optimale Messempfindlichkeit empfiehlt sich eine Phasenverschiebung zwischen Referenzsignal und Fluoreszenzsignal von $\varphi = 45^\circ$ im Arbeitspunkt, die durch entsprechende Wahl von f^* in Abhängigkeit von τ gewährleistet werden muss. Abbildung 3.3 zeigt die Verläufe der Fluoreszenzsignalamplitude A , deren Empfindlichkeit gegenüber der Fluoreszenzlebensdauer $\frac{dA}{d\tau}$, sowie die Empfindlichkeit der Phasenverschiebung gegenüber der Fluoreszenzlebensdauer $\frac{d\varphi}{d\tau}$ in Abhängigkeit der Phasenverschiebung φ im Arbeitspunkt, die durch Variation der Frequenz f einstellbar ist (Gleichungen 2.22 und 3.13).

3.3 Kalibrierung

Aus der Wellenlängenmessung und der Fluoreszenzlebensdauer-Messung ergeben sich für jedes Sensorelement zwei Messwerte, die jeweils von Dehnung und Temperatur abhängen. Während die Theorie der FBGs eine lineare Abhängigkeit der Messgröße von beiden Einflüssen beschreibt, ist der Zusammenhang bei der Fluoreszenzlebensdauer im Allgemeinen nichtlinear. Es wird aber davon ausgegangen, dass der Zusammenhang für die Messbereiche, in denen der Kraft-Momenten-Sensor eingesetzt werden soll, linear approximierbar ist (Diesen Ansatz verfolgt beispielsweise [FORSYTH et al., 2002]). Somit ergibt sich folgendes lineares Gleichungssystem:

$$\begin{bmatrix} \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \\ \Delta\tau \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial\lambda}{\lambda_0\partial\epsilon} & \frac{\partial\lambda}{\lambda_0\partial T} \\ \frac{\partial\tau}{\partial\epsilon} & \frac{\partial\tau}{\partial T} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta\epsilon \\ \Delta T \end{bmatrix} \quad (3.16)$$

Nach Umformung ergibt sich daraus

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \left(\frac{\partial\lambda}{\lambda_0\partial\epsilon} - \frac{\frac{\partial\lambda}{\lambda_0\partial T} \frac{\partial\tau}{\partial\epsilon}}{\frac{\partial\tau}{\partial T}} \right) \Delta\epsilon + \frac{\frac{\partial\lambda}{\lambda_0\partial T}}{\frac{\partial\tau}{\partial T}} \Delta\tau. \quad (3.17)$$

Diese Gleichung entspricht in ihrer Form der Gleichung 2.2. Damit kann die Kalibrierung der Messmatrix wie in Kapitel 2.1 beschrieben erfolgen. Zuvor muss allerdings der Faktor $\frac{\frac{\partial\lambda}{\lambda_0\partial T}}{\frac{\partial\tau}{\partial T}}$ bestimmt werden. Er gibt den Zusammenhang zwischen Wellenlängenänderung und Fluoreszenzlebensdaueränderung unter Temperatureinwirkung an. Zur Bestimmung des Wertes muss der Sensor daher kraftfrei gelagert werden. Unter Temperatureinwirkung werden Messwerte aufgezeichnet, die mit der Methode der kleinsten Quadrate linear approximiert werden und so den gesuchten Koeffizienten ergeben. Dabei spielt die Kenntnis des genauen Temperaturwerts keine Rolle. Dieser Vorgang kann beispielsweise in einer Klimakammer durchgeführt werden. Der Hexapod muss dabei als Gesamtsystem kalibriert werden und nicht etwa die einzelnen Beinchen vor dem Zusammenbau, da sich nach der Montage Spannungen in der Struktur auf die Messungen auswirken und durch die Kalibrierung zumindest teilweise kompensiert werden.

4

Implementierung

Im Rahmen der Implementierung wurde ein Laboraufbau realisiert, mit dem die Möglichkeit der Temperaturkompensation eines faseroptischen Kraft-Momenten-Sensors nach Kapitel 3 evaluiert werden soll. Dazu wurde das System zunächst für eine Messstelle implementiert, um die dadurch gewonnenen Erkenntnisse aus Kapitel 5 im Anschluss an diese Arbeit bei der Integration des Gesamtsystems zu nutzen.

4.1 Optischer Aufbau

Der optische Aufbau wurde gemäß Abbildung 3.1 realisiert. Alle dargestellten Komponenten sind faseroptisch ausgeführt. Für die Funktionalität der FBGs sind die Glasfasern jeweils single-modig (SM) und besitzen entsprechende Cut-Off-Wellenlängen für die verschiedenen Bereiche des optischen Aufbaus. Die Verbindungen zwischen den Komponenten werden durch Spleiße hergestellt. Das Sensorelement ist eine 5 mm lange Ytterbium-dotierte Glasfaser des Typs DF1100 der Firma Fibercore [FIBERCOREa]. Auf 2,5 mm mittig darin eingeschrieben ist ein FBG mit einer Wellenlänge $\lambda_0 \approx 1550$ nm. Die tatsächliche Wellenlänge des FBG in der Faser variiert durch Vorspannung beim Einschreiben und anschließende Alterungsprozesse geringfügig.

Derartige Sensorelemente wurden einerseits als reine Glasfaser vermessen, aber auch in aufgeklebter Form auf einem Biegebalken. Abbildung 4.1 zeigt Glasfasern, Koppler und Spleiße in einem Teil des realen Aufbaus.

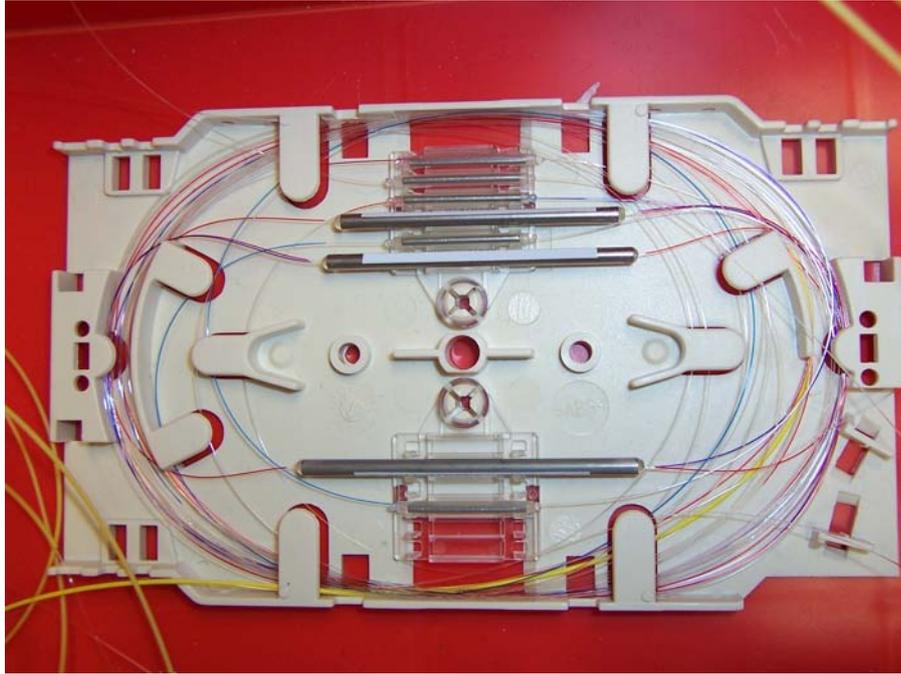


Abbildung 4.1: Ausschnitt aus der faseroptischen Realisierung des Messaufbaus

4.2 Anforderungen

Die Anforderungen an die Messgenauigkeit der Fluoreszenzlebensdauer-Messung leiten sich aus der Zielgenauigkeit des Hexapod-Sensors für äußere Kräfte und Momente ab. Es gelte die Annahme, dass die Wurzel des mittleren quadratischen Fehlers (RMSE) der Kraftmessung maximal 0,1 N und der RMSE der Momentenmessung maximal 1,0 Nmm betragen soll. Unter Anwendung der Gaußschen Fehlerfortpflanzung erhält man als Worst-Case-Abschätzung:

$$\begin{cases} \sqrt{F_{x, RMSE}^2 + F_{y, RMSE}^2 + F_{z, RMSE}^2} & \leq 0,1 \text{ N} \\ \sqrt{M_{x, RMSE}^2 + M_{y, RMSE}^2 + M_{z, RMSE}^2} & \leq 1,0 \text{ Nmm} \end{cases} \quad (4.1)$$

Daraus folgt, dass

$$\begin{cases} \sqrt{\left(\sum_{i,j} \frac{\partial F_i}{\partial F_{N,j}}\right)^2 \cdot F_{N, RMSE}^2} & \leq 0,1 \text{ N} \\ \sqrt{\left(\sum_{i,j} \frac{\partial M_i}{\partial F_{N,j}}\right)^2 \cdot F_{N, RMSE}^2} & \leq 1,0 \text{ Nmm}, \end{cases} \quad (4.2)$$

wobei $\frac{\partial F_i}{\partial F_{N,j}}$ und $\frac{\partial M_i}{\partial F_{N,j}}$ die Einträge aus der Matrix in Gleichung 2.1 sind, und $F_{N, RMSE}$ die mittlere Fehlkraft in Längsrichtung der Hexapodbeinchen, die durch Dehnung der FBGs detektiert wird. Mit den Werten, die

in Kapitel 2.1 angegeben sind, ergibt sich

$$F_{N,RMSE} \stackrel{!}{\leq} 0,041 \text{ N} \quad (4.3)$$

für die Kraftmessung und

$$F_{N,RMSE} \stackrel{!}{\leq} 0,138 \text{ N} \quad (4.4)$$

für die Momentenmessung. Die Kraftmessung stellt somit die kritischere Bedingung dar. Der Wert von 0,041 N entspricht nach dem Modell aus Gleichung 2.3 einer Dehnung von $1,9 \mu\epsilon$ mit entsprechenden Werten für Querschnittsfläche und Elastizitätsmodul. Messungen an einzelnen Hexapodbeinchen auf einem Peltier-Element haben ergeben, dass eine Temperaturänderung von 1°C einer Dehnung von etwa $20 \mu\epsilon$ entspricht. Damit darf die Ungenauigkeit der Temperaturmessung maximal etwa $0,1^\circ\text{C}$ betragen, um die Messgenauigkeit des Kraft-Momenten-Sensors zu garantieren. Es kann weiterhin davon ausgegangen werden, dass sich die Temperatur im Sensor langsam gegenüber den Kräften und Momenten ändert. Daher wird eine maximale Messdauer von 0,1 s gefordert.

Ein Vergleich dieser Werte mit den dokumentierten Ergebnissen aus Tabelle 2.2 zeigt, dass derartige Genauigkeiten bisher auch mit längeren Sensoren nicht erreicht wurden. Bei vielen der angegebenen Quellen war es allerdings Teil der Zielsetzung, einen großen Temperaturbereich abzudecken. Gleichzeitig wird häufig die Kosteneffizienz als ein Ziel angeführt, weshalb beispielsweise bei kombinierten Dehnungs- und Temperaturmessungen mit FBG auf eine zusätzliche ASE-Lichtquelle verzichtet wurde, zu Lasten der Genauigkeit bei der Dehnungsmessung.

Für die Anforderungen an die verarbeitende Elektronik, auf die im folgenden Unterkapitel eingegangen werden soll, bedarf es zunächst einer Analyse der zu erwartenden Messgrößen. Aus Abbildung 2.5 ergibt sich für Fasern mittlerer Ytterbium-Dotierung eine Fluoreszenzlebensdauer von $885 \mu\text{s}$ bei 0°C und eine näherungsweise lineare Temperaturabhängigkeit von $250 \frac{\text{ns}}{\text{K}}$ im Bereich von $0..200^\circ\text{C}$. Diese Werte sollen als Anhaltspunkt für die folgenden Betrachtungen dienen. Für die Einstellung von 45° Phasenverschiebung zwischen Fluoreszenz- und Referenzsignal bei 25°C Umgebungstemperatur gemäß Gleichung 3.15 wäre dann eine Frequenz von 181 Hz nötig:

$$f_{SOLL} = \left[2\pi \left(885 \mu\text{s} - 25^\circ\text{C} \cdot 250 \frac{\text{ns}}{\text{K}} \right) \right]^{-1} = 181 \text{ Hz}$$

Die zu erreichende Genauigkeit bei der Phasenmessung für eine Auflösung von 0,1 K ergibt sich zu

$$\Delta\varphi = \left| \frac{\pi}{4} - \arctan \left(1 + 2\pi f_{SOLL} \cdot 0,1 \text{ K} \cdot 250 \frac{\text{ns}}{^\circ\text{C}} \right) \right| = (8,15 \cdot 10^{-4})^\circ$$

Damit wird für die Messung ein Signal-Rausch-Abstand (SNR) von 97,9 dB benötigt:

$$SNR = 20 \log_{10} \left(\frac{90^\circ}{\sqrt{2} \Delta\varphi} \right) = 97,9 \text{ dB} \quad (4.5)$$

Die entsprechende Bandbreite ergibt sich durch den Frequenzabstand der Punkte in der DFT, der wiederum von der Messzeit t_M abhängt. Aus den vorher genannten Gründen, muss die Messzeit ein ganzzahliges Vielfaches der Periodendauer sein, um die Periodizität des Signals bei der DFT sicherzustellen. Wenn die Messzeit 0,1 s nicht überschreiten soll, sind maximal 0,0994 s möglich, was 18 Perioden entspricht:

$$t_M = \frac{\lfloor 0,1 \text{ s} \cdot f_{SOLL} \rfloor}{f_{SOLL}} = 0,0994 \text{ s}$$

Damit ergibt sich eine Bandbreite von 10,062 Hz:

$$B = \frac{1}{t_M} = 10,062 \text{ Hz}$$

Die Berechnung des SNR der Phasenbestimmung für ein sinusförmiges Signal mit Amplitude A und weißem Rauschen der Varianz σ bei der Abtastfrequenz f_S und der Bandbreite B erfolgt durch folgende Formel:

$$SNR = 20 \log_{10} \left(\frac{A}{2\sigma} \sqrt{\frac{f_S}{B}} \right) \quad (4.6)$$

Das SNR lässt sich also verkleinern durch Verringern der Bandbreite, was beispielsweise durch Verlängern der Messdauer erreichbar ist. Die Erhöhung der Abtastfrequenz reduziert lediglich das Aliasing, welches die Rauschleistung aus höheren Frequenzbereichen in den aufgelösten Bereich überführt. Eine bessere Maßnahme zum Antialiasing ist die Implementierung eines entsprechenden Tiefpassfilters vor der Wandlung.

4.3 Elektronische Auslegung

Im Laboraufbau werden die Aufgaben des digitalen Teils der Elektronik durch einen PC übernommen. Die Datenverarbeitung übernimmt dabei eine DLL, die in der Programmiersprache C++ realisiert wurde und das Verfahren aus Kapitel 3.2 implementiert. Damit verhält sie sich genau wie ein FPGA im später geplanten Aufbau. Die Schnittstelle zum Analogteil übernimmt die High-End Soundkarte 1616m von EMU [E-MU, CREATIVE PROFESSIONAL, 2009]. Darin befinden sich vier Analog/Digital-Wandler und 6 Digital/Analog-Wandler mit einer Wandlerfrequenz von je 192 kHz und einer Wandlertiefe von 24 bit. Der SNR beträgt laut Datenblatt 120 dBA und entspricht damit den berechneten Anforderungen aus dem vorhergehenden Unterkapitel, da sich die

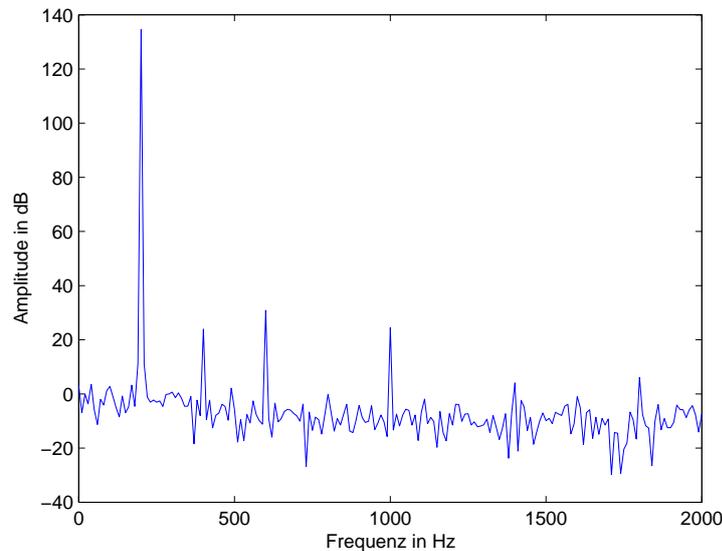


Abbildung 4.2: Fourierspektrum der E-MU 1616m bei 200Hz Sinussignal

Angabe auf eine wesentlich größere Bandbreite bezieht als die des Messsystems. Abbildung 4.2 zeigt das Spektrum einer Messung bei direkter Verbindung von Soundkartenausgang und Soundkarteneingang und einem Sinussignal von 200 Hz bei voller Aussteuerung. Es ergibt sich ein SNR von etwa 137 dB bei einer Bandbreite von 10 Hz. Die Harmonischen wirken sich dabei nicht auf die Messung aus. Zur Ansteuerung der Karte im PC wurde der ASIO-Standard integriert, der sich durch geringe Latenzen auszeichnet und das synchrone Auslesen von mehreren Eingängen ermöglicht.

Die Soundkarte ist mit differentiellen Ein- und Ausgängen ausgestattet, weshalb bei der Elektronik des Lichtquellentreibers (Schaltplan im Anhang) das differentielle Signal zunächst in ein massebezogenes Single-Ended Signal gewandelt wird.

Es folgt das Rekonstruktionsfilter, das die Wandlerfrequenz des Digital/Analog-Wandlers unterdrückt, um ein Sinussignal hoher Qualität zu erzeugen. Das Filter wurde mit Bessel-Charakteristik in vierter Ordnung und einer Knickfrequenz $f_g = 20$ kHz realisiert. Dadurch fällt die Amplitude um 80 dB/Dekade im Frequenzbereich oberhalb von 20 kHz bei konstanter Gruppenlaufzeit (das heißt frequenzproportionaler Phasenverschiebung) im Durchlassbereich. Die elektronische Implementierung erfolgte nach dem „Multiple-Feedback“ (MFB) Design wie in Abbildung 4.3 dargestellt [TJETZE et al., 2009]. Die Koeffizienten, aus denen sich die entsprechenden Bauteilwerte errechnen lassen, sind Filter-Koeffizienten-Tabellen entnommen und ergeben folgende Übertragungsfunktion:

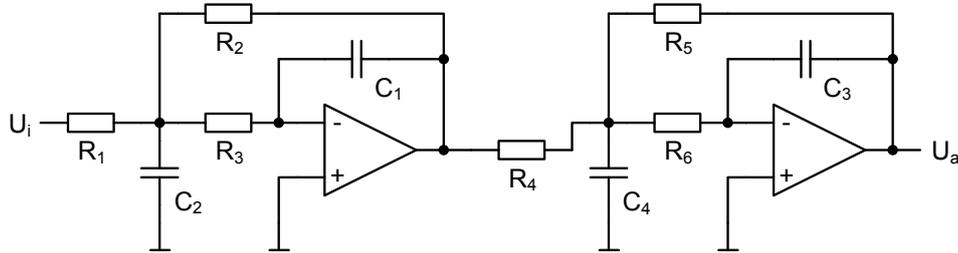


Abbildung 4.3: Schaltplan des Rekonstruktions- und Antialiasingfilters in Multiple-Feedback-Topologie

$$\begin{aligned}
 H\left(s = \frac{j\omega}{\omega_g}\right) &= \frac{A_0}{(1 + 1,3397s + 0,4889s^2)(1 + 0,7743s + 0,3890s^2)} \quad (4.7) \\
 &= \frac{R_2/R_1}{1 + \omega_g C_1 \left(R_2 + R_3 + \frac{R_2 R_3}{R_1}\right) s + \omega_g^2 C_1 C_2 R_2 R_3 s^2} \\
 &\cdot \frac{R_5/R_4}{1 + \omega_g C_3 \left(R_5 + R_6 + \frac{R_5 R_6}{R_4}\right) s + \omega_g^2 C_3 C_4 R_5 R_6 s^2}
 \end{aligned}$$

Abbildung 4.4 zeigt die Filtercharakteristik. Bei 200 Hz errechnet sich die Phasenverschiebung des Ausgangs zu $1,2^\circ$. Damit durch den Filter nicht zusätzliche Störungen ins System kommen, wurde mit dem OPA227U von Texas Instruments ein besonders rauscharmer Operationsverstärker gewählt ($3 \frac{\text{nV}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ bei 100 Hz laut Datenblatt [BURR-BROWN PRODUCTS FROM TEXAS INSTRUMENTS, 2005]), der sich zusätzlich durch hohe Versorgungsspannungsunterdrückung (ca. 100 dB PSRR bei 100 Hz), hohe Common-Mode-Spannungs-Unterdrückung (ca. 130 dB CMRR bei 100 Hz) und Unterdrückung der Harmonischen (126 dB THD bei 1 kHz) auszeichnet. Des Weiteren wurde durch die Wahl von Metallschichtwiderständen mit einem Temperaturkoeffizient von $5 \frac{\text{ppm}}{\text{K}}$ und COG-Kondensatoren ($30 \frac{\text{ppm}}{\text{K}}$) die Filterstabilität erhöht.

Die Rauschanalyse unter Berücksichtigung des thermischen Rauschens der Widerstände und des Eingangsrauschens der Operationsverstärker in PSpice ergibt eine effektive Rauschspannung von $30,1 \frac{\text{nV}}{\sqrt{\text{Hz}}}$. Zur Einhaltung des geforderten Signal-Rausch-Abstands aus Gleichung 4.5 muss die Amplitude des Sinussignals mindestens 0,01 V betragen:

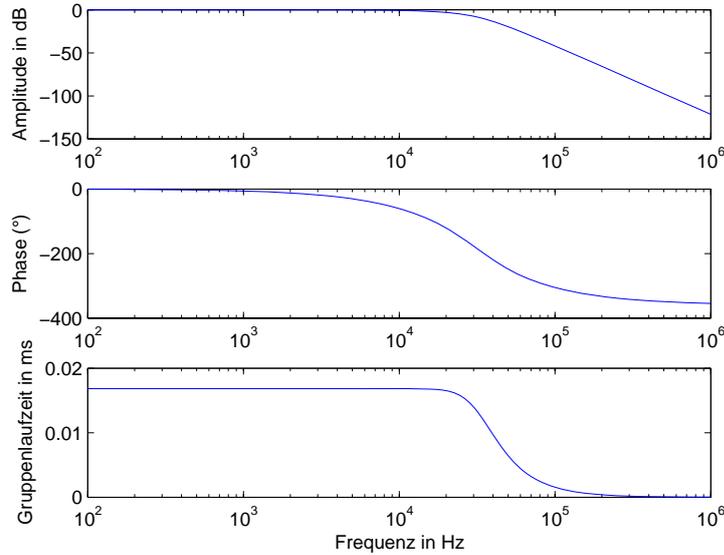


Abbildung 4.4: Filtercharakteristik des Rekonstruktions- und Antialiasingfilters

$$SNR = 20 \log_{10} \left(\frac{U_A}{U_N} \right) = 20 \log_{10} \left(\frac{\hat{U}_A}{\sqrt{2} \cdot 30,1 \frac{\text{nV}}{\sqrt{\text{Hz}}} \cdot \sqrt{10 \text{ Hz}}} \right)$$

$$\Rightarrow \hat{U}_A = \sqrt{2} \cdot 30,1 \frac{\text{nV}}{\sqrt{\text{Hz}}} \cdot \sqrt{10 \text{ Hz}} \cdot 10^{\frac{97,9 \text{ dB}}{20}} = 0,01 \text{ V}$$

Die Auswirkung der Änderung der Bauteilwerte der Widerstände und Kondensatoren in einem Temperaturbereich von $\pm 10^\circ \text{C}$ wurde mittels einer Monte-Carlo-Simulation in PSpice ermittelt. Die Standardabweichung der Phasenänderung des Filters beträgt $(3,1 \cdot 10^{-4})^\circ$.

Die Laserdioden-Ausgangsstufe ist durch einen weiteren Operationsverstärker als P-Regler realisiert. Abbildung 4.5 zeigt das Schaltbild. Weil die Diode nur positive Ströme aufnehmen kann, wird das Signalniveau zunächst mit Hilfe einer Referenzspannungsquelle U_{Ref} angehoben. Da die Lichtleistung der Laserdiode proportional zum Strom ist, wurde der Regler als spannungsgesteuerte Stromquelle ausgelegt. Die Dimensionierung der Widerstände in Abhängigkeit des gewünschten Ausgangsstrombereichs berechnet sich wie folgt:

$$\begin{cases} R_1 = \frac{U_{Ref} (I_{D,max} - I_{D,min})}{2\hat{U}_i (I_{D,max} + I_{D,min})} R_2 \\ R_3 = \frac{2U_{Ref}\hat{U}_i}{(U_{Ref} + \hat{U}_i) I_{D,max} - (U_{Ref} - \hat{U}_i) I_{D,min}} \end{cases}, \quad (4.8)$$

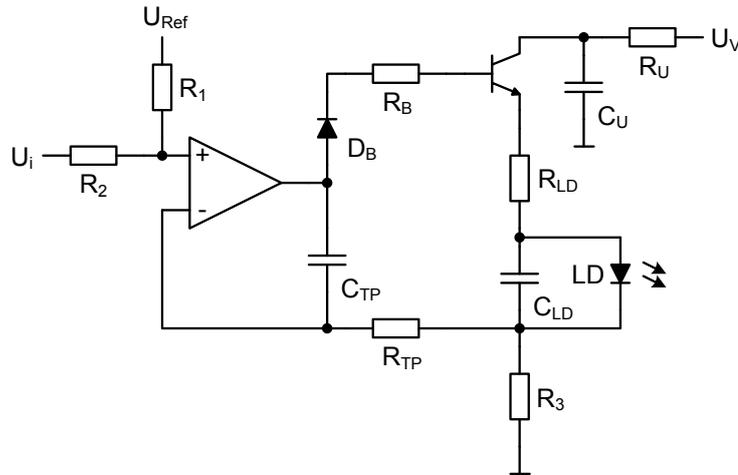


Abbildung 4.5: Schaltplan des Reglers für den Laserdiodenstrom

mit dem Laserdiodenstrom I_D und der Amplitude der Sinusschwingung am Eingang \hat{U}_i . Zum Schutz der Laserdiode vor hohen Frequenzen, insbesondere Ein- und Ausschaltspitzen, ist der Tiefpass aus R_{LD} und C_{LD} vorgesehen. R_{TP} und C_{TP} eliminieren hohe Frequenzen im Rückführzweig des Reglers während D_B und R_B einen gerichteten und begrenzten Basisstrom gewährleisten. R_U und C_U verringern die Auswirkungen des modulierten Laststroms auf die Versorgungsspannung U_V , die unter anderem auch die empfindlichen Filter versorgt.

Sowohl die eingesetzte Laserdiode von Lumics mit einer Wellenlänge von 976 nm bei bis zu 120 mW, als auch die InGaAs-Photodioden von Hamamatsu in den Empfängern, zeigen hochlineares Verhalten über mehrere Dekaden beim Verhältnis von Lichtleistung zu Steuer- beziehungsweise Photostrom [LUMICS GMBH, 2008] [HAMAMATSU PHOTONICS K.K., SOLID STATE DIVISION, 2005].

Im Referenz- und im Fluoreszenzdetektor (Schaltplan im Anhang) wird das empfangene Licht durch einen Transimpedanzverstärker verstärkt. Die Auswahl des Operationsverstärkers für den TIA fiel mit dem OPA380 von Texas Instruments auf ein besonders rauscharmes Modell, das ebenfalls einen geringen Leckstrom am Eingang vorweist, um auch sehr geringe Photoströme messen zu können [BURR-BROWN PRODUCTS FROM TEXAS INSTRUMENTS, 2007]. Es schließt sich ein Antialiasing-Filter zur Unterdrückung höherfrequenter Rauschanteile an. Das Filter besitzt die gleichen Charakteristika wie das beschriebene Rekonstruktionsfilter im Laserdiodentreiber.

Abbildung 4.6 zeigt die gemessene Phasenverschiebung am Filterausgang des realisierten Fluoreszenz- und des Referenzdetektors bei einer Frequenz von 200 Hz und einer Messbandbreite von 10 Hz über eine Messdauer von 30 s. Mit etwa $1,3^\circ$ liegt sie im Bereich der Berechnung und die Kurzzeitstabilität zeigt sich mit einer Standardabweichung von etwa $(10^{-4})^\circ$ im Bereich der erforderlichen Messgenauigkeit. Um die

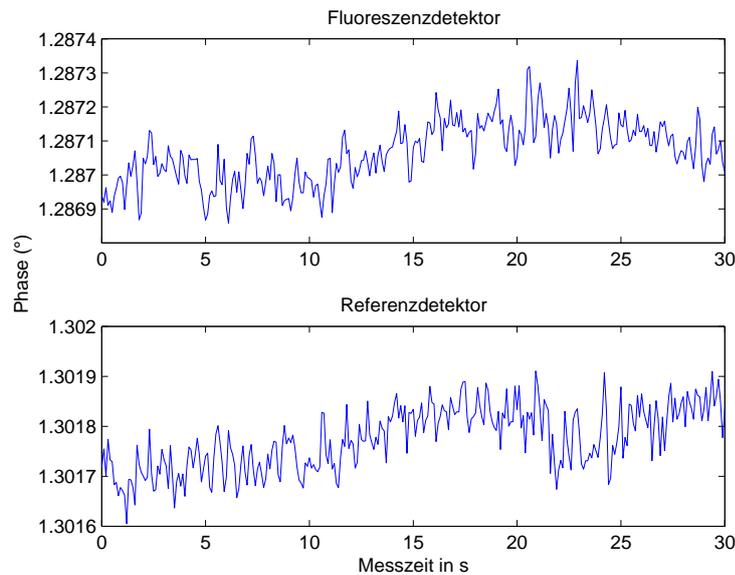


Abbildung 4.6: Gemessener Phasenverlauf des Antialiasingfilters im Referenz- und im Fluoreszenzdetektor bei 200Hz

Stabilität auch über längere Messzeiträume bei nicht konstanter Umgebungstemperatur zu garantieren wird in Kapitel 4.6 eine Möglichkeit der Driftkompensation im vorliegenden System vorgestellt, die jedoch im derzeitigen Aufbau noch nicht integriert ist.

Im Antialiasingfilter ist eine optionale DC-Entkopplung vorgesehen. Dadurch besteht die Möglichkeit, ausschließlich das informationstragende AC-Signal an den Wandler zu übertragen, wozu eine weitere zuschaltbare Verstärkerstufe integriert wurde. Für die Anbindung der Referenz- und Fluoreszenzdetektoren an die verarbeitende Soundkarte werden die Messsignale am Detektorausgang in differentielle Signale gewandelt. Abbildung 4.7 zeigt einen aufgebauten Messempfänger im abgeschirmten Metallgehäuse.

4.4 Abgleich

Vor der Messdurchführung muss der Aufbau abgeglichen werden. Dabei werden durch den Ausgangsleistungsbereich der Laserdiode und die Transimpedanz des TIA die Fluoreszenzintensität und der Spannungspegel am AD-Wandler angepasst. Im Fluoreszenzlicht, das auf den Detektor trifft, darf kein Pumplicht mehr vorhanden sein. Dieses kann durch Reflektionen oder unzureichende Unterdrückung in den Kopplern eingestreut werden. Gegebenenfalls muss nach dem 980 nm/1040 nm-Koppler noch ein weiteres wellenlängenselektives Dämpfungsglied vorgesehen werden, das Pumplicht vor dem Fluoreszenzdetektor unterdrückt.

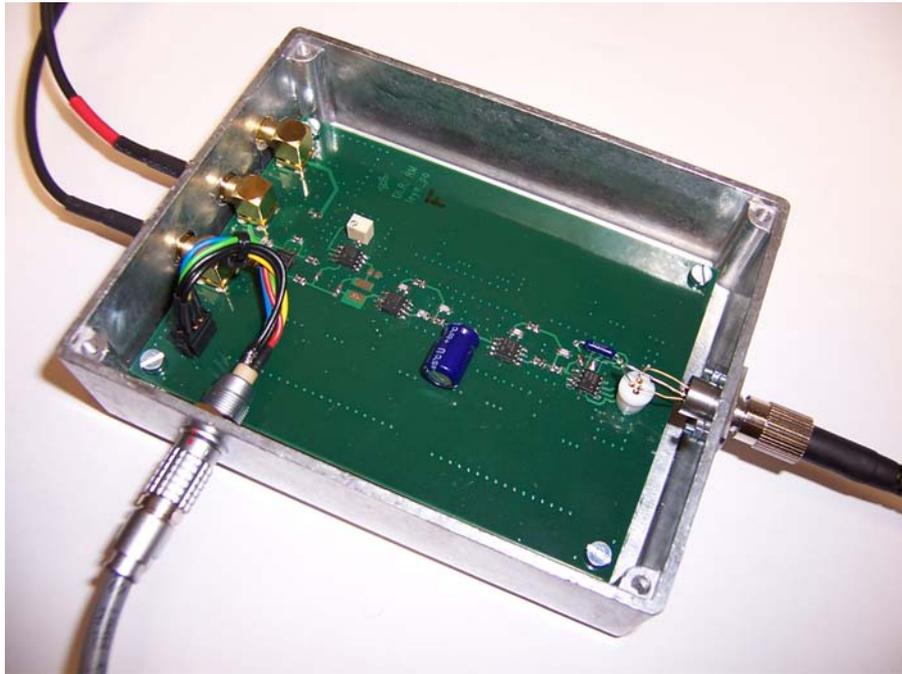


Abbildung 4.7: Aufgebauter Photodiodenempfänger

Mit Hilfe eines optischen Leistungsmessgerätes und eines modularen Laserdiodentreibers kann die Abhängigkeit der Fluoreszenzintensität von der eingestrahlten Erregerlichtleistung gemessen werden. Der Betriebsbereich der Anordnung auf der Kurve kann mit Hilfe des Dämpfungsgliedes aus Abbildung 3.1 und der Widerstände des Laserdiodentreibers aus Kapitel 4.3 festgelegt werden. Entsprechend sind die Shunt-Widerstände der Transimpedanzverstärker zu wählen, um die Amplitude an den Eingangsbereich des AD-Wandlers anzupassen. Die Einstellung der Messfrequenz erfolgt entsprechend Gleichung 3.15 nach experimenteller Ermittlung der Fluoreszenzlebensdauer.

4.5 Rauschanalyse des Transimpedanzverstärkers

Die Anforderungen zum SNR aus Kapitel 4.2 (besonders Gleichung 4.5) müssen insbesondere vom Transimpedanzverstärker erfüllt werden. In Verbindung mit der eingangsseitigen Photodiode stellt er die kritischste Komponente in der Elektronik dar. Auf Grund der kurzen Messfaser ist mit begrenzter Lichtleistung im Fluoreszenzmesspfad zu rechnen. Daher ist eine große Verstärkung nötig, um den Arbeitsbereich des AD-Wandlers voll auszusteuern. Abbildung 4.8 zeigt die vier dominanten Rauschquellen im Bereich des Transimpedanzverstärkers: Strom- und Spannungsrauschen des Operationsverstärkers I_{OP} und U_{OP} , thermisches Rauschen der Transimpedanz U_R , sowie das Schrotrauschen der Photodiode I_{Ph} [HOBBS, 2009].

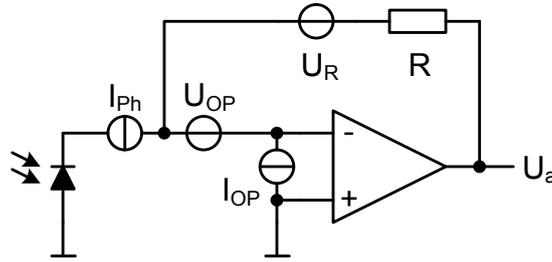


Abbildung 4.8: Rauschquellen des Transimpedanzverstärkers

Das Signal-Rausch-Verhältnis am Ausgang des Verstärkers berechnet sich zu

$$SNR = 20 \log_{10} \left(\frac{U_a}{U_R + U_{OP} + R(I_{OP} + I_{Ph})} \right). \quad (4.9)$$

Bei der Berechnung des SNR für das Nutzsignal ist allerdings nur der AC-Anteil des Messsignals U_a relevant.

Während U_{OP} und U_R direkt auf den Ausgang wirken, werden die Ströme I_{OP} und I_{Ph} durch die Transimpedanz R verstärkt. Im Datenblatt des OPA380 sind die Werte für U_{OP} und I_{OP} zu $67 \frac{\text{nV}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ und $10 \frac{\text{fA}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ angegeben. Das thermische Rauschen des Widerstands ist gegeben durch

$$U_R = \sqrt{4k_B T R \Delta f}, \quad (4.10)$$

mit der Boltzmann-Konstante $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$, der Temperatur T in Kelvin und der Messbandbreite Δf . Das Schrotrauschen der Photodiode berechnet sich zu

$$I_{Ph} = \sqrt{2eI\Delta f}, \quad (4.11)$$

mit der Elementarladung $e = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{As}$ und dem Photostrom I , der proportional zur Intensität des einfallenden Lichts ist. Der Wirkungsgrad η der Photodiode gibt dabei an, wie viel der Photonenenergie in elektrische Energie gewandelt wird. Daraus leitet sich die Empfindlichkeit s ab, die den Photostrom in Abhängigkeit der einfallenden Lichtleistung angibt:

$$s = \frac{\eta h f}{e} \quad (4.12)$$

Die Empfindlichkeit der verwendeten Photodiode des Typs G9801-32 von Hamamatsu in Abhängigkeit der Wellenlänge zeigt Abbildung 4.9. Im Bereich von 1040 nm besitzt sie eine Empfindlichkeit von etwa $0,65 \frac{\text{A}}{\text{W}}$. Je nach Lichtstärke und gewählter Transimpedanz limitieren die erwähnten Rauschquellen die theoretisch erreichbare Messgenauigkeit. Bei der Präsentation der Ergebnisse in Kapitel 5 wird daher jeweils nach dem Abgleich des Messaufbaus die Rauschanalyse des TIA aus diesem Kapitel formelmäßig ausgewertet und mit den Messergebnissen verglichen.

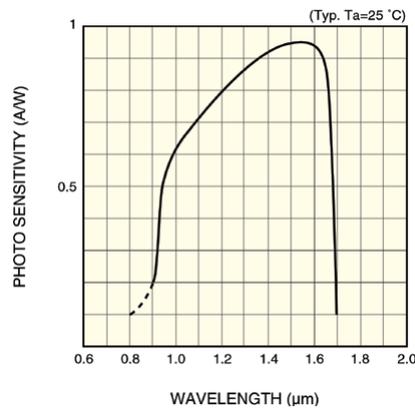


Abbildung 4.9: Empfindlichkeit der Photodiode [HAMAMATSU PHOTONICS K.K., SOLID STATE DIVISION, 2005]

4.6 Driftkompensation

Sowohl bei der Theorie in den vergangenen Kapiteln, als auch bei der praktischen Umsetzung, wie in diesem Kapitel beschrieben, wird davon ausgegangen, dass der Phasenversatz zwischen Erreger- und Fluoreszenzsignal ausschließlich auf die Fluoreszenzlebensdauer zurückzuführen ist. Daraus folgt die Annahme, dass eine Änderung der Phasendifferenz durch eine Änderung der Fluoreszenzlebensdauer hervorgerufen wird. Des Weiteren gilt die Annahme, dass eine Änderung der Fluoreszenzlebensdauer lediglich durch Temperaturänderung oder gegebenenfalls im weitaus geringeren Maße durch Dehnung verursacht wird. Da die Messfaser gegenüber anderer äußerer Einflüsse, wie beispielsweise Fremdlichteinstrahlung, Biegung, oder ähnlichem geschützt ist, kann diese Annahme als gerechtfertigt angenommen werden, da insbesondere auch der relative Brechungsindex n_0 in der Region des FBGs und die Ytterbiumdotierung zumindest über die Messdauer als konstant angenommen werden dürfen. Im weiteren Verlauf der Datenverarbeitung kann die Phasenverschiebung der Messsignale jedoch Störeinflüssen unterliegen. Während dies im Digitalteil nach synchroner Wandlung der Analogsignale mit einfachen Mitteln ausgeschlossen werden kann, ist in der Analogelektronik eine Drift zu erwarten, die zumindest bei längeren Messungen zu Verfälschungen führen kann. Während eine praktische Umsetzung einer möglichen Kompensation in diesem Bereich außerhalb des Rahmens dieser Arbeit liegt, seien im Folgenden die theoretischen Grundlagen dafür dargelegt:

Da der komplette Signalpfad der Temperaturmessung stets bei einer konstanten Frequenz operiert und sich das Nutzsignal für die erfolgreiche Datenverarbeitung lediglich in einem schmalbandigen Bereich um diese Frequenz sehr deutlich vom umgebenden Rauschteppich abheben muss, können andere Frequenzbereiche des Systems für weitere Zwecke verwendet werden, ohne die Temperaturmessung zu stören, vorausgesetzt sie erfüllen ebenfalls die Bedingung, den angesprochenen

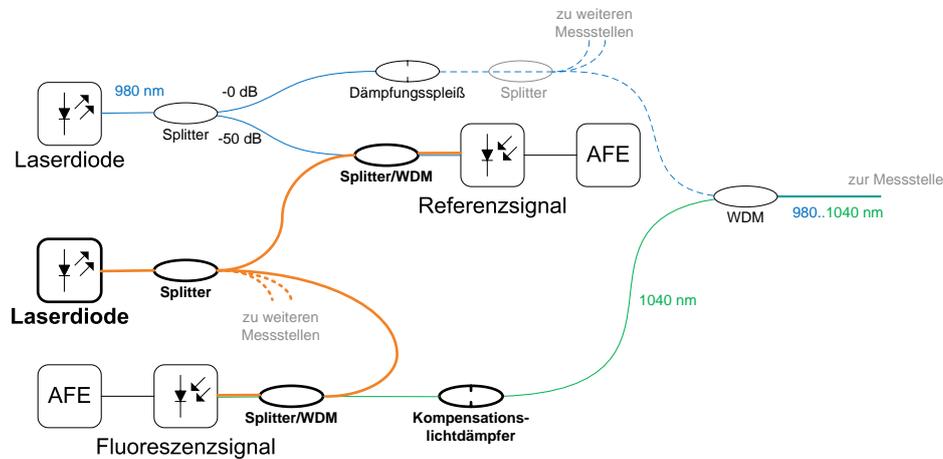


Abbildung 4.10: Optischer Aufbau mit Driftkompensation

Frequenzbereich unberührt zu lassen. Damit ergibt sich die Möglichkeit ein zweites Signal unterschiedlicher Frequenz durch eine weitere Laserdiode in das optische System einzuspeisen. Dieses Licht wird nicht durch die Messfaser geleitet, sondern mit Hilfe eines Splitters zusammen mit den Messsignalen direkt auf die Photodioden der signalverarbeitenden Elektronik. Der Splitter wird dabei im Bezug auf den Phasenversatz zwischen den Ausgängen als ideal angesehen. Die Elektronik wird nun von zwei Signalen verschiedener Frequenz durchlaufen, wobei das eine die Temperaturinformation trägt. Das andere liegt mit identischer, unbeeinflusster Phasenlage an allen Detektoren an. Der Phasenunterschied des Kompensationssignals im Fluoreszenzdetektor gegenüber dem Kompensationssignal im Referenzdetektor kann zur Driftkompensation vom eigentlichen Fluoreszenzsignal abgezogen werden. Zu Grunde liegt die Annahme, dass das Kompensationssignal beim Durchlaufen der Elektronik derselben Drift unterliegt wie das Fluoreszenzsignal. Es ist daher sinnvoll, die Frequenz des Kompensationssignals nahe bei der Messfrequenz zu wählen. Denkbar wäre auch ein Kompensationssignal, das mit zwei Frequenzen moduliert wird, eine oberhalb und eine unterhalb der Messfrequenz. Durch die frequenzselektive Auswertung erfolgt die Driftkompensation synchron zur Messung, ohne diese zu beeinflussen. Die Wellenlänge des Lichts für die Driftkompensation ist dabei in einem weiten Bereich frei wählbar, eingeschränkt durch die eingesetzten WDMs und die Detektorempfindlichkeit. Abbildung 4.10 zeigt den optischen Aufbau mit integrierter

Driftkompensation; die zu kompensierende Analogelektronik ist schematisch durch analoge Front-Ends (AFE) dargestellt.

5

Ergebnisse

Zur Evaluierung des realisierten Messsystems wurde eine Sensorfaser auf einem Peltier-Element, sowie ein Biegebalken im Wärmeschränk vermessen. Dabei wurde jeweils zunächst der Aufbau abgeglichen und die Temperaturabhängigkeit der Fluoreszenzlebensdauer sowie des FBGs kalibriert. In diesem Kapitel werden Messergebnisse sowie deren Interpretation präsentiert. Abschließend wird auf Erkenntnisse durch Variation der Anordnung eingegangen.

5.1 Sensorfaser

Zum Abgleich des Messaufbaus wurde die Fluoreszenzlichtleistung der 5 mm langen Ytterbium-dotierten Faser in Abhängigkeit der Pumpleistung gemessen (verwendet wurde eine Faser des Typs DF1100 von Fibercore [FIBERCOREa]). Abbildung 5.1 zeigt den Verlauf. Es zeigt sich ein Sättigungsverhalten der Fluoreszenzintensität bei ansteigender Pumpleistung. Für die Messung wurde die Laserdiode im Bereich von 54 mW bis 107 mW betrieben und gemäß Abbildung 3.1 um 3 dB gedämpft. Der Offset ist nötig, um den TIA im Empfänger sicher außerhalb der unteren Rail zu betreiben. Zur Einstellung eines Phasendifferenz von 45° zwischen Fluoreszenz- und Referenzsignal wurde das Erregersignal sinusförmig mit 800 Hz moduliert. Die Transimpedanz des Fluoreszenzdetektors betrug $4,99 \text{ M}\Omega$ und die Messdauer für jeden einzelnen Messwert 0,1 s. Abbildung 5.2 zeigt das Fourierspektrum des Fluoreszenzsignals. Durch den nichtlinearen Verlauf der Fluoreszenzintensität entstehen in Verbindung mit dem sinusförmigen Erregersignal harmonische Frequenzen der Messfrequenz, die sich jedoch auf Grund der Frequenz-selektiven Messung nicht auswirken.

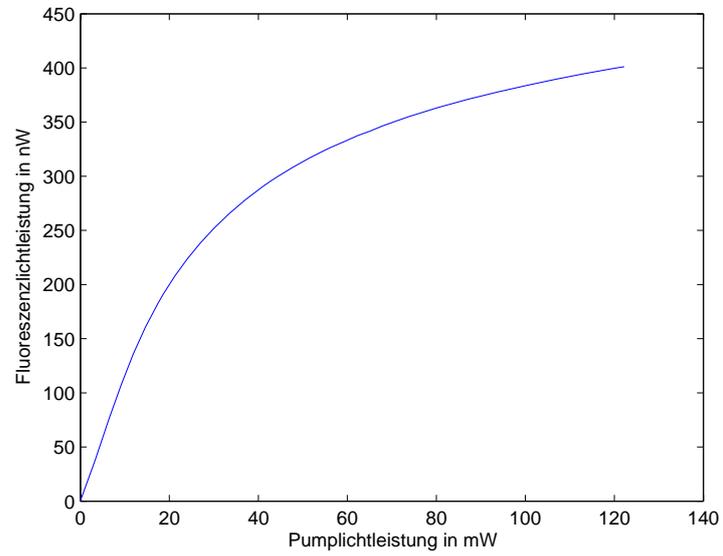


Abbildung 5.1: Fluoreszenzlichtintensität der Sensorfaser in Abhängigkeit der Pumplichtenergie

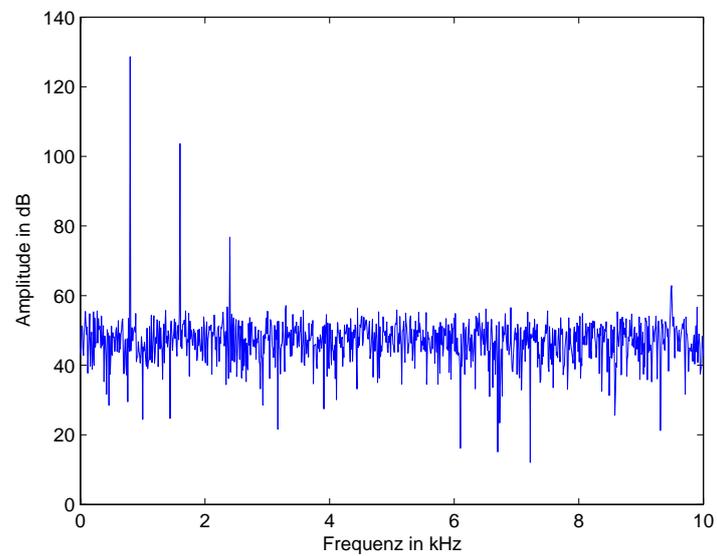


Abbildung 5.2: Fuorierspektrum des Fluoreszenzsignals der Sensorfaser

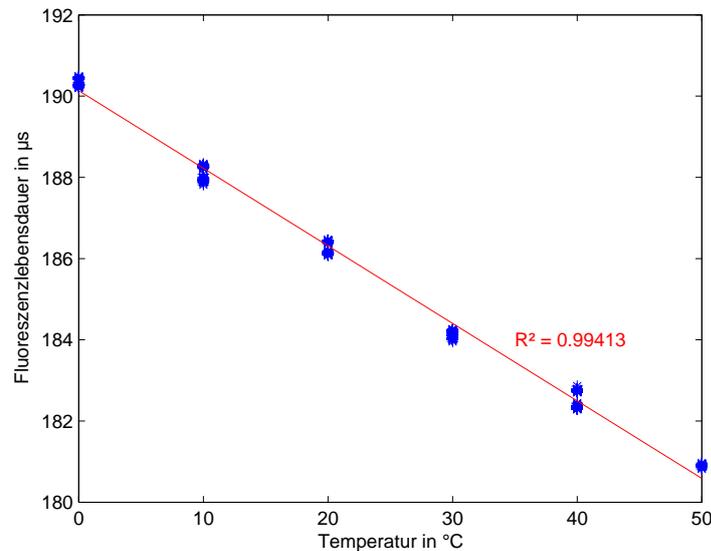


Abbildung 5.3: Messwerte und Regressionsgerade zur Kalibrierung der Sensorfaser für die Temperaturmessung

Die Sensorfaser wurde auf einem Peltier-Element mit einem Kupferblock zur thermischen Stabilisierung befestigt und in einem Temperaturbereich von 0..50 °C betrieben. Bei einer ersten Messung wurde eine Kalibrierung durchgeführt. Abbildung 5.3 zeigt aufgenommene Messwerte, sowie die Regressionsgerade. In 10 K-Schritten von 0..50 °C und von 50..0 °C wurden je 20 Messwerte aufgenommen. Es ergibt sich eine Fluoreszenzlebensdauer von $\tau_0 = 190,1 \mu\text{s}$ bei 0 °C und eine Temperaturabhängigkeit von $\frac{d\tau}{dT} = 191,0 \frac{\text{ns}}{\text{K}}$. Zur Temperaturkompensation gemäß Gleichung 3.17 wurde $\frac{\partial\lambda}{\lambda_0\partial T} / \frac{\partial\tau}{\partial T} = -32,1 \text{ s}^{-1}$ bestimmt (Abbildung 5.4).

Bei der zweiten Messung nach dem selben Messablauf wurden die bestimmten Parameter zur Temperaturkompensation genutzt. Dabei wurde die Dehnungsabhängigkeit der Fluoreszenzlebensdauer zu Null angenommen, begründet durch die wesentlich geringere Empfindlichkeit im Vergleich zur Temperaturabhängigkeit, wie in [FORSYTH et al., 2002] dokumentiert. Abbildung 5.5 zeigt die aufgenommenen Messwerte mit und ohne Kompensation. Die Aufnahme der Messwerte dauerte etwa 15 Minuten, bedingt durch Einschwingzeiten der Temperaturregelung.

Es zeigt sich eine größere Messungenauigkeit als in Kapitel 4.2 gefordert: Bei konstanter Temperatur beträgt die Standardabweichung der Messwerte zwar durchschnittlich $1,36 \mu\text{e}$, bezogen auf die Ungenauigkeit bei der Temperaturmessung bedeutet dies jedoch eine Standardabweichung von 0,18 K, bedingt durch den geringeren Wärmeausdehnungskoeffizienten der Glasfaser im Vergleich zur Stahlkonstruktion, die bei den Berechnungen in Kapitel 4.2 zu Grunde lag. Mit den ermittelten Werten für die Fluoreszenzlebensdauer und deren Temperaturabhängigkeit

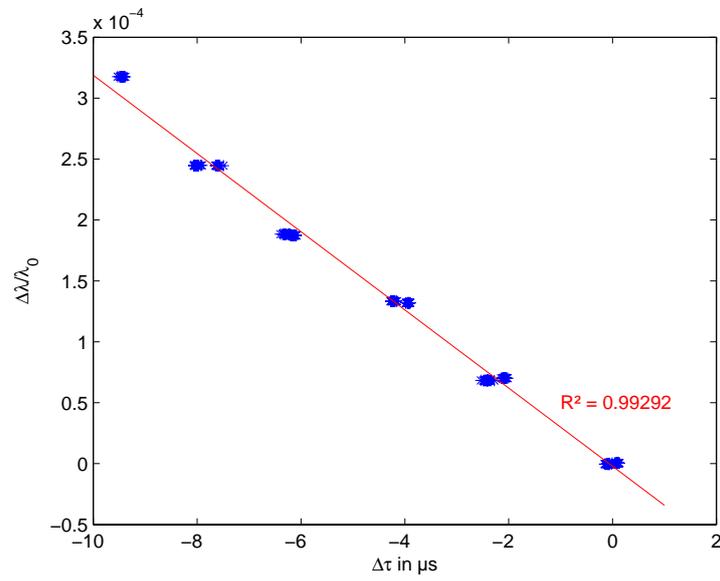


Abbildung 5.4: Messwerte und Regressionsgerade zur Kalibrierung der Sensorfaser für die Temperaturkompensation

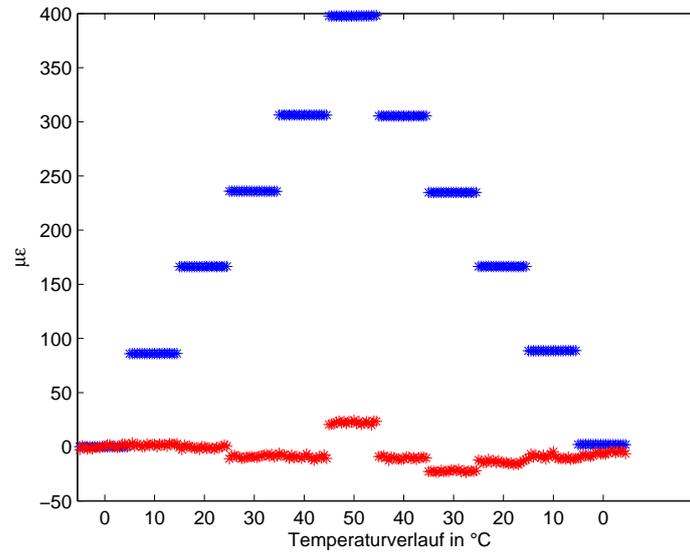


Abbildung 5.5: Dehnungsmesswerte der Sensorfaser mit (rot) und ohne Temperaturkompensation (blau)

ergibt sich ein erforderliches Signal-Rausch-Verhältnis von

$$20 \log_{10} \left(\frac{90^\circ}{\sqrt{2} \left| \frac{\pi}{4} - \arctan \left(2\pi \cdot 800 \text{ Hz} \cdot 0,1 \text{ K} \cdot 191,0 \frac{\text{ns}}{\text{K}} \right) \right|} \right) = 87,3 \text{ dB}$$

gemäß Gleichung 4.5. Aus den Werten des Spektrums in Abbildung 5.2 ergibt sich ein SNR von 82,2 dB, was in Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert einer Standardabweichung von 0,18 K entspricht.

$$\frac{\tan \left(45^\circ + \frac{90^\circ}{\sqrt{2} \cdot 10^{82,2 \text{ dB}/20}} \right) - 1}{2\pi \cdot 800 \text{ Hz} \cdot 190,0 \frac{\text{ns}}{\text{K}}} = 0,18 \text{ K}$$

Eine Analyse der Rauschquellen aus Kapitel 4.5 ergibt folgende Werte:

$$SNR_{OP} = 20 \log_{10} \left(\frac{U_{a,AC}}{\sqrt{10 \text{ Hz}} \left(67 \frac{\text{nV}}{\sqrt{\text{Hz}}} + 4,99 \text{ M}\Omega \cdot 10 \frac{\text{fA}}{\sqrt{\text{Hz}}} \right)} \right) = 106,4 \text{ dB}$$

$$SNR_R = 20 \log_{10} \left(\frac{U_{a,AC}}{\sqrt{4k_B \cdot 300 \text{ K} \cdot 4,99 \text{ M}\Omega \cdot 10 \text{ Hz}}} \right) = 98,6 \text{ dB}$$

$$SNR_{Ph} = 20 \log_{10} \left(\frac{U_{a,AC}}{4,99 \text{ M}\Omega \cdot \sqrt{2eI \cdot 10 \text{ Hz}}} \right) = 85,1 \text{ dB}$$

mit

$$U_{a,AC} = 0,65 \frac{\text{A}}{\text{W}} \cdot \frac{389,8 \text{ nW} - 322,1 \text{ nW}}{2\sqrt{2}} \cdot 4,99 \text{ M}\Omega = 77,6 \text{ mV},$$

$$I = 0,65 \frac{\text{A}}{\text{W}} \cdot \sqrt{\left(\frac{389,8 \text{ nW} + 322,1 \text{ nW}}{2} \right)^2 + \left(\frac{389,8 \text{ nW} - 322,1 \text{ nW}}{2\sqrt{2}} \right)^2}$$

$$= 231,9 \text{ nA}$$

Der überwiegende Rauschanteil wird durch Schrotrauschen an der Photodiode verursacht. Ein Vergleich der Werte zeigt das Erreichen des physikalischen Limits an dieser Stelle. Durch die begrenzte Quanteneffizienz der Photodiode kann diese Hürde nur durch mehr Licht genommen werden, da die Energie des Schrotrauschens linear (und nicht wie die Signalenergie quadratisch) mit der einfallenden Lichtintensität verläuft. Dadurch verbessert sich auch der SNR bedingt durch das thermische Rauschen des Widerstands, der dann kleiner gewählt werden kann.

Zusätzlich zur Rausch-bedingten Messungenauigkeit zeigt sich die Unzulänglichkeit des linearen Modells für die Temperaturabhängigkeit, insbesondere im Bereich zwischen 30..50 °C. Hier versagt die Temperaturkompensation modelbedingt. Zur Verbesserung kann die Kalibrierung

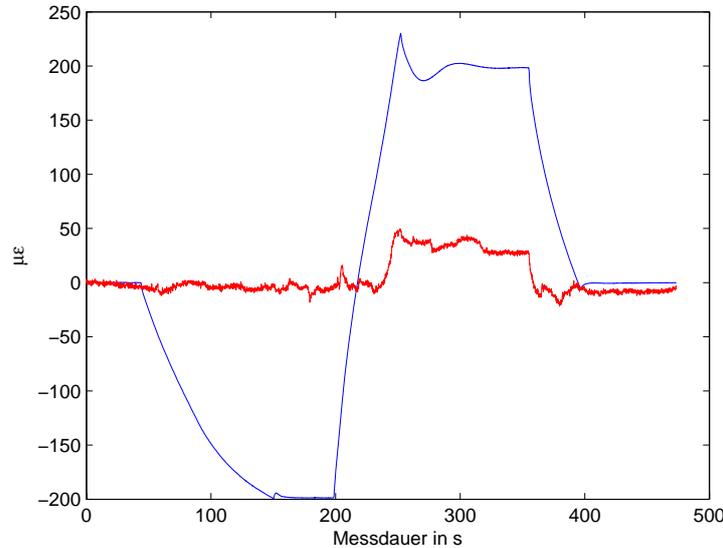


Abbildung 5.6: Folgeverhalten der Temperaturkompensation (rot) der Sensorfaser

beispielsweise über ein Polynom höheren Grades unter Einbeziehung der absoluten Fluoreszenzlebensdauer erfolgen. Über den Messverlauf äußert sich zudem eine Drift der Temperaturmessung. Es zeigt sich also die Notwendigkeit der Implementierung der in Kapitel 4.6 vorgestellten Driftkompensation.

Das Folgeverhalten der Temperaturkompensation bei der kontinuierlichen Messung unter Temperaturänderungen zeigt Abbildung 5.6. Über eine Dauer von etwa 8 Minuten wurde die Temperatur der Sensorfaser von 25 °C auf 0 °C abgekühlt, bevor sie auf 50 °C aufgewärmt und wieder auf 25 °C eingestellt wurde. Wieder zeigt sich der modelbedingte Fehler bei höheren Temperaturen, sowie die Drift. Fehler im Folgeverhalten sind von anderen Störgrößen nicht unterscheidbar. Bei längeren Sensorfasern, bei denen der dotierte Bereich deutlich länger als das eingeschriebene Gitter ist, zeigt sich schlechteres Folgeverhalten auf Grund der ungleichmäßigen Erwärmung über der kompletten Sensorlänge.

5.2 Biegebalken

Für die Messungen am Biegebalken wurde die Anordnung in einem Wärmeschrank aufgebaut (Abbildung 5.7). Der Betriebsbereich der Laserdiode und die Messdauer blieben im Vergleich zu den Messungen mit der Sensorfaser unverändert. Reflexionen am Faserende und an den Spleißstellen erforderten jedoch ein zusätzliches Pumplichtfilter vor dem Fluoreszenzdetektor. Auf Grund einer geringfügig kürzeren Sensorlänge ist die Fluoreszenzlichtleistung geringer, weshalb auf das 3 dB-

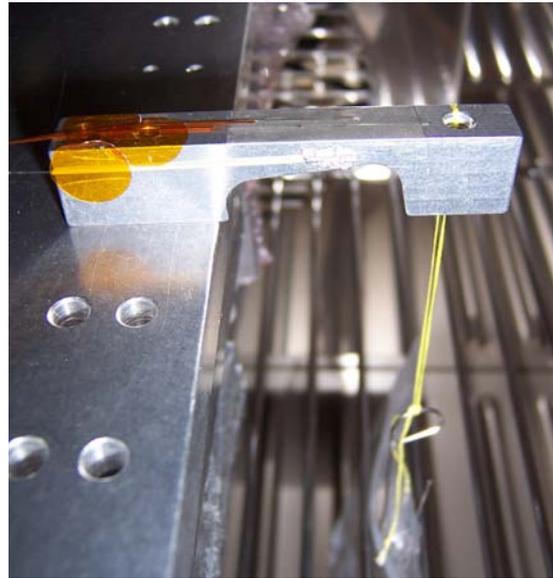


Abbildung 5.7: Messaufbau des Biegebalkens im Wärmeschrank

Dämpfungsglied verzichtet wurde. Es ergibt sich ein Fluoreszenzlichtintensitätsverlauf wie in Abbildung 5.8 dargestellt. Das Erregersignal wurde sinusförmig mit 2 kHz moduliert, die Transimpedanz des Fluoreszenzdetektors betrug $15\text{ M}\Omega$. Abbildung 5.9 zeigt das Fourierspektrum des Fluoreszenzsignals.

Mit Gewichten wurde die Dehnung der aufgeklebten Messfaser in Abhängigkeit von der Belastung des Biegebalkens durch Auswertung des FBG bei konstanter Temperatur bestimmt. Aus Abbildung 5.10 ergibt sich $\frac{d\epsilon}{dF} = 7,96 \frac{\mu\epsilon}{\text{N}}$. Eine dehnungsabhängige Änderung der Fluoreszenzlebensdauer konnte nicht detektiert werden.

Zur Kalibrierung des Temperaturgangs wurde die Anordnung im Wärmeschrank unter kontinuierlicher Messwertaufnahme von $22,4^\circ\text{C}$ auf $48,2^\circ\text{C}$ erwärmt. Ein FBG, das zuvor auf einem Peltierelement kalibriert wurde, diente dabei als hochgenauer Temperaturfühler vor Ort. Aus Abbildung 5.11 ergibt sich $\tau_0 = 76,8\ \mu\text{s}$ bei 0°C und $\frac{d\tau}{dT} = -72,5 \frac{\mu\text{s}}{\text{K}}$, sowie $\frac{\partial\lambda}{\lambda_0\partial T} / \frac{\partial\tau}{\partial T} = -310,8\ \text{s}^{-1}$ aus Abbildung 5.12.

Für die Messung mit Temperaturkompensation wurden während des Abkühlvorgangs der Anordnung von 50°C auf $31,4^\circ\text{C}$ Gewichte angehängt. Für jeden Belastungsfall wurden 20 Messwerte im Abstand von 20 s aufgenommen. Abbildung 5.13 zeigt die Ergebnisse. Wieder diente ein kalibriertes FBG als Temperaturfühler.

Deutlich erkennbar ist erneut die Unzulänglichkeit der linearen Kompensation bei höheren Temperaturen. Auf Grund der langen Aufzeichnungsdauer von fast 1,5 Stunden, trägt die Drift in erheblichem Maße zur Messungenauigkeit bei. Das SNR des Messsignals betrug $78,1\ \text{dB}$ aus Abbildung 5.9. Gemäß den Anforderungen aus Kapitel 4.2 wären

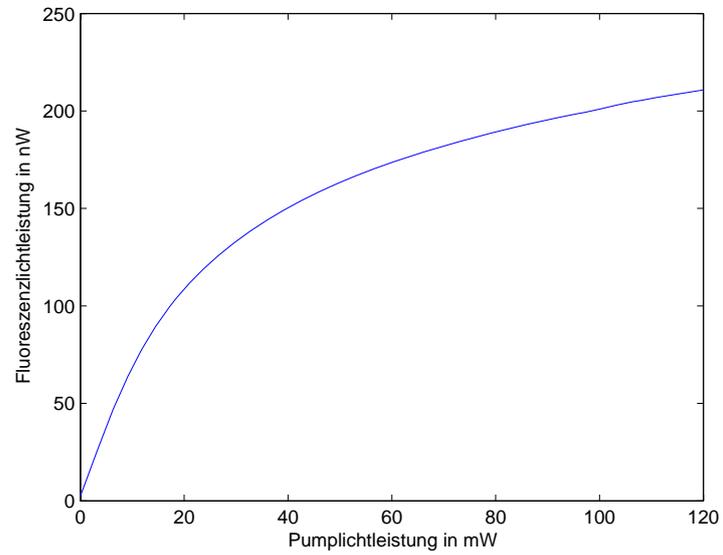


Abbildung 5.8: Fluoreszenzlichtintensität beim Biegebalken in Abhängigkeit der Pumplichtenergie

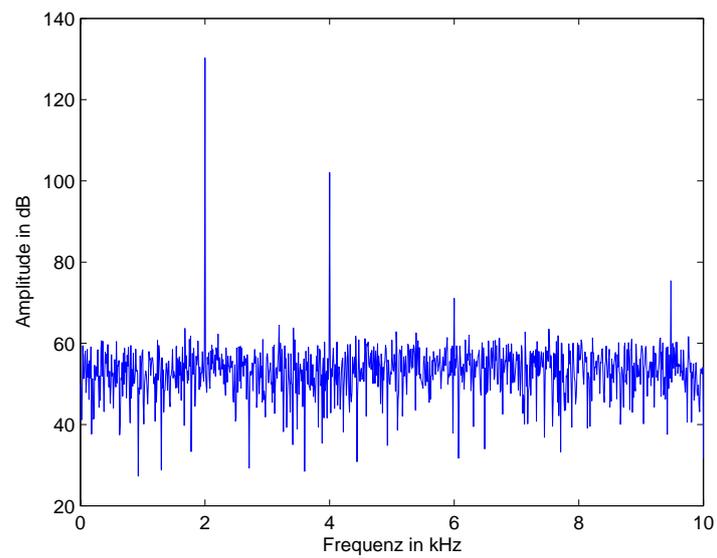


Abbildung 5.9: Fuorierspektrum des Fluoreszenzsignals beim Biegebalken

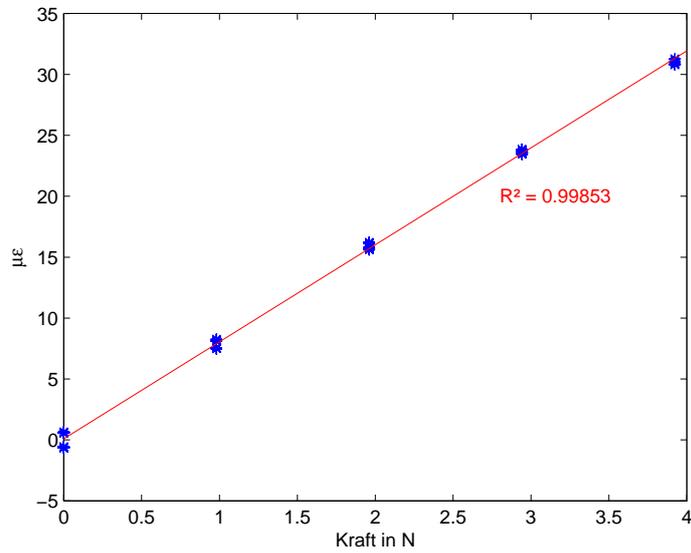


Abbildung 5.10: Dehnung der Messfaser in Abhängigkeit von der Belastung des Biegebalkens

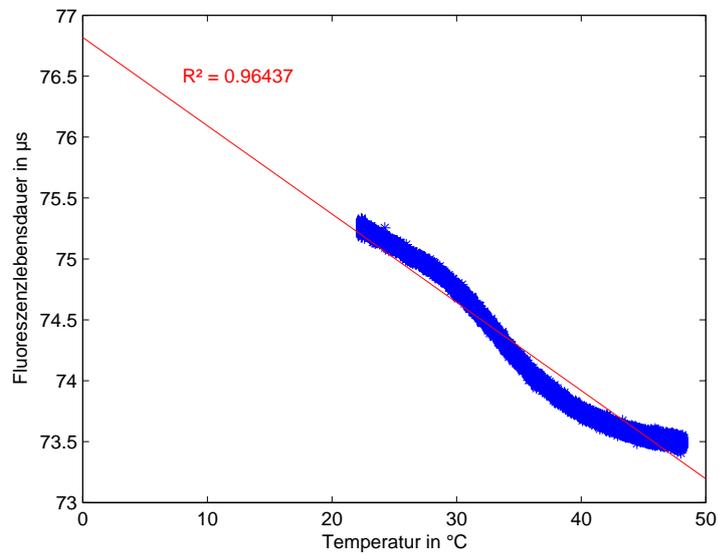


Abbildung 5.11: Messwerte und Regressionsgerade zur Kalibrierung des Biegebalkens für die Temperaturmessung

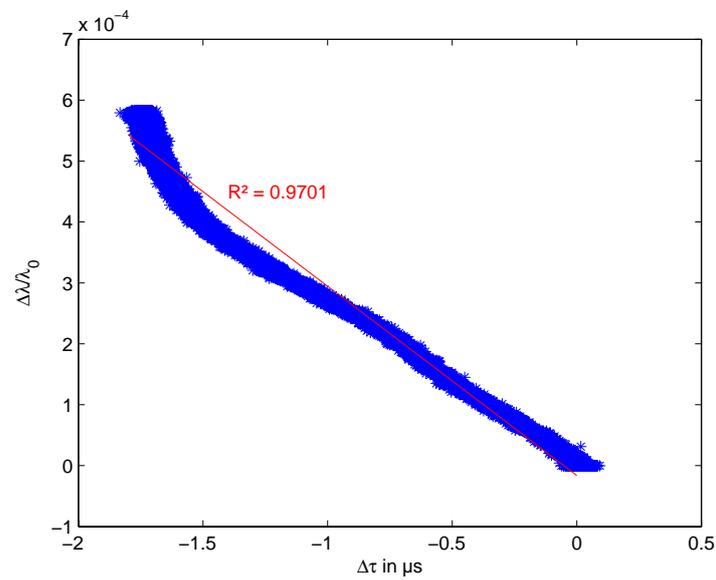


Abbildung 5.12: Messwerte und Regressionsgerade zur Kalibrierung des Biegebalkens für die Temperaturkompensation

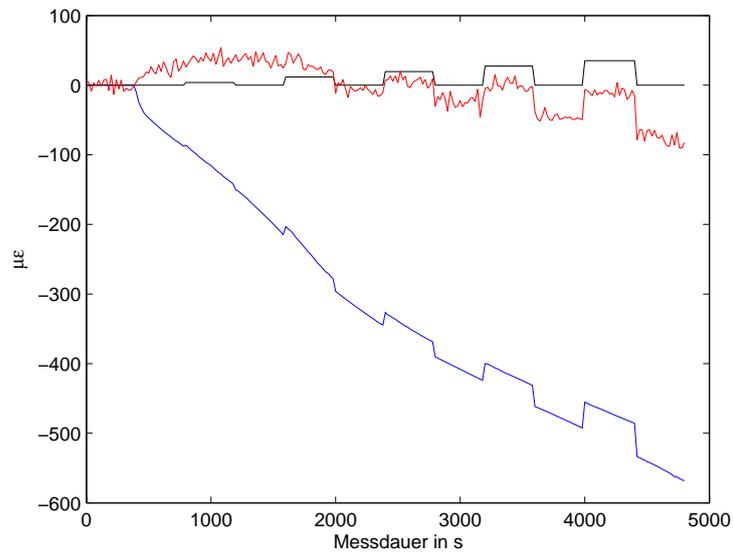


Abbildung 5.13: Dehnungsmesswerte des Biegebalkens mit (rot) und ohne Temperaturkompensation (blau), sowie der Sollverlauf (schwarz)

87,7 dB nötig:

$$20 \log_{10} \left(\frac{90^\circ}{\sqrt{2} \left| \frac{\pi}{4} - \arctan \left(2\pi \cdot 2 \text{ kHz} \cdot 0,1 \text{ K} \cdot 72,5 \frac{\text{ns}}{\text{K}} \right) \right|} \right) = 87,7 \text{ dB}$$

Den größten Beitrag liefert wie bei der Sensorfaser das Schrotrauschen:

$$SNR_{Ph} = 20 \log_{10} \left(\frac{U_{a,AC}}{15,0 \text{ M}\Omega \cdot \sqrt{2eI \cdot 10 \text{ Hz}}} \right) = 82,8 \text{ dB}$$

mit

$$U_{a,AC} = 0,65 \frac{\text{A}}{\text{W}} \cdot \frac{204,3 \text{ nW} - 167,1 \text{ nW}}{2\sqrt{2}} \cdot 15,0 \text{ M}\Omega = 128,2 \text{ mV},$$

$$I = 0,65 \frac{\text{A}}{\text{W}} \cdot \sqrt{\left(\frac{204,3 \text{ nW} + 167,1 \text{ nW}}{2} \right)^2 + \left(\frac{204,3 \text{ nW} - 167,1 \text{ nW}}{2\sqrt{2}} \right)^2}$$

$$= 121,0 \text{ nA}$$

Die mittlere Standardabweichung aus Abbildung 5.13 beträgt 0,69 K, im Gegensatz zum berechneten Wert 0,30 K aus dem SNR des Messsignals. Die Diskrepanz erklärt sich durch die Drift während der Aufzeichnungsdauer von 400 s für jeden Belastungsfall.

5.3 Variationen

Zur Analyse der Einflussgrößen auf das Messverfahren wurden verschiedene Parameter im Bereich der Messfaser variiert. Abbildung 5.14 zeigt den Fluoreszenzlichtintensitätsverlauf in Abhängigkeit der Pumplichtenergie für verschieden lange Sensorfasern (5 mm und 50 mm), sowie verschieden hohe Dämpfung des Pumplichts (3 dB und 10 dB). Die Fluoreszenzlichtintensität steigt mit der Pumplichtenergie und der Faserlänge, letzteres bedingt durch die größere Anzahl von Dotieratomen. Dadurch ist bei der längeren Faser das Phänomen der Sättigung weniger stark ausgeprägt.

Tabelle 5.1 zeigt die ermittelten Werte für die Fluoreszenzlebensdauer und deren Temperaturabhängigkeit für die Messfasern aus Abbildung 5.14. Es zeigt sich ein Abfall der Lebensdauer bei höherer Sättigung. Dieser Effekt wird in der Literatur als „Concentration Quenching“ bezeichnet [PASCHOTTA et al., 1997]. Die relative Temperaturabhängigkeit, das heißt $\frac{d\tau}{dT}/\tau$, steigt jedoch an.

Durch den Sättigungseffekt ist die gewünschte Amplitudenunabhängigkeit des Messverfahrens nicht mehr gegeben. Die Änderung der Pumplichtintensität um etwa 5 % verursachte in allen drei Fällen eine Änderung bei der Fluoreszenzlebensdauer um 10 %, unabhängig von der

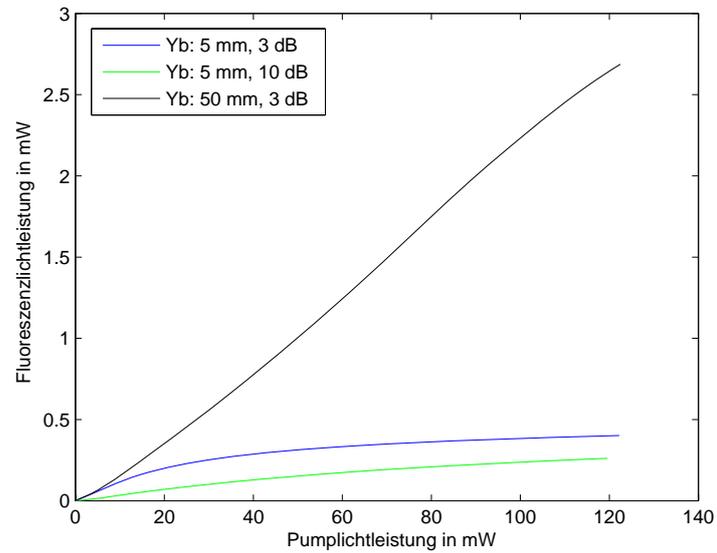


Abbildung 5.14: Verlauf der Fluoreszenzintensität in Abhängigkeit der Pumplichtintensität und der Faserlänge bei der DF1100 von Fibercore

Faserlänge	Pumplichtdämpfung	τ	$\frac{d\tau}{dT}$	$\frac{d\tau}{dT} / \tau$
50 mm	3 dB	679 nm	$-137 \frac{\text{ns}}{\text{K}}$	0,02 %
5 mm	10 dB	420 nm	$-108 \frac{\text{ns}}{\text{K}}$	0,03 %
5 mm	3 dB	190 nm	$-191 \frac{\text{ns}}{\text{K}}$	0,1 %

Tabelle 5.1: Fluoreszenzlebensdauer und deren Temperaturabhängigkeit bei Ytterbium-dotierten Glasfasern

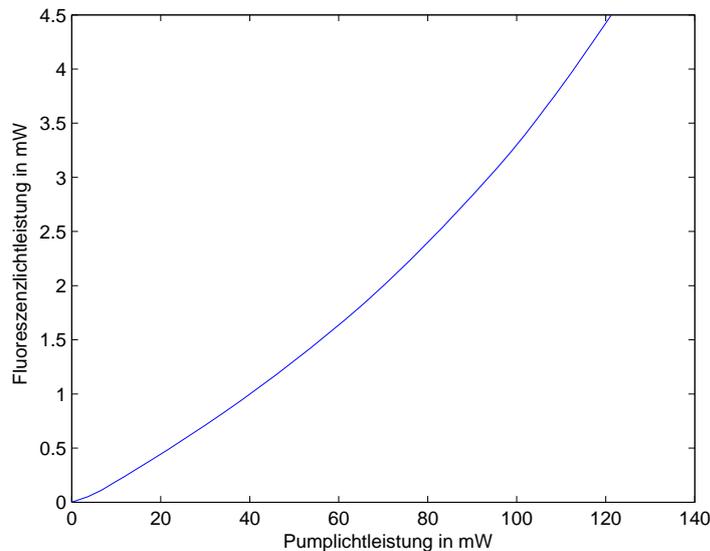


Abbildung 5.15: Verlauf der Fluoreszenzintensität bei der Yb1200-4/125 von Liekki

Sättigung. Durch Bewegen und moderates Biegen der Glasfasern konnte die Fluoreszenzlebensdauer um 1 % bis 2 % verändert werden, auf Grund der dadurch verursachten Dämpfung. Während beim Laboraufbau die Fasern bestmöglich fixiert waren, sind verfälschte Messwerte auf Grund dieses Effekts nicht auszuschließen.

Der Einsatz einer weiteren, ähnlich hoch Ytterbium-dotierten Faser des Typs Yb1200-4/125 von Liekki zeigt kein Sättigungsverhalten der Fluoreszenzlichtintensität im gewählten Betriebsbereich (Abbildung 5.15) [NLIGHT CORPORATION]. Die Werte der Fluoreszenzlebensdauer und deren Temperaturabhängigkeit wurden zu $768 \mu\text{s}$ und $-76,1 \frac{\text{ns}}{\text{K}}$ bestimmt. Die Veränderung der Pumplichtintensität um etwa 5 % verursachte eine Änderung der Fluoreszenzlebensdauer von unter 1 %. Allerdings ist die relative Temperaturempfindlichkeit dieser Faser wesentlich geringer als bei den vorhergehenden, weshalb keine besseren Messergebnisse erzielt wurden.

Zur Verringerung möglicher polarisationsabhängiger Effekte wurde als Fluoreszenz-anregende Lichtquelle versuchsweise eine Superlumineszenzdiode (SLED) anstatt der Laserdiode eingesetzt. Auf Grund des breiteren Spektrums und der geringfügig unterschiedlichen Mittenwellenlänge war der Aufbau, insbesondere die WDMs, nicht optimal auf diese Lichtquelle abgestimmt. Daher konnten quantitativ keine Verbesserungen erzielt werden.

6

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Fluoreszenzlebensdauer-Messung als Möglichkeit zur Temperaturkompensation eines faseroptischen Kraft-Momenten-Sensors evaluiert. Es wurde ein Messsystem konzipiert, das an mehreren Messstellen gleichzeitig die Fluoreszenzlebensdauer einer 5 mm langen Ytterbium-dotierten Faser und die Wellenlänge eines darin eingeschriebenen Faser-Bragg-Gitters bestimmen kann. Mit dem Messwert für die temperaturabhängige Fluoreszenzlebensdauer wird der Messwert des FBGs zur Dehnungsmessung korrigiert. Die Fluoreszenzlebensdauer wird dabei über die Phasenverschiebung zwischen dem sinusförmig modulierten Pumplicht und dem detektierten Fluoreszenzlicht gemessen.

Die Datenverarbeitung findet digital mit Hilfe eines DFT-basierten Algorithmus statt, die entwickelte Analogelektronik konditioniert die Signale und bildet den Übergang zwischen dem optischen und dem elektronischen Teil. Zur Evaluierung des Verfahrens im Laboraufbau wurden Sensorfasern auf einem Peltierelement, sowie appliziert auf einem Biegebalken im Wärmeschrank vermessen. Die Auflösungsgrenze der Temperaturmessung lag bei $0,2..0,3^{\circ}\text{C}$. Dabei zeigte sich das Schrotrauschen der Photodiode im Fluoreszenzlichtdetektor als limitierender Faktor der Messgenauigkeit. Bedingt durch die kurze Sensorlänge unterlag das Fluoreszenzlicht dem Effekt des „Concentration Quenching“, was die Messung empfindlich gegenüber Änderung der Pumplichtintensität und Faserbewegung machte. Zusätzlich zur Rausch-bedingten Messungenauigkeit sorgte eine Drift für zunehmende Abweichung der Messwerte über die Aufzeichnungsdauer. Ein mögliches Kompensationsverfahren wurde vorgestellt.

Die Messergebnisse zeigen die prinzipielle Möglichkeit der Temperaturkompensation bei der Dehnungsmessung durch Faser-Bragg-Gitter

mittels Fluoreszenzlebensdauer-Messung. Insbesondere die entwickelte Elektronik und die digitale Datenverarbeitung erfüllen die Anforderungen. Weitergehende Versuche zeigten große Unterschiede im optischen Verhalten Ytterbium-dotierter Glasfasern. Zur Verbesserung der Systemperformance bedarf es daher einer eingehenden Evaluierung am Markt erhältlicher Fasern bezüglich der Fluoreszenzintensität, der Temperaturabhängigkeit der Fluoreszenzlebensdauer und des „Concentration Quenching“. Für die Realisierung des temperaturkompensierten Kraft-Momenten-Sensors ist die Erweiterung des optischen und elektronischen Systems auf sechs Messstellen nötig. Das Gesamtsystem sieht die Implementierung der Driftkompensation und die Integration des Digitalteils in einem FPGA vor.



Anhang

A.1 Grundlagen der angewandten Faseroptik

A.1.1 Glasfasern

Glasfasern bestehen aus einem Kern (core), einem Mantel (cladding) und einem Schutzüberzug (coating). Für die Funktion sind lediglich Kern und Mantel aus Quarzglas relevant, der Schutzüberzug aus Acrylat bietet lediglich einen gewissen Schutz vor dem Zerbrechen der Faser (übliche Maße sind zum Beispiel 250 μm Außendurchmesser, 125 μm Manteldurchmesser und je nach Art der Faser bis zu einigen 10 μm Kerndurchmesser). Durch unterschiedliche Brechzahlen von Kern und Mantel wird Licht, das im Kern transportiert wird, immer wieder in den Kern zurückreflektiert, falls es an den Übergang zum Mantel stößt. In Abhängigkeit des Kerndurchmessers und der Wellenlänge kann das Licht dabei verschiedene Wege im Lichtwellenleiter nehmen, sogenannte Moden. Neben Multi-Mode-Fasern gibt es auch Single-Mode-Fasern, bei denen der Kerndurchmesser so klein gewählt ist (wenige μm), dass sich nur eine Mode darin ausbreiten kann. Dadurch werden Laufzeitunterschiede des übertragenen Lichts verringert. Beim Einkoppeln von Licht in die Faser ist der Akzeptanzwinkel zu beachten, unter dem Licht maximal auf den Lichtwellenleiter fallen darf, um darin geführt zu werden.

Neben Multi-Mode- und Single-Mode-Fasern existieren spezielle Produkte, wie beispielsweise polarisationserhaltende Lichtwellenleiter oder Multi-Core-Fasern. Außerdem können Glasfasern mit Fremdatomen dotiert werden, wozu häufig Ionen von Selten-Erd-Elementen eingesetzt werden. Durch Energietransfer von Licht auf die Ionen wird das

einfallende Licht in Abhängigkeit der Konzentration des Dotierstoffes gedämpft, während die angeregten Ionen ihrerseits durch spontane Emission wieder Licht aussenden. Dieser Effekt wird bei optischen Verstärkern aber auch bei ASE-Lichtquellen genutzt.

A.1.2 Lichtquellen

Lichtquellen in faseroptischen Systemen werden neben ihrer Lichtleistung durch ihr Spektrum charakterisiert. Laserdioden zeichnen sich durch ein ausgeprägtes Intensitätsmaximum bei einer bestimmten Wellenlänge und geringe spektrale Breite aus, wodurch sie sich ideal für den Einsatz mit entsprechenden Single-Mode-Fasern eignen (eine typische Wellenlänge ist 980 nm bei Lichtleistungen von einigen 100 mW). Breitbandigeres Licht stellen beispielsweise Superlumineszenzdioden (SLED) zur Verfügung. Breitbandiges Licht mit charakteristischen Spektren kann ebenso durch eine ASE-Lichtquelle erzeugt werden. Wie oben bereits beschrieben werden dazu dotierte Glasfasern mit Licht entsprechender Wellenlängen bestrahlt, wodurch sich je nach Dotiermaterial das charakteristische Spektrum des emittierten Licht ausprägt, das häufig in einem anderen Wellenlängenbereich als das absorbierte (Pump-)Licht liegt (beispielsweise liefert Erbium Licht im Bereich von 1520 nm bis 1565 nm). Die genannten Lichtquellen sind meist bereits mit Glasfasern konfektioniert erhältlich, um eine optimale Einkopplung des Lichts in die Faser zu gewährleisten.

A.1.3 Verbindungselemente

Um verschieden Elemente in faseroptischen Systemen miteinander zu verbinden, werden Spleiße oder Steckverbinder eingesetzt. Bei einem Spleiß handelt es sich um eine dauerhafte Verbindung zweier Fasern, die mechanisch oder durch Fusion der Fasern hergestellt werden kann. In beiden Fällen wird zunächst der Schutzmantel der Fasern entfernt und das Faserende glatt gebrochen, so dass eine flache Schnitt Ebene entsteht. Beim mechanischen Spleiß werden beide Faserenden in einer Vorrichtung zusammengeführt, die garantiert, dass ausgekoppeltes Licht aus der einen Faser auch wieder in die andere Faser eingekoppelt wird. Die Verwendung von sogenanntem Index-Matching-Gel verringert auftretende Verluste. Bei einem Fusionsspleiß werden beide Faserenden in einem Spleißgerät ausgerichtet, bevor sie durch einen Lichtbogen miteinander verschmolzen werden. Dieses Verfahren zeichnet sich in der Regel durch geringere Verluste aus. Die Spleißstelle wird danach durch Anbringung von Schutzhülsen gegen mechanische Belastung gesichert. Bei modernen Fusionsspleißgeräten besteht die Möglichkeit, die Fasern versetzt gegeneinander auszurichten, wodurch eine definierte Dämpfung im Lichtpfad entsteht. Prinzipiell lassen sich Fasern mit unterschiedlichen Kerndurchmessern miteinander verbinden. Dabei

wird Licht, das aus Fasern mit dünnerem Kerndurchmesser in Fasern mit weiterem Kerndurchmesser eingekoppelt wird, in der Regel mehrmodig weitergeführt. Daher ist die Lichtleitung in die andere Richtung verlustbehaftet, also bei Verringerung des Kerndurchmessers an der Spleißstelle.

Für lösbare Verbindungen von Glasfasern existiert eine Vielzahl von Steckverbindern. Dabei wird die Glasfaser in eine Ferrule eingeklebt, deren Endfläche poliert wird. Durch die Steckerform wird sichergestellt, dass bei der Verbindung die planen Endflächen der Fasern genau aufeinander treffen und physikalischen Kontakt herstellen. Durch Abschrägen der Kontaktflächen wird reflektiertes Licht am Faserübergang nur noch zu einem Bruchteil wieder in die Faser eingekoppelt. Diese Form von Steckverbindern wird mit „Angled Physical Contact“ (APC) bezeichnet.

A.2 Faser-Bragg-Gitter

Faser-Bragg-Gitter (FBG) sind optische Interferenzfilter, die in den Kern eines Lichtwellenleiters eingeschrieben sind [HILL und MELTZ, 1997]. Dabei wird durch eine periodische Änderung des Brechungsindex im Faserkern die Reflexion von Licht einer bestimmten Wellenlänge erwirkt. Das Einschreiben des Gitters in die Faser erfolgt beispielsweise durch einen gepulsten UV-Laser, der durch eine Phasenmaske auf den Lichtwellenleiter fokussiert wird. Abbildung A.1 zeigt die prinzipielle Struktur eines FBGs.

Licht, das in der Glasfaser geführt wird und auf das Gitter trifft, wird bei jedem Übergang zum anderen Brechungsindex teilweise reflektiert. Durch Interferenz wird somit über den Verlauf des Gitters ein schmalbandiger Wellenlängenbereich aus dem Transmissionsspektrum

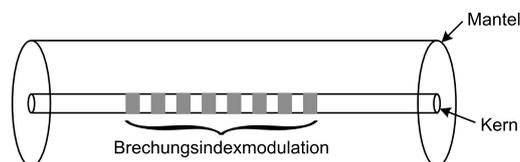


Abbildung A.1: Prinzipielle Struktur eines Faser-Bragg-Gitters

gefiltert. Dieses Licht wird am Gitter reflektiert und entspricht der charakteristischen Wellenlänge des FBG, die durch die Gitterkonstante und den mittleren Brechungsindex bestimmt ist.

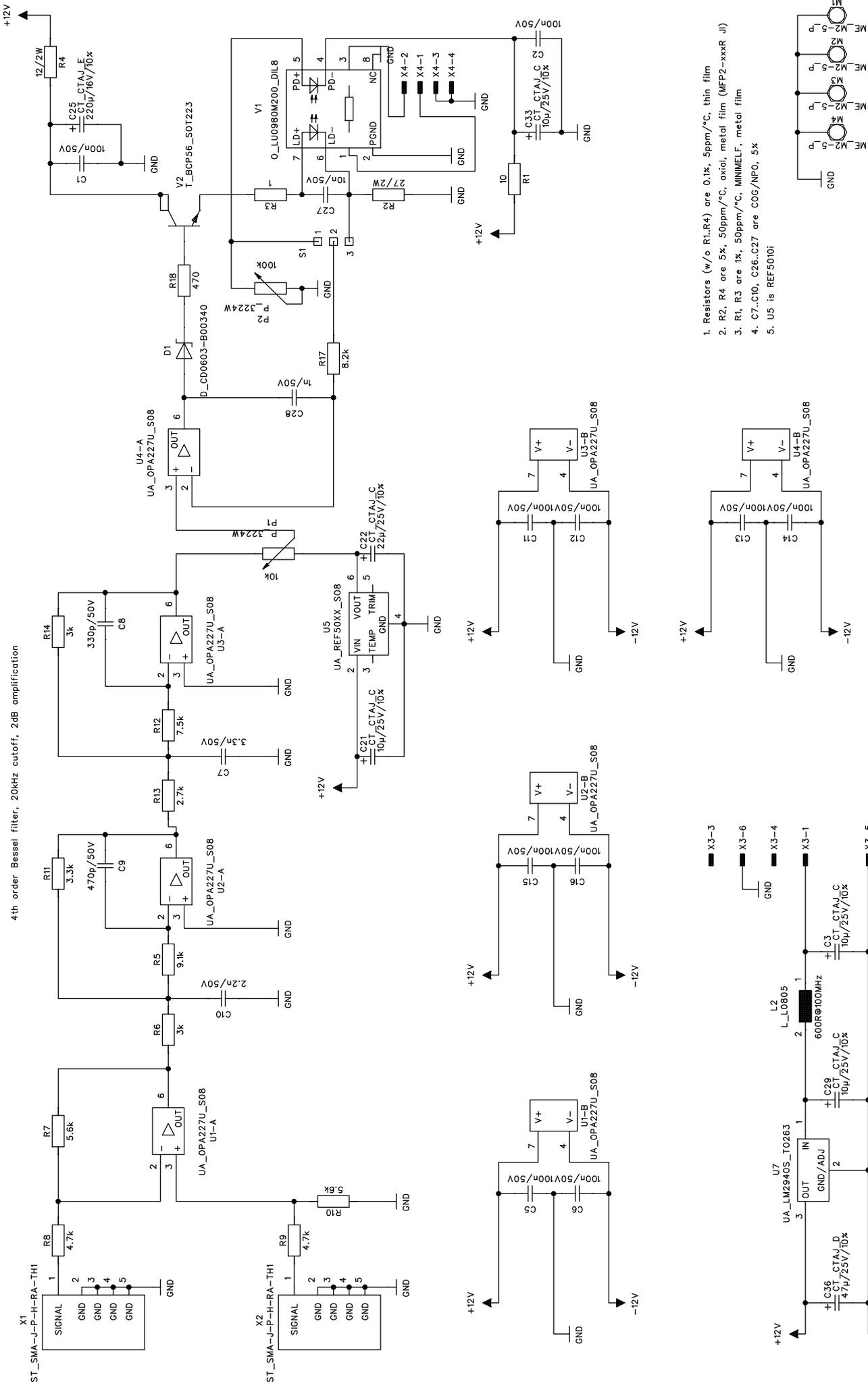
FBG können zur Dehnungs- und Temperaturmessung eingesetzt werden, da sich mit Ausdehnung der Glasfaser die Wellenlänge des FBGs ändert. Zwischen Ausdehnung ϵ , Wellenlänge λ und Temperatur T gilt dabei

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = c_\epsilon\Delta\epsilon + c_T\Delta T. \quad (\text{A.1})$$

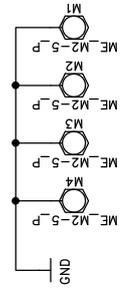
Je nach Applikation der Faser unterscheiden sich die Koeffizienten c_ϵ und c_T .

A.3 Schaltpläne

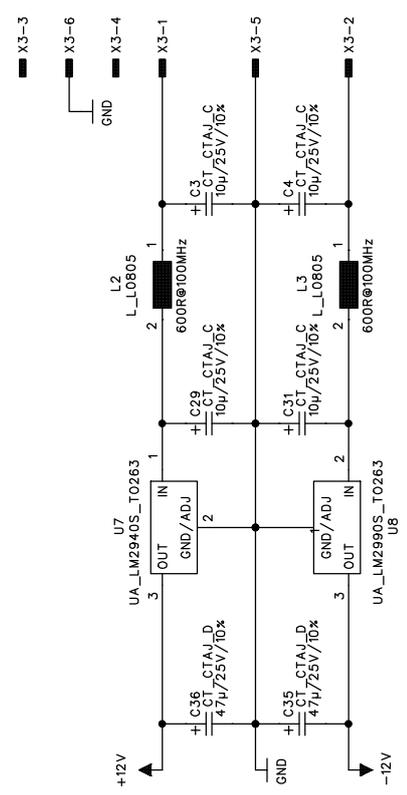
4th order Bessel filter, 20kHz cutoff, 2dB amplification



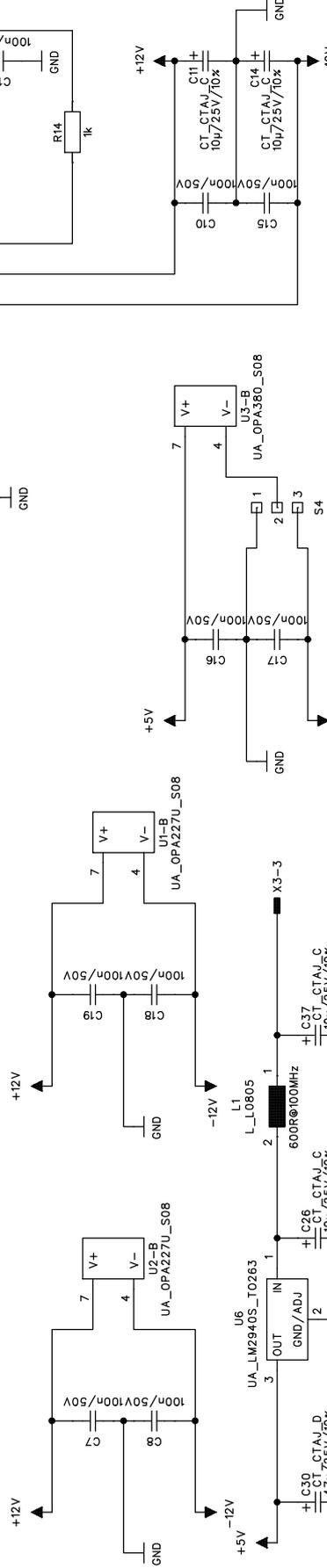
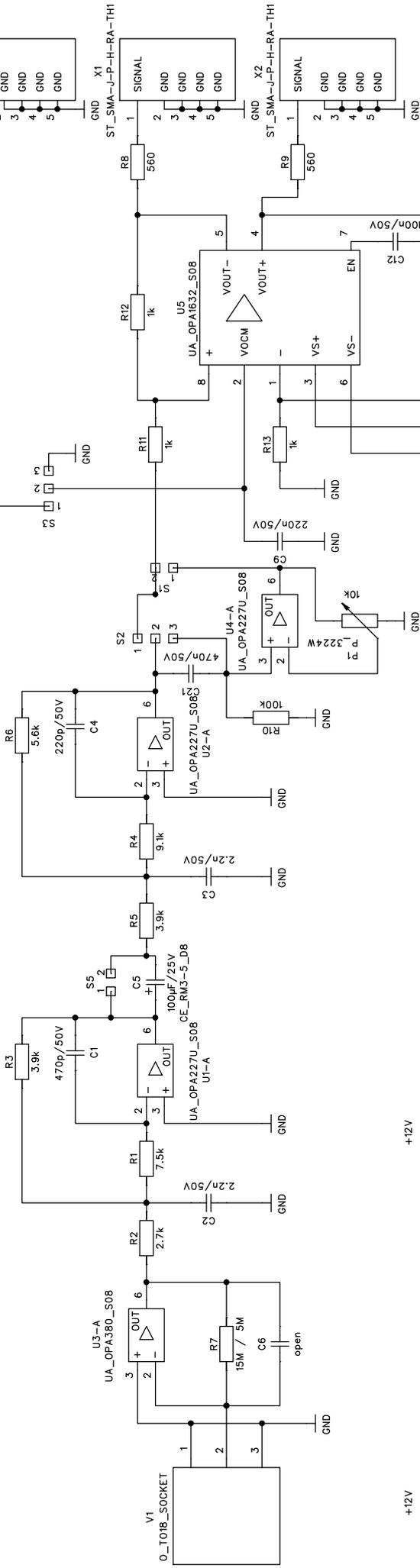
1. Resistors (w/o R1..R4) are 0.1%, 5ppm/°C, thin film
2. R2, R4 are 5%, 50ppm/°C, axial, metal film (MFP2-xxxx JI)
3. R1, R3 are 1%, 50ppm/°C, MINIMELF, metal film
4. C7..C10, C26..C27 are COG/NPO, 5%
5. U5 is REF5010!



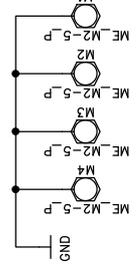
DRAWN: leys_pa	DATED: 11.01.2010	COMPANY: DLR RM Abt.: Robotersysteme	SHEET 1 OF 1
CHECKED: hasl_ro	DATED:	TITLE: Laserdiodentreiber	REV: 0
		mit Rekonstruktionsfilter und Spannungsversorgung	
		SIZE: A3	



4th order Bessel filter, 20kHz cutoff, 6dB Amplification



1. Resistors (w/o R7) are 0.1%, 5ppm/°C, thin film
2. C1, C4, C21 are COG/NPO, 5%
3. R7 is 1%, 100ppm/°C, axial, metal film
4. C5 is Bipolar Aluminium Electrolyt, radial, wired



DRAWN: leys_pa	DATED: 11.01.2010	COMPANY: DLR RM Abt.: Robotersysteme	SHEET 1 OF 1
CHECKED: hasl_ro	DATED:	TITLE: Photodiodenverstärker	REV: 0
		mit Antialiasingfilter und Stromversorgung	SIZE: A3

Literaturverzeichnis

- [BALLANTYNE und MOLL, 2003] BALLANTYNE, GH und F. MOLL (2003). *The da Vinci telerobotic system: the virtual operative field and telepresence surgery*. The Surgical clinics of North America, 83(6):1293–1304.
- [BATES und WATTS, 1988] BATES, DOUGLAS M. und D. G. WATTS (1988). *Nonlinear Regression Analysis and Its Applications*. Wiley Series in Probability and Statistics. Wiley.
- [BURR-BROWN PRODUCTS FROM TEXAS INSTRUMENTS, 2005] BURR-BROWN PRODUCTS FROM TEXAS INSTRUMENTS (2005). *OPA227, OPA228, High Precision, Low Noise Operational Amplifiers*.
- [BURR-BROWN PRODUCTS FROM TEXAS INSTRUMENTS, 2007] BURR-BROWN PRODUCTS FROM TEXAS INSTRUMENTS (2007). *OPA380, OPA2380, Precision, High-Speed Transimpedance Amplifier*.
- [CHEHURA et al., 2007] CHEHURA, EDMON, S. W. JAMES und R. P. TATAM (2007). *Temperature and strain discrimination using a single tilted fibre Bragg grating*. Optics Communications, 275:344–347.
- [COLLINS et al., 2002] COLLINS, S. F., G. W. BAXTER, S. A. WADE und P. M. FARRELL (2002). *Strain dependence of fluorescence from rare-earth-doped optical fibres: application to the simultaneous, co-located, measurement of strain and temperature*. Composite Structures, 58:373–379.
- [E-MU, CREATIVE PROFESSIONAL, 2009] E-MU, CREATIVE PROFESSIONAL (2009). *Owner's Manual, E-MU 1616m/1212m PCIe Digital Audio System*.
- [FERNICOLA und CROVINI, 1995] FERNICOLA, VITO und L. CROVINI (1995). *Digital Optical Fiber Point Sensor for High-Temperature Measurement*. Journal of Lightwave Technology, 13(7):1331–1334.
- [FERREIRA et al., 2000] FERREIRA, L. A., J. L. SANTOS und F. FARAHI (2000). *Simultaneous measurement of strain and temperature using interferometrically interrogated fiber Bragg grating sensors*. Optical Engineering, 39(8):2226–2234.
- [FIBERCOREA] FIBERCORE. *DF1100 ytterbium doped fiber*.

- [FIBERCOREb] FIBERCORE. *MetroGain™ Erbium Doped Fiber*.
- [FORSYTH et al., 2002] FORSYTH, DAVID I., S. A. WADE, T. SUN, X. CHEN und K. T. V. GRATTAN (2002). *Dual temperature and strain measurement with the combined fluorescence lifetime and Bragg wavelength shift approach in doped optical fiber*. *Applied Optics*, 41(31):6585–6592.
- [GRATTAN und ZHANG, 1995] GRATTAN, K. T. V. und Z. Y. ZHANG (1995). *Fiber Optic Fluorescence Thermometry*. Chapman & Hall, 1. Aufl.
- [HAGN et al., 2010] HAGN, ULRICH, R. KONIETSCHKE, A. TOBERGTE, M. NICKL, S. JÖRG, B. KÜBLER, G. PASSIG, M. GRÖGER, F. FRÖHLICH, U. SEIBOLD, L. LE-TIEN, A. ALBU-SCHÄFFER, A. NOTHELFER, F. HACKER, M. GREBENSTEIN und G. HIRZINGER (2010). *DLR MiroSurge: a versatile system for research in endoscopic telesurgery*. *International Journal of Computer Assisted Radiology and Surgery*, 5(2):183–193.
- [HAMAMATSU PHOTONICS K.K., SOLID STATE DIVISION, 2005] HAMAMATSU PHOTONICS K.K., SOLID STATE DIVISION (2005). *InGaAs PIN photodiode, G9801 series, Receptacle type, 1.3/1.55μm, 2GHz*.
- [HASLINGER et al., 2010] HASLINGER, ROBERT, U. SEIBOLD, P. LEYENDECKER und G. HIRZINGER (2010). *A Fiberoptic 6-Dof Force-Torque-Sensor for Minimally Invasive Robotic Surgery*. Unpublished manuscript.
- [HILL und MELTZ, 1997] HILL, KENNETH O. und G. MELTZ (1997). *Fiber Bragg Grating Technology Fundamentals and Overview*. *Journal of Lightwave Technology*, 15(8):1263–1276.
- [HOBBS, 2009] HOBBS, PHILIP C. D. (2009). *Building Electro-Optical Systems: Making It all Work*. Wiley Series in Pure and Applied Optics. John Wiley & Sons, 2. Aufl.
- [IBSEN PHOTONICS] IBSEN PHOTONICS. *I-MON Interrogation Monitor, For FBG sensor systems*.
- [KONIETSCHKE et al., 2009] KONIETSCHKE, RAINER, U. HAGN, M. NICKL, S. JÖRG, A. TOBERGTE, G. PASSIG, U. SEIBOLD, L. LE-TIEN, B. KÜBLER, M. GRÖGER, F. FRÖHLICH, C. RINK, A. ALBU-SCHÄFFER, M. GREBENSTEIN, T. ORTMAIER und G. HIRZINGER (2009). *The DLR MiroSurge - A Robotic System for Surgery*. In: *2009 IEEE International Conference on Robotics and Automation*, S. 1589–1590, Kobe, Japan.
- [LUMICS GMBH, 2008] LUMICS GMBH (2008). *LU0980M200, Pump Laser Module FBG stabilized, Up to 200mW power*.

- [MAURICE et al., 1995] MAURICE, E., G. MONNOM, B. DUSSARDIER, A. SAÏSSY, D. B. OSTROWSKY und G. W. BAXTER (1995). *Erbium-doped silica fibers for intrinsic fiber-optic temperature sensors*. Applied Optics, 34(34):8019–8025.
- [NLIGHT CORPORATION] NLIGHT CORPORATION. *LIEKKI™ Yb1200-4/125, Single Mode Ytterbium Doped Fiber*.
- [PASCHOTTA et al., 1997] PASCHOTTA, R., J. NILSSON, P. R. BARBER, J. E. CAPLEN, A. C. TROPPER und D. C. HANNA (1997). *Lifetime quenching in Yb-doped fibres*. Optics Communications, 136(5-6):375–378.
- [SEIBOLD und HIRZINGER, 2003] SEIBOLD, ULRICH und G. HIRZINGER (2003). *A 6-Axis Force/Torque Sensor Design for Haptic Feedback in Minimally Invasive Robotic Surgery*. In: *Proceedings of the VDE MicroTec2003 Conference*, München.
- [SORLI und PASTORELLI, 1995] SORLI, M. und S. PASTORELLI (1995). *Six-axis reticulated structure force/torque sensor with adaptable performances*. Mechatronics, 5(6):585–601.
- [SUN et al., 1998] SUN, T., Z. Y. ZHANG, K. T. V. GRATTAN und A. W. PALMER (1998). *Ytterbium-based fluorescence decay time fiber optic temperature sensor systems*. Review of Scientific Instruments, 69(12):4179–4185.
- [SUN et al., 2004] SUN, WEIMIN, J. ZHANG, L. YU, Y. ZHANG, Y. XIANG, L. YUAN, T. SUN und K. T. V. GRATTAN (2004). *Measurement of decay time based on FFT*. Optics & Laser Technology, 36(4):323–326.
- [THOMPSON und LAKOWICZ, 1993] THOMPSON, RICHARD B. und J. R. LAKOWICZ (1993). *Fiber Optic pH Sensor Based on Phase Fluorescence Lifetimes*. Analytical Chemistry, 65(7):853–856.
- [TIETZE et al., 2009] TIETZE, ULRICH, C. SCHENK und E. GAMM (2009). *Halbleiter-Schaltungstechnik*. Springer, Berlin, 13. Aufl.
- [TRPKOVSKI et al., 2003] TRPKOVSKI, S., S. A. WADE, G. W. BAXTER und S. F. COLLINS (2003). *Dual temperature and strain sensor using a combined fiber Bragg grating and fluorescence intensity ratio technique in Er³⁺-doped fiber*. Review of Scientific Instruments, 74(5):2880–2885.
- [TRPKOVSKI et al., 2005] TRPKOVSKI, STEVEN, S. A. WADE, S. F. COLLINS und G. W. BAXTER (2005). *Er³⁺:Yb³⁺ doped fibre with embedded FBG for simultaneous measurement of temperature and longitudinal strain*. Measurement Science and Technology, 16:488–496.
- [TRUTZEL, 2001] TRUTZEL, MICHAEL N. (2001). *Dehnungsermittlung mit faseroptischen Bragg-Gitter-Sensoren: Grundlagen, Eigenschaften*

und Anwendungen. Dissertation, Technische Universität Berlin, Fakultät IV - Elektrotechnik und Informatik.

[WADE et al., 2000] WADE, S. A., G. W. BAXTER und S. F. COLLINS (2000). *Simultaneous strain-temperature measurement using fluorescence from Yb-doped silica fiber*. Review of Scientific Instruments, 71(6):2267–2269.

[WADE et al., 2001] WADE, S. A., D. I. FORSYTH, K. T. V. GRATTAN und Q. GUOFU (2001). *Fiber optic sensor for dual measurement of temperature and strain using a combined fluorescence lifetime decay and fiber Bragg grating technique*. Review of Scientific Instruments, 72(8):3186–3190.

[WICKHAM, 1987] WICKHAM, JEA (1987). *The new surgery*. British Medical Journal, 295(6613):1581–1582.

[XU et al., 1995] XU, M. G., L. DONG, L. REEKIE, J. A. TUCKNOTT und J. L. CRUZ (1995). *Temperature-independent strain sensor using a chirped Bragg grating in a tapered optical fibre*. Electronic Letters, 31(10):823–825.

[ZEH, 2004] ZEH, THOMAS (2004). *Optical Fiber Bragg Sensors - Measurement Systems and Signal Processing*. Dissertation, Technische Universität München, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Lehrstuhl für Messsystem- und Sensortechnik.

[ZHANG et al., 1998] ZHANG, Z. Y., K. T. V. GRATTAN, A. W. PALMER, B. T. MEGGITT und T. SUN (1998). *Characterization of erbium-doped intrinsic optical fiber sensor probes at high temperatures*. Review of Scientific Instruments, 69(8):2924–2929.

[ZHANG et al., 1996] ZHANG, ZHIYI, K. T. V. GRATTAN, Y. HU, A. W. PALMER und B. T. MEGGITT (1996). *Prony's method for exponential lifetime estimations in fluorescence-based thermometers*. Review of Scientific Instruments, 67(7):2590–2594.

[ZHANG et al., 1993] ZHANG, ZHIYI, K. T. V. GRATTAN und A. W. PALMER (1993). *Phase-locked detection of fluorescence lifetime*. Review of Scientific Instruments, 64(9):2531–2540.

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate deutlich kenntlich gemacht zu haben.

.....
Ort, Datum

Patrick Leyendecker