

Charakterisierung integriert-optischer Silizium-Wellenleiter

**Vom Promotionsausschuss der
Technischen Universität Hamburg-Harburg
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)
genehmigte Dissertation**

von

Jost Müller

aus Viersen

2013

1. Gutachter: Prof. Dr. Ernst Brinkmeyer
2. Gutachter: Prof. Dr. Jörg Müller

Tag der mündlichen Prüfung: 14. Mai 2013

Danksagung

Diese Arbeit ist während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Technischen Universität Hamburg-Harburg im Institut für Optische Kommunikationstechnik entstanden. Herrn Prof. Dr. Brinkmeyer danke ich ganz besonders für sein Vertrauen in mich und meine Arbeit, für die stete Unterstützung sowie die Möglichkeit zur Promotion.

Ganz besonders möchte ich mich weiterhin bei Michael Krause für die gemeinsame und höchst inspirierende Zeit nicht nur in unserem Büro bedanken. Aus einem Arbeitskollegen ist schon lange ein Freund geworden, auf den ich nicht mehr verzichten möchte.

Ohne meine immer hilfsbereiten Kollegen im Institut – nicht nur bei fachlichen Fragestellungen – wäre diese Arbeit sicherlich nicht möglich gewesen. Gedankt sei besonders Jörg Voigt für die umfangreiche Unterstützung im Labor, sowie Hartmut Gieseler, der immer mit Rat und Tat bei der Umsetzung neuer Messaufbauten zur Stelle war. Außerdem danke ich Hagen Renner für die zahlreichen fachlichen Diskussionen und Anregungen. Großer Dank gilt weiterhin den Kollegen der Mikrosystemtechnik, wo mir Oliver Horn, Julia Amthor und Timo Lipka bei technologischen Fragestellungen immer gerne zur Seite standen.

Wesentliche Mitwirkung habe ich zudem durch die zahlreichen Studenten erfahren, die mich im Rahmen ihrer Diplom- und Studienarbeiten unterstützt haben. Hier möchte ich insbesondere Jens Huster danken, der stets mit größtem Einsatz bei der Sache war und mir tatkräftig und ergiebig unter die Arme gegriffen hat.

Bedanken möchte ich mich auch bei allen weiteren Mitarbeitern der Arbeitsgruppe für eine abwechslungsreiche und wunderbare Zeit.

Bei der Überwindung zahlreicher fachlicher Hürden habe ich durch meine Kollegen jederzeit umfangreiche Hilfe erfahren. Der Erfolg dieser Arbeit war aber nur möglich durch die Unterstützung meiner Freunde sowie ganz besonders meiner Familie, die mir auch in schwierigen Situationen immer den Rücken frei gehalten hat. Liebe Flo, lieber Lasse, liebe Jona! Ich danke Euch und bin froh, dass Ihr da seit.

Hamburg, im Mai 2013

Jost Müller

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Siliziumphotonik	5
2.1. Einleitung	5
2.2. Wellenleiter-Geometrien	6
2.2.1. Rippenwellenleiter	6
2.2.2. Streifenwellenleiter	6
2.2.3. Hybride Wellenleiterstrukturen	7
2.3. Dämpfungsmechanismen	8
2.3.1. Streuverluste	8
2.3.2. Verluste durch Bandübergänge	9
2.3.3. Freie-Ladungsträger-Absorption, effektive Ladungsträgerlebensdauer . .	9
2.4. Wellenleiterkopplung	10
2.4.1. Endflächenkopplung	10
2.4.2. Gitterbasierte Kopplung	11
2.5. Dämpfungsmessung	12
2.5.1. Cut-Back-Verfahren	13
2.5.2. Fabry-Pérot-Methode	14
2.5.3. Streulichtmessung	16
3. OFDR-basierte Dämpfungsmessung	17
3.1. Messprinzip	17
3.1.1. Optische Frequenzbereichsreflektometrie	19
3.1.2. Reflektivitätsverteilung	25
3.1.3. Trennung von Streuung und Dämpfung	26
3.1.4. Intensitätsstabilität des Rückstreulichtes und Standardabweichung der ermittelten Steigung	27
3.2. Messaufbau	30
3.3. Messergebnisse	31
3.3.1. Dämpfung- und Streuung von Streifenwellenleitern	32
3.3.2. Störstellen in Streifenwellenleitern	34
3.3.3. Verunreinigungen auf Cladding-freien Wellenleitern	35

3.3.4. Hybride Streifen-/Rippenwellenleiter	39
3.3.5. Messung von TPA und FCA	41
4. Bragg-Gitter-basierte Diagnostik	47
4.1. Messmethodik	48
4.2. Herstellung diagnostischer Lackgitter	51
4.2.1. Lithografie	52
4.2.2. Auswirkung der 0. Beugungsordnung	55
4.2.3. Eliminierung der Störung durch die 0. Beugungsordnung	60
4.2.4. Vergleich mit alternativen Herstellungsmöglichkeiten	64
5. Messung der effektiven Ladungsträgerlebensdauer	67
5.1. Einleitung	67
5.2. Abklingverhalten freier Ladungsträger	68
5.3. Pump-Proben-Experiment	70
5.3.1. Messaufbau	71
5.3.2. Messergebnisse	73
5.3.3. Interpretation der Messergebnisse	74
5.4. Verringerung der Lebensdauer durch Gold-Dotierung	79
6. Raman-Effekt	83
6.1. Einleitung	83
6.2. Theorie	84
6.2.1. Spontane Raman-Streuung	84
6.2.2. Stimulierte Raman-Streuung	84
6.3. Messergebnisse	86
6.3.1. Spontane Ramanstreuung	86
6.3.2. Stimulierte Ramanstreuung	87
6.3.3. Raman-Nichtreziprozität	88
7. Zusammenfassung	101
A. Anhang	105
A.1. Herleitung der Standardabweichung für die OFDR-Dämpfung	105
A.2. Berechnung der optimalen BARC-Dicke	106
A.3. Feldverteilung am Beugungsgitter	109
Literaturverzeichnis	117
Abkürzungsverzeichnis	131

1. Einleitung

In den vergangenen 20 Jahren hat sich im Bereich der integrierten Optik mit Silizium ein Material etabliert, das bereits Dekaden zuvor die Mikroelektronik revolutioniert hat [1, 2]. Damit fand die Siliziumphotonik bereits in ihrer Anfangszeit eine hoch entwickelte Technologie zur kostengünstigen und massenhaften Produktion äußerst kompakter Wellenleitersysteme vor. Mit den vorhandenen CMOS-Produktionslinien für SOI-Substrate (*Silicon-on-Insulator*) stand jedoch nicht nur eine Infrastruktur zur Herstellung der optischen Systeme zur Verfügung. Es waren ebenso die Voraussetzungen dafür geschaffen, integrierte elektrische Schaltkreise (*Integrated Circuits*, IC) mit optischen Systemen (*Photonic Integrated Circuits*, PIC) auf einem gemeinsamen Substrat zu kombinieren (*Electronic & Photonic Integrated Circuit*, EPIC). Gegenüber alternativen Halbleitermaterialien wie Galliumarsenid (GaAs) oder Galliumaluminiumarsenid (GaAlAs) war damit ein unschätzbarer Vorteil geschaffen, der den erfolgreichen Weg von Silizium in der Welt der integrierten Optik geebnet hat. Dies offenbart sich insbesondere in der stetig wachsenden Zahl von beträchtlichen internationalen Forschungsprojekten in Industrie [3, 4] und Wissenschaft, die besonders in den letzten 10 Jahren ins Leben gerufen wurden.

Der Bandabstand von Silizium, das traditionell als Detektormaterial für den sichtbaren und nah-infraroten Wellenlängenbereich verwendet wurde, beträgt 1.1 eV, womit die Transparenz für die wichtigen Telekommunikationswellenlängen 1.3 und 1.55 μm gegeben ist. Mit einem Brechungsindex von 3.48 bei 1.55 μm ist weiterhin ein enormer Brechzahlkontrast zu Luft bzw. Siliziumdioxid (SiO_2) als umgebendes Material vorhanden, was eine starke Führung des Siliziumwellenleiters ermöglicht und somit entsprechend geringe Krümmungsradien zulässt. In Streifenwellenleitergeometrie wurden beispielsweise Krümmungsverluste der TE-Mode von weniger als 0.1 dB pro 360°-Umlauf bei 1 μm -Radius gemessen [5]. Neben weiteren Vorteilen gegenüber alternativen Halbleitermaterialien wie z.B. der guten Wärmeleitfähigkeit oder der hohen Zerstörschwelle [6] bieten Silizium-basierte integriert-optische Systeme somit die Voraussetzungen für eine kostengünstige Realisierung von Kommunikationssystemen bei extrem hoher Integrationsdichte.

Anwendungen der Siliziumphotonik können einerseits ausgesprochen kompakte, rein optische Systeme wie beispielsweise *Arrayed-Waveguide Gratings* (AWG) [7] sein. Das gesamte Potential der Technologie wird jedoch erst in Verbindung mit elektronischen Komponenten deutlich. So können z.B. vollständige Transceiver-Systeme aus elektronischen Modulen wie Mikrocontrollern oder Verstärkern zusammen mit optischen Komponenten (Koppelstrukturen, Detektoren, Modulatoren, etc.) realisiert werden [8, 9]. Ein weiteres Beispiel für die Vereinigung von Elektro-

nik und Photonik zu einem EPIC entstammt der Problematik des schnellen Datenaustausches zwischen Prozessor und Speicher in Computersystemen, sowohl bei der Intra- als auch der Interchipkommunikation. Die Grenzen der Kupfer-basierten Technologie mit ihrem hohen Energiebedarf würden hier zwangsläufig zu einem Engpass und damit zu einem geringeren Wachstum der erzielbaren Datenraten führen. Abhilfe könnten optische Interconnects in Silizium-Technologie bringen, die das Potential von Terabit-Datenraten bei gleichzeitig geringem Energiebedarf besitzen [8]. Auch wenn der kommerzielle Durchbruch der Silizium-Photonik weiterhin auf sich warten lässt, sind bereits erste, auf der SOI-Technologie basierende Transceiver-Systeme erhältlich [10, 11].

Grundlage für die erfolgreiche Funktion SOI-basierter Komponenten sind modernste Streifenwellenleiter mit Dämpfungswerten unterhalb von 1.4 dB/cm [12] oder auch Nanorippenwellenleiter mit Verlusten von 0.3 dB/cm [12]. Ebenfalls zur Verfügung stehen effiziente Strukturen zur Kopplung von einer Standardglasfaser in einen Siliziumwellenleiter, wobei hier i.d.R. Koppelgitter zur Konversion der im Vergleich zur TE-Grundmode des Streifenwellenleiters erheblich größeren LP_{01} -Mode der Faser Anwendung finden [13]. Auf dieser Basis konnten zahlreiche passive Komponenten wie Richtkoppler, Ringresonatoren oder AWGs erfolgreich realisiert werden [14]. Ein Grund für die anfänglich stockende Entwicklung von Silizium-Systemen in der integrierten Optik waren neben den Problemen bei der Lichterzeugung (s.u.) die Defizite bei den Möglichkeiten zur Lichtmodulation, da Silizium mit seiner zentrosymmetrischen Kristallstruktur keinen Pockels-Effekt besitzt und zudem nur einen sehr geringen und damit nicht nutzbaren Kerr-Effekt aufweist [15]. Dennoch konnten zwischenzeitlich Modulatoren durch Ausnutzung der Plasma-induzierten Dispersion realisiert werden, bei denen freie Ladungsträger in einer $p-i-n$ -Konfigurationen elektrisch erzeugt werden und zu einer Änderung der Brechzahl bzw. der Wellenleiterverluste führen [16]. Silizium als indirekter Halbleiter kann weiterhin nicht zur direkten Erzeugung oder Verstärkung der verwendeten infraroten Strahlung herangezogen werden, weshalb alternative Methoden untersucht wurden, wie die Ausnutzung der Raman-Streuung [17, 18], oder die Schaffung von hybriden Strukturen mit III/V-Halbleitern [19, 20]. Letzteres hat sich zwar aktuell als effizientere und praktikablere Methode durchgesetzt, kommt jedoch aufgrund der Inkompatibilität zu den verwendeten CMOS-Produktionslinien nicht für eine Herstellung bei hohem Durchsatz in Frage. Dagegen erfordert die Raman-basierte Verstärkung lediglich einen "einfachen", rein optisch gepumpten Wellenleiter. Zuträglich auf die Effizienz der Raman-Verstärkung in Siliziumwellenleitern wirkt neben den geringen Wellenleiterquerschnitten und den damit einhergehenden hohen Leistungsdichten auch der Raman-Verstärkungskoeffizient, der in Silizium um Größenordnungen über dem von SiO_2 liegt. Somit konnten bereits Raman-Laser mit Wellenleiterlängen von wenigen Zentimetern realisiert werden [17, 18].

Ein elementarer Bestandteil in der Entwicklung und Produktion derartiger vielversprechender Komponenten ist die zuverlässige Charakterisierung der Systeme. Hierzu werden i.d.R. etablierte Methoden herangezogen, die in Faser- bzw. integrierter Optik vielfach erprobt sind

und entsprechend auf die Silizium-basierte Technologie angepasst werden können. Als Beispiel sei hier die Messung der Wellenleiterverluste genannt, die bei Siliziumwellenleitern üblicherweise mit Hilfe der Rückschneidemethode (*Cut-Back*) ermittelt werden. Dieses aus der Faseroptik bekannte Verfahren wird jedoch hier lediglich “virtuell” durchgeführt, da ein genaues Zurückschneiden des Chips nicht praktikabel ist. Stattdessen werden nominell identische Wellenleitertypen unterschiedlicher Länge in ihrer Transmission vermessen, die sich alle auf einem gemeinsamen Substrat befinden, und daraus eine für sämtliche untersuchten Wellenleiter integrale Dämpfung ermittelt. Unter der Voraussetzung, dass sich die Verluste der Wellenleiter nicht unterscheiden, kann auf diese Weise zwar ein zuverlässiger Wert für den Dämpfungsbe-
lag bestimmt werden. Jedoch ist – abgesehen vom enormen Messaufwand – die Untersuchung einzelner Wellenleiter bezüglich der Ausbreitungsverluste mit dem Cut-Back-Verfahren nicht möglich. Diese vielfach angewandte Methode zeigt beispielhaft die vorhandenen messtechnischen Defizite bei der Charakterisierung SOI-basierter, optischer Systeme.

In dieser Arbeit wurden daher neuartige Verfahren zur messtechnischen Erfassung der Eigenschaften integriert-optischer Siliziumwellenleiter entwickelt und untersucht. Insbesondere wurde dabei Bezug genommen auf die für die Raman-Streuung entscheidenden Größen. In [21] wurde gezeigt, dass die maximal mögliche Raman-basierte Verstärkung bestimmt wird durch das Produkt aus linearer Wellenleiterdämpfung α und der effektiven Ladungsträgerlebensdauer τ_{eff} . Aus diesem Grund liegt der Schwerpunkt der hier demonstrierten Verfahren in der Untersuchung dieser Größen. Dazu werden zunächst in Kap. 2 grundlegende Eigenschaften der Siliziumwellenleiter beschrieben und dabei insbesondere auf die Ursachen der Wellenleiterdämpfung eingegangen. Weiterhin werden einige fundamentale Messmethoden erläutert, derer sich die später beschriebenen Techniken bedienen. In Kap. 3 wird anschließend ein neuartiges, OFDR-basiertes Verfahren demonstriert, das der orts aufgelösten Charakterisierung von Dämpfungs- und Rückstreueigenschaften der Wellenleiter dient. Eine Erweiterung dieser Methode wird in Kap. 4 vorgestellt, bei der diagnostische schwache Bragg-Gitter auf den Siliziumwellenleiter appliziert, und damit definierte Reflexionsorte zur Wellenleitercharakterisierung erzeugt werden, ohne die Eigenschaften der untersuchten Struktur signifikant zu beeinflussen. Ein Verfahren zur zeitlich aufgelösten Messung des Abklingverhaltens freier Ladungsträger und damit der Bestimmung der effektiven Ladungsträgerlebensdauer wird ebenso wie die Verringerung dieser Lebensdauer durch Einbringen von Goldatomen in Kap. 5 behandelt. Abschließend werden Messungen der Raman-Verstärkung in Kap. 6 präsentiert, wobei der Fokus insbesondere auf der Untersuchung des nichtreziproken Verhaltens der Raman-Streuung liegt.

2. Siliziumphotonik

2.1. Einleitung

Die der Siliziumphotonik zugrunde liegende Technologie bedient sich der Infrastruktur zur Produktion mikroelektronischer Systeme. Diese beruhen auf der Prozessierung von SOI-Substraten, wobei sich zuletzt bei Streifen- bzw. Nanorippengeometrie eine Höhe der Siliziumschicht von 220 nm etabliert hat, die auch gleichzeitig die Höhe des Wellenleiters definiert. Dagegen besaßen erste Siliziumrippenwellenleiter aufgrund der technologischen Grenzen der damaligen Lithografie Höhen von mehreren Mikrometern [22]. Da für einige Anwendungen nicht die Integrationsdichte oder hohe Leistungsdichten im Vordergrund stehen, sondern vielmehr der Fokus auf geringen Wellenleiterverlusten liegt, werden in seltenen Fällen auch weiterhin Substrate mit μm -Siliziumschichten zur Herstellung von Rippenwellenleitern prozessiert. Die unterhalb der Siliziumschicht befindliche Isolationsschicht aus SiO_2 besitzt i.d.R. eine Höhe von 1 - 2 μm . Im Anschluss an die Lithografie zur Strukturierung der SOI-Substrate kann die zusätzliche Applikation einer Cladding-Schicht erfolgen, die i.d.R. ebenfalls aus SiO_2 besteht. Kristallines Silizium hat einen Brechungsindex von 3.48 bei 1.55 μm Wellenlänge, SiO_2 1.46. Auch wenn üblicherweise kristalline Siliziumsubstrate prozessiert werden, kann in CVD-Verfahren (*Chemical Vapour Deposition*) auch amorphes Silizium auf einem SiO_2 -Substrat abgeschieden und somit u.a. Mehrlagensysteme geschaffen werden [23].

Wie bereits erwähnt, hängt die Wahl der Wellenleitergeometrie von den Anforderungen an das System ab. Größe und Art der Struktur haben Auswirkungen auf eine Vielzahl von Eigenschaften wie Dämpfung oder Integrationsdichte. Auch die effiziente Kopplung zwischen Glasfaser und Siliziumwellenleiter hängt ab von der gewählten Geometrie. So ist eine effiziente Kopplung von der Stirnseite bei einem aufgeweiteten, mehrere Mikrometer hohen Rippenwellenleiter möglich, wogegen ein Streifenwellenleiter mit einer Höhe von 220 nm alternative Techniken erfordert. Im Folgenden werden daher die Eigenschaften gängiger Geometrien erläutert und anschließend einige Verfahren zur effizienten Wellenleiterkopplung vorgestellt. Weiterhin werden die Ursachen von Wellenleiterverlusten sowie einige grundlegende Messmethoden zu deren Bestimmung beschrieben.

2.2. Wellenleiter-Geometrien

Die in dieser Arbeit vermessenen Strukturen basieren ausschließlich auf Rippen- und Streifenwellenleitern bzw. auf hybriden Strukturen mit beiden Geometrien. Daher werden hier auch lediglich diese Wellenleiterarten vorgestellt, wenngleich ebenso alternative Strukturen wie photonische Kristallwellenleiter [24] oder Schlitzwellenleiter [25] in Silizium für zahlreiche Anwendungen realisiert wurden.

2.2.1. Rippenwellenleiter

Abb. 2.1(a) zeigt einen Wellenleiter in Rippengeometrie mit der Rippenhöhe H , der Wellenleiterbreite W und der Ätztiefe h . Im Verhältnis zur Streifengeometrie können Wellenleiterhöhe bzw. -breite hier deutlich größer gewählt werden, ohne dass der Wellenleiter mehrmodig wird. In Rippenwellenleitern wird dann lediglich die Grundmode angeregt, solange das Verhältnis von Slab- zu Rippenhöhe $r = (H - h)/H$ einen gewissen Wert nicht unterschreitet, der gegeben ist durch [26]

$$\frac{W}{H} \leq 0.3 + \frac{r}{\sqrt{1 - r^2}} \quad (\text{für } 0.5 \leq r \leq 1). \quad (2.1)$$

Somit kann die Wahl auf Abmessungen im Bereich einiger Mikrometer fallen, was heutzutage mit relativ geringen Anforderungen an die Lithografie zur Herstellungen der Wellenleiter einhergeht. Weiterhin können sehr verlustarme Strukturen realisiert werden, da hauptsächlich für die Dämpfung die Streuung an den geätzten Kanten ist (s.u.). Nachteilig bei der Rippengeometrie wirken sich dagegen besonders die schlechten Führungseigenschaften aus, was geringe Krümmungsradien verhindert und so abträglich auf die erzielbare Integrationsdichte wirkt.

Technologische Fortschritte haben in den vergangenen Jahrzehnten zu einer raschen Entwicklung der Lithografie und dabei insbesondere zu einer enormen Verringerung der Wellenleiterverluste geführt. Der Dämpfungsbelag betrug beispielsweise Mitte der 90er Jahre ca. 20 dB/cm in Rippenwellenleitern mit 2 μm Breite, 3.2 μm Höhe und einer Ätztiefe von 0.68 μm [27]. Heutzutage herstellbare Rippenwellenleiter dämpfen dagegen lediglich mit 0.27 dB/cm und sind zudem mit einer Höhe von 250 nm und einer Breite von 2 μm auch wesentlich kompakter [28].

2.2.2. Streifenwellenleiter

Ein Wellenleiter in Streifengeometrie mit Claddingschicht ist in Abb. 2.1(b) dargestellt. Die Dimensionen des Siliziumkerns liegen hier aufgrund des gegebenen hohen Indexkontrastes (ca. 40%) zwischen Silizium und SiO_2 im Bereich der halben Wellenlänge im Material, um die Einmodigkeit des Wellenleiters zu gewährleisten. Die Wellenleiterhöhe wird zur Reduzierung der Ätztiefe i.d.R. möglichst gering gehalten [29]. Somit entstehen Strukturen, bei denen die Wellenleiterbreite in etwa der doppelten Höhe entspricht. Ein Streifenwellenleiter ohne Cladding ist beispielsweise bei einer Höhe von 220 nm bis zu einer Breite von ca. 600 nm einmodig, d.h. es sind lediglich die Quasi- TE_0 - und Quasi- TM_0 -Moden ausbreitungsfähig [30]. Bei Verwendung

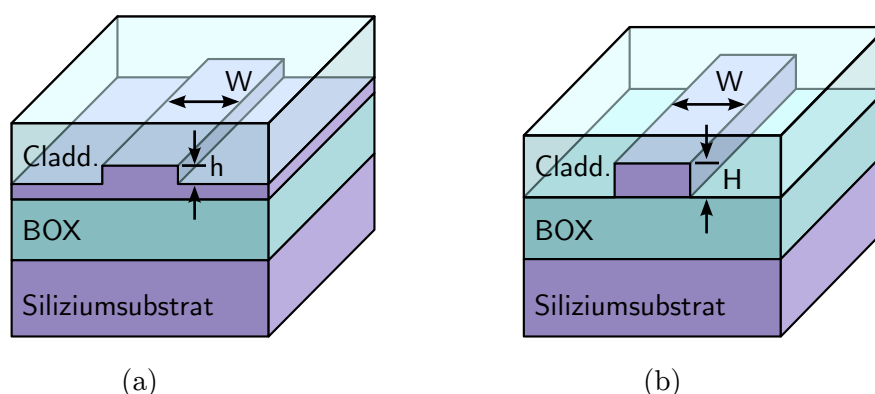


Abbildung 2.1.: SOI-Wellenleiter mit Claddingschicht in Rippen- (a) bzw. Streifengeometrie (b).

einer SiO_2 -Claddingschicht sinkt der Brechzahlkontrast leicht, wodurch der Quasi- TE_1 -Modus bereits bei einer Breite von ca. 480 nm geführt wird [30]. Derartige Dimensionen stellen erhebliche Anforderungen an die verwendete Lithografie, weshalb die Herstellung von verlustarmen Streifenwellenleitern in Silizium lange Zeit nicht praktikabel war. Auch hier konnte aufgrund der stetigen Fortschritte bei der Entwicklung neuer hochauflösender Lithografie-Technologien in den vergangenen 10 Jahren die Verluste von einmodigen Streifenwellenleitern deutlich reduziert werden. So lagen die Verluste eines $500 \text{ nm} \times 200 \text{ nm}$ Streifenwellenleiters 2001 noch bei 32 dB/cm [31], wogegen aktuelle Technologien Dämpfungswerte von lediglich 1.4 dB/cm erlauben [12]. Die Krümmungsradien dieser stark führenden Wellenleiter betragen üblicherweise nicht weniger als $5 \mu\text{m}$ und verursachen dann nur derart geringe Verluste, dass diese gegenüber der sonstigen Wellenleiterdämpfung vernachlässigt werden können. In [5] konnten bei diesem Radius im Rahmen der Messgenauigkeit ($\pm 0.005 \text{ dB}$) bei 20 Krümmungen mit jeweils 90° keine zusätzlichen Verluste der TE-Mode gemessen werden. Im Vergleich dazu betrugen die Verluste eines 360° -Umlaufes nur 0.086 dB bei 1 μm -Radius [5]. Die Möglichkeit der Realisierung derart verlustarmer Krümmungen bei Mikrometer-Radien bringen den Vorteil der enormen Integrationsdichte mit sich.

2.2.3. Hybride Wellenleiterstrukturen

Hybride Wellenleiter, die sowohl aus Streifen- als auch Rippenwellenwellenleitern bestehen, machen sich die Vorteile beider Technologien zu nutze [12], wodurch sich verlustarme Wellenleiter bei hohen Integrationsdichten realisieren lassen. So werden einerseits Streifenwellenleiter in jenen Bereichen vorgesehen, in denen eine gute Führung erforderlich ist, beispielsweise für Wellenleiterkrümmungen. Verläuft der Wellenleiter jedoch ausschließlich in gerader Richtung, kann auf einen verlustärmeren Nanorippenwellenleiter zurückgegriffen werden. Beide Geometrien besitzen dabei identische Höhe und die Übergänge werden durch eine Aufweitung sowohl der Wellenleiterbreite als auch der Rippenbreite vollzogen. Für eine Verringerung der Verluste

werden die Krümmungen teilweise als Spline-Kurve realisiert. Auf diese Weise ließen sich in [12] Verluste von weniger als 0.3 dB/cm für die Rippenwellenleiter und 0.01 dB für eine 90°-Krümmung bei 4.5 µm-Krümmungsradius realisieren. Die Breite der Streifenwellenleiter betrug dabei 450 nm, die der Rippenwellenleiter 700 nm bei einer Wellenleiterhöhe von 220 nm, womit in beiden Geometrien die Einmodigkeit für die verwendete Wellenlänge (1550 nm) gegeben war.

2.3. Dämpfungsmechanismen

Die Ausbreitungsverluste eines Modus in Siliziumwellenleitern ist für die meisten Anwendungen und sicherlich auch für die Güte der Herstellungsverfahren eine zentrale Größe und daher von übergeordneter Bedeutung. Unterschieden wird dabei üblicherweise zwischen den Wellenleiterverlusten und Dämpfungsmechanismen wie Fresnel-Reflexion an der Koppelstelle oder Kopplungsverluste. Erstere können durch das Lambert-Beersche Gesetz ausgedrückt werden durch

$$P(z) = P_{\text{in}} \cdot \exp(-\alpha z), \quad (2.2)$$

wobei P_{in} die bereits in den Wellenleiter eingekoppelte Leistung und der Dämpfungsbelag α die Wellenleiterverluste beschreibt.

2.3.1. Streuverluste

Eine Ursache für die Ausbreitungsverluste ist die herstellungsbedingte Rauigkeit an den Wellenleiterkanten, die i.d.R. den größten Teil zur Gesamtdämpfung beiträgt [32]. Diese Rauigkeit führt zu Streuung an den Störzentren und damit zu Verlusten im Wellenleiter. Die Streuverluste steigen bei geringer werdender Wellenleiterbreite, da hier der Überlapp zwischen dem propagierenden Modus und den Streuzentren zunimmt. Eine obere Grenze der Wellenleiterverluste aufgrund rauer Oberflächen wurde in [33] für Schichtwellenleiter analytisch hergeleitet und lautet

$$\alpha \leq \frac{\sigma^2}{k_0 d^4 n_{\text{eff}}} \cdot \kappa. \quad (2.3)$$

Hierbei ist σ ein Maß für die Oberflächenrauigkeit und beschreibt die mittlere quadratische Abweichung zu einer glatten Oberfläche. Weiterhin sind in Gl. (2.3) d die Dicke der lichtführenden Schicht, n_{eff} der effektive Brechungsindex und k_0 die Vakuumwellenzahl. Der Parameter κ folgt aus der angenommenen Verteilungsfunktion für die Oberflächenrauigkeit, wobei in [33] entweder von einer exponentiellen ($\kappa = 0.48$) oder einer gaußschen Verteilung ($\kappa = 0.78$) ausgegangen wird. Auch wenn Gl. (2.3) prinzipiell nur für Schichtwellenleiter gilt, kann dieser Ausdruck als gültige Näherung auch für in zwei Dimensionen geführte Wellenleiter verwendet werden [32].

2.3.2. Verluste durch Bandübergänge

Eine Absorption durch Bandübergänge tritt zunächst nur bei Wellenlängen unterhalb von $1.1\ \mu\text{m}$ auf, da hier die Photonenenergie oberhalb des Bandabstandes von Leitungs- und Valenzband liegt. Da jedoch für größere Wellenlängen die Übergangsrate nicht abrupt zu Null wird, beträgt selbst im Wellenlängenbereich um $1.5\ \mu\text{m}$ der Dämpfungsbelag noch $0.004\ \text{dB/cm}$. Ebenso zu Bandübergängen bei $1.5\ \mu\text{m}$ führt die simultane Absorption zweier Photonen (*Two-Photon-Absorption*, TPA), deren gemeinsame Energie wiederum ausreicht, um ein Elektron in das Leitungsband zu heben. Dieser Prozess ist abhängig von der Leistung P des propagierenden Modus und führt zu einer Dämpfung [34]

$$\alpha_{\text{TPA}} = \frac{\beta}{A_{\text{eff}}} \cdot P, \quad (2.4)$$

mit der effektiven Führungsfläche A_{eff} des propagierenden Modus und dem TPA-Koeffizienten β , für den in der Literatur Werte zwischen $0.44\ \text{cm/GW}$ und $1.5\ \text{cm/GW}$ bei Wellenlängen zwischen $1060\ \text{nm}$ und $1560\ \text{nm}$ zu finden sind [35]. TPA spielt damit nur bei entsprechend großen Leistungen eine Rolle und kann i.d.R. gegenüber den durch Streuung erzeugten Verlusten vernachlässigt werden. So beträgt beispielsweise in einem $500\ \text{nm} \times 220\ \text{nm}$ Siliziumstreifenwellenleiter die effektive Führungsfläche ca. $0.1\ \mu\text{m}^2$ und damit die Dämpfung nach Gl. (2.4) lediglich $0.006\ \text{dB/cm}$, wenn eine Leistung von $1\ \text{mW}$ angenommen wird.

2.3.3. Freie-Ladungsträger-Absorption, effektive Ladungsträgerlebensdauer

Ein weiterer Dämpfungsmechanismus ist die Absorption durch freie Ladungsträger (*Free-Carrier-Absorption*, FCA). Diese können bei hohen Leistungen durch TPA induziert (s.o.) oder auch in Diodenstrukturen – beispielsweise zu Modulationszwecken – erzeugt werden. FCA ist folglich ein Prozess, der oft in Verbindung mit TPA zu einer erhöhten Dämpfung führt, wenn entsprechend hohe Leistungen verwendet werden, beispielsweise bei Raman-basierten Lasern oder Verstärkern [21, 36] oder der Wellenlängenkonversion durch Vierwellenmischung [37]. Die durch freie Ladungsträger verursachte Dämpfung beträgt [34]

$$\alpha_{\text{FCA}} = \bar{\varphi} \lambda^2 N_{\text{eff}}. \quad (2.5)$$

Hier sind $\bar{\varphi} = 6 \times 10^{-10}$ die FCA-Effizienz, λ die Wellenlänge des propagierenden Modus und N_{eff} eine effektive Ladungsträgerdichte. Bei TPA-basierter Erzeugung der freien Ladungsträger kann die Änderung von N_{eff} mit der Zeit beschrieben werden durch eine Differentialgleichung erster Ordnung [38, 39]:

$$\frac{dN_{\text{eff}}}{dt} = \frac{\beta}{2h\nu A_{\text{eff}}^2} P^2 - \frac{N_{\text{eff}}}{\tau_{\text{eff}}}. \quad (2.6)$$

Hierbei drückt der erste Term auf der rechten Seite die Generierung der Ladungsträger durch TPA aufgrund eines Signals mit der Leistung P und der optischen Frequenz ν aus. Der zweite

Term beschreibt ein exponentielles Abklingen mit der effektiven Lebensdauer τ_{eff} . Im stationären Fall ($d/dt = 0$) liefert Gl. (2.6) die Konzentration freier Ladungsträger in Anwesenheit eines Pumpsignals mit der Leistung P :

$$N_{\text{eff}}(z) = \frac{\tau_{\text{eff}}\beta}{2h\nu A_{\text{eff}}^2} P^2(z). \quad (2.7)$$

Die effektive Ladungsträgerlebensdauer kann je nach Wellenleitertyp und -material im Bereich zwischen einigen Pikosekunden [40] und einigen Mikrosekunden [38] liegen.

2.4. Wellenleiterkopplung

Die geringen Strukturgrößen, die die SOI-Technologie aufgrund des hohen Indexkontrastes zwischen Silizium und umgebendem Material (SiO_2 bzw. Luft) bietet, ermöglichen zwar eine enorme Integrationsdichte der optischen Komponenten. Die damit einhergehende große Diskrepanz zwischen den Modenfeldern von Siliziumwellenleiter und Einmodenfaser stellt jedoch ein erhebliches Problem bei der Kopplung zwischen beiden Technologien dar. Insbesondere bei Verwendung von Streifenwellenleitern werden erweiterte Technologien zur effizienten Kopplung benötigt. So beträgt der Kopplungswirkungsgrad bei direkter Verbindung einer Standard-Einmodenfaser mit einem $500 \text{ nm} \times 220 \text{ nm}$ großen Streifenwellenleiter lediglich 0.6 % [41].

2.4.1. Endflächenkopplung

Bei der Endflächenkopplung wird entweder die Faser direkt mit dem Siliziumwellenleiter kontaktiert (*Butt-Coupling*) oder entsprechende Optiken zwischen Faser und Wellenleiter verwendet (*End-Fire-Coupling*). Letzteres führt zwar zu einer Verringerung des Fasermodus und damit zu einer Erhöhung des Überlapps mit dem Wellenleitermodus. Die Koppeffizienz ist jedoch auch in diesem Fall verhältnismäßig klein, weshalb i.d.R. zusätzlich eine Vergrößerung des Wellenleitermodus durch eine Veränderung der Wellenleitergeometrie herbeigeführt wird. Je nach Größe und Geometrie der Wellenleiter unterscheidet sich diese Konversion der Modenfelder entsprechend, wobei prinzipiell unterschieden werden kann zwischen einer longitudinalen Aufweitung und einer Verringerung (inverser Taper) [42] des Wellenleiterquerschnitts. Hierbei werden die Modenfelder nicht vollständig auf die der Faser aufgeweitet, da dies einerseits große Strukturgrößen an den Koppelstellen und weiterhin – falls eine adiabatische Aufweitung gefordert ist – verhältnismäßig lange Taperbereiche voraussetzen und somit die Vorteile der hohen Integrationsdichte zunichte machen würde. Aus diesem Grund wird eine Kombination aus Faserlinse bzw. alternativen Freistrahloptiken zusammen mit Modenfeldern im Bereich weniger μm^2 der direkten Verbindung von Einmodenfaser und Siliziumwellenleiter vorgezogen. Die Veränderung der Abmessungen können dabei sowohl die Höhe als auch die Breite des Wellenleiters betreffen, wobei auf eine Veränderung der Wellenleiterhöhe aufgrund des erheblichen

zusätzlichen technologischen Aufwandes möglichst verzichtet wird. Eine Vergrößerung der Wellenleiterhöhe bei Streifenwellenleitern wurde beispielsweise in [41] gezeigt und basiert auf der Abscheidung von amorphem Silizium in einem PECVD-Prozess (*Plasma-Enhanced Chemical Vapour Deposition*) unter Verwendung von Schattenmasken. Mit dieser Technologie konnte experimentell eine Erhöhung der Koppeffizienz von 50 % gezeigt werden.

2.4.2. Gitterbasierte Kopplung

Wie bereits beschrieben, ist für eine Faser-Chip-Kopplung bei Wellenleiterhöhen von wenigen Hundert Nanometern die Endflächenkopplung ohne erheblichen zusätzlichen technologischen Aufwand nicht mehr effizient durchführbar. Die Verwendung von periodischen Strukturen zur Kopplung bietet hier Abhilfe und hat sich als Mittel der Wahl durchgesetzt. Hierbei wird die durch ein Bragg-Gitter entlang des Wellenleiters herbeigeführte Beugung ausgenutzt, um das Licht vertikal aus dem Chip aus- bzw. einzukoppeln. Zur Vermeidung von Reflexionen zurück in den propagierenden Modus bei der Chip-Faser-Kopplung und zur Unterdrückung von höheren Beugungsordnungen sollte die Gitterperiode derart gewählt werden, dass die Richtung der Einkopplung von der Normalen zur Chipoberfläche abweicht. Der gesamte Kopplungsgrad in eine Einmodenfaser hängt ab vom Grad der Auskopplung aus dem Wellenleiter sowie dem Überlapp mit dem Modenfeld der Faser. Ersteres wird grundsätzlich aufgrund der gleichzeitigen Beugung in den unteren Halbraum, d.h. in das Substrat, verringert.

Ein vielfach realisiertes Koppelgitterdesign [43] für 220 nm-hohe Streifenwellenleiter ist schematisch in Abb. 2.2 dargestellt und besteht zunächst aus einer Aufweitung des Wellenleiters auf eine Breite von 10 μm . Es folgt die periodische Gitter-Struktur in Form von 70 nm tief geätzten Gräben mit einer Gitterperiode von 630 nm bei einem Tastverhältnis von 50 %. Der Auskoppelwinkel beträgt bei 1550 nm Mittenwellenlänge 10° . Für ein derartiges, uniformes Gitter kann angenommen werden, dass die ausgekoppelte Leistung entlang des Gitters exponentiell abfällt. Wird weiterhin das Modenfeld der Faser als gaußförmig angenommen, lässt sich eine gesamte theoretische Koppeffizienz von 32 % bei einer 1 dB-Bandbreite von 40 nm ermitteln [43].

Eine Erhöhung dieser Koppeffizienz kann durch eine Verringerung bzw. Rückholung des ins Substrat gebeugten Leistungsanteils erfolgen, wobei im Falle einer vollständigen Beugung in den oberen Halbraum die maximale theoretische Koppeffizienz 79 % betrüge [13]. Erreichen lässt sich dies durch die zusätzliche Applikation einer reflektierenden Struktur wie verteilten Bragg-Reflektoren (*Distributed Bragg-Reflector*, DBR) oder einer Goldschicht unterhalb der lichtführenden Siliziumschicht [13]. Zwar konnten auf diese Weise Koppeffizienzen von bis zu 70 % experimentell demonstriert werden. Neben dem zusätzlichen Herstellungsaufwand stellt jedoch besonders die Inkompatibilität zur CMOS-Technologie ein erhebliches Problem dar [13]. Neben der Rückholung des ins Substrat gebeugten Lichtes durch reflektierende Strukturen konnte weiterhin eine Effizienz von 55 % mit Hilfe einer Erhöhung der Gitterstege über die Wellenleiterhöhe hinaus gezeigt werden, wodurch eine Richtungswirkung entsteht und die

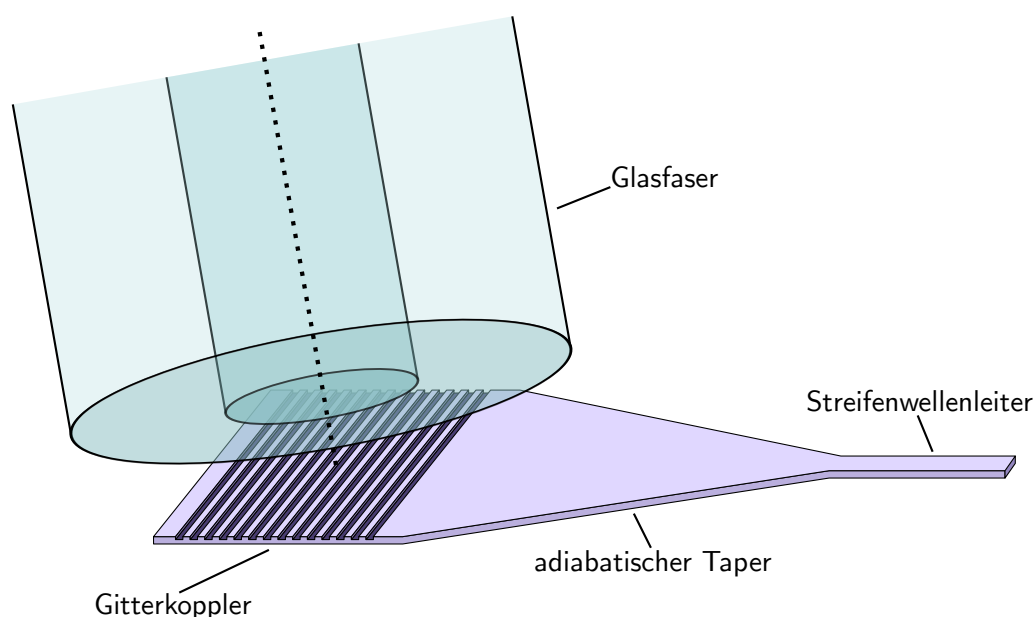


Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung der Gitter-basierten Kopplung zwischen Einmoden-faser und Streifenwellenleiter. Der Wellenleiter wird zum Koppelgitter auf $10\text{ }\mu\text{m}$ aufgeweitet.

Beugung größtenteils in den oberen Halbraum stattfindet [13].

Die effiziente Kopplung zwischen Chip und Wellenleiter ist aufgrund der starken Doppelbrechung des Wellenleiters zunächst nur für eine Polarisierung möglich. Zur simultanen Kopplung beider Polarisationsmoden kann das Gitter entweder zweidimensional entworfen und die beiden Moden auf diese Weise in getrennte Wellenleiter, oder in einer eindimensionalen Struktur in einen gemeinsamen Wellenleiter bei entgegengesetzter Ausbreitungsrichtung gebracht werden [13].

2.5. Dämpfungsmessung

Aufgrund der elementaren Bedeutung der Wellenleiterverluste wurden bislang zahlreiche Messmethoden zur Bestimmung des Dämpfungsbelages entwickelt. Da in dieser Arbeit ein alternatives Konzept zur Messung der Dämpfung in Siliziumwellenleitern vorgestellt wird, werden hier die gängigsten Methoden mit ihren Vor- und Nachteilen kurz dargestellt.

Die wohl nächstliegende Methode zur Messung der Einfügungsverluste ist eine direkte Transmissionsmessung. Zu einer erheblichen Messunsicherheit führt dabei jedoch insbesondere die oft wenig effiziente Kopplung einer Glasfaser an den Wellenleiter, die zudem meist nur ungenügend bekannt ist. Eine Verbesserung der Genauigkeit – beispielsweise durch die Verwendung des Lock-In-Verfahrens – führt daher nur unwesentlich zu einer Verringerung dieser Unsicherheit,

weshalb einfache Transmissionsmessungen nicht zur genauen Bestimmung der Dämpfung herangezogen werden, sondern höchstens einer groben Abschätzung dienen können. Die drei im folgenden vorgestellten Verfahren zielen daher darauf ab, die Abhängigkeit des Messergebnisses von der Koppeffizienz zu eliminieren:

- Das sog. virtuelle Cut-Back-Verfahren (Kap. 2.5.1) basiert auf der Untersuchung von Wellenleitern gleicher Geometrie bei unterschiedlichen Längen, die sich auf einem gemeinsamen Substrat befinden und liefert neben den Wellenleiterverlusten zusätzlich die Einkoppeffizienz.
- Falls hinreichend große Endflächenreflektivitäten existieren, führt die somit gebildete Kavität bei einer Änderung der optischen Weglänge bzw. einer Durchstimmung der Wellenlänge zur Bildung von Fabry-Pérot-Resonanzen, die hinsichtlich der Wellenleiterdämpfung ausgewertet werden können (Kap. 2.5.2).
- Im Gegensatz zum Cut-Back- bzw. Fabry-Pérot-Verfahren liefert die Aufnahme des durch Streuung entstandenen Lichtes entlang des Wellenleiters mit Hilfe einer Infrarotkamera die Wellenleiterdämpfung nicht nur unabhängig von der Koppeffizienz, sondern zudem orts aufgelöst (Kap. 2.5.3).

Um die meist unterschiedlichen Dämpfungen von TE- bzw. TM-polarisiertem Licht unterscheiden zu können, lassen sich diese Verfahren ebenso polarisationsempfindlich durchführen.

2.5.1. Cut-Back-Verfahren

Die Cut-Back-Methode hat ihren Ursprung in der Faseroptik, wo die Dämpfung einer Glasfaser durch Transmissionsmessungen bei unterschiedlichen Längen unabhängig von der Koppeffizienz bestimmt werden kann [44]. Zur Herstellung der unterschiedlichen Längen wird die Faser entsprechend zurück geschnitten. Da ein Zurückschneiden bzw. eine Verkürzung eines integriert-optischen Wellenleiters nur schwer zu realisieren ist, wird das Cut-Back-Verfahren hier an Wellenleitern unterschiedlicher Längen durchgeführt, wobei sich alle Wellenleiter auf dem gleichen Chip befinden. Aus diesem Grund wird dieses Verfahren hier häufig auch als virtuelles Cut-Back bezeichnet. Die transmittierte Leistung für die unterschiedlichen Längen L_i beträgt

$$P_i = \eta_{\text{cpl}}^2 \cdot P_0 \cdot \exp(-\alpha L_i), \quad (2.8)$$

mit der Koppeffizienz η_{cpl} , der Ausgangsleistung P_0 des Lasers und der Wellenleiterdämpfung α . Wird davon ausgegangen, dass sich die Koppeffizienzen bei den verschiedenen Messungen nicht unterscheiden, dann können mit Gl. (2.8) durch Transmissionsmessungen gleichartiger Wellenleiter unterschiedlicher Längen sowohl die Dämpfung als auch die Koppeffizienz bestimmt werden. Nachteilig ist hier besonders der nötige Platzbedarf auf dem Siliziumchip, da das Verfahren eine Vielzahl von Wellenleitern voraussetzt. Auch der Einfluss unterschiedlicher

Koppeffizienzen wirkt sich auf das Messergebnis aus. Daher wird i.d.R. eine Vielzahl von Wellenleitern gleicher Länge vermessen, um die Abhängigkeit von der Wellenleiterkopplung zu verringern, was wiederum einen erhöhten Messaufwand bedingt. Dennoch ist die Cut-Back-Methode aufgrund ihrer Genauigkeit aktuell die wohl gängigste Methode zur Charakterisierung der Verluste in Siliziumwellenleitern.

Abb. 2.3 zeigt eine in dieser Arbeit durchgeführte Cut-Back-Untersuchung von Streifenwellenleitern ($500\text{ nm} \times 220\text{ nm}$), wobei die Transmission von insgesamt 31 Wellenleitern ermittelt wurde. Die Längen der Wellenleiter waren 0.5 cm , 1.3 cm , 2.1 cm und 3.0 cm . Die Ergebnisse in Abb. 2.3 sind logarithmisch dargestellt, weshalb die Steigung der Ausgleichsgeraden der Dämpfung entspricht. Die Transmission bei der Länge 0 cm entspricht der doppelten Koppeffizienz, da hier Ein- und Auskopplung berücksichtigt werden müssen. In die Berechnung der Ausgleichsgeraden sind die kreisförmig eingezeichneten Punkte als Ausreißer nicht eingegangen. Für den untersuchten Wellenleiter beträgt die Dämpfung $2.43 \pm 0.22\text{ dB/cm}$, die Koppeffizienz 35% .

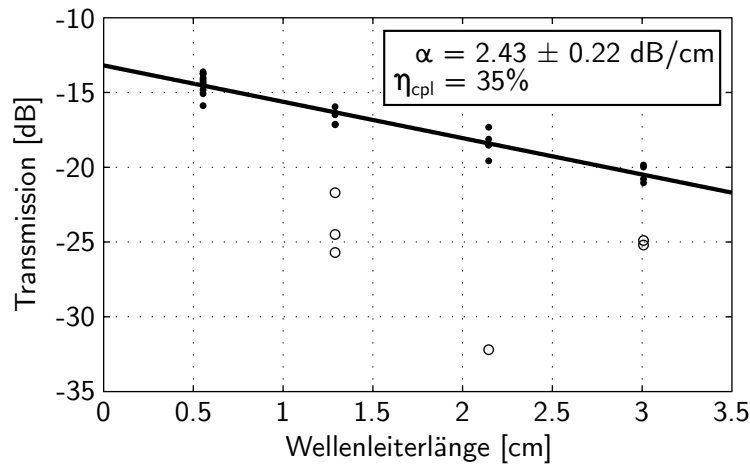


Abbildung 2.3.: Cut-Back-Messung an Siliziumstreifenwellenleitern ($500\text{ nm} \times 220\text{ nm}$). Insgesamt 31 Transmissionsmessungen bei vier verschiedenen Längen ($0.5\text{--}3.0\text{ cm}$) führen auf die Wellenleiterverluste α und die Koppeffizienz η_{cpl} . Die als Kreise dargestellten Messdaten wurden bei der linearen Anpassung nicht berücksichtigt.

2.5.2. Fabry-Pérot-Methode

In [45, 46] wurde die Bestimmung der linearen Wellenleiterverluste durch Auswertung von Fabry-Pérot-Resonanzen in integrierten Wellenleitern demonstriert. Die Kavität wird bei dieser Methode durch die reflektiven Endflächen der Wellenleiter gebildet. Wird die optische Weglänge des Resonators verändert (z.B. durch Heizen) oder die Wellenlänge verstimmt, kann die trans-

mittierte Intensität als Funktion der Phasenänderung δ ausgedrückt werden durch

$$I_T = \frac{T^2 \exp(-\alpha L)}{(1 - \tilde{R})^2 + 4\tilde{R} \sin^2(\delta/2)} I_0 \eta_{\text{cpl}}, \quad (2.9)$$

mit $\tilde{R} = R \exp(-\alpha L)$. Hierbei sind η_{cpl} die Koppeleffizienz, T und R die Transmissions- bzw. Reflexionsfaktoren an den Endfacetten, L die Länge des Wellenleiters und I_0 die Intensität am Laserausgang. Die Phasendifferenz δ beträgt $2\beta L$ mit der Ausbreitungskonstante β des propagierenden Modus. Über den Kontrast K der Fabry-Pérot-Resonanzen:

$$K = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}} \quad (2.10)$$

lässt sich nun unter der Voraussetzung, dass der Reflexionsfaktor R bekannt ist, mit

$$\tilde{R} = \frac{1}{K} (1 - \sqrt{1 - K^2}) \quad (2.11)$$

die Wellenleiterdämpfung ermitteln.

Ein Schwachpunkt bei dieser Methode ist zum einen die Existenz einer hinreichend großen Reflexionsstelle und weiterhin die Voraussetzung, dass die Reflexionsstärke selbiger bekannt ist, da der Dämpfungsbelag direkt vom Reflexionsfaktor abhängt. Eine Möglichkeit, auch bei unbekanntem Reflexionsfaktor die Fabry-Pérot-Resonanzen hinsichtlich der Wellenleiterdämpfung auszuwerten, wurde in [47] gezeigt. Dazu muss zusätzlich zur Bestimmung der Transmission eine simultane Reflexionsmessung erfolgen. Beide Messungen werden anschließend jeweils ins Verhältnis gesetzt. Für den Fall der Resonanz beträgt dieses Verhältnis

$$G_R = \frac{(1 + \exp(-4\alpha L) - 2\exp(-2\alpha L))R}{T^2 \exp(-2\alpha L)}, \quad (2.12)$$

für Anti-Resonanz

$$G_A = \frac{(1 + \exp(-4\alpha L) + 2\exp(-2\alpha L))R}{T^2 \exp(-2\alpha L)}. \quad (2.13)$$

Aus dem Verhältnis von Gl. 2.12 und Gl. 2.13 erhält man anschließend [47]

$$\frac{G_R}{G_A} = \frac{(1 - \exp(-2\alpha L))^2}{(1 + \exp(-2\alpha L))^2} = \tanh^2 \alpha L. \quad (2.14)$$

Eine Messung von reflektierter und transmittierter Intensität jeweils für die beiden Fälle der Resonanz und der Anti-Resonanz liefert mit Gl. 2.14 also die Wellenleiterdämpfung unabhängig von dem i. Allg. nicht bekannten Reflexionsfaktor R .

2.5.3. Streulichtmessung

Die Rauigkeit der geätzten Wellenleiterkanten in Siliziumwellenleitern führt zu Streuzentren, wodurch es zu einer Abstrahlung des an diesen Orten gestreuten Lichtes kommt. Die Intensität des gestreuten Lichtes fällt entlang des Wellenleiters mit den Wellenleiterverlusten ab, eine Auswertung der mit einer Infrarotkamera gemessenen Streuverteilung liefert entsprechend den Dämpfungsbelag - auch hier unabhängig von der Koppeffizienz [48]. Voraussetzung dafür sind die Annahmen, dass einerseits die Streustärke an den unterschiedlichen Orten entlang des Wellenleiters gleichmäßig und weiterhin die Streuintensität proportional zur Intensität des propagierenden Modus ist. Weiterhin wird diese Methode offensichtlich zunehmend ungenau bei geringer werdenden Verlusten, die gerade mit abnehmender Kantenrauigkeit der Wellenleiter sinken. Auch das nichtlineare Verhalten von Infrarotkameras bei der Erfassung der Intensität führt zu Ungenauigkeiten bei diesem Verfahren. Der große Vorteil wiederum liegt in der Ortsauflösung. D.h., nicht ausschließlich der integrale Dämpfungsbelag kann ermittelt werden, es lassen sich zusätzlich einzelne und stark streuende Störzentren identifizieren, die womöglich die Dämpfung des gesamten Wellenleiters dominieren und bei den integralen Verfahren nicht aufgelöst werden können.

3. OFDR-basierte Dämpfungsmessung

Die Ausbreitungsverluste in Siliziumwellenleitern bzw. ganz allgemein in integriert-optischen Strukturen gehören zu deren fundamentalen Eigenschaften. Folglich existieren zahlreiche Ansätze zur Bestimmung der Wellenleiterdämpfung, von denen die wichtigsten bereits in Kap. 2.3 beschrieben wurden. Hierbei stellt die Trennung der gesuchten Wellenleiterdämpfung von den parasitären Verlusten, wie sie beispielsweise bei der Kopplung von der Zuleitungsfaser in den Wellenleiter entstehen, ein entscheidendes Problem bei der zuverlässigen Ermittlung der Dämpfung dar. Die bereits beschriebenen Methoden können prinzipiell unterteilt werden in integrale (Cut-Back, Fabry-Pérot) und orts aufgelöste Verfahren (Streulichtmessung). Aufgrund der hohen Genauigkeit wird für eine zuverlässige Bestimmung der Dämpfung meist das integrale Cut-Back-Verfahren angewendet, bei dem zahlreiche Wellenleiter unterschiedlicher Längen untersucht werden.

An dieser Stelle wird ein alternatives Verfahren vorgestellt [49, 50, 51, 52], das auf der optischen Frequenzbereichsreflektometrie (*Optical Frequency-Domain Reflectometry*, OFDR) [53] basiert und bei dem das aus einem Wellenleiter zurück reflektierte Licht zur Bestimmung der Dämpfungseigenschaften ausgewertet wird. Die Reflexionen entstehen dabei durch Rayleigh-Streuung, die durch die herstellungsbedingten rauen Wellenleiterkanten verursacht wird. Die Messung des Dämpfungsbelages geschieht hier im Gegensatz zum Cut-Back- bzw. Fabry-Pérot-Verfahren orts aufgelöst, wodurch beispielsweise die Auswirkungen einzelner Störstellen von der integralen Dämpfung getrennt werden können. Zudem liefert dieses OFDR-basierte Experiment neben der Wellenleiterdämpfung zusätzlich die orts aufgelösten Streueigenschaften eines Wellenleiters. Diese Messung wird innerhalb weniger Sekunden durchgeführt und wird nicht durch eine unbekannte Koppleffizienz verfälscht.

3.1. Messprinzip

Existiert am Ort $z = z_n$ eine Streustelle, an der mit der komplexen Reflexionsamplitude r_n in den rückwärts-gerichteten Grundmodus reflektiert wird, beträgt die am Wellenleiteranfang ausgekoppelte und von diesem Ort reflektierte Leistung

$$P_{\text{out},n} = P_{\text{in}} \cdot \eta_{\text{cpl}}^2 \cdot |r_n|^2 \cdot \exp(-2\alpha z_n), \quad (3.1)$$

mit der eingekoppelten Leistung P_{in} und der Koppeffizienz η_{cpl} . Die Leistung fällt aufgrund der Wegstrecke zum Reflexionsort und zurück mit der doppelten linearen Wellenleiterdämpfung α exponentiell ab, die in Gl. (3.1) als konstant angenommen wurde. Durch eine orts aufgelöste Bestimmung des reflektierten Feldes kann aus Gl. (3.1) unter der Annahme von gleichmäßig und schwach reflektierenden Streuzentren entlang des Wellenleiters ($r_n(z) = \text{const}$) die lineare Dämpfung α bestimmt werden.

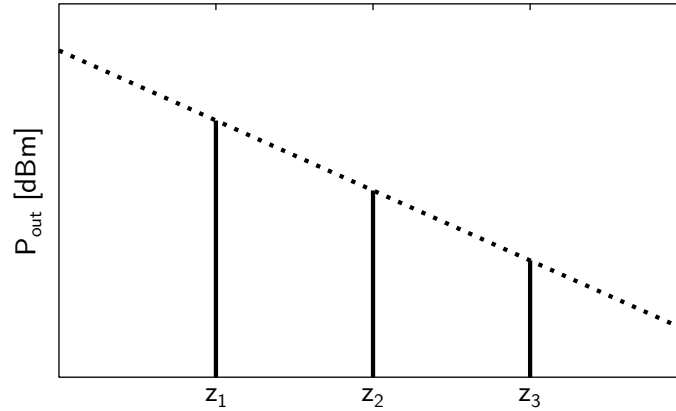


Abbildung 3.1.: Prinzip der OFDR-basierten Dämpfungsmessung: Die orts aufgelöste Messung des reflektierten Lichtes führt auf die lokale Wellenleiterdämpfung, die – im logarithmischen Maß – der doppelten Steigung entspricht.

Abb. 3.1 veranschaulicht dieses Prinzip schematisch anhand von drei diskreten Reflexionsstellen an den Orten $z_{1,2,3}$ mit identischen Reflexionsamplituden $r_{1,2,3}$. Die logarithmisch dargestellte Leistung am Wellenleiteranfang $P_{\text{out},n}$ fällt mit der doppelten Wellenleiterdämpfung α_{dB} über dem Wellenleiterort z ab. Die Steigung der Ausgleichsgeraden liefert folglich die doppelte Wellenleiterdämpfung. Da die Position der in Abb. 3.1 gezeigten Geraden auf der Ordinatenachse bei diesem Experiment von der Einkoppeffizienz η_{cpl} bzw. der Reflexionsstärke $|r_n^2|$, nicht aber von der Dämpfung im Wellenleiter abhängt, ist die Bestimmung der Wellenleiterdämpfung mit dieser Methode unabhängig von der Koppeffizienz. Diese ist i.A. nicht genau bekannt, wodurch das hier vorliegende Verfahren einen enormen Vorteil verglichen mit alternativen Methoden bietet, bei denen das Messergebnis direkt von der Koppeffizienz abhängt. Eine Cut-Back-Untersuchung beispielsweise erfordert die Vermessung der Transmission einer Vielzahl von nominell identischen Wellenleitern unterschiedlicher Längen, was einen hohen Messaufwand mit sich bringt. Die daraus gewonnene integrale Dämpfungskonstante gibt zudem keinen Aufschluss darüber, ob es sich bei den Verlusten eines bestimmten Wellenleiters um eine über dem Ort gleichmäßige Dämpfung – beispielsweise durch herstellungsbedingte Kantenrauigkeiten – oder um einzelne Störstellen handelt, die einen ansonsten schwach dämpfenden Wellenleiter insgesamt verhältnismäßig verlustbehaftet erscheinen lassen. Das hier gezeigte Verfahren bietet dagegen nicht nur die Möglichkeit, die Dämpfung eines Wellenleiters durch eine Einzelmessung in kurzer Zeit zu erfassen. Durch die Ortsauflösung können zudem diskrete

Störstellen identifiziert und vom linearen Dämpfungsbelag unterschieden werden.

3.1.1. Optische Frequenzbereichsreflektometrie

Die optische Frequenzbereichsreflektometrie [53] ist ein kohärentes, reflektometrisches Messverfahren zur orts aufgelösten Bestimmung des komplexen Reflexionskoeffizienten. Dabei wird das Licht einer schmalbandigen Quelle in ein Interferometer geführt und linear mit der Frequenz verstimmt. Wie in Abb. 3.2 gezeigt, wird das Messobjekt bei Verwendung einer fasergebundenen Mach-Zehnder-Konfiguration mit einem Zirkulator verbunden, der in einem der beiden Interferometerarme platziert ist. Existiert im Messobjekt eine Reflexionsstelle am Ort z_m , so

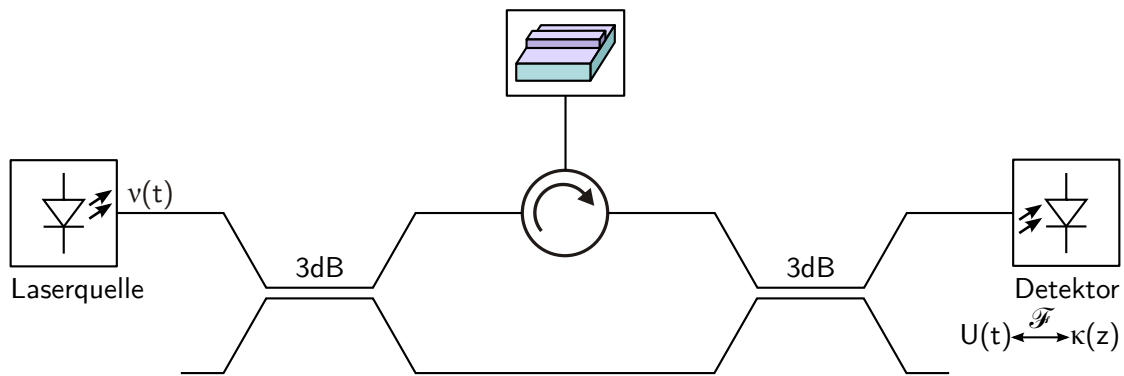


Abbildung 3.2.: OFDR-Grundprinzip bei Verwendung einer fasergebundenen Mach-Zehnder-Konfiguration des Interferometers, das von einer frequenzverstimmbaren Laserquelle gespeist wird. Das Messobjekt wird über einen Zirkulator in den oberen Arm des Interferometers eingebunden. Bei Anwesenheit einer Reflexionsstelle im Messobjekt interferiert das von der Reflexionsstelle kommende Licht am zweiten 3dB-Koppler mit dem vom unteren Arm kommenden Signal und führt zu einer Frequenzkomponente, die den Reflexionsort eindeutig identifiziert. Die spektrale Auswertung des Detektorsignals liefert folglich die Reflektivitätsverteilung $\kappa(z)$ im Messobjekt.

wird das reflektierte Signal mit dem Signal des Referenzarmes überlagert und führt zu einer Frequenz f_m , aus der sich zusammen mit der Gruppenlaufzeit und der Durchstimmrate der Reflexionsort bestimmen lässt. Die spektrale Auswertung des Ausgangssignals liefert folglich die Ortsinformation der Reflexionsstelle.

Theoretische Grundlagen

Für eine theoretische Beschreibung des Messprinzips wird zunächst von einer zeitlich linearen Frequenzverschiebung ausgegangen mit dem zeitlichen Verlauf der komplexen Amplitude $a_0(t)$ am Ausgang der verstimmbaren Laserquelle

$$a_0(t) = |a_0| \cdot e^{j(\phi(t) + \phi_0)} \quad (3.2)$$

mit der konstanten komplexen Amplitude $|a_0|$ und der zeitabhängigen Phase

$$\phi(t) = 2\pi \cdot \int \nu(t) dt = 2\pi \left(\nu_s t + \frac{\gamma}{2} t^2 \right) \quad 0 \leq t \leq T_Q. \quad (3.3)$$

Hierbei ist $\nu(t)$ die optische Momentanfrequenz, ν_s die Frequenz zum Zeitpunkt $t = 0$ und $\gamma = d\nu/dt$ die ebenfalls als konstant angenommene Durchstimmrate in der Durchstimmzeit T_Q . Da die Phase ϕ_0 keine Zeitabhängigkeit besitzt, wird sie in den folgenden Betrachtungen vernachlässigt.

Das in den Messarm injizierte elektrische Feld wurde weiterhin durch den ersten 3 dB-Koppler im Mach-Zehnder-Interferometer gedämpft und beträgt folglich

$$a_{0,M}(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot |a_0| \cdot e^{j2\pi \cdot (\nu_s t + \frac{\gamma}{2} t^2)}. \quad (3.4)$$

Befindet sich am als ideal angenommenen Zirkulator ein Messobjekt mit M schwachen Reflexionsstellen an den Orten z_m und den Amplitudenreflexionsfaktoren r_m , so überlagern sich am zweiten 3 dB-Koppler die M reflektierten optischen Signale mit dem vom (unteren) Referenzarm kommenden Signal. Das resultierende Gesamtsignal lautet demnach

$$E(t) = \frac{1}{2} \left(a_{0,M}(t) + \sum_{m=1}^M r_{m,\text{eff}} a_{0,M}(t - \Delta\tau_m) \right) \quad (3.5)$$

mit dem Laufzeitunterschied $\Delta\tau_m$ zwischen dem Messarm und dem Referenzarm des Interferometers:

$$\Delta\tau_m = \tau_M - \tau_{\text{ref}} = \tau_F + \tau_m - \tau_{\text{ref}}, \quad (3.6)$$

wobei die Laufzeit im Messarm τ_M sich zusammensetzt aus der Laufzeit in der Interferometerfaser τ_F und der Laufzeit im Messobjekt bis zur m -ten Reflexionsstelle τ_m :

$$\tau_m = \frac{2z_m}{c} = \frac{2z_m n_{gr}}{c_0}. \quad (3.7)$$

In Gl. (3.5) wurde weiterhin r_m durch einen effektiven Reflexionsfaktor $r_{m,\text{eff}}$ ersetzt, der den Wirkungsgrad η_{cpl} bei der Ein- und Auskopplung in das Messobjekt bzw. zurück in die Faser, sowie die Wellenleiterverluste $a(z) = \int_0^z \alpha(z', \nu)/2 dz'$ mit dem Dämpfungskoeffizienten $\alpha(z, \nu)$ im Messobjekt berücksichtigt:

$$r_{m,\text{eff}} = r_m \eta_{\text{cpl}}^2 e^{-2a(z_m)}. \quad (3.8)$$

Die Intensität am Interferometerausgang beträgt dann

$$I(t) \propto |E(t)|^2 = \frac{1}{4} \left| a_{0,M}(t) + \sum_{m=1}^M r_{m,\text{eff}} a_{0,M}(t - \Delta\tau_m) \right|^2 \quad (3.9)$$

bzw. die hierzu proportionale Ausgangsspannung an einem Photodetektor mit der Detektorempfindlichkeit ϱ

$$U_{\text{PD}}(t) = \frac{1}{4} \varrho \left| a_{0,M}(t) + \sum_{m=1}^M r_{m,\text{eff}} a_{0,M}(t - \Delta\tau_m) \right|^2. \quad (3.10)$$

Im Folgenden wird angenommen, dass die Faserlängen von Mess- und Referenzarm im Interferometer identisch sind, d.h. $\Delta\tau_m = \tau_m$. Nach Einsetzen von Gl. (3.4) in Gl. (3.10) resultiert dann für die Detektorspannung

$$U_{\text{PD}}(t) = U_0 \left\{ 1 + \sum_{m=1}^M [|r_{m,\text{eff}}|^2 + 2|r_{m,\text{eff}}| \cos(2\pi\gamma\tau_m t + \phi_m)] \right\} \quad (3.11)$$

mit dem Gleichanteil $U_0 = \frac{1}{4} \varrho |a_{0,M}|^2$ und den konstanten Phasentermen $\phi_m = \pi\tau_m(2\nu_s - \gamma\tau_m)$. Gl. (3.11) zeigt, dass bei einer linearen Frequenzverschiebung des Eingangssignals jede Reflexionsstelle zu einer charakteristischen Beatfrequenz

$$f_m = \gamma\tau_m \quad (3.12)$$

im Detektorsignal führt. Bei bekanntem Gruppenindex des Messobjektes (vgl. Gl. (3.7)) liefert die Gruppenlaufzeit somit den Ort der Reflexion gemäß

$$z_m = \frac{c_0 f_m}{2\gamma n_{\text{gr}}}. \quad (3.13)$$

Zur Veranschaulichung des Zusammenhangs zwischen den Beatfrequenzen f_m und den Reflexionsorten z_m zeigt Abb. 3.3 den Verlauf der Momentanfrequenzen der Interferometersignale im Referenz- bzw. Messzweig, wobei im Messobjekt drei diskrete Reflexionsorte angenommen wurden. Auf der Zeitachse lassen sich die Gruppenlaufzeiten $\tau_{1,2,3}$ ablesen, die lt. Gl. (3.12) linear mit der Durchstimmrate γ zu den Beatfrequenzen $f_{1,2,3}$ im Detektorsignal führen.

Nach spektraler Auswertung des Detektorsignals können neben den Reflexionsorten auch die Reflexionsstärken bestimmt werden, da die Amplituden bei den einzelnen Beatfrequenzen aufgrund der kohärenten Detektion proportional sind zum Betrag der komplexen Amplitudenreflexionsfaktoren $|r_{m,\text{eff}}|$. Dieser Zusammenhang soll anhand Gl. (3.11) veranschaulicht werden, wobei die Detektorspannung auch als Funktion der optischen Momentanfrequenz $\nu(t) = \nu_s + \gamma t$ ausgedrückt werden kann. Mit $\psi_m = \phi_m - 2\pi\nu_s\tau_m$ folgt aus Gl. (3.11) für die Detektorspannung als Funktion der optischen Frequenz

$$\tilde{U}_{\text{PD}}(\nu) = 2U_0 \sum_{m=1}^M |r_{m,\text{eff}}| \cos(2\pi\nu\tau_m + \psi_m) \quad (3.14)$$

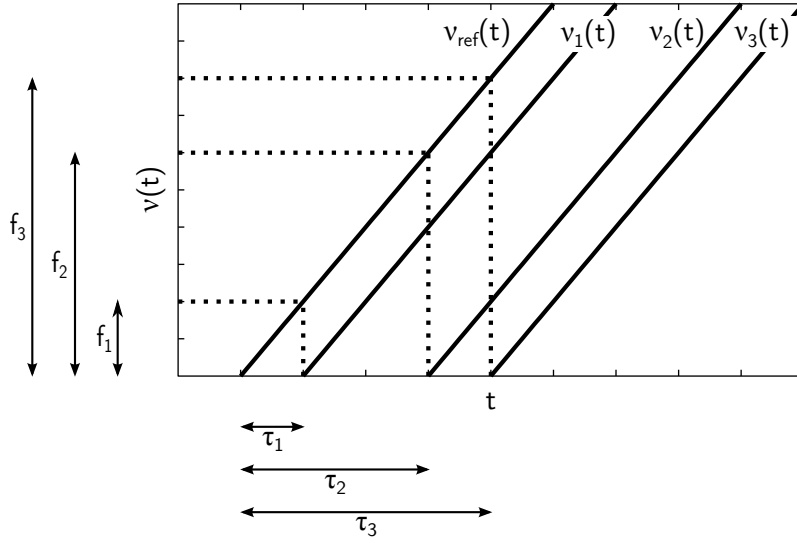


Abbildung 3.3.: Zeitlicher Verlauf der optischen Momentanfrequenzen von Referenz- und Messarm bei drei Reflexionsstellen. Das Detektorsignal enthält die Differenzfrequenzen f_m , aus denen sich die Reflexionsorte z_m herleiten lassen.

bzw. mit $\tilde{\psi}_m = \phi_m - k_s z_m$ als Funktion einer Ortsfrequenz $k = (2n_{\text{gr}}\nu)/c_0$

$$\tilde{U}_{\text{PD}}(k) = 2U_0 \sum_{m=1}^M |r_{m,\text{eff}}| \cos(2\pi k z_m + \tilde{\psi}_m). \quad (3.15)$$

Da der Gleichanteil keine zusätzlichen Informationen liefert, wurde er in Gl. (3.14) bzw. Gl. (3.15) für die folgenden Betrachtungen vernachlässigt.

Wird von einem unbegrenzten Durchstimmbereich ausgegangen, liefert die Fouriertransformierte von Gl. (3.15) die Reflektivitätsverteilung $\kappa(z)$:

$$\kappa(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}_{\text{PD}}(k) e^{-j2\pi k z} dk \quad (3.16)$$

$$= U_0 \sum_{m=1}^M r_{m,\text{eff}} e^{j\tilde{\psi}_m} [\delta(z - z_m) + \delta(z + z_m)]. \quad (3.17)$$

Bei einem nicht begrenzten Durchstimmbereich entsteht also eine Funktion, die an den Reflexionsorten z_m diskrete Linien aufweist, die mit den effektiven Amplitudenreflexionsfaktoren $r_{m,\text{eff}} = |r_{m,\text{eff}}| \exp(j\tilde{\psi}_m)$ gewichtet sind. Die erreichte Ortsauflösung ist für den Fall eines unbegrenzten Durchstimmbereiches aufgrund der Dirac-Funktionen $\delta(z - z_m)$ in Gl. (3.17) nicht begrenzt. Aufgrund des endlichen Durchstimmbereiches ($\nu_s \dots \nu_s + \gamma T_Q$) in realen Systemen müssen die Integralgrenzen in Gl. (3.16) entsprechend ersetzt werden. Der Ortsfrequenzbereich wird bei endlichem Durchstimmbereich durch die Grenzen $k_{\text{min}} = (2n_{\text{gr}}/c_0)(\nu_0 - \gamma T_Q/2) =$

$k_0 - \Delta k/2$ und $k_{\max} = (2n_{gr}/c_0)(\nu_0 + \gamma T_Q/2) = k_0 + \Delta k/2$ mit der Mittenfrequenz ν_0 bestimmt. Dieser endliche Durchstimmbereich führt in Gl. (3.17) zu einer Fensterung von $\tilde{U}_{PD}(k)$ mit einer um die Mittenfrequenz verschobenen Rechteckfunktion $W(k - k_0)$ der Breite Δk :

$$W(k - k_0) = \text{rect}\left(\frac{k - k_0}{\Delta k}\right) \circ \bullet \Delta k \text{sinc}(\Delta k z) e^{-j2\pi k_0 z} = w(z). \quad (3.18)$$

Die Multiplikation von $\tilde{U}_{PD}$ mit der Rechteckfunktion wird nach der Fouriertransformation durch eine Faltung von $\kappa(z)$ mit der *sinc*-Funktion berücksichtigt. Die resultierende rechtsseitige Reflektivitätsverteilung ($z \geq 0$) bei endlichem Durchstimmbereich lautet dann

$$\kappa(z) = \Delta k \sum_{m=1}^M r_{m,\text{eff}} \text{sinc}[\Delta k(z - z_m)] e^{-j2\pi k_0(z - z_m)}. \quad (3.19)$$

Die *sinc*-Funktionen führen also zu einer endlichen Ortsauflösung, die proportional ist zur Breite der *sinc*-Funktionen. Diese Zwei-Punkt-Auflösung definiert den minimalen noch auflösbaren Abstand zweier Reflexionsstellen mit

$$\Delta z \cong \frac{c_0}{2n_{gr}\Delta\nu} = \frac{1}{\Delta k}. \quad (3.20)$$

Die erreichbare Ortsauflösung ist also proportional zur Breite des Durchstimmbereiches $\Delta\nu$. Neben der Breite des Hauptmaximums der *sinc*-Funktion existieren weitere Nebenmaxima, die schwache Reflexionsstellen in unmittelbarer Nähe einer starken Reflexion überlagern können. Die Rechteckfensterung führt zu ersten Nebenmaxima, die in ihrer Höhe lediglich 13 dB unter dem Hauptmaximum liegen. Eine stärkere Unterdrückung dieser Nebenmaxima kann durch die Anwendung weiterer Fensterfunktionen erreicht werden, wobei diese Unterdrückung mit einer Verschlechterung der Ortsauflösung einhergeht. So liegt beispielsweise bei Verwendung der *Blackman-Harris*-Fensterfunktion das 1. Nebenmaximum um 99 dB unter dem Hauptmaximum, wobei die Ortsauflösung sich im Vergleich zum Rechteckfenster halbiert.

Die Auswirkung eines endlichen Durchstimmbereiches soll anhand von Abb. 3.4 verdeutlicht werden. Abb. 3.4(a)-(c) zeigt zunächst die Detektorsignale für drei einzelne und diskrete Reflexionsstellen unterschiedlicher Reflexionsorte z_m bzw. Reflexionsamplituden $r_{m,\text{eff}}$. Aus diesen Einzelsignalen entsteht ein gesamtes Detektorsignal, wie es in Abb. 3.4(d) abgebildet ist. Bei unbegrenztem Durchstimmbereich $\Delta\nu$ würde die (rechtsseitige) spektrale Auswertung dieses Detektorsignals zu Dirac-förmigen Linien mit unbegrenzter Ortsauflösung in der Reflektivitätsverteilung führen, wie sie Abb. 3.4(e) zeigt, wobei hier die normierte Betragsfunktion $|\kappa(z)|$ der rechtsseitigen Reflektivitätsverteilung dargestellt ist. Die Reflektivitätsverteilung bei realer Messumgebung (mit endlichem Durchstimmbereich $\Delta\nu$) zeigt Abb. 3.4(f). Die zu $\Delta\nu$ proportionale Ortsauflösung spiegelt sich hier in der Breite der *sinc*-förmigen Signaturen wider.

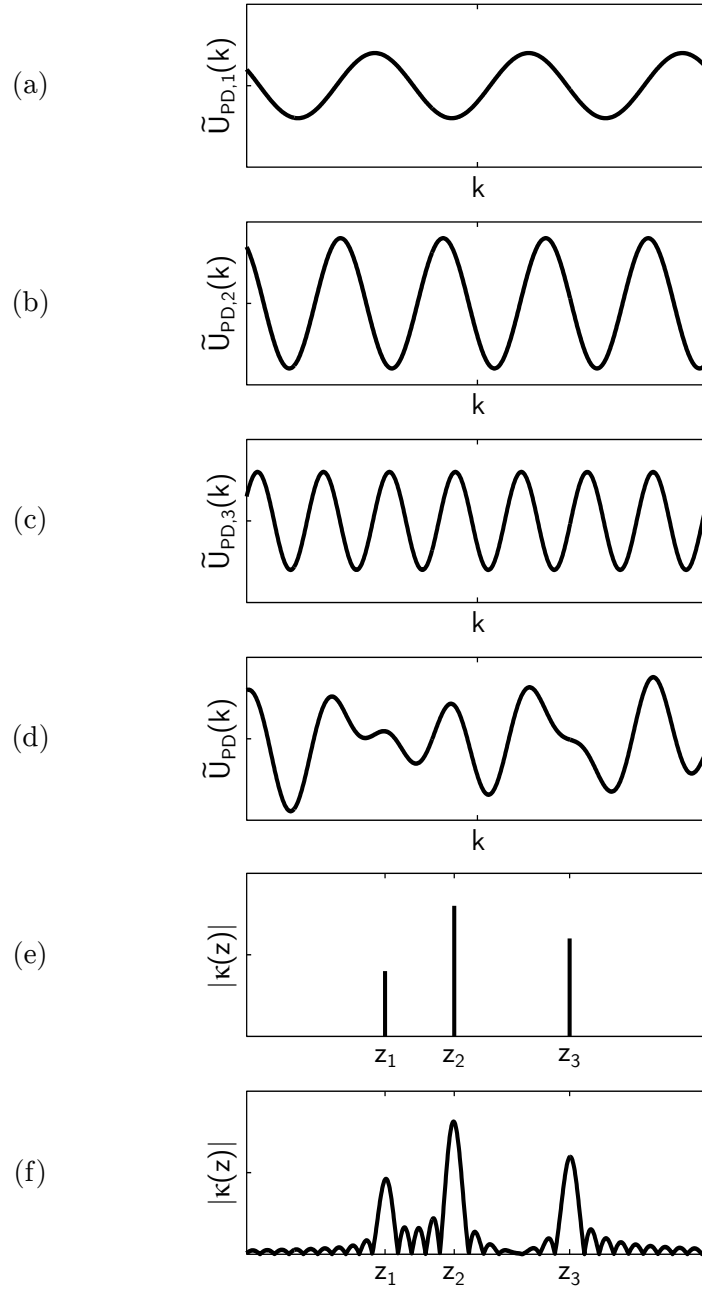


Abbildung 3.4.: Detektorsignale (a)-(c) für drei einzelne Reflexionsstellen unterschiedlicher Stärke. Aus dem Gesamtsignal (d) lässt sich nach spektraler Auswertung bei unbegrenztem Durchstimmbereich der Reflexionsort z_m und die Reflexionsstärke $r_{m,\text{eff}}$ ermitteln (e). Ein endlicher Durchstimmbereich $\Delta\nu$ führt zu *sinc*-förmigen Signaturen (e), deren Breite die Ortsauflösung der Messung bestimmt und die proportional ist zu $\Delta\nu$.

3.1.2. Reflektivitätsverteilung

Die Gesamtstreuung im Wellenleiter setzt sich zusammen aus der schwachen Streuung an einzelnen, kleinen ($\ll$ Wellenlänge) und zufällig verteilten Streuzentren (Abb. 3.5). Jedes dieser Streuzentren am Ort $z = z_n$ regt neben Strahlungsmoden auch den rückwärtsgerichteten Grundmodus mit der komplexen Amplitude r_n an. Die Überlagerung der einzelnen Anteile am

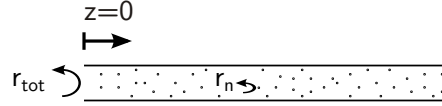


Abbildung 3.5.: Gesamtstreuung aus Überlagerung der Streuung an einzelnen Störstellen.

Wellenleiteranfang kann dann beschrieben werden durch

$$r_{\text{tot}}(\nu) = \sum_n r_n \exp \left[-j2 \frac{2\pi\nu}{c} n_{\text{eff}} z_n - 2 \int_0^{z_n} \frac{\alpha(z')}{2} dz' \right] \quad (3.21)$$

mit der lokalen Leistungsdämpfung $\alpha(z')$ und wird in Betrag und Phase durch eine OFDR-Messung bestimmt als Funktion der optischen Frequenz ν . Die integrale Amplitudendämpfung in Gl. (3.21) wird ebenso wie die Phase aufgrund der zweifachen Wegstrecke zum Ort z_n und zurück verdoppelt. Mit $\tilde{\nu} = 2\nu n_{\text{eff}}/c$ und Multiplikation mit einer Fensterfunktion $w(\tilde{\nu})$, die im Wesentlichen den beschränkten Frequenzbereich bei der OFDR-Messung berücksichtigt, erhält man

$$r_{\text{tot}}(\tilde{\nu}) \cdot w(\tilde{\nu}) = \int \sum_n r_n e^{-\int_0^{z_n} \alpha(z') dz'} \delta(z - z_n) e^{-j2\pi\tilde{\nu}z} dz \cdot w(\tilde{\nu}). \quad (3.22)$$

Unter Verwendung von Einkoppelgittern kann $w(\tilde{\nu})$ weiterhin deren Wellenlängenabhängigkeit [13] abbilden. Inverse Fourier-Transformation von (3.22) führt zur ortsabhängigen komplexen Reflektivitätsverteilung κ nach Messung von der linken Seite ($z = 0$, Index (+)) des Wellenleiters:

$$\kappa^+(z) = \exp \left[- \int_0^z \alpha(z') dz' \right] \sum_n r_n h(z - z_n), \quad (3.23)$$

wobei $h(z)$ die inverse Fouriertransformation der Fensterfunktion ist. Die Verluste innerhalb der Breite von h wurden dabei vernachlässigt. Wird eine über dem Wellenleiterort gleichmäßige Rückstreuung ($r_n = \text{const}$) vorausgesetzt, besteht die gemessene Reflektivitätsverteilung nach Gl. (3.23) also aus der integralen Dämpfung multipliziert mit einem konstanten Faktor, der die Rückstreustärke r_n und die Fensterfunktion w berücksichtigt. Differentiation der gemessenen (logarithmierten) Reflektivitätsverteilung $\kappa^+(z)$ liefert somit die lokale Wellenleiterdämpfung $\alpha(z)$.

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde eine gleichmäßige Rückstreuung vorausgesetzt, was i.A. jedoch nicht erfüllt ist. Eine Anwendung des Messverfahrens ist in diesem Fall bei einer einzelnen Messung nicht mehr sinnvoll. In der folgenden Betrachtung wird gezeigt, dass auch

bei unterschiedlich stark reflektierenden Streuzentren eine Charakterisierung des Wellenleiters bei Durchführung einer zweiten OFDR-Messung von der gegenüberliegenden Wellenleiterseite erfolgen kann [49, 50]. Hierdurch wird zum einen der Einfluss der Streueigenschaften auf das Messergebnis eliminiert. Weiterhin lassen sich die Streueigenschaften aus den Messdaten extrahieren, wodurch einzelne Streuzentren räumlich aufgelöst identifiziert werden können.

3.1.3. Trennung von Streuung und Dämpfung

Damit eine Trennung von Wellenleiterdämpfung und -streuung aus den Messdaten erfolgen kann, ist eine beidseitige reflektometrische Untersuchung notwendig. Analog zur Messung von der linken Wellenleiterseite (Gl. (3.24)) führt eine rechtsseitige Messung ($z = L$, Index $(-)$) zu

$$\kappa^-(L - z) = \exp \left[-2 \int_z^L \alpha(z') dz' \right] \cdot \sum_n r_n h(z - z_n). \quad (3.24)$$

Durch Produktbildung bzw. Division der Gln. (3.23) und (3.24) erhält man

$$\begin{aligned} f_r(z) &= \frac{\kappa^+(z)}{\kappa^-(L - z)} \\ &= c_1 \cdot \exp \left[-2 \int_0^z \alpha(z') dz' \right] \end{aligned} \quad (3.25)$$

und

$$\begin{aligned} f_p(z) &= \kappa^-(L - z) \cdot \kappa^+(z) \\ &= c_2 \cdot \sum_n r_n h(z - z_n), \end{aligned} \quad (3.26)$$

mit den z -unabhängigen Konstanten c_1 und c_2 . Mit Hilfe von Gl. (3.25) lässt sich also die Dämpfung orts aufgelöst aus einer beidseitigen, OFDR-basierten Untersuchung bestimmen. Die Messung der Dämpfung ist hier also – im Gegensatz zu der zuvor vorgestellten einseitigen Untersuchung – unabhängig von der Streustärke möglich. Weiterhin kann aus Gl. (3.26) auf die Streueigenschaften unabhängig von der Dämpfung des untersuchten Wellenleiters geschlossen werden. Dieser Zusammenhang soll analog zu Abb. 3.1 erneut anhand eines Wellenleiters mit konstanter Wellenleiterdämpfung und drei Streuzentren verdeutlicht werden. Im Gegensatz zu den obigen Betrachtungen besitzt der Wellenleiter hier jedoch *unterschiedliche* Reflexionsamplituden r_n .

Da i.A. die Stärke der Streuzentren nicht bekannt ist, würde eine einseitige Messung in diesem Fall nicht auf die Wellenleiterdämpfung führen. Eine Messung von der linken Seite ($|\kappa^+|$) zeigt Abb. 3.6. Wird der gleiche Wellenleiter von der rechten Seite erneut vermessen ($|\kappa^-|$ in Abb. 3.6) und die Messdaten entsprechend der Gln. (3.25) und (3.26) ausgewertet, können Wellenleiterdämpfung (f_r) und -rückstreuung (f_p) unabhängig voneinander ermittelt

werden.

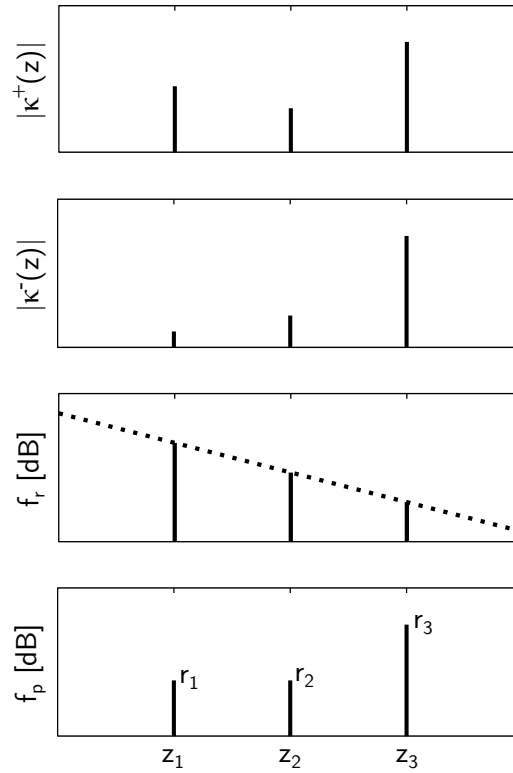


Abbildung 3.6.: Wellenleiter mit drei diskreten Reflexionsstellen unterschiedlicher Amplituden. Die Auswertung von links- ($|\kappa^+|$) und rechtsseitiger Messung ($|\kappa^-|$) gemäß der Gln. (3.25) und (3.26) führt auf die lokalen Dämpfungs- ($f_r(z)$) und Streueigenschaften ($f_p(z)$) des Wellenleiters.

3.1.4. Intensitätsstabilität des Rückstreulichtes und Standardabweichung der ermittelten Steigung

Zur Berechnung der linearen Wellenleiterdämpfung wird die Steigung der Messdaten im logarithmischen Maß durch lineare Regression ermittelt. Im Folgenden wird die Standardabweichung dieser Steigung aufgrund der Streuung der Rückstreuintensität hergeleitet. Dazu wird eine exponentielle Verteilungsfunktion der Rückstreuung angenommen und damit der Erwartungswert bzw. die Standardabweichung für die logarithmierten Daten bestimmt. Die Standardabweichung der Steigung kann anschließend als Funktion der Wellenleiterlänge und der Anzahl der Messpunkte ausgedrückt werden.

Intensitätsstabilität des Rückstreulichtes aus einem Wellenleiter

Die Rückstreuintensität am Wellenleiteranfang setzt sich zusammen aus der komplexen Überlagerung vieler Einzelreflexionen. Die resultierende Intensitätsverteilung ähnelt der eines pola-

risierten Speckle-Musters, für das gilt [54]

$$p_I(I) = \begin{cases} \frac{1}{\langle I \rangle} e^{-\frac{I}{\langle I \rangle}} & \text{für } I > 0, \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}. \quad (3.27)$$

Mit

$$\langle I^n \rangle = n! \langle I \rangle^n \quad (3.28)$$

bzw. insbesondere mit

$$\langle I^2 \rangle = 2 \langle I \rangle^2 \quad (3.29)$$

beträgt die Standardabweichung

$$\sigma_I = \sqrt{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2} = \langle I \rangle, \quad (3.30)$$

d.h. für die obige Verteilungsfunktion entspricht der Erwartungswert der Standardabweichung [54]. Gleiches gilt für den mit OFDR bestimmten Leistungsreflexionsfaktor R im Auflösungselement Δz :

$$\sigma_R = \langle R \rangle. \quad (3.31)$$

Zur Ermittlung der Dämpfungskonstante wird die Rückstreuverteilung $|\kappa^+(z)|$ bzw. der Leistungsreflexionsfaktor R logarithmisch dargestellt und ausgewertet:

$$\begin{aligned} \langle 10 \log_{10} R \rangle &= \int_0^\infty (10 \log_{10} R) \cdot \frac{1}{\langle R \rangle} e^{-\frac{R}{\langle R \rangle}} dR \\ &= 4.34 \int_0^\infty \ln R \cdot \frac{1}{\langle R \rangle} e^{-\frac{R}{\langle R \rangle}} dR \\ &= 4.34 [\ln \langle R \rangle - \gamma] \\ &= 10 \log_{10} \langle R \rangle - 2.51 \text{ dB}. \end{aligned} \quad (3.32)$$

γ bezeichnet hier die Eulersche Konstante. Der durch Mittelung der logarithmierten Kurve gefundene Wert muss also um 2.51 dB angehoben werden, um den Erwartungswert der Messdaten zu erhalten. Zur Berechnung der Standardabweichung im logarithmischen Maß

$$\sigma_{R, \log} = \sqrt{\langle (10 \log_{10} R - \langle 10 \log_{10} R \rangle)^2 \rangle} \quad (3.33)$$

sei

$$q = 10 \log_{10} R - [10 \log_{10} \langle R \rangle - 2.51] \quad (3.34)$$

$$= 10 \log_{10} \frac{R}{\langle R \rangle} + 2.51 \quad (3.35)$$

$$\langle q \rangle = 0 \quad (\text{s.o.}), \quad (3.36)$$

bzw.

$$q^2 = \left(10 \log_{10} \frac{R}{\langle R \rangle}\right)^2 + 5.01 \cdot 10 \log_{10} \frac{R}{\langle R \rangle} + (2.51)^2. \quad (3.37)$$

Mit

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \left(10 \log_{10} \frac{R}{\langle R \rangle}\right)^2 \cdot \frac{1}{\Delta R} e^{-\frac{R}{\langle R \rangle}} dR &= 37.31 \\ \int_0^\infty 5.01 \cdot 10 \log_{10} \frac{R}{\langle R \rangle} \cdot \frac{1}{\Delta R} e^{-\frac{R}{\langle R \rangle}} dR &= -12.57 \\ \int_0^\infty (2.51)^2 \cdot e^{-R} dR &= 6.29 \end{aligned}$$

folgt für die Standardabweichung

$$\sigma_{R,log} = \sqrt{\langle q^2 \rangle} = \sqrt{37.31 - 12.57 + 6.29} = 5.57 \text{ dB}. \quad (3.38)$$

Die exponentielle Verteilungsfunktion der Rückstreuung führt demnach im logarithmischen Maß auf eine System-inhärente Standardabweichung von 5.57 dB, die unabhängig vom verwendeten Messsystem ist. Ein hinreichend großes Rückstreusignal vorausgesetzt, kann die Standardabweichung folglich nicht durch eine Verbesserung des Messsystems (z.B. der Messelektronik) erhöht werden. Sie lässt sich lediglich durch Mehrfachmessungen bei gleichzeitiger Änderung der Ortsauflösung oder der Rückstreuorte (z.B. durch Temperaturänderung) verringern.

Standardabweichung der ermittelten Steigung

Um die Standardabweichung σ_m der ermittelten Steigung zu berechnen, sei im Folgenden angenommen, dass die Dämpfung $\alpha = 0$ ist bzw. dass die gemessene Rückstreuverteilung bereits mit dem wahren Wert für α korrigiert wurde.

Die Messung der Rückstreuung liefert für jeden Ort $z_n = n\Delta z$ den Messwert $y_n = 10 \log_{10}(R_N)$ mit (z_n, y_n) , $n = 1 \dots N$, wobei jeder dieser Werte vom Erwartungswert $\langle y_n \rangle = \langle 10 \log_{10}(R_n) \rangle$ abweicht. Die Standardabweichung lässt sich dann berechnen durch

$$\sigma_y = \sqrt{\langle (y_n - \langle y_n \rangle)^2 \rangle} = 5.57 \text{ dB}. \quad (3.39)$$

Der Erwartungswert $\langle m \rangle$ der angenäherten Geraden, die durch die Punkte (z_n, y_n) gelegt wird, ist unter obiger Annahme 0. Zur Berechnung der Standardabweichung σ_m liefert lineare Regression

$$m = \frac{1}{\Delta z} \frac{6}{N(N-1)} \left[\frac{2}{N+1} \sum_{n=1}^N n y_n - \sum_{n=1}^N y_n \right]. \quad (3.40)$$

Mit $\langle m \rangle = 0$ und $m = m - \langle m \rangle$ folgt für die Varianz (s. Anhang A.1)

$$\langle m^2 \rangle = \frac{1}{(\Delta z)^2} \cdot \frac{12}{N(N-1)(N+1)} \langle q_n^2 \rangle \quad (3.41)$$

bzw. für die Standardabweichung der ermittelten Steigung

$$\sqrt{\langle m^2 \rangle} \cong \sqrt{\frac{12}{N}} \cdot \frac{5.57 \text{ dB}}{N \Delta z} = \sqrt{\frac{12}{N}} \cdot \frac{5.57 \text{ dB}}{L}. \quad (3.42)$$

Die Standardabweichung der Dämpfung beträgt schließlich:

$$\sigma_\alpha = \sqrt{\langle \alpha^2 \rangle} = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{12}{N}} \cdot \frac{5.57 \text{ dB}}{L}. \quad (3.43)$$

Insofern hängt die Messgenauigkeit der linearen Wellenleiterdämpfung unter idealer Messumgebung ab von der Länge des Wellenleiters und der Anzahl der Messpunkte N bzw. der Ortsauflösung Δz . So beträgt die Standardabweichung beispielsweise 0.3 dB/cm für eine Ortsauflösung von 10 μm und eine Wellenleiterlänge von 1 cm (bzw. $N = 1000$) oder 0.06 dB/cm für $L = 3 \text{ cm}$ ($N = 3000$).

3.2. Messaufbau

Die beidseitige Bestimmung der Reflektivitätsverteilung basiert grundsätzlich auf der in 3.1.1 verwendeten OFDR-Konfiguration. Ein Vertauschen von Ein- und Ausgang des Wellenleiters könnte dabei prinzipiell manuell durch einen Wechsel der entsprechenden Anschlussfasern erfolgen. Um den zeitlichen Abstand zwischen den Messungen von κ^+ und κ^- möglichst gering zu halten und damit etwaige Veränderungen (z.B. Dämpfung/Reflexion an den Faser-Kupplungen) des Aufbaus beim Wechsel der Anschlüsse ausgeschlossen werden können, wurde der Messaufbau um einen MEMS-Schalter (*Micro-Electro-Mechanical System*) erweitert, der elektronisch angesteuert in die bestehende Steuerungs-Software integriert wurde. Mit diesem Schalter ergibt sich der in Abb. 3.7 gezeigte Aufbau.

Für eine Messung von κ^+ wird der Schalter im geraden Zustand betrieben. Das vom Zirkulator kommende Signal wird dann an der linken Wellenleiterseite eingekoppelt und aus dem Wellenleiter reflektiertes Licht gelangt auf gleichem Wege wieder über den Zirkulator zurück in das Mach-Zehnder-Interferometer. Zur Kontrolle der Einkopplung in den Wellenleiter kann zeitgleich das transmittierte Licht erfasst werden, das über den Schalter (im geraden Zustand) zum Detektor PD2 gelangt. Wird der Schalter in den gekreuzten Zustand versetzt, kann auf gleiche Weise eine Messung von κ^- erfolgen. Ein dritter Detektor (PD3), der mit einem hinter dem Zirkulator platzierten 1%-Koppler verbunden ist, dient als Monitor für die in den MEMS-Schalter injizierte Leistung. Die minimale Schaltzeit beträgt 0.5 ms und begrenzt damit die Dauer zwischen den Messungen von κ^- und κ^+ . Mit Hilfe der durch die Detektoren PD2 und

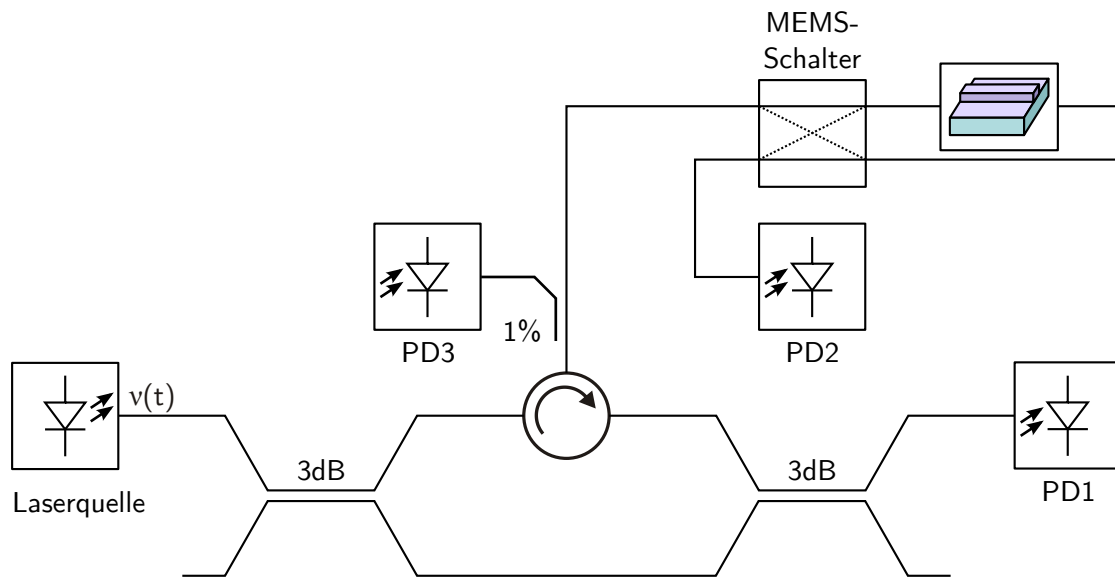


Abbildung 3.7.: OFDR-Messaufbau zur beidseitigen Bestimmung der Reflektivitätsverteilung. Ein- und Auskopplung am Wellenleiter können mit Hilfe eines MEMS-Schalters vertauscht werden. Bei gekreuztem Zustand des Schalters wird das reflektierte Licht am Photodetektor PD1 von der linken, im geraden Zustand von der rechten Wellenleiterseite erfasst. Ein zusätzlicher Detektor (PD2) an der jeweiligen Wellenleiterausgangsseite misst das transmittierte Signal und dient im Wesentlichen der Optimierung der Einkopplung. Die Messung der in den Schalter injizierten Eingangsleistung erfolgt über einen Detektor (PD3), der direkt hinter dem Zirkulator über einen 1%-Koppler angeschlossen ist.

PD3 ermittelten Ein- und Ausgangsleistung können zusätzlich die Einfügevverluste (Faser → Faser) des Wellenleiters unter Berücksichtigung der 2-fachen Einfügevverluste des Schalters (0.7 dB) bestimmt werden. Die Ansteuerung des Schalters geschieht softwareseitig, wodurch die beidseitige Messung der Detektorsignale automatisiert erfolgen kann.

3.3. Messergebnisse

In diesem Kapitel wird das Messprinzip der OFDR-basierten, orts aufgelösten Bestimmung der Dämpfungs- und Streueigenschaften von Siliziumwellenleitern durch die Untersuchung verschiedener Wellenleiter demonstriert [49, 50, 51, 52]. Dazu werden zunächst (Kap. 3.3.1) Messungen an Streifenwellenleitern gezeigt, die gleichmäßig über die gesamte Länge durch Rayleigh-Streuung reflektieren und aufgrund eines SiO_2 -Claddings oberflächlich keine Verunreinigungen und damit verbundene zusätzliche Störungen aufweisen. Aus diesen Messungen lässt sich insbesondere die Wellenleiterdämpfung ableiten. Anschließend (Kap. 3.3.2) wird der Vorteil der Ortsauflösung des Verfahrens durch die Vermessungen von Wellenleitern mit diskreten Streuzentren demonstriert. Ohne ein Cladding führen gezielte Verunreinigungen – beispielsweise

durch Reinstwasser, Immersionsöl oder Fotolack – ebenfalls zu Veränderungen der Streueigenschaften, deren Auswirkungen auf die Streuung und Dämpfung in 3.3.3 gezeigt werden. Hybride Wellenleiter (vgl. Kap. 2.2.3), die in gekrümmten Bereichen aus Streifen- und in ihren geraden Abschnitten aus Rippenwellenleitern bestehen, weisen, wie in Abschnitt 3.3.4 zu sehen ist, eine erhöhte Streuung in den Bereichen mit Streifenwellenleitern auf. Zuletzt werden in Kap. 3.3.5 die Ergebnisse einseitiger Messungen der Rückstreuung bei Anwesenheit eines starken Pumpsignals erläutert, woraus sich die zusätzliche, durch FCA und TPA verursachte Dämpfung extrahieren lässt [52].

3.3.1. Dämpfung- und Streuung von Streifenwellenleitern

Abb. 3.8(a) zeigt den Betrag der Reflektivitätsverteilungen für eine beidseitige Messung eines Siliziumstreifenwellenleiters. Der Wellenleiter wurde beim ePIXfab (Leti¹, 2009) hergestellt und hat eine Höhe von 220 nm, eine Breite von 500 nm und ist 3 cm lang. Ein 500 nm dickes SiO₂-Cladding schützt den Wellenleiter vor Verunreinigungen oder mechanischen Defekten. Zur effizienten Kopplung sind die Wellenleiter mit Gitterkopplern versehen (vgl. Kap. 2.4.2).

Für die OFDR-Messung wurde die Laserquelle von 1530 nm bis 1570 nm innerhalb einer Sekunde linear verstimmt, was nach Gl. (3.20) zu einer Ortsauflösung von 12.1 μm führt. Der Abfall der Rückstreuung (vgl. $|\kappa^-|$ in Abb. 3.8) ist auf die lineare Wellenleiterdämpfung zurückzuführen. Zur Auswertung gemäß der Gln. (3.25) und (3.26) wird die Rückstreuung zunächst gemittelt (Abb. 3.8(b)), wobei ein gleitender Mittelwert mit einer Breite von 120 μm gewählt wurde. Nach Berechnung von f_r kann nun aus der Steigung dieser Kurve die Wellenleiterdämpfung abgelesen werden (Abb. 3.8(c)). Durch lineare Regression ergibt sich die gezeigte Gerade mit einer Steigung von 7.6 dB/cm, d.h. die Wellenleiterdämpfung α_{dB} beträgt hier 3.8 dB/cm.

Für die in Abb. 3.8(a) gezeigten ungemittelten Daten der Rückstreuverteilung beträgt die Standardabweichung 5.43 dB, was die Überlegungen in Abschnitt 3.1.4 und insbesondere Gl. (3.43) bestätigt. Das der in Abb. 3.8 gezeigten Rückstreuverteilung zugrunde liegende Messrauschen ist am Wellenleiterende ca. 20 dB unter der gemessenen Rückstreuung und trägt damit nur unwesentlich zum Gesamtrauschen bei. Die Ursache für die deterministische Fluktuation der gemessenen Reflektivität liegt insofern im Verhalten der Rückstreuung im Wellenleiter und kann bei der gewählten Ortsauflösung und gleich bleibender Messumgebung nicht durch entsprechende Maßnahmen (z.B. Mittelung von Mehrfachmessungen) verringert werden. Für eine Verbesserung durch Mehrfachmessungen müsste gleichzeitig die Anordnung der Streuzentren im Auflösungselement verändert werden, beispielsweise durch Änderung der Temperatur. In diesem Fall würden sich die Einzelreflexionen im Auflösungselement anders überlagern und damit zu einer Änderung der Signatur der Reflektivitätsverteilung führen. Ebenso würde eine Änderung der Größe des Auflösungselementes zu einer andersartigen Überlagerung der einzelnen Reflexe führen.

¹CEA-Leti, *Laboratoire d'électronique des technologies de l'information*

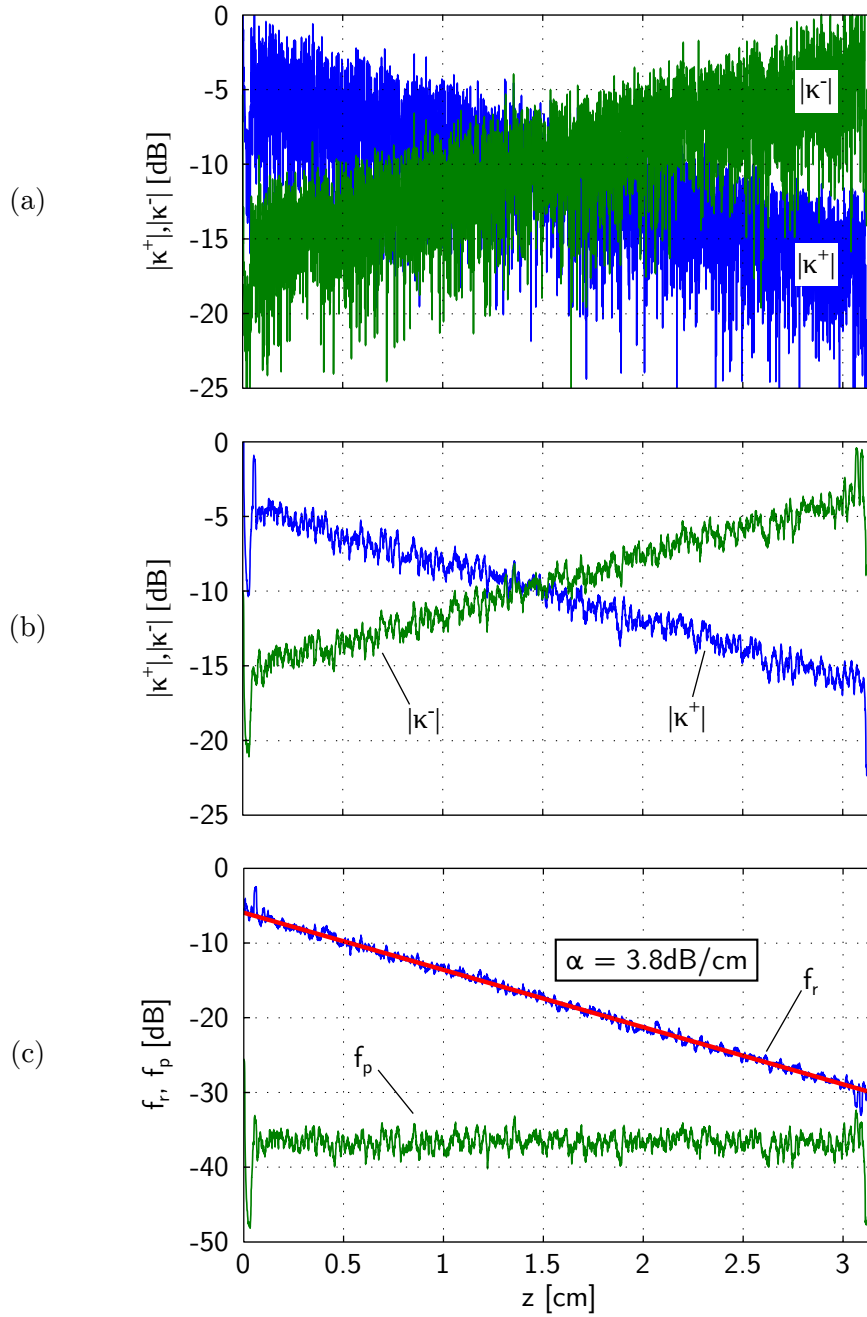


Abbildung 3.8.: Gemessene beidseitige Rückstreuung eines Streifenwellenleiters ($500 \text{ nm} \times 220 \text{ nm}$) mit SiO_2 -Cladding (a). Nach Mittelung (b) und Auswertung gemäß der Gln. (3.25) und (3.26) liefern diese Messungen die Dämpfung (f_r) und Streuverteilung (f_p) des Wellenleiters (c).

Unter Verwendung einer geraden Bruchkante der Einkoppelfaser, d.h. bei einem Winkel von 90° der Endfacette gegenüber der Ausbreitungsrichtung des Lichtes, entsteht am Übergang zwischen Faser und Luft eine Reflexionsstelle mit einer Leistungsreflexionsstärke von ca. 4%

[55]. Dieser Reflex und die damit verbundene Breite seiner Signatur (vgl. Kap. 3.1.1) würde eine sinnvolle Auswertung der sehr schwachen Rückstreuung am Anfang des Wellenleiters, also direkt neben der Einkoppelstelle, verhindern. Abhilfe schafft eine Bruchkante, die ca. 8° von einer geraden abweicht, wodurch Rückflussdämpfungen von 65 dB erreicht werden können [55]. Ein weiterer Reflex entsteht inhärent durch das Koppelgitter und lässt sich nicht durch entsprechende Maßnahmen verringern.

Dem starken Reflex des Einkoppelgitters folgt ein Einbruch der Rückstreuung. Dieser ist auf die im Vergleich große Wellenleiterbreite von $10\text{ }\mu\text{m}$ an der Koppelstelle und den damit verbundenen geringeren Überlapp des Modenfeldes mit den Wellenleiterkanten zurückzuführen [32]. Nachdem sich der Wellenleiter auf die nominelle Breite von 500 nm verjüngt hat, bleibt die Rückstreuung annähernd konstant. Deutlich wird dieses Verhalten in Abb. 3.9, wo ein 5 mm langer Wellenleiter abgebildet ist, dessen Breite bis zu seiner Mitte linear von $10\text{ }\mu\text{m}$ auf 500 nm abnimmt und zum Wellenleiterende wieder auf $10\text{ }\mu\text{m}$ steigt. Gezeigt ist hier die Rückstreuung f_p für den mittleren Wellenleiterschnitt ohne die durch den Einkoppelreflex überlagerten Bereiche.

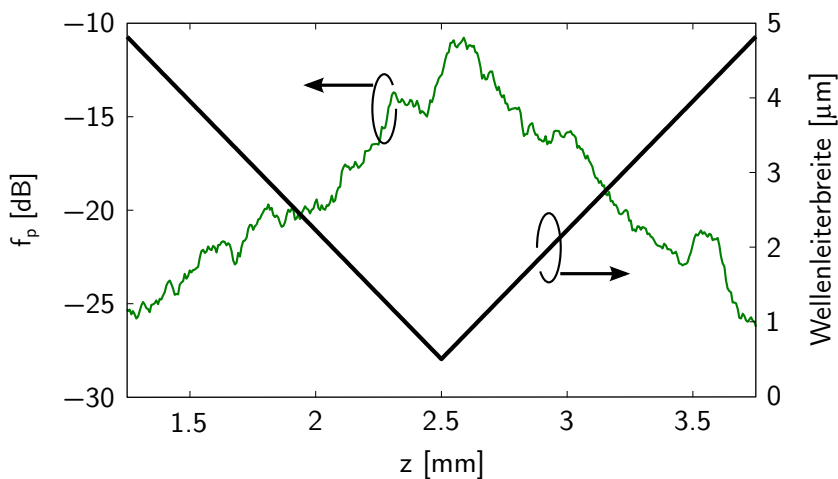


Abbildung 3.9.: Rückstreuung eines Wellenleiters mit linear variierender Breite. Bei der minimalen Breite (500 nm) in der Wellenleitermitte wird die Rückstreuung maximal.

3.3.2. Störstellen in Streifenwellenleitern

Störstellen in Siliziumwellenleitern können nicht durch integrale Messungen der Dämpfung identifiziert werden. So geben beispielsweise hohe Einfügungsverluste keine Auskunft darüber, ob es sich um einen stark dämpfenden Wellenleiter oder um eine schwache Wellenleiterdämpfung zusammen mit einer einzelnen Störstelle handelt.

Durch die Ortsauflösung des hier vorgestellten Verfahrens wiederum können diskrete Störstellen und die damit verbundenen Einfügungsverluste örtlich identifiziert und von der verbleiben-

den Wellenleiterdämpfung getrennt betrachtet werden. Abb. 3.10 zeigt einen Streifenwellenleiter mit einer starken diskreten Störstelle (f_p -Kurve bei $z = 1.4$ cm) und die damit verbundenen Einfügungsverluste (f_r -Kurve). Da bei dem hier untersuchten Wellenleiter auf ein schützendes Cladding verzichtet wurde, könnte der Defekt durch eine äußere Verunreinigung verursacht worden sein.

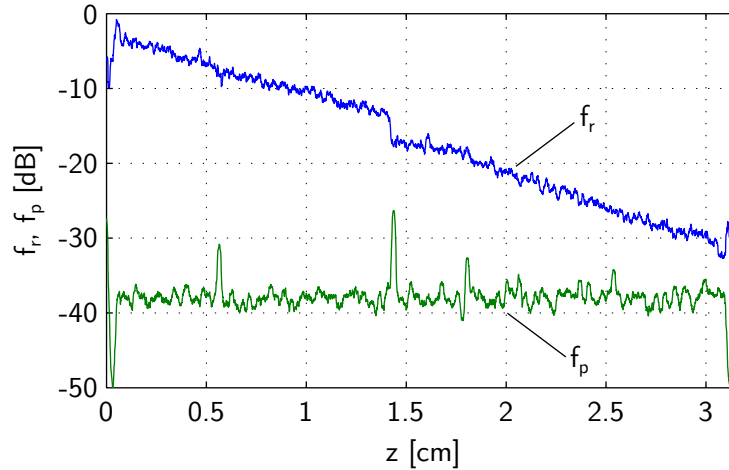


Abbildung 3.10.: Dämpfung (f_r) und Rückstreuung (f_p) eines Streifenwellenleiters mit Defekt bei $z = 1.4$ cm. Die diskrete Störstelle verursacht eine erhöhte Rückstreuung und Einfügungsverluste von 2 - 3 dB.

3.3.3. Verunreinigungen auf Cladding-freien Wellenleitern

Während der Prozessierung bzw. Vermessung der Wellenleiter werden die Proben zu Säuberungszwecken aber auch zur Veränderung der optischen Eigenschaften mit verschiedenen Materialien behandelt. In diesem Kapitel werden daher die Messergebnisse nach gezielter Modifikation der Wellenleitereigenschaften durch Aufbringen von Reinstwasser, Immersionsflüssigkeit und einem fotosensitiven Lack vorgestellt. Die Eigenschaften des Fotolackes auf Dämpfung und Rückstreuung sind hier für die in Kap. 4 vorgestellten diagnostischen Bragg-Gitter von besonderem Interesse. Alle hier verwendeten Wellenleiter besitzen kein Cladding, um eine große Wechselwirkung mit dem aufgetragenen Material zu gewährleisten. Hergestellt wurden die Proben beim *Leibniz-Institut für innovative Mikroelektronik* (IHP), Frankfurt (Oder). Die Breite aller hier vermessenen Wellenleiter beträgt erneut 500 nm, die Höhe 220 nm.

Reinstwasser

In Abb. 3.11 sind Dämpfung ($f_{r,w}$) und Rückstreuung ($f_{p,w}$) für einen mit Reinstwasser benetzten Streifenwellenleiter dargestellt. Das Wasser wurde hier ausschließlich im mittleren Wellenleiterbereich ($0.5 \text{ cm} < z < 1 \text{ cm}$) appliziert, um das Koppelverhalten der Gitterkoppler nicht zu stören. Zusätzlich sind in Abb. 3.11 Referenzmessungen (f_r, f_p) ohne Reinstwasser gezeigt.

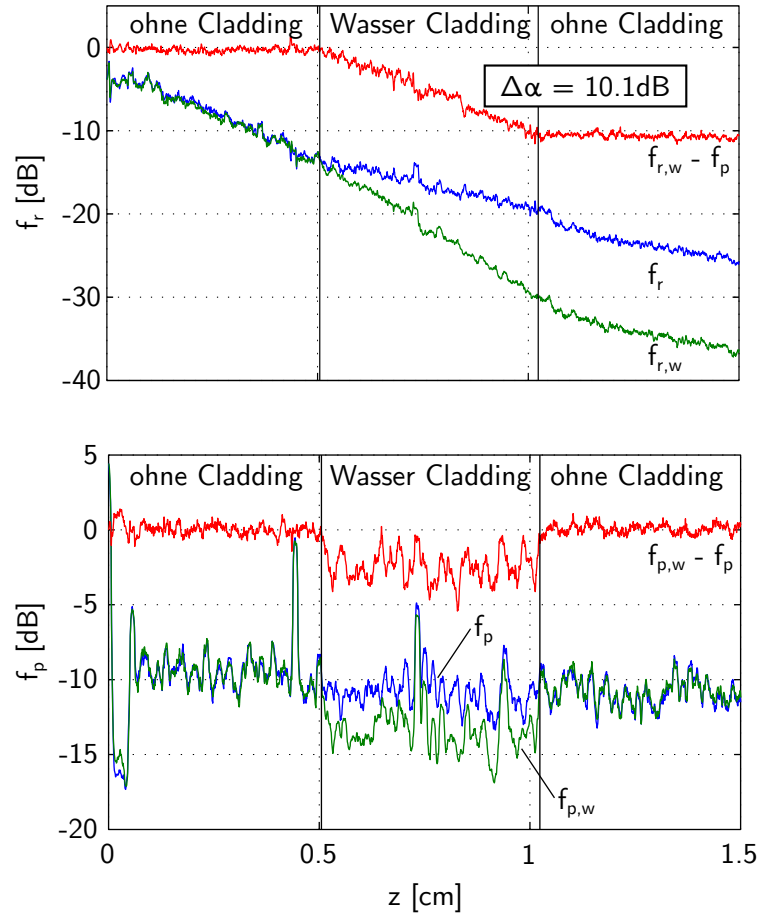


Abbildung 3.11.: Dämpfung (f_r) und Rückstreuung (f_p) eines Streifenwellenleiters ($500\text{ nm} \times 220\text{ nm}$), der partiell mit Reinstwasser benetzt wurde. Durch Differenzbildung der Kurven mit bzw. ohne Wasser können die zusätzliche Dämpfung bzw. Streuung abgelesen werden.

Die Rückstreuung ändert sich zwischen der Referenzmessung und der anschließenden Messung mit Wasser in den Randbereichen (ohne Wasser) nicht signifikant. Dagegen ist im Bereich mit Wasser ein Abfall der Rückstreuung klar zu erkennen. Deutlich wird dieser Abfall durch Differenzbildung ($f_{p,w} - f_p$) beider Messungen. Durch den im Vergleich zu Luft höheren Brechungsindex von Wasser wird erwartet, dass sich der Anteil des evaneszenten Feldes erhöht. Da die Rückstreuung im Wesentlichen auf die herstellungsbedingten rauen Wellenleiterkanten zurückzuführen ist, wird eine Erhöhung der Rückstreuung aufgrund des größeren Überlapps des Feldes mit den Wellenleiterkanten erwartet [32]. Gleichzeitig sinkt der Indexkontrast zwischen Silizium und dem Claddingmaterial, was eine Verringerung der Rückstreuung zur Folge hat. Die Ergebnisse des Experimentes zeigen also gegensätzliche Vorgänge, deren Wirkungen hier nicht voneinander getrennt werden können.

Die Auswirkung des Wassercladdings auf die Wellenleiterdämpfung ist ebenfalls in Abb. 3.11

dargestellt. Betrachtet man erneut die Differenz ($f_{r,w} - f_r$) beider Messungen, so kann eine zusätzliche Dämpfung von $\Delta\alpha = 10.1$ dB im Bereich des Wassercladdings abgelesen werden. Hingegen ist in den Randbereichen (ohne Wassercladding) kein signifikanter Unterschied in der Steigung beider Messungen zu sehen. Die zusätzliche Dämpfung kann auf die materialbedingten Verluste von Wasser im verwendeten Wellenlängenbereich zurückgeführt werden. Unter Berücksichtigung des komplexen Brechungsindex von Wasser ($n_{H_2O} = 1.318 + j(1.470 \times 10^{-4})$ bei 1550 nm [56, 57]) lässt sich durch Berechnung des komplexen effektiven Brechungsindex die resultierende Wellenleiterdämpfung bestimmen. Unter der Annahme idealer, d.h. dämpfungs-freier Wellenleiter, beträgt die durch das Wassercladding hervorgerufene, errechnete Dämpfung 7.7 dB/cm für eine Wellenlänge von 1550 nm.

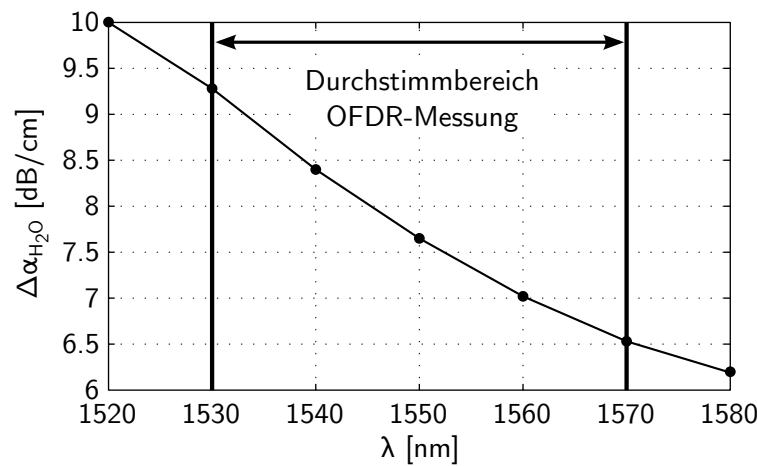


Abbildung 3.12.: Berechnete Zusatzdämpfung $\Delta\alpha_{H_2O}$ durch ein Wassercladding unter Einbeziehung der Dispersion von Wasser.

Zu beachten ist beim Vergleich mit dem gemessenen Wert, dass sich die Dämpfungseigenschaften des Wellenleiters selbst unter der hypothetischen Annahme von dämpfungsfreiem Wasser ändern würden, da auch hier der Feldanteil außerhalb des Wellenleiters durch den geringeren Indexkontrast zwischen Silizium und Wasser und damit die Dämpfung durch den höheren Überlapp mit den Wellenleiterkanten zunimmt. Weiterhin führt die Dispersion von Wasser [56, 57] im Messbereich (1530 nm - 1570 nm) auf eine stark variierende Dämpfung, wie die in Abb. 3.12 dargestellten Berechnungsergebnisse zeigen. Die aus der Messung hervorgegangene Dämpfung stellt insofern eine integrale Größe über einen Bereich von 40 nm dar.

Immersionsfähigkeit

Analog zur Applikation von Reinstwasser zeigt Abb. 3.13 die Auswirkung von Immersionsflüssigkeit auf die Dämpfungs- und Streueigenschaften eines Siliziumstreifenwellenleiters. Derartige Flüssigkeiten finden in der Siliziumphotonik Anwendung beispielsweise bei der Gitterbasierten Kopplung, wo sie zur Unterdrückung von Reflexen an Faserfacette bzw. Chipfläche

beitragen können [58]. Das hier verwendete Material² ist mit den optischen Eigenschaften von SiO_2 identisch und hat bei einer Wellenlänge von 1550 nm den komplexen Brechungsindex $n_I = 1.449 + j(2.492 \times 10^{-6})$. Die Steigung der Differenz der f_r -Kurven in Abb. 3.13 mit ($f_{r,I}$) bzw. ohne (f_r) Immersionsflüssigkeit liefert erneut die zusätzliche, durch die Immersionsflüssigkeit verursachte Dämpfung. Zwar führt die Steigung einer Ausgleichsgeraden hier auf eine zusätzliche Dämpfung von 0.12 dB. Der damit verbundene relativ große Messfehler (± 0.05 dB) zeigt dem Verfahren jedoch an dieser Stelle seine Grenzen auf. Die Berechnung des komplexen effektiven Index führt – bei erneut angenommenem idealen Wellenleiter ($\alpha = 0$ dB/cm) – auf eine theoretische Zusatzdämpfung durch die Immersionsflüssigkeit von $\alpha_1 = 0.14$ dB/cm.

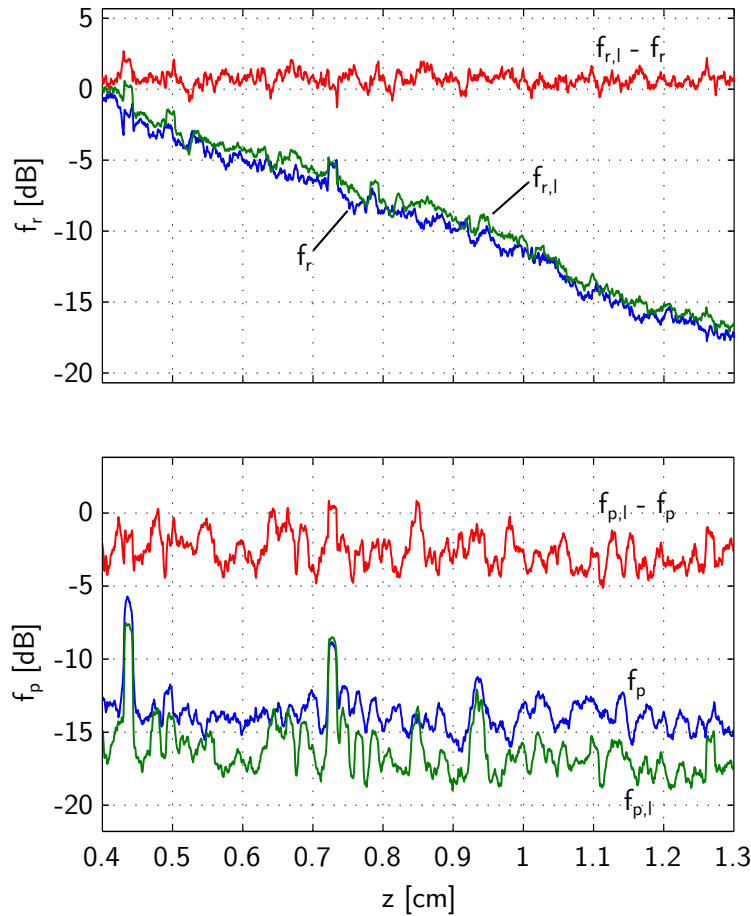


Abbildung 3.13.: Dämpfung (f_r) und Rückstreuung (f_p) eines Streifenwellenleiters mit Immersionsflüssigkeit. Anhand der Differenz von Referenzmessung und Messung mit Immersionsflüssigkeit lassen sich die Veränderungen ablesen. Die Rückstreuung sinkt um 2.57 dB, die Dämpfung zeigt keine signifikante Veränderung.

Nach Aufbringen der Immersionsflüssigkeit ist weiterhin aus der Differenz der f_p -Kurven eine Abnahme der Rückstreuung um 2.57 dB zu erkennen. Die hier im Vergleich zum Reinst-

²Cargille, Fused Silica Matching Liquid, Code: 06350

wasser stärkere Abnahme könnte aus dem größeren Realteil des Brechungsindex der Immersionsflüssigkeit resultieren (1.449 gegenüber 1.318). Der damit verbundene geringere Kontrast zum Brechungsindex von Silizium führt zu einem schwächeren Einfluss der Wellenleiter-Kantenrauigkeiten und folglich zu einer geringeren Rückstreuung.

Fotosensitive Lacke

In Kap. 4 wird ein Verfahren zur Charakterisierung von Siliziumwellenleitern vorgestellt, bei dem schwache Bragg-Gitter benötigt werden, die aus lithografisch strukturiertem Fotolack bestehen. Das OFDR-basierte Messverfahren zur Bestimmung der Wellenleiterdämpfung aus der Rayleigh-Streuung bietet die Möglichkeit, die dieser Gitterdiagnostik abträglichen Dämpfungseigenschaften des Fotolackes zu untersuchen. Dazu wird eine 300 nm dicke Lackschicht auf die Wellenleiter aufgebracht und die Auswirkung dieser Schicht auf die Ausbreitungseigenschaften der Wellenleiter untersucht. Zur Erzeugung der benötigten diagnostischen Lackgitter würde diese UV-sensitive Schicht mit einem periodischen Intensitätsmuster belichtet werden, das wiederum durch ein Beugungsgitter erzeugt wird. Dieser Prozess wird in Kap. 4.2 ausführlich beschrieben. Auf die Belichtung zur Strukturierung des Lackes wurde an dieser Stelle verzichtet, es wurde vielmehr eine homogene Lackschicht über dem Wellenleiter erzeugt. Um auch hier die Eigenschaften der Koppelgitter nicht zu stören, wurde bei der Belichtung lediglich der mittlere Wellenleiterbereich maskiert, d.h. ohne Gitterkoppler bzw. Taper-Abschnitte. Durch den Entwicklungsprozess wurde der Lack entsprechend über den Koppelgittern und den Taper-Bereichen entfernt.

Abb. 3.14 zeigt die resultierenden Messergebnisse vor und nach der Applikation des Fotolackes. Aus den ebenfalls dargestellten Differenzen von Dämpfung und Streuung können erneut Zusatzverluste ($\Delta\alpha_L = 2.47 \text{ dB/cm}$) und -streuung ($\Delta R_L = -5.11 \text{ dB/cm}$) abgelesen werden. Nach der Entfernung des Lackes wurde der Wellenleiter erneut vermessen und zeigte keine signifikante Veränderung in seinen Eigenschaften im Vergleich zur Messung vor der Lackapplikation. Eine wesentliche Voraussetzung für die Gitter-basierte Diagnostik ist die vollständige Wiederherstellung des ursprünglichen Wellenleiterzustandes nach der Entfernung des Lackes und konnte somit gezeigt werden.

3.3.4. Hybride Streifen-/Rippenwellenleiter

Wie in Kapitel 2.2 beschrieben, bieten hybride Wellenleiter, die zur Erhöhung der Integrationsdichte in den gekrümmten Bereichen aus Streifenwellenleitern und zur Verringerung der Dämpfung in den geraden Abschnitten aus Rippenwellenleitern bestehen, eine praktische Alternative zur Überwindungen bestehender technologischer Grenzen [12]. Derartige Wellenleiter wurden hier mit einer Höhe von 220 nm und Breiten zwischen 450 nm und 500 nm (Streifenwellenleiter) bzw. 700 nm (Rippenwellenleiter) bei Ätztiefen von 70 nm für die Rippenwellenleiter untersucht. Abb. 3.15 zeigt die Rückstreu-Messung einer hybriden Wellenleiterstruktur, die

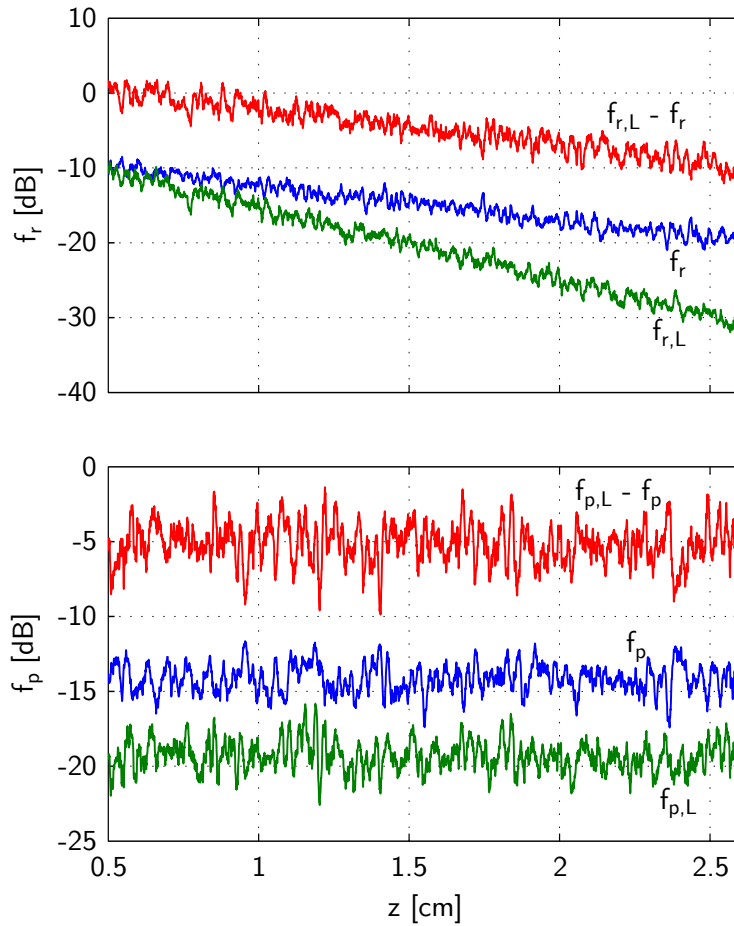


Abbildung 3.14.: Dämpfung und Rückstreuung eines Streifenwellenleiters mit $(f_{r,L}, f_{p,L})$ bzw. ohne (f_r, f_p) Fotolackschicht sowie jeweils die Differenz aus beiden Messungen.

ebenfalls vom ePIXfab (IMEC³, 2010) hergestellt wurde.

Neben der geringen Wellenleiterdämpfung ist hier insbesondere die erhöhte Rückstreuung in den Bereichen mit Streifenwellenleitern zu erkennen. Der insgesamt 4 cm lange Wellenleiter wurde auf einen ca. 0.5 cm breiten Chip prozessiert. Die damit verbundene Aufwicklung des Wellenleiters führt folglich zu 8 in Streifenwellenleitertechnologie realisierten Krümmungen. Aufgrund der im Vergleich zu den Rippenwellenleitern erhöhten Rückstreuung können diese Krümmungen klar in Abb. 3.15 identifiziert werden. Die Länge dieser aus Streifenwellenleitern bestehenden Bereiche beträgt bei einem Krümmungsradius von 10 μm lediglich 30 μm und liegt damit unter der hier verwendeten Ortsauflösung. Werden aus vorangegangenen Messungen (vgl. Abb. 3.8) Wellenleiterverluste von 3.5 dB für die Streifenwellenleiter angenommen, betragen die Einfügungsverluste je Krümmung aufgrund der geringen Länge ca. 0.1 dB und lassen sich somit nicht in der f_r -Kurve auflösen. Anzumerken seien die Seitenbänder im Be-

³Interuniversity Microelectronics Centre

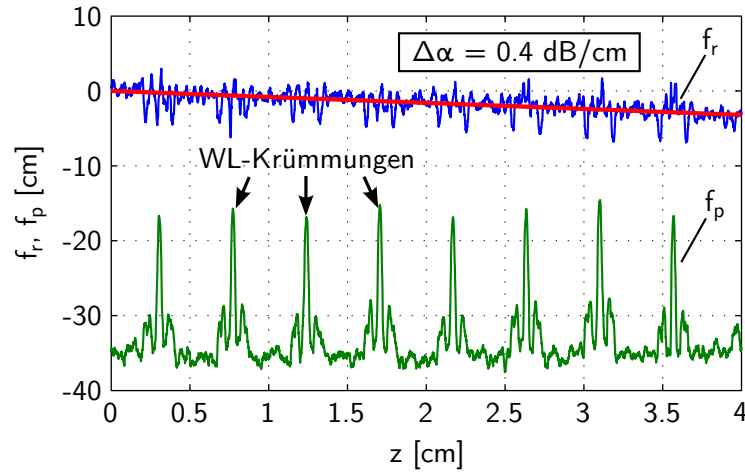


Abbildung 3.15.: Dämpfung (f_r) und Rückstreuung (f_p) eines hybriden Wellenleiters, der in den Bereichen mit Krümmungen als Streifenwellenleiter und in geraden Abschnitten in Rippengeometrie realisiert ist.

reich der Krümmungen, die auf die begrenzte Messbandbreite zurückzuführen und keiner realen Wellenleiterstörung zuzuordnen sind.

3.3.5. Messung von TPA und FCA

Zur Messung der Absorption durch freie Ladungsträger [52] wurde der in Abschnitt 3.3.1 untersuchte Streifenwellenleiter erneut herangezogen. Die Generierung der Ladungsträger erfolgte hier durch einen CW-Pumplaser⁴ mit Ausgangsleistungen zwischen 80 mW und 500 mW bei einer Wellenlänge von 1455 nm. Das Pumplicht wurde ebenso wie das OFDR-Signal über die Gitterkoppler in den Wellenleiter injiziert.

Um eine merkliche Anzahl freier Ladungsträger zu erzeugen und dazu eine möglichst große Koppeffizienz des Pumplichtes zu erreichen, wurde der Winkel der Einkoppelfaser und damit das Koppelmaximum für die Wellenlänge des Pumplichtes eingestellt. Die Mittenwellenlänge bei der OFDR-Messung liegt mit 1550 nm jedoch deutlich außerhalb der 3 dB-Koppelbandbreite [13]. Zur Erhöhung der eingekoppelten Pumpleistung könnte bei schlechter Koppeffizienz alternativ die am Pumplaser eingestellte Leistung entsprechend erhöht werden, was jedoch zu thermischen Instabilitäten bei der Einkopplung führen würde. Aus diesen Gründen ist eine Messung der Rückstreuung bei gleichzeitiger Einkopplung des Pumplichtes und damit die Trennung von Streueigenschaften und Dämpfung nach (3.25) und (3.26) nicht möglich. Wie in Abb. 3.16 schematisch dargestellt, wurde die Rückstreuung daher bei diesem Experiment ausschließlich von der linken Seite bestimmt und das Pumplicht rechtsseitig in den Wellenleiter injiziert.

Die Anwesenheit des Pumplichtes führt zu einer zusätzlichen, durch TPA und FCA hervor-

⁴Coherent, INNOVA 300C FreD

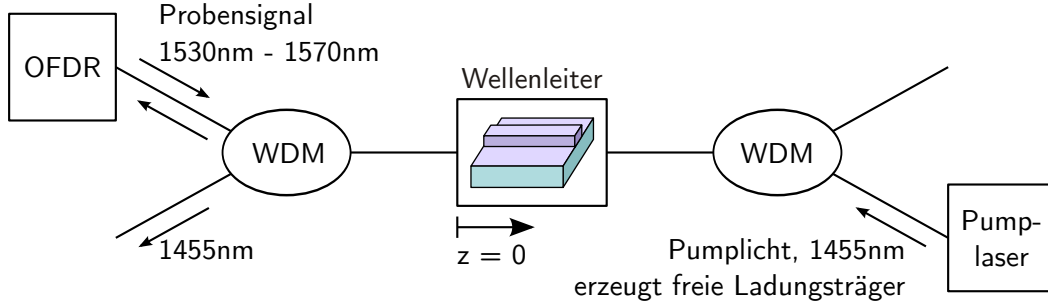


Abbildung 3.16.: Messaufbau zur Bestimmung der Absorption durch freie Ladungsträger. Die Reflektivitätsverteilung $|\kappa^+(z)|$ wird von der linken Seite gemessen, während von der rechten Seite das Licht einer starken Pumpquelle in den Wellenleiter eingekoppelt wird. Das Pumplicht induziert freie Ladungsträger durch Zwei-Photonen-Absorption, was zu einer ortsabhängigen Dämpfung des Probensignals führt.

gerufenen nichtlinearen Dämpfung $a_{nl}(z)$, die in die gemessene Reflektivitätsverteilung eingeht:

$$|\kappa_p^+(z)| = \exp[-2[a_l(z) + a_{nl}(z)]] \cdot \left| \sum_n r_n h(z - z_n) \right|. \quad (3.44)$$

a_l bezeichnet hier die lineare Wellenleiterdämpfung. Das Verhältnis von $|\kappa_p^+(z)|$ mit der Reflektivitätsverteilung aus einer Referenzmessung ohne Pumplicht liefert unabhängig von den Streu- und Dämpfungseigenschaften des Wellenleiters die Zusatzdämpfung durch TPA und FCA:

$$\begin{aligned} \frac{|\kappa_p^+(z)|}{|\kappa^+(z)|} &= \frac{\exp[-2[a_l(z) + a_{nl}(z)]] \cdot |\sum_n r_n h(z - z_n)|}{\exp[-2a_l(z)] \cdot |\sum_n r_n h(z - z_n)|} \\ &= \exp[-2a_{nl}(z)]. \end{aligned} \quad (3.45)$$

Zwar lassen sich – wie es bei einer OFDR-Untersuchung von beiden Seiten möglich war – sowohl lineare Dämpfung als auch Streuung an dieser Stelle nicht direkt aus den Messdaten extrahieren. Die gesuchte Zusatzdämpfung a_{nl} kann jedoch eindeutig bestimmt werden.

Abb. 3.17 zeigt die Reflektivitätsverteilung bei ein- ($|\kappa_p^+|$) und ausgeschalteter ($|\kappa^+|$) Pumpquelle, wobei die eingestellte Pumpleistung 500 mW beträgt. Ohne das Pumplicht sinkt die gemessene Rückstreuung aufgrund der linearen Dämpfung. Darüber hinaus fällt die Reflektivitätsverteilung $|\kappa_p^+|$ bei eingeschalteter Pumpquelle mit dem Ort z weiter ab. Zur Bestimmung dieser Zusatzdämpfung ist in Abb. 3.17 außerdem die Differenz $|\kappa_p^+| - |\kappa^+|$ der Messungen mit bzw. ohne Pumplicht gezeigt.

Neben der erwarteten Zusatzdämpfung durch die Anwesenheit freier Ladungsträger führt das Pumplicht weiterhin zu einer Dämpfung durch Zwei-Photonen-Absorption, wobei es sich dabei im Wesentlichen um die Absorption eines Pump-Photons zusammen mit einem Signal-Photon handelt, also um nicht-entartete TPA [34]. Entartete TPA des OFDR-Signals wurde an dieser

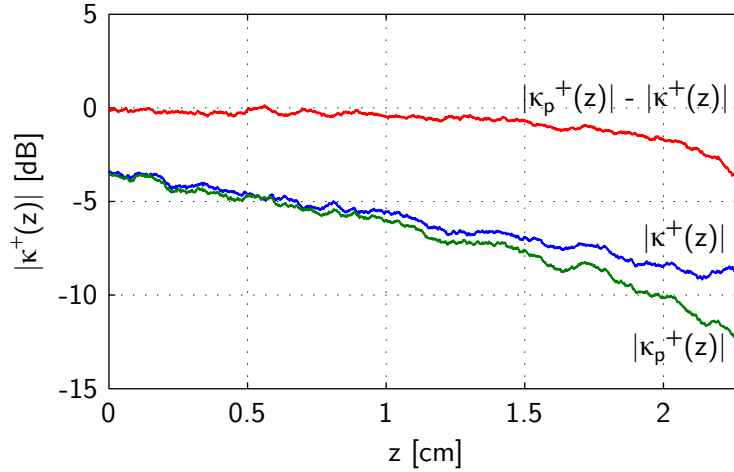


Abbildung 3.17.: Reflektivitätsverteilung ($|\kappa^+(z)|$) eines Streifenwellenleiters bei Anwesenheit einer starken Pumpquelle. Das Pumplicht wurde hier von der rechten Seite in den Wellenleiter eingekoppelt und erzeugt durch TPA freie Ladungsträger. Aufgrund der Dämpfung des Pumplichtes (durch lineare Dämpfung, TPA und FCA) sinkt die Anzahl erzeugter Ladungsträger zur linken Seite hin. Die lineare Dämpfung des OFDR-Signals wird nun erhöht um die FCA, was in der zunehmenden Abnahme des zurück gestreuten Signals zur rechten Seite hin sichtbar wird. Abzüglich eines Referenzsignals ohne Pumpe ergibt sich (obere Kurve) die reine Zusatzdämpfung durch FCA.

Stelle aufgrund der zur Pumpleistung relativ geringen Leistung vernachlässigt. Nach Gl. (3.45) liefert die Steigung der Differenz $|\kappa_p^+| - |\kappa^+|$ den zusätzlichen, durch TPA und FCA verursachten Dämpfungsbelag $\alpha_{nl}(z)$. Um hierzu die Differentiation der Messdaten durchführen zu können, muss zunächst eine Ausgleichsrechnung erfolgen. Hierzu wird im Folgenden ein Modell für die Ausbreitung des Pumplichtes herangezogen, das neben der linearen Wellenleiterdämpfung auch TPA und FCA berücksichtigt. Mit der so berechneten lokalen Pumpleistung $P_p(z)$ kann anschließend der Dämpfungsbelag bestimmt werden [34]:

$$\alpha_{nl}(z) = 2 \frac{\beta}{A_{\text{eff}}} P_p(z) + \bar{\varphi} \lambda_s^2 N_{\text{eff}}(z). \quad (3.46)$$

Hierbei berücksichtigt $2\beta/A_{\text{eff}}P_p(z)$ Zwei-Photonen-Absorption mit dem TPA-Koeffizienten β und der effektiven Führungsfläche A_{eff} . Der zweite Term in (3.46) mit der Wellenlänge des Probensignals λ_s und der FCA-Effizienz $\bar{\varphi}$ beschreibt die Absorption durch freie Ladungsträger [34]. $N_{\text{eff}}(z)$ ist die Anzahl freier Ladungsträger pro Volumen gemäß Gl. (2.7). In Gl. (3.46) wurde die entartete TPA (Absorption zweier Signal-Photonen) aufgrund der im Vergleich zur Pumpleistung geringen Signalleistung vernachlässigt und die TPA-Koeffizienten von entarteter und nicht-entarteter TPA als gleich angenommen [34].

Bei rechtsseitiger Einkopplung kann die Änderung der Pumpleistung P_p mit dem Ort z im Wellenleiter unter Einbeziehung von linearer Dämpfung α_p , TPA und FCA beschrieben werden

durch [34]

$$-\frac{1}{P_p} \frac{dP_p}{dz} = -\alpha_p - \frac{\beta}{A_{\text{eff}}} P_p - \bar{\varphi} \lambda_p^2 N_{\text{eff}}. \quad (3.47)$$

Die Lösung von (3.47) führt eingesetzt in (3.46) auf den Dämpfungsbelag α_{nl} und nach anschließender Integration auf die Messgröße a_{nl} .

Für eine Regression des vorliegenden Modells auf die Messdaten werden mit Ausnahme der effektiven Ladungsträgerlebensdauer alle Größen in den Gln. (2.7) und (3.47) als bekannt angenommen. Die effektive Führungsfläche A_{eff} für die gegebene Wellenleitergeometrie wurde mit Hilfe einer auf der Finite-Differenzen-Methode basierenden Software [59] zur Berechnung des Modenfeldes ermittelt und beträgt $0.09 \mu\text{m}^2$. Der lineare Dämpfungsbelag bei der Pumpwellenlänge ($\lambda_p = 1455 \text{ nm}$) wurde durch das Cut-Back-Verfahren experimentell bestimmt zu $\alpha_p = 3.4 \text{ dB/cm}$. Eine OFDR-basierte Bestimmung der Dämpfung war hier nicht möglich, da die vorhandene OFDR-Konfiguration für Messungen im C-Band entworfen wurde. Ebenfalls aus dieser Cut-Back-Messung ist die Einkoppeleffizienz $\eta_{\text{cpl}} = 20\%$ hervorgegangen, aus der die in den Wellenleiter eingekoppelte Pumpleistung $P_0 = P(z = L)$ für die Anfangsbedingung zur Lösung von (3.47) bestimmt werden kann.

Für den TPA-Koeffizienten β ist bei der Wellenlänge $\lambda_p = 1455 \text{ nm}$ kein eindeutiger Wert aus der Literatur bekannt. Zwar wurden Messungen von β bei Wellenlängen zwischen 1060 nm und 1560 nm publiziert [35], die Werte hier schwanken jedoch zwischen 0.44 cm/GW und 1.5 cm/GW . An dieser Stelle wurde daher zunächst der vielfach verwendete Wert $\beta = 0.7 \text{ cm/GW}$ [60] angenommen und an späterer Stelle variiert.

Zur Berechnung der zusätzlichen Wellenleiterdämpfung α_{nl} nach (3.46) kann nun unter Variation der effektiven Ladungsträgerlebensdauer die Ausbreitung der Pumpleistung (Gl. (3.47)) numerisch bestimmt werden. Die Optimierung erfolgt durch den Vergleich der Messdaten ($|\kappa_p^+| - |\kappa^+|$) mit der integralen Dämpfung $a_{\text{nl}}(z)$, wobei die Anpassung der Ladungsträgerlebensdauer nach der Methode der Minimierung der Fehlerquadrate geschieht. Neben der Berechnung des orts aufgelösten Dämpfungsbelages liefert dieses Verfahren also auch die effektive Ladungsträgerlebensdauer für die gegebene Wellenleiterstruktur. Zur Verbesserung des Ergebnisses dieser Berechnung wurde der Wellenleiter mit unterschiedlichen Pumpleistungen gespeist und die Minimierung der Fehlerquadrate dann für Lösungen von (3.47) bei unterschiedlichen Anfangsbedingungen durchgeführt.

Die Ergebnisse dieser Berechnung sind in Abb. 3.18 dargestellt. Für eingekoppelte Pumpleistungen zwischen 16 und 100 mW sind hier die durch FCA hervorgerufenen Dämpfungsverteilungen zusammen mit den errechneten gezeigt. Differentiation von $\exp(a_{\text{nl}}(z))$ führt auf die ebenfalls in Abb. 3.18 gezeigten Dämpfungsbeläge (durchgezogene Kurven). Die FCA-induzierte Dämpfung beträgt danach für die höchste eingestellte Pumpleistung ($P_p = 500 \text{ mW}$) an der Einkoppeelseite des Pumplichtes 8 dB/cm und ist damit um ein Vielfaches größer als die lineare Wellenleiterdämpfung. Die Berechnungen wurden für einen TPA-Koeffizienten von 0.7 cm/GW [60] durchgeführt und lieferten eine effektive Ladungsträgerlebensdauer von 5.7 ns .

Bislang wurde bei der Bestimmung der zusätzlichen, durch das Pumplicht verursachten Dämpfung nicht unterschieden zwischen der Absorption durch freie Ladungsträger und der Zwei-Photonen-Absorption. Es wurde vielmehr die gesamte Dämpfung berechnet. Um den Einfluss der TPA auf diese Gesamtdämpfung zu verdeutlichen, wurden die Gln. (3.46)–(3.47) erneut gelöst und die Dämpfung für die zuvor durch Regression ermittelte Ladungsträgerlebensdauer $\tau_{\text{eff}} = 5.7 \text{ ns}$ berechnet. Im Gegensatz zur vorangegangenen Berechnung wurde an dieser Stelle jedoch die TPA in den Gln. (3.46) und (3.47) vernachlässigt. Die so errechnete lokale Dämpfung ist ebenfalls in Abb. 3.18 gezeigt (gestrichelte Kurven) und macht deutlich, dass die TPA bezogen auf die FCA vernachlässigbar klein ist. Die Gesamtdämpfung wird in den vermessenen Wellenleitern folglich im Wesentlichen von der FCA verursacht.

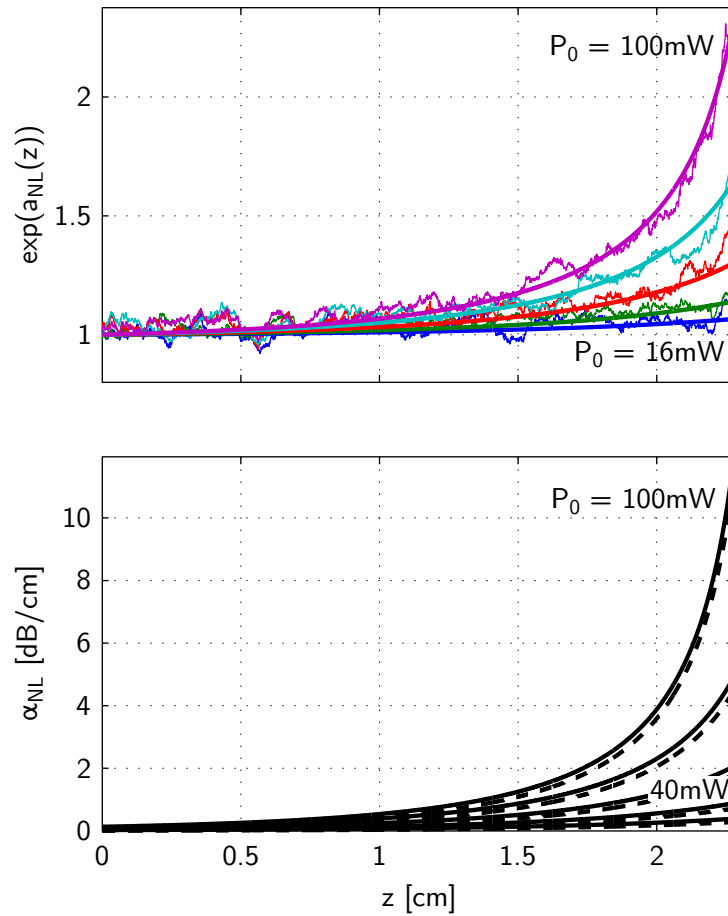


Abbildung 3.18.: Gemessene Dämpfungsverteilungen $\exp(a_{\text{nl}}(z))$ zusammen mit den numerisch berechneten (oben) und FCA-Dämpfungsbeleg α_{nl} (unten) mit (durchgezogene Kurven) und ohne Einbeziehung (gestrichelte Kurven) der TPA.

Zur numerischen Lösung von Gl. (3.47) mussten Werte für A_{eff} , η_{cpl} , β und α_{p} angenommen werden, die nur mit einer erheblichen Unsicherheit bekannt sind. Wie bereits erwähnt, sind insbesondere für den TPA-Koeffizienten β unterschiedliche Angaben in der Literatur zu fin-

den. Weiterhin kann auch die Einkoppeleffizienz und die lineare Wellenleiterdämpfung für die Pumpwellenlänge nur ungenau ermittelt werden, da sowohl das OFDR-basierte Messverfahren als auch die Einkoppelgitter für das C-Band konzipiert wurden. Eine zuverlässige Bestimmung der Ladungsträgerlebensdauer ist folglich mit dem hier vorgestellten Verfahren nicht möglich, wenngleich die Ergebnisse der Berechnungen mit bisherigen Zahlen aus der Literatur [38, 61, 62] vereinbar sind.

Zur Verdeutlichung der Auswirkungen dieser Unsicherheiten wurde die Regression daher erneut unter Variation von β und η_{cpl} zur Berechnung der Ladungsträgerlebensdauer durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind in Tab. 3.1 dargestellt. Die Abweichung zwischen der errechneten Wellenleiterdämpfung gegenüber den Messdaten zeigt für alle angenommenen Werte keine signifikante Änderung. Demnach ergibt sich für alle angenommenen Wertepaare eine für die Messergebnisse plausible Lebensdauer. Bei genauerer Kenntnis von β und η_{cpl} könnte das Messverfahren folglich zur Bestimmung der Ladungsträgerlebensdauer herangezogen werden.

Tabelle 3.1.: Aus der Regression ermittelte Freie-Ladungsträger-Lebensdauer für unterschiedliche Eingangs-Parameter β und η_{cpl} .

β [cm/GW]	η_{cpl}	τ_{eff} [ns]
0.4	0.15	21.2
0.4	0.2	11.4
0.4	0.25	7.0
0.7	0.15	11.0
0.7	0.2	5.7
0.7	0.25	3.3
0.9	0.15	8.0
0.9	0.2	4.0
0.9	0.25	2.3

Aufgrund der hier vorliegenden Unsicherheit liefert die Regression zwar keinen belastbaren Wert für die Ladungsträgerlebensdauer. Jedoch wurde gezeigt, dass das verwendete Modell (Gl. (3.47)) für die vermessenen Wellenleiter gültig ist und im Zusammenhang mit der OFDR-basierten Dämpfungsmessung zur Bestimmung von TPA und FCA herangezogen werden kann [52].

4. Bragg-Gitter-basierte Diagnostik

Im vorangegangenen Kapitel wurde eine Methode zur Bestimmung der Dämpfungs- und Streueigenschaften von Streifenwellenleitern aus der orts aufgelösten Messung der Rayleigh-Streuung vorgestellt. Dieses Verfahren setzt eine hinreichend große Rückstreuung in den Grundmodus voraus. Da die Hauptursache der Ausbreitungsverluste aber gerade diese Rückstreuung ist, stößt das Verfahren bei gering dämpfenden Wellenleitern, wie beispielsweise den in Kap. 3.3.4 vermessenen hybriden Strukturen, an seine Grenzen. Zudem sinkt die Genauigkeit der ermittelten Dämpfung mit abnehmender Länge der Wellenleiter (vgl. Kap. 3.1.4). Daher wird an dieser Stelle eine Erweiterung des in Kap. 3 demonstrierten Verfahrens vorgestellt, die auf der Applikation von diagnostischen Bragg-Gittern basiert. Derartige Bragg-Gitter sollen temporär und in Form von periodischen Oberflächenkorruptionen der Messung der Wellenleitereigenschaften dienen. Die Gitter dürfen dabei nur entsprechend schwach wirken, so dass der propagierende Modus lediglich eine geringe Störung erfährt und sich die Ausbreitungseigenschaften des Wellenleiters nicht signifikant ändern. Dennoch soll die durch die Gitter hervortretende Reflexion stärker sein als die durch die Rayleigh-Streuung verursachte, so dass analog zu Kap. 3 die optische Frequenzbereichsreflektometrie zur orts aufgelösten Messung herangezogen werden kann. Die praktische Realisierung der Gitter soll durch die fotolithografische Strukturierung von UV-sensitiven Lacken erfolgen. Im Vergleich zu der auf Rayleigh-Streuung basierten Methode ist hier nicht nur die im Gitterbereich konstante Reflexion vorteilhaft. Auch eine spektrale Kodierung eröffnet eine Vielzahl neuer Möglichkeiten der Diagnostik. Wie in Abb. 4.1 schematisch dargestellt, können so beispielsweise die Arme von Richtkopplern oder auch AWGs mit Gittern unterschiedlicher Perioden versehen und damit deren Leistungsteilungsverhältnisse bestimmt werden.

In den folgenden Abschnitten wird das Konzept der diagnostischen Bragg-Gitter zur Charakterisierung integriert-optischer Wellenleiter vorgestellt, wobei zunächst in Kap. 4.1 die Messmethodik dargestellt und Berechnungsverfahren für das Design von schwachen Bragg-Gittern erläutert werden. In Kap. 4.2 wird anschließend ein Verfahren zur Herstellung der benötigten periodischen Strukturen vorgestellt, das auf einer Beugungsgitter-basierten Belichtung von UV-sensitiven Fotolacken beruht [63].

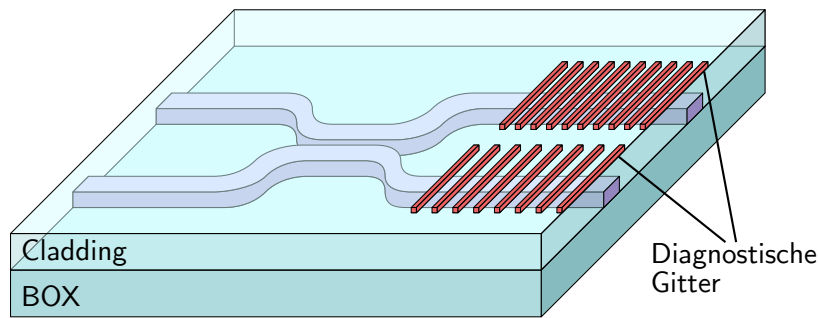


Abbildung 4.1.: Richtkoppler mit diagnostischen Bragg-Gittern. Die Gitter reflektieren lediglich schwach, so dass die Ausbreitungseigenschaften der Wellenleiter nicht signifikant verändert werden. Aufgrund der unterschiedlichen Gitterperiode können die an den beiden Gittern reflektierten Leistungen durch OFDR getrennt voneinander erfasst und somit der Leistungsteilungsgrad bestimmt werden. Im Anschluss an diese Untersuchung werden die Gitter rückstandslos entfernt.

4.1. Messmethodik

Voraussetzung für die Gitter-basierte Diagnostik ist ein schwacher Kopplungskoeffizient $\kappa(z)$ der applizierten Bragg-Gitter. Dieser hängt ab vom Brechzahlkontrast sowie vom Leistungsanteil in der periodisch gestörten Deckschicht. Soll die Diagnostik bei verhältnismäßig großen Rippenwellenleitern mit Höhen und Breiten im μm -Bereich zur Anwendung kommen, kann das Gitter direkt und ohne zusätzliche Claddingschicht auf die Wellenleiter appliziert werden, da der evaneszente Leistungsanteil außerhalb des Siliziums lediglich 0.1 % beträgt. Eine periodische Struktur aus Fotolack, die direkt auf die Siliziumschicht aufgebracht wird, bewirkt hier die für das Messprinzip geforderte schwache Kopplung. In Streifenwellenleitern dagegen kann der Leistungsanteil außerhalb des Wellenleiters über 30 % betragen, was schon bei einer Gitterlänge von $20\text{ }\mu\text{m}$ und einer Bragg-Wellenlänge $\lambda_B = 1550\text{ nm}$ zu einer vollständigen Reflexion führen würde, wenn ein Brechungsindex von 1.6 für den Fotolack angenommen wird. Es handelt sich also hier nicht um die geforderten schwachen Gitter, was zusätzliche Maßnahmen erforderlich macht. Um die Gitter-basierte Diagnostik dennoch an Streifenwellenleitern durchführen zu können, muss der Kopplungskoeffizient herabgesetzt werden. Dies kann beispielsweise durch die Applikation eines Claddings mit entsprechender Dicke zwischen Wellenleiter und Fotolack erreicht werden. Da Streifenwellenleiter i.d.R. zur Vermeidung äußerlicher Störungen bzw. zum mechanischen Schutz bereits mit einer Claddingschicht versehen werden, ist hier kein zusätzlicher technologischer Aufwand nötig. Lediglich die Dicke dieser Schicht muss entsprechend angepasst werden.

Ortsauflösung und Gitterbandbreite

Die Bragg-Gitter-basierte Diagnostik bietet die Möglichkeit, einzelne Abschnitte des Wellenleiters mit Gittern unterschiedlicher Periode und damit unterschiedlicher Reflexionswellenlänge zu markieren und die aus diesem Abschnitt reflektierte Leistung aus den Messdaten zu extrahieren. Beim Design derartiger Gitter-Strukturen muss die Bandbreite eines Gitters berücksichtigt werden, aus der ein minimaler örtlicher Abstand zum folgenden hervorgeht. Die Bandbreite eines (schwachen) uniformen Gitters bei einer Gitterlänge Δz beträgt [64]

$$\Delta\lambda_B = \frac{\lambda_B^2}{2n_{\text{eff}}} \cdot \frac{2}{\Delta z}. \quad (4.1)$$

Hierbei sind λ_B die Bragg-Wellenlänge und n_{eff} der effektive Brechungsindex des Wellenleiters für den propagierenden Modus. Ein benachbartes Gitter (der Länge Δz) muss demnach eine um $\Delta\lambda_B$ verschobene Bragg-Wellenlänge aufweisen, damit die aus den beiden Gitterbereichen reflektierte Leistung örtlich voneinander getrennt werden kann.

Neben der Applikation einer Vielzahl von aufeinander folgenden uniformen Gittern unterschiedlicher Periode können ebenso gechirpte Strukturen zum Einsatz kommen, bei denen die Gitterperiode $\Lambda(z)$ mit einem Chirpfaktor σ_0 über dem Ort variiert:

$$\Lambda(z) = \Lambda_0 + \sigma_0 z. \quad (4.2)$$

Analog zu den Überlegungen für uniforme Gitter hängt auch hier die Auflösung Δz mit der Gitterbandbreite bzw. mit dem Chirpfaktor σ_0 zusammen:

$$\Delta\lambda_B \leq 2n_{\text{eff}}\sigma_0\Delta z. \quad (4.3)$$

Für den Chirpfaktor σ_0 folgt demnach bei gegebener Auflösung

$$\sigma_0 \geq \frac{\Delta\lambda_B}{2n_{\text{eff}}\Delta z} = \left(\frac{\lambda_B}{2n_{\text{eff}}} \right)^2 = \Lambda_0^2 \cdot \frac{2}{(\Delta z)^2}. \quad (4.4)$$

Dieser Zusammenhang soll anhand eines Rippenwellenleiters mit einer Breite von $1.4\,\mu\text{m}$ und einer Höhe von $1.5\,\mu\text{m}$ verdeutlicht werden. Ohne Cladding führen diese Dimensionen auf einen effektiven Brechungsindex von $n_{\text{eff}} = 3.44$. Bei einer Auflösung von beispielsweise $\Delta z = 1\,\text{mm}$ beträgt der Chirpfaktor nach Gl. (4.4) $1\,\text{nm/cm}$, was beispielsweise mit einer Beugungsgitter-basierten Technologie (s.u.) technologisch praktikabel ist.

Weiterhin folgt für die gesamte spektrale Breite $\Delta\lambda_{\text{tot}}$ bei einer Wellenleiterlänge L

$$\Delta\lambda_{\text{tot}} = \frac{L}{\Delta z} \Delta\lambda_B = \frac{L}{\Delta z} \cdot n_{\text{eff}} \cdot \left(\frac{\lambda_B}{2n_{\text{eff}}} \right)^2 \cdot \frac{2}{\Delta z} \quad (4.5)$$

$$= 2L \cdot n_{\text{eff}} \cdot \frac{1}{(\Delta z)^2} \cdot \Lambda_0^2. \quad (4.6)$$

Eine Auflösung von 1 mm würde demnach für den zuvor beschriebenen Rippenwellenleiter auf eine gesamte spektrale Breite von $\Delta\lambda_{\text{tot}} = 7 \text{ nm} \cdot \text{L/cm}$ führen.

Gitterstärke

Voraussetzung für die erfolgreiche Detektion der an einem Gitter reflektierten Leistung ist ein hinreichend großer Kopplungsfaktor, so dass das durch Rayleigh-Streuung aus einem Auflösungselement zurück reflektierte Licht das Messergebnis nicht beeinflusst. Für den Reflexionsfaktor eines gechirpten Gitters gilt

$$R_{\text{gitt}} = \frac{(\kappa \cdot \Lambda_0)^2}{\sigma_0}, \quad (4.7)$$

und die auf Rayleigh-Streuung zurückzuführende Reflexion aus dem Auflösungselement Δz ist $R_S = \alpha_S S \Delta z$ mit der durch Streuung verursachten Dämpfung α_S und einem Fangfaktor S , der den reflektierten Teil des gedämpften Lichtes berücksichtigt. Für einen $500 \text{ nm} \times 220 \text{ nm}$ großen Streifenwellenleiter, einer Auflösung von 1 mm und einen Fangfaktor $S = 5 \%$ [49] muss die Reflektionsstärke R_{gitt} demnach oberhalb von 0.23 % liegen. In diesem Fall übersteigt die durch das Gitter herbeigeführte Reflexion die durch Rayleighstreuung verursachte. Der Kopplungsfaktor für ein gechirptes Gitter beträgt entsprechend $\kappa = 0.07 / \text{mm}$.

Dimensionierung der Claddingdicke bei Streifenwellenleitern

Wie bereits beschrieben, ist der evaneszente Leistungsanteil eines Streifenwellenleiters mit über 30 % derart groß, dass ein aus Fotolack bestehendes Bragg-Gitter zu einer enorm großen Kopplung und damit zu einer deutlichen Störung der Wellenleitereigenschaften führen würde. Abhilfe schafft beispielsweise eine Deckschicht aus SiO_2 , die zwischen Wellenleiter und Fotolack appliziert wird. Um eine Dimensionierung der Dicke dieser Schicht vornehmen zu können, muss zunächst eine Feldberechnung des entsprechenden Wellenleiter-Modus erfolgen, woraus anschließend der Kopplungsfaktor bestimmt werden kann. Wenn – wie im vorliegenden Fall – der Modus nur marginal gestört wird, kann der Kopplungsfaktor berechnet werden durch [65]

$$\kappa = \frac{\omega \epsilon_0}{4N} \int_{-\infty}^{\infty} |\vec{e}|^2 \cdot \Delta(n^2) dA \quad (4.8)$$

mit

$$N = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (\vec{e} \times \vec{h}^*) \cdot \hat{z} dA. \quad (4.9)$$

Hierbei beschreibt $\Delta(n^2)(x, y) = n_{\text{Lack}}^2 - n_{\text{Luft}}^2$ das Brechzahlprofil zwischen Fotolack und Luft und die Vektoren $\vec{e}$ und $\vec{h}$ die elektrische bzw. magnetische Feldstärke, die für das System Silizium/Claddingschicht aus der Berechnung des entsprechenden Wellenleitermodus hervorgegangen ist. Als Beispiel soll hier ein Streifenwellenleiter ($450 \text{ nm} \times 220 \text{ nm}$) dienen, der mit einer 500 nm-dicken SiO_2 -Schicht versehen wurde. Der effektive Brechungsindex für den Grundmodus in TE-Polarisation dieser Struktur beträgt $n_{\text{eff}} = 2.36$, womit sich eine Gitterperi-

ode von $\Lambda_0 = 328.7 \text{ nm}$ berechnen lässt. Nach Gl. (4.8) kann damit ein Kopplungsfaktor von $\kappa = 0.14 / \text{mm}$ ermittelt werden. Hierbei wurde erneut das in [59] publizierte Programm zur Berechnung der Feldverteilung verwendet.

4.2. Herstellung diagnostischer Lackgitter

Periodische Strukturen im Sub-Mikrometerbereich sind in zahlreichen Anwendungen zu finden, weshalb auch eine Vielzahl von Ansätzen zur Herstellung existiert. Neben den hier benötigten diagnostischen Gittern sind beispielsweise verteilte Bragg-Gitter Teil eines DFB-Lasers (*Distributed Feedback Laser*) [66]. Neben den in Kap. 2.4.2 beschriebenen Koppelstrukturen werden Bragg-Gitter in SOI-Systemen u.a. zur Dispersionskompensation eingesetzt [67]. Eine weitere Anwendung sind Solarzellen, wo Oberflächengitter zur Erhöhung der Effizienz von Dünnschichtstrukturen implementiert werden können [68, 69]. So konnte beispielsweise in [69] gezeigt werden, dass ein Gitter aus amorphem Silizium bei einer Periode von 300 nm zu einer Erhöhung der Lichtabsorption einer Solarzelle von 50 % geführt hat. Auch in der Molekularbiologie sind Oberflächengitter zu finden. Hier wurden die durch großflächige Gitter gebildeten Kanäle dazu verwendet, um lange DNA-Stränge während Proteinanalysen in einer geraden Form zu halten [70].

Die Periode kann beispielsweise für ein Bragg-Gitter eines SOI-Rippenwellenleiters bei einer Reflexionswellenlänge von 1550 nm lediglich 225 nm betragen [71]. Die damit einhergehenden enormen Anforderungen an die verwendete Technologie zeigt der konventionellen UV-Lithografie ihre Grenzen auf [71, 72, 73]. Eine Alternative dazu ist die Elektronenstrahlithografie, bei der der fotoempfindliche Lack durch einen bewegten Elektronenstrahl in seinen chemischen Eigenschaften verändert, also “belichtet” wird. Dieses Verfahren bietet im Vergleich zur UV-Lithografie eine deutlich höhere Auflösung, wodurch Bragg-Gitter in SOI-Technologie von enormer Güte realisiert werden konnten [66, 71, 74]. Nachteilig sind die begrenzten Schreibfelder, die nur vergleichsweise kleine Flächen zulassen [72, 75]. Diese können zudem nur enorm zeit- und damit kostenintensiv beschrieben werden und eignen sich aus diesem Grund nicht für eine Produktion bei hohem Durchsatz [71, 76].

Die hier vorgestellte Methode bietet eine entsprechende Alternative und ist sowohl für die Herstellung von periodischen Strukturen für die geforderten kleinen Perioden als auch für großflächige Gitter geeignet. Sie basiert auf der Belichtung von UV-sensitiven Fotolacken mit Hilfe von bewegten Beugungsgittern [77]. Dabei erzeugt die Interferenz von 1. und -1 . Beugungsordnung unterhalb einer Phasenmaske die gewünschte periodische Intensitätsverteilung zur Belichtung des Fotolackes (Kap. 4.2.1). Ein bedeutendes Problem hierbei sind weitere Beugungsordnungen, die zu unerwünschten Intensitätsmustern führen und damit die Intensitätsverteilung unbrauchbar machen können. Wie in Kap. 4.2.2 gezeigt, führt insbesondere die 0. Beugungsordnung zu den beschriebenen Störungen [78, 79], selbst wenn sie – wie es üblicherweise der Fall ist – durch entsprechende Maßnahmen bei der Herstellung der Phasenmasken unterdrückt

wird. Aus diesem Grund bewirkt das hier vorgestellte Belichtungsverfahren, dass der Einfluss der 0. Beugungsordnung auf die Intensitätsverteilung und damit auf das Belichtungsergebnis eliminiert wird (vgl. Kap. 4.2.3). Dazu wird der Abstand der zu belichtenden Probe zur Phasenmaske während des Belichtungsprozesses variiert, wodurch (bei entsprechender Wahl des Hubes) das gewünschte periodische Intensitätsmuster ohne den abträglichen Einfluss der 0. Beugungsordnung erzeugt werden kann. Mit diesem Verfahren ließen sich Gitter mit Größen von bis zu $10\text{ mm} \times 100\text{ mm}$ bei einer Gitterperiode von 225 nm erzeugen. Damit werden beispielsweise die Dimensionen für die Herstellung der in [67] gezeigten Dispersionskompensatoren erreicht, die Bragg-Gitter mit einer Länge von 10 mm erfordern. Ebenso sind mit der hier gezeigten Erweiterung der Lithografie mit bewegten Phasenmasken die Voraussetzungen für die Herstellung der in [69] demonstrierten effizienzsteigernden Oberflächengitter für Solarzellen geschaffen. In Kap. 4.2.4 wird abschließend die hier vorgestellte Technologie mit den bekannten Lithografieverfahren verglichen.

4.2.1. Lithografie

Für die hier durchgeführte Lithografie wurden etablierte DUV-Prozesse [80, 81, 82, 83] verwendet und für die Phasenmasken-basierte Herstellung von großflächigen Oberflächenlackgittern auf planaren Siliziumsubstraten erweitert. Die einzelnen Prozessschritte sind in Abb. 4.2 dargestellt, wobei auf die eigentliche Belichtung zu einem späteren Zeitpunkt detaillierter eingegangen wird. Ziel ist die Herstellung eines rechteckförmigen, gechirpten Lackgitters mit einer mittleren Periode von 225 nm und einem Tastverhältnis von 50% auf einem planaren Siliziumsubstrat. Die Änderung der Gitterperiode soll dabei 0.5 nm/cm betragen. Quadratische Siliziumchips mit einer Kantenlänge von 10 cm sollen vollständig mit einem unterbrechungsfreien Gitter belichtet werden. Die gewählte Gitterperiode ist für die Herstellung eines Bragg-Gitters für SOI-Rippenwellenleiter mit einer Bragg-Wellenlänge von 1550 nm gewählt [71]. Auf einen folgenden Ätzprozess zur Strukturierung des Siliziums wurde in dieser Arbeit verzichtet, da das Ziel die Herstellung von schwachen diagnostischen Lackgittern war und zudem die technologischen Voraussetzungen für einen Ätzprozess nicht gegeben waren. Auch wenn hier lediglich

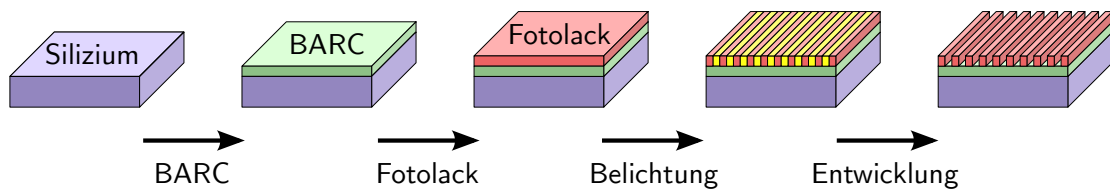


Abbildung 4.2.: Überblick über die durchgeführten Prozessschritte zur Belichtung der Lackgitter. BARC und Fotolack werden jeweils auf das Substrat aufgeschleudert. Der Belichtung folgt ein Heizvorgang (PEB), wonach der belichtete Fotolack entfernt wird.

die Strukturierung des Fotolackes demonstriert wird, könnte prinzipiell auch ein Ätzprozess der Proben durchgeführt werden, womit das Verfahren für die Herstellung von periodischen Strukturen in Silizium geeignet wäre.

BARC

Im ersten Prozessschritt wird eine Antireflexionsschicht¹ (*Bottom Anti-Reflective Coating*, BARC) auf die Probe appliziert, die Reflexe des belichtenden UV-Lasers an der Grenzfläche zwischen Silizium und Fotolack unterdrücken soll. Wie in Abb. 4.3 schematisch dargestellt, würden sich ohne eine derartige Antireflexschicht Stehwellen im Lack ausbilden, die zu Riefen in den Lackgittern führen [80]. Das Prinzip dieser Schicht beruht auf einem im UV-Wellenlängenbereich hoch-absorbierenden Material, das in entsprechender Dicke direkt auf die Silizium-Probe aufgeschleudert wird. Für das gegebene Mehrlagensystem aus Silizium, BARC, Fotolack und Luft lässt sich eine optimale Dicke für die Antireflexschicht von 62 nm berechnen, wobei der schräge Einfall des an der Phasenmaske gebeugten Lichtes berücksichtigt ist. Eine ausführliche Herleitung und die Berechnung der BARC-Dicke für das gegebene System wird in Anhang A.2 behandelt. Für das verwendete Material wurde diese Dicke bei einer Drehrate der Lackschleuder von 6500 U/min erreicht. Nach dem Aufschleudern wird die BARC-Schicht durch einen Heizprozess fixiert.

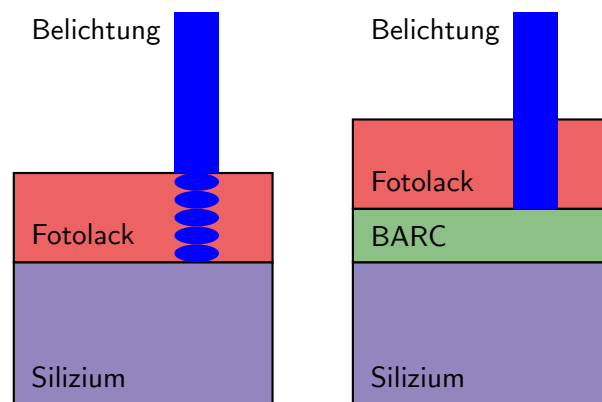


Abbildung 4.3.: Entstehung von Stehwellen durch die Reflexion an der Grenzschicht zwischen Silizium und Fotolack (linke Seite). Eine Antireflexionsschicht (BARC) dient der Unterdrückung dieser Stehwellen (rechte Seite).

Fotolack

Auf die Antireflexschicht wird anschließend ein hochauflösender Positiv-Fotolack² aufgeschleudert und – ebenfalls durch einen Heizprozess – die Restlösemittelkonzentration verringert. Die

¹Brewer Science Inc., DUV42P-11

²Rohm and Haas Electronic Materials, UV6 DUV Photoresist

erzielte Lackdicke beträgt 300 nm. Der Lack kann anschließend durch ein periodisches Linienmuster mit der gewünschten Gitterperiode Λ_{GR} belichtet werden.

Phasenmasken-basierte Belichtung, PEB und Entwicklung

Das Belichtungsverfahren basiert auf der Verwendung von Beugungsgittern, wobei in Transmission die ± 1 . Beugungsordnungen zur Erzeugung der periodischen Intensitätsverteilung im Fotolack genutzt werden. Die Ausbreitungsrichtung der einzelnen Beugungsordnungen lassen sich durch die Gitterformel mit der Belichtungswellenlänge λ_{UV} , der Ordnung p und der Phasenmaskenperiode Λ_{PM} berechnen:

$$\alpha_p = \arcsin \left(p \frac{\lambda_{UV}}{\Lambda_{PM}} \right). \quad (4.10)$$

Mit der verwendeten Gitterperiode $\Lambda_{PM} = 450 \text{ nm}$ und der Belichtungswellenlänge $\lambda_{UV} = 244 \text{ nm}$ sind nach Gl. (4.10) nur die 0. und ± 1 . Beugungsordnungen ausbreitungsfähig. Weiterhin soll zunächst davon ausgegangen werden, dass bei der verwendeten Phasenmaske³ herstellungsbedingt die 0. Beugungsordnung vollständig unterdrückt ist. Das Belichtungsverfahren zeigt Abb. 4.4 schematisch.

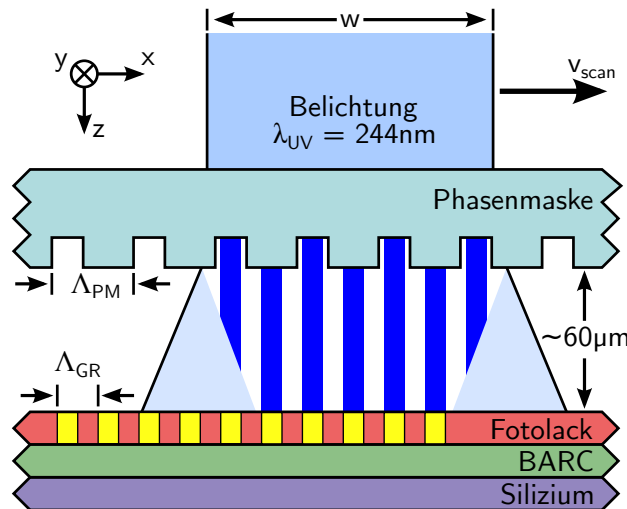


Abbildung 4.4.: Periodische Belichtung einer fotosensitiven Lackschicht durch ein Beugungsgitter, das von einem bewegten UV-Strahl beleuchtet wird.

Die Phasenmaske wird in einem Abstand von $60 \mu\text{m}$ über einem $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ großen Siliziumchip platziert und von der Oberseite mit einem frequenzverdoppelten Argon-Ionen CW-Laser⁴ beleuchtet, wobei der einfallende Strahl mit einer konstanten Geschwindigkeit v_{scan} entlang der Phasenmaske bewegt wird [77]. Zuvor wurde der Strahl aufgeweitet und durch eine

³Ibsen Photonics

⁴Coherent, INNOVA 300C FreD

Rechteckblende geformt, wodurch eine annähernd konstante Intensität über dem gesamten Strahlprofil erzielt wird. Durch eine entsprechende Wahl der Laser-Ausgangsleistung wurde die Intensität über der Siliziumprobe in diesem Experiment auf $25 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ eingestellt.

Durch Anpassung der Phasenmaskengittertiefe bzw. des Tastverhältnisses auf die verwendete Belichtungswellenlänge lässt sich die 0. Beugungsordnung weitgehend unterdrücken. Im Idealfall einer vollständig unterdrückten 0. Beugungsordnung ist dann die Intensitätsverteilung unter der Phasenmaske [78, 84]

$$I_{\pm 1}(x) = 4C_1^2 \cos^2 \left(\frac{2\pi x}{\Lambda_{\text{PM}}} \right), \quad (4.11)$$

mit der Phasenmaskenperiode Λ_{PM} . C_1 ist proportional zur Amplitude des elektrischen Feldes der ± 1 . Beugungsordnungen. Die x -Richtung verläuft dabei senkrecht zu den Gitterstrichen (siehe Abb. 4.4). Nach Gl. (4.11) wird also eine in x -Richtung sinusförmige Intensitätsverteilung erzeugt, die konstant entlang der anderen Richtungen ist. Die Periode Λ_x dieser Modulation entspricht dabei genau der halben Phasenmaskenperiode, unabhängig von der verwendeten Wellenlänge. Die ausführliche Berechnung der Feldverteilung unter der Phasenmaske ist in Anhang A.3 zu finden und basiert auf der rigorosen Berechnung des elektromagnetischen Randwertproblems für die gegebene rechteckförmige Phasenmaskenstruktur [85].

Die eingesetzte Phasenmaske hat die Abmessungen $25 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ und eine sich mit dem Ort ändernde Periode

$$\Lambda_{\text{PM}}(x) = \Lambda_{\text{PM},0} + \sigma_{\text{PM}}x \quad (4.12)$$

mit der Periode in der Phasenmaskenmitte $\Lambda_{\text{PM},0} = 450 \text{ nm}$ und einem linearen Chirp mit einer mittleren Chirprate $\sigma_{\text{PM}} = 1 \text{ nm/cm}$. Nach Gl. (4.11) beträgt der Chirp des resultierenden Lackgitters entsprechend

$$\Lambda_{\text{GR}}(x) = \Lambda_{\text{GR},0} + \sigma_{\text{GR}}x \quad (4.13)$$

mit der Mittenperiode $\Lambda_{\text{GR},0} = \Lambda_{\text{PM},0}/2 = 225 \text{ nm}$ und der Chirprate $\sigma_{\text{GR}} = \sigma_{\text{PM}}/2 = 0.5 \text{ nm/cm}$. Im Anschluss an die Belichtung muss die Probe erneut für 90 Sekunden auf einer Heizplatte bei 130° C erwärmt werden (*Post-Exposure-Bake*, PEB). Schließlich kann die Entwicklung⁵ im letzten Schritt erfolgen.

4.2.2. Auswirkung der 0. Beugungsordnung

Im vorangegangenen Kapitel wurde gezeigt, dass unter idealen Umständen bei der verwendeten Kombination aus Belichtungswellenlänge und Gitterperiode ausschließlich die ± 1 . Beugungsordnungen unterhalb der Phasenmaske existieren und damit das gewünschte sinusförmige Liniemuster mit der halben Phasenmaskenperiode erzeugt werden kann. In der Praxis sind jedoch i.d.R. weitere Beugungsordnungen vorhanden, so dass diese zu einer Störung und damit zu einer Abweichung von der gewünschten Intensitätsverteilung nach Gl. (4.11) führen. Die hier

⁵AZR 726 MIF, AZ Electronic Materials

verwendete mittlere Phasenmaskenperiode beträgt $\Lambda_{\text{PM},0} = 450 \text{ nm}$ und die Wellenlänge des UV-Lasers $\lambda_{\text{UV}} = 244 \text{ nm}$. Damit sind höhere Beugungsordnungen als die ± 1 . evaneszent und im Bereich der $60 \mu\text{m}$ unter der Phasenmaske befindlichen Probe bereits derart stark exponentiell gedämpft, dass sie nicht mehr zu einer Störung des Intensitätsmusters beitragen können. Die Intensitätsverteilung entsteht also lediglich durch die 0. bzw. ± 1 . Beugungsordnungen. Es sei darauf hingewiesen, dass bei anderen Gitterperioden als der hier gewählten bzw. anderen Belichtungswellenlängen auch höhere Beugungsordnungen ausbreitungsfähig sind. Wird beispielsweise ein Bragg-Gitter für Siliziumstreifenwellenleiter bei einer Bragg-Wellenlänge von 1550 nm benötigt, dann beträgt hier aufgrund des im Vergleich zu Rippenwellenleitern geringeren effektiven Brechungsindex die Gitterperiode 328 nm . Aufgrund dieser höheren Periode sind nach Gl. (4.10) auch die ± 2 . Ordnungen ausbreitungsfähig und tragen zu den Störungen in der Intensitätsverteilung bei. Im Gegensatz zur 0. Ordnung kann hier eine Trennung auch räumlich vorgenommen werden, da diese höheren Ordnungen das Intensitätsmuster ab einem durch die Beugungswinkel gegebenen Abstand nicht mehr beeinflussen.

Bei der Herstellung von Phasenmasken werden i.d.R. Verfahren angewendet, die zu einer weitgehenden Unterdrückung der 0. Beugungsordnung führen, wobei eine vollständige Unterdrückung theoretisch nicht erreicht werden kann [86]. Diese verbleibende 0. Beugungsordnung kann große Auswirkungen auf die Feldverteilung unterhalb der Phasenmaske haben, selbst wenn sie im Verhältnis zu den ± 1 . Beugungsordnungen gering ist [78, 79, 84]. Zur Untersuchung dieses Einflusses wird die Intensitätsverteilung aus Gl. (4.11) modifiziert und um die 0. Beugungsordnung erweitert [78, 79]:

$$I_{0,\pm 1}(x, z) = 4C_1^2 \cos^2\left(\frac{2\pi x}{\Lambda_{\text{PM}}}\right) + 4C_0^2 + 8C_0C_1 \cos\left(\frac{2\pi x}{\Lambda_{\text{PM}}}\right) \times \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda_z}\right), \quad (4.14)$$

mit

$$\Lambda_z = \frac{\lambda_{\text{UV}}}{1 - \sqrt{1 - (\lambda_{\text{UV}}/\Lambda_{\text{PM}})^2}}. \quad (4.15)$$

Dabei ist C_0 proportional zur Amplitude des elektrischen Feldes der 0. Beugungsordnung. Der erste Term in Gl. (4.14) beschreibt erneut die Interferenz der ± 1 . Beugungsordnungen. Der zweite Term ist eine Konstante, die durch die 0. Beugungsordnung verursacht wird und den Kontrast des periodischen Linienmusters verringert. Der dritte Term entsteht durch die Interferenz der ± 1 . Beugungsordnungen mit der 0. und bringt im Vergleich mit Gl. (4.11) die entscheidende Änderung. Dieser Term beschreibt eine periodische Änderung entlang der x -Richtung, wobei die Periode gerade der Gitterperiode der Phasenmaske entspricht. Weiterhin beschreibt der dritte Term eine periodische Intensitätsänderung entlang der z -Richtung, also in vertikaler Richtung. Die Periode Λ_z dieser Modulation hängt nach Gl. (4.15) sowohl von der Wellenlänge λ_{UV} des UV-Lasers als auch von der Phasenmaskenperiode Λ_{PM} ab. Laut

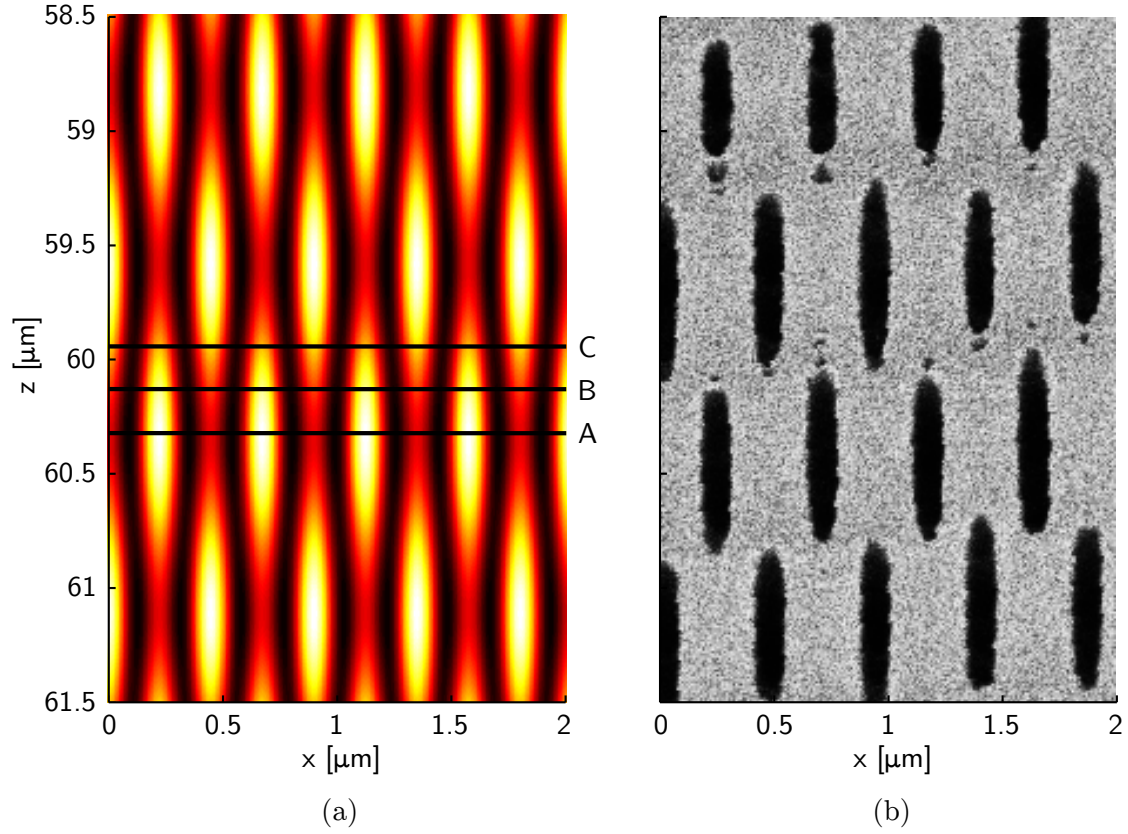


Abbildung 4.5.: Berechnete Intensitätsverteilung unterhalb der Phasenmaske (a). Die 0. Beugungsordnung verursacht ein in z -Richtung periodisches Intensitätsmuster. Diese vertikale Intensitätsverteilung kann durch die Prozessierung des Fotolackes an einer Waferkante bei entsprechender REM-Perspektive visualisiert werden (b).

Herstellerangaben hat die hier verwendete Phasenmaske ein rechteckförmiges Gitter mit einem Tastverhältnis von $D_{\text{GR}} = 38\%$ und einer Ätztiefe von $d_{\text{GR}} = 280\text{ nm}$. Mit diesen Dimensionen wird die größtmögliche Unterdrückung der 0. Beugungsordnung im Falle eines senkrecht einfallenden und TE-polarisierten Belichtungsstrahls mit einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{UV}} = 244\text{ nm}$ erreicht. Um die Auswirkung der verbleibenden 0. Beugungsordnung nach Gl. (4.14) quantitativ zu beschreiben, wurden die Beugungseffizienzen η_0 und $\eta_{\pm 1}$ für die gegebene Phasenmaske sowohl berechnet als auch messtechnisch bestimmt. Die Berechnung erfolgt direkt aus der Feldverteilung unterhalb der Phasenmaske (siehe Anhang A.3) [87, 88]:

$$\eta_p = \frac{|T_p|^2}{|E_0|^2} \frac{\text{Re}(k_{x,p})}{k_0 n_I \cos(\Psi)}. \quad (4.16)$$

Hier ist Ψ der Einfallswinkel des Feldes gegen die z -Richtung und parallel zur x, z -Ebene. Weiterhin ist E_0 die Amplitude des einfallenden Feldes und k_0 die Wellenzahl mit $k_0 = 2\pi/\lambda_{\text{UV}}$. n_I beschreibt den Brechungsindex oberhalb der Phasenmaske, in diesem Experiment ist dieser

Tabelle 4.1.: Berechnete und experimentell ermittelte Beugungseffizienzen

Beugungsordnung p	-1	0	+1
$\eta_{p, \text{calc}} [\%]$	42.6	3.0	42.6
$\eta_{p, \text{mess}} [\%]$	43.1	1.9	43.1

also $n_I = 1$. Das Feld der Beugungsordnung p besitzt die Amplitude T_p und die Komponenten der Wellenvektoren $k_{x,p}$ bzw. t_p . In Tab. A.2 sind diese Komponenten zur berechneten Feldverteilung zusammengefasst, womit die Beugungseffizienzen nach Gl. (4.16) ermittelt werden können.

Die experimentelle Bestimmung erfolgt durch Messung der transmittierten Leistung der einzelnen Beugungsordnungen zusammen mit der einfallenden Leistung. Aus dem Verhältnis von einfallender und transmittierter Leistung kann anschließend die Beugungseffizienz $\eta_{p, \text{mess}}$ bestimmt werden. Das Ergebnis von theoretischer und experimenteller Untersuchung zeigt Tab. 4.1 mit guter Übereinstimmung der Werte aus theoretischer und praktischer Bestimmung.

Das gesamte Intensitätsmuster unterhalb der Phasenmaske kann nun berechnet und damit der Einfluss der 0. Beugungsordnung verdeutlicht werden. Abb. 4.5(a) zeigt als Ergebnis dieser Berechnung die normalisierte Intensität in einem Bereich um $z = 60 \mu\text{m}$ unterhalb der Phasenmaske, d.h. am Ort des Fotolackes auf der Chipoberfläche bei der späteren Belichtung. Helle Bereiche markieren hier hohe Intensitäten, dunkle Bereich geringe. Für die Berechnung nach Gl. (4.14) wurde eine mittlere Phasenmaskenperiode $\Lambda_{\text{PM},0} = 450 \text{ nm}$ und eine Belichtungswellenlänge von $\lambda_{\text{UV}} = 244 \text{ nm}$ angenommen. Eine vollständige Unterdrückung der 0. Beugungsordnung würde eine periodische Intensitätsverteilung in x -Richtung mit der halben Phasenmaskenperiode und eine konstante Intensität in z -Richtung zur Folge haben. Für das gegebene Experiment jedoch entsteht durch den dritten Term in Gl. (4.14) eine zusätzliche horizontale (x -Richtung) Periode von $\Lambda_{\text{PM},0} = 450 \text{ nm}$, also der Phasenmaskenperiode, sowie eine vertikale (z -Richtung) von $\Lambda_z = 1527 \text{ nm}$. Neben der Berechnung konnte diese Intensitätsverteilung ebenso experimentell nachgewiesen werden. Dazu wurde eine Siliziumprobe entsprechend der in Kap. 4.2.1 erläuterten Lithografie prozessiert, wobei ein Siliziumchip vom Waferrand verwendet wurde. Aufgrund des abfallenden Waferrandes konnte der Lack in unterschiedlichen Höhen belichtet werden, wodurch das vertikale Intensitätsmuster in den Lack geschrieben und somit visualisiert werden konnte. Dieses Vorgehen wird anhand von Abb. 4.7 veranschaulicht. Die in z -Richtung elliptisch belichteten Bereiche führen nach der Entwicklung zu elliptischen Löchern im Fotolack. Wird die Chipkante im Rasterelektronenmikroskop (REM) von der ebenfalls in Abb. 4.7 dargestellten Perspektive erfasst, kann die in Abb. 4.5(a) gezeigte Intensitätsverteilung experimentell gezeigt werden. Das Ergebnis dieses Experimentes ist in Abb. 4.5(b) zu sehen, wobei die dunklen Bereiche hier mit höheren Intensitäten bestrahlt wurden. Der verwendete Fotolack wird oberhalb einer bestimmten Schwelle der Fluenz vollständig entwickelt, wodurch die stufenartige Form entsteht. Die Perioden der elliptischen Löcher stimmen sowohl

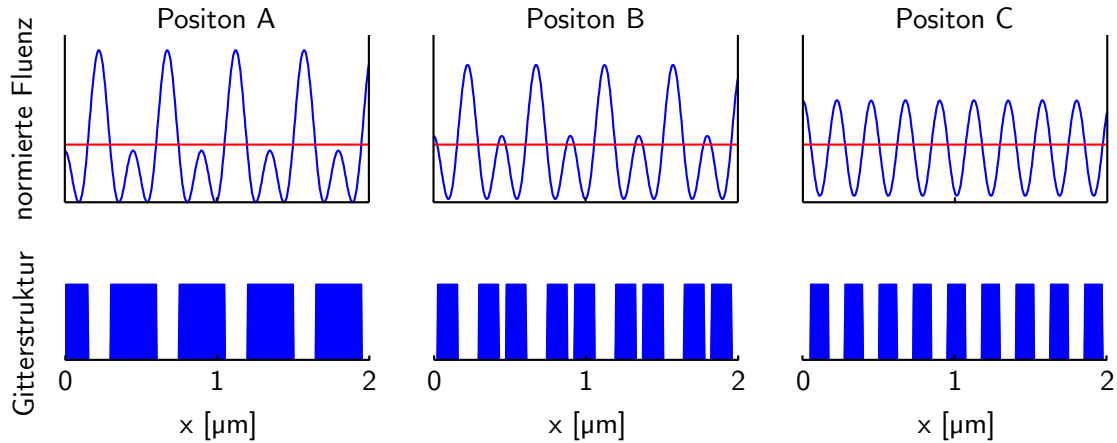


Abbildung 4.6.: Normierte Fluenz auf der Chipoberfläche bei unterschiedlichen Abständen der Probe zur Phasenmaske (obere Reihe). Die horizontale Linie stellt die Belichtungsschwelle dar, oberhalb der der Fotolack nach der Entwicklung vollständig entfernt wird. Aufgrund des binären Verhaltens des verwendeten Fotolackes bleibt der unterhalb dieser Schwelle belichtete Lack vollständig erhalten. Die resultierenden Gitter variieren entsprechend mit dem Abstand zur Phasenmaske (untere) Reihe. (a), (b) und (c) zeigen diejenigen Gitter, die an den Positionen A, B und C in Abb. 4.5(a) belichtet wurden.

in x -Richtung, als auch in z -Richtung mit den obigen Berechnungen überein.

Während des Belichtungsprozesses werden Phasenmaske und der zu belichtende Chip planparallel mit einem festen Abstand zueinander platziert. Der Chip kann sich dabei beispielsweise an den in Abb. 4.5(a) eingezeichneten Positionen A, B oder C befinden. Um die für diese Positionen resultierenden Lackstrukturen zu ermitteln, zeigt die obere Reihe in Abb. 4.6 die berechneten und auf die Schwellen normierten Fluenzen als Funktion der x -Position. Die mit diesen Positionen korrespondierenden Gitter sind in der unteren Reihe in Abb. 4.6 dargestellt. Befindet sich der Chip in Position A, dann entsteht ein Lackgitter mit einer Periode $\Lambda_{GR} = 450 \text{ nm}$ und einem Tastverhältnis von $D_{GR} = 67\%$. Dagegen entsteht bei der Position B in Übereinstimmung mit [78] eine Struktur aus zwei ineinander verschachtelten Gittern der Periode $\Lambda_{PM,0} = 450 \text{ nm}$. Wird der Chip an der Position C platziert, entsteht ein Gitter mit der gewünschten halben Phasenmaskenperiode $\Lambda_{GR} = 225 \text{ nm}$ und einem Tastverhältnis von $D_{GR} = 50\%$. Der Chip lässt sich jedoch bei diesem Experiment weder exakt in seiner vertikalen Position noch vollständig planparallel ausrichten, wodurch die optimale Position C in Abb. 4.5(a) nicht für den gesamten Chip erreicht werden kann. Für den gegebenen Aufbau beträgt der erreichbare minimale Höhenunterschied beispielsweise $5 \mu\text{m}$ über der gesamten Chiplänge von 10 mm , wodurch Gitterperioden von $\Lambda_{GR} = \Lambda_{PM,0} = 450 \text{ nm}$ und $\Lambda_{GR} = \Lambda_{PM,0}/2 = 225 \text{ nm}$ entstehen (vgl. Abb. 4.8), die für den minimalen Höhenunterschied über Bereiche von ca. 1.5 mm alternieren. Weiterhin verursacht ein Chirp der Phasenmaske (also eine Variation der Periode Λ_{PM} entlang der x -Richtung) nach Gl. (4.15) ebenso eine

Änderung der Periode des Interferenzmusters in z -Richtung. Daher würde auch eine exakte planparallele Lage des Chips an Position C in Abb. 4.5(a) nicht zum gewünschten Ergebnis führen.

Aufgrund der 0. Beugungsordnung kann die gegebene Konfiguration demnach nicht zur Herstellung der gewünschten Oberflächengitter verwendet werden. Im Folgenden wird daher eine Erweiterung des Belichtungsaufbaus vorgestellt, mit deren Hilfe der Einfluss der 0. Beugungsordnung auf die Intensitätsverteilung eliminiert werden kann.

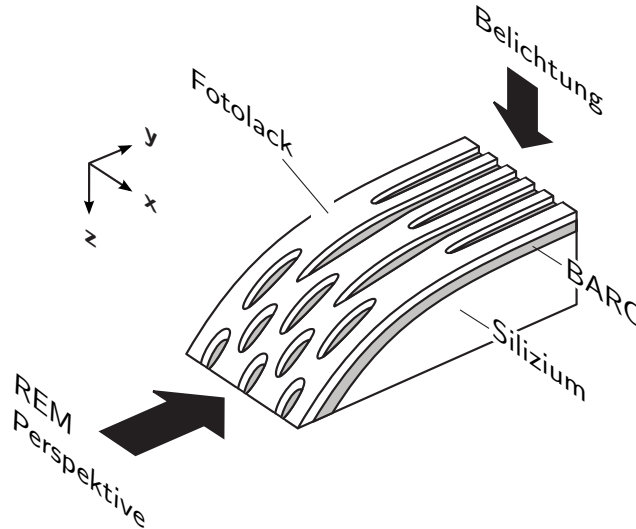


Abbildung 4.7.: Schematische Darstellung einer Probe vom Waferrand mit abgeflachter Kante und strukturiertem Fotolack. Die vertikale Intensitätsverteilung (entlang der z -Richtung) kann durch eine REM-Aufnahme bei der eingezeichneten Perspektive visualisiert werden (vgl. Abb. 4.5(b)).

4.2.3. Eliminierung der Störung durch die 0. Beugungsordnung

Zur Erzeugung einer rein sinusförmigen Intensitätsverteilung unterhalb der Phasenmaske wird das in Kap. 4.2.1 vorgestellte Belichtungsverfahren um eine Piezo-basierte Auflage für den Siliziumchip erweitert, womit die Chip-Position während der Belichtung periodisch entlang der z -Richtung verändert werden kann. Dieses Vorgehen ist in Abb. 4.9 illustriert. Ein ähnlicher Ansatz wurde in [89] gewählt, wo jedoch das Silizium direkt in einem Ablationsprozess strukturiert wurde, d.h. die Phasenmaske wurde mit einer gepulsten und leistungsstarken Quelle bestrahlt. Dieses Ablationsverfahren wird ausführlicher zusammen mit weiteren Methoden in Kap. 4.2.4 erläutert und mit der hier angewandten Technologie verglichen.

In dem hier vorgestellten Verfahren wird die Probe linear und periodisch auf und ab bewegt mit dem Hub a , der gerade der Periode des Interferenzmusters entspricht: $a = \Lambda_z$. Wie bereits in Kap. 4.2.1 beschrieben, wird der rechteckförmige Laserstrahl mit der Breite w in x -Richtung mit der Geschwindigkeit v_{scan} verschoben. Entsprechend wird jeder Ort während der Zeit $T_{\text{exp}} =$

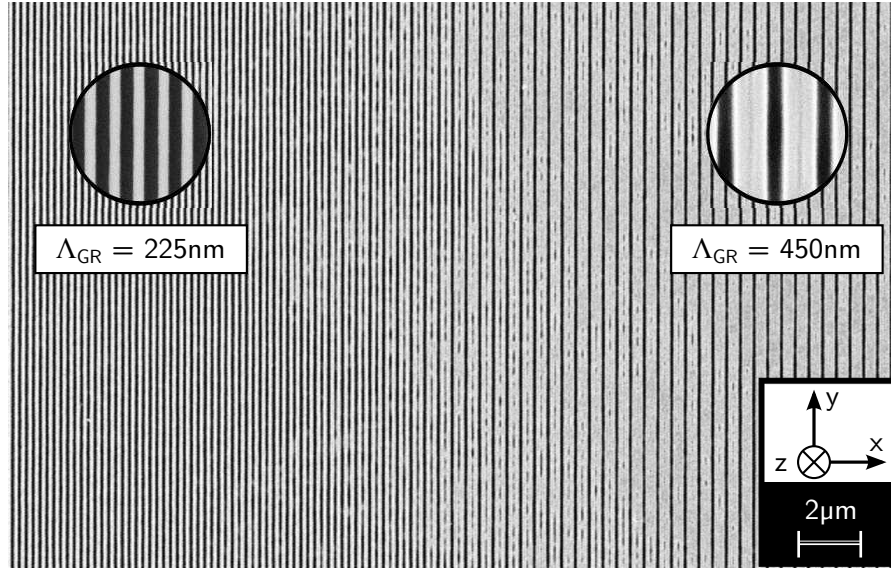


Abbildung 4.8.: REM-Aufnahme eines Lackgitters (Aufsicht), das aufgrund der 0. Beugungsordnung alternierende Bereiche mit Gitterperioden von $\Lambda_{GR} = 225 \text{ nm}$ (linke Seite) bzw. $\Lambda_{GR} = 450 \text{ nm}$ (rechte Seite) aufweist.

w/v_{scan} belichtet. Weiterhin wird die Frequenz f_{Δ} der Höhenmodulation des Chips so gewählt, dass sie ein ganzzahliges Vielfaches n der inversen Belichtungszeit entspricht:

$$f_{\Delta} = \frac{n}{T_{\text{exp}}} = \frac{nv_{\text{scan}}}{w}. \quad (4.17)$$

Aufgrund der vertikalen Bewegung ist die Fluenz eines Flächenelementes (x, z) gegeben durch

$$F_{\text{tot}}(x, z) = T_{\text{exp}} I_{0,\pm 1}(x, z) \quad (4.18)$$

und hängt ab vom Abstand z zur Phasenmaske. $I_{0,\pm 1}(x, z)$ beschreibt die Intensität während der Belichtung gemäß Gl. (4.14). Durch die Auf-und-ab-Bewegung unter den oben beschriebenen idealen Bedingungen akkumuliert sich die Fluenz auf der Chipoberfläche und wird unabhängig von z :

$$F_{\text{tot}}(x) = \frac{T_{\text{exp}}}{\Lambda_z} \int_{z_0}^{z_0 + \Lambda_z} I_{0,\pm 1}(x, z) dz \quad (4.19)$$

$$= 4T_{\text{exp}} \left[C_1^2 \cos^2 \left(\frac{2\pi x}{\Lambda_{\text{PM}}} \right) + C_0^2 \right]. \quad (4.20)$$

Diese Bewegung und das dadurch resultierende periodische Lackgitter ist in Abb. 4.9 dargestellt und zeigt, dass die Höhenmodulation unter idealen Umständen den Einfluss der 0. Beugungsordnung eliminiert und zum gewünschten Ergebnis führt.

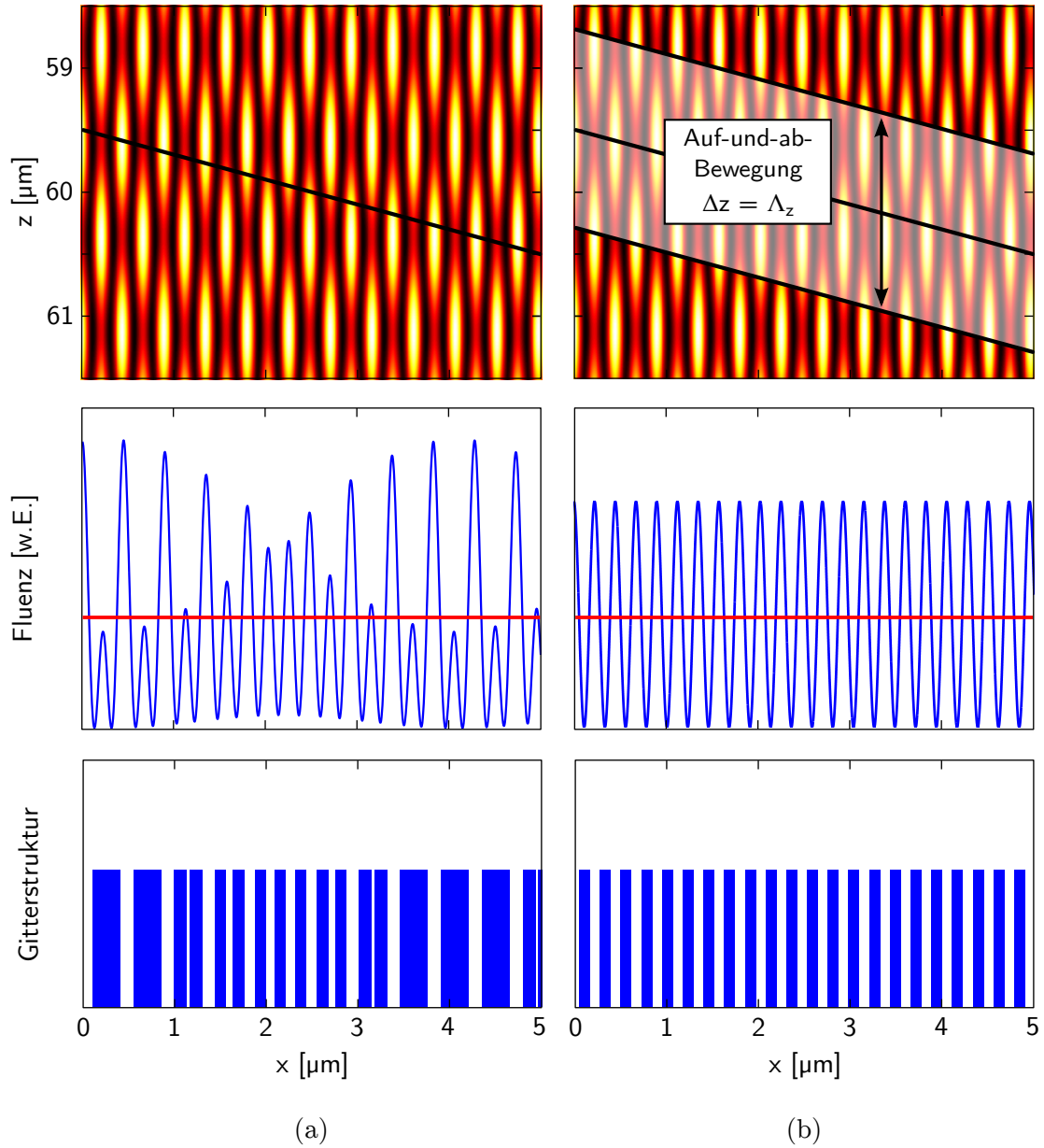
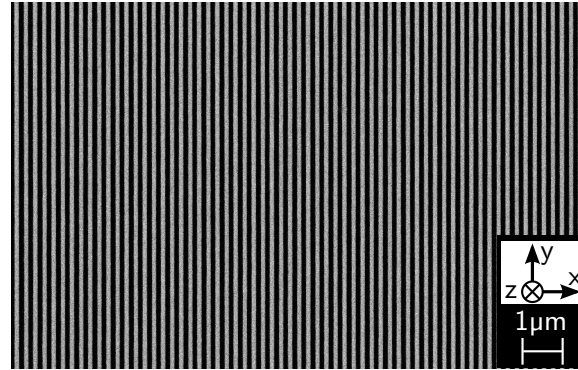


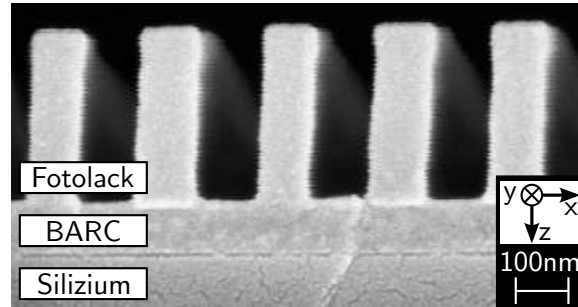
Abbildung 4.9.: Belichtung eines geneigten Chips, dessen feste Lage durch die diagonale Linie dargestellt ist (a). Die Neigung führt zu einer uneinheitlichen normierten Fluenz und damit zu einer gestörten Gitterstruktur. Durch die Auf-und-ab-Bewegung der Probe während der Belichtung (b) kann diese Störung beseitigt werden mit dem Ergebnis eines uniformen Gitters mit der gewünschten Periode $\Lambda_{\text{GR}} = \Lambda_{\text{PM}}/2$.

Mit diesem Verfahren konnte bei einer Strahlbreite von $w = 2.5 \text{ mm}$, einer Geschwindigkeit der Strahlverschiebung von $v_{\text{scan}} = 0.85 \text{ mm/s}$ und einer Modulationsfrequenz von $f_{\Delta} = 3 \text{ Hz}$ das in Abb. 4.10 gezeigte Gitter hergestellt werden. Dieses Gitter weist die gewünschte Periodizität mit der halben Phasenmaskenperiode über der gesamten Chipfläche auf (vgl. Abb. 4.10(a))

und besitzt zudem eine gleichmäßige rechteckförmige Struktur.



(a)



(b)

Abbildung 4.10.: REM-Aufnahme eines Fotolackgitters mit einer Periode von 225 nm. Aufsicht (a) und Querschnitt (b). Dieses über der gesamten Chipfläche gleichmäßige Gitter konnte auch bei Vorhandensein der 0. Beugungsordnung durch eine Modulation des Abstandes zwischen Phasenmaske und Chip während der Belichtung hergestellt werden. Der Abstand wurde periodisch um $a = 1527$ nm mit einer Frequenz von $f_{\Delta} = 3$ Hz verändert.

Fehlerhafte Modulationsamplitude/-periode und Auswirkung eines Phasenmaskenchirps

Weicht der Hub a jedoch von der vertikalen Periode der Intensitätsverteilung ab:

$$a = \Lambda_z + \delta a, \quad |\delta a| \ll \Lambda_z \quad (4.21)$$

und ist das Produkt aus Modulationsfrequenz f_{Δ} und Belichtungszeit T_{exp} nicht exakt ein ganzzahliges Vielfaches:

$$f_{\Delta} T_{\text{exp}} = n + \delta n, \quad |\delta n| \ll 1 \quad (4.22)$$

dann verschwindet der dritte Term in Gl. (4.14) nicht vollständig und ein Anteil mit der Frequenz Λ_{PM} verbleibt. Es verbleibt also eine ungewollte Fluenz δF , die die Abweichung von der idealen Fluenz F mit der Periode $\Lambda_{\text{PM}}/2$ beschreibt und deren Amplitude abgeschätzt

werden kann durch

$$\left| \frac{\delta F}{F} \right| < 4 \sqrt{\frac{\eta_0}{\eta_{\pm 1}}} \left(\left| \frac{\delta a}{\Lambda_z} \right| + \left| \frac{\delta n}{n} \right| \right). \quad (4.23)$$

In dem hier vorgestellten Experiment bleibt $|\delta F/F|$ deutlich unter 5 %. Aufgrund der Belichtungsschwelle des verwendeten Lackes führt diese Abweichung zu einer periodischen Verschiebung der Positionen der Gitterstriche von weniger als 10 nm.

Die Frequenz des Piezoaktuators wich bei der Belichtung vom idealen Wert ab, so dass ein Fehler von $|\delta n/n| = 0.02$ entstand. Weiterhin könnte eine weitere Fehlerursache in einer nicht vollständig vertikalen Bewegung des Chips liegen, wodurch das Tastverhältnis beeinflusst werden würde. In dem vorliegenden Experiment jedoch beträgt die Abweichung von der vertikalen Bewegung maximal 5 nm und damit die Verringerung des Kontrastes der Fluenz lediglich 0.1 %.

Wie bereits erwähnt, variiert die Periode Λ_z entlang der x -Position, wenn die Phasenmaskenperiode nicht uniform ist. Die hier verwendete Phasenmaske besitzt zwar einen Chirp. Dieser ist jedoch derart gering, dass er keine merkbare Variation von Λ_z nach sich zieht. Die Amplitude a der Abstandsmodulation ist weiterhin so gewählt, dass sie zur zentralen Periode des Gitters passt. Wird eine Phasenmaske mit größerem Chirp verwendet, kann a während der Belichtung angepasst werden, so dass sie für die jeweilige Chipposition optimiert ist.

4.2.4. Vergleich mit alternativen Herstellungsmöglichkeiten

In diesem Abschnitt wird das hier demonstrierte Beugungsgitter-basierte Verfahren bei modulierter Chiphöhe mit alternativen Methoden verglichen, um dessen Vor- und Nachteile zu evaluieren.

Zu nennen sei zunächst die Verwendung von “herkömmlichen” DUV-Lithografiertechnologien, die mit Hilfe von binären Amplitudenmasken die gewünschten Strukturen in hochauflösende Fotolacke schreiben. Derartige Technologien stoßen jedoch im Bereich der hier hergestellten Gitterperioden ($\lambda_{GR} = 225$ nm) an ihre Grenzen und zusätzliche Maßnahmen wie die Doppelbelichtung (*Double Exposure Lithography*, DEL) oder die Doppelstrukturierung (*Double Patterning Lithography*, DPL) zur Erhöhung der Auflösung kommen zur Anwendung [71, 90, 91]. Sowohl die DEL als auch die DPL beruhen auf dem Prinzip, das Gitterlayout in zwei Teile jeweils mit der doppelten Auflösung zu gruppieren und die Belichtung in zwei Schritten durchzuführen. Durch die räumliche Versetzung der beiden Gitter mit doppelter Periode entsteht dann das gewünschte Gitter mit der geringen Periode, das in einem einzelnen Prozessschritt nicht auflösbar gewesen wäre. Die Verwendung von DEL oder DPL kann also die Auflösung einer bestehenden Technologie zur Herstellung von periodischen Strukturen signifikant verbessern [90]. So konnte beispielsweise in [71] durch Anwendung des DPL-Verfahrens mit einer 244 nm DUV-Belichtungseinheit ein Gitter mit einer Periode von 225 nm für SOI-Rippenwellenleiter erzeugt werden. Ein großer Nachteil bei diesen Doppelbelichtungsverfahren ist die starke Empfindlichkeit gegenüber dem Fehler einer nicht exakten Verschiebung der Amplitudenmaske zwischen beiden Belichtungsvorgängen. Wird die Maske nach der ersten Belichtung nicht genau

um die halbe Gitterperiode versetzt oder treten Verkipungen auf, dann entsteht ein fehlerhaftes Gitter. Die starke Auswirkung einer derart nicht exakten Verschiebung auf die Effizienz von Bragg-Gittern wurde in [71] gezeigt. In [90] konnten beispielsweise Verschiebungsfehler von 6 nm (DEL) bzw. 15 nm (DPL) erreicht werden.

Das hier vorgestellte Prinzip der interferometrischen Erzeugung eines periodischen Intensitätsmusters lässt sich nicht nur mit Hilfe von Beugungsgittern, sondern ebenfalls mit alternativen interferometrischen Zwei-Strahl-Konfigurationen wie beispielsweise mit einem Lloyd- [92] oder einem Talbot-Interferometer [93] erreichen. Diese besitzen gegenüber der Phasenmasken-basierten Methode keine störende 0. Beugungsordnung sowie einen hohen Grad an Flexibilität, da die Periode nicht durch die Phasenmaske fest vorgegeben sondern variabel durch eine Veränderung der Spiegelausrichtung eingestellt werden kann. Dies ist ein enormer Vorteil gegenüber der Verwendung von hochpreisigen Phasenmasken, die jeweils nur für eine feste Periode konzipiert und hergestellt werden. Ein großer Nachteil wiederum ist die Anfälligkeit dieser Freistrahlinterferometer aufgrund der großen Strahllängen und der damit verbundenen Auswirkung von geringen Vibrationen der Spiegel auf die Qualität des Interferogramms [94].

Im Gegensatz zu den bisher vorgestellten lithografischen Technologien, die auf der Verwendung von Phasen- bzw. Amplitudenmasken beruhen, wird der Fotolack bei der Elektronenstrahlolithografie (*Electron-Beam Lithography*, EBL) direkt durch einen stark fokussierten Elektronenstrahl belichtet. Diese extrem hochauflösende Technologie hat den Vorteil einer hohen Flexibilität, da die gewünschte Struktur quasi frei wählbar und von Prozess zu Prozess unter geringem Aufwand veränderbar ist. Weiterhin muss die Struktur keine Periodizität – wie es beispielsweise bei Phasenmasken vorausgesetzt ist – besitzen. Aufgrund der Auflösung im Nanometer-Bereich [75] konnten mit EBL Bragg-Gitter für Rippenwellenleiter in SOI-Technologie mit der bisher höchsten Güte hergestellt werden [66, 71, 74]. Nachteilig wirkt sich jedoch das geringe Schreibfeld aus, das typischerweise höchstens 1 mm² beträgt [75]. Für die Herstellung größerer Strukturen müssten demnach mehrere Schreibfelder aneinander gefügt werden. Aufgrund der begrenzten Genauigkeit verursacht dieses Aneinanderreihen verschiedener Schreibfelder Phasenfehler der Gitter. Weiterhin ist die EBL aufgrund der langen Schreibzeiten und der hohen Kosten nicht für die Massenproduktion geeignet [95], auch wenn es bereits Ansätze einer Parallelisierung zur Erhöhung des Durchsatzes gibt [95, 96, 97].

Eine mit der EBL verwandte Methode ist das fokussierte Ionenstrahlfräsen (*Focused Ion Beam Milling*, FIB). Im Gegensatz zur EBL wird hier das zu strukturierende Material direkt durch einen Ionenstrahl abgetragen. Auch wenn grundsätzlich die Realisierbarkeit von Bragg-Gittern mit FIB gezeigt werden konnte [98], treten bei dieser Technologie enorme optische Verluste auf, da die stark beschleunigten Ionen Gitterdefekte im kristallinen Silizium verursachen und zudem Ionen ins Substrat implantieren. Aus diesen Gründen ist das FIB-Verfahren nicht zur Herstellung von verlustarmen optischen Komponenten geeignet. Diese Probleme können zwar durch eine zusätzliche 50 nm-dicke Schicht aus Al₂O₃ zusammen mit einer Zusetzung von I₂-Gas beim Ätzen verringert werden [99]. Jedoch bringt dieses Vorgehen einen erheblichen zusätzli-

chen technologischen Aufwand mit sich. Außerdem gibt es bei der FIB-Technologie analog zur EBL das Problem eines begrenzten Schreibfeldes sowie lange Schreibzeiten. Beispielsweise beträgt die Schreibzeit in [98] für ein $600\text{ }\mu\text{m} \times 600\text{ }\mu\text{m}$ großes Schreibfeld zwischen 10 und 18 Minuten bei einer Gitterfläche von $330\text{ }\mu\text{m} \times 4.7\text{ }\mu\text{m}$.

Eine im Vergleich zu dem hier präsentierten Verfahren ähnliche Methode wurde in [89] vorgestellt. Dort wurde ebenso durch ein Beugungsgitter die periodische Intensitätsverteilung und dadurch ein Gitter mit einer Periode von 500 nm erzeugt. Es wurde jedoch kein Fotolack belichtet und entwickelt sondern das Silizium direkt durch Ablation strukturiert, wozu ein gepulster Laser mit entsprechend hoher Leistung verwendet wurde. Die maximale Größe der Struktur ist auch hier durch die maximale Größe der Phasenmaske begrenzt. Kommerziell erhältliche Phasenmasken besitzen Gitter mit Flächen bis zu $100\text{ mm} \times 10\text{ mm}$, wodurch ebenso große Gitter ohne Phasenfehler (vgl. EBL) hergestellt werden können. Nachteilig ist bei der Methode in [89] vor allem die Verschmutzung der verwendeten sensitiven optischen Komponenten wie der Phasenmaske durch das abgelöste Material während des Ablationsprozesses. Zur Vorbeugung dieser Verschmutzung und damit sich das abgelöste Material nicht im bereits strukturierten Silizium absetzt, wird in [89] während der Belichtung das abgelöste Material durch einen Film aus fließendem Wasser aus dem Bereich zwischen Phasenmaske und Chip entfernt, was einen enormen technologischen Mehraufwand mit sich bringt. Weiterhin sind hohe Pulsenergien notwendig, damit der Ablationsprozess einsetzt. Die damit einhergehende thermische Leistung verursacht ein Schmelzen des Siliziums und verringert die Auflösung der in [89] erzeugten Komponenten.

Die hier demonstrierte Methode verlangt dagegen lediglich einen CW-Laser mit einer vergleichsweise schwachen Leistung von einigen Milliwatt. Im Vergleich zum Ablations-basierten Verfahren konnte hier zudem eine deutlich höhere Auflösung erzielt werden. Die hier demonstrierte Technologie ist dazu geeignet, großflächige Gitter mit hoher Auflösung ohne Phasenfehler bei überschaubarem technologischen Aufwand zu realisieren und ist zudem auch für die Produktion bei hohem Durchsatz geeignet. Es wurde gezeigt, dass die interferometrische Belichtung von hochauflösenden DUV-Fotolacken mit Hilfe von Phasenmasken in Verbindung mit einem modulierten Abstand zwischen Maske und Probe zur Eliminierung des Einflusses der 0. Beugungsordnung dazu geeignet ist, Gitter im Bereich einiger cm^2 herzustellen. Die hier erzeugten Gitter besitzen über der gesamten Fläche eine Periode von $\Lambda_{\text{GR},0} = 225\text{ nm}$ und einen Gitterchirp von $\sigma_{\text{GR}} = 0.5\text{ nm/cm}$ bei einem Tastverhältnis von 50 %.

5. Messung der effektiven Ladungsträgerlebensdauer

5.1. Einleitung

Die Präsenz freier Ladungsträger in Siliziumwellenleitern äußert sich in einer Änderung der Ausbreitungseigenschaften sowohl hinsichtlich der Phase (*Free-Carrier-Index*, FCI), als auch der Dämpfung (*Free-Carrier-Absorption*, FCA) des propagierenden Modus. Dieser Effekt sorgt demnach nicht ausschließlich für abträgliche Eigenschaften – beispielsweise durch eine erhöhte Dämpfung – sondern eröffnet auch Möglichkeiten, wie die Nutzung der Phasenänderung zur Realisierung von Modulatoren.

Freie Ladungsträger entstehen in Silizium u.a. durch Zwei-Photonen-Absorption im infraroten Bereich bei Wellenlängen oberhalb von 1100 nm (vgl. Kap. 2.3.2). Nach Gl. (2.7) steigt die effektive Zahl der durch TPA erzeugten freien Ladungsträger quadratisch mit der Leistung P an, wobei ein exponentielles Abklingverhalten der Ladungsträger mit einer effektiven Ladungsträgerlebensdauer τ_{eff} angenommen wurde. TPA spielt daher in leistungsintensiven Anwendungen eine übergeordnete Rolle, beispielsweise bei Raman-basierten Verstärkern oder Lasern [34]. Eine weitere Möglichkeit der Entstehung freier Ladungsträger ist die Ein-Photonen-Absorption mit Wellenlängen unterhalb von ca. 1 μm , d.h. mit Photonenenergien über dem Bandabstand in Silizium (1.1 eV). In diesem Fall werden die Ladungsträger i.d.R. gezielt durch eine zusätzliche Quelle erzeugt, die den Wellenleiter lediglich äußerlich bestrahlt, ohne dass eine direkte Einkopplung in den Wellenleiter stattfindet [39].

Die durch freie Ladungsträger herbeigeführte Änderung des Brechungsindex von Silizium kann bei 1550 nm empirisch ausgedrückt werden durch [100, 101]

$$\Delta n = - \left[8.8 \times 10^{-4} \frac{N_e}{\text{cm}^{-3}} + 8.5 \left(\frac{N_h}{\text{cm}^{-3}} \right)^{0.8} \right] \times 10^{-18} \quad (5.1)$$

mit der Dichte freier Elektronen N_e bzw. Löcher N_h . Dieser Effekt kann beispielsweise in interferometrischen Strukturen zur Realisierung von Modulatoren herangezogen werden [40, 102]. Zum Erreichen hoher Modulationsbandbreiten ist dabei ein möglichst schnelles Abklingverhalten der Ladungsträger erwünscht. Wie in Kap. 2.3.3 beschrieben, wirken große Lebensdauern ebenso abträglich in leistungsintensiven Anwendungen. Auch die Effizienz von Solarzellen hängt stark ab von der Lebensdauer der Minoritätsladungsträger, die hier bei Sonneneinstrah-

lung durch Ein-Photonen-Absorption entstehen. Eine schnelle Rekombination würde zu einer Verringerung der Effizienz von Solarzellen führen, weshalb hier prinzipiell eine möglichst hohe Lebensdauer erwünscht ist.

Zur Messung der Ladungsträgerlebensdauer in Silizium existieren zahlreiche Ansätze. Vielfach publiziert [38, 39, 103, 104, 105, 106, 107] wurde die zeitlich aufgelöste Transmissionsmessung eines Probensignals, das durch einen hinreichend kurzen Pumpimpuls aufgrund von FCA gedämpft wurde (Pump-Proben-Experiment). Diese in der Silizium-Photonik etablierte Methode soll auch hier näher betrachtet werden. Daneben existieren zwei Messmethoden zur Bestimmung der Lebensdauer in Silizium, die bereits Mitte des 20-ten Jahrhunderts entwickelt wurden [108, 109, 110] und beide auf der Messung der Photoleitfähigkeit, zum einen mittels Reflexion von Mikrowellen (*Microwave-detected Photo-Conductance Decay*, MWPCD), und weiterhin durch die induktive Ankopplung an die Spule eines LC-Schwingkreises (*Quasi-Steady-State Photoconductance*, QSSPC) basieren. Beide Verfahren werden vorzugsweise in verhältnismäßig großen Silizium-Proben angewendet, in denen die Oberflächenrekombination vernachlässigt werden kann bzw. durch Methoden wie der Passivierung der Oberfläche oder durch nasschemische Behandlung der Oberfläche hinreichend verringert wird. Es geht bei diesen Verfahren also um die Bestimmung der intrinsischen Lebensdauer des Materials, die beispielsweise bei der Solarzellenherstellung von Interesse ist. Diese Lebensdauer liegt typischerweise im Bereich einiger Mikrosekunden [111] und übersteigt damit um Größenordnungen die in Siliziumwellenleitern gemessene, für die – je nach Wellenleiterart – Werte zwischen einigen Pikosekunden [40] und einigen Nanosekunden [38] publiziert wurden. Aus diesem Grund ist die Messung der Photoleitfähigkeit auch nicht geeignet, die effektive Ladungsträgerlebensdauer in Siliziumwellenleitern zu bestimmen, in denen aufgrund ihrer geringen Höhe die Oberflächenrekombination nicht vernachlässigt werden darf. In Siliziumwellenleitern kommen daher vorzugsweise Messverfahren in Frage, bei denen die Propagationseigenschaften des durch FCA gestörten Modus direkt gemessen und ausgewertet werden. In [112] wurde eine weitere Methode publiziert, bei der multikristallines Silizium extern periodisch angeregt und dadurch freie Ladungsträger durch Ein-Photonen-Absorption erzeugt wurden. Das zeitgleich durch eine Infrarotkamera erfasste emittierte Licht konnte anschließend hinsichtlich der Ladungsträgerlebensdauer ausgewertet werden.

5.2. Abklingverhalten freier Ladungsträger

An dieser Stelle sollen die Mechanismen näher betrachtet werden, die zu einem Abklingen der Zahl freier Ladungsträger im Wellenleiter führen. Zum einen gehören dazu Vorgänge, die zu einer Generation bzw. Rekombination von Ladungsträgern durch Bandübergänge und damit zu einer Zu- bzw. Abnahme freier Ladungsträger im Material führen [113]. Weiterhin können Ladungsträger durch Drift- und Diffusionsströme aus dem Wellenleiter verschwinden, wobei Driftvorgänge ein elektrisches Feld voraussetzen. Im Wesentlichen wird von einer erhöhten

Rekombination an den Wellenleiterkanten durch Oberflächeneffekte ausgegangen, was zu einer Diffusion der Ladungsträger von der Wellenleitermitte zu den Randbereichen führt. Diese Oberflächenrekombination entsteht beispielsweise aufgrund freier Bindungen durch das abrupte Ende der Kristallstruktur oder durch Anlagerung von Fremdatomen.

Strahlender Band-zu-Band-Übergang

Unter strahlenden Band-Übergängen versteht man einen Übergang eines Elektrons zwischen Leitungs- und Valenzband unter Wechselwirkung mit Photonen. In *direkten* Halbleitern kann bei der Generation bzw. Rekombination eines freien Elektrons ein Photon emittiert bzw. absorbiert werden. Dagegen erfordert die Rekombination in *indirekten* Halbleitern wie Silizium aufgrund der unterschiedlichen Lage von Leitungsbandminimum und Valenzbandmaximum im k -Raum zur Einhaltung der Impulserhaltung zusätzlich die Wechselwirkung mit einem Phonon. Derartige Übergänge sind im Vergleich zu direkten Halbleitern wesentlich unwahrscheinlicher.

Auger-Rekombination

Auger-Rekombination bezeichnet den Übergang eines Elektrons vom Leitungs- in das Valenzband, bei dem die frei werdende Energie an ein drittes Teilchen übergeht [113]. Dieses dritte Teilchen ist entweder ein weiteres Elektron oder ein Loch. Die mit diesem Prozess verbundene Ladungsträgerlebensdauer τ_A verringert sich bei kleinen Ladungsträgerdichten.

Shockley-Read-Hall-Rekombination

Strahlende Bandübergänge und Auger-Rekombination sind unvermeidbare intrinsische Prozesse, die in einem Halbleiterkristall auftreten. Daneben gibt es die von Shockley, Read [114] und Hall [115] beschriebene extrinsische *Shockley-Read-Hall*-Rekombination (SRH), die durch Gitterfehler oder Verunreinigungen verursacht werden [113]. Derartige Störstellen treten vermehrt an der Silizium-Oberfläche auf, wodurch die Rekombination hier stark begünstigt wird und zu einem Ungleichgewicht der Ladungsträgerdichte im Material führt. Dies wiederum kann eine Diffusion der freien Ladungsträger zu den Wellenleiterkanten zur Folge haben.

Gesamtlebensdauer und Diffusion

Da sich die Rekombinationsraten der unterschiedlichen Prozesse additiv überlagern, berechnet sich die Gesamtlebensdauer τ_0 aufgrund der strahlenden Band-zu-Band-Übergänge (τ_B), der Auger-Rekombination (τ_A) und der SRH (τ_{SRH}) durch

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_A} + \frac{1}{\tau_{SRH}}. \quad (5.2)$$

Die mit diesen Rekombinationsprozessen verknüpfte gesamte Lebensdauer kann als Zeitkonstante eines exponentiellen Abklingens der Ladungsträger im Wellenleiter interpretiert wer-

den. Zusätzlich diffundieren die Ladungsträger aufgrund des Ungleichgewichtes zwischen den Ladungsträgerkonzentrationen an der Siliziumoberfläche und der Wellenleitermitte. Zusammengefasst beträgt die Änderung der Zahl freier Ladungsträger unter Berücksichtigung von Rekombination und Diffusion [116]

$$\frac{dN}{dt} = D' \frac{\delta^2 N}{\delta x^2} - \frac{N}{\tau_0} \quad (5.3)$$

mit der Diffusionskonstante D' , wobei lediglich die i.d.R. dominierende laterale Diffusion entlang der x -Achse berücksichtigt wird [116]. Auch wenn die Diffusion einen erheblichen Beitrag zum Abklingverhalten der Ladungsträger in Siliziumwellenleitern leistet, wird sie vielmals zusammen mit den Rekombinationsvorgängen in einer effektiven Ladungsträgerlebensdauer zusammengefasst, die ein exponentielles Abklingen beschreibt.

5.3. Pump-Proben-Experiment

Die wohl etablierteste Methode zur Messung der effektiven Ladungsträgerlebensdauer in Siliziumwellenleitern ist die Bestimmung der Abklingkonstante aus der zeitlich aufgelösten Messung der Absorption durch freie Ladungsträger, die durch einen starken Pumpimpuls hervorgerufen wird. Der Pumpimpuls, dessen Abklingzeit bzw. dessen zeitliche Breite hinreichend klein gegenüber der zu messenden Lebensdauer sein muss, wird hierzu zusammen mit einem Probensignal in einen Wellenleiter eingekoppelt und induziert durch TPA freie Ladungsträger. Alternativ können die Wellenleiter auch äußerlich mit den Pumpimpulsen bestrahlt werden [103], solange die Eindringtiefe im Bereich der Wellenleiterhöhe liegt. In diesem Fall kann eine kleinere Wellenlänge gewählt werden, so dass die Photonenenergie unterhalb des Bandabstandes bleibt und eine Ein-Photonen-Absorption stattfinden kann.

Nach dem Abklingen des Pumpimpulses rekombinieren die Ladungsträger bzw. diffundieren aus der Mitte des Wellenleiters in Richtung der Wellenleiterkanten. Während der Anwesenheit der freien Ladungsträger wird das Probensignal durch FCA gedämpft, wodurch das Abklingverhalten der freien Ladungsträger durch eine zeitlich aufgelöste Leistungsmessung des Probensignals bestimmt werden kann. Wird ein exponentielles Abklingverhalten der Ladungsträger angenommen, liefert die Zeitkonstante des Probensignalanstieges die effektive Ladungsträgerlebensdauer. Zur Verdeutlichung dieser Methode zeigt Abb. 5.1 schematisch die zeitliche Transmissionsmessung von Pump- und Probensignal.

Bei Eintreten des Pumpimpulses in den Wellenleiter wird das Probensignal durch (nicht-entartete) TPA gedämpft und bricht daher zunächst ein. Die durch den Pumpimpuls erzeugten freien Ladungsträger akkumulieren sich, während der Puls sich innerhalb des Wellenleiters befindet. Der damit verbundene Anstieg der Dämpfung bzw. der stetige Abfall des Probensignals ist ebenfalls in Abb. 5.1 zu erkennen. Nachdem der Puls den Wellenleiter verlassen hat, entfällt die Dämpfung durch TPA und das Probensignal steigt zunächst sprunghaft an. Die zu diesem

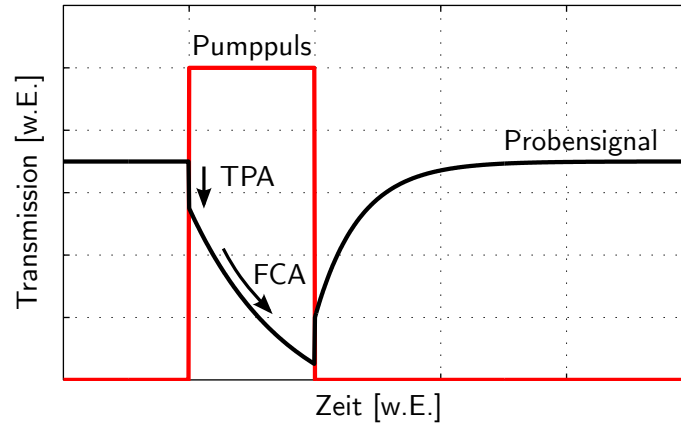


Abbildung 5.1.: Bestimmung der Ladungsträgerlebensdauer durch ein Pump-Proben-Experiment. Ein starker Pumpimpuls führt zu einer Dämpfung eines CW-Probensignals aufgrund von TPA und FCA. Nachdem der Pumpimpuls abgeklungen ist, verschwinden die Ladungsträger aufgrund von Rekombination und Diffusion aus dem Wellenleiter, was mit einer Zunahme des Probensignals einhergeht. Die Zeitkonstante des exponentiellen Probensignalanstieges entspricht der effektiven Ladungsträgerlebensdauer.

Zeitpunkt weiterhin vorhandenen freien Ladungsträger verschwinden allmählich durch Diffusion bzw. Rekombination aus dem Wellenleiter, wodurch das Probensignal bis zum erneuten Eintreffen eines Pumpimpulses entsprechend ansteigt. Unter der Annahme eines exponentiellen Abklingverhaltens (vgl. Gl. (2.7) und (2.5)) liefert die Zeitkonstante des gemessenen Probensignalanstieges die effektive Ladungsträgerlebensdauer.

5.3.1. Messaufbau

Abb. 5.2 zeigt den in dieser Arbeit verwendeten Aufbau zur Messung der Ladungsträgerlebensdauer [107]. Als Quelle für die Pumpimpulse dient ein passiv-modengekoppelter Erbiumfaserringlaser [117, 118], der eigens für dieses Experiment aufgebaut wurde. Die Pulse besitzen eine zeitliche Breite von ca. 100 fs und werden bei 10 mW mittlerer Leistung mit einer Wiederholrate von 45 MHz emittiert. Bei angenommener Gauß-Form beträgt damit die Spitzenleistung ca. 2.4 kW. Die spektrale Breite der Pulse ist ca. 100 nm bei einer Mittenwellenlänge von 1550 nm.

Die Dispersion einer Standardfaser würde aufgrund der enorm hohen Bandbreite der Pulse bereits nach 2 Metern auf eine Pulsbreite von 1.2 ps und damit zu einer deutlich geringeren Spitzenleistung führen. Aus diesem Grund wurde für das Experiment eine Freistrahlanordnung gewählt, in der das CW-Probensignal mit einer Wellenlänge von 1.3 μm und einer am Laser gemessenen Ausgangsleistung von 5 mW per Polarisationsmultiplex mit dem Pumpsignal kombiniert und in den Wellenleiter mit Hilfe eines Objektives eingekoppelt wird. Beide Signale werden ausgangsseitig durch ein WDM-Filter (*Wavelength-Division Multiplexer*) voneinander getrennt, wobei die Auswahl des Filters besondere Anforderungen an die spektrale

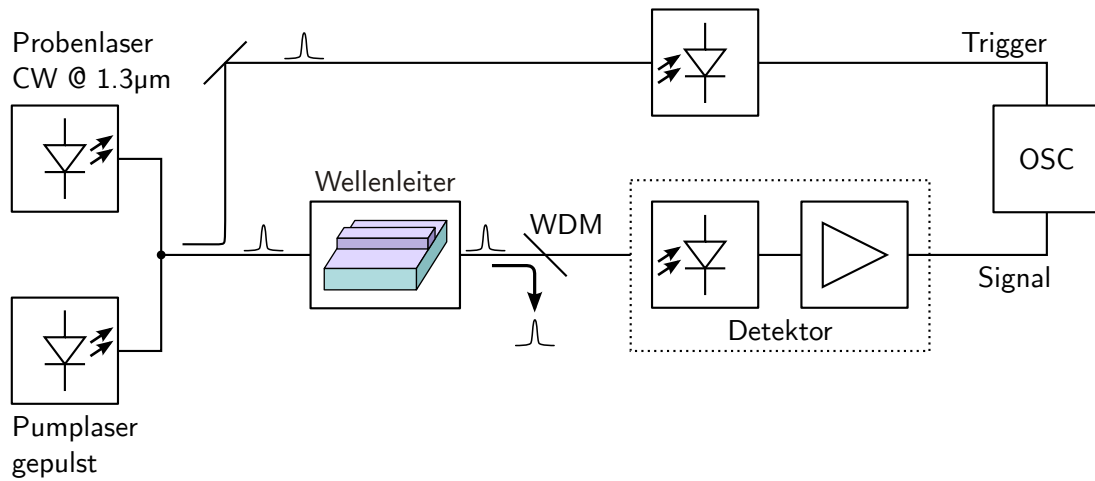


Abbildung 5.2.: Messaufbau zur Bestimmung der Ladungsträgerlebensdauer.

Breite stellt, die hier 100 nm beträgt und zwischen 1500 nm und 1600 nm liegt. Zur Detektion und Verstärkung des Probensignals wird ein 10 GHz-Detektor mit integrierter Verstärkereinheit und einer Konversionseffizienz von 900 V/W verwendet. Ein zweiter Detektor ohne Verstärkereinheit wandelt einen unmittelbar hinter dem Pumplaser abgezweigten Teil der Pumpulse zur Generierung eines Triggersignals für die anschließende Auswertung an einem Oszilloskop. Dieses besitzt ebenfalls eine Bandbreite von 10 GHz, wodurch die in Abb. 5.3 gezeigte Gesamt-systemantwort auf einen Pumpuls resultiert. Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Abstandes wird bei der Auswertung des schwachen Probensignals zunächst die Messung mehrfach wiederholt und anschließend am Oszilloskop gemittelt ($N = 100$).

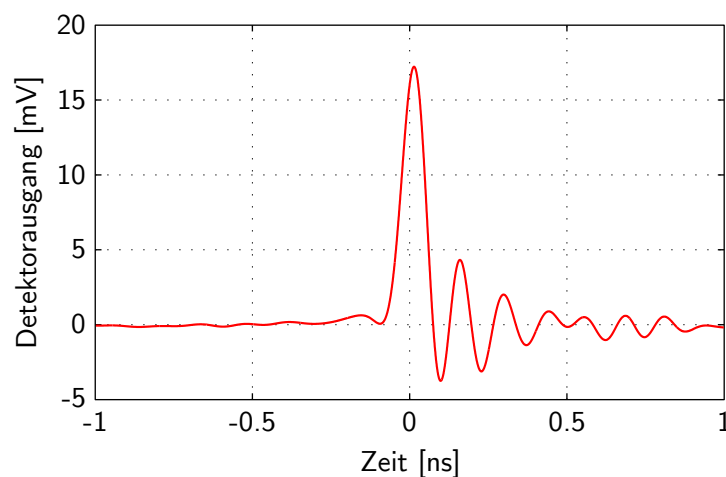


Abbildung 5.3.: Systemantwort des Detektionssystems auf einen Pumpuls.

5.3.2. Messergebnisse

Untersucht wurden Siliziumrippenwellenleiter unterschiedlicher Materialien, die in gleicher Prozessumgebung hergestellt wurden. Dazu wurden kristalline und amorphe Substrate im *Institut für Hochfrequenz- und Halbleiter-Systemtechnologien* in der Technischen Universität Berlin (TUB) prozessiert. Hergestellt wurden die amorphen Substrate im *Institut für Mikrosystemtechnik* an der Technischen Universität Hamburg-Harburg in einem PECVD-Verfahren [119]. Die Rippenbreite beträgt $W = 2.2\ \mu\text{m}$, die Höhe $H = 1.5\ \mu\text{m}$ und die Ätztiefe der Wellenleiter ist $h = 0.75\ \mu\text{m}$. Die Wellenleiter besitzen kein zusätzliches Cladding und wurden zur Verbesserung der Einkoppeleffizienz zu den Endflächen hin über eine Länge von $500\ \mu\text{m}$ auf eine Breite von $4\ \mu\text{m}$ aufgeweitet, wodurch sich Koppelverluste von 5 dB ergaben. Verlustmessungen führten auf Verluste von 1.4 dB/cm für die kristallinen bzw. 1.7 dB/cm für die amorphen Wellenleiter.

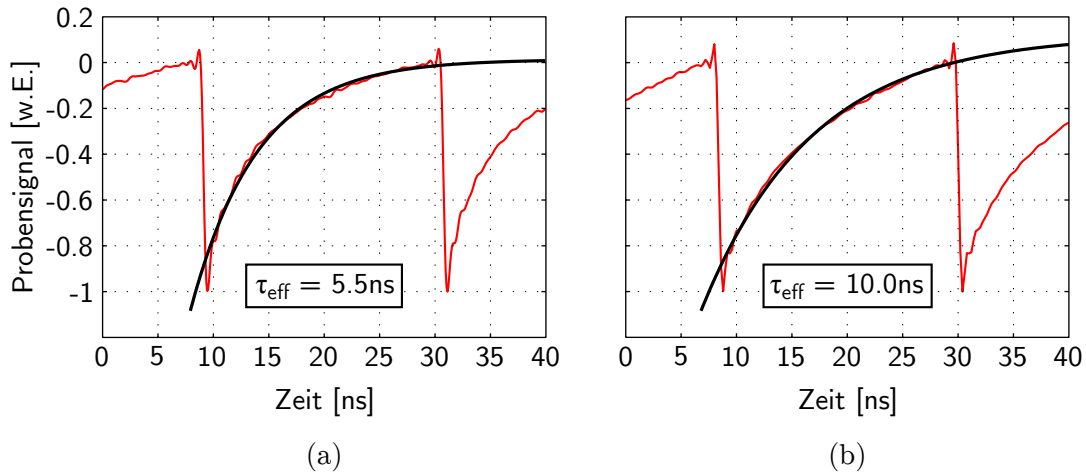


Abbildung 5.4.: Ladungsträgerlebensdauerermessung in Rippenwellenleitern aus kristallinem (a) bzw. amorphem Silizium (b) bei gleichen Dimensionen.

Die gemessenen Probensignale sind in Abb. 5.4 zusammen mit deren exponentiell angepassten Kurven dargestellt. Tritt ein Pumpimpuls in den Wellenleiter ein, erfolgt ein Einbruch des Probensignals aufgrund von TPA und FCA. Da die Breite des Pumpimpulses bei der gegebenen Messbandbreite nicht auflösbar ist, kann an dieser Stelle nicht zwischen TPA und FCA unterschieden werden. Der sich anschließende Anstieg des Probensignals ist jedoch ausschließlich auf einen Abfall der FCA zurückzuführen, der aus dem stetigen Schwund freier Ladungsträger aus dem Wellenleiter resultiert. Die Zeitkonstanten der angepassten Funktionen bzw. die effektiven Ladungsträgerlebensdauern betragen $\tau_{\text{eff}} = 5.5\ \text{ns}$ für das kristalline (Abb. 5.4(a)) und $\tau_{\text{eff}} = 10.0\ \text{ns}$ für das amorphe Material (Abb. 5.4(b)). Beide Werte liegen damit in der Größenordnung der aus der Literatur bekannten Werte [106].

Ein weiterer Vergleich der Ladungsträgerlebensdauer zweier Wellenleitertypen zeigt Abb. 5.5. Hier ist auf der linken Seite erneut der zuvor beschriebene und bei der TUB hergestellte kristal-

line Wellenleitertyp gezeigt. Der Rippenwellenleiter in Abb. 5.5(b) ($W = 2\text{ }\mu\text{m}$, $H = 1.4\text{ }\mu\text{m}$, $h = 0.5\text{ }\mu\text{m}$) dagegen wurde hergestellt beim IHP. Die Dämpfung beträgt 0.6 dB/cm und beide Wellenleiter haben identische Taperbereiche. Verglichen mit den bei der TUB hergestellten Wellenleitern besitzen die IHP-Proben mit $\tau_{\text{eff}} = 2.4\text{ ns}$ eine deutlich geringere Lebensdauer.

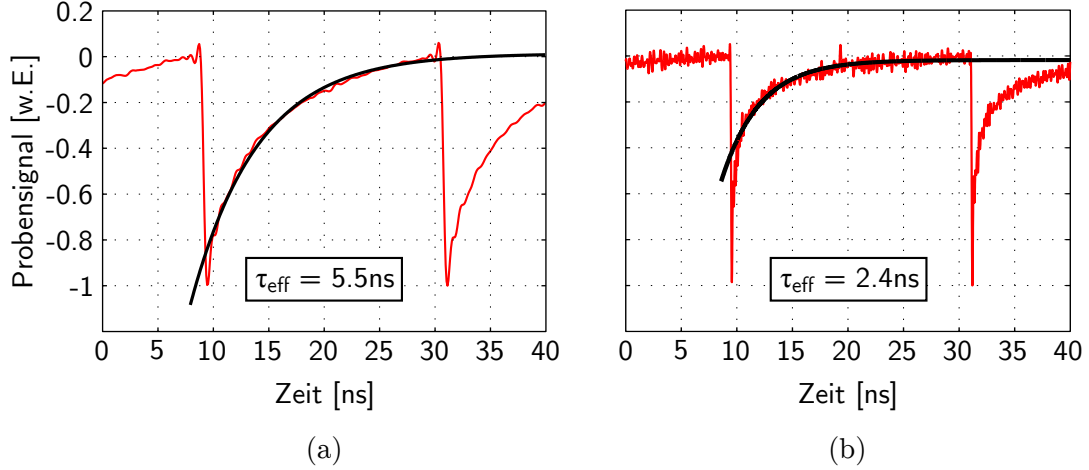


Abbildung 5.5.: Ladungsträgerlebensdauerermessung bei Silizium-Rippenwellenleitern unterschiedlicher Hersteller. (a) TUB. (b) IHP.

5.3.3. Interpretation der Messergebnisse

Bei dem hier vorgestellten Pump-Proben-Experiment wurde bislang ausschließlich die Zeitkonstante eines exponentiellen Anstieges des Probensignals zur Bestimmung der Ladungsträgerlebensdauer herangezogen. Dabei spielt es prinzipiell für die Untersuchung eines exponentiellen Abklingverhaltens keine Rolle, ob beim Auftreten eines Folgepulses noch freie Ladungsträger im Wellenleiter vorhanden sind (vgl. Abb. 5.4(b)), was bei kontinuierlich wiederkehrenden Pumpimpulsen zu einer Akkumulation von Ladungsträgern führen würde. Dieser Prozess wird in Abb. 5.6 verdeutlicht, wobei die unteren Kurven die durch Einzelpulse entstehende Anzahl freier Ladungsträger zeigen. Addiert man diese Ladungsträger, dann entsteht die Gesamtzahl freier Ladungsträger durch eine Folge periodisch wiederkehrender Pulse. Darunter ist gestrichelt dargestellt der durch diesen Effekt entstehende Offset N_{offs} .

Wird eine Breite $\ll \tau_{\text{eff}}$ der Pumpimpulse angenommen, die mit einer Pulsperiode T wiederkehren, dann führt Gl. (2.6) auf das zeitliche Verhalten der Ladungsträgerdichte

$$\begin{aligned} N(t) &= N_0 \exp(-t/\tau_{\text{eff}}) \sum_{m=0}^{\infty} \exp(-mT/\tau_{\text{eff}}) \\ &= \frac{N_0 \exp(-t/\tau_{\text{eff}})}{1 - \exp(-T/\tau_{\text{eff}})}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Dabei ist N_0 die Zahl der Ladungsträger, die durch einen einzelnen Puls generiert wurden und

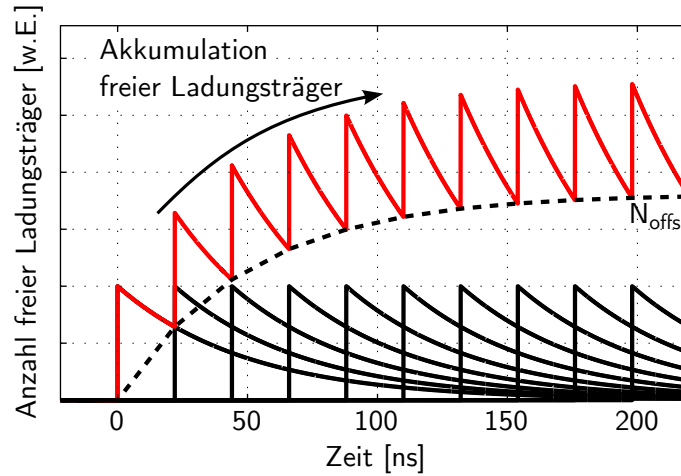


Abbildung 5.6.: Anzahl freier Ladungsträger nach einer Folge periodisch wiederkehrender Pulse (obere Kurve). Die durch Einzelpulse entstehenden freien Ladungsträger (untere Kurven) akkumulieren sich, wodurch ein Offset entsteht (gestrichelte Kurve).

τ_{eff} die effektive Ladungsträgerlebensdauer.

Gl. (5.4) liefert den oben beschriebenen Offset N_{offs} für eine unendliche Anzahl von Pump-pulsen:

$$N_{\text{offs}} = \frac{N_0 \exp(-T/\tau_{\text{eff}})}{1 - \exp(-T/\tau_{\text{eff}})}. \quad (5.5)$$

Bezogen auf die durch einen Einzelpuls erzeugten freien Ladungsträger ergibt sich daraus ein relativer Offset

$$N_{\text{rel}} = \frac{N_{\text{offs}}}{N_0}. \quad (5.6)$$

Abb. 5.7 zeigt diesen relativen Offset für die aus dem vorliegenden Experiment gegebene Puls-Periode von $T = 22$ ns. Hier kann z.B. bei der gemessenen Lebensdauer von $\tau_{\text{eff}} = 10$ ns für das amorphe Material (Abb. 5.4(b)) ein relativer Offset von ca. 0.1 abgelesen werden.

Zur Darstellung dieses Offsets zeigt Abb. 5.8 das in Abb. 5.4(b) dargestellte Messergebnis erneut, jedoch hier mit den gemessenen absoluten Leistungspegeln. Im Gegensatz zu dem berechneten Wert von 0.1 kann ein relativer Offset von 5 abgelesen werden. Das vorliegende Abklingverhalten kann demnach nicht durch einen einzelnen exponentiellen Prozess beschrieben werden. Vielmehr lassen die gemessenen Kurven vermuten, dass neben dem “schnellen” direkt gemessenen Abklingvorgang mit einer Lebensdauer von 10 ns ein weiterer “langsamer” Prozess zu der in Abb. 5.8 gezeigten Akkumulation freier Ladungsträger führt. Die Anzahl der mit diesem zweiten Prozess verknüpften Ladungsträger kann sehr gering sein, solange diese hinreichend lange im Wellenleiter verweilen, d.h. solange die Ladungsträgerlebensdauer des zweiten Vorganges entsprechend groß ist. Das in Gl. (2.6) verwendete Modell wird daher um einen Term erweitert, der einen derartigen langsamen Abfall freier Ladungsträger berücksichtigt [120]. Für

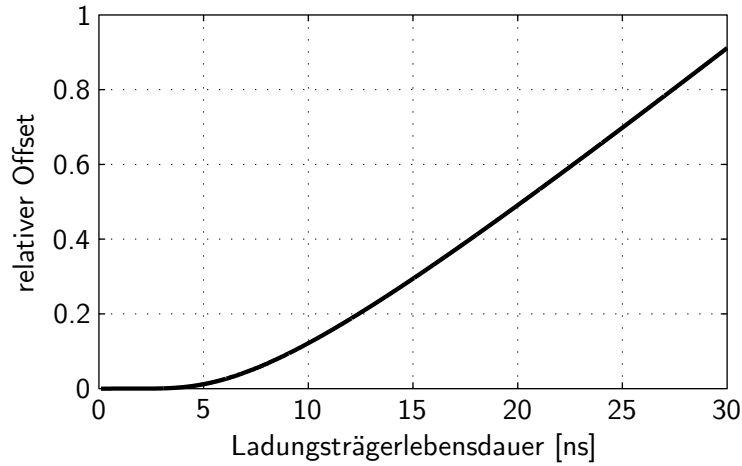


Abbildung 5.7.: Relativer Offset für die aus dem Experiment gegebene Pulsperiode von $T = 22 \text{ ns}$ über τ_{eff} . Für die gemessene Ladungsträgerlebensdauer von $\tau_{\text{eff}} = 10 \text{ ns}$ beträgt der Offset ca. 0.1.

das Abklingen der freien Ladungsträger im Wellenleiter ist eine Vielzahl physikalischer Prozesse verantwortlich (vgl. Kap. 5.2). Zur Erweiterung des bisher angewendeten Modells wurde für die folgende Betrachtung keiner dieser Vorgänge explizit eingebunden. Es wurde vielmehr ein phänomenologischer Ansatz gewählt, in dem Gl. (2.6) um einen zweiten exponentiellen Prozess erweitert wurde [120].

Es wird angenommen, dass die Anzahl der freien Ladungsträger $N(t)$ die Antwort auf die quadratische Eingangsleistung $Q(t) = P^2(t)$ in einem linearen zeitinvarianten System mit der Impulsantwort $h(t)$ ist:

$$N(t) = h(t) * Q(t). \quad (5.7)$$

Wird zu der (schnellen) Abklingfunktion mit der Zeitkonstanten τ_s und der Amplitude A_s wie beschrieben eine weitere (langsame) exponentielle Funktion mit τ_l und A_l angenommen, so kann die Impulsantwort ausgedrückt werden durch

$$\begin{aligned} h(-\infty < t < 0) &= 0 \\ h(0 < t < \infty) &= A_s \exp(-t/\tau_s) + A_l \exp(-t/\tau_l). \end{aligned} \quad (5.8)$$

Die vier Parameter A_s , A_l , τ_s und τ_l liefern eine verbesserte Beschreibung des vorliegenden Systems. Im Frequenzbereich wird Gl. (5.7) zu

$$\tilde{N}(\omega) = \tilde{H}(\omega) \cdot \tilde{Q}(\omega), \quad (5.9)$$

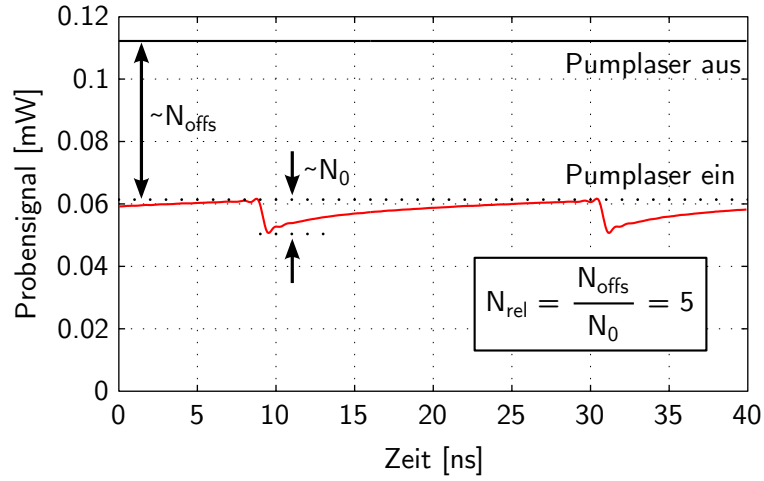


Abbildung 5.8.: FCA des Probensignals in einem amorphen Rippenwellenleiter bei absoluten Leistungspegeln.

mit der Übertragungsfunktion $H(\omega)$ als Fouriertransformierte der Systemantwort $h(t)$

$$\begin{aligned}\tilde{H}(\omega) &= \frac{A_s \tau_s}{1 + i\omega \tau_s} + \frac{A_l \tau_l}{1 + i\omega \tau_l} \\ &= \frac{A_s \tau_s + A_l \tau_l + i\omega \tau_s \tau_l (A_s + A_l)}{1 + i\omega(\tau_s + \tau_l) - \omega^2 \tau_s \tau_l}.\end{aligned}\quad (5.10)$$

Dieses Modell führt auf die Anzahl freier Ladungsträger im CW-Betrieb $N_{CW} = \tilde{N}(0)$

$$\begin{aligned}N_{CW} &= (A_l \tau_l + A_s \tau_s) \tilde{Q}(0) \\ &= (A_l \tau_l + A_s \tau_s) P_{CW}^2.\end{aligned}\quad (5.11)$$

Für die Gesamtzahl $N(t)$ freier Ladungsträger wird die Summe der Anteile angenommen, die aus den beiden Einzelprozessen $N_s(t)$ und $N_l(t)$ hervorgehen würde, also

$$N(t) = N_s(t) + N_l(t). \quad (5.12)$$

Als Lösung des in Gl. (5.10) beschriebenen Systems folgt für die Einzelanteile

$$\begin{aligned}N_s(t) &= A_s \exp(-t/\tau_s) \int_{-\infty}^t Q(t') \exp(t'/\tau_s) dt' \\ N_l(t) &= A_l \exp(-t/\tau_l) \int_{-\infty}^t Q(t') \exp(t'/\tau_l) dt'.\end{aligned}\quad (5.13)$$

Aus diesen Gleichungen folgt für einen Eingangspuls mit der Spitzenleistung P_0 und der Breite

$$\Delta t \ll \tau_s, \tau_l$$

$$\begin{aligned} N_s(t) &= A_s P_0^2 \Delta t \exp(-t/\tau_s) \\ N_l(t) &= A_l P_0^2 \Delta t \exp(-t/\tau_l) \end{aligned} \quad (5.14)$$

bzw. für eine unendliche Anzahl solcher Pulse mit der Periode T

$$\begin{aligned} N_s(t) &= \frac{A_s P_0^2 \Delta t \exp(-t/\tau_s)}{1 - \exp(-T/\tau_s)} \\ N_l(t) &= \frac{A_l P_0^2 \Delta t \exp(-t/\tau_l)}{1 - \exp(-T/\tau_l)}. \end{aligned} \quad (5.15)$$

Für die gezeigten Messungen gilt $\tau_s \ll T \ll \tau_l$, wodurch Gl. (5.15) vereinfacht werden kann zu

$$N_s(t) = N_0 \exp(-t/\tau_s) \quad (5.16)$$

$$N_l(t) = N_{\text{offs}} \exp(-t/\tau_l), \quad (5.17)$$

wobei eine Sprungtiefe N_0 und der CW-offset N_{offs} eingeführt wurden mit

$$N_0 = N_s(t = 0+) = A_s P_0^2 \Delta t \quad (5.18)$$

und

$$N_{\text{offs}} = N_l(0 < t < T) = \frac{\tau_l}{T} A_l P_0^2 \Delta t. \quad (5.19)$$

Diese Größen können aus den in Abb. 5.8 gezeigten Messergebnissen abgelesen werden. Aus den Gln. (5.18)–(5.19) folgt dann für die Amplituden A_l bzw. A_s

$$A_s = \frac{N_0}{P_0^2 \Delta t} \text{ und } A_l = \frac{T N_{\text{offs}}}{\tau_l P_0^2 \Delta t}. \quad (5.20)$$

Die Zahl der freien Ladungsträger im CW-Betrieb (vgl. Gl. (5.11)) kann also ausgedrückt werden als Funktion der gemessenen Größen N_0 und N_{offs} :

$$\begin{aligned} N_{\text{CW}} &= (A_s \tau_s + A_l \tau_l) Q_{\text{CW}} = (A_s \tau_s + A_l \tau_l) P_{\text{CW}}^2 \\ &= \frac{\tau_l N_0 + T N_{\text{offs}}}{\Delta t} \cdot \frac{P_{\text{CW}}^2}{P_0^2}. \end{aligned} \quad (5.21)$$

Aus Gl. (5.21) folgt, dass die CW-FCA durch den langsamen Prozess (auch bei kleinen Amplituden A_s) bestimmt wird, wenn

$$N_{\text{offs}} > \frac{\tau_s N_0}{T}. \quad (5.22)$$

Verglichen mit dem schnellen Vorgang kann die Zahl der langlebigen Ladungsträger zwar sehr gering sein, sie können sich jedoch bei genügend langer Dauer τ_l entsprechend akkumulieren

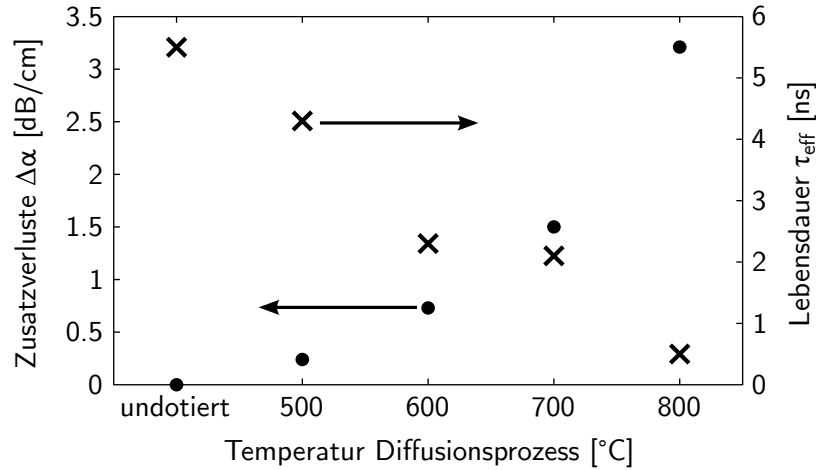


Abbildung 5.9.: Lineare Wellenleiterverluste und Ladungsträgerlebensdauer nach Gold-Dotierung bei unterschiedlichen Parametern für den Heizprozess der Dotierung. Eine hohe Goldkonzentration bei entsprechend langen Diffusionszeiten und hohen Temperaturen geht einher mit einer erhöhten Dämpfung und einer verringerten Ladungsträgerlebensdauer.

und zu einer starken CW-FCA führen. Wenn (5.22) erfüllt ist, kann also ein Pump-Proben-Experiment mit dem in (2.6)-(2.7) verwendeten Modell nicht zur Bestimmung der CW-FCA herangezogen werden. Als Beispiel diene die vorliegende Messung (Abb. 5.8), für die (5.22) klar erfüllt ist. D.h., hier wird die CW-FCA bestimmt durch den langsamen Prozess, denn es gilt $N_{\text{offs}}/N_0 \approx 5 \gg \tau_1/T \approx 0.5$ [120].

5.4. Verringerung der Lebensdauer durch Gold-Dotierung

Wie bereits diskutiert wurde, sind zur Realisierung zahlreicher Anwendungen Wellenleiter mit kurzen Ladungsträgerlebensdauern notwendig. Aus diesem Grund gibt es intensive Bestrebungen, die Lebensdauern in Siliziumwellenleitern zu verringern. Prinzipiell lassen sich dabei zwei Herangehensweisen unterscheiden: Zum einen kann entlang des Wellenleiters eine *p-i-n*-Struktur prozessiert werden, wobei der Wellenleiter die intrinsische Zone darstellt [121]. Werden die *p*- bzw. *n*-Bereiche entsprechend kontaktiert und ein elektrisches Feld durch eine in Sperrrichtung angelegte Spannung erzeugt, bewirkt dieses Feld ein Driften der Ladungsträger aus dem Wellenleiter heraus und damit eine Verringerung der Ladungsträgerlebensdauer [121]. Die zweite Möglichkeit liegt in der Dotierung bzw. dem Einbringen von Fremdatomen wie Helium [122], Argon [105], Sauerstoff [40, 102] oder Silizium-Ionen [123] zur Erzeugen von Gitterdefekten. Ebenfalls geeignet ist die Dotierung mit Gold [107], wie in diesem Abschnitt gezeigt wird. Die erfolgreiche Verwendung von Gold zur Verringerung der Lebensdauer von Minoritätsladungsträgern wurde bereits in zahlreichen Anwendungen demonstriert. So wird die Dotierung mit Gold beispielsweise zur Erhöhung der Schaltzeiten bei hohen Lasten in sog.

Fast-Recovery Epitaxial Diode-Dioden (FRED) oder *High-Power-Gate*-Schaltern (GCS) durchgeführt [124, 125].

Wellenleiter und Dotierung

Um die Veränderung der Wellenleitereigenschaften aufgrund der Dotierung mit Gold zu demonstrieren, wurden erneut die bereits in Kap. 5.3 vermessenen kristallinen Rippenwellenleiter von der TUB herangezogen. Zur effizienten Einkopplung waren alle Wellenleiter mit Taper-Strukturen und einer antireflexiven Schicht an den Stirnseiten versehen. Zur Kopplung wurde auch hier ein Freistrahlaufbau mit Objektiven verwendet.

Die Dotierung der Wellenleiter erfolgte durch Aufschleudern einer Goldlösung mit anschließendem Heizprozess der Proben. Die Konzentration der im Silizium befindlichen Goldatome wurde dabei durch die Heizzeit und -temperatur eingestellt. Dabei wurde die Temperatur zwischen 500°C und 800°C bei Zeiten von 10 bzw. 20 Minuten variiert. Der damit verbundene unterschiedliche Diffusionsfluss der Goldatome verursacht für die jeweiligen Prozessparameter unterschiedliche Gold-Konzentrationen im Silizium.

Wellenleitereigenschaften nach Au-Dotierung

Neben der Veränderung der Ladungsträgerlebensdauer wurden zusätzlich die Wellenleiterverluste vor bzw. nach der Gold-Dotierung vermessen. Die Dämpfung im undotierten Zustand beträgt 1.3 dB/cm . Abb. 5.9 zeigt die Veränderung der Wellenleiterdämpfung bei unterschiedlichen Dotierungs-Prozessparametern, wobei die höchste Zusatzdämpfung bei 20 Minuten und 800°C abgelesen werden kann.

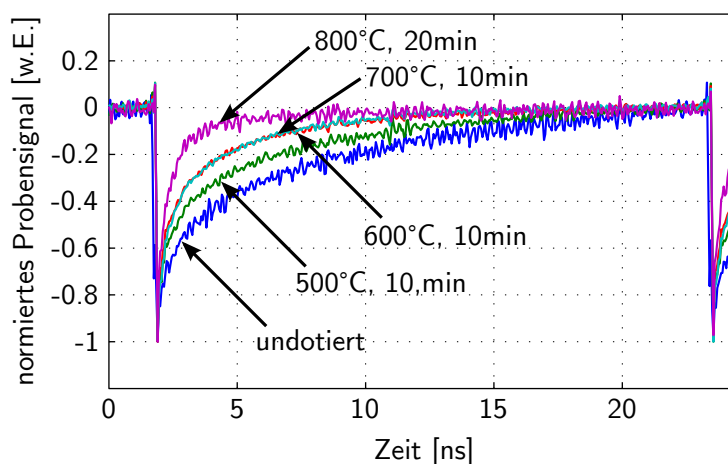


Abbildung 5.10.: Ladungsträgerlebensdauer in Rippenwellenleitern bei unterschiedlichen Heizparametern zur Gold-Dotierung. Größere Temperaturen und Zeiten führen zu einem schnelleren Anstieg des Probensignals bzw. zu einer geringeren Lebensdauer durch eine größere Gold-Konzentration im Silizium.

Tabelle 5.1.: Ladungsträgerlebensdauer und lineare Wellenleiterverluste für Gold-dotierte Wellenleiter bei unterschiedlichen Diffusionsprozessparametern.

Diffusionsparam.	Lebensdauer	Verluste	
	τ [ns]	$\alpha = \alpha_0 + \Delta\alpha$ [cm ⁻¹]	$\tau \cdot \alpha$ [ns · cm ⁻¹]
undotiert	5.5	0.3 + 0.0	1.7
500° C, 10 min	4.3	0.3 + 0.1	1.7
600° C, 10 min	2.3	0.3 + 0.2	1.2
700° C, 10 min	2.1	0.4 + 0.4	1.7
800° C, 20 min	0.5	0.3 + 0.8	0.6

Die Messung der Ladungsträgerlebensdauer erfolgte erneut mit dem in Kap. 5.3.1 vorgestellten Aufbau. Um auch hier die durch die Dotierung hervorgerufenen Veränderungen zu erfassen, wurde die Lebensdauer vor der Prozessierung für alle Proben gemessen und betrug im Mittel 5.5 ns. Die Abweichung zwischen den Wellenleitern der unterschiedlichen undotierten Proben betrug 9 %. Abb. 5.10 zeigt die Ergebnisse der Lebensdauerermessungen nach den Dotierungen für alle eingestellten Heizparameter zusammen mit einer Messung im undotierten Fall. Gut zu erkennen ist hier der schnellere Anstieg des Probensignals für große Temperaturen und Zeiten, also mit einer höheren Gold-Konzentration im Wellenleiter. Die effektiven Ladungsträgerlebensdauern wurden auch hier durch exponentielle Regression ermittelt und sind für alle Messungen zusammen mit der zuvor bestimmten Änderung der linearen Wellenleiterdämpfung in Abb. 5.9 gezeigt.

Zusammengefasst sind die Ergebnisse der Untersuchungen in Tab. 5.1. Für Raman-basierte Anwendungen ist eine entscheidende Größe das Produkt von Dämpfung und Lebensdauer [21], das ebenfalls in Tab. 5.1 abzulesen ist und sich bei der hier maximal erreichten Gold-Konzentration um den Faktor 3 verringert [107].

6. Raman-Effekt

6.1. Einleitung

Auch wenn die Forschung und Entwicklung in der SOI-Technologie in den vergangenen Jahren eine Vielzahl von Komponenten für die optische Telekommunikation hervorgebracht hat, gibt es weiterhin keine zufriedenstellende Lösung für eine effiziente Verstärkung bzw. Lichterzeugung auf diesem Gebiet. Silizium als indirekter Halbleiter besitzt keine strahlenden Bandübergänge, weshalb die Untersuchung und Verwendung alternativer Methoden notwendig wurde. Ein Ansatz ist die Nutzung einer aktiven III-V-Halbleiterschicht, die in einer “Sandwich”-Struktur mit dem SOI-Wafer verbunden wird [19, 20]. Das aktive Material wird dann entweder optisch [19] durch eine zusätzliche Pumpquelle oder elektrisch [20] angeregt. Auf diese Weise konnte in verschiedenen Arbeiten Verstärkung erreicht und Laser realisiert werden. Zwar hat dieser Ansatz bislang zahlreiche Komponenten hervorgebracht. Die Herstellung einer derartigen Struktur bringt jedoch einen enormen technologischen Aufwand mit sich und ist zudem nicht mit der verwendeten CMOS-Technologie kompatibel. Somit verbietet diese Methode eine kostengünstige Herstellung bei großem Durchsatz.

Eine vielversprechende Alternative zur Herstellung von Verstärkern und Lasern in SOI-Technologie ist die Verwendung der stimulierten Raman-Streuung [17, 18, 126], die in Silizium erstmals in [36, 127] experimentell gezeigt wurde. Vorteilhaft ist hier besonders die Tatsache, dass eine Raman-Verstärkerstruktur keinen zusätzlichen technologischen Aufwand erfordert und lediglich aus dem Wellenleiter selbst besteht. Das Silizium wird hier optisch durch einen Pumpplaser angeregt, was zu stimulierter Emission bei einer materialabhängig zur Frequenz des Pumpphotons verschobenen Frequenz führt [34]. Ein weiterer Vorteil ist die quasi freie Wahl der Pump- und damit der Signalwellenlänge innerhalb des in Silizium transparenten Bereiches ($1.1 \dots 5 \mu\text{m}$), so dass neben den für die Kommunikationstechnik relevanten S-/C-/L-Bändern auch der mittlere Infrarotbereich abgedeckt werden kann. Limitierend auf die Raman-Verstärkung bzw. generell bei hohen Leistungsdichten in Silizium ist der nichtlinear mit der Leistung stattfindende Prozess der TPA, sowie die damit einhergehende FCA (vgl. Kap. 2.3). Diese Prozesse führen zu einer Limitierung der maximal möglichen Raman-Verstärkung in Siliziumwellenleitern [21].

Die Raman-Streuung eignet sich neben der Realisierung von Lasern und Verstärkern weiterhin zur Herstellung nichtreziproker Komponenten. Das nichtreziproke Verhalten der Raman-Streuung wurde in [128] theoretisch begründet und kann Grundlage zur Herstellung von Kom-

ponenten wie Isolatoren [129], Duplexern [130] oder unidirektionalen Ringlasern [131] sein. Es wurde gezeigt, dass diese Nichtreziprozität sowohl von der Geometrie als auch von der Richtung der Wellenleiter zur kristallografischen Orientierung abhängt [128].

In diesem Kapitel wird zunächst in Abschnitt 6.2 das Prinzip von spontaner sowie stimulierter Raman-Streuung in Siliziumwellenleitern beschrieben. Für die stimulierte Raman-Streuung wird zudem die Ausbreitung von Pump- und Stokeslicht unter Berücksichtigung der linearen Verluste, TPA und FCA behandelt. Anschließend werden Messungen zur spontanen (Kap. 6.3.1) sowie stimulierten (Kap. 6.3.2) Raman-Streuung in Rippen- und Streifenwellenleitern vorgestellt [58, 132]. Weiterhin führt das in Kap. 6.3.3 demonstrierte Experiment auf einen Nachweis der Existenz der Raman-Nichtreziprozität und zeigt zudem deren Abhängigkeit von der Wellenleiterorientierung zur kristallografischen Struktur.

6.2. Theorie

6.2.1. Spontane Raman-Streuung

Die spontane Raman-Streuung (SpRS) oder auch Stokes-Streuung ist ein nichtlinearer Prozess, bei dem ein Material durch ein Pump-Photon entweder unter Aussendung eines Stokes-Photons von einem energetischen Grundzustand in einen angeregten Vibrationszustand versetzt wird (Stokes-Streuung) oder in einem bereits derart angeregten Zustand zurück in den Ausgangszustand fällt (Anti-Stokes-Streuung) [34]. Letzteres geschieht ebenfalls unter Aussendung eines Photons, das Anti-Stokes-Photon genannt wird. Der Mechanismus der SpRS ist in Abb. 6.1 illustriert. Die Energie eines Stokes-Photons ist kleiner als die eines Pump-Photons ($h\nu_s < h\nu_p$), die eines Anti-Stokes-Photons größer ($h\nu_{as} > h\nu_p$). Da die Anti-Stokes-Streuung im Vergleich zur Stokes-Streuung wesentlich unwahrscheinlicher ist, wird diese i.d.R. bei der Modellierung von Raman-basierten Verstärkungsprozessen vernachlässigt.

6.2.2. Stimulierte Raman-Streuung

Stimulierte Raman-Streuung (SRS) tritt bei Eintreten eines Photons in ein bereits auf ein (virtuelles) Energieniveau angeregtes Atom bzw. Molekül auf. Unter der Emission eines Photons findet eine Relaxation in einen angeregten Vibrationszustand statt. Dieses zweite Photon besitzt gleiche Frequenz, Phase und Richtung des eintreffenden, so dass dieser Prozess zur Generierung von kohärenten Lichtstrahlen verwendet werden kann. Die der stimulierten Emission vorangegangene Anregung des Materials geschieht analog zur SpRS durch Absorption eines Pump-Photons. Die Wahrscheinlichkeit der Energieübertragung von Pump- zu Stokes-Photon ist bei einer bestimmten materialspezifischen Vibrationsfrequenz am höchsten. Für Silizium beträgt diese Frequenz 15.6 THz [133], wodurch sich beispielsweise eine Pumpwellenlänge von 1434 nm für ein zu verstärkendes Stokes-Signal bei 1550 nm ergibt.

Unter Berücksichtigung von linearen Verlusten, SRS, TPA und FCA kann die Änderung

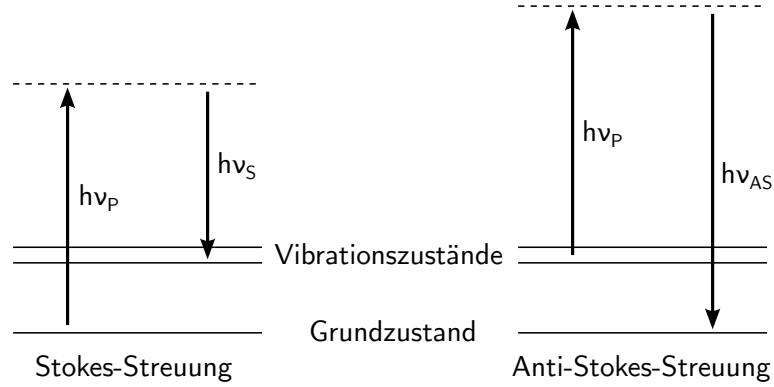


Abbildung 6.1.: Spontane Raman-Streuung. Bei der Stokes-Streuung wird ein Pump-Photon mit der Energie $h\nu_p$ absorbiert und regt ein Material auf ein virtuelles Energieniveau an. Unter Aussendung eines Stokes-Photons mit der Energie $h\nu_s$ geht das Material über in einen angeregten Vibrationszustand (links). Dagegen wird bei der Anti-Stokes-Streuung das Material durch Absorption eines Pumpphotons mit der Energie $h\nu_p$ von einem Vibrationszustand auf ein virtuelles Energieniveau gehoben. Anschließend findet unter Aussendung eines Anti-Stokes-Photons mit der Energie $h\nu_{as}$ eine Relaxation in den Grundzustand statt (rechts).

von Pump- (P_p) und Stokesleistung (P_s) in Vorwärts- (+) bzw. Rückwärtsrichtung (−) im CW-Betrieb ausgedrückt werden durch die Differentialgleichungen [34]

$$\begin{aligned} \pm \frac{1}{P_p^\pm} \frac{dP_p^\pm}{dz} = & -\alpha_p - \frac{\lambda_s}{\lambda_p} g \left(\frac{P_s^\pm}{A_{s+,p+}^{\text{Raman}}} + \frac{P_{s\mp}}{A_{s+p-}^{\text{Raman}}} \right) \\ & - \beta \frac{P_p^\pm + 2P_p^\mp}{A_{pp}^{\text{TPA}}} - \frac{\lambda_s}{\lambda_p} \beta \frac{2P_s^+ + 2P_s^-}{A_{sp}^{\text{TPA}}} - \eta_p \bar{\varphi} \lambda_p^2 \bar{N} \end{aligned} \quad (6.1)$$

und

$$\begin{aligned} \pm \frac{1}{P_s^\pm} \frac{dP_s^\pm}{dz} = & -\alpha_s + g \left(\frac{P_p^\pm}{A_{s+,p+}^{\text{Raman}}} + \frac{P_{p\mp}}{A_{s+p-}^{\text{Raman}}} \right) \\ & - \beta \frac{P_s^\pm + 2P_s^\mp}{A_{ss}^{\text{TPA}}} - \beta \frac{2P_p^+ + 2P_p^-}{A_{sp}^{\text{TPA}}} - \eta_s \bar{\varphi} \lambda_s^2 \bar{N}. \end{aligned} \quad (6.2)$$

Hier berücksichtigen α_p und α_s die linearen Ausbreitungsverluste und die zweiten Terme die Änderung aufgrund von SRS, wobei die Pumpleistung ab- und die Stokesleistung zunimmt. Hier sind λ_p und λ_s die Wellenlängen von Pump- und Stokes-Licht und g ein materialabhängiger Verstärkungskoeffizient. Der Einfluss der Wellenleitergeometrie auf die Verstärkung wird durch die effektiven Raman-Führungsflächen A^{Raman} einbezogen. Mit den wellenlängenabhängigen TPA-Koeffizienten β_{pp} , β_{ss} und β_{sp} berücksichtigen der dritte Term entartete TPA und der vierte nicht-entartete. Unter entarteter TPA versteht man die Absorption zweier Photonen glei-

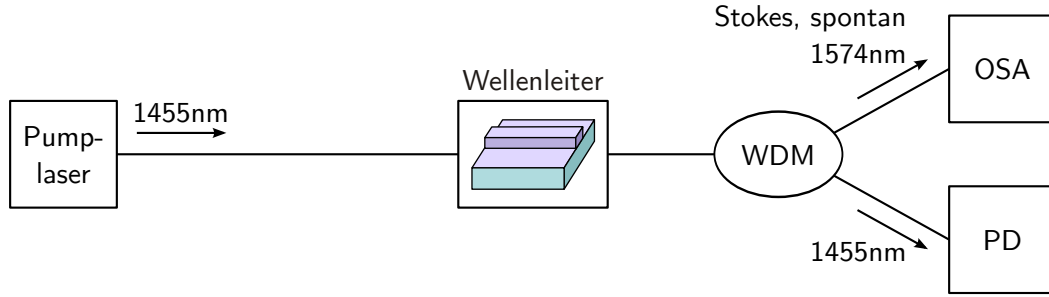


Abbildung 6.2.: Aufbau zur Messung der SpRS. Das von der linken Wellenleiterseite injizierte Pumplicht verursacht Raman-Streuung, die mit einem optischen Spektralanalysator (OSA) erfasst wird. Ein zusätzlicher Photodetektor (PD) dient der Messung des verbliebenen, transmittierten Pumplichtes und damit zur Kontrolle dessen Einkopplung.

cher Energie, bei nicht-entarteter TPA unterscheiden sich die Energien der beiden absorbierten Photonen. In den Gln. (6.1) und (6.2) entspricht dies einer Absorption eines Pump-Photons zusammen mit einem Stokes-Photon. Schließlich wird die FCA im fünften Term einbezogen mit der Anzahl freier Ladungsträger $\bar{N}$ im CW-Betrieb, der FCA-Effizienz $\bar{\varphi}$ und einem Füllfaktor $\eta_{p,s}$, der die Feldverteilung des Modus im Silizium bzw. im umgebenden Material berücksichtigt.

Unter der Annahme, dass die Stokes-Leistung im Vergleich zur Pumpleistung sehr gering ist, können in Gl. (6.1) die nicht-entartete und in (6.2) die entartete TPA vernachlässigt werden. Weiterhin lassen sich die verbleibenden TPA-Koeffizienten durch das geometrische Mittel $\beta = (\beta_{pp} + \beta_{sp})/2$ ersetzen. Außerdem ist für die Modellierung einer Vielzahl von Raman-basierten Anwendungen in SOI-Technologie die Gleichsetzung der Raman- mit der TPA-Führungsfläche möglich [34].

6.3. Messergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Messungen von Raman-Streuung in Siliziumwellenleitern vorgestellt. Dazu werden zunächst Rippenwellenleiter mit einer starken Pumpquelle angeregt, was zu SpRS (Kap. 6.3.1) führt. Anschließend wird in Kap. 6.3.2 ein Probensignal bei der Stokes-Wellenlänge zusammen mit dem Pumpsignal in den Wellenleiter injiziert und ausgangsseitig die SRS spektral aufgelöst analysiert. Durch die beidseitige Messung und Auswertung der spontanen Raman-Streuung in einem Siliziumstreifenwellenleiter wird in Kap. 6.3.3 das nichtreziproke Verhalten der Raman-Streuung nachgewiesen.

6.3.1. Spontane Ramanstreuung

Die Messung der SpRS wurde hier an Rippenwellenleitern durchgeführt, die eine Breite von $1.4\,\mu\text{m}$ und eine Höhe von $1\,\mu\text{m}$ haben. Die Ätztiefe beträgt $0.75\,\mu\text{m}$, die Länge $15\,\text{cm}$. Zur

Verbesserung der Einkoppleffizienz sind die Wellenleiter über eine Länge von 500 μm linear bis zu den Stirnseiten auf eine Breite von 4 μm aufgeweitet. Weiterhin sind die Stirnflächen mit einer Antireflexschicht versehen. Dämpfungsmessungen ergaben lineare Ausbreitungsverluste von 0.2 dB/cm.

Der Messaufbau ist schematisch in Abb. 6.2 dargestellt. Von der linken Wellenleiterseite wird das Pumplicht mit einer Wellenlänge von $\lambda_p = 1455 \text{ nm}$ und nominell am Pumplaser eingestellten Leistungen zwischen 19 und 31 dBm eingekoppelt. Die Raman-Verschiebung in Silizium führt bei der gegebenen Pumpwellenlänge folglich zu einem Stokes-Signal bei $\lambda_s = 1574 \text{ nm}$. Ein entsprechender ausgangsseitiger WDM trennt das verbliebene Pumplicht vom Stokes-Signal, das durch einen optischen Spektrumanalysator (OSA) erfasst und ausgewertet wird. Abb. 6.3 zeigt die SpRS für nominelle Pumpleistungen zwischen 19 und 31 dBm. Das Maximum der Raman-Streuung bei $\lambda_s = 1574 \text{ nm}$ steigt bei Verdopplung der Pumpleistung bis 22 bzw. 25 dBm ebenfalls um jeweils 3 dB. Bei weiterer Erhöhung der Eingangsleistung steigt das Maximum des Stokes-Signals nicht mehr proportional mit der Pumpleistung. Grund dafür ist zum einen die spektrale Verbreiterung des Pumplasers, wodurch sich das Stokes-Signal ebenfalls verbreitert. Weiterhin steigt die Dämpfung des Pumplichtes im Wellenleiter durch TPA nichtlinear mit der eingestellten Leistung, was ebenfalls zu einer Sättigung des Stokes-Signals führt.

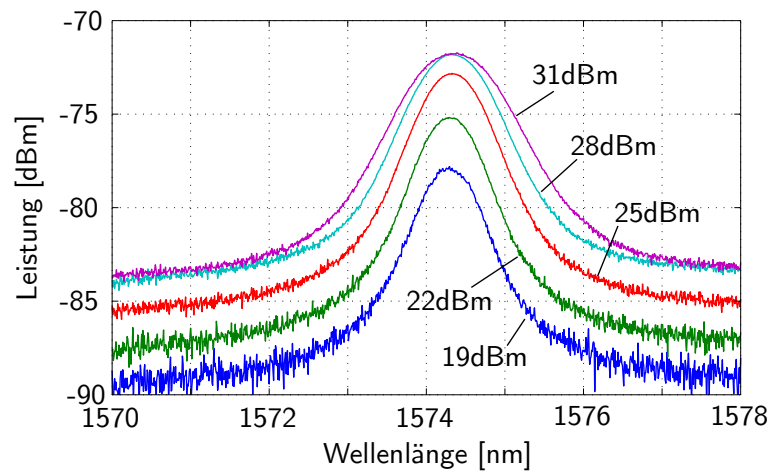


Abbildung 6.3.: SpRS in einem Rippenwellenleiter bei unterschiedlichen, nominell am Pumplaser eingestellten Pumpleistungen.

6.3.2. Stimulierte Ramanstreuung

Zur Messung der SRS wurden erneut die zuvor verwendeten Rippenwellenleiter herangezogen und der Aufbau zur Messung der SpRS durch eine ASE-Breitbandquelle (*Amplified Spontaneous Emission*) im Bereich der Stokes-Wellenlänge und einen weiteren WDM erweitert, wodurch ein eingangsseitiges Stokes-Signal zur Verfügung stand. Diesen Aufbau zeigt Abb. 6.4.

Die Ausgangsspektren des Stokes-Signals sind in Abb. 6.5 (oben) für Pumpleistung von 19 bis 34 dBm bzw. ohne eingeschalteten Pumplaser gezeigt. Auffällig ist, dass das Probensignal – auch ohne eingeschalteten Pumplaser – monoton abfällt, wodurch die gesamte Kurvenschaar eine Neigung erhält. Um die Eigenschaften der ASE-Quelle von den durch den Pumplaser herbeigeführten Effekten zu trennen, wird daher zunächst das Probensignalspektrum ohne Pumpsignal gemessen und von den Spektren bei Anwesenheit des Pumplichtes subtrahiert. Die resultierenden Kurven sind ebenfalls in Abb. 6.5 (mittleres Bild) dargestellt. An dieser Stelle wird

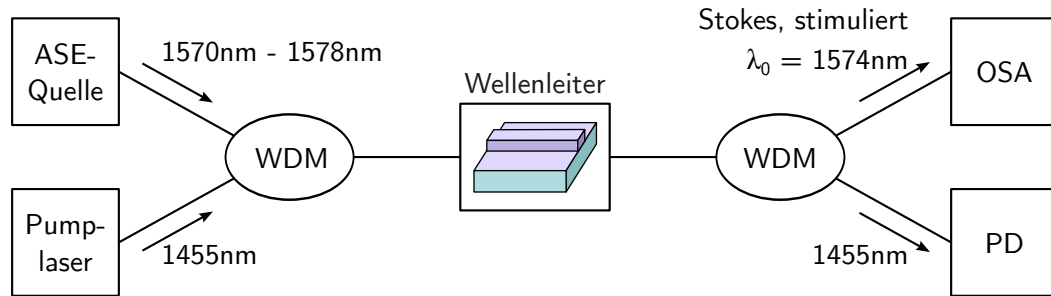


Abbildung 6.4.: Aufbau zur Messung der SRS. Das Pumplicht wird mit einem Probensignal bei der Stokes-Wellenlänge an der linken Wellenleiterseite durch einen WDM zusammengeführt und in den Wellenleiter eingekoppelt. Das Probensignal entstammt einer ASE-Breitbandquelle und wird im Bereich zwischen 1570 nm und 1578 nm ausgangsseitig spektral analysiert. Der Photodetektor dient erneut der Kontrolle der Einkopplung des Pumplichtes.

ersichtlich, dass das Probensignal bei der Stokes-Wellenlänge eine Raman-basierte Verstärkung erfährt, und zusätzlich breitbandig durch TPA und FCA gedämpft wird. Dadurch ist diese Ein-Aus-Verstärkung bei der gegebenen Wellenleiterlänge lediglich für eingestellte Pumpleistungen bis zu 28 dBm positiv, wobei die maximale Verstärkung bereits zwischen 22 und 25 dBm erreicht wird. Für größere Pumpleistungen steigt die Zahl der von der Pumpe durch TPA induzierten freien Ladungsträger nichtlinear an, wodurch das Probensignal ebenfalls nichtlinear mit der Pumpleistung gedämpft wird. Wird der durch TPA und FCA verursachte breitbandige Untergrund von der Ein-Aus-Verstärkung subtrahiert, erhält man die in Abb. 6.5 (unten) gezeigten Kurven, die nun ausschließlich den durch Raman-Streuung verursachten Effekt hervorbringen. Im Gegensatz zur SpRS beinhaltet diese “reine” Raman-Streuung (*Pure Raman Gain*, PRG) also lediglich eine Sättigung durch die (entartete) TPA bzw. durch die FCA der Pumpe sowie eine Verbreiterung der Ausgangsspektren aufgrund der spektralen Verbreiterung des Pumplichtes bei höheren Leistungen. Der Einfluss von nicht-entarteter TPA und FCA des Probensignals wiederum wurde für die Betrachtung der PRG aus den Messdaten entfernt.

6.3.3. Raman-Nichtreziprozität

Nichtreziproke Komponenten spielen in der optischen Telekommunikation an zahlreichen Stellen eine entscheidende Rolle [134]. So sind beispielsweise Isolatoren vor Laserquellen geschaltet,

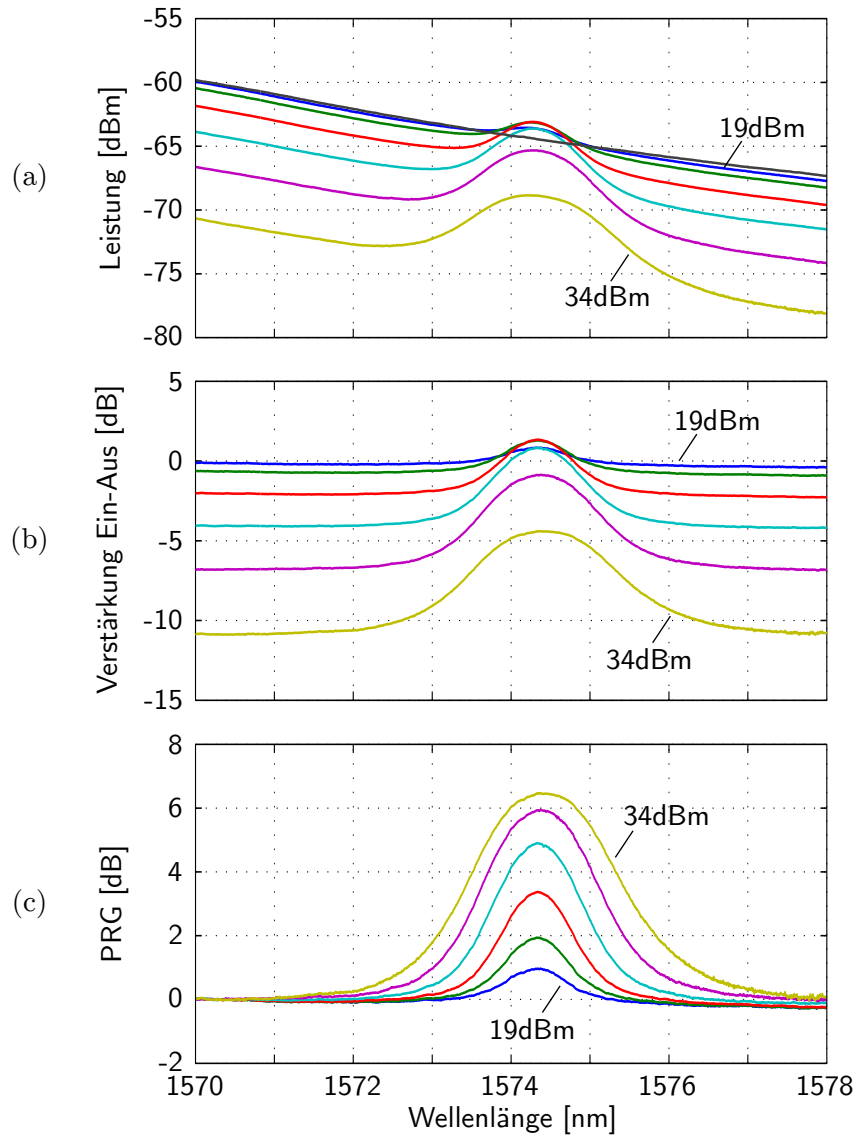


Abbildung 6.5.: SRS in einem Rippenwellenleiter bei Pumpleistungen zwischen 19 und 34 dBm. Aus den Spektren des Probensignals (a) wird nach Subtraktion mit dem Probensignal ohne Pumplaser der reine Einfluss der Pumpe auf das Probensignal extrahiert (b). Neben der Verstärkung durch Raman-Streuung bei 1574 nm wird das Probensignal durch TPA und FCA breitbandig gedämpft. Die reine Raman-Streuung (PRG) wird sichtbar, wenn dieser breitbandige Untergrund von den Spektren abgezogen wird (c).

um reflektiertes Licht zu unterdrücken und damit verbundene Emissionsschwankungen oder auch Beschädigungen des Lasers zu verhindern. In bidirektionalen Übertragungssystemen werden Zirkulatoren u.a. eingesetzt, um Sende- und Empfangssignale voneinander zu trennen.

In der Siliziumphotonik steht die Realisierung nichtreziproker Komponenten noch weitgehend vor ungelösten Problemen. Nichtreziprokes Verhalten konnte zwar experimentell gezeigt

werden [135, 136]. Die Herstellung dieser Komponenten ist jedoch nicht bzw. nur unter erheblichem Aufwand in bestehenden CMOS-Produktionsanlagen möglich. So wird z.B. in [136] ein magneto-optischer Granat auf den Wellenleiter aufgebracht und damit das nichtreziproke Verhalten herbeigeführt, wodurch eine Isolierung von 21 dB experimentell nachgewiesen werden konnte [136].

Neue Perspektiven zur Realisierung nichtreziproker Komponenten in der Siliziumphotonik bietet die Verwendung der Raman-Streuung. Bislang wurde die (stimulierte) Raman-Streuung hauptsächlich zu Verstärkungszwecken in Betracht gezogen [36, 126]. Das nichtreziproke Verhalten der Raman-Streuung [128] eröffnet darüber hinaus die Möglichkeit zur Herstellung von Komponenten wie Isolatoren [129], Duplexern [130] oder unidirektionalen Ringlasern [131] und bietet damit eine Alternative zu den bislang publizierten Verfahren. Derartige Komponenten wären rein optisch und erfordern keinen technologischen Mehraufwand bei der Produktion, wie es beispielsweise beim Bonden von magneto-optischen Granaten der Fall ist. In [128] wurde gezeigt, dass die Raman-Nichtreziprozität durch einen entsprechend großen longitudinalen Feldanteil hervorgerufen wird. Die lokale Raman-Verstärkung hängt dann ab von der Ausbreitungsrichtung des Stokes-Signals zur Pumpwelle. Dieser Effekt wurde sowohl in nanophotonischen Siliziumstreifenwellenleitern [128] als auch SiO₂-Fasern [137] theoretisch vorhergesagt. In den Gln. (6.1) und (6.2) ist das nichtreziproke Verhalten der Verstärkung anhand der unterschiedlichen Raman-Führungsflächen ersichtlich ($A_{s+,p+}^{\text{Raman}} \neq A_{s+,p-}^{\text{Raman}}$). Mit den Raman-induzierten Verstärkungsfaktoren in Vorwärts- (–) und Rückwärtsrichtung (+):

$$\Gamma^+ = \frac{g}{A_{s+,p+}^{\text{Raman}}} \quad (6.3)$$

$$\Gamma^- = \frac{g}{A_{s+,p-}^{\text{Raman}}} \quad (6.4)$$

ist ein Maß für die Raman-Nichtreziprozität deren Verhältnis [128]

$$\rho = \frac{\Gamma^-}{\Gamma^+}. \quad (6.5)$$

In [128] wurde zudem gezeigt, dass dieses Verhältnis in hohem Maß von der Orientierung der Wellenleiter zur kristallographischen Struktur des Siliziumkristalls ist. Bei einem 500 nm × 220 nm Streifenwellenleiter und TE-polarisiertem Pump- und Stokeslicht beträgt die Nichtreziprozität 1.55 für die üblicherweise verwendete $\langle 011 \rangle$ -Wellenleiterorientierung, wohingegen eine Anordnung der Wellenleiter entlang der $\langle 001 \rangle$ -Orientierung zu einer Erhöhung der Nichtreziprozität auf 340 führt. Dieser Anstieg ist darauf zurückzuführen, dass die Stokes-Streuung in Vorwärtsrichtung im Vergleich zur Rückwärtsstreuung enorm verringert wird.

Im folgenden Experiment wird zunächst das nichtreziproke Verhalten des Raman-Effektes durch beidseitige Messungen der spontanen Raman-Streuung demonstriert und anschließend die Abhängigkeit der Nichtreziprozität von der kristallografischen Orientierung der Wellenlei-

ter zum Material gezeigt [58, 132]. Zwar ist die Grundlage von potentiellen, auf der Raman-Nichtreziprozität basierenden Anwendungen, die stimulierte Raman-Streuung [129, 131]. Der Nachweis der Nichtreziprozität ist jedoch aufgrund der direkten Proportionalität zwischen der *spontanen* Raman-Effizienz $q^\pm$ und dem *stimulierten* Raman-Verstärkungskoeffizient $\Gamma^\pm$ [128] auch durch die Messung der SpRS möglich, da die spontane Nichtreziprozität q^-/q^+ identisch ist mit der stimulierten Γ^-/Γ^+ .

Messaufbau

Wie in Abb. 6.6 gezeigt, wird die SpRS ähnlich wie in Kap. 6.3.1 durch ein leistungsstarkes Pumplicht bei einer Wellenlänge von 1455 nm erzeugt, das von der linken Seite in den Wellenleiter eingekoppelt wird. Die dadurch entstandene SpRS erzeugt Licht bei 1574 nm, das entlang bzw. gegenläufig zum Pumplicht propagiert. Diese Stokes-Signale werden über Gitterkoppler [13] in Standard-Einmodenfasern gekoppelt und mit einem OSA erfasst. Die Gitterkoppler werden ebenso zur Ein- und Auskopplung des Pumplichtes verwendet. Zur Zusammenführung bzw. Trennung von Pump- und Stokes-Signalen werden erneut WDM eingesetzt.

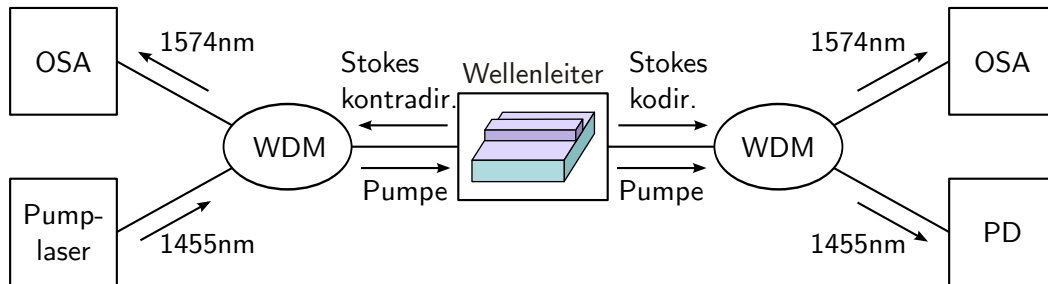


Abbildung 6.6.: Aufbau zur simultanen Messung der Stokes-Leistung an beiden Enden eines Siliziumwellenleiters.

Untersuchte Wellenleiter

Um die Abhängigkeit der Raman-Nichtreziprozität auf die kristallografische Orientierung der Wellenleiter zu bestätigen, wurden in diesem Experiment zum einen Wellenleiter herangezogen, die vollständig entlang der $\langle 011 \rangle$ -Richtung orientiert sind. Von diesem Typ standen für die Messungen Längen von 5, 15 und 35 mm zur Verfügung. Weiterhin wurden Wellenleiter getestet, die zick-zack-artig unter einem Winkel von 45° C verlaufen, d.h. entlang der kristallografischen $\langle 001 \rangle$ -Orientierung. Diese Wellenleiter sind in Abb. 6.7 schematisch dargestellt.

Alle hier untersuchten Wellenleiter besitzen zudem Zuleitungsstrukturen, die im Wesentlichen aus einem Gitterkoppler [13] (vgl. Kap. 2.4.2) und Taper-Bereichen bestehen. Die Wellenleiter werden hier von $10\mu\text{m}$ im Bereich der Gitterkoppler bis zur nominellen Breite von 500nm verjüngt. Für alle hier untersuchten Wellenleiter ist die kristallografische Orientierung dieser

Zuleitung $\langle 011 \rangle$. Die Wellenleiterhöhe beträgt 220 nm und der in Verlustmessungen ermittelte Dämpfungsbelag 3.5 dB/cm. Auch wenn die Wellenleiter mit $\langle 001 \rangle$ -Orientierung zahlreiche Krümmungen besitzen (vgl. Abb. 6.7), konnte keine damit verbundene zusätzliche Dämpfung gemessen werden.

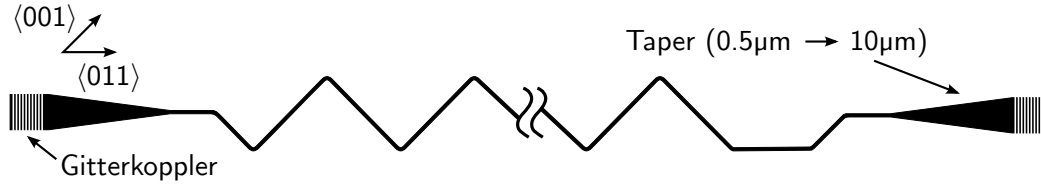


Abbildung 6.7.: Streifenwellenleiter mit Bereichen der kristallografischen Orientierungen sowohl in $\langle 001 \rangle$ - und $\langle 011 \rangle$ -Richtung.

Messverfahren und Auswertung

Das Prinzip des Messverfahrens zur Bestimmung der Raman-Nichtreziprozität ist die beidseitige Messung der SpRS, während der Wellenleiter von einer Seite gepumpt wird. Die Leistungspegel der Stokes-Signale werden jedoch nicht nur von der Stärke der Raman-Streuung, sondern zusätzlich durch die unbekannten Koppeffizienzen bei der Ein- und Auskopplung, und weiterhin von den Verlusten der externen Komponenten (wie z.B. den verwendeten WDM) bestimmt. Daher werden hier nach erfolgter Messung mit linksseitig eingekoppeltem Pumplicht die Ein- und Ausgänge des Pumplasers vertauscht, wodurch die Ausbreitungsrichtung des Pumplichtes umgekehrt wird und so die reine Raman-Nichtreziprozität extrahiert werden kann (s.u.). Anderenfalls könnten die genannten Störungen zu einer scheinbaren Raman-Nichtreziprozität führen und die Messergebnisse verfälschen.

Hinreichend geringe Pumpleistungen garantieren, dass keine nichtlinearen Effekte wie SRS, FCA oder TPA auftreten, die folglich in den Messungen nicht berücksichtigt werden müssen. Diese Annahme wird in Kap. 6.3.3 experimentell bestätigt. Hier wird daher davon ausgegangen, dass die Ausbreitung von Pump- und Stokeslicht lediglich durch lineare Verluste und SpRS bestimmt ist. Entsprechend können die Differentialgleichungen (6.1) und (6.2) vereinfacht werden. Wird davon ausgegangen, dass die Effizienz der SpRS unterschiedlich ist für ko- und kontradirektionale Ausbreitung der Stokes-Signale im Bezug zum Pumplicht, lauten diese Differentialgleichungen

$$\frac{dS^f(z)}{dz} = -\alpha S^f(z) + q^+(z) \cdot P^f(z) + q^-(z) \cdot P^b(z), \quad (6.6)$$

$$-\frac{dS^b(z)}{dz} = -\alpha S^b(z) + q^-(z) \cdot P^f(z) + q^+(z) \cdot P^b(z), \quad (6.7)$$

$$S^f(0) = 0, \quad (6.8)$$

$$S^b(\ell) = 0, \quad (6.9)$$

mit der Wellenleiterlänge ℓ und den linearen Wellenleiterverlusten α , die als gleich angenommen werden bei Pump- und Stokeswellenlänge. $S^{f,b}(z)$ und $P^{f,b}(z)$ beschreiben die Leistungen von Stokes- und Pumplicht in Vorwärts- (f) bzw. Rückwärtsrichtung (b). Weiterhin sind $q^-(z)$ und $q^+(z)$ die z -abhängigen Effizienzen für die SpRS für kontradirektionale (–) und kodirektionale (+) Ausbreitung von Pump- und Stokeswelle.

Zur Lösung dieser Differentialgleichungen wird davon ausgegangen, dass das Pumplicht im Wellenleiter lediglich durch die linearen Wellenleiterverluste gedämpft wird:

$$P^f(z) = \eta_p^L \cdot P_0 \exp(-\alpha z), \quad (6.10)$$

$$P^b(z) = \eta_p^R \cdot P_0 \exp\{-\alpha(\ell - z)\}. \quad (6.11)$$

Hier sind P_0 die nominelle Pumplaserleistungsleistung und $\eta_p^{L,R}$ die Koppleffizienzen für das Pumplicht bei links- (L) und rechtsseitiger (R) Einkopplung. In dem hier beschriebenen Experiment wird das Pumplicht lediglich von einer Seite eingekoppelt, so dass man für das vorwärts- $P^f(z)$ bzw. rückwärts-propagierende Pumplicht $P^b(z)$ folgende Lösungen der Differentialgleichungen erhält:

$$S_L^L = \eta_s^L \cdot S^b(0) = \eta_s^L \eta_p^L \cdot P_0 \cdot \int_0^\ell q^-(z) \cdot \exp(-2\alpha z) dz, \quad (6.12)$$

$$S_R^L = \eta_s^R \cdot S^f(\ell) = \eta_s^R \eta_p^L \cdot P_0 \cdot \exp(\alpha \ell) \int_0^\ell q^+(z) dz, \quad (6.13)$$

$$S_R^R = \eta_s^R \cdot S^f(\ell) = \eta_s^R \eta_p^R \cdot P_0 \cdot \int_0^\ell q^-(\ell - z) \cdot \exp(-2\alpha z) dz, \quad (6.14)$$

$$S_L^R = \eta_s^L \cdot S^b(0) = \eta_s^L \eta_p^R \cdot P_0 \cdot \exp(\alpha \ell) \int_0^\ell q^+(\ell - z) dz. \quad (6.15)$$

Dabei sind $S_L^{L,R}$ die auf der linken Wellenleiterseite ausgekoppelten Stokes-Leistungen, wenn das Pumplicht von der linken (L) bzw. der rechten (R) Seite injiziert wurde und $S_R^{L,R}$ die entsprechenden Stokes-Leistungen, die ausgangsseitig auf der rechten Seite gemessen wurden. $\eta_s^{L,R}$ sind die Koppleffizienzen der Stokes-Signale für beide Wellenleiterseiten.

An dieser Stelle wird die totale Imbalance der SpRS definiert als

$$I = \sqrt{\frac{S_L^L \cdot S_R^R}{S_R^L \cdot S_L^R}} = \exp(\alpha \ell) \cdot \frac{\sqrt{\int_0^\ell q^-(z) \cdot \exp(-2\alpha z) dz \int_0^\ell q^-(\ell - z) \cdot \exp(-2\alpha z) dz}}{\int_0^\ell q^+(z) dz}, \quad (6.16)$$

in der sowohl die unbekannten Koppleffizienzen als auch die nominelle Pumpleistung nicht mehr enthalten sind.

Imbalance bei konstanter Wellenleiterorientierung und konstantem Wellenleiterquerschnitt

Für eine erste Interpretation der Messergebnisse soll zunächst von einer konstanten Raman-Verstärkung entlang der z -Richtung ausgegangen werden. Das bedeutet zum einen, dass die Änderung der Wellenleiterbreite in den Taper-Bereichen vernachlässigt wird, und weiterhin, dass die Wellenleiter eine konstante Orientierung besitzen. Vernachlässigt werden also zunächst die entlang der $\langle 001 \rangle$ -Richtung verlaufenden Zuleitungen (vgl. 6.7) bei den vermeintlich rein $\langle 001 \rangle$ -orientierten Wellenleiter. Der Einfluss dieser Zuleitungen auf die Nichtreziprozität wird an späterer Stelle berücksichtigt. Es kann also zunächst von einer konstanten Effizienz der spontanen Raman-Streuung ausgegangen ($q^\pm(z) = \text{const}$) und Gl. (6.16) vereinfacht werden zu

$$I = I_\alpha \cdot \rho. \quad (6.17)$$

Hier stellt

$$I_\alpha = \frac{1 - \exp(-2\alpha\ell)}{2\alpha\ell \cdot \exp(-\alpha\ell)} = \frac{\sinh \alpha\ell}{\alpha\ell} \quad (6.18)$$

die verlustbedingte Imbalance dar, die allein aufgrund der linearen Ausbreitungsverluste entsteht und nicht mit der Raman-induzierten Nichtreziprozität zusammenhängt. Diese Imbalance würde also auch im Falle eines rein reziproken Wellenleiters auftreten [127, 138]. Nach Gl. (6.17) würde also eine Messung der insgesamt vier Stokes-Leistungen $S_{L,R}^{L,R}$ auf eine Imbalance nach Gl. (6.16) führen, die sowohl die Raman-Nichtreziprozität

$$\rho = \frac{q^-}{q^+} \quad (6.19)$$

als auch eine scheinbare Nichtreziprozität enthält. Diese muss entsprechend bei der Interpretation der Messergebnisse berücksichtigt werden. Dazu ist eine Bestimmung der linearen Wellenleiterverluste α notwendig, mit der die Imbalance I_α berechnet werden kann und mit Gl. (6.17) auf die gesuchte Raman-Nichtreziprozität ρ führt.

Zur Vereinfachung von Gl. (6.16) wurde eine über dem Wellenleiterort z konstante Raman-Effizienz angenommen. Insbesondere für den nominell $\langle 001 \rangle$ -orientierten Wellenleiter trifft dies nicht zu, da die vorliegende Struktur zahlreiche Krümmungen und $\langle 011 \rangle$ -orientierte Zuleitungen besitzt (vgl. Abb. 6.7). Ungeachtet dessen werden im folgenden Abschnitt die Messungen der Imbalance unter der Annahme einer konstanten Raman-Effizienz interpretiert und die Veränderungen von $q^\pm$ entlang der untersuchten Wellenleiter vernachlässigt. Im Anschluss daran wird in Kap. 6.3.3 die theoretisch zu erwartende Nichtreziprozität für die $\langle 001 \rangle$ -Struktur unter Einbeziehung der $\langle 011 \rangle$ -orientierten Zuleitungen nach Gl. (6.16) ermittelt und mit den Messdaten verglichen.

Messung der Imbalance

Abb. 6.8 zeigt die gemessenen spektralen Stokes-Leistungsdichten (durchgezogene Kurven) in Vorwärts- (Abb. 6.8(a)) und Rückwärtsrichtung (Abb. 6.8(b)) für Pumpleistungen P_0 zwischen 80 und 200 mW. Ebenfalls gezeigt sind die zugehörigen Lorenz-förmigen Kurven (gestrichelt), die an die Messdaten angepasst wurden. Die Halbwertsbreite dieser angepassten Spektren beträgt 102 ± 5.2 GHz, was mit bisher veröffentlichten Werten für die Raman-Streuung in Silizium vergleichbar ist [127]. Weiterhin ist in Abb. 6.8(b) ein von der Pumpleistung abhängiger Rauschuntergrund zu erkennen, der auf die Raman-Streuung in der zuführenden Glasfaser zurückzuführen ist. Ein entsprechender Offset wurde bei der Ausgleichsrechnung berücksichtigt.

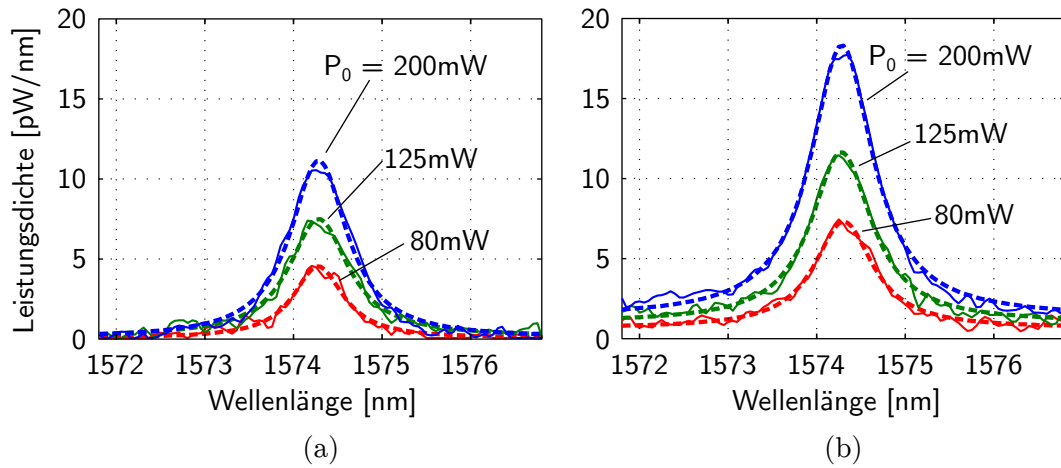


Abbildung 6.8.: Ko- (a) und kontradirektionale (b) spektrale Leistungsdichten der spontanen Stokes-Streuung bei drei nominellen Pumpleistungen P_0 für einen 5 mm langen $\langle 011 \rangle$ -Wellenleiter. Durchgezogene Kurven: experimentelle Daten; gestrichelte Kurven: Anpassung einer Lorenzfunktion mit Offset.

Das Pumplicht wurde für die in Abb. 6.8 gezeigten Spektren von der linken Wellenleiterseite eingekoppelt. Die nominell am Pumplaser eingestellte maximale Leistung ($P_0 = 200$ mW) führte zu einer eingekoppelten Leistung von lediglich 2 mW. Diese geringe Einkoppeleffizienz ist auf die beschränkte Bandbreite der verwendeten Einkoppelgitter zurückzuführen [13], da für das vorliegende Experiment die Winkel der Koppelfasern für eine maximale Kopplung bei der Stokes-Wellenlänge (1574 nm) eingestellt wurden, wodurch eine verlässliche Messung der geringen Stokes-Leistung sichergestellt war.

Durch Integration der angepassten Lorenz-Spektren kann aus den in Abb. 6.8 gezeigten Messungen die gesamte im Siliziumwellenleiter emittierte Stokes-Leistung ermittelt werden. Die so erhaltenen vorwärts- (S_R^L) und rückwärtsgestreuten (S_L^L) Leistungen als Funktion der nominellen Pumpleistung P_0 sind in Abb. 6.9 als Kreise bzw. Kreuze gezeigt. Ebenfalls in Abb. 6.9 dargestellt ist die gemessene transmittierte Pumpleistung. Für die eingestellten Leistungspe-

gel zeigt diese Kurve ein stark lineares Verhalten, womit die zuvor getroffenen Annahmen der Vernachlässigung von SRS, TPA und FCA bestätigt wurden. Die eingekoppelte maximale Pumpleistung von 2 mW liegt zudem deutlich unter den Leistungspegeln, bei denen in ähnlichen Wellenleitern bereits SRS beobachtet werden konnte [139]. Somit kann das in Kap. 6.3.3 beschriebene Modell (Gln. (6.6)–(6.9)) für dieses Experiment angewendet werden.

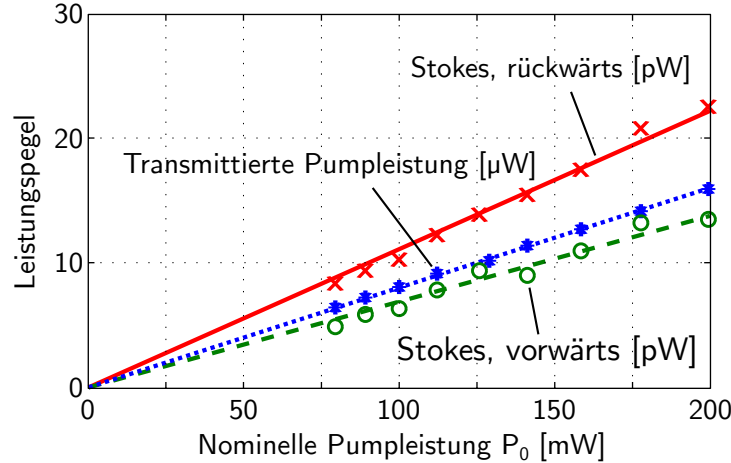


Abbildung 6.9.: Transmission des Pumplichtes und gemessene Stokes-Leistung bei unterschiedlichen nominellen Pumpleistungen P_0 für einen 5 mm-langen $\langle 011 \rangle$ -Wellenleiter mit entsprechenden Ausgleichsgeraden. Die minimale Ausgangsleistung des Lasers betrug 80 mW. Bis zur verwendeten maximalen Pumpleistung von 200 mW zeigt die Pumptransmission lineares Verhalten.

Auch wenn an dieser Stelle bereits ein klarer Unterschied zwischen den in Abb. 6.9 gezeigten vorwärts- und rückwärtsgerichteten Stokes-Leistungen zu erkennen ist, müssen zur Ermittlung einer möglichen Nichtreziprozität die linearen Verluste bzw. die durch diese Verluste entstehende Imbalance (vgl. Kap. 6.3.3) sowie die unbekannten Koppeleffizienzen berücksichtigt werden. Ohne diese Einflüsse lässt sich aus den in Abb. 6.9 gezeigten Messungen eine Imbalance von $I = 1.6$ ablesen, die nicht als Nichtreziprozität interpretiert werden darf. Um die reine Raman-basierte Nichtreziprozität aus den Messdaten extrahieren zu können, folgen im nächsten Abschnitt weitere Messungen zur Eliminierung der unbekannten Koppeleffizienzen (vgl. Kap. 6.3.3) sowie die Berücksichtigung der Verlust-induzierten Imbalance I_α durch Anwendung der Gln. (6.16)–(6.19).

Messung der Raman-Nichtreziprozität

Um die reine Raman-Nichtreziprozität aus den gemessenen Stokes-Leistungen nach (6.17) zu erhalten, wurden zunächst die vier Messungen entsprechend der Gln. (6.12)–(6.15) an 27 Wellenleitern bei verschiedenen Längen und kristallografischen Orientierungen durchgeführt. Die nominelle Pumpleistung betrug für alle Messungen $P_0 = 200$ mW, womit ein hinreichend großes Stokes-Signal erzeugt werden konnte und gleichzeitig ein linearer Arbeitsbereich sichergestellt

war. Anschließend konnte die in Kap. 6.3.3 beschriebene Auswertung der Messdaten durchgeführt werden.

Abb. 6.10 zeigt die Ergebnisse dieser Untersuchung für die 27 vermessenen Wellenleiter. Die gemessene totale Imbalance I ist hier durch die Quadrate gekennzeichnet und enthält sowohl die Raman-Nichtreziprozität ρ als auch die Verlust-basierte Imbalance I_α . Letztere kann mit den zuvor bestimmten Verlusten von 3.5 dB/cm berechnet werden. Diese Imbalance ist ebenfalls in Abb. 6.10 dargestellt (Kreuze). Wird I nach Gl. (6.17) um diese Verlust-basierte Imbalance korrigiert, erhält man die reine Raman-basierte Nichtreziprozität $\rho = I/I_\alpha = q^-/q^+$ (Rauten in Abb. 6.10).

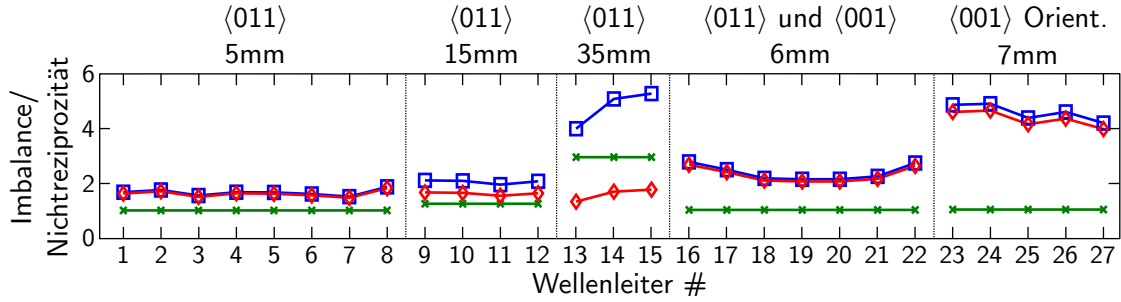


Abbildung 6.10.: Gemessene totale Imbalance $I = \rho \cdot I_\alpha$ (Quadrate), Verlust-induzierte Imbalance I_α (Kreuze) und Raman-Nichtreziprozität ρ (Rauten) für 27 Wellenleiter, die sich alle auf einer gemeinsamen Probe befanden. Die fünf Wellenleitertypen unterscheiden sich in ihrer Länge und kristallografischen Orientierung. Mit gemessenen Verlusten von 3.5 dB/cm lässt sich I_α und damit die Raman-Nichtreziprozität berechnen: $\rho = q^-/q^+ = I/I_\alpha$.

Dieser Vorgang wird bei den längsten vermessenen Wellenleitern ($L = 35$ mm, #13 - #15) besonders deutlich, da hier der Einfluss von I_α aufgrund der Länge besonders groß gegenüber der Raman-Nichtreziprozität ist. Die gemessene gesamte Imbalance beträgt hier $I = 4.79 \pm 0.69$. Teilt man diesen Wert jedoch durch die relativ große Verlust-induzierte Imbalance von $I_\alpha = 2.96$, verbleibt lediglich eine Raman-basierte Nichtreziprozität von $\rho = 1.62 \pm 0.23$. Für die ebenfalls in $\langle 011 \rangle$ -Richtung orientierten Wellenleiter bei geringeren Längen (#1 - #12) zeigt diese Nichtreziprozität keine signifikante Abweichung, die Imbalance sinkt jedoch wie erwartet mit abnehmender Länge. Für eine Länge von 15 mm kann demnach ein Wert von 2.06 ± 0.07 , für 5 mm lediglich 1.67 ± 0.11 berechnet werden. Die für diese Orientierung bei der gegebenen Wellenleitergeometrie gemessene Nichtreziprozität zeigt zudem eine gute Übereinstimmung mit dem in [128] theoretisch ermittelten Wert von 1.5.

Weiterhin sind auf der rechten Seite in Abb. 6.10 die Ergebnisse der Untersuchung der nominell rein $\langle 001 \rangle$ -orientierten Wellenleiter (#23 - #27) sowie einer nur teilweise $\langle 001 \rangle$ -orientierten Struktur (#16 - #22) gezeigt. Erstere weisen bei einer Länge von 7 mm eine totale Imbalance > 4 auf, wobei an dieser Stelle aufgrund der geringen Länge der Einfluss der Verluste verhältnismäßig gering ist ($I_\alpha \cong 1$) und die Raman-Nichtreziprozität mit 4.35 ± 0.29 in etwa der totalen

Imbalance I entspricht. Für die nur teilweise $\langle 001 \rangle$ -orientierten Wellenleiter (#16 - #22) sinkt dieser Wert auf 2.31 ± 0.27 , auch hier entspricht die Nichtreziprozität der totalen Imbalance.

Wie erwartet erhöht sich die Nichtreziprozität bei $\langle 001 \rangle$ -Wellenleitern gegenüber der $\langle 011 \rangle$ -Orientierung. In [128] wurde allerdings für die $\langle 001 \rangle$ -Orientierung ein theoretischer Wert von 340 ermittelt. Aufgrund der hohen Abweichung zum gemessenen Wert von 4.35 ± 0.29 folgt im nächsten Abschnitt eine theoretische Bestimmung der Imbalance für die konkrete untersuchte Wellenleiterstruktur. Insbesondere wird hier Gl. (6.16) nicht vereinfacht und somit die Änderung der Raman-Effizienz entlang der Ausbreitungsrichtung berücksichtigt, wodurch der Einfluss der Zuleitungen in das Ergebnis eingeht.

Berechnung der gesamten Imbalance für Wellenleiter mit Bereichen in $\langle 001 \rangle$ - und $\langle 011 \rangle$ -Orientierung

Die Positionen der Zuleitungen und damit deren Orientierung waren für das vorliegende Wellenleiterdesign nicht veränderbar, wodurch eine reine Orientierung der Wellenleiter entlang der kristallografischen $\langle 001 \rangle$ -Achse nicht realisierbar war. Somit blieben bei allen Strukturen die Bereiche der Gitterkoppler, Taperabschnitte sowie ein geringer Teil vor der rechten Zuleitungsstruktur in $\langle 011 \rangle$ -Orientierung (siehe Abb. 6.7). Für einen rein $\langle 011 \rangle$ -orientierten Wellenleiter wurde für die gegebene Wellenleitergeometrie in [128] eine Raman-basierte Nichtreziprozität von 1.5 vorhergesagt, für eine reine $\langle 001 \rangle$ -Orientierung ein deutlich höherer Wert von 340. Da die hier untersuchten Strukturen herstellungsbedingt immer auch $\langle 011 \rangle$ -Bereiche aufweisen, wird eine geringere Nichtreziprozität erwartet. Zur Verifizierung der Messergebnisse an dieser gemischten Struktur wurde die totale Imbalance jeweils für das Pumplicht in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung nach Gl. (6.16) ermittelt. Eine Berechnung der Nichtreziprozität anhand der Gln. (6.17)–(6.19) ist an dieser Stelle nicht möglich. Es wurde vielmehr die theoretische Imbalance bestimmt und mit den gemessenen Werten verglichen.

Zur Berechnung der Imbalance nach Gl. (6.16) wurde zunächst die lokale Raman-Effizienz $q^\pm(z)$ an jeder Position z ermittelt. Hierbei wurde sowohl die Änderung der Wellenleiterbreite in den Taperstrukturen als auch die kristallografische Orientierung berücksichtigt. Ebenso eingeschlossen in die Berechnung wurde die Änderung der Orientierung an den Wellenleiterkrümmungen. Für die Verluste wurde erneut der zuvor bestimmte Wert von 3.5 dB/cm angenommen. Nach Bestimmung von $q^\pm(z)$ kann Gl. (6.16) numerisch gelöst werden, was für die gegebene Wellenleiterstruktur zu einer Imbalance von $I = 4.92$ führt und in etwa dem gemessenen Wert von $I = 4.59 \pm 0.31$ (#23 - #27 in Abb. 6.10) entspricht. Auch unter der hypothetischen Annahme eines verlustfreien Wellenleiters würde die berechnete Imbalance immer noch 4.47 betragen, was in diesem Fall der reinen Raman-Nichtreziprozität entspräche. Für die Wellenleiter #16 - #22, die zusätzlich zu den Zuleitungen weitere Abschnitte in $\langle 011 \rangle$ -Orientierung aufweisen, berechnet sich eine totale Imbalance von $I = 1.97$, was ebenfalls mit dem gemessenen Wert ($I = 2.40 \pm 0.28$) vergleichbar ist. Der hier gezeigte experimentelle

Nachweis der Raman-Nichtreziprozität hat demnach für alle gezeigten Wellenleiterstrukturen die vorhergesagten Werte bestätigt.

7. Zusammenfassung

Mit Silizium hat sich in den vergangenen Jahrzehnten ein Material für integriert-optische Systeme etabliert, dass eine Vielzahl neuartiger Komponenten hervorgebracht hat. Geeignete Werkzeuge zur Charakterisierung der Wellenleiterstrukturen sind ein wesentlicher Bestandteil für einen erfolgreichen Entwicklungsprozess. Zuverlässige und unkomplizierte Messmethoden sind zudem von enormer Bedeutung für die Qualitätssicherung während des Herstellungsprozesses der optischen Systeme. In dieser Arbeit wurden dazu zahlreiche Messsysteme mit dem Fokus auf der Bestimmung der Wellenleiterdämpfung sowie der Lebensdauer freier Ladungsträger entwickelt. Neben der elementaren Bedeutung der Verluste für die Güte von Siliziumwellenleitern und damit den Erfolg von integriert-optischen Systemen auf deren Basis sind diese Messgrößen entscheidend für den Erfolg zahlreicher Anwendungen. Insbesondere die vielversprechende Verwendung des Raman-Effektes zur Lichtverstärkung bzw. -erzeugung hängt nicht zuletzt in entscheidendem Maße ab von diesen Größen.

Erhebliche Vorteile gegenüber etablierten Verfahren zur Bestimmung der Wellenleiterverluste konnten mit der OFDR-basierten Messung der Rayleigh-Streuung gezeigt werden (Kap. 3). Dieses Vorgehen liefert die orts aufgelösten Dämpfungs- und Streueigenschaften eines einzelnen Wellenleiters unabhängig von der Koppleffizienz und innerhalb weniger Sekunden. Auf diese Weise konnte nicht nur die integrale Dämpfung ermittelt werden, wie es beispielsweise mit dem aufwendigen Cut-Back-Verfahren der Fall ist, das zudem lediglich die gemeinsame Dämpfung für einen Satz von Wellenleitern hervorbringt. Es ließen sich zudem einzelne Streuzentren räumlich mit Auflösungen von einigen Mikrometern identifizieren. Mit diesem Verfahren steht damit besonders für die Entwicklung der Technologie zur Herstellung der Wellenleiter ein äußerst wirkungsvolles Werkzeug zur Verfügung. Weiterhin konnten die Auswirkungen auf die Ausbreitungseigenschaften der Wellenleiter durch äußerlich auf die lichtführende Struktur applizierte Materialien (Immersionsöl, Fotolack) räumlich aufgelöst untersucht werden. In einem weiteren Experiment wurde die durch ein intensives Pumplicht induzierte Dämpfung aufgrund von TPA und FCA erstmals orts aufgelöst bestimmt. Nach entsprechender Regression auf ein physikalisches Modell zeigte diese Methode zudem das Potential eines alternativen Verfahrens zur Bestimmung der Ladungsträgerlebensdauer. Die hier vorgestellte OFDR-basierte Messung der Rayleigh-Streuung stellt damit ein mächtiges und vielseitig einsetzbares Werkzeug zur Charakterisierung von Siliziumwellenleitern hinsichtlich ihrer Dämpfungs- und Streueigenschaften dar.

Eine Erweiterung dieser Methode wurde in Kap. 4 vorgestellt und basiert auf der Applikation

von temporären Bragg-Gittern. Diese Gitter werden entsprechend schwach dimensioniert, so dass keine signifikante Störung des Wellenleiters auftritt, jedoch eine im Vergleich zur Rayleigh-Streuung konstante Reflexionsstärke vorhanden ist. Auch hier wird das reflektierte Licht orts aufgelöst durch OFDR gemessen und dadurch erneut die Dämpfung der Wellenleiter bestimmt. Vorteilhaft gegenüber der zuvor demonstrierten Methode ist hier die Möglichkeit der spektralen Kodierung einzelner Bereiche durch unterschiedliche Gitterperioden. Auf diese Weise ließen sich Reflexionsorte mit gleicher Entfernung unterscheiden, beispielsweise in verzweigten Strukturen wie Richtkopplern, und daraus u.a. Kopplungsgrade ermitteln. Zur Herstellung derart großflächiger Gitter mit Perioden im Bereich einiger Hundert Nanometer wurde zudem ein lithografisches Verfahren entwickelt, das auf der Verwendung von Beugungsgittern zur Erzeugung der periodischen Intensitätsverteilung basiert. Insbesondere wurde dabei der Einfluss der störenden 0. Beugungsordnung eliminiert, indem der Abstand zwischen der zu belichtenden Probe und der Phasenmaske während des Belichtungsvorganges moduliert wurde. Auf diese Weise konnten großflächige Gitter mit Perioden von 225 nm realisiert werden.

Weiterhin wurde in Kap. 5 ein Pump-Proben-Experiment zur Bestimmung des Abklingverhaltens freier Ladungsträger implementiert und insbesondere Rippenwellenleitern untersucht. Die Ladungsträgerlebensdauer spielt besonders in leistungsintensiven Anwendungen eine entscheidende Rolle, da Ladungsträger meist durch den quadratisch mit der Leistung wachsenden Prozess der Zwei-Photonen-Absorption erzeugt werden und anschließend das Licht durch FCA dämpfen. Bei großen Lebensdauern wächst die Zahl der Ladungsträger entsprechend an, was mit einer erhöhten Dämpfung einhergeht. Das hier vorliegende Experiment hat gezeigt, dass eine Erweiterung des i.d.R. verwendeten Modells eines einzelnen exponentiellen Abklingvorganges der Ladungsträger um eine zweite exponentielle Zeitkonstante immer dann zweckmäßig ist, wenn die FCA im CW-Betrieb von Interesse ist. Für die vermessenen Wellenleiter beispielsweise ist der direkt gemessene, schnelle Anstieg der Ladungsträger für die CW-FCA unerheblich. Ausschlaggebend ist vielmehr ein zweiter, langsamer Prozess, der zwar nicht direkt gemessen werden kann, jedoch durch eine Akkumulation der Ladungsträger und einen damit einhergehenden Offset des Probensignals zu Tage tritt. Dieser langsame Prozess kann wiederum vernachlässigt werden, wenn lediglich das schnelle Abklingverhalten Verwendung finden soll, beispielsweise zu Modulationszwecken. Weiterhin konnte eine Verminderung der Lebensdauer durch die Dotierung mit Goldatomen gezeigt werden. Zwar war dieser Prozess mit einer Erhöhung der linearen Wellenleiterverluste verbunden. Das Produkt aus Ladungsträgerlebensdauer und Dämpfungsbelag konnte jedoch ebenfalls durch die Dotierung verkleinert werden, wodurch dieses Verfahren besonders bei Raman-basierten Verstärkern zu einer Erhöhung der maximal möglichen Verstärkung führen sollte.

Sowohl die spontane als auch die stimulierte Raman-Streuung in Siliziumwellenleitern wurde im letzten Kapitel dieser Arbeit vermessen. Hierzu wurden Streifen- und Rippenwellenleiter mit einer Pumpquelle angeregt und die Raman-induzierte Erzeugung bzw. Verstärkung erfasst. Mit Hilfe der beidseitigen Bestimmung der spontanen Raman-Streuung wurde dabei ein Nach-

weis für das bislang nur theoretisch begründete nichtreziproke Verhalten des Raman-Effektes erbracht.

A. Anhang

A.1. Herleitung der Standardabweichung für die OFDR-Dämpfung

Die durch OFDR gemessene Rückstreucurve bei Wellenleitern mit linearer Wellenleiterdämpfung lässt sich (im logarithmischen Maß) durch lineare Regression hinsichtlich ihrer Steigung auswerten. Die Hälfte dieser Steigung liefert den linearen Dämpfungsbelag α des Wellenleiters. Zur Berechnung der Standardabweichung dieser Dämpfung wird zunächst die Varianz $\langle m^2 \rangle$ der durch lineare Regression ermittelten Steigung bestimmt und daraus die Standardabweichung σ_m der Rückstreuung bzw. der Dämpfung σ_α ermittelt.

Für die durch OFDR gemessene Rückstreuung liefert lineare Regression

$$m = \frac{1}{\Delta z} \frac{6}{N(N-1)} \left[\frac{2}{N+1} \sum_{n=1}^N n(y_n - \langle y_n \rangle) - \sum_{n=1}^N (y_n - \langle y_n \rangle) \right], \quad (\text{A.1})$$

bzw. mit $q_n = (y_n - \langle y_n \rangle)$ und $\langle q_n \rangle = 0$:

$$\begin{aligned} m &= \frac{1}{\Delta z} \frac{6}{N(N-1)} \left[\frac{2}{N+1} \sum_{n=1}^N n q_n - \sum_{n=1}^N q_n \right] \\ &= \frac{1}{\Delta z} \frac{6}{N(N-1)} \left[\frac{2}{N+1} \sum_{n=1}^N n(q_n - \langle q_n \rangle) - \sum_{n=1}^N (q_n - \langle q_n \rangle) \right], \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

womit sich die Varianz berechnen lässt:

$$\begin{aligned}
 \langle m^2 \rangle &= \langle (m - \langle m \rangle)^2 \rangle \\
 &= \left\langle \left(\frac{1}{\Delta z} \frac{6}{N(N-1)} \right)^2 \left[\left(\frac{2}{N+1} \right)^2 \sum_n \sum_m n (q_n - \langle q_n \rangle) \cdot m (q_m - \langle q_m \rangle) \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - 2 \frac{2}{N+1} \sum_n \sum_m n (q_n - \langle q_n \rangle) (q_m - \langle q_m \rangle) \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \sum_n \sum_m (q_n - \langle q_n \rangle) (q_m - \langle q_m \rangle) \right] \right\rangle \\
 &= \left\langle \sum_{n \neq m} \dots \right\rangle = \left\langle \left(\frac{1}{\Delta z} \frac{6}{N(N-1)} \right)^2 \left[\left(\frac{2}{N+1} \right)^2 \sum_{n=1}^N n^2 (q_n - \langle q_n \rangle)^2 \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - \frac{4}{N+1} \sum_{n+1}^N n (q_n - \langle q_n \rangle)^2 \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \sum_{n+1}^N (q_n - \langle q_n \rangle)^2 \right] \right\rangle \\
 &= \left(\frac{1}{\Delta z} \frac{6}{N(N-1)} \right)^2 \left[\left(\frac{2}{N+1} \right)^2 \langle (q_n - \langle q_n \rangle)^2 \rangle \cdot \frac{N \cdot (N+1)(2N+1)}{6} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{4}{N+1} \langle (q_n - \langle q_n \rangle)^2 \rangle \frac{N \cdot (N+1)}{2} \right. \\
 &\quad \left. + N \cdot \langle (q_n - \langle q_n \rangle)^2 \rangle \right] \\
 &= \left(\frac{1}{\Delta z} \frac{6}{N(N-1)} \right)^2 \left[\frac{2N(2N+1)}{3(N+1)} - 2N + N \right] \langle (q_n - \langle q_n \rangle)^2 \rangle \\
 &= \frac{1}{(\Delta z)^2} \cdot \frac{12}{N(N-1)(N+1)} \langle q_n^2 \rangle \tag{A.3}
 \end{aligned}$$

Aus der Standardabweichung der ermittelten Steigung

$$\sqrt{\langle m^2 \rangle} \cong \sqrt{\frac{12}{N}} \cdot \frac{5.57 \text{ dB}}{N \Delta z} = \sqrt{\frac{12}{N}} \cdot \frac{5.57 \text{ dB}}{L} \tag{A.4}$$

folgt für die Standardabweichung der Dämpfung:

$$\sigma_\alpha = \sqrt{\langle \alpha^2 \rangle} = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{12}{N}} \cdot \frac{5.57 \text{ dB}}{L}. \tag{A.5}$$

A.2. Berechnung der optimalen BARC-Dicke

Für die Berechnung der optimalen Dicke der Antireflexionsschicht zwischen Silizium und Fotolack wird angenommen, dass es sich um eine Ausbreitung von ebenen Wellen auf beiden Seiten

der dielektrischen Grenzflächen handelt. Wird weiterhin zunächst ein System aus zwei dielektrischen Materialien betrachtet, dann können die hin- und rücklaufenden Wellen auf beiden Seiten der Grenzfläche beschrieben werden durch

$$E_y(x, z, t) = \begin{cases} (A_1 \exp(jk_{1,z}z) + B_1 \exp(-jk_{1,z}z)) \exp(j(k_{1,x}x - \omega t)) \\ (A_2 \exp(jk_{2,z}z) + B_2 \exp(-jk_{2,z}z)) \exp(j(k_{2,x}x - \omega t)) \end{cases}, \quad (\text{A.6})$$

wobei $A_{1,2}$ die Amplituden der Wellen in positiver und $B_{1,2}$ die Amplituden in negativer z -Richtung sind in den Medien 1 bzw. 2 sind. $k_{\{1,2\},x}$ und $k_{\{1,2\},z}$ sind die x - bzw. z -Komponenten der Wellenvektoren k_1 und k_2 .

Durch Übergangsmatrizen können die Felder auf beiden Seiten der Grenzfläche miteinander verknüpft werden:

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = T_{12} \begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} \quad (\text{A.7})$$

mit der Übergangsmatrix T_{12} , deren Elemente aus den Fresnelschen Amplitudenreflexions- und Amplitudentransmissionskoeffizienten r_{12} und t_{12} bestehen:

$$T_{12} = \frac{1}{t_{12}} \begin{bmatrix} 1 & r_{12} \\ r_{12} & 1 \end{bmatrix}. \quad (\text{A.8})$$

Fällt das Feld mit einem Winkel θ_1 zur Grenzflächennormalen ein, dann berechnen sich diese Koeffizienten durch

$$r_{12} = \frac{n_1 \cdot \cos(\theta_1) - n_2 \cdot \cos(\theta_2)}{n_1 \cdot \cos(\theta_1) + n_2 \cdot \cos(\theta_2)} \quad (\text{A.9})$$

bzw.

$$t_{12} = \frac{2n_1 \cdot \cos(\theta_1)}{n_1 \cdot \cos(\theta_1) + n_2 \cdot \cos(\theta_2)} \quad (\text{A.10})$$

mit den komplexen Brechungsindizes n_1 und n_2 der beiden Medien. Der Winkel θ_2 wird durch das Snelliussche Gesetz ermittelt:

$$\theta_2 = \arcsin\left(\frac{n_1}{n_2} \sin(\theta_1)\right). \quad (\text{A.11})$$

Weiterhin wird die Ausbreitung der ebenen Wellen im homogenen Medium mit dem komplexen Brechungsindex n und der Dicke d durch die Ausbreitungsmatrix P beschrieben:

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} \exp(-j\phi) & 0 \\ 0 & \exp(j\phi) \end{bmatrix}}_P \begin{bmatrix} A' \\ B' \end{bmatrix} \quad (\text{A.12})$$

mit

$$\phi = k_z d = n \frac{2\pi}{\lambda_0} \cos(\theta) d. \quad (\text{A.13})$$

λ_0 ist hier die Vakuumwellenlänge des einfallenden Lichtes. Zur Bestimmung des gesamten komplexen Reflexionsfaktors an einem Mehrschichtsystem können Transmissions- und Ausbreitungsmatrizen miteinander multipliziert werden. Das hier vorliegende System besteht aus Luft, BARC, Fotolack und Silizium. Damit kann der Zusammenhang der Amplituden in Luft und Silizium wie folgt durch Multiplikation der entsprechenden Matrizen ausgedrückt werden:

$$\begin{bmatrix} A_L \\ B_L \end{bmatrix} = \underbrace{T_{12}P_2T_{23}P_3T_{34}}_M \begin{bmatrix} A_{Si} \\ B_{Si} \end{bmatrix}. \quad (\text{A.14})$$

Hier sind T_{12} , T_{23} und T_{34} die Transmissionsmatrizen für die Übergänge zwischen Luft und Fotolack, Fotolack und BARC bzw. BARC und Silizium. P_2 ist die Ausbreitungsmatrix für das BARC, P_3 für die Lackschicht. Da das an der folgenden Grenzschicht zwischen Silizium und SiO_2 reflektierte Licht aufgrund der extrem hohen Dämpfung in Silizium bei der verwendeten Belichtungswellenlänge (244 nm) vernachlässigt werden kann, wird die Siliziumschicht für die weitere Betrachtung als unendlich ausgedehnt angenommen, obwohl die tatsächliche Dicke lediglich 2 μm beträgt. Unter dieser Annahme wird $B_{Si} = 0$ und die Amplituden A_{Si} und B_L können bestimmt werden durch

$$A_{Si} = \frac{1}{M_{11}} A_L \quad \text{bzw.} \quad B_L = \frac{M_{21}}{M_{11}} A_L. \quad (\text{A.15})$$

Zur Minimierung der durch die Reflexion an der Grenzschicht zwischen BARC und Fotolack entstehenden Stehwellen kann der Reflexionsfaktor an dieser Stelle durch entsprechende Wahl der BARC-Dicke d_{Ba} minimiert werden. Durch erneute Matrizen-Multiplikation erhält man

$$\begin{bmatrix} A_L \\ B_L \end{bmatrix} = \underbrace{T_{12}P_2}_{N=\begin{bmatrix} N_{11} & N_{12} \\ N_{21} & N_{22} \end{bmatrix}} \begin{bmatrix} A'_{La} \\ B'_{La} \end{bmatrix} \quad (\text{A.16})$$

und mit (A.15)

$$B'_{La} = A_L \left(N_{21}^{(-1)} + N_{22}^{(-1)} \frac{M_{21}}{M_{11}} \right) \quad (\text{A.17})$$

mit den Elementen $N_{ij}^{(-1)}$ der zu N inversen Matrix. Der Ausdruck für den zu minimierenden Reflexionsfaktor lautet schließlich

$$r_{LaBA} = \left(N_{21}^{(-1)} + N_{22}^{(-1)} \frac{M_{21}}{M_{11}} \right). \quad (\text{A.18})$$

Zur Berechnung der optimalen BARC-Dicke wurden folgende Parameter für Materialien und Geometrie angenommen: Da sich der Imaginärteil des Fotolack-Brechungsindex während der Belichtung ändert, wurde hier der Mittelwert $\bar{k}$ von belichtetem und unbelichtetem Brechungs-

Tabelle A.1.: Materialparameter für die Berechnung der optimalen BARC-Dicke.

Brechungsindex Luft	$n_L = 1$
Brechungsindex Fotolack	$\text{Re}(n_{\text{La}}) = 1.70$ Dill-Parameter: $A = 0.13053 \frac{1}{\mu\text{m}}, B = 0.6016 \frac{1}{\mu\text{m}}, C = 0.0257 \frac{\text{cm}^2}{\text{mJ}}$ $\Rightarrow k_{\text{unbelichtet}} = 0.0142, k_{\text{belichtet}} = 0.0117, \bar{k} = 0.0130$ $\Rightarrow n_{\text{La}} = 1.70 + j0.013$
Brechungsindex BARC	$n_{\text{Ba}} = 1.4902 + j0.4171$
Brechungsindex Silizium	$n_{\text{Si}} = 1.694 + j3.666$ bei $\lambda_0 = 244 \text{ nm}$
Lackdicke	$d_{\text{La}} = 350 \text{ nm}$
Ausbreitungswinkel in Luft	$\theta_{L,0} = 0^\circ$ (0. Beugungsordnung) $\theta_{L,\pm 1} = 32.8^\circ$ (± 1 . Beugungsordnung)

index verwendet. Die Änderung wurde anhand der Dill-Parameter berechnet. Die mit diesen Werten berechneten Leistungsreflexionsfaktoren $R = |r_{\text{LaBa}}|^2$ nach Gl. (A.1) sind in Abb. A.1 für die ausbreitungsfähigen Beugungsordnungen dargestellt. Eine vollständige Unterdrückung der Reflexion der ± 1 . Beugungsordnung kann bei einer BARC-Dicke von 62 nm abgelesen werden. Die 0. Beugungsordnung dagegen besitzt ein Reflexionsminimum bei 58 nm. Für den verwendeten Belichtungsprozess wurde eine BARC-Dicke von 62 nm gewählt, da die 0. Beugungsordnung bereits durch die Geometrie der Phasenmaske unterdrückt wird und die Reflexionen der ± 1 . Beugungsordnung hauptsächlich für die abträglichen Stehwellen sind.

A.3. Feldverteilung am Beugungsgitter

Zur Berechnung der Feldverteilung an den zur Herstellung der periodischen Lackstrukturen verwendeten Beugungsgittern wird davon ausgegangen, dass die verwendete Phasenmaske ein rechteckförmiges periodisches Profil besitzt mit einer Periodizität 450 nm, einem Tastverhältnis 0.38 und einer Furchentiefe $a = 260 \text{ nm}$. Da die geometrischen Abmessungen der Störung im Bereich der Wellenlänge liegen, ist an dieser Stelle die Anwendung des Huygenschen Prinzip nicht möglich. Daher werden an dieser Stelle die Maxwell'schen Gleichungen für das gegebene System gelöst, die in differentieller Form ausgedrückt werden können durch

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(\vec{r}, t) \quad (\text{A.19})$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{J}(\vec{r}, t) + \frac{\partial}{\partial t} \vec{D}(\vec{r}, t) \quad (\text{A.20})$$

$$\nabla \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}) \quad (\text{A.21})$$

$$\nabla \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \quad (\text{A.22})$$

mit der elektrischen Feldstärke $\vec{E}(\vec{r}, t)$, der magnetischen Feldstärke $\vec{B}(\vec{r}, t)$ der dielektrischen Verschiebung $\vec{D}(\vec{r}, t)$, der magnetischen Induktion $\vec{H}(\vec{r}, t)$ und der Raumladungsdichte $\rho(\vec{r})$.

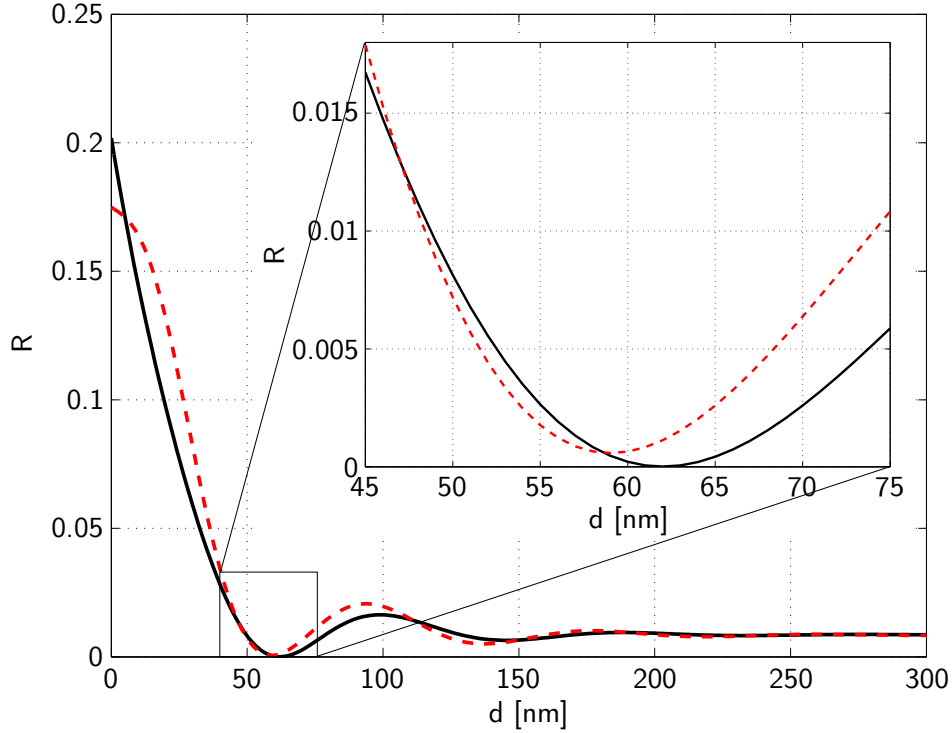


Abbildung A.1.: Gesamter Reflexionsfaktor für das System aus Luft, Fotolack, BARC und Silizium für die 0. Beugungsordnung (gestrichelte Kurve, senkrechter Einfall) und die ± 1 . Beugungsordnung (durchgezogene Kurve, Einfallswinkel zum Lot: 32.8°) über der BARC-Dicke. Die Reflexion der ± 1 . Beugungsordnung wird bei einer BARC-Dicke von 62 nm vollständig unterdrückt. Das Minimum der Reflexion der 0. Beugungsordnung liegt bei 58 nm

Weiterhin beschreiben die Materialgleichungen

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon_r(\vec{r}) \epsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (\text{A.23})$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_r(\vec{r}) \mu_0 \vec{H}(\vec{r}, t) \quad (\text{A.24})$$

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \kappa(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (\text{A.25})$$

mit der Dielektrizität $\epsilon_r(\vec{r}) \epsilon_0$, der Permeabilität $\mu_r(\vec{r}) \mu_0$ und der Leitfähigkeit $\kappa(\vec{r})$ den Einfluss der Felder auf die Materie.

Die Feldverteilung wird im Folgenden nach [140] für die in Abb. A.2 dargestellte Geometrie berechnet. Aus dem Medium I (Brechungsindex n_I) fällt eine Welle unter dem Winkel Ψ zur z -Achse und parallel zur x, z -Ebene auf die Phasenmaske (Medium II, ortsabhängiger Index n_{II}) ein und wird gebeugt. Die in das Medium III (Index n_{III}) transmittierten Wellen besitzen die Beugungsordnung p . Für die Berechnung sei angenommen, dass diese Geometrie in x -Richtung unendlich ausgedehnt ist. Weiterhin wird zunächst der Chirp des Gitters vernachlässigt und von einer uniformen Gitterstruktur mit der Periode $\Lambda_{PM,0}$ ausgegangen.

Somit weist der ortsabhängige Brechungsindex im Gebiet II eine Periodizität in x -Richtung auf: $n_{II}(x) = n_{II}(x + \Lambda_{PM,0})$. Die verwendete Phasenmaske ist für eine TE-polarisierte Welle

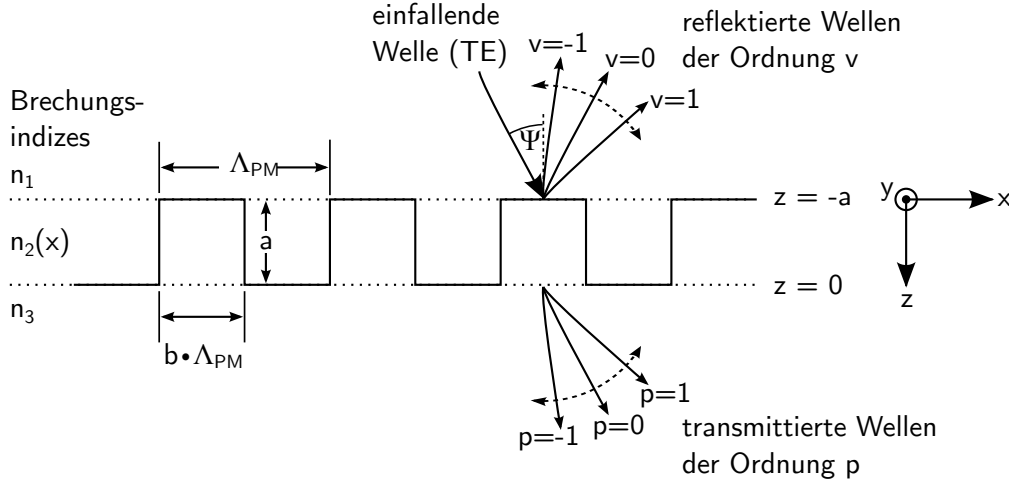


Abbildung A.2.: Geometrie für die Berechnung der Feldverteilung unterhalb der Phasenmaske. Die aus dem Medium I (Brechungsindex n_I) unter dem Winkel Ψ einfallende Welle wird an einer Phasenmaske (Medium II, ortsabhängiger Index $n_{II}(x)$) mit rechteckförmigem Profil gebeugt. In das Medium III (Index n_{III}) werden Wellen unterschiedlicher Ordnung p gebeugt.

optimiert, weshalb das vorliegende Feldproblem auch für diese Polarisation gelöst werden soll. Demnach existiert in allen drei Gebieten lediglich die y -Komponente des elektrischen Feldes. Somit kann das Feld ausgedrückt werden durch

$$\vec{E}(x, z, t) = E_y \exp(-j\omega t) \vec{e}_y, \quad (\text{A.26})$$

mit der Amplitude E_y und der Kreisfrequenz ω und dem Einheitsvektor in y -Richtung $\vec{e}_y$. Es soll weiterhin davon ausgegangen werden, dass alle Medien ladungsfrei, nichtleitend, nichtmagnetisch sowie isotrop sind. Dann können die Gln. (A.22)–(A.25) vereinfacht werden zu

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}) = j\omega\mu_0 \vec{H}(\vec{r}) \quad (\text{A.27})$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}) = -j\omega\epsilon_r(\vec{r})\epsilon_0 \vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{A.28})$$

$$\nabla \cdot (\epsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r})) = 0 \quad (\text{A.29})$$

$$\nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}) = 0. \quad (\text{A.30})$$

Hieraus ergibt sich die Wellengleichung für das elektrische Feld:

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) + k_0^2 n^2(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (\text{A.31})$$

mit der Wellenzahl im Vakuum $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ und dem ortsabhängigen Brechungsindex $n(\vec{r})$. Unter der Annahme einer TE-polarisierten Welle besitzt das elektrische Feld lediglich eine y -Komponente mit x - und z -Abhängigkeit. Weiterhin ist der Brechungsindex im Gebiet II von x abhängig und ansonsten konstant. Die Wellengleichung kann demnach vereinfacht werden zu

$$\frac{\partial^2 E_y(x, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y(x, z)}{\partial z^2} + k_0^2 n^2(\vec{r}) E_y(x, z) = 0 \quad (\text{A.32})$$

mit

$$n = \begin{cases} n_{\text{I}} = \text{konstant} & \text{für } z < -a \\ n_{\text{II}}(x) = n_{\text{II}}(x + \Lambda_{\text{PM},0}) & \text{für } -a \leq z \leq 0 \\ n_{\text{III}} = \text{konstant} & \text{für } z > 0 \end{cases} \quad (\text{A.33})$$

Diese Gleichung stellt in den Bereichen I und III eine partielle Differentialgleichung 2. Ordnung mit konstanten Koeffizienten n_{I} und n_{III} dar. Im Gebiet II dagegen variiert $k_0 n_{\text{II}}(x)$ in x -Richtung. Daher wird zunächst eine Lösung für das Feld in Gebiet II und daraus eine analytische Fortsetzung für die Gebiete I und III berechnet, in denen das Feld keine Störung durch eine sich ändernde Brechzahl erfährt. Einen Ansatz dazu liefert die Floquet-Theorie:

$$E_y^{\text{II}}(x, z) = \sum_l S_l \exp(j(k_{x,l}x - gz)) \quad \text{mit} \quad k_{x,l} = \frac{2\pi l}{\Lambda_{\text{PM},0}} + n_{\text{I}} k_0 \sin(\Psi). \quad (\text{A.34})$$

Die periodische Brechzahländerung im Gebiet II wird weiterhin in eine Fourierreihe entwickelt:

$$n_{\text{II}}^2(x) = \sum_m \alpha_m \exp\left(\frac{j2\pi m}{\Lambda_{\text{PM},0}}\right) \quad (\text{A.35})$$

mit den Koeffizienten

$$\alpha_m = \frac{1}{\Lambda_{\text{PM},0}} \int_0^{\Lambda_{\text{PM},0}} n_{\text{II}}^2(x) \exp\left(\frac{-j2\pi m}{\Lambda_{\text{PM},0}}\right) dx = \begin{cases} \frac{\sin(bm\pi)}{m\pi} (n_{\text{I}}^2 - n_{\text{III}}^2) & \text{für } m \neq 0 \\ n_{\text{II}}^2(1 - b) + bn_{\text{I}}^2 & \text{für } m = 0 \end{cases} \quad (\text{A.36})$$

Werden die Gln. (A.34) und (A.35) in die Wellengleichung (A.32) eingesetzt, erhält man mit

$$g^2 S_l + \underbrace{\sum_m (k_{x,l}^2 \delta_{l,m} - k_0^2 \alpha_{l-m})}_{M} S_m = 0 \quad (\text{A.37})$$

das Randwertproblem der Form $M\vec{S} = -g^2\vec{S}$ mit den Eigenwerten $-g_n^2$ und den Elementen $S_{l,n}$ der Eigenvektoren. Die Lösung dieses Eigenwertproblems liefert bis auf die konstanten Faktoren A_n und B_n das elektrische Feld im Gebiet II

$$E_y^{\text{II}}(x, z) = \sum_l \sum_n S_{l,n} \exp(jk_{x,l}x) (A_n \exp(-jg_n z) + B_n \exp(jg_n z)) \quad (\text{A.38})$$

und kann als Superposition von vorwärts- und rückwärts laufender Welle interpretiert werden. Die analytische Lösung für die beiden Gebiete I und II kann durch Rayleigh-Reihen als Fortsetzung der Lösung für das Gebiet II gefunden werden:

$$E_y^I(x, z) = E_0 \exp(j(k_{x,0}x + r_0z)) + \sum_v R_v \exp(j(k_{x,v}x - r_vz)) \quad (\text{A.39})$$

mit

$$k_{x,\nu} = \frac{2xv}{\Lambda_{\text{PM},0}} + n_I k_0 \sin(\Psi) \quad \text{und} \quad r_v = \sqrt{n_I^2 k_0^2 - k_{x,v}^2} \quad (\text{A.40})$$

und

$$E_y^{\text{III}}(x, z) = \sum_p T_p \exp(j(k_{x,p}x + t_pz)) \quad (\text{A.41})$$

mit

$$k_{x,p} = \frac{2xp}{\Lambda_{\text{PM},0}} + n_I k_0 \sin(\Psi) \quad \text{und} \quad t_p = \sqrt{n_{\text{III}}^2 k_0^2 - k_{x,p}^2}. \quad (\text{A.42})$$

Die einfallende Welle mit der Amplitude E_0 wird durch den ersten Term in Gl. (A.39) beschrieben, durch den zweiten die v reflektierten Wellen mit den Amplituden R_v . Analog dazu werden in Gl. (A.38) die p transmittierten (gebeugten) Wellen mit den Amplituden T_p berücksichtigt. Die noch unbekannten Größen A_n , B_n , R_v und T_p können über die Stetigkeitsbedingung der Tangentialkomponenten der elektrischen (E_y) und magnetischen (H_x) Feldstärkekomponenten an den Grenzflächen (bei $z = -a$ und $z = 0$) bestimmt werden. Hieraus folgen zunächst die Gleichungen für das elektrische Feld

$$E_y^I(x, -a) = E_y^{\text{II}}(x, -a) \quad (\text{A.43})$$

$$E_y^{\text{III}}(x, 0) = E_y^{\text{II}}(x, 0) \quad (\text{A.44})$$

und nach Berechnung der x -Komponente für magnetische Feld

$$H_x(x, z) = \frac{j}{\omega\mu_0} \frac{\partial E_y(x, z)}{\partial z} \quad (\text{A.45})$$

die Tangentialbedingung für das magnetische Feld

$$H_x^I(x, -a) = H_x^{\text{II}}(x, -a) \stackrel{(\text{A.39})}{\Longleftrightarrow} \frac{\partial E_y^I(x, -a)}{\partial z} = \frac{\partial E_y^{\text{II}}(x, -a)}{\partial z} \quad (\text{A.46})$$

$$H_x^{\text{III}}(x, 0) = H_x^{\text{II}}(x, 0) \stackrel{(\text{A.39})}{\Longleftrightarrow} \frac{\partial E_y^{\text{III}}(x, 0)}{\partial z} = \frac{\partial E_y^{\text{II}}(x, 0)}{\partial z}. \quad (\text{A.47})$$

Die Gln. (A.44)–(A.47) stellen ein lineares Gleichungssystem dar, dessen Lösung [140] schließ-

lich auf die Amplituden A_n , B_n , R_v und T_p führt:

$$T_m = 2U_{m,0}^{-1}E_0r_0 \exp(-ar_0a) \quad (\text{A.48})$$

$$A_n = \frac{\sum_m S_{n,m}^{-1}T_m - \sum S_{n,m}^{-1}T_mt_mg_n^{-1}}{2} \quad (\text{A.49})$$

$$B_n = \frac{\sum_m S_{n,m}^{-1}T_m + \sum S_{n,m}^{-1}T_mt_mg_n^{-1}}{2} \quad (\text{A.50})$$

$$R_l = \exp(-jr_la) \sum_n S_{l,n}(A_n \exp(jg_na) + B_n \exp(-jg_na)) - E_0 \exp(-2jr_0a) \quad (\text{A.51})$$

Eine exakte Lösung des durch (A.37) beschriebenen Eigenwertproblems ist nur unter Einbeziehung aller (unendlich vieler) reflektierten und transmittierten Wellen (Summationen in den Gln. (A.39)–(A.41)) gegeben. Da in der Praxis lediglich eine endliche Anzahl von Beugungsordnungen $-N$ bis N berücksichtigt werden können, muss eine Konvergenz des Randwertproblems sichergestellt werden. Für Phasengitter mit Gitterperioden im Bereich der Vakuumwellenlänge des einfallenden Lichtes wurde gezeigt [140], dass das Ergebnis bereits bei einer Anzahl von $N < 10$ konvergiert, wodurch der Rechenaufwand (Dimension des Eigenwertproblems: $(2N + 1) \times (2N + 1)$) überschaubar bleibt. Weiterhin kann das in dieser Arbeit verwendete Phasengitter mit einer Größe von $25 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ nach [140] als unendlich ausgedehnt angenommen werden, solange lediglich der mittlere Gitterbereich verwendet wird, da die Belichtungswellenlänge mit $\lambda_{UV} = 244 \text{ nm}$ um Größenordnungen kleiner ist. Unberücksichtigt blieb zudem bislang der Chirp in der Phasenmaskenperiode. Soll die Berechnung für ein gechirptes Gitter erfolgen, so können aufgrund der sehr kleinen Änderung der Periode (die Gitterkonstante ändert sich nur langsam über etliche Perioden) für einzelne Gitterbereiche mit variierender Periode die Feldverteilungen berechnet und aus diesen Einzelergebnissen auf das Verhalten des gesamten Gitters geschlossen werden.

Das Ergebnis der Berechnung der Feldverteilung bzw. der Komponenten der Wellenvektoren $k_{x,p}$ und t_p sowie die Amplitude T_p für die gegebene Geometrie für die ersten ± 8 Beugungsordnungen ist in Tab. A.2 zusammengefasst.

Tabelle A.2.: Berechnete Komponenten der Wellenvektoren sowie Amplituden für die ersten ± 8 gebeugten Wellen unterhalb der Phasenmaske.

$a = 260 \text{ nm}, b = 0.38, \Lambda_{\text{PM}} = 450 \text{ nm}, n_{\text{II}} = 1.511,$ $n_{\text{I}} = n_{\text{III}} = 1, \lambda_0 = \lambda_{\text{UV}} = 244 \text{ nm},$ $E_0 = 1 \text{ (normiert)}, \Psi = 0$			
p	$k_{x,p} [1/\text{nm}]$	$t_p [1/\text{nm}]$	T_p
-8	-0.1117	$0 + j0.1087$	$0.0001 - j0.0004$
-7	-0.0977	$0 + j0.0943$	$0.0009 + j0.0002$
-6	-0.0838	$0 + j0.0797$	$0.0007 + j0.0016$
-5	-0.0698	$0 + j0.0649$	$-0.0016 + j0.0018$
-4	-0.0559	$0 + j0.0496$	$-0.0032 - j0.0068$
-3	-0.0419	$0 + j0.0330$	$0.0056 - j0.0507$
-2	-0.0279	$0 + j0.0108$	$0.0598 - j0.3294$
-1	-0.0140	0.0216	$0.6309 - j0.6067$
0	0.0	0.0258	$0.1955 + j0.0800$
1	0.0140	0.0216	$0.6309 - j0.6067$
2	0.0279	$0 + j0.0108$	$0.0589 - j0.3294$
3	0.0419	$0 + j0.0330$	$0.0056 - j0.0507$
4	0.0559	$0 + j0.0496$	$-0.0032 - j0.0068$
5	0.0698	$0 + j0.0649$	$-0.0016 + j0.0018$
6	0.0838	$0 + j0.0797$	$0.0007 + j0.0016$
7	0.0977	$0 + j0.0943$	$0.0009 + j0.0002$
8	0.1117	$0 + j0.1087$	$0.0001 - j0.0004$

Literaturverzeichnis

- [1] REED, G. T.: The optical age of silicon. In: *Nature* 427 (2004), Februar, S. 595–596. DOI 10.1038/427595b
- [2] JALALI, B. ; PANICCIA, M. ; REED, G. T.: Silicon Photonics. In: *IEEE Microwave Magazine* 7 (2006), Juni, Nr. 3, S. 58–68. DOI 10.1109/MMW.2006.1638290
- [3] <http://www.research.ibm.com/photonics>
- [4] JONES, R. ; RONG, H. ; PANICCIA, M.: Silicon photonics applications, challenges and future direction. In: *CLEO*, 2006. DOI 10.1109/CLEO.2006.4627684
- [5] VLASOV, Y. A. ; McNAB, S. J.: Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends. In: *Opt. Express* 12 (2004), April, Nr. 8, S. 1622–1631. DOI 10.1364/OPEX.12.001622
- [6] JALALI, B. ; FATHPOUR, S.: Silicon Photonics. In: *J. Lightwave Technol.* 24 (2006), Dezember, Nr. 12, S. 4600–4615. DOI 10.1109/JLT.2006.885782
- [7] BOGAERTS, W. ; DUMON, P. ; VAN THOURHOUT, D. ; TAILLAERT, D. ; JAENEN, P. ; WOUTERS, J. ; BECKX, S. ; WIAUX, V. ; BAETS, R.: Compact Wavelength-Selective Functions in Silicon-on-Insulator Photonic Wires. In: *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 12 (2006), November, Nr. 6, S. 1394–1401. DOI 10.1109/JSTQE.2006.884088
- [8] VLASOV, Y. A.: Silicon CMOS-Integrated Nano-Photonics for Computer and Data Communications Beyond 100G. In: *IEEE Communications Magazine* 50 (2012), Februar, Nr. 2, S. s67–s72. DOI 10.1109/MCOM.2012.6146487
- [9] FÉDÉLI, J.-M. ; VIROT, L. ; DUAN, G. H. ; VIVIEN, L. ; THOMSON, D. ; HARTMANN, J.-M. ; JANY, C. ; GROSSE, P. ; LIEPVRE, A. L. ; BOGAERTS, W. ; REED, G. T. ; THOURHOUT, D. V. ; LELARGE, F.: Silicon photonics transceivers transceivers with integrated hybrid lasers. In: *International Conference on Solid State Devices and Materials*, 2012, S. 1172–1173
- [10] PINGUET, T. ; DOBBELAERE, P. M. D. ; FOLTZ, D. ; GLOECKNER, S. ; HOVEY, S. ; LIANG, Y. ; MACK, M. ; MASINI, G. ; MEKIS, A. ; PETERSON, M. ; SAHNI, S. ; SCHRAMM, J. ; SHARP, M. ; VERSLEGERS, L. ; WELCH, B. P. ; YOKOYAMA, K. ; YU, S.: 25 Gb/s Silicon

- Photonic Transceivers. In: *9th International Conference on Group IV Photonics (GFP)*, 2012. – Paper ThC1. DOI 10.1109/GROUP4.2012.6324129
- [11] FENG, D. ; QIAN, W. ; LIANG, H. ; LUFF, J. ; ASGHARI, M.: High Speed Receiver Technology on the SOI Platform. In: *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* PP (2012), Nr. 99. DOI 10.1109/JSTQE.2012.2213804
- [12] BOGAERTS, W. ; SELVARAJA, S. K.: Compact Single-Mode Silicon Hybrid Rib/Strip Waveguide With Adiabatic Bends. In: *IEEE Photon. J.* 3 (2011), Nr. 3, S. 422–432. DOI 10.1109/JPHOT.2011.2142931
- [13] ROELKENS, G. ; VERMEULEN, D. ; SELVARAJA, S. ; HALIR, R. ; BOGAERTS, W. ; THOURHOUT, D. V.: Grating-Based Optical Fiber Interfaces for Silicon-on-Insulator Photonic Integrated Circuits. In: *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 17 (2011), Mai, Nr. 3, S. 571–580. DOI 10.1109/JSTQE.2010.2069087
- [14] MICHEL, J. ; LIU, J. ; KIMERLING, L. C.: High-performance Ge-on-Si photodetectors. In: *Nature Photonics* 4 (2010), Juli, S. 527–534. DOI 10.1038/nphoton.2010.157
- [15] SOREF, R. A.: Silicon-Based Optoelectronics. In: *Proceedings of the IEEE* 81 (1993), Dezember, Nr. 12, S. 1687–1706. DOI 10.1109/5.248958
- [16] REED, G. T. ; MASHANOVICH, G. ; GARDES, F. Y. ; THOMSON, D. J.: Silicon optical modulators. In: *Nature Photonics* 4 (2010), Juli, S. 518–526. DOI 10.1038/nphoton.2010.179
- [17] BOYRAZ, O. ; JALALI, B.: Demonstration of a silicon Raman laser. In: *Opt. Express* 12 (2004), Oktober, Nr. 21, S. 5269–5273. DOI 10.1364/OPEX.12.005269
- [18] RONG, H. ; LIU, A. ; JONES, R. ; COHEN, O. ; HAK, D. ; NICOLAESCU, R. ; FANG, A. ; PANICCIA, M.: An all-silicon Raman laser. In: *Nature* 433 (2005), Januar, S. 292–294. DOI 10.1038/nature03273
- [19] PARK, H. ; FANG, A. W. ; KODAMAA, S. ; BOWERS, J. E.: Hybrid silicon evanescent laser fabricated with a silicon waveguide and III-V offset quantum wells. In: *Opt. Express* 13 (2005), November, Nr. 23, S. 9460–9464. DOI 10.1364/OPEX.13.009460
- [20] ROELKENS, G. ; THOURHOUT, D. V. ; BAETS, R.: Laser emission and photodetection in an InP/InGaAsP layer integrated on and coupled to a Silicon-on-Insulator waveguide circuit. In: *Opt. Express* 14 (2006), August, Nr. 18, S. 8154–8159. DOI 10.1364/OE.14.008154
- [21] RENNER, H. ; KRAUSE, M.: Maximal total gain of non-tapered silicon-on-insulator Raman amplifiers. In: *Optical Amplifiers and Their Applications (OAA) Topical Meeting*, 2006. – Paper OMD2. <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=OAA-2006-OMD2>

-
- [22] SCHMIDTCHEN, J. ; SCHÜPPERT, B. ; SPLETT, A. ; PETERMANN, K.: Low Loss Rib-Waveguides in SOI. In: *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* Bd. 244, 1992. DOI 10.1557/PROC-244-351
- [23] HARKE, A. ; KRAUSE, M. ; MÜLLER, J.: Low-loss single-mode amorphous silicon waveguides. In: *Electron. Lett.* 41 (2005), Dezember, Nr. 25, S. 1377–1379. DOI 10.1049/el:20052387
- [24] SETTLE, M. ; SALIB, M. ; MICHAELI, A. ; KRAUSS, T. F.: Low loss silicon on insulator photonic crystal waveguides made by 193nm optical lithography. In: *Opt. Express* 14 (2006), März, Nr. 6, S. 2440–2445. DOI 10.1364/OE.14.002440
- [25] ALMEIDA, V. R. ; XU, Q. ; BARRIOS, C. A. ; LIPSON, M.: Guiding and confining light in void nanostructure. In: *Opt. Lett.* 29 (2004), Juni, Nr. 11, S. 1209–1211. DOI 10.1364/OL.29.001209
- [26] SOREF, R. A. ; SCHMIDTCHEN, J. ; PETERMANN, K.: Large Single-Mode Rib Waveguides in GeSi-Si and Si-on-SiO₂. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 27 (1991), August, Nr. 8, S. 1971–1974. DOI 10.1109/3.83406
- [27] RICKMAN, A. G. ; REED, G. T. ; NAMAVAR, F.: Silicon-on-insulator optical rib waveguide loss and mode characteristics. In: *J. Lightwave Technol.* 12 (1994), Oktober, Nr. 10, S. 1771–1776. DOI 10.1109/50.337489
- [28] DONG, P. ; QIAN, W. ; LIAO, S. ; LIANG, H. ; KUNG, C.-C. ; FENG, N.-N. ; SHAFIHA, R. ; FONG, J. ; FENG, D. ; KRISHNAMOORTHY, A. V. ; ASGHARI, M.: Low loss shallow-ridge silicon waveguides. In: *Opt. Express* 18 (2010), Juli, Nr. 14, S. 14474–14479. DOI 10.1364/OE.18.014474
- [29] LOCKWOOD, D. J. ; PAVESI, L.: *Topics in Applied Physics*. Bd. 119: *Silicon Photonics II*. Springer Berlin Heidelberg, 2011. DOI 10.1007/978-3-642-10506-7
- [30] VAN THOURHOUT, D. ; BOGAERTS, W. ; DUMON, P.: Submicron Silicon Strip Waveguides. Version: 2006. DOI 10.1007/978-3-540-28912-8_8. In: PAVESI, Lorenzo (Hrsg.) ; GUILLOT, Gérard (Hrsg.): *Optical Interconnects* Bd. 119. Springer Berlin Heidelberg, 2006. – ISBN 978-3-540-28910-4, S. 205–237
- [31] LEE, K. K. ; LIM, D. R. ; KIMERLING, L. C.: Fabrication of ultralow-loss Si/SiO₂ waveguides by roughness reduction. In: *Opt. Lett.* 26 (2001), Dezember, Nr. 23, S. 1888–1890. DOI 10.1364/OL.26.001888
- [32] LEE, K. K. ; LIM, D. R. ; LUAN, H.-C. ; AGARWAL, A. ; FORESI, J. ; KIMERLING, L. C.: Effect of size and roughness on light transmission in a Si/SiO₂ waveguide: Experiments

- p>and model. In:
- Appl. Phys. Lett.*
- 77 (2000), September, Nr. 11, S. 1617–1619. DOI 10.1063/1.1308532
- [33] PAYNE, F. P. ; LACEY, J. P. R.: A theoretical analysis of scattering loss from planar optical waveguides. In: *Opt. Quantum Electron.* 26 (1994), Oktober, Nr. 10, S. 977–986. DOI 10.1007/BF00708339
 - [34] KRAUSE, M. ; RENNER, H. ; BRINKMEYER, E.: Theory of silicon Raman amplifiers and lasers. In: JALALI, B. (Hrsg.) ; FATHPOUR, S. (Hrsg.): *Silicon Photonics for Telecommunications and Biomedicine*. CRC Press, 2011, S. 131–200
 - [35] TSANG, H. K. ; LIU, Y.: Nonlinear optical properties of silicon waveguides. In: *Semicond. Sci. Technol.* 23 (2008), Mai, Nr. 6, S. 064007. DOI 10.1088/0268-1242/23/6/064007
 - [36] CLAPS, R. ; DIMITROPOULOS, D. ; RAGHUNATHAN, V. ; HAN, Y. ; JALALI, B.: Observation of stimulated Raman amplification in silicon waveguides. In: *Opt. Express* 11 (2003), Juli, Nr. 15, S. 1731–1739. DOI 10.1364/OE.11.001731
 - [37] LEUTHOLD, J. ; KOOS, C. ; FREUDE, W.: Nonlinear silicon photonics. In: *Nature Photonics* 4 (2010), Juli, S. 535–544. DOI 10.1038/nphoton.2010.185
 - [38] RONG, H. ; LIU, A. ; NICOLAESCU, R. ; PANICCIA, M. ; COHEN, O. ; HAK, D.: Raman gain and nonlinear optical absorption measurement in a low-loss silicon waveguide. In: *Appl. Phys. Lett.* 85 (2004), September, Nr. 12, S. 2196–2198. DOI 10.1063/1.1794862
 - [39] WRIGHT, N. M. ; THOMSON, D. J. ; LITVINENKO, K. L. ; HEADLEY, W. R. ; SMITH, A. J. ; KNIGHTS, A. P. ; DEANE, J. H. B. ; GARDES, F. Y. ; MASHANOVICH, G. Z. ; GWILLIAM, R. ; REED, G. T.: Free carrier lifetime modification for silicon waveguide based devices. In: *Opt. Express* 16 (2008), November, Nr. 24, S. 19779–19784. DOI 10.1364/OE.16.019779
 - [40] WALDOW, M. ; PLÖTZING, T. ; GOTTHEIL, M. ; FÖRST, M. ; BOLTEN, J. ; WAHLBRINK, T. ; KURZ, H.: 25ps all-optical switching in oxygen implanted silicon-on-insulator microring resonator. In: *Opt. Express* 16 (2008), Mai, Nr. 11, S. 7693–7702. DOI 10.1364/OE.16.007693
 - [41] HARKE, A. ; LIPKA, T. ; AMTHOR, J. ; HORN, O. ; KRAUSE, M. ; MÜLLER, J.: Amorphous Silicon 3-D Tapers for Si Photonic Wires Fabricated With Shadow Masks. In: *IEEE Photon. Technol. Lett.* 20 (2008), September, Nr. 17, S. 1452–1454. DOI 10.1109/LPT.2008.927891
 - [42] SHOJI, T. ; TSUCHIZAWA, T. ; WATANABE, T. ; YAMADA, K. ; MORITA, H.: Low loss mode size converter from 0.3 μm square Si wire waveguides to singlemode fibers. In: *Electron. Lett.* 38 (2002), Dezember, Nr. 25, S. 1669–1670. DOI 10.1049/el:20021185

-
- [43] TAILLAERT, D. ; VAN LAERE, F. ; AYRE, M. ; BOGAERTS, W. ; VAN THOURHOUT, D. ; BIENSTMAN, P. ; BAETS, R.: Grating Couplers for Coupling between Optical Fibers and Nanophotonic Waveguides. In: *Jpn. J. Appl. Phys.* 45 (2006), August, S. 6071–6077. DOI 10.1143/JJAP.45.6071
- [44] DERICKSON, D. ; DERICKSON, D. (Hrsg.): *Fiber optic test and measurement*. Prentice Hall, 1998
- [45] WALKER, R.G.: Simple and accurate loss measurement technique for semiconductor optical waveguides. In: *Electron. Lett.* 21 (1985), 20, Nr. 13, S. 581–583. DOI 10.1049/el:19850411
- [46] REGENER, R. ; SOHLER, W.: Loss in low-finesse Ti:LiNbO₃ optical waveguide resonators. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 36 (1985), März, Nr. 3, S. 143–147. DOI 10.1007/BF00691779
- [47] CLARK, D. F. ; IQBAL, M. S.: Simple extension to the Fabry–Perot technique for accurate measurement of losses in semiconductor waveguides. In: *Opt. Lett.* 15 (1990), Nov, Nr. 22, 1291–1293. DOI 10.1364/OL.15.001291
- [48] REED, G. T.: Methods of measurement of passive integrated optical waveguides. In: *Measurements on Optical Devices, IEE Colloquium on*, 1992, S. 2/1–2/7
- [49] MÜLLER, Jost ; BRINKMEYER, Ernst: Characterizing silicon waveguides: local attenuation and distributed reflectivity. In: *ECOC*, 2011. – We.10.P1.41. <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=ECOC-2011-We.10.P1.41>
- [50] MÜLLER, Jost ; KRAUSE, Michael ; BRINKMEYER, Ernst: Spatially resolved loss measurement in silicon waveguides using optical frequency-domain reflectometry. In: *Electron. Lett.* 47 (2011), Nr. 11, S. 668–670. DOI 10.1049/el.2011.0939
- [51] MÜLLER, Jost ; HUSTER, Jens ; KRAUSE, Michael ; BRINKMEYER, Ernst: Spatially Resolved Measurement of Local Attenuation and Scattering Properties of Silicon Waveguides. In: *2nd International Workshop on Tunable and Active Silicon Photonics*, 2011. – Paper Su4
- [52] MÜLLER, Jost ; HUSTER, Jens ; KRAUSE, Michael ; RENNER, Hagen ; BRINKMEYER, Ernst: Spatially Resolved Measurement of Free-Carrier Absorption in Silicon Waveguides. In: *9th International Conference on Group IV Photonics (GFP)*, 2012. – Paper WB3. DOI 10.1109/GROUP4.2012.6324077
- [53] GLOMBITZA, U. ; BRINKMEYER, E.: Coherent frequency-domain reflectometry for characterization of single-mode integrated-optical waveguides. In: *J. Lightwave Technol.* 11 (1993), August, Nr. 8, S. 1377–1384. DOI 10.1109/50.254098

- [54] GOODMAN, J. W.: Statistical Properties of Laser Speckle Patterns. Version: 1984. DOI 10.1007/BFb0111436. In: DAINTY, J. C. (Hrsg.): *Laser Speckle and Related Phenomena*. Springer-Verlag, 1984, S. 9–75
- [55] MENDE, B. ; BEHM, K.: Faseroptische Verbindungen. In: VOGES, Edgar (Hrsg.) ; PETERMANN, Klaus (Hrsg.): *Optische Kommunikationstechnik*. Springer, 2002, Kapitel 10, S. 347–377
- [56] HALE, G. M. ; QUERRY, M. R.: Optical Constants of Water in the 200-nm to 200- μm Wavelength Region. In: *Appl. Opt.* 12 (1973), März, Nr. 3, S. 555–563. DOI 10.1364/AO.12.000555
- [57] KOU, L. ; LABRIE, D. ; CHYLEK, P.: Refractive indices of water and ice in the 0.65- to 2.5- μm spectral range. In: *Appl. Opt.* 32 (1993), Juli, Nr. 19, S. 3531–3540. DOI 10.1364/AO.32.003531
- [58] KRAUSE, M. ; MÜLLER, J. ; PAGEL, T. ; RENNER, H. ; BRINKMEYER, E.: Nonreciprocal Raman Scattering in Silicon Waveguides. In: *7th International Conference on Group IV Photonics (GFP)*, 2010. – Paper ThA3. DOI 10.1109/GROUP4.2010.5643393
- [59] KRAUSE, M.: Finite-Difference Mode Solver for Curved Waveguides With Angled and Curved Dielectric Interfaces. In: *J. Lightwave Technol.* 29 (2011), März, Nr. 5, S. 691–699. DOI 10.1109/JLT.2011.2106763
- [60] CLAPS, R. ; RAGHUNATHAN, V. ; DIMITROPOULOS, D. ; JALALI, B.: Influence of nonlinear absorption on Raman amplification in Silicon waveguides. In: *Opt. Express* 12 (2004), Juni, Nr. 12, S. 2774–2780. DOI 10.1364/OPEX.12.002774
- [61] ALMEIDA, V. R. ; BARRIOS, C. A. ; PANEPUCCI, R. R. ; LIPSON, M.: All-optical control of light on a silicon chip. In: *Nature* 431 (2004), Oktober, S. 1081–1084. DOI 10.1038/nature02921
- [62] TURNER-FOSTER, A. C. ; FOSTER, M. A. ; LEVY, J. S. ; POITRAS, C. B. ; SALEM, R. ; GAETA, A. L. ; LIPSON, M.: Ultrashort free-carrier lifetime in low-loss silicon nanowaveguides. In: *Opt. Express* 18 (2010), Februar, Nr. 4, S. 3582–3591. DOI 10.1364/OE.18.003582
- [63] HUSTER, Jens ; MÜLLER, Jost ; RENNER, Hagen ; BRINKMEYER, Ernst: Scanning Phase-Mask DUV Inscription of Short-Period Large-Area Photoresist Gratings. In: *J. Lightwave Technol.* 29 (2011), Nr. 17, S. 2621–2628. DOI 10.1109/JLT.2011.2161863
- [64] KASHYAP, Raman ; KELLY, Paul L. (Hrsg.) ; KAMINOW, Ivan (Hrsg.) ; AGRAWAL, Govind (Hrsg.): *Fiber Bragg Gratings*. Academic Press, 1999. DOI 10.1080/014680300300001789

-
- [65] SNYDER, Allan W. ; LOVE, John D.: *Optical Waveguide Theory*. London: Chapman and Hall, 1983. DOI 10.1007/978-1-4613-2813-1
- [66] MURPHY, T. E. ; HASTINGS, J. T. ; SMITH, H. I.: Fabrication and Characterization of Narrow-Band Bragg-Reflection Filters in Silicon-on-Insulator Ridge Waveguides. In: *J. Lightwave Technol.* 19 (2001), Dezember, Nr. 12, S. 1938–1942. DOI 10.1109/50.971688
- [67] GIUNTONI, I. ; STOLAREK, D. ; GAJDA, A. ; BRUNS, J. ; TILLACK, B. ; PETERMANN, K. ; ZIMMERMANN, L.: Chirped gratings on tapered SOI rib waveguides for dispersion compensation. In: *Bragg Gratings, Photosensitivity and Poling in Glass Waveguides (BGPP) Topical Meeting, Karlsruhe, 2010*, <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=BGPP-2010-BMB4>
- [68] PARK, Y. ; DROUARD, E. ; DAIF, O. E. ; LETARTRE, X. ; VIKTOROVITCH, P. ; FAVE, A. ; KAMINSKI, A. ; LEMITI, M. ; SEASSAL, C.: Absorption enhancement using photonic crystals for silicon thin film solar cells. In: *Opt. Express* 17 (2009), Juli, Nr. 16, S. 14312–14321. DOI 10.1364/OE.17.014312
- [69] DAIF, O. E. ; DROUARD, E. ; GOMARD, G. ; KAMINSKI, A. ; FAVE, A. ; LEMITI, M. ; AHN, S. ; KIM, S. ; CABARROCAS, P. R. ; JEON, H. ; SEASSAL, C.: Absorbing one-dimensional planar photonic crystal for amorphous silicon solar cell. In: *Opt. Express* 18 (2010), Juni, Nr. S3, S. A293–A299. DOI 10.1364/OE.18.00A293
- [70] AUSTIN, R. H. ; TEGENFELDT, J. O. ; CAO, H. ; CHOU, S. Y. ; COX, E. C.: Scanning the Controls: Genomics and Nanotechnology. In: *J. Lightwave Technol.* 1 (2002), März, Nr. 1, S. 12–18. DOI 10.1109/TNANO.2002.1005422
- [71] GIUNTONI, I. ; STOLAREK, D. ; RICHTER, H. ; MARSCHMEYER, S. ; BAUER, J. ; GAJDA, A. ; BRUNS, J. ; TILLACK, B. ; PETERMANN, K. ; ZIMMERMANN, L.: Deep-UV technology for the fabrication of Bragg gratings on SOI rib waveguides. In: *IEEE Photon. Technol. Lett.* 21 (2009), Dezember, Nr. 24, S. 1894–1896. DOI 10.1109/LPT.2009.2035096
- [72] SUBRAMANIAN, V. R. ; DECORBY, R. G. ; MCMULLIN, J. N. ; HAUGEN, C. J. ; BELOV, M.: Fabrication of aperiodic gratings on silicon-on-insulator (SOI) rib waveguides using e-beam lithography. In: *Silicon-based and Hybrid Optoelectronics IV* Bd. 4654, SPIE, 2002, S. 45–53. DOI 10.1117/12.463856
- [73] LIM, M. H. ; MURPHY, T. E. ; FERRERA, J. ; DAMASK, J. N. ; SMITH, H. I.: Fabrication techniques for grating-based optical devices. In: *J. Vac. Sci. Technol. B* 17 (1999), Nr. 6, S. 3208–3211. DOI 10.1116/1.590981
- [74] HONDA, S. ; WU, Z. ; MATSUI, J. ; UTAKA, K. ; EDURA, T. ; TOKUDA, M. ; TSUTSUI, K. ; WADA, Y.: Largely-tunable wideband Bragg gratings fabricated on SOI rib waveguides

- employed by deep-RIE. In: *Electron. Lett.* 43 (2007), Mai, Nr. 11, S. 630–631. DOI 10.1049/el:20070884
- [75] GNAN, M. ; SOREL, M. ; MACINTYRE, D. S. ; POTTIER, P. ; THORNS, S. ; RUE, R. M. De L.: Effect of lithography stitching errors on Silicon-on-Insulator photonic wires. In: *CLEO/Europe and IQEC 2007 Conference Digest*, 2007. DOI 10.1109/CLEOE-IQEC.2007.4386611
- [76] HEIMALA, P. ; AALTO, T. ; YLINIEMI, S. ; SIMONEN, J. ; KUITTINEN, M. ; TURUNEN, J. ; LEPPIHALME, M.: Fabrication of Bragg Grating Structures in Silicon. In: *Phys. Scr.* 2002 (2002), Nr. T101, S. 92–95. DOI 10.1238/Physica.Topical.101a00092
- [77] MARTIN, J. ; LAUZON, J. ; THIBAUT, S. ; OUELLETTE, F.: Novel Writing Technique of Long and Highly Reflective In-fiber Bragg Gratings and Investigation of the Linearly Chirped Component. In: *Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, 1994, <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?uri=OFC-1994-PD29>
- [78] XIONG, Z. ; PENG, G. D. ; WU, B. ; CHU, P. L.: Effects of the Zeroth-Order Diffraction of a Phase Mask on Bragg Gratings. In: *J. Lightwave Technol.* 17 (1999), November, Nr. 11, S. 2361–2365. DOI 10.1109/50.803031
- [79] CHENG, X. ; WU, W. ; LUO, Y. ; ZHANG, Q. ; ZHU, B.: Fabrication of Sub-Micron Surface Relief Gratings on the Azo-Polymer Films by a Low Zero-Order Diffraction Phase Mask. In: *Symposium on Photonics and Optoelectronics (SOPO)*, 2009, S. 1–4. DOI 10.1109/SOPO.2009.5230063
- [80] SELVARAJA, S. K. ; JAENEN, P. ; BOGAERTS, W. ; THOURHOUT, D. V. ; DUMON, P. ; BAETS, R.: Fabrication of Photonic Wire and Crystal Circuits in Silicon-on-Insulator Using 193-nm Optical Lithography. In: *J. Lightwave Technol.* 27 (2009), September, Nr. 18, S. 4076–4083. DOI 10.1109/JLT.2009.2022282
- [81] BOGAERTS, W. ; SELVARAJA, S. K. ; DUMON, P. ; BROUCKAERT, J. ; VOS, K. D. ; VAN THOURHOUT, D. ; BAETS, R.: Silicon-on-Insulator Spectral Filters Fabricated With CMOS Technology. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 16 (2010), Februar, Nr. 1, S. 33–44. DOI 10.1109/JSTQE.2009.2039680
- [82] TROUILLER, Y. ; BUFFET, N. ; MOURIER, T. ; SCHIAVONE, P. ; QUERE, Y.: 0.12 μm Optical Lithography Performance Using an Alternating DUV Phase Shift Mask. In: *International Conference on Micro- and Nanofabrication*, 1998, S. 77–80. DOI 10.1109/IMNC.1998.729976
- [83] HOLMES, S. J. ; MITCHELL, P. H. ; HAKEY, M. C.: Manufacturing with DUV lithography. In: *IBM J. Res. Develop.* 41 (1997), Januar, Nr. 1-2, S. 7–19. DOI 10.1147/rd.411.0007

-
- [84] DYER, P. E. ; FARLEY, R. J. ; GIEDL, R.: Analysis of grating formation with excimer laser irradiated phase masks. In: *Opt. Commun.* 115 (1995), August, Nr. 3–4, S. 327–334. DOI 10.1016/0030-4018(94)00694-P. – ISSN 0030–4018
- [85] KNOP, K.: Rigorous diffraction theory for transmission phase gratings with deep rectangular grooves. In: *J. Opt. Soc. Am.* 68 (1978), September, Nr. 9, S. 1206–1210. DOI 10.1364/JOSA.68.001206
- [86] QIU, Y. ; SHENG, Y. ; BEAULIEU, C.: Optimal Phase Mask for Fiber Bragg Grating Fabrication. In: *J. Lightwave Technol.* 17 (1999), November, Nr. 11, S. 2366–2370. DOI 10.1109/50.803032. – ISSN 0733–8724
- [87] SCHUSTER, T.: *Simulation von Lichtbeugung an Kreuzgitter-Strukturen und deren Anwendung in der Scatterometrie*, Universität Stuttgart, Diss., 2009
- [88] LOEWEN, E. G.: *Diffraction Gratings and Applications*. Marcel Dekker Inc., 1997
- [89] BORCHERS, B. ; BEKESI, J. ; SIMON, P. ; IHLEMANN, J.: Submicron surface patterning by laser ablation with short UV pulses using a proximity phase mask setup. In: *J. Appl. Phys.* 107 (2010), März, Nr. 6, S. 063106. DOI 10.1063/1.3331409
- [90] GEISLER, S. ; BAUER, J. ; HAAK, U. ; STOLAREK, D. ; SCHULZ, K. ; WOLF, H. ; MEIER, W. ; TROJAHN, M. ; MATTHUS, E. ; BEYER, H. ; OLD, G. ; MARSCHMEYER, St. ; KUCK, B.: Double Exposure Technology for KrF Lithography. In: *24th European Mask and Lithography Conference* Bd. 6792, SPIE, 2008, S. 679203. DOI 10.1117/12.798512
- [91] TOTZECK, M. ; ULRICH, W. ; GÖHNERMEIER, A. ; KAISER, W.: Semiconductor fabrication: Pushing deep ultraviolet lithography to its limits. In: *Nat. Phot.* 1 (2007), November, Nr. 11, S. 629–631. DOI 10.1038/nphoton.2007.218. – ISSN 1749–4885
- [92] HAYES, C. M. ; PEREIRA, M. B. ; BRANGERS, B. C. ; ASLAN, M. M. ; WIEDERKEHR, R. S. ; MENDES, S. B. ; LAKE, J. H.: Sub-Micron Integrated Grating Couplers for Single-Mode Planar Optical Waveguides. In: *University/Government/Industry Micro/Nano Symposium, 2008. UGIM 2008. 17th Biennial*, 2008, S. 227–232. DOI 10.1109/UGIM.2008.67
- [93] DAMIAN, V. ; APOSTOL, I. ; MULLER, R. ; EFTIME, L.: Photoresist films patterning at 355 nm. In: *International Semiconductor Conference (CAS)* Bd. 1, 2009. – ISSN 1545–827X, S. 245–248. DOI 10.1109/SMICND.2009.5336556
- [94] KASHYAP, R. ; KELLY, Paul L. (Hrsg.) ; KAMINOW, Ivan (Hrsg.) ; AGRAWAL, Govind (Hrsg.): *Fiber Bragg Gratings*. Academic Press, 1999. – 62–65 S.
- [95] SLOT, E. ; WIELAND, M. J. ; BOER, G. de ; KRUIT, P. ; BERGE, G. F. ; HOUKES, A. M. C. ; JAGER, R. ; PEUT, T. van d. ; PEIJSTER, J. J. M. ; STEENBRINK, S. W. H. K. ; TEEPEN,

- T. F. ; VEEN, A. H. V. ; KAMPHERBEEK, B. J.: MAPPER: high throughput maskless lithography. In: SCHELLENBERG, Frank M. (Hrsg.): *Emerging Lithographic Technologies XII, Proc. SPIE* Bd. 6921, SPIE, 2008, S. 69211P. DOI 10.1117/12.771965
- [96] TEO, K. B. K. ; CHHOWALLA, M. ; AMARATUNGA, G. A. J. ; MILNE, W. I. ; LEGAGNEUX, P. ; PIRIO, G. ; GANGLOFF, L. ; PRIBAT, D. ; SEMET, V. ; BINH, Vu T. ; BRUENGER, W. H. ; EICHHOLZ, J. ; HANSSEN, H. ; FRIEDRICH, D. ; LEE, S. B. ; HASKO, D. G. ; AHMED, H.: Fabrication and electrical characteristics of carbon nanotube-based microcathodes for use in a parallel electron-beam lithography system. In: *J. Vac. Sci. Technol. B* 21 (2003), Februar, Nr. 2, S. 693–697. DOI 10.1116/1.1545755
- [97] CHEN, J.J.H. ; KRECINIC, F. ; CHEN, Jen-Hom ; CHEN, R.P.S. ; LIN, B.J.: Future electron-beam lithography and implications on design and CAD tools. In: *16th Asia and South Pacific Design Automation Conference (ASP-DAC)*, 2011, S. 403 –404. DOI 10.1109/ASPDAC.2011.5722222
- [98] MOSS, D. J. ; TA'EED, V. G. ; EGGLETON, B. J. ; D. ; FREEMAN ; M., S. M. ; SAMOC ; LUTHER-DAVIES, B. ; JANZ, S. ; XU, D.-X.: Bragg gratings in silicon-on-insulator waveguides by focused ion beam milling. In: *Appl. Phys. Lett.* 85 (2004), November, Nr. 21, S. 4860–4862. DOI 10.1063/1.1824182
- [99] SCHRAUWEN, J. ; VAN THOURHOUT, D. ; BAETS, R.: Focused-ion-beam fabricated vertical fiber couplers on silicon-on-insulator waveguides. In: *Appl. Phys. Lett.* 89 (2006), Oktober, Nr. 14, S. 141102. DOI 10.1063/1.2356311
- [100] SOREF, R. A. ; BENNETT, B. R.: Electrooptical Effects in Silicon. In: *IEEE J. Quantum Electron.* QE-23 (1987), Januar, Nr. 1, S. 123–129. DOI 10.1109/JQE.1987.1073206
- [101] LIN, Q. ; PAINTER, O. J. ; AGRAWAL, G. P.: Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides: Modeling and applications. In: *Opt. Express* 15 (2007), Dezember, Nr. 25, S. 16604–16644. DOI 10.1364/OE.15.016604
- [102] FÖRST, M. ; NIEHUSMANN, J. ; PLÖTZING, T. ; BOLTEN, J. ; WAHLBRINK, T. ; MOORMANN, C. ; KURZ, H.: High-speed all-optical switching in ion-implanted silicon-on-insulator microring resonators. In: *Opt. Lett.* 32 (2007), Juli, Nr. 14, S. 2046–2048. DOI 10.1364/OL.32.002046
- [103] TRITA, A. ; CRISTIANI, I. ; DEGIORGIO, V. ; CHRASTINA, D. ; KÄNEL, H. von: Measurement of carrier lifetime and interface recombination velocity in Si-Ge waveguides. In: *Appl. Phys. Lett.* 91 (2007), Nr. 4, S. 041112. DOI 10.1063/1.2760133
- [104] WON, D.-J. ; RAMIREZ, M. O. ; KANG, H. ; GOPALAN, V. ; BARIL, N. F. ; CALKINS, J. ; BADDING, J. V. ; SAZIO, P. J. A.: All-optical modulation of laser light in amorphous

- silicon-filled microstructured optical fibers. In: *Appl. Phys. Lett.* 91 (2007), Oktober, Nr. 16, S. 161112. DOI 10.1063/1.2790079
- [105] TANABE, T. ; NISHIGUCHI, K. ; SHINYA, A. ; KURAMOCHI, E. ; INOKAWA, H. ; NOTOMI, M. ; YAMADA, K. ; TSUCHIZAWA, T. ; WATANABE, T. ; FUKUDA, H. ; SHINOJIMA, H. ; ITABASHI, S.: Fast all-optical switching using ion-implanted silicon photonic crystal nanocavities. In: *Appl. Phys. Lett.* 90 (2007), Januar, S. 031115. DOI 10.1063/1.2431767
- [106] RONG, H. ; XU, S. ; KUO, Y.-H. ; SIH, V. ; COHEN, O. ; RADAY, O. ; PANICCIA, M.: Low-threshold continuous-wave Raman silicon laser. In: *Nature Photonics* 1 (2007), April, S. 232–237. DOI 10.1038/nphoton.2007.29
- [107] GAJDA, Andrzej ; MÜLLER, Jost ; NOBIS, Olaf ; BRUNS, Jürgen ; GIUNTONI, Ivano ; KRAUSE, Michael ; RENNER, Hagen ; PETERMANN, Klaus ; BRINKMEYER, Ernst: Reducing the free-carrier lifetime in silicon waveguides by controlled Au doping. In: *5th International Conference on Group IV Photonics (GFP)*, 2008. DOI 10.1109/GROUP4.2008.4638135
- [108] HAYNES, J. R. ; HORNBECK, J. A.: Temporary Traps in Silicon and Germanium. In: *Phys. Rev.* 90 (1953), April, S. 152–153. DOI 10.1103/PhysRev.90.152.2
- [109] WATTERS, R. L. ; LUDWIG, G. W.: Measurement of Minority Carrier Lifetime in Silicon. In: *J. Appl. Phys.* 27 (1956), Mai, Nr. 5, S. 489–496. DOI 10.1063/1.1722409
- [110] STEVENSON, D. T. ; KEYES, R. J.: Measurement of Carrier Lifetimes in Germanium and Silicon. In: *J. Appl. Phys.* 26 (1955), Februar, Nr. 2, S. 190–195. DOI 10.1063/1.1721958
- [111] JOHNSON, S. M. ; JOHNSON, L. G.: Contactless measurement of bulk free-carrier lifetime in cast polycrystalline silicon ingots. In: *J. Appl. Phys.* 60 (1986), September, Nr. 6, S. 2008–2015. DOI 10.1063/1.337202
- [112] RAMSPECK, K. ; REISSENWEBER, S. ; SCHMIDT, J. ; BOTHE, K. ; BRENDDEL, R.: Dynamic carrier lifetime imaging of silicon wafers using an infrared-camera-based approach. In: *Appl. Phys. Lett.* 93 (2008), September, Nr. 10, S. 102104. DOI 10.1063/1.2972122
- [113] LANDSBERG, P. T.: *Recombination in Semiconductors*. Cambridge University Press, 1991
- [114] SHOCKLEY, W. ; READ, W. T.: Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons. In: *Phys. Rev.* 87 (1952), September, Nr. 5, S. 835–842. DOI 10.1103/PhysRev.87.835
- [115] HALL, R. N.: Electron-Hole Recombination in Germanium. In: *Phys. Rev.* 87 (1952), Juli, Nr. 2, S. 387–387. DOI 10.1103/PhysRev.87.387

- [116] LIU, Y. ; TSANG, H. K.: Time dependent density of free carriers generated by two photon absorption in silicon waveguides. In: *Appl. Phys. Lett.* 90 (2007), Mai, S. 21105. DOI 10.1063/1.2741611
- [117] TAMURA, K. ; IPPEN, E. P. ; HAUS, H. A. ; NELSON, L. E.: 77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser. In: *Opt. Lett.* 18 (1993), Juli, Nr. 13, S. 1080–1082. DOI 10.1364/OL.18.001080
- [118] HAUS, H. A. ; TAMURA, K. ; NELSON, L. E. ; IPPEN, E. P.: Stretched-Pulse Additive Pulse Mode-Locking in Fiber Ring Lasers: Theory and Experiment. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 31 (1995), März, Nr. 3, S. 591–598. DOI 10.1109/3.364417
- [119] STREET, R. A.: *Hydrogenated Amorphous Silicon*. Cambridge University Press, 1991
- [120] MÜLLER, Jost ; RENNER, Hagen ; BRINKMEYER, Ernst ; KRAUSE, Michael: Measurement and Interpretation of Free-Carrier decay in Silicon Waveguides. In: *1st International Workshop on Tunable and Active Silicon Photonics*, 2008
- [121] RONG, H. ; JONES, R. ; LIU, A. ; COHEN, O. ; HAK, D. ; FANG, A. ; PANICCIA, M.: A continuous-wave Raman silicon laser. In: *Nature* 433 (2005), Februar, S. 725–727. DOI 10.1038/nature03346
- [122] LIU, Y. ; TSANG, H. K.: Nonlinear absorption and Raman gain in helium-ion-implanted silicon waveguides. In: *Opt. Lett.* 31 (2006), Juni, Nr. 11, S. 1714–1716. DOI 10.1364/OL.31.001714
- [123] FOSTER, P. J. ; DOYLEND, J. K. ; MASCHER, P. ; KNIGHTS, A. P. ; COLEMAN, P. G.: Optical attenuation in defect-engineered silicon rib waveguides. In: *J. Appl. Phys.* 99 (2006), April, Nr. 7, S. 073101. DOI 10.1063/1.2181310
- [124] VERON, A. ; OHANISIAN, M. ; CIOCEA, D. ; MITROI, C.: Spin-on-Dopants as Lifetime Modifier Sources in Fast Recovery Epitaxial Diodes Processing. In: *International Semiconductor Conference (CAS)* Bd. 1, 1997, S. 225–228. DOI 10.1109/SMICND.1997.651585
- [125] HAYASHI, H. ; MAMINE, T. ; MATSUSHITA, T.: A high-power gate-controlled switch (GCS) using new lifetime control method. In: *IEEE Trans. Electron Devices* 28 (1981), März, Nr. 3, S. 246–251. DOI 10.1109/T-ED.1981.20322
- [126] RONG, H. ; XU, S. ; COHEN, O. ; RADAY, O. ; LEE, M. ; SIH, V. ; PANICCIA, M.: A cascaded silicon Raman laser. In: *Nature Photonics* 2 (2008), März, S. 170–174. DOI 10.1038/nphoton.2008.4
- [127] CLAPS, R. ; DIMITROPOULOS, D. ; HAN, Y. ; JALALI, B.: Observation of Raman emission in silicon waveguides at 1.54 μm . In: *Opt. Express* 10 (2002), November, Nr. 22, S. 1305–1313. DOI 10.1364/OE.10.001305

- [128] KRAUSE, M. ; RENNER, H. ; BRINKMEYER, E.: Strong enhancement of Raman-induced nonreciprocity in silicon waveguides by alignment with the crystallographic axes. In: *Appl. Phys. Lett.* 95 (2009), Dezember, S. 261111. DOI 10.1063/1.3279151
- [129] KRAUSE, M. ; RENNER, H. ; BRINKMEYER, E.: Optical isolation in silicon waveguides based on nonreciprocal Raman amplification. In: *Electron. Lett.* 44 (2008), Mai, Nr. 11, S. 691–693. DOI 10.1049/el:20080791
- [130] KRAUSE, M. ; BRINKMEYER, E.: Silicon-waveguide duplexers using nonreciprocal Raman gain. In: *5th International Conference on Group IV Photonics (GFP)*, 2008, S. 262–264. – Paper ThP6. DOI 10.1109/GROUP4.2008.4638166
- [131] KRAUSE, M. ; RENNER, H. ; BRINKMEYER, E.: Raman lasers in silicon photonic wires: unidirectional ring lasing versus Fabry-Perot lasing. In: *Electron. Lett.* 45 (2009), Juni, Nr. 1, S. 42–43. DOI 10.1049/el:20093136
- [132] MÜLLER, Jost ; KRAUSE, Michael ; RENNER, Hagen ; BRINKMEYER, Ernst: Measurement of Nonreciprocal Spontaneous Raman Scattering in Silicon Photonic Wires. In: *Opt. Express* 18 (2010), Nr. 19, S. 19532–19540. DOI 10.1364/OE.18.019532
- [133] RALSTON, J. M. ; CHANG, R. K.: Spontaneous-Raman-Scattering Efficiency and Stimulated Scattering in Silicon. In: *Phys. Rev. B* 2 (1970), September, Nr. 6, S. 1858–1862. DOI 10.1103/PhysRevB.2.1858
- [134] DUTTON, H. J. R.: *Understanding Optical Communications*. Upper Saddle River, NJ: Prentice Hall, 1998
- [135] YU, Z. ; FAN, S.: Complete optical isolation created by indirect interband photonic transitions. In: *Nature Photonics* 3 (2009), Februar, S. 91–94. DOI 10.1038/nphoton.2008.273
- [136] SHOJI, Y. ; MIZUMOTO, T. ; YOKOI, H. ; HSIEH, I-W. ; OSGOOD, R. M.: Magneto-optical isolator with silicon waveguides fabricated by direct bonding. In: *Appl. Phys. Lett.* 92 (2008), Februar, S. 071117. DOI 10.1063/1.2884855
- [137] KRAUSE, M. ; RENNER, H. ; BRINKMEYER, E.: Non-Reciprocal Raman Gain in Suspended-Core and Nanowire Silica Optical Fibers. In: *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, 2010. – Paper CTuLL5. <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=CLEO-2010-CTuLL5>
- [138] DADAP, J. I. ; ESPINOLA, R. L. ; OSGOOD, R. M. ; McNAB, S. J. ; VLASOV, Y. A.: Spontaneous Raman scattering in ultrasmall silicon waveguides. In: *Opt. Lett.* 29 (2004), Dezember, Nr. 23, S. 2755–2757. DOI 10.1364/OL.29.002755

- [139] ESPINOLA, R. L. ; DADAP, J. I. ; OSGOOD, R. M. ; McNAB, S. J. ; VLASOV, Y. A.: Raman amplification in ultrasmall silicon-on-insulator wire waveguides. In: *Opt. Express* 12 (2004), August, Nr. 16, S. 3713–3718. DOI 10.1364/OPEX.12.003713
- [140] SAUER, M.: *Phasengitter*, Technische Universität Desden, Diss., 1994

Abkürzungsverzeichnis

ASE *Amplified Spontaneous Emission*

AWG *Arrayed-Waveguide Gratings*

BARC *Bottom Anti-Reflective Coating*

CMOS *Complementary Metal Oxide Semiconductor*

CVD *Chemical Vapour Deposition*

DBR *Distributed Bragg-Reflector*

DEL *Double Exposure Lithography*

DFB *Distributed Feedback Laser*

DPL *Double Patterning Lithography*

DUV *Deep UV*

EBL *Electron-Beam Lithography*

EPIC *Electronic & Photonic Integrated Circuit*

FCA *Free-Carrier-Absorption*

FCI *Free-Carrier-Index*

FIB *Focused Ion Beam Milling*

FRED *Fast-Recovery Epitaxial Diode*

GaAlAs *Galliumaluminiumarsenid*

GaAs *Galliumarsenid*

GCS *High-Power-Gate*

IC *Integrated Circuits*

IHP *Leibniz-Institut für innovative Mikroelektronik*

IMEC	<i>Interuniversity Microelectronics Centre</i>
CEA-Leti	<i>Laboratoire d'électronique des technologies de l'information</i>
MEMS	<i>Micro-Electro-Mechanical System</i>
MWPCD	<i>Microwave-detected Photo-Conductance Decay</i>
OFDR	<i>Optical Frequency-Domain Reflectometry</i>
OSA	<i>Optischer Spektrumanalysator</i>
PEB	<i>Post-Exposure-Bake</i>
PECVD	<i>Plasma-Enhanced Chemical Vapour Deposition</i>
PD	<i>Photodetektor</i>
PIC	<i>Photonic Integrated Circuits</i>
PRG	<i>Pure Raman Gain</i>
QSSPC	<i>Quasi-Steady-State Photoconductance</i>
REM	<i>Rasterelektronenmikroskop</i>
SOI	<i>Silicon-on-Insulator</i>
SiO₂	<i>Siliziumdioxid</i>
SpRS	<i>Spontane Raman-Streuung</i>
SRH	<i>Shockley-Read-Hall-Rekombination</i>
SRS	<i>Stimulierte Raman-Streuung</i>
TPA	<i>Two-Photon-Absorption</i>
TUB	<i>Institut für Hochfrequenz- und Halbleiter-Systemtechnologien</i>
WDM	<i>Wavelength-Division Multiplexer</i>

Lebenslauf

Name	Müller
Vorname	Jost
Geburtsdatum	23.03.1980
Geburtsort, -land	Viersen, Deutschland
08.1996 - 06.1990	Körner-Grundschule, Viersen
08.1990 - 05.1999	Anne-Frank-Gesamtschule, Viersen, Abschluss: Abitur
08.1999 - 06.2000	Zivildienst: "Haus Brückenstraße", Mönchengladbach
10.2000 - 06.2007	Studium der Elektrotechnik, Technische Universität Hamburg-Harburg, Studienrichtung: Nachrichtentechnik, Vertiefungsrichtung: Hochfrequenztechnik und Optik, Fachpraktikum: Deutsches Elektronen-Synchrotron (DESY), Abschluss: Diplom der Elektrotechnik
07.2007 - 09.2012	Wissenschaftlicher Mitarbeiter, Technische Universität Hamburg-Harburg, Arbeitsgruppe "Optische Kommunikationstechnik", Prof. Dr. Ernst Brinkmeyer
10.2012 - heute	Wissenschaftlicher Mitarbeiter (<i>Fellow</i>), Bereich Beschleunigerphysik, DESY, Hamburg