

Einfluß ionisierender Strahlung
auf die Funktionsfähigkeit faseroptischer Bragg-Gitter-Sensoren

Vom Fachbereich Elektrotechnik der
Gerhard-Mercator-Universität Duisburg
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften
genehmigte Dissertation

von

Frank Christian Pfeiffer

aus

Nürnberg

Referent: Prof. Dr.-Ing. E. Gerhard

Koreferent: Prof. Dr. rer. nat. D. Jäger

Tag der mündlichen Prüfung: 21.12.2000

Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen und Abkürzungen	VIII
Zusammenfassung	XIII
1. Einleitung	1
1.1 Sensorik und Nachrichtentechnik mit faseroptischen Bragg-Gittern	1
1.2 Motivation und Zielsetzung der Arbeit	4
2. Faseroptische Bragg-Gitter-Sensoren in strahlungsexponierter Umgebung	8
2.1 Bragg-Gitter-Sensoren zur Messung physikalischer Größen	8
2.1.1 Einsatzbereiche und Strahlungsbelastung	8
2.1.1.1 Bragg-Gitter-Temperatursensor für die Medizin	8
2.1.1.2 Bragg-Gitter-Sensoren im Hoch- und Tiefbau	9
2.1.1.3 Bragg-Gitter-Sensoren im Maschinenbau	10
2.2 Zielvorstellungen für den Einsatz faseroptischer Bragg-Gitter-Sensoren	11
2.2.1 Einsatz faseroptischer Bragg-Gitter-Sensoren als Dosimeter in der Medizin	11
2.2.2 Einsatz faseroptischer Bragg-Gitter-Sensoren zur Temperaturmessung in kerntechnischen Anlagen	12
2.2.3 Meßtechnische Randbedingungen für Bragg-Gitter-Sensoren im Feld ionisierender Strahlung	13
2.3 Erforderliche Versuchsbedingungen	14
2.3.1 Auswahl von Strahlungsart und Strahlungsenergie	14
2.3.2 Auswahl der Lichtwellenleiter	15
2.3.2.1 Anforderungen	15
2.3.2.2 Eignung handelsüblicher Lichtwellenleiter	16

2.3.2.3	Hydrogenierung	17
2.3.3	Physikalische Effekte bei der UV-Belichtung germaniumhaltigen Quarzglases	18
2.3.4	Einfluß ionisierender Strahlung auf Lichtwellenleiter	22
3.	Herstellung faseroptischer Bragg-Gitter	26
3.1	Interferometeraufbau und Herstellung faseroptischer Bragg-Gitter	26
3.2	Eigenschaften der faseroptischen Bragg-Gitter	31
3.3	Analyse der faseroptischen Bragg-Gitter	36
3.3.1	Versuchsaufbau und Datenerfassung	36
3.3.2	Bestimmung der Kenndaten der faseroptischen Bragg-Gitter	41
3.3.3	Kompensation von Alterungs- und Relaxationseffekten bei der Gittercharakterisierung	48
3.3.4	Reflektivitätsmessung während der Gitter-Herstellung	51
4.	Einfluß ionisierender Strahlung auf faseroptische Bragg-Gitter-Sensoren	55
4.1	Einfluß ionisierender Strahlung auf faseroptische Bragg-Gitter in dem Lichtwellenleiter Fibercore® 345B	55
4.1.1	Bestrahlung mit γ -Strahlung	56
4.1.1.1	Bestrahlung mit dem Cobaltisotop ^{60}Co	56
4.1.1.2	Bestrahlung mit γ -Strahlung der Energie $E = 12 \text{ MeV}$ eines Beschleunigers	59
4.1.1.3	Bestrahlung mit γ -Strahlung der Energie $E = 18 \text{ MeV}$ eines Beschleunigers	60
4.1.1.4	Bestrahlung mit γ -Strahlung der Energie $E = 0,9 \text{ MeV}$ im Hochdosisbereich	62
4.1.2	Bestrahlung mit β -Strahlung	64
4.1.2.1	Bestrahlung mit dem Strontiumisotop ^{90}Sr	64

4.1.2.2	Bestrahlung mit β -Strahlung der Energien $E = 6 \text{ MeV}$ und $E = 20 \text{ MeV}$ eines Beschleunigers	66
4.1.3	Bestrahlung mit Protonen der Energie $E = 20 \text{ MeV}$ eines Beschleunigers	67
4.1.4	Bestrahlung mit thermischen und schnellen Neutronen aus einem Kernreaktor	71
4.2	Einfluß ionisierender Strahlung auf die Funktionsfähigkeit von Bragg-Gitter-Sensoren	75
4.3	Zusammenfassung der Meßergebnisse zum Einfluß ionisierender Strahlung auf faseroptische Bragg-Gitter-Sensoren	80
5.	Schlußfolgerungen	84
5.1	Eignung faseroptischer Bragg-Gitter-Sensoren für die Medizintechnik	86
5.1.1	Dosismessung	86
5.1.2	Temperaturmessung unter Strahlungseinfluß	86
5.2	Eignung faseroptischer Bragg-Gitter-Sensoren für die Kerntechnik	87
5.3	Eignung faseroptischer Bragg-Gitter-Sensoren für den Hoch- und Tiefbau und Maschinenbau	89
	Literatur	90

Formelzeichen und Abkürzungen

Formelzeichen

A	Fläche allgemein
A_p	Strahlquerschnitt des Protonenstrahls
A_0	Maximale Amplitude des Reflexionsspektrums eines faseroptischen Bragg-Gitters
a	Induzierte Dämpfung
B	halbe Bandbreite einer Absorptionsbande bei halber Maximalpeakhöhe
b	Breite allgemein
C	dimensionsloser Parameter bei Näherungsrechnungen
c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
D	Energiedosis allgemein
\dot{D}	Energiedosisleistung allgemein
D_{ns}	Energiedosis, von schnellen Neutronen deponiert
D_{nth}	Energiedosis, von thermischen Neutronen deponiert
d	Durchmesser allgemein
d_c	Durchmesser eines Lichtwellenleiters über das Fasercoating gemessen
d_{cl}	Durchmesser eines Lichtwellenleiters über den Fasermantel gemessen
d_{co}	Kerndurchmesser eines Lichtwellenleiters
d_{Gl}	Glasdicke
d_l	Ortsauflösung
d_p	Durchmesser des Protonenstrahls
d_{Ti}	Dicke der Titanfolie
E	Energie allgemein
E_p	Protonenenergie
E_{pd}	In einem Faserabschnitt von Protonen deponierte Energie
E_n	Neutronenenergie
e	Elementarladung
F_{FBG}	Fouriertransformierte des tatsächlichen Reflexionsspektrums eines faseroptischen Bragg-Gitters
$F_{gemessen}$	Fouriertransformierte des gemessenen Reflexionsspektrums eines faseroptischen Bragg-Gitters
$F_{Spektrograph}$	Fouriertransformierte des Apparateprofils

$f_{\text{Spektrograph}}$	Apparateprofil des Spektrographen
G	Germaniumgehalt
g	Gangunterschied
$k(\dots)$	Korrekturfaktor abhängig von...
L	Länge eines Bragg-Gitters
l	Länge allgemein
f_{F}	Fokuslänge des UV-Lichts auf dem Lichtwellenleiter
k_{co}	Kohärenzlänge des UV-Lichts
k_{k}	Korrelationskoeffizient
m	Steigung
NA	Numerische Apertur
n	Brechungsindex
n_{aeff}	Meßwertstreuung des effektiven Brechungsindex
n_{ciUV}	Brechungsindex von Mantelglas eines Lichtwellenleiters für UV-Licht der Wellenlänge $\lambda = 244 \text{ nm}$
n_{co}	Kernbrechungsindex
n_{coUV}	Brechungsindex von Kernglas eines Lichtwellenleiters für UV-Licht der Wellenlänge $\lambda = 244 \text{ nm}$
n_{eff}	effektiver Brechungsindex
n_{p}	Protonenanzahl
P	Lichtleistung
p	Druck, Proton
P_{D}	Leistungsdichte
p_{e}	elastooptischer Koeffizient
$P_{\text{F}}(\lambda)$	spektrale Leistungsverteilung aufgrund von Fresnelreflektion
$P_{\text{FBG}}(\lambda)$	spektrale Leistungsverteilung aufgrund von Bragg-Gitter-Reflexion
$P_{\text{FBG,F}}(\lambda)$	spektrale Leistungsverteilung aufgrund von Fresnelreflektion und Bragg-Gitter-Reflexion
P_{FL}	Fluoreszenzlichtleistung
$P_{\text{FL Ende}}$	Fluoreszenzlichtleistung am Ende einer Bragg-Gitter-Belichtung
$P_{\text{FL Start}}$	Fluoreszenzlichtleistung zu Beginn einer Bragg-Gitter-Belichtung
$P_{\text{FL } \infty}$	Fluoreszenzlichtleistung in Sättigung nach langer Belichtungszeit
$P_{\text{H}}(\lambda)$	spektrale Leistungsverteilung der Halogenlampe
P_{Laser}	Lichtleistung des Lasers
P_{max}	bei der Braggwellenlänge reflektierte Lichtleistung

P_N	Lichtleistung, gemessen nach einer Dämpfungsänderung
P_{Preform}	durch eine Preformscheibe transmittierte Lichtleistung
P_{UV}	UV- Lichtleistung
P_V	Lichtleistung, gemessen vor einer Dämpfungsänderung
P_ω	Lichtleistung, frequenzabhängig
Q	elektrische Ladung allgemein
q	positive Elementarladung
R	Reflektivität
$R_{\text{berechnet}}$	berechnete Reflektivität
R_F	Fresnelreflexion aufgrund des Übergangs zwischen Medien unterschiedlichen Brechungsindex
R_{gemessen}	gemessene Reflektivität
r	Radius allgemein
T	Temperatur
t	Zeit allgemein
t_B	Bestrahlungszeit
$T_{1/2}$	Halbwertszeit des radioaktiven Zerfalls
U	elektrische Spannung
x	Abstand von Interferenzmaxima in vertikaler Richtung
z	Zähleinheit; ein Zahlenwert zwischen 0 und 1024, der die Lichtleistung auf einem Bildpunkt des CCD-Chips repräsentiert
α	thermoelastischer Koeffizient
α	optische Dämpfung
α_{Preform}	optische Dämpfung der Preformscheibe
β	Halber Winkel, unter dem die Interferometerstrahlen sich überlagern
$\Delta\alpha$	Änderung der optischen Dämpfung
$\Delta\alpha_{195}$	Absorptionsänderung bei der Wellenlänge $\lambda = 195$ nm
$\Delta\alpha_{244}$	Absorptionsänderung bei der Wellenlänge $\lambda = 244$ nm
Δn	Brechungsindexmodulation
Δn_a	Meßwertstreuungsbreite der Brechungsindexmodulation
Δn_{eff}	Änderung des effektiven Brechungsindex
Δn_0	ursprüngliche Brechungsindexmodulation
$\Delta(\Delta n)$	Änderung der Brechungsindexmodulation
$\Delta(\Delta n)_{\text{max}}$	maximale Änderung der Brechungsindexmodulation
$(\Delta n_{\text{eff}})_{\text{max}}$	maximale Änderung des effektiven Brechungsindex

$\Delta\lambda$	Wellenlängenverschiebung
$\Delta\lambda_{1/2}$	Halbwertsbreite eines Bragg-Peaks
$\Delta\lambda_B$	Änderung der Braggwellenlänge
$\Delta\lambda_{Bmax}$	Maximale Änderung der Braggwellenlänge
$\Delta\lambda_{CM}$	Bandbreite eines Bragg-Peaks nach der Definition der coupled-mode-Theorie
$\Delta\lambda_{gCM}$	gemessene Breite eines Bragg-Peaks nach der Definition der coupled-mode-Theorie
$\Delta\lambda_{gl}$	gemessene Breite des linken Teilprofils eines Bragg-Peaks
$\Delta\lambda_{gr}$	gemessene Breite des rechten Teilprofils eines Bragg-Peaks
$\Delta\lambda_l$	Breite des linken Teilprofils eines Bragg-Peaks nach der Entfaltung
$\Delta\lambda_{gl/2}$	gemessene Halbwertsbreite eines Bragg-Peaks
$\Delta\lambda_r$	Breite des rechten Teilprofils eines Bragg-Peaks nach der Entfaltung
$\Delta\lambda_{Sp1/2}$	Halbwertsbreite des Apparateprofils
$\Delta\lambda_{Sp l}$	Breite des linken Teilprofils des Apparateprofils
$\Delta\lambda_{Sp r}$	Breite des rechten Teilprofils des Apparateprofils
$\Delta\lambda_{w(...)}$	Bandbreite einer Verteilung allgemein
ΔR	Änderung der Reflektivität
ΔR_{max}	Maximale Änderung der Reflektivität
$\Delta\varphi$	Phasensprung bei der Reflexion einer Lichtwelle an einem optisch dichteren Medium
$\Delta\vartheta$	Temperaturänderung
Δz	Meßfehler der Zählinheit
δ	dimensionsloser Parameter bei Näherungsrechnungen
ε	mechanische Dehnung
J	Temperatur
κ	Kopplungskoeffizient
Λ	Abstand von Interferenzmaxima in horizontaler Richtung, Gitterperiode
λ	Wellenlänge allgemein
λ_{aB}	Meßwertstreuung der Braggwellenlänge
λ_B	Braggwellenlänge
λ_c	Grenzwellenlänge, Cutoff-Wellenlänge
λ_{UV}	Wellenlänge des UV-Lasers
ξ	thermooptischer Koeffizient
ρ_E	Energiedichte des Lasers
$\rho_G(\lambda)$	Beugungsvermögen des Gitters des Spektrographen

$\rho_{\text{CCD}}(\lambda)$	Nachweisempfindlichkeit der CCD-Kamera
σ	mechanische Spannung, Standardabweichung
ϕ_n	Neutronenfluß
ϕ_p	Protonenfluß
ϕ_s	Fluß schneller Neutronen
ϕ_{th}	Fluß thermischer Neutronen
ω	Lichtfrequenz (Kreisfrequenz)

Abkürzungen

BBO	Bariumbetaborat
CCD	Charge-coupled device
Cr	Chrom
^{60}Co	Cobalt-60
Ge	Germanium
H	Wasserstoff
LWL	Lichtwellenleiter
Ni	Nickel
O	Sauerstoff
PE	Polyethylen
PMMA	Polymethylmetacrylat
Si	Silicium
^{90}Sr	Strontium-90
UV	ultraviolett

Zusammenfassung

Faseroptische Sensoren wurden in den vergangenen Jahren für eine Vielzahl von Anwendungen demonstriert. In Bereichen, die herkömmlichen Sensorsystemen nicht ohne weiteres zugänglich sind, bieten sie oft die einzige Möglichkeit, wichtige Daten zu erfassen. Dabei spielen faseroptische Bragg-Gitter-Sensoren eine wichtige Rolle. Inwiefern ionisierende Strahlung die Gittereigenschaften zu ändern vermag, wurde bislang nicht umfassend untersucht. In vielen Einsatzgebieten, die für faseroptische Bragg-Gitter-Sensoren prädestiniert sind, wie z.B. die Luft- und Raumfahrt, die Medizin- und Kerntechnik, ist jedoch mit verschiedenen ionisierenden Strahlen unterschiedlicher Intensität zu rechnen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden in drei unterschiedlichen Singlemodellichtwellenleitern faseroptische Bragg-Gitter vom Typ I hergestellt und anschließend β - und γ -Strahlung, sowie Protonen- und Neutronenstrahlung bis zu Energiedosen von mehreren Millionen Gray ausgesetzt und bezüglich der Gitterparameter Braggwellenlänge, Reflektivität und Bandbreite charakterisiert. Es wurden Gitter mit unterschiedlichen Braggwellenlängen untersucht. Aus den gemessenen Parametern wurde die Änderung des effektiven Brechungsindex und die Änderung der Brechungsindexmodulation der Gitter berechnet. Weiterhin wurden auf der Basis faseroptischer Bragg-Gitter Temperatursensoren gebaut und im Meßbereich zwischen $\vartheta = 0\text{ °C}$ und $\vartheta = 400\text{ °C}$ der Einfluß ionisierender Strahlung in diesem anwendungsnahen Fall quantifiziert.

Nach der Kramers-Kronig-Relation, die Brechungsindexänderungen infolge von Dämpfungsänderungen vorhersagt, wurde eine Abschätzung durchgeführt, wie groß die Brechungsindexänderungen bei den Lichtwellenleitern aufgrund der Bestrahlung sind, die weitere Änderungen der Gitterparameter verursachen.

Es zeigte sich, daß unabhängig von der Strahlungsart mit der vorliegenden Meßwertstreuung keine Strahlungseinflüsse auf die Gitterparameter bei Energiedosen von weniger als $D = 60\text{ Gy}$ nachzuweisen ist. Die Meßwertstreuung der Braggwellenlänge betrug $\lambda_{aB} = 1 \cdot 10^{-3}\text{ nm}$, die Meßwertstreuung der Reflektivität fünf Prozent. Bei höheren Energiedosen ab $D = 100\text{ kGy}$ nach γ - und Neutronenbestrahlung wurde

tendenziell eine Erhöhung des effektiven Brechungsindex und damit einhergehend eine Erhöhung der Braggwellenlänge gemessen. Die Änderung des effektiven Brechungsindex Δn_{eff} lag im Bereich $\Delta n_{\text{eff}} = 10^{-6}$ bzw. wenige Tausendstel Nanometer bei der Verschiebung der Braggwellenlänge. Korrespondierend dazu ging die Brechungsindexmodulation Δn und damit die Reflektivität der Gitter zurück. Der Rückgang der Brechungsindexmodulation betrug wenige $\Delta(\Delta n) = 10^{-5}$ bzw. weniger als 5 Prozent bei der Reflektivität. Selbst Energiedosen durch Neutronen- und γ -Bestrahlung in Höhe von $D = 91,5$ MGy vermochten keine höhere Veränderung der Gitterparameter zu induzieren. Dies gilt für alle untersuchten Fasertypen. Nach einer Energiedosis $D = 4$ GGy durch Neutronenbestrahlung, waren die Gittereigenschaften nicht mehr charakterisierbar, da die Dämpfung der Lichtwellenleiter aufgrund der Bestrahlung zu groß war.

Aus den selbst belichteten Bragg-Gittern wurden Temperatursensoren gebaut, die gegenüber einfachen Gittern eine optimierte Temperaturempfindlichkeit aufwiesen und z.B. für medizinische Zwecke auch im menschlichen Körper einsetzbar wären. Eine weitere Variante des Sensors wurde für höhere Temperaturen gebaut. Der Temperatureinfluß auf die Braggwellenlänge der Sensoren wurde im Temperaturbereich zwischen $\vartheta = 0$ °C und $\vartheta = 400$ °C gemessen. Nach γ -Bestrahlung (Energiedosis $D = 140$ kGy) der Sensoren wurde diese Messung wiederholt und eine maximale Abweichung bei der Temperaturmessung mit Bragg-Gitter-Sensoren von 2 % festgestellt.

Die Arbeit gibt damit zum ersten Mal einen umfassenden Überblick über den Einfluß ionisierender Strahlen auf faseroptische Bragg-Gitter.

Die Experimente zeigten, daß faseroptische Bragg-Gitter unter ionisierender Strahlung betrieben werden können. Deshalb ergeben sich für technische Anwendungen faseroptischer Bragg-Gitter-Sensoren in der Umgebung der natürlichen Radioaktivität oder in der Medizin im Rahmen der Meßgenauigkeit dieser Arbeit keine Einschränkungen aufgrund ihres Verhaltens unter Bestrahlung. Bei Anwendungen in der Kerntechnik, mit Bestrahlungen im Dosisbereich von hundert Kilogray ergaben sich bei den Bragg-Gittern maximale Abweichungen von 2 % in der Temperaturmeßgenauigkeit. Dosimetrie mit faseroptischen Bragg-Gittern ist nicht möglich.

1 Einleitung

1.1 Sensorik und Nachrichtentechnik mit faseroptischen Bragg-Gittern

Seit mehreren Jahren werden Sensoren auf der Basis faseroptischer Bragg-Gitter intensiv entwickelt und untersucht [Dakin 1996, Kashyap 1994, Campbell 1994, Meltz SPIE 1989]. Bei einem faseroptischen Bragg-Gitter handelt es sich um eine in axialer Richtung lokale periodische Brechungsindexmodulation Δn ($10^{-2} < \Delta n < 10^{-6}$) im Kern eines Einmodenlichtwellenleiters oder an dessen Kern-Mantel-Übergang [Hill 1978, 1993]. Die Periode Λ des Gitters, das mehrere Millimeter bis zu einigen Metern lang sein kann, beträgt typischerweise $\Lambda = 200$ nm bis $\Lambda = 500$ nm. Man kennt zwei Haupttypen faseroptischer Bragg-Gitter, denen jeweils unterschiedliche Entstehungsmechanismen der Brechungsindexmodulation zugrunde liegen. Beim Gittertyp I, der in der vorliegenden Arbeit untersucht wird, resultiert die periodische Brechungsindexmodulation aus lokalen periodischen Dämpfungsänderungen im Kern des Lichtwellenleiters, die durch Belichtung der Faser mit UV-Licht z. B. der Wellenlänge $\lambda = 244$ nm entstehen. Beim Typ II liegen der Brechungsindexmodulation Defekte der Glasstruktur zugrunde, die im Kern oder am Kern/Mantelübergang des Lichtwellenleiters lokalisiert sind [Dakin 1996]. Ob man Gitter des Typs I oder II erhält, ist abhängig vom Herstellungsverfahren. Mit der in dieser Arbeit verwendeten Technik können nur Gitter des Typs I hergestellt werden.

Unabhängig vom Typ erfolgt an faseroptischen Bragg-Gittern eine wellenlängenselektive Reflexion des in der Faser geführten Lichts. Es wird Licht reflektiert, das die Bragg-Bedingung für dieses Gitter erfüllt. Die Bragg-Wellenlänge λ_B ist diejenige Wellenlänge λ , bei der das reflektierte Spektrum sein Maximum aufweist (s. Tabelle 3.2). Für Licht der Wellenlänge λ_B ist der effektive Brechungsindex n_{eff}

$$n_{\text{eff}} = \frac{\mathbf{I}_B}{2\mathbf{L}}. \quad (1.1)$$

Die Gitterperiode Λ ist der Abstand zwischen zwei Brechungsindexmaxima. Bragg-Gitter vom Typ I weisen ein schmalbandiges Reflexionsspektrum auf (typische Halbwertsbreite $\Delta\lambda_{1/2} = 0,1$ nm, Definition der Halbwertsbreite s. Abschnitt 3.3.2), im Gegensatz zu Typ II-Gittern, deren Halbwertsbreite zwischen $\Delta\lambda_{1/2} = 1$ nm und $\Delta\lambda_{1/2}$

= 5 nm liegt [Dakin 1996]. Auf der kurzwelligen Seite der Reflexionsspektren von Typ II-Gittern kommt es außerdem zu Lichtverlusten, die auf Überkopplung des Lichts am Gitter in den Fasermantel zurückzuführen sind [Dakin 1996]. Dies ist ein weiterer Unterschied zu den Gittern vom Typ I, die derartige Lichtverluste nicht zeigen.

Die wellenlängenselektive Reflexion an einem faseroptischen Bragg-Gitter wird in Bild 1.1 verdeutlicht. Ein breites optisches Spektrum, z.B. einer Leuchtdiode (LED) wird in eine Einmodenfaser eingekoppelt, in der sich ein faseroptisches Bragg-Gitter der Periode Λ befindet. Licht, das die Bedingung nach Gleichung (1.1) erfüllt, wird schmalbandig reflektiert. Dieser reflektierte Teil fehlt im transmittierten Teil des Spektrums.

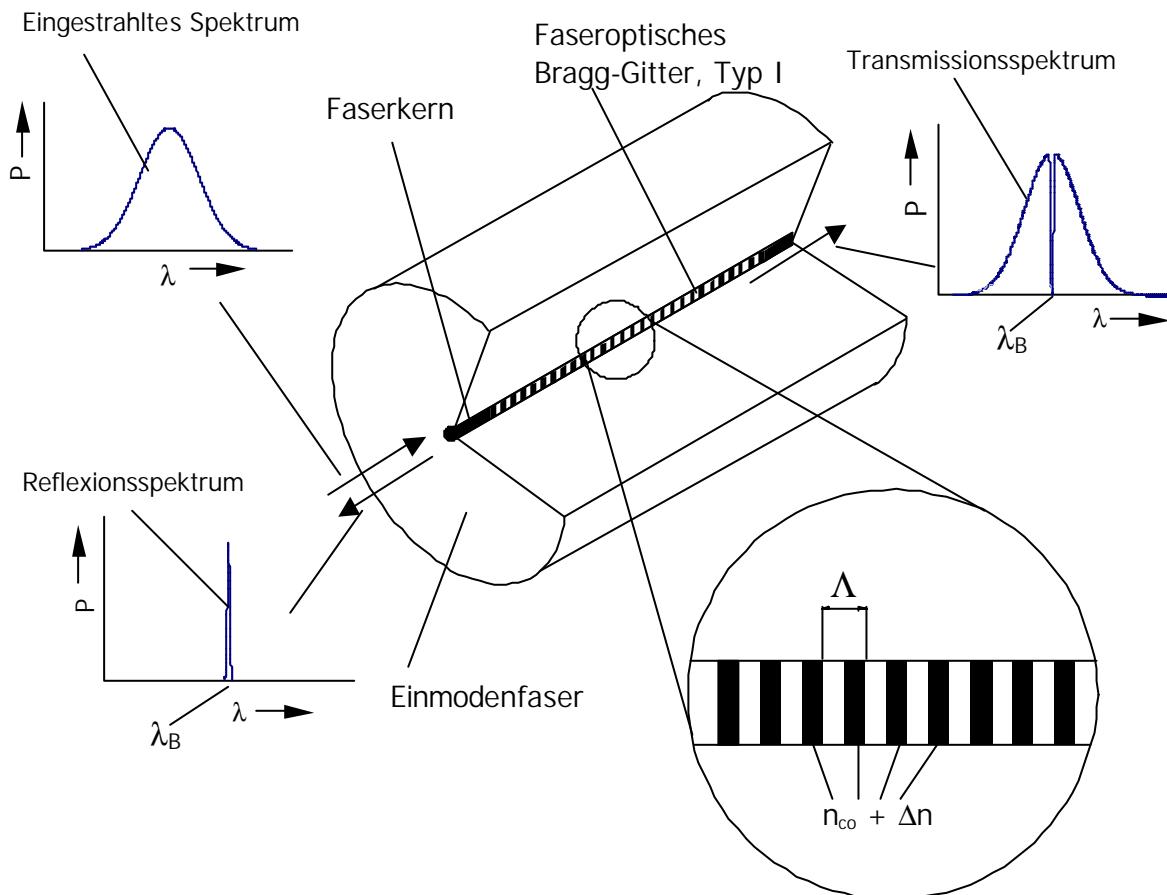


Bild 1.1: Schematische Darstellung eines faseroptischen Bragg-Gitters. Von einem breiten in die Einmodenfaser eingekoppelten optischen Spektrum wird schmalbandig ein Teil reflektiert, der im transmittierten Spektrum fehlt. Die Braggwellenlänge λ_B ist diejenige Wellenlänge, bei der die reflektierte Lichtleistung P maximal ist. P Lichtleistung, Λ Gitterperiode, λ Wellenlänge, n_{co} Kernbrechungsindex, Δn Brechungsindexmodulation

Faseroptische Bragg-Gitter sind unter anderem für die Sensorik interessant, weil viele physikalische Größen den Kernbrechungsindex n des Lichtwellenleiters oder die Periode Λ eines Bragg-Gitters beeinflussen. Der Brechungsindex von Gläsern ist beispielsweise abhängig von der Temperatur T und von mechanischen Spannungen σ . Die Gitterperiode Λ wird ebenfalls z. B. durch thermische Ausdehnung oder mechanische Streckung der Faser geändert. Infolgedessen ist eine Änderung der Braggwellenlänge λ_B nach Gleichung (1.1) möglich. Solche Wellenlängenänderungen können z.B. interferometrisch bzw. spektral ausgewertet werden. Der Vorteil dieser Meßmethode besteht darin, daß sie streckenneutral arbeitet, da die absolute Wellenlänge λ_B bestimmt wird. Das bedeutet, daß Intensitätsschwankungen des Lichts bei der Messung toleriert werden können. Eine einführende Übersicht über die Anwendungen faseroptischer Bragg-Gitter geben die Artikel von Campbell et al. [Campbell 1994] und Kashyap [Kashyap 1994].

Neben den Anwendungen in der Sensorik bietet die Nachrichtentechnik vielfältige Einsatzmöglichkeiten für faseroptische Bragg-Gitter z.B. in Faserlasern und faseroptischen Filtern. In einem Faserlaser dienen faseroptische Bragg-Gitter analog dem Aufbau von Gaslasern als hochreflektierende Endspiegel bzw. als teilreflektierende Auskoppelspiegel, mit einer speziell dotierten Glasfaser zwischen ihnen als Lasermedium. Das Reflexionsvermögen R kann bei der Produktion der Gitter durch die Belichtungsdauer eingestellt werden. Das Anwendungsbeispiel des Faserlasers zeigt Bild 1.2.

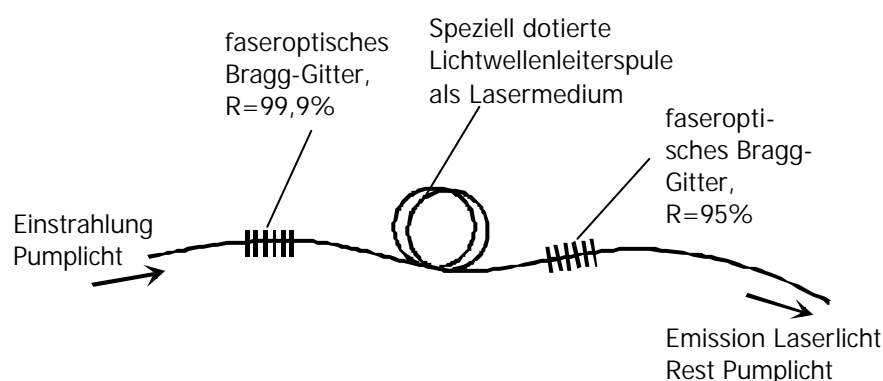


Bild 1.2: Schematische Darstellung eines Faserlasers mit zwei faseroptischen Bragg-Gittern als Laserspiegel nach Ball [Ball 1990]

R Reflexivität der faseroptischen Bragg-Gitter, Definition s. Kapitel 3

Filter sind in der optischen Nachrichtentechnik z. B. zum Demultiplexen verschiedener Wellenlängen nötig. Das bedeutet, daß die verschiedenen Frequenzen, die gleichzeitig übertragen werden, auf der Empfängerseite wieder getrennt und ausgewertet werden. Faseroptische Bragg-Gitter filtern frequenzselektiv, da sie Licht schmalbandig reflektieren, das die Bragg-Bedingung erfüllt.

1.2 Motivation und Zielsetzung der Arbeit

In zunehmenden Maße werden faseroptische Bragg-Gitter-Sensoren auch in strahlungsbelasteter Umgebung eingesetzt. In definiertem oder undefiniertem Umfeld ist es möglich, daß faseroptische Bauelemente oder Übertragungsleitungen ionisierender Strahlung ausgesetzt werden. Im Gegensatz zu dem seit Jahrzehnten studierten Dämpfungsverhalten von Lichtwellenleitern unter Strahlungseinfluß [Henschel 1989, Henschel 1990, Friebele 1993], gibt es bislang keine ausführlichen Untersuchungen über das Verhalten faseroptischer Bragg-Gitter-Sensoren im Feld ionisierender Strahlung. Bisherige Bestrahlungen von Lichtwellenleitern und Gläsern mit ionisierender Strahlung zeigen Änderungen des Brechungsindex bei den verwendeten Gläsern [Holmes-Siedle 1993]. Dieser Effekt würde bei Bestrahlung eines faseroptischen Bragg-Gitter-Sensors eine Änderung der Braggwellenlänge λ_B hervorrufen. Außerdem ist der Brechungsindex von Gläsern temperaturabhängig. Bei einem Bragg-Gitter-Temperatursensor könnte die strahlungsinduzierte Änderung des Produkts $n_{\text{eff}} \cdot \Delta$ in Gleichung (1.1) nicht von einer temperaturinduzierten Änderung unterschieden werden; die Temperaturmessung wäre damit nicht möglich.

In der vorhandenen Literatur über die Brechungsindexänderungen in Gläsern in Abhängigkeit von der Energiedosis ionisierender Strahlung finden sich keine ausreichenden Daten der für die Bragg-Gitter-Herstellung teilweise verwendeten Spezialgläser. Weil bereits geringe Dotierungen oder Verunreinigungen das Verhalten von Gläsern unter Bestrahlung stark beeinflussen können, ist es nötig, die Bestrahlungsexperimente unmittelbar mit faseroptischen Bragg-Gittern bzw. Bragg-Gitter-Sensoren durchzuführen.

Die Arbeit soll die Frage beantworten, ob und in welchen Grenzen faseroptische Bragg-Gitter-Sensoren unter spezifischen Bedingungen eingesetzt werden können.

Diese Bedingungen sind die Strahlenart, die Energie E der Strahlung und die Energiedosis D .

Ferdinand et al. [Ferdinand 1994] führten Bestrahlungen faseroptischer Bragg-Gitter mit ^{60}Co -Strahlung bei geringen Energiedosen ($D < 400$ kGy) durch. Die beobachtete maximale Verschiebung der Braggwellenlänge $\Delta\lambda_B$ beträgt $\Delta\lambda_B = 0,1$ nm bei einer Meßwertstreuung $\lambda_{aB} = 0,03$ nm. Vasiliev et al. [Vasiliev 1998] applizierten γ -Energiedosen bis in den Megagraybereich, allerdings wurde die Charakterisierung der Bragg-Gitter mit relativ hoher Meßwertstreuung ($\lambda_{aB} = 0,1$ nm) durchgeführt. Die beobachtete Wellenlängenverschiebung lag im Bereich um $\Delta\lambda_B = 0,1$ nm. Gusarov et al. [Gusarov 1999] bestrahlten Bragg-Gitter ebenfalls mit ^{60}Co -Strahlung bis in den Energiedosisbereich von einigen Megagray, beschränkten sich aber auf einen Fasertyp. Sie beobachteten eine maximale Wellenlängenverschiebung $\Delta\lambda_B = 0,02$ nm mit einer Meßwertstreuung $\lambda_{aB} = 0,005$ nm.

Ausführliche Untersuchungen mit unterschiedlichen Lichtwellenleitern, deren Germaniumgehalt von $G = 6$ % bis $G = 38$ % reicht, bei anderen Strahlungsenergien oder Strahlungsarten als ^{60}Co -Strahlung, hohen Energiedosen ($D > 1$ MGy) und gleichzeitig geringer Meßwertstreuung ($\lambda_{aB} = 0,001$ nm) werden in dieser Arbeit zum ersten Mal durchgeführt. Es sind außerdem keine Veröffentlichungen bekannt, in denen der Einfluß ionisierender Strahlung auf Bragg-Gitter-Sensoren untersucht wird.

Bragg-Gitter-Sensoren bestehen aus einer Vielzahl auch nicht-optischer Komponenten, wie Metallröhrchen oder Kunststoffteilen als Knick- oder Feuchtigkeitsschutz. Am Beispiel eines Bragg-Gitter-Temperatur-Sensors soll jede dieser Komponenten in der vorliegenden Arbeit separat untersucht werden. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Messung des Strahlungseinflusses auf faseroptische Bragg-Gitter selbst. Um quantifizieren zu können, in welchem Rahmen Bragg-Gitter-Sensoren einsatzfähig sind, sollen in drei ausgewählte Lichtwellenleiter Bragg-Gitter eingebracht, charakterisiert und anschließend mit unterschiedlichen ionisierenden Strahlen bestrahlt werden. Es handelt sich dabei um β -Strahlung, γ -Strahlung, Neutronen und Protonen verschiedener Energien. Nach der Bestrahlung sollen die Gitter wieder charakterisiert und Änderungen ihrer Eigenschaften in Abhängigkeit von der applizierten Dosis untersucht werden.

Die Braggwellenlängen λ_B der Gitter liegen in den Spektralbereichen um $\lambda_B = 800$ nm einerseits und bei $\lambda_B = 690$ nm andererseits. Diese beiden Wellenlängenbereiche sind gewählt worden, da dort höhere Brechungsindexänderungen erwartet werden als z.B. im infraroten Spektralbereich, der für die Telekommunikation eine große Rolle spielt. Eigene Messungen [Büker 1996] belegen diese Erwartung. Das Ergebnis dieser Messungen ist in Abschnitt 3.1 kurz dargestellt. Der im kurzwelligeren Spektralbereich zu erwartende größere Meßeffect ermöglicht einerseits eine bessere Quantifizierung des Einflusses ionisierender Strahlung auf Bragg-Gitter; andererseits können die Meßergebnisse als Basis für den Aufbau einer Dosimetrie mit faseroptischen Bragg-Gittern dienen, sofern der Strahlungseinfluß auf die Gitter ausreichend groß ist.

Bild 1.3 verdeutlicht die technische Bedeutung des sichtbaren und infraroten Spektralbereichs für die faseroptische Strahlungsmessung und die Telekommunikation.

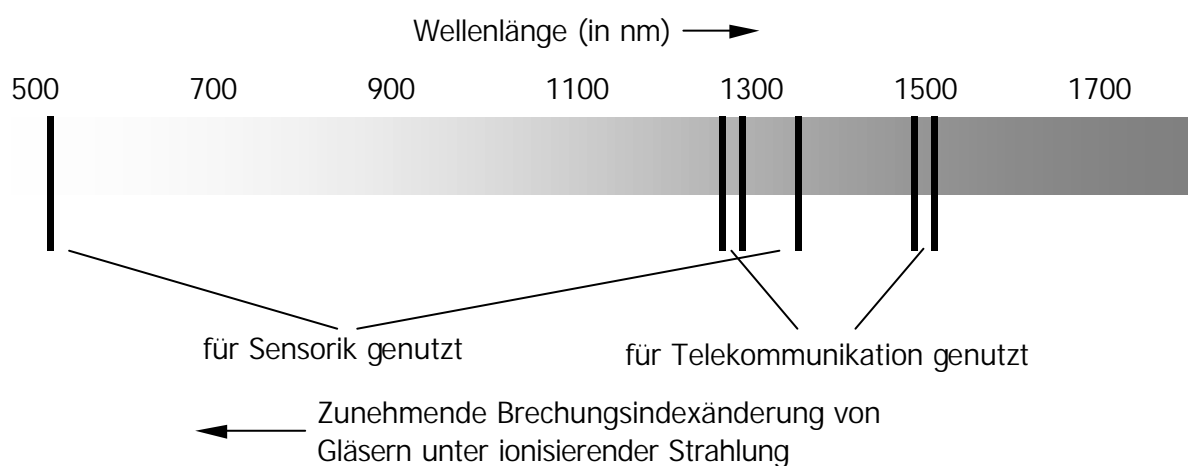


Bild 1.3: Wichtige Spektralbereiche für Sensorik und Telekommunikation

Um die erwarteten Effekte abzuschätzen, sollen Messungen des Absorptionsverhaltens von Lichtwellenleitergläsern (Preformen) vor und nach Bestrahlungen mit ionisierender Strahlung durchgeführt werden. Diese Messungen können nicht an Lichtwellenleitern direkt erfolgen, weil deren Dämpfung im zu untersuchenden ultravioletten Spektralbereich zu groß ist; deshalb werden dünne Preformscheiben, aus denen Einmodenfasern gezogen werden, für diese Experimente benutzt.

Die anderen, nicht-optischen Komponenten des als Beispiel gewählten Temperatursensors, wie Klebstoffe, Röhrchen oder Kunststoffteile sollen im Rahmen des

Sensorsystems unter ionisierender Bestrahlung im Temperaturbereich zwischen $\vartheta = 0\text{ °C}$ und $\vartheta = 400\text{ °C}$ vor und nach Bestrahlungen getestet werden.

Als Voraussetzung für die umfangreichen Meßreihen müssen die faseroptischen Bragg-Gitter eigens im Labor in die Fasern eingeschrieben werden. Dafür sprechen einerseits wirtschaftliche Gründe, da über 300 Gitter für die Versuche benötigt werden; die Gitter in dem zu untersuchenden kurzwelligen Spektralbereich sind außerdem kommerziell kaum erhältlich. Andererseits kann die Methode der Gitterherstellung auch Einfluß auf deren Charakteristik nehmen. Um die Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten, müssen alle Gitter unter gleichen Randbedingungen hergestellt werden, weil Fertigungsparameter kommerzieller Gitter in der Regel nicht für den Kunden dokumentiert werden.

2 Faseroptische Bragg-Gitter-Sensoren in strahlungsexponierter Umgebung

2.1 Bragg-Gitter-Sensoren zur Messung physikalischer Größen

In einigen Bereichen der Meßtechnik werden faseroptische Bragg-Gitter-Sensoren bereits eingesetzt oder demonstriert, für andere Meßzwecke existieren Zielvorstellungen unter Verwendung von Bragg-Gitter-Sensoren. In den folgenden beiden Abschnitten werden diese Anwendungsfelder vorgestellt und anschließend die dort auftretende Strahlungsbelastung aufgezeigt.

2.1.1 Einsatzbereiche und Strahlungsbelastung

2.1.1.1 Bragg-Gitter-Temperatursensor für die Medizin

In der Medizin ist die sogenannte Hyperthermie-Therapie eine ergänzende Behandlungsmethode von Tumoren, die z.B. zusammen mit der konventionellen Strahlentherapie eingesetzt wird, um einen Tumor zu schädigen, das umliegende gesunde Gewebe jedoch weitgehend zu erhalten. Dabei wird der Tumor mittels Laser- oder Mikrowellenstrahlung lokal erwärmt [Rao 1997]. Die Temperatur im Tumor erreicht dabei Werte zwischen $\vartheta = 42,5 \text{ °C}$ und $\vartheta = 43,5 \text{ °C}$. Um sowohl die Temperatur des Tumors wie auch die Temperatur des gesunden Gewebes zu kontrollieren, werden derzeit elektronische Sensoren eingesetzt. Aufgrund der Bestrahlung mit Mikrowellen kann es bei dieser Meßtechnik zu fehlerhaften Anzeigen kommen. Da faseroptische Sensoren elektrisch passiv sind, bieten sie eine zuverlässigere Methode zur Temperaturmessung im Körper eines Patienten als elektronische Sensoren.

Rao et al. [Rao 1997] demonstrieren einen faseroptischen Sensor auf der Basis faseroptischer Bragg-Gitter zur in-vivo-Temperaturmessung. Der Sensor besteht aus vier Bragg-Gittern, die im Abstand einiger Millimeter in eine Einmodenfasern einbelichtet sind. Die Bragg-Gitter haben verschiedene Braggwellenlängen λ_{B_i} im Bereich zwischen $\lambda_B = 820 \text{ nm}$ und $\lambda_B = 830 \text{ nm}$, so daß sie einzeln identifizierbar sind. Mit einem solchen sogenannten "verteilten" Sensor [Askins 1994] kann eine ortsaufgelö-

ste Temperaturmessung erfolgen. Steigt die Temperatur lokal an einer Stelle an, wird das nächstliegende Bragg-Gitter mit der stärksten Verschiebung seiner Braggwellenlänge λ_{Bi} reagieren, wohingegen weiter entfernt liegende Gitter einer weniger starken Beeinflussung unterliegen. Da jedes einzelne Gitter durch seine Braggwellenlänge identifiziert werden kann und seine Position bekannt ist, ist damit ebenso die Aussage über den Ort der Temperaturänderung möglich.

Aufgrund einer Temperaturerhöhung $\Delta\vartheta$ ändert sich einerseits der temperaturabhängige Brechungsindex des Lichtwellenleiters, andererseits dehnt sich die Faser mechanisch aus. Beide Effekte verursachen eine Verschiebung $\Delta\lambda_B$ der Braggwellenlänge des Gitters:

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = (\alpha + \xi)\Delta\vartheta. \quad (2.1)$$

Hierbei ist ξ der thermooptische, α der thermoelastische Koeffizient. So kann eine Temperaturverteilung im Tumor durch gleichzeitige Messung der Braggwellenlänge aller Gitter bestimmt werden.

Sofern eine Hyperthermie-Therapie mit konventioneller Strahlentherapie kombiniert wird [Kim 1998, Hiraki 1998], ist ein Bragg-Gitter-Sensor der erhöhten Strahlung ausgesetzt. Welchen Zielvorstellungen faseroptische Bragg-Gitter in diesem Zusammenhang genügen müssen, ist im Abschnitt 2.2.1 beschrieben.

2.1.1.2 Bragg-Gitter-Sensoren im Hoch- und Tiefbau

Bauwerke unterliegen während ihrer Lebensdauer dem ständigen Einfluß der Witterung sowie mechanischer Belastung und chemischen Einflüssen. Diese vermindern die Tragfähigkeit des Bauwerks. Um Wartung und Nutzungsdauer optimal bemessen zu können, werden im Hoch- und Tiefbau zuverlässige Sensoren benötigt, mit deren Hilfe mechanische Spannungen in Betonkonstruktionen über einen Zeitraum von mehreren Jahren hinweg gemessen und überwacht werden können.

Klink et al. [Klink 1997] demonstrieren die Messung mechanischer Dehnungen mittels faseroptischer Bragg-Gitter-Sensoren an einer Autobahnbrücke bei Dresden. Wäh-

rend des Baus ist ein Teil der Stahlarmierungen der Brücke mit Bragg-Gitter-Sensoren bestückt in Beton eingegossen worden. Mechanische Dehnungen ε oder Temperatureinflüsse $\Delta\vartheta$ erhöhen bzw. verringern die Braggwellenlänge λ_B der Gitter, wenn diese zusammen mit der Armierung gestreckt oder gestaucht werden:

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = (1 - p_e) \varepsilon + (\alpha + \xi) \Delta\vartheta \quad (2.2)$$

Hierbei ist p_e der effektive elastooptische, ξ der thermooptische und α der thermoelastische Koeffizient. In Bauwerken wie Brücken sind faseroptische Bragg-Gitter der natürlichen und künstlichen radioaktiven Strahlung der Umgebung ausgesetzt. Diese ist in Tabelle 2.1 quantifiziert.

2.1.1.3 Bragg-Gitter-Sensoren im Maschinenbau

Im Maschinenbau besteht der Bedarf für Sensorsysteme, die in der Lage sind, statische und dynamische Belastungsgrößen zu erfassen. Solche Belastungsgrößen sind Zug/Druck, Biegung, Torsion und Scherung. Kreuder und Gerhard [Kreuder 1999] realisieren für den Einsatz bei Handhabungssystemen für schwere Lasten ein Netzwerk aus faseroptischen Bragg-Gitter-Sensoren. Das Netzwerk besteht aus mehreren Zweigen, wobei jeder Zweig mehrere Bragg-Gitter-Sensoren beinhaltet. Die Zweige werden durch separate Lichtquellen adressiert, die im Zeitmultiplexverfahren betrieben werden. Das von den Gittern reflektierte Licht wird über einen Sternkoppler auf Photodetektoren verteilt und dort mittels Bandpaßfilterung wieder einzelnen Bragg-Gitter-Sensoren zugeordnet. Über eine Kantenfilterung wird die Wellenlängenänderung in eine Intensitätsänderung überführt.

Bei dieser Anwendung sind faseroptische Bragg-Gitter der natürlichen und künstlichen radioaktiven Strahlung der Umgebung ausgesetzt. Die Bedingungen des radioaktiven Umfelds sind in Tabelle 2.1 dargestellt.

2.2 Zielvorstellungen für den Einsatz faseroptischer Bragg-Gitter-Sensoren

2.2.1 Einsatz faseroptischer Bragg-Gitter-Sensoren als Dosimeter in der Medizin

In der medizinischen Strahlentherapie werden Krebstumore gezielt mit ionisierender Strahlung behandelt mit dem Zweck, die Krebszellen zu schädigen und möglichst zu vernichten. Dabei soll gleichzeitig das umgebende gesunde Gewebe soweit möglich nicht durch die Strahlung beeinflusst werden. In der Strahlentherapie werden deshalb komplizierte Simulationen und Bestrahlungsverfahren eingesetzt, um den Tumor maximal und das umgebende gesunde Gewebe minimal zu schädigen. Das Ziel ist, diese Methoden meßtechnisch bei jeder Patientenbestrahlung zu verifizieren. Ein derartiges Meßsystem auf der Basis eines faseroptischen Sensors wurde bereits beschrieben [Büker 1996]. Es handelt sich um ein intensitätsmodulierendes Meßverfahren, da die zu messende Größe – ionisierende Strahlung – den Transmissionsgrad des Lichtes in der Faser beeinflusst. Der Nachteil dieses Meßprinzips ist, daß die Intensität gleichzeitig auch durch Systemkomponenten wie leistungsinstabile Leuchtdioden und Photodetektoren sowie Knick- und Schäden an den faseroptischen Leitungen beeinflusst wird.

An dieser Stelle würde ein wellenlängenmodulierendes Meßverfahren Vorteile bieten. Wird die Wellenlänge von der zu messenden Strahlungsgröße - z.B. Energiedosis - geändert, können Intensitätsschwankungen des Lichts toleriert werden, da diese keinen Einfluß auf die Messung der Lichtwellenlänge haben. Eine Verschiebung der Braggwellenlänge $\Delta\lambda_B$ aufgrund ionisierender Strahlung kann erwartet werden, da ionisierende Strahlung die optische Dämpfung von Lichtwellenleitern erhöht und somit ebenso eine Änderung des Brechungsindex des Lichtwellenleiterglases verursacht [Holmes-Siedle 1993]. Die Änderung des effektiven Brechungsindex Δn_{eff} aufgrund der applizierten Energiedosis D hat wegen Gleichung (1.1) eine Verschiebung $\Delta\lambda_B$ der Braggwellenlänge zur Folge:

$$\Delta\lambda_B = 2 \cdot \Delta n_{eff}(D) \cdot \Lambda \quad (2.3)$$

Wie groß die Verschiebung $\Delta\lambda_B$ der Braggwellenlänge aufgrund ionisierender Strahlung tatsächlich ist, wird anhand von Meßergebnissen in Kapitel 4 erläutert. Aus medizintechnischer Sicht ist wichtig, daß diese Verschiebungen $\Delta\lambda_B$ ausreichend genaue Messungen auch kleiner Strahlendosen gestatten, wie es in der medizinischen Strahlentherapie erforderlich ist. Diese Anforderungen und die in der Strahlentherapie gebräuchlichen Strahlenarten sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

2.2.2 Einsatz faseroptischer Bragg-Gitter-Sensoren zur Temperaturmessung in kerntechnischen Anlagen

In der Kern- und Reaktortechnik werden an faseroptische Bragg-Gitter spezielle Anforderungen gestellt. Ein Einsatzgebiet, das mit der heute zur Verfügung stehenden Meßtechnik nur schwierig abgedeckt werden kann, ist die Messung der Temperatur an der Wand des Reaktordruckbehälters in Kernkraftwerken [Kugeler 1998]. Bei dem Reaktordruckbehälter handelt es sich um eine Komponente des Kernkraftwerks, die hohen Sicherheitsanforderungen genügen muß und Gegenstand ständig wiederkehrender Überprüfungen ist. Eine permanente Überwachung kritischer Betriebs- und Materialparameter des Druckbehälters wie Temperatur ϑ und mechanische Spannungen σ würde erhöhte Betriebssicherheit bedeuten. Voraussetzung für die Messung dieser Größen ist jedoch die Unempfindlichkeit des Bragg-Gitter-Sensors gegenüber ionisierender Strahlung, um zu vermeiden, daß diese Meßfehler verursacht. Die Anforderungen in der Kerntechnik an faseroptische Bragg-Gitter als Sensoren sind in Tabelle 2.1 beschrieben. In Kapitel 5 werden die mit den Bragg-Gittern erzielten Meßergebnisse für derartige Anforderungen beurteilt, ob und in welchen Grenzen faseroptische Bragg-Gitter im Umfeld ionisierender Strahlung einsatzfähig sind.

Faseroptische Bragg-Gitter-Sensoren sind in den einzelnen Anwendungsgebieten verschiedenen Anforderungen unterworfen. Diese betreffen die Auflösung, mit der physikalische Parameter gemessen werden müssen und unmittelbar daraus folgend die Auflösung, mit der die Braggwellenlänge λ_B der Gitter bestimmt werden muß. Weiterhin unterliegen die Sensoren sowohl qualitativ wie quantitativ unterschiedlichen Strahlungseinflüssen, die die Braggwellenlänge verschieben können. Diese wichtigen Randbedingungen sind in Tabelle 2.1 im Überblick dargestellt.

2.2.3 Meßtechnische Randbedingungen für Bragg-Gitter-Sensoren im Feld ionisierender Strahlung

Tabelle 2.1: Überblick über derzeitige und potentielle meßtechnische Anwendungen faseroptischer Bragg-Gitter-Sensoren im Strahlungsfeld und die Randbedingungen in diesen Bereichen

Anwendung und Stand der Technik	Erforderliche Auflösung der Meßgröße	Max. Meßwertstreuung bei der Gittercharakterisierung	Ionisierende Strahlung in diesem Anwendungsgebiet	Sonstige Randbedingungen
Temperaturmessung in der Medizin [Rao 1997, Hiraki 1998, Kim 1998], demonstriert	$\vartheta = 0,1^\circ\text{C}$	$\lambda_{aB} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ nm}$ bei $\lambda_B = 820 \text{ nm}$	$\dot{D} = 6 \text{ Gy/min}$ γ -Strahlung der Energie $0,3 \text{ MeV} < E < 30 \text{ MeV}$ β -Strahlung der Energie $6 \text{ MeV} < E < 30 \text{ MeV}$ Protonen der Energie $20 \text{ MeV} < E < 250 \text{ MeV}$	in-vivo-Einsatz
Messung mechanischer Spannungen im Maschinenbau [Kreuder 1999], demonstriert	$\varepsilon = 5 \cdot 10^{-6}$	$\lambda_{aB} = 8 \cdot 10^{-4} \text{ nm}$ bei $\lambda_B = 820 \text{ nm}$	$\dot{D} = 3,6 \text{ mGy/Jahr}$ α -, β -, γ -Strahlung, $0,5 \text{ MeV} < E < 6 \text{ MeV}$	
Messung mechanischer Spannungen im Hoch- und Tiefbau [Klink 1997], demonstriert	$\varepsilon = 50 \cdot 10^{-6}$	$\lambda_{aB} = 8 \cdot 10^{-3} \text{ nm}$ bei $\lambda_B = 820 \text{ nm}$	$\dot{D} = 3,6 \text{ mGy/Jahr}$ α -, β -, γ -Strahlung, $0,5 \text{ MeV} < E < 6 \text{ MeV}$	
Dosismessung in der Medizin [Büker 1996], demonstriert	$D = 1 \text{ cGy}$ in 5 min, bei einer Ortsauflösung von $d_l = 20 \text{ mm}$	Funktionaler Zusammenhang zwischen Braggwellenlänge und Dosis noch unbekannt	$\dot{D} = 2 \text{ Gy/min}$ γ -Strahlung der Energie $0,3 \text{ MeV} < E < 30 \text{ MeV}$ β -Strahlung der Energie $6 \text{ MeV} < E < 30 \text{ MeV}$ Protonen der Energie $20 \text{ MeV} < E_p < 250 \text{ MeV}$	Funktionsfähigkeit bis zu einer Gesamtdosis $D = 100 \text{ Gy}$; in-vivo-Einsatz
Temperaturmessung in der Kerntechnik [Kugeler 1998], geplant	$\vartheta = 5^\circ\text{C}$	$\lambda_{aB} = 3,6 \cdot 10^{-2} \text{ nm}$ bei $\lambda_B = 820 \text{ nm}$	$\dot{D} = 860 \text{ kGy / Tag}$; γ -Strahlung der Energie $0,5 \text{ MeV} < E < 2 \text{ MeV}$ thermische und schnelle Neutronen: $0,02 \text{ eV} < E < 10 \text{ MeV}$	Betriebstemperatur $\vartheta = 325^\circ\text{C}$

Tabelle 2.1 gibt einen Überblick über verschiedene potentielle oder bereits demonstrierte meßtechnische Anwendungen für faseroptische Bragg-Gitter-Sensoren. Für die meisten Anwendungsbereiche ist ein möglichst geringer Strahlungseinfluß auf die Sensoren erwünscht. Eine Ausnahme bildet die Dosismessung in der Medizin: Sollten faseroptische Bragg-Gitter einem ausreichend großen Strahlungseinfluß unterliegen, könnte das bereits demonstrierte [Büker 1996] herkömmliche faseroptische Dosimetersystem durch die Verwendung von Bragg-Gitter-Sensoren verbessert werden.

Für die Anwendungsbereiche sind in Tabelle 2.1 jeweils wichtige Randbedingungen vermerkt: Um die erforderliche Auflösung der gewünschten Meßgröße, z.B. Temperatur zu erreichen, ist eine bestimmte optische Auflösung bei der Gittercharakterisierung Voraussetzung. Außerdem sind die in den jeweiligen Anwendungsgebieten herrschenden Strahlungsbedingungen beschrieben.

2.3 Erforderliche Versuchsbedingungen

2.3.1 Auswahl von Strahlungsart und Strahlungsenergie

In den Bereichen Hoch- und Tiefbau, Maschinenbau, Medizin- und Kerntechnik ist ein weites Spektrum ionisierender Strahlung anzutreffen [Kugeler 1998, Büker 1996, SSV 1989]. Für die Versuche werden die in Tabelle 2.1 zusammengestellten Strahlungsarten ausgewählt.

Tabelle 2.2: Ausgewählte Strahlungsarten und -energien für die Bestrahlungsversuche mit faseroptischen Bragg-Gittern

	γ -Strahlung	β -Strahlung	Protonen	Neutronen
Energie E	0,9 MeV; 1,3 MeV; 12 MeV; 20 MeV	0,55 MeV; 6 MeV; 18 MeV	20 MeV	0,025 eV (thermische Neutronen); E > 1 MeV

Alle Strahlungsquellen weisen ein Energiespektrum auf. Dies ist teilweise auf die experimentellen Bedingungen, teilweise auf die Strahlungsquellen selbst zurückzu-

führen. Sofern bei der Experimentbeschreibung keine andere Angabe gemacht wird, ist in der vorliegenden Arbeit stets die auftretende Maximalenergie angesetzt.

2.3.2 Auswahl der Lichtwellenleiter

2.3.2.1 Anforderungen

Für die Herstellung der Gitter für die Bestrahlungsversuche sollen kommerziell verfügbare Einmodenlichtwellenleiter benutzt werden. Ihre Photoempfindlichkeit gegenüber UV-Licht sind von besonderer Bedeutung. Weitere wichtige und zu berücksichtigende sind in Tabelle 2.3 zusammengestellt. Faserkerndurchmesser d_{co} , Numerische Apertur NA und Cutoff-Wellenlänge λ_c sind maßgebend für die Berechnung der Verluste, die durch Einfügen des jeweiligen Lichtwellenleiters mit faseroptischen Bragg-Gittern in einen bereits bestehenden faseroptischen Aufbau entstehen. Ein hoher Germaniumgehalt G charakterisiert die Einschreibfähigkeit einer Faser von faseroptischen Bragg-Gittern.

Die Cutoff-Wellenlänge ist die kürzeste Wellenlänge λ_c , bei der noch Einmodenbetrieb möglich ist. Die Numerische Apertur ist

$$NA = \sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2}, \quad (2.4)$$

mit der Kernbrechungsindex n_{co} und dem Brechungsindex des Lichtwellenleitermantels n_{cl} .

Tabelle 2.3: Zusammenfassung wichtiger Parameter der verwendeten Lichtwellenleiter

Faserparameter	Fibercore [®] 345B	3M [®] FSSC 5924	Siecor [®] SMF-28 hyd.
Kerndurchmesser d_{co} [μm]	2,9	3	9
Numerische Apertur NA	0,36	0,24	0,13
Ge-Gehalt G [mol%]	38	16	6
Kernbrechungsindex n_{co}	1,4998	1,4700	1,452
Cutoff-Wellenlänge λ_c [nm]	1290	901	1280

Der Kernbrechungsindex n_{co} ist wichtig für die Berechnung der Braggwellenlänge nach Gleichung (1.1). Alle Fasern haben einen über den Fasermantel gemessenen Durchmesser $d_{cl} = 125 \mu\text{m}$ und einen Durchmesser $d_c = 250 \mu\text{m}$ über das Faser-Coating.

2.3.2.2 Eignung handelsüblicher Lichtwellenleiter

Der Lichtwellenleiter der Firma 3M[®] ist ein Standardprodukt für ein breites Anwendungsspektrum. Der Germaniumgehalt G ist dabei für Einmodenfasern überdurchschnittlich hoch und verspricht deshalb eine gute Photoempfindlichkeit und somit eine gute Eignung zur Herstellung faseroptischer Bragg-Gitter. Der Zusammenhang zwischen Germaniumgehalt G und der Eignung für die Herstellung faseroptischer Bragg-Gitter ist in diesem Kapitel beschrieben (Abschnitt 2.3.3).

Das Produkt der Firma Fibercore[®] ist speziell für die Erzeugung von Bragg-Gittern entwickelt und weist deshalb eine sehr hohe Germaniumkonzentration auf. Die hohe Numerische Apertur ($NA = 0,36$) gestattet nur einen eingeschränkten Einsatz im Bereich der Telekommunikation, da dort Fasern mit geringer Numerischer Apertur (typisch: $NA = 0,13$) dominieren und hohe Dämpfungen bei der Kopplung von Fasern unterschiedlicher Aperturen in Kauf genommen werden müssen. Für Sensorikzwecke ist die Faser gut geeignet, da in diesem Bereich Lichtverluste aufgrund unangepaßter Lichtwellenleitertypen leichter toleriert werden können.

Die von Siecor[®] hergestellte Faser ist ein Massenprodukt für die Telekommunikation und aufgrund der geringen Dotierung mit Germanium und ihrer somit geringen Photosensitivität eigentlich nicht prädestiniert für die Herstellung faseroptischer Bragg-Gitter. Durch Hydrogenierung [Lemaire 1993] kann jedoch die Photosensitivität bedeutend gesteigert werden; dieses Verfahren ist beim Siecor[®]-Lichtwellenleiter eingesetzt worden. Bragg-Gitter auf der Basis des hydrogenierten Siecor[®]-Lichtwellenleiters werden auch z.B. von der Firma Photonetics[®] vertrieben, werden aber aus oben genannten Gründen (Abschnitt 1.2) nicht bezogen. Die Angaben in Tabelle 2.3 für die Siecor[®]-Faser beziehen sich auf ihre Eigenschaften vor der Hydrogenierung und geben deshalb die tatsächlichen Werte nach der Hydrogenierung nur näherungsweise wieder.

2.3.2.3 Hydrogenierung

Lemaire et al. [Lemaire 1993] berichten, daß sich der Kernbrechungsindex n_{co} hydrogenierter Fasern bei UV-Belichtung ($\lambda = 244$ nm) wesentlich stärker ändert als bei nicht wasserstoffbehandelten Vergleichsfasern. Abhängig von der verwendeten Faser kann man um einen Faktor 10 höhere Brechungsindexänderungen Δn_{eff} erreichen. Der zugrundeliegende Mechanismus ist noch nicht schlüssig geklärt. Die Hydrogenierung kann beispielsweise durch Beaufschlagen der Faser mit einem Wasserstoffdruck p von $p > 10^7$ Pa über mehrere Tage hinweg geschehen.

Das im Kern des Lichtwellenleiters enthaltene Germanium reagiert dabei mit molekularem Wasserstoff und bildet Germaniumhydrid GeH. Unter UV-Strahlung der Wellenlänge $\lambda = 244$ nm, wie sie für die Gitterherstellung verwendet wird, bilden sich wahrscheinlich [Kashyap 1994] Si-OH- und/oder Ge-OH-Bindungen (Ge Germanium, Si Silicium, O Sauerstoff, H Wasserstoff). Die Umordnung der Bindungsverhältnisse zwischen den Atomen verursacht Änderungen des Absorptionsverhaltens im ultravioletten Spektralbereich. Nach der Kramers-Kronig-Relation, die im Abschnitt 2.3.3 eingeführt wird, sind damit Änderungen des Brechungsindex verbunden. Über Brechungsindexänderungen nach UV-Belichtung ($\lambda = 244$ nm) von bis zu $\Delta n_{eff} = 0,03$ wird berichtet [Lemaire 1993].

Die Hydrogenierung im Rahmen dieser Arbeit erfolgt in einem Druckbehälter, der für diesen Zweck für einen Dauerbetriebsdruck $p = 2 \cdot 10^7$ Pa mit Wasserstoff ausgelegt ist und die Aufnahme von Faserspulen bis zu einem Durchmesser $d = 10$ cm gestattet. Nach der Beschickung des Behälters mit Spulen des Lichtwellenleiters Siecor[®]-SMF-28 wird das Leitungssystem und der Behälter mit Inertgas (Helium) gespült, um die Umgebungsluft zu entfernen und so reproduzierbare Bedingungen für die Hydrogenierung der verschiedenen Chargen zu schaffen.

Je höher der Druck und die Temperatur im Behälter sind, desto schneller diffundieren die Wasserstoffmoleküle in die Faser. Die Siecor[®]-Faser wird deshalb 19 Tage bei einer Temperatur $\vartheta = 20$ °C unter einem Wasserstoffdruck $p = 2 \cdot 10^7$ Pa gehalten. Zwischen der Entnahme aus dem Druckbehälter und der Herstellung der Bragg-Gitter dürfen maximal 24 Stunden vergehen, da bei Raumtemperatur und Normaldruck der Wasserstoff wieder aus der Faser diffundiert. So ist nach 100 Stunden bei Raumtem-

peratur noch knapp mehr als die Hälfte der ursprünglichen Wasserstoffkonzentration in der Faser vorhanden, nach 240 Stunden nur noch 12 %, Bild 2.1.

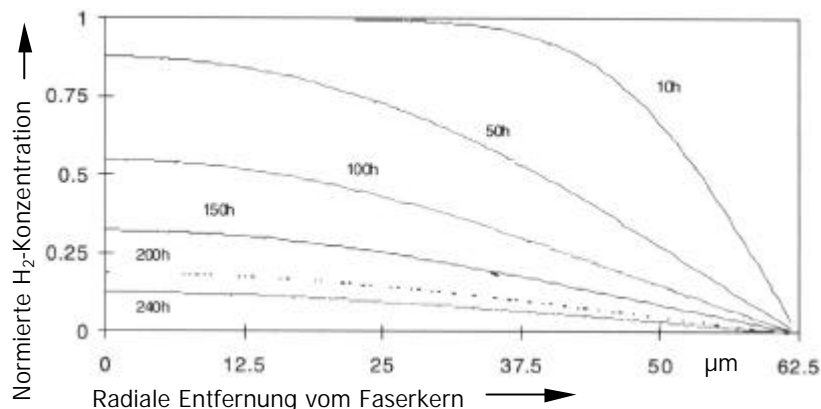


Bild 2.1: Ausdiffusionsprofil von Wasserstoff (H_2) in einer $125 \mu\text{m}$ -Faser bei der Temperatur $\vartheta = 23^\circ\text{C}$ [Bhakti 1997]

Eine Ausdiffusion ist weitgehend vermeidbar, wenn die Faser bis zur

Gitterbelichtung in flüssigem Stickstoff (Temperatur $\vartheta = -193^\circ\text{C}$) aufbewahrt wird.

Nach erfolgter Gitterherstellung ändern sich auch während der Lagerung die Gitterparameter; sie müssen gemessen und bei der späteren Experimenten entsprechend berücksichtigt werden (vgl. Kapitel 3).

2.3.3 Physikalische Effekte bei der UV-Belichtung germaniumhaltigen Quarzglas

In dieser Arbeit sind ausschließlich faseroptische Bragg-Gitter vom Typ I hergestellt worden. Sie entstehen durch periodische lokale Dämpfungsänderungen $\Delta\alpha$ im Kern eines Lichtwellenleiters [Dakin 1996]. Die Dämpfungsänderungen resultieren aus der Belichtung der Faser mit UV-Licht der Wellenlänge $\lambda = 244 \text{ nm}$. Das in Lichtwellenleitern zur Kerndotierung verwendete Element Germanium (Ge) spielt dabei eine wichtige Rolle. Eine physikalische Erklärung für die Photoempfindlichkeit von germaniumdotierten Quarzglas beruht auf dessen Absorptionsverhalten im ultravioletten Teil des Spektrums bei Wellenlängen zwischen $\lambda = 190 \text{ nm}$ und $\lambda = 260 \text{ nm}$.

Da Germanium wie Silicium (Si) vier Valenzelektronen aufweist, kann es Silicium in Quarzglas substituieren und ist dabei von vier Sauerstoffatomen umgeben. Bereits bei der Faserherstellung wird im Glas des Lichtwellenleiters üblicherweise der sogenannte GeO-Defekt induziert, vgl. Bild 2.2a) [Campbell 1994]. Hier hat das substituierende Germanium -Atom nur drei Bindungen zu Sauerstoffatomen (O) und eine zu

einem Silicium-Atom oder zu einem weiteren Germanium-Atom. Dieser Defekt ist nach Friebele et al. [Friebele 1974] für ein breites Absorptionsband bei $\lambda = 240$ nm verantwortlich.

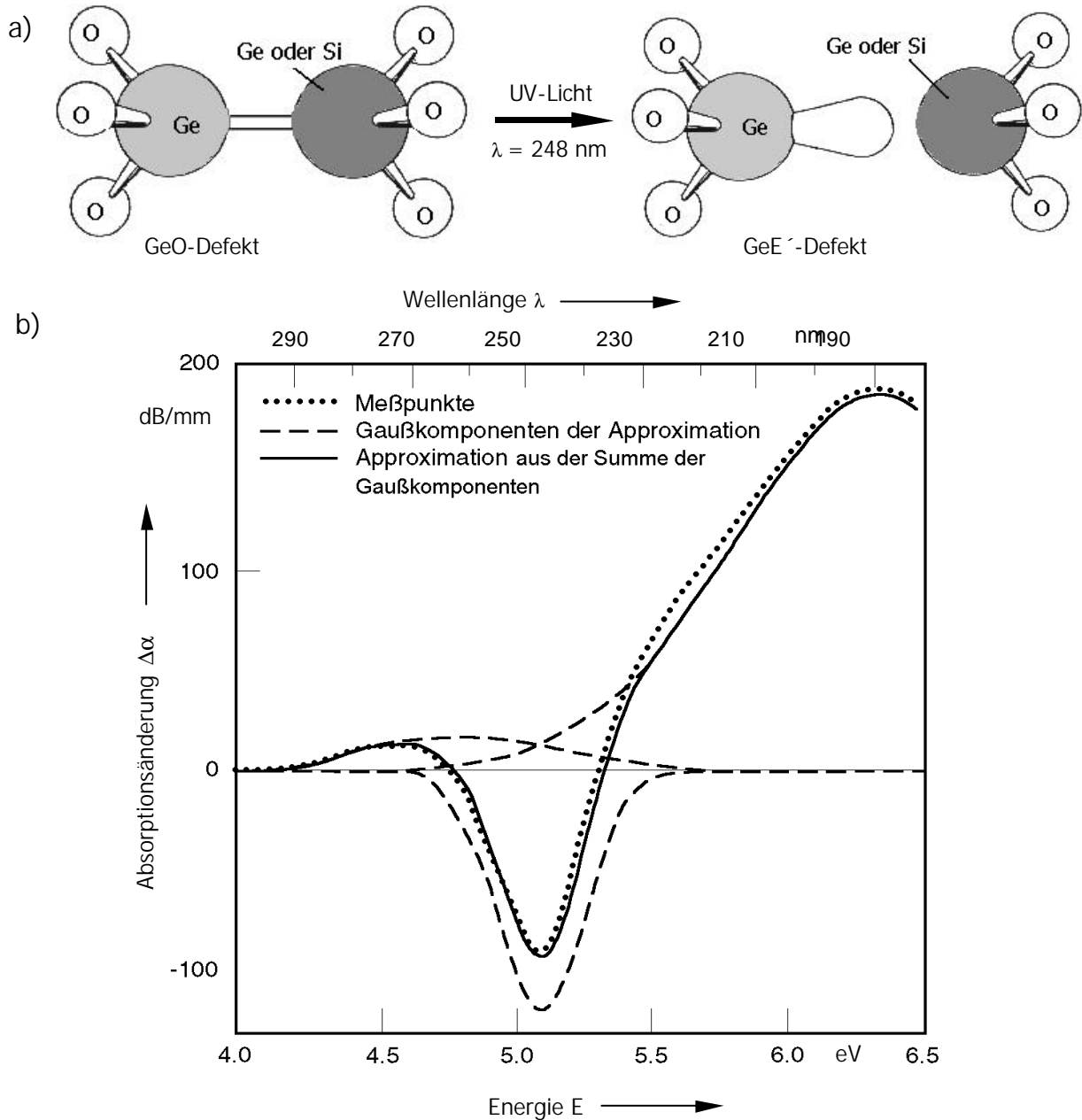


Bild 2.2: Absorptionsänderung in Quarzglas

- a) Für die Absorptionsänderung verantwortliche Defekte, schematisch [Campbell 1994]
- b) Spektrale Abhängigkeit der Absorptionsänderungen $\Delta\alpha$ in Quarzglas (Gehalt von 10,2 mol% GeO_2) aufgrund zwanzigminütiger UV-Belichtung bei $\lambda = 248$ nm, $\rho_E = 0,5$ mJ/mm² [Dong 1995]. Die Meßpunkte wurden durch die Summe dreier Gaußkurven approximiert. Neben den Meßpunkten sind die drei Gaußkomponenten und deren Summe dargestellt. Im oberen Bildteil sind die für die Absorptionsänderung verantwortlichen Defekte schematisch dargestellt.
 ρ_E : Energiedichte des Lasers, Ge Germanium, O Sauerstoff, Si Silicium

Messungen von Atkins et al. [Atkins 1992] zeigen, daß die Bestrahlung dieser Glasfasern mit UV-Licht einer Wellenlänge um $\lambda = 248$ nm eben diese Absorptionsbande bei $\lambda = 240$ nm bleicht, d.h. verkleinert. Hand und Russell [Hand 1988] gehen davon aus, daß dabei das UV-Licht in den GeO-Defekten Bindungen aufbricht, wodurch der sogenannte GeE'-Defekt entsteht und ein Elektron frei wird. Dieses könnte wiederum an anderen Defekten, die in Lichtwellenleitergläsern vorhanden sind, eingefangen werden. Diese Theorie wird auch von Tsai [Tsai 1992] bestätigt, Bild 2.2a).

Wie groß die Änderung des Absorptionsverhaltens im ultravioletten Spektralbereich aufgrund des Aufbrechens der Bindung im GeO-Defekt ist, zeigt Dong [Dong 1995] mit Messungen an germaniumdotierten Preformscheiben. Preformscheiben sind wenige 100 μm dünne geläppte Abschnitte eines Glasstabes, aus dem in einem Ziehturm Lichtwellenleiter gezogen werden. Bild 2.2b) stellt die Approximation der Absorptionsänderung aufgrund UV-Belichtung ($\lambda = 248$ nm) im Wellenlängenbereich zwischen $\lambda = 190$ nm und $\lambda = 300$ nm dar.

Unter Absorption versteht man in diesem Zusammenhang die Umwandlung von Licht in eine andere Energieform, z.B. Wärme. Die bei Lichtwellenleitern gebräuchliche Meßgröße ist die Dämpfung α , die allgemein definiert [Hentschel 1989] ist als

$$\alpha = 10 \cdot \lg \frac{P_N}{P_V}, \quad (2.5)$$

wobei P_V die in die Faser eingekoppelte Lichtleistung ist und P_N die Lichtleistung, die nach Durchtritt des Lichts durch das zu prüfende Medium gemessen wird. Im vorliegenden Fall ist P_V die UV-Lichtleistung des Lasers, die vor der Preformscheibe gemessen wird, P_N die durch die Preformscheibe tretende Lichtleistung. Die Dämpfungsänderung $\Delta\alpha$ ist analog definiert: Sie ergibt sich, indem man die Lichtleistung P_N die nach einer Dämpfungsänderung gemessen wird, durch die Lichtleistung P_V vor der Dämpfungsänderung dividiert, das Ergebnis logarithmiert und mit 10 multipliziert.

Die Approximation der Meßwerte in Bild 2.2b) erfolgt nach Dong [Dong 1995] durch die Summation dreier Gaußkurven. Man beachte die starke Dämpfungssabnahme $\Delta\alpha = 95$ dB/mm bei der Wellenlänge $\lambda = 242$ nm. Dongs Gruppe verwendet einen Excimer-Laser und belichtet die Vorform, die 10,2 mol% GeO_2 enthält, 20 Minuten

bei der Wellenlänge $\lambda = 248 \text{ nm}$ und einer Energiedichte des Lasers $\rho_E = 0,5 \text{ mJ/mm}^2$. Die Punkte in Bild 2.2b) stellen die Originalmeßdaten dar. Dong nimmt an [Dong 1995], daß die induzierten Absorptionsbanden durch eine Gaußverteilung charakterisiert werden können:

$$P_{\omega} = \Delta\alpha_i \cdot \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_i)^2}{B_i^2}\right] \quad (2.6)$$

$\Delta\alpha_i$ ist die Dämpfungsänderung bei der Peakfrequenz ω_i in reziproken Metern. Als Peak werden die Extremwerte der Verteilung in Bild 2.2b) bezeichnet. Die Peakfrequenz ω_i wird als Kreisfrequenz in Hertz angegeben. B_i ist die halbe Bandbreite in Hertz (Kreisfrequenz), bei der $\Delta\alpha_i$ auf den $1/e$ -fachen Wert abgefallen ist, ω ist die Arbeitsfrequenz in Hertz, also z.B. Licht der Frequenz $\omega = 2730 \text{ THz}$, das einer Wellenlänge $\lambda = 690 \text{ nm}$ entspricht und in dieser Arbeit verwendet wird, oder $\omega = 2297 \text{ THz}$ (entspricht der Wellenlänge $\lambda = 820 \text{ nm}$).

Aus den sogenannten Kramers-Kronig-Relationen¹ kann nach Dong [Dong 1995] die Brechungsindexänderung Δn_{eff} im sichtbaren ($\lambda = 690 \text{ nm}$) oder im infraroten ($\lambda = 820 \text{ nm}$) Teil des Spektrums aufgrund der Dämpfungssänderung $\Delta\alpha$ im ultravioletten Teil des Spektrums berechnet werden:

$$\Delta n_{\text{eff}}(\omega) = \frac{c_0}{\sqrt{p}} \sum_i \frac{\Delta\alpha_i \cdot B_i}{\omega_i^2 - \omega^2} \quad (2.7)$$

Dabei ist c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum in m/s, die übrigen Größen stammen aus Gleichung (2.6). Gleichung (2.7) gilt, solange $\omega_i \gg \omega$ ist. Es wird über i Terme

¹ Die Kramers-Kronig Relationen lauten in ihrer ursprünglichen Form [Lipson 1995]:

$$\epsilon_r(\omega) = 1 + \frac{2}{p} P \int_0^{\infty} \frac{\omega' \cdot \epsilon_i(\omega')}{(\omega^2 - \omega'^2)} d\omega' \quad \text{und}$$

$$\epsilon_i(\omega) = -\frac{2}{p} P \int_0^{\infty} \frac{\omega' \cdot [\epsilon_r(\omega') - 1]}{(\omega^2 - \omega'^2)} d\omega'$$

mit $\epsilon_r(\omega)$ und $\epsilon_i(\omega)$ als Real- bzw. Imaginärteil der Dielektrizitätszahl, der Polarisation P und den Frequenzen ω und ω' , die die Arbeitsfrequenz (z.B. 2730 THz bei der Wellenlänge $\lambda = 690 \text{ nm}$) bzw. die variable Frequenz darstellen.

summiert; im vorliegenden Fall ist $i = 3$, d.h. es werden drei Banden bei verschiedenen Frequenzen ω_i berücksichtigt. In Bild 2.2b) sind diese drei Banden gestrichelt dargestellt. Sie repräsentieren die Dämpfungsänderungen $\Delta\alpha_i$, die auftreten, wenn ein germaniumdotierter Lichtwellenleiter mit UV-Licht der Wellenlänge $\lambda = 248$ nm bestrahlt wird. Die Gleichung (2.7) stellt den Zusammenhang zwischen einer Brechungsindexänderung Δn_{eff} in langwelligeren Bereichen des Spektrums mit den Dämpfungsänderungen $\Delta\alpha_i$ bei i Frequenzen im kurzwelligeren Teil des Spektrums her.

Dong [Dong 1995] berichtet über weitere Absorptionsbanden bei den Wellenlängen $\lambda = 224$ nm, $\lambda = 183$ nm und $\lambda = 175$ nm, die jedoch mindestens eine Größenordnung kleiner sind als die übrigen Banden und deshalb in seiner Rechnung nicht berücksichtigt werden.

2.3.4 Einfluß ionisierender Strahlung auf Lichtwellenleiter

Seit vielen Jahren wird das Verhalten von Lichtwellenleitern und faseroptischen Komponenten unter dem Einfluß ionisierender Strahlung untersucht [Holmes-Siedle 1993]. Dabei gilt das Interesse besonders der strahleninduzierten Dämpfung. Im folgenden Abschnitt werden für diese Arbeit wichtige Ergebnisse dieser Arbeiten dargestellt, mit dem Ziel, den Strahlungseinfluß auf faseroptische Bragg-Gitter abzuschätzen.

Allgemein verursacht ionisierende Strahlung in Materie zahlreiche Defekte. Je nach Art und Energie der Strahlung reichen diese von der Erzeugung sogenannter Farbzentren bis hin zu Gitterdefekten, die durch atomare Platzwechsel entstehen, und Aktivierung der Materie. Holmes-Siedle gibt einen umfassenden Überblick zu diesem Thema [Holmes-Siedle 1993].

Die in Fasern strahleninduzierte Dämpfung wird auch durch eine Vielzahl von Faktoren auf der Ebene der Lichtwellenleiter selbst beeinflusst, z.B. durch absichtliche Dotierungen, geringste Verunreinigungen in der Faser und durch das Herstellungsverfahren. Aus diesem Grund kann die Abschätzung nicht die unmittelbaren Messun-

gen mit den Gittern ersetzen. Einen Überblick über den Strahlungseinfluß auf unterschiedliche Lichtwellenleiter gibt der Artikel von Henschel et al. [Henschel 1993].

Neustruev et al. [Neustruev 1989] untersuchen die strahlungsinduzierte Dämpfung nicht nur bei den in der Telekommunikation verwendeten Wellenlängen im Infraroten, sondern auch weit in den ultravioletten Teil des Spektrums hinein. Dazu dienen ihnen Abschnitte von Faserpreformen, die mit 11 mol% Germanium dotiert sind. Die Bestrahlung erfolgt mit einer ^{60}Co -Quelle bis zu Energiedosen $D = 100 \text{ kGy}$ bei einer Energiedosisleistung $\dot{D} = 2,7 \text{ Gy/s}$. Die spektrale Abhängigkeit der induzierten Dämpfung $\Delta\alpha$ zeigt Bild 2.3. Sie ist hauptsächlich auf Farbzentren zurückzuführen, die im ultravioletten Spektralbereich absorbieren [Neustruev 1989]. Mit Neustruevs Meßergebnissen und Gleichung (2.7) kann der Strahlungseinfluß auf faseroptische Bragg-Gitter abgeschätzt werden.

Dazu wird angenommen, daß die γ -Strahlung die gleichen Farbzentren erzeugt wie UV-Licht der Wellenlänge $\lambda = 248 \text{ nm}$. Nach Neustruev [Neustruev 1989] ist diese Annahme gerechtfertigt. Weitere, kleinere Absorptionsbanden werden vernachlässigt.

Die γ -induzierten Dämpfungsänderungen $\Delta\alpha_i$ bei den drei Absorptionsbanden (lokalisiert bei $\lambda_1 = 195 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 242 \text{ nm}$ und $\lambda_3 = 256 \text{ nm}$) lassen sich aus Bild 2.3 [Neustruev 1989] ablesen: Für die Abschätzung werden alle $\Delta\alpha_i = 10^7 \text{ dB/km} = 10 \text{ dB/mm} = 2300 \text{ m}^{-1}$ gesetzt. Die Breiten B_i der

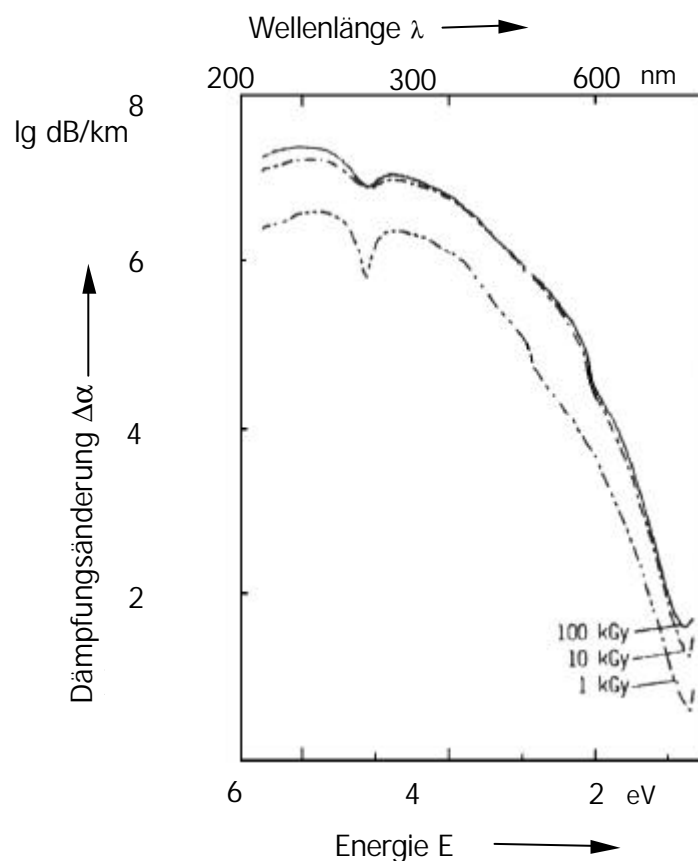


Bild 2.3: Induzierte Dämpfung $\Delta\alpha$ in einer germaniumdotierten Faserpreform (11 mol% Ge) aufgrund von γ -Bestrahlung (^{60}Co , Dosisleistung $\dot{D} = 2,7 \text{ Gy/s}$) für verschiedene Energiedosen. [Neustruev 1989]

Absorptionsbanden werden von Dong [Dong 1995] übernommen. Aus diesen Dämpfungsänderungen im Ultravioletten resultiert nach Gleichung (2.7) eine Brechungsindexänderung Δn_{eff} bei der Wellenlänge $\lambda = 690 \text{ nm}$ in Höhe von $\Delta n_{\text{eff}} = 2,2 \cdot 10^{-6}$.

Die Bewertung dieses Ergebnisses wird im Rahmen der Beschreibung der Gittercharakterisierung in Abschnitt 3.3.2 vorgenommen.

Dieses Resultat wird auch durch eigene Messungen an Abschnitten einer Faserpreform bestätigt. Die benutzte Preform stammt von der Firma Fibercore® und enthält ca. 5 mol% GeO_2 . Von dem Glasstab werden drei mehrere Millimeter dicke Scheiben abgesägt, in ein Epoxydharz eingebettet und bis auf eine Dicke von einigen hundert Mikrometern geläppt. Anschließend wird ihre optische Dämpfung α bei der Wellenlänge $\lambda = 244 \text{ nm}$ gemessen. Als Lichtquelle dient ein frequenzverdoppelter Argon-Laser, der auch für die Herstellung der Bragg-Gitter eingesetzt wird. Der Strahl ist durch eine Linse auf die Preformscheibe fokussiert, die transmittierte Lichtleistung P_{Preform} wird mit einem Laserleistungsmeßgerät (LaserProbe Rm-3700 mit Meßkopf RkT-10) gemessen (Bild 2.4).

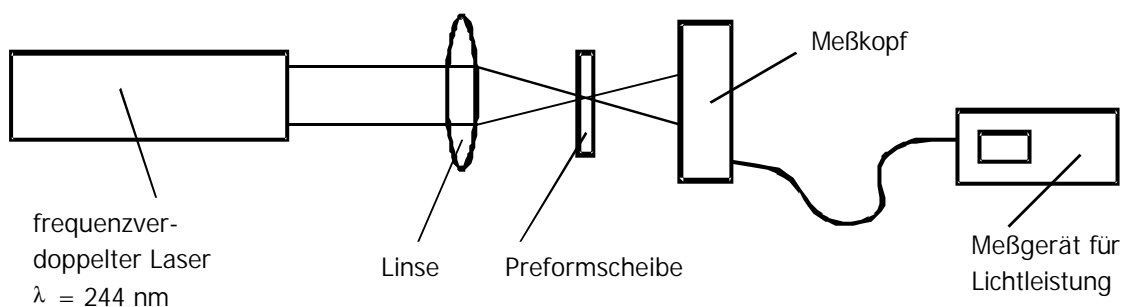


Bild 2.4: Versuchsaufbau zur Messung der optischen Dämpfung an Preformscheiben

Ohne die Preformscheibe wird eine ungedämpfte höhere Lichtleistung P_{Laser} gemessen. Die Dämpfung der Preformscheibe errechnet sich dann aus:

$$\alpha_{\text{Preform}} = 10 \cdot \lg \frac{P_{\text{Preform}}}{P_{\text{Laser}}} \quad (2.8)$$

Anschließend sind die drei Preformscheiben im Abklingbecken für Brennelemente des Forschungsreaktors II am Forschungszentrum Jülich mit γ -Strahlung (Energiedosis $D = 100 \text{ kGy}$, Energiedosisleistung $\dot{D} = 4 \text{ kGy/h}$, mittlere Energie $E = 700 \text{ keV}$) bestrahlt und die Dämpfungsmessung nach maximal zwei Stunden nach Bestrahlung-

sende (Probenausbau und -transport) bei gleicher Wellenlänge wiederholt worden. Das Ergebnis der Absorptionsmessung ist in Tabelle 2.4 zusammengefaßt.

Tabelle 2.4: Dämpfungsänderung $\Delta\alpha_{\text{Preform}}$ bei $\lambda = 244$ nm in drei Preformscheiben gleichen Typs nach γ -Bestrahlung (Energiedosis $D = 100$ kGy, $\dot{D} = 4$ kGy/h, $E = 700$ keV) und die daraus nach Gleichung (2.7) resultierende Brechungsindexänderung Δn_{eff} .
 λ Wellenlänge; α optische Dämpfung

Preform-scheibe	α_{Preform} in dB/mm vor der Bestrahlung	α_{Preform} in dB/mm nach der Bestrahlung	$\Delta\alpha_{\text{Preform}}$ in dB/mm	Δn_{eff} (errechnet)
Fibercore I	20,8	26,7	5,9	
Fibercore II	21,2	26,8	5,6	
Fibercore III	21,0	26,9	5,9	
Arith. Mittel			5,8	$1,3 \cdot 10^{-6}$

Das arithmetische Mittel der γ -induzierten Dämpfungsänderungen $\Delta\alpha_{\text{Preform}}$ aus Tabelle 2.4 beträgt $\Delta\alpha_{\text{Preform}} = 5,8$ dB/mm. Zur Abschätzung der daraus resultierenden Brechungsindexänderung Δn_{eff} werden analog zu obiger Rechnung nach Gleichung (2.7) die γ -induzierten Dämpfungen $\Delta\alpha_i$ bei allen Wellenlängen $\lambda = 195$ nm, $\lambda = 244$ nm und $\lambda = 256$ nm identisch angesetzt, hier mit $\Delta\alpha_i = 5,8$ dB/mm. Die Breiten der Absorptionsbanden B_i werden von Dong [Dong 1995] übernommen. Mit Gleichung (2.7) resultiert aus diesen Dämpfungsänderungen $\Delta\alpha_i$ eine Brechungsindexänderung $\Delta n_{\text{eff}} = 1,3 \cdot 10^{-6}$ bei der Wellenlänge $\lambda = 690$ nm, die in Tabelle 2.4 ebenfalls dargestellt ist.

Die eigenen Meßergebnisse befinden sich somit in guter Übereinstimmung mit Neustruevs Daten, der bei seinen Preformscheiben eine γ -induzierte Dämpfungsänderung $\Delta\alpha = 10$ dB/mm gemessen hat [Neustruev 1989]. Die Bewertung dieses Resultats und die Konsequenzen für die Gitterparameter werden in Abschnitt 3.3.2 im Zuge der Beschreibung der Gittercharakterisierung diskutiert.

3 Herstellung faseroptischer Bragg-Gitter

3.1 Interferometeraufbau und Herstellung faseroptischer Bragg-Gitter

Die zahlreichen für die Bestrahlungsversuche erforderlichen faseroptischen Bragg-Gitter müssen eigens im Labor hergestellt werden (vgl. Kapitel 1).

Um eine periodische Brechungsindexmodulation in einem Lichtwellenleiter zu erzeugen, wird dieser von der Seite mit einem Interferenzstreifenmuster belichtet. Eine wichtige Rolle spielt dabei die Wahl der Lichtwellenlänge λ , die zur Belichtung verwendet wird. Laserlicht im Wellenlängenbereich zwischen $\lambda = 240$ nm und $\lambda = 250$ nm ist - wie in Kapitel 2.3.3 erläutert - am besten geeignet: An den Stellen des Lichtwellenleiters, wo das Interferenzmuster Maxima aufweist, ändert sich der Kernbrechungsindex der Faser am stärksten wegen der Photoempfindlichkeit des germaniumdotierten Glases bei dieser Wellenlänge.

Zum Erzeugen des Interferenzmusters wird ein interferometrischer Aufbau verwendet. So können Gitter unterschiedlicher Braggwellenlänge hergestellt werden, die für den Bau von Bragg-Gitter-Sensoren erforderlich sind. Verschiedene Interferometertypen für die Produktion faseroptischer Bragg-Gitter sind bekannt [Dakin 1996, Campbell 1994]; aber auch mit sogenannten Phasenmasken - dies sind Beugungsgitter fester Gitterperiode, durch die die Fasern belichtet werden [Kashyap 1994, Hill 1993] - sind Bragg-Gitter herstellbar.

Bild 3.1 beschreibt die Erzeugung des UV-Lichts der Wellenlänge $\lambda = 244$ nm. Als Lichtquelle dient ein Argonionenlaser (Spectra Physics, Modell 2040), dessen 488 nm-Linie mit einem Bariumbetaboratkristall (BBO-Kristall) verdoppelt wird, Bild 3.1. Zum Prinzip der Frequenzverdopplung sei auf weiterführende Literatur verwiesen [Bergmann 1993]. Die technische Konzeption der Frequenzverdopplung stammt im wesentlichen von der Firma Radiant Dyes. Durch Entfernen des Auskoppelspiegels und Verwendung eines externen Endspiegels ist der Laserresonator um ca. 50 cm verlängert worden.

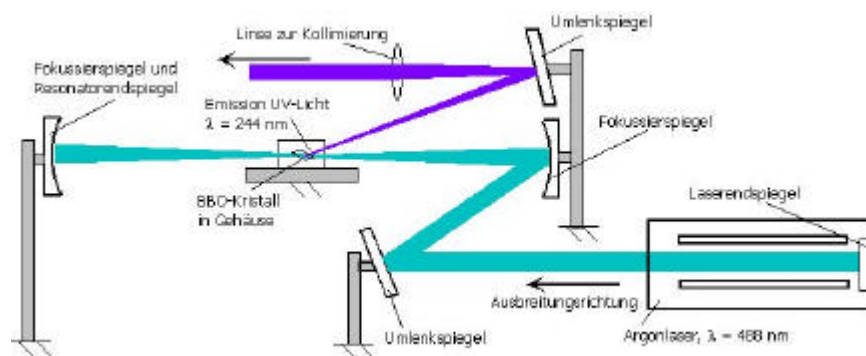


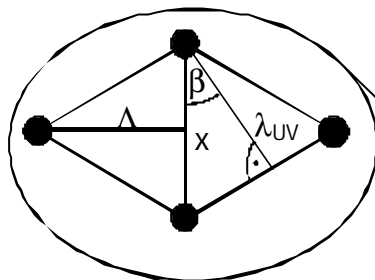
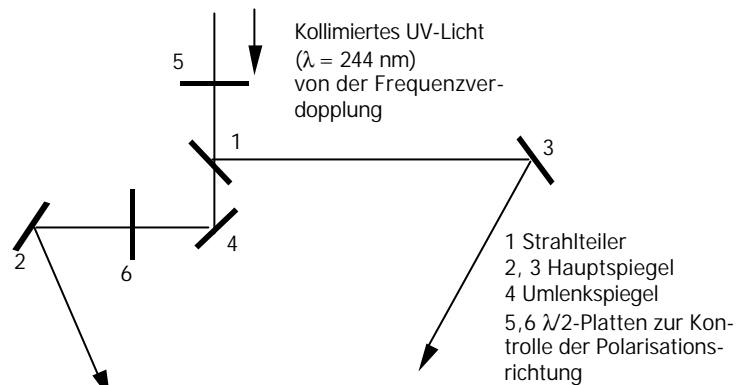
Bild 3.1: Erzeugung von UV-Licht der Wellenlänge $\lambda = 244 \text{ nm}$ mittels Frequenzverdopplung eines Argon-Lasers

Der BBO-Kristall befindet sich innerhalb des verlängerten Resonators. Man erreicht auf diese Weise eine sogenannte Intra-Cavity-Verdopplung mit relativ hoher Effizienz. Im Falle einer optimalen Justierung aller Komponenten steht nach der Frequenzverdopplung eine maximale Lichtleistung $P_{UV} = 100 \text{ mW}$ bei einer Wellenlänge $\lambda = 244 \text{ nm}$ zur Verfügung.

Das resultierende Strahlprofil ist elliptisch, was in diesem Falle wünschenswert ist, da das UV-Licht einen einige Millimeter langen, aber nur wenige Mikrometer breiten Bereich des Lichtwellenleiters belichten soll. Allerdings ist der Strahl divergent und muß deshalb hinter der Frequenzverdopplung durch eine langbrennweitige Linse kollimiert werden. Eine weitere Verbesserung bringt ein Gebläse mit Partikelfilter zur Vermeidung größerer Staubpartikel im Strahlengang des Argonlasers, die die Effizienz der Frequenzverdopplung mindern.

Das kollimierte UV-Licht wird über zwei weitere Umlenkspiegel zum Interferometer geführt, mit dem die faseroptischen Bragg-Gitter einbelichtet werden, Bild 3.2a. Bevor das linear polarisierte UV-Licht auf den polarisationsabhängigen Strahlteiler trifft, wird die Polarisations Ebene mittels einer $\lambda/2$ -Platte so gedreht, daß es der Strahlteiler im Verhältnis 1:1 teilt. In beiden Interferometerarmen liegt nun linear polarisiertes Licht vor, das allerdings unterschiedliche Orientierung zueinander aufweist. Um maximalen Kontrast des Interferenzmusters zu erhalten, muß in einem Zweig des Interferometers die Polarisationsrichtung mit Hilfe einer weiteren $\lambda/2$ -Platte der Orientierung im anderen Zweig angepaßt werden.

a) Erzeugung eines Interferenzmusters der Periode Λ zur Belichtung der Lichtwellenleiter mittels Aufteilung des UV-Lichts und konstruktiver Überlagerung



Es gilt:

$$\tan b = \frac{x/2}{\Lambda} \quad \text{und} \quad \cos b = \frac{I_{UV}}{x}$$

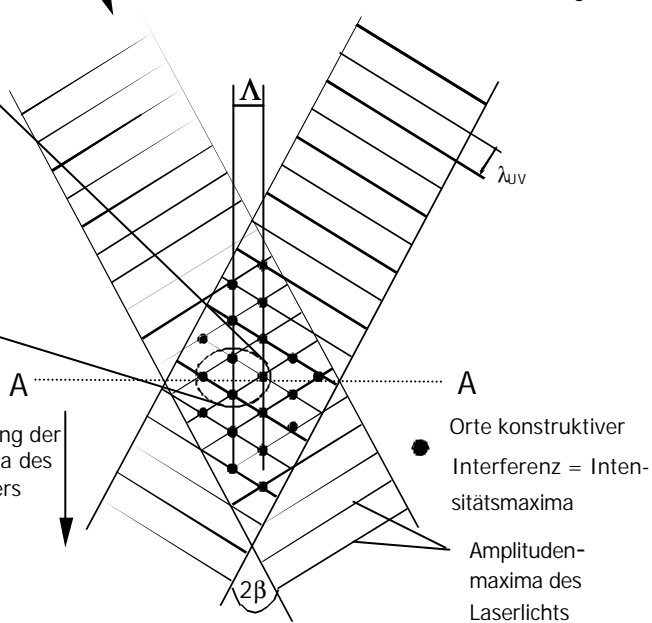
und damit:

$$\cos b = \frac{I_{UV}}{2 \cdot \Lambda \cdot \tan b}$$

Auflösen nach Λ :

$$\Lambda = \frac{I_{UV}}{2 \cdot \sin b} \quad (\text{in Vakuum})$$

Bewegungsrichtung der Intensitätsmaxima des Interferenzmusters



b) Schnitt A - A Befestigungsort des Lichtwellenleiters

Es gilt:

$$\frac{n}{n_{cl}} = \frac{\sin b_1}{\sin b} \quad \text{und} \quad \frac{n_{cl}}{n_{co}} = \frac{\sin b_2}{\sin b_1}$$

$$\text{damit: } \sin b_2 = \frac{\sin b}{n_{co}} \quad \text{und} \quad \Lambda = \frac{I_{UV} / n_{co}}{2 \cdot \sin b_2}$$

$$\text{Wie im Vakuum gilt: } \Lambda = \frac{I_{UV}}{2 \cdot \sin b} \quad \text{da } \sin b_2 = \frac{\sin b}{n_{coUV}}$$

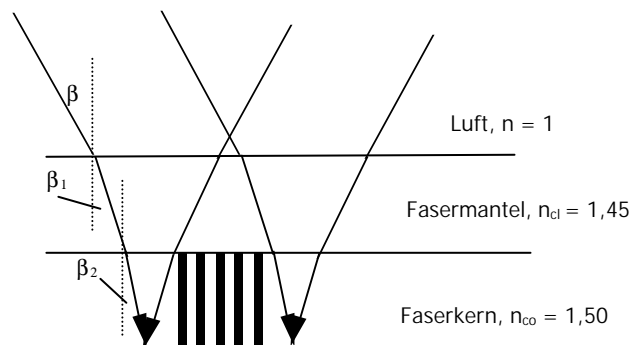


Bild 3.2: Erzeugung eines Interferenzmusters der Periode Λ mit einem Interferometer (a), Brechung und Überlagerung der Teilstrahlen im Lichtwellenleiter (b), schematisch. Λ Periode des Interferenzmusters, x Vertikaler Abstand der Intensitätsmaxima, 2β Winkel zwischen den Interferometerteilstrahlen

Somit überlagern sich zwei Teilstrahlen mit identischer Polarisation. Bei zu geringem Kontrast weist das einbelichtete Bragg-Gitter eine geringere Brechungsindexmodulation zwischen belichteten und unbelichteten Bereichen auf, was die Reflektivität R des Gitters verringert.

Die beiden Hauptspiegel sind so zu justieren, daß sich die Teilstrahlen am Ort der Faser überlagern. Der Umlenkspiegel dient zur Orientierung des Strahls um zu gewährleisten, daß sich die beiden Teilstrahlen nicht mit ihrem Spiegelbild überlagern, da sie der gleichen Anzahl von Reflexionen unterworfen sind und die gleiche räumliche Modenverteilung aufweisen. Beide Teilstrahlen werden vor der Überlagerung durch zwei Zylinderlinsen auf den Lichtwellenleiter fokussiert, um eine möglichst hohe Leistungsdichte $P_D = 11 \text{ W/cm}^2$ bei einer Fokusslänge $f = 6 \text{ mm}$ am Ort der Faser zu erzielen.

Der Winkel 2β , unter dem die Überlagerung der beiden Teilstrahlen erfolgt, bestimmt die Periode des faseroptischen Bragg-Gitters. Bild 3.2b stellt die beiden Teilstrahlen des Interferometers beim seitlichen Eintritt in den Lichtwellenleiter dar. Beide Interferometerteilstrahlen werden an den Grenzflächen der Bereiche unterschiedlicher Brechungsindices gebrochen. Die Überlagerung der beiden Strahlen im Kern der Faser erzeugt ein Interferenzstreifenmuster der gleichen Periode wie es die Überlagerung der Teilstrahlen in Luft oder Vakuum ergibt. Für die Berechnung der Periode Λ des Interferenzmusters brauchen die Brechungsindices der Lichtwellenleiter demzufolge nicht berücksichtigt zu werden. Λ ist nur von der Wellenlänge λ_{UV} des Lasers und vom Winkel 2β , unter dem sich die Teilstrahlen überlagern, abhängig.

Die Kohärenzlänge l_{k0} des frequenzverdoppelten Lasers beträgt $l_{k0} = 15 \text{ mm}$. Die optischen Weglängen für beide Teilstrahlen des Interferometers müssen innerhalb dieser Kohärenzlänge l_{k0} übereinstimmen.

Da bei diesem optischen Aufbau lange offene Lichtwege erforderlich sind - je Interferometerarm ca. 100 cm - beeinflussen mechanische Schwingungen, Temperatureinflüsse, Luftströmungen oder instabile Aufbauten die Stabilität des Interferenzmusters negativ. So müssen alle optischen Bauelemente in Präzisionshalterungen gefaßt werden und das Interferometer gekapselt werden, um auch Luftströmungen fernzuhalten. Bild 3.3 zeigt eine Fotografie des Aufbaus.

Nach dem in diesem Abschnitt beschriebenen Verfahren werden alle für diese Arbeit benötigten Bragg-Gitter hergestellt, insgesamt rund 300 Stück in zwei Wellenlängenbereichen, nämlich zwischen $675 \text{ nm} < \lambda_B < 695 \text{ nm}$ und $795 \text{ nm} < \lambda_B < 820 \text{ nm}$.

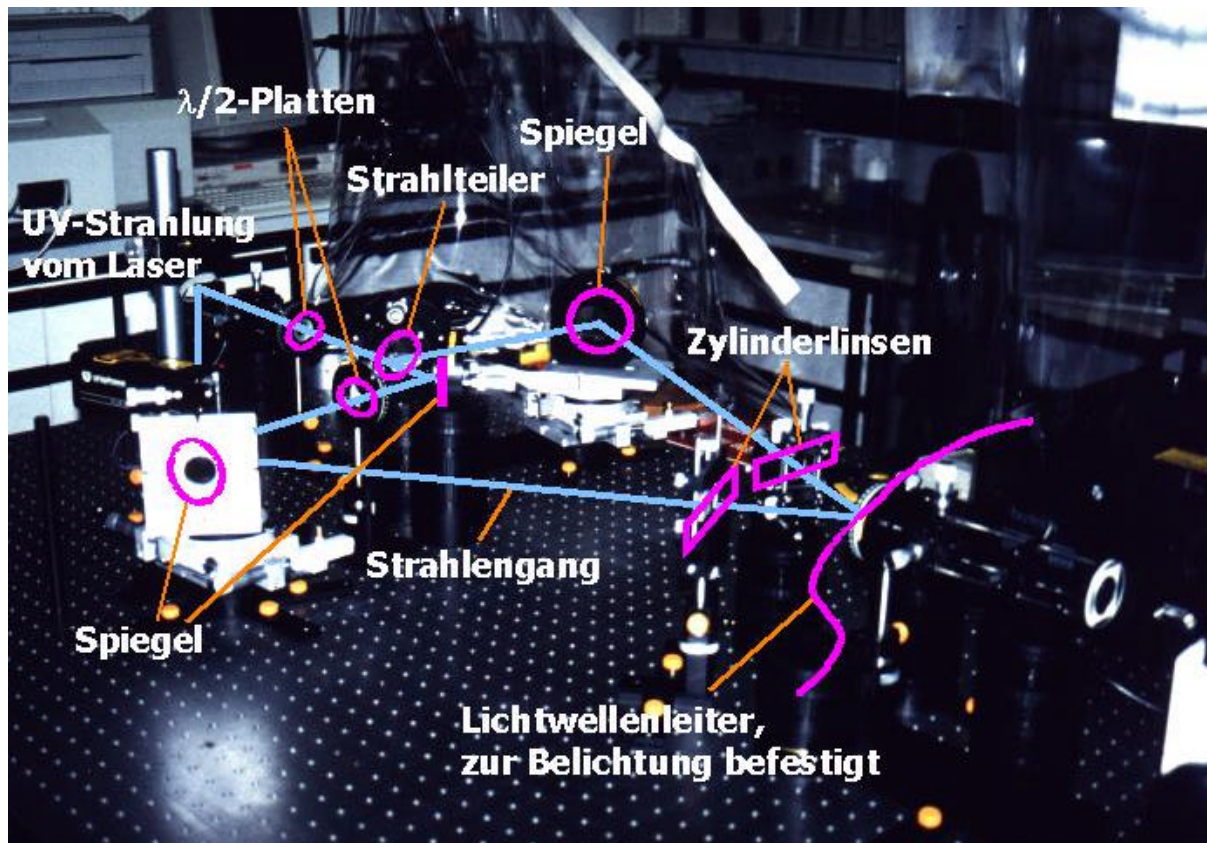


Bild 3.3: Laboraufbau des Interferometers zur Herstellung faseroptischer Bragg-Gitter

Diese beiden Wellenlängenbereiche werden gewählt, da ionisierende Strahlung allgemein zu kürzeren Wellenlängen hin größere Dämpfungs- bzw. Brechungsindexänderungen verursacht. Dies zeigen eigene Messungen - bei verschiedenen Wellenlängen λ - der strahlungsinduzierten Dämpfung an Lichtwellenleitern mit ähnlicher Zusammensetzung wie die in dieser Arbeit verwendeten Fasern, aber ohne einbelichtete Bragg-Gitter. Das Ergebnis dieser Messungen ist in Tabelle 3.1 dargestellt.

Einerseits erscheint somit der Betrieb faseroptischer Bragg-Gitter-Sensoren zur Strahlungsmessung bei kurzen Wellenlängen aussichtsreicher als bei größeren Wellenlängen, andererseits lassen sich etwaige Einflüsse ionisierender Strahlung auf die Gitter in diesen Wellenlängenbereichen leichter quantifizieren.

Tabelle 3.1: Strahlungsinduzierte Dämpfung eines Multimodelichtwellenleiters bei verschiedenen Wellenlängen λ nach γ -Bestrahlung (^{60}Co -Strahlung, Energie $E = 1,3$ MeV, Energiedosis $D = 20$ Gy).
 λ Lichtwellenlänge, Ge Germanium, P Phosphor, Co Cobalt

	$\lambda = 450$ nm	$\lambda = 660$ nm	$\lambda = 820$ nm
Faser Siecor [®] CPC-4: 26 % Ge, 4 % P	$\alpha = 0,46$ dB/Gym	$\alpha = 5 \cdot 10^{-3}$ dB/Gym	$\alpha < 10^{-3}$ dB/Gym

3.2 Eigenschaften der faseroptischen Bragg-Gitter

Idealerweise liegen bei einem faseroptischen Bragg-Gitter im Kernbereich des Lichtwellenleiters scharf abgegrenzte Bereiche unterschiedlichen Brechungsindex vor, wie es in Bild 3.4 schematisch dargestellt ist.

Der obere Teil des Bildes stellt ein ideales Bragg-Gitter dar, der untere Teil die real auftretende Brechungsindexmodulation.

Sofern das Licht vom optisch dünneren in ein optisch dichteres Medium gelangt, kommt es zu einem Phasensprung $\Delta\varphi = \pi$ oder $\Delta\varphi = \lambda/2$ bei der reflektierten Welle. Bei der Reflexion an einem optisch dünneren Medium wie in Ebene 2, erfolgt kein Phasensprung. Deshalb ist der Gangunterschied g der optischen Wege zwischen den reflektierten Strahlen

$$g = 2 n_{\text{eff}} \cdot \frac{E}{2} + \frac{\dot{e}}{2}$$

Die Bedingung für eine konstruktive Überlagerung ist $g = m\lambda$. Mit $m = 1$ erhält man die Gleichung für die Braggwellenlänge λ_B : $\lambda_B = 2 n_{\text{eff}} \Lambda$

- 1, 2, 3, 4 Grenzflächen
- n_{eff} Effektiver Brechungsindex
- λ_B Braggwellenlänge
- g Gangunterschied

- $\Delta\varphi$ Phasensprung
- Λ Gitterperiode, $\Lambda = \lambda/4$
- n_x Brechungsindices
- m Ganze Zahl

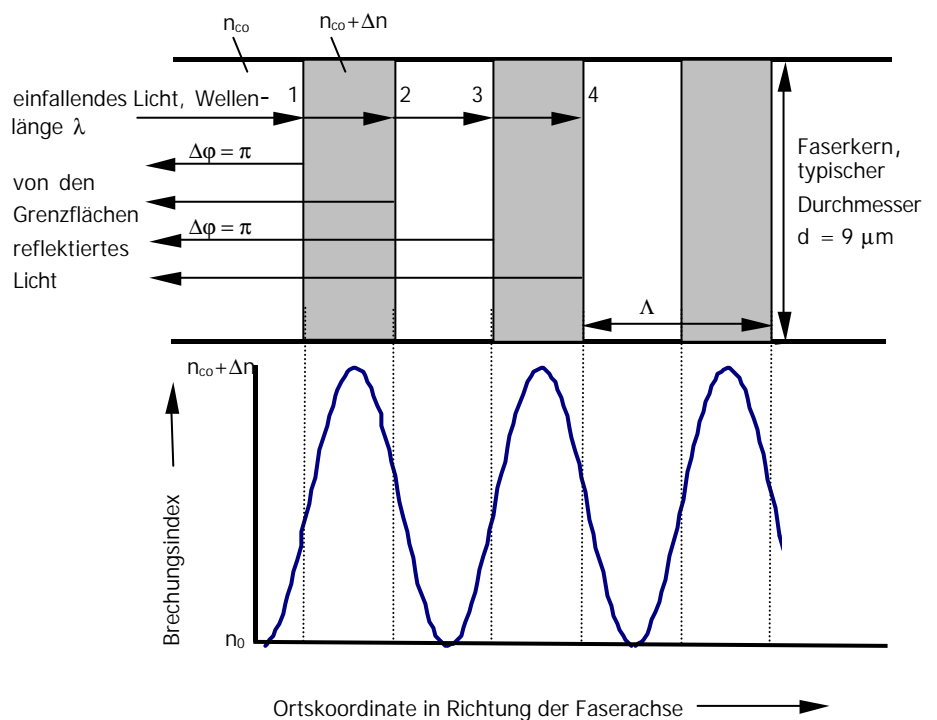


Bild 3.4: Lichtreflexion an einem idealisierten faseroptischen Bragg-Gitter

Tatsächlich ergeben sich bei der Gitterherstellung keine scharf voneinander abgegrenzten Bereiche, sondern periodische Zonen mit erhöhtem Brechungsindex an den Stellen der Faser, die mit UV-Licht belichtet werden und einem kontinuierlichen, sinusoidalen [Campbell 1994] Übergang zwischen den Zonen, Bild 3.4.

Die Theorie der faseroptischen Bragg-Gitter kann aus der Betrachtung der Wellenausbreitung in dem Lichtwellenleiter entwickelt werden [Kashyap 1999]. Die durch Brechungsindexänderungen, wie sie faseroptische Bragg-Gitter darstellen, gestörte Wellenausbreitung im Lichtwellenleiter wird z.B. durch die Theorie der Gekoppelten Moden beschrieben [Yeh 1988]. Ziel einer theoretischen Beschreibung faseroptischer Bragg-Gitter ist ein funktionaler Zusammenhang zwischen der Reflektivität R des Gitters und der Lichtwellenlänge λ . Die Reflektivität ist der Quotient aus reflektierter Lichtleistung P_{out} und eingestrahelter Lichtleistung P_{in} bei einer bestimmten Wellenlänge:

$$R(\mathbf{l}) = \frac{P_{out}(\mathbf{l})}{P_{in}(\mathbf{l})}. \quad (3.1)$$

Die Wellenlänge λ , bei der die Reflektivität $R(\lambda)$ ihren Maximalwert einnimmt, wird als Braggwellenlänge λ_B bezeichnet. Die Maximalreflektivität R eines Gitters hängt von der Brechungsindexmodulation Δn und von der Gitterlänge L ab [Yeh 1988]. Daraus ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen Brechungsindexmodulation Δn und Reflektivität R :

$$\Delta n = \frac{\mathbf{l}_B \cdot \operatorname{arctanh} \sqrt{R}}{\mathbf{p}L}. \quad (3.2).$$

Neben der Braggwellenlänge λ_B und der Reflektivität R ist die dritte charakteristische Größe eines Peaks die Bandbreite $\Delta\lambda_{CM}$ des von einem Gitter reflektierten Lichts. Die Bandbreite $\Delta\lambda_{CM}$ definiert die Theorie der Gekoppelten Moden [Yeh 1988] als

$$\Delta \mathbf{l}_{CM} = 2 \cdot \left(\frac{\mathbf{p} \cdot \Delta n}{\mathbf{l}_B} + \frac{1}{\mathbf{l}_B} \right)^{-1}. \quad (3.3).$$

Der Ausdruck $\frac{\mathbf{p} \times \mathbf{Dn}}{\mathbf{I}_B}$ ist die Kopplungskonstante κ , die quantitativ die durch das Gitter verursachte Überkopplung von Licht gegen die ursprüngliche Ausbreitungsrichtung beschreibt [Yeh 1988]. Damit ist $\Delta\lambda_{CM}$

$$\mathbf{Dl}_{CM} = 2 \cdot \left(\frac{\mathbf{Dn}}{\mathbf{I}_B \cdot n_{eff}} + \frac{1}{\mathbf{I}_B} \right)^{-1}. \quad (3.4).$$

Die Bandbreite $\Delta\lambda_{CM}$ ist definiert an der Stelle des Reflexionspeaks, an der die Reflektivität R

$$R = \frac{\mathbf{k}^2 \cdot L^2}{1 + \mathbf{k}^2 \cdot L^2} \quad (3.5)$$

beträgt [Yeh 1988]. Die Bandbreite $\Delta\lambda_{CM}$ wird zur Verifikation der experimentellen Ergebnisse gemessen, da sie das Bindeglied zwischen den Gitterparametern bildet und sowohl von der Braggwellenlänge λ_B , als auch von der Reflektivität R , respektive der Brechungsindexmodulation Δn abhängig ist. Die Definition der Bandbreite $\Delta\lambda_{CM}$ ist grafisch veranschaulicht in Kapitel 3.3.2 dargestellt.

Die einbelichteten faseroptischen Bragg-Gitter weisen kein einzelnes isoliertes Reflexionsmaximum auf, sondern zeigen ein stark ausgeprägtes Maximum bei der Braggwellenlänge λ_B und zu kürzeren Wellenlängen hin im Abstand von einigen Nanometern mehrere Nebenmaxima, wie sie im oberen Teil von Bild 3.5 dargestellt sind. Die Ursache für die Nebenmaxima ist der Betrieb der Lichtwellenleiter unter ihrer Grenzwellenlänge λ_c . Somit können im Faserkern auch höhere Moden als der Grundmode geführt werden. Die Nebenmaxima entstehen, weil diese Moden auch die Bragg-Bedingung nach Gleichung (1.1) für das jeweilige Gitter erfüllen und weil die effektiven Brechungsindices für die jeweiligen Moden nicht identisch sind. Für die Zielsetzung dieser Arbeit stören die Nebenmaxima nicht. Die Grenzwellenlänge λ_c des Lichtwellenleiters ist festgelegt durch dessen Kerndurchmesser d_{co} und die Brechungsindices n_{co} und n_{cl} des Faserkerns bzw. des Fasermantels [Hentschel 1989].

Der obere Teil des Bildes 3.5 zeigt das gemessene Reflexionsspektrum eines faseroptischen Bragg-Gitters der Periode $\Lambda = 272,9$ nm in Lichtwellenleiter Fibercore® 345B,

der untere Bildteil eine Simulation um das Meßergebnis zu verifizieren. Die Simulation ist mittels des Programms Ifo-Gratings[®] der Firma Optiwave mit folgenden Daten durchgeführt worden: Gitterperiode $\Lambda = 272,9$ nm, Kernbrechungsindex $n_{co} = 1,4998$, Kerndurchmesser $d_{co} = 2,9$ μm . Dies sind die Parameter der Fibercore[®]-Faser 345B. Das Programm simuliert nach Angabe der Firma Optiwave auf der Basis der sogenannten Transfer-Matrix-Methode. Das Maximum bei $\lambda = 818,71$ nm entspricht dem Grundmode LP_{01} , ebenso wie das Maximum im unteren Teil des Bildes.

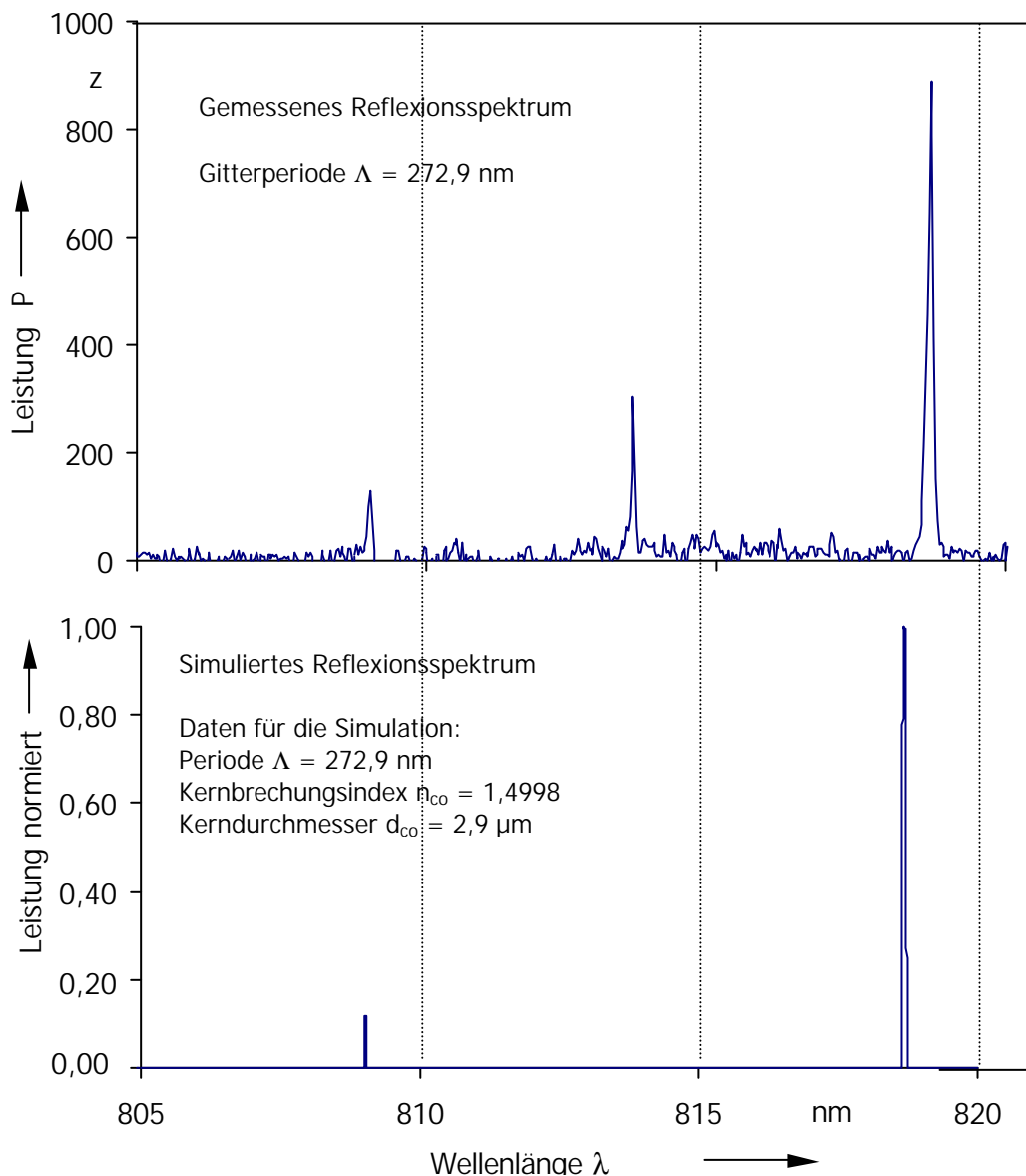


Bild 3.5: Vergleich zwischen dem gemessenen Reflexionsspektrum eines Bragg-Gitters der Periode $\Lambda = 272,9$ nm in der Faser Fibercore[®] 345B und der numerischen Simulation mittels der Software Ifo-Gratings[®] auf der Basis der Transfer-Matrix-Methode. z Zählheiten, $0 < z < 1024$

Das Nebenmaximum bei $\lambda = 809,03$ nm im oberen Bildteil entspricht dem Nebenmaximum bei $\lambda = 809,00$ nm im unteren Teil des Bildes 3.5. Der LP_{02} - Mode ist verantwortlich für dieses Nebenmaximum. Für das mittlere Nebenmaximum aus dem oberen Teil des Bildes bei $\lambda = 813,56$ nm ist der LP_{11} - Mode verantwortlich; in der Simulationssoftware wird dieser nicht berücksichtigt und ist deshalb im unteren Bildteil nicht vorhanden.

Das simulierte Reflexionsmaximum weist eine gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Reflexionsmaximum auf und bestätigt die Messung der Nebenmaxima in den Reflexionsspektren.

Analoge Meßergebnisse erhält man mit den übrigen untersuchten Lichtwellenleitern. In Bild 3.6 ist das Reflexionsspektrum eines Bragg-Gitters in der Faser Siecor[®] SMF-28 dargestellt. Hier werden sogar vier Moden geführt.

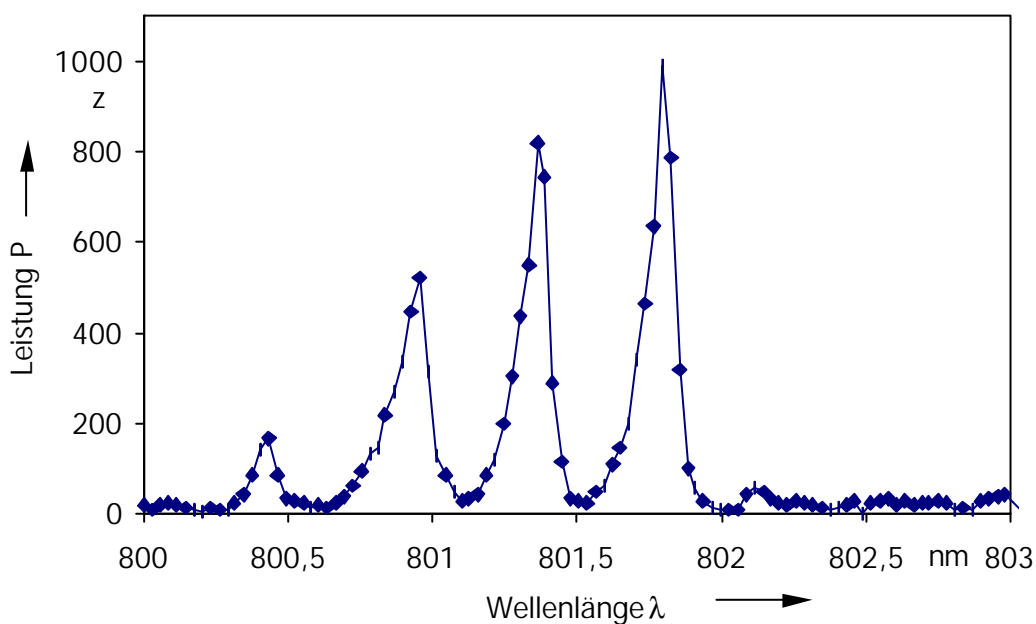


Bild 3.6: Reflexionsspektrum eines Bragg-Gitters in der Faser Siecor[®] SMF-28. Da der Lichtwellenleiter unter seiner Grenzwellenlänge λ_c betrieben wird, werden mehrere Moden geführt. z Zählheiten, Definition Kapitel 3.3

Die Periode Λ des Gitters beträgt dabei $\Lambda = 276$ nm.

3.3 Analyse der faseroptischen Bragg-Gitter

3.3.1 Versuchsaufbau und Datenerfassung

Zur Analyse der faseroptischen Bragg-Gitter nach der Herstellung wird wie in Bild 3.7 dargestellt, das Licht einer Halogenlampe in einen Einmodenlichtwellenleiter (Lichtwellenleiter 4) eingekoppelt und über einen 3 dB-Koppler in die Faser (Lichtwellenleiter 3) geführt, in die das Gitter zuvor eingeschrieben worden ist. Ein 3dB-Koppler teilt das Licht im Verhältnis 1:1 auf zwei Fasern auf. Der zweite Kopplerausgang (Lichtwellenleiter 2) befindet sich in Tetrachlorkohlenstoff, um Fresnelreflexionen zu minimieren. Diese treten an Grenzflächen zwischen Bereichen unterschiedlicher Brechungsindices auf. Je kleiner deren Brechzahldifferenz ist, desto kleiner ist die Fresnelreflektion. Der Brechungsindex n von Tetrachlorkohlenstoff beträgt bei Raumtemperatur $n = 1,45$. Der Kern von Lichtwellenleitern hat typischerweise einen Brechungsindex n im Bereich zwischen $n = 1,45$ und $n = 1,50$. Die Differenz der Brechungsindices von Tetrachlorkohlenstoff und dem Faserkern ist somit gering genug, daß Fresnelreflexionen praktisch vermieden werden: Das Faserende ist „abgesumpft“.

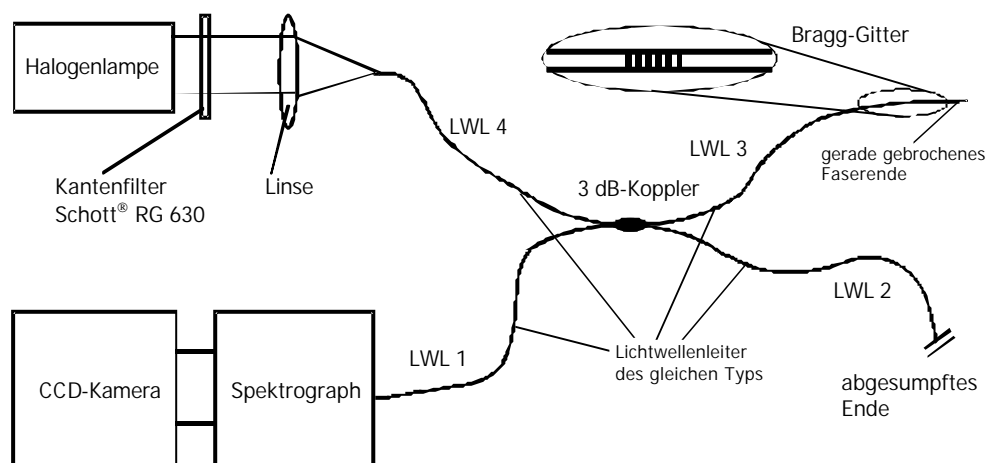


Bild 3.7: Schema des Aufbaus zur Charakterisierung der faseroptischen Bragg-Gitter.
LWL Lichtwellenleiter, CCD Charge-coupled Device

Zwischen den faseroptischen Steckern befindet sich außerdem ein Gel mit dem Brechungsindex $n = 1,45$, um Fresnelreflexionen an den Steckverbindungen zu minimieren.

Das von dem Bragg-Gitter reflektierte Licht gelangt über den 3 dB-Koppler und den Lichtwellenleiter 1 in den Spektrographen (Chromex 250 IS), der über drei austauschbare Gitter verfügt. Für die Charakterisierung der faseroptischen Bragg-Gitter wird ein Beugungsgitter mit 1200 Linien/mm verwendet. Die erreichbare spektrale Auflösung hängt von der Linienanzahl des Beugungsgitters ab und ist um so größer, je höher die Linienanzahl ist. Die in dieser Arbeit mit dem Auswertesystem erzielte Auflösung wird in diesem Kapitel quantifiziert.

Das aus dem Spektrographen austretende optische Spektrum wird mittels einer gekühlten CCD-Kamera (Hamamatsu C 3640) aufgenommen. Zwischen der Halogenlampe und dem Koppler befindet sich ein Kantenfilter (Schott® RG 630), der den Spektralbereich absorbiert, in dem höhere Beugungsordnungen des Spektrographen auftreten.

Die CCD-Kamera verfügt über einen lichtempfindlichen Chip mit 1024 Bildpunkten in einer Zeile des Chips, der sich im Fokus des Spektrographen befindet, so daß das zu analysierende optische Spektrum scharf auf den Chip abgebildet wird. Die auf jeden einzelnen Bildpunkt treffende Lichtleistung P wird durch einen Zahlenwert z zwischen 0 und 1024 quantifiziert, so daß jedem Bildpunkt auf dem Chip ein Wert z zugeordnet ist.

Um eine Wellenlängenkalibrierung zu erhalten, wird bei einer festen Position I des Beugungsgitters des Spektrographen ein Helium-Neon-Laser, dessen Wellenlänge $\lambda = 632,80$ nm beträgt, in den Fasereingang des Spektrographen eingekoppelt. Anschließend wird das Beugungsgitter des Spektrographen über eine Feinverstellung in Position II gedreht. Die Drehung entspricht einer Wellenlängenverschiebung von $\Delta\lambda = 20,00$ nm und ist willkürlich gewählt. Mit der Drehung des Beugungsgitters bewegt sich das zu analysierende Spektrum über den lichtempfindlichen Chip, Bild 3.8. Aus der bekannten Wellenlängenverschiebung $\Delta\lambda = 20,00$ nm und der Messung der beiden zueinander verschobenen Intensitätsverteilungen kann die Numerierung der CCD-Bildpunkte in eine Wellenlängenskalisierung überführt werden. Der Abstand zweier Bildpunkte auf dem Kamerachip entspricht einer Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda = 0,028$ nm. Der beschriebene Kalibriervorgang ist erneut durchzuführen werden, wenn Kamera und Spektrograph gegeneinander verschoben werden.

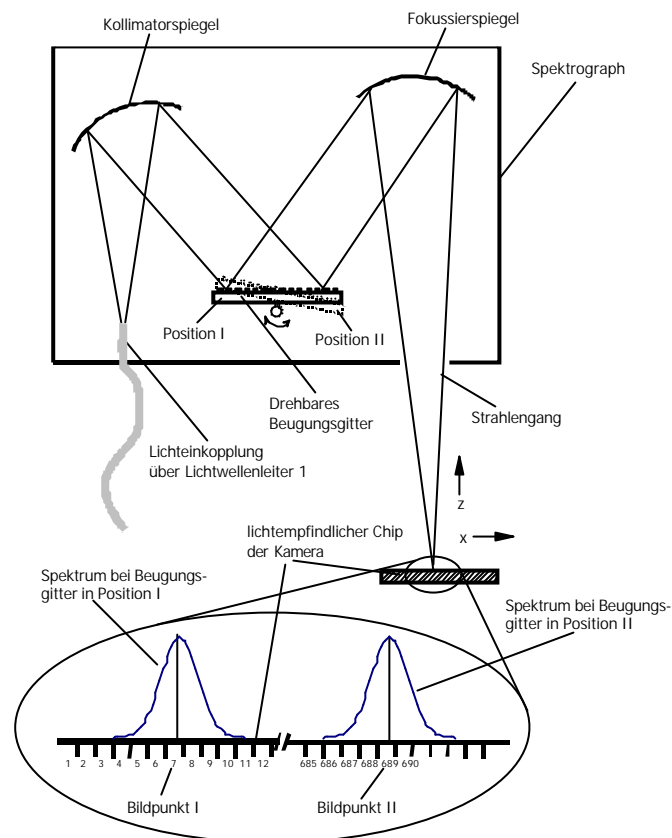


Bild 3.8: Aufbau des Spektrographen mit der Kamera zur Detektion der Spektren. Eine Drehung des Beugungsgitters verursacht eine Verschiebung des zu analysierender Spektrums in x-Richtung auf dem Kamerachip

Die bei der Wellenlängenmessung erzielbare Auflösung ist bei diesem Verfahren bestimmt durch

- die Anzahl der Linien auf dem Beugungsgitter des Spektrographen,
- die Anzahl z der Bildpunkte auf dem lichtempfindlichen Chip der Kamera,
- den Kerndurchmesser d_{co} des Lichtwellenleitereingangs des Spektrographen,
- die Positionierung der Kamera vor dem Spektrographen in z -Richtung (s. Bild 3.8).

Nach der Wellenlängenkalibrierung müssen die gemessenen Spektren noch um wellenlängenabhängige Faktoren der Geräte korrigiert werden. Die Halogenlampe weist eine spektrale Leistungsverteilung $P_H(\lambda)$ auf. Das Beugungsvermögen $\rho_G(\lambda)$ des Gitters des Spektrographen und die Nachweisempfindlichkeit der CCD-Kamera $\rho_{CCD}(\lambda)$ sind ebenfalls von der Wellenlänge λ abhängig. Diese Korrekturmethode ist

ein in der Spektroskopie übliches Verfahren: Die spektrale Leistungsverteilung $P_H(\lambda)$ der Halogenlampe wird mit den spektralen Abhängigkeiten der Beugungsgittereffizienz $\rho_G(\lambda)$ und der Nachweisempfindlichkeit der Kamera $\rho_{CCD}(\lambda)$ multipliziert und das Resultat auf den Wert 1 normiert:

$$k(\mathbf{I}) = P_H(\mathbf{I}) \cdot r_G(\mathbf{I}) \cdot r_{CCD}(\mathbf{I}) . \quad (3.6)$$

Das Ergebnis $k(\lambda)$ ist ein Korrekturdatensatz, durch den die gemessenen Spektren zu dividieren sind:

$$P(\mathbf{I}_i) = \frac{z(\mathbf{I}_i)}{k(\mathbf{I}_i)} , \quad (3.7)$$

mit $0 < z(\lambda_i) < 1024$. Daraus resultiert z.B. eine geringere Gewichtung derjenigen Wellenlänge λ_i , für die die Kamera besonders empfindlich ist bzw. die das Beugungsgitter besonders gut reflektiert.

Zum Test des Interferometers und des Aufbaus zur Messung der Reflexionsspektren der Bragg-Gitter wird folgender Versuch unternommen: Ein Stück des Lichtwellenleiters Fibercore[®] 345B der Länge $l = 2$ m wird am Ort der Überlagerung der beiden Interferometerstrahlen befestigt - Bild 3.2 - und mit dem Meßaufbau nach Bild 3.7 verbunden. Die Belichtung mit dem UV-Licht wird vorerst noch nicht gestartet. Die Hauptspiegel des Interferometers sind so justiert, daß sich die beiden Teilstrahlen unter einem Winkel $2\beta = 53,1^\circ$ überlagern. Damit beträgt nach Bild 3.2 die Periode Λ des Interferenzmusters $\Lambda = 272,9$ nm.

Nachdem die Halogenlampe eingeschaltet ist – Bild 3.7 – gelangt das Licht über den Koppler in die dahinter angeschlossenen Lichtwellenleiter 2 und 3 und tritt an deren Ende wieder aus. Dabei wird von dem spiegelgebrochenen - d.h. gerade gebrochenen - Ende des einen Lichtwellenleiters aufgrund der Brechungsindexänderung am Übergang Glas/Luft ein Teil des Lichts reflektiert. Wie groß diese Fresnel-Reflektion R_F ist, hängt von der Brechungsindexdifferenz zwischen den beiden Medien ab. Es gilt für den Übergang von einem Medium mit dem Brechungsindex n_{co} in Luft [Bergmann 1993]:

$$R_F = \left(\frac{n_{co} - 1}{n_{co} + 1} \right)^2 \quad (3.8)$$

In diesem Fall beträgt mit dem Kernbrechungsindex $n_{co} = 1,4998$ der Fibercore[®]-Faser die Fresnelreflektion $R_F = 4,0 \%$. Von dem abgesumpften Faserende erfolgt wie oben erläutert praktisch keine Reflexion. Das von der Fresnelreflexion stammende Licht gelangt über den Koppler und den Spektrographen auf den Kamerachip und wird dort detektiert. Das gemessene Spektrum ist in Bild 3.9 dargestellt.

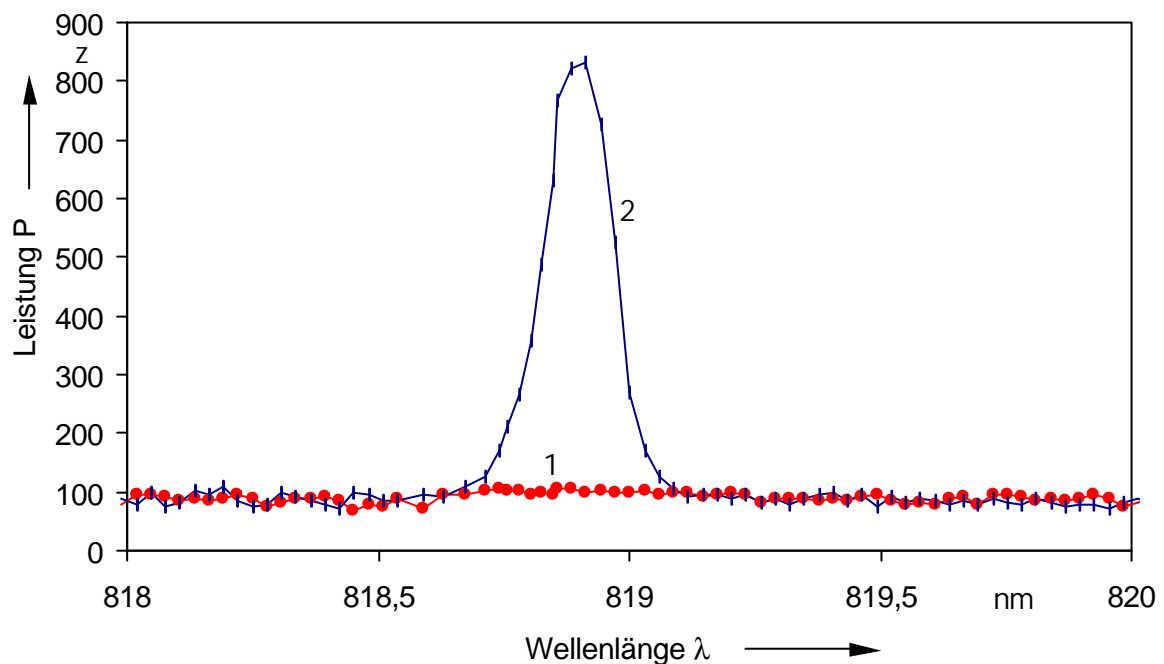


Bild 3.9: Spektrum $P_F(\lambda)$ der Fresnelreflektion von einem spiegelgebrochenen Faserende (1); Spektrum $P_{FBG,F}(\lambda)$ eines faseroptischen Bragg-Gitters (2) hergestellt durch UV-Belichtung in Faser Fibercore[®] 345B, $\lambda = 244 \text{ nm}$, $P_D = 11 \text{ W/cm}^2$
 λ Wellenlänge, P_D Leistungsdichte des UV-Lichts am Ort der Faser, z Zählheiten

Im Spektralbereich zwischen $\lambda = 818 \text{ nm}$ und $\lambda = 820 \text{ nm}$ erscheint es als horizontale Linie ohne ausgeprägte Maxima (Kurve 1). Anschließend wird die Belichtung der Faser mit dem UV-Interferenzmuster gestartet. Die UV-Lichtleistung von $P_{UV} = 100 \text{ mW}$ am Interferometereingang ist auf einen Streifen der Länge $l = 6 \text{ mm}$ und Breite $b = 0,1 \text{ mm}$ am Ort der Überlagerung der Teilstrahlen fokussiert. Unter Berücksichtigung der Verluste durch Reflexion und Absorption im Interferometer, die bis zu 50 % betragen können, beträgt die Leistungsdichte $P_D = 11 \text{ W/cm}^2$ auf dem Lichtwellen-

lenleiter. Nach drei Minuten wird die Belichtung der Faser beendet und anschließend die Messung des Reflexionsspektrums wiederholt.

Wie man in Bild 3.9 sieht, ist auf dem Hintergrund der Fresnelreflexion bei $\lambda = 818,88$ nm ein Maximum (Kurve 2) entstanden. Die Verifikation nach Gleichung (1.1) zeigt, daß es sich dabei um das Reflexionsspektrum eines faseroptischen Bragg-Gitters mit der Braggwellenlänge λ_B handelt.

Der gemessene Wert der Braggwellenlänge ($\lambda_B = 818,882$ nm) stimmt mit dem theoretischen Wert ($\lambda_B = 818,591$ nm) nach Gleichung (1.1) gut überein.

Die Gitterparameter Braggwellenlänge λ_B , Reflektivität R , Bandbreite $\Delta\lambda_{CM}$ werden aus dem Reflexionsspektrum eines faseroptischen Bragg-Gitters nach dem im nächsten Abschnitt beschriebenen Verfahren berechnet.

3.3.2 Bestimmung der Kenndaten der faseroptischen Bragg-Gitter

Die Rohdaten, die den Reflexionsspektren der Bragg-Gitter zugrunde liegen, sind für eine Analyse des Strahlungseinflusses auf die Gitter nicht unbearbeitet verwendbar.

Durch die diskreten Abstände der einzelnen Meßpunkte auf der Wellenlängenskala ist beispielsweise nicht erkennbar, ob die Braggwellenlänge λ_B zwischen zwei Meßpunkten oder genau auf einem Meßpunkt liegt. Außerdem ist jedem Rohdatensatz die Charakteristik des Spektrographen - sein sogenanntes Apparateprofil - aufgeprägt. Dies hat zur Folge, daß die gemessenen Reflexionsspektren der Bragg-Gitter breiter und flacher erscheinen, als sie tatsächlich sind. Mathematisch ausgedrückt ist das gemessene Reflexionsspektrum eines faseroptischen Bragg-Gitters die Faltung seines tatsächlichen Reflexionsspektrums $R(\lambda)$ mit dem Apparateprofil $f_{\text{Spektrograph}}(\lambda)$ des Spektrographen:

$$R_{\text{gemessen}}(\mathbf{I}) = R(\mathbf{I}) * f_{\text{Spektrograph}}(\mathbf{I}). \quad (3.9).$$

Die Entfaltung wird durchgeführt über eine Fouriertransformation des gemessenen Reflexionsspektrums $R_{\text{gemessen}}(\mathbf{I}) \Rightarrow F_{\text{gemessen}}(t)$ und die anschließende Division durch die Fouriertransformierte des Apparateprofils $F_{\text{Spektrograph}}(t)$:

$$F_{FBG}(t) = \frac{F_{gemessen}(t)}{F_{Spektrograph}(t)}. \quad (3.10)$$

Das tatsächliche Reflexionsspektrum erhält man durch anschließende Rücktransformation $F_{FBG}(t) \Rightarrow R_{FBG}(\lambda)$. Die Entfaltung wird auf analytischem Wege durchgeführt: Sowohl die gemessenen Reflexionsspektren der Bragg-Gitter, als auch das Apparateprofil des Spektrographen können gut mit Gaußprofilen approximiert werden. Werden zwei gaußförmige Profile miteinander gefaltet, besteht ein einfacher Zusammenhang zwischen der Halbwertsbreite des gefalteten Profils $\Delta\lambda_w$ und den Halbwertsbreiten der beiden Ausgangsprofile $\Delta\lambda_{w1}$ und $\Delta\lambda_{w2}$ [James 1995]:

$$\Delta\lambda_w = \sqrt{\Delta\lambda_{w1}^2 + \Delta\lambda_{w2}^2}. \quad (3.11)$$

Die Halbwertsbreite ist definiert als die Profilbreite auf halber Profilhöhe und weicht somit von der Definition der in dieser Arbeit verwendeten Bandbreite nach der Coupled-Mode-Theorie ab. Die Halbwertsbreite dient hier lediglich dem Zweck der beschriebenen Entfaltung der Profile und ist darüber hinaus nicht Gegenstand von Auswertungen. Die Bandbreite nach der Coupled-Mode-Theorie wird dagegen für die rechnerische Verifikation der Braggwellenlänge und der Reflektivität der Gitterspektren verwendet, da sie von beiden Meßgrößen abhängig ist.

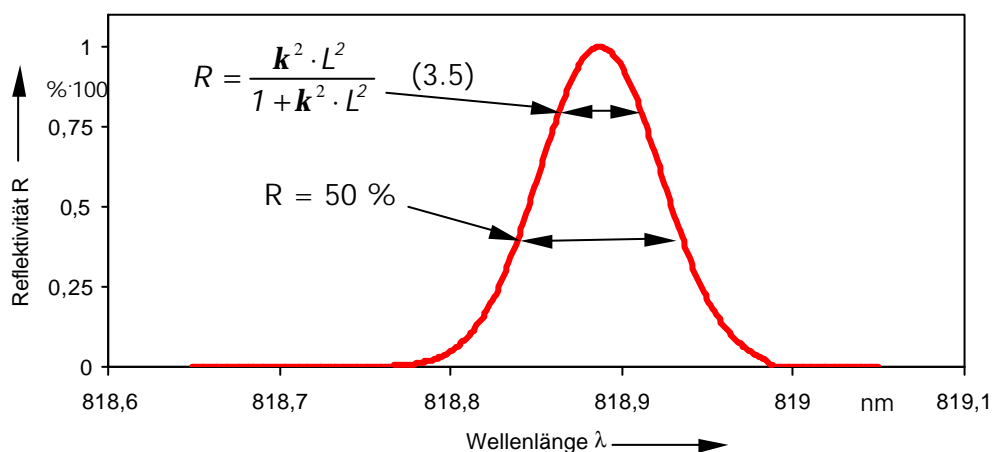


Bild 3.10: Unterschiede der Definition zwischen der Halbwertsbreite $\Delta\lambda_{1/2}$ und der Bandbreite nach der Coupled-Mode-Theorie $\Delta\lambda_{CM}$, die durch Gleichung (3.5) definiert ist.
L Gitterlänge, κ Kopplungskoeffizient, R Reflektivität

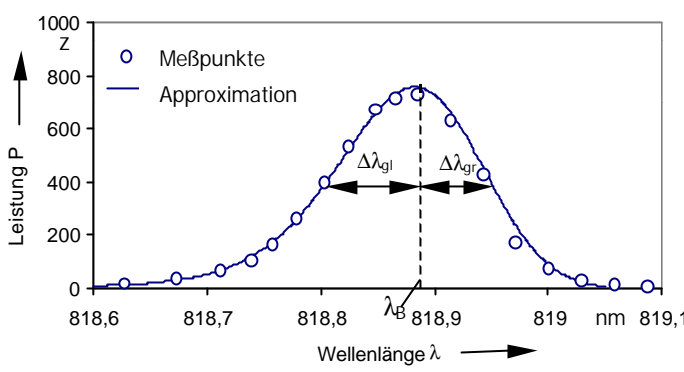
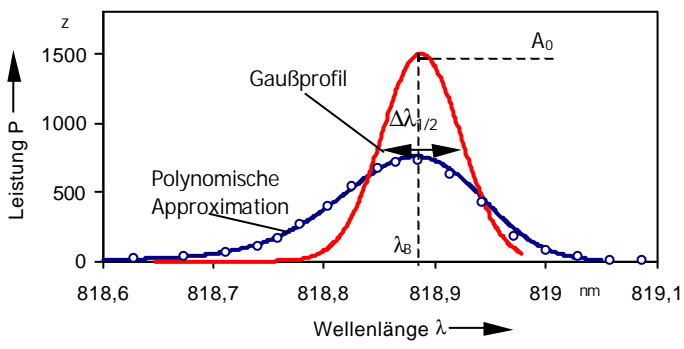
Mit Kenntnis der Halbwertsbreite des gefalteten Profils - hier die gemessene Halbwertsbreite des Reflexionsspektrums des Bragg-Gitters $\Delta\lambda_{g1/2}$ - und der Halbwertsbreite des Apparateprofils $\Delta\lambda_{Sp1/2}$ kann somit die tatsächliche Halbwertsbreite $\Delta\lambda_{1/2}$ des Reflexionsspektrums des Bragg-Gitters berechnet werden:

$$DI_{1/2} = \sqrt{DI_{g1/2}^2 - DI_{Sp1/2}^2} \quad (3.12)$$

$\Delta\lambda_{Sp1/2}$ ist die gemessene Halbwertsbreite des Apparateprofils. Das Apparateprofil wird bestimmt durch Einkopplung eines Helium-Neon-Lasers in den Spektrographen und ist dessen gemessene spektrale Intensitätsverteilung. Das detaillierte Verfahren der Entfaltung und die Bestimmung der Gitterparameter zeigt Tabelle 3.2.

Tabelle 3.2: Verfahrensschritte zur Bestimmung der Gitterparameter aus den gemessenen Reflexionsspektren der faseroptischen Bragg-Gitter

<p>1. Im ersten Schritt wird die Fresnelreflexion von dem Reflexionsspektrum des Bragg-Gitters subtrahiert. Das Niveau der Fresnelreflexion R_F wird durch lineare Regression der Rohdaten außerhalb des Reflexionsmaximums berechnet.</p>	
<p>2. Die Daten werden durch Gaußprofile approximiert. Dazu wird das Spektrum im Bereich um das Maximum logarithmiert und die logarithmierten Daten durch Polynome zweiten Grades approximiert. Da das Gesamtprofil unsymmetrisch sein kann, werden linkes und rechtes Teilprofil je getrennt durch jeweils symmetrische Gaußkurven approximiert. Die Braggwellenlänge λ_B liegt bei dem Maximum der Approximation.</p>	<p>Randbedingung: $f_{links}(\lambda_B) = f_{rechts}(\lambda_B)$</p> <p>Die Polynome lauten allgemein: $f(I) = a_2 I^2 + a_1 I + a_0$</p>

<p>3. Durch die Exponierung der in der Approximation für beide Profilhälften gewonnenen Koeffizienten a_n nach der Vorschrift $e^{a_2 I^2 + a_1 I + a_0}$ erhält man die Approximation der Meßdaten. Anschließend kann numerisch für jede Profilhälfte deren Beitrag zur Halbwertsbreite $\Delta\lambda_{g1/2}$ getrennt berechnet werden.</p>	 <p>Die Halbwertsbreite $\Delta\lambda_{g1/2}$ setzt sich additiv aus den Beiträgen der beiden Profilhälften zusammen: $\mathbf{DI}_{g1/2} = \mathbf{DI}_{gl} + \mathbf{DI}_{gr}$</p>
<p>4. Die Entfaltung nach Gleichung (3.12) erfolgt für die jeweiligen Profilhälften getrennt, da Gleichung (3.12) nur für symmetrische Profile gültig ist. Die Entfaltung der linken Profilhälfte der approximierten Meßdaten erfolgte mit der linken Profilhälfte des Apparateprofils. Entsprechend wird mit der rechten Profilhälfte verfahren.</p>	<p>Entfaltung nach Gleichung (3.12):</p> $\mathbf{DI}_l = \sqrt{\mathbf{DI}_{gl}^2 - \mathbf{DI}_{Sp_l}^2} \text{ und}$ $\mathbf{DI}_r = \sqrt{\mathbf{DI}_{gr}^2 - \mathbf{DI}_{Sp_r}^2},$ <p>wobei $\Delta\lambda_{Sp_l}$ und $\Delta\lambda_{Sp_r}$ die Breite der linken bzw. rechten Profilhälfte des Apparateprofils sind.</p> <p>Die Halbwertsbreite des von dem Bragg-Gitter reflektierten Spektrums ist: $\mathbf{DI}_{1/2} = \mathbf{DI}_l + \mathbf{DI}_r$</p>
<p>5. Mit der berechneten Halbwertsbreite $\Delta\lambda_{1/2}$ und der Braggwellenlänge λ_B wird im nächsten Schritt ein symmetrisches Gaußprofil nach folgender Formel berechnet:</p> $f(I) = A_0 \cdot e^{-\frac{(I-I_B)^2}{2\Delta I_{1/2}^2}}$ <p>Dabei wird der Parameter A_0 so bemessen, daß das Gaußprofil die gleiche Fläche einschließt, wie das unter Punkt 3 berechnete Polynom. Dieser Schritt ist erforderlich, um die tatsächliche Höhe A_0 des entfalteten Reflexionsspek-</p>	 <p>Aus der tatsächlichen Höhe A_0 des Reflexionsspektrums kann unter Bezug auf die in Punkt 1 der Tabelle subtrahierte Fresnelreflektion in Höhe von 4 % die Reflektivität R des Bragg-Gitters berechnet werden:</p>

<p>trums des Bragg-Gitters zu berechnen. Diese ist größer als die gemessene Peakhöhe, da das entfaltete Spektrum eine geringere Bandbreite aufweist, der Flächeninhalt aber konstant sein muß.</p>	$R = 0,04 \cdot \frac{A_0}{R_F} \quad (3.13)$ <p>Die Asymmetrie des gemessenen Profils wird bei diesem Schritt nicht mehr berücksichtigt, da diese kaum Einfluß auf die Reflektivität hat.</p>
<p>6. Im letzten Schritt wird die Änderung des effektiven Brechungsindex Δn_{eff} und die Brechungsindexmodulation Δn aus zwei gemessenen Braggwellenlängen λ_{B1} und λ_{B2} bzw. aus der Reflektivität R berechnet. λ_{B1} und λ_{B2} sind die Braggwellenlängen eines einzelnen Gitters vor bzw. nach Beaufschlagung mit ionisierender Strahlung. Die Bandbreite $\Delta\lambda_{\text{CM}}$ hängt nach der Theorie der gekoppelten Moden über die Reflektivität R sowohl von der Brechungsindexmodulation Δn als auch vom effektiven Brechungsindex n_{eff} ab.</p>	<p>Änderung des effektiven Brechungsindex:</p> $Dn_{\text{eff}} = \frac{1}{2\Lambda} \times (I_{B1} - I_{B2}) \cdot \quad (3.14)$ <p>Brechungsindexmodulation:</p> $Dn = \frac{I_B \cdot \arctanh\sqrt{R}}{p \cdot L} \quad (3.2)$ <p>Die Bandbreite $\Delta\lambda_{\text{CM}}$ ist nach der Theorie der gekoppelten Moden definiert als volle Breite $\Delta\lambda_{\text{CM}}$ des Reflexionsspektrums bei dem Reflektivitätswert</p> $R = \frac{k^2 I^2}{1 + k^2 I^2} \quad (3.5):$ $DI_{\text{CM}} = \frac{k}{p \cdot n_{\text{eff}}} \cdot I_B^2 \quad (3.3a)$ <p>κ ist der Kopplungskoeffizient und quantifiziert in der Theorie der gekoppelten Moden die Reflexion der Lichtwelle an einem Bragg-Gitter. κ ist definiert als</p> $k = \frac{p \times Dn}{I_B} \quad (3.4)$

Grundsätzlich wird nach dem in Tabelle 3.2 beschriebenen Verfahren die Änderung des effektiven Brechungsindex Δn_{eff} aus der Braggwellenlänge und die Brechungsindexmodulation Δn aus der Reflektivität der Bragg-Gitter berechnet. Die Berechnung der Bandbreite $\Delta\lambda_{\text{CM}}$ erfolgt lediglich zur Verifikation dieser Berechnungen, da die Bandbreite sowohl von dem effektiven Brechungsindex n_{eff} als auch von der Brechungsindexmodulation Δn abhängt.

Inkonsistente Messungen, also solche, bei denen die theoretische Bandbreite $\Delta\lambda_{\text{CM}}$ nach Gleichung (3.3) nicht mit dem experimentellen Wert übereinstimmen, werden in der Auswertung nicht berücksichtigt. Solche Inkonsistenzen können sich durch

Schwankungen der Umgebungstemperatur bei der Charakterisierung der faseroptischen Bragg-Gitter ergeben, da nach Gleichung (2.1) z.B. eine Temperaturänderung $\Delta\vartheta = 0,5 \text{ }^\circ\text{C}$ bei einem Gitter der Braggwellenlänge $\lambda_B = 820 \text{ nm}$ eine Verschiebung der Braggwellenlänge $\Delta\lambda_B = 3,6 \text{ pm}$ verursacht.

$$\frac{D I_B}{I_B} \approx (\mathbf{a} + \mathbf{x}) \times D \mathbf{J}. \quad (2.1)$$

Um inkonsistente Meßergebnisse zu minimieren, werden die zu charakterisierenden Bragg-Gitter später während der Messung in einem Wasserbad gehalten, dessen Temperatur ϑ auf $\Delta\vartheta = 0,1 \text{ }^\circ\text{C}$ stabil ist und somit meßbare Temperatureinflüsse auf die Bragg-Gitter ausgeschlossen werden können.

Die Meßwertstreuung des effektiven Brechungsindex beträgt $n_{\text{eff}} = 2,6 \cdot 10^{-6}$. Die Meßwertstreuung der Brechungsindexmodulation Δn_a beträgt $\Delta n_a = 9,1 \cdot 10^{-6}$. Diese Werte werden bestimmt, indem das Reflexionsspektrum eines Bragg-Gitters zehnmal hintereinander unter konstanten Umgebungsbedingungen gemessen und die Standardabweichungen σ der Braggwellenlänge und der Reflektivität berechnet werden. Die Standardabweichung 3σ der Braggwellenlänge beträgt $3\sigma = 10^{-3} \text{ nm}$, die Standardabweichung der Reflektivität fünf Prozent. Diese dienen als Grundlage für die Berechnung der Meßwertstreuung nach dem Gaußschen Fehlerfortplanzungsgesetz.

Beim Abschätzen des Einflusses ionisierender Strahlung auf den Brechungsindex von Lichtwellenleitergläsern (vgl. Kapitel 2) geht es nicht um die Berechnung der Brechungsindexänderung pro applizierter Dosiseneinheit, sondern um die Abschätzung der maximalen Brechungsindexänderung. Aus diesem Grund wird die relativ hohe Energiedosis $D = 100 \text{ kGy}$ für die Bestrahlung von Preformscheiben gewählt. Bei dieser Energiedosis kann man davon ausgehen, daß sich der Brechungsindex nicht mehr wesentlich ändert, da die strahlungsinduzierte Dämpfung nur noch in relativ geringem Maße ansteigt [Henschel 1993]. Je nach Glaszusammensetzung ist dieser Sättigungsbereich auch bereits nach einer Energiedosis $D = 10 \text{ kGy}$ erreicht. Die

eigenen Messungen an germaniumdotierten Preformscheiben befinden sich im Einklang mit Ergebnissen aus der Literatur [Neustruev 1989]. Demnach beträgt die Brechungsindexänderung Δn_{eff} aufgrund von γ -Bestrahlung (Energiedosis $D = 100$ kGy) $\Delta n_{\text{eff}} = 1,3 \cdot 10^{-6}$ (s. Kapitel 2, Seite 23).

Da die ionisierende Strahlung homogen auf das gesamte Bragg-Gitter trifft, werden sowohl Bereiche erhöhten Brechungsindex, als auch Bereiche mit unverändertem Brechungsindex bestrahlt - dies sind die Bereiche, die bei der Gitterherstellung mit UV-Licht belichtet bzw. nicht belichtet worden sind. Zwei Fälle können unterschieden werden: Im ersten Fall erhöht sich der Brechungsindex nur in den von UV-Licht unbelichteten Bereichen, da an den UV-belichteten Stellen bereits alle GeO-Defekte aufgebrochen sind. Dies hat zur Folge, daß sich der effektive Brechungsindex n_{eff} und die Brechungsindexmodulation Δn ändern. Im zweiten Fall erhöht sich der Brechungsindex in allen Bereichen des Bragg-Gitters, unabhängig davon, ob der jeweilige Bereich bei der Herstellung UV-belichtet wird oder nicht. Dies würde eintreten, wenn bei der Gitterherstellung nicht alle GeO-Defekte durch UV-Licht zerstört worden sind.

Die in Fall 1 und Fall 2 auftretenden Änderungen der Braggwellenlänge und der Reflektivität werden anhand eines Zahlenbeispiels in Tabelle 3.3 verdeutlicht. Die strahlungsinduzierte Verschiebung der Braggwellenlänge beträgt nach Tabelle 3.3 in beiden Fällen einige $\lambda = 10^{-4}$ nm zu größeren Wellenlängen hin. Im Fall 2 ist außerdem keine Änderung der Reflektivität zu erwarten, da durch den Anstieg des Brechungsindex in allen Gitterbereichen die Brechungsindexmodulation praktisch konstant bleibt. Nur im Fall 1 wird nach der γ -Bestrahlung eine um $\Delta R = 1,7$ Prozent verringerte Reflektivität erwartet.

Tabelle 3.3: Abschätzung der Änderungen der Gitterparameter Braggwellenlänge λ_B und Reflektivität R anhand eines Zahlenbeispiels nach γ -Bestrahlung (Energiedosis $D = 100$ kGy, Energie $E = 900$ keV), abhängig davon, ob die γ -Strahlung den Brechungsindex in allen Gitterbereichen erhöht oder nur in nicht UV-belichteten Bereichen. Die Berechnungen basieren auf der in Kapitel 2 (S. 23) abgeschätzten strahlungsinduzierten Brechungsindexänderung.

	Fall 1: Brechungsindex steigt nur in nicht UV-belichteten Bereichen	Fall 2: Brechungsindex steigt in allen Bereichen
λ_B vor γ -Bestrahlung	689,9149 nm	689,9149 nm
λ_B nach γ -Bestrahlung	689,9151 nm	689,9153 nm
R vor γ -Bestrahlung	35,2 %	35,2 %
R nach γ -Bestrahlung	33,5 %	35,2 %

3.3.3 Kompensation von Alterungs- und Relaxationseffekten bei der Gittercharakterisierung

Die Eigenschaften faseroptischer Bragg-Gitter sind nicht notwendigerweise über Zeiträume von Tagen bis zu mehreren Monaten hin stabil. Dafür sind Alterungseffekte verantwortlich, insbesondere die Ausdiffusion von Wasserstoff im Falle wasserstoffgeladener Fasern nach der Gitterbelichtung oder Relaxationseffekte der strahlungsinduzierten Dämpfung nach Bestrahlungsende. Diese Einflüsse sind im späteren technischen Einsatz faseroptischer Bauelemente auf der Basis von Bragg-Gittern zu berücksichtigen. Dazu hat u.a. Patrick [Patrick 1995] Untersuchungen durchgeführt und Verfahren erarbeitet, um die Gittereigenschaften stabil zu halten, bzw. Alterungseffekte zu korrigieren.

Relaxation bedeutet, daß die durch ionisierende Strahlung in einem Festkörper erzeugten Defekte teilweise reversibel sind: Nach Beendigung der Bestrahlung und der damit verbundenen Zunahme der induzierten Dämpfung geht die Dämpfung teilweise wieder zurück. Die Höhe des reversiblen Anteils der induzierten Dämpfung hängt von verschiedenen Einflußfaktoren ab, z.B. von der Glaszusammensetzung der Faser, und kann deshalb nicht allgemeingültig angegeben werden. Da mit der Dämpfungsänderung eine Brechungsindexänderung verbunden ist (Gleichung 2.7),

erwartet man nach Bestrahlungsende ebenfalls einen teilreversiblen Rückgang des Brechungsindex. Insofern sollten auch die strahleninduzierten Änderungen der Reflektivität und der Braggwellenlänge teilreversibel sein. Weil Änderungen der Gitterparameter aufgrund von Bestrahlung nach obiger Abschätzung nur in sehr geringem Ausmaß erwartet werden (maximale Reflektivitätsänderung $\Delta R_{\max} = 1,7$ Prozent, maximale Änderung der Braggwellenlänge $\Delta \lambda_{B\max} = 10^{-4}$ nm), ist vor dem Hintergrund der erzielten Meßwertstreuung die experimentelle Relevanz von Relaxationseffekten nicht gegeben: Die Braggwellenlänge kann auf höchstens $\lambda_{aB} = 10^{-3}$ nm, die Reflektivität auf höchstens fünf Prozent genau angegeben werden.

Um den Einfluß der Alterungseffekte zu bestimmen, werden sowohl wasserstoffgeladene wie ungeladene Bragg-Gitter unmittelbar nach ihrer Einbelichtung charakterisiert, bis zu einem halben Jahr bei Raumtemperatur aufbewahrt und anschließend wieder untersucht. Es werden 15 Gitter untersucht, jeweils 5 Gitter in einem Lichtwellenleitertyp. Um die Meßergebnisse vergleichbar zu machen, wird die Brechungsindexmodulation Δn auf den ursprünglichen Ausgangswert Δn_0 bezogen. Bild 3.11 zeigt das Meßergebnis in Form der Abhängigkeit der relativen Brechungsindexmodulation $\Delta n/\Delta n_0$ des jeweiligen Gitters von der Aufbewahrungsdauer. Bei der wasserstoffgeladenen Faser handelte sich um den Lichtwellenleiter Siecor[®] SMF-28, die unbehandelte Faser war vom Typ Fibercore[®] 345B. Die Meßergebnisse zeigen, daß im Falle der ungeladenen Faser die relative Brechungsindexmodulation bei Raumtemperatur auch über Zeiträume von mehreren Monaten stabil bleibt, Bild 3.11. Dies ist auch bei Bragg-Gittern in der nicht wasserstoffgeladenen Faser 3M[®] FSSC 5924 der Fall.

Bei der wasserstoffgeladenen Faser erkennt man einen Rückgang der relativen Brechungsindexmodulation um 15 % innerhalb von drei Monaten mit einer anschließenden Stabilisierung auf diesem Niveau. Für die Interpretation der Meßergebnisse mit der wasserstoffgeladenen Faser kann auf die von Patrick [Patrick 1995] angegebene Gleichung der Form

$$\frac{\Delta n(t)}{\Delta n_0} = \frac{1}{1 + C \cdot t^d} \quad (3.15)$$

für die Abhängigkeit der relativen Brechungsindexmodulation von der Zeit zurückgegriffen werden. Die Parameter C und δ sind dimensionslos aber temperaturabhängig. Bild 3.11 stellt eine Anpassung der Meßdaten durch eine Kurve nach der Methode der kleinsten Quadrate [Bartsch 1990] auf der Basis von Gleichung (3.15) dar. Die

Parameter C und δ betragen nach der durchgeführten

Anpassung $A = 0,071$ und $\delta = 0,177$. Im

Rahmen dieser Arbeit werden Alterungseinflüsse auf faseroptische Bragg-Gitter bei wasserstoffgeladenen

Fasern berücksichtigt, sofern die Bestrahlung der Bragg-Gitter länger als einen Tag dauerte, wie z.B. bei den γ -

Bestrahlungen mit hohen Energiedosen der Fall, wo Zeiträume bis zu 3 Wochen in Anspruch genommen werden mußten. Ohne Korrektur überlagern sich die Alterungs- und die Strahlungseinflüsse auf die Gitterparameter.

Die Korrektur der Alterungseffekte wird folgendermaßen durchgeführt:

1. Berechnung der Brechungsindexmodulation Δn_0 aus der Reflektivität R und der Gitterlänge L unmittelbar vor der Gitterbestrahlung gemäß Gleichung (3.2)
2. Bestrahlung des Gitters über den Zeitraum t
3. Berechnung der Brechungsindexmodulation Δn aus der gemessenen Reflektivität gemäß Gleichung (3.2) nach Bestrahlungsende
4. Berechnung des theoretischen zeitabhängigen Korrekturfaktors $\Delta n(t)$ für die jeweilige Bestrahlungsdauer gemäß Gleichung (3.15)

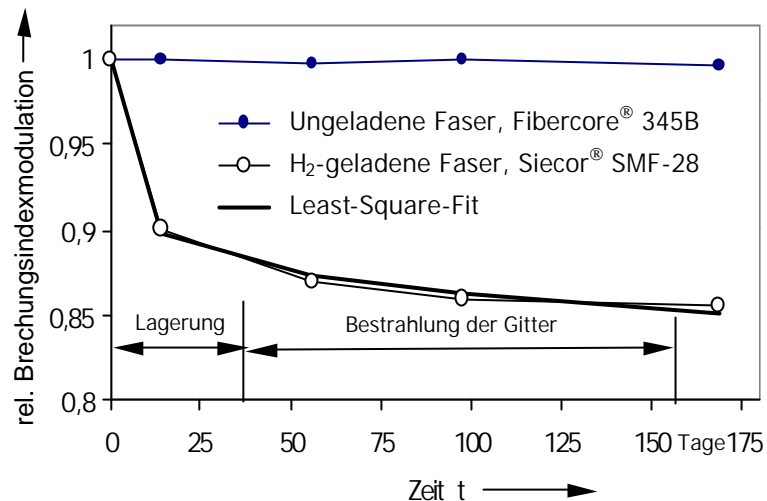


Bild 3.11: Abhängigkeit der relativen Brechungsindexmodulation $\Delta n/\Delta n_0$ wasserstoffgeladener und ungeladener Bragg-Gitter von der Lagerungsdauer.

Δn Brechungsindexmodulation zum Zeitpunkt t , Δn_0 ursprüngliche Brechungsindexmodulation, t Zeit

5. Multiplikation der Brechungsindexmodulation mit dem Korrekturfaktor $\Delta n(t)$ ergibt die um Alterungseffekte bereinigte Brechungsindexmodulation aufgrund des Strahlungseinflusses.

Diese Korrektur ist bei nicht wasserstoffgeladenen Fasern nicht erforderlich, wie die Meßergebnisse in Bild 3.11 zeigen. Eine Veränderung der Braggwellenlänge nach dreimonatiger Lagerzeit kann sowohl bei wasserstoffgeladenen wie bei ungeladenen Bragg-Gittern nicht nachgewiesen werden. Da die größte Änderung der relativen Brechungsindexmodulation in den ersten vier Wochen nach der Gitterbelichtung zu erwarten ist, werden Gitter in diesem Zeitraum gelagert und nicht bestrahlt. Dies ist in Bild 3.11 schematisch dargestellt.

3.3.4 Reflektivitätsmessung während der Gitter-Herstellung

Eine direkte Messung der Reflektivität R während der Belichtung nach dem in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen Verfahren kann deshalb nicht erfolgen, weil Fluoreszenzlicht, das durch die UV-Bestrahlung der Faser induziert wird, das Signal des Bragg-Gitters überlagert. Reflektivitätsmessungen während der Gitterbelichtung sind jedoch wichtig, um die Belichtung abbrechen zu können, sobald die gewünschte Reflektivität R eines Gitters erreicht ist.

Mit fortschreitender Belichtungszeit nimmt die Fluoreszenzlichtleistung P_{FL} laufend ab, bis sie einen unteren Sättigungswert $P_{FL} = P_{FL\infty}$ erreicht. Die Abnahme der Fluoreszenzlichtleistung P_{FL} mit fortschreitender Belichtungszeit läßt sich mit einem optischen Leistungsmeßgerät (HP 8153A) mit Silicium-Detektor, der für den Wellenlängenbereich zwischen $\lambda = 450$ nm und $\lambda = 1020$ nm geeicht ist, während der Gitterbelichtung messen, indem ohne weitere Filter das in axialer Richtung aus der Faser emittierte Licht auf den Detektor geleitet wird.

Die Abnahme der Fluoreszenzlichtleistung P_{FL} mit fortschreitender Belichtungszeit t zeigt Bild 3.12. Man erkennt, daß die Fluoreszenzlichtleistung P_{FL} in den ersten 10 Sekunden stark zurückgeht und noch weitere 20 Sekunden abnimmt. Anschließend ist keine über den unteren Sättigungswert hinausgehende Änderung mehr zu beobachten.

Es stellt sich die Frage, ob der Wachstumsfortschritt eines Bragg-Gitters, repräsentiert durch dessen Reflektivität R , anhand der Abnahme der Fluoreszenzlichtleistung P_{FL} beurteilt werden

kann. So könnte - wie bei einer direkten Messung der Reflektivität R während der Belichtung des Gitters - eine Aussage über die bereits erzielte Reflektivität R getroffen werden. Diese Vermutung liegt nahe, da die UV-Belichtung der Faser festkörperphysikalische

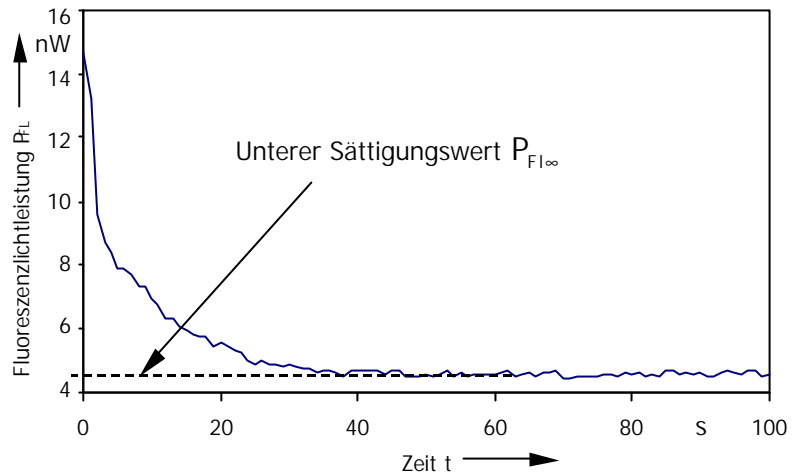


Bild 3.12: Abnahme der Fluoreszenzlichtleistung P_{FL} in axialer Richtung aus der Faser Fibercore® 345 B emittiert mit fortschreitender UV-Belichtungszeit t . UV-Wellenlänge $\lambda = 244$ nm.

Vorgänge induziert, deren genauer Ablauf zwar noch ungeklärt ist, die jedoch für die Emission des Fluoreszenzlichts verantwortlich sein müssen: Denn mit fortschreitender Belichtungszeit t steigt die Reflektivität R des Gitters bis zu einem Maximalwert an, wobei zu diesem Zeitpunkt die festkörperphysikalischen Vorgänge abgeschlossen sein müssen, da keine weitere Erhöhung der Reflektivität R mehr auftritt. Im gleichen Zeitraum, in dem die Reflektivität R wächst, nimmt die Fluoreszenzlichtleistung P_{FL} ab und ändert sich auch anschließend nicht mehr.

Es wird angenommen, daß zum Zeitpunkt des Belichtungsstarts $t = 0$ eines Gitters die Reflektivität $R = 0$ % beträgt und nach längerer Belichtungszeit $P_{FL\infty}$ ($t > 100$ s) idealerweise $R = 100$ % erreicht hat. Ziel ist, die Fluoreszenzlichtleistung $P_{FL\text{Ende}}$ zu berechnen, die einer bestimmten gewünschten Reflektivität R des Gitters am Ende der Belichtung entspricht.

Die Überlegung ist, daß die Differenz aus den Fluoreszenzlichtleistungen zu Beginn der Belichtung $P_{FL\text{Start}}$ und am Ende der Belichtung $P_{FL\text{Ende}}$ im Verhältnis zu der dabei erzielten Reflektivität des Gitters gleich ist dem Verhältnis aus der Fluoreszenzabnahme nach einer langen Belichtungszeit ($t > 100$ s) und der dabei erzielten Reflektivität von $R = 100$ %:

$$\frac{P_{FLStart} - P_{FLEnde}}{R} = \frac{P_{FLStart} - P_{FL\infty}}{100} \quad (3.16)$$

Löst man diese Gleichung nach R auf, erhält man:

$$R = \frac{P_{FLStart} - P_{FLEnde}}{P_{FLStart} - P_{FL\infty}} \cdot 100 \quad (\%) \quad (3.17)$$

$P_{FL\ Ende}$ ist die Fluoreszenzlichtleistung, die am Ende der Gitterbelichtung noch gemessen wird. Die Reflektivität R in Gleichung (3.17) kann nicht nach unendlich konvergieren, da hierzu $P_{FL\infty} = P_{FL\ Start}$ sein müßte. Die Fluoreszenz nimmt jedoch mit der UV-Belichtung ab, so daß $P_{FL\infty} < P_{FL\ Start}$ immer gewährleistet ist.

Wenn die Annahme zutrifft, daß die Abnahme der Fluoreszenzlichtleistung ein Maß für die bereits erreichte Gitterreflektivität R ist, müßte Gleichung (3.17) deren Zusammenhang korrekt beschreiben. Bild 3.13 zeigt die Korrelation zwischen der gemessenen Reflektivität $R_{gemessen}$ und der nach Gleichung (3.17) berechneten Reflektivität $R_{berechnet}$ unter Zugrundelegen der gemessenen Fluoreszenzlichtleistungen P_{FL} bei der Gitterherstellung.

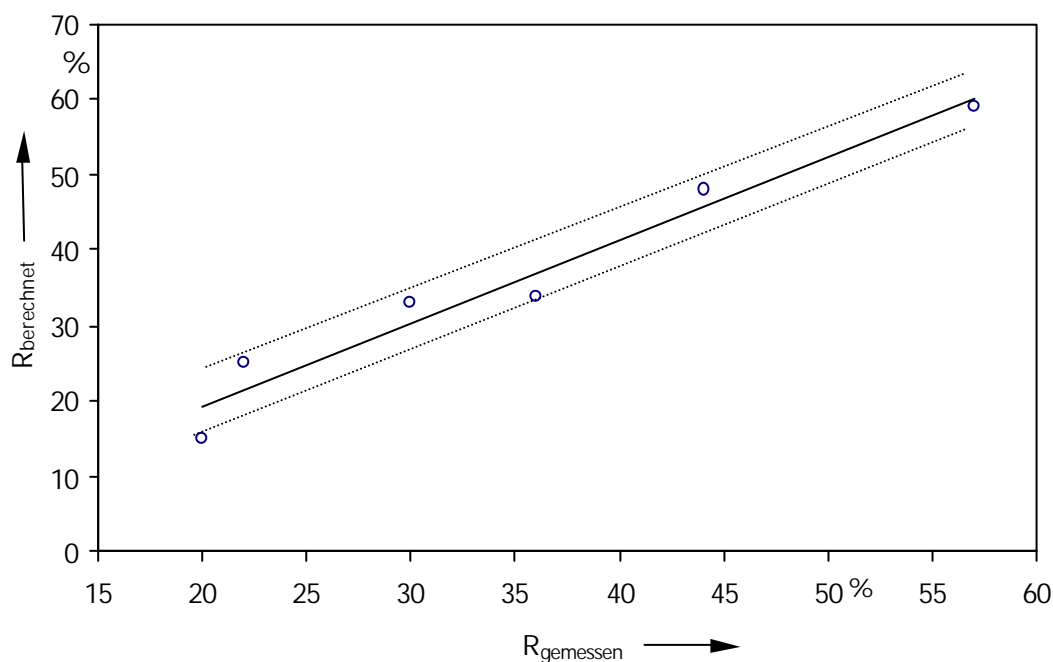


Bild 3.13: Korrelation zwischen gemessener Reflektivität $R_{gemessen}$ und berechneter Reflektivität $R_{berechnet}$ aus den Fluoreszenzlichtleistungen P_{FL} . Die gestrichelten Linien geben einen Kanal der Breite $\pm 4\%$ an, in dem die Meßwerte liegen.

Die Meßpunkte lassen sich gut durch eine Gerade approximieren, wobei der Korrelationskoeffizient $k_k = 96 \%$ beträgt und die Abweichung der gemessenen Reflektivität von der berechneten Reflektivität $\Delta R = \pm 4 \%$ beträgt. Ein linearer Zusammenhang zwischen berechneter und gemessener Reflektivität wird nach Gleichung (3.17) auch erwartet.

Das Meßergebnis zeigt, daß von der Abnahme der Fluoreszenzlichtleistung während der Belichtung auf den Fortschritt des Gitterwachstums, respektive auf die Reflektivität R geschlossen werden kann

Für die Herstellung eines Gitters ist es erforderlich, den Wert der Fluoreszenzlichtleistung $P_{FL\ Ende}$ zu kennen, bei dem die gewünschte Reflektivität R erreicht ist. Man erhält diesen Wert durch Auflösen von Gleichung (3.17) nach $P_{FL\ Ende}$:

$$P_{FL\ Ende} = P_{FL\ Start} - \frac{P_{FL\ Start} - P_{FL\ \infty}}{100} \cdot R. \quad (3.18)$$

Allerdings ist im voraus nicht bekannt, welche Fluoreszenzlichtleistung $P_{FL\ \infty}$ nach längerer Belichtungszeit vorliegen wird. Lediglich der zu Beginn der Belichtung gemessene Startwert $P_{FL\ Start}$ ist bekannt. Die Fluoreszenzlichtleistungen $P_{FL\ Start}$ sind abhängig vom Typ des Lichtwellenleiters sowie von der Lichtleistung des UV-Lichts, mit dem die Faser bestrahlt wird. Sind beispielsweise die Interferometerteilstrahlen von einer Gitterbelichtung zur nächsten schlechter fokussiert, sind beide Fluoreszenzlichtleistungen $P_{FL\ Start}$ und $P_{FL\ \infty}$ ebenfalls kleiner. Bei ein und demselben Fasertyp ist aber die Fluoreszenzlichtleistung bei langer Belichtungszeit $P_{FL\ \infty}$ immer um einen konstanten Faktor k kleiner als der Startwert $P_{FL\ Start}$, unabhängig von der Lichtleistung des UV-Lichts:

$$P_{FL\ \infty} = k P_{FL\ Start} \quad (3.19)$$

Zu Beginn der Belichtung wird demzufolge der Wert $P_{FL\ Start}$ gemessen, mit dem Faktor k multipliziert und $P_{FL\ \infty}$ zusammen mit $P_{FL\ Start}$ in Gleichung (3.18) eingesetzt. Mit der gewünschten Reflektivität R ergibt sich die Fluoreszenzlichtleistung $P_{FL\ Ende}$ bei deren Erreichen die Belichtung des Gitters abgebrochen werden muß.

4 Einfluß ionisierender Strahlung auf faseroptische Bragg-Gitter-Sensoren

Um zu klären, wie faseroptische Bragg-Gitter-Sensoren auf ionisierende Strahlung reagieren, wird deren Einfluß auf die charakteristischen Größen der Gitter, nämlich Braggwellenlänge λ_B , Reflektivität R und Bandbreite $\Delta\lambda_{CM}$ gemessen. Diese Größen sind in Kapitel 3 definiert worden. Dabei werden die drei verschiedenen Lichtwellenleiter untersucht, in die Bragg-Gitter in zwei verschiedenen Wellenlängenbereichen einbelichtet worden sind und die in Kapitel 2 beschrieben sind: Fibercore[®] 345B, Siecor[®] SMF-28, 3M[®] FSSC-5924. Die Gitter werden mit neun verschiedenen Strahlungsarten und –energien bestrahlt. Die Darstellung beschränkt sich in der detaillierten Form auf die Ergebnisse, die mit der Faser Fibercore[®] 345B gemessen wurden, die Meßergebnisse der übrigen Fasern sind tabellarisch am Ende des Kapitels 4 zusammengefaßt.

In den letzten Abschnitten dieses Kapitels wird die potentielle Beeinflussung eines Bragg-Gitter-Sensors durch ionisierende Strahlung dargestellt. Dafür werden auch nicht-optische Komponenten des Sensors wie Klebstoffe oder Kunststoffteile berücksichtigt. Als Beispiel für einen Bragg-Gitter-Sensor dient ein Temperatursensor.

4.1 Einfluß ionisierender Strahlung auf faseroptische Bragg-Gitter in dem Lichtwellenleiter Fibercore[®] 345B

Für die Bestrahlungen mit Neutronen, Protonen, β - und γ -Strahlung verschiedener Energien werden faseroptische Bragg-Gitter nach dem in Kapitel 3 beschriebenen Verfahren in der Faser Fibercore[®] 345B hergestellt, die eine Braggwellenlänge λ_B zwischen $\lambda_B = 685$ nm und $\lambda_B = 690$ nm und zwischen $\lambda_B = 809$ nm und $\lambda_B = 820$ nm aufweisen.

Die in den folgenden Abschnitten dargestellten Ergebnisse basieren auf Messungen mit Bragg-Gittern in dem Lichtwellenleiter Fibercore[®] 345B, werden jedoch ebenso an Gittern in den Lichtwellenleitern 3M[®] FSSC 5924 und Siecor[®] SMF-28 durchgeführt. Diese Meßergebnisse sind im letzten Abschnitt tabellarisch zusammengefaßt.

Teilweise stammen innerhalb einer einzelnen Meßreihe die Meßwerte von unterschiedlichen Bragg-Gittern. Der Grund dafür liegt u.a. in der beschränkten verfügbaren Zeit an Bestrahlungseinrichtungen, so daß mehrere Proben gleichzeitig aber verschieden lange bestrahlt werden mußten. Um diese Meßwerte untereinander vergleichen zu können, wird in den grafischen Darstellungen jeweils die Änderung des effektiven Brechungsindex Δn_{eff} und die Änderung der Brechungsindexmodulation $\Delta(\Delta n)$ in Abhängigkeit von der applizierten Energiedosis D dargestellt, da diese gitterunabhängig sind. Die für die Meßtechnik relevanten Größen Braggwellenlänge λ_B oder Reflektivität R können daraus leicht mit Hilfe der Formeln aus Tabelle 3.2 und mit Gleichung (1.1) berechnet werden.

4.1.1 Bestrahlung mit γ -Strahlung

4.1.1.1 Bestrahlung mit dem Cobaltisotop ^{60}Co

Beim Zerfall des Cobaltisotops mit der Massenzahl 60 wird γ -Strahlung bei zwei diskreten Energien $E = 1,17 \text{ MeV}$ und $E = 1,33 \text{ MeV}$ emittiert. Die Bestrahlungen der Bragg-Gitter werden bei einer Energiedosisleistung $\dot{D} = 1,4 \text{ Gy/min}$ durchgeführt. Die Energiedosisleistung nimmt mit Annäherung an die Strahlungsquelle quadratisch zu. Eine höhere Energiedosisleistung als $\dot{D} = 1,4 \text{ Gy/min}$ ist mit der verwendeten Quelle nicht realisierbar, da die Bestrahlungsprobe bereits unmittelbar vor dem Gehäuse der Quelle positioniert wird. Während der Bestrahlung wird mit einer Ionisationskammer (Firma PTW, Unidos mit Kammer 23331) als Referenz die applizierte Energiedosis gemessen. Die Meßwertstreuung der Ionisationskammer beträgt 1 % bezogen auf den Anzeigewert. Die jeweilige Probe ist auf einer Platte aus Polymethylmetacrylat (PMMA) befestigt und direkt der Strahlung ausgesetzt. PMMA wurde als Trägermaterial ausgewählt, da es dem menschlichen Gewebe in seiner Absorptionscharakteristik gegenüber ionisierender Strahlung sehr ähnlich ist und deshalb in der medizinischen Strahlentherapie häufig als gewebeäquivalentes Material eingesetzt wird. Dies ist wichtig im Hinblick auf die mögliche Anwendung faseroptischer Bragg-Gitter-Sensoren in der Medizintechnik. Für die übrigen Anwendungsgebiete ist die Verwendung von PMMA als Probenträger unschädlich. Den Aufbau zur Bestrahlung der Gitter mit ^{60}Co -Strahlung zeigt Bild 4.1.

Die Ionisationskammer liegt vertieft in der PMMA-Platte, da der Meßwert für die Energiedosis D , den die Ionisationskammer liefert, sich auf den Mittelpunkt der Kammer bezieht. Diese muß sich deshalb im gleichen Abstand von der Strahlungsquelle befinden wie das zu bestrahlende Gitter.

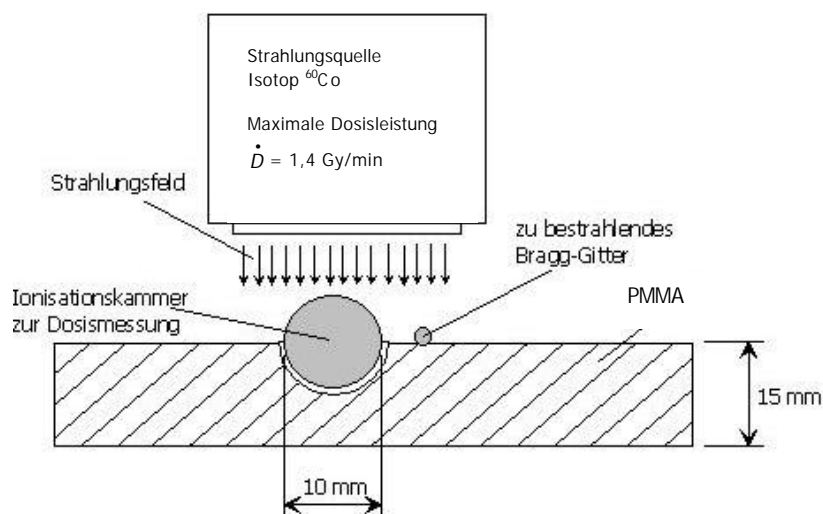


Bild 4.1: Aufbau zur Bestrahlung faseroptischer Bragg-Gitter mit γ -Strahlung.
PMMA Polymethylmetacrylat

Die Gitter - in dieser Meßreihe insgesamt 5 Stück - werden in mehreren Schritten jeweils bis

zu einer Energiedosis $D = 60$ Gy bestrahlt und nach jedem Bestrahlungsschritt bezüglich ihrer Reflektivität R , der Braggwellenlänge λ_B und der Bandbreite $\Delta\lambda_{CM}$ charakterisiert. Aus diesen Meßgrößen werden nach dem in Tabelle 3.2 beschriebenen Verfahren der effektive Brechungsindex n_{eff} und die Brechungsindexmodulation Δn berechnet.

Zwischen dem Ende der Bestrahlung und der Messung vergehen maximal fünf Minuten. Diese Zeit ist für den Transport zwischen der Strahlenquelle und dem Labor nötig, wo die Auswertung stattfindet. Wie in Kapitel 3.3.3 erläutert, sind währenddessen keine meßbaren Relaxationseffekte zu erwarten.

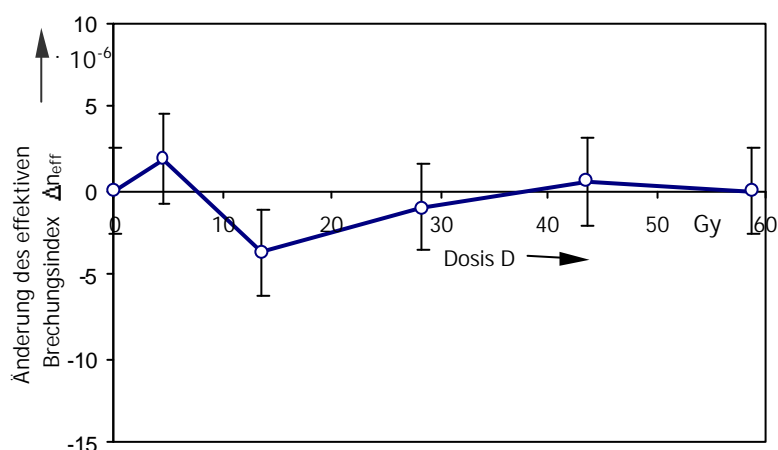


Bild 4.2: Abhängigkeit der Änderung des effektiven Brechungsindex Δn_{eff} eines Bragg-Gitters in Faser Fibercore® 345 B von der Energiedosis D der γ -Strahlung (Energie $E = 1,3$ MeV, ^{60}Co -Strahlung)

Die Faser mit dem einbelichteten Bragg-Gitter befindet sich während der Charakterisierung in einem Wasserbad, dessen Temperatur auf $\Delta\vartheta = 0,1 \text{ }^\circ\text{C}$ konstant gehalten wird. Dadurch lassen sich Verschiebungen der Braggwellenlänge λ_B aufgrund von Schwankungen der Temperatur im Labor vermeiden. Bild 4.2 zeigt die Änderung des effektiven Brechungsindex Δn_{eff} mit der applizierten Energiedosis D . Der effektive Brechungsindex n_{eff} geht maximal um $\Delta n_{\text{eff}} = -3,8 \cdot 10^{-6}$ zurück (bei $D = 12 \text{ Gy}$) und steigt bis zu der endgültigen Energiedosis von $D = 60 \text{ Gy}$ auf seinen Ausgangswert an.

Aufgrund der Abschätzung des Einflusses ionisierender Strahlung auf Lichtwellenleiter rechnet man mit einem Anstieg des effektiven Brechungsindex unter hohen Dosisbelastungen. Bei der hier vergleichsweise geringen Energiedosis $D = 60 \text{ Gy}$ ist erwartungsgemäß keine systematische Brechungsindexänderung meßbar.

In der Meßtechnik bzw. Sensorik ist die direkte Verschiebung der Braggwellenlänge $\Delta\lambda_B$ aufgrund der Bestrahlung interessant. Nach Gleichung (1.1) ist die Verschiebung der Braggwellenlänge $\Delta\lambda_B$

$$\Delta\lambda_B = 2 \Delta n_{\text{eff}} \cdot L \quad (4.1)$$

mit $L = 276,3 \text{ nm}$. Demnach beträgt $\Delta\lambda_B$ bei dieser Meßreihe maximal $\Delta\lambda_B = 0,002 \text{ nm}$.

Bild 4.3 stellt die Abhängigkeit der Änderung der Brechungsindexmodulation $\Delta(\Delta n)$ von der Energiedosis D dar. Sie wird nach Tabelle 3.2 aus den gemessenen Reflektivitätswerten der Bragg-Gitter berechnet. Die Brechungsindexmodulation und damit auch die Reflektivität R der Bragg-Gitter bleibt über die

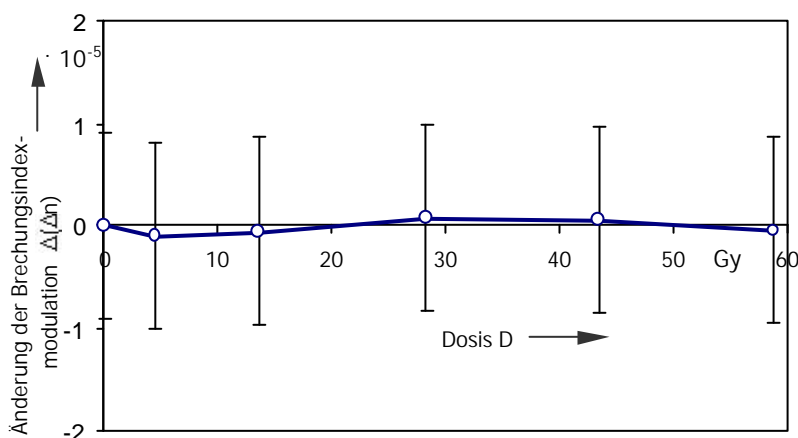


Bild 4.3: Abhängigkeit der Änderung der Brechungsindexmodulation $\Delta(\Delta n)$ eines Bragg-Gitters in der Faser Fibercore[®] 345B von der Energiedosis der γ -Strahlung (Energie $E = 1,3 \text{ MeV}$, ^{60}Co -Strahlung)

gesamte Dauer der Bestrahlung praktisch konstant. Die Brechungsindexmodulation entspricht einer Gitter-Reflektivität R in Höhe von ca. $R = 8\%$. Die Reflektivität schwankt um diesen Wert zwischen $R = 7,2\%$ und $R = 8,5\%$. Das Meßergebnis bewegt sich im Rahmen der theoretischen Abschätzung des Strahlungseinflusses auf faseroptische Bragg-Gitter, die nach Kapitel 3 eine Schwankungsbreite der Reflektivität von bis zu zwei Prozent (s. Tabelle 3.3) erwarten läßt.

Die Meßdaten werden nach dem in Kapitel 3, Tabelle 3.2 beschriebenen Verfahren auf ihre Konsistenz geprüft. Dazu wird die Bandbreite $\Delta\lambda_{\text{CM}}$ des Reflexionsmaximums nach der Coupled-Mode-Theorie - Gleichung (3.3) - berechnet und mit dem experimentellen Wert $\Delta\lambda_{\text{gCM}}$ verglichen. Für den ersten Meßpunkt aus Bild 4.3 ergibt sich theoretisch die Bandbreite $\Delta\lambda_{\text{CM}} = 0,025\text{ nm}$, der gemessene Wert beträgt $\Delta\lambda_{\text{gCM}} = 0,023\text{ nm}$; ausreichend gute Übereinstimmung liegt also vor. Diese ist auch bei den übrigen Meßpunkten gegeben.

4.1.1.2 Bestrahlung mit γ -Strahlung der Energie $E = 12\text{ MeV}$ eines Beschleunigers

Die Bestrahlung der faseroptischen Bragg-Gitter mit γ -Strahlen höherer Energie erfolgt an einem Beschleuniger des Typs Siemens Mevatron[®] der medizinischen Strahlentherapie im Klinikum Aachen. Es wird eine maximale Photonenenergie $E = 12\text{ MeV}$ erzielt bei einer Energiedosisleistung $\dot{D} = 4,45\text{ Gy/min}$. Die Proben befinden sich - wie analog in Bild 4.1

dargestellt - in einem Abstand von $d = 30\text{ cm}$ direkt unter der Strahlungsquelle. Die Probe wird bis zu einer Energiedosis $D = 60\text{ Gy}$ bestrahlt und anschließend bezüglich ihrer Braggwellenlänge λ_B , Reflektivität R und Bandbreite $\Delta\lambda_{\text{CM}}$ charakterisiert. Zwischen Bestrahlung und Charakteri-

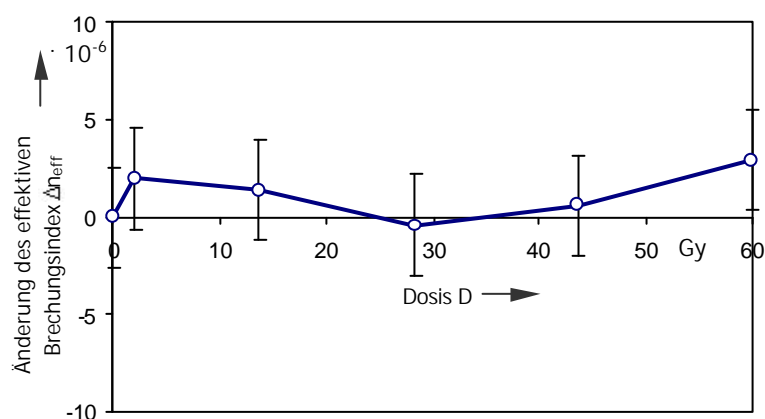


Bild 4.4: Abhängigkeit der Änderung des effektiven Brechungsindex Δn_{eff} eines Bragg-Gitters in Faser Fibercore[®] 345 B von der Energiedosis D der γ -Strahlung (Energie $E = 12\text{ MeV}$) aus einem Beschleuniger

sierung vergehen maximal 6 Stunden, währenddessen die bestrahlten Proben transportiert oder gelagert werden. Da die einzelnen Meßpunkte mit unterschiedlichen Bragg-Gittern bestimmt werden, ist in den Bildern 4.4 und 4.5 die Änderung des effektiven Brechungsindex Δn_{eff} bzw. die Änderung der Brechungsindexmodulation $\Delta(\Delta n)$ aufgetragen.

Insgesamt werden jeweils drei Bragg-Gitter bei jeder einzelnen Dosis bestrahlt. Die Meßergebnisse für den jeweiligen Dosiswert sind gemittelt (arithmetisches Mittel aus den drei Einzelmeßwerten) und in Bild 4.4 dargestellt.

Die gemessenen Schwankungen der Gitterreflektivität R unterstützen dieses Ergebnis.

Bild 4.5 zeigt die ebenfalls

über drei Einzelmeßergebnisse gemittelten Werte für die Änderung der Brechungsindexmodulation $\Delta(\Delta n)$ gegen die applizierte Energiedosis D . Die Schwankungen der Brechungsindexmodulation $\Delta(\Delta n)$ liegen innerhalb ihrer Meßwertstreuung von $\Delta n_a = 9,1 \cdot 10^{-6}$ (s. Kapitel 3). Die absoluten Werte der Brechungsindexmodulation der für die Meßreihe verwendeten Gitter betragen ca. $\Delta n = 2,5 \cdot 10^{-5}$, errechnet aus deren gemessenen Gitterreflektivitäten um $R = 9\%$. Jeder einzelne Meßwert wird dem in Kapitel 3.3.2 beschriebenen Konsistenztest unterzogen und gegebenenfalls eliminiert.

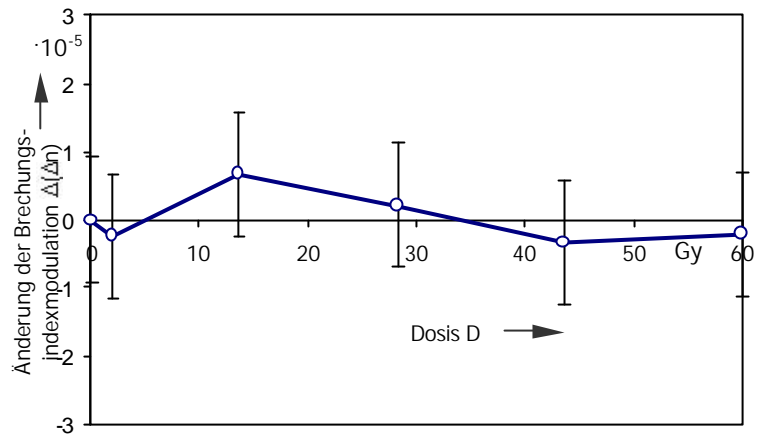


Bild 4.5: Abhängigkeit der Änderung der Brechungsindexmodulation $\Delta(\Delta n)$ eines Bragg-Gitters in der Faser Fibercore® 345B von der Energiedosis der γ -Strahlung (Energie $E = 12$ MeV) aus einem Beschleuniger

4.1.1.3 Bestrahlung mit γ -Strahlung der Energie $E = 18$ MeV eines Beschleunigers

Die Bestrahlung der faseroptischen Bragg-Gitter mit γ -Strahlen der Energie $E = 18$ MeV wird ebenfalls an einem Beschleuniger vom Typ Siemens Mevatron® der medizinischen Strahlentherapie im Klinikum Aachen durchgeführt. Die maximale Photonenenergie beträgt $E = 18$ MeV bei einer Energiedosisleistung $\dot{D} = 8,9$ Gy/min.

Der Versuchsaufbau und die Versuchsdurchführung ist identisch mit dem Vorgehen bei der Bestrahlung mit Photonen der Energie $E = 12 \text{ MeV}$. Die Proben werden bis zu einer Energiedosis $D = 60 \text{ Gy}$ bestrahlt und anschließend hinsichtlich ihrer Braggwellenlänge λ_B , Reflektivität R und Bandbreite $\Delta\lambda_{CM}$ charakterisiert. Zwischen Bestrahlung und Messung der Gitterparameter vergehen maximal 6 Stunden; innerhalb dieses Zeitraums sind nach der Abschätzung aus Kapitel 3 keine signifikanten Relaxations- oder Alterungseffekte zu erwarten. Insgesamt werden vier Bragg-Gitter bei jeder einzelnen Dosis bestrahlt. Die Abhängigkeit der Änderung des effektiven Brechungsindex Δn_{eff} von der Energiedosis D ist in Bild 4.6 gezeigt.

Jedem Meßpunkt liegt das arithmetische Mittel aus den vier Einzelmessungen - jeweils an verschiedenen Gittern durchgeführt - zugrunde, sofern die Meßdaten nach dem Konsistenztest in Kapitel 3.3.2 nicht ausgesondert worden sind. Die Schwankungen des effektiven Brechungsindex mit der Energiedosis führen zu maximalen Abweichungen bei der Messung der Braggwellenlänge von $\Delta\lambda = 0,001 \text{ nm}$, die Braggwellenlängen λ_B der bestrahlten Gitter betragen

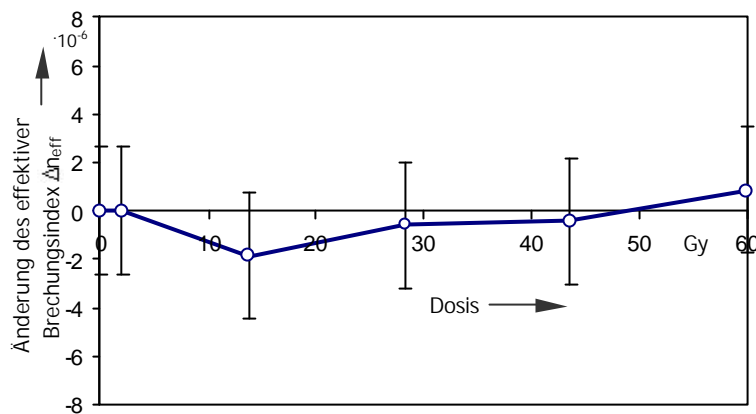


Bild 4.6: Abhängigkeit der Änderung des effektiven Brechungsindex Δn_{eff} eines Bragg-Gitters in Faser Fibercore® 345 B von der Energiedosis D der γ -Strahlung (Energie $E = 18 \text{ MeV}$) aus einem Beschleuniger

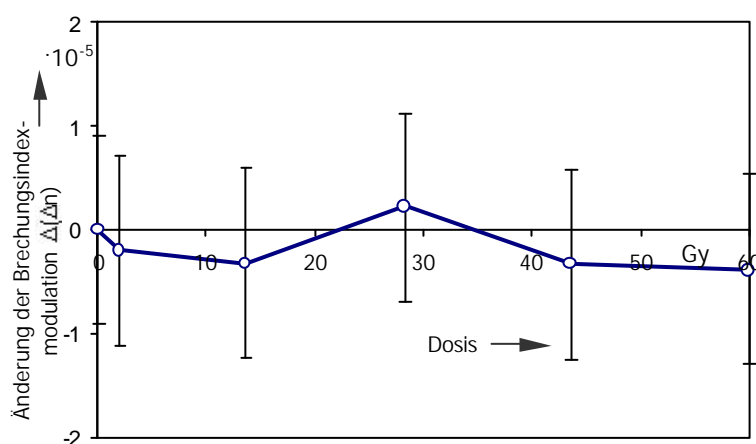


Bild 4.7: Abhängigkeit der Änderung der Brechungsindexmodulation $\Delta(\Delta n)$ eines Bragg-Gitters in der Faser Fibercore® 345B von der Energiedosis der γ -Strahlung (Energie $E = 18 \text{ MeV}$) aus einem Beschleuniger

zwischen $\lambda_B = 799 \text{ nm}$ und $\lambda_B = 802 \text{ nm}$. Die verwendeten Bragg-Gitter haben Reflektivitäten zwischen $R = 25 \%$ und $R = 36 \%$.

Die Messung der Änderung der Brechungsindexmodulation $\Delta(\Delta n)$ zeigt, Bild 4.7, daß bei niedrigen Energiedosen kein systematischer Einfluß ionisierender Strahlung auf den effektiven Brechungsindex (Meßwertstreuung $n_{\text{aeff}} = 2,6 \cdot 10^{-6}$) unabhängig von der Energie der ionisierenden Strahlung nachweisbar ist.

4.1.1.4 Bestrahlung mit γ -Strahlung der Energie $E = 0,9 \text{ MeV}$ im Hochdosisbereich

Um einen Einsatz im kerntechnischen Umfeld zu simulieren, werden die faseroptischen Bragg-Gitter in dem Lichtwellenleiter Fibercore® 345B mit hohen γ -Dosen beaufschlagt. Die Bestrahlungen werden im Abklingbecken für Brennelemente des Forschungsreaktors II am Forschungszentrum Jülich vorgenommen. Dort wird abgebrannter Kernbrennstoff in einer Wassertiefe von acht Metern bis zum Abklingen der Strahlung gelagert. Die emittierte γ -Strahlung hat ein Energiespektrum, das von $E = 0,6 \text{ MeV}$ bis $E = 0,9 \text{ MeV}$ reicht. Andere Strahlungsarten können bei dieser Strahlungsquelle vernachlässigt werden; insbesondere Neutronen treten praktisch nicht auf.

Die Proben werden in Quarzglaskapillaren wasserdicht verpackt direkt neben den abgebrannten Brennelementen plaziert. Die maximale applizierte Energiedosis D beträgt $D = 8,5 \text{ MGy}$ bei einer Energiedosisleistung von $\dot{D} = 11 \text{ kGy/h}$. Dosen unter $D = 100 \text{ kGy}$ werden bei einer Energiedosisleistung von $\dot{D} = 1 \text{ kGy/h}$ aufgebracht. Während der Bestrahlung wird die Energiedosis mittels eines Glasdosimeters gemessen. Zwischen dem Bestrahlungsende und der Messung des

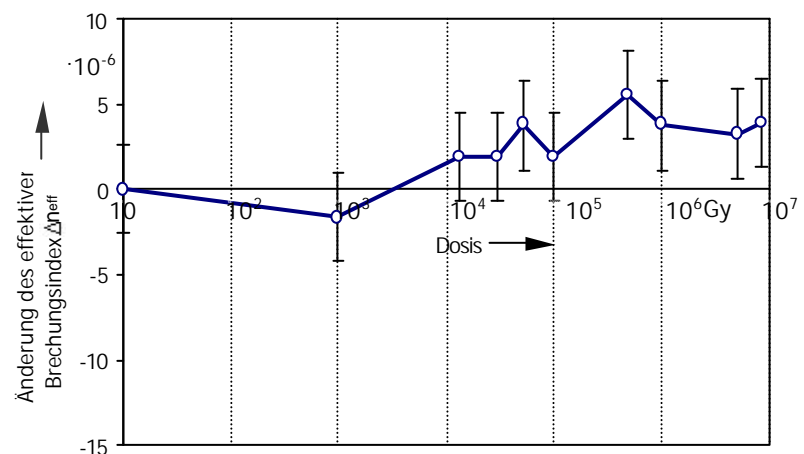


Bild 4.8: Abhängigkeit der Änderung des effektiven Brechungsindex Δn_{eff} eines Bragg-Gitters in Faser Fibercore® 345 B von der Energiedosis der γ -Strahlung (Energie $E = 0,9 \text{ MeV}$) aus abgebrannten Kernbrennstäben

Spektrums des Gitters vergehen infolge von Ausbau und den Transport der Proben maximal zwei Stunden. Relaxationseffekte und Alterung treten währenddessen nicht in meßbarem Umfang auf. Bild 4.8 stellt den Zusammenhang zwischen der Änderung des effektiven Brechungsindex mit der Energiedosis dar. Bis zu einer Energiedosis $D = 1000$ Gy geht der effektive Brechungsindex zurück, zeigt allerdings zu höheren Dosen hin einen Trend zu einer Erhöhung des effektiven Brechungsindex um maximal $\Delta n_{\text{eff}} = 5,6 \cdot 10^{-6}$. Nach Gleichung (4.1) entspricht dies einer Verschiebung der Braggwellenlänge um $\Delta \lambda = 0,003$ nm. Die Meßreihe wird mit 5 Gittern durchgeführt, die alle bis zur Maximaldosis $D = 8,5$ MGy bestrahlt werden. Die Meßpunkte stellen jeweils das arithmetische Mittel aus den 5 Einzelmeßergebnissen dar.

Die Abhängigkeit der Reflektivität R und der Bandbreite $\Delta \lambda_{\text{CM}}$ von der applizierten Energiedosis wird bei dieser Strahlungsquelle ebenfalls untersucht. Das Resultat für die Faser Fibercore® 345B stellt Bild 4.9 dar. Es ist tendenziell ein Rückgang der Brechungsindexmodulation zu verzeichnen. Bis zu einer Energiedosis $D = 8,5$ MGy geht die Brechungsindex-

modulation um $\Delta(\Delta n) = -1 \cdot 10^{-5}$ zurück. In Verbindung mit den Meßergebnissen der Änderung des effektiven Brechungsindex aus Bild 4.8 ist dies plausibel. Unter der Annahme, daß die γ -Strahlung nur noch den Brechungsindex in den Bereichen des Gitters beeinflusst, die bei der

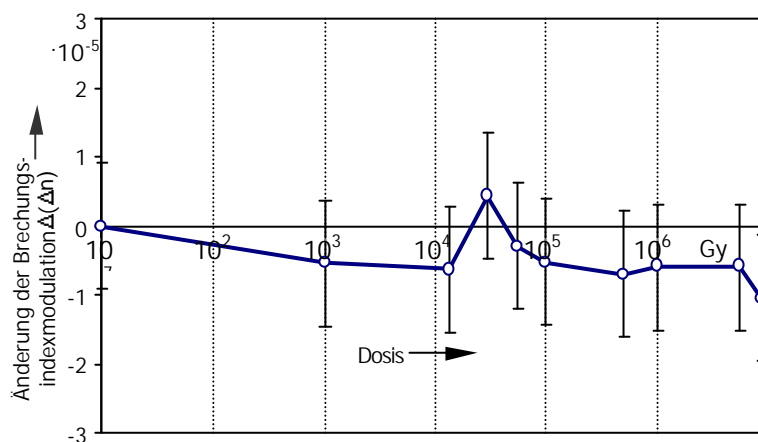


Bild 4.9: Abhängigkeit der Änderung der Brechungsindexmodulation $\Delta(\Delta n)$ eines Bragg-Gitters in Faser Fibercore® 345 B von der Energiedosis der γ -Strahlung (Energie $E = 0,9$ MeV) aus abgebrannten Kernbrennstäben

Gitterherstellung nicht UV-belichtet worden sind (s. auch Tabelle 3.3), ist mit der tendenziellen Zunahme des effektiven Brechungsindex (s. Bild 4.8) eine Abnahme der Brechungsindexmodulation verbunden, Bild 4.9. Die ausschließliche Beeinflussung nicht UV-belichteter Bereiche der Bragg-Gitter bedeutet, daß in den übrigen Bereichen des Gitters die Brechungsindexänderung durch die UV-Belichtung in die

Sättigung gebracht wird. Wäre dies nicht der Fall, würde man Brechungsindexänderungen über das gesamte Bragg-Gitter hinweg feststellen, wodurch die Brechungsindexmodulation aber unverändert bliebe.

Als Konsequenz für die praktische Anwendung der Gitter z.B. in der Sensorik ergibt sich, daß sowohl eine Verschiebung der Braggwellenlänge zu größeren Wellenlängen hin als auch der Reflektivität zu kleineren Werten hin erfolgt. Die Meßergebnisse widerlegen bislang nicht die Abschätzung aus Kapitel 3, nach der die erwartete Änderung der Braggwellenlänge unter γ -Bestrahlung im Kilograybereich im Bereich von 10^{-3} nm liegt und die Änderung der Reflektivität bei zwei bis drei Prozent. Die Meßergebnisse sind am Ende des Kapitels mit den Resultaten der anderen beiden untersuchten Fasern und den übrigen Strahlungsarten tabellarisch zusammengefaßt

4.1.2 Bestrahlung mit β -Strahlung

Die Bestrahlungen mit γ -Strahlung verschiedener Energien und Energiedosen zeigen, daß der Brechungsindex in den untersuchten Lichtwellenleitern unterhalb einer Energiedosis $D = 60$ Gy unabhängig von der Energie der Strahlung ist. Offen ist noch, ob sich der Brechungsindex bei anderen Arten von ionisierender Strahlung ändert. Aus diesem Grunde werden Bragg-Gitter in den drei ausgewählten Lichtwellenleitern mit β -Strahlung verschiedener Energien bestrahlt. Im folgenden Abschnitt werden die Meßergebnisse nach der Bestrahlung mit einem Strontium-90-Isotop diskutiert. Die darauffolgenden Messungen mit faseroptischen Bragg-Gittern, die mit Elektronen im Energiebereich einiger MeV bestrahlt werden, sind tabellarisch zusammengefaßt, da wie bei γ -Strahlung bis zu einer Energiedosis $D = 60$ Gy keine Energieabhängigkeit der Brechungsindexänderung gegeben war.

4.1.2.1 Bestrahlung mit dem Strontiumisotop ^{90}Sr

Das Strontiumisotop mit der Massenzahl 90 ist ein reiner β -Strahler und emittiert Elektronen der Energie $E = 546$ keV. Strontium-90 zerfällt dabei in Yttrium-90, das wiederum als reiner β -Strahler Elektronen der Energie $E = 2,28$ MeV emittiert und dabei in das stabile Isotop Zirkonium-90 übergeht. Der Anteil der hochenergetischen Strahlungskomponente im emittierten Strahlungsspektrum beträgt 50 %, die verbleibenden 50 % entfallen auf den niederenergetischen Anteil. Die Bestrahlungen der

Bragg-Gitter werden bei einer Energiedosisleistung $\dot{D} = 5,24 \text{ Gy/min}$ durchgeführt, wobei die maximal applizierte Energiedosis $D = 113 \text{ Gy}$ beträgt. Während der Bestrahlung wird mit einer Ionisationskammer (Firma PTW, Unidos mit Kammer 23331) als Referenz die applizierte Energiedosis gemessen. Die jeweilige Probe ist auf einer Platte aus Poly-

methylmetacrylat (PMMA) befestigt und direkt der Strahlung ausgesetzt. Der Aufbau zur Bestrahlung der Gitter mit Strontium-90-Strahlung ist analog zum Aufbau der Bestrahlungsversuche mit Cobalt-60 nach Bild 4.1. Die Abhängigkeit der Änderung des effektiven Brechungsindex Δn_{eff} von der Energiedosis zeigt Bild 4.10. Bis auf zwei Meßpunkte, die nach oben bzw. unten abweichen, werden keine Änderungen des effektiven Brechungsindex gemessen. Die Abweichungen sind für Verschiebungen $\Delta\lambda_B$ bei der Messung der Braggwellenlänge in Höhe von $\Delta\lambda_B = 0,001 \text{ nm}$ zu größeren bzw. kleineren Wellenlängen hin verantwortlich. Für diese Meßreihe werden fünf Bragg-Gitter bestrahlt und für jeden Meßpunkt in Bild 4.10 das arithmetische Mittel aus den fünf Einzelmessungen gebildet.

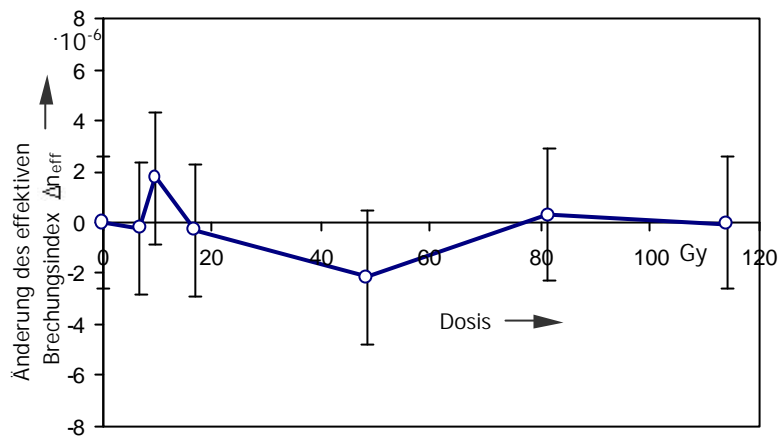


Bild 4.10: Abhängigkeit der Änderung des effektiven Brechungsindex Δn_{eff} eines Bragg-Gitters in Faser Fibercore® 345 B von der Energiedosis D der β -Strahlung (Energien $E = 546 \text{ keV}$ und $E = 2,28 \text{ MeV}$, ^{90}Sr -Strahlung)

Die Abweichungen sind für Verschiebungen $\Delta\lambda_B$ bei der Messung der Braggwellenlänge in Höhe von $\Delta\lambda_B = 0,001 \text{ nm}$ zu größeren bzw. kleineren Wellenlängen hin verantwortlich. Für diese Meßreihe werden fünf Bragg-Gitter bestrahlt und für jeden Meßpunkt in Bild 4.10 das arithmetische Mittel aus den fünf Einzelmessungen gebildet.

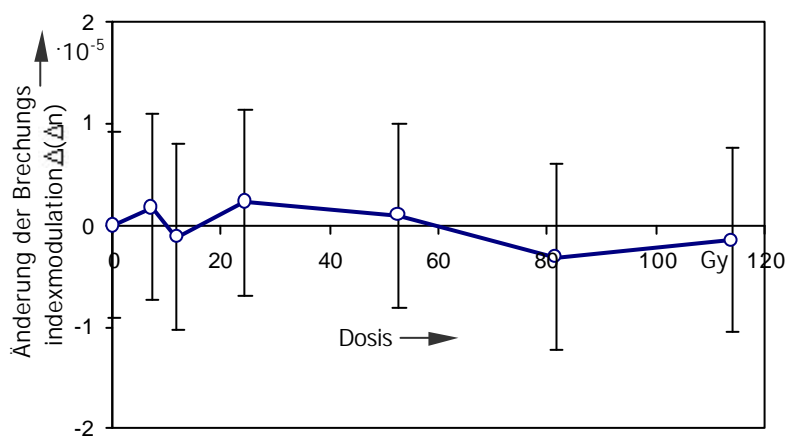


Bild 4.11: Abhängigkeit der Änderung der Brechungsindexmodulation $\Delta(\Delta n)$ eines Bragg-Gitters in Faser Fibercore® 345 B von der Energiedosis der β -Strahlung (Energien $E = 546 \text{ keV}$ und $E = 2,28 \text{ MeV}$, ^{90}Sr -Strahlung)

Der Einfluß der β -Strahlung aus der Strontium-90-Quelle auf die Reflektivität R und die Bandbreite $\Delta\lambda_{CM}$ der Bragg-Gitter wird ebenfalls untersucht. Aus der Reflektivität wird nach Gleichung (3.2) die Brechungsindexmodulation berechnet, die Berechnung der Bandbreite dient wiederum dem Test auf Datenkonsistenz, da sie sowohl von der Brechungsindexmodulation als auch vom effektiven Brechungsindex abhängt. Das Resultat zeigt Bild 4.11. Die Brechungsindexmodulation schwankt um den Ausgangswert um maximal $\Delta(\Delta n) = 3,1 \cdot 10^{-6}$. Die Reflektivitäten der verwendeten Bragg-Gitter betragen zwischen $R = 42 \%$ und $R = 51 \%$. Die Änderung der Brechungsindexmodulation entspricht in diesem Bereich einer Reflektivitätsänderung von ca. fünf Prozent.

4.1.2.2 Bestrahlung mit β -Strahlung der Energien $E = 6 \text{ MeV}$ und $E = 20 \text{ MeV}$ eines Beschleunigers

Die Bestrahlung der faseroptischen Bragg-Gitter mit β -Strahlen der Energien $E = 6 \text{ MeV}$ und $E = 20 \text{ MeV}$ erfolgt an einem Beschleuniger des Typs Siemens Mevatron[®] der medizinischen Strahlentherapie im Klinikum Aachen. Die Energiedosisleistung \dot{D} betrug bei beiden Elektronenenergien $\dot{D} = 4,0 \text{ Gy/min}$. Die Proben befinden sich - wie analog in Bild 4.1 dargestellt - in einem Abstand $d = 30 \text{ cm}$ direkt unter der Strahlenquelle. Fünf Bragg-Gitter werden mit Elektronen der Energie $E = 6 \text{ MeV}$ bestrahlt, weitere 5 Gitter mit Elektronen der Energie $E = 20 \text{ MeV}$, jeweils bis zu der maximalen Energiedosis $D = 60 \text{ Gy}$ und anschließend bezüglich ihrer Braggwellenlänge λ_B , Reflektivität R und Bandbreite $\Delta\lambda_{CM}$ charakterisiert. Um von einzelnen Gittern unabhängige Daten zu gewinnen, werden wieder nach Gleichung (3.14) bzw. (3.15) der effektive Brechungsindex und die Brechungsindexmodulation berechnet. Die bei den γ -Bestrahlungen festgestellte Unabhängigkeit des Brechungsindex von der Energie der Strahlung bei niedrigen Energiedosen zeigt sich auch bei den Bestrahlungen mit Elektronen. Die Resultate sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt. In den meßtechnisch für die Sensorik interessanten Größen "Braggwellenlänge λ_B " und "Reflektivität R " bedeuten diese Änderungen Abweichungen von maximal $\Delta\lambda_B = 0,002 \text{ nm}$ bzw. drei Prozent bei absoluten Reflektivitäten zwischen $R = 22 \%$ und $R = 29 \%$.

Insofern ergibt sich das gleiche Resultat wie bei den Bestrahlungen mit γ -Strahlung. Diese hatte zumindest bei geringen Energiedosen um $D = 60$ Gy ebenfalls keinen meßbaren Einfluß (Meßwertstreuung des Brechungsindex $n_{\text{aeff}} = 2,6 \cdot 10^{-6}$) auf den Brechungsindex der Lichtwellenleitergläser.

Tabelle 4.1: Einfluß hochenergetischer β -Strahlung (Energie $E = 6$ MeV und $E = 20$ MeV) auf den effektiven Brechungsindex n_{eff} und die Brechungsindexmodulation Δn bei faseroptischen Bragg-Gittern im Lichtwellenleiter Fibercore[®] 345B. Applizierte Energiedosis $D = 60$ Gy. Die Zahlenwerte nennen die maximale Abweichungen $(\Delta n_{\text{eff}})_{\text{max}}$ und $\Delta(\Delta n)_{\text{max}}$ von den jeweiligen Anfangswerten bei der Energiedosis $D = 0$ Gy, die Werte in Klammern die daraus resultierenden Änderungen der Braggwellenlänge und der Reflektivität bei einem Gitter der Braggwellenlänge $\lambda_B = 690$ nm.

	β -Strahlung, Energie $E = 6$ MeV	β -Strahlung, Energie $E = 20$ MeV
$(\Delta n_{\text{eff}})_{\text{max}}, (\Delta \lambda_{B\text{max}})$	$-2,8 \cdot 10^{-6}$ (-0,001 nm)	$5 \cdot 10^{-6}$ (0,002 nm)
$\Delta(\Delta n)_{\text{max}}, (\Delta R_{\text{max}})$	$-1,4 \cdot 10^{-5}$ (-2 %)	$1,2 \cdot 10^{-5}$ (3 %)

4.1.3 Bestrahlung mit Protonen der Energie $E = 20$ MeV eines Beschleunigers

Für die Bestrahlung der faseroptischen Bragg-Gitter mit hochenergetischen Protonen wird das Kompaktyklotron CV-28 des Forschungszentrums Jülich benutzt.

Bei einem Zyklotron werden elektrisch geladene Teilchen durch elektrische Wechselfelder beschleunigt und durch Elektromagnete auf einer Kreisbahn gehalten. Durch tangential zur Kreisbahn angeordnete Strahlrohre kann der Teilchenstrahl ausgekoppelt und für Experimente zur Verfügung gestellt werden. Um Streuung an Luftmolekülen so weit wie möglich auszuschließen, sind die Strahlrohre und das Zyklotron selbst evakuiert. Das Zyklotron vom Typ CV-28 liefert einen Protonenstrahl mit einem Durchmesser $\phi_p = 5$ mm und praktisch homogener Protonenverteilung in diesem Querschnitt.

Die Abschottung des evakuierten Strahlrohrs gegen den Umgebungsluftdruck wird bei der Bestrahlung der Proben durch eine Titanfolie der Dicke $d = 20$ μm erreicht.

Durch die Wechselwirkung mit den Titanatomen der Abschottung und den Luftmolekülen hinter der Titanfolie wird das Energiespektrum der Protonen zu niedrigeren Energien hin erweitert. Die Maximalenergie E der Protonen beträgt deshalb nur $E_p = 19,6$ MeV statt $E_p = 20$ MeV. Aus der Wechselwirkung mit der Titanfolie resultiert auch ein geringer Neutronenfluß $\phi_n = 10^5 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Die Proben werden unmittelbar hinter der Titanfolie im Zentrum des Strahls befestigt, wie in Bild 4.12 dargestellt.

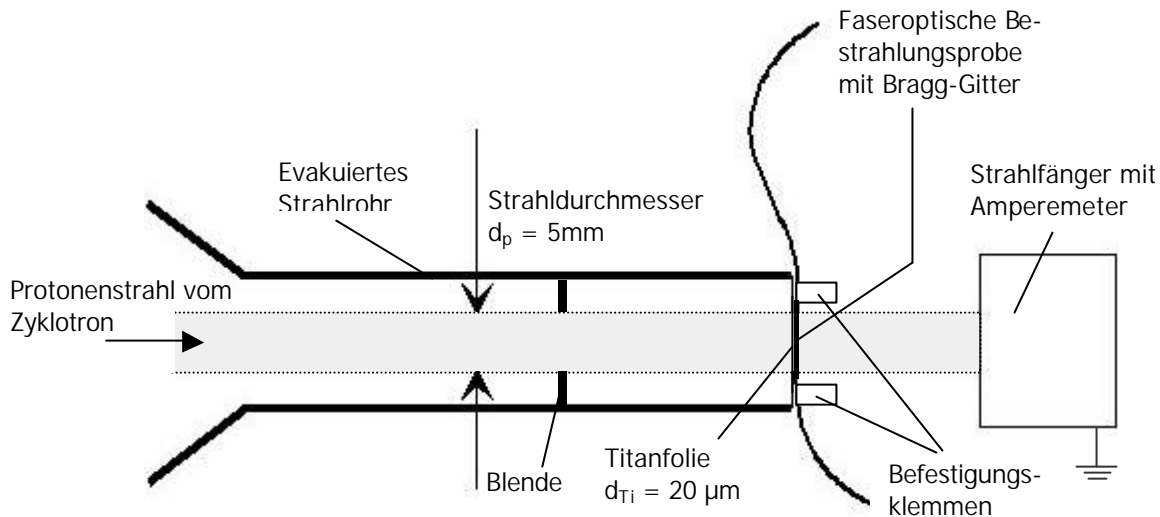


Bild 4.12: Aufbau zur Bestrahlung faseroptischer Bragg-Gitter mit Protonen aus einem Beschleuniger

Die Proben werden bei Protonenflüssen ϕ_p zwischen $\phi_p = 10^{10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ und $\phi_p = 10^{11} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ bestrahlt. Die auf die Probe treffende Protonenzahl wird über die Bestrahlungszeit eingestellt. Die Protonen, die auf den Strahlfänger gelangen, verursachen eine integrale Ladung Q , die mittels eines Strommeßgeräts gegen Erde gemessen wird. Da jedes Proton eine positive Elementarladung q trägt, folgt mit $n_p = Q/q$ unmittelbar die Anzahl der Protonen n_p , die auf den Strahlfänger treffen.

Der Strahlquerschnitt wird durch eine Blende im Strahlengang eingestellt. Mit dem Strahlquerschnitt A_p , der Bestrahlungszeit t_B und der Protonenzahl n_p ergibt sich somit der Protonenfluß ϕ_p :

$$\phi_p = \frac{n_p}{A_p \cdot t_B} \quad (4.2)$$

Um den direkten Vergleich mit den übrigen Meßergebnissen zu ermöglichen, werden die Protonenflüsse in Energiedosis-Einheiten umgerechnet. Für die Berechnung der

Energiedosis D aus dem Protonenfluß ϕ_P gibt es keinen festen funktionalen Zusammenhang, da die Energie E , die die Protonen in der bestrahlten Materie deponieren, sowohl von der Materiedichte, als auch von der Protonenenergie E_P und der Dicke der bestrahlten Materie abhängt. Bild 4.13 zeigt, daß der Großteil der Protonen der Energie $E_P = 20$ MeV in Quarzglas erst nach einer Eindringtiefe $d_{GI} = 2,3$ mm stark absorbiert wird und dort seine Energie abgibt.

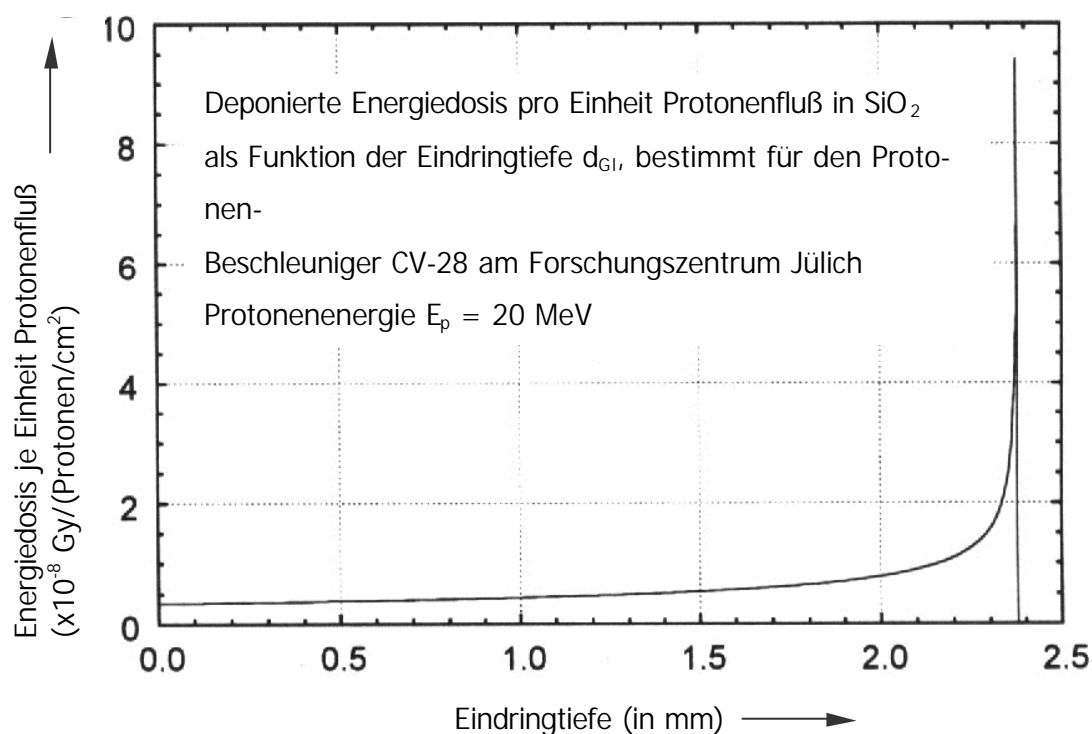


Bild 4.13: Abhängigkeit der von einem Protonenstrahl der Energie $E_p = 20$ MeV in Quarzglas deponierten Energiedosis D von der Eindringtiefe [Sakasai 1999]. SiO_2 Siliciumdioxid

Für die Lichtwellenleiter des Durchmessers $d = 125$ μm bedeutet dies, daß jedes Proton pro Quadratcentimeter eine Energiedosis $D = 4$ nGy im Glas deponiert. Damit ergibt sich nach der Bestrahlungszeit t_B die gesamte Energiedosis D zu

$$D = 4 \cdot 10^{-9} \cdot \phi_P \cdot A \cdot t_B. \quad (4.3)$$

ϕ_P ist der Protonenfluß aus dem Beschleuniger und beträgt $\phi_P = 8,7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$; A ist die gegenüber dem Protonenstrahl exponierte Fläche des Lichtwellenleiters.

Für jeden Meßpunkt werden vier Bragg-Gitter bestrahlt. Die Gitter werden innerhalb von 6 Stunden nach Bestrahlungsende hinsichtlich Braggwellenlänge, Reflektivität und Bandbreite charakterisiert. Aus den Gitterparametern werden nach den Gleichungen (3.2) und (3.14)

der effektive Brechungsindex n_{eff} und die Brechungsindexmodulation Δn berechnet. Bild 4.14 zeigt die Abhängigkeit der Änderung des effektiven Brechungsindex n_{eff} von der applizierten Energiedosis D .

Jedem Meßpunkt liegt das arithmetische Mittel aus den vier Einzelmessungen der Bragg-Gitter zugrunde. Man erkennt in Bild 4.14 keine Tendenz zu einer Erhöhung oder Absenkung des effektiven Brechungsindex.

Sakasai et al. [Sakasai 1999] haben die Wirkung von Protonen auf Lichtwellenleiter untersucht. Protonen hinterlassen bei der Durchdringung von Festkörpern mikroskopische Gitterdefekte, bis sie ihre Energie vollständig abgegeben haben. Sie wechselwirken direkt mit den Atomkernen und verursachen Sekundär-Protonen oder -Neutronen, die weitere Gitterdefekte induzieren. Bei der eingebrachten Energiedosis zeigen sich jedoch keine

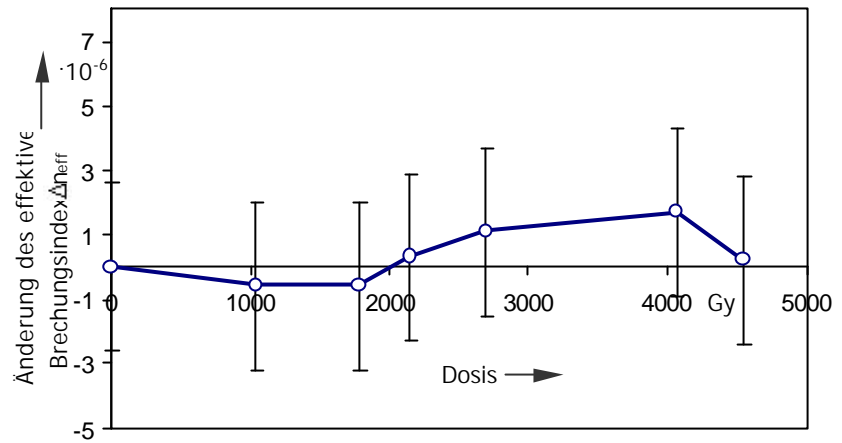


Bild 4.14: Abhängigkeit der Änderung des effektiven Brechungsindex Δn_{eff} in der Faser Fibercore® 345 B von der Protonendosis aus einem Zyklotron (maximale Protonenenergie $E_p = 19,6$ MeV)

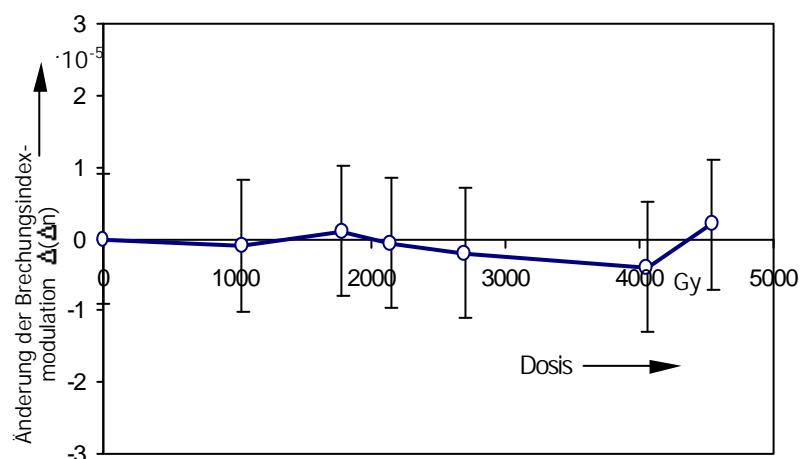


Bild 4.15: Abhängigkeit der Änderung der Brechungsindexmodulation $\Delta(\Delta n)$ in der Faser Fibercore® 345 B von der Protonendosis aus einem Zyklotron (maximale Protonenenergie $E_p = 19,6$ MeV)

detektierbaren Brechungsindexänderungen.

Die Auswertung der Reflektivitätsdaten der Bragg-Gitter ergibt geringe Änderungen der Brechungsindexmodulation wie sie nach Bestrahlungen mit niedrigen γ -Energiedosen gemessen worden sind. Die Brechungsindexmodulation schwankt um ihren ursprünglichen Wert und weist als maximale Abweichung einen Anstieg der Brechungsindexmodulation um $\Delta(\Delta n) = 2,0 \cdot 10^{-6}$ auf.

4.1.4 Bestrahlung mit thermischen und schnellen Neutronen aus einem Kernreaktor

Als thermische Neutronen werden Neutronen mit Energien E im Bereich von $E = 0,025$ eV bezeichnet. In Kernreaktoren dominieren - je nach Reaktortyp unterschiedlich stark - thermische Neutronen gegenüber den sogenannten schnellen Neutronen höherer Energie, die einige MeV betragen kann.

Die Bestrahlungen der faseroptischen Bragg-Gitter werden am Forschungsreaktor II des Forschungszentrums Jülich durchgeführt. Das Energiespektrum der Neutronen für diesen Reaktortyp und für den spezifischen Bestrahlungsort der Proben im Reaktor zeigt Bild

4.16. Für das deutliche Maximum des Spektrums bei der Energie $E = 0,04$ eV sind die thermischen Neutronen verantwortlich; zu höheren Neutronenenergien ($E > 0,1$ eV) hin nimmt der Anteil thermischer Neutronen rasch um mehr als

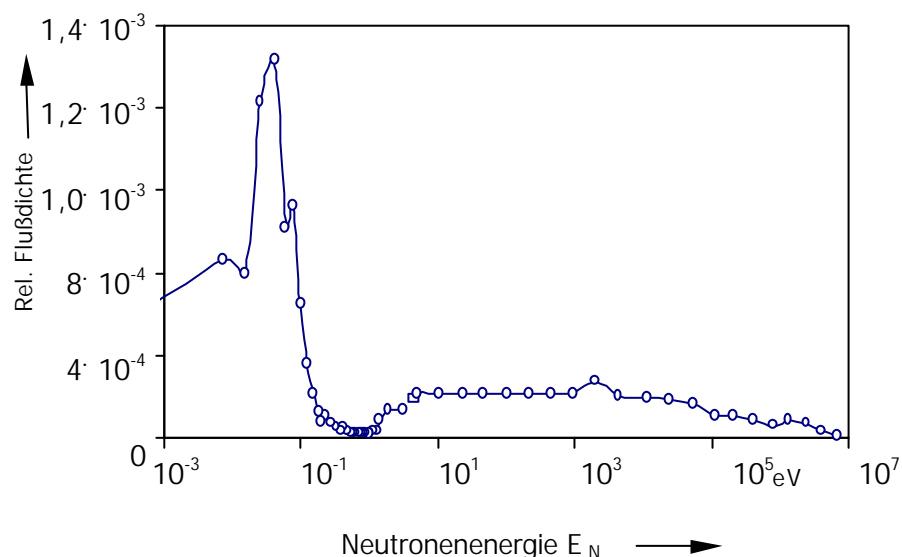


Bild 4.16: Energiespektrum der Neutronen des Forschungsreaktors II des Forschungszentrums Jülich in Bestrahlungsposition BE21 [FRJ-II]. Das Integral über das Gesamtspektrum hat den Wert 1. Die relative Flußdichte gibt den auf 1 bezogenen anteiligen Wert für eine bestimmte Neutronenenergie an.

eine Größenordnung ab.

Die Proben werden in Quarzglasröhrchen eingeschmolzen, die zuvor evakuiert werden. Dies ist eine Sicherheitsmaßnahme, um die Aktivierung und spätere Freisetzung der in dem Röhrchen eingeschlossenen Luft zu vermeiden. Die Glasröhrchen werden in einer Polystyrolbüchse verpackt und über eine Rohrpostanlage in den Reaktor eingebracht.

Aus Gründen der besseren Vergleichbarkeit mit den anderen Bestrahlungsergebnissen werden die Neutronenflüsse in die Einheit Energiedosis umgerechnet. Laut Almenas [Almenas 1992] deponiert ein thermisches Neutron ($E < 0,1$ eV) im Mittel pro Quadratcentimeter in Quarzglas die Energiedosis $D_{nth} = 4,35 \cdot 10^{-12}$ Gy. Ein schnelles Neutron ($E > 0,1$ eV) deponiert entsprechend im Mittel $D_{ns} = 3 \cdot 10^{-11}$ Gy. Mit einem Fluß thermischer Neutronen $\phi_{th} = 1,2 \cdot 10^{14}$ cm⁻²s⁻¹ erhält man eine Energiedosisleistung $\dot{D}_{nth} = 522$ Gy/s nach

$$\dot{D}_{nth} = \phi_{th} \cdot D_{nth} \quad (4.4)$$

Analog ergibt sich in Quarzglas mit einem Fluß schneller Neutronen ($E > 0,1$ eV) $\phi_s = 8,7 \cdot 10^{12}$ cm⁻²s⁻¹ die Energiedosisleistung $\dot{D}_{ns} = 261$ Gy/s. Hinzu kommt die Energiedosisleistung \dot{D}_g aufgrund der gleichzeitig vorliegenden γ -Bestrahlung. Die spektrale Energieverteilung der γ -Strahlung reicht von $E = 0,7$ MeV bis $E = 0,9$ MeV. Die Energiedosisleistung der γ -Strahlung beträgt $\dot{D}_g = 10^6$ Gy/h. Die gesamte Energiedosisleistung \dot{D} aufgrund der Neutronen- und γ -Bestrahlung ist $\dot{D} = 1060$ Gy/s mit

$$\dot{D} = \dot{D}_{nth} + \dot{D}_{ns} + \dot{D}_g \quad (4.5)$$

Die Bragg-Gitter werden unterschiedlich lang bestrahlt. Die Bestrahlungsdauer t_B beträgt $t_B = 3$ h, $t_B = 6$ h, $t_B = 12$ h und $t_B = 24$ h.

Zwischen dem Ende der Bestrahlung und der Charakterisierung werden die Proben vier Tage gelagert, um die Radioaktivität abklingen zu lassen. Die Aktivität der Glasfasern beruht zum größten Teil auf dem Zerfall des Isotops Silicium-31, das mit einer Halbwertszeit $T_{1/2} = 2,6$ Stunden in Phosphor-31 übergeht. Durch eine sogenannte (n,p)-Reaktion [Finkelburg 1976] von Silicium-28 entsteht weiterhin Aluminium-29, das mit einer Halbwertszeit $T_{1/2} = 200$ Tage in Silicium-29 zerfällt. Die

Elemente Phosphor und Germanium, die in geringen Mengen enthalten sind, zerfallen nach Neutronenbestrahlung mit Halbwertszeiten $T_{1/2} < 14$ Tagen zu Schwefel-32 bzw. Gallium-71. Alle Reaktionen laufen unter β - und γ -Emission ab. Die Kenntnis dieser Vorgänge ist deshalb wichtig, weil sie auch nach dem Wegfall der äußeren Neutronenbestrahlung ablaufen und der Lichtwellenleiter einer erhöhten Energiedosisbelastung aufgrund des Zerfalls von Atomen in seinem Inneren ausgesetzt ist.

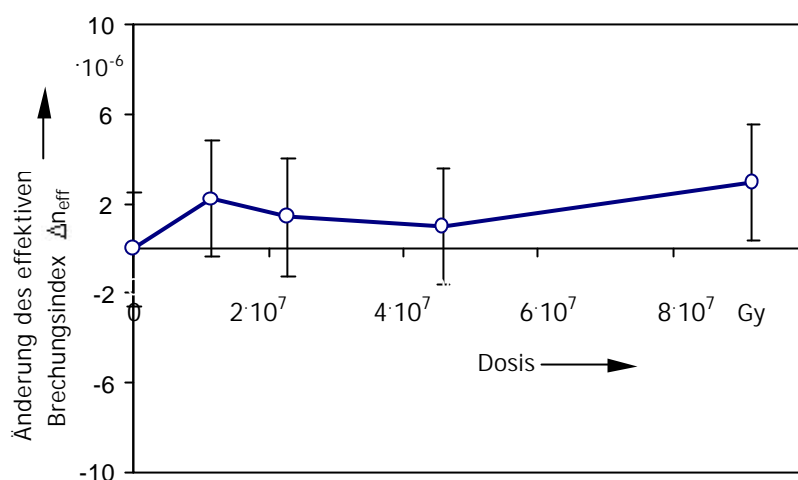


Bild 4.17: Abhängigkeit der Änderung des effektiven Brechungsindex Δn_{eff} von Bragg-Gittern in Faser Fibercore® 345 B von der kombinierten γ - und Neutronendosis aus einem Kernreaktor (thermische und schnelle Neutronen)

Insgesamt werden für jeden Meßpunkt der Meßreihe fünf Bragg-Gitter bestrahlt. Aus den jeweils gemessenen Braggwellenlängen wird der effektive Brechungsindex berechnet und dessen aus den fünf Einzelwerten arithmetisch gemittelte Änderung in Bild 4.17 dargestellt.

Die Energiedosisangabe in Bild 4.17 beruht auf der Neutronendosis zuzüglich der gleichzeitigen Energiedosis aufgrund der γ -Strahlung. Der effektive Brechungsindex zeigt mit zunehmender Energiedosis

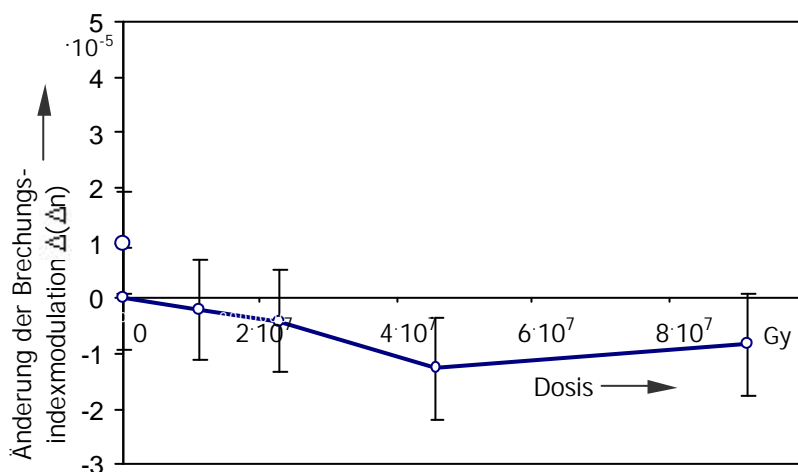


Bild 4.18: Abhängigkeit der Änderung der Brechungsindexmodulation $\Delta(\Delta n)$ von Bragg-Gittern in Faser Fibercore® 345 B von der kombinierten γ - und Neutronendosis aus einem Kernreaktor (thermische und schnelle Neutronen)

einen Trend zu einer Erhöhung des effektiven Brechungsindex um maximal $\Delta n_{\text{eff}} = 3 \cdot 10^{-6}$. Nach Gleichung (4.1) entspricht dies einer Verschiebung der Braggwellenlänge um $\Delta\lambda = 0,002 \text{ nm}$ bei einer Braggwellenlänge $\lambda_B = 800 \text{ nm}$ zu größeren Wellenlängen hin.

Der Einfluß von kombinierter Neutronen- und γ -Strahlung auf die Reflektivität R und die Bandbreite $\Delta\lambda_{\text{CM}}$ wird ebenfalls untersucht. Bild 4.18 zeigt das Meßergebnis der aus den gemessenen Reflektivitäten berechneten Änderung der Brechungsindexmodulation $\Delta(\Delta n)$ gegen die Neutronen-/ γ -Dosis. Wie bei den Meßergebnissen nach Protonen- und γ -Bestrahlung mit hohen Dosen ist in Bild 4.18 ein Rückgang der Brechungsindexmodulation mit steigender Strahlungsbelastung zu verzeichnen. Der maximale Rückgang beträgt $\Delta(\Delta n)_{\text{max}} = 1,26 \cdot 10^{-5}$. Analog zu der Interpretation der Meßergebnisse nach der γ -Bestrahlung im Bereich einiger Millionen Gray bedeutet das Absinken der Brechungsindexmodulation und der gleichzeitige Anstieg des effektiven Brechungsindex, daß die UV-belichteten Stellen des Gitters hinsichtlich ihrer Brechungsindexänderung in der Sättigung sind und durch ionisierende Strahlung nicht mehr signifikant beeinflusst werden.

Eine weitere Neutronenbestrahlung erfolgt über eine komplette Reaktorbetriebsperiode von 20 Tagen. Die Probenvorbereitung wird wie oben beschrieben durchgeführt, jedoch sind die Quarzglasröhrchen in einer Aluminiumkapsel eingeschweißt, da die bislang verwendeten Polystyrolbüchsen einer Bestrahlung über 20 Tage hinweg nicht standhalten. Die Aluminiumkapsel wird über eine Rohrpostanlage in unmittelbarer Nähe des Reaktorkerns positioniert; die Proben, bestehend aus fünf Bragg-Gittern in der Faser Fibercore® 345B, sind dort einem Fluß thermischer Neutronen $\phi_{\text{th}} = 1,7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ sowie einem Fluß schneller Neutronen ($E > 0,1 \text{ eV}$) von $\phi_s = 4,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ausgesetzt. Die gleichzeitige Energiedosisleistung \dot{D} aufgrund von γ -Strahlung beträgt $\dot{D} = 10^6 \text{ Gy/h}$. Mit Gleichung (4.5) ergibt sich daraus die integrale Energiedosisleistung $\dot{D} = 2340 \text{ Gy/s}$. Die spektrale Energieverteilung der γ -Strahlung reicht von $E = 0,7 \text{ MeV}$ bis $E = 0,9 \text{ MeV}$.

Die faseroptischen Bragg-Gitter, die sich 20 Tage direkt am Reaktorkern befunden haben und in dieser Zeit einem integralen Fluß thermischer Neutronen $\phi_{\text{th}} =$

$2,9 \cdot 10^{20}$ n/cm² und einem integralen Fluß schneller Neutronen $\phi_s = 7,6 \cdot 10^{19}$ n/cm² ausgesetzt gewesen sind, was einer Energiedosis $D = 4$ GGy entspricht, können nicht mehr ausgewertet werden. Der Fasermantel aus Acrylat bildet eine fest haftende, verkohlte Schicht um den Lichtwellenleiter. Auch das Glas des Lichtwellenleiters selbst weist eine deutlich sichtbare Eintrübung aufgrund der ionisierenden Strahlung auf. Zur Charakterisierung der Bragg-Gitter wird versucht, die bestrahlten Proben an ein Stück einer Einmodenfaser thermisch anzuspleißen, um Licht in die Faser einkoppeln zu können. Während des Spleißvorgangs entstehen an den bestrahlten Fasern Blasen, so daß keine Spleißverbindung zustande kommt. Blasen beim thermischen Spleißen weisen auf eine zu niedrige Erweichungstemperatur des Glases hin. Offenbar ist die Struktur des Glases durch die Bestrahlung stark beeinflußt und deshalb auch seine Erweichungstemperatur herabgesetzt worden.

4.2 Einfluß ionisierender Strahlung auf die Funktionsfähigkeit von faseroptischen Bragg-Gitter-Sensoren

In den ersten Abschnitten dieses Kapitels sind die Meßergebnisse dargestellt, die durch die Charakterisierung bestrahlter Bragg-Gitter gewonnen werden.

Für den Bau eines Sensors auf der Basis faseroptischer Bragg-Gitter sind noch weitere Komponenten wie z.B. Klebstoffe oder Verbindungs- und Stützelemente aus Metall oder Kunststoff nötig, deren Eigenschaften die Funktion des Sensors beeinträchtigen können.

Deshalb wird ein Temperatursensor auf der Basis faseroptischer Bragg-Gitter entwickelt, gebaut und der Strahlungseinfluß auf den Sensor direkt untersucht. Der Aufbau des Meßsystems und der Sensorspitze ist in Bild 4.19 schematisch gezeigt. Das Licht einer breitbandigen Lichtquelle wird über Lichtwellenleiter und einen y-Koppler in die Sensorfaser geführt. In die Sensorfaser wird ein faseroptisches Bragg-Gitter einbeleuchtet und die Sensorspitze mit dem Gitter, wie in Bild 4.19 dargestellt, in ein Stahlröhrchen (Werkstoff 1.4301) mit Epoxyklebstoff eingeklebt. Die Sensorfaser umhüllt ein Schlauch aus Polyethylen (Rehau[®] Katheterschlauch), der den Sensor vor Feuchtigkeit schützt.

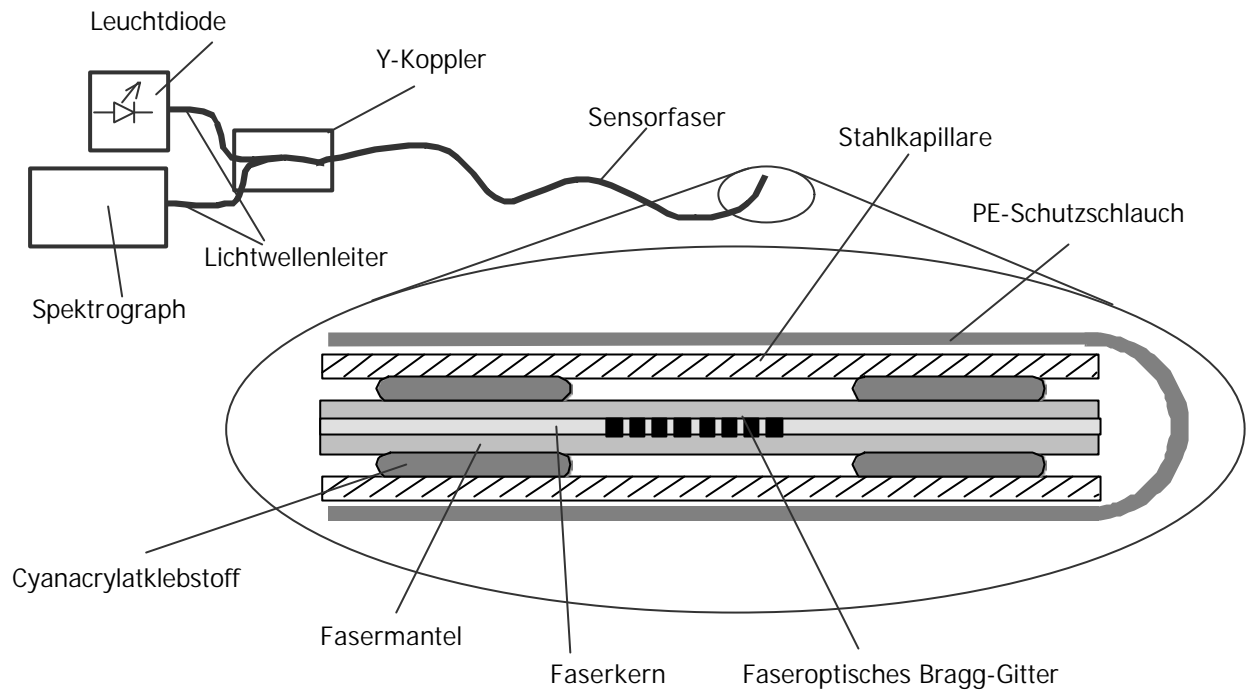


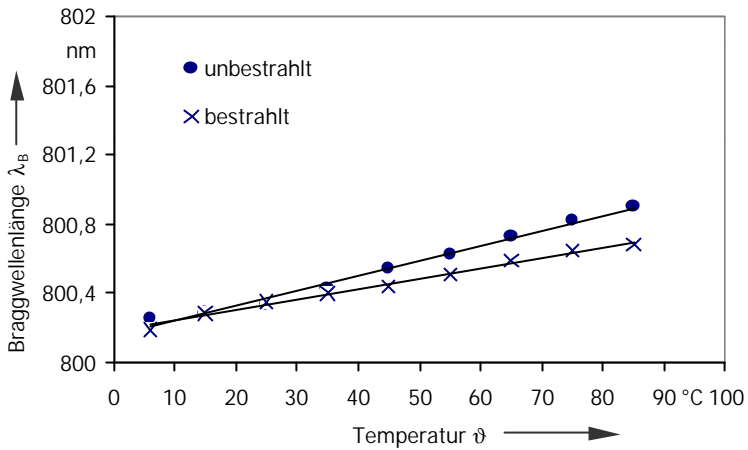
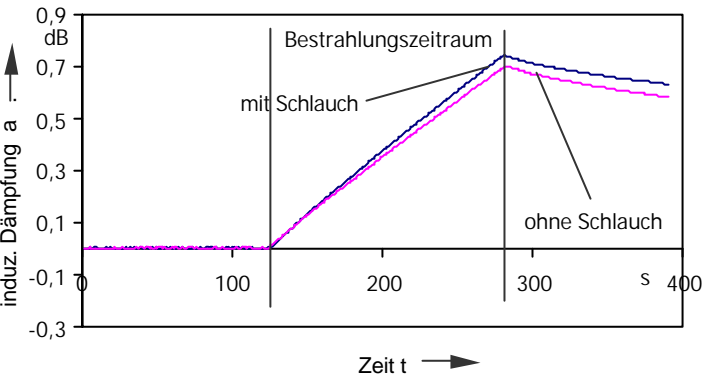
Bild 4.19: Schematischer Aufbau eines Systems zur Temperaturmessung und der Sensor-
spitze des Temperatursensors mit einem faseroptischen Bragg-Gitter in einer
Einmodenfaser. PE Polyethylen

Der Lichtwellenleiter mit dem Bragg-Gitter ist in einem Stahlröhrchen untergebracht, um einerseits höheren mechanischen Schutz der Faser gegen Druck oder Knicken zu erreichen, andererseits um die Verschiebung der Braggwellenlänge bei Temperaturänderungen zu erhöhen: Da der thermische Ausdehnungskoeffizient α von Stahl wesentlich größer ist ($\alpha_{\text{Stahl}} = 16 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$) als der entsprechende Wert für Quarzglas ($\alpha_{\text{SiO}_2} = 0,45 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$), wird bei einer Temperaturerhöhung das Gitter durch die Längenänderung des Stahlröhrchens stärker gedehnt, als es ohne Stahlröhrchen der Fall wäre. Ein derart aufgebauter Sensor könnte z.B. im Körper eines Patienten implantiert die lokale Temperatur überwachen.

Die Auswahl der für den Bau des Sensors verwendeten Materialien ist unter dem Gesichtspunkt erfolgt, daß jede einzelne Systemkomponente im Feld ionisierender Strahlung ihre Eigenschaften nicht in dem Maße ändert, daß Auswirkungen auf die Funktionstüchtigkeit des Sensors daraus resultieren. Neben den faseroptischen Bragg-Gittern selbst, die in den vorangegangenen Abschnitten untersucht worden sind, muß der Einfluß des Klebstoffs, des Stahlröhrchens und des Schutzschlauchs berücksichtigt werden.

Tabelle 4.2 zeigt im oberen Bereich den Einfluß eines Cyanacrylatklebstoffes auf die Funktion des Bragg-Gitter-Temperatur-Sensors.

Tabelle 4.2: Beispiele für den Einfluß nicht-optischer Komponenten auf die Funktionsfähigkeit eines Bragg-Gitter-Temperatur-Sensors im Feld ionisierender Strahlung

<p>Zur Steigerung der Empfindlichkeit gegenüber Temperaturänderungen wird ein Bragg-Gitter mit Cyanacrylat-Klebstoff in ein Stahlröhrchen eingeklebt. Der empfindlichkeitssteigernde Effekt geht nach der γ-Bestrahlung verloren, da der Klebstoff keine kraftschlüssige Verbindung zwischen Lichtwellenleiter und Stahlröhrchen mehr herstellen kann.</p>	 <p>Applizierte Dosis $D = 140 \text{ kGy}$ Steigung der Kurve vor der Bestrahlung: $m = 0,0087 \text{ nm/K}$ Steigung der Kurve nach der Bestrahlung: $m = 0,0061 \text{ nm/K}$</p>
<p>Der Schutzschlauch aus Polyethylen, der den Sensor umhüllt, enthält herstellerseitig Bariumsulfat (BaSO_4) als Röntgenkontraststoff, um im Falle des in-vivo-Einsatzes die Sichtbarkeit auf Röntgenbildern zu gewährleisten. BaSO_4 verschiebt das Energiespektrum ionisierender Strahlung beim Durchtritt in der Regel zu niedrigeren Energien hin. Bei niedrigen Strahlungsenergien ist die induzierte Dämpfung erhöht [Büker 1996], darum ist dort auch die Brechungsindexänderung größer. Dies könnte sich auf die Braggwellenlänge auswirken.</p>	 <p>Applizierte Dosis $D = 3 \text{ Gy}$, γ-Strahlung, $E = 1,3 \text{ MeV}$ Multimodellichtwellenleiter, enthält 60 Gew % Bleioxid Strahlungsind. Dämpfung α mit Schlauch: $\alpha = 5,22 \text{ dB/Gym}$ Strahlungsind. Dämpfung α ohne Schlauch: $\alpha = 4,7 \text{ dB/Gym}$ jeweils bei der Wellenlänge $\lambda = 460 \text{ nm}$. Wegen Gleichung (2.7) ist der effektive Brechungsindex n_{eff} von der optischen Dämpfung α abhängig. Aus Änderungen des effektiven Brechungsindex resultieren Verschiebungen der Braggwellenlänge (Gleichung 1.1).</p>

Dieser Kleber ist in einem früheren Entwicklungsstadium des Sensors verwendet worden, um die Sensorspitze in das Stahlröhrchen einzukleben. Nach der γ -Bestrahlung weist der Sensor eine andere Temperaturcharakteristik auf als zuvor. Dies kann auf die strahlungsinduzierte Degradation des Klebstoffs zurückgeführt werden, wodurch die kraftschlüssige Einspannung des Gitters nicht mehr gewährleistet ist. Epoxyklebstoff erweist sich gegenüber ionisierender Strahlung im Dosisbereich einiger Millionen Gray als stabil und ersetzt in einem späteren verbesserten Sensoraufbau den Cyanacrylatklebstoff.

Im unteren Teil von Tabelle 4.2 ist der Einfluß des Polyethylenschlauchs auf die induzierte optische Dämpfung dargestellt. Diese ist nicht nur von der applizierten Energiedosis, sondern auch von der Energie der Strahlung abhängig. Niederenergetische Strahlung ist bei gleicher Energiedosis im Regelfall für eine höhere optische Dämpfung in Lichtwellenleitern verantwortlich.

Katheterschläuche für den medizinischen Einsatz enthalten oft Bariumsulfat, um die Sichtbarkeit des Schlauchs auf Röntgenbildern zu gewährleisten. Das relativ schwere Barium bewirkt die Verschiebung des Energiespektrums zu niedrigeren Energien hin und damit eine erhöhte optische Dämpfung bei gleicher Energiedosis. Qualitativ betrachtet hängt damit nach Gleichung (2.7) eine Brechungsindexänderung zusammen, die wiederum die Parameter von Bragg-Gittern beeinflusst.

Selbst wenn der Schutzschlauch das Energiespektrum der γ -Strahlung zu niedrigeren Energien hin verschiebt, hat dies für die Temperaturmessung mit Bragg-Gittern keine Konsequenzen in Form von verfälschten Meßwerten: Die Meßergebnisse aus dem Abschnitt 4.1 zeigen, daß die Änderung der Gitterparameter unterhalb einer Energiedosis $D = 60 \text{ Gy}$ nicht von der Energie der ionisierenden Strahlung abhängig ist. Auch das Stahlröhrchen verschiebt das Energiespektrum durchdringender Strahlung zu niedrigeren Energien hin. Wie im Falle des Schutzschlauches auch, ist auch hier kein störender Einfluß auf die Temperaturmessung zu erwarten.

Nach der Optimierung der ursprünglichen Materialauswahl wird der Sensor mit γ -Strahlung einer maximalen Energie $E = 0,9 \text{ MeV}$ bestrahlt und mit einer Energiedosis $D = 140 \text{ kGy}$ beaufschlagt. Die Bestrahlung erfolgt im Abklingbecken für Brennelemente des Forschungsreaktors FRJ-II in Jülich. Bild 4.20 zeigt die Abhängigkeit der Braggwellenlänge λ_B des Bragg-Gitter-Sensors von der Temperatur ϑ vor und nach der Bestrahlung. Für die Messungen im Temperaturbereich unter $\vartheta = 85 \text{ °C}$ wird der

Sensor in ein temperiertes Wasserbad getaucht. Das Wasserbad hielt die Temperatur auf $\Delta \vartheta = 0,1 \text{ }^\circ\text{C}$ konstant. Die Messungen im Temperaturbereich zwischen $\vartheta = 85 \text{ }^\circ\text{C}$ und $\vartheta = 400 \text{ }^\circ\text{C}$ werden in einem Ofen durchgeführt. Die Temperatur wird mit einem Thermometer auf der Basis eines Ni-CrNi-Thermoelements kontrolliert. Sobald die Temperaturkonstanz hergestellt ist, kann die Braggwellenlänge λ_B gemessen werden.

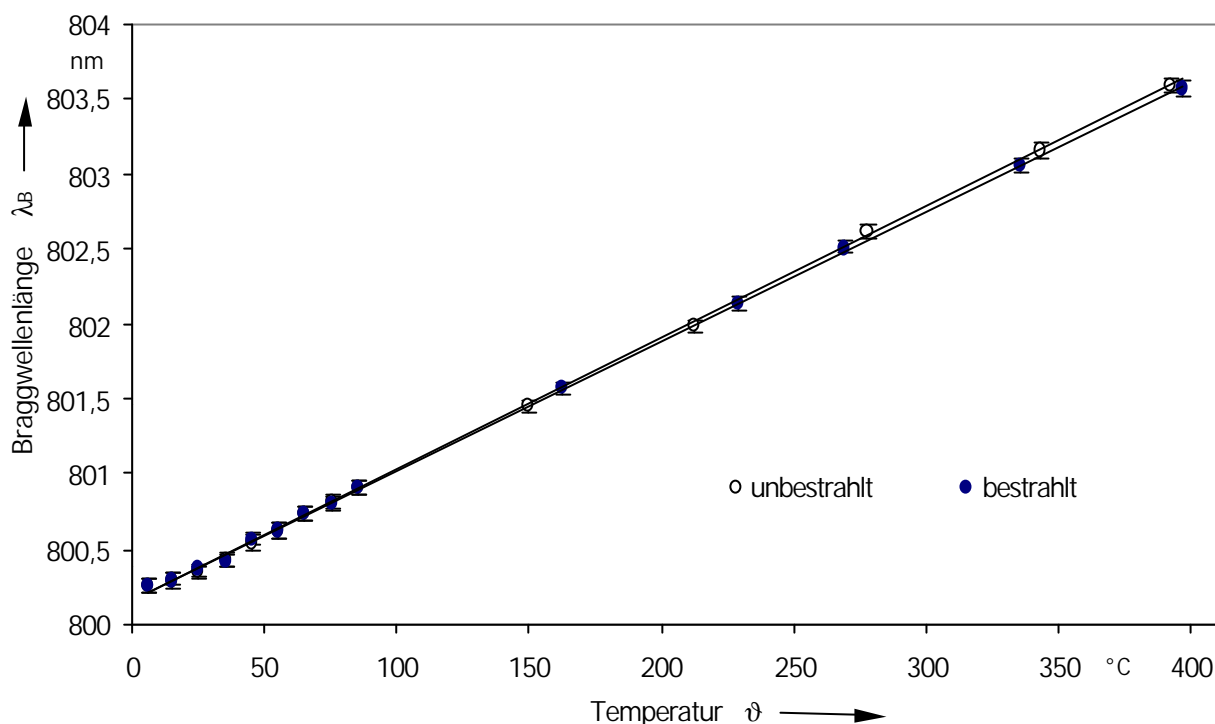


Bild 4.20: Abhängigkeit der Braggwellenlänge λ_B eines Temperatursensors auf Bragg-Gitter-Basis von der Temperatur ϑ vor und nach γ -Bestrahlung (Strahlungsenergie $E = 0,9 \text{ MeV}$) mit einer Energiedosis $D = 140 \text{ kGy}$, Lichtwellenleiter Fibercore® 345 B

Die Meßdaten werden jeweils durch eine Gerade approximiert, da wegen Gleichung (2.1) ein linearer Zusammenhang zwischen Braggwellenlänge und Temperatur erwartet wird. Diese Annahme wird auch in der Literatur bestätigt [Morey 1991]. Die Steigung der Gerade beträgt $d\lambda_B/d\vartheta = 8,8 \cdot 10^{-3} \text{ nm/K}$ für den unbestrahlten Sensor und $d\lambda_B/d\vartheta = 8,6 \cdot 10^{-3} \text{ nm/K}$ für den bestrahlten Sensor. Die Änderung der Steigung der Temperaturkurve nach der γ -Bestrahlung verursacht einen Fehler bei der Temperaturmessung von 2 %. Da die Geradensteigung abnimmt, werden mit dem Sensor nach der Bestrahlung leicht erhöhte Temperaturwerte gemessen als zuvor.

4.3 Zusammenfassung der Meßergebnisse zum Einfluß ionisierender Strahlung auf faseroptische Bragg-Gitter-Sensoren

Es sind in drei verschiedenen Lichtwellenleitern faseroptische Bragg-Gitter einbelichtet, mit unterschiedlichen ionisierenden Strahlen beaufschlagt und die Änderungen der Gitterparameter gemessen worden. Die Meßwertstrebene der Braggwellenlänge beträgt $\Delta\lambda_{\text{aB}} = 0,001 \text{ nm}$, die Meßwertstrebene der Reflektivität fünf Prozent. Diese Meßwertstrebene reicht aus, um in der Meßtechnik mit Bragg-Gitter-Sensoren z.B. Temperaturänderungen $\Delta\vartheta = 0,2 \text{ }^\circ\text{C}$ zu messen.

Die Meßergebnisse aus Abschnitt 4.1 beziehen sich ausschließlich auf den Lichtwellenleiter Fibercore[®] 345B; die Resultate der Messungen sind mit denjenigen der Fasern Siecor[®] SMF-28 und 3M[®] FSSC-5924 in Tabelle 4.3 zusammengefaßt. Die dargestellten Versuchsergebnisse in Abschnitt 4.1 zeigen, daß bei geringen Energiedosen bis zu $D = 60 \text{ Gy}$ keine systematische Änderung der Gitterparameter in Abhängigkeit von der Energiedosis gemessen wird. Erst bei hohen Energiedosen über $D = 10^5 \text{ Gy}$ zeichnet sich unabhängig von der Strahlungsart die Tendenz ab, daß sich der effektive Brechungsindex der Bragg-Gitter mit der Energiedosis erhöht. Die Änderungen des effektiven Brechungsindex liegen im Bereich $\Delta n_{\text{eff}} = 10^{-6}$ und befinden sich damit auch in guter Übereinstimmung mit der theoretischen Abschätzung nach Kramers-Kronig (Abschnitt 2.3.3).

Die Reflektivität nimmt bei diesen Energiedosen tendenziell ab. Daraus folgt nach Gleichung (3.2) eine Abnahme der Brechungsindexmodulation. In Zusammenhang mit der gemessenen Erhöhung des effektiven Brechungsindex kann der Schluß gezogen werden, daß ionisierende Strahlung nur an den Stellen des Bragg-Gitters den Brechungsindex beeinflusst, die bei der Gitterherstellung nicht UV-belichtet worden sind. Würde die Strahlung gleichmäßig auf das gesamte Gitter wirken, müßte die Brechungsindexmodulation konstant bleiben.

Wenn man davon ausgeht, daß die UV-belichteten Bereiche der Bragg-Gitter sich hinsichtlich der Brechungsindexänderungen in der Sättigung befinden, die Brechungsindexmodulation also maximal ist, stellt sich die Frage, warum nicht alle hergestellten Gitter hohe Reflektivitäten von annähernd $R = 100 \text{ %}$ aufweisen. Der Grund dafür können mechanische Schwingungen sein, die bei der Gitterbelichtung

das Interferenzstreifenmuster "verschmieren" und damit eine unscharfe Gitterbelichtung verursachen. Dadurch wird die Reflektivität herabgesetzt.

Tabelle 4.3: Maximale Änderungen des effektiven Brechungsindex und der Brechungsindexmodulation in den einzelnen Meßreihen, dargestellt für verschiedene Bestrahlungen. D Energiedosis, E Energie, Δn_{eff} Änderung des effektiven Brechungsindex, $\Delta(\Delta n)$ Änderung der Brechungsindexmodulation, Co Cobalt, Sr Strontium, p Protonen, n Neutronen

Strahlungsart	Fibercore [®] 345B		Siecor [®] SMF-28		3M [®] FSSC 5924	
	Δn_{eff}	$\Delta(\Delta n)$	Δn_{eff}	$\Delta(\Delta n)$	Δn_{eff}	$\Delta(\Delta n)$
γ , ⁶⁰ Co $D_{\text{max}} = 60 \text{ Gy}$	$-3,8 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-6}$	$-2,1 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-6}$	$0,9 \cdot 10^{-6}$	$-1,9 \cdot 10^{-6}$
γ , E = 12 MeV $D_{\text{max}} = 60 \text{ Gy}$	$2,9 \cdot 10^{-6}$	$6,8 \cdot 10^{-6}$	$-1,4 \cdot 10^{-6}$	$-0,7 \cdot 10^{-6}$	$2,1 \cdot 10^{-6}$	$-3,0 \cdot 10^{-6}$
γ , E = 18 MeV $D_{\text{max}} = 60 \text{ Gy}$	$-1,9 \cdot 10^{-6}$	$-3,2 \cdot 10^{-6}$	$1,9 \cdot 10^{-6}$	$-2,1 \cdot 10^{-6}$	$-2,4 \cdot 10^{-6}$	$-2,8 \cdot 10^{-6}$
γ , E = 0,9 MeV $D_{\text{max}} = 8,5 \text{ MGy}$	$5,6 \cdot 10^{-6}$	$-1,0 \cdot 10^{-5}$	$4,8 \cdot 10^{-6}$	$-8,1 \cdot 10^{-6}$	$5,1 \cdot 10^{-6}$	$-7,0 \cdot 10^{-6}$
β , ⁹⁰ Sr $D_{\text{max}} = 113 \text{ Gy}$	$-2,2 \cdot 10^{-6}$	$-3,1 \cdot 10^{-6}$	$-2,8 \cdot 10^{-6}$	$-2,9 \cdot 10^{-6}$	$-2,9 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$
β , E = 6 MeV $D_{\text{max}} = 60 \text{ Gy}$	$-2,8 \cdot 10^{-6}$	$-1,4 \cdot 10^{-5}$	$-2,0 \cdot 10^{-6}$	$-1,4 \cdot 10^{-6}$	$0,7 \cdot 10^{-6}$	$1,9 \cdot 10^{-6}$
β , E = 20 MeV $D_{\text{max}} = 60 \text{ Gy}$	$5,0 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$3,0 \cdot 10^{-6}$	$2,3 \cdot 10^{-6}$	$-2,6 \cdot 10^{-6}$
p, E = 20 MeV D = 7100 Gy	$2,3 \cdot 10^{-6}$	$-3,7 \cdot 10^{-6}$	$-2,6 \cdot 10^{-6}$	$-3,7 \cdot 10^{-6}$	$3,2 \cdot 10^{-6}$	$3,3 \cdot 10^{-6}$
n, thermisch und schnell, D = 90 MGy	$3,0 \cdot 10^{-6}$	$-1,3 \cdot 10^{-5}$	$3,6 \cdot 10^{-6}$	$-1,3 \cdot 10^{-6}$	$4,1 \cdot 10^{-6}$	$-2,5 \cdot 10^{-6}$

Für die Praxis ist die aus hohen Energiedosen resultierende Änderung der Braggwellenlänge besonders relevant, weil diese die meßtechnisch unmittelbar zugängliche Größe ist. Die höchste gemessene Brechungsindexänderung $\Delta n_{\text{eff}} = 5,6 \cdot 10^{-6}$ ist für eine maximale Verschiebung der Braggwellenlänge um $\Delta \lambda_B = 0,003 \text{ nm}$ (bei der

Braggwellenlänge $\lambda_B = 820$ nm) verantwortlich. Der Fehler, der sich daraus für die Messung der Temperatur mit einem Bragg-Gitter-Sensor ergibt, ist nach Gleichung (2.1) $\Delta \vartheta = 0,4$ °C.

Dabei sind für jede Bestrahlung der Gitter in diesen Lichtwellenleitern die maximalen Änderungen des effektiven Brechungsindex und der Brechungsindexmodulation aufgestellt. Für jeden Meßpunkt einer Bestrahlungsreihe sind im Durchschnitt fünf Gitter verwendet worden. Die fünf Einzelmeßwerte bei einer bestimmten Energiedosis sind arithmetisch gemittelt und daraus der effektive Brechungsindex bzw. die Brechungsindexmodulation bei diesem Dosiswert berechnet worden.

Tabelle 4.3 zeigt, daß die Gitterparameter unabhängig vom verwendeten Fasertyp unter ionisierender Strahlung stabil bleiben. Erst höhere Energiedosen im Bereich ab ca. $D = 100$ kGy verursachen Änderungen der Gitterparameter. Dies gilt insbesondere auch für die Gitter in der wasserstoffgeladenen Faser, die nach Ausdiffusion des Wasserstoffs stabil bleiben.

Die in Kapitel 2, (Gleichung (2.7), Tabelle 2.4) mit Hilfe der Kramers-Kronig-Relation durchgeführte Abschätzung der zu erwartenden Änderung des effektiven Brechungsindex ergab einen Wert von $\Delta n_{\text{eff}} = 1,3 \cdot 10^{-6}$. Die in Tabelle 4.3 dargestellten Meßwerte der Änderung des effektiven Brechungsindex befinden sich mit dem abgeschätzten Wert in guter Übereinstimmung. Abweichungen der Werte ergeben sich durch die unterschiedlichen Zusammensetzungen der Lichtwellenleitergläser von dem für die Abschätzung verwendeten Preformglas, sowie durch die erzielte Meßwertstreuung, bei der Bestimmung des effektiven Brechungsindex ($n_{\text{aeff}} = 2,6 \cdot 10^{-6}$, s. Abschnitt 3.3.2).

Bild 4.21 zeigt die grafische Veranschaulichung der Zahlenwerte aus Tabelle 4.3. Für die einzelnen Bestrahlungsreihen aller drei untersuchten Lichtwellenleiter ist die absolute Änderung des effektiven Brechungsindex n_{eff} aufgetragen. Der Bereich zwischen den horizontalen Linien markiert den Wertebereich, in dem die Brechungsindexänderungen nach der Kramers-Kronig-Abschätzung erwartet worden sind. Die Auswertung der meisten Meßreihen ergibt, daß die Brechungsindexänderungen Δn_{eff} im Rahmen des Erwarteten liegen.

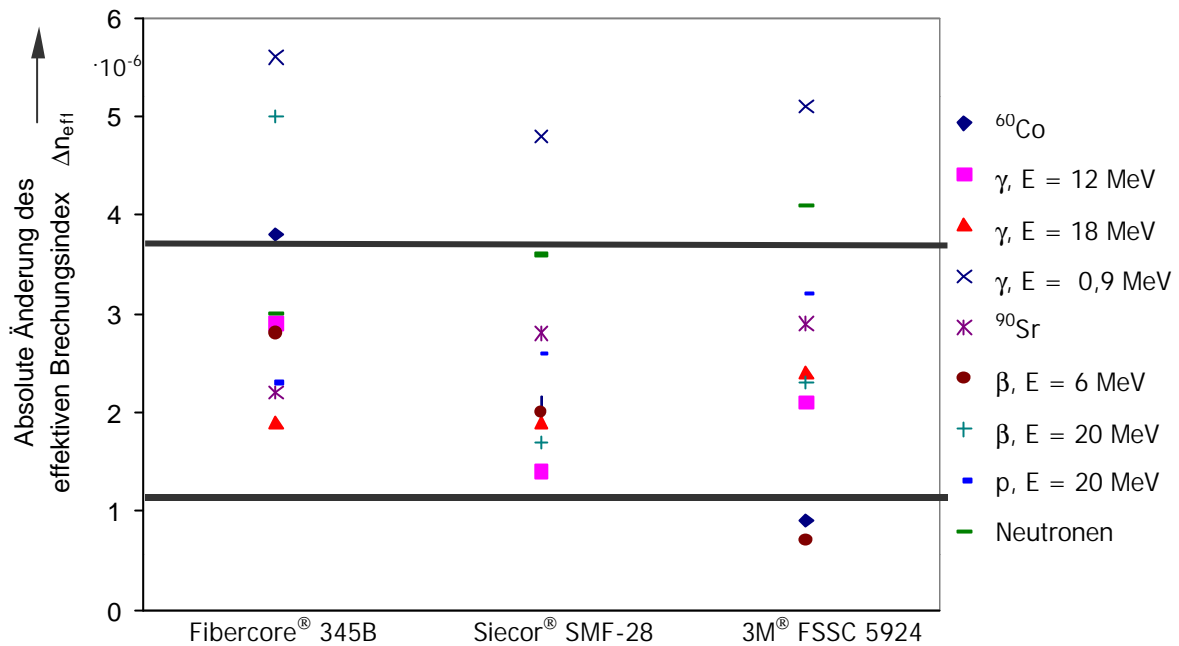


Bild 4.21: Grafische Veranschaulichung der Zahlenwerte aus Tabelle 4.3: Absolute Änderung des effektiven Brechungsindex Δn_{eff} für die einzelnen Bestrahlungsreihen aller drei untersuchten Lichtwellenleiter. Der Bereich zwischen den horizontalen Linien markiert den Wertebereich, in dem die Brechungsindexänderungen nach der Kramers-Kronig-Abschätzung erwartet worden sind. p Protonen, E Energie, Co Cobalt, Sr Strontium

Für die Abschätzung der Brechungsindexänderung in Abschnitt 2.3.4 ist allerdings eine Energiedosis $D = 100 \text{ kGy}$ zugrunde gelegt. Einige Bestrahlungen gehen deutlich über diese Dosis hinaus, so z.B. die γ -Bestrahlung bei der Energie $E = 0,9 \text{ MeV}$ ($D = 8,5 \text{ MGy}$) und auch die Neutronenbestrahlung ($D = 90 \text{ MGy}$). Diese beiden Bestrahlungsreihen ergeben laut Bild 4.21 auch höhere Brechungsindexänderungen.

5 **Schlußfolgerungen**

Lediglich nach Bestrahlungen mit sehr hohen Energiedosen über $D = 100$ kGy, die durch γ - bzw. Neutronenbestrahlung eingebracht werden, können tendenzielle Änderungen des effektiven Brechungsindex n_{eff} und der Brechungsindexmodulation Δn gemessen werden. Dabei erhöht sich der effektive Brechungsindex um maximal $\Delta n_{\text{eff}} = 5,6 \cdot 10^{-6}$ nach Bestrahlung mit γ -Strahlung ($E = 0,9$ MeV). Gleichzeitig ist ein Rückgang der Brechungsindexmodulation um $\Delta(\Delta n) = -1,0 \cdot 10^{-5}$ zu verzeichnen. Dies bedeutet, daß die Brechungsindexänderung nur in den Bereichen des Gitters stattfindet, die bei der Gitterherstellung nicht mit UV-Licht bestrahlt werden. Würde der Brechungsindex in allen Bereichen des Gitters angehoben werden, würde man eine praktisch unveränderte Brechungsindexmodulation erwarten.

Die Konsequenz ist, daß sich die Braggwellenlänge zu größeren Wellenlängen hin verschiebt und die Reflektivität abnimmt. Die gemessenen Änderungen sind $\Delta \lambda_{\text{Bmax}} = 0,003$ nm bzw. $\Delta R_{\text{max}} = -2$ %. Abweichungen bei der Bandbreite sind nicht meßbar, obwohl sich theoretisch aufgrund dieser maximalen Änderungen der Braggwellenlänge und der Reflektivität nach Gleichung (3.3) eine Verschmälerung des Reflexionsspektrums im Bereich von $\Delta \lambda_{\text{CM}} = 10^{-6}$ nm ergeben müßte.

Im Bereich niedriger Energiedosen bis zu $D = 60$ Gy zeigt sich, daß die Gitterparameter auch durch andere Strahlenarten und -energien im Rahmen der Meßwertstreuung nicht beeinflußt werden.

Diese Meßergebnisse sind unabhängig von den verwendeten Lichtwellenleitern (vgl. Tabelle 4.3); auch die Bragg-Gitter in der wasserstoffgeladenen Faser zeigen das gleiche Verhalten wie Gitter in nicht geladenen Fasern.

Vor dem Hintergrund der physikalischen Modellvorstellungen (s. Abschnitt 2.3.3) zur Wirkung von UV-Licht (Wellenlänge $\lambda = 244$ nm) auf germaniumdotiertes Quarzglas ist es offenbar nicht möglich, mit ionisierender Strahlung die gleiche Dichte von Defektzentren, die für die Brechungsindexänderungen verantwortlich sind, zu generieren wie mit UV-Licht.

Die eigenen Ergebnisse sind nur mit denen von Gusarov [Gusarov 1999] sinnvoll zu vergleichen, da bei allen anderen Arbeiten die Meßwertstreuung um mindestens

einen Faktor 10 schlechter ist als in der vorliegenden Arbeit. Die Meßergebnisse sind im Einklang mit den Ergebnissen von Gusarov, der Bragg-Gitter mit Braggwellenlängen im Bereich von $\lambda_B = 1550$ nm mit ^{60}Co -Strahlung im MGy-Bereich beaufschlagt hat. Dort wird von einer maximalen Verschiebungen der Braggwellenlänge zu größeren Wellenlängen hin in Höhe von $\Delta\lambda_B = 0,02$ nm nach einer Energiedosis $D = 100$ kGy berichtet, allerdings bei einer größeren Meßwertstreuung der Braggwellenlänge ($\lambda_{aB} = \pm 5$ pm) als in der vorliegenden Arbeit ($\lambda_{aB} = \pm 1$ pm). Die verbesserte Meßwertstreuung reicht aber noch nicht aus, eine direkte funktionelle Abhängigkeit der Gittereigenschaften von der applizierten Energiedosis aufzustellen.

Die geringere Meßwertstreuung in dieser Arbeit ermöglicht die Messung der Tendenz einer Erhöhung des effektiven Brechungsindex - der wie bei Gusarov zu einer Verschiebung der Braggwellenlänge zu größeren Wellenlängen führt - bzw. einer Abnahme der Brechungsindexmodulation bei hohen Energiedosen jenseits $D = 100$ kGy. Die höchste in dieser Arbeit gemessene Brechungsindexänderung $\Delta n_{\text{eff}} = 5,6 \cdot 10^{-6}$ ist für eine maximale Verschiebung der Braggwellenlänge um $\Delta\lambda_B = 0,003$ nm (bei der Braggwellenlänge $\lambda_B = 820$ nm) zu größeren Wellenlängen hin verantwortlich, um einen Faktor 7 weniger, als Gusarov berichtet. Gusarov verwendet jedoch Bragg-Gitter einer Braggwellenlänge $\lambda_B = 1550$ nm. In diesem Wellenlängenbereich verursacht die gleiche Brechungsindexänderung $\Delta n_{\text{eff}} = 5,6 \cdot 10^{-6}$ nach Gleichung (4.1) eine Verschiebung der Braggwellenlänge um $\Delta\lambda_B = 0,006$ nm, also um einen Faktor 3 weniger als bei Gusarov. Diese Diskrepanz ist z.B. durch die verschiedenen Lichtwellenleiter in Gusarovs Arbeit und der vorliegenden Arbeit erklärbar.

Für den praktischen Einsatz von Bragg-Gitter-Sensoren in der Medizintechnik, in der Kerntechnik sowie im Hoch-, Tief- und Maschinenbau haben die Meßergebnisse verschiedene Konsequenzen bezüglich ihrer Eignung:

5.1 Eignung faseroptischer Bragg-Gitter-Sensoren für die Medizintechnik

5.1.1 Dosismessung

In der Medizintechnik besteht - wie in Kapitel 2 beschrieben - Interesse an der Messung der Energiedosis, die ionisierende Strahlung bei der strahlentherapeutischen Behandlung von Patienten im Körpergewebe deponiert. Ein faseroptischer Bragg-Gitter-Sensor zur Dosismessung hätte gegenüber herkömmlichen Verfahren große Vorteile, die in Kapitel 2 erläutert sind.

Die Meßergebnisse zeigen jedoch (s. Bild 4.8 und Bild 4.9), daß selbst hohe γ -Energiedosen nur geringen Einfluß auf den effektiven Brechungsindex n_{eff} und die Brechungsindexmodulation Δn haben. Deren strahlungsinduzierte Abweichungen betragen wenige 10^{-6} (s. Tabelle 4.3). Die von den Brechungsindexgegebenheiten abhängigen Gitterparameter Braggwellenlänge, Reflektivität und Bandbreite ändern sich deshalb ebenfalls nur in geringem Maße. Meßtechnisch relevant ist die Braggwellenlänge, deren Abweichung maximal $\Delta\lambda_B = 0,003$ nm beträgt.

Die Bestrahlungen mit Elektronen, Protonen und Neutronen führen zu vergleichbaren Ergebnissen. Da eine Anforderung der medizinischen Strahlentherapie an einen Strahlungssensor lautet, auch kleine Energiedosen $D = 1$ cGy nachweisen zu können [Bücker 1996], sind faseroptische Bragg-Gitter als potentielle Strahlungssensoren für die Medizintechnik nicht geeignet. Die geringe Strahlungsempfindlichkeit ist für diese Anwendung ein Ausschlußkriterium; insofern ist es überflüssig zu untersuchen, inwieweit die übrigen Anforderungsmerkmale aus Tabelle 2.1 erfüllt sind.

5.1.2 Temperaturmessung unter Strahlungseinfluß

Im Bereich der Temperaturmessung bei der Hyperthermie-Therapie ist mit der gleichen Begründung keine Beeinflussung der Meßergebnisse durch ionisierende Strahlung zu erwarten.

Zwar kann die bei der Hyperthermie-Therapie gewünschte optische Auflösung des Bragg-Gitter-Sensors, die $\Delta\lambda = 7 \cdot 10^{-4}$ nm beträgt, mit dem in dieser Arbeit verwendeten Spektrographen nicht mehr erzielt werden: Für diese Anwendung empfiehlt es

sich, Bragg-Gitter größerer Braggwellenlänge (z.B. $\lambda_B = 1300$ nm) zu verwenden. Bei der größeren Braggwellenlänge erzeugt eine Temperaturänderung eine größere Verschiebung der Braggwellenlänge als im kurzwelligeren Spektralbereich; deshalb ist bei Messung der Wellenlängenverschiebungen eine geringere spektrale Auflösung tolerierbar. Der Betrieb der Bragg-Gitter-Sensors im infraroten Spektralbereich ist hinsichtlich des Strahlungseinflusses unschädlich, da bereits im sichtbaren Spektralbereich die Brechungsindexänderungen nur wenige 10^{-6} betragen und zu größeren Wellenlängen hin sogar noch eine geringere Brechungsindexänderung aufgrund ionisierender Strahlung zu erwarten ist (s. Tabelle 3.1).

Beim Sensorbau verwendete Komponenten wie Stahlröhrchen und Schutzschläuche können die Eigenschaften der ionisierenden Strahlung nicht derart verändern, daß die Temperaturmessung beeinflußt wird. Lediglich auf Gewebeverträglichkeit ist zu achten, sofern der Sensor in-vivo eingesetzt wird. Klebstoffe müssen stabil gegenüber ionisierender Strahlung sein, um die kraftschlüssige Verbindung zwischen Lichtwellenleiter und umgebenden Stahlröhrchen zu sichern. Bei Degradation des Klebstoffs ändert sich sonst die Abhängigkeit der Braggwellenlänge von der Temperatur. Unter diesen Randbedingungen ist der Einsatz faseroptischer Bragg-Gitter-Sensoren zur Temperaturmessung in der Medizin uneingeschränkt möglich.

5.2 Eignung faseroptischer Bragg-Gitter-Sensoren für die Kerntechnik

In der Kerntechnik besteht für faseroptische Bragg-Gitter wie in Kapitel 2 beschrieben, ein Anwendungspotential als Temperatursensor. Der Fehler $\Delta\vartheta$ bei der Temperaturmessung darf höchstens $\Delta\vartheta = 0,02 \cdot \vartheta$ betragen, bei einer Betriebstemperatur von $\vartheta = 325$ °C. Dabei ist der Strahlungssensor gleichzeitig Neutronen- und γ -Bestrahlung ausgesetzt, die gesamte Energiedosisleistung kann bis zu $\dot{D} = 10$ Gy/s betragen.

Die Meßergebnisse haben eine weitgehende Toleranz der faseroptischen Bragg-Gitter gegenüber ionisierender Strahlung ergeben. Die Bestrahlungen der Gitter mit verschiedenen Strahlenarten und die überlagerte Neutronen-/ γ -Bestrahlung mit Energiedosen bis zu $D = 90$ MGy resultieren in Verschiebungen der Braggwellenlänge um wenige $\Delta\lambda_B = 10^{-3}$ nm.

Da die Einsatzfähigkeit faseroptischer Bragg-Gitter-Sensoren als Temperatursensoren in der Kerntechnik geprüft werden soll, wird auch der Strahlungseinfluß auf die Temperaturabhängigkeit des Gittersensors direkt gemessen. Das Ergebnis zeigt Bild 4.20. Bei einem unbestrahlten faseroptischen Bragg-Gitter-Sensor, hergestellt mit dem Lichtwellenleiter Fibercore® 345B, verursacht eine Temperaturänderung $\Delta \vartheta = 1 \text{ }^\circ\text{C}$ eine Verschiebung der Braggwellenlänge um $\Delta \lambda_B = 8,8 \cdot 10^{-3} \text{ nm}$. Nach der Bestrahlung des Bragg-Gitter-Sensors mit γ -Strahlung der mittleren Energie $E = 0,7 \text{ MeV}$ (maximale Energie $E = 0,9 \text{ MeV}$) und einer Energiedosis $D = 140 \text{ kGy}$ beträgt aufgrund der Temperaturdifferenz von $\Delta \vartheta = 1 \text{ }^\circ\text{C}$ die Verschiebung der Braggwellenlänge $\Delta \lambda_B = 8,6 \cdot 10^{-3} \text{ nm}$. Der Temperaturmeßfehler beträgt demzufolge zwei Prozent. Damit ist die Anforderung nach einer Temperaturmeßwertstreuung von höchstens 2 % erfüllt. Die Randbedingung, daß ein Temperatursensor unter dem Einfluß hoher Energiedosen funktionieren muß, ist ebenfalls erfüllt. Dies zeigen die Messungen, bei denen Bragg-Gitter bis in den Bereich von Millionen Gray bestrahlt worden sind.

Besonders praxisnah ist die durchgeführte kombinierte Bestrahlung mit thermischen und schnellen Neutronen und γ -Strahlung (s. Bild 4.17 und 4.18). Die Neutronenbestrahlung über eine Dauer von 20 Tagen beeinflußt jedoch die faseroptischen Proben in so hohem Maße, daß das Glas der Lichtwellenleiter offenbar strukturellen Änderungen unterworfen wird. Es ist nicht möglich, eine Spleißverbindung mit den bestrahlten Fasern herzustellen, so daß auch die Bragg-Gitter nicht mehr charakterisiert werden können.

Für den praktischen Einsatz faseroptischer Bragg-Gitter im Umfeld des Reaktor-druckbehälters sind zusätzliche Strahlungsabschirmungen der Lichtwellenleiterstrecken zwischen den Bragg-Gittern unbedingt erforderlich, da ionisierende Strahlung auch die optische Dämpfung der faseroptischen Übertragungsstrecken zu den Bragg-Gittern erhöht.

5.3 Eignung faseroptischer Bragg-Gitter-Sensoren für den Hoch- und Tiefbau und Maschinenbau

Hier gelten analoge Überlegungen wie für den Einsatz von Bragg-Gitter-Sensoren in der medizinischen Hyperthermie-Therapie. Einerseits werden die Bragg-Gitter mit Energiedosen bis in den Megagray-Bereich beaufschlagt, wobei die Änderung des effektiven Brechungsindex bzw. der Brechungsindexmodulation im Bereich $\Delta n = 10^{-6}$ liegt, woraus Verschiebungen der Braggwellenlänge um $\Delta \lambda_B = 10^{-3}$ nm resultierten. Andererseits sind Bragg-Gitter-Sensoren im Maschinenbau, Hoch- und Tiefbau nur der Umgebungsstrahlung terrestrischen und kosmischen Ursprungs ausgesetzt, die mit einer durchschnittlichen Jahresdosis von $D = 3,6$ mGy vergleichsweise gering ist. Insofern ist auch in diesem Anwendungsbereich der Einfluß ionisierender Strahlung auf Bragg-Gitter-Sensoren auszuschließen, auch wenn die in Kapitel 2 erwähnte optische Auflösung von $\Delta \lambda = 8 \cdot 10^{-4}$ nm mit den in der vorliegenden Arbeit verwendeten Instrumenten nicht erzielt worden sind.

Literatur

- [Almenas 1992] Almenas, Lee: *Nuclear Engineering*. Springer 1992
- [Askins 1994] C. G. Askins, M. A. Putnam, G. M. Williams, E. J. Friebele: *Stepped-wavelength optical-fiber Bragg grating arrays fabricated in line on a draw tower*. Opt. Lett., Vol. 19, No. 2, 1994
- [Atkins 1992] R. A. Atkins, V. Mizrahi: *Observation of changes in UV-absorption-bands of singlemode germanosilicate core optical fibers on writing and thermally erasing refractive-index gratings*. Electron. Lett., Vol. 28, S. 1743, 1992
- [Bhakti 1997] F. Bhakti, J. Larrey, P. Sansonetti, B. Poumellec: *Impact of in-fiber and out-fiber diffusion on central wavelength of UV-written long period gratings*. Bragg Gratings, Fundamentals and Applications, Vol. 17, 1997 OSA Technical Series, paper BsuD2, Seite 55, 1997
- [Ball 1990] G. A. Ball, W. W. Morey, J. P. Waters: *Nd³⁺- fibre laser utilising intra-core Bragg reflectors*. Electron. Lett., Vol. 26, No. 21, S. 1829, 1990
- [Bartsch 1990] H.J. Bartsch: *Taschenbuch mathematischer Formeln*. Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt am Main, 1990
- [Bergmann 1993] Bergmann, Schäfer: *Experimentalphysik*, Band 3, S. 441. De Gruyter, 1993
- [Büker 1996] H. Büker, F. W. Häsing, F. Pfeiffer, H. J. Schmitz: *A fiber-optic twin sensor for dose measurements in radiation therapy*. Opt. Rev., Vol. 3, No. 8, 1996
- [Campbell 1994] R.J. Campbell, R. Kashyap: *Review: The properties an applications of photosensitive germanosilicate fibre*. Int. J. Optoelectron., Vol. 9, S. 33, 1994

-
- [Dakin 1996] Dakin, Culshaw, ed.: *Optical fiber sensors, Components and sub-systems*, Band 3. Artech House, Boston, 1996
- [Dong 1995] L. Dong, J. L. Archambault, L. Reekie, P. St. J. Russell, D. N. Payne: *Photoinduced absorption change in germanosilicate pre-forms – evidence for the color-center model of photosensitivity*. Appl. Opt., Vol 34, No. 18, S. 3436, 1995
- [Ferdinand 1994] P. Ferdinand, S. Magne, V. Marty, S. Rougeault, P. Bernage, M. Douay, E. Fertein, F. Lahoreau, P. Niay, J.F. Bayon, T. Georges, M. Monerie: *Optical Fibre-Bragg grating sensors for structure monitoring within nuclear power plants*. SPIE Proceedings, Vol. 2425, S. 11, 1994
- [Finkelburg 1976] W. Finkelburg: *Einführung in die Atomphysik*. Springer, Berlin, 1976
- [FRJ-II] *Benutzerinformation für Bestrahlungen am Forschungsreaktor II*, Forschungszentrum Jülich, 1998
- [Friebele 1974] E. J. Friebele, D. L. Griscom, G. H. Sigel jr.: *Defect centers in a germanium doped silica-core optical fiber*. J. Appl. Phys., Vol. 45, S. 3424, 1974
- [Friebele 1993] E. J. Friebele, ed.: *Report on the 1993 Meeting of the Nuclear Effects Task Group*. NATO Panel IV Research Study Group 12. Naval Research Laboratory 1993
- [Gusarov 1999] A.I. Gusarov, F. Berghmans, O. Deparis, A. Fernandez, Y. Defosse, P. Mégret, M. Décreton, M. Blondel: *High Total Dose Radiation Effects on Temperature Sensing Fiber Bragg Gratings*. IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 11, No. 9, S. 1159, 1999

-
- [Hand 1988] D. P. Hand, P. St. J. Russell: *Photoinduced refractive-index changes in germanosilicate fibers*. Opt. Lett. 15, S. 102, 1988
- [Henschel 1989] H. Henschel, O. Köhn, H.U. Schmidt: *Radiation damage and radiation induced loss in optical fibers*. SPIE Vol. 1174 III, 1989
- [Henschel 1990] H. Henschel, O. Köhn, H.U. Schmidt: *Influence of dose rate on radiation induced loss in optical fibers*. SPIE Vol. 1399, 1990
- [Henschel 1993] H. Henschel, O. Köhn, H. U. Schmidt: *Optical fibers for high radiation dose environments*. 2nd European Conference on radiations and their effects on components and systems (RADECS 93), Saint Malo, 13.-16.9.93
- [Hentschel 1989] C. Hentschel: *Fiber optics handbook*. Hewlett-Packard GmbH Böblingen, 3. Edition, 1989
- [Hill 1978] K. O. Hill, Y. Fuji, D. C. Johnson, B. S. Kawasaki: *Photosensitivity in optical fiber waveguides. Application to reflection filter fabrication*. Appl. Phys. Lett., Vol. 32, S. 647, 1978
- [Hill 1993] K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson, J. Albert: *Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask*. Appl. Phys. Lett., Vol. 62 (10), S. 1035, 1993
- [Hiraki 1998] Y. Hiraki, M. Nakajo: *Effectiveness of RF capacitive hyperthermia combined with radiotherapy for stages III and IV oropharyngeal cancers: a nonrandomized comparison between thermoradiotherapy and radiotherapy*. Int. J. Hyperthermia, Nov-Dec 1998 14 (6), S. 593-594
- [Holmes-Siedle 1993] Holmes-Siedle: *Handbook of radiation effects*. Oxford University Press, 1993

-
- [James 1995] J. F. James: *A students guide to Fourier transforms*. Cambridge University Press 1995
- [Kashyap 1994] R. Kashyap: *Photosensitive optical fibers: Devices and applications* Opt. Fiber Tech., Vol. 1, S. 17, 1994
- [Kashyap 1999] R. Kashyap: *Fiber Bragg Gratings*. Academic Press 1999
- [Kim 1998] C.S. Kim, R.P Hill, J.C. Kumaradas, R. Irvine, F.F. Liu, M.D. Sherar: *Effect of simultaneous pulsed hyperthermia and pulsed radiation treatment on survival of SiHa cells*. Int. J. Hyperthermia Nov-Dec 1998 14 (6), S. 573-581
- [Klink 1997] T. Klink, J. Meißner, V. Slowik: *Dehnungsmessung an einer Spannbetonbrücke mit Faser-Bragg-Gitter-Sensoren*. Bautechnik, Vol. 74, No. 6, S. 401, 1997
- [Kreuder 1999] A. Kreuder, E. Gerhard: *Ein faseroptisches Sensorsystem zur Erfassung dynamischer Belastungsgrößen an elastischen Handhabungssystemen*. 44th International Scientific Colloquium , Technical University of Illmenau, September 20 - 23, 1999
- [Kugeler 1998] Kugeler: *Reaktortechnik II*. Vorlesung an der RWTH Aachen, 1998
- [Lemaire 1993] P. J. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi, W. A. Reed: *High pressure H₂-loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO₂ doped optical fibres*. Electron. Lett., Vol. 29, S. 1191, 1993
- [Lipson 1995] S.G. Lipson, H. Lipson, D.S. Tannhauser: *Optical physics*. Cambridge University Press, 3rd Edition 1995
- [Meltz SPIE 1989] G. Meltz, W. Morey, W. H. Glenn: *Fiber optic Bragg grating sensors*. SPIE, Vol. 1169, S. 98, 1989

-
- [Neustruev 1989] V. B. Neustruev, E. M. Dianov, V. M. Kim, V. M. Mashinsky, M. V. Romanov, A. N. Guryanov, V. F. Khopin, V. A. Tikhomirov: *Ultraviolet radiation- and γ -radiation-induced color centers in germanium-doped silica glass and fibers*. Fiber and Integrated Optics, Vol. 8, S. 143, 1989
- [Patrick 1995] H. Patrick, S.L. Gilbert, A. Lidgard, M.D. Gallagher: *Annealing of Bragg gratings in hydrogen-loaded optical fiber*. J. Appl. Phys. 78(5), S. 2940, 1995
- [Rao 1997] Yun-jiang Rao, D. J. Webb, D. A. Jackson, Lin Zhang, I. Bennion: *In-Fiber Bragg-grating temperature sensor system for medical applications*. J. Lightwave Technology., Vol. 15, No. 5, S. 779, 1997
- [Sakasai 1999] K. Sakasai, H. Bükler, F.W. Häsing, F. Pfeiffer: *Proton irradiation effects on optical attenuation in doped and pure silica fibers*. JAERI-Report 99-038, 1999
- [SSV 1989] *Strahlenschutzverordnung*, Bundesgesetzblatt 1989
- [Tsai 1992] T. E. Tsai, C. G. Askins, E. J. Friebele: *Photoinduced grating and intensity dependence of defect generation in Ge-doped silica optical fiber*. Appl. Phys. Lett. 61 (4), S. 390, 1992
- [Vasiliev 1998] S.A. Vasiliev, E.M. Dianov, K.M. Golant, O.I. Medvedkov, A.L. Tomashuk, V.I. Karpov, M.V. Grekov, A.S. Kurkov, B. Leconte, P. Nlay: *Performance of Bragg and long-Period gratings written in N- and Ge-doped silica fibers under γ -radiation*. IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 45, No.3, S. 1580, 1998
- [Yeh 1988] P. Yeh: *Optical waves in layered media*. Wiley, 1988

Danksagung

An erster Stelle gilt mein besonderer Dank Herrn Prof. Gerhard für die Überlassung des interessanten und aktuellen Themas, die Übernahme des Referats, die Betreuung der Arbeit und seine Unterstützung. Herrn Prof. Jäger danke ich für die Übernahme des Koreferats, und die zahlreichen Anregungen, insbesondere in der Endphase der Arbeit.

Am Forschungszentrum Jülich habe ich hervorragende Arbeitsbedingungen vorgefunden, ohne die die experimentell aufwendige Arbeit nicht durchführbar gewesen wäre. Hier gilt mein Dank der Entwicklungsgruppe Glasfasersensorik im Zentrallabor für Elektronik, Herrn Prof. Büker, Herrn Dr. Berlin, Herrn Dr. Häsing, Herrn Böling, Herrn Wolters, Herrn Rieseler und Herrn Tiller, Herrn Dr. Pfeifer und Frau Köllner. Herr Dr. Häsing fand immer Zeit, experimentelle Schwierigkeiten zu diskutieren und gab unverzichtbare Hinweise.

Nicht zuletzt danke ich Herrn Prof. Halling, Herrn Prof. Treusch und Herrn Grübel, die mir in schwierigen Phasen mit ihrem Rat halfen.

Meine Frau ermöglichte mir in den letzten beiden Jahren die Fertigstellung der Arbeit durch Verzicht auf viele Abende und Wochenenden.