

Herstellung und Untersuchung von Silizium- Hybridstrukturen für nichtlinear-optische Anwendungen

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

der

Naturwissenschaftlichen Fakultät II
Chemie, Physik und Mathematik

der Martin-Luther-Universität
Halle-Wittenberg

vorgelegt von

Herrn Peter Wilhelm Nolte
geb. am 18.03.1982 in Marsberg

Gutachter:

1. Prof. Dr. Jörg Schilling, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg
2. Prof. Dr. Ralf B. Wehrspohn, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg
3. Prof. Dr. Jeremy Witzens, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen

Tag der Verteidigung: 16.12.2015

*Ausdauer wird früher oder später belohnt
– meistens aber später.*

Wilhelm Busch

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Motivation und Ziele der Arbeit	2
1.2. Gliederung der Arbeit	3
2. Untersuchungen an silizium-organischen photonischen Kristallen	4
2.1. Photonische Kristalle	4
2.2. Probenherstellung	6
2.3. Reflektionseigenschaften global infiltrierter zweidimensionaler photonischer Kristalle	9
2.4. Pump-Probe-Messungen	12
2.5. Diskussion	17
3. Lokale Infiltration von zweidimensionalen photonischen Kristallen	19
3.1. Verfahren zur lokalen Infiltration zweidimensionaler photonischer Kristalle	19
3.2. Fluoreszenzmikroskopie zur Probencharakterisierung	23
3.3. Ergebnisse	25
3.4. Erweiterung des Verfahrens zur Infiltration mehrerer Materialien	26
3.5. Diskussion	28
3.6. Zusammenfassung der Arbeiten an zweidimensionalen photonischen Kristallen	28
4. Theoretische Betrachtung von Silizium Chalkogenidglas Hybridwellenleitern	30
4.1. Dielektrische Lichtwellenleiter	30
4.2. Vierwellenmischen in Wellenleitern	34
4.3. Phasenanpassung	36
4.4. Optimierung des Wellenleiterquerschnitts	37
5. Probendesign und Herstellung	44
5.1. Probendesign	45
5.2. Dimensionierung der Racetrack-Resonatoren	45
5.3. Überarbeitetes Probendesign	49
5.4. Probenherstellung	50
5.5. Dimensionsbestimmung	55
6. Methoden zur Bestimmung des linearen Transmissionsverhaltens von SOI-Proben	56
6.1. Koppelmessplatz	56
6.2. Auswertung der Messungen an geraden Wellenleitern	59
6.3. Auswertung der Transmissionspektren von Racetrack-Resonatoren	61
7. Messungen an Referenzwellenleitern	65
7.1. Gerade Wellenleiter	65
7.2. Messungen an Racetrack-Resonatoren aus Referenzwellenleitern	67
7.3. Vergleich der mittels verschiedener Methoden ermittelten Parameter	68

7.4. Messungen an Chalkogenid-Glas beschichteten Racetrack-Resonatoren aus Streifenwellenleitern	70
7.5. Diskussion des Transmissionsverhaltens	70
7.6. Vergleich der linearen Eigenschaften unbeschichteter und beschichteter Silizium-Streifenwellenleiter	72
8. Transmissionsmessungen an Resonatoren aus Slot-Wellenleitern	74
8.1. Slot-Wellenleiter mit luftgefüllten Slots	74
8.2. Messungen an mit Arsensulfid beschichteten Slot-Wellenleitern	76
8.3. Messungen an getemperten Slot-Wellenleitern	78
9. Diskussion der linearen Eigenschaften von Slot-Resonatoren	81
9.1. Transmissionsverhalten	81
9.2. Vergleich der Gruppenindizes und Gütefaktoren	82
10. Vierwellenmischen in Racetrack-Resonatoren	83
10.1. Konfiguration des Koppelmessplatzes zur Messung des Vierwellenmischens	83
10.2. Vierwellenmischen in Referenzwellenleitern	83
10.3. Vierwellenmischen in Schlitz-Wellenleitern	87
10.4. Diskussion des Vierwellenmischens in Racetrack-Resonatoren	89
11. Phasenanpassung durch 1D-photonischen Kristall	94
12. Anwendung des Vierwellenmischens zur Wellenlängenkonversion modulierter Signale	97
13. Zusammenfassung und Ausblick	103
13.1. Zusammenfassung	103
13.2. Ausblick	103
A. Anhang	116
A.1. Abkürzungsverzeichnis	116
A.2. Nebenrechnungen	117
A.3. Messunsicherheiten	118
A.4. Strukturformel von Cruciform	119
A.5. Materialparameter für die FEM-Simulation in Abschnitt 4.3	121
A.6. Probenparameter	121
A.8. DSC-Messungen	123
A.9. Photolumineszenzdaten von C1RG und C1YB	124
A.10. Fluoreszenzaufnahmen von EHO-BPB und EHO-YB	124
A.11. Spezifikationen der verwendeten Geräte	125
Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge	130
Danksagung	133
Lebenslauf	135
Eidesstattliche Erklärung	136

1. Einleitung

In den letzten Jahrzehnten zeichnet sich zunehmend der Übergang vom Industrie- ins Informationszeitalter ab [1]. Computer und das Internet haben alle Lebensbereiche grundlegend verändert und tun dies auch weiterhin. Diese Entwicklung wurde maßgeblich durch zwei technische Entwicklungen ermöglicht, die Mikroelektronik und die optischen Kommunikationstechnologien.

Seit der Entwicklung des Transistors in den 1930er und 40er Jahren [2, 3] wurden zunehmend mehr integrierte Schaltkreise und damit Funktionalitäten in nur einem Mikrochip zusammengefasst. Diese Entwicklung wurde 1965 von *Gordon Moore* beschrieben [4]. Er stellte fest, dass sich die Anzahl der Komponenten in integrierten Schaltkreisen in der Vergangenheit in regelmäßigen Abständen verdoppelt hatte und postulierte, dass sich diese Entwicklung auch in Zukunft fortsetzen würde. Dieser Trend, das Moore'sche Gesetz, ist nach wie vor ungebrochen [5].

Die durch das Moore'sche Gesetz beschriebene Entwicklung ermöglichte das Zusammenführen von unzähligen integrierten Schaltkreisen mit teils unterschiedlichen Funktionalitäten auf nur einem Mikrochip. Diese Entwicklung wird früher oder später ihr Ende finden [6–8]. Spätestens sobald die Strukturen Größenordnungen erreichen, bei denen quantenmechanische Effekte dominant werden [9]. Eine weitere Grenze des Moore'schen Gesetzes stellt die in den integrierten Schaltungen generierte Wärme dar [10]. Diese entsteht zum Teil durch die Verlustleistungen der Ströme, die bei der Kommunikation innerhalb des Chips generiert werden.

Die zweite Technologie, die den Siegeszug des Internets ermöglichte, ist die optische Datenkommunikation durch Glasfasern wie sie 1966 von *Charles K. Kao* vorgeschlagen wurde [11]. Glasfasern ermöglichen enorme Datenmengen mit hohen Geschwindigkeiten über sehr lange Distanzen.

Eine wichtige Methode zur Steigerung der Datenrate pro Faser ist das Wellenlängenmultiplexverfahren (WDM¹). Hierbei werden zunächst getrennt voneinander modulierte Signale mit verschiedenen Wellenlängen erzeugt. Diese werden dann durch einen sogenannten Multiplexer zusammengefasst und gemeinsam in einer Faser übertragen [12]. Am Ende der Übertragungstrecke werden die Wellenlängen wieder voneinander getrennt und einzeln detektiert. Durch dieses Verfahren können viele Kanäle gleichzeitig in einer einzelnen Faser übertragen werden [13]. Die hierzu, wegen der geringen Dämpfung, Dispersion und der Möglichkeit zur Auffrischung des Signals mittels optischer Verstärker, am meisten genutzten Wellenlängen liegen im Bereich um 1550 nm [13, 14].

Sowohl zur Erzeugung, zur Modulation, zur Lenkung als auch zur Detektion der verwendeten Laserstrahlung kommen spezielle Materialien (z.B. Galliumarsenid, Indiumgalliumarsenid oder Lithiumniobat) zum Einsatz. Die aus ihnen hergestellten Bauelemente haben eine ähnliche Entwicklung erfahren, wie die siliziumbasierten elektronischen Bauelemente [15].

Die Kombination von elektronischen und optischen Technologien auf einem Mikrochip verspricht eine weitere Steigerung der Leistungsfähigkeit und Energieeffizienz integrierter Rechensysteme [16]. Zur Umsetzung gibt es im Prinzip zwei Wege. Der erste ist die Integration elektronischer Funktionen, wie sie bisher in Silizium realisiert wurden, in Materialien der integrierten Optik, wie z.B. Galliumarsenid. Dies scheidet aus, da die klassischerweise für die integrierte Optik verwendeten Materialien deutlich teurer und technologisch schwieriger zu handhaben sind als Silizium.

Beim umgekehrten Weg, der Integration optischer Funktionalitäten in Silizium, stellt sich die

¹engl. wavelength division multiplexing

Situation so dar, dass Silizium sich sehr gut als Material für Wellenleiter eignet. Es ist transparent im für Telekommunikation benutzten Wellenlängenbereich um 1550 nm. Es hat einen Brechungsindex von ca. 3,5, wodurch sich kompakte (Breite ca. 500 nm) Wellenleiter mit sehr kleinen Biegeradien ($< 2\ \mu\text{m}$) herstellen lassen [17]. Weiterhin gibt es, durch seine Geschichte als Material der Mikroelektronik, viel Erfahrung bei seiner Bearbeitung auf die man zurückgreifen kann.

Silizium eignet sich allerdings wegen seiner indirekten Bandlücke nicht für aktive Bauelemente, wie z.B. Laser, Detektoren oder Modulatoren. Die Kombination von Silizium mit geeigneten Materialien stellte lange Zeit eine enorme Herausforderung dar, da diese Materialien aus Elementen bestehen, die typischerweise zur gezielten Dotierung von Silizium verwendet werden. Sie gefährden somit die elektronischen Funktionen des Silizium-Bauteils.

Trotz dieser Herausforderungen konnten in den letzten Jahre große Fortschritte bei der Integration optischer Funktionen in Silizium-Chips gemacht werden. Für optische Datenübertragung werden verschiedene Bauelemente benötigt. Zunächst wird eine Quelle zur Erzeugung der optischen Strahlung benötigt [18, 19]. Zur Datenübertragung ist es nötig die Laserstrahlung auf der Sendeseite zu modulieren. Auf der Empfängerseite muss die modulierte Strahlung detektiert werden. Zwischen Sender und Empfänger muss das optische Signal durch Wellenleiter übertragen werden. Soll der elektro-optische Chip optisch mit der Umwelt kommunizieren, werden Bauelemente zur Ankopplung an Glasfasern benötigt.

Von großem Interesse ist weiterhin die Übernahme des schon bei der Glasfaserkommunikation benutzten WDM-Verfahrens auf Chip-Ebene. Hierdurch lässt sich die Übertragungskapazität pro Wellenleiter enorm steigern und somit Bauraum einsparen. Eine Möglichkeit, die dazu nötigen verschiedenen Wellenlängen zu erzeugen, ist ein auf dem Chip integrierter optisch parametrischer Oszillator (OPO) [20, 21]. Mit diesem kann, mittels eines optisch nichtlinearen Prozesses, aus der Laserstrahlung eines einzelnen leistungsstarken (externen) Lasers Laserlicht mit mehreren verschiedenen Wellenlängen erzeugt werden [22–24].

Trotz oder gerade wegen der hervorragenden Eigenschaften als passives Wellenleiter-Material eignet sich Silizium nicht gut als Material für eine solche nichtlinear optische Anwendung. Obwohl die relevanten Parameter für nichtlineare Prozesse in Silizium ca. 100 mal größer sind als z.B. die von SiO_2 , dem Material aus dem Glasfasern hergestellt werden, leidet es vor allem unter der relativ starken Zweiphotonenabsorption.

Eine Möglichkeit der Steigerung der Nichtlinearität von integriert optischen Bauelementen auf Siliziumbasis ist die Kombination von Silizium mit Materialien, die große optische Nichtlinearitäten aufweisen, selbst aber nur schlecht als passive Wellenleiter geeignet sind, wie zum Beispiel Polymere [25, 26] oder Chalkogenidgläser [27–31].

1.1. Motivation und Ziele der Arbeit

Motivation dieser Arbeit ist die Integration optisch nichtlinearer Bauelemente in Silizium-Chips. Die grundlegende Idee um dies zu erreichen ist die Nutzung von Hybridstrukturen aus Silizium und Polymeren oder Chalkogenidgläsern. Das hoch brechende Silizium dient hierbei zur Lichtführung, wohingegen die niedrig brechenden Materialien die optische Nichtlinearität des Gesamtsystems erhöhen. Konkret werden hierzu zwei Ansätze verfolgt.

Der erste ist die Funktionalisierung zweidimensionaler photonischer Kristalle aus Silizium mit organischen Farbstoffen. Das nichtlineare Verhalten (opto-optisches-Schaltverhalten) dieses Materials soll durch Pump-Probe-Experimente untersucht werden.

Der zweite Ansatz ist die Kombination von Silizium-Wellenleitern, im speziellen Silizium-Schlitz-Wellenleiter, mit dem (anorganischen) Chalkogenidglas Arsensulfid. Dies geschieht im Hinblick

darauf, solche Wellenleiter in Kombination mit Ring- oder Racetrack-Resonatoren in Zukunft für integriert optische OPOs zu benutzen. Dazu muss zunächst ein Verfahren zur Herstellung solcher Wellenleiter entwickelt werden. Die nichtlinearen Eigenschaften dieser Wellenleiter sollen dann mittels eines speziellen nichtlinear-optischen Prozesses, dem entarteten Vierwellenmischen, untersucht werden.

1.2. Gliederung der Arbeit

Diese Arbeit gliedert sich in zwei Teile. Der erste Teil (Kapitel 2 und 3) beschäftigt sich mit der Funktionalisierung zweidimensionaler photonischer Kristalle aus Silizium mit organischen Farbstoffen. In Kapitel 2 werden global infiltrierte photonische Kristalle untersucht. Hierzu wurden Messungen der Reflektionsspektren und Pump-Probe-Untersuchungen durchgeführt. In Kapitel 3 wird ein Verfahren entwickelt, das es erlaubt die in Kapitel 2 untersuchten Farbstoffe gezielt nur in einzelne der Poren eines photonischen Kristalls zu infiltrieren.

Der Schwerpunkt des zweiten Teils dieser Arbeit (Kapitel 4 bis 12) liegt auf der Untersuchung der linearen und nichtlinearen optischen Eigenschaften von Silizium-Chalkogenid-Hybrid-Wellenleitern. Zur Bestimmung der optisch-nichtlinearen Eigenschaften wird der Effekt des entarteten Vierwellenmischen näher betrachtet. Dazu werden zunächst in Kapitel 4 die theoretischen Grundlagen der Lichtführung in dielektrischen Wellenleitern und der nichtlinearen Optik in Wellenleitern dargelegt. Anschließend wird die Optimierung des Querschnitts dieser Wellenleiter für nichtlinear optische Anwendungen beschrieben. Kapitel 5 widmet sich dem konkreten Probandesign und der Herstellung der untersuchten Wellenleiter. In Kapitel 6 werden die zur Untersuchung der linear optischen Eigenschaften der Proben verwendeten Methoden vorgestellt. Die Ergebnisse der Messungen an Referenz- und Slot-Wellenleitern finden sich in Kapitel 7 bzw. Kapitel 8. Sie werden im anschließenden Kapitel 9 diskutiert.

Kapitel 10 widmet sich dem entarteten Vierwellenmischen in den zuvor untersuchten Racetrack-Resonatoren. Hierzu wird zunächst der verwendete Messaufbau und die Ergebnisse der Messungen vorgestellt. Anschließend werden die erhaltenen Ergebnisse diskutiert.

In Kapitel 11 wird ein theoretisches Konzept zur Phasenanpassung in den in dieser Arbeit untersuchten Slot-Wellenleitern vorgestellt. In Kapitel 12 wird eine Anwendung des Vierwellenmischen die rein optische Übertragung eines Modulationssignals von einer Wellenlänge auf eine andere, an photonischen Kristallwellenleitern mit geringem Gruppenindex, experimentell untersucht. Die Arbeit schließt in Kapitel 13 mit der Zusammenfassung der Ergebnisse und einem Ausblick auf weitere mögliche Weiterentwicklungen der Hybridsysteme, um dem Ziel des auf einem Silizium-Chip integrierten OPOs näher zu kommen.

2. Untersuchungen an silizium-organischen photonischen Kristallen

In diesem Kapitel sollen sowohl die linearen als auch die nichtlinearen optischen Eigenschaften von mit Farbstoff infiltrierten 2D-photonischen Kristallen aus makroporösem Silizium untersucht werden. Die hierbei verwendeten photonischen Kristalle werden durch regelmäßig angeordnete Poren in Silizium gebildet, die mit einem Farbstoff infiltriert werden. Es wird zu Beginn die Herstellung makroporösen Siliziums beschrieben, welches die Matrix der photonischen Kristalle darstellt. Danach wird das zur Infiltration verwendete Verfahren dargestellt. Anschließend folgen numerische Betrachtungen zur Auswirkung der Infiltration auf die Bandstruktur und damit auf die spektralen Eigenschaften der photonischen Kristalle. Die numerischen Voraussagen werden mit experimentellen Daten aus FTIR-Spektroskopieuntersuchungen² verglichen. An den auf diese Weise untersuchten Proben wurden daraufhin Pump-Probe-Messungen zur Untersuchung der Dynamik des optisch nichtlinearen Verhaltens der Proben durchgeführt. Das hierbei verfolgte Ziel ist es ein opto-optisches Schalten mittels der funktionalisierten photonischen Kristalle zu erreichen.

2.1. Photonische Kristalle

Das Konzept der photonischen Kristalle wurde 1987 unabhängig voneinander von *Sajeev John* und *Eli Yablonovitch* vorgeschlagen [32, 33]. Bei photonischen Kristallen handelt es sich um eine gitterperiodische Anordnung verschiedener Dielektrika. Man unterscheidet nach der Anzahl der periodischen Raumrichtungen in ein-, zwei- und dreidimensionale photonische Kristalle (Abb. 2.1). Durch die periodische Anordnung bilden sich sogenannte Bandlücken. Als Bandlücke bezeichnet man Frequenzbereiche, in denen sich kein Licht innerhalb des Kristalls ausbreiten kann.

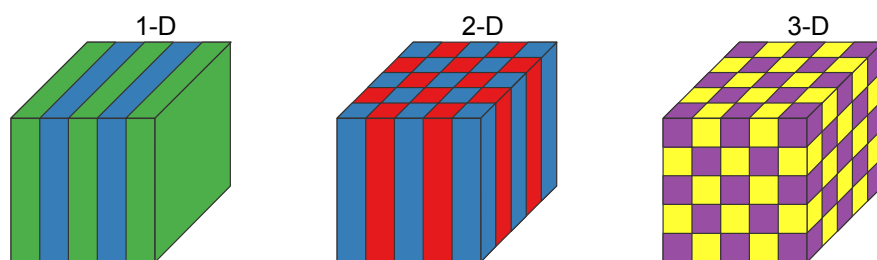


Abbildung 2.1. Schematische Darstellung von photonischen Kristallen mit periodischer Änderung des Brechungsindex in ein-, zwei und drei Raumdimensionen. (Abbildung 2.1 wurde [34] entnommen und modifiziert.)

Zweidimensionale photonische Kristalle mit hexagonalem Gitter

Bei den später untersuchten photonischen Kristallen handelt es sich um zweidimensionale photonische Kristalle aus makroporösem Silizium mit einer hexagonalen Gitterstruktur. Abbildung 2.2

²Fourier-Transform-Infrarot

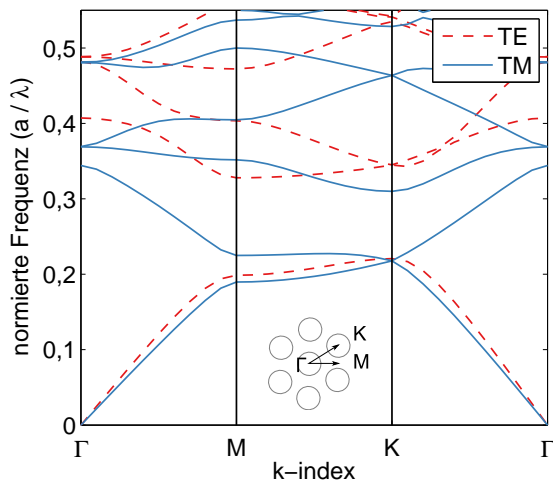


Abbildung 2.2 Bandstruktur eines 2D-photonischen Kristalls aus makroporösen Silizium mit hexagonalem Gitter und Luftporen. (Das Verhältnis zwischen dem Radius der Poren r und der Gitterkonstanten des Kristalls a beträgt, wie bei den später verwendeten Proben, $r/a = 0,36$.) In ΓM -Richtung lässt sich sowohl in TE-, als auch in TM-Polarisation, bei ca. $0,2 a/\lambda$ eine Bandlücke zwischen dem ersten und zweiten Band erkennen. In ΓK -Richtung tritt eine Bandlücke nur in TE-Polarisation auf.

zeigt die Bandstruktur eines solchen Kristalls in TE- und TM-Polarisation.³ Diese Bandstrukturen ergeben sich als Lösungen der sogenannten Hauptgleichungen für photonische Kristalle:

$$\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \mathbf{rot rot} E(\mathbf{r}) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 E(\mathbf{r}) \quad (2.1)$$

$$\mathbf{rot} \left[\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \mathbf{rot} H(\mathbf{r}) \right] = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 H(\mathbf{r}). \quad (2.2)$$

Diese lassen sich aus den Maxwellgleichungen herleiten, wenn man eine nichthomogene Verteilung der elektrischen Permittivität $\varepsilon(\mathbf{r})$ annimmt [34]. Wegen der Periodizität von $\varepsilon(\mathbf{r})$ lassen sich ihre Eigenwerte mit Hilfe eines Blochwellenansatzes finden [34].⁴

Eine fundamentale Eigenschaft photonischer Kristalle ist, dass ihr spektrales Verhalten mit ihrer Gitterkonstanten a skalieren [34]. Aus diesem Grund werden Frequenzen in Bandstrukturdiagrammen in normierten Einheiten a/λ angegeben. In Abbildung 2.2 zeigt sich eine vollständige Bandlücke für die TE-Polarisation um $0,25 a/\lambda$. Das bedeutet, dass elektromagnetische Wellen mit einer Frequenz innerhalb der Bandlücke sich im Kristall nicht ausbreiten können. Wellen, die von außen auf den Kristall treffen, können unabhängig von ihrer Richtung in diesem nur wenige Gitterkonstanten propagieren und werden vollständig reflektiert. Für die TM-Polarisation gibt es ein Stoppband in ΓM -Richtung bei ca. $0,2 a/\lambda$. Das bedeutet, dass sich elektromagnetische Wellen in dieser Richtung nicht ausbreiten können. Dies gilt jedoch nicht in ΓK -Richtung. Hier sind Wellen mit entsprechenden Frequenzen erlaubt. Mit dem Übergang von ΓM zu ΓK schließt sich somit die Bandlücke.

Allgemein lässt sich zu Bandlücken und Stoppbändern in photonischen Kristallen sagen, dass sie umso stärker ausgeprägt (breiter) sind je größer der Brechungsindexkontrast der verschiedenen Materialien ist [34]. Bei gegebenem Matrixmaterial (in diesem Fall Silizium) schließen sich die Bandlücken und Stoppbänder, wenn sich der Brechungsindex in den Poren n_p dem der Matrix n_h nähert [34]. Hierauf wird in Abschnitt 2.3 noch näher eingegangen.

³Die Angabe der Polarisationsrichtung transversal elektrisch TE bzw. transversal magnetisch TM bezieht sich hierbei auf die Ausrichtung relativ zu der Achse entlang der Poren. Bei TE-Polarisation steht das elektrische Feld senkrecht, bei TM-Polarisation parallel zu den Poren.

⁴In dieser Arbeit wurde zur Berechnung der Bandstrukturen photonischer Kristalle das Programmpaket mpb (www.ab-initio.mit.edu/mpb/) verwendet [35].

2.2. Probenherstellung

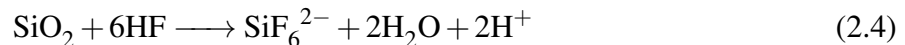
Herstellung zweidimensionaler photonischer Kristalle aus Silizium

Die in dieser Arbeit verwendeten zweidimensionalen photonischen Kristalle wurden durch *Stefan L. Schweizer* am Lehrstuhl Mikrostrukturbasiertes Materialdesign der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg mittels photoelektrochemischen Ätzens hergestellt. Das verwendete Herstellungsverfahren wurde 1993 von *V. Lehman* [37] vorgestellt und am Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik von *A. Birner* [36], *J. Schilling* [38] und anderen [39–41] weiter entwickelt. An dieser Stelle soll nur eine kurze Einführung gegeben werden. Einzelheiten können den zitierten Arbeiten entnommen werden.

Als Ausgangsmaterial für die Probenherstellung dient ein n-dotierter Siliziumwafer. In diesen werden mittels Flusssäure regelmäßig angeordnete Poren geätzt. Am Porenboden laufen vorrangig folgende Reaktionen ab: Zunächst wird das Silizium an der Oberfläche oxidiert.



Das hierbei entstehende Siliziumdioxid wird anschließend durch die Flusssäure aufgelöst.



Durch das Ätzen werden elektronische Löcher \mathbf{h}^+ verbraucht. In dem n-dotierten Siliziumwafer stellen sie die Minoritätsladungsträger dar. Deshalb wird der Wafer nicht spontan geätzt [40]. Um elektronische Löcher für das Ätzverfahren zur Verfügung zu stellen, wird die Rückseite der Probe beleuchtet. Durch Absorption werden Elektronen-Loch-Paare im Silizium erzeugt. Während des Ätzens werden an der Front der Probe permanent Löcher verbraucht. An der Rückseite werden durch die Beleuchtung permanent Löcher erzeugt. Somit ergibt sich entlang der Probe ein starker Konzentrationsgradient für elektronische Löcher. Durch Diffusion kommt es somit zu einem Fluss der Löcher an die Ätzfront. Im Gleichgewicht stellt sich, bei geeigneter Wahl der angelegten Spannung, ein stabiler Fluss von elektronischen Löchern zur Ätzfront ein. Um eine Ordnung der Poren zu erreichen, wird eine Vorstrukturierung der Wafer benötigt. Mit Hilfe von Photolithographie und KOH-Lösung werden regelmäßig angeordnete inverse Pyramiden in die Probenoberfläche geätzt (Abb. 2.3 a)). Diese dienen als Ausgangspunkte für das zuvor beschriebene photoelektrochemische Ätzen. An der Grenzfläche zwischen Lösung und Porenböden bildet sich eine Raumladungszone wie in Abbildung 2.4 rechts dargestellt. Durch die angelegte Spannung ergibt sich im Bereich der Raumladungszone ein elektrisches Feld, welches den Fluss der Löcher beeinflusst [38]. An den Spitzen der Vorstrukturierung kommt es zu Feldüberhöhungen. Dadurch werden die Löcher verstärkt zu diesen hingezogen und das Material wird dort geätzt. Hierdurch vergrößert sich die Vorstrukturierung zu Poren. Abbildung 2.3 b) zeigt die Oberfläche der Probe in Abb. 2.3 a) nach dem Ätzen. Die Reste der Vorstrukturierung lassen sich bei genauem Hinsehen erkennen.

Um ein stabiles Porenwachstum zu erreichen, muss die angelegte Spannung, die Beleuchtungsstärke, der Abstand der Poren und die Dotierung so aufeinander abgestimmt werden, dass sich die Raumladungszonen benachbarter Poren, wie in Abbildung 2.4 rechts dargestellt, überlappen. Hierdurch wird sichergestellt, dass alle elektronischen Löcher zu den Porenböden gelangen. Gelingt dies nicht, so wachsen Poren unkontrolliert zwischen den gewünschten Positionen.

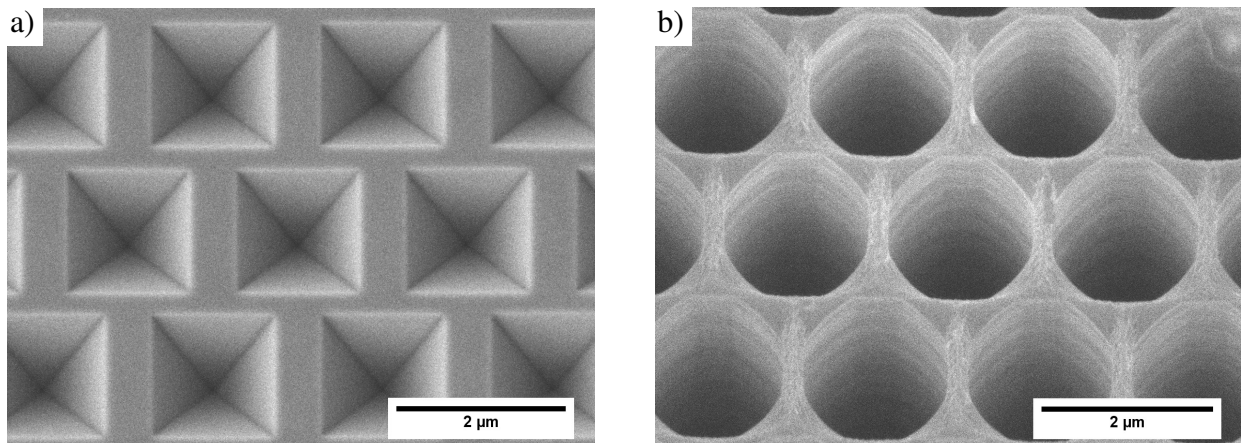


Abbildung 2.3. a) REM-Aufnahme einer durch anisotropen Ätzens mittels KOH-Lösung vorstrukturierten Siliziumoberfläche. Durch das Ätzen wurden invertierte Pyramiden erzeugt. b) Probe nach dem photoelektrochemischen Ätzen. An den Positionen, an denen zuvor die invertierten Pyramiden waren, wurden Poren geätzt. Bei genauem Hinsehen sind die Reste der Vorstrukturierung zu erkennen. Die Länge der Größenbalken beträgt in beiden Aufnahmen 2 µm.

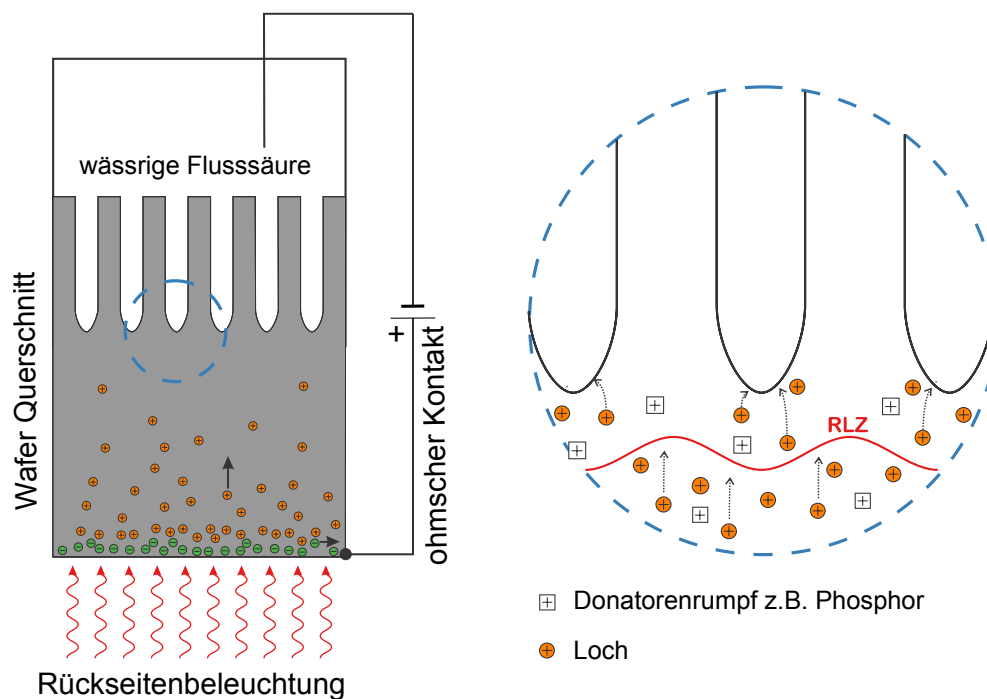


Abbildung 2.4. Schematische Darstellung des zur Herstellung von makroporösem Silizium verwendeten Ätzverfahrens. Um durch die Flusssäure Poren ins Silizium zu ätzen, wird die Rückseite der Probe beleuchtet. So werden Elektronen-Loch-Paare erzeugt. An der Ätzfront werden permanent Löcher verbraucht und auf der Rückseite fortwährend Löcher durch die Beleuchtung erzeugt. Die Löcher gelangen durch Diffusion in die Nähe der Probenoberfläche. Hier werden sie mittels der durch die zusätzlich angelegte Spannung erzeugte Raumladungszone RLZ zur Spitze der wachsenden Poren geleitet. Wählt man die Dotierung, die Beleuchtungsstärke und die angelegte Spannung geeignet, lässt sich ein stabiles Porenwachstum erreichen. (Abb. 2.4 wurde aus [36] übernommen und modifiziert.)

Globale Infiltration

Das in dieser Arbeit verwendete und in Abbildung 2.5 schematisch dargestellte Verfahren zur Infiltration photonischer Kristalle durch Schmelzen beruht auf den Arbeiten von *M. Steinhart* [42–45]. Um eine Probe zu infiltrieren wird diese zunächst auf die Glasatemperatur T_g des zu infiltrierenden Materials vorgeheizt. Dann wird das Material auf die Oberfläche der Probe gegeben. Durch weiteres Heizen wird das Material glasartig und infiltriert die Poren durch Kapillarkräfte [44]. Die Temperatur der Probe wird für 30 min oberhalb der Glasatemperatur belassen um eine vollständige Infiltration zu gewährleisten. Danach wird mit Hilfe eines staubfreien Labortuchs das überschüssige Material entfernt. Abschließend werden die Proben mit einer Rate von 1 K min^{-1} abgekühlt. Die Phasenübergänge der benutzten Materialien wurden mittels DSC⁵ bestimmt. Die entsprechenden Messungen sind im Anhang A.8 aufgeführt.

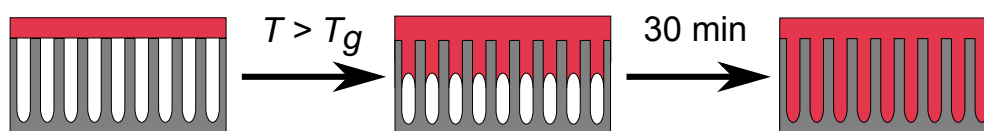


Abbildung 2.5. Schematische Darstellung des zur globalen Infiltration verwendeten Verfahrens. Ein Film des zu infiltrierenden Materials wird auf die Probe gegeben und diese leicht oberhalb der Glasatemperatur des zu infiltrierenden Materials erhitzt. Hierdurch wird die Probe mit Hilfe der Kapillarität infiltriert [44]. Um die vollständige Infiltration zu gewährleisten, wird die Probe 30 min bei dieser Temperatur belassen und danach langsam abgekühlt. Die Luft innerhalb der Poren entweicht durch Diffusion durch das zu infiltrierende Material hindurch.

Zur Infiltration benutzte Materialien

Die Strukturformeln der zur globalen Infiltration verwendeten Farbstoffe sind in Abbildung 2.6 dargestellt.⁶ Die Synthese dieser Oligomere wurde 2002 von *C. Löwe und C. Weder* vorgestellt [46]. Beide Stoffe zeigen starke Photolumineszenz im sichtbaren Bereich. Die entsprechenden Spektren sind im Anhang A.9 aufgeführt.

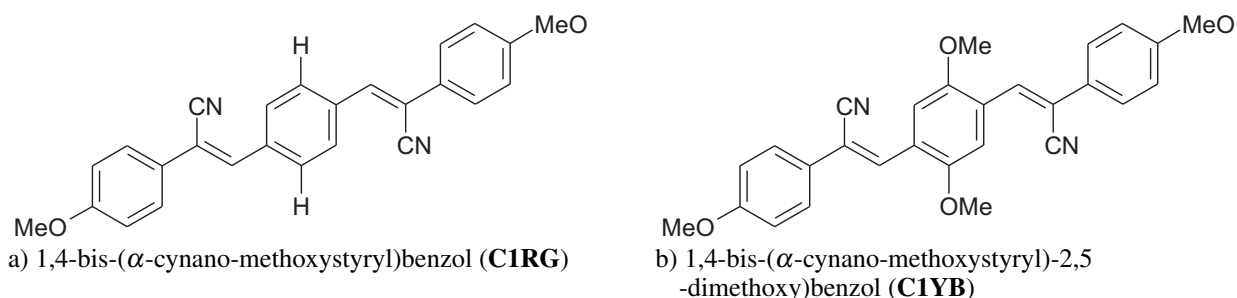


Abbildung 2.6. Strukturformeln der zwei zur globalen Infiltration verwendeten Oligomere nach [46].

Wegen ihres über die gesamte Länge des Moleküls ausgedehnten π -Elektronen-Systems erschienen sie als gute Kandidaten für nichtlinear-optische Versuche. Die an der Case Western Reserve

⁵Dynamische Differenzkalorimetrie engl. (**D**ifferential **S**canning **C**alometry)

⁶Diese und die später zur lokalen Infiltration verwendeten Stoffe wurden von *Brian Makowski* während seiner Arbeit in der Gruppe von *C. Weder* an der Case Western Reserve University in Cleveland OH, USA synthetisiert.

University parallel zu dieser Arbeit durchgeführten Versuche zur Bestimmung ihrer nichtlinear-optischen Eigenschaften blieben jedoch ergebnislos.

Verifikation der Infiltration

Um die vollständige Infiltration der Proben zu verifizieren, wurden diese entlang einer Hochsymmetrierichtung gebrochen (ΓK vgl. Abb. 2.3) und die Bruchkante mittels Licht- und Elektronenmikroskopie untersucht. In Abbildung 2.7 sind Elektronenmikroskopieaufnahmen einer solchen Probe zu sehen. Abbildung 2.7 a) zeigt die obere Kante der Probe. Das infiltrierte Material ist klar zwischen den Siliziumstegen zu erkennen. Das Fehlen von Material auf der Probenoberfläche zeigt das erfolgreiche Entfernen des überschüssigen Farbstoffs. Abbildung 2.7 b) zeigt die Porenböden. Man erkennt wie der Farbstoff die Poren bis zu ihrem Ende infiltrierte hat.

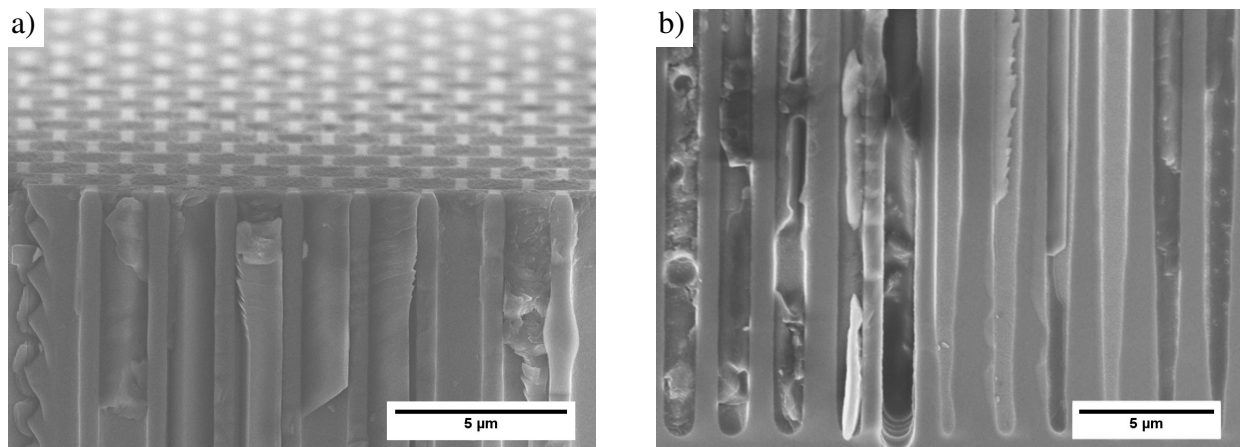


Abbildung 2.7. REM-Aufnahmen eines infiltrierten und entlang der Poren gebrochenen zweidimensionalen photonischen Kristalls (Die Länge des Skalenbalkens beträgt bei beiden Aufnahmen 5 µm). a) Oberfläche der Probe. Der überschüssige Farbstoff wurde vor dem Abkühlen entfernt. Hierdurch lässt sich eine weitestgehend homogene Oberfläche erreichen. b) Elektronenmikroskopieaufnahme der Porenböden. Es ist zu erkennen, wie die Poren vollständig infiltrierte wurden.

2.3. Reflektionseigenschaften global infiltrierter zweidimensionaler photonischer Kristalle

Einfluss der Infiltration auf die Bandstruktur

Um die Auswirkung der globalen Infiltration auf die optischen Eigenschaften der photonischen Kristalle zu bestimmen, wurden mit Hilfe von mpb [35] Bandstrukturen für verschiedene Materialien in den Poren berechnet. Abbildung 2.8 zeigt sowohl die Bandstrukturen eines hexagonalen zweidimensionalen photonischen Kristall aus Silizium mit Luftporen, als auch die Bandstrukturen für den Fall eines Materials mit einem Brechungsindex von $n = 1,5$ ($\epsilon = 2,25$) in den Poren. Das Verhältnis r/a beträgt in beiden Fällen 0,36. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich einige der Bänder durch die Infiltration stärker als andere verschieben. Um dies weiter zu untersuchen, wurde für den M-Punkt die Lage der ersten beiden Bänder in Abhängigkeit vom Brechungsindex in den

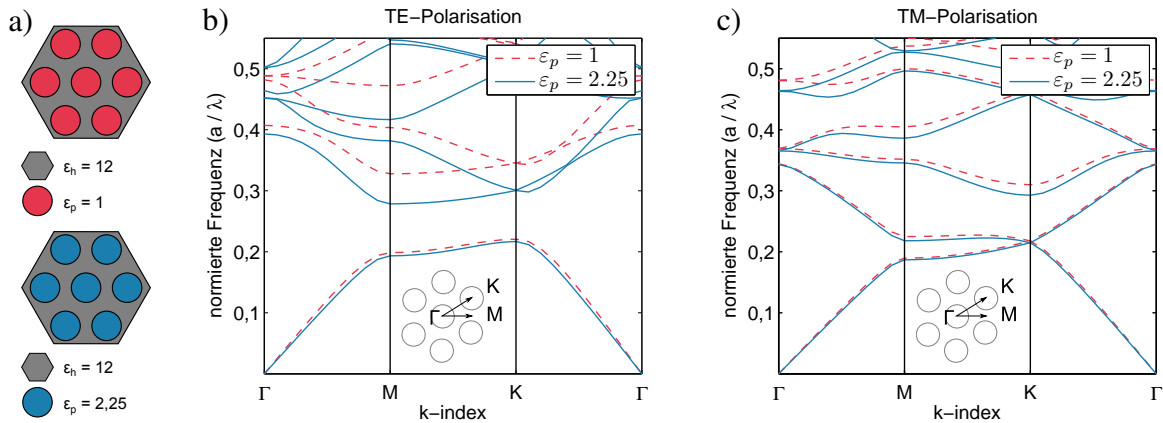


Abbildung 2.8. Vergleich der photonischen Bandstrukturen eines hexagonalen zweidimensionalen photonischen Silizium Kristalls mit einem $r/a = 0,36$, dessen Poren mit Luft bzw. mit einem Farbstoff gefüllt sind. Das zweite und höhere Bänder in TE-Polarisation werden durch die Infiltration besonders stark beeinflusst

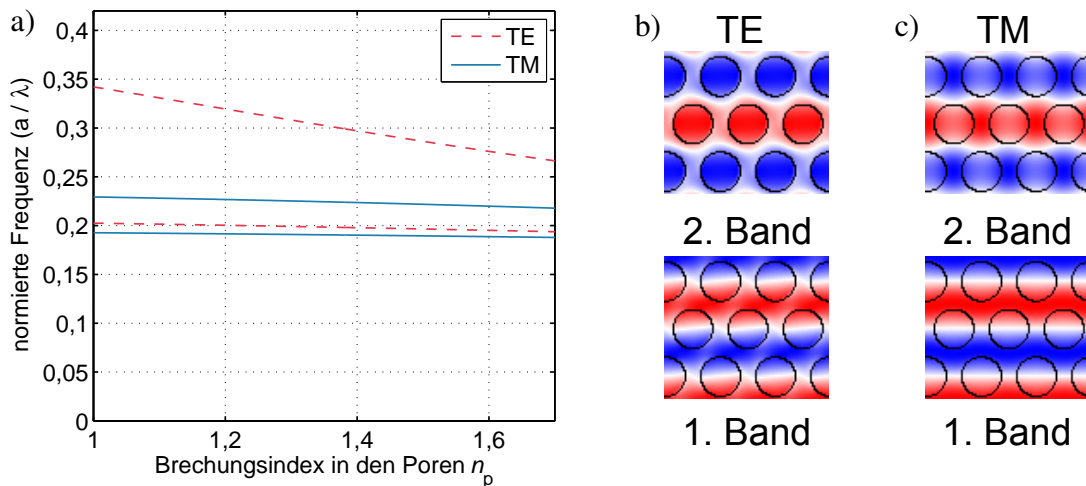


Abbildung 2.9. a) Abhängigkeit der Lage der ersten beiden Bänder eines zweidimensionalen hexagonalen photonischen Kristalls vom Brechungsindex des Materials in den Poren n_p am M-Punkt. Wie zu erkennen ist, findet sich für das zweite Band der TE-Mode eine besonders starke Abhängigkeit. In b) und c) wurden die Feldverteilungen der betrachteten Moden dargestellt. Hierbei entsprechen die blauen Bereiche negativen Feldstärken und die roten positiven. Es ist zu erkennen, dass für das zweite Band in TE-Polarisation die Feldmaxima innerhalb der Poren konzentriert. Für alle anderen dargestellten Moden liegen sie außerhalb.

Poren bestimmt. Die Ergebnisse dieser Rechnung sind in Abbildung 2.9 a) zu sehen. Wie schon bei den Berechnungen der gesamten Bandstruktur zu beobachten war, wird besonders das zweite Band in TE-Polarisation durch die Infiltration beeinflusst. In Abbildung 2.9 b) und c) sind die Feldverteilungen der untersuchten Moden dargestellt. Es zeigt sich, dass bei der Mode, die durch die Infiltration besonders stark beeinflusst wird, die Feldmaxima innerhalb der Poren liegen. Bei den anderen Moden liegen diese außerhalb und die Knoten befinden sich innerhalb der Poren. Um diesen Effekt für ein nichtlineares Schaltverhalten auszunutzen, bei dem der Brechungsindex des Materials in den Poren dynamisch verändert wird, ist es also sinnvoll eine Bandkante zu benutzen, bei der die Feldmaxima der zugehörigen Mode innerhalb der Poren liegen.

Messmethode

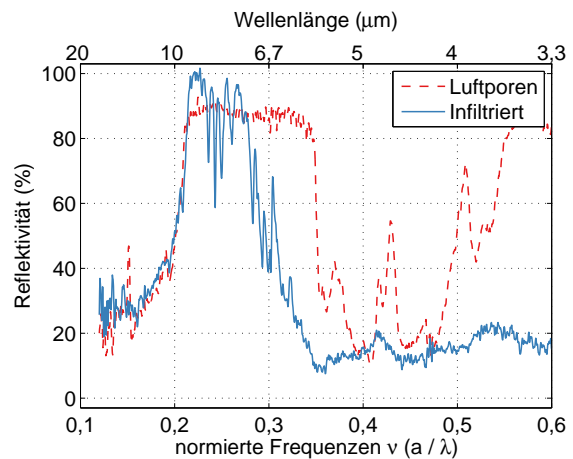
Um die wie oben beschriebenen Proben zu untersuchen, wurden sie vor und nach dem Infiltrieren entlang der ΓK -Richtung gebrochen. Die beiden Hochsymmetrierichtungen ΓK und ΓM bilden u.a. einen Winkel von 90° zueinander. Durch das Brechen entlang der ΓK -Richtung befindet sich die ΓM -Richtung senkrecht zur Bruchlinie und die spektralen Eigenschaften des photonischen Kristalls entlang dieser Kristallrichtung lassen sich somit messen. Weiterhin durchläuft der Bruch so die Hochsymmetrierichtung mit der höchsten Porosität und wird so stabilisiert. Es ergibt sich eine über relativ große Längen (≈ 1 mm) homogene Bruchkante, die es erlaubt durch diffuse Streuung weitgehend unbeeinflusste Reflektionsspektren aufzunehmen.

Zur Messung wurde ein FTIR-Spektrometer benutzt. Um orts aufgelöste Messungen an den Bruchkanten der Proben durchführen zu können, verfügt das benutzte Spektrometer über ein Mikroskop. Absorption in der Optik des Mikroskops wird dadurch vermieden, dass der gesamte Strahlengang, einschließlich der Objektive, zum Spektrometer durch Spiegel ausgeführt ist. Weiterhin kann mittels Schneidblenden im Strahlengang der zu vermessende Bereich ausgewählt werden. Zur Bestimmung der Reflektionseigenschaften der untersuchten Proben wurde zuerst mit Hilfe des Mikroskops und der Schneidblenden der zu vermessende Bereich der Probe ausgewählt. Danach wurde unter Beibehaltung der Einstellungen der Schneidblenden eine Referenzmessung an einem Silberspiegel durchgeführt. Silber weist im zu untersuchenden Spektralbereich eine sehr hohe Reflektivität auf, sodass diese mit guter Näherung als 100% angenommen werden kann. Anschließend wurde das Reflektionsspektrum der Probe aufgenommen und mit Hilfe des Referenzspektrums die Reflektivität der Probe bestimmt.

Ergebnisse

In Abbildung 2.10 ist exemplarisch das Ergebnis dieser Messungen in TE-Polarisation für einen photonischen Kristall mit einer Gitterkonstanten von $a = 2\ \mu\text{m}$ und $r/a = 0,36$ dargestellt. Bei der Messung vor der Infiltration ist eine sehr hohe Reflektivität für den Bereich zwischen $0,2 a/\lambda$ und $0,35 a/\lambda$ zu erkennen. Dies stimmt gut mit der Bandlücke in ΓM -Richtung überein (vgl. Abb. 2.8 b)). Die weiteren Maxima stimmen teilweise mit nicht-koppelnden Bändern überein (vgl. [47]). Dies sind solche Moden des photonischen Kristalls, an die sich aus Symmetriegründen nicht mit ebenen Wellen ankoppeln lässt [47]. Allerdings ist die Interpretation von Effekten, die höheren Bändern zuzuordnen sind, sehr schwierig, da diese recht empfindlich auf Herstellungstoleranzen reagieren [48]. Die hohe Reflektivität im Bereich der fundamentalen Bandlücke lässt sich innerhalb einzelner Proben und zwischen verschiedenen Proben gut reproduzieren. Die Effekte höherer Bänder hingegen nur schlecht. Des Weiteren schwankt die Lage der fundamentalen Bandlücke über die Probe. Dies liegt an leichten Schwankungen der Dotierung des verwendeten Float-Zone-Siliziums, was zu unterschiedlich großen Poren führt [48]. Dieses Problem lässt sich durch

Abbildung 2.10 Messungen der Reflektivität in TE-Polarisation einer Probe in ΓM -Richtung ($a = 2\ \mu\text{m}$, $r/a = 0,36$) vor und nach der globalen Infiltration. Man erkennt für die Probe mit Luftporen eine starke Reflexion für den Frequenzbereich zwischen $0,2$ und $0,35\ a/\lambda$. Dies entspricht der in Abbildung 2.8 b) dargestellten Bandlücke. Durch die Infiltration verschiebt sich die obere Kante des stark reflektierenden Bereichs hin zu niedrigeren Wellenzahlen, wie durch die in Abbildung 2.8 b) dargestellten Bandstrukturrechnungen vorausgesagt.



das Verwenden neutronentransmutationsdotierten Siliziums vermeiden [49]. Solche Proben standen zum Zeitpunkt der Messungen allerdings nicht zur Verfügung.

Wie vorausberechnet, verschiebt sich die obere Kante der Bandlücke durch die Infiltration zu geringeren Frequenzen. Weiterhin verschwinden die Reflexionsmaxima für höhere Frequenzen. Man erkennt außerdem Einbrüche innerhalb des stark reflektierenden Bereichs. Das Verschwinden der Maxima für höhere Frequenzen liegt vermutlich daran, dass das Brechen der Proben nach der Infiltration weit schlechter gelingt als zuvor. Es lässt sich weit schwerer eine Stelle finden, an der der Bruch gerade durch die Poren verläuft. Durch die Oberflächenrauhigkeiten weisen die Messungen an den Proben ein höheres Rauschen auf.

2.4. Pump-Probe-Messungen

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, dass es durch Infiltration möglich ist die spektralen Eigenschaften photonischer Kristalle statisch zu ändern. Nun soll der Frage nachgegangen werden, ob dies auch dynamisch möglich ist. Wie bereits zuvor festgestellt, reagieren besonders die Luftmoden eines photonischen Kristalls empfindlich auf kleine Änderungen des Brechungsindex in den Poren. Die grundlegende Idee der nun folgenden Untersuchungen ist es, den Brechungsindex innerhalb der Poren dynamisch mit Hilfe des Kerr-Effekts zu verändern. Beim Kerr-Effekt handelt es sich um einen optisch nichtlinearen Effekt dritter Ordnung durch den sich der Brechungsindex n eines Materials proportional zur Intensität I ändert. Den Proportionalitätsfaktor n_2 nennt man den Kerr-Koeffizienten. Dieser Effekt lässt sich phänomenologisch über

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (2.5)$$

beschreiben. Hierbei entspricht n_0 dem linearen Brechungsindex. Zur Messung dieses Effekts soll das Pump-Probe-Konzept verwendet werden. Dabei wird mittels eines starken gepulsten Pumpstrahls der Brechungsindex des Materials in den Poren über den Kerr-Effekt verändert. Dadurch ändert sich die Reflektivität der Probe. Wie zuvor gezeigt, ist dieser Effekt besonders stark für das zweite Band in TE-Polarisation in ΓM -Richtung (vgl. Abb. 2.9). Die so erzeugte Änderung wird mittels eines Probe-Pulses, der zeitlich kurz (fs) nach bzw. gleichzeitig mit dem Pump-Puls auf die Probe trifft, detektiert. Die Intensität des Probe-Pulses wird dabei so gewählt, dass durch diesen selbst keine optisch nichtlinearen Prozesse ausgelöst werden. Um einen maximalen Effekt zu erreichen wird die Wellenlänge des Probe-Pulses nahe der Bandkante gewählt. Durch zeitliche Verschiebung der Pump- und Probe-Pulse relativ zu einander lässt sich das zeitliche Verhalten des

Prozesses untersuchen.

Abschätzung des zu erwartenden Effekts

Um abzuschätzen wie stark sich die Reflektivität der Proben ändert, wenn sich der Brechungsindex innerhalb der Poren nur leicht ändert, wurde die Reflektivität der untersuchten Probe mit Hilfe von COMSOL⁷ berechnet. Das benutzte zweidimensionale Modell ist in Abbildung 2.11 a) dargestellt. Für die Ränder senkrecht zur Ausbreitungsrichtung wurden periodische Randbedingungen angenommen. Es wird am linken Rand des Rechengebiets eine elektromagnetische Welle mit TE-Polarisation angeregt. Am rechten Rand des Rechengebiets wird die transmittierte Intensität T ermittelt. Die Brechungsindizes der Löcher und des umgebenden Materials wurden mit $n_p = 1,5$ bzw. $n_h = 3,46$ angenommen. Da idealisiert mit einem verlustfreien Medium gerechnet wird, ergibt sich die Reflektivität R der Probe als $R = 1 - T$. In Abbildung 2.11 b) ist die Abhängigkeit der so ermittelten Reflektivität R von der normierten Frequenz $\nu = a/\lambda$ dargestellt.

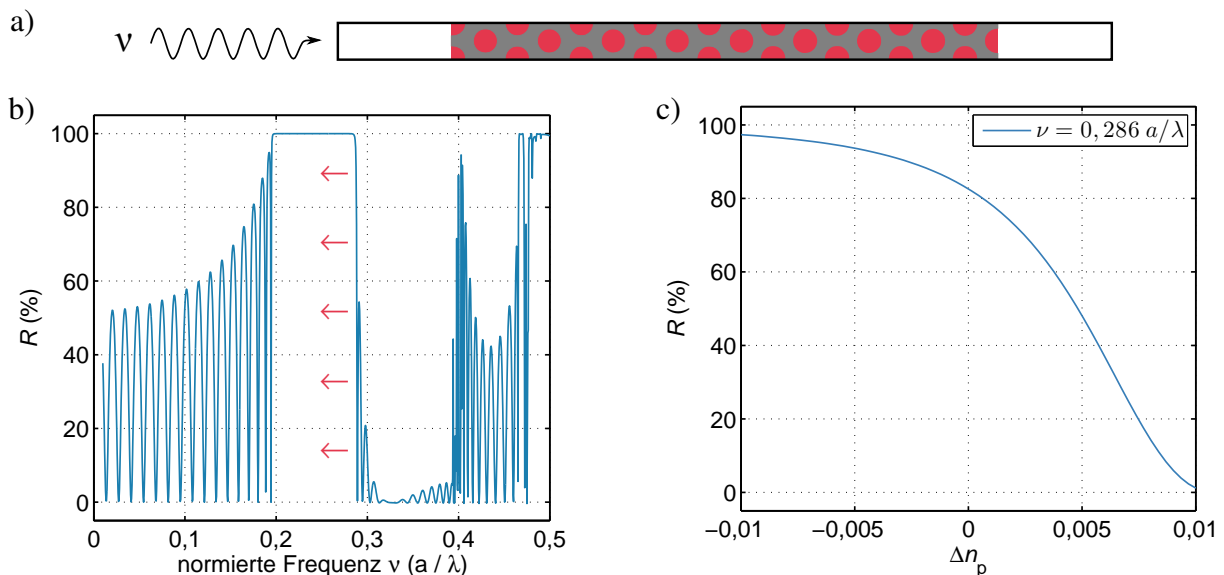


Abbildung 2.11. a) Schematische Darstellung der in COMSOL zur Berechnung der Reflektivität der untersuchten Proben verwendeten Rechenzelle. Die rot eingefärbten Bereiche stellen die infiltrierten Poren dar, die grauen das Silizium. Am linken Rand der Rechenzelle befindet sich die Quelle der durch das Rechengebiet propagierenden elektromagnetischen Welle. Für die obere und untere Grenze des Rechengebiets wurden periodische Randbedingungen benutzt. Am rechten Rand wird die transmittierte Energie T bestimmt und daraus über $R = 1 - T$ die Reflektivität R berechnet. b) Reflektionspektrum der in a) dargestellten Struktur. Innerhalb Bandlücke (0,2 bis 0,29 a/λ) beträgt die Reflektivität durchgehend 100%. c) Reflektivität R an der Bandkante ($\nu = 0,286 a/\lambda$ vgl. Abb. 2.9) des zweiten Bandes eines hexagonalen photonischen Kristalls in TE-Polarisation in Abhängigkeit von der Brechungsindexänderung des Materials in den Poren ($n_p = 1,5 \pm 0,01$). Schon diese kleine Brechungsindexänderung führt zu einer Änderung der Reflektivität von nahezu 100%.

Im Bereich der Bandlücke von 0,2 bis 0,29 a/λ (vgl. Abbildung 2.8) beträgt die Reflektivität durchgehend 100% und fällt danach stark ab. (Bei den schnellen Oszillationen der Reflektivität

⁷COMSOL ist ein auf der Finite-Elemente-Methode basierendes Softwarepaket zur Simulation verschiedener physikalischer Probleme (www.comsol.com).

außerhalb der Bandlücke handelt es sich um Fabry-Pérot-Resonanzen innerhalb des Rechengebiets.)

Um die Abhängigkeit der Reflektivität vom Brechungsindex in den Poren zu bestimmen, wurde die Reflektivität für Werte $n_p = 1,50(1)$ bei einer Frequenz nahe der oberen Bandkante ($\nu = 0,286 a/\lambda$) bestimmt. Die Ergebnisse können Abbildung 2.11 entnommen werden. Es ist zu erkennen, dass die Reflektivität für eine kleine Änderung des Brechungsindex des Materials in den Poren von $\pm 0,01$ sich um ca. 100% ändert. Durch das Erhöhen des Brechungsindex in der Poren verschiebt sich die Bandkante zu niedrigeren Frequenzen (vgl. Abbildung 2.9), wodurch die Reflektivität stark sinkt. Diese Änderung des Brechungsindex liegt ohne weiteres im experimentell zu erreichenden Bereich.

Die Annahme einer monochromatischen Welle für die Pump-Probe-Messungen ist allerdings stark idealisiert. Die Probe-Pulse sind durch ihre sehr kurze Dauer in der Frequenz verbreitet [50]. Somit wirkt sich die Verschiebung der Bandkante schwächer auf die Reflektivität aus. Der zu beobachtende Effekt wird also geringer ausfallen als der berechnete.

Versuchsaufbau

Die im Folgenden beschriebenen Messungen wurden während eines Aufenthalts an der Case Western Reserve University (Cleveland, USA) bei der Arbeitsgruppe von Prof. Kenneth Singer in Zusammenarbeit mit Yeheng Wu durchgeführt [50].

Als Laserlichtquelle für den Versuchsaufbau zu den Pump-Probe-Messungen dient ein per Blitzlampe gepumpter Titan:Saphir Laser mit einer Repitionsrate von 1 kHz, einer Pulsdauer von 100 fs, einer spektralen Breite von 10 nm bei einer Emissionswellenlänge von 800 nm und einer Pulsenergie von 2,4 μ J. Dieser pumpt über eine Strahlteiler zwei TOPAS,⁸ durch die der Pump- und der Probe-Strahl erzeugt werden. Der zur Erzeugung der Pump-Strahls verwendete TOPAS ermöglicht es, eine Laserstrahlung im Bereich von 260 nm bis 2,6 μ m zu erzeugen. Mittels eines Differenzfrequenzerzeugers (DFG) ist es mit dem zur Erzeugung des Probe-Strahls verwendeten TOPAS möglich, Laserstrahlung im Bereich von 1,1 μ m bis 12 μ m zu generieren. Im Experiment wurde die Pumpwellenlänge auf 1,4 μ m festgelegt. Die Wellenlänge des Probe-Strahls wurde auf 7,8 μ m festgelegt. Dies entspricht der oberen Kante der Bandlücke der untersuchten Proben, welche zuvor per FTIR-Messung ermittelt wurde (vgl. Abbildung 2.10). Die spektrale Breite des Probe-Strahls bei dieser Wellenlänge beträgt ca. 100 nm. Um die durch den Pump-Strahl erzeugte Änderung der Reflektivität der Probe für den Probe-Strahl zu messen, wird mit Hilfe eines Chopper-Rades jeder zweite Pump-Puls blockiert. Auf die Probe trifft also nur mit jedem zweiten Probe-Puls ein Pump-Puls. Daher wird die Reflektion des Probe-Pulses mit einer Frequenz von 500 Hz moduliert. Die von der Probe reflektierten Probe-Pulse werden mit einem MCT⁹-Detektor gemessen, nachdem durch einen Germaniumfilter die reflektierten Pump-Pulse herausgefiltert wurden. Das Signal des Detektors wird, nachdem es vorverstärkt wurde, durch zwei-Lock-in-Verstärker analysiert. Durch Verwendung von zwei Verstärkern ist es möglich, gleichzeitig mit dem Nutzsignal, der Änderung der Reflektivität $|\Delta R|$, bei 500 Hz ein Referenzsignal bei 1 kHz zu messen, um bei der späteren Auswertung der Messungen zufällige Schwankungen der Laserintensität vom Messsignal unterscheiden zu können. Um den zeitlichen Verlauf der Änderung der Reflektivität des Probe-Pulses beobachten zu können, wird eine variable Verzögerungsstrecke verwendet. Diese kann in 1 μ m

⁸Optisch parametrischer Verstärker (englisch: **O**ptical **p**arametric **a**mplifier)

TOPAS Travelling optical parametric amplifier ist der Markenname eines speziellen OPAs der Litauischen Firma Light Conversion.

⁹Quecksilber-Cadmium-Tellurid (englisch: **m**ercury **c**admium **t**elluride)

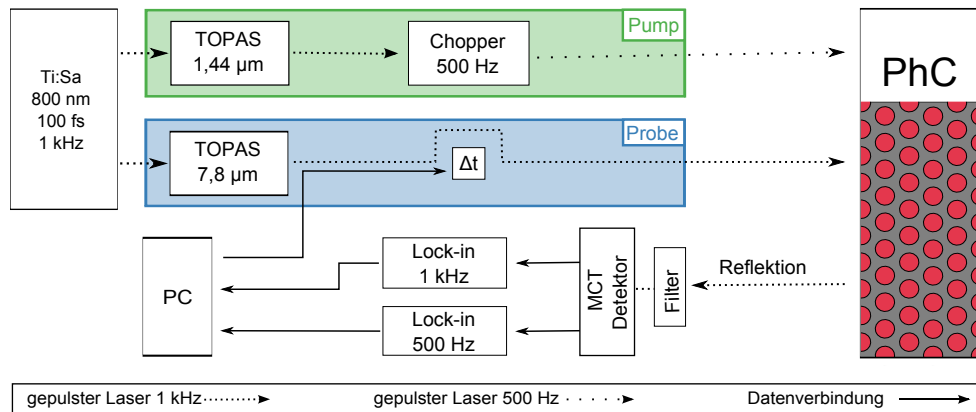


Abbildung 2.12. Schematische Darstellung des für die Pump-Probe-Messungen verwendeten Aufbaus. Als primäre Laserquelle dient ein gepulster 800 nm Titan:Saphir-Laser. Durch einen Strahlteiler werden zwei optisch parametrische Oszillatoren (TOPAS) gepumpt. Diese erzeugen den Pump- und Probe-Strahl. Beide Strahlen werden durch einen Hohlspiegel auf die Probe fokussiert. Durch eine in der Länge variable Verzögerungsstrecke lässt sich der zeitliche Abstand Δt der beiden Pulse einstellen. Mittels eines Choppers wird jeder zweite Puls des Pump-Strahls blockiert. So trifft nur mit jedem zweiten Probe-Puls ein Pump-Puls gemeinsam auf den photonischen Kristall (PhC). Durch zwei Lock-in-Verstärker wird mit Hilfe eines MCT-Detektors gleichzeitig das Signal bei 500 Hz als auch das Referenzsignal bei 1 kHz gemessen.

Schritten auf einer Länge von 50 cm verfahren werden. Dies entspricht einem Zeitraum von 3,3 ns und einer Schrittweite von 6,7 fs. In Abbildung 2.12 ist der zuvor beschriebene Versuchsaufbau schematisch dargestellt.

Justage des Versuchs

Um Pump-Probe-Messungen an den infiltrierten Proben durchzuführen, muss zunächst diejenige Einstellung der Verzögerungsstrecke ermittelt werden, bei der Pump- und der Probe-Puls gleichzeitig auf die Probe treffen. Hierzu wird zunächst ein BBO¹⁰ Kristall an die Stelle der Probe gebracht. In diesem soll die Summenfrequenz der beiden Strahlen erzeugt werden. Dies geschieht nur, wenn sich die Pump- und Probe-Pulse sowohl räumlich als auch zeitlich überlagern. Die Emissionswellenlänge beider TOPAS wird für diese Messung auf 1300 nm eingestellt. Ihre Summenfrequenz mit einer Wellenlänge von 650 nm liegt somit im sichtbaren Bereich. Durch das Verwenden von BBO lässt sich eine Summenfrequenz mit ausreichend hoher Intensität erzeugen, um sie mit bloßem Auge sehen zu können [51]. Zunächst werden die beiden Strahlen mit Hilfe einer Infrarotdetektorkarte räumlich überlagert. Anschließend wird die Verzögerungsstrecke so lange verfahren, bis es zur Summenfrequenzerzeugung kommt. Sobald die Summenfrequenz sichtbar wird, kann ihre Intensität dazu benutzt werden die räumliche und zeitliche Überlagerung der Pulse zu optimieren.

Um die Fokusposition der beiden Laserstrahlen auf der Probe besser justieren zu können, wurde weiterhin ein Helium-Neon-Laser in den Strahlengang eingekoppelt. Mit dessen Hilfe ist es möglich die Probe so zu justieren, dass die Laserstrahlen auf den zuvor mittels FTIR untersuchten Bereich der Probe fallen. Um die Intensität des Pump-Strahls auf der Probe zu bestimmen, muss die Größe der auf der Probe bestrahlten Fläche bekannt sein. Um diese zu ermitteln, wurde die Intensität des Lasers so stark erhöht, dass die Zerstörschwelle von Silizium überschritten wurde. (Die Probe wurde zuvor so verfahren, dass der Strahl auf einen unstrukturierten Bereich fällt.) Mit Hilfe eines

¹⁰Beta BariumBorat

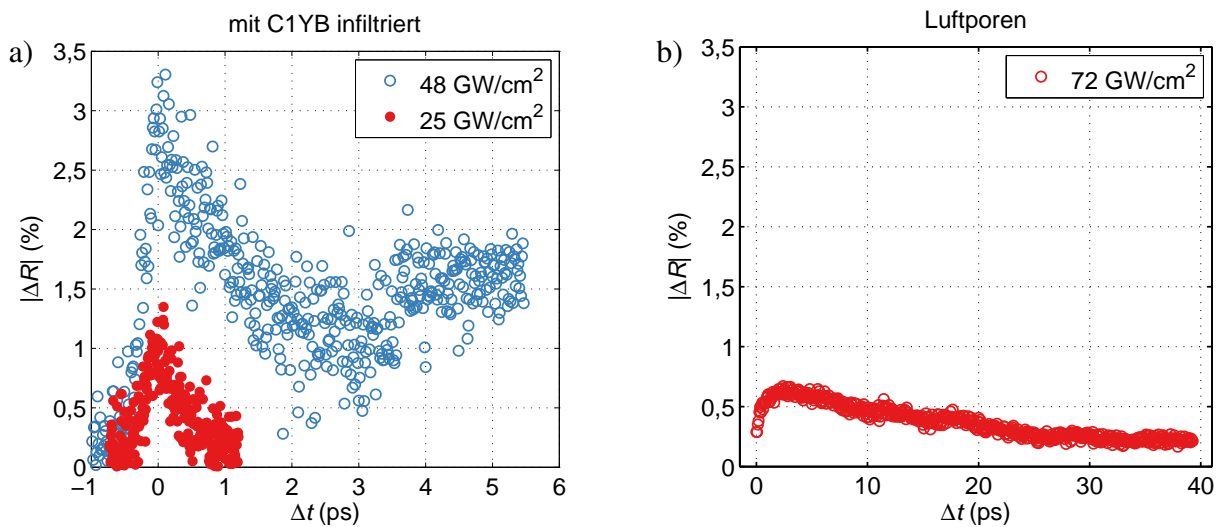


Abbildung 2.13. Reflektivitätsänderung ΔR einer mit C1YB infiltrierten makroporösen Siliziumprobe a) bzw. mit Luftporen b) in Abhängigkeit vom der Zeit Δt zwischen dem Auftreffen des Pump- und des Probe-Pulses. Für beide Proben gilt: Gitterkonstante $a = 2\mu\text{m}$, Verhältnis zwischen Porenradius und Gitterkonstanten $r/a \approx 0,36$ und Länge der Poren $l \approx 100\mu\text{m}$. Die Messung an der infiltrierten Probe zeigt einen deutlichen Anstieg der Reflektivität durch den Einfluss des Pump-Pulses zur Zeit $\Delta t = 0$. Danach fällt das Signal in einem Zeitraum von 2 ps auf ein Niveau oberhalb des ursprünglichen Levels zurück. Bei der Messung an der Probe mit Luftporen zeigt sich ebenfalls ein Anstieg der Reflektivität. Dieser fällt allerdings geringer aus. Das Signal fällt hier deutlich langsamer ab als bei der Messung an der infiltrierten Probe.

optischen Mikroskops ist es dann möglich die Form und Größe des so entstandenen Brennflecks als eine Ellipse mit den Außenmaßen von $50\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$ zu ermitteln.

Messergebnisse

In Abbildung 2.13 ist die Änderung der Reflektivität ΔR eines mit C1YB infiltrierten zweidimensionalen photonischen Kristalls für zwei verschiedene Pumpintensitäten dargestellt. Die Gitterkonstante der untersuchten Probe betrug $2\mu\text{m}$, das Verhältnis von Gitterkonstante und Porendurchmesser r/a betrug ca. 0,36 und die Tiefe der Poren l ca. $100\mu\text{m}$. Bei einer Intensität von $48\text{GW}/\text{cm}^2$ steigt die Reflektivität beim Eintreffen des Pump-Pulses ($\Delta t = 0$) zunächst sprunghaft um 3% an. Anschließend fällt sie innerhalb von 3 ps auf einen Wert von 1% oberhalb der ursprünglichen Reflektivität zurück. Danach steigt sie auf ca. 1,5% an. Von dort klingt sie relativ langsam ab, sodass sie innerhalb des Messintervalls nicht auf den ursprünglichen Wert zurückkehrt.

Bei einer Pumpintensität von $25\text{GW}/\text{cm}^2$ steigt die Reflektivität beim Eintreffen des Pump-Pulses lediglich um ca. 1% an. Sie fällt danach unterhalb von 2 ps auf das ursprüngliche Niveau zurück. Zum Vergleich wird in Abbildung 2.13 rechts eine Messung an einer makroporösen Siliziumprobe mit Luftporen bei einer Intensität von $72\text{GW}/\text{cm}^2$ dargestellt. Hier steigt die Reflektivität beim Eintreffen des Pump-Pulses um ca. 1% an, um anschließend in einem Zeitraum von ca. 40 ps auf das ursprüngliche Niveau zurückzusinken.

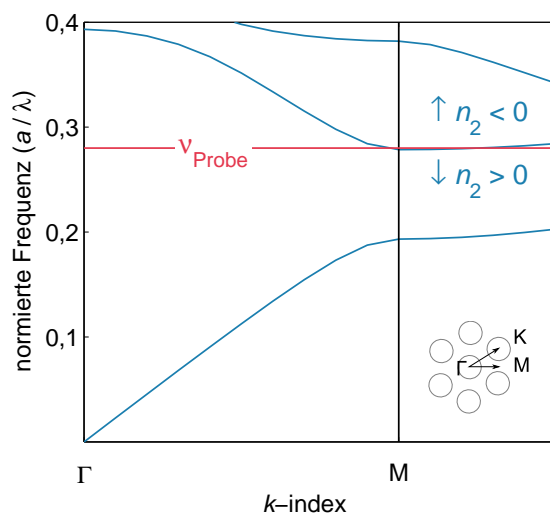


Abbildung 2.14 Für die Pump-Probe-Messungen relevanter Teil der Bandstruktur eines infiltrierten 2D-photonischen Kristalls in TE-Polarisation (vgl. Abb. 2.8). Die Frequenz der Probe-Pulse ν_{Probe} wurde so gewählt, dass sie genau an der Bandkante des zweiten Bandes liegt. Für $n_2 < 0$ verschiebt sich die Bandkante beim Pumpen minimal zu großen Frequenzen – die Reflektivität steigt. Für $n_2 > 0$ verhält es sich anders herum – die Reflektivität sinkt.

2.5. Diskussion

In diesem Kapitel wurde die Reflektivität eines mit einem Farbstoff infiltrierten photonischen Kristalls in einen Pump-Probe-Experiment verändert. Es konnte eine Änderung der Reflektivität von ca. 3% beobachtet werden. Der schnelle Anstieg als auch das schnelle Abfallen lassen sich durch eine Änderung des Brechungsindex des Farbstoffs durch den Kerr-Effekt erklären. Der anschließende langsame Abfall kann mit durch die Anregung erzeugten freien Elektronen in Verbindung gebracht werden [52]. Diese Annahme wird durch die Messungen an Proben mit Luftporen gestützt, bei denen sich nur der langsame Abfall der Reflektivität zeigt.

Bei den Abschätzungen über den zu erwartenden Effekt auf Seite 13 wurde angenommen, dass sich die Reflektivität der Proben unter dem Einfluss des Pumpstrahls verringert. Um dieses Verhalten zu interpretieren ist es sinnvoll noch einmal den für dieses Experiment den in Abb. 2.14 dargestellten relevanten Teil der Bandstruktur der untersuchten Proben zu betrachten. Die Frequenz des Pumpstrahls wurde so gewählt, dass sie in der Nähe der Bandkante des zweiten Bandes liegt. Falls der nichtlineare Brechungsindex des Materials positiv ist ($n_2 > 0$) verringert sich der Brechungsindexkontrast zwischen Poren und Silizium durch das Pumpen (vgl. Gl. 2.5) und die Reflektivität des Probe-Strahls sinkt. Für den Fall $n_2 < 0$ verhält es sich genau anders herum. Bedingt durch den Messaufbau (Der Lock-in-Verstärker bei 500 Hz misst lediglich die Amplitude der Änderung der Reflektivität $|\Delta R|$.) lässt sich in diesem Experiment nicht entscheiden, welches Vorzeichen das gemessene n_2 hat.

In Tabelle 2.1 sind die Ergebnisse von Messungen an vergleichbaren Proben, die mit anderen Farbstoffen infiltriert und von Yeheng Wu durchgeführt wurden, aufgeführt [50, S. 175]. Es ergeben sich den bisher beschriebenen ähnliche Ergebnisse.

Die in den Messungen beobachtete Änderung der Reflektivität fällt geringer aus, als zuvor in Abschnitt 2.4 berechnet. Als Gründe hierfür sind zum einen die spektrale Verbreiterung der Pump- und Probe-Pulse als auch das schlechte Signal zu Rausch Verhältnis zu nennen.

Leonard *et al.* berichten in [52] von vergleichbaren Messungen an zweidimensionalen photonischen Kristallen aus makroporösem Silizium. Sie beschreiben einen langsamen Effekt, wenn mit einer Pumpwellenlänge die einer Energie kleiner als die Hälfte der elektronischen Bandlücke von Silizium entspricht (d.h. $\lambda < 2,2\mu\text{m}$) gepumpt wird. Durch Zweiphotonenabsorption kommt es dort zur Bildung freier Ladungsträger, die nur verhältnismäßig langsam wieder rekombinieren. Für Wellenlängen $\lambda > 2\mu\text{m}$ berichten sie von schnellen Effekten, die durch nichtlineare Prozesse im Silizium hervorgerufen werden. Es bleibt zu vermuten, dass sich ein ähnliches Verhalten verursacht

2. Untersuchungen an silizium-organischen photonischen Kristallen

Probe	λ_{Probe} (μm)	λ_{Pump} (μm)	P_{Pump} (GW/cm^2)	ΔR (%)	τ (ps)
mit C1YB infiltriert	7,7	1,8	96	0,65	≈ 18
	7,8	1,8	24	0,7	0,5
	7,8	1,44	48	2,8	1,5
	7,8	1,44	24	1	0,5
mit Cruciform ¹¹ infiltriert	7,8	1,44	24	kein Signal	
	7,8	1,80	20	kein Signal	
Luftporen	7,0	1,44	90	3,5	> 20
	7,0	1,44	72	0,9	40

Tabelle 2.1. Tabellarische Übersicht über Messungen an weiteren Proben, die durch Yeheng Wu durchgeführt wurden. Die Größe τ repräsentiert die Halbwertszeit des Signals. Die dargestellte Tabelle wurde aus seiner Arbeit übernommen und ins Deutsche übersetzt [50, S. 175].

durch die infiltrierten Farbstoffe auch bei den hier betrachteten Proben zeigt, was durch weitere Versuche untersucht werden sollte.

¹¹Die Strukturformel des mit Cruciform bezeichneten Stoffs findet sich in Abb. A.1 im Anhang.

3. Lokale Infiltration von zweidimensionalen photonischen Kristallen

Im vorherigen Kapitel wurden Effekte behandelt, die sich ergeben, wenn zweidimensionale photonische Kristalle global mit einem nichtlinearen organischen Material infiltriert werden. Für viele Anwendungen ist es allerdings interessant, gezielt nur einzelne Poren oder Porenreihen photonischer Kristalle zu füllen [53–55]. Um dies zu erreichen werden in der Literatur mehrere Verfahren beschrieben.

Das erste publizierte Verfahren verwendet eine aus der biologischen Forschung bekannte Mikropipette, um unter Beobachtung durch ein optisches Mikroskop Farbstofflösungen in einzelne Poren zu infiltrieren [56]. Dieses Verfahren ist beschränkt auf lösliche Stoffe und durch die erreichbare Auflösung des optischen Mikroskops (ca. 1 μm).

Ein weiteres Verfahren zur lokalen Infiltration photonischer Strukturen stellt das in [57] vorgestellte Verfahren dar. Hier wird ein Tropfen des zu infiltrierenden Materials neben die zu infiltrierende Struktur gegeben und anschließend mittels einer feinen Spitze über die Probe verstrichen. Hierbei lassen sich nur einfache Strukturen herstellen und auch dieses Verfahren arbeitet bei Atmosphärendruck mit Lösungen des zu infiltrierenden Materials.

El-Kallassi et al. stellten ein Verfahren zur Infiltration flacher (Höhe der lichtführenden Schicht 320 nm) photonischer Kristalle vor, bei dem ein Polymer gezielt in einer resonanten Struktur durch UV-Licht ausgehärtet wird [58]. Dieses Verfahren ist ebenfalls durch die mit einem optischen Mikroskop zu erreichende Auflösung begrenzt. Weiterhin beschränkt es sich auf Stoffe die mittels UV-Licht ausgehärtet werden können. In diesem Kapitel wird ein im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes Verfahren vorgestellt, welches die Nachteile der zuvor genannten Verfahren überwindet und sowohl für Lösungen als auch für Schmelzen verwendet werden kann.

3.1. Verfahren zur lokalen Infiltration zweidimensionaler photonischer Kristalle

Als Matrix für die lokale Infiltration wird, nach dem in Abschnitt 2.2 beschriebenen Verfahren hergestelltes, makroporöses Silizium verwendet. In Abbildung 3.1 sind die grundlegenden Prozessschritte schematisch dargestellt. Zuerst wird auf den photonischen Kristall eine leitfähige Keimschicht aufgebracht (A). Diese wird im nächsten Prozessschritt strukturiert (B). Anschließend wird die Keimschicht durch elektrochemische Abscheidung so weit verstärkt, dass die Poren des photonischen Kristalls verschlossen werden (C). Nun werden die offenen Poren infiltriert (D). Abschließend wird die Deckschicht entfernt und die Oberfläche gereinigt (E).

(A) Aufbringen einer Keimschicht

Im ersten Prozessschritt wird eine dünne leitfähige Keimschicht, z.B. Gold, auf die Probe aufgebracht. Das Ziel hierbei ist es nur die Oberfläche der Siliziumstege zwischen den Poren zu beschichten um zu verhindern, dass beim nachfolgenden elektrochemischen Aufdicken unerwünscht Material in den Poren abgeschieden wird.

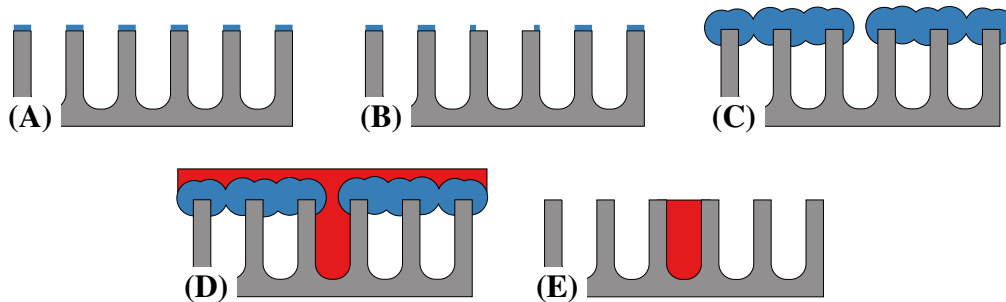


Abbildung 3.1. Schematische Darstellung der Hauptprozessschritte zur lokalen Infiltration von zweidimensionalen photonischen Kristallen; (A) Aufbringen einer Keimschicht (blau) auf der Oberfläche des photonischen Kristalls; (B) Lokales Entfernen dieser Schicht; (C) Verschließen aller Poren, die nicht infiltriert werden sollen, durch Aufdicken der Keimschicht; (D) Infiltrieren der freien Poren mit dem Farbstoff (rot); (E) Reinigen der Probe.

Um dies zu erreichen, müssen die Innenwände der Poren vor unerwünschter Beschichtung geschützt werden. Hierzu wurden die Proben mittels Crystalbond¹² vollständig mit dem in Abschnitt 2.2 beschriebenen Verfahren infiltriert. Bei Crystalbond handelt es sich um ein spezielles Laborwachs, das als Heizkleber zum Befestigen von Proben zum späteren Polieren an entsprechenden Probenhaltern verwendet wird. Es lässt sich mit Hilfe von Aceton rückstandslos entfernen. Nach dem Infiltrieren wird das überschüssige Material durch Polieren der Probenoberfläche entfernt. Weiterhin wird die Probe so weit abgeschliffen, dass die Reste der zum Ätzen verwendeten Vorstrukturierung verschwinden (vgl. Abbildung 2.3). Abschließend wird die Oberfläche der Probe poliert.

Nach dem Polieren werden die Proben zuerst mit einer dünnen (10 nm) Schicht Chrom und anschließend mit einer 50 nm dicken Goldschicht bedampft. Das Chrom dient hier als Haftvermittler zwischen dem Silizium und dem Gold. Es ist darauf zu achten, dass sich die Probe während des Aufdampfens nicht soweit erwärmt, dass das Material in den Poren schmilzt.

Anschließend wird das Crystalbond mittels Aceton unter Zuhilfenahme eines Ultraschallbades aus den Poren herausgelöst. Hierdurch werden die Chrom- und Goldschicht oberhalb der Poren wie bei einem Lift-off Prozess entfernt. In Abbildung 3.2 sind zwei Elektronenmikroskopieaufnahmen einer so behandelten Probe dargestellt. Am rechten Bildrand von Abb. 3.2 a) ist ein Stück der entfernten Schicht zu erkennen. Durch das beschriebene Vorgehen wird, wie in Abb. 3.2 b) zu erkennen, nur die Oberfläche des photonischen Kristalls zwischen den Poren beschichtet.

(B) Strukturierung der Keimschicht

Um die Keimschicht zu strukturieren wurde ein fokussierter Ionenstrahl (FIB¹³) benutzt. Dieser funktioniert ähnlich einem Rasterelektronenmikroskop (REM). Allerdings werden statt Elektronen Galliumionen mittels einer Hochspannung von 30 kV beschleunigt. Der so erzeugte Ionenstrahl kann mit Hilfe von magnetischen Linsen über die Probe gerastert werden und erzeugt dort Sekundärelektronen, die zur Bildgebung benutzt werden können. Wegen der hohen Masse der Galliumionen wird außerdem auch Material von der Probe abgesputtert. Dies lässt sich nutzen um Proben mit einer Auflösung von wenigen 10 nm zu strukturieren. Die benutzte Anlage bietet weiterhin die Möglichkeit durch ein zusätzlich eingebautes REM den Sputterprozess zu beobachten. Es besteht durch die Software des FIB die Möglichkeit geometrische Formen vorzugeben, die anschließend

¹²Crystalbond™ Aremco Products, Inc.

¹³Ionenfeinstrahlanlage (engl. **F**ocused **I**on **B**eam)

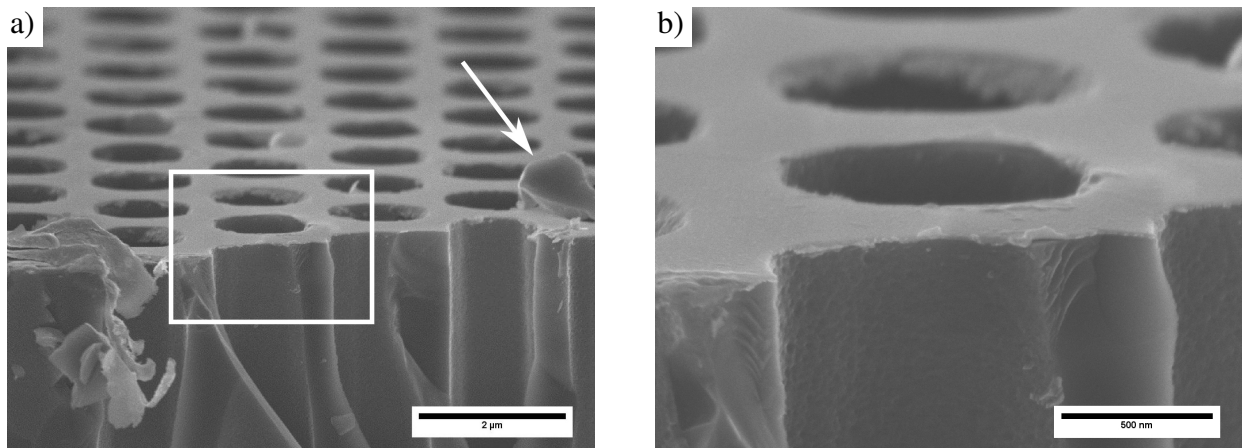


Abbildung 3.2. Elektronenmikroskopieaufnahmen der fertigen Keimschicht (Größenbalken 2 µm bzw. 500 nm). Es ist zu erkennen, dass es gelungen ist nur die Oberfläche des photonischen Kristalls zu beschichten. Weiterhin fällt am rechten Bildrand von a) ein Rest der Goldschicht auf, der zuvor eine der Poren bedeckt hat.

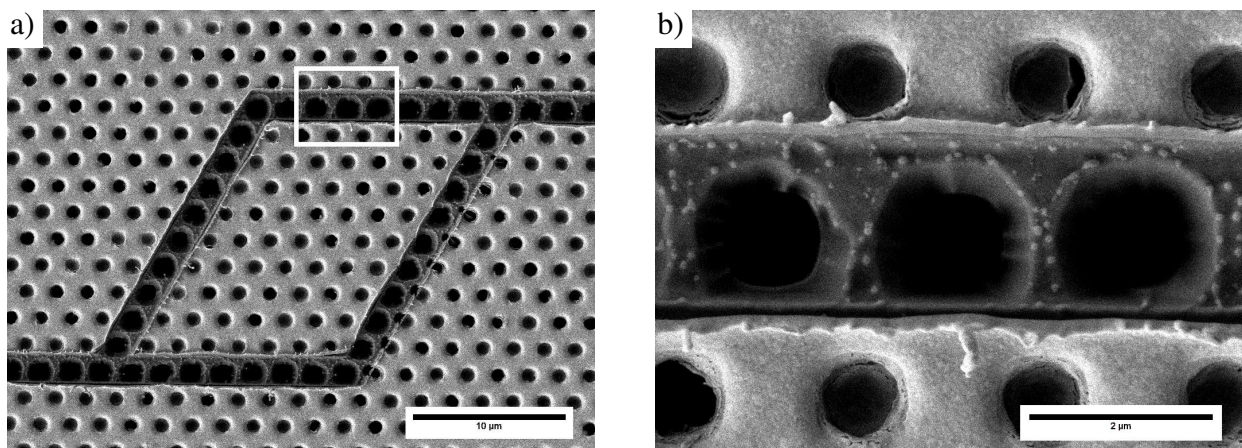


Abbildung 3.3. REM-Aufnahmen einer Probe nach der Strukturierung durch eine Feinionenstrahlanlage (Größenbalken 10 µm bzw. 2 µm). Wie besonders in dem vergrößerten Ausschnitt b) zu erkennen ist, konnte die Goldschicht vollständig entfernt werden ohne den darunter liegenden photonischen Kristall signifikant zu beschädigen.

automatisch geschrieben werden.¹⁴ In Abbildung 3.3 sind zwei Elektronenmikroskopieaufnahmen einer derart strukturierten Probe zu sehen. Die Bearbeitungszeit und die Intensität des Ionenstrahls wurden hier so gewählt, dass nur die auf der Probe befindliche Keimschicht lokal entfernt wurde, der darunter liegende photonische Kristall aber weitgehend unbeschädigt bleibt. Weiterhin muss bei der Strukturierung das spätere Wachstum der Keimschicht berücksichtigt und kompensiert werden.

(C) Verschließen der Poren des photonischen Kristalls

Um die Poren des photonischen Kristalls, die nicht infiltriert werden sollen, zu verschließen wird die Keimschicht elektrochemisch verstärkt. Hierzu wird die kommerzielle Kaliumgoldcyanidlösung

¹⁴Die FIB-Strukturierungen für die lokale Infiltration wurden in Zusammenarbeit mit Roland Salzer am Fraunhofer-Institut für Werkstoffmechanik IWM Halle durchgeführt.

3. Lokale Infiltration von zweidimensionalen photonischen Kristallen

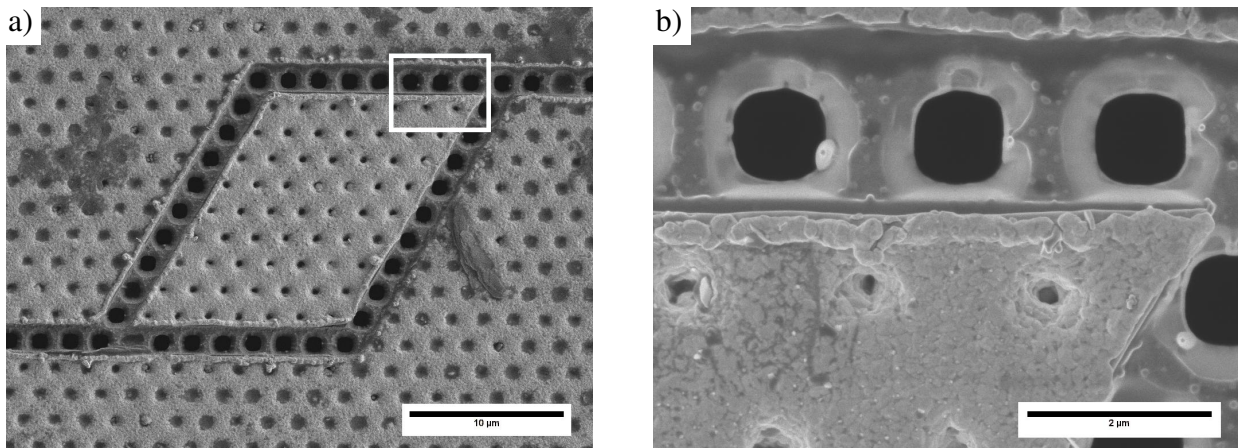


Abbildung 3.4. REM-Aufnahmen der selben Probe wie in Abbildung 3.3 nach der elektrochemischen Aufdickung der Goldschicht (Größenbalken 10 µm bzw. 2 µm). Es ist zu erkennen wie alle Poren, bis auf die an denen die Keimschicht entfernt wurde, verschlossen sind.

$\text{KAu}(\text{CN})_2$, Auruna 5100 von Umicore, verwendet. Während der Beschichtung wurde die Lösung auf 65 °C erwärmt. Die zur Abscheidung benutzte Stromdichte betrug $0,2 \text{ A/dm}^2$. Dies entspricht einer Abscheiderate von 130 nm min^{-1} . (Die benutzte Temperatur und Stromdichte wurden entsprechend den Werten in [59] gewählt.) Als Konstantstromquelle für die Abscheidung wurde ein Keithley 2400 verwendet. Dieses Gerät bietet neben der Bereitstellung des eingestellten Stromes die Möglichkeit mittels einer PC-Schnittstelle während der Abscheidung den Widerstand der Probe aufzunehmen um so schon frühzeitig Fehler, z.B. bei der Kontaktierung oder das Ermüden der Elektrolytlösung, erkennen zu können.

Eine weitere Herausforderung ist die geeignete Kontaktierung der Proben. Da die Proben in der Regel sehr klein (ca. 20 mm^2) sind, fällt es relativ stark ins Gewicht wenn zur Kontaktierung z.B. eine leitende Pinzette verwendet und mit beschichtet wird. Um dieses Problem zu lösen wurde ein spezieller Probenhalter entwickelt, der zur Kontaktierung einen elektrisch isolierten Draht verwendet, bei dem nur dessen zur Kontaktierung verwendete Spitze frei liegt. Als Gegenelektrode diente während aller Versuche ein Stück Platindraht. Als angestrebte Schichtdicke um alle Poren zu verschließen, ergibt sich ausgehend vom Verhältnis $r/a = 0,36$ und einer Gitterkonstanten der Probe von $a = 2 \mu\text{m}$ eine Dicke von mindestens 720 nm. Um sicher zu gehen, dass alle Poren verschlossen werden, und wegen der oben erwähnten Schwierigkeiten bei der Bestimmung der zu beschichtenden Fläche, wurde in der Regel die Abscheidezeit so gewählt, dass sich eine Schichtdicke von $1 \mu\text{m}$ ergeben sollte.

In Abbildung 3.4 sind Elektronenmikroskopieaufnahmen der aufgedickten Probe aus Abb. 3.3 zu sehen. Im Vergleich der Aufnahmen in Abb. 3.3 b) und Abb. 3.4 b) zeigt sich, dass durch die Abscheidung die Poren, bei denen die Keimschicht auf der Probe belassen wurde, verschlossen werden. Die Poren, bei denen die Keimschicht entfernt wurde, bleiben offen. Nach dem Abscheiden der Goldschicht wurden die Proben mit destilliertem Wasser gespült und gereinigt.

(D) Lokale Infiltration

Um die Probe nach den beschriebenen Vorbereitungen zu infiltrieren, wurde das schon zuvor zur globalen Infiltration benutzte Verfahren verwendet (siehe Abschnitt 2.2). Da die Schmelztemperatur der verwendeten Farbstoffe oberhalb von 100 °C liegt, müssen die Proben vor der Infiltration für einen längeren Zeitraum (mehrere Tage) bei 60 °C getrocknet werden. Dies verhindert, dass in verschlossenen Poren verbliebenes Wasser verdampft und dabei die Goldschicht absprengt.

(E) Entfernen der Goldmaske und Reinigung der Oberfläche

Um nach dem Infiltrieren die Goldmaske zu entfernen, wurde eine wässrige KI/I₂-Lösung mit einer Konzentration von 0,6 mol l⁻¹ bzw. 0,3 mol l⁻¹ verwendet. Diese Lösung weist eine Ätzrate von ca. 1 µm min⁻¹ auf. Da teilweise überschüssiger Farbstoff unterätzt werden muss und um sicher zu gehen, dass alles Gold entfernt wird, werden die Proben für mindestens 10 min in der Lösung belassen. Anschließend werden die Proben für mindestens 30 min mit destilliertem Wasser gespült.

Durch das Ablösen des überschüssigen Farbstoffs im zuvor beschriebenen Prozessschritt gelingt es diesen größtenteils zu entfernen. Allerdings verbleibt, bedingt durch die Art der Strukturierung und Infiltration, über den infiltrierten Proben ein Steg. Um die Infiltration der Poren, mittels der im nächsten Abschnitt beschriebenen Fluoreszenzmikroskopie, sichtbar machen zu können, muss dieser entfernt werden. Dazu wird die Oberfläche der Probe vor den Mikroskopieaufnahmen erneut poliert. Da in diesem Polierschritt nur die Oberfläche der Probe von Farbstoffresten gereinigt wird, wird nur ein sehr geringer Anpressdruck und eine sehr kurze Polierzeit gewählt, sodass die Oberfläche der Proben nicht weiter beschädigt wird. Weiterhin werden vor dem Polieren von der Oberfläche der Probe mit äußerster Vorsicht mit einem Skalpell sichtbare Farbstoffreste entfernt.

Beim Aufkleben und Ablösen muss darauf geachtet werden, dass die Probe nicht oberhalb des Schmelzpunktes des verwendeten Farbstoffs erhitzt wird, da sonst der überschüssige Farbstoff weitere Poren infiltriert.

3.2. Fluoreszenzmikroskopie zur Probencharakterisierung

Um die lokal infiltrierten Proben zu charakterisieren wurde ein Fluoreszenzmikroskop¹⁵ verwendet. In Abbildung 3.5 ist der Aufbau dieses Geräts schematisch dargestellt. Um die verwendeten Farbstoffe zur Fluoreszenz anzuregen wird intensive UV-Strahlung benötigt. Diese wird mit Hilfe einer Quecksilberdampfampe erzeugt. In Abbildung 3.6 ist das Spektrum einer solchen Lampe dargestellt. Wie zu sehen ist, emittiert eine solche Lichtquelle auf vielen verschiedenen Spektrallinien. Für die Fluoreszenzmikroskopie möchte man die Probe allerdings häufig nur mit einer bestimmten Wellenlänge anregen. Um aus dem Lampenspektrum eine bestimmte Wellenlänge auszuwählen, durchläuft das Anregungslicht zunächst einen schmalbandigen Filter. Das Anregungslicht wird anschließend mit Hilfe eines dichroitischen Spiegels auf die Probe gelenkt. Dieser Spiegel ist so beschaffen, dass er zwar das Anregungsspektrum reflektiert, aber die von der Probe ausgesendete Fluoreszenz transmittiert. Um verschiedene Fluoreszenzstoffe besser unterscheiden zu können ist es weiterhin möglich das Emissionsspektrum zu filtern. In Abbildung 3.6 b) sind die Transmissionsspektren eines der verwendeten Filtersätze zu sehen. Zur Anregungsfilterung dient ein Filter der im Bereich 360 nm bis 370 nm transmittiert. Durch ihn wird die 365/366 nm Linie aus dem Lampenspektrum ausgewählt. Der hier verwendete dichroitische Spiegel reflektiert für Wellenlängen kleiner als 400 nm. Das von der Probe erzeugte Licht wird dann nochmals gefiltert, so dass nur der Bereich zwischen 420 nm und 460 nm betrachtet wird. Die Transmissionsspektren der für diese Arbeit verwendeten Filtersätze sind in Abbildung A.7 in Anhang zu sehen.

¹⁵Olympus BX 61 mit motorisiertem Aufsichtfluoreszenzsystem

3. Lokale Infiltration von zweidimensionalen photonischen Kristallen

Abbildung 3.5 Schematischer Aufbau eines Fluoreszenzmikroskops. Aus dem breitbandigen Spektrum der Lichtquelle (meist eine Quecksilberdampflampe) wird mittels eines schmalbandigen Anregungsfilters eine Linie (im UV) des Lampenspektrums ausgewählt. Das Anregungsspektrum wird anschließend mittels eines dichroitischen Spiegels auf die Probe gelenkt. Durch die Bestrahlung mit hochenergetischem UV-Licht wird die Probe zur Fluoreszenz angeregt. Die spektralen Eigenschaften des dichroitischen Filters sind so angepasst, dass er von dem durch die Probe emittierten Licht ungehindert passiert wird. Nachdem die Fluoreszenz den Spiegel passiert hat, wird diese ein letztes Mal gefiltert und kann betrachtet werden.

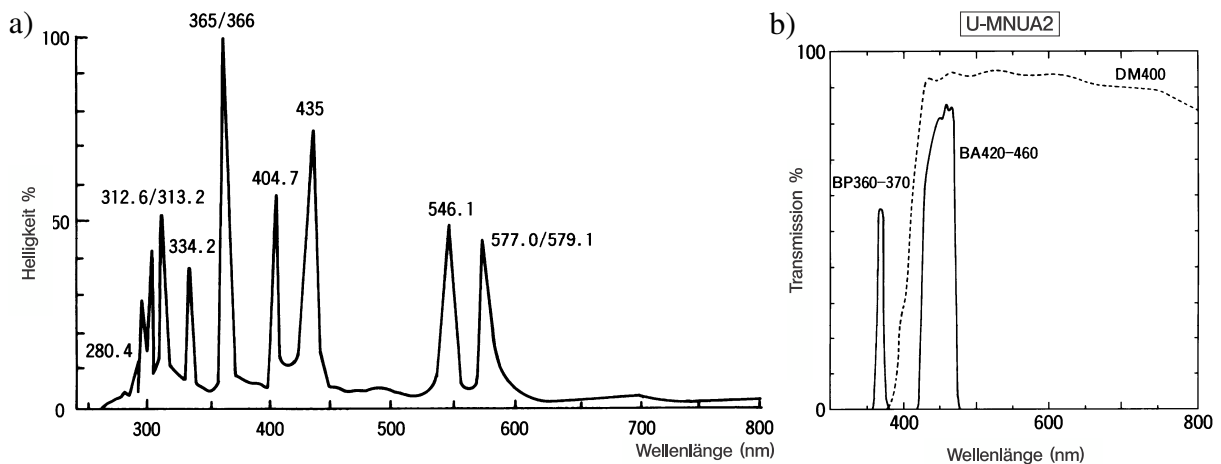
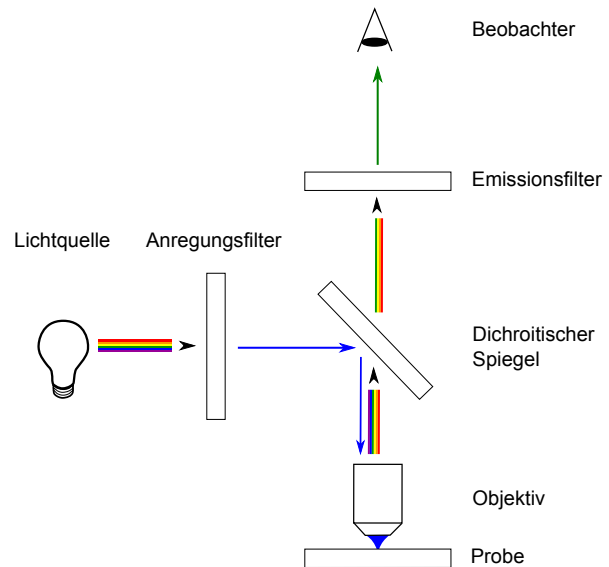


Abbildung 3.6. a) Typisches Spektrum einer Quecksilberdampflampe [60]. b) Transmissionsspektren eines der verwendeten Filtersätze [60]. Zur Anregung wird mittels des Filters BP360-370 die Spektrallinie bei 365/366 nm ausgewählt. Das Anregungslicht wird durch den dichroitischen Spiegel DM400 auf die Probe gelenkt. Das von der Probe emittierte Licht gelangt durch den im Spektralbereich > 400 nm transparenten Spiegel DM400 in Richtung des Betrachters. Abschließend wird durch den Filter BA420-460 nur der Anteil im blauen Spektralbereich durchgelassen. Die Transmissionsspektren der anderen benutzten Filtersätze sind im Anhang in Abschnitt A.11 zu finden.

3.3. Ergebnisse

In Abbildung 3.7 und 3.8 sind exemplarisch einige Fluoreszenzaufnahmen von mit unterschiedlichen Farbstoffen infiltrierten Proben dargestellt. Die Proben wurden mit Hilfe des beschriebenen Verfahrens strukturiert und infiltriert. Bei dem hier verwendeten Farbstoff handelt es sich um C1YB, EHO-BPB und EHO-RG. Die Spektren von EHO-BPB[61] und EHO-RG finden sich in Abb. 3.9. Das Fluoreszenzspektrum von C1YB ist in Abb. A.5 b) auf Seite 124 im Anhang zu finden. Es bleibt zu bemerken, dass der Farbeindruck in Abb. 3.7 und Abb. 3.8 aus der Überlagerung der Emissionsspektren mit den für die Aufnahmen benutzten Filtern des Fluoreszenzmikroskops (Abb. A.7) entsteht.

Mit Hilfe des entwickelten Verfahrens ist es möglich eine Vielzahl verschiedener Strukturen in photonischen Kristalle zu schreiben. Ihre Form wird im Wesentlichen dadurch beschränkt, dass sie sich nach dem zugrunde liegenden Raster richten müssen.

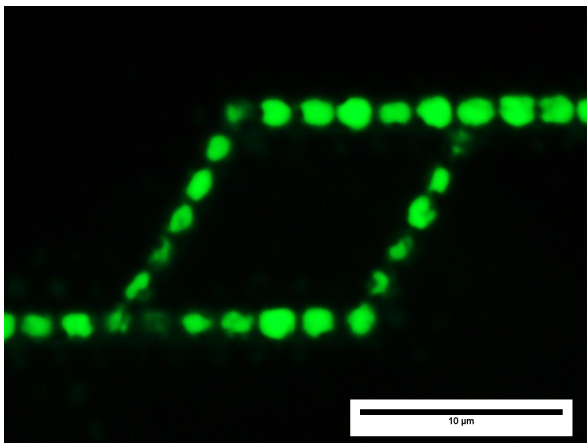


Abbildung 3.7 Fluoreszenzmikroskopieaufnahme der in Abbildung 3.3 und Abbildung 3.4 dargestellten Probe nachdem sie mit C1YB infiltriert wurde (Größenbalken 10 µm). Es ist zu erkennen, wie die durch die Strukturierung offen gehaltenen Poren infiltriert wurden, während alle weiteren Poren nicht infiltriert wurden. Die Aufnahme wurde mit dem in Abbildung A.11 vorgestellten Filtersatz angefertigt, was den grünen Farbeindruck deutlich verstärkt.

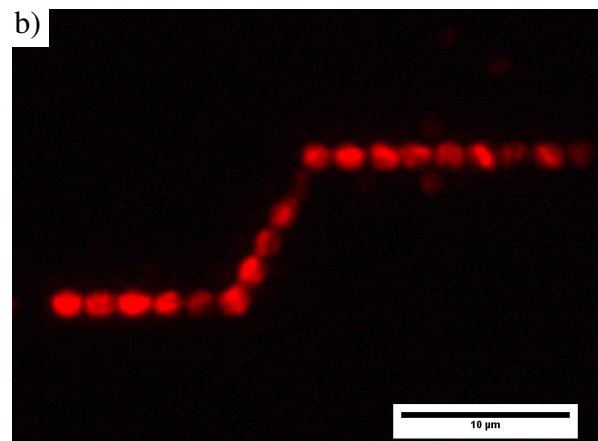
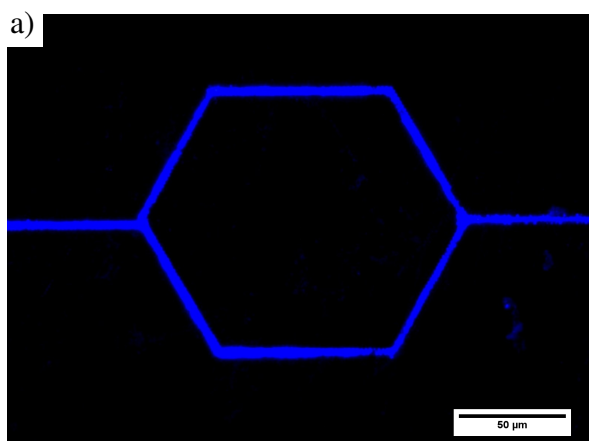


Abbildung 3.8. Fluoreszenzaufnahmen weiterer Proben, die mittels des beschriebenen Verfahrens infiltriert wurden. Bei diesen Proben wurde EHO-BPB a) bzw. EHO-RG b) infiltriert (Größenbalken 50 µm bzw. 10 µm).

3.4. Erweiterung des Verfahrens zur Infiltration mehrerer Materialien

Im vorherigen Abschnitt wurde geschildert, wie sich einzelne Poren eines zweidimensionalen photonischen Kristalls mit verschiedenen Materialien infiltrieren lassen. Für viele Anwendungen ist es allerdings interessant mehrere Materialien mit unterschiedlichen optischen Eigenschaften in den photonischen Kristall einzubringen [53]. Hier soll nun gezeigt werden, dass sich das zuvor entwickelte Verfahren auch dazu verwenden lässt, mehrere Materialien zu infiltrieren.

Vorüberlegungen

Bei der lokalen Infiltration mehrerer Materialien müssen, im Vergleich zur einfachen Infiltration, zusätzliche Bedingungen beachtet werden. Um zu verhindern, dass sich das zuerst infiltrierte Material mit dem nachfolgenden vermischt oder unkontrolliert weitere Poren infiltriert werden, darf die Temperatur der Probe den Schmelzpunkt des zuerst infiltrierten Materials in den nachfolgenden Prozessschritten nicht überschreiten. Dies lässt sich dadurch sicherstellen, dass zum einen zwei Stoffe ausgewählt werden, deren Schmelzpunkte ausreichend weit auseinander liegen und zum anderen die Infiltrationsreihenfolge so gewählt wird, dass zuerst der Stoff mit dem höheren Schmelzpunkt infiltriert wird. Die DSC-Messungen zur Ermittlung der Schmelzpunkte der benutzten Farbstoffe sind im Anhang A.8 aufgeführt.

Damit der Erfolg der zweiten Infiltration untersucht werden kann, müssen sich die Fluoreszenzspektren der verwendeten Stoffe ausreichend stark unterscheiden. Um dies zu untersuchen, wurden mit Hilfe eines Fluoreszenzspektrophotometers¹⁶ Spektren verschiedener Farbstoffe aufgenommen, welche in Abbildung 3.9 a) dargestellt sind. Weiterhin wurden als praktischer Test Fluoreszenzaufnahmen von Farbstoffmischungen gemacht, um festzustellen ob sie sich im Mikroskop unterscheiden lassen. Die entsprechenden Aufnahmen finden sich in Abb. A.6 im Anhang. Anhand dieser Untersuchungen und der zuvor beschriebenen DSC-Messungen wurden EHO-YB

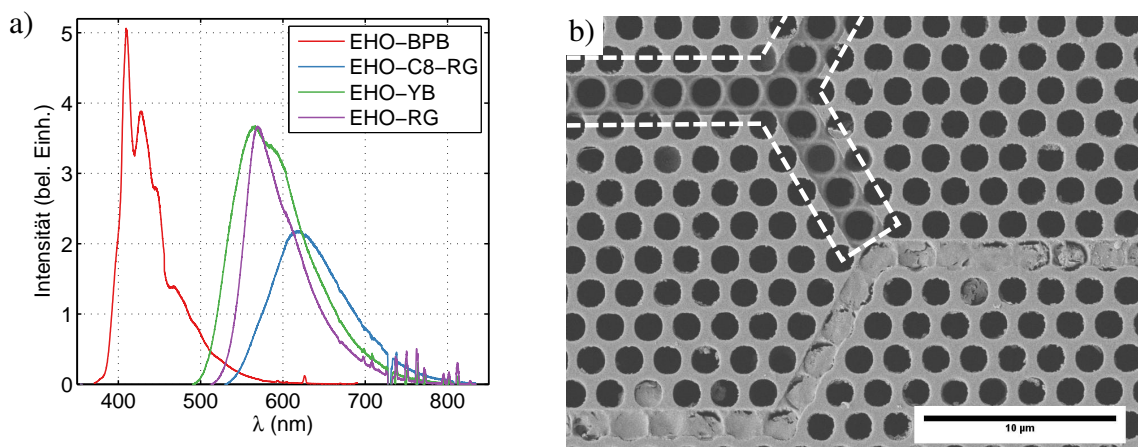


Abbildung 3.9. a) Fluoreszenzspektren der für die lokale Infiltration zur Auswahl stehenden Farbstoffe. EHO-BPB unterscheidet sich von den anderen Farbstoffen ausreichend stark in der Fluoreszenz, sodass es leicht von ihnen zu unterscheiden ist. b) REM-Aufnahme einer Probe nachdem die zweite Keimschicht aufgebracht und strukturiert wurde (Skalenbalken 10 µm). In der unteren Bildhälfte sind die bei der ersten Infiltration gefüllten Poren zu erkennen. Der neu strukturierte Bereich wurde zur besseren Wahrnehmung hervorgehoben.

¹⁶FluoroLog-3 von Horiba Scientific

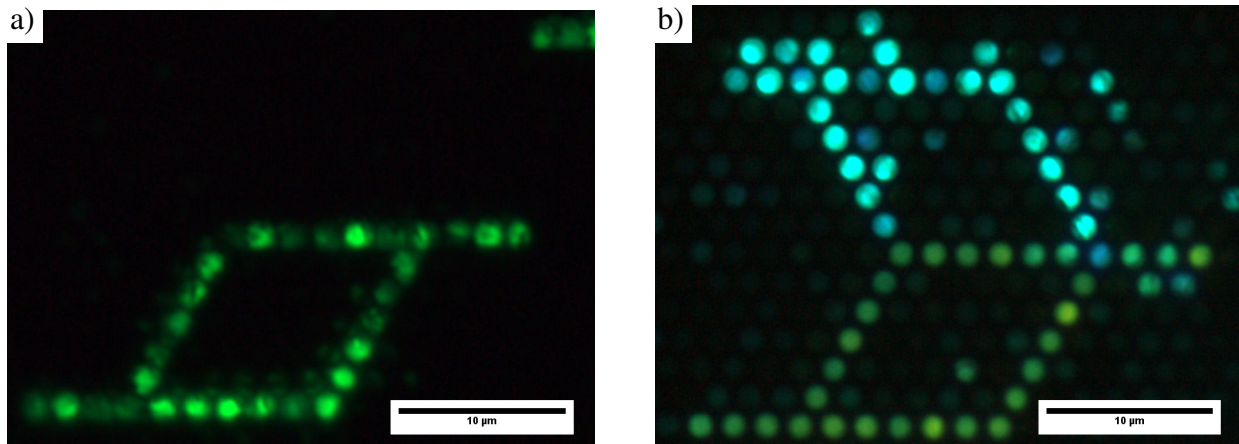


Abbildung 3.10. Fluoreszenzaufnahmen vor a) und nach der zweiten Infiltration b) (Skalenbalken 10 µm). Die bei der ersten Infiltration gefüllten Poren lassen sich klar erkennen (vgl. Abb. 3.3 und 3.4). Bei der zweiten Infiltration besteht das Problem, dass mehr Poren infiltriert wurden als beabsichtigt. Es ist weiterhin zu erkennen, dass auf der ersten Aufnahme die Poren weniger rund wirken. Dies liegt daran, dass vor der zweiten Aufnahme die Probe poliert wurde, was zuvor nicht geschehen ist.

(Schmelztemperatur ca. 160 °C) und EHO-BPB (Schmelztemperatur ca. 100 °C) als geeignete Farbstoffe ausgewählt.

Verfahren zur Infiltration mehrerer Stoffe

Zunächst wird die Probe mit Hilfe des im vorherigen Abschnitt beschriebenen Verfahrens mit dem ersten Stoff lokal infiltriert. Nach dem Reinigen der Probenoberfläche wird erneut eine Keimschicht aufgebracht. Da es nicht möglich ist die Probe zwischenzeitlich global zu infiltrieren, können die Innenwände der Probe hier nicht vor dem Beschichten geschützt werden (vgl. Abschnitt 3.1 (A)). Es muss außerdem darauf geachtet werden, dass sich die Probe beim Beschichten nicht so stark erhitzt, dass das Infiltrat erneut aufschmilzt. Anschließend wird die Keimschicht ähnlich wie bei der ersten Infiltration mittels FIB strukturiert. In Abbildung 3.9 b) ist eine REM-Aufnahme einer solchen Probe dargestellt. In der unteren Bildhälfte sind die während der ersten Infiltration gefüllten Poren zu erkennen. In der oberen Bildhälfte wurden die mittels FIB geöffneten Poren hervorgehoben.

Anschließend wird die Keimschicht, wie zuvor beschrieben, elektrochemisch so verstärkt, dass alle Poren, bis auf diejenigen, die infiltriert werden sollen, verschlossen werden. Dann wird die Probe infiltriert, die Goldschicht wird entfernt und abschließend die Oberfläche der Probe gereinigt und poliert.

Ergebnisse

Um den Erfolg der zweiten Infiltration zu kontrollieren, werden wiederum Fluoreszenzmikroskopieaufnahmen der Proben angefertigt. In Abbildung 3.10 a) ist eine Aufnahme einer Probe, die mit EHO-YB infiltriert wurde, zu sehen. Man erkennt die gefüllten Poren. Abbildung 3.10 b) zeigt eine Aufnahme derselben Probe nach der Infiltration mit EHO-BPB und Politur. In der unteren Bildhälfte erkennt man die bei der ersten Infiltration hergestellte Struktur. Die anschließend infiltrierten Poren befinden sich in der oberen Bildhälfte. Durch die zweite Infiltration wurden mehr Poren infiltriert als geplant. Die mit der Anzahl der Farbstoffe zunehmende Ungenauigkeit bei der Infiltration hängt mit den ab dem zweiten Farbstoff auftretenden Schwierigkeiten bei der Strukturierung der Keimschicht zusammen.

3.5. Diskussion

Das hier vorgestellte und in Abbildung 3.11 zusammengefasste Verfahren ermöglicht es verschiedene Materialien selektiv in die Poren eines zweidimensionalen photonischen Kristalls aus makroporösem Silizium zu infiltrieren. Die hierbei verwendeten Poren haben einen Durchmesser von ca. 700 nm. Der zentrale Prozessschritt ist das selektive Entfernen einer Keimschicht mittels FIB. Die mit diesem Gerät erreichbare Auflösung beträgt einige 10 nm. Alle weiteren Prozessschritte sind größenunabhängig. Hierdurch lässt sich das Verfahren auch auf kleinere Strukturen, z.B. im SOI¹⁷-Materialsystem, übertragen. Um die Vielseitigkeit des Verfahrens zu untersuchen wurden eine Reihe verschiedener Farbstoffe infiltriert.

Weiterhin lässt sich das Verfahren auf die Infiltration mehrerer Stoffe erweitern. Die Anzahl der Stoffe, die nacheinander infiltriert werden können, wird im Wesentlichen durch drei Faktoren beschränkt. Erstens: Die Stoffe müssen ausreichend unterschiedliche Schmelzpunkte besitzen, sodass die bereits infiltrierten Stoffe bei der zusätzlichen Infiltration nicht erneut aufschmelzen. Zweitens: Wie bei jedem Herstellungsprozess gibt es auch hier in jedem Prozessschritt einen gewissen Ausschuss, wodurch mit jedem zusätzlichen Schritt die Ausbeute weiter sinkt. Dieses Problem lässt sich durch Erhöhen der Ausbeute im jeweiligen Schritt angehen. Allerdings bleibt es grundsätzlich erhalten. Drittens: Durch die schlechtere Qualität der Keimschicht ist es ab dem zweiten Infiltrat deutlich schwieriger die Proben wie gewünscht zu infiltrieren als beim Ersten. Dies liegt daran, dass es nicht möglich ist die Proben zur Verbesserung der Keimschicht mit dem Polierwachs zu füllen.

3.6. Zusammenfassung der Arbeiten an zweidimensionalen photonischen Kristallen

In den vorherigen Kapiteln wurde zunächst der Einfluss von organischen Materialien auf die optischen Eigenschaften zweidimensionaler photonischer Kristalle untersucht. Hierzu wurde makroporöses Silizium mit hexagonal angeordneten Poren als Matrixmaterial verwendet. Dies wurde mit verschiedenen Farbstoffen infiltriert und die Reflektionseigenschaften der Proben vor und nach der Infiltration untersucht.

In Pump-Probe-Messungen konnte die Bandkante des zweiten Bandes durch nichtlinear optische Prozesse verschoben und damit die Reflektivität des Probe-Strahls variiert werden.

Anschließend wurde ein Verfahren entwickelt, das es ermöglicht verschiedene Materialien gezielt in einzelne Poren des Kristalls zu bringen. Zur Demonstration wurden zwei Farbstoffe in eine Probe infiltriert. Allerdings gestaltet es sich wegen der fehlenden Lichtführung entlang der Achse der Poren schwierig bis unmöglich Licht entlang dieser Strukturen zu führen.

Diese zusätzliche Eingrenzung ermöglicht z.B. das SOI-Materialsystem, das in den folgenden Kapiteln untersucht werden soll. Hierdurch ist es möglich längere Wellenleiter oder komplexere Strukturen, wie Resonatoren sowohl aus Silizium als auch als hybride Strukturen mit Silizium-Kern, zur Lichtführung herzustellen. Diese Strukturen erlauben es, über die bisher untersuchten nichtlinearen Effekte hinausgehende Prozesse zu beobachten.

¹⁷Silizium auf einem Isolator; englisch: Silicon on Insulator

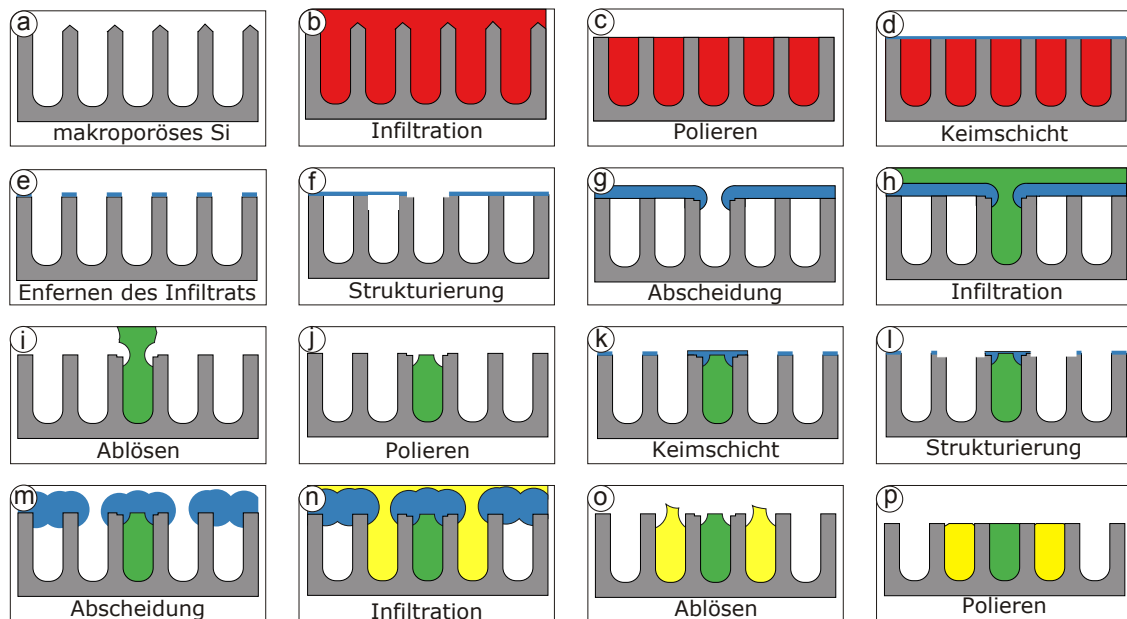


Abbildung 3.11. Übersicht der Prozessschritte zur Infiltration zweier Materialien in makroporöses Silizium. Als Basis dient makroporöses Silizium (a). Dieses wird global mit Crystalbond infiltriert und anschließend poliert (b,c). Danach wird durch Sputtern eine ca. 10 nm Chromschicht als Haftvermittler und eine ca. 50 nm dicke Goldkeimschicht (blau) aufgebracht (e). Die Keimschicht wird anschließend mittels FIB so strukturiert, dass beim nachfolgenden Verschließen der Poren durch elektrochemischen Abscheiden von Gold die zu infiltrierenden Poren offen bleiben (f,g). Die offenen Poren werden durch das in Abschnitt 2.2 beschriebene Verfahren infiltriert (h). Danach wird die Goldschicht mit Hilfe einer KI/I₂-Lösung entfernt (i). Durch das Ablösen und vorsichtige Abschaben lässt sich in diesem Prozessschritt der überschüssige Farbstoff ebenfalls entfernen. Anschließend wird eine neue Keimschicht aufgebracht und strukturiert (k,l). Diese wird wiederum elektrochemisch aufgedickt (m) und der zweite Stoff infiltriert (n). Abschließend wird die Keimschicht entfernt und die Probenoberfläche poliert (o,p).

4. Theoretische Betrachtung von Silizium Chalkogenidglas Hybridwellenleitern

In diesem und den nachfolgenden Kapitel werden die linearen und nichtlinearen Eigenschaften von Silizium Chalkogenidglas Hybridwellenleitern untersucht. Der optisch nichtlineare Effekt, der dabei beobachtet werden soll, ist das entartete Vierwellenmischen. Beim Vierwellenmischen handelt es sich um einen nichtlinearen optischen Prozess, bei dem vier Lichtwellen der Frequenzen $\omega_{p1}, \omega_{p2}, \omega_s, \omega_i$ und Wellenvektoren k_{p1}, k_{p2}, k_s, k_i in einem optisch nichtlinearen Medium miteinander wechselwirken. (Zur Nomenklatur der einzelnen Wellen haben sich die englischen Bezeichnungen pump, signal und idler durchgesetzt.) Damit diese Wechselwirkungen effizient sind, muss neben der Energieerhaltung $\omega_{p1} + \omega_{p2} = \omega_s + \omega_i$ auch die Phasenanpassung $k_{p1} + k_{p2} = k_s + k_i$ gegeben sein. Die Phasenanpassung lässt sich für den entarteten Fall $\omega_{p1} = \omega_{p2} = \omega_p$, d.h. $k_p = \frac{1}{2}(k_s + k_i)$ verhältnismäßig leicht erreichen, da hier die beteiligten Frequenzen nah beieinander liegen können. Das Phänomen des Vierwellenmischens kann sowohl störend wirken wie beim Kanalübersprechen beim Wellenlängenmultiplexverfahren [62–64] als auch vielfältig genutzt werden.

Die Ursprünge der Nutzung des Vierwellenmischens lassen sich wegen der hohen technischen Relevanz in faseroptischen Systemen finden. So lässt es sich z.B. zur Verstärkung der Signalwelle durch die Pump-Welle nutzen [10]. Eine wichtige Anwendung findet sich bei der optischen Konversion eines modulierten Signals von einer Wellenlänge auf eine andere [65, 66]. Dies lässt sich z.B. zur optischen Umsetzung von Wellenlängenmultiplexkanälen zu Zeitmultiplexkanälen [30, 67–71] nutzen, wodurch sich die durch eine Faser übertragbare Datenrate erhöhen lässt [68].

4.1. Dielektrische Lichtwellenleiter

In diesem Abschnitt sollen die physikalischen Grundlagen der Lichtausbreitung in dielektrischen Wellenleitern, wie die in dieser Arbeit verwendeten Silizium Wellenleiter, untersucht werden. Eine umfassende Darstellung würde allerdings den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Deshalb werden hier nur die grundlegenden Begriffe und Überlegungen dargestellt. Eine detailliertere Beschreibung kann der einschlägigen Fachliteratur entnommen werden [72–76]. Die folgende Darstellung ist dabei analog zu den angegebenen Quellen. Wie in Abb. 4.1 schematisch dargestellt, besteht ein typischer Schichtwellenleiter, aus einer hochbrechenden Schicht (n_f), die von zwei Schichten mit niedrigerem Brechungsindex (n_s, n_c) umgeben ist. Bei dem in dieser Arbeit verwendeten SOI-Materialssystem ist die unterste Schicht in jedem Fall Siliziumdioxid SiO_2 . Die lichtführende Schicht besteht aus Silizium. Diese ist entweder mit Luft oder Arsensulfid As_2S_3 bedeckt. Die untersuchten Streifen- und Slot-Wellenleiter entstehen, wie später in Abschnitt 5.4 erläutert, durch Strukturieren dieses Schichtaufbaus in der yz-Ebene.

Planare Wellenleiter

Um die Lichtleitung in Silizium-Wellenleitern zu verstehen, ist es sinnvoll zunächst planare Wellenleiter zu betrachten. In diesem Model ist, wie in Abb. 4.1 dargestellt, ein dielektrischer Film mit dem

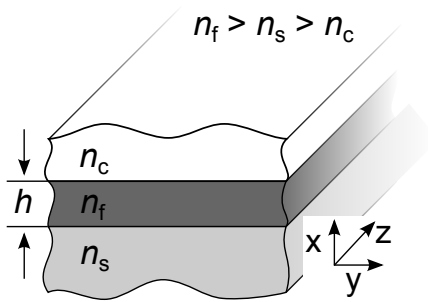


Abbildung 4.1 Schematische Darstellung des als Ausgang für die in dieser Arbeit untersuchten Wellenleiter benutzten Schichtsystems. Eine hochbrechende lichtführende Schicht (n_f) ist von zwei niedriger brechenden Materialien (n_s, n_c) umgeben. In dieser Arbeit besteht die lichtführende Schicht aus Si und ist von SiO_2 und Luft bzw. SiO_2 und As_2S_3 umgeben. Die Höhe h der Siliziumschicht beträgt 220 nm. Die Dicke der SiO_2 -Schicht beträgt $2\ \mu\text{m}$.

Brechungsindex n_f von zwei jeweils halb-unendlichen Schichten mit den Brechungsindizes n_c und n_s umgeben. Für die Brechungsindizes gilt

$$n_f > n_s > n_c . \quad (4.1)$$

Strahlenoptische Betrachtung

Propagiert eine elektromagnetische Welle mit einem Winkel ϕ zur x -Achse durch dieses Schichtsystem, so ergeben sich verschiedene Möglichkeiten für das Verhalten der Welle. Ist der Winkel ϕ größer als der Winkel der totalen internen Reflexion sowohl zwischen dem Film und der Deckschicht als auch zwischen Film und Substrat, so wird die Welle unablässig innerhalb des Films hin und her reflektiert (Abb. 4.2 a)). In diesem Fall spricht man von einer geführten Mode. Für die geführten Moden in Abbildung 4.2 a) gibt es eine weitere Einschränkung. Eine geführte Mode kann nur existieren, wenn der Phasenversatz ϑ zwischen zwei Reflexionen einem ganzzahligen Vielfachen von 2π entspricht. Es kann also nur eine diskrete Anzahl von geführten Moden geben. In den Fällen $\sin\phi < n_c/n_f$ und $n_c/n_f < \sin\phi < n_s/n_f$ ergeben sich sogenannte Strahlungs- (Abb. 4.2 b)) bzw. Substratmoden, (Abb. 4.2 c)) die nicht geführt werden.

Wellenoptische Betrachtung

Aus der allgemeinen Wellenleitung für das Elektrische Feld $E(\mathbf{r}, t)$

$$\nabla^2 E(\mathbf{r}, t) - \mu\epsilon \frac{\partial^2 E(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (4.2)$$

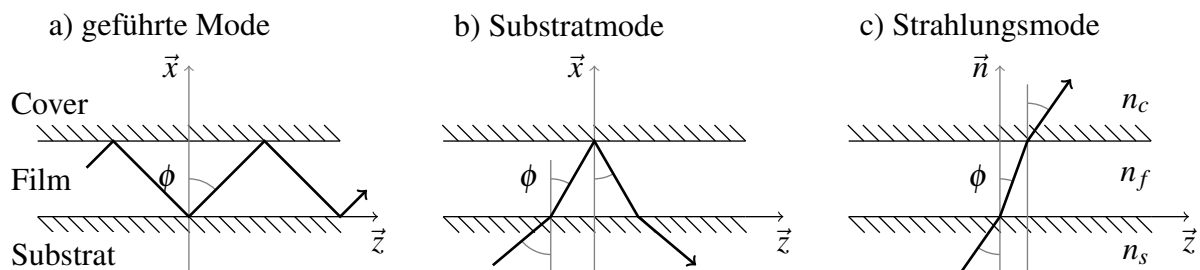
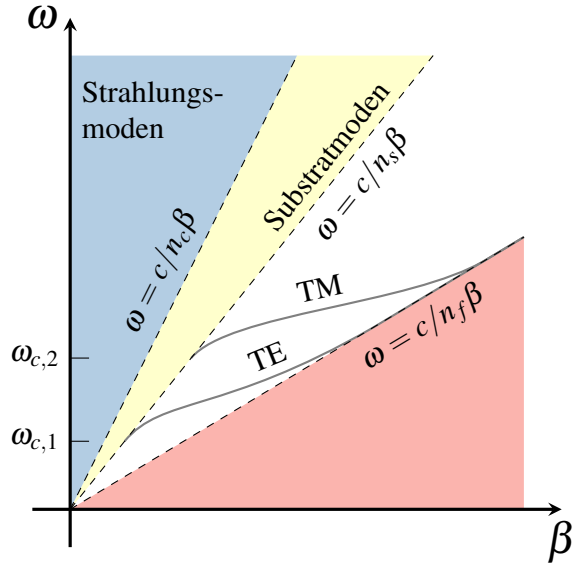


Abbildung 4.2. Mögliche Moden eines dielektrischen Schichtsystems. Je nach Größe des Winkels ϕ zwischen dem Strahl und der Normalen des Schichtsystems \vec{n} , ergeben sich geführte a), Substrat- b) und Strahlungsmoden c).

Abbildung 4.3 Schematische Darstellung der Dispersionsrelation eines Schichtwellenleiters. In der Schicht geführte Moden existierten nur im Bereich zwischen den Lichtlinien des Substrats $\omega = c/n_s\beta$ und des Films $\omega = c/n_f\beta$ (weißer Bereich). Unterhalb der Lichtlinie des Films gibt es keine Moden (rot). Oberhalb der Lichtlinie des Substrats schließen sich die Substratmoden an (gelb). Oberhalb der Substratmoden folgen die Strahlungsmoden (blau). Am Schnittpunkt zwischen den Dispersionsrelation der Moden und der Lichtgeraden des Substrats ergeben sich die sog. cut-off-Frequenzen $\omega_{c,1}$ und $\omega_{c,2}$ unterhalb derer keine Lichtführung mehr möglich ist.



(μ magnetische Permeabilität, ε elektrische Permittivität) lassen sich mit den entsprechenden Randbedingungen und dem Betrag des Wellenvektors in Ausbreitungsrichtung der Welle β die Wellengleichungen für die einzelnen Schichten herleiten:

$$\text{Cover: } \frac{\partial^2}{\partial x^2} E(x, y) + (k_0^2 n_s^2 - \beta^2) E(x, y) = 0 \quad (4.3)$$

$$\text{Film: } \frac{\partial^2}{\partial x^2} E(x, y) + (k_0^2 n_f^2 - \beta^2) E(x, y) = 0 \quad (4.4)$$

$$\text{Substrat: } \frac{\partial^2}{\partial x^2} E(x, y) + (k_0^2 n_c^2 - \beta^2) E(x, y) = 0 \quad (4.5)$$

Als Randbedingungen sollte $E(x, y)$ stetig im gesamten Gebiet sein.

In Abbildung 4.3 ist schematisch die Dispersionsrelation $\omega(k)$ eines Schichtwellenleiters dargestellt. Im Bereich zwischen der Lichtgeraden des Films und der des Substrats ergeben sich die diskreten geführten Moden. Darüber schließen sich im gelb hinterlegten Bereich die kontinuierlichen Substratmoden an, auf die die Strahlungsmoden folgen. Für die einzelnen Moden gibt es eine minimale Frequenz ω_c unterhalb derer keine Moden geführt werden. Man nennt diese Frequenz die cut-off-Frequenz bzw. die korrespondierende Wellenlänge die cut-off-Wellenlänge. Zwei wichtige Größen, die sich aus der Dispersionsrelation ergeben, sind die Phasengeschwindigkeit $v_p = \omega/k$ und die Gruppengeschwindigkeit $v_g = \partial\omega/\partial k$. Aus ihnen lassen sich wiederum der Phasen-¹⁸ $n_p = c_0/v_p$ als auch der Gruppenindex $n_g = c_0/v_g$ bestimmen. Die Orientierung der Polarisation der Moden TE (transversal elektrisch) und TM (transversal magnetisch) sind anders als bei den 2D-photonischen Kristallen in Kapitel 2 relativ zur Probenoberfläche definiert.¹⁹

¹⁸Der Phasenindex wird oftmals auch effektiver Index n_{eff} genannt.

¹⁹vgl. Fußnote 3 auf Seite 5

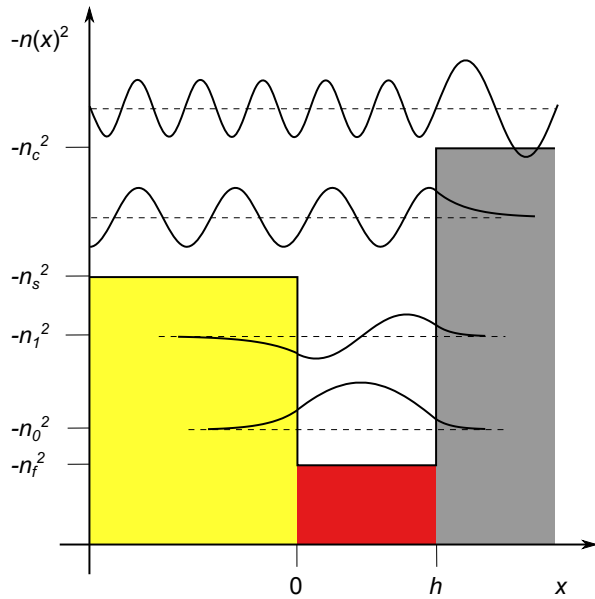


Abbildung 4.4 Energieverteilung der verschiedenen Moden eines Wellenleiterschichtsystems. Die Brechungsindizes des Substrats n_s^2 , des Licht führenden Films n_f^2 und der Deckschicht n_c^2 bilden einen Potential. Moden, für die gilt $n^2 < n_s^2$, werden im Film geführt und ihre Energie konzentriert sich in ihm. Allerdings gibt es auch evaneszente Anteile in Substrat und Deckschicht. Moden mit $n_s^2 < n^2 < n_c^2$, die Substratmoden, werden im Substrat und im Film geführt. Die Strahlungsmoden mit $n^2 > n_c^2$ breiten sich ungehindert aus.

Rechteckiger Wellenleiter

Durch die im Abschnitt zuvor beschriebene Schichtfolge gelingt es, die Propagation des Lichts in einer Dimension einzuschränken. Möchte man Licht verlustfrei von einem Ort zu einem anderen transportieren, muss ein weiterer Freiheitsgrad eingeschränkt werden. Ein Beispiel hierfür sind klassische Glasfasern, bei denen ein Kern mit erhöhtem Brechungsindex von einer Beschichtung mit niedrigem Brechungsindex umgeben ist.

Eine weitere sehr verbreitete Realisierung von Wellenleitern sind Streifenwellenleiter, wie in Abbildung 4.5 a) skizziert. Diese lassen sich, z.B. wie in Abschnitt 5.4 beschrieben, aus SOI Wafern herstellen. Bei diesen Wellenleitern wird der Brechungsindex neben der x- auch in der y-Richtung strukturiert. Für die verschiedenen Brechungsindizes gilt:

$$n_f > n_r \geq n_l \geq n_s \geq n_c \tag{4.6}$$

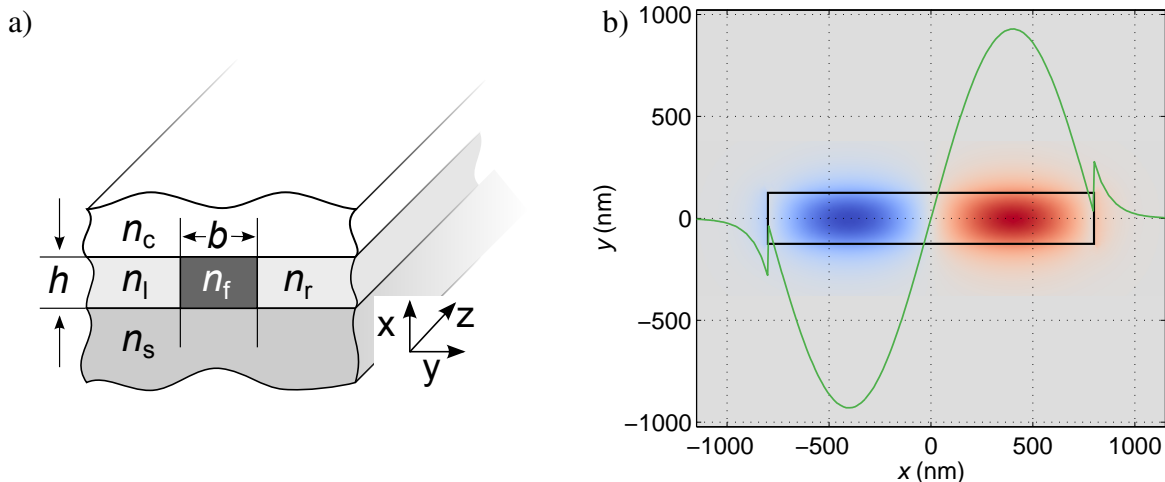


Abbildung 4.5. a) Schematische Darstellung eines Streifenwellenleiters. b) Verteilung der x-Komponente des elektrischen Feldes $E_x(x, y)$ der zweiten TE-Mode eines rechteckigen Wellenleiters. Weiterhin wurde das Feld entlang $y = 0$ dargestellt. Es lässt sich erkennen, wie die Mode innerhalb des Wellenleiters sinusförmig verläuft und außerhalb exponentiell abfällt.

Abbildung 4.5 b) zeigt die Feldverteilung der zweiten TE-Mode eines $1500\text{ nm} \times 220\text{ nm}$ großen Silizium Streifenwellenleiters. Die eingezeichnete Linie verdeutlicht den Feldverlauf entlang der $y = 0$ Linie.

4.2. Vierwellenmischen in Wellenleitern

Im Nachfolgenden soll eine kurze Einführung in die Theorie des Vierwellenmischens in Silizium- bzw. Silizium-Hybridwellenleiter gegeben werden. Die Darstellung orientiert sich weitestgehend an der in [77]. Hier können weitere Details nachgelesen werden, die an dieser Stelle wegen der Beschränktheit des Platzes nicht aufgeführt werden können. Weiterhin wird der Fall gepulster Wellen außer Acht gelassen.

Nichtlineare Wellengleichung

Startpunkt für das Verständnis des Vierwellenmischens in Silizium-Hybridwellenleitern ist die Nichtlineare Wellengleichung, die sich aus den Maxwellgleichungen gewinnen lässt

$$\nabla^2 E_i(\vec{r}, \omega) + \frac{\omega^2}{c^2} n_0^2 E_i(\vec{r}, \omega) = -\mu_0 \omega^2 P_i^{\text{NL}}(\vec{r}, \omega) \quad (4.7)$$

Hierbei repräsentieren die $E_i(\vec{r}, \omega)$ die kartesischen Komponenten des elektrischen Feldes. Die nichtlineare optische Polarisation $P_i^{\text{NL}} = P_i^{(2)} + P_i^{(3)} + P_i^{(4)} + P_i^{(5)} + \dots$ tritt hier als Quellterm in Erscheinung. Wegen der Punktsymmetrie der Kristallstruktur des Siliziums und der amorphen Struktur der später verwendeten Beschichtungen gilt für die geraden Elemente $P^{(2n)} = 0$. Weiterhin werden Glieder höher als $P_i^{(3)}$ und optisch nichtlineare Effekte, die durch freie Ladungsträger im Silizium verursacht werden, vernachlässigt, sodass $P_i^{\text{NL}} \approx P_i^{(3)}$ gilt. Zur weiteren Betrachtung von Gleichung 4.7 wird in der Regel der Separationsansatz

$$E_i(r, \omega) = F_i(x, y, \omega) A_i(z, \omega) \quad (4.8)$$

verwendet. Durch die Funktionen F_i werden die transversalen Verteilungen der Felder E_i beschrieben. Die A_i beschreiben die Änderung der Amplitude in z-Richtung. Einsetzen in Gl. 4.7 und Integrieren in der xy-Ebene liefert

$$\frac{\partial^2 A_i}{\partial z^2} + \beta_i^2(\omega) A_i = -\mu_0 \omega^2 \frac{\iint F_i^* P_i^{(3)} dA}{\iint |F_i|^2 dA} \quad (4.9)$$

mit der Propagationskonstanten $\beta_i(\omega)$. Mit der Annahme, dass sich die Amplitude $A_i(z)$ nur langsam entlang der z-Achse ändert, lässt sich der SVEA-Ansatz²⁰ verwenden (d.h. $\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \beta_i^2 \approx 2i\beta_i(\frac{\partial}{\partial z} - i\beta_i)$). Hiermit ergibt sich Gl. 4.9 zu

$$\frac{\partial A_i}{\partial z} = i\beta_i(\omega) A_i + \frac{i\mu_0 \omega^2}{2\beta_i \omega} \frac{\iint F_i^* P_i^{(3)} dA}{\iint |F_i|^2 dA}. \quad (4.10)$$

Die nichtlinear optische Polarisation $P_i^{(3)}$ ergibt sich aus der Suszeptibilität χ nach

$$P_i^{(3)} = \frac{3\epsilon_0}{4} \chi_{ijkl}^{(3)}(r, -\omega_i; \omega_j, -\omega_k, \omega_l) E_j(r, \omega_j) E_k^*(\vec{r}, \omega_k) E_l(\vec{r}, \omega_l). \quad (4.11)$$

²⁰Slowly Varying Envelope Approximation

Die Suszeptibilität lässt sich wiederum aus dem schon in 2.4 erwähnten Kerr-Koeffizienten n_2 und dem Zweiphotonenabsorptionskoeffizienten β_T über

$$\frac{\omega}{c}n_2(\omega) + \frac{\mathbf{i}}{2}\beta_T(\omega) = \frac{3\omega}{3\epsilon_0 c^2 n_0^2(\omega)} \chi_{1111}(-\omega; \omega, -\omega, \omega) \quad (4.12)$$

bestimmen. Durch Einsetzen von Gl. 4.8 in Gl. 4.11 und Benutzen des Ergebnisses in Gl. 4.10 ergibt sich die folgende Gleichung für die Feldamplituden A_i

$$\frac{\partial A_i}{\partial z} = \mathbf{i}\beta_i(\omega) A_i + \mathbf{i}\gamma_{ijkl}(-\omega_i; \omega_j, -\omega_k, \omega_l) A_j(z, \omega_j) A_k^*(z, \omega_k) A_l(z, \omega_l) \quad (4.13)$$

Der nichtlineare Parameter γ_{ijkl} in Gleichung 4.13 ist definiert als:

$$\gamma_{ijkl}(-\omega_i; \omega_j, -\omega_k, \omega_l) = \frac{3\omega_i \eta_{ijkl}}{4\epsilon_0 c^2 \bar{\mathcal{A}}_{\text{eff}} \sqrt{n_i n_j n_k n_l}} \chi_{ijkl}^{(3)}(r, -\omega_i; \omega_j, -\omega_k, \omega_l) \quad (4.14)$$

$\bar{\mathcal{A}}_{\text{eff}}$ ist die mittlere effektive Fläche definiert über:

$$\bar{\mathcal{A}}_{\text{eff}} = (\mathcal{A}_{\text{eff},i} \mathcal{A}_{\text{eff},j} \mathcal{A}_{\text{eff},k} \mathcal{A}_{\text{eff},l})^{1/4}, \quad \mathcal{A}_{\text{eff},v} = \frac{(\iint |F_v|^2 dA)^2}{\iint |F_v|^4 dA}. \quad (4.15)$$

Sie ist ein Maß dafür, wie stark die jeweilige Mode innerhalb des Wellenleiters konzentriert ist. Die Größe η_{ijkl} gibt den Überlapp der beteiligten Moden an:

$$\eta_{ijkl} = \frac{\iint F_i^* F_j F_k^* F_l}{(\prod |F_v|^4_{v=i,j,k,l})^{1/4}} dA \quad (4.16)$$

Aus dem vorherigen Ausführungen lässt sich ein Bewertungsfaktor (FOM²¹)

$$\text{FOM} = \frac{\Re(\gamma)}{\Im(\gamma)} \quad (4.17)$$

bestimmen. Die FOM beschreibt das Verhältnis zwischen der durch nichtlinear optische Prozesse konvertierten Intensität $\Re(\gamma)$ und der durch nichtlinear optische Prozesse erzeugten zusätzlichen Absorption $\Im(\gamma)$. Damit nichtlinear optische Prozesse möglichst effizient ablaufen muss für sie $\text{FOM} > 1$ gelten.

Entartetes Vierwellenmischen in Wellenleitern

Der in dieser Arbeit untersuchte nichtlinear optische Effekt ist das entartete Vierwellenmischen. Hier erzeugen zwei Moden des Wellenleiters mit den Frequenzen ω_p und ω_s gemäß

$$\omega_i = 2\omega_p - \omega_s \quad (4.18)$$

eine neue Welle mit der Frequenz ω_i . Zur Beschreibung dieses Prozesses mit Hilfe von Gleichung (4.13) können eine Reihe von Annahmen gemacht werden. Die Frequenzen ω_v unterscheiden sich nur gering voneinander, somit unterscheiden sich auch ihre transversalen Feldverteilungen F_v nur gering voneinander. Es gilt also $\eta_{ijkl} = \eta = 1$, $\bar{\mathcal{A}}_{\text{eff}} = \mathcal{A}_{\text{eff},v} = \mathcal{A}_{\text{eff}}$ und $n_0 = n_v$. Weiterhin wird davon ausgegangen, dass die lineare Dämpfung α für alle beteiligten Wellen gleich ist.

²¹Figure of Merit

Aus Gleichung (4.15) ergibt sich folgendes Differentialgleichungssystem zur Beschreibung des entarteten Vierwellenmischen [77]:

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} = [i\beta_p - \frac{1}{2}\alpha_p] A_p + i\gamma_p P_p A_p \quad (4.19)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = [i\beta_s - \frac{1}{2}\alpha_s] A_s + 2i\gamma_{sp} P_p A_s + i\gamma_{spi} A_p^2 A_s^* \quad (4.20)$$

$$\frac{\partial A_i}{\partial z} = [i\beta_i - \frac{1}{2}\alpha_i] A_i + 2i\gamma_{ip} P_p A_i + i\gamma_{ips} A_p^2 A_s^* \quad (4.21)$$

Da in den zu untersuchenden Experimenten die Intensität der Pump-Welle deutlich größer ist als die der Signal- und Idler-Welle, wurden sowohl die Abschwächung der Pump-Welle durch den nichtlinear optischen Prozess als auch die Terme zur Beschreibung der Selbst- und Kreuzphasenmodulation durch die Signal- und Idler-Welle in den Gleichungen (4.19) - (4.21) vernachlässigt.

4.3. Phasenanpassung

Der in Gleichung 4.17 definierte Bewertungsfaktor stellt ein Maß für den Zuwachs der Idler-Welle pro Längeneinheit dar. Dieser sollte, wie bereits dargestellt, möglichst groß sein. Ein weiterer wichtiger Faktor für ein möglichst effizientes Vierwellenmischen ist die Phasenanpassung zwischen den beteiligten Wellen. Läuft die Idler-Welle außer Phase mit der Pump- und Signal-Welle, so interferieren die durch das Vierwellenmischen neu erzeugten Felder zunehmend destruktiv mit den bereits vorhandenen. Falls die Phasen der beim Vierwellenmischen interagierenden Wellen angepasst sind, gilt

$$k_i(\omega_i) = 2k_p(\omega_p) - k_s(\omega_s). \quad (4.22)$$

Mit $\omega_i = \omega_p - \Delta\omega$ und $\omega_s = \omega_p + \Delta\omega$ lassen sich k_i und k_s als Taylorreihe um k_p darstellen. Wenn man diese nach der zweiten Ordnung abbricht, ergibt sich

$$k_i = k_p - \left. \frac{dk}{d\omega} \right|_{\omega_p} \Delta\omega + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2k}{d\omega^2} \right|_{\omega_p} \Delta\omega^2 \dots \quad (4.23)$$

$$k_s = k_p + \left. \frac{dk}{d\omega} \right|_{\omega_p} \Delta\omega + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2k}{d\omega^2} \right|_{\omega_p} \Delta\omega^2 \dots \quad (4.24)$$

Setzt man die Gleichungen 4.23 und 4.24 in 4.22 ein, so ergibt sich als Forderung

$$\left. \frac{d^2k}{d\omega^2} \right|_{\omega_p} = 0 \quad (4.25)$$

Dies bedeutet, dass die Gruppengeschwindigkeitsdispersion $GVD = d^2k/d\omega^2|_{\omega_p}$ verschwinden muss, wenn die Phasenanpassung in der Nähe von ω_p erfüllt ist. Da sich beim Einsetzen von (4.23) und (4.24) in (4.22) sämtliche Terme ungerader Ordnung aufheben, ist der nächste relevante Term $d^4k/d\omega^4|_{\omega_p}$.

In der Literatur wird neben der Gruppengeschwindigkeitsdispersion $d^2k/d\omega^2$ häufig der Dispersionsparameter D_λ angegeben. Dieser lässt sich mit der Gruppengeschwindigkeit $v_g = \frac{d\omega}{dk}$

als

$$D_\lambda = \frac{dv_g^{-1}}{d\lambda_0} \quad (4.26)$$

definieren. Mit der Definition des Gruppenindex $n_g = c/v_g$ ergibt sich weiterhin

$$D_\lambda = \frac{1}{c} \frac{dn_g}{d\lambda_0}. \quad (4.27)$$

Die Gruppengeschwindigkeitsdispersion GVD und der Dispersionsparameter D_λ sind über

$$D_\lambda = -\frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \frac{d^2k}{d\omega^2} = -\frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \text{GVD} \quad (4.28)$$

miteinander verknüpft [78].²² Geläufige Einheiten sind $[\text{GVD}] = \text{ps}^2/\text{m}$ und $[D_\lambda] = \text{ps}/(\text{nm km})$. Weiterhin gilt²³

$$D_\lambda = -\frac{\lambda_0}{c} \frac{d^2n}{d\lambda_0^2}. \quad (4.29)$$

4.4. Optimierung des Wellenleiterquerschnitts

Für eine effiziente Wellenlängenkonversion müssen, wie in Abschnitt 4.2 und 4.3 dargelegt, zwei Kriterien erfüllt sein, $\text{FOM} > 1$ [54, 79] und $\text{GVD} = 0$. In diesem Abschnitt sollen mögliche Wellenleiterquerschnitte für das Vierwellenmischen diskutiert werden. Hierzu werden zunächst einige Konzepte aus der Literatur vorgestellt und anschließend eine optimierte Geometrie entwickelt. In der Literatur finden sich mehrere Möglichkeiten, wie man Siliziumwellenleiter mit optisch stark nichtlinearen Materialien kombiniert um die Effizienz des Gesamtsystems zu steigern [80]. An dieser Stelle sollen die wichtigsten kurz diskutiert werden.

Beschichtete Streifenwellenleiter

Die einfachste Möglichkeit der Kombination eines Siliziumwellenleiters mit einem optisch stark nicht nichtlinearen Material ist, wie in Abb. 4.6 a) schematisch dargestellt, diesen hiermit zu beschichten [25, 26]. Abbildung 4.6 b) und c) zeigen die Feldverteilungen der TE- bzw. TM-Mode eines solchen Wellenleiters.

Sowohl die TE- als auch die TM-Mode zeigen Feldanteile außerhalb des Wellenleiters. Diese fallen für die TE-Mode deutlich kleiner aus als für die TM-Mode. Allerdings weist die TM-Mode deutlich höhere Propagationsverluste auf. Dies macht sich in Abb. 4.6 c) dadurch bemerkbar, dass das Feld bis an die Grenzen des Rechengebietes nicht auf Null abgeklungen ist. Diese Feldanteile können zum einen nach unten in die SiO_2 -Schicht koppeln. Zum anderen können sie oberhalb des Wellenleiters bis an die Oberfläche der Probe reichen und dort nach außen gestreut werden.

Würde man das Seitenverhältnis des Wellenleiters umkehren, würden die beiden Moden ihre Rollen tauschen. Wellenleiter mit einem solchen Seitenverhältnis sind deutlich schwieriger her-

²²Die Herleitung findet sich im Anhang unter A.2.1

²³Die Herleitung findet sich im Anhang unter A.2.2

4. Theoretische Betrachtung von Silizium Chalkogenidglas Hybridwellenleitern

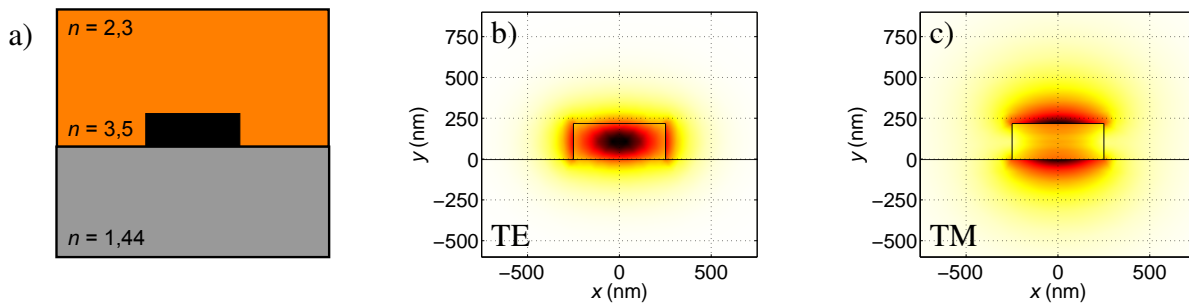


Abbildung 4.6. a) Schematische Darstellung eines beschichteten Streifenwellenleiters. b) Feldverteilung der ersten TE- bzw. TM-Mode (c)). Die TE-Mode ist weitestgehend im Silizium konzentriert. Es zeigen sich allerdings auch evaneszente Feldanteile im umgebenden Material. Die TM-Mode zeigt stark Feldüberhöhungen im Substrat und in der Deckschicht. Weiterhin ist sie sehr stark in diese ausgedehnt. Die hier gezeigte Mode wird zwar theoretisch geführt, allerdings ist sie soweit ausgedehnt, dass Feldanteile durch das Substrat an den Handling-Wafer koppeln können. Somit sind die Propagationsverluste der Mode unvermeidbar hoch.

zustellen und instabiler als die hier dargestellten. Aus diesen Gründen wurden in dieser Arbeit Streifenwellenleiter mit konventionellem Seitenverhältnis untersucht.

Wellenleiter mit vertikalem Slot

Die in dieser Arbeit untersuchte Geometrie für Silizium-Hybridwellenleiter sind sogenannte Slot-Wellenleiter²⁴ [26, 81–84]. Wie in Abb. 4.7 a) dargestellt, bestehen diese im Prinzip aus einem Streifenwellenleiter in den ein vertikaler Schlitz eingebracht wurde. Innerhalb dieses Schlitzes kommt es in TE-Polarisation zu einer (starken) Feldüberhöhung. Bei dieser Art Wellenleiter wird ein Großteil der Leistung der Mode innerhalb dieses Schlitzes geführt, wodurch diese Wellenleiter großes Interesse im Bereich der Messtechnik [85–88] und nichtlinearen Optik hervorgerufen haben [25, 65, 81]. Es lassen sich so relativ kleine Modenvolumina innerhalb von Materialien mit vergleichsweise geringen Brechungsindizes erreichen. In Abbildung 4.7 a) ist die TE-Mode eines solchen Wellenleiters dargestellt. Es ist deutlich das Maximum der Intensität innerhalb des Slots zu erkennen. Eine TM-Mode existiert für die in Abb. 4.7 b) dargestellte Geometrie nicht.

Die erwähnte Feldüberhöhung ist stärker je schmaler die Kerbe und je stärker der Brechungsindexkontrast zwischen Silizium und umgebenden Material ist. Der minimalen Ausdehnung der

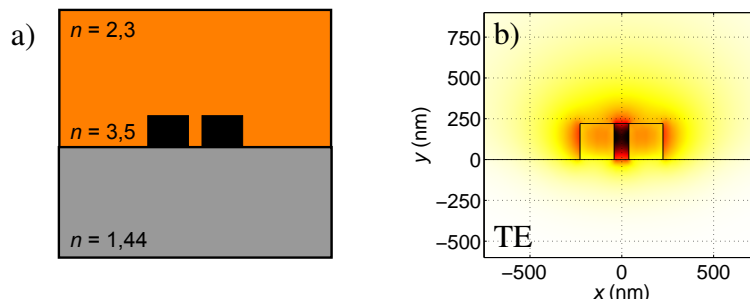


Abbildung 4.7. a) Schematische Darstellung eines Slot-Wellenleiters mit vertikalem Slot. b) Feldverteilung der TE-Mode. (Es gibt keine geführte TM-Mode). Die Mode ist innerhalb des Slots konzentriert, zeigt aber auch Feldanteile innerhalb der Deckschicht.

²⁴engl. slot Schlitz/ Einkerbung / Rille

Kerbe sind allerdings experimentelle Grenzen gesetzt. Problematisch ist hierbei zum einen die exakte Herstellung der Nut als auch das spätere Füllen.

Wellenleiter mit horizontalem Slot

Die Idee des Slot-Wellenleiters lässt sich dahingehend variieren, als dass man den Slot horizontal ausrichtet. Hierbei wird ein Streifenwellenleiter in ein Schichtsystem aus Silizium und optisch nichtlinearem Material mit geringem Brechungsindex geätzt [81, 89–92], wie in Abb. 4.8 a) zu sehen ist. Die Dicke des nichtlinearen Materials ist bei diesem Konzept deutlich kleiner als die Wellenlänge der Mode.

Durch die gegenüber dem vertikalen Design um 90° gedrehte Geometrie ergibt sich hier die starke Feldüberhöhung für die TM-Polarisation. Ein Vorteil dieser Geometrie ist, dass sich das Material mit starker optischer Nichtlinearität ausschließlich im Slot befindet, was sich bei der Herstellung automatisch ergibt. Hierdurch werden die Wellenleitungseigenschaften weniger stark beeinträchtigt als durch die anderen Designs. Allerdings ist die Herstellung dieser Strukturen nicht ohne Weiteres möglich, da man zum einen das Schichtsystem herstellen und zum anderen dieses zuverlässig ätzen muss.

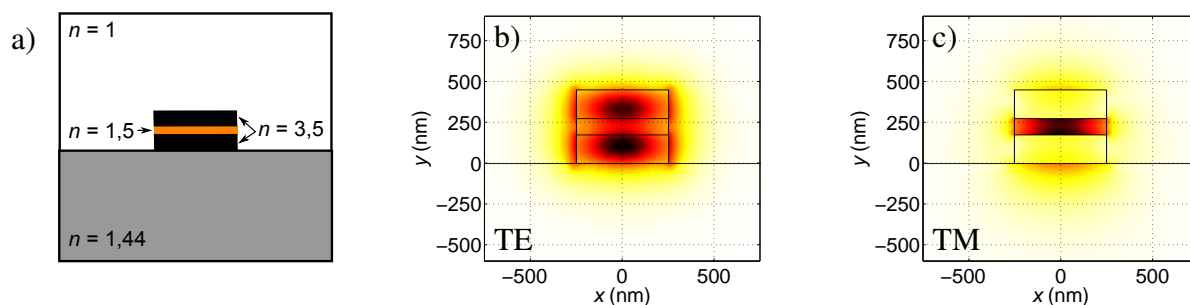


Abbildung 4.8. Schematische Darstellung eines Wellenleiters mit horizontalem Slot. a) Feldverteilung für die niedrigste TE- bzw. TM-Mode (b)). Während das Feld der TE-Mode stark im hochbrechenden Material konzentriert ist, konzentriert sich das Feld der TM-Mode stark im niedrigbrechenden Material des Slots.

Optimierung des Querschnitts von vertikalen Slot-Wellenleitern

In dieser Arbeit liegt das Hauptaugenmerk auf Slot-Wellenleitern mit vertikalen Slots, da diese sich leichter herstellen lassen als solche mit horizontalem Slot. In diesem Kapitel soll auf die wichtigsten Aspekte bei der Dimensionierung dieser Wellenleiter eingegangen werden.

Zur Dimensionierung dieser Wellenleiter stehen drei Parameter zur Verfügung: Die Slotbreite w_{slot} , die Höhe h_{wg} und die Breite²⁵ w_{wg} des Wellenleiters. Das Ziel der Optimierung sollte ein Wellenleiter mit maximaler Konversionseffizienz sein. Um diese zu erreichen müssen zwei Kriterien erfüllt sein. Zum einen sollte der gesamte Wellenleiter eine möglichst große FOM aufweisen (vgl. Abschnitt 4.2). Zum anderen sollte die Phasen Anpassung für die beteiligten Wellenlängen möglich sein (vgl. Abschnitt 4.3). An dieser Stelle soll zunächst die Maximierung der FOM des Wellenleiters diskutiert werden. Um dies zu erreichen, ist es erstrebenswert innerhalb des stark nichtlinearen

²⁵In dieser Arbeit wird unter der Breite des Wellenleiters, falls nicht anders angegeben, die Gesamtbreite des Wellenleiters verstanden.

Materials eine möglichst hohe Feldstärke zu erreichen. Dies ist bei einem Slot-Wellenleiter innerhalb des Slots gegeben. In Abbildung 4.9 a) ist der Verlauf der x-Komponente des elektrischen Feldes der TE-Mode entlang eines Querschnitts durch einen solchen Wellenleiter dargestellt. Man erkennt deutlich die Feldüberhöhung innerhalb des Slots. Weiterhin ist zu erkennen, wie die Intensität zu den Rändern exponentiell abfällt. Es handelt sich also definitiv um eine geführte Mode.

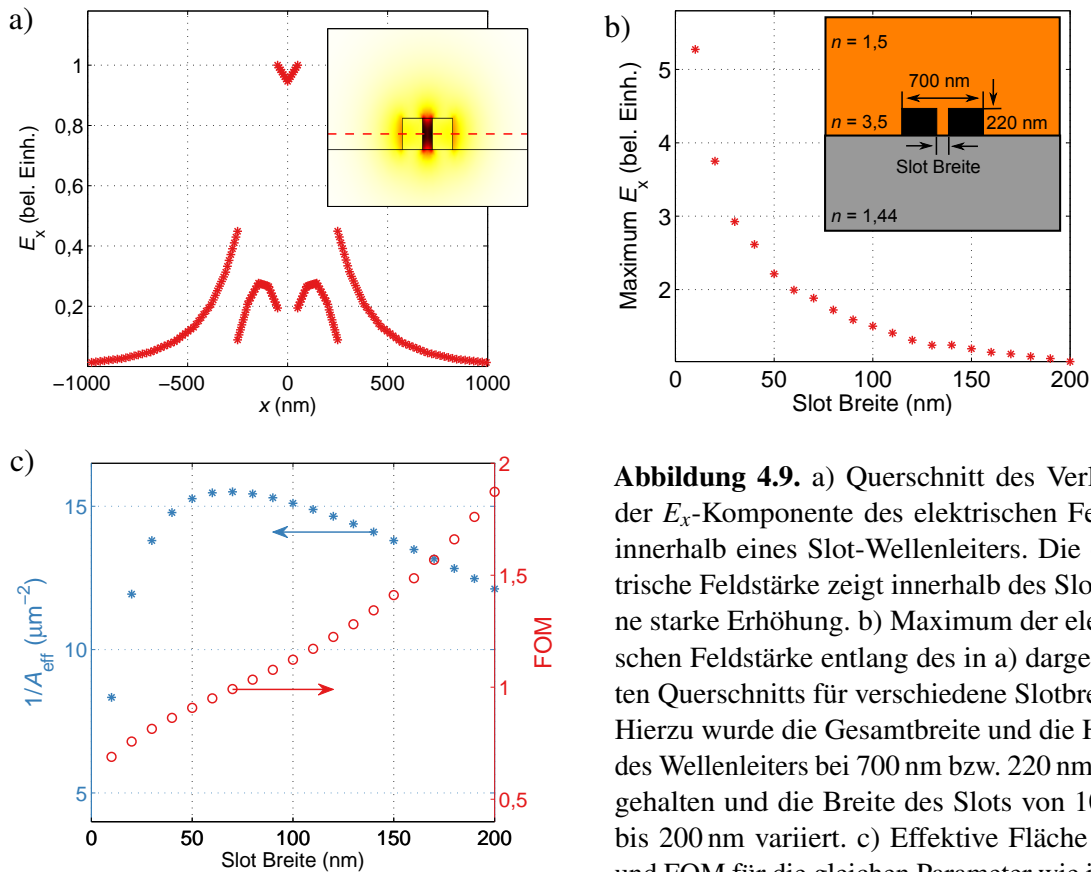


Abbildung 4.9. a) Querschnitt des Verlaufs der E_x -Komponente des elektrischen Feldes innerhalb eines Slot-Wellenleiters. Die elektrische Feldstärke zeigt innerhalb des Slots eine starke Erhöhung. b) Maximum der elektrischen Feldstärke entlang des in a) dargestellten Querschnitts für verschiedene Slotbreiten. Hierzu wurde die Gesamtbreite und die Höhe des Wellenleiters bei 700 nm bzw. 220 nm festgehalten und die Breite des Slots von 10 nm bis 200 nm variiert. c) Effektive Fläche A_{eff} und FOM für die gleichen Parameter wie in b).

Optimierung der Breite des Slots

Der naheliegende Parameter um die Intensität innerhalb des Slots zu maximieren ist die Breite des Slots. Um den Einfluss dieses Parameters zu ermitteln, wurden Simulationen wie in Abb. 4.9 a) für Slotbreiten zwischen 10 nm und 200 nm und konstanter Wellenleiter Höhe und Breite durchgeführt. Es wurde jeweils das Maximum der elektrischen Feldstärke entlang des in 4.9 a) dargestellten Querschnitts bestimmt. Das Ergebnis dieser Rechnungen ist in Abb. 4.9 b) zu sehen. Wie man erkennt fällt die Höhe dieses Maximums mit zunehmender Slotbreite exponentiell ab. Für eine maximale Feldüberhöhung innerhalb des Slots ist also ein möglichst schmaler Slot wünschenswert. Der entscheidende Parameter für das Vierwellenmischen ist allerdings nicht die Feldüberhöhung innerhalb des Slots sondern zunächst die FOM.

Zur Bestimmung der FOM nach Gl. (4.17) muss der nichtlinear optische Parameter γ aus den Feldverteilungen der jeweiligen Moden bestimmt werden. Die in Gleichung (4.14) vorgestellte Definition von γ eignet sich nicht zur Beschreibung von Wellenleitern mit hohem Indexkontrast wie den hier untersuchten Slot-Wellenleitern [93]. Es wird stattdessen die 2009 von *Shahraam Afshar V.*

vorgestellte Definition

$$\gamma = \frac{\epsilon_0 \iint n^2(x,y) (\omega/c n_2(x,y) + \mathbf{i}/2 \beta(x,y)) |\mathbf{e}|^4 dA}{\mu_0 \left| \iint (\mathbf{e} \times \mathbf{h}^*)_z dA \right|^2} \quad (4.30)$$

verwendet [93]. Für die effektive Fläche \mathcal{A}_{eff} ergibt sich mit dieser Definition

$$\mathcal{A}_{\text{eff}} = \frac{\left| \int (\mathbf{e} \times \mathbf{h}^*)_z dA \right|^2}{\left| \int (\mathbf{e} \times \mathbf{h}^*)_z \right|^2 dA}. \quad (4.31)$$

Der Verlauf der FOM in Abhängigkeit von der Breite des Slots w_{slot} ist in Abb. 4.9 c) dargestellt. Es lässt sich erkennen, dass es bezogen auf die FOM keine optimale Breite des Slots gibt. Die FOM steigt mit zunehmender Slotbreite monoton an. Dies ergibt sich aus der Definition der FOM (vgl. Abschnitt 4.2). Durch diese werden Wellenleiterquerschnitte bevorzugt, bei der die Mode möglichst weit in As_2S_3 ausgedehnt sind. Diese werden allerdings ab einem gewissen Punkt nicht mehr geführt. Als Zielgröße für die Optimierung des Wellenleiterquerschnitts ist die FOM also ungeeignet. Es sollte allerdings nach wie vor $\text{FOM} > 1$ gewährleistet sein.

Die eigentliche Größe, die die Stärke der optischen Nichtlinearität charakterisiert, ist der Parameter γ wie in Gl. (4.30) eingeführt. Dabei gilt $\gamma \propto 1/\mathcal{A}_{\text{eff}}$. Die Abhängigkeit von $1/\mathcal{A}_{\text{eff}}$ von der Breite des Slots ist ebenfalls in Abb. 4.9 c) dargestellt. Es ergibt sich ein breites Maximum bei einer Slotbreite von ca. 60 nm. Bei den weiteren Betrachtungen wird also der Kehrwert der effektiven Fläche $1/\mathcal{A}_{\text{eff}}$ als Zielgröße für die Optimierung benutzt.

Als optimale Breite des Slots wurde eine Größe von 60 nm gefunden. Der Slotbreite sind allerdings technologische Grenzen gesetzt. Zum einen ist die zuverlässige Herstellung von (Silizium)-Wellenleitern mit Strukturen kleiner 100 nm technologisch sehr schwierig. Es ist vor allem zu bedenken, dass bei einer Wellenleiterhöhe von ≈ 200 nm unterhalb einer Slotbreite von 110 nm ein Aspektverhältnis von 2 überschritten wird. Dies führt zu enormen Herausforderungen bei der Herstellung der Silizium-Strukturen [94]. Weiterhin sollen die Schlitze nach dem Ätzen mit As_2S_3 befüllt werden, was mit kleiner werdender Schlitzbreite zunehmend schwieriger wird. Aus den genannten Gründen wird in dieser Arbeit eine Slot Breite von 100 nm als technologische Untergrenze angesehen. Bei allen folgenden Betrachtungen wurde diese Größe für die Breite des Slots konstant gehalten. In Abbildung 4.9 c) lässt sich ablesen, dass bei dieser Breite die Bedingung $\text{FOM} > 1$ weiterhin erfüllt ist.

Für die weitere Optimierung bleiben folglich, als Parameter, die Höhe und Breite des Wellenleiters.

Optimierung der Breite und Höhe des Wellenleiters

Abbildung 4.10 a) zeigt schematisch den Querschnitt der im Nachfolgenden diskutierten Wellenleitergeometrie. Es wird in diesem Modell angenommen, dass außer dem Slot auch die Bereiche neben dem Wellenleiter mit Chalkogenid (As_2S_3) beschichtet sind. Eine solche Struktur lässt sich z.B. durch Rotationsbeschichtung mittels eines flüssig-verarbeiteten Chalkogenids herstellen [95–97]. Abbildung 4.10 b) zeigt die Verteilung des elektrischen Feldes der Grundmode dieser Wellenleitergeometrie. Wie im eingefügten Graph zu sehen, ist das Feld innerhalb des Slots ca. um den Faktor 2 erhöht.

Um eine optimale Geometrie zu finden, wurden die Breite w_{wg} und Höhe h_{wg} des Wellenleiters im Bereich von 150 nm bis 650 nm in 10 nm Schritten variiert. Die Feldverteilungen der jeweiligen Grundmoden in TE-Polarisation wurden mit Hilfe von COMSOL berechnet. Aus dieser lässt sich über Gl. (4.30) und (4.17) die FOM bestimmt. Bei der Auswertung der Ergebnisse muss weiterhin

4. Theoretische Betrachtung von Silizium Chalkogenidglas Hybridwellenleitern

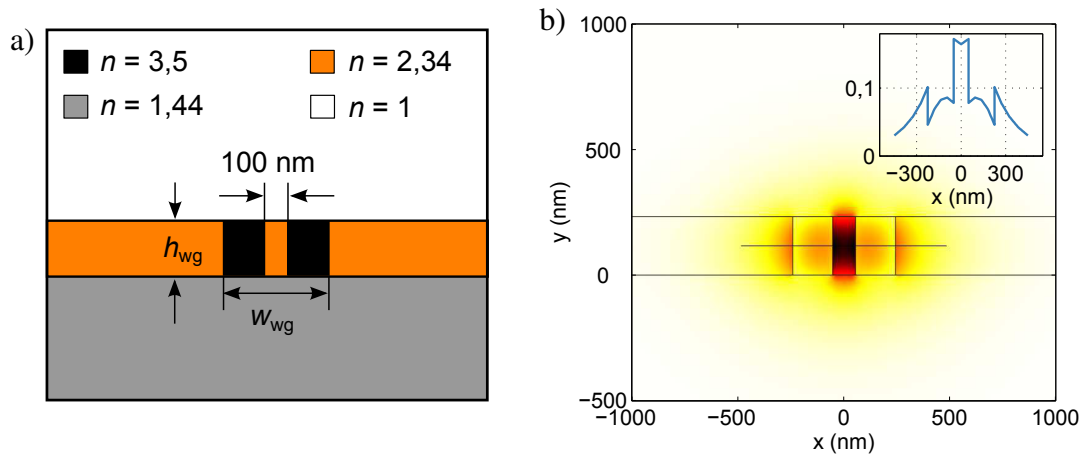


Abbildung 4.10. a) Schematische Darstellung der zur Optimierung verwendeten Geometrie. Der Slot-Wellenleiter ist in eine Schicht As_2S_3 eingebettet. b) Verteilung des elektrischen Feldes für die dargestellte Geometrie. Der eingefügte Graph zeigt den Verlauf der elektrischen Feldstärke entlang des durch die Linie angedeuteten Querschnitts.

beachtet werden, dass für $w_{\text{wg}} \rightarrow 0$ und/oder $h_{\text{wg}} \rightarrow 0$ die Grundmode der Wellenleiter nicht mehr geführt werden. COMSOL liefert zwar Lösungen, allerdings entsprechen diese ungeführten Moden. Um zu entscheiden, ob eine Mode geführt wird, müssen zwei Kriterien erfüllt sein. Zum einen muss ihr effektiver Index n_{eff} größer sein als der Brechungsindex des Substrats (vgl. Abb. 4.3). Zum anderen muss auch bedacht werden, dass die Chalkogenidschicht mit dem Substrat und dem Superstrat einen Schichtwellenleiter bildet, in dem auch geführte Moden existieren. Der effektive Index einer im Slot-Wellenleiter geführten Mode muss also auch größer sein als der der Moden der As_2S_3 -Schicht. Um das zweite Kriterium zu überprüfen, wurde die Dispersionsrelation des Schichtwellenleiters bestimmt und die effektiven Indizes des Schichtwellenleiters mit den

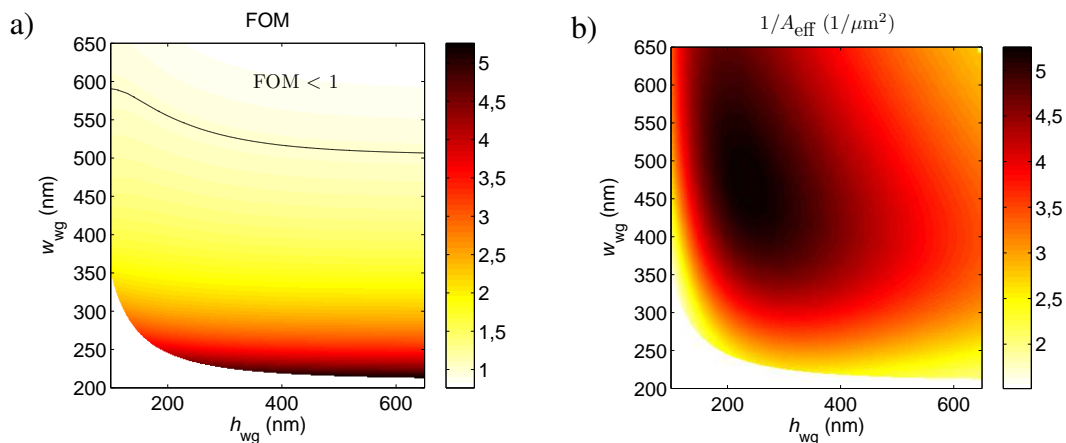


Abbildung 4.11. a) FOM und b) Kehrwert der effektive Fläche $1/A_{\text{eff}}$ des in Abb. 4.10 dargestellten Wellenleiters in Abhängigkeit von seiner Breite h_{wg} und Höhe w_{wg} . Die von den linken unteren Ecke ausgehende weiße Fläche stellt den Parameterbereich dar, in dem keine geführten Moden existieren. Die FOM zeigt hin zu schmalen und hohen Wellenleitern einen deutlichen Anstieg. Bei Wellenleitern breiter als ca. 500 nm fällt sie unter 1. Der Wert für $1/A_{\text{eff}}$ zeigt ein breites Maximum bei Wellenleitern mit einer Höhe von ca. 250 nm und einer Breite zwischen 375 nm und 650 nm . Ein Vergleich der beiden Abbildungen zeigt, dass die FOM im Bereich des Maximums von $1/A_{\text{eff}} \approx 1,3$ beträgt.

gefundenen Moden des Slot-Wellenleiters verglichen.

Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind in Abb. 4.11 zu sehen. Diese Abbildung zeigt die Abhängigkeit der FOM von der Höhe h_{wg} und Breite w_{wg} des Wellenleiters. Der von der linken unteren Ecke ausgehende weiße Bereich repräsentiert den Parameterbereich, für den sich keine geführten TE-Moden finden lassen. Betrachtet man den Verlauf der FOM, so fällt auf, dass diese für besonders schmale Wellenleiter maximal wird. Dieses Verhalten lässt sich erklären, wenn man Gleichung 4.17 erneut betrachtet. Die hier definierte FOM des gesamten Wellenleiters ist die mit der Feldverteilung gewichtete Mittlung der FOM der einzelnen Materialien. Da allerdings die FOM des Chalkogenids um einen Faktor von ca. 100 höher ist als die von Silizium, werden diejenigen Parameter bevorzugt, bei denen sich ein möglichst großer Teil des Feldes innerhalb des Chalkogenids befindet. Dies sind allerdings auch die weit ins As_2S_3 ausgedehnten Moden.

Abbildung 4.11 b) zeigt den Kehrwert der effektiven Fläche für den untersuchten Parameterraum. Wie man sieht, ergibt sich ein breites Maximum für Wellenleiter mit einer Höhe $h_{wg} = 210\text{nm}$ und Breite $w_{wg} = 420\text{nm}$. Vergleicht man die beiden Diagramme in Abb. 4.11, so erkennt man, dass sich für die Parameter mit minimaler Fläche eine FOM von ca. 1,3 ergibt. Die Forderung $FOM > 1$ wird also erfüllt.

5. Probendesign und Herstellung

Durch das im vorherigen Abschnitt vorgestellte Wellenleiterdesign lässt sich innerhalb des Slots die Intensität der geführten Mode im optisch stark nichtlinearen Material konzentrieren und dadurch optisch nichtlineare Effekte wie das in dieser Arbeit untersuchte Vierwellenmischen verstärken. In Vorversuchen ergab sich, dass sich das Vierwellenmischen bei den mit den vorhandenen Geräten erreichbaren Intensitäten in einfachen (geraden) Wellenleitern nur sehr schwer beobachten lässt.

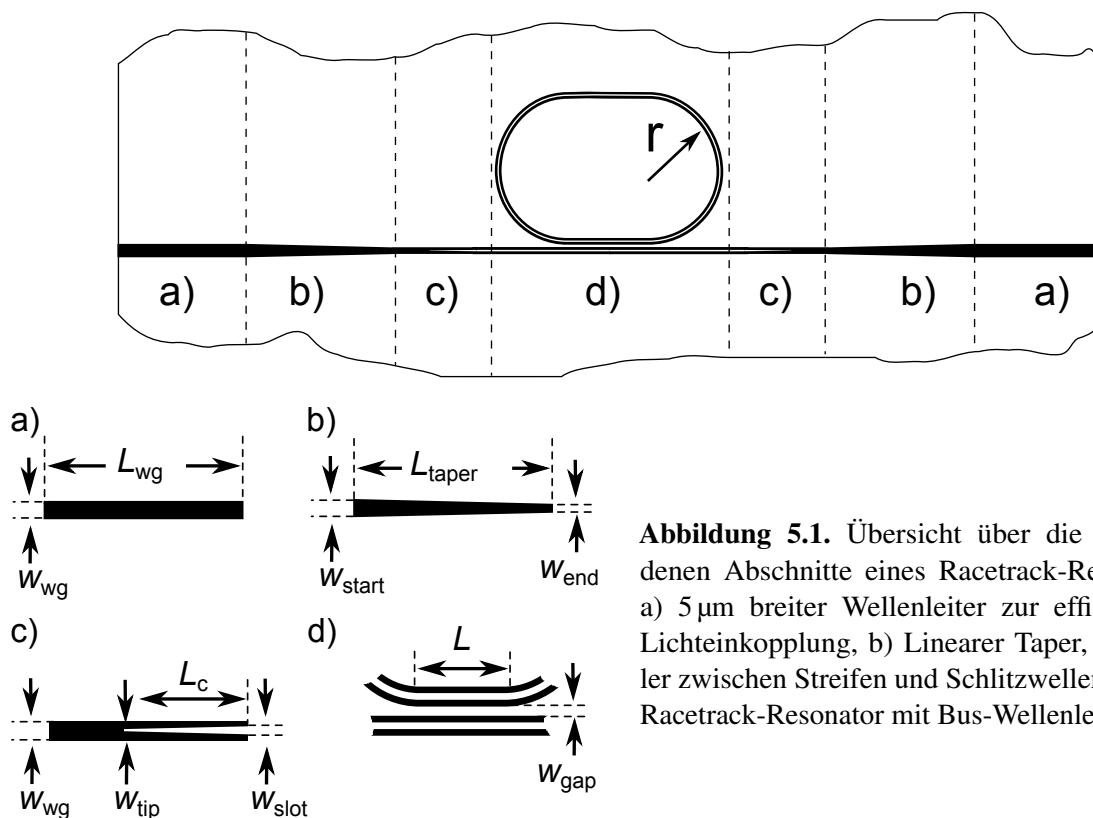


Abbildung 5.1. Übersicht über die verschiedenen Abschnitte eines Racetrack-Resonators. a) $5\ \mu\text{m}$ breiter Wellenleiter zur effizienteren Lichteinkopplung, b) Linearer Taper, c) Koppler zwischen Streifen und Schlitzwellenleiter, d) Racetrack-Resonator mit Bus-Wellenleiter.

Dies macht es nötig die Intensität auf der Probe weiter zu verstärken. Hierzu werden in dieser Arbeit Racetrack-Resonatoren (siehe Abb. 5.1) verwendet. Racetrack-Resonatoren stellen eine Variante der verbreiteten Ringresonatoren dar, bei denen der Kopplungsbereich verlängert wurde. Wie später in Abschnitt 5.2 noch näher erläutert, ist die Stärke der Kopplung zwischen Resonator und Bus-Wellenleiter von großer Bedeutung für das Verhalten des Resonators. Beim Ringresonator ist der Bereich, in dem der Resonator und der Bus-Wellenleiter koppeln verhältnismäßig kurz. Um eine ausreichende Kopplung zu erreichen, muss die Kopplungsstärke (pro Länge) sehr groß sein. Hierzu muss der Abstand zwischen Bus-Wellenleiter und Resonator sehr klein werden. Damit ergibt sich eine große Sensibilität gegenüber Größenvarianzen bei der Herstellung. Dieses Problem lässt sich umgehen, indem man den Kopplungsbereich, wie beim Racetrack-Resonator, verlängert. Hierdurch kann der Abstand zwischen Bus-Wellenleiter und Resonator größer gewählt werden wodurch die Toleranz gegenüber Größenvarianzen zunimmt.

5.1. Probendesign

Durch die starke Konzentration des elektrischen Feldes innerhalb des Schlitzes ist es nur sehr schwer möglich Licht direkt in einen Schlitzwellenleiter einzukoppeln. Dies macht es nötig das Licht zunächst in einem Streifenwellenleiter zu führen und dann mit Hilfe eines geeigneten Kopplers in den Schlitzwellenleiter zu überführen. Abbildung 5.1 zeigt schematisch den Aufbau eines vollständigen Wellenleiters. Zunächst wird das Licht von außen in einen breiten Wellenleiter a) eingekoppelt (mehr dazu in Abschnitt 6.1). Anschließend verjüngt sich der Wellenleiter bis zu der Breite des Schlitzwellenleiters b). Danach wird der Streifenwellenleiter in einen Schlitzwellenleiter überführt c). Hinter dem eigentlichen aktiven Bereich des Wellenleiters d) wird das Licht analog zum Einkoppeln aus der Struktur ausgekoppelt.

5.2. Dimensionierung der Racetrack-Resonatoren

Im Folgenden soll die Lage der Resonanzen in einem Racetrack-Resonator abgeschätzt werden. Dazu wird analog zu den Ausführungen in [86, 98, 99] vorgegangen. Der Resonator wird dazu wie in Abb. 5.2 dargestellt abstrahiert. Bei der Betrachtung werden die verschiedenen miteinander kopplenden Moden durch ihre komplexen Amplituden dargestellt. Kleinbuchstaben (b,d) bezeichnen Moden innerhalb des Resonators, Großbuchstaben (B,D) Moden innerhalb des Bus-Wellenleiters. Die Indizes + und - bezeichnen Moden, die die Kopplungsregion in positiver bzw. in negativer z-Richtung durchlaufen. Die griechischen Buchstaben ξ , ζ , κ und τ bezeichnen die Kopplungsstärke zwischen den einzelnen Moden. Um die Resonanzen innerhalb eines Racetrack-Resonators abzuschätzen, werden folgende weitere Annahmen gemacht:

- Rückreflektionen werden vernachlässigt
- Die Übergänge zwischen den Moden werden als adiabatisch angenommen
- Es gibt keine Übergänge zwischen den Moden außerhalb des Kopplungsbereichs

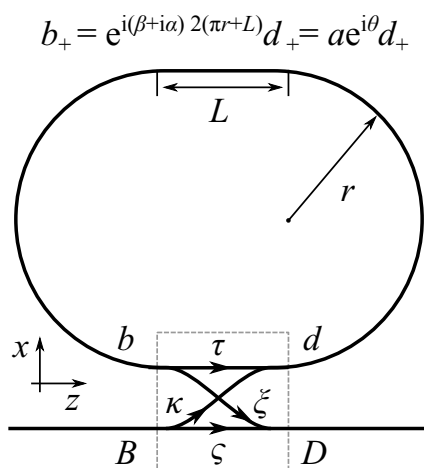


Abbildung 5.2 Schematische Darstellung eines Racetrack-Resonators nach [86, 98, 99]. Die Buchstaben stehen für die komplexen Amplituden der koppelnden Moden im Resonator (b,d) bzw. im Bus-Wellenleiter (B,D). Die griechischen Buchstaben stehen für die komplexen Kopplungs- (ξ , κ) und Transmissionskoeffizienten (τ , ζ). Die Pfeile geben die Richtung der Transmission bzw. Kopplung für die mit + bezeichneten Moden an. Für die mit - bezeichneten Moden zeigen sie in die entgegengesetzte Richtung.

Es ergibt sich folgende Matrix (vgl. Abb. 5.2)

$$\begin{pmatrix} B_- \\ b_- \\ D_+ \\ d_+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \zeta & \kappa \\ 0 & 0 & \xi & \tau \\ \zeta & \xi & 0 & 0 \\ \kappa & \tau & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_+ \\ b_+ \\ D_- \\ d_- \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

Die Nullen in der Matrix ergeben sich aus der Annahme vernachlässigbarer Rückreflektionen. Weiterhin wird angenommen, dass der Koppler symmetrisch bezüglich der $z = 0$ Achse ist. Daraus folgt, dass $|\xi| = |\kappa|$. Weiterhin wird angenommen, dass es innerhalb der Kopplungsregion keine Verluste gibt, d.h. $|\zeta|^2 + |\kappa|^2 = 1$ und $|\kappa|^2 + |\tau|^2 = 1$. Daraus folgt $|\zeta|^2 = |\tau|^2$. Durch geschickte Anordnung der Ein- und Ausgangsebene lässt sich weiter erreichen, dass $\zeta = \tau^*$. Mit diesen Annahmen vereinfacht sich Matrix 5.1 zu:

$$\begin{pmatrix} B_- \\ b_- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tau & \kappa \\ -\kappa^* & \tau^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D_- \\ d_- \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

und

$$\begin{pmatrix} D_+ \\ d_+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tau & \kappa \\ -\kappa^* & \tau^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_+ \\ b_+ \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

Durch den Resonator werden die beiden Moden b_+ und d_+ verbunden. Die Welle propagiert mit einer Ausbreitungskonstanten $\gamma = \beta + i\alpha$ durch den Resonator mit dem Umfang $U = 2(\pi r + L)$. Hierbei ist β die Wellenzahl und α die Dämpfung. Es ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen den beiden Moden:

$$b_+ = e^{i(\beta+i\alpha)2(\pi r+L)} d_+ = e^{-\alpha U} e^{i\beta U} d_+ = a e^{i\theta} d_+ \quad (5.4)$$

a und θ geben die Verstärkung (Dämpfung) bzw. die Phasenverschiebung pro Umlauf an.

Transmittierte Leistung

Es wird im Folgenden angenommen, dass in B_+ eine Leistung von $B_+ = \sqrt{P_{\text{in}}} = 1$ eingestrahlt wird. Für die transmittierte Leistung $P_T = |D_+|^2$ ergibt sich aus 5.3:

$$D_+ = \frac{-a + \tau e^{-i\theta}}{-a\tau^* + e^{-i\theta}}. \quad (5.5)$$

Für die Mode im Ring b_+ gilt:

$$b_+ = \frac{-a\kappa^*}{-a\tau^* + e^{-i\theta}}. \quad (5.6)$$

Einsetzen von $\tau = |\tau| e^{i\psi}$ liefert die transmittierte Leistung [98, S. 188]:

$$P_T = |D_+|^2 = \frac{a^2 + |\tau|^2 - 2a|\tau|\cos(\theta + \psi)}{1 + a^2|\tau|^2 - 2a|\tau|\cos(\theta + \psi)} \quad (5.7)$$

und für die Leistung im Resonator P_C :

$$P_C = |b_+|^2 = \frac{a^2(1 - |\tau|^2)}{1 + a^2|\tau|^2 - 2a|\tau|\cos(\theta + \psi)} \quad (5.8)$$

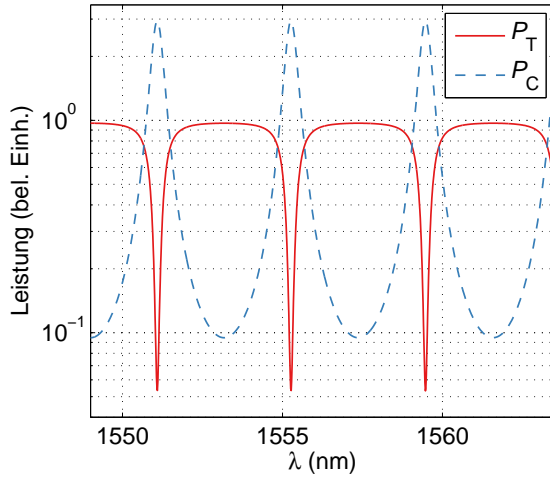


Abbildung 5.3 Transmittierte Leistung P_T und Leistung innerhalb eines Racetrack-Resonators P_C nach Gleichungen 5.7 bzw. 5.8 ($a = 0,87$, $\tau = 0,8$, $r = 50\mu\text{m}$, $L = 50\mu\text{m}$, $U = 2(\pi r + L)$ und $n_{\text{eff}} = 1,78$ für $1550\text{nm} < \lambda < 1560\text{nm}$). Die Parameter wurden entsprechend den Werten eines Racetrack-Resonators aus einem $500\text{nm} \times 220\text{nm}$ großen Streifenwellenleiters gewählt (vgl. Abschnitt 7).

In Abbildung 5.3 wurden Gleichungen 5.7 und 5.8 für $a = 0,87$, $\tau = 0,8$, $r = 50\mu\text{m}$, $L = 50\mu\text{m}$, $U = 2(\pi r + L)$ und $n_{\text{eff}} = 1,78$ für $1550\text{nm} < \lambda < 1560\text{nm}$ geplottet ($\theta = \frac{2\pi U n_{\text{eff}}}{\lambda_0}$). Diese Parameter entsprechen den Werten eines Racetrack-Resonators aus einem $500\text{nm} \times 220\text{nm}$ großen Streifenwellenleiter, wie später in dieser Arbeit hergestellt und untersucht (vgl. Abschnitt 7).

Resonanzen

Im Resonanzfall, wenn $(\cos(\theta + \phi) = 1)$ oder:

$$\beta = \frac{2\pi m - \psi}{U} = \beta_m \quad (5.9)$$

gilt:

$$P_T = \frac{(a - |\tau|)^2}{(1 - a|\tau|)^2} \quad (5.10)$$

und

$$P_C = \frac{a^2(1 - |\tau|)^2}{(1 - a|\tau|)^2}. \quad (5.11)$$

Das sogenannte kritische Koppeln ($P_T = 0$) wird erreicht, wenn $|\tau| = a$ bzw. $\sqrt{1 - |\kappa|^2} = a$.

Bestimmung der Kopplungslänge

Da vor der Herstellung der Proben die Werte für die Absorption innerhalb der Resonatoren nicht bekannt waren, wurde der Abstand zwischen Bus-Wellenleiter und den parallelen Wellenleiter des Resonators so gewählt, dass bei einer Länge des Kopplungsbereichs von $L = 50\mu\text{m}$ und einer Wellenlänge von $\lambda = 1,5\mu\text{m}$ gerade die gesamte Intensität in den Resonator gekoppelt wird ($|\kappa| = 1$). Es wird allerdings später (Seite 70ff.) noch gezeigt, dass sich der Fall $P_T \rightarrow 0$ auf Grund der Wellenlängenabhängigkeit der Kopplungsstärke im untersuchten Wellenlängenbereich finden lässt.

Um die Konfiguration zu finden, bei der $|\kappa| = 1$ gilt, werden die möglichen Zustände der beiden gekoppelten Wellenleiter als Superposition der beiden Supermoden des Systems betrachtet [100]. In Abbildung 5.4 b) und c) sind diese beiden Supermoden für zwei parallele Slot-Wellenleiter

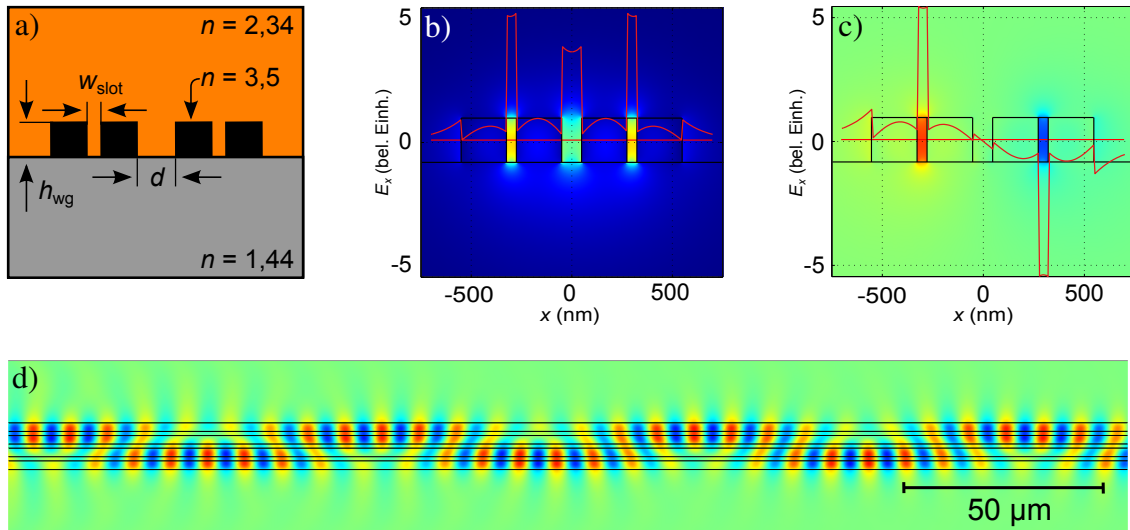


Abbildung 5.4. a) Schematische Darstellung des zur Bestimmung der Kopplungslänge verwendeten Modells b), c) Feldverteilungen der geraden bzw. ungeraden Supermode des Kopplungsbereichs. Durch den höheren Feldanteil der symmetrischen Mode innerhalb des Siliziums ($n = 3,5$) ist der effektive Index dieser Mode gegenüber der asymmetrischen erhöht. d) 2D-Simulation der Licht-Propagation durch zwei parallele Slot-Wellenleiter. Es lässt sich erkennen, wie die Lichtintensität zwischen den beiden Wellenleitern hin und her oszilliert.

dargestellt. Diese beiden Supermoden unterscheiden sich zuallererst in ihrer Symmetrie. Während die in Abb. 5.4 b) eine gerade Symmetrie aufweist, ist die Symmetrie der Supermode in c) ungerade. Durch die unterschiedlichen Feld-Intensitäten im Bereich zwischen den Wellenleitern ergeben sich für beide Moden leicht unterschiedliche Wellenzahlen $\beta_{1,2}$ bzw. Phasenindizes $n_{p1,2}$. Wird nun z.B. Licht in den linken Wellenleiter eingekoppelt, so werden beide Supermoden angeregt. Während ihrer Propagation ergibt sich ein Phasenunterschied $\Phi = z(\beta_1 - \beta_2)$ zwischen ihnen, wodurch die Lichtintensität zwischen den beiden Wellenleitern hin und her wechselt. Es lässt sich leicht einsehen, dass sich für den Fall $\Phi = 2\pi$ der Ausgangszustand wieder hergestellt wird. Aus Symmetrieüberlegungen ergibt sich, dass für $\Phi = \pi$ die gesamte Intensität im rechten Wellenleiter befindet. Die Länge $L = L_\pi$, bei der dies geschieht, ergibt sich zu:

$$L_\pi = \frac{\pi}{(\beta_1 - \beta_2)} = \frac{\lambda_0}{2(n_{p1} - n_{p2})} \quad (5.12)$$

(vgl. hierzu z.B. [101]) Die Phasenindizes n_{p1} und n_{p2} der beiden Moden lassen sich mittels 2D-FEM-Simulationen des Querschnitts des Kopplungsbereichs bestimmen.

Abbildung 5.5 a) zeigt die Phasenindizes der geraden und ungeraden Mode zweier paralleler Streifenwellenleiter²⁶ in Abhängigkeit ihres Abstands. Es zeigt sich, dass für den Fall $n_{\text{cov}} = 2,34$ die Aufspaltung der Indizes der beiden Supermoden deutlich größer ausfällt als für den Fall $n_{\text{cov}} = 1$. Dies lässt sich durch eine deutlich stärkere Wechselwirkung der Moden der einzelnen Wellenleiter im beschichteten Fall begründen. In diesem Fall sind, wegen des geringeren Indexkontrastes, die Moden der einzelnen Wellenleiter deutlich weiter ausgedehnt, wodurch es zu der stärkeren Kopplung zwischen den Wellenleitern kommt. Für große Abstände der Wellenleiter nähern sich die Phasenindizes der Wellenleiter einander an. Dies bedeutet, dass sie weniger miteinander wechsel-

²⁶Die Graphen in Abb. 5.5 lassen sich auch für Slot-Wellenleiter zeichnen. Allerdings fällt hier der Unterschied zwischen beschichteten und unbeschichteten Wellenleitern deutlich kleiner aus.

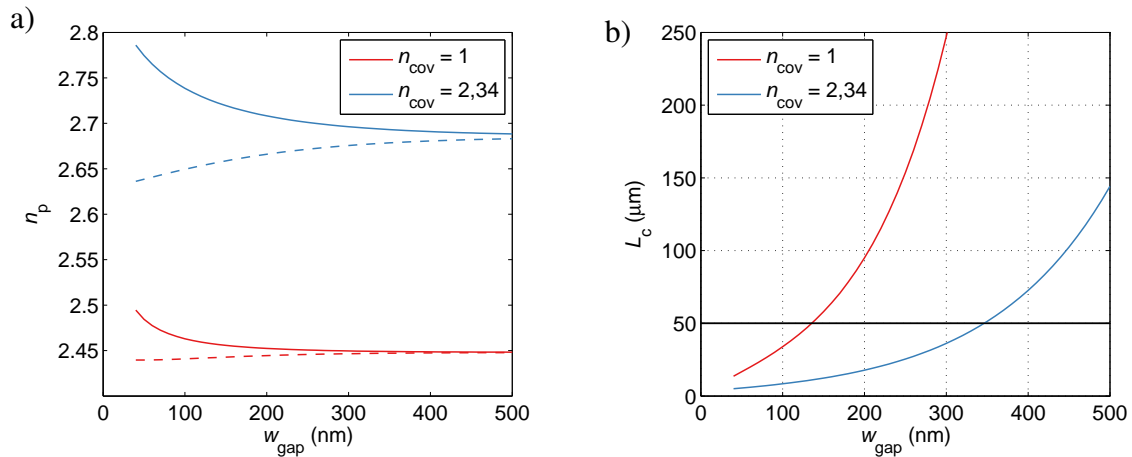


Abbildung 5.5. a) Phasenindizes n_p der geraden (gestrichelt) und ungeraden (durchgezogen) Supermode zweier paralleler Streifenwellenleiter ($220 \text{ nm} \times 440 \text{ nm}$) in Abhängigkeit ihres Abstands w_{gap} , für den Fall einer Bedeckung der Wellenleiter mit Luft ($n_{\text{cov}} = 1$) oder As_2S_3 ($n_{\text{cov}} = 2,34$). b) Propagationslänge L_π , die benötigt wird, um vollständig von einem Wellenleiter in den anderen zu koppeln.

wirken. In Abb. 5.5 b) sind die sich aus den in Abb. 5.5 a) ergebenden Längen L_π zu sehen. Es ergeben sich für den Fall der beschichteten Wellenleiter ($n_{\text{cov}} = 2,34$) deutlich kürzere Längen L_π .

5.3. Überarbeitetes Probendesign

Beim in 5.1 vorgestellten Probendesign wird sowohl für die Streifen als auch Slot-Wellenleiter ein symmetrischer Kopplungsbereich verwendet. Hierdurch müssen zwingend Konverter für den Übergang zwischen den, zur äußeren Ein- und Auskopplung benutzten, Streifenwellenleitern und den, zur Kopplung an den Resonator benutzten, Slot-Wellenleitern verwendet werden. Die Herstellung dieser Konverter erwies sich als äußerst schwierig. Die durch die Konverter verursachten zusätzlichen Verluste waren zu groß um Resonanzen der Racetracks zu beobachten. Um die Probleme mit den Convertoren zu vermeiden, wurde das Probendesign wie in Abb. 5.6 dargestellt überarbeitet. In diesem Design ist der Kopplungsbereich nicht mehr symmetrisch, sondern besteht aus einem Streifen- und einem Schlitzwellenleiter. Damit die zuvor gemachten Überlegungen zur Länge des Kopplungsbereichs weiter näherungsweise zutreffen, wurde die Breite des Streifenwellenleiters so gewählt, dass sein effektiver Brechungsindex bei $\lambda = 1550 \text{ nm}$ dem des ersetzten Slot-Wellenleiters entspricht. Auf eine ausführliche Betrachtung mittels der Coupled Mode Theorie [102] wurde hierbei verzichtet.

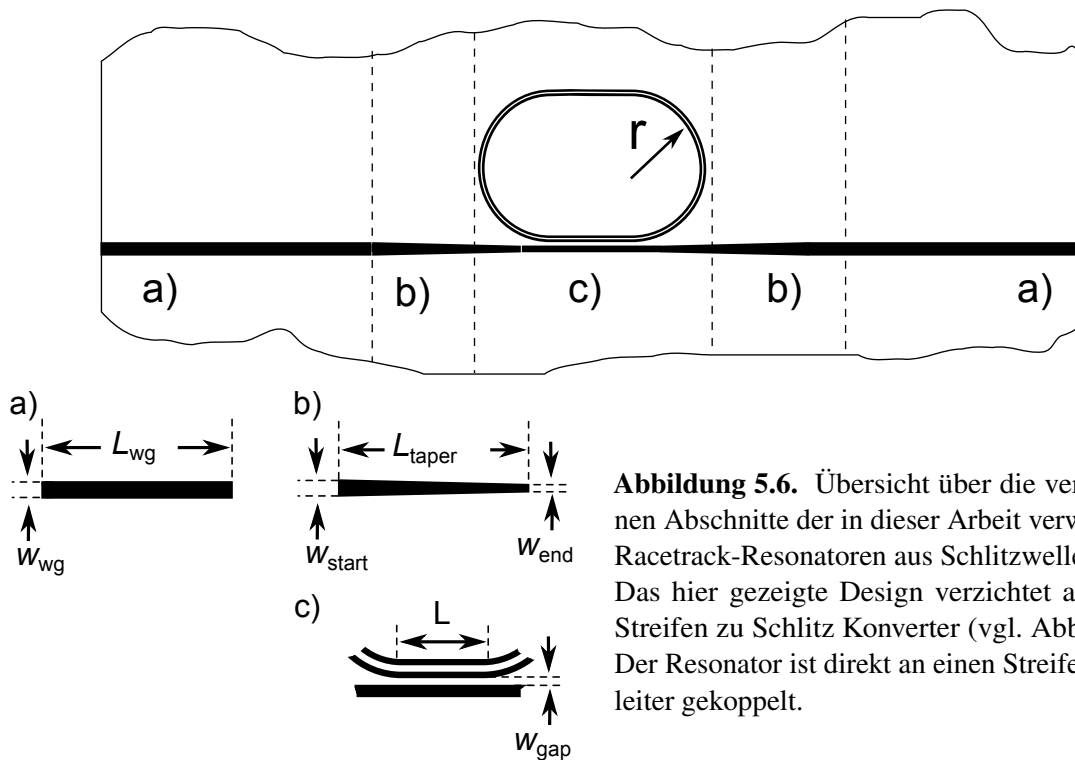


Abbildung 5.6. Übersicht über die verschiedenen Abschnitte der in dieser Arbeit verwendeten Racetrack-Resonatoren aus Schlitzwellenleitern. Das hier gezeigte Design verzichtet auf einen Streifen zu Schlitz Konverter (vgl. Abb. 5.1 c)). Der Resonator ist direkt an einen Streifenwellenleiter gekoppelt.

5.4. Probenherstellung

In diesem Abschnitt soll ein Überblick über die Prozessschritte zur Herstellung der in dieser Arbeit untersuchten Silizium- As_2S_3 -Hybridwellenleiter-Resonatoren gegeben werden. Die einzelnen Schritte sind:

- Festlegen der Probengeometrie anhand theoretischer Überlegungen
- Erstellen einer Maskendatei im GDSII-Format²⁷
- Schreiben der Maskendatei auf einen mit Photolack beschichteten SOI-Wafer und Entwickeln des Photolacks
- Ätzen der Silizium Struktur
- Sägen, Schleifen und Polieren der Proben
- Bedampfen der Strukturen mit As_2S_3
- Aufschmelzen der As_2S_3 -Schicht unter 50 bar Argon-Druck zur vollständigen Füllung der Schlitzte

²⁷In dieser Arbeit wurde hierzu *LayoutEditor* von *juspertor UG* verwendet (www.layouteditor.net).



Abbildung 5.7. Schematische Darstellung des Ätzprozesses zur Herstellung von SOI-Wellenleitern. Ausgangspunkt ist ein handelsüblicher SOI-Wafer a). (Zur besseren Übersicht wurde der Substratwafer in allen Zeichnungen ausgelassen.) Der Wafer wird mit Hilfe einer Lackschleuder mit Photolack beschichtet b). Dieser wird mittels Elektronenstrahlithographie belichtet c). Anschließend wird der Lack entwickelt und die Struktur mittels RIE-Ätzen²⁹ in die Siliziumschicht übertragen e). Abschließend wird der verbliebene Lack nasschemisch entfernt f).

Ätzen von SOI-Strukturen

In dieser Arbeit wurden SOI-Wafer, sofern nicht anders angegeben, mit einer Siliziumschichtdicke von 220 nm und einer SiO₂-Schichtdicke von 2 µm verwendet. Diese beiden Schichten befinden sich auf einem ca. 500 µm dicken Siliziumhandlingwafer. Um die obere Siliziumschicht zu strukturieren, wird diese mit Hilfe einer Lackschleuder mit einem per Elektronenstrahl beschreibbaren Photolack beschichtet. Hierbei ist zwischen sogenannten Positivlack, bei dem die beschriebenen Bereiche nach dem Entwickeln verbleiben, und Negativlack, bei dem es sich genau anders herum verhält, zu unterscheiden.²⁸ Nach der Belichtung wird der Lack entwickelt und die Struktur durch Trockenätzen in einem SF₆/C₄F₈ Plasma ins Silizium übertragen. Einzelheiten zum verwendeten Ätzrezept lassen sich [103] entnehmen. Abbildung 5.7 zeigt einen Überblick über die einzelnen Prozessschritte und die sich aus den verschiedenen Lacken ergebenden Unterschiede der fertigen Proben.

Sägen, Schleifen und Polieren der Proben

Nach dem Ätzen der Strukturen müssen die einzelnen Proben aus dem Wafer heraus präpariert werden. Dies geschieht entweder durch Sägen des Wafers mittels einer Diamantdrahtsäge³⁰ oder mit Hilfe eines Schneidlasers.

In dieser Arbeit wird zum Einkoppeln des Lichts in die untersuchten Wellenleiter das sogenannte Butt coupling verwendet [105–107]. Dies bedeutet, dass das Licht direkt in die Stirnflächen der

²⁸Die in dieser Arbeit untersuchten Racetrack-Resonatoren mit Streifenwellenleiter wurden mit Positiv-, die Racetrack-Resonatoren mit Slot-Wellenleitern mit Negativlack hergestellt.

²⁹Reactive Ion Etching (siehe z.B. [104])

³⁰WELL 3032

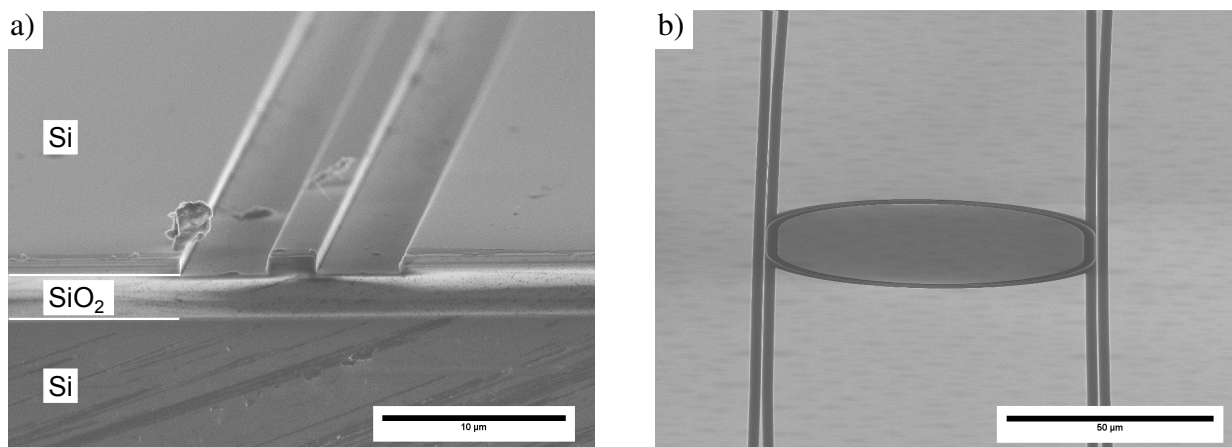


Abbildung 5.8. a) Elektronenmikroskopieaufnahme eines fertigen Wellenleiters (Größenbalken 10 µm). Der 500 nm × 220 nm große Wellenleiter wird durch Ätzen von Gräben in die obere Siliziumschicht gebildet. Unter dem Wellenleiter ist die ca. 2 µm SiO₂-Schicht zu erkennen. Im unteren Bereich der Aufnahme befindet sich der Handlingwafer. b) Übersicht über eine vollständig geätzte Resonator-Struktur (Größenbalken 50 µm). Durch die Aufnahme unter einem steilen Winkel werden Längen entlang der Wellenleiter stark verkürzt dargestellt.

Wellenleiter eingekoppelt wird.³¹ Die Stirnflächen der Proben sind nach dem Zerteilen viel zu rau um Licht in sie einzukoppeln. Deshalb werden die Kanten der Proben zunächst mit zunehmend feinerem Schleifpapier geschliffen. Mittels des anschließenden chemisch-mechanischen Polierens lassen sich Oberflächen mit Rauigkeiten im Bereich weniger Nanometer erreichen. Das genaue Vorgehen beim Schleifen und Polieren wurde von Daniel Pergande im Rahmen seiner Promotion in der Arbeitsgruppe etabliert. Weitere Details können seiner Dissertation entnommen werden [108].

Befüllen der Schlitzwellenleiter

Nachdem die Siliziumwellenleiter hergestellt wurden, müssen sie mit dem Chalkogenidglas befüllt werden. Um die dazu nötigen Parameter zu bestimmen wurden mittels Interferenzlithographie periodische Teststrukturen mit den Schlitzwellenleitern entsprechenden Strukturgrößen hergestellt [109]. Abbildung 5.9 a) zeigt den Querschnitt der so hergestellten Strukturen. Die zu befüllende Struktur wird zunächst mittels Vakuumbdampfung mit einer As₂S₃-Schicht bedeckt³². Dabei gelingt es, wie in Abbildung 5.9 b) zu sehen, nicht die Gräben zu füllen, da die Abscheidung nicht konformal sondern gerichtet geschieht. Um die Gräben zu füllen, wurde entsprechend dem in Kapitel 2 und 3 benutzten Verfahren versucht die Probe in einer Argonatmosphäre auf 250 °C zu erhitzen. Diese Temperatur liegt oberhalb der Erweichungstemperatur von As₂S₃ (vgl. Abb. A.4). Dadurch schließen sich zwar die Hohlräume oberhalb der Gräben (Abb. 5.9 c)), die Gräben selbst bleiben weiterhin leer.

Wie man in Abbildung 5.9 c) erkennt, sammelt sich außerdem Material am Boden der Gräben. Dieses Verhalten kann dadurch erklärt werden, dass SiO₂, welches sich auf der Siliziumoberfläche als natürliches Oxid bildet, von As₂S₃ nicht benetzt wird. Dieses Verhalten lässt sich auch beobachten, wenn man geringe Mengen As₂S₃ auf eine Siliziumoberfläche aufschmilzt. Abbildung 5.10

³¹Der Einkoppelvorgang wird in Abschnitt 6.1 beschrieben.

³²Die Bedampfung aller in dieser Arbeit benutzten Proben wurde an der Technischen Universität Kaiserslautern durch Prof. Dr. Georg von Freymann durchgeführt.

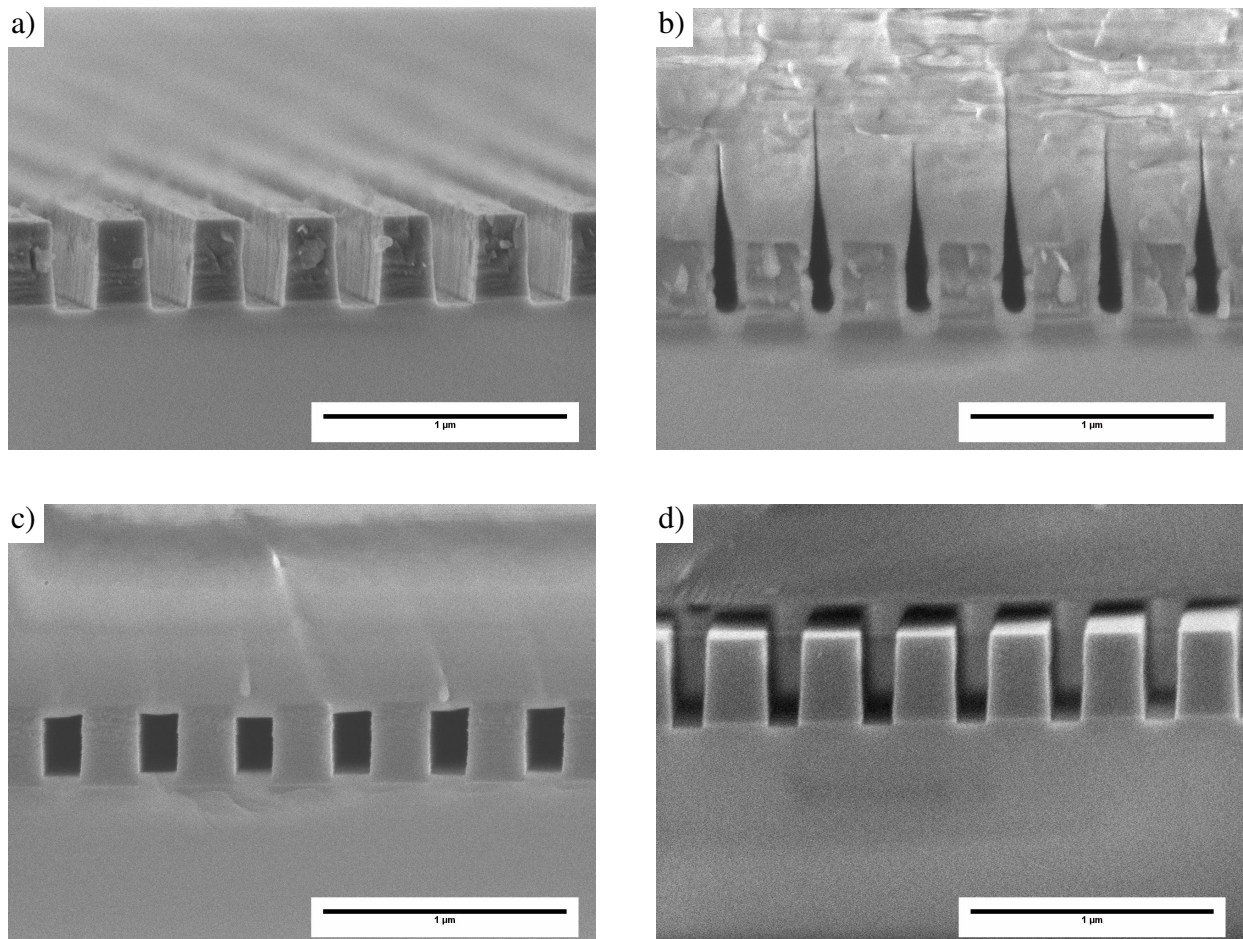
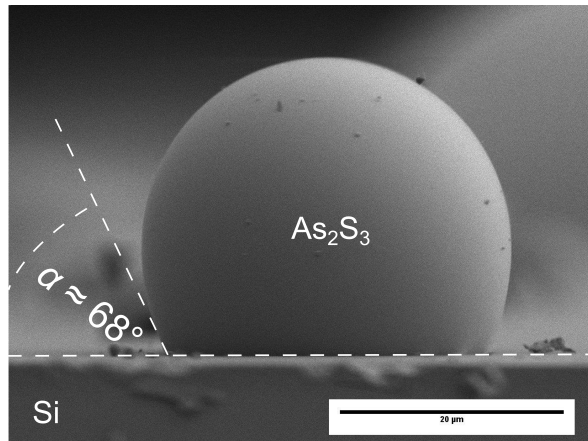


Abbildung 5.9. Elektronenmikroskopieaufnahmen einer Siliziumgitterstruktur für Versuche zum Befüllen der Schlitzwellenleiter mit As_2S_3 (Größenbalken $1\ \mu\text{m}$). a) Periodische Siliziumwellenleiterstruktur nach der Herstellung. Die Breite der Gräben beträgt ca. $100\ \text{nm}$. b) Dieselbe Struktur wie in a) nach dem Bedampfen mit As_2S_3 . Wie zu erkennen ist, werden die Gräben nicht vollständig gefüllt. c) Mit Arsensulfid beschichtete Probe nach dem Tempern *ohne* äußeren Druck. d) Aufnahme einer vergleichbaren Struktur nach dem Aufschmelzen der As_2S_3 -Schicht bei $320\ ^\circ\text{C}$ und gleichzeitigem Anlegen von $50\ \text{bar}$ Argondruck.

Abbildung 5.10 Elektronenmikroskopieaufnahme eines erstarrten As_2S_3 -Tropfens auf einer Silizium-Oberfläche mit nativem Oberflächenoxid, SiO_2 (Größenbalken 20 μm). Wie sich erkennen lässt, stellt sich zwischen der Oberfläche und dem As_2S_3 -Tropfen der Winkel $\alpha \approx 68^\circ$ ein. Hieraus kann auf ein abstoßendes Verhalten zwischen der Oberfläche und der As_2S_3 -Schmelze geschlossen werden.



zeigt eine REM-Aufnahme eines solchen Versuchs. Wie man sieht, zeigt sich ein Verhalten zwischen Silizium und As_2S_3 ähnlich dem von Wasser auf hydrophoben Oberflächen.

Um diese Abstoßung zu überwinden, muss von außen eine Kraft angelegt werden. Hierzu werden die Proben unter einem äußeren Argondruck von 50 bar in einem Druckrohr mit einer Rate von 10 K min^{-1} auf 250°C erhitzt. Diese Temperatur wird für 30 min gehalten und anschließend die Heizung des Rohrofens deaktiviert.

Um den Sauerstoff aus dem Rohr zu entfernen wurde dies zuvor mindestens zweimal evakuiert und mit Argon gespült. Der hierzu verwendete Versuchsaufbau wurde durch einen ähnlichen Aufbau im Max-Planck-Institut für die Physik des Lichts inspiriert [110]. Die Temperatur wird für 30 min gehalten. Danach wird die Heizung des Ofens abgeschaltet. Der Druck wird auch während des Abkühlens aufrecht erhalten. Hierdurch lassen sich die Proben infiltrieren (Abb. 5.9 d)).

Das Aufbringen der As_2S_3 -Schicht nach dem Schleifen und Polieren bringt das Problem mit sich, dass die bereits polierten Koppelfacetten vor der Beschichtung geschützt werden müssen³³. Hierzu wurde eine Schattenmaske verwendet, die nur den Bereich der Resonatoren offen hält.

³³Wie sich in Vorversuchen zeigte, ist das Beschichten vor dem Schleifen und Polieren nicht möglich. Die As_2S_3 -Schicht widersteht dem Schleif- und Polierprozess nicht.

5.5. Dimensionsbestimmung

Zur Bestimmung der Abmaße der untersuchten Wellenleiter wurden nach ihrer Herstellung REM-Aufnahmen von ihnen gemacht. Abbildung 5.11 zeigt eine Aufnahme einer Probe mit Streifenwellenleitern. Wie im linken Bereich der Abbildung skizziert, ist der Kopplungsbereich eines Racetrack-Resonators zu sehen. Zur weiteren Veranschaulichung wurden sowohl die geplanten Parameter als auch die gemessenen Größen eingezeichnet. Es lässt sich erkennen, dass die Wellenleiter zu jeder Seite ca. 30 nm schmaler als geplant ausfallen. Diese Abweichung liegt durchaus innerhalb der Messunsicherheit der verwendeten Messmethode (Unsicherheit der Kalibrierung des REM und beim Ermitteln der Position der Wellenleiterkante aus den REM-Bildern). Gegen einen Messfehler sprechen folgende Gründe: Ersten ist das gemessene Verhältnis der Geometrieparameter anderes als geplant. (Bei einem proportionalen Messfehler des REM müssten die Verhältnisse gleich bleiben.) Zweitens ist die Positionierung der Wellenleiter zueinander (Abstand linke Kante - linke Kante = 850 nm) wie geplant.

Es ist davon auszugehen, dass entweder beim Schreiben der zu ätzenden Bereiche (links, rechts und zwischen den Wellenleitern) diese überbelichtet oder später zu weit geätzt wurden. Um diesem Rechnung zu tragen, wurden sämtliche in dieser Arbeit untersuchten Proben nach ihrer Herstellung vermessen. Die so ermittelten Werte sind im Anhang in Abschnitt A.6 aufgeführt. Für die weiteren Untersuchungen wurden ausschließlich die so ermittelten Werte benutzt.

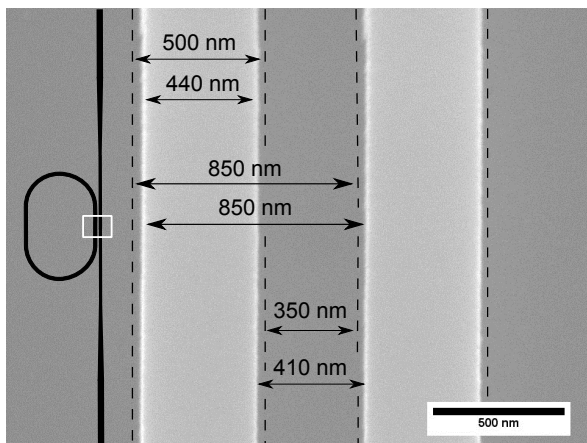


Abbildung 5.11 REM-Aufnahme einer in diesem Abschnitt untersuchten Probe (Größenbalken 500 nm). Es ist der im linken Bildbereich markierte Teil eines Racetrack-Resonators zu sehen. Weiterhin wurden die geplanten und tatsächlich hergestellten Wellenleiterbreiten und -abstände eingezeichnet.

6. Methoden zur Bestimmung des linearen Transmissionsverhaltens von SOI-Proben

6.1. Koppelmessplatz

Um das Transmissionsverhalten der Proben zu bestimmen, wurde der in Abb. 6.1 skizzierte Messaufbau verwendet. In diesem sind die einzelnen Komponenten durch Single-Mode-Glasfasern miteinander verbunden. Die mittels eines im Bereich von 1490 nm bis 1650 nm durchstimmbaren Lasers (TLS) erzeugte Laserstrahlung wird durch einen optischen Komponententester (OCT) hindurchgeführt. Dieser Komponententester enthält neben einer Messeinrichtung zur Bestimmung der Wellenlänge und einem Detektor zur Messung der durch die Probe transmittierten Leistung auch die Elektronik zur Steuerung der Messung. Nach dem Verlassen des OCT durchläuft die Laserstrahlung einen manuellen Polarisationssteller (POL). Hinter dem Polarisationssteller wird die Strahlung in einer polarisationserhaltenden Faser geführt. (Auf die Notwendigkeit und die verwendete Methode zur Kontrolle der Polarisierung wird auf Seite 58 eingegangen.) Im Anschluss wird die Laserstrahlung mit Hilfe von belinsten Fasern (LF) in die Probe (DUT) ein- und wieder ausgekoppelt. Es wurde hier das sogenannte Butt-coupling verwendet bei dem das Licht direkt in die polierten Stirnflächen der Wellenleiter gekoppelt wird. Auf den Ein- und Auskoppelvorgang wird in auf Seite 57 gesondert eingegangen. Vom, nach dem Verlassen der Probe durch die zweite belinste Faser aufgefangenen, Licht werden –10 dB ausgekoppelt, die als Rückmeldung für eine elektronische Einheit (control) zur automatischen Justage der Position der beiden Fasern in der yz-Ebene dient (vgl. Abb. 6.2 a)). Die restliche Strahlung gelangt zurück zum OCT und wird dort detektiert. Der beschriebene Aufbau hat einen Wellenlängenauflösung von 1 pm und einen Dynamikbereich von 70 dB. Weitere Spezifikationen können Abschnitt A.11 im Anhang entnommen werden.

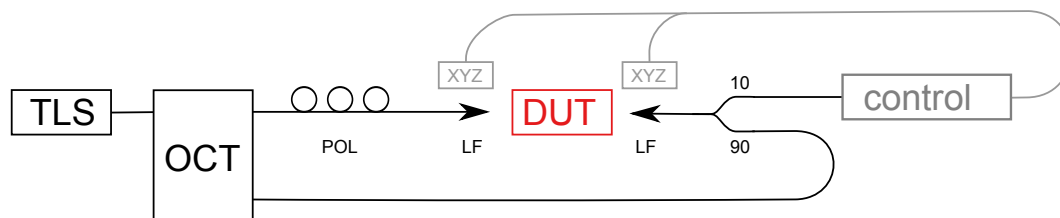


Abbildung 6.1. Konfiguration des Koppelmessplatzes zur linearen Charakterisierung. TLS: Durchstimmbarer Laser; OCT: Optischer Komponententester; POL: Polarisationssteller, XYZ: Faser Positionierung, LF: Belinste Faser, DUT: Probe, control: Elektronik zur automatischen Optimierung der Faserposition in der yz-Ebene.

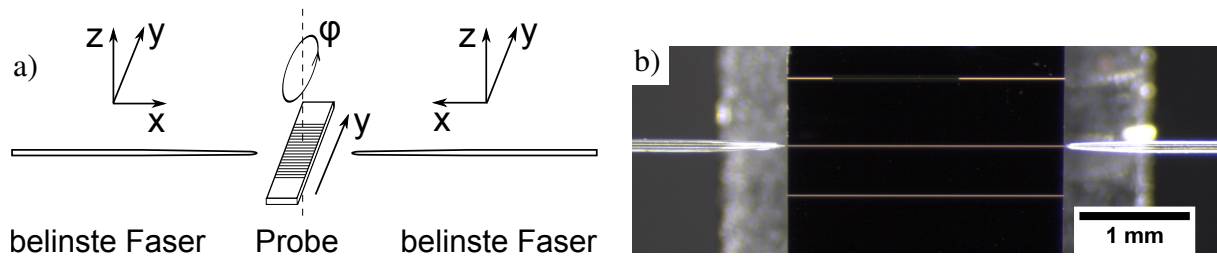


Abbildung 6.2. a) Schematische Darstellung der mechanischen Komponenten des Koppelmessplatzes. Der Messplatz besteht aus zwei belinsten Glasfasern, die sich in allen drei Raumrichtungen justieren lassen. Weiterhin kann die Probe entlang der y-Achse verfahren werden. Um die Probe kollinear mit den Fasern ausrichten zu können, kann diese rotiert werden. Um den Einkoppelvorgang beobachten zu können, befindet sich oberhalb der Probe eine Stereolupe mit Kamera. In b) ist eine Aufnahme der Probe mit Wellenleitern sowie Ein- und Auskoppelfaser zu sehen, die mit Hilfe dieser Kamera gemacht wurde.

Mechanischer Aufbau des Koppelmessplatzes

Abbildung 6.2 a) zeigt schematisch den mechanischen Aufbau des Koppelmessplatzes. Das Herzstück des Koppelmessplatzes stellen zwei belinste Glasfasern dar (Abb. 6.2 b)). Hierbei handelt es sich um Glasfasern, an deren Ende durch Aufschmelzen eine Linse geformt wurde. Diese erlaubt es Licht auf das Ende der zu untersuchenden Wellenleiter zu fokussieren. Die Fasern sind an zwei Verfahrtschienen befestigt, die es erlauben die Faser präzise an die Probe heran zu fahren. Die Probe kann in y-Richtung verfahren werden, um zwischen verschiedenen Wellenleitern zu wechseln. Weiterhin kann sie rotiert werden um die Wellenleiter in Richtung der Fasern auszurichten.

Ein- und Auskoppelvorgang

Um eine Messung durchzuführen muss als erstes Licht in den Wellenleiter eingekoppelt werden. Dies wird in drei Schritten durchgeführt:

- Die Faser wird in die Nähe (ca. $2\ \mu\text{m}$ Abstand) der Einkoppelseite der Probe gefahren. Dies wird durch die Stereolupe von oben beobachtet. Als nächstes wird die Spitze der Einkoppelfaser mit Hilfe des Mikroskopobjektivs auf die Infrarotkamera scharf gestellt. Nun

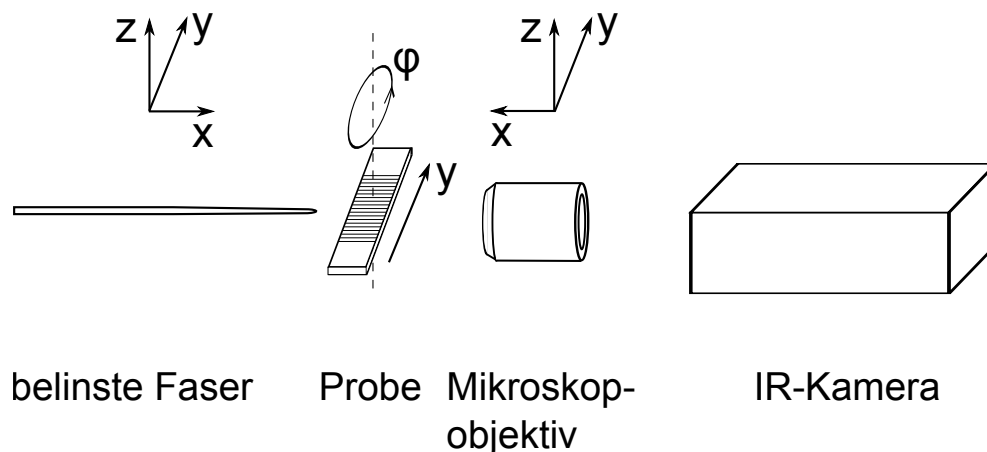


Abbildung 6.3. Konfiguration des Koppelmessplatzes zum Einkoppeln in einen Wellenleiter.

wird die Einkoppelfaser so weit abgesenkt, dass sie gerade hinter der Probe verschwindet. Hierdurch versucht man Licht in die Siliziumflächen neben den Wellenleitern einzukoppeln.

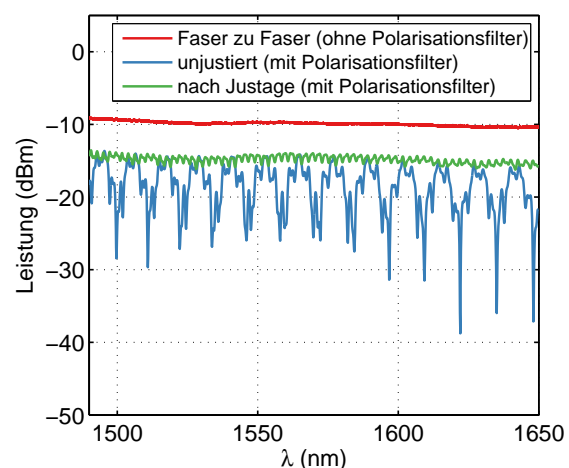
- Im nächsten Schritt wird das Mikroskopobjektiv so weit in Richtung der Kamera gefahren, dass die Rückseite der Probe fokussiert wird. Falls der vorherige Schritt erfolgreich war, so sieht man das Licht, welches durch die Siliziumschicht transmittiert wird. Falls nicht, muss die Höhe der Faser nachjustiert werden. Nachdem so die Position der Faser in z-Richtung optimiert wurde, wird die Faser in y-Richtung verfahren bis der Wellenleiter, in den eingekoppelt werden soll, aufleuchtet. Sobald man den Wellenleiter gefunden hat, kann die Position der Faser in allen Richtungen optimiert werden.
- Nachdem es gelungen ist Licht in den Wellenleiter einzukoppeln, muss es wieder aus dem Wellenleiter ausgekoppelt werden. Hierzu wird das Objektiv von der Probe entfernt und die Auskoppelfaser in die Nähe (ca. 5 μm Abstand) des Wellenleiters gebracht. Dies wird durch die Stereolupe beobachtet. Nachdem dies geschehen ist, wird die Faser in der yz-Ebene bewegt bis ein Signal gefunden wird. Nun kann die Elektronik dazu benutzt werden die Position der Fasern in der yz-Ebene an beiden Enden des Wellenleiters zu optimieren. Abschließend wird die Position beider Fasern in x-Richtung optimiert.

Justage der Polarisation

Durch Spannungsdoppelbrechung innerhalb der für den Aufbau verwendeten Fasern kommt es dazu, dass sich die Polarisation des vom Laser emittierten Lichts bis zur Probe unkontrolliert mit der Wellenlänge ändert. Um dies zu kompensieren, wurde ein manueller Polarisationsteller in den Messaufbau integriert. Durch ihn ist es möglich die Polarisation einzustellen. Um die Polarisation zu justieren werden die Spitzen der Ein- und Auskoppelfaser zueinander gefahren.

In Abbildung 6.4 ist eine Transmissionsmessung einer solchen Konfiguration zu sehen. Es ist zu erkennen, dass die Dämpfung in diesem Fall ca. 10 dB entspricht. Zum Justieren der Polarisation wird direkt hinter der Auskoppelfaser ein fasergekoppelter Polarisationsfilter integriert. Misst man nun die Gesamtdämpfung, so schwankt diese periodisch mit der Wellenlänge um bis zu 20 dB (siehe Abb. 6.4). Um diese Schwankungen zu minimieren werden nun permanent Messungen durchgeführt und die Polarisationen justiert. Hierdurch gelingt es diese Schwankungen auf unter 1 dB zu reduzieren (Abb. 6.4). Durch diese Prozedur kann sicher gestellt werden, dass die Polarisation linear ist. Allerdings ist hierdurch noch nicht die Ausrichtung der Polarisation zur Probe festgelegt. Um diese

Abbildung 6.4 Faser zu Faser Messungen der Verluste innerhalb des Messaufbaus. Zwischen den Fasern ergibt sich eine Dämpfung von ca. 10 dB. Durch Spannungsdoppelbrechung innerhalb der Faser kommt es zu Variationen der Polarisation. Bei Verwendung eines Polarisationsfilters führt dies zur Variation der Intensität von bis zu 20 dB. Durch Justieren der Polarisationssteller lässt sich dies auf unter 1 dB reduzieren.



zu justieren, wird durch das Mikroskopobjektiv die Spitze der Einkopffaser mit der IR-Kamera betrachtet und ein Glan-Thomson-Prisma, welches als Polarisationsfilter dient, in den Strahlengang gebracht. Dadurch ist es möglich die Faser so zu verdrehen, dass die gewünschte Polarisation (TE oder TM) eingestellt wird.

6.2. Auswertung der Messungen an geraden Wellenleitern

Um die Dämpfung in Wellenleitern auf SOI zu bestimmen, wurde die sogenannte Fabry-Pérot-Methode verwendet [111]. Diese soll hier kurz dargestellt werden. Ein Wellenleiter mit polierten Endflächen kann als Fabry-Pérot-Interferometer mit geringer Finesse betrachtet werden. Nimmt man an, dass die Reflektivität R an beiden Grenzflächen gleich ist, so ergibt sich für die Transmission durch den Wellenleiter [112]

$$I_t = \frac{(1 - R)^2 A}{(1 - RA)^2 + 4RA \sin^2(\Phi/2)} \eta I_0. \quad (6.1)$$

Hierbei ist η die Einkoppeleffizienz und $\Phi = 2kn_gL$ mit $k = 2\pi\lambda_0$. Das Produkt aus dem Gruppenindex n_g und der Länge des Wellenleiters L nennt man optische Länge L_{opt} . Die Verluste innerhalb des Wellenleiters werden durch den Dämpfungsterm $A = e^{-\alpha L}$ berücksichtigt. In Abb. 6.5 sind die Fabry-Pérot-Oszillationen für zwei verschieden lange Wellenleiter dargestellt.

Der in Abb. 6.1 schematisch dargestellte Aufbau ermöglicht es, sowohl ein Transmissions- als auch Reflektionsspektrum mit hoher Auflösung und spektraler Breite zu messen. Die so gewonnenen Spektren lassen sich zur Bestimmung der Propagationsverluste im Wellenleiter benutzen.

Fourieranalyse

Betrachtet man das in Abb. 6.5 dargestellte Spektrum und die Gleichung (6.1), so erkennt man, dass die Oszillationen eine Periodizität von $\pi n_g L$ aufweisen. Es liegt also nahe, das Transmissionspektrum einer Fourieranalyse zu unterziehen. Als konjugierte Variable bietet sich hierbei die optische

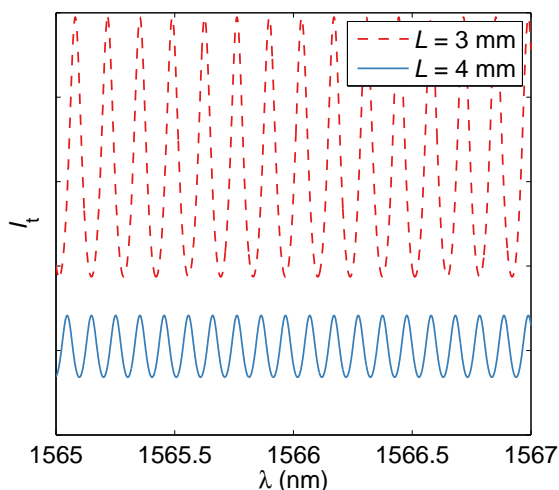


Abbildung 6.5 Transmissionsspektrum I_t eines 3 mm bzw. 4 mm langen Fabry-Pérot-Oszillators mit einem Gruppenindex $n_g = 3$. Um die Oszillationen im Plot unterscheiden zu können, wurden außerdem verschieden große Dämpfungen angenommen.

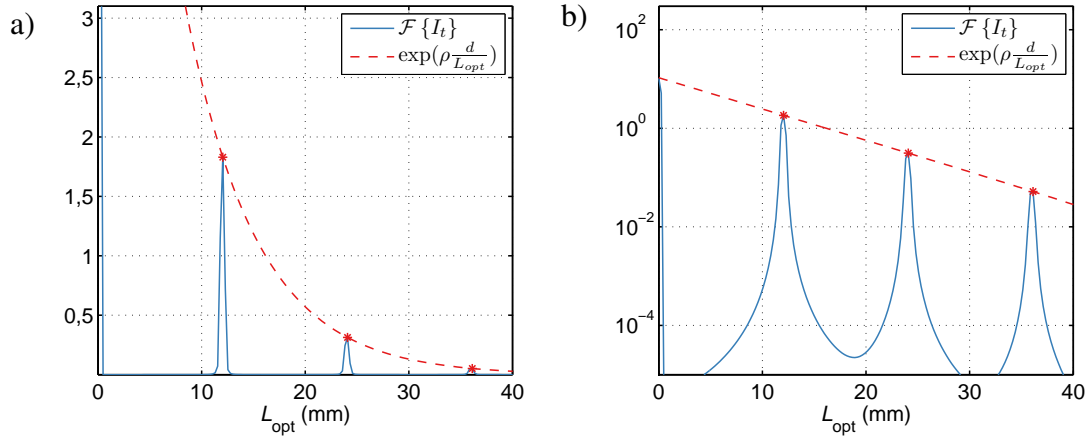


Abbildung 6.6. Fouriertransformierte eines der in Abbildung 6.5 dargestellten Spektren ($L = 4$ mm) in linearer a) bzw. semilogarithmischer Darstellung b). Bei Vielfachen der optischen Weglänge $L_{\text{opt}} = 12$ mm treten deutliche Maxima auf. Die Höhe dieser Maxima fällt exponentiell mit $\exp(\rho d/L_{\text{opt}})$ ab.

Weglänge $L_{\text{opt}} = n_g L$ an. Die Fouriertransformierte des Spektrums ergibt sich aus:

$$\mathcal{F}\{I_t\}(d) = \int I_t(k) e^{i\pi d k} dk \quad (6.2)$$

Betrachtet man $I_t(k)$ als eine unendliche periodische Funktion, so ist ihre Fouriertransformierte eine Serie von Deltafunktionen bei ganzzahligen Vielfachen der optischen Länge L_{opt} gefaltet mit einer einhüllenden Exponentialfunktion. Vernachlässigt man die komplexe Phase der Fouriertransformierten $\mathcal{F}\{I_t\}$ und betrachtet nur ihren Betrag $|\mathcal{F}\{I_t\}|$ so ergibt sich [113]

$$|\mathcal{F}\{I_t\}(d)| = \sum_i \delta(d - iL_{\text{opt}}) T_0 e^{\rho \frac{d}{L_{\text{opt}}}} \quad (6.3)$$

mit

$$T_0 = \frac{(1-R)^2 A^2}{1-R^2 A} \quad (6.4)$$

und

$$\rho = \ln(RA). \quad (6.5)$$

Die Fouriertransformierte $|\mathcal{F}\{I_t\}(d)|$ einer der betrachteten Kavitäten ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Man erkennt deutlich die Maxima bei ganzzahligen Vielfachen der optischen Länge L_{opt} . Um den exponentiellen Abfall zu verdeutlichen ist weiterhin die Einhüllende $\exp(\rho \frac{d}{L_{\text{opt}}})$ eingezeichnet. Bis hier wurde das Transmissionsspektrum des Wellenleiters als kontinuierliches Signal betrachtet. Dies entspricht allerdings nicht dem Experiment. Im Experiment wird das Transmissionsspektrum nicht kontinuierlich sondern mit einer diskreten Auflösung von $\Delta\lambda$ gemessen. Daraus ergibt sich eine maximal auflösbare optische Länge L_{max} von

$$L_{\text{max}} = \frac{\lambda_0^2}{2\Delta\lambda} \quad (6.6)$$

Des Weiteren hat das gewählte Messfenster eine endliche Breite. Bei der Fouriertransformation wird die Fensterfunktion (im einfachsten Fall eine Rechteckfunktion) mit dem zu untersuchenden Signal gefaltet. Hierdurch kann es unter anderem zu einem Fehler bei der Bestimmung der Peakhöhe kommen [114]. Diesem kann durch die Wahl einer geeigneten Fensterfunktion entgegen gewirkt werden. In der Literatur gibt es eine Vielzahl verschiedener Fensterfunktionen mit unterschiedlichen Vor- und Nachteilen [115]. Für die hier beschriebene Anwendung hat sich ein „Flattop“-Fenster³⁴ als am geeignetsten erwiesen [115].

Auswerten der Fouriertransformierten

Das Produkt RA kann aus dem Verhältnis des i -ten und $(i + 1)$ -ten Maximums

$$RA = \frac{\mathcal{F}\{I_t\}_{\max i+1}}{\mathcal{F}\{I_t\}_{\max i}} \quad (6.7)$$

bestimmt werden. Wenn R aus anderen Messungen bzw. Simulationen bekannt ist, kann über

$$\alpha = -\frac{\ln A}{L} \quad (6.8)$$

die Dämpfung α bestimmt werden. Die Abschätzung der Messunsicherheit dieser Methode ist in Abschnitt A.3.1 im Anhang zu finden. Um zwischen α in mm^{-1} und dB mm^{-1} umzurechnen kann man sich folgender Formel bedienen

$$\alpha [\text{mm}^{-1}] = 10 \log_{10} e \alpha [\text{dB mm}^{-1}] = 4,343 \alpha [\text{dB mm}^{-1}]. \quad (6.9)$$

Falls in der Messung mehr als zwei Maxima sichtbar sind kann weiterhin die Einhüllende $\exp(\rho \frac{d}{L_{\text{opt}}})$ an die Maxima angefitet und so das Produkt RA mit höherer Zuverlässigkeit ermittelt werden.

Bestimmung des Gruppenindex n_g

Aus der Position der Maxima für die optische Länge L_{opt} lässt sich auf einfache Weise aus $L_{\text{opt}} = n_g \cdot L$ der Gruppenindex n_g zu

$$n_g = \frac{L_{\text{opt}}}{L} \quad (6.10)$$

bestimmen. Die geometrische Länge des Wellenleiters L wird hierzu durch Vermessen der Probe in einem optischen Mikroskop bestimmt. Die sich hierbei ergebende Messunsicherheit wird in Abschnitt A.3.2 im Anhang abgeschätzt.

6.3. Auswertung der Transmissionspektren von Racetrack-Resonatoren

Dieser Abschnitt widmet sich der Auswertung der Transmissionspektren eines Racetrack-Resonators. Abbildung 6.7 a) zeigt ein solches Transmissionspektrum. Neben den Fabry-Pérot-Oszillationen innerhalb des Bus-Wellenleiters lassen sich die Resonanzen des Resonators als

³⁴

$$w = a_0 - a_1 \cos\left(\frac{2\pi n}{N}\right) + a_2 \cos\left(\frac{4\pi n}{N}\right) - a_3 \cos\left(\frac{6\pi n}{N}\right) + a_4 \cos\left(\frac{8\pi n}{N}\right)$$

Fensterfunktion w , Anzahl der Messwerte im Messfenster N , Index des Messwerts innerhalb des Fensters n , $a_0 = 0,21557895$, $a_1 = 0,41663158$, $a_2 = 0,277263158$, $a_3 = 0,083578947$ und $a_4 = 0,006947368$ [115]

besonders tiefe Abfälle der Transmission erkennen. Zwei dieser Einbrüche sind in Abb. 6.7 b) vergrößert dargestellt. Den Abstand zwischen zwei Resonanzen nennt man den freien Spektralbereich (FSR³⁵).

Der Gruppenindex n_g lässt sich mit Hilfe des Gesamtumfangs des Racetrack-Resonators $U_{RT} = 2L + 2\pi r$ über

$$n_g = \frac{\lambda_0^2}{\text{FSR} \cdot U_{RT}} \quad (6.11)$$

aus dem freien Spektralbereich FSR bestimmen. Aus der Breite der Resonanz (FWHM³⁶) lässt sich über

$$Q_{\text{mess}} = \frac{\lambda_0}{\text{FWHM}} \quad (6.12)$$

der Gütefaktor Q_{mess} bestimmen. In Abb. 6.7 c) wird eine einzelne Resonanz und ihre Breite dargestellt. Es ist zu beachten, dass die Darstellung in einer logarithmischen Einheit (dBm) erfolgt. Folglich liegt das halbe Maximum ca. 3 dBm oberhalb des Minimums. Sowohl die Bestimmung des freien Spektralbereichs als auch die Bestimmung der Breite der Resonanz lassen sich mit Hilfe von MATLAB³⁷ automatisieren (sofern die Resonanzen ausreichend stark ausgeprägt sind).³⁸ So ist es möglich den Gruppenindex und die Güte des Resonators über einen breiten Spektralbereich zu berechnen. Abbildung 6.7 d) zeigt den so bestimmten spektralen Verlauf des Gruppenindexes, Abb. 6.7 den des Gütefaktors. Die Messpunkte in Abb. 6.7 d) unterhalb des klar zu erkennenden Trends ergeben sich, falls bei der Auswertung ein oder mehrere Resonanzen übersprungen werden. Die Punkte erscheinen dann bei ganzzahligen Teilen des eigentlichen Messwerts. Sie wurden für die weiteren Auswertungen ignoriert.

Beim Betrachten der Werte des gemessenen Gütefaktors in Abb. 6.7 fällt eine starke Wellenlängenabhängigkeit auf. Dies liegt darin begründet, dass für den Resonator zwei verschiedene Verlustmechanismen gibt, die jeweils mit einem Gütefaktor verknüpft sind. Zum einen gibt die Dämpfung α innerhalb der den Resonator bildenden Wellenleiter. Sie korrespondiert mit einem internen Gütefaktor Q_{int} . Der andere Verlustmechanismus sind die Verluste an den Bus-Wellenleiter Q_{ext} [117]. Diese beiden Gütefaktoren addieren sich zum gemessenen Gütefaktor Q_{mess} gemäß

$$\frac{1}{Q_{\text{mess}}} = \frac{1}{Q_{\text{int}}} + \frac{1}{Q_{\text{ext}}}. \quad (6.13)$$

Durch die Wellenlängenabhängigkeit der Kopplung zwischen Resonator und Bus-Wellenleiter, die in Abschnitt 7.5 genauer diskutiert wird, ändert sich der Wert von Q_{ext} , was die Änderung des gemessenen Gütefaktors Q_{mess} erklärt. Gemäß Gleichung 6.13 gilt für den gemessenen Gütefaktor $Q_{\text{mess}} < Q_{\text{int}}$. Die Dämpfung α lässt sich somit über

$$\alpha < \frac{2\pi n_g}{Q_{\text{mess}} \lambda_0} \quad (6.14)$$

nach oben abschätzen. (Nach [118] gefunden in [119]). Mit Gleichung 6.11 ergibt sich

$$\alpha < \frac{2\pi}{U_{RT}} \frac{\lambda_0}{\text{FSR} Q_{\text{mess}}}. \quad (6.15)$$

³⁵engl. Free Spectral Range

³⁶Halbwertsbreite engl. Full Width at Half Maximum

³⁷www.mathworks.com

³⁸Zum Auffinden der Extrema wurde die MATLAB-Routine PeakFinder von Nathanael Yoder verwendet [116].

6.3. Auswertung der Transmissionspektren von Racetrack-Resonatoren

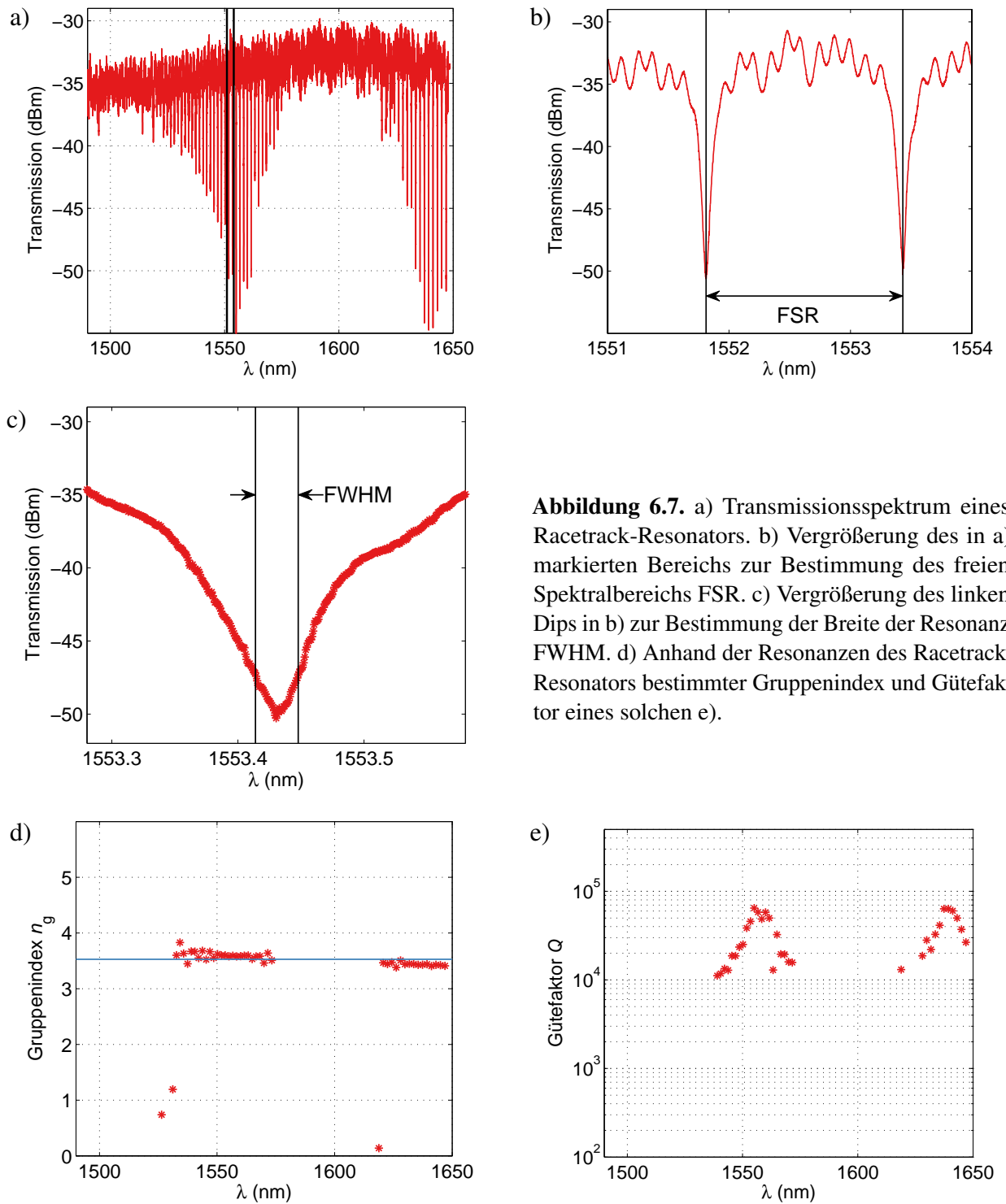


Abbildung 6.7. a) Transmissionspektrum eines Racetrack-Resonators. b) Vergrößerung des in a) markierten Bereichs zur Bestimmung des freien Spektralbereichs FSR. c) Vergrößerung des linken Dips in b) zur Bestimmung der Breite der Resonanz FWHM. d) Anhand der Resonanzen des Racetrack-Resonators bestimmter Gruppenindex und Gütefaktor eines solchen e).

6.3.1. Kombination der Messungen an verschiedenen Resonatoren

Wie in Abbildung 6.7 a) auffällt, erstrecken sich die Resonanzen nicht über den gesamten gemessenen Spektralbereich. Dies lässt sich auf die Wellenlängenabhängigkeit der Kopplung zwischen Bus-Wellenleiter und Resonator zurückführen. Die genauere Diskussion dieses Phänomens findet sich in Abschnitt 7.5 ab Seite 70. Entsprechend ergeben sich Lücken im in Abb. 6.7 d) gezeigten Verlauf des Gruppenindex n_g und bei der Bestimmung des Gütefaktors in Abb. 6.7 e).

Um dennoch Werte für den gesamten messbaren Wellenlängenbereich bestimmen zu können, wurden Resonatoren mit unterschiedlichen Kopplungsbereichen auf einer Probe hergestellt³⁹ und die Messungen an diesen verschiedenen Resonatoren kombiniert. Abbildung 6.8 a) zeigt, dass sich so fast im gesamten untersuchten Spektralbereich Resonanzen finden. In Abbildung 6.8 b) wurden die aus den Messungen in Abb. 6.8 a) bestimmten Gruppenindizes n_g dargestellt. Es lassen sich, bis auf kleine Lücken, Messwerte für den gesamten zur Verfügung stehenden Spektralbereich bestimmen.

Man erkennt weiterhin, dass die aus den verschiedenen Proben gewonnen Werte dem allgemeinen Trend folgen. Dies bedeutet zum Einen, dass das hier beschriebene Verfahren zur Auswertung der Resonanzen angewandt werden kann. Zum Anderen bedeutet dies, da der Gruppenindex von den Querschnitten der Wellenleiter die die einzelnen Resonatoren bilden bestimmt wird, dass dieser sich zwischen den verschiedenen Resonatoren auf einer Probe nicht ändert.

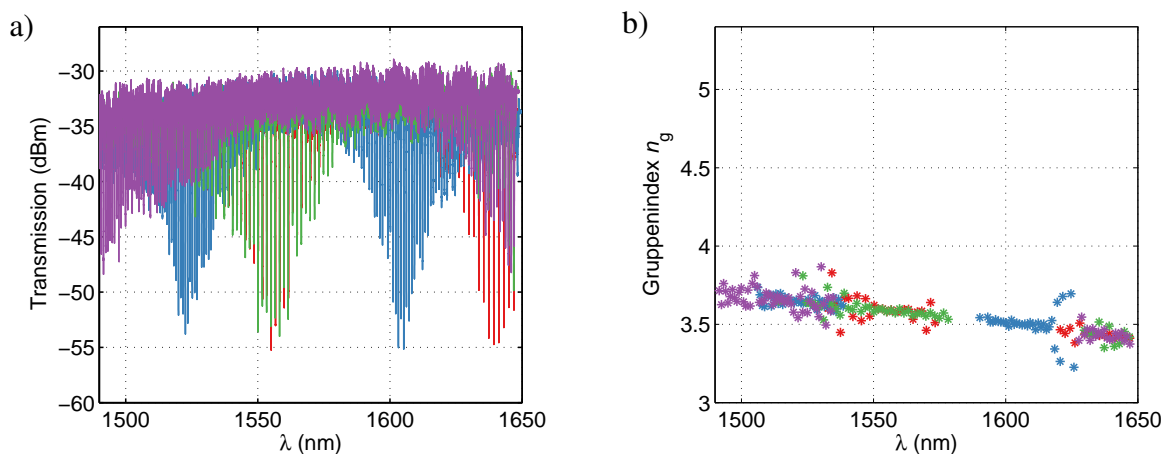


Abbildung 6.8. a) Überlagerung der Transmissionsmessungen an verschiedenen Racetrack-Resonatoren mit gleichem Wellenleiterquerschnitt b) aus a) ermittelte Gruppenindizes.

³⁹Ein Überblick über die Parameter der verschiedenen Resonatoren findet sich im Anhang ab Seite 121.

7. Messungen an Referenzwellenleitern

Vor der Untersuchung von Schlitzwellenleitern wurden als Referenz Proben sowohl mit geraden Streifenwellenleitern ($440\text{ nm} \times 220\text{ nm}$) als auch Resonatoren aus diesen Wellenleitern hergestellt und untersucht. Motivation hierzu war zum einen der spätere Vergleich mit den Proben mit Schlitzwellenleitern. Zum anderen der Vergleich der mittels der in Abschnitt 6.2 und 6.3 beschriebenen Methoden bestimmten Messwerte. Dies ist bei Schlitzwellenleitern in dieser Art nicht möglich, da es durch den äußerst geringen Modenquerschnitt unmöglich ist Licht direkt in diese einzukoppeln. Die Ergebnisse der Transmissionsmessungen an diesen Proben werden im Anschluss dargestellt.

7.1. Gerade Wellenleiter

Neben den Strukturen mit Racetrack-Resonatoren wurden auf den Proben auch gerade Wellenleiter mit dem gleichen Querschnitt hergestellt. Mit ihrer Hilfe ist es möglich, die mit der Fabry-Pérot-Methode bestimmten Werte mit denen die aus den Resonanzen gewonnen wurden zu vergleichen.

Um die linearen Eigenschaften der Wellenleiter zu ermitteln wurden, mit Hilfe des in Abschnitt Abb. 6.1 skizzierten Messaufbaus Transmissionsmessungen durchgeführt. Abbildung 7.1 a) zeigt ein so aufgenommenes Spektrum. Wie man sieht, liegt die gemessene Transmission zwischen dem Aus- und Eingang des optischen Komponententesters durchgehend bei ca. -35 dBm . Man erkennt über den gesamten Spektralbereich eine deutliche Oszillation des gemessenen Signals um diesen Wert herum.

Zur genaueren Betrachtung wurde in Abb. 7.1 b) ein schmaler Spektralbereich aus Abb. 7.1 a) herausgegriffen. Hier sieht man eine schnelle Oszillationen mit einer Periodizität von ca. $0,5\text{ nm}$. Die aus der in Abb. 7.1 a) dargestellten Messung, mittels des in Abschnitt 6.2 vorgestellten Verfahrens, bestimmten Gruppenindizes n_g und Dämpfungskonstanten α sind in Abb. 7.2 a) und Abb. 7.2 b) zu sehen.

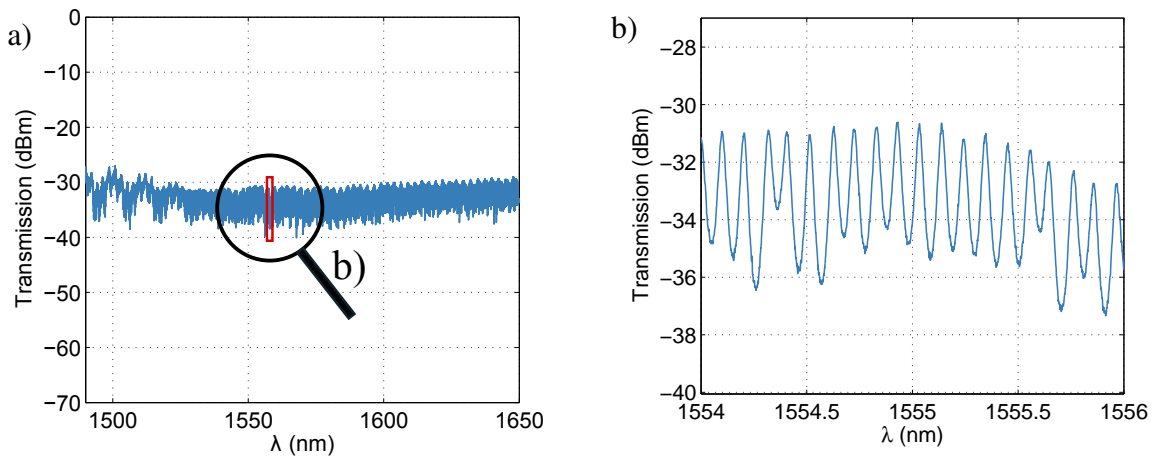


Abbildung 7.1. a) Transmissionsspektrum eines 440 nm breiten Streifenwellenleiters. Die Transmission des Wellenleiters liegt für den gesamten Spektralbereich bei ca. -35 dBm. Diagramm b) zeigt einen ca. 2 nm breiten Ausschnitt. Man erkennt deutlich die Oszillationen innerhalb des Wellenleiters.

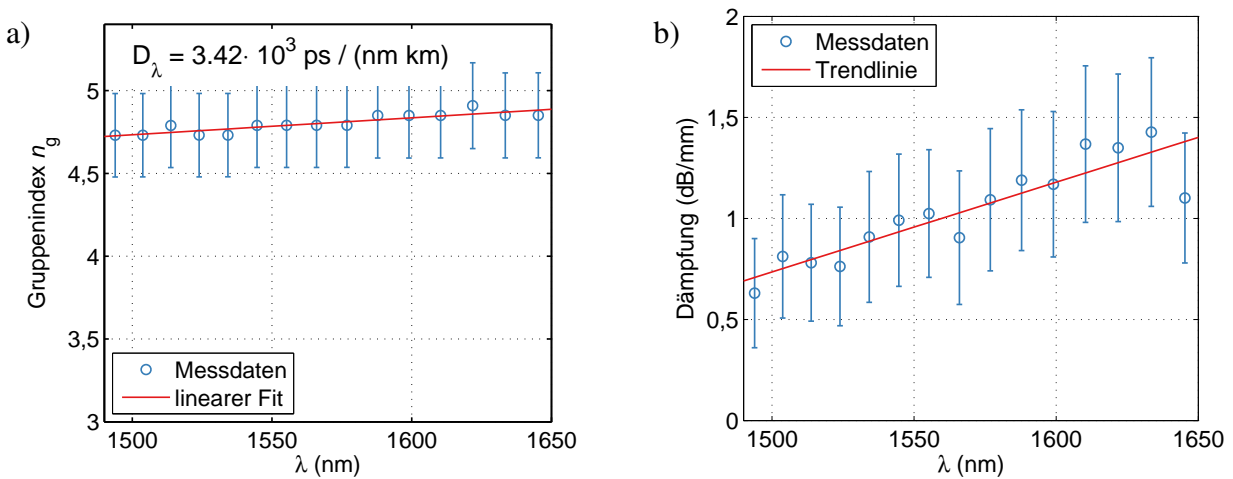


Abbildung 7.2. Diagramm a) zeigt den aus Abb. 7.1 a) mittels des in 6.2 beschriebenen Verfahrens bestimmten Gruppenindex des Wellenleiters. Dieser liegt durchgehend bei ca. 4,7. Der im Graph vermerkte Dispersionsparameter D_λ wurde aus einem linearen Fit der Gruppenindizes bestimmt. Die Dämpfung des Wellenleiters ist in Diagramm b) dargestellt. Die Dämpfung steigt von ca. $0,75$ dB mm^{-1} bei 1490 nm auf ca. $1,25$ dB mm^{-1} bei 1640 nm.

7.2. Messungen an Racetrack-Resonatoren aus Referenzwellenleitern

Abbildung 7.3 zeigt die Transmissionsspektren verschiedener Racetrack-Resonatoren aus Referenzwellenleitern. Diese Einbrüche in der Transmission können als Resonanzmoden des Racetrack-Resonators gesehen werden. Wohingegen die schnellen Oszillationen als Fabry-Pérot-Resonanzen innerhalb des Bus-Wellenleiters, ähnlich denen in einfachen Streifen-Wellenleitern [108], identifiziert werden können. Weiterhin fällt auf, dass die tiefen Einbrüche im Spektrum im Bereich um 1590 nm verschwinden. Dies hängt vermutlich mit unterschiedlich starker Kopplung zwischen Wellenleiter und Resonator zusammen. Dieser Aspekt wird später ausführlich in Abschnitt 7.5 diskutiert.

Die aus diesen Spektren mit Hilfe der in Abschnitt 6.3 vorgestellten Verfahren bestimmten Gruppenindizes und Gütefaktoren der Resonatoren sind in Abb. 7.4 zu sehen. In den einzelnen Graphen wurden die Messungen an verschiedenen Resonatoren zusammen dargestellt. Zwischen

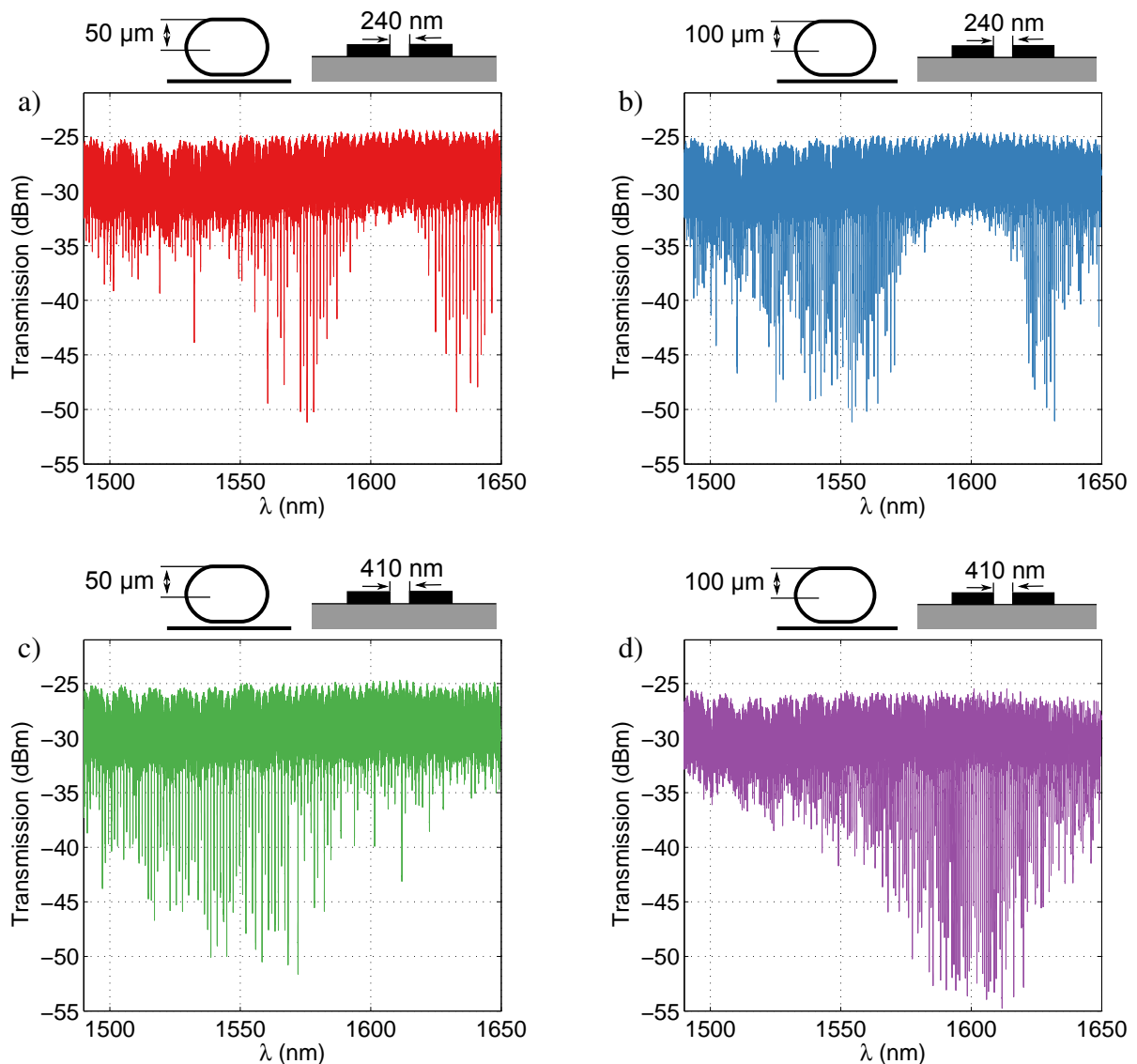


Abbildung 7.3. Transmissionsmessungen an verschiedenen Racetrack-Resonatoren aus 440 nm breiten Streifen-Wellenleitern. Neben schnellen Oszillationen über den gesamten Spektralbereich lassen sich auch mehrere sehr tiefe Einbrüche der Transmission erkennen.

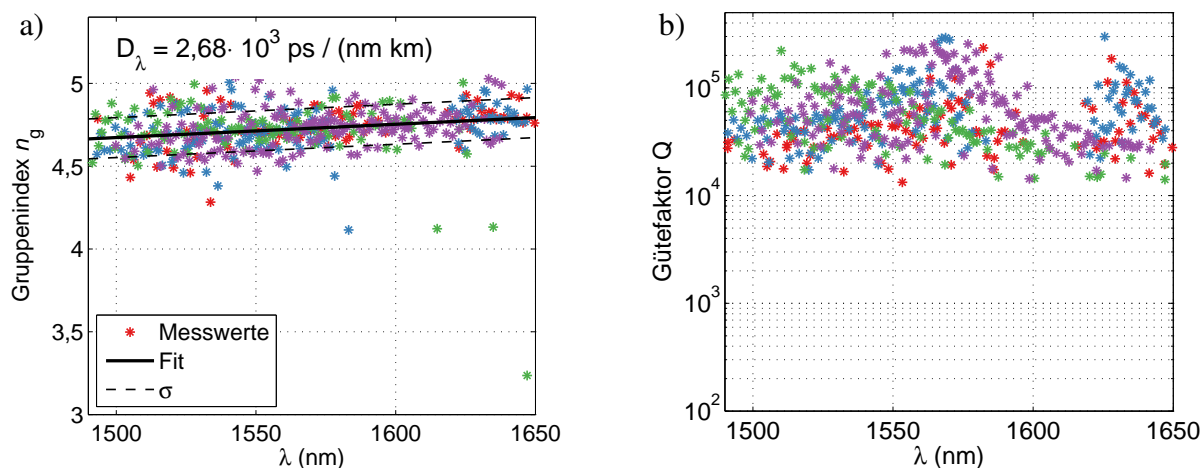


Abbildung 7.4. Aus den in Abb. 7.3 gezeigten Messungen ermittelte Parameter der Racetrack-Resonatoren aus Streifen-Wellenleitern.

den verschiedenen Proben wurden sowohl die Durchmesser der Resonatoren als auch der Abstand zwischen Bus-Wellenleiter und Resonator variiert. (Siehe dazu Abschnitt A.7.1 auf Seite 121 im Anhang.) Betrachtet man die Messpunkte für die Gruppenindizes, so liegen diese für alle gemessenen Resonatoren dicht beieinander. Das Variieren der genannten Parameter hat also, wie zu erwarten, keinen Einfluss auf den Gruppenindex der Wellenleiter. Hieraus lässt sich schließen, dass es zwischen den verschiedenen Resonatoren auf einer Probe keine Unterschiede im Bezug auf den Querschnitt der Wellenleiter gibt. Betrachtet man in Abb. 7.4 b), den Gütefaktor einzelner Resonatoren, so lassen sich einzelne Maxima und bzw. korrespondierende Minima erkennen.

7.3. Vergleich der mittels verschiedener Methoden ermittelten Parameter

Gruppenindex

In Abbildung 7.5 a) werden die in den vorangegangenen Abschnitten experimentell ermittelten Gruppenindizes mit denen, die mit Hilfe von COMSOL bestimmt wurden, verglichen. Die Unsicherheit bei der Berechnung des Verlaufs des Gruppenindex ergibt sich aus der Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Abmaße des Wellenleiters (vgl. Abschnitt 5.5 auf Seite 55 und Tabelle A.7.1 auf Seite 121). Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung der beiden gemessenen Kurven sowohl untereinander als auch mit der Simulation.

Dämpfung

In Abbildung 7.5 b) werden die mittels der Fabry-Pérot-Methode und aus den Resonanzen der Racetrack-Resonatoren bestimmten Dämpfungswerte miteinander verglichen. Die durch die beiden Methoden ermittelten Werte unterscheiden sich verhältnismäßig stark voneinander.

Fazit

Es zeigt sich, dass die mittels der verschiedenen Methoden ermittelten Werte für den Verlauf der Gruppenindizes sehr gut übereinstimmen. Dies ist insbesondere wichtig, da bei den im Folgenden

untersuchten Wellenleitern die Fabry-Pérot-Methode nicht benutzt werden kann. Bei den in Abschnitt 7.4 untersuchten beschichteten Streifenwellenleitern wurden diese nicht auf voller Länge beschichtet⁴⁰. Durch den nur geringen Unterschied zwischen den Phasenindizes im beschichteten und unbeschichteten Bereich des Wellenleiters ergeben sich nur sehr geringe Reflektionen am Übergang, womit sich keine messbaren Fabry-Pérot-Resonanzen im beschichteten Bereich beobachten lassen.

Bei den Schlitzwellenleitern verhält es sich so, dass die Wellenleiter-Mode lateral nur eine sehr kleine Ausdehnung besitzt (vgl. Abb. 4.7 Seite 38). Hierdurch gibt es nur eine sehr geringe Überlappung mit der äußeren Anregung durch eine belinste Glasfaser. Es lässt sich also kein Licht direkt einkoppeln.

Was die Dämpfung im Wellenleiter angeht, so zeigt sich nur eine sehr geringe Übereinstimmung der mittels der verschiedenen Methoden bestimmten Werte. Dies lässt sich dadurch begründen, dass die Bestimmung der Dämpfung im Allgemeinen deutlich schwieriger ist als die Bestimmung der Gruppenindizes. Bei der Bestimmung der Gruppenindizes müssen lediglich die den gefundenen Peaks entsprechenden optischen Längen L_{opt} bzw. die Zentralwellenlänge der Dips bestimmt werden, was mit hoher Genauigkeit möglich ist. Zur Bestimmung der Dämpfung müssen dagegen jeweils Amplituden ermittelt werden. Dies ist in der Regel mit einer deutlich größeren Unsicherheit behaftet und führt wiederum zu einer größeren Unsicherheit bei der Bestimmung der Dämpfungswerte. Weiterhin stellen die hier dargestellten Dämpfungswerte, falls sie aus den Racetrack-Resonanzen gewonnen wurden, wie in Abschnitt 6.3 diskutiert, nur eine Bestimmung der oberen Grenze für die

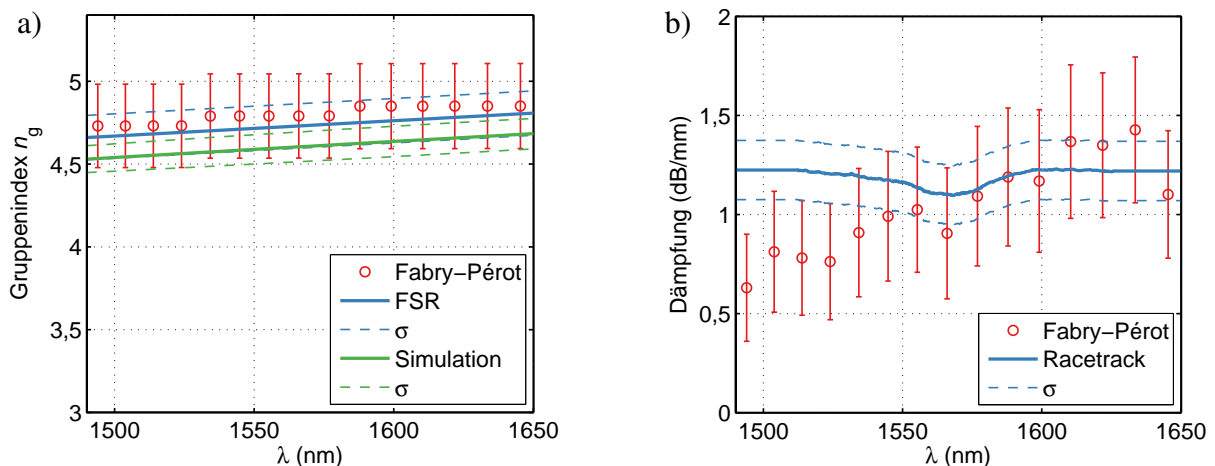


Abbildung 7.5. a) Vergleich der mittels der Fabry-Pérot-Methode (vgl. Abb. 7.2 a)), aus dem freien Spektralbereich FSR (vgl. Abb. 7.4 a)) ermittelten und der per FEM-Simulation bestimmten Gruppenindizes von Streifenwellenleitern. Die Bestimmung der Unsicherheit der Fabry-Pérot-Methode ist in A.3.2 beschrieben. Der Vertrauensbereich der aus dem freien Spektralbereich ermittelten Werte ergibt sich aus der Standardabweichung der Werte. Die Unsicherheit bei den per Simulation bestimmten Werten ergibt sich aus der Unsicherheit bei der Bestimmung der Geometrie der Wellenleiter (vgl. Abb. 5.11). b) Vergleich der mittels der Fabry-Pérot-Methode und aus den Resonanzen der Racetrack-Resonators bestimmten Dämpfungswerte. Die Abschätzung der Unsicherheit der mittels der Fabry-Pérot-Methode bestimmten Werte findet sich in Abschnitt A.3.1. Der Vertrauensbereich der aus den Resonanzen ermittelten Werte ergibt sich aus ihrer Streuung (vgl. Abb. 7.4).

⁴⁰Falls die Wellenleiter nach dem Polieren bis zum Ende beschichtet werden, so werden auch die Koppelfacetten mit beschichtet und eine Einkopplung in die Wellenleiter gelingt nicht mehr. Die Beschichtung vor dem Sägen und Polieren schließt sich aus, da die verwendete Poliersuspension die Beschichtung angreift.

Dämpfung innerhalb des Resonators dar.

	Fabry-Pérot	FSR
$\frac{\text{GVD}_\lambda}{\text{ps}/(\text{nm km})}$	$3,42 \cdot 10^3$	$2,68 \cdot 10^3$

Tabelle 7.1. Vergleich der mittels verschiedener Methoden bestimmten Gruppengeschwindigkeitsdispersionsparameters.

7.4. Messungen an Chalkogenid-Glas beschichteten Racetrack-Resonatoren aus Streifenwellenleitern

Abbildung 7.6 zeigt die Transmission desselben Resonators wie in Abb. 7.3 nach dem Beschichten mit As_2S_3 . In beiden zeigen sich sowohl schnelle Oszillationen innerhalb des Bus-Wellenleiters als auch tiefe Einbrüche durch die Resonanzen innerhalb des Resonators. Vergleicht man diese mit den vorherigen Messungen in Abb. 7.3 so fallen sofort Unterschiede auf. Diese werden in Abschnitt 7.6 näher diskutiert.

Die aus der in Abb. 7.6 ermittelten Parameter der Resonatoren sind in Abb. 7.7 dargestellt. Für den Gruppenindex ergeben sich zu größeren Wellenlängen leicht fallende Werte von ca. 3,8.

7.5. Diskussion des Transmissionsverhaltens

Betrachtet man die in dieser Arbeit gezeigten Transmissionsmessungen von Racetrack-Resonatoren, so fällt deutlich auf, dass die Racetrack-Resonanzen nicht im gesamten gemessenen Wellenlängenbereich auftreten. Dieses Verhalten lässt sich in erster Linie durch die wellenlängenabhängige Variation der Kopplung zwischen Bus-Wellenleiter und Resonator erklären. Um dieses Verhalten zu beschreiben wird die Kopplungsstärke $|\kappa|$ in Gleichung 5.7 zu:

$$|\kappa|^2(\lambda) = \sin^2(L \Delta\beta(\lambda)/2) \quad (7.1)$$

angenommen. Dies wird durch das in Abb. 5.4 d) dargestellte Verhalten motiviert. Hier zeigt sich, wie im Kopplungsbereich die elektrische Feldstärke sinusförmig zwischen den beiden parallelen Wellenleitern oszilliert. Abbildung 7.8 a) zeigt $|\kappa|(\lambda)$ für $L = 50\mu\text{m}$. Die Werte für $\Delta\beta(\lambda)$ wurden wie in Abschnitt 5.2 mit Hilfe von COMSOL-Simulationen bestimmt. Die Parameter für den Wellenleiterquerschnitt wurden entsprechend Tabelle A.7.1 zu $w_{\text{wg}} = 440\text{nm}$ und $w_{\text{gap}} = 240\text{nm}$ gewählt. Es zeigt sich ein oszillatorisches Verhalten mit für große Wellenlängen kürzer werdender Periode. Dies lässt sich gut damit erklären, dass bei größeren Wellenlängen die Felder eines der parallelen Wellenleiter weiter zum anderen hin ausgedehnt sind und damit die Stärke der Kopplung zunimmt.

Die nach Gleichung 5.7 transmittierte Leistung P_T ist in Abb. 7.8 b) für $r = 100\mu\text{m}$ und $\alpha = 1\text{dB mm}^{-1}$ dargestellt. Es zeigt sich ein dem gemessenen Verhalten sehr ähnliches Spektrum. Es kann also angenommen werden, dass das gemessene Verhalten auf die die Wellenlängenabhängigkeit der Kopplungsstärke zurückzuführen ist.

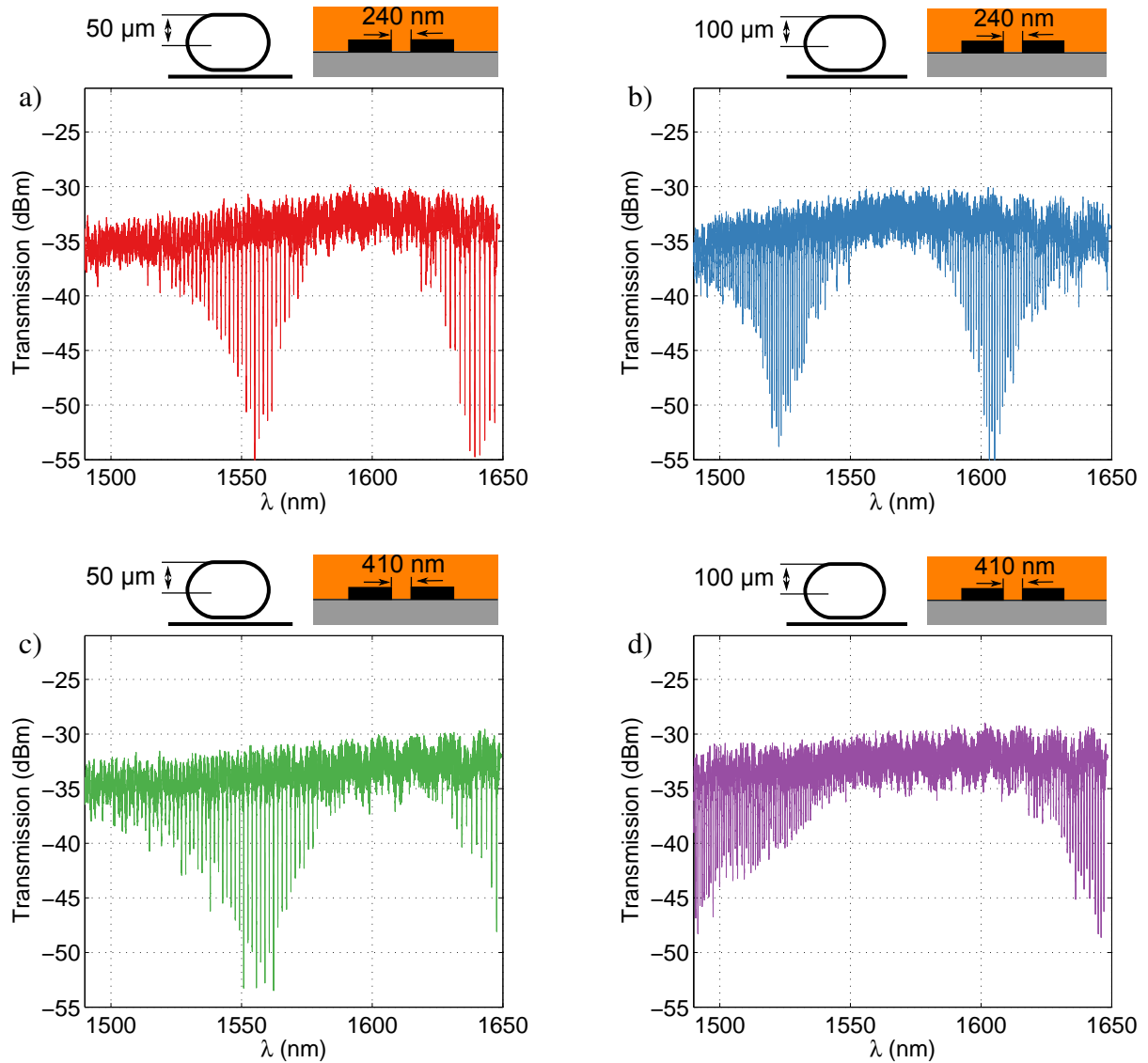


Abbildung 7.6. Transmissionsmessungen an beschichteten Streifen-Wellenleitern.

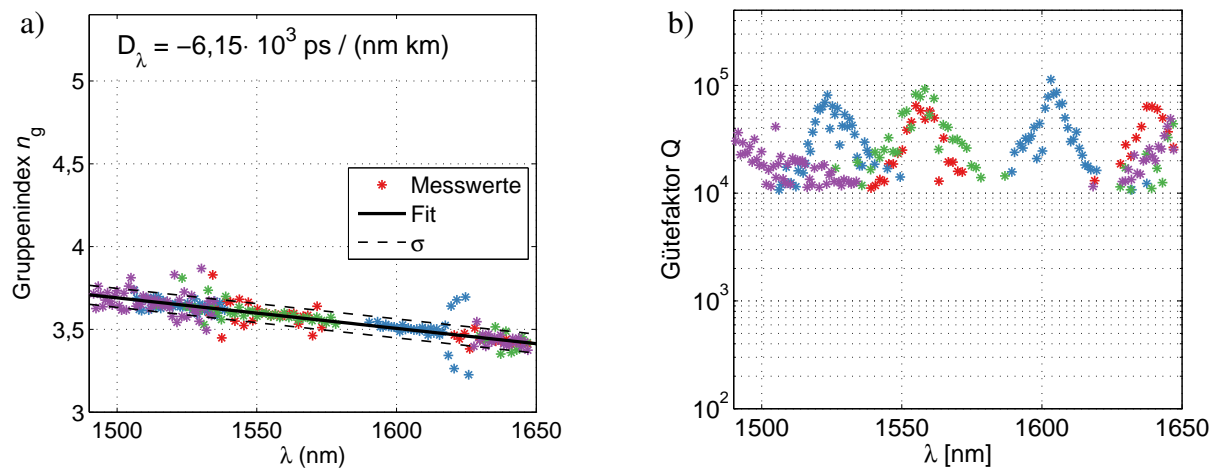


Abbildung 7.7. Aus den in Abb. 7.6 gezeigten Messungen ermittelte Parameter von mit As_2S_3 beschichteten Ringresonatoren aus Streifen-Wellenleitern.

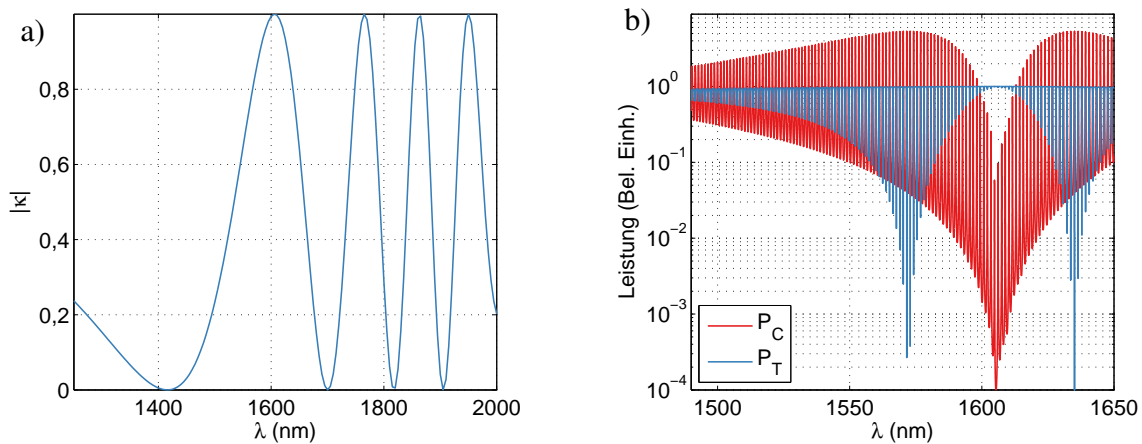


Abbildung 7.8. a) Aus Gleichung 7.1 bestimmte Wellenlängenabhängigkeit des Kopplungsparameters $|\kappa|$ im Bereich $1300 \text{ nm} < \lambda < 2000 \text{ nm}$. Die Geometrie der betrachteten Wellenleiter entspricht denen der in Abb. 7.3 gezeigten Messung. Es ist ein stark oszillierendes Verhalten zu erkennen. Die Periodizität der Oszillationen nimmt mit zunehmender Wellenlänge ab. b) Mit Hilfe des in a) gezeigten Kopplungsparameters $|\kappa|$ nach Gleichung 5.10 bzw. 5.11 durch den Resonator Transmittede Intensität P_T und Intensität innerhalb des Resonators P_C .

7.6. Vergleich der linearen Eigenschaften unbeschichteter und beschichteter Silizium-Streifenwellenleiter

Abbildung 7.9 a) zeigt den unterschiedlichen Verlauf des Gruppenindex n_g für einfache Silizium-Streifenwellenleiter und solche die mit Arsensulfid beschichtet wurden. Wie man sieht, ändert sich der Gruppenindex der Wellenleiter durch das Beschichten drastisch. Er sinkt von ca. 4,7 auf 3,6 wobei sich außerdem das Vorzeichen der Gruppengeschwindigkeitsdispersion umkehrt.

Die Beschichtung wirkt sich neben dem Gruppenindex n_g auch auf die Güte der Resonatoren Q aus. Abbildung 7.9 b) zeigt exemplarisch den Vergleich des Gütefaktor eines Resonators mit $r = 50 \mu\text{m}$ und $w_{\text{gap}} = 240 \text{ nm}$ vor und nach dem Beschichten (vgl. Abb. 7.3 a) und Abb. 7.6 a)). Zunächst fällt auf, dass die bestimmten Werte vor dem Beschichten stärker streuen als danach. Wenn man die Resonanzen in Abb. 7.3 a) mit denen in Abb. 7.6 a) vergleicht, bemerkt man, dass die Tiefe der Resonanzen in Abb. 7.3 a) deutlich stärker schwankt als in 7.6 a). Dies wirkt sich auf die auf die ermittelten Q -Faktoren aus. Weiterhin lässt sich erkennen, dass die gemessenen Gütefaktoren durch das Beschichten leicht absinken. Dies kann durch den verminderten Brechungsindexkontrast zwischen Wellenleiter und Umgebung erklärt werden.

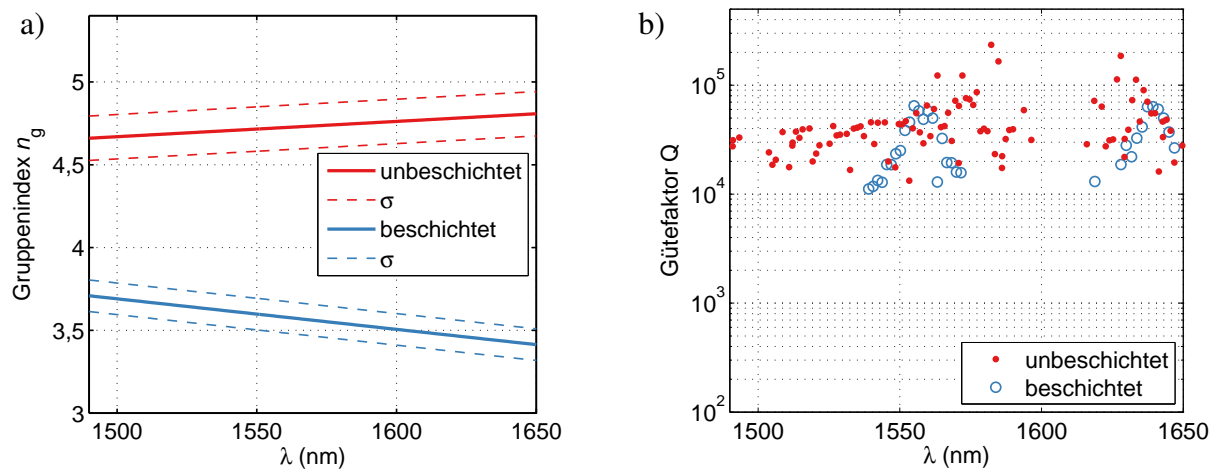


Abbildung 7.9. Vergleich des Gütefaktors Q a) von beschichteten und unbeschichteten Streifenwellenleitern. b) Vergleich des Verlaufs der Gruppenindizes von unbeschichteten und beschichteten Silizium-Streifenwellenleitern. Der Vertrauensbereich der Ergebnisse ergibt sich hierbei aus der Streuung der Messwerte.

8. Transmissionsmessungen an Resonatoren aus Slot-Wellenleitern

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Transmissionsmessungen an verschiedenen Resonatoren, die durch die Kombination von Streifenwellenleitern und Racetracks aus Schlitzwellenleitern gebildet werden dargestellt (vgl. Abb. 5.6). Um den Einfluss der Beschichtung und des Temperns der Beschichtung auf die Transmissionseigenschaften der Resonatoren zu untersuchen, wurden Messungen an den Proben in unterschiedlichen Stadien der Herstellung durchgeführt.

- Luftgefüllte Schlitzwellenleiter
- Mit As_2S_3 beschichtete Schlitzwellenleiter
- Getemperte Schlitzwellenleiter

Zur Veranschaulichung des Wellenleiterquerschnitts sei auf die Abbildungen 5.9 a), 5.9 b) und 5.9 d) verwiesen. Die getemperten Proben stellen die für das Vierwellenmischen optimierten Hybridwellenleiter dar.

8.1. Slot-Wellenleiter mit luftgefüllten Slots

Abbildung 8.1 zeigt die Ergebnisse der Transmissionsmessungen an den verschiedenen Resonatoren aus Silizium-Schlitz-Wellenleitern nach ihrer Herstellung⁴¹. Alle Proben zeigen ein Transmissions-signal von ca. -30 dB. Bei allen Proben treten schnelle Oszillationen im gesamten Wellenlängenbereich auf. Diese lassen sich auf Oszillationen im Bus-Wellenleiter zurückführen. In Abb. 8.1 zeigen sich weiterhin starke Einbrüche der Transmission. Diese werden durch die Resonanzen der Racetrack-Resonatoren hervorgerufen. Die leichte Oszillation mit einer Periodizität von ca. 10 nm, die bei allen Messungen dieser Reihe auftritt, liegt vermutlich daran, dass bei den Messungen die Polarisationssebene des Lichts nicht für alle Wellenlängen exakt horizontal eingestellt war. Es ist davon auszugehen, dass die Dämpfung der Proben für Polarisationsanteile in TM-Richtung größer als in TE-Richtung ist [108]. Die Proben wirken somit als Polarisationsfilter. Dies entspricht einer Konfiguration, wie sie bei den in Abb. 6.4 gezeigten Messungen benutzt wurde. Ein weiterer Hinweis ist die Übereinstimmung der Periodizität dieser Oszillationen mit der bei den Messungen zur Justage der Polarisation beobachteten. Abbildung 8.2 zeigt mit Hilfe der in Abschnitt 6.3 beschriebenen Methode bestimmte Gruppenindizes a) und Gütefaktoren b). Es fällt auf, dass die Anzahl der Datenpunkte im Bereich um 1550 nm verhältnismäßig dünn ist. Dies ist darin begründet, dass sich nur bei zwei der Resonatoren zur Auswertung geeignete Resonanzen finden. Dieser Umstand ist dem Design der Proben geschuldet. Die Proben, die im Fall von luftgefüllten Slots keine deutlichen Resonanzen zeigen, sind diejenigen, deren Parameter auf den gefüllten Fall abgestimmt wurden.

⁴¹Die relevanten Probenparameter sind in den Graphen angegeben. Weitere Parameter finden sich in Tabelle A.7.2 im Anhang.

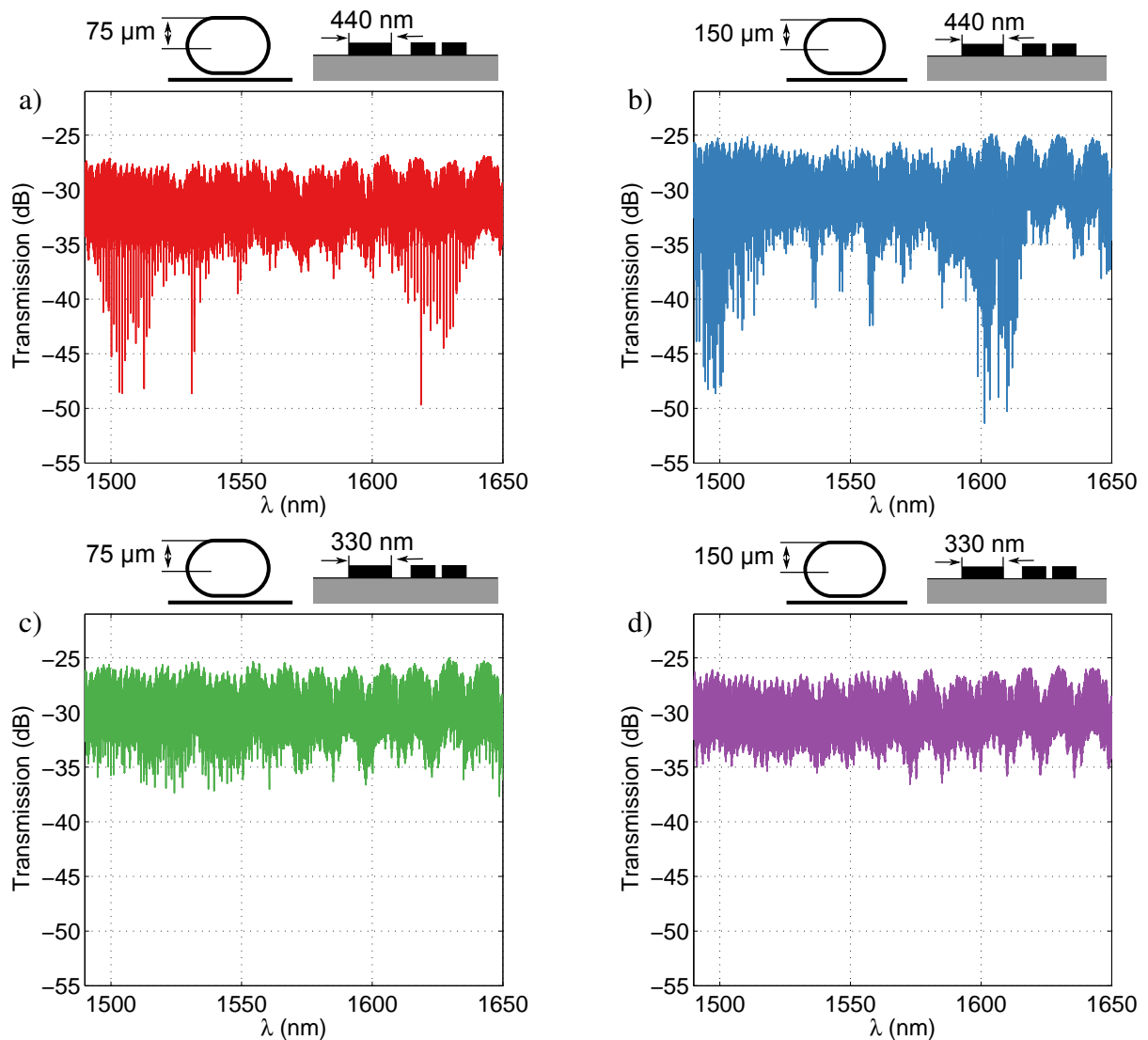


Abbildung 8.1. Transmissionsmessungen an Silizium-Slot-Resonatoren nach der Herstellung. Es sind Transmissionsdaten der einzelnen Resonatoren mit den angegebenen Parametern dargestellt. Wie sich erkennen lässt, bilden sich lediglich für die Resonatoren bei denen der Bus-Wellenleiter eine Breite von 440 nm hat Resonanzen aus. Weiterhin fallen leichte Oszillationen der Einhüllenden der Transmissionskurve auf. Diese lassen sich auf eine nicht vollständig horizontal eingestellte Polarisation bei der Messung zurückführen.

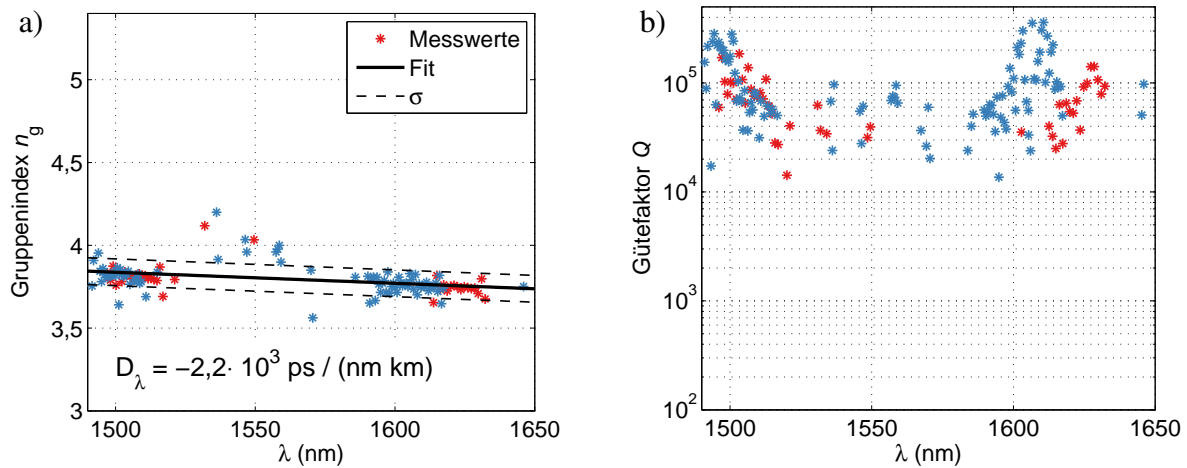


Abbildung 8.2. Aus den in Abb. 8.1 a) und b) bestimmte Gruppenindizes und Gütefaktoren. Die Farbwahl entspricht der in Abb. 8.1.

8.2. Messungen an mit Arsensulfid beschichteten Slot-Wellenleitern

Die Ergebnisse der Transmissionsmessungen an mit Arsensulfid beschichteten Race-track-Resonatoren sind in Abb. 8.3 dargestellt. Im Vergleich zu den Messungen an unbeschichteten Wellenleitern zeigen sich deutlicher ausgeprägte Resonanzen in den Bus-Wellenleitern. Weiterhin fällt auf, dass das Transmissionsverhalten bei allen Resonatoren über den gesamten Wellenlängenbereich homogener erscheint. Dies lässt darauf schließen, dass es bei dieser Messreihe besser gelungen ist, die Polarisation des eingekoppelten Lichts parallel zur Probenebene auszurichten.

Betrachtet man zunächst nur die Messungen in Abb. 8.3 a) und b), so lässt sich erkennen, dass sich die Wellenlängenbereiche, in denen Resonanzen der Racetrack-Resonatoren auftreten, deutlich gegenüber denen direkt nach der Herstellung (Abb. 8.1) verschoben haben. Dies ist sicherlich auf die Beeinflussung der Kopplung zwischen Bus-Wellenleiter und Resonatoren durch die Beschichtung zurückzuführen.

Bei der in Abb. 8.3 c) dargestellten Messung zeigt sich am deutlichsten ein Unterschied zu der vorherigen Messung an der unbeschichteten Probe (Abb. 8.1 c)). Während vor dem Beschichten Resonanzen allenfalls zu erahnen waren treten diese nun deutlich hervor. Das Beschichten hat auch hier sicherlich einen starken Einfluss. Allerdings ist dieses Verhalten insoweit verwunderlich, da es bei den in Abb. 8.1 c) und Abb. 8.3 c) gezeigten Messungen nicht auftritt. Die beiden Resonatoren unterscheiden sich lediglich im Durchmesser des Resonators und nicht in der Geometrie des Koppelbereichs.

Die Ergebnisse der Auswertung der Messungen in Abb. 8.3 a) – c) sind in Abb. 8.4 dargestellt. Es zeigt sich, dass die Gruppenindizes der einzelnen Messungen auf einer Geraden liegen (Abb. 8.4). Es ergibt sich ein Dispersionsparameter D_λ von $-2,3 \times 10^3 \text{ ps nm}^{-1} \text{ km}^{-1}$. Die Gütefaktoren der Resonatoren sind in Abb. 8.4 b) dargestellt. Sie liegen im Bereich einiger 10000 bis zu einigen 100000.

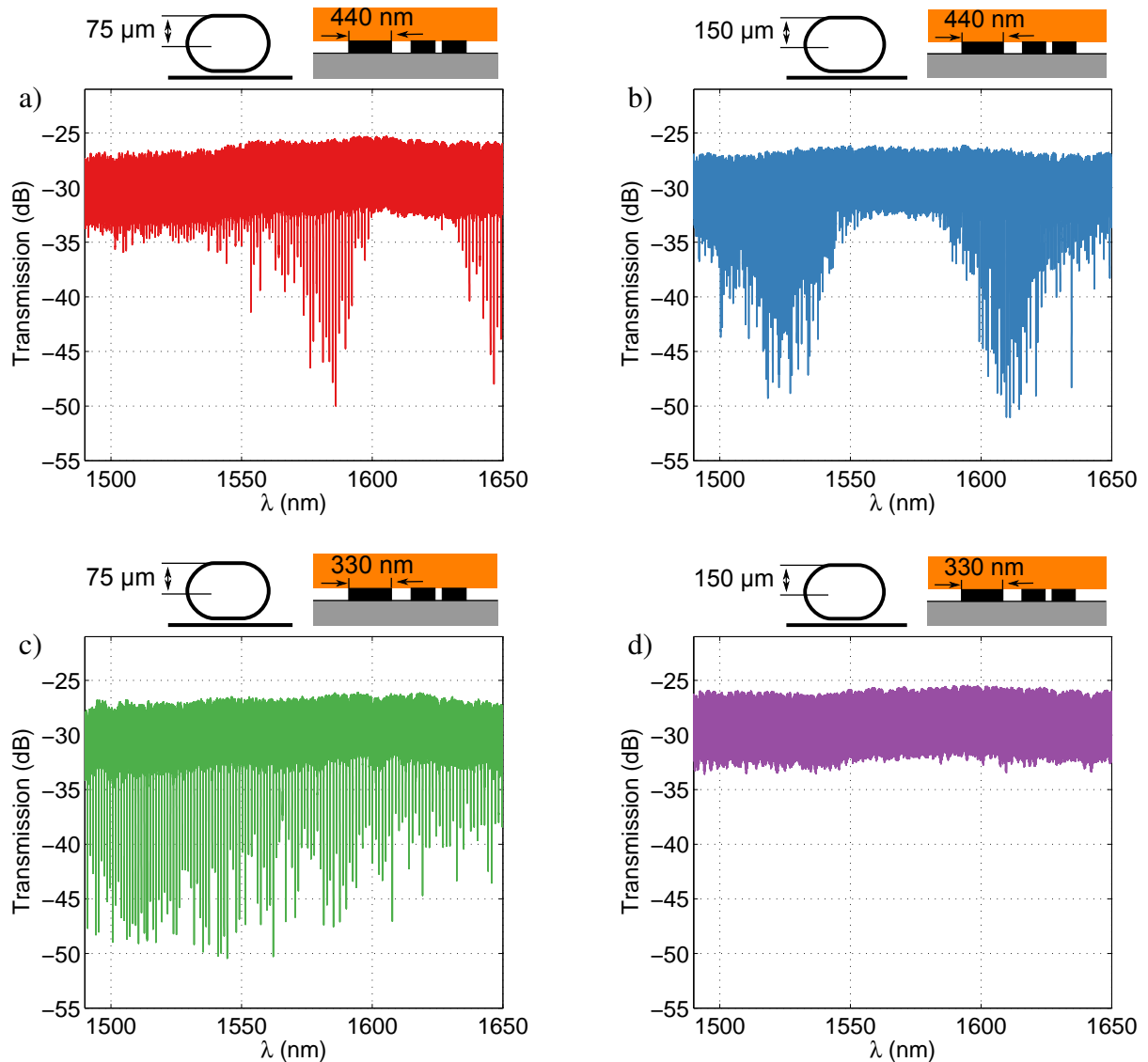


Abbildung 8.3. Ergebnisse von Transmissionsmessungen an den Resonatoren aus Abb. 8.1 nach dem Bedampfen (vgl. Abb. 5.9 b)). Die Resonanzen in a) und b) sind gegenüber den entsprechenden in Abb. 8.1 leicht verschoben. In dem in c) dargestellten Resonator bilden sich nach dem Bedampfen erstmals Resonanzen aus. In dem in d) dargestellten Resonator sind nach wie vor keine Resonanzen zu erkennen.

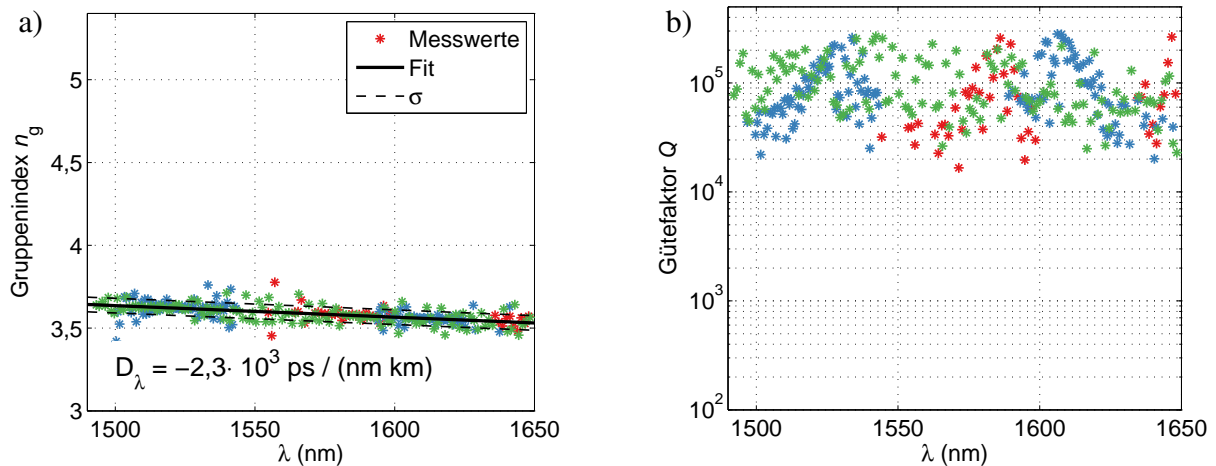


Abbildung 8.4. Aus den in Abb. 8.3 a) – c) gezeigten Messungen ermittelte Gruppenindizes a) und Gütefaktoren b) von mit Arsensulfid beschichteten Racetrack-Resonatoren.

8.3. Messungen an getemperten Slot-Wellenleitern

Die Ergebnisse der Transmissionsmessungen an den Hybrid-Resonatoren nach dem Tempern sind in Abb. 8.5 dargestellt. Es ergibt sich ein ähnliches Transmissionsverhalten wie bei den Messungen nach dem Beschichten. Die Lage der Racetrack-Resonanzen in Abb. 8.5 a) und b) ist gegenüber den vorherigen Messungen abermals verschoben. Neben einer leichten Verschiebung zu größeren Wellenlängen fällt auf, dass die Minima zueinander verschoben sind. Die Messungen in Abb. 8.5 c) zeigen nun über den gesamten Spektralbereich tiefe Minima. Die Racetracks in Abb. 8.5 d) zeigen nach wie vor keinerlei Resonanzen der Resonatoren.

Abbildung 8.6 zeigt die aus den Messungen in Abb. 8.5 ermittelten Gruppenindizes a) und Gütefaktoren. Es ergeben sich Gruppenindizes im Bereich um 3,5 mit einem Gruppenindexdispersionsparameter von $-2,9 \times 10^3 \text{ ps nm}^{-1} \text{ km}^{-1}$. Weiterhin fällt auf, dass die Werte deutlich weniger streuen als die in Abb. 8.2 c) und 8.4 c). Dieses Verhalten zeigt sich auch bei den Ergebnissen für die Gütefaktoren (Abb. 8.6 b)) Die Gütefaktoren der Proben liegen nach wie vor im Bereich zwischen einigen 10000 und einigen 100000. Es fallen insbesondere die sich aus der Messung in Abb. 8.5 c) ergebenden, gleichmäßig hohen Gütefaktoren von ca. 100000 auf.

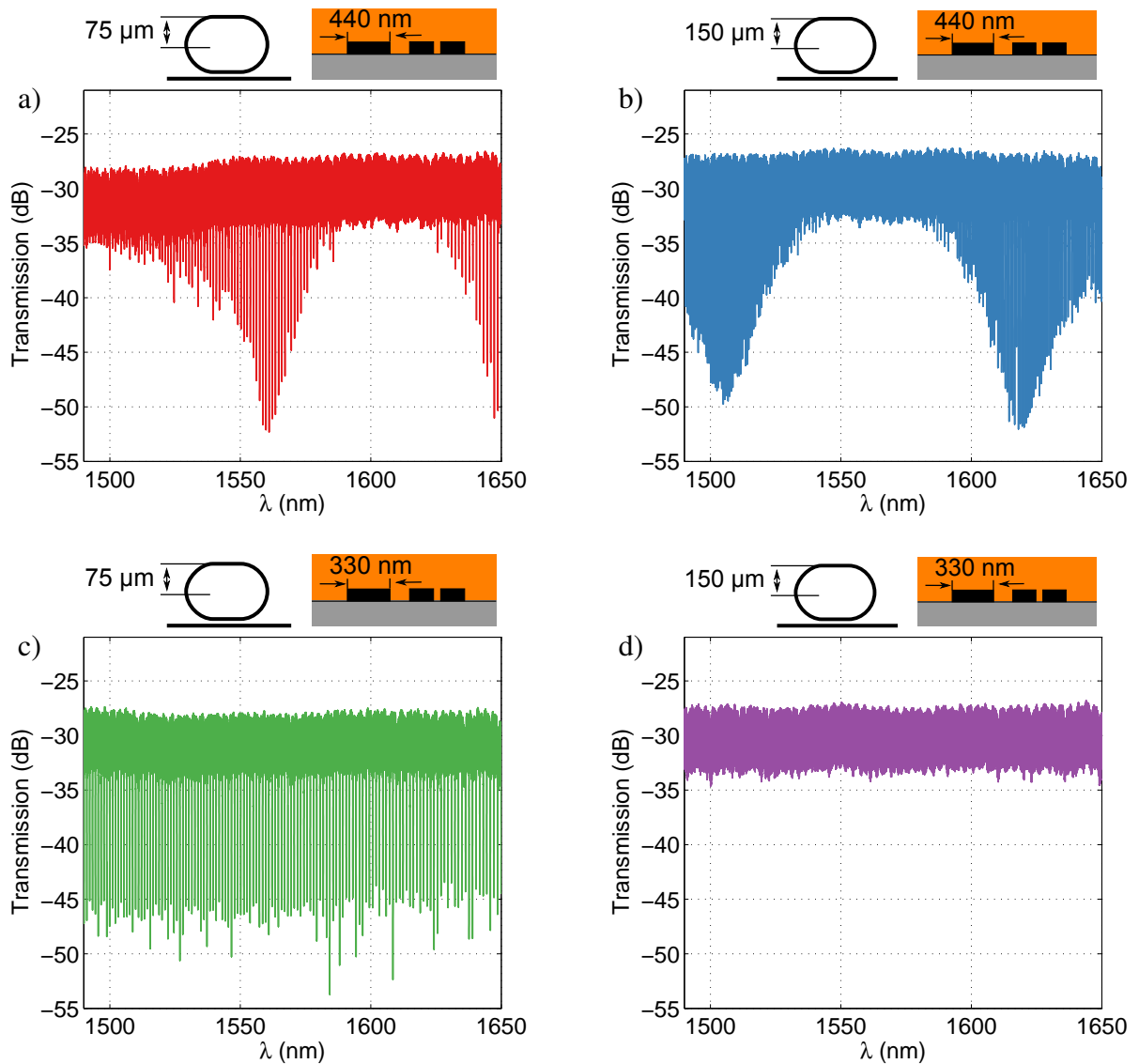


Abbildung 8.5. Transmissionsmessungen der untersuchten Resonatorserie nach dem Tempern mit dem in Abschnitt 5.4 beschriebenen Verfahren (vgl. Abb. 5.9 d)). Die Resonanzen in a) und b) sind gegenüber denen in Abb. 8.3 abermals verschoben. Weiterhin treten diese in allen Messungen deutlich stärker hervor. In den Messungen in d) sind nach wie vor keinerlei Resonanzen zu erkennen.

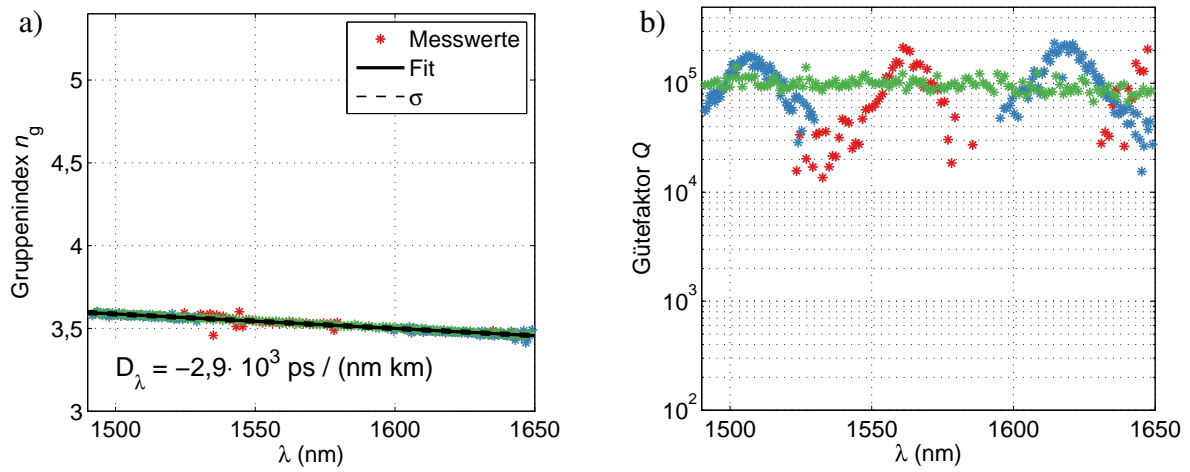


Abbildung 8.6. Aus den Messungen in Abb. 8.5 a) - c) ermittelte Parameter von mit Arsensulfid beschichteten und getemperten Racetrack-Resonatoren aus Slot-Wellenleitern.

9. Diskussion der linearen Eigenschaften von Slot-Resonatoren

9.1. Transmissionsverhalten

Betrachtet man das Transmissionverhalten der Racetrack-Resonatoren in Abb. 8.1 a), b), Abb. 8.3 a), b) und Abb. 8.5 a), b) so fällt zuallererst auf, dass die Resonanzen nicht im gesamten Spektralbereich auftreten. Dies liegt wie in Abschnitt 7.5 diskutiert an der Wellenlängenabhängigkeit der Kopplung zwischen Bus-Wellenleiter und Resonator.

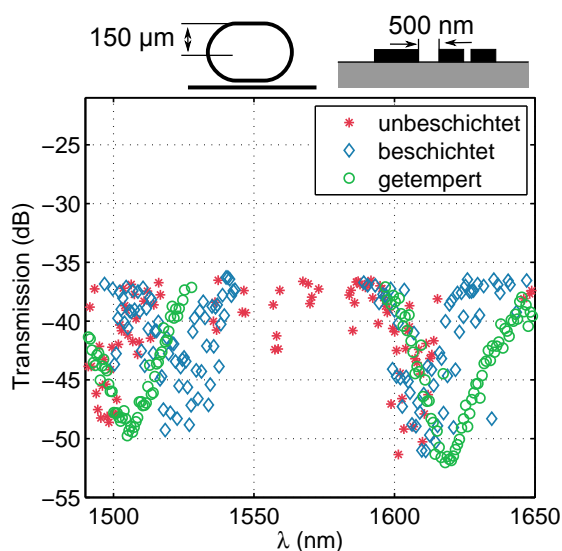
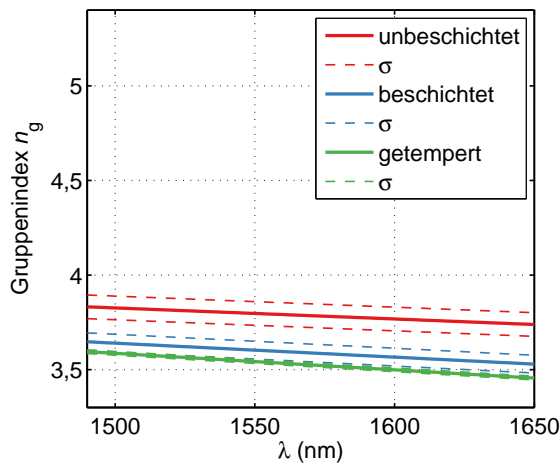


Abbildung 9.1 Vergleich des Transmissionsverhaltens eines ausgewählten Resonators nach der Herstellung, dem Beschichten und dem Tempern. Es wurden jeweils nur die Minima der Transmission innerhalb eines bestimmten Intervalls dargestellt. Die Behandlung der Probe zeigt einen deutlichen Einfluss auf das Transmissionsverhalten der Probe.

Beim Vergleich der Messungen an den Proben nach den einzelnen Prozessschritten erkennt man, dass neben dem Beschichten auch das anschließende Tempern einen Einfluss auf das Transmissionsverhalten der Proben zeigt. Um dieses vergleichen zu können, wurden in Abb. 9.1 die Einhüllenden der in den verschiedenen Messungen an dem Resonator mit einem Radius von $r = 150\mu\text{m}$ und einer Breite des Bus-Wellenleiters von 440 nm auftretenden Resonanzen dargestellt. Neben der wegen der Änderung des Brechungsindex zwischen den Wellenleitern zu erwartenden Änderung des spektralen Verhaltens durch das Beschichten zeigt sich außerdem ein deutlicher Einfluss des Temperns. Der Einfluss des Temperns kann mit zwei Effekten erklärt werden.

Zum einen zeigt sich, dass nach dem Bedampfen die Struktur der Wellenleiter nicht vollständig gefüllt ist (vgl. Abb. 5.9). Es ist davon auszugehen, dass dies durch das Tempern unter 50 bar Argondruck vollständig erreicht werden kann (vgl. Abb. 5.9 d)).

Weiterhin ist aus der Literatur bekannt, dass das Tempern der Proben einen Einfluss auf den Brechungsindex von Arsensulfid hat [120]. Das Arsensulfid ist nach dem Bedampfen nicht vollständig polymerisiert. Dies geschieht während des Temperns, wodurch sich der Brechungsindex ändert. *Todorov et al.* berichten von einer Brechungsindexzunahme von As_2S_3 -Schichten von bis zu $0,1$ [120]. Diese Änderung hat sowohl einen Einfluss auf die Dispersionsrelation der Wellenleiter als auch auf das spektrale Verhalten des Kopplungsbereichs.



Probe	$\frac{D_\lambda}{10^3 \text{ps}/(\text{nm km})}$
unbeschichtet	-2,2
beschichtet	-2,3
getempert	-2,9

Abbildung 9.2. Vergleich der gemessenen Gruppenindizes von Slot-Wellenleitern nach der Herstellung, dem Bedampfen und nach dem Tempern.

9.2. Vergleich der Gruppenindizes und Gütefaktoren

Um den Effekt des Beschichtens und Temperns auf die Wellenleiter zu vergleichen, wurden in Abbildung 9.2 die Verläufe der in den vorherigen Abschnitten bestimmten Gruppenindizes geplottet. Es zeigt sich, dass durch die Behandlung der Wellenleiter der Gruppenindex der Wellenleiter von ca. 3,8 auf ca. 3,6 abfällt. Nicht nur das Beschichten auch das Tempern hat zweifelsohne einen Einfluss auf die Proben. Der Einfluss des Beschichtens lässt sich relativ einfach mit der Änderung des den Wellenleiter umgebenden Brechungsindex erklären. Beim Tempern sind zwei Effekte denkbar. Zum einen zeigte sich in Vorversuchen (vgl. Abschnitt 5.4), dass beim Bedampfen die Strukturen nicht vollständig gefüllt werden. Es ist also naheliegend, dass sowohl die Schlitze als auch die Kopplungsbereiche vor dem Tempern nicht vollständig gefüllt sind. Zum anderen führt die schon zuvor beschriebene Änderung des Brechungsindex durch das Tempern [120] zu einer Verschiebung der Dispersionsrelation und damit zu einer Änderung des Gruppenindexes.

Der Effekt des Beschichtens und des Temperns der Probe auf die Gütefaktoren der Resonatoren ist in Abb. 9.3 dargestellt. Es zeigt sich kein signifikanter Einfluss der Behandlung der Probe auf diese Parameter.

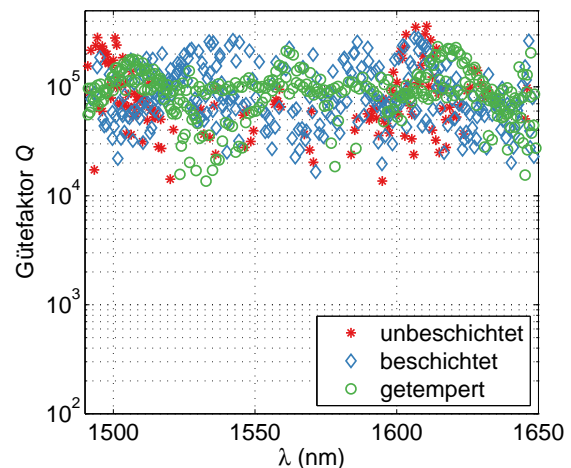


Abbildung 9.3 Vergleich der Gütefaktoren der Schlitzwellenleiterresonatoren bei verschiedenen Stadien der Herstellung. Es lässt sich kein gravierender Effekt feststellen. Eventuell hat das Tempern einen leichten positiven Einfluss auf den Gütefaktor.

10. Vierwellenmischen in Racetrack-Resonatoren

10.1. Konfiguration des Koppelmessplatzes zur Messung des Vierwellenmischens

Um das Vierwellenmischen in Wellenleitern zu messen, wurde der in Abbildung 10.1 skizzierte Aufbau benutzt. Mit Hilfe zweier durchstimmbarer fasergekoppelter Laser werden Laserstrahlen unterschiedlicher Wellenlänge und einer Leistung von ca. 5 dBm erzeugt. Diese Strahlen werden jeweils durch einen EDFA⁴² auf eine Leistung von bis zu 15 dBm bzw. 21 dBm verstärkt. Nachdem die Polarisation der Laser mit Hilfe zweier manueller Polarisationssteller (POL) eingestellt wurde, werden diese mit Hilfe eines Stahlteilers in einer Faser zusammengefügt. Hierbei sinkt die Laserleistung für beide Wellenlängen um 3 dB. Um das Rauschen der EDFAs zu unterdrücken wird ein Bandpassfilter benutzt. Die Ein- und Auskopplung erfolgt wie in Abschnitt 6.1 beschrieben durch zwei belinste Fasern. Mit Einkoppelverlusten von 6 dB [108] und den Verlusten an den Fasersteckern ergibt sich eine im Wellenleiter geführte Leistung von ca. 10 dBm. Zur Messung des Spektrums hinter der Probe wird ein optischer Spektrum Analysator (OSA) verwendet. Die genauen technischen Spezifikationen der Geräte sind im Anhang im Abschnitt A.11 aufgeführt.

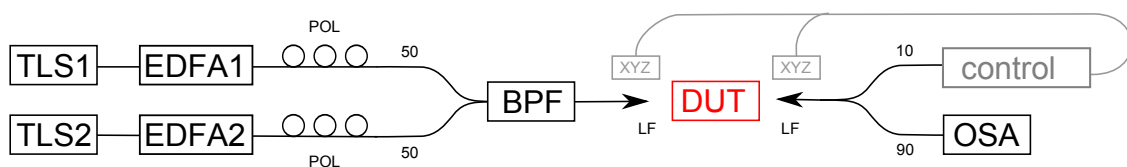


Abbildung 10.1. Konfiguration des Koppelmessplatzes zur Messung des Vierwellenmischens. TLS1,TLS2: Durchstimmbare Laser; EDFA1,EDFA2: Erbiumdotierte Faserverstärker; BPF: Bandpassfilter; POL: Polarisationssteller; XYZ: Faser Positionierung; LF: Belinste Faser; DUT: Probe, control: Elektronik zur Optimierung und Stabilisierung der Ein- und Auskopplung OSA: optischer Spektrum Analysator

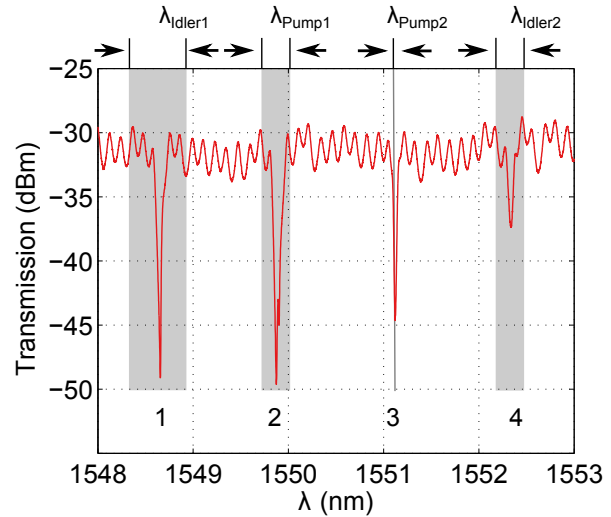
10.2. Vierwellenmischen in Referenzwellenleitern

In diesem Abschnitt soll der Einfluss der Resonanzen eines Racetrack-Resonators auf das Vierwellenmischen untersucht werden. Hierzu wurde die bereits in Abschnitt 10.1 vorgestellte Versuchsanordnung verwendet. Als Versuchsobjekt wurde ein Racetrack-Resonator aus einem 500 nm breiten Streifen-Wellenleiter verwendet ($L = 50 \mu\text{m}$, $r = 50 \mu\text{m}$).

Abbildung 10.2 zeigt das zuvor mittels des in 6.1 vorgestellten Aufbaus gemessene, lineare Transmissionsspektrum des untersuchten Resonators im relevanten Spektralbereich. Es lassen

⁴²Erbium dotierter Faserverstärker engl.: erbium doped fiber amplifier

Abbildung 10.2 Ausschnitt des Transmissionspektrums des untersuchten Racetrack-Resonators ($L = 50 \mu\text{m}$, $r = 50 \mu\text{m}$). Die vier für das entartete Vierwellenmischen verwendeten Resonanzen sind klar zu erkennen. Die erste Pump-Wellenlänge (λ_{Pump1}) wird im schraffierten Bereich variiert. Die zweite Pump-Welle (λ_{Pump2}) wird konstant an gezeigter Position belassen. Die Bereiche, in denen die beiden Idler-Wellen ($\lambda_{\text{Idler1,2}}$) erwartet werden, sind ebenfalls hinterlegt.



sich deutlich vier Resonanzen (1-4) erkennen. Um den Einfluss dieser vier Resonanzen auf das Vierwellenmischen zu untersuchen, wurden die beiden Pumpwellenlängen ($\lambda_{\text{pump1,2}}$) so gewählt, dass sie in den beiden Resonanzen 2 und 3 liegen. Die beiden mittels Vierwellenmischen erzeugten Idler-Wellen liegen dann in den beiden Resonanzen 1 und 4. Nun wird λ_{pump1} im Bereich von $\pm 150 \text{ pm}$ um die Resonanz 2 variiert, wobei λ_{pump2} konstant gehalten wird. (Der Variationsbereich wurde in Abb. 10.2 grau hinterlegt.) Aus Gleichung 4.18 lässt sich mit $\omega = 2\pi c/\lambda$ Position der beiden Idler-Wellen $\lambda_{\text{idler1,2}}$ über

$$1/\lambda_{\text{Idler1}} = 2/\lambda_{\text{Pump1}} - 1/\lambda_{\text{Pump2}}. \quad (10.1)$$

$$1/\lambda_{\text{Idler2}} = 2/\lambda_{\text{Pump2}} - 1/\lambda_{\text{Pump1}} \quad (10.2)$$

bestimmen. In den Gleichungen 10.1 und 10.2 übernehmen die beiden Pump-Wellen abwechselnd die Rolle der Pump- bzw. Signal-Welle. Aus den Gleichungen (10.1) und (10.2) ergibt sich, dass der von λ_{Idler1} überstrichene Wellenlängenbereich größer ausfällt als der von λ_{Idler2} . Dies liegt daran, dass die aktiv variierte Wellenlänge λ_{pump1} in Gl. 10.2 stärker eingeht als in Gl. 10.1. Die während der Messreihe eingestellte Leistung beträgt 15 dBm für Pump_1 und 21 dBm für Pump_2 . Das vollständige Transmissionspektrum der untersuchten Proben kann Abb. 8.2 a) entnommen werden.

Abbildung 10.3 a) zeigt exemplarisch ein einzelnes gemessenes Spektrum. Es lassen sich die beiden Pumpwellen und zwei erzeugte Idler-Wellen erkennen. Der breite Untergrund unter den beiden Pumpwellen wird durch das Rauschen der EDFAs (ASE⁴³) und das Transmissionsverhalten des verwendeten Bandpassfilters bedingt. Der Untergrund bei ca. -100 dBm stellt das Rauschniveau der Messung im OSA dar.

Um den Einfluss der Resonanzen des Resonators auf das Vierwellenmischen zu untersuchen wurden in Abb. 10.3 b) die in mehreren Messungen ermittelten Intensitäten der Idler-Wellen und der variierten Pump-Welle über das lineare Transmissionspektrum geplottet. Es lässt sich ein deutlicher Zusammenhang zwischen den Resonanzen und den Intensitäten der Idler-Wellen erkennen. Bei genauem Hinschauen erkennt man, dass die Extrema im oberen Plot leicht gegenüber denen im unteren verschoben sind. Dies lässt sich mit der Erwärmung der Probe bei der Messung mit recht hoher Intensität begründen. Die Erwärmung der Probe kann sich über den thermo-optischen Effekt ($dn_{\text{Si}}/dT = 2 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ bei 300 K [121]) auf die Lage der Resonanzen auswirken. Eine weitere

⁴³verstärkte spontane Emission (engl. **amplified spontaneous emission**)

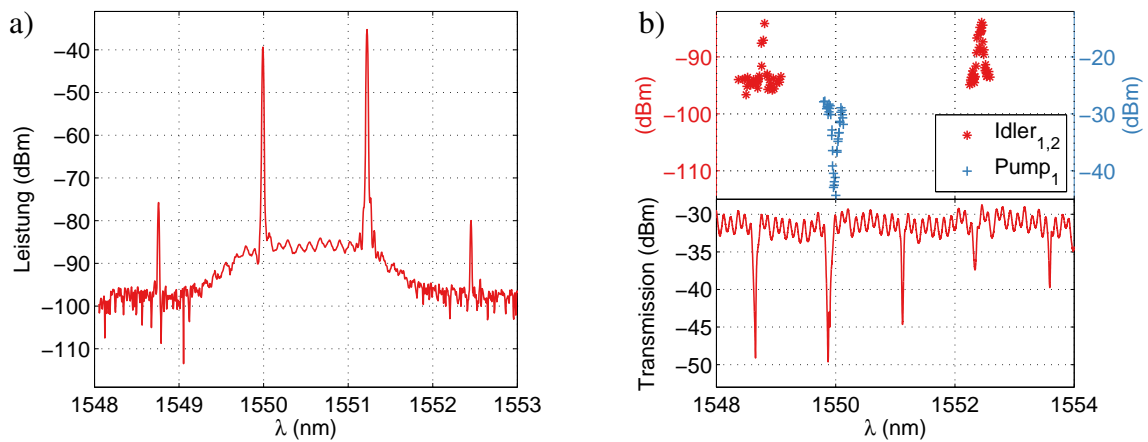


Abbildung 10.3. a) Einzelnes gemessenes Spektrum. Man erkennt sowohl die zwei Pump-Wellen als auch die beiden neu erzeugten Idler-Wellen. In b) werden die an verschiedenen Positionen gemessenen Pump- und Idler-Intensitäten mit dem linearen Transmissionspektrum verglichen.

Erklärung dieser Abweichung könnte die Ungenauigkeit der absoluten Wellenlängenbestimmung der bei den zwei verschiedenen Messungen verwendeten Geräte sein.

Weiterhin ergibt sich aus dem Vergleich des Verlaufs für die beiden Idler, dass ihre Intensität mehr mit der Position relativ zu „ihrer“ Resonanz als mit der Position von Pump₁ zusammenhängt. In Abb. 10.4 ist ein farbcodierter Plot der ganzen Messreihe zu sehen. Die Resonanz 2 kann bei einer Wellenlänge von ca. 1550 nm ausgemacht werden. Die beiden Idler-Wellen erscheinen um 1548,75 nm und bei 1552,5 nm. Durch die zuvor beschriebene größere Abhängigkeit von Idler₁ von der Variation der Pumpwelle $\Delta\lambda$ verschwindet diese deutlich schneller als Idler₂.

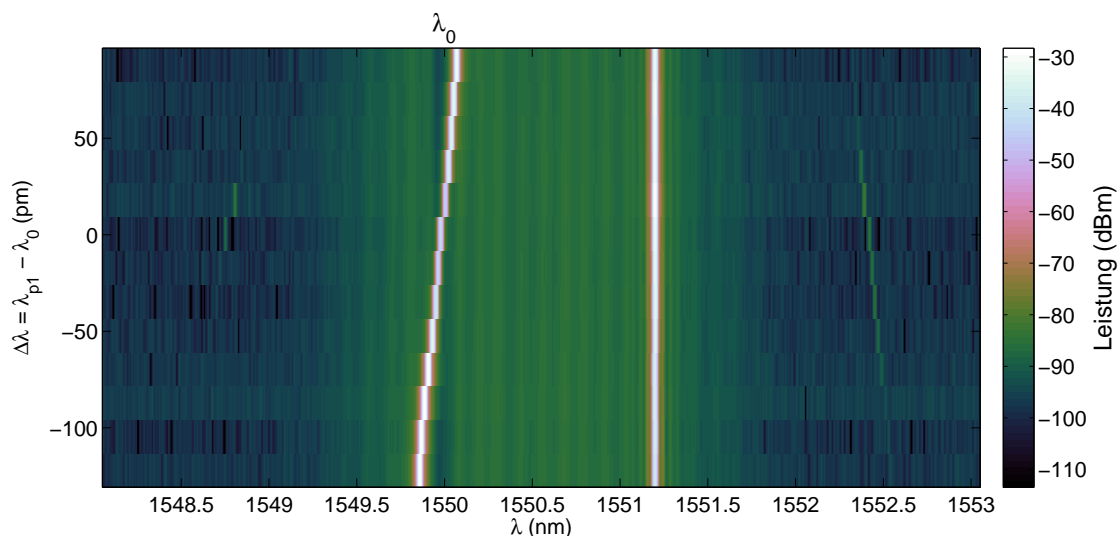


Abbildung 10.4. Farbliche Darstellung der Messung des Vierwellenmischens in einem Racetrack-Resonator aus einem Siliziumstreifenwellenleiter. In der Mitte des Bildes erkennt man die beiden Pumpwellen bei 1550 nm und 1551,25 nm. Im rechten Bildbereich lässt sich bei 1552,5 nm gut der Verlauf von Idler₂ erkennen. Idler₁ lässt sich in dieser Darstellung bei 1548,75 nm und in der Nähe von $\lambda_s - \lambda_0 = 0$ erkennen.

10.2.1. Leistung der Idler-Wellen und Konversionseffizienz

Abbildung 10.5 a) zeigt die gemessene Leistung der beiden Idler-Wellen in Abhängigkeit von der Differenz der Pumpwellenlänge zur Resonanz $\Delta\lambda$. Die Wellenlänge, bei der $\Delta\lambda = 0$ gilt, wurde in dieser Abbildung und in Abb. 10.5 b) so gewählt, dass sie mit dem Maximum der Leistung der Idler-Wellen zusammenfällt. Weiterhin wurden in dieser Grafik Messungen, bei denen die Pumpwellenlänge von kleinen zu großen Wellenlängen (\rightarrow) und Messungen, bei denen die Pumpwellenlänge in die andere Richtung (\leftarrow) verschoben wurde, zusammen dargestellt.

Es zeigt sich, dass die Leistung von Idler₂ deutlich in beiden Messreihen schneller abfällt als die von Idler₁. Dies hängt wie auf Seite 84 beschrieben damit zusammen, dass diese Idler-Wellenlänge schneller über die entsprechende Resonanz hinwegfährt. Die Leistung von Idler₁ weist bei ca. -75 pm ein Nebenmaximum auf. Dies könnte auf den Verlauf der Resonanz bei ca. 1550 nm in Abb. 10.3 b) zurückgeführt werden. Der ungleichmäßige Verlauf dieser Resonanz ergibt sich aus der Überlagerung einer Resonanz des Bus-Wellenleiters mit der des Racetracks. Es ergibt sich keine nennenswerte Abweichung zwischen den Werten die in den zwei verschiedenen Messreihen ermittelt wurden.

Abbildung 10.5 b) zeigt die Konversionseffizienz der beiden Idler-Wellen. Um diese zu bestimmen wurde das Verhältnis der hinter der Proben gemessenen Intensität der Pump₁-Welle und der Idler-Wellen bestimmt. Es zeigt sich ein Maximum der Konversionseffizienz von -36 dBm, das im Bereich von -100 pm $< \Delta < \lambda$ 100 pm auf ca. -65 dBm abfällt. Der Wert von -65 dBm entspricht der Konversionseffizienz, wenn man für die Leistung der Idler das Rauschlevel annimmt.

Bei genauem Betrachten von Abb. 10.5 b) fällt eine Asymmetrie des Maximums auf. Die Konversionseffizienz fällt zu positiven $\Delta\lambda$ etwas schneller ab als zu negativen. Dies könnte auf ein optisch bistabiles Verhalten des Resonators hinweisen [122–124]. Eine einfachere Erklärung ist eine, durch die Überlagerung mit einer Fabry-Pérot-Resonanz, Asymmetrie der entsprechenden Resonanz.

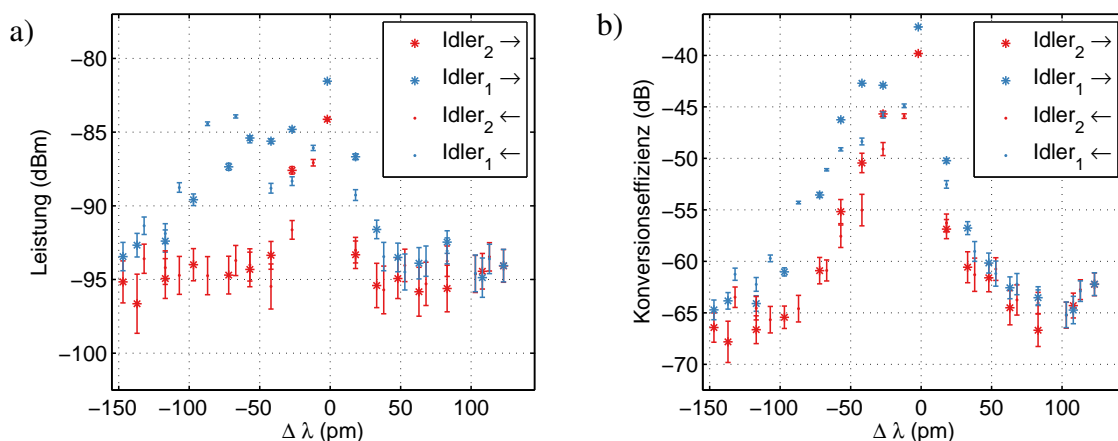


Abbildung 10.5. a) Intensität von Idler₁ und Idler₂ in Abhängigkeit von der Verschiebung der Pumpwellenlänge relativ zur untersuchten Resonanz $\Delta\lambda$. b) Konversionseffizienz der beiden Idler-Wellen relativ zu $\Delta\lambda$.

10.3. Vierwellenmischen in Schlitz-Wellenleitern

Um das Vierwellenmischen in Racetrack-Resonatoren aus Schlitzwellenleitern zu untersuchen, wurde derselbe Versuchsaufbau wie für die Messungen an den Referenzwellenleitern verwendet (vgl. Abb. 10.1 bzw. Abschnitt 10.2). Das lineare Transmissionspektrum der hier untersuchten Probe wurde in Abb. 8.5 c) dargestellt. Die Pumpleistung betrug bei allen Messungen 15 dBm bzw. 21 dBm. Die Wellenlänge der beiden Pump-Wellen wurde so gewählt, dass diese in den Bereich der stärksten Resonanzen des Racetrack-Resonators fallen. Der Wellenlängenabstand der beiden Pump-Wellen wird durch die Breite des zur Unterdrückung des weißen Rauschens der EDFAs verwendeten Bandpassfilters praktisch auf ca. 1 nm begrenzt.

Die Ergebnisse einer einzelnen solchen Messung sind in Abb. 10.6 a) dargestellt. Es lassen sich sowohl die beiden Pump-Wellen bei ca. 1550 nm und 1551 nm als auch die beiden Idler-Wellen bei 1549,5 nm und 1552 nm erkennen. Des Weiteren kann das Transmissionspektrum des bei den Messungen benutzten Bandpassfilters als Untergrund unterhalb der Pump-Signale identifiziert werden. Zur Untersuchung des Einflusses der Resonanzen des Racetrack-Resonators auf das Vierwellenmischen wurde die Wellenlänge einer der Pump-Wellen um die Lage der betreffenden Resonanz in Bereich von $-150 \text{ pm} < \Delta\lambda < 150 \text{ pm}$ variiert.

Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abb. 10.6 b) und Abb. 10.7 dargestellt. Abbildung 10.6 zeigt die gemessenen Idler- und Pump-Leistungen im Vergleich zu den linearen Transmissionsmessungen. Es ist zu erkennen, dass vor allem die Intensität der Idler-Welle bei 1548 nm in der Nähe der entsprechenden Resonanz stark zunimmt. Dies gilt, wenn auch in geringerem Ausmaß, ebenfalls für die Idler-Welle bei 1552 nm. Die gemessene Intensität der Pump-Welle sinkt um ca. 15 dB, sobald sie sich der entsprechenden Resonanz nähert.

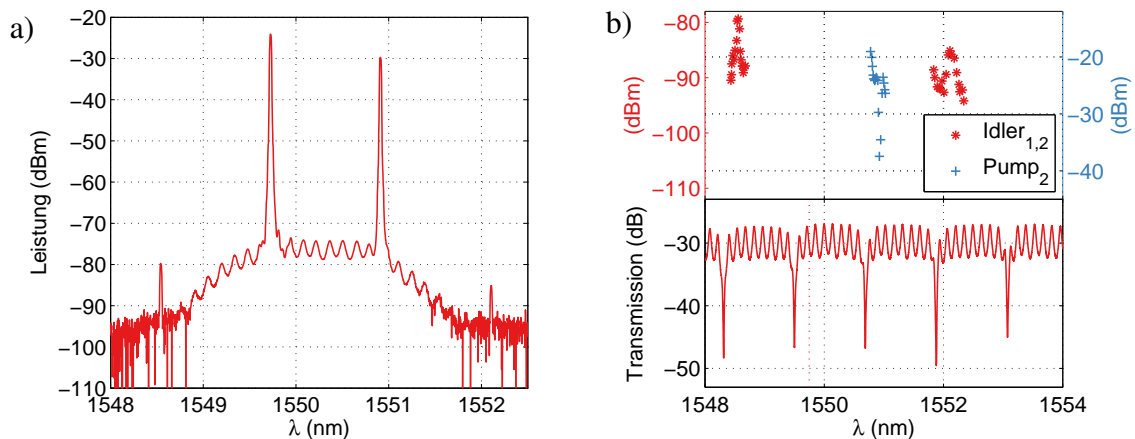


Abbildung 10.6. a) Einzelnes gemessenes Spektrum zum DFWM in Slot-Resonatoren. Man erkennt sowohl die zwei Pump-Wellen als auch die beiden neu erzeugten Idler-Wellen. In b) werden die an verschiedenen Positionen gemessenen Pump- und Idler-Intensitäten mit dem linearen Transmissionspektrum verglichen.

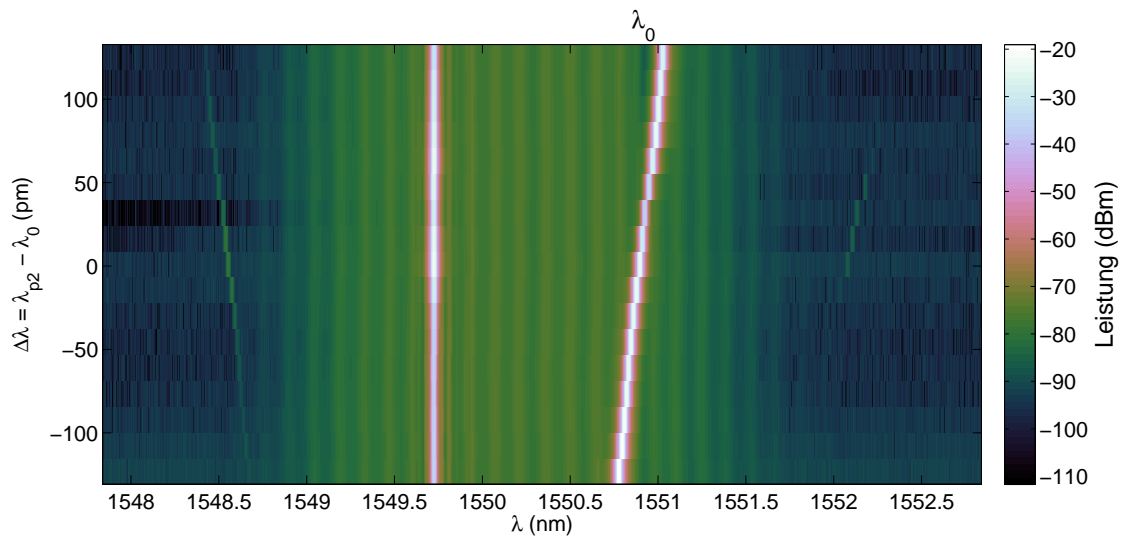


Abbildung 10.7. Farbliche Darstellung der bei der Variation der Pump-Wellenlänge $\lambda_{\text{pump}2}$ gemessenen Intensitäten. Die beiden Idler-Wellen lassen sich bei ca. 1548,5 nm bzw. 1522 nm erkennen. Weiterhin zeigt sich, wie auf Seite 84 diskutiert, dass die Idler-Wellenlänge bei 1522 nm sich schneller verschiebt als die bei 1548 nm.

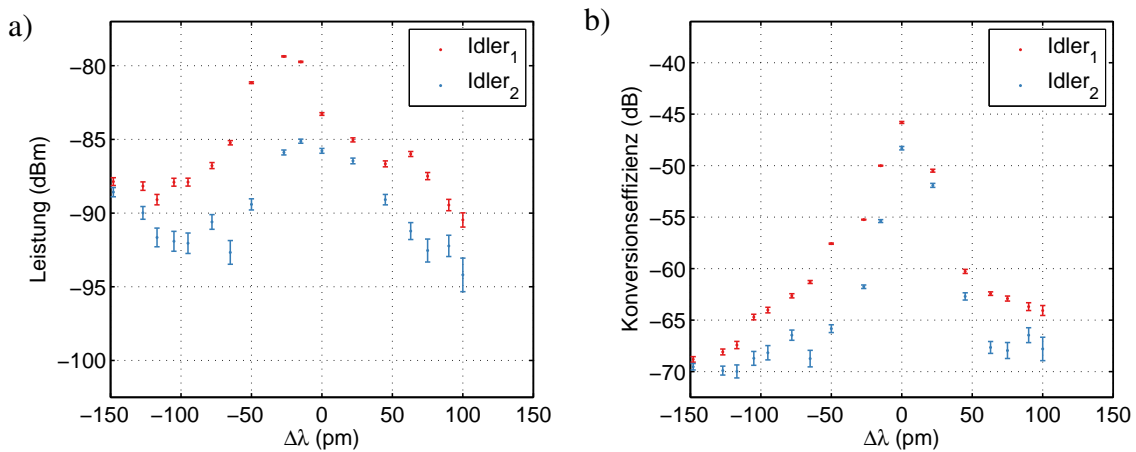


Abbildung 10.8. a) Leistung der Idler-Wellen Idler₁ und Idler₂ in Abhängigkeit von der Wellenlängendifferenz der Pump-Wellenlänge von der benutzten Resonanz $\Delta\lambda$ (vgl. Abb. 10.6 b) und Abb. 10.7). b) Abhängigkeit der Konversionseffizienz von $\Delta\lambda$.

10.4. Diskussion des Vierwellenmischens in Racetrack-Resonatoren

Bisher wurden sowohl die linearen Eigenschaften der hergestellten Proben als auch der Einfluss der Resonanzen des Racetracks auf das Vierwellenmischen in den Proben experimentell untersucht. Im Folgenden sollen die Bedeutung dieser Einflussfaktoren und sich daraus für die untersuchten Wellenleiter ergebende Überlegungen für das Design zukünftiger Proben dargestellt werden. Hierzu wird ein einfaches Modell zur Beschreibung des Vierwellenmischens in Racetrack- und Ringresonatoren verwendet. Die nachfolgenden Berechnungen beruhen auf einer Arbeit von *Absil et al.* [125] und wurden an die hier verwendeten Variablen und Parameter angepasst. Das Vierwellenmischen innerhalb eines Wellenleiters lässt sich mit Hilfe der folgenden Differentialgleichungen beschreiben [77, 125–127]:

$$\begin{aligned}\frac{\partial A_p}{\partial z} &= -\frac{\alpha_p}{2} A_p \\ \frac{\partial A_s}{\partial z} &= -\frac{\alpha_s}{2} A_s \\ \frac{\partial A_i}{\partial z} &= -\frac{\alpha_i}{2} A_i + i\gamma A_p^2 A_s^* e^{i\Delta k z}.\end{aligned}\quad (10.3)$$

mit $\Delta k = 2k_p - k_s - k_i$. Diese Gleichungen ergeben sich, wenn man in den Gleichungen (4.19) - (4.21) die Terme zur Selbst- und Kreuzphasenmodulation vernachlässigt. Es wird weiterhin davon ausgegangen, dass Intensitäten des Signals und des Idlers schwach gegenüber der des Pumps sind. Zusätzlich wird nur die lineare Dämpfung α berücksichtigt. Kombiniert man die Gleichungen (10.3) mit der Verstärkung der Feldstärke der einzelnen Wellen innerhalb des Resonators (Gl. (5.6)), lässt sich die Effizienz des Vierwellenmischens η zu

$$\eta = \frac{P_i(z)}{P_p(0)} = |\gamma^2 P_p U'_{RT}|^2 FE_p^4 FE_s^2 FE_i^2 \quad (10.4)$$

bestimmen [125, 128]. Hierbei bezeichnet U'_{RT} den effektiven Umfang des Resonators.

$$U'_{RT} = \left(U_{RT} e^{-\alpha U_{RT}/2} \right)^2 \left| \frac{1 - e^{-\alpha U_{RT}} e^{i\Delta k U_{RT}}}{\alpha U_{RT} - i\Delta k U_{RT}} \right|^2 \quad (10.5)$$

Die Faktoren FE_i geben die Feldverstärkung der einzelnen Wellen innerhalb des Resonators an.⁴⁴

$$FE_i = \left| \frac{\sqrt{1 - |\tau|^2}}{1 - \tau e^{-\alpha U_{RT}/2} e^{ik_i U_{RT}}} \right| = \sqrt{P_{c,i}} e^{\alpha U_{RT}/2} \quad (10.6)$$

Die Feldverstärkung FE wird maximal für Resonanzen des Resonators. Durch die Gruppengeschwindigkeitsdispersion innerhalb der Wellenleiter kann es dazu kommen, dass nicht alle drei Wellenlängen auf eine Resonanz fallen (Abb. 10.9). Um dieses näher zu untersuchen, wurde die Dispersionsrelation $k(\omega)$ um $\omega_0 = 2\pi c/1500\text{nm}$ über:

⁴⁴vgl. Abschnitt 5.2

$$k(\omega) \approx k(\omega_0) + \frac{dk}{d\omega} (\omega - \omega_0) + \frac{d^2k}{d\omega^2} (\omega - \omega_0)^2 \quad (10.7)$$

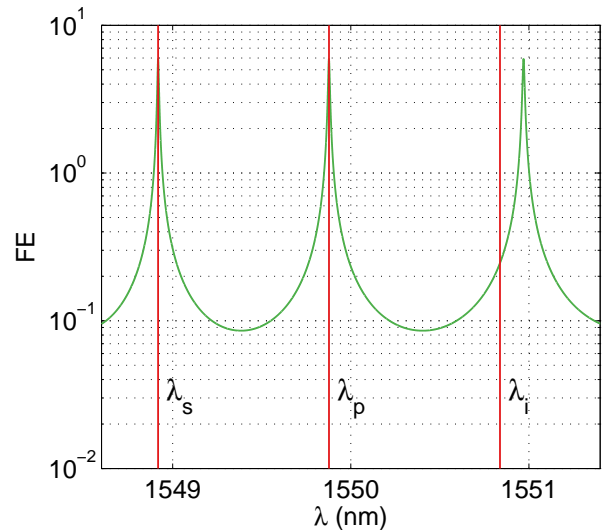
$$\approx \frac{n_p}{c} \omega_0 + \frac{n_g}{c} (\omega - \omega_0) + \text{GVD} (\omega - \omega_0)^2 \quad (10.8)$$

$$k(\lambda) \approx 2\pi n_p \frac{1}{\lambda_0} + 2\pi n_g \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) + \text{GVD} \left(\frac{2\pi c}{\lambda} - \frac{2\pi c}{\lambda_0} \right)^2 \quad (10.9)$$

entwickelt.⁴⁵ Anschließend wurde der Verstärkungsfaktor der Idler-Welle $FE(\lambda_i)$ für den Fall, dass die Pump- und Signalwelle jeweils in einer Resonanz liegen, für verschiedene Gruppenindexdispersionen und Dämpfungen bestimmt. Die Leistung der Pump-Welle wurde mit $10 \text{ dBm} = 10 \text{ mW}$ berücksichtigt.⁴⁶ Für den Kopplungsparameter τ wurde jeweils $\tau = a = e^{-\alpha U_{\text{RT}}/2}$ angenommen.⁴⁷ Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind für $U_{\text{RT}} = 2\pi \cdot (50 \mu\text{m} + 150 \mu\text{m})$ in Abb. 10.10 b) dargestellt. Der Bereich der in dieser Arbeit gemessenen GVD wurde grau hinterlegt. Zum einen ergibt sich, dass abhängig von der Dämpfung, ab einer gewissen Schwelle die Feldverstärkung linear abfällt. Zum anderen ergibt sich, dass dieser Effekt für die in dieser Arbeit untersuchten Resonatoren nicht zum Tragen kommt.

Die Gruppenindexdispersion GVD wirkt sich allerdings auch über die Phasendifferenz der Wellen Δk auf die Effizienz des Vierwellenmischens aus (vgl. Gl. 10.5). Abbildung 10.10 zeigt die Abhängigkeit der Konversionseffizienz η von der GVD und der Dämpfung im Wellenleiter. Anders als erwartet fällt diese für große GVD nicht so stark ab. Für sehr geringe Dämpfungen α zeigt sich hier sogar eine Verstärkung von ca. 10 dB. Dies ist allerdings unphysikalisch und der starken Vereinfachung des Modells geschuldet. Falls die Intensität der Idler-Welle in die Nähe der Intensität der Pump-Welle kommt, kann die Dämpfung der Idler-Welle durch das Vierwellenmischen nicht

Abbildung 10.9 Berechnete Feldverstärkung FE innerhalb eines Racetrack Resonators nach Gleichung 10.6 und 10.9 für $\alpha = 0,2 \text{ dB mm}^{-1}$ und $\text{GVD} = 1 \times 10^{-21} \text{ s}^2/\text{m}$. Die Pump- und Signalwellenlänge λ_p, λ_s wurden so gewählt, dass sie exakt in eine der Resonanzen fallen. Die Idlerwellenlänge λ_i ergibt sich aus $\lambda_i = (2/\lambda_p - 1/\lambda_s)^{-1}$. Es lässt sich deutlich erkennen, dass die Idler-Wellenlänge bedingt durch die Gruppengeschwindigkeitsdispersion nicht in eine der Resonanzen fällt.



⁴⁵Der Phasenindex n_p und der Gruppenindex n_g der Slot-Wellenleiter beträgt, wie in Abschnitt 8.3 bestimmt 2,5 bzw. 3,7.

⁴⁶Die maximale Leistung der benutzten und auch der am Markt erhältlichen EDFA liegt im Bereich um 21 dBm. Mit einer Dämpfung von ca. 6 dB bei der Einkopplung, ca. 3 dB für die Dämpfung am Strahlteiler und ca. 2 dB im weiteren Versuchsaufbau und innerhalb des Bus-Wellenleiters ergeben sich 10 dBm als Abschätzung der Leistung der Pump-Welle, die den Kopplungsbereich des Resonators erreicht.

⁴⁷Falls die Dämpfung des Wellenleiters α bekannt ist, lässt sich entweder eine Wellenlänge finden, für die das kritische Koppeln erfüllt ist, oder der Kopplungsbereich entsprechend anpassen (vgl. Abschnitt 7.5 und 5.2)

mehr vernachlässigt werden.

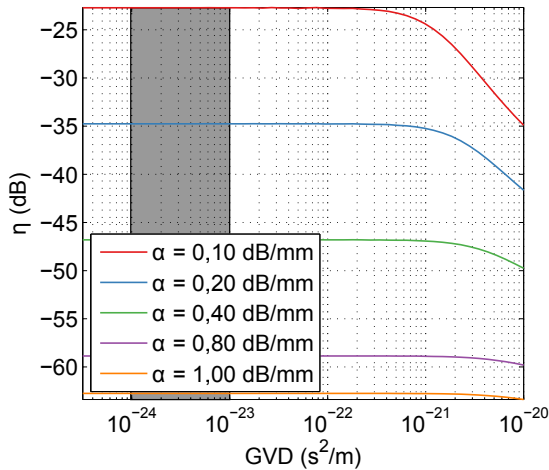


Abbildung 10.10 Abhängigkeit der Effizienz des Vierwellenmischens η von der Gruppengeschwindigkeitsdispersion für verschiedene Wellenleiter-Dämpfungen α gemäß Gl. 10.4.

Vergleich mit den gemessenen Konversionseffizienzen

Abbildung 10.11 zeigt die in Abb. 10.5 b) und Abb. 10.8 b) vorgestellten Messergebnisse zur Konversionseffizienz in Racetrack-Resonatoren aus Streifen- bzw. Slot-Wellenleitern im Vergleich mit der aus Gl. 10.4 bestimmten Effizienz η . Es fällt auf, dass die gemessenen Konversionseffizienzen um 25 dB von den berechneten abweichen. Dies lässt sich zunächst mit den unterschiedlichen Definitionen der Effizienz erklären. Während bei den Messungen die Leistungen der Idler- und Pump-Wellen hinter der Probe verglichen wurden ($P_i(z)/P_p(z)$), wurden bei den Simulationen die Leistung der Pump-Welle vor der Probe mit der Leistung der Idler-Welle hinter der Probe verglichen ($P_i(z)/P_p(0)$). Hiermit lässt sich allerdings höchstens eine Differenz von ca. 20 dB erklären.⁴⁸ Die verbleibenden 5 dB Differenz könnten der starken Vereinfachung des in Gl. 10.4 verwendeten Modells geschuldet sein.

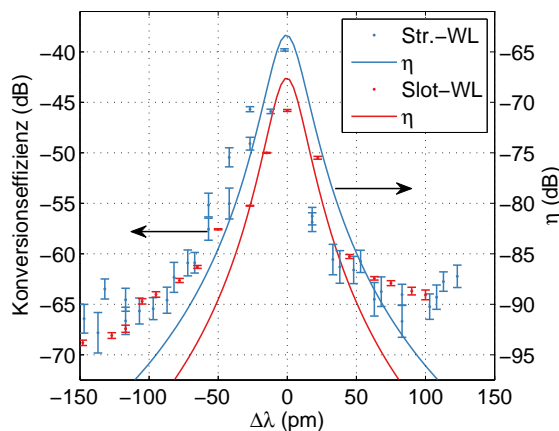


Abbildung 10.11 Vergleich der gemessenen Konversionseffizienzen der Idler₁- bzw. Idler₂-Welle eines Racetrack-Resonators aus Streifen- bzw. Slot-Wellenleitern mit den aus Gl. 10.4 bestimmten theoretischen Werten η (vgl. Abb. 10.5 b) und Abb. 10.8 b)).

⁴⁸Die Transmission der Pump-Welle bricht in der Resonanz um maximal 17 dB ein (vgl. z.B. Abb. 8.5). Dazu kommen bei einer Dämpfung von 1 dB mm^{-1} in den Bus-Wellenleitern noch maximal 3 dB. (Die Verluste bei der Ein- und Auskopplung wurden bei den Simulationen bereits berücksichtigt.)

Der Unterschied in der Effizienz zwischen dem Referenz- und Slot-Wellenleiter können auf den Unterschied im Umfang der Resonatoren zurück geführt werden. Dieser Aspekt wird in Abschnitt 10.4 ausführlich diskutiert. Für große $|\Delta\lambda|$ fallen die theoretischen Werte deutlich weiter ab als die experimentell bestimmten. Hierfür kann die in den Messungen auftretende verstärkte spontane Emission (ASE) verantwortlich gemacht werden. Diese erzeugt auch ohne Vierwellenmischen ein Signal bei λ_{idler} .

Weiterhin fällt auch hier die bereits beschriebene Asymmetrie bei den gemessenen Werten auf, welche ggf. auf ein Hystereseverhalten der benutzten Resonanzen schließen lässt [122–124, 129]. So wurde von *Priem et al.* ein Mitziehen der Resonanz eines SOI-Ringresonators von bis zu 50 pm beschrieben [122].

Optimieren des Umfangs des Resonators

Möchte man den Querschnitt des Wellenleiters nicht verändern, d.h. Gruppengeschwindigkeitsdispersion GVD, γ und Dämpfung α sind gegeben, lässt sich ein Umfang bestimmen, für den die Effizienz des Vierwellenmischens maximal wird. (Solange sich die Biegeverluste im Resonator vernachlässigen lassen).

In Abbildung 10.12 wurde die Konversionseffizienz in Abhängigkeit vom Umfang des Resonators für verschiedene Gruppengeschwindigkeitsdispersionen und Dämpfungen von $\alpha = 1 \text{ dB mm}^{-1}$ dargestellt. Es lässt sich erkennen, dass η für große U_{RT} in jedem Fall stark abfällt. Hier kommt der Einfluss der mit großem Umfangen zunehmenden Dämpfung pro Umlauf zum Tragen. Für große GVD lässt sich ein Maximum für η erkennen, das für kleine GVD zu kleinen U_{RT} wandert und schließlich verschwindet. Um zu verstehen warum η für kleine U_{RT} abfällt, ist es sinnvoll sich an den freien Spektralbereich:

$$\text{FSR} = \frac{\lambda_0^2}{n_g U_{\text{RT}}} \quad (10.10)$$

zu erinnern (vgl. Abb. 6.7). Wegen der Annahme, dass sowohl die Pump- als auch die Signal-Welle in einer der Resonanzen liegen gilt $\text{FSR} = |\lambda_p - \lambda_s|$. Ein kleinerer Umfang wirkt sich somit zum einen über Δk negativ auf den effektiven Umfang U'_{RT} (vgl. Gl. (10.5)) aus, zum anderen sinkt, wie sich anhand Abb. 10.9 erkennen lässt, die Feldverstärkung der Idler-Welle $FE(\lambda_i)$. Für kleine GVD verschieben sich diese Effekte zu kleineren U_{RT} bzw. verschwinden ganz.

Optimieren der äußeren Einkopplung in den Resonator

Bei den bisherigen Berechnungen wurde eine Koppeffizienz von -6 dB angenommen. Mit Gitterkopplern [105, 130, 131] oder inverted tapern⁴⁹ [132, 133] lassen sich Kopplungseffizienzen besser als -3 dB für einen breiten Wellenlängenbereich ($> 50 \text{ nm}$) erreichen. Weiterhin könnte statt des Strahlteilers (-3 dB) ein Multiplexer mit kleineren Einfügeverlusten verwendet werden. Nach

⁴⁹Bei invertierten Tapern handelt es sich um sehr schmale ($< 100 \text{ nm}$) zunehmende breiter werdende Silizium-Wellenleiter, die von einem Wellenleiter mit deutlich größeren Querschnitt ($> 1 \mu\text{m}^2$) aus einem Material mit geringem Brechungsindex (Polymer) umgeben sind. Zunächst wird Licht in den (Polymer-)Wellenleiter eingekoppelt. Dies ist mit hoher Effizienz möglich, da die Grundmode des (Polymer-)Wellenleiter durch den den geringen Brechungsindex und seine Größe einen großen Querschnitt aufweist. Weiterhin ergeben sich im Vergleich zur Einkopplung in einen ähnlich großen Silizium-Wellenleiter geringere Reflektionsverluste. Durch eine geschickte Wahl des Verlaufs der Breite des Silizium-Wellenleiters kann erreicht werden, dass nahezu die gesamte Leistung der Mode vom Polymer- in den Silizium-Wellenleiter überführt wird.

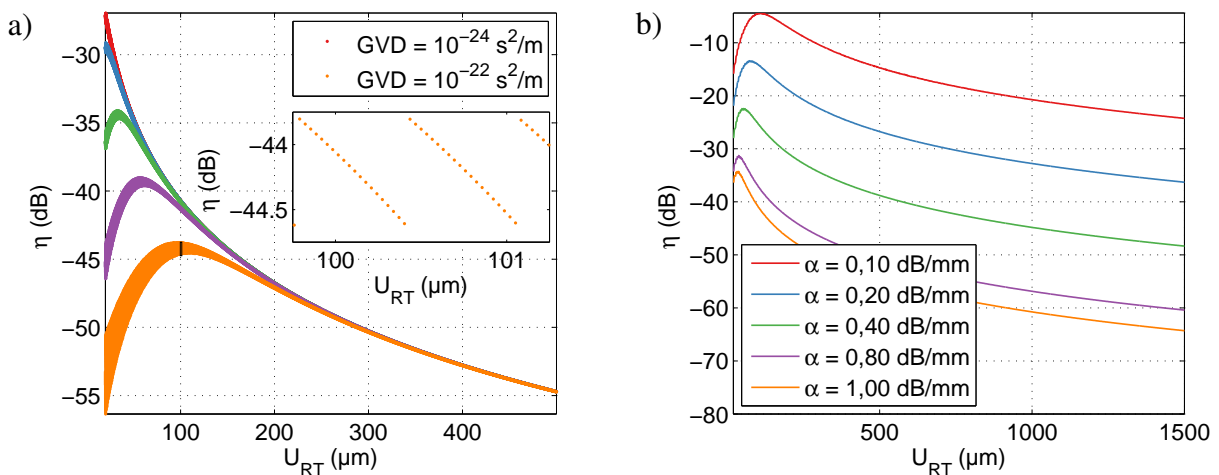


Abbildung 10.12. a) Effizienz des Vierwellenmischens η in Abhängigkeit vom Umfang des Resonators U_{RT} für verschiedene Gruppengeschwindigkeitsdispersionen GVD. Die Dämpfung wurde mit $\alpha = 1 \text{ dB mm}^{-1}$ angenommen. Die Parameter für $k(\lambda)$ wurden wie bei den vorherigen Rechnungen angenommen. Als Pumpwellenlänge λ_p wurde die Wellenlänge derjenigen Resonanz gewählt, die am nächsten bei 1500 nm liegt. (Aus dieser Bedingung ergibt sich das Verbreitern der Funktionsverläufe für kleine U_{RT} . Die Pumpwellenlänge λ_p springt, wie im vergrößerten Ausschnitt zu sehen, regelmäßig zur nächsten Resonanzordnung.) b) Konversionseffizienz η in Abhängigkeit vom Umfang des Resonators für verschiedene Dämpfungen α und $GVD = 1 \times 10^{-23} \text{ s}^2/\text{m}$.

Gl. 10.4 geht die Pumpleistung P_p quadratisch in die Konversionseffizienz ein. Jedes dBm mehr an Pumpleistung erhöht somit die Effizienz um 2 dB. Durch die zuvor genannten Maßnahmen könnte diese somit um ca. 10 dB erhöht werden.

Senkung der Dämpfung

Bei sonst unveränderter Wellenleitergeometrie lässt sich durch geeignete Nachbehandlung und Optimierung des Ätzprozesses die Dämpfung von Streifen- und Schlitz-Wellenleitern auf $0,2 \text{ dB mm}^{-1}$ bzw. $0,9 \text{ dB mm}^{-1}$ senken [134–136]. Wie in Abb. 10.10 zu sehen ist lässt sich hierdurch, besonders bei großen Resonatoren die Effizienz steigern.

Optimieren der Wellenleitergeometrie

In Abschnitt 4.4 wurde die Wellenleitergeometrie hinsichtlich der FOM optimiert. Die eigentliche Zielgröße ist die Effizienz des Vierwellenmischens. Wenn man die Wellenleitergeometrie etwas konservativer wählt, d.h. den Siliziumkern vergrößert, sinkt tendenziell die lineare Dämpfung allerdings auch die FOM. Es sollte sich ein Querschnitt finden lassen bei dem das ganze ausgewogen ist. Weiterhin hat der Querschnitt des Wellenleiters einen starken Einfluss auf die GVD der Wellenleitermode, welche bei einer Optimierung auch berücksichtigt werden muss. Im nachfolgenden Kapitel wird die Beeinflussung der GVD durch einen 1D-photonischen Kristall diskutiert.

11. Phasenanpassung durch 1D-photonischen Kristall

Zum Verständnis der Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD) von Slot-Wellenleitern ist es sinnvoll, die Gruppengeschwindigkeitsdispersionen der beteiligten Materialien als auch der Wellenleitergeometrie (unter der Annahme wellenlängenunabhängiger Brechungsindizes) zunächst einzeln zu betrachten. Abbildung 11.1 zeigt die Gruppengeschwindigkeitsdispersionen der beteiligten Materialien und eines Slot-Wellenleiters ($h_{wg} = 210\text{ nm}, w_{wg} = 420\text{ nm}$). Zur Bestimmung der Kurven wurden zunächst mit Hilfe der Sellmeier-Gleichung A.23 und den in Tabelle A.1 angegebenen Parametern die Brechungsindizes bzw. effektiven Indizes bestimmt. Aus diesen wurde dann die GVD berechnet. Wie man sieht, zeigen sowohl Silizium als auch As_2S_3 und die Wellenleitergeometrie normale Dispersion ($GVD > 0$) im dargestellten Spektralbereich. Siliziumdioxid weist eine anormale ($GVD < 0$), im Vergleich mit den anderen Materialien recht geringe, GVD auf. Das bedeutet, dass mit dem Wellenleiter mit dem dargestellten Querschnitt keine einfache Phasenanpassung möglich ist.

Um das zuvor geschilderte Problem bei der Phasenanpassung zu lösen, bedarf es einer zusätzlichen Bandverbiegung der betrachteten Wellenleitermode. Hierzu wird, wie in Abb. 11.2 a) skizziert, eine zusätzliche Modulation des Brechungsindex des Chalkogenidglases in Ausbreitungsrichtung eingeführt. Die Modulation des Brechungsindex lässt sich z.B. durch Ausnutzen des photorefraktiven Effekts bei As_2S_3 erreichen [27]. Der Brechungsindex dieses Materials lässt sich durch Beleuchtung permanent um bis zu 0,1 verändern [120]. Die bei den folgenden Untersuchungen angenommen Periodizitäten liegen im Bereich von 300 nm bis 500 nm. Dies lässt sich z.B. per Belichtung mit Schattenmaske oder Interferenzlithographie erreichen.

Um die Eigenmoden des so veränderten Wellenleiters zu bestimmen, wurde ein COMSOL-Model mit periodischen Randbedingungen in Ausbreitungsrichtung der Welle verwendet. Durch Vorgabe eines k -Vektors lässt sich hiermit die Bandstruktur des Wellenleiters berechnen. Die Brechungsindizes der beteiligten Materialien wurden mittels Sellmeier-Gleichung anhand der Parameter in Tabelle A.1 ermittelt. Für n_2 wurde hierbei allerdings $n_2(\lambda) = n_1(\lambda) + 0,05$ angenommen. Die Differenz von

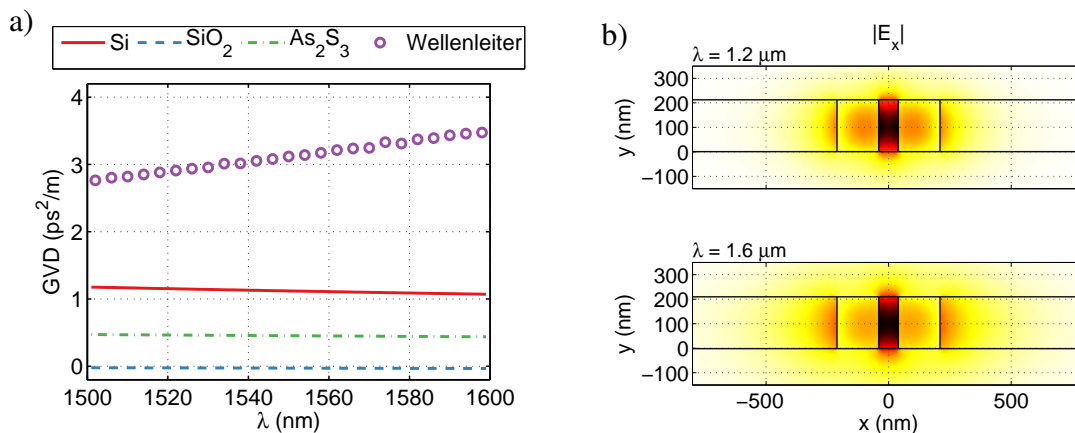


Abbildung 11.1. a) Gruppengeschwindigkeitsdispersion der verschiedenen beteiligten Materialien und des Wellenleiters (unter der Annahme $n(\lambda) = \text{const.}$). b) Feldverteilung der TE-Grundmode für verschiedene Wellenlängen.

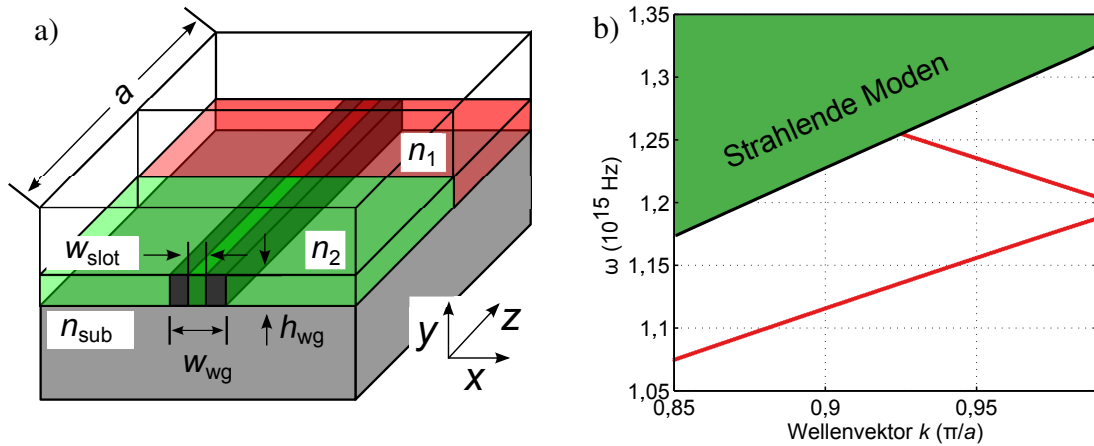


Abbildung 11.2. a) Schematische Darstellung des zur Phasenanpassung vorgeschlagenen Wellenleiterdesigns. b) Bandstruktur der ersten TE-Mode der in a) dargestellten Struktur. Man erkennt deutlich die durch die Periodizität hervorgerufene Bandlücke.

0,05 entspricht ca. der Hälfte der in [120] angegebenen maximalen Brechungsindexänderung.

Die Ergebnisse dieser Simulationen für eine Gitterkonstante von $a = 350\text{nm}$ ist in Abb. 11.2 b) dargestellt. Hier sieht man den Verlauf der Grundmode der Struktur in Abb. 11.2 a) . Diese weist bei ca. $12 \cdot 10^{14}\text{Hz}$ eine Bandlücke auf. In der Nähe dieser Bandlücke kommt es zur gewünschten Bandverbiegung. Aus der aus der COMSOL-Simulation bekannten Funktion $\omega(k)$ lässt sich über

$$D_\lambda(k) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2k}{d\omega^2} = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \left(\frac{d\omega}{dk} \right)^{-3} \cdot \frac{d^2\omega}{dk^2} \quad (11.1)$$

die Gruppengeschwindigkeitsdispersion bestimmen. Abbildung 11.3 a) zeigt die Ergebnisse dieser Berechnungen. Wie man sieht, hat die Gruppengeschwindigkeitsdispersion einen Nulldurchgang bei $k \approx 0,96 \frac{\pi}{a}$. Dieses Verhalten hängt allerdings nicht von der Periodizität ab. Allerdings zeigt sich für kleine k eine Abweichung der Kurven. Aus den in Abb. 11.3 a) gezeigten Kurven lässt sich mit Hilfe der in Abb. 11.2 b) gezeigten Funktion $\omega(k)$ mit Hinzunahme von $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ die Funktion $D_\lambda(\lambda)$ bestimmen. Diese ist in Abb. 11.3 b) dargestellt. Wie zu erkennen ist, lässt sich der $D_\lambda = 0$ – Punkt durch ändern der Periodizität beliebig verschieben. Es muss allerdings einschränkend erwähnt werden, dass dies bei unverändertem Wellenleiterquerschnitt nicht beliebig möglich ist. Auf der kurzwelligen Seite wird die starke Dispersion im Silizium wegen der Absorptionskante bei $1,1\mu\text{m}$ zum Problem. Wenn man zu langen Wellenlängen geht, überschreitet man irgendwann die cut-off-Wellenlänge des Wellenleiters. Dies lässt sich allerdings durch Anpassen des Wellenleiterquerschnitts vermeiden.

Ein mögliches Problem bei der Herstellung der hier untersuchten Strukturen könnte das Erreichen der genauen Schichtdicke sein. Um die Auswirkung von zu dicken Schichten zu untersuchen, wurden Simulationen mit Wellenleitern mit verschiedenen Höhenunterschieden bei der Schichtdicke Δh durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Rechnungen wurden in Abb. 11.4 geplottet. Es zeigt sich, dass sich der $\text{GVD} = 0$ – Punkt zwar verschiebt. Diese Verschiebung ist allerdings klein gegenüber derjenigen, die durch das Ändern der Periodizität erreicht werden kann.

Um die für das Vierwellenmischen zur Verfügung stehende Bandbreite $\Delta\lambda$ abzuschätzen, lässt sich die Bedingung $|\Delta\beta L| < \frac{\pi}{2}$ benutzen. Die akzeptable Phasenfehlanspassung $\Delta\beta = 2k_p(\lambda_p) - k_i(\lambda_i) - k_s(\lambda_s)$ kann somit als Funktion der Länge des Wellenleiters L bestimmt werden. Abbildung 11.4 b) zeigt die Ergebnisse dieser Abschätzung. Es ergibt sich, dass die nutzbare Bandbreite

11. Phasen Anpassung durch 1D-photonischen Kristall

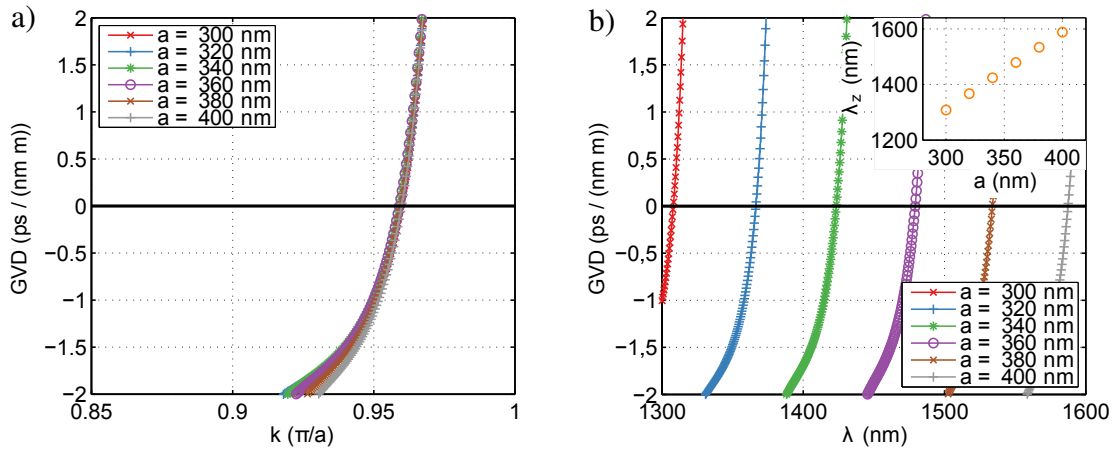


Abbildung 11.3. D_λ für verschiedene Periodizitäten $a = 300 \text{ nm}, 320 \text{ nm} \dots 400 \text{ nm}$ in Abhängigkeit vom normierten Wellenvektor k a) und von der Wellenlänge b). Das Inset in b) zeigt die Abhängigkeit der Wellenlänge λ_z , für die $D_\lambda(\lambda_z) = 0$ gilt, von der Periodizität des Gitters a .

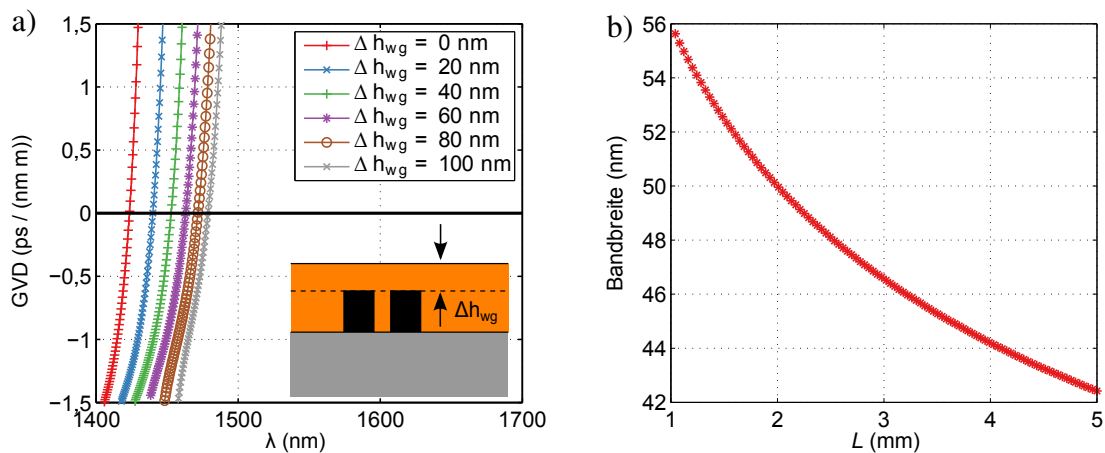


Abbildung 11.4. a) Abhängigkeit der GVD von Ungenauigkeiten beim Aufbringen der Chalkogenidschicht Δh_{wg} . b) Für das Vierwellenmischen zur Verfügung stehende Bandbreite.

für Wellenleiter bis zu einer Länge von 5 mm größer als 40 nm ist.

12. Anwendung des Vierwellenmischens zur Wellenlängenkonversion modulierter Signale

Eine Anwendung des Vierwellenmischens ist die rein optische Wellenlängenkonversion modulierter optischer Signale. Um diese zu untersuchen wurden Messungen an photonischen Kristallwellenleitern mit hohem Gruppenindex durchgeführt bevor die Proben Racetrackresonatoren zur Verfügung standen. Neben den in den vorherigen Kapiteln untersuchten Möglichkeiten der Effizienzsteigerung des Vierwellenmischens durch Resonatoren, lässt sich dies auch mit sogenannten slow-light-Strukturen erreichen. Hierbei wird der relativ hohe Gruppenindex in speziell entworfenen photonischen Kristallwellenleitern ausgenutzt. Die in dieser Arbeit verwendeten photonischen Kristallwellenleiter wurden von *Juanto Li* speziell dazu entworfen, einen spektral möglichst breiten Bereich mit konstantem Gruppenindex n_g von ca. 30 aufzuweisen [137, 138]. Um dies zu erreichen werden bei der Auslegung eines photonischen Kristallwellenleiter, wie in Abb. 12.1 a) skizziert, die beiden dem Wellenleiter am nächsten liegenden Porenreihen leicht gegenüber ihrer eigentlichen Position innerhalb des Kristallgitters verschoben. Bei geeigneter Wahl der Parameter lässt sich so, wie in Abb. 12.1 b) und c) dargestellt, ein spektraler Bereich mit relativ konstantem Gruppenindex erreichen.

Abbildung 12.2 zeigt den Verlauf des Transmissionsverhaltens, des Gruppenindex im Bereich 1490 nm bis 1650 nm und der Effizienz des Vierwellenmischens. Die Transmission wurde mit Hilfe des in Abschnitt 6.1 beschriebenen Aufbaus gemessen. Um den spektralen Verlauf der Effizienz des

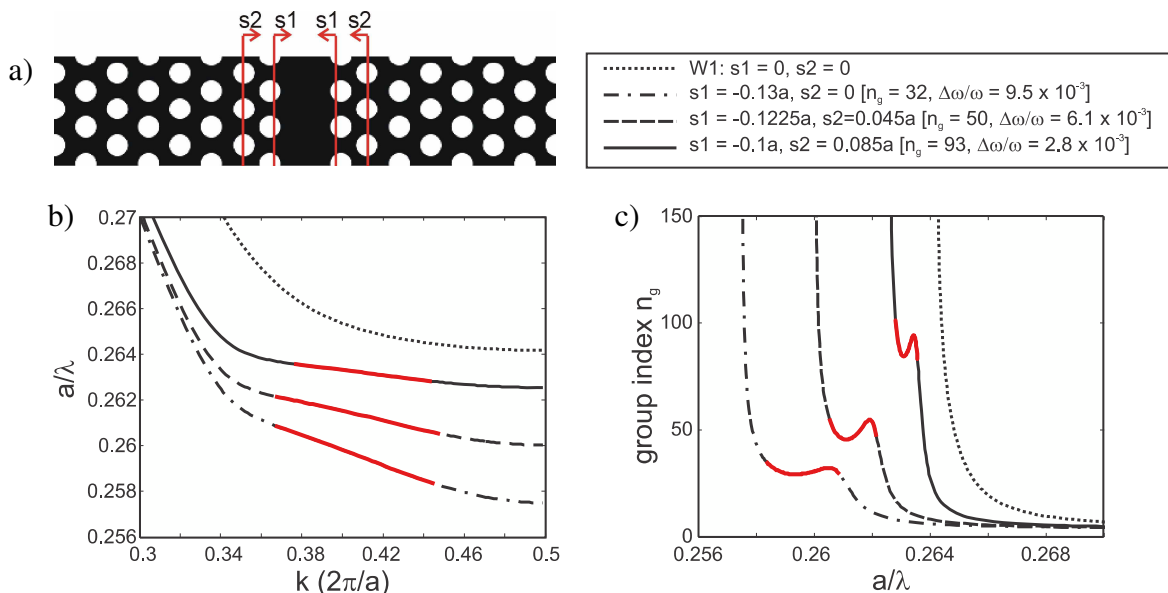
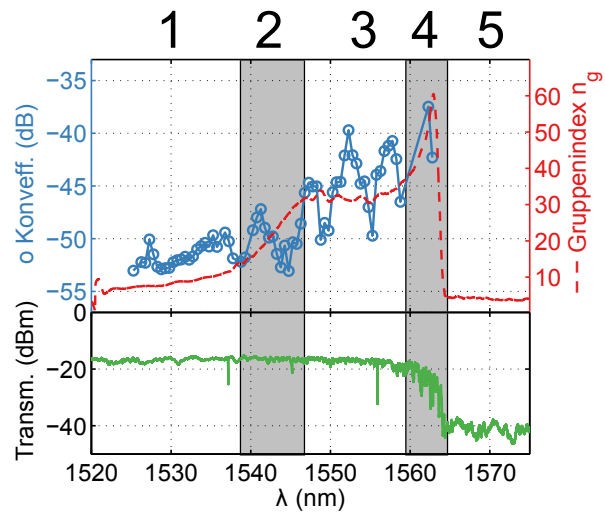


Abbildung 12.1. a) Schematische Darstellung eines modifizierten photonischen Kristallwellenleiters. Zur Modifikation der Dispersionsrelation des Wellenleiters werden die inneren Porenreihen um den Abstand s_1 bzw. s_2 zur Mitte hin verschoben. b) Dispersionsrelation für verschiedene Parameter s_1 und s_2 sowie den unveränderten Wellenleiter. Es lässt sich erkennen, dass sich bei geeigneter Wahl der Parameter s_1 und s_2 ein linearer Bereich in den Kurven ergibt. Dies entspricht einem konstanten Gruppenindex n_g in c). Abbildung a) - c) wurden aus [137] übernommen.

Abbildung 12.2 Konversionseffizienz bei konstantem $\Delta\lambda = 1$ nm, Gruppenindex (oben) und Transmission (unten) eines photonischen Kristallwellenleiters mit hohem Gruppenindex (vgl. Abb. 12.1). Die Transmission liegt in den Bereichen 1 - 3 konstant bei ca. -18 dBm und fällt im Bereich 4 auf ca. -40 dBm ab. Der Gruppenindex steigt im Bereich 2 von ca. 10 im Bereich 1 auf ca. 32 im Bereich 3 an. Im Bereich 4, der cut-off-Wellenlänge, steigt er sprunghaft auf 60 an und fällt dann unter 10. Die Konversionseffizienz folgt weitestgehend dem Gruppenindex. Allerdings zeigen sich vor allem im Bereich 3 Abweichungen von diesem Verhalten. Dies kann mit den kleinen Einbrüchen im Gruppenindex, d.h. $GVD \neq 0$ in Verbindung gebracht werden.



Vierwellenmischens zu bestimmen, wurde diese in Schritten von 1 nm mit $\Delta\lambda = \lambda_{\text{pump}} - \lambda_{\text{signal}} = 1$ nm gemessen. Hierzu wurde der in Abschnitt 10.1 vorgestellte Aufbau verwendet. Der Verlauf des Gruppenindexes wurde in der Arbeitsgruppe von Prof. T.F. Krauss⁵⁰ mittels des in [139] beschriebenen Messaufbaus und Verfahrens bestimmt. Die Probe zeigt im Bereich 1 bis 3 eine konstant hohe Transmission. Im Bereich 4 zeigt sich ein starker Abfall. Die Transmission innerhalb des Bereichs 5 liegt auf einem konstant niedrigen Niveau.

Der Abschnitt 1 weist einen geringen Gruppenindex von ca. 10 auf, welcher in 2 ansteigt und in 3 ein breites konstantes Niveau von ca. 30 erreicht. Im Bereich 4 steigt der Gruppenindex stark bis maximal 60 an und fällt dann im Übergang zu 5 stark ab.

Der Bereich 4 entspricht der cut-off-Wellenlänge des Wellenleiters, bei welcher der Gruppenindex entsprechend Abb. 12.1 c) stark ansteigt ($0,258 a/\lambda$). Im Wellenlängenbereich 5 kann keine Mode geführt werden. Der Anstieg des Gruppenindexes in Bereich 1 und 2 entspricht dem Anstieg, der sich aus Abb. 12.1 c) bei ca. $0,262 a/\lambda$ ablesen lässt.

Diskussion der Messung des Verlaufs der Konversionseffizienz

Die Effizienz des Vierwellenmischens in einem photonischen Kristallwellenleiter mit geringem Gruppenindex lässt sich über

$$\eta = S^4 \gamma^2 \bar{P}_{\text{Pump}}^2 L^2 e^{-\alpha L} \varphi \quad (12.1)$$

bestimmen [138]. Der Verzögerungsfaktor S ergibt sich aus dem Gruppenindex n_g und dem Brechungsindex des Wellenleitermaterials n_0 über $S = n_g/n_0$ [140]. γ , α und L sind der nichtlineare Parameter, die Dämpfung und die Länge des Wellenleiters. $\bar{P}_{\text{Pump}} = P_{\text{Pump}}(0) \cdot (1 - \exp(-\alpha L))/\alpha L$ ist die mittlere Pumpleistung entlang des Wellenleiters. Für den Phasenfaktor φ gilt

$$\varphi = \left(\frac{\sinh(gL)}{gL} \right)^2, \quad (12.2)$$

⁵⁰www.st-andrews.ac.uk/micropotonics

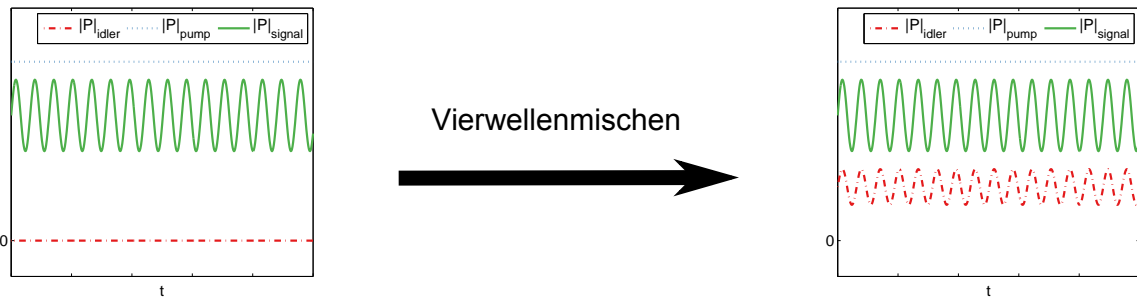


Abbildung 12.3. Schematische Darstellung der rein optischen Übertragung eines modulierten Signals von einer Wellenlänge auf eine andere. Die Intensität der Idler-Welle I_{idler} wird mit der Modulationsfrequenz ω_{mod} moduliert. Die Qualität der Übertragung bemisst sich im Verhältnis der Amplituden der Modulation von I_{idler} und I_{signal} .

mit der parametrischen Verstärkung $g = \sqrt{(\gamma \bar{P}_{\text{Pump}})^2 - (\Delta k/2)^2}$ [29].

Bei einer groben Betrachtung der Graphen in Abb. 12.2 lässt sich erkennen, dass sich in den Bereichen 1-4 ein Zusammenhang zwischen dem Gruppenindex und der Effizienz ergibt. (Für den Bereich 5 lässt sich wegen der geringen Transmission keine Effizienz bestimmen.) Zwischen Bereich 1 und 3 steigt n_g von ca. 10 auf ca. 32. Gemäß Gleichung 12.1 sollte hierdurch die Konversionseffizienz um 20 dB ansteigen. Die Differenz zwischen den minimalen Konversionseffizienz in Bereich 1 und der maximalen in Bereich 3 beträgt 13 dB.

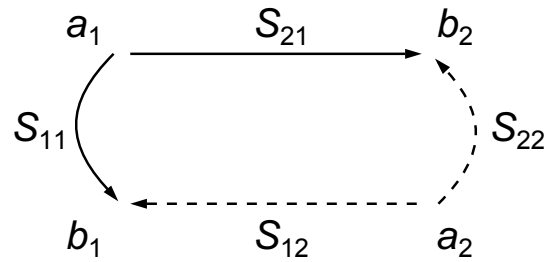
Allerdings fallen einige Punkte aus diesem generellen Verhalten heraus. So fällt im Bereich 3 sowohl ein Punkt auf, der eine besonders hohe Effizienz zeigt, als auch einer mit verhältnismäßig niedriger Effizienz. Betrachtet man den Verlauf des Gruppenindex im Bereich der hohen Konversionseffizienz (1552 nm), so erkennt man bei genauer Betrachtung, dass dieser hier horizontal verläuft. Dies bedeutet, dass an dieser Stelle die GVD besonders klein ist. Für die verhältnismäßig geringe Konversionseffizienz bei 1555 nm kann der Einbruch im Gruppenindex bei dieser Wellenlänge verantwortlich gemacht werden. Für das Vierwellenmischen besonders interessant ist der Bereich 3, weil dieser eine hohe Transmission und einen hohen als auch konstanten Gruppenindex aufweist.

Nutzung des Vierwellenmischens zur optischen Wellenlängenkonversion modulierter Signale

Vierwellenmischen lässt sich zur rein optischen Wellenlängenkonversion modulierter Signale benutzen [141–143]. Die Idee hierbei ist, dass man mit Hilfe der (starken) Pump-Welle aus der modulierten Signal-Welle eine ebenfalls modulierte Idler-Welle erzeugt. Hiermit lässt sich ein Datensignal von einer Wellenlänge rein optisch auf eine andere übertragen [65]. Normalerweise ist dies ein unerwünschter Effekt (Kanalübersprechen), den man unterdrücken möchte [144]. Das Prinzip der rein optischen Signalübertragung von einer Wellenlänge auf eine andere ist in Abb. 12.3 schematisch dargestellt. Die Intensität der Idler-Welle wird mit der Modulationsfrequenz ω_{mod} moduliert. Hierbei gilt $\omega_{\text{mod}} \ll \omega_s$. Wird nun mittels Vierwellenmischens eine neue Welle erzeugt, so lässt sich die Modulation auf die neu generierte Welle übertragen. Diese Übertragung geschieht im Prinzip instantan. Es lassen sich somit enorm hohe Übertragungsbandbreiten erzielen.

Im Folgenden soll mit Hilfe eines Netzwerkanalysators untersucht werden, ob sich ein Einfluss der Modulationsfrequenz auf die Amplitude des übertragenen Signals finden lässt.

Abbildung 12.4 Amplituden a_i, b_j und S-Parameter S_{ij} an einem Zweitor. Die a_i stellen die komplexen Amplituden der am i -ten Tor einlaufenden, die b_i die komplexen Amplituden der auslaufenden Wellen dar. Die S-Parameter haben folgende Bedeutung: S_{11} Eingangs-Reflexionsfaktor; S_{22} Ausgangs-Reflexionsfaktor; S_{21} Vorwärts-Transmissionsfaktor (für das Experiment relevant); S_{12} Rückwärts-Transmissionsfaktor.



Bei der Untersuchung des Übertragungsverhaltens mit Hilfe des Netzwerkanalysators (NWA) wird das gesamte optische System zwischen den Eingängen des NWAs als Zweitor betrachtet. Das Übertragungsverhalten eines Zweitors lässt mit Hilfe der (komplexen) Streuparameter S_{ij} über

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (12.3)$$

beschreiben. Die a_i stellen dabei die komplexen Amplituden der am entsprechenden Tor einlaufenden Wellen, die b_j die der auslaufenden Wellen dar. Die Bedeutung der einzelnen S-Parameter ist in Abb. 12.4 schematisch dargestellt. Für das hier vorgestellte Experiment ist lediglich der Betrag des Vorwärts-Transmissionsfaktors $|S_{21}|$ relevant.

Messaufbau für Modulationsmessungen

Um die Nutzung des Vierwellenmischens zur Wellenlängenkonversion zu untersuchen, wurde der in Abb. 12.5 a) skizzierte Aufbau verwendet. Zur Modulation der Signalwellenlänge wird ein elektrooptischer Modulator (MOD) vor einem der Faserverstärker verwendet. Um das modulierte Signal messen zu können, wird eine schnelle breitbandige Photodiode (PD) verwendet. Da die verwendete Photodiode alle verwendeten Wellenlängen detektiert, muss die durch die Probe transmittierte Signal-Welle vor der Messung heraus gefiltert werden. Hierzu wird ein verstellbarer Bandpassfilter⁵¹ (BPF) verwendet.

⁵¹Die technischen Spezifikationen der hier verwendeten Elemente finden sich auf Seite 128 im Anhang A.11

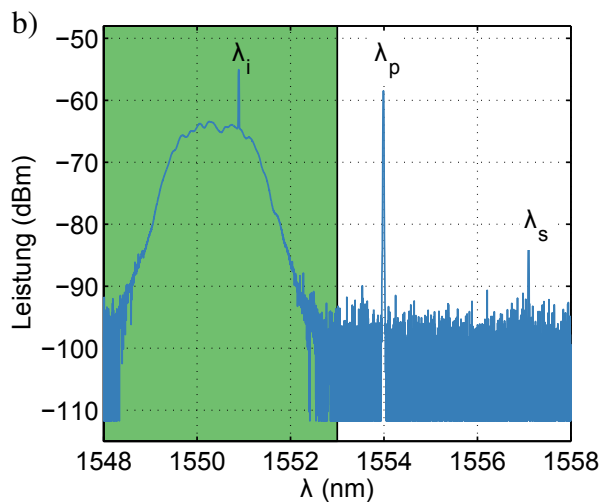
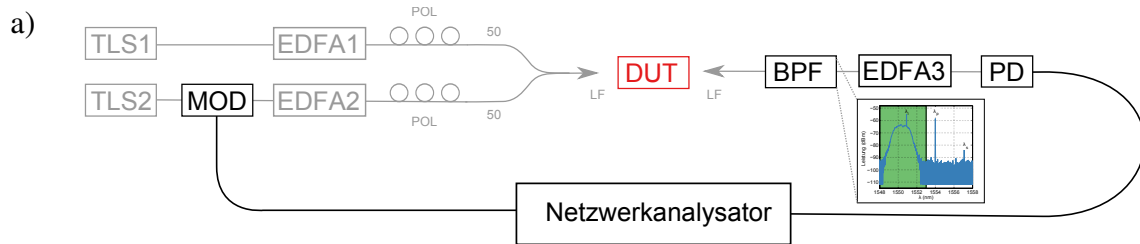


Abbildung 12.5. a) Versuchsaufbau zur Untersuchung von Wellenlängenkonversion mittels Vierwellenmischens. Hierzu wurde der Aufbau in Abb. 10.1 um einen elektrooptischen Modulator (MOD) und einen Bandpassfilter (BPF) erweitert. Als Detektor dient eine schnelle (25 GHz) Photodiode (PD). Zur Anregung und zur Messung dient ein Netzwerkanalysator.

b) Spektrum hinter dem Bandpassfilter. Die am Vierwellenmischen teilnehmenden Pump- λ_p , Signal- λ_s und Idler-Welle λ_i sind zu erkennen. Im grün hinterlegten Bereich lässt sich das Übertragungsverhalten des Bandpassfilters erkennen.

Ergebnisse der Modulationsmessungen

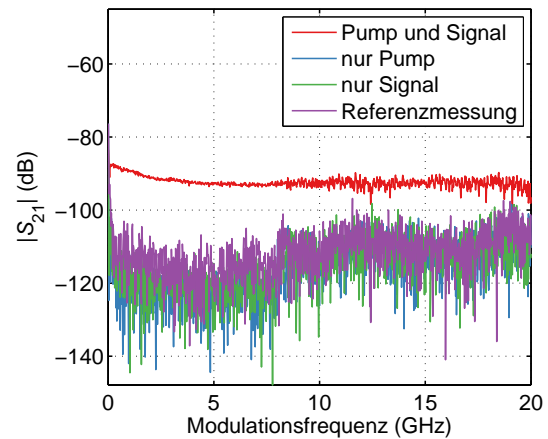
Abbildung 12.5 b) zeigt beispielhaft ein mit Hilfe des schon in Abschnitt 10.1 benutzten OSAs gemessenes Spektrum hinter dem Bandpassfilter. Die Übertragungsfunktion des Filters lässt sich im hinterlegten Bereich von Abb. 12.5 b) als breites Maximum erkennen. Die Ergebnisse zur Messung des Übertragungsverhaltens des Gesamtsystems sind in Abb. 12.6 dargestellt. Als Arbeitspunkt wurde eine Pumpwellenlänge von 1552 nm gewählt. Diese bietet neben einer hohen Konversionseffizienz eine hohe lineare Transmission, wodurch sich das Messsignal maximieren lässt (vgl. Abb. 12.2). Für den Fall, dass nur einer der Laser eingeschaltet ist, ergibt sich für alle Modulationsfrequenzen ein Signal von ca. -110 dBm. Dies kann als das Rauschlevel des Systems angesehen werden. Werden beide Laser betrieben, d.h. es findet Vierwellenmischen statt, so ergibt sich für alle Frequenzen eine Übertragungsstärke von ca. -90 dBm. Es ergibt sich also ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von ca. 30 dB.

Für den gesamten untersuchten Bereich der Modulationsfrequenz zeigt sich keinerlei Einbruch des Streuparameters $|S_{21}|$. Das bedeutet, dass es möglich ist mit dem untersuchten Verfahren Signale mit einer Frequenz von mindestens 20 GHz zu übertragen.

Diskussion der Messergebnisse

Die Dämpfung des gesamten Übertragungssystems ist mit ca. 90 dB sehr hoch. Die gemessene Leistung liegt nahe an der Empfindlichkeitsgrenze des Netzwerkanalysators. Dies liegt zunächst an der geringen Effizienz des Vierwellenmischens von ca. -45 dB. Weiterhin muss bedacht werden, dass die verwendete Photodiode das gesamte Spektrum misst. Betrachtet man Abb. 12.5 so wird klar, dass die gemessene Leistung durch das Rauschen der EDFAs einen großen unmodulierten Untergrund

Abbildung 12.6 Vergleich verschiedener Messungen des Streuparameters $|S_{21}|$ der in Abb. 12.5 dargestellten Übertragungsstrecke. Es lässt sich erkennen, dass, falls Pump- und Signal-Laser eingeschaltet sind (d.h. es kann Vierwellenmischen stattfinden), sich ein nahezu konstanter Signalverlauf einstellt. Im Fall, dass entweder nur Pump oder nur Signal eingeschaltet sind (d.h. es findet kein Vierwellenmischen statt), unterscheidet sich die Messung nicht wesentlich von der Referenzmessung, bei der keiner der Laser eingeschaltet war.



besitzt. Die Modulation des Gesamtsignals geschieht lediglich durch den kleinen Beitrag der Idler-Welle bei 1551 nm.

Zum Verwendeten Versuchsaufbau muss angemerkt werden, dass ein Gerät zur Messung der Bitfehlerrate deutlich besser als ein Netzwerkanalysator dazu geeignet ist um die Signalübertragung durch Vierwellenmischen zu untersuchen. Solch ein Gerät stand für die Messungen allerdings nicht zur Verfügung. *Corcoran et al.* konnte mit Hilfe eines solchen Geräts Übertragungsraten von bis zu 640 Gbit s^{-1} in vergleichbaren Proben messen [28]. *Koos et al.* gelang es in polymerinfiltrierten Schlitzwellenleitern Übertragungsraten von 170 Gbit s^{-1} zu erreichen [65].

Diese Messungen zeigen das Potential der Nutzung des Vierwellenmischens zur rein optischen Übertragung modulierter Signale auf eine andere Wellenlänge. Die hier gezeigten Messungen sollten sich auf die in dieser Arbeit hergestellten Proben übertragen lassen. Allerdings wird die Wahl der beteiligten Wellenlängen durch die diskreten Resonanzen eingeschränkt.

13. Zusammenfassung und Ausblick

13.1. Zusammenfassung

Im ersten Teil dieser Arbeit wurden global infiltrierte zweidimensionale photonische Kristalle untersucht. Hierbei konnte eine statische Änderung der photonischen Bandstruktur durch die Infiltration nachgewiesen werden. In Pump-Probe-Untersuchungen konnte eine durch den Kerr-Effekt verursachte Änderung der Reflektivität in der Nähe der Kante des zweiten Bandes von 3% beobachtet werden. Im Anschluss wurde ein Verfahren entwickelt, das es erlaubt mehrere Farbstoffe gezielt in einzelne Poren zu infiltrieren.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wurden Racetrack-Resonatoren aus Silizium-As₂S₃-Hybrid-Slot-Wellenleiter hergestellt und untersucht. Hierzu wurden zunächst Überlegungen zur Optimierung des Wellenleiterquerschnitts für das entartete Vierwellenmischen angestellt. Zur Untersuchung des Vierwellenmischens wurden Racetrack-Resonatoren aus diesen Wellenleitern dimensioniert und ein neuartiger Koppler zwischen Bus-Wellenleiter und Resonator entworfen. Anschließend wurden erstmals Proben mit dieser Art Wellenleiter hergestellt. Hierzu wurde ein Prozess, der zum Füllen der Slots, die Abstoßung zwischen As₂S₃ und der Siliziumoberfläche mittels Anlegen eines äußeren Drucks überwindet, entwickelt.

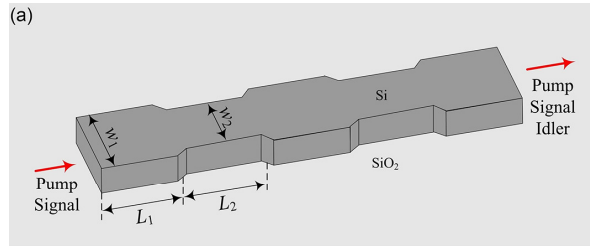
Diese hergestellten Strukturen wurden hinsichtlich ihrer linearen optischen Eigenschaften (Gruppenindex, Gütefaktoren und Dämpfungen) im Vergleich zu Racetrack-Resonatoren aus Siliziumstreifen-Wellenleitern untersucht. Die Resonatoren aus den Hybrid-Wellenleitern zeigen hierbei mit den Resonatoren aus Siliziumwellenleitern vergleichbare Gütefaktoren und Dämpfungen. Im Nachfolgenden wurde das entartete Vierwellenmischen in den Resonatoren untersucht. Hierbei wurde vor allem der Einfluss der Resonanzen auf die Effizienz des nichtlinear optischen Prozesses betrachtet. Die Effizienz der Hybridstrukturen liegt hierbei in der selben Größenordnung wie die der reinen Siliziumstrukturen. Anschließend wurden mehrere Wege zur Steigerung der Effizienz des Vierwellenmischens in den untersuchten Wellenleitern dargestellt. Zu nennen sind hier vor allem die Optimierung des Umfangs des Resonators und die Phasen Anpassung durch einen photonischen Kristall. Abschließend wurde eine Anwendung des Vierwellenmischens, die rein optische Übertragung eines Modulationssignals von einer Wellenlänge auf eine andere, untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass diese im Rahmen der Möglichkeiten der Messmethoden ohne zeitliche Verzögerung geschieht.

13.2. Ausblick

Die zur Infiltration der photonischen Kristalle benutzten Farbstoffe lassen auf Grund ihrer Molekülstruktur eine starke Anisotropie ihrer optischen Eigenschaften auf mikroskopischer Ebene vermuten. Falls es gelingt die Farbstoffe gerichtet zu kristallisieren treten diese auch makroskopisch zutage. Dazu müssten sowohl die Innenseiten der Poren als auch die Farbstoffe so funktionalisiert werden, dass die Farbstoffe sich in den Poren ordnen. Hierdurch sollte sich der in Abschnitt 2.4 gemessene Effekt deutlich verstärken lassen.

Weiterhin war es im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich die nichtlinear optischen Eigenschaften der Farbstoffe zu bestimmen. Dies könnte ein Ansatz für weitere Arbeiten sein.

Abbildung 13.1 Schematische Darstellung eines weitenmodulierten Streifenwellenleiters zur Phasen Anpassung des Vierwellenmischens. Das zur Phasen Anpassung verwendete Prinzip wurde in Kapitel 11 vorgestellt. (Die Abbildung wurde [146] entnommen.)



Hinsichtlich der Untersuchung von hybriden As_2S_3 -Silizium-Slot-Wellenleitern stellt diese Arbeit lediglich den ersten Schritt dar. Wie in Abschnitt 10.4 bereits diskutiert, ließe sich die Effizienz des Vierwellenmischens bei unveränderter Wellenleitergeometrie durch die Verwendung eines Resonators mit angepassten Umfang stark verbessern. Es ist also sinnvoll solche Strukturen zu untersuchen. Wenn man zu Resonatoren mit kleinerem Umfang übergeht, führt dies zu Ringresonatoren.

Bei der Verwendung von Ringresonatoren wird der Kopplungsbereich zwischen Bus-Wellenleiter und Resonator zwangsläufig kürzer. Zu dessen Design kann die in Abschnitt 5.2 verwendete einfache Abschätzung nicht verwendet werden. Zum einen haben sich schon in dieser Arbeit beim Design der asymmetrischen Koppler in Abschnitt 5.3 die Grenzen dieser Methode gezeigt. Zum anderen können die Wellenleiter besonders bei sehr kurzen Kopplungsbereichen nicht mehr als parallel angenähert werden. Dies und die notwendigerweise starke Kopplung zwischen Bus-Wellenleiter und Resonator schließen auch die Betrachtung mittels Coupled Mode Theorie aus. Dies macht eine vollständige 3D-Betrachtung des Kopplungsbereichs notwendig. Gegebenenfalls ist eine 2D-Betrachtung durch Zuhilfenahme von effektiven Indizes zur Beschreibung der Lichtführung innerhalb des SOI-Schichtsystems möglich. Dies sollte allerdings eingehend untersucht werden.

Unterhalb eines gewissen Radius muss der gesamte Resonator in die Betrachtung einbezogen werden, da sich hier der Einfluss der Biegung auf die Wellenleitermoden nicht mehr vernachlässigen lässt [145].

Um die spektrale Position der Resonanzwellenlängen auf eine Designwellenlänge festzulegen, ist es notwendig Heizer in das Probendesign zu integrieren. Diese können über die Längenausdehnung und über den thermooptischen Effekt zur Anpassung der Resonanzwellenlängen benutzt werden.

Aus der Diskussion des Vierwellenmischens in Racetrack-Resonatoren in Abschnitt 10.4 geht der starke Einfluss der Wellenleiterdämpfung auf das Vierwellenmischen hervor. Der Siliziumanteil am Querschnitt der in dieser Arbeit untersuchten Slot-Wellenleiter fiel bei allen Wellenleitern kleiner als geplant aus. Hierdurch erhöht sich die Dämpfung in diesen Wellenleitern. Es ist also sinnvoll erneut zu versuchen Wellenleiter mit dem geplanten Querschnitt herzustellen. Weiterhin lässt sich die Effizienz des Vierwellenmischens durch höhere Pumpintensitäten steigern. Dies lässt sich am einfachsten durch die Verwendung von Gitterkopplern oder invertierten Tapern zur Einkopplung erreichen.

Die in dieser Arbeit zum Design der Wellenleiter und zur theoretischen Beschreibung des Vierwellenmischens verwendeten Modelle sind stark vereinfacht. Bei einem Neudesign der Wellenleiter ist es sinnvoll zumindest den Einfluss der linearen Dämpfung auf das Vierwellenmischen zu betrachten. Gegebenenfalls ergibt es sich dann, dass es sich lohnt die FOM des Wellenleiters zugunsten einer geringeren Dämpfung zu reduzieren.

Die Phasen Anpassung wurde bei den in der Arbeit untersuchten Wellenleitern unterlassen. Diese sollte in weiteren Arbeiten berücksichtigt werden. Neben dem in Kapitel 11 vorgestellten Verfahren könnte auch eine leichte Weitenmodulierung des Wellenleiters zur Phasen Anpassung genutzt werden [146].

In Kapitel 12 wurde die Anwendung des Vierwellenmischen für die optische Wellenlängenkonversion von modulierten Signalen an slow-light-Strukturen untersucht. Es ist angebracht ähnliche Untersuchungen an den Resonatorstrukturen durchzuführen. Hierbei könnte zur Untersuchung der Güte der Übertragung statt des Netzwerkanalysators ein Gerät zur Messung der Bitfehlerhäufigkeit eingesetzt werden.

Literaturverzeichnis

- [1] M. Castells, *The rise of the network society*, The information age: economy, society, and culture, Wiley-Blackwell, 2nd edition, 2010.
- [2] J. Bardeen und W. H. Brattain, The Transistor, A Semi-Conductor Triode, *Phys. Rev.* **74**(2), 230–231 (1948).
- [3] W. F. Brinkman, D. E. Haggan, und W. W. Troutman, A history of the invention of the transistor and where it will lead us, *IEEE J. Solid-State Circuits* **32**(12), 1858–1865 (1997).
- [4] G. E. Moore, Cramming More Components onto Integrated Circuits, *Electronics* **38**(8), 114–117 (1965).
- [5] M. Lundstrom, Moore’s Law Forever?, *Science* **299**(5604), 210–211 (2003).
- [6] L. B. Kish, End of Moore’s law: thermal (noise) death of integration in micro and nano electronics, *Phys. Lett. A* **305**(3-4), 144–149 (2002).
- [7] K. Rupp und S. Selberherr, The Economic Limit to Moore’s Law [Point of View], *Proc. IEEE* **98**(3), 351–353 (2010).
- [8] S. Lloyd, Ultimate physical limits to computation, *Nature* **406**(6799), 1047–1054 (2000).
- [9] J. Powell, The Quantum Limit to Moore’s Law, *Proc. IEEE* **96**(8), 1247–1248 (2008).
- [10] M. A. Foster, A. C. Turner, J. E. Sharping, B. S. Schmidt, M. Lipson, und A. L. Gaeta, Broad-band optical parametric gain on a silicon photonic chip, *Nature* **441**(7096), 960–963 (2006).
- [11] K. KAO und G. Hockham, Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies, *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers* **113**(7), 1151–1158 (1966).
- [12] C. Brackett, Dense wavelength division multiplexing networks: principles and applications, *IEEE Journal on Selected Areas in Communications* **8**(6), 948–964 (1990).
- [13] International Telecommunication Union, Telecommunication Standardization Sector, Spectral grids for WDM applications: DWDM frequency grid.
- [14] G. P. Agrawal, *Fiber-optic communication systems*, Wiley-Interscience, New York, NY, 2002.
- [15] M. Smit, J. van der Tol, und M. Hill, Moore’s law in photonics, *Laser Photon. Rev.* **6**(1), 1–13 (2012).
- [16] J. D. Meindl, Beyond Moore’s Law: The Interconnect Era, *Computing in Science & Engineering* **5**(1), 20–24 (2003).

-
- [17] Y. Vlasov und S. McNab, Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends, *Opt. Express* **12**(8), 1622–1631 (2004).
- [18] A. W. Fang, H. Park, O. Cohen, R. Jones, M. J. Paniccia, und J. E. Bowers, Electrically pumped hybrid AlGaInAs-silicon evanescent laser, *Optics Express* **14**(20), 9203–9210 (2006).
- [19] D. Liang und J. E. Bowers, Recent progress in lasers on silicon, *Nature Photon.* **4**(8), 511–517 (2010).
- [20] J. Witzens, T. Baehr-Jones, und M. Hochberg, Silicon photonics: On-chip OPOs, *Nature Photon.* **4**(1), 10–12 (2010).
- [21] Q. Lin, T. J. Johnson, R. Perahia, C. P. Michael, und O. J. Painter, A proposal for highly tunable optical parametric oscillation in silicon micro-resonators, *Opt. Express* **16**(14), 10596–10610 (2008).
- [22] J. S. Levy, A. Gondarenko, M. A. Foster, A. C. Turner-Foster, A. L. Gaeta, und M. Lipson, CMOS-compatible multiple-wavelength oscillator for on-chip optical interconnects, *Nature Photon.* **4**(1), 37–40 (2010).
- [23] L. Razzari, D. Duchesne, M. Ferrera, R. Morandotti, S. Chu, B. E. Little, und D. J. Moss, CMOS-compatible integrated optical hyper-parametric oscillator, *Nature Photon.* **4**(1), 41–45 (2010).
- [24] L. Zhang, Q. Lin, Y. Yue, Y. Yan, R. G. Beausoleil, und A. E. Willner, Silicon waveguide with four zero-dispersion wavelengths and its application in on-chip octave-spanning supercontinuum generation, *Opt. Express* **20**(2), 1685–1690 (2012).
- [25] T. Vallaitis, S. Bogatscher, L. Alloatti, P. Dumon, R. Baets, M. L. Scimeca, I. Biaggio, F. Diederich, C. Koos, W. Freude, und J. Leuthold, Optical properties of highly nonlinear silicon-organic hybrid (SOH) waveguide geometries, *Opt. Express* **17**(20), 17357–17368 (2009).
- [26] C. Koos, L. Jacome, C. Poulton, J. Leuthold, und W. Freude, Nonlinear silicon-on-insulator waveguides for all-optical signal processing, *Opt. Express* **15**(10), 5976–5990 (2007).
- [27] S. J. Madden, D.-Y. Choi, M. R. Lamont, V. G. Ta’Eed, N. J. Baker, M. D. Pelusi, B. Luther-Davies, und B. J. Eggleton, Chalcogenide glass photonic chips, *Opt. Photonics News* **19**(2), 18–23 (2008).
- [28] B. Corcoran, C. Monat, M. Pelusi, C. Grillet, T. P. White, L. O’Faolain, T. F. Krauss, B. J. Eggleton, und D. J. Moss, Optical signal processing on a silicon chip at 640Gb/s using slow-light, *Opt. Express* **18**(8), 7770–7781 (2010).
- [29] C. Monat, M. Ebnali-Heidari, C. Grillet, B. Corcoran, B. J. Eggleton, T. P. White, L. O’Faolain, J. Li, und T. F. Krauss, Four-wave mixing in slow light engineered silicon photonic crystal waveguides, *Opt. Express* **18**(22), 22915–22927 (2010).
- [30] M. D. Pelusi, V. G. Ta’eed, M. R. E. Lamont, S. Madden, D.-Y. Choi, B. Luther-Davies, und B. J. Eggleton, Ultra-High Nonlinear As₂S₃ Planar Waveguide for 160-Gb/s Optical Time-Division Demultiplexing by Four-Wave Mixing, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **19**(19), 1496–1498 (2007).

- [31] M. R. Lamont, C. M. de Sterke, und B. J. Eggleton, Dispersion engineering of highly nonlinear As_2S_3 waveguides for parametric gain and wavelength conversion, *Opt. Express* **15**(15), 9458–9463 (2007).
- [32] S. John, Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices, *Phys. Rev. Lett.* **58**(23), 2486 (1987).
- [33] E. Yablonovitch, Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics, *Phys. Rev. Lett.* **58**(20), 2059 (1987).
- [34] J. D. Joannopoulos und J. N. Winn, *Photonic crystals: molding the flow of light*, Princeton University Press, 2008.
- [35] S. G. Johnson und J. D. Joannopoulos, Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis, *Opt. Express* **8**(3), 173–190 (2001).
- [36] A. Birner, *Optische Wellenleiter und Mikroresonatoren in zweidimensionalen photonischen Kristallen aus makroporösem Silizium*, Doktorarbeit, Martin-Luther-Universität, Halle-Wittenberg, 2000.
- [37] V. Lehmann, The Physics of Macropore Formation in Low Doped n-Type Silicon, *J. Electrochem. Soc.* **140**(10), 2836–2843 (1993).
- [38] J. Schilling, *Herstellung und optische Eigenschaften von 2D- und 3D-photonischen Kristallen aus makroporösem Silizium*, Doktorarbeit, Martin-Luther-Universität, Halle-Wittenberg, 2002.
- [39] S. Matthias, *Herstellung und Charakterisierung von 3D-photonischen Kristallen aus makroporösem Silizium*, Doktorarbeit, Martin-Luther-Universität, Halle-Wittenberg, 2005.
- [40] S. Schweizer, *Dynamisches Verhalten von Silizium-Elektroden in Fluor-haltigen Elektrolyten*, Doktorarbeit, Brandenburgische Technische Universität, Cottbus, 2004.
- [41] A. Langner, *Fabrication and Characterization of Macroporous Silicon*, Doktorarbeit, Martin-Luther-Universität, Halle-Wittenberg, 2008.
- [42] M. Steinhart, Polymer Nanotubes by Wetting of Ordered Porous Templates, *Science* **296**(5575), 1997–1997 (2002).
- [43] M. Steinhart, R. B. Wehrspohn, U. Gösele, und J. H. Wendorff, Nanoröhrchen durch Templatbenetzung: ein Baukastensystem, *Angew. Chem.* **116**(11), 1356–1367 (2004).
- [44] M. Steinhart, *Nanoröhrchen durch Benetzung poröser Template*, Doktorarbeit, Philipps-Universität, Marburg, 2003.
- [45] Y. Luo, S. K. Lee, H. Hofmeister, M. Steinhart, und U. Gösele, Pt Nanoshell Tubes by Template Wetting, *Nano Lett.* **4**(1), 143–147 (2004).
- [46] C. Löwe und C. Weder, Synthesis and Properties of Photoluminescent 1,4-Bis-(α -cyano-4-methoxystyryl)benzenes, *Synthesis* **9**, 1185–1189 (2002).
- [47] K. Sakoda, *Optical properties of photonic crystals*, Springer, 2005.

- [48] A. von Rhein, *Theoretische und experimentelle Beschreibung von Oberflächenzuständen und negativer Brechung in dielektrischen photonischen Kristallen*, Doktorarbeit, Universität, Paderborn, 2006.
- [49] S. L. Schweizer, A. von Rhein, T. M. Geppert, und R. B. Wehrspohn, Reduced pore diameter fluctuations of macroporous silicon fabricated from neutron transmutation doped material, *Phys. Status Solidi RRL* **4**(7), 148–150 (2010).
- [50] Y. Wu, *Photonic Crystals with active organic materials*, Doktorarbeit, Case Western Reserve University, Cleveland, 2010.
- [51] A. Borsutzky, R. Brünger, C. Huang, und R. Wallenstein, Harmonic and sum-frequency generation of pulsed laser radiation in BBO, LBO, and KD*P, *Appl. Phys. B Photo.* **52**, 55–62 (1991).
- [52] S. W. Leonard, H. M. van Driel, J. Schilling, und R. B. Wehrspohn, Ultrafast band-edge tuning of a two-dimensional silicon photonic crystal via free-carrier injection, *Phys. Rev. B* **66**, 161102 (2002).
- [53] D. Hermann, M. Schillinger, S. F. Mingaleev, und K. Busch, Wannier-function based scattering-matrix formalism for photonic crystal circuitry, *J. Opt. Soc. Am. B* **25**(2), 202–209 (2008).
- [54] S. F. Mingaleev, M. Schillinger, D. Hermann, und K. Busch, Tunable photonic crystal circuits: concepts and designs based on single-pore infiltration, *Opt. Lett.* **29**(24), 2858–2860 (2004).
- [55] D. S. Wiersma, Nonlinear optics: Controlling photons with light, *Nat Photon* **2**(3), 136–137 (2008).
- [56] F. Intonti, S. Vignolini, V. Türeci, M. Colocci, P. Bettotti, L. Pavesi, S. L. Schweizer, R. Wehrspohn, und D. Wiersma, Rewritable photonic circuits, *Appl. Phys. Lett.* **89**(21), 211117 (2006).
- [57] U. Bog, C. L. C. Smith, M. W. Lee, S. Tomljenovic-Hanic, C. Grillet, C. Monat, L. O’Faolain, C. Karnutsch, T. F. Krauss, R. C. McPhedran, und B. J. Eggleton, High-Q microfluidic cavities in silicon-based two-dimensional photonic crystal structures, *Opt. Lett.* **33**(19), 2206–2208 (2008).
- [58] P. El-Kallassi, S. Balog, R. Houdré, L. Balet, L. Li, M. Francardi, A. Gerardino, A. Fiore, R. Ferrini, und L. Zuppiroli, Local infiltration of planar photonic crystals with UV-curable polymers, *J. Opt. Soc. Am. B* **25**(10), 1562–1567 (2008).
- [59] Umicore Galvanotechnik GmbH, *Technical specifications AURUNA 5100*.
- [60] Olympus, *Bedienungsanleitung Motorisches Auflicht-Fluoreszenz-System*, Olympus Deutschland GmbH, Wendenstr. 14-18, D-20091 Hamburg, Germany.
- [61] A. R. A. Palmans, M. Eglin, A. Montali, C. Weder, und P. Smith, Tensile Orientation Behavior of Alkoxy-Substituted Bis(phenylethynyl)benzene Derivatives in Polyolefin Blend Films, *Chem. Mater.* **12**(2), 472–480 (2000).

- [62] M. Maeda, W. Sessa, W. Way, A. Yi-Yan, L. Curtis, R. Spicer, and R. Laming, The effect of four-wave mixing in fibers on optical frequency-division multiplexed systems, *J. Lightwave Technol.* **8**(9), 1402–1408 (1990).
- [63] H. Fukuda, K. Yamada, T. Shoji, M. Takahashi, T. Tsuchizawa, T. Watanabe, J.-i. Takahashi, und S.-i. Itabashi, Four-wave mixing in silicon wire waveguides, *Opt. Express* **13**(12), 4629–4637 (2005).
- [64] K. Inoue, Experimental study on channel crosstalk due to fiber four-wave mixing around the zero-dispersion wavelength, *J. Lightwave Technol.* **12**(6), 1023–1028 (1994).
- [65] C. Koos, P. Vorreau, T. Vallaitis, P. Dumon, W. Bogaerts, R. Baets, B. Esembeson, I. Biaggio, T. Michinobu, F. Diederich, W. Freude, und J. Leuthold, All-optical high-speed signal processing with silicon-organic hybrid slot waveguides, *Nature Photon.* **3**(4), 216–219 (2009).
- [66] R. Espinola, J. Dadap, J. Osgood, S. McNab, und Y. Vlasov, C-band wavelength conversion in silicon photonic wire waveguides, *Opt. Express* **13**(11), 4341–4349 (2005).
- [67] E. J. M. Verdurmen, G. D. Khoe, A. M. J. Koonen, und H. de Waardt, All-optical data format conversion from WDM to OTDM based on FWM, *Microw. Opt. Technol. Lett.* **48**(5), 992–994 (2006).
- [68] H. Hu, H. C. H. Mulvad, M. Galili, E. Palushani, J. Xu, A. T. Clausen, L. K. Oxenløwe, und P. Jeppesen, Polarization-insensitive 640 Gb/s demultiplexing based on four wave mixing in a polarization-maintaining fibre loop, *J. Lightwave Technol.* **28**(12), 1789–1795 (2010).
- [69] B. G. Lee, A. Biberman, N. Ophir, A. C. Turner-Foster, M. A. Foster, M. Lipson, A. L. Gaeta, und K. Bergman, 160-Gb/s broadband wavelength conversion on chip using dispersion-engineered silicon waveguides, in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2009.
- [70] S. Kawanishi, K. Okamoto, M. Ishii, O. Kamatani, H. Takara, und K. Uchiyama, All-optical time-division-multiplexing of 100 Gbit/s signal based on four-wave mixing in a travelling-wave semiconductor laser amplifier, *Electron. Lett.* **33**(11), 976–977 (1997).
- [71] S. Kawanishi und O. Kamatani, All-optical time division multiplexing using four-wave mixing, *Electron. Lett.* **30**(20), 1697–1698 (1994).
- [72] K. J. Ebeling, *Integrated Optoelectronics*, Springer Verlag, 1993.
- [73] A. Yariv und P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*, John Wiley & Sons, 1984.
- [74] R. März, *Integrated Optics*, Artech House, 1995.
- [75] P. Yeh, *Optical Waves in Layered Media*, John Wiley & Sons, 2005.
- [76] A. Yariv und P. Yeh, *Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation*, John Wiley & Sons, 2002.
- [77] Q. Lin, O. J. Painter, und G. P. Agrawal, Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides: modeling and applications, *Opt. Express* **15**(25), 16604–16644 (2007).

- [78] R. Paschotta, *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 1 edition, 2008.
- [79] V. Mizrahi, K. W. DeLong, G. I. Stegeman, M. A. Saifi, and M. J. Andrejco, Two-photon absorption as a limitation to all-optical switching, *Opt. Lett.* **14**(20), 1140–1142 (1989).
- [80] T. W. Baehr-Jones und M. J. Hochberg, Polymer Silicon Hybrid Systems: A Platform for Practical Nonlinear Optics?, *J. Phys. Chem. C* **112**(21), 8085–8090 (2008).
- [81] P. Muellner, M. Wellenzohn, und R. Hainberger, Nonlinearity of optimized silicon photonic slot waveguides, *Opt. Express* **17**(11), 9282–9287 (2009).
- [82] M. Gould, T. Baehr-Jones, R. Ding, S. Huang, J. Luo, A. K.-Y. Jen, J.-M. Fedeli, M. Fournier, und M. Hochberg, Silicon-polymer hybrid slot waveguide ring-resonator modulator, *Opt. Express* **19**(5), 3952–3961 (2011).
- [83] Q. Xu, V. R. Almeida, R. R. Panepucci, und M. Lipson, Experimental demonstration of guiding and confining light in nanometer-size low-refractive-index material, *Opt. Lett.* **29**(14), 1626–1628 (2004).
- [84] V. R. Almeida, Q. Xu, C. A. Barrios, und M. Lipson, Guiding and confining light in void nanostructure, *Opt. Lett.* **29**(11), 1209–1211 (2004).
- [85] C. A. Barrios, K. B. Gylfason, B. Sánchez, A. Griol, H. Sohlström, M. Holgado, und R. Casquel, Slot-waveguide biochemical sensor, *Opt. Lett.* **32**(21), 3080–3082 (2007).
- [86] K. B. Gylfason, *Integrated Optical Slot-Waveguide Ring Resonator Sensor Arrays for Lab-on-Chip Applications*, Doktorarbeit, Royal Insititute of Technology, Stockholm, Sweden, 2010.
- [87] T. Claes, J. Molera, K. De Vos, E. Schacht, R. Baets, und P. Bienstman, Label-Free Biosensing With a Slot-Waveguide-Based Ring Resonator in Silicon on Insulator, *IEEE Photon. J.* **1**(3), 197–204 (2009).
- [88] C. F. Carlborg, K. B. Gylfason, A. Kazmierczak, F. Dortu, M. J. Bañuls Polo, A. Maquieira Catala, G. M. Kresbach, H. Sohlström, T. Moh, L. Vivien, J. Popplewell, G. Ronan, C. A. Barrios, G. Stemme, und W. van der Wijngaart, A packaged optical slot-waveguide ring resonator sensor array for multiplex label-free assays in labs-on-chips, *Lab. Chip* **10**(3), 281 (2010).
- [89] P. Sanchis, J. Blasco, A. Martínez, und J. Martí, Design of Silicon-Based Slot Waveguide Configurations for Optimum Nonlinear Performance, *J. Lightwave Technol.* **25**(5), 1298–1305 (2007).
- [90] L. Zhang, Y. Yue, Y. Xiao-Li, J. Wang, R. G. Beausoleil, und A. E. Willner, Flat and low dispersion in highly nonlinear slot waveguides, *Opt. Express* **18**(12), 13187–13193 (2010).
- [91] A. Martinez, J. Blasco, P. Sanchis, J. V. Galan, J. Garcia-Ruperez, E. Jordana, P. Gautier, Y. Lebour, S. Hernandez, R. Spano, R. Guider, N. Daldosso, B. Garrido, J. M. Fedeli, L. Pavesi, und J. Marti, Ultrafast All-Optical Switching in a Silicon-Nanocrystal-Based Silicon Slot Waveguide at Telecom Wavelengths, *Nano Lett.* **10**(4), 1506–1511 (2010).

- [92] P. Müllner, *Fundamental Characteristics of the SOI Slot Waveguide Structure*, Doktorarbeit, Universität, Wien, 2010.
- [93] A. V. Shahraam und T. M. Monroe, A full vectorial model for pulse propagation in emerging waveguides with subwavelength structures part I: Kerr nonlinearity, *Opt. Express* **17**(4), 2298–2318 (2009).
- [94] B. Wu, A. Kumar, und S. Pamarthy, High aspect ratio silicon etch: A review, *J. Appl. Phys.* **108**(5), 051101 (2010).
- [95] G. C. Chern, Spin-coated amorphous chalcogenide films, *J. Appl. Phys.* **53**(10), 6979 (1982).
- [96] S. Song, J. Dua, und C. B. Arnold, Influence of annealing conditions on the optical and structural properties of spin-coated As₂S₃ chalcogenide glass thin films, *Opt. Express* **18**(6), 5472–5480 (2010).
- [97] C. Tsay, E. Mujagic, C. K. Madsen, C. F. Gmachl, und C. B. Arnold, Mid-infrared characterization of solution-processed As₂S₃ chalcogenide glass waveguides, *Opt. Express* **18**(15), 15523–15530 (2010).
- [98] A. Yariv und P. Yeh, *Photonics: Optical Electronics in Modern Communications*, Oxford University Press, USA, 6 edition, 2006.
- [99] A. Yariv, Universal relations for coupling of optical power between microresonators and dielectric waveguides, *Electron. Lett.* **36**(4), 321–322 (2000).
- [100] J. Heebner, R. Grover, und T. A. Ibrahim, *Optical Microresonators: Theory, Fabrication, and Applications*, Springer, 2010.
- [101] B. E. Little und W. P. Huang, Coupled-Mode Theory for Optical Waveguides, *Prog. Electromagn. Res.* **10**, 217 – 270 (1995).
- [102] A. Yariv, Coupled-mode theory for guided-wave optics, *IEEE J. Quant. Electron.* **9**(9), 919–933 (1973).
- [103] C. Schriever, *Modifikation optischer Nichtlinearitäten in Silizium*, Doktorarbeit, Martin-Luther-Universität, Halle-Wittenberg, 2013.
- [104] U. Hilleringmann, *Silizium-Halbleitertechnologie: Grundlagen mikroelektronischer Integrationstechnik*, Vieweg+Teubner, 2008.
- [105] D. Taillaert, P. Bienstman, und R. Baets, Compact efficient broadband grating coupler for silicon-on-insulator waveguides, *Opt. Lett.* **29**(23), 2749–2751 (2004).
- [106] P. Karioja und D. Howe, Diode-laser-to-waveguide butt coupling, *Appl. Opt.* **35**(3), 404–416 (1996).
- [107] G. Eisenstein und D. Vitello, Chemically etched conical microlenses for coupling single-mode lasers into single-mode fibers, *Appl. Opt.* **21**(19), 3470–3474 (1982).
- [108] D. Pergande, *Polarisationsabhängige Transmissionseigenschaften von integriert optischen Wellenleitern auf Siliziumbasis*, Doktorarbeit, Martin-Luther-Universität, Halle-Wittenberg, 2009.

-
- [109] J. Mick, *Interferenzlithographie mit hochaufbauenden Resistsystemen*, Doktorarbeit, Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg i. Br., 2005.
- [110] N. Granzow, *Microstructured Optical Fibers with Incorporated Nonlinear Glasses*, Doktorarbeit, Friedrich-Alexander-Universität, Erlangen-Nürnberg, 2013.
- [111] R. Regener und W. Sohler, Loss in low-finesse Ti:LiNbO₃ optical waveguide resonators, *Appl. Phys. B Photo.* **36**(3), 143–147 (1985).
- [112] E. Hecht, *Optics*, Addison-Wesley, 2002.
- [113] D. Hofstetter und R. L. Thornton, Loss measurements on semiconductor lasers by Fourier analysis of the emission spectra, *Appl. Phys. Lett.* **72**(4), 404 (1998).
- [114] R. Lyons, Reducing FFT Scalloping Loss Errors Without Multiplication [DSP Tips and Tricks], *IEEE Signal Process. Mag.* **28**(2), 112–116 (2011).
- [115] G. Heinzl, A. Rüdiger, und R. Schilling, Spectrum and spectral density estimation by the Discrete Fourier transform (DFT), including a comprehensive list of window functions and some new flat-top windows, <http://edoc.mpg.de/>, 2002, document ID: 395068.
- [116] N. Yoder, <http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/25500-peakfinder>.
- [117] I. Chremmos, O. Schwelb, und N. Uzunoglu, Editoren, *Photonic Microresonator Research and Applications*, volume 156 of *Springer Series in Optical Sciences*, Springer US, Boston, MA, 2010.
- [118] P. Rabiei, W. H. Steier, C. Zhang, und L. R. Dalton, Polymer Micro-Ring Filters and Modulators, *J. Lightwave Technol.* **20**(11), 1968 (2002).
- [119] A. Griffith, J. Cardenas, C. B. Poitras, und M. Lipson, High quality factor and high confinement silicon resonators using etchless process, *Opt. Express* **20**(19), 21341–21345 (2012).
- [120] R. Todorov, D. Tsankov, J. Pirov, und K. Petkov, Structure and optical properties of thin As₂S₃-In₂S₃ films, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**(30), 305401 (2011).
- [121] J. Komma, C. Schwarz, G. Hofmann, D. Heinert, und R. Nawrodt, Thermo-optic coefficient of silicon at 1550 nm and cryogenic temperatures, *Appl. Phys. Lett.* **101**(4), 041905 (2012).
- [122] G. Priem, P. Dumon, W. Bogaerts, D. Van Thourhout, G. Morthier, und R. Baets, Optical bistability and pulsating behaviour in Silicon-On-Insulator ring resonator structures, *Opt. Express* **13**(23), 9623–9628 (2005).
- [123] V. R. Almeida und M. Lipson, Optical bistability on a silicon chip, *Opt. Lett.* **29**(20), 2387–2389 (2004).
- [124] Q. Xu und M. Lipson, All-optical logic based on silicon micro-ring resonators, *Opt. Express* **15**(3), 924–929 (2007).
- [125] P. P. Absil, J. V. Hryniewicz, B. E. Little, P. S. Cho, R. A. Wilson, L. G. Joneckis, und P.-T. Ho, Wavelength conversion in GaAs micro-ring resonators, *Opt. Lett.* **25**(8), 554–556 (2000).

- [126] Q. Lin, J. Zhang, P. M. Fauchet, und G. P. Agrawal, Ultrabroadband parametric generation and wavelength conversion in silicon waveguides, *Opt. Express* **14**(11), 4786–4799 (2006).
- [127] I. Rukhlenko, M. Premaratne, und G. Agrawal, Nonlinear Silicon Photonics: Analytical Tools, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **16**(1), 200–215 (2010).
- [128] C. Koos, *Nanophotonic Devices for Linear and Nonlinear Optical Signal Processing*, Doktorarbeit, Universität Fridericiana Karlsruhe, Karlsruhe, 2007.
- [129] W. Bogaerts, P. De Heyn, T. Van Vaerenbergh, K. De Vos, S. Kumar Selvaraja, T. Claes, P. Dumon, P. Bienstman, D. Van Thourhout, und R. Baets, Silicon microring resonators, *Laser Photon. Rev.* **6**(1), 47–73 (2012).
- [130] S. K. Selvaraja, D. Vermeulen, M. Schaekers, E. Sleeckx, W. Bogaerts, G. Roelkens, P. Dumon, D. Van Thourhout, und R. Baets, Highly efficient grating coupler between optical fiber and silicon photonic circuit, in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, page CTuC6, Optical Society of America, 2009.
- [131] G. Roelkens, D. Van Thourhout, und R. Baets, High efficiency Silicon-on-Insulator grating coupler based on a poly-Silicon overlay, *Opt. Express* **14**(24), 11622–11630 (2006).
- [132] M. Pu, L. Liu, H. Ou, K. Yvind, und J. M. Hvam, Ultra-low-loss inverted taper coupler for silicon-on-insulator ridge waveguide, *Opt. Commun.* **283**(19), 3678–3682 (2010).
- [133] G. Roelkens, D. Van Thourhout, R. Baets, M. Smit, und others, Laser emission and photodetection in an InP/InGaAsP layer integrated on and coupled to a Silicon-on-Insulator waveguide circuit, *Opt. Express* **14**(18), 8154–8159 (2006).
- [134] T. Alasaarela, D. Korn, L. Alloatti, A. Säynätjoki, A. Tervonen, R. Palmer, J. Leuthold, W. Freude, und S. Honkanen, Reduced propagation loss in silicon strip and slot waveguides coated by atomic layer deposition, *Opt. Express* **19**(12), 11529–11538 (2011).
- [135] D. Sparacin, S. Spector, und L. Kimerling, Silicon waveguide sidewall smoothing by wet chemical oxidation, *J. Lightwave Technol.* **23**(8), 2455–2461 (2005).
- [136] K. K. Lee, D. R. Lim, L. C. Kimerling, J. Shin, und F. Cerrina, Fabrication of ultralow-loss Si/SiO₂ waveguides by roughness reduction, *Opt. Lett.* **26**(23), 1888–1890 (2001).
- [137] J. Li, T. P. White, L. O’Faolain, A. Gomez-Iglesias, und T. F. Krauss, Systematic design of flat band slow light in photonic crystal waveguides, *Opt. Express* **16**(9), 6227–6232 (2008).
- [138] J. Li, L. O’Faolain, I. H. Rey, und T. F. Krauss, Four-wave mixing in photonic crystal waveguides: slow light enhancement and limitations, *Opt. Express* **19**(5), 4458–4463 (2011).
- [139] A. Gomez-Iglesias, D. O’Brien, L. O’Faolain, A. Miller, und T. F. Krauss, Direct measurement of the group index of photonic crystal waveguides via Fourier transform spectral interferometry, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 261107 (2007).
- [140] V. Eckhouse, I. Cestier, G. Eisenstein, S. Combrié, P. Colman, A. De Rossi, M. Santagiustina, C. G. Someda, und G. Vadalà, Highly efficient four wave mixing in GaInP photonic crystal waveguides, *Opt. Lett.* **35**(9), 1440–1442 (2010).

- [141] A. Pasquazi, Y. Park, J. Azaña, F. Légaré, R. Morandotti, B. E. Little, S. T. Chu, and D. J. Moss, Efficient wavelength conversion and net parametric gain via Four Wave Mixing in a high index doped silica waveguide, *Opt. Express* **18**(8), 7634–7641 (2010).
- [142] Y.-H. Kuo, H. Rong, V. Sih, S. Xu, M. Paniccia, and O. Cohen, Demonstration of wavelength conversion at 40 Gb/s data rate in silicon waveguides, *Opt. Express* **14**(24), 11721–11726 (2006).
- [143] H. Rong, Y.-H. Kuo, A. Liu, M. Paniccia, and O. Cohen, High efficiency wavelength conversion of 10 Gb/s data in silicon waveguides, *Opt. Express* **14**(3), 1182–1188 (2006).
- [144] A. V. Ramprasad, M. Meenakshi, G. Geetha, and R. Satheesh kumar, Suppression of four wave mixing crosstalk components in DWDM optical systems, in *2006 IFIP International Conference on Wireless and Optical Communications Networks*, pages 5 pp.–5, 2006.
- [145] P. A. Anderson, B. S. Schmidt, and M. Lipson, High confinement in silicon slot waveguides with sharp bends, *Opt. Express* **14**(20), 9197 (2006).
- [146] B. Jin, J. Yuan, C. Yu, X. Sang, S. Wei, X. Zhang, Q. Wu, and G. Farrell, Efficient and broadband parametric wavelength conversion in a vertically etched silicon grating without dispersion engineering, *Opt. Express* **22**(6), 6257 (2014).
- [147] M. Bass, C. DeCusatis, J. Enoch, G. Li, V. N. Mahajan, E. V. Stryland, and C. MacDonald, *Handbook of Optics: Optical Properties of Materials, Nonlinear Optics, Quantum Optics*, McGraw-Hill Prof Med/Tech, 2009.
- [148] T. Liang und H. Tsang, Nonlinear absorption and Raman scattering in silicon-on-insulator optical waveguides, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **10**(5), 1149 – 1153 (2004).
- [149] G. P. Agrawal, *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, 2008.
- [150] M. Asobe, T. Kanamori, K. Naganuma, H. Itoh, and T. Kaino, Third-order nonlinear spectroscopy in As_2S_3 chalcogenide glass fibers, *J. Appl. Phys.* **77**(11), 5518–5523 (1995).
- [151] R. P. Wang, A. Rode, S. Madden, und B. Luther-Davies, Physical Aging of Arsenic Trisulfide Thick Films and Bulk Materials, *J. Am. Ceram. Soc.* **90**(4), 1269 –1271 (2007).
- [152] R. P. Wang, S. J. Madden, C. J. Zha, A. V. Rode, und B. Luther-Davies, Annealing induced phase transformations in amorphous As_2S_3 films, *J. Appl. Phys.* **100**(6), 063524–063524–4 (2006).
- [153] K. White, B. Kumar, und A. K. Rai, Effect of deposition rate on structure and properties of As_2S_3 film, *Thin Solid Films* **161**, 139–147 (1988).
- [154] P. Espeau, J. L. Tamarit, M. Barrio, D. O. Lopez, M. A. Perrin, H. Allouchi, und R. Ceolin, Solid State Studies on Synthetic and Natural Crystalline Arsenic(III) Sulfide, As_2S_3 (Orpiment): New Data for an Old Compound, *Chem. Mater.* **18**(16), 3821–3826 (2006).

A. Anhang

A.1. Abkürzungsverzeichnis

ASE	Verstärkte spontane Emission (engl. Amplified Spontaneous Emission)
BBO	β -Bariumborat
DSC	Dynamische Differenzkalorimetrie (engl.: Differential Scanning Calorimetry)
DFWM	Entartetes Vierwellenmischen (engl. Degenerate Four Wave Mixing)
DUT	Probe (engl. Device Under Test)
EDFA	Erbium dotierter Faserverstärker (engl. Erbium Doped Fiber Amplifier)
FEM	Finite Elemente Methode
FIB	Fokussierter Ionenstrahl (engl. Focused Ion Beam)
FFT	Schnelle Fourier-Transformation (engl. Fast Fourier transform)
FOM	Bewertungszahl (engl. Figure of Merit)
FSR	Freier Spektralbereich (engl. Free Spectral Range)
FTIR	Fourier-Transformations-Infrarotspektrometer
FWHM	Halbwertsbreite (engl. Full Width at Half Maximum)
FWM	Vierwellenmischen (engl. Four Wave Mixing)
GVD	Gruppengeschwindigkeitsdispersion (engl. Group Velocity Dispersion)
IR	Infrarot
MCT	Quecksilber-Cadmium-Tellurid (engl. Mercury Cadmium Telluride)
NWA	Netzwerkanalysator
OCT	Optischer Komponententester (engl. Optical Component Tester)
OPO	Optisch parametrischer Oszillator
OSA	Optischer Spektrumanalysator
PhC	Photonischer Kristall (engl. photonic Crystal)
REM / SEM	Rasterelektronenmikroskop (engl. Scanning Electron Microscope)
RIE	Reaktives Ionenätzen (engl. Reactive Ion Etching (siehe z.B. [104]))
SOI	Silizium auf Isolator (engl. Silicon-On-Insulator)
TE	Transversal Elektrisch
TOPAS	Optisch parametrischer Verstärker (engl. Travelling Optical Parametric Amplifier)
TLS	Durchstimmbarer Laser (engl. Tunable Laser Source)
TM	Transversal Magnetisch

A.2. Nebenrechnungen

A.2.1. Zusammenhang zwischen der Gruppengeschwindigkeitsdispersion GVD und dem Group delay dispersion paramter D_λ

Es gilt [78]:

$$D_\lambda = \frac{dv_g^{-1}}{d\lambda_0} = \frac{1}{c} \frac{dn_g}{d\lambda_0} \quad d\lambda_0 = \frac{d\lambda_0}{d\omega} d\omega \quad (\text{A.1})$$

$$= \frac{dv_g^{-1}}{\frac{d\lambda_0}{d\omega} d\omega} \quad (\text{A.2})$$

$$= \frac{d\omega}{d\lambda_0} \frac{dv_g^{-1}}{d\omega} \quad \frac{d\omega}{d\lambda_0} = -\frac{2\pi c}{\lambda_0^2}, v_g^{-1} = \frac{dk}{d\omega} \quad (\text{A.3})$$

$$D_\lambda = -\frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \frac{d^2k}{d\omega^2} = -\frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \cdot \text{GVD} \quad (\text{A.4})$$

A.2.2. Bestimmung von Gleichung 4.29

Ausgang der Betrachtungen ist die Definition der Gruppengeschwindigkeitsdispersion GVD:

$$\text{GVD} = \frac{d^2k}{d\omega^2} \quad (\text{A.5})$$

Erste Ableitung $\frac{dk}{d\omega}$:

$$\frac{dk}{d\omega} = \frac{d\left(\frac{2\pi n_p}{\lambda_0}\right)}{\frac{d\omega}{d\lambda_0} d\lambda_0} \quad k = \frac{2\pi n_p}{\lambda_0}, d\omega = \frac{d\omega}{d\lambda_0} d\lambda_0 \quad (\text{A.6})$$

$$= \frac{1}{\frac{d\omega}{d\lambda_0}} \left[-\frac{2\pi n_p}{\lambda_0^2} + \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{dn_p}{d\lambda_0} \right] \quad \omega = \frac{2\pi c}{\lambda_0} \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{d\omega}{d\lambda_0} = -\frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{dk}{d\omega} = \frac{n_p}{c} - \frac{\lambda_0}{c} \frac{dn_p}{d\lambda} \quad (\text{A.9})$$

Als Nebenergebnis ergibt sich hieraus für den Gruppenindex $n_g = c/v_g$ mit $\frac{1}{v_g} = \frac{dk}{d\omega}$:

$$n_g = n_p - \lambda_0 \frac{dn_p}{d\lambda_0} \quad (\text{A.10})$$

Zweite Ableitung $\frac{d^2k}{d\omega^2}$:

$$\frac{d^2k}{d\omega^2} = \frac{d\left(\frac{n}{c} - \frac{\lambda_0}{c} \frac{dn}{d\lambda_0}\right)}{d\omega} = \frac{d\left(\frac{n}{c} - \frac{\lambda_0}{c} \frac{dn}{d\lambda_0}\right)}{\frac{d\omega}{d\lambda_0} d\lambda_0} \quad (\text{A.11})$$

$$= \frac{1}{\frac{d\omega}{d\lambda_0}} \left[\frac{1}{c} \frac{dn}{\lambda_0} - \frac{1}{c} \frac{dn}{\lambda_0} + \frac{\lambda_0}{c} \frac{dn^2}{d\lambda_0^2} \right] \quad (\text{A.12})$$

$$= -\frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \left[-\frac{\lambda_0}{c} \frac{d^2n}{d\lambda_0^2} \right] \quad (\text{A.13})$$

$$\frac{d^2k}{d\omega^2} = \frac{\lambda_0^3}{2\pi c^2} \frac{d^2n}{d\lambda_0^2} \quad (\text{A.14})$$

Daraus folgt:

$$D_\lambda = -\frac{\lambda_0}{c} \frac{d^2n}{d\lambda_0^2} = -\frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \frac{d^2k}{d\omega^2} = -\frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \text{GVD} \quad (\text{A.15})$$

A.3. Messunsicherheiten

A.3.1. Abschätzung der Unsicherheit bei der Bestimmung des Absorptionskoeffizienten mittels Fourieranalyse

Der Absorptionskoeffizient α wird nach Gleichung 6.8 und 6.7 aus dem Verhältnis V zwischen dem i -ten und $(i+1)$ -ten Maximum der Fouriertransformierten des Transmissionspektrums über

$$\alpha = -\frac{\ln(R/V)}{L} \quad (\text{A.16})$$

bestimmt. Die zugehörige Messunsicherheit $\Delta\alpha$ lässt sich über

$$\Delta\alpha = \left| \frac{\partial}{\partial L} \alpha \right| \Delta L + \left| \frac{\partial}{\partial R} \alpha \right| \Delta R + \left| \frac{\partial}{\partial V} \alpha \right| \Delta V \quad (\text{A.17})$$

$$= \left| \frac{\ln(R/V)}{L^2} \right| \Delta L + \left| -\frac{V}{RL} \right| \Delta R + \left| \frac{1}{LV} \right| \Delta V \quad (\text{A.18})$$

abschätzen. Die Ungenauigkeit bei der Messung der geometrischen Länge ΔL wird auch hier mit $50 \mu\text{m}$ angenommen. Die Unsicherheit bei der Bestimmung des Reflektionskoeffizienten ΔR wurde den Angaben der entsprechenden Simulationen entnommen. Der Fehler für das Verhältnis des i -ten und $(i+1)$ -ten Maximum der Fouriertransformierten $\mathcal{F}\{I_i\}$ des Transmissionspektrums ΔV wird im Wesentlichen durch ihr Rauschen im Fourierpektrum bestimmt. Um dies zu quantifizieren wurde die Standardabweichung des quadratischen Mittelwerts des Rauschens (RMS)

$$\Delta V = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(\mathcal{F}\{I_i\}_i^2 - \overline{\mathcal{F}\{I_i\}^2} \right)^2} \quad (\text{A.19})$$

benutzt. Betrachtet man die Beiträge der einzelnen Variablen zum Gesamtfehler, so ergibt sich:

$$\delta\alpha = \delta\alpha_L + \delta\alpha_R + \delta\alpha_V \quad (\text{A.20})$$

$$= 0.2\delta\alpha + 0.55\delta\alpha + 0.25\delta\alpha \quad (\text{A.21})$$

Die Messunsicherheit wird also zum größten Teil durch die Unsicherheit bei der Bestimmung des Reflektionskoeffizienten R verursacht. Dies entspricht der Erfahrung, dass sich bei der Auswertung gemeinsam geätzter und danach einzeln polierter Proben unterschiedliche Dämpfungswerte ergeben.

A.3.2. Abschätzung der Unsicherheit bei der Bestimmung des Gruppenindex

Die in dieser Arbeit angegebenen Gruppenindizes wurden mit Hilfe von Gleichung 6.10 ($n_g = L_{\text{opt}}/L$) bestimmt. Die Messunsicherheit Δn_g wurde nach

$$\Delta n_g = \left| \frac{1}{L} \right| \Delta L_{\text{opt}} + \left| \frac{L_{\text{opt}}}{L^2} \right| \Delta L \quad (\text{A.22})$$

abgeschätzt. Für die Unsicherheit bei der Bestimmung der optischen Länge ΔL_{opt} wurde der Abstand zweier benachbarter Punkte innerhalb des Fourierspektrums angenommen. Die Ungenauigkeit bei der Messung der Länge des Wellenleiters L mit Hilfe eines optischen Mikroskops wird mit $\Delta L = 50 \mu\text{m}$ berücksichtigt.

A.4. Strukturformel von Cruciform

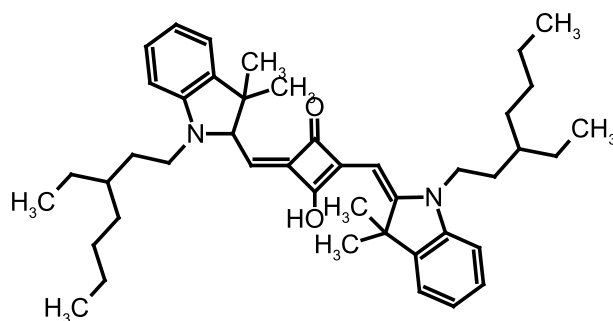
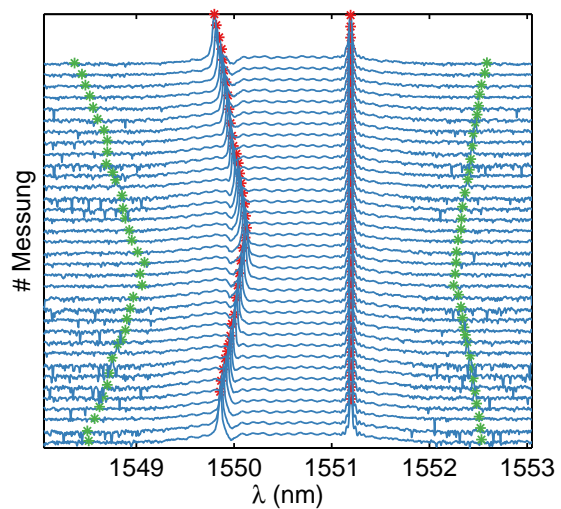


Abbildung A.1. Strukturformel von Cruciform [50, S. 147]

Methode zu Bestimmung der Idler-Insitäten und Konversionseffzienten

Um aus den beispielhaft in Abb. 10.3 a) gezeigten Messungen zum Vierwellenmischen in Streifen- und Schlitzwellenleitern die Leistungen der Idler-Wellen und die Konversionseffizienten zu bestimmen wurde ein MATLAB-Skript verwendet. Dies ermittelt zunächst die Positionen der beiden Pumpwellen. Aus diesen werden nach Gleichung 10.2 und 10.1 die Wellenlängen berechnet an den die beiden Idler erwartet werden. Da es im Lauf der Messungen zu einem leichten Drift der Wellenlängen kommen kann, können die bei diesen Wellenlängen gefundenen Leistungen nicht direkt den Idlern zugeordnet werden. Es wird also das Maximum der Leistung in einem Intervall von ± 40 pm um die erwartete Wellenlänge der Idler herum gesucht und diese der Leistung der Idler zugeordnet. Abbildung A.2 zeigt die so ermittelten Wellenlängen.

Abbildung A.2 Schematisch Darstellung der Methode zur Ermittlung der Konversionseffizienzen in Racetrack-Resonatoren bei Variation einer der Pump-Wellenlängen. Die Spektren der Messreihe wurde mit einem Versatz übereinander geplottet. Sowohl die Lage der Pump- als auch der Idler-Wellen wurde in jedem Spektrum markiert.



A.5. Materialparameter für die FEM-Simulation in Abschnitt 4.3

Sellmeier-Gleichung zur Bestimmung des wellenlängenabhängigen Brechungsindex $n(\lambda)$:

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3\lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \quad (\text{A.23})$$

	Si [147, 148]	SiO ₂ [147, 149]	As ₂ S ₃ unbelichtet[120, 150]	As ₂ S ₃ belichtet [120]
B ₁	10,668429	0,6961663	4,24	4,68
B ₂	0,0030435	0,4079426		
B ₃	1,5413341	0,8974794		
C ₁ (μm ²)	0,3015165	0,0684043	2,5758	2,6481
C ₂ (μm ²)	1,13475115	0,1162414		
C ₃ (μm ²)	1104,0	9,896161		
n ₂ (m ² /W)	6 · 10 ⁻¹⁸	2,6 · 10 ⁻²⁰	2 · 10 ⁻¹⁸	
β (m W ⁻¹)	6,7 · 10 ⁻¹²	0	6,2 · 10 ⁻¹⁵	

Tabelle A.1. Für die COMSOL-Simulationen in dieser Arbeit verwendeten Materialparameter

A.6. Probenparameter

A.7.1. Parameter der mit Hilfe des Tyndall National Institute hergestellten Proben

Tyndall_01			
w _{wg} (nm)		w _{slot} (nm)	
soll	ist	soll	ist
500	440 ± 10	0	-
	w _{gap} (nm)		r(μm)
	soll	ist	
01_01	175	-	50
01_02	175	240 ± 10	100
02_01	350	-	50
02_02	350	410 ± 10	100

Tyndall_02			
w _{wg} (nm)		w _{slot} (nm)	
soll	ist	soll	ist
550	500 ± 10	100	150 ± 10
	w _{gap} (nm)		r(μm)
	soll	ist	
01_01	500	-	75
01_02	500	550 ± 10	150
02_01	250	-	75
02_02	250	310 ± 10	150

A.7.2. Parameter der mit Hilfe des Max-Planck-Instituts für Mikrostrukturphysik hergestellten Proben

MPI_E57_550_90				MPI_E57_550_0			
$w_{wg}(nm)$		$w_{slot}(nm)$		$w_{wg}(nm)$		$w_{slot}(nm)$	
soll	ist	soll	ist	soll	ist	soll	ist
550	-	90	-	550	520 ± 15	0	-
	$w_{gap}(nm)$		$r(\mu m)$		$w_{gap}(nm)$		$r(\mu m)$
	soll	ist			soll	ist	
01_01	500	-	75	01_01	500	530 ± 10	75
01_02	500	-	150	01_02	500	540 ± 10	150
02_01	250	-	75	02_01	250	-	75
02_02	250	-	150	02_02	250	-	150

MPI_E57_700_90			
$w_{wg}(nm)$		$w_{slot}(nm)$	
soll	ist	soll	ist
700	680 ± 15	90	100 ± 10
	$w_{gap}(nm)$		$r(\mu m)$
	soll	ist	
01_01	500	-	75
01_02	500	-	150
02_01	250	-	75
02_02	250	280 ± 10	150

MPI_E57_700_90_adv					
$w_{slot-wg}(nm)$		$w_{slot}(nm)$			
soll	ist	soll	ist		
700	670 ± 15	90	100 ± 10		
	$w_{gap}(nm)$		$w_{bus-wg}(nm)$		$r(\mu m)$
	soll	ist	soll	ist	
01_01	250	270 ± 10	440	400 ± 10	75
01_02	250	-	440	-	150
02_01	250	290 ± 10	330	290 ± 10	75
02_02	250	-	330	-	150

A.8. DSC-Messungen

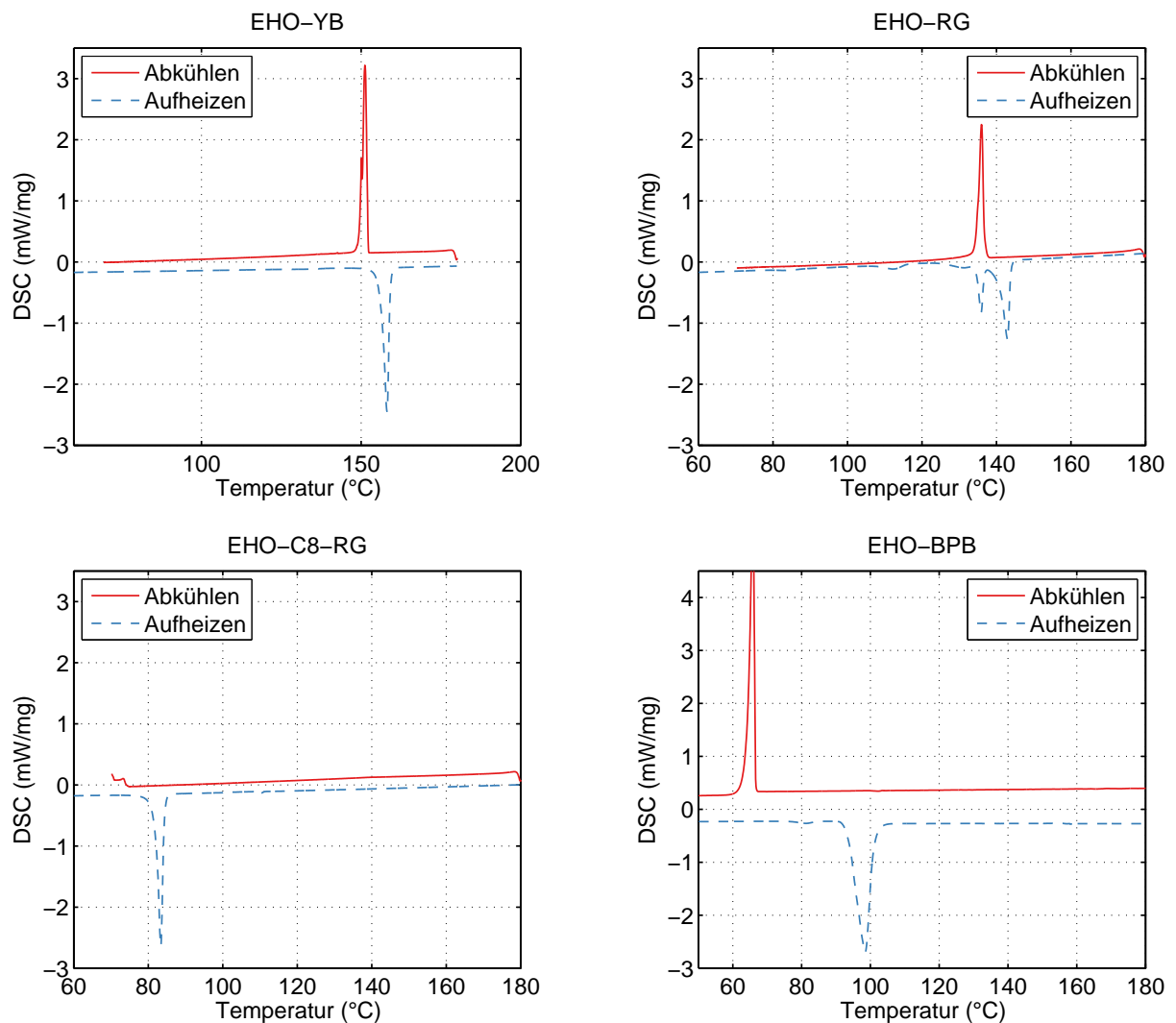


Abbildung A.3. Ergebnisse der DSC-Messungen an der in Kapitel 3 verwendeten Polymeren.

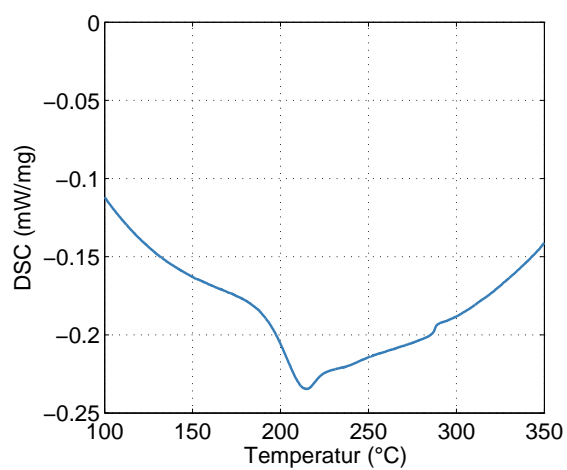


Abbildung A.4 DSC Messungen an As_2S_3 . Die Ergebnissen sind konsistent zu denen in [151–154].

A.9. Photolumineszenzdaten von C1RG und C1YB

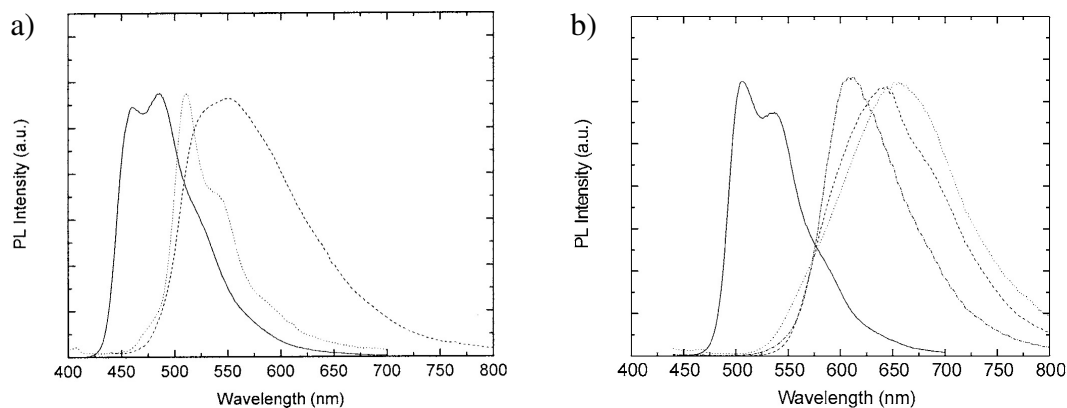


Abbildung A.5. Photolumineszenzspektren von C1RG a) und C1YB b) in Lösung (durchgezogene Linie), als kristallines Pulver (gestrichelte Linie), als Film nach Auftropfen (gepunktete Linie) und als Einkristall (punkt-strich Linie). Die Spektren wurden [46] entnommen.

A.10. Fluoreszenzaufnahmen von EHO-BPB und EHO-YB

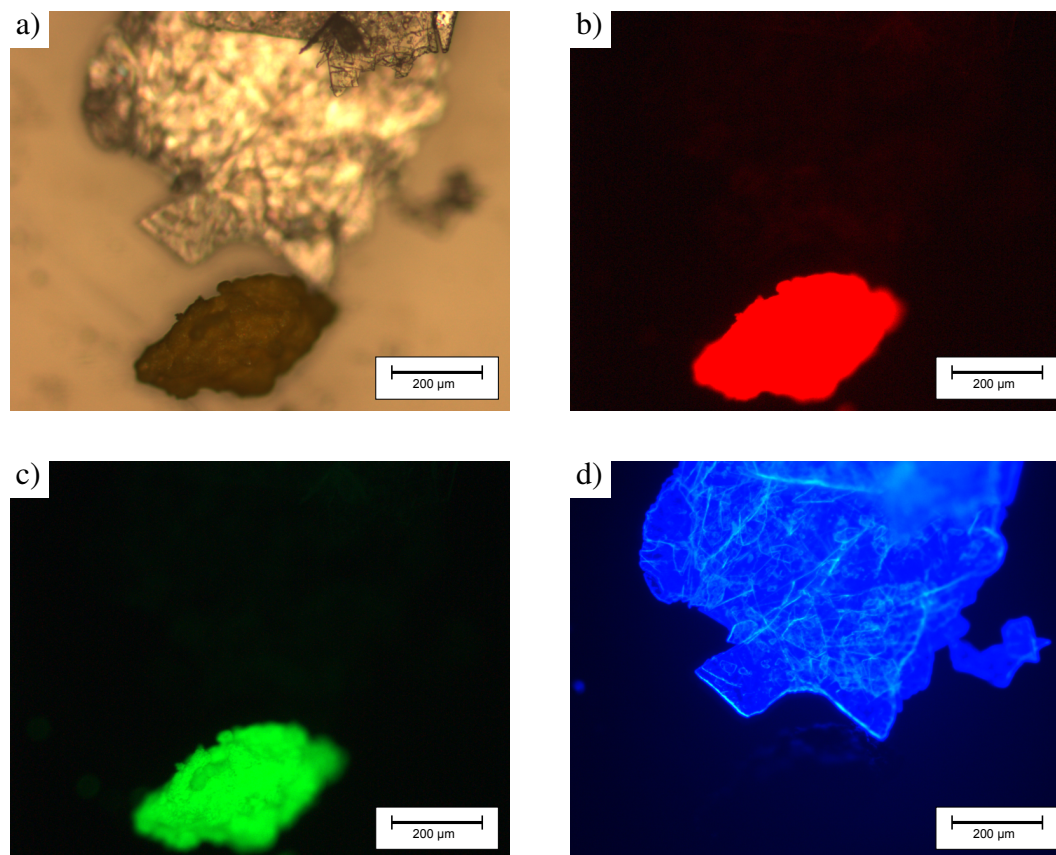


Abbildung A.6. Lichtmikroskopieaufnahmen von EHO-BPB und EHO-YB; a) Hellfeld; b) Rotfilter; c) Grünfilter; d) Blaufilter (vgl. Abb. A.7 a) – c)). EHO-YB erscheint auf dem Bild mit dem Rot- und dem Grünfilter, EHO-BPB auf der Aufnahme mit dem Blaufilter. Die Länge der Größenbalken beträgt jeweils 200 µm.

A.11. Spezifikationen der verwendeten Geräte

Im Folgenden werden die relevanten Spezifikationen der in dieser Arbeit verwendeten Geräte angegeben.⁵²

Optisches Mikroskop

Um die Fluoreszenzmikroskopieaufnahmen in Kapitel 3 anzufertigen wurde ein optisches Mikroskop BX61 mit motorisierter Fluoreszenzeinheit der Firma Olympus verwendet. Die Transmissionspektren der verwendeten Filtersets sind in Abb. A.7 dargestellt.

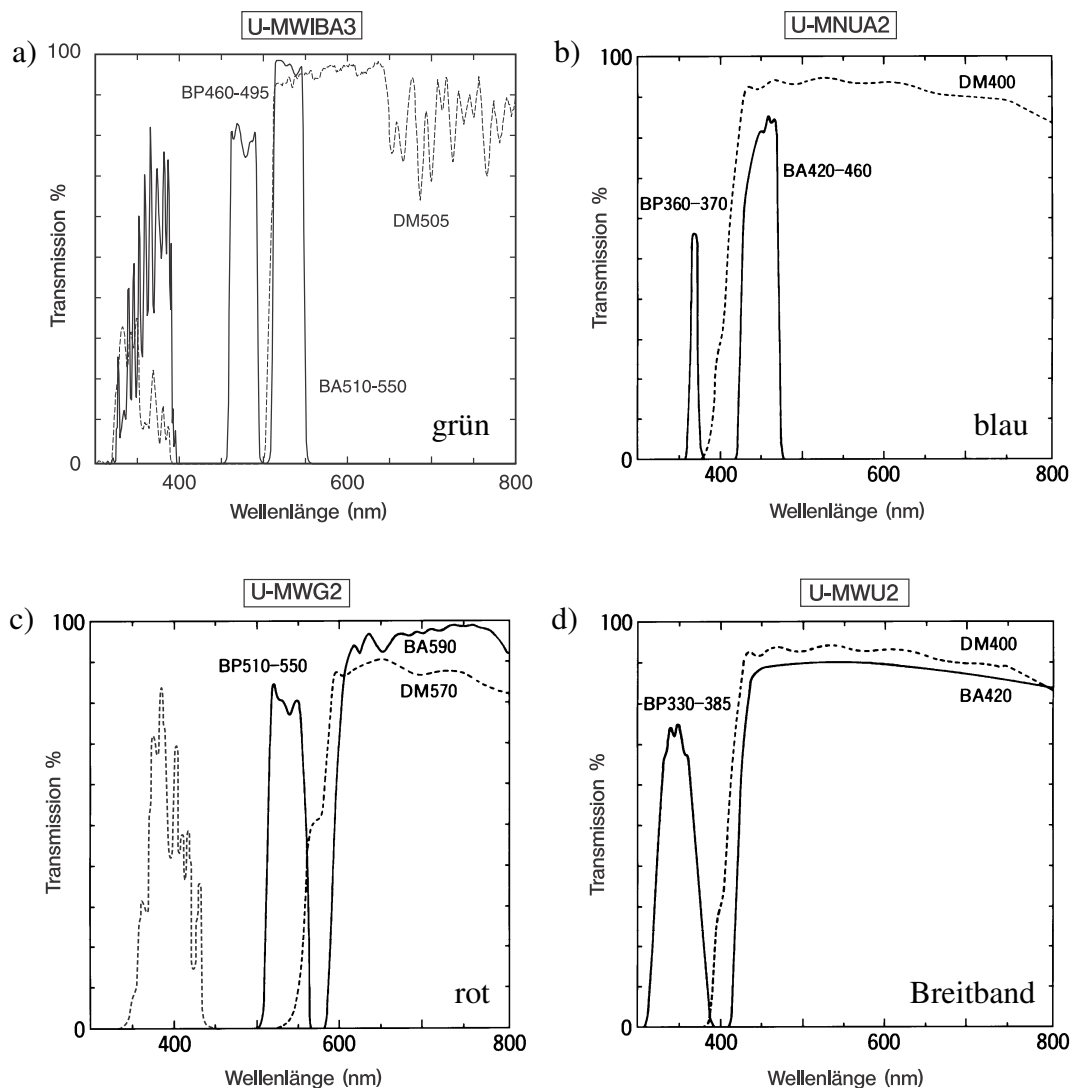


Abbildung A.7. Für die Fluoreszenzmikroskopie verwendete Filtersets [60].

⁵²Die verwendeten Geräte überschneiden sich zum Teil mit den in [108] verwendeten. In diesen Fällen wurde die Beschreibung teilweise aus [108] übernommen.

Rasterelektronenmikroskop

Die Rasterelektronenmikroskopieaufnahmen in dieser Arbeit wurden mit einem JSM-6700F der Firma JEOL angefertigt.

JEOL JSM-6700F	
Beschleunigungsspannung	0.5 - 30 kV
Auflösung	10 nm bei 15 kV 22 nm bei 1.0 kV

Laser

Es wurden folgende stufenlos durchstimmbare Laser verwendet:

Thorlabs INTUN TL1550-B-PM	
max. Ausgangsleistung	6 dBm (ca. 4 mW)
Spektralbereich	1510 - 1630 nm
Wellenlängenauflösung	1 pm
Wellenlängen-Wiederholpräzision	1 pm
absolute Wellenlängengenauigkeit	±50 pm
Wellenlängenstabilität (1 Std. / 24 Std.)	±2 pm / ±10 pm
Leistungsauflösung	30 dB bei 0 dBm

Nettest Tunics Reference	
max. Ausgangsleistung	10 dBm (10 mW)
Spektralbereich	1490 - 1650 nm
Wellenlängenauflösung	1 pm
Wellenlängen-Wiederholpräzision	5 pm
absolute Wellenlängengenauigkeit	±25 pm
Leistungsauflösung	45 dB bei 0 dBm

Erbium dotierte Faserverstärker EDFA

Zur Verstärkung der Laserleistung standen vier verschiedene erbiumdotierte Faserverstärker zur Verfügung:

LiComm OFA-TL-P21B	
max. Ausgangsleistung	21 dBm (ca. 126 mW)
Spektralbereich	1570 - 1605 nm

LiComm OFA-TC-P21B	
max. Ausgangsleistung	21 dBm (ca. 126 mW)
Spektralbereich	1528 - 1562 nm

LiComm OFA-TL-P15B	
max. Ausgangsleistung	15 dBm (ca. 32 mW)
Spektralbereich	1570 - 1605 nm

LiComm OFA-TC-P15B	
max. Ausgangsleistung	15 dBm (ca. 32 mW)
Spektralbereich	1528 - 1562 nm

Optischer Komponententester

Für die Transmissionsmessungen an SOI-Strukturen wurde der Laser Tunics Reference zusammen mit einem optischen Komponententester CT400 der Firma Yenista verwendet.

Yenista CT400	
Spektralbereich	1250 - 1650 nm
Wellenlängenauflösung	± 1 pm
absolute Wellenlängengenauigkeit	± 5 pm
Genauigkeit der Übertragungsfunktion	$\pm 0,2$ dB
Dynamikumfang	> 60 dB

Optischer Spektrumanalysator

Um die Spektren zur Untersuchung des DWFM zu messen wurde ein optischer Spektrumanalysator Q8384 der Firma Advantest verwendet.

Advantest Q8384	
Spektralbereich	600 - 1700 nm
Wellenlängenauflösung	10 pm
Sensitivität	-87 dBm
Polarisationsabhängigkeit	$\pm 0,05$ dB
absolute Wellenlängengenauigkeit	± 2 %

Belinste Lichtleitfasern

Um Licht in die untersuchten Wellenleiter ein- und auszukoppeln wurden belinste Fasern der Firma NANONICS verwendet.

belinste Lichtleitfaser	
Wellenlängenbereich	1450 - 1700 nm
Fokussdurchmesser	$(1,7 \pm 0,5)$ μ m
Brennweite	$(3,0 \pm 0,5)$ μ m

Manueller Polarisationssteller

Es wurden dreiachsige Polarisationssteller der Firma Thorlabs verwendet.

manueller Polarisationssteller	
Krümmungsdurchmesser	56 mm
max. Paddeldrehung	$\pm 286^\circ$
Krümmungsverluste	$\leq 0,1$ dB

Faser-Polarisationsfilter

Es wurde ein Faser-Polarisationsfilter der Firma Chiral Photonics verwendet.

Faser-Polarisationsfilter	
Wellenlängenbereich	min. 1500 - 1600 nm
Dämpfung zw. orthogonalen Polarisationszuständen	>30 dB
Einkoppelverluste	<2 dB

Optomechanische Komponenten

Es wurden optomechanische Komponenten der Firma Thorlabs verwendet. Auf der Einkoppelseite kam ein NanoMax600 mit einer motorisierten z-Achse zum Einsatz. Die übrigen vier Achsen sind manuell mit Hilfe von Mikrometerschrauben einstellbar. In der x-y-Ebene kann zusätzlich mit Hilfe zweier Piezo-Aktuatoren eine Feinjustage vorgenommen werden. Auf der Auskoppelseite kam ein NanoMax300 zum Einsatz. Auch hier ist die z-Achse motorisiert und die anderen beiden Achsen sind mit manuellen Mikrometerschrauben ausgestattet. In der x-y-Ebene kann ebenfalls zusätzlich mit Hilfe zweier Piezo-Aktuatoren eine Feinjustage vorgenommen werden.

NanoMax600 und NanoMax300	
max. Verfahrweg manuell / motorisiert	4 mm / 4 mm bzw. $6^\circ (\theta_x, \theta_y)$
max. Verfahrweg Piezo	30 μm
min. Auflösung manuell / motorisiert	50 nm / 25 nm bzw. 0,3 arcsec (θ_x, θ_y)
min. Auflösung Piezo	10 nm (x, y, z)
Übersprechen	max. 20 $\mu\text{m mm}^{-1}$

Netzwerkanalysator

Für die Messung der S-Parameter in Kapitel 12 wurde ein Netzwerkanalysator ZVB 20 der Firma Rhode&Schwarz verwendet.

Rhode&Schwarz ZVB 20	
Frequenzbereich	10 MHz - 20 GHz
Dynamik (bei 10 Hz ZF-Bandbreite)	>123 dB
Eigenrauschen	<-110 dBm
Pegel-Sweep-Bereich	-40 - 13 dBm

Modulator

Es wurde einen Intensitätsmodulator von Photoline Technologies verwendet

Photoline Technologies MXAN-LN	
Electrical return loss S_{11} 0,13 GHz -High cut-off E-O bandwidth	-10 dB
Elektrooptische Bandbreite S_{21} bei -3 dB	>20 GHz
DC extinction ratio	30 dB
Einfügedämpfung	3,7 dB
Optical return loss	-40 dB

Bandpassfilter

Bei den Messungen zum Vierwellenmischen wurde ein fasergekoppelter durchstimmbarer Bandpassfilter TBF-1550-1.0-FCAPC der Firma Newport verwendet

Newport TBF-1550-1.0-FCAPC	
Bandbreite	0,8 nm
Durchstimmbereich	1535 - 1565 nm
Wellenlängenauflösung	50 pm

Photodetektor

Es wurde ein InGaAs Photodetektor 1414 der Firma New Focus verwendet.

New Focus 1414	
Spektralbereich	800 - 1630 nm
Photoempfindlichkeit	0,6 A W ⁻¹
Bandbreite (-3 dB)	25 GHz
Wandlungsgewinn, Typisch	15 V W ⁻¹
Rauschäquivalente Strahlungsleistung	30 pW/√Hz

Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge

Veröffentlichungen

1. P. Nolte, D. Pergande, S. Schweizer, R. Wehrspohn, M. Geussy, M. Steinhart, und R. Salzer, Local infiltration of individual pores with dyes in 2D macroporous silicon photonic crystals, in *Group IV Photonics, 2008 5th IEEE International Conference*, pages 234–236, 2008.
2. P.W. Nolte, D. Pergande, S.L. Schweizer, M. Geuss, R. Salzer, B. Makowski, M. Steinhart, R. B. Wehrspohn, und C. Weder, Infiltration of individual pores in macroporous silicon photonic crystals, in *Nanophotonic Materials VI*, edited by S. Cabrini und T. Mokari, volume 7393, pages 73930S–5, San Diego, CA, USA, 2009, SPIE.
3. P.W. Nolte, D. Pergande, S.L. Schweizer, M. Geuss, R. Salzer, B.T. Makowski, M. Steinhart, P. Mack, D. Hermann, K. Busch, C. Weder, und R.B. Wehrspohn, Photonic Crystal Devices with Multiple Dyes by Consecutive Local Infiltration of Single Pores, *Advanced Materials* **22**(42), 4731-4735 (2010).
4. P. W. Nolte, C. Bohley und J. Schilling, Tuning of zero group velocity dispersion in infiltrated vertical silicon slot waveguides, *Optics Express* **21**(2), 1741-1750 (2013).
5. P. W. Nolte, C. Bohley und J. Schilling Phase Matching of Degenerate Four Wave Mixing in Silicon-Chalcogenide Slot Waveguides, in *Group IV Photonics, 2013 10th IEEE International Conference*, pages 122-123, 2013.

Konferenzbeiträge

1. P. Nolte, D. Pergande, S.L. Schweizer, R.B. Wehrspohn, M. Geuß und M. Steinhart, Local Infiltration of Individual Pores with Optical Non-linear Polymers in Macroporous Silicon Photonic Crystals, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 25. - 29. Februar 2008, Berlin (Vortrag)
2. P. Nolte, D. Pergande, S.L. Schweizer, R.B. Wehrspohn, M. Geuss, M. Steinhart und R. Salzer, Local Infiltration of Individual Pores with Dyes in 2D Macroporous Silicon Photonic Crystals, IEEE International Conference on Group IV Photonics, 17. - 19. September 2008, Sorrento (Vortrag)
3. P.W. Nolte, S.L. Schweizer, D. Pergande, R. B. Wehrspohn, M. Geuß, M. Steinhart und R. Salzer, Local Infiltration of Individual Pores with Dyes in Macroporous Silicon Photonic Crystals, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 22.- 27. März 2009, Dresden (Vortrag)
4. S. L. Schweizer, P. Nolte, D. Pergande, M. Geuss, M. Steinhart, R. Salzer und R. B. Wehrspohn, Silicon Photonic Crystals with Individual Infiltrated Pores, PECS VIII The 8th International Photonic & Electromagnetic Crystal Structures Meeting, 5. - 9. April 2009, Sydney (Vortrag)

-
5. P.W. Nolte, D Pergande, S.L. Schweizer, M. Geuss, R. Salzer, B. Makowski, M. Steinhart, R.B. Wehrspohn und C. Weder, Infiltration of individual pores in macroporous silicon photonic crystals, SPIE Optics and Photonics, 2. - 6. August 2009, San Diego (Vortrag)
 6. M. Geuss, B.T. Makowski, P. Nolte, M. Steinhart, C. Weder, Simple Routine for Rapid Growth of Organic Micro/nanorods with Anisotropic Fluorescence Emission, 239th ACS National Meeting | Spring 2010 |, 21. - 25. März 2010, San Francisco (Poster)
 7. P.W. Nolte, D. Pergande, R. Salzer, B.T. Makowski, S.L. Schweizer, M. Geuss, M. Steinhart, C. Weder und R.B. Wehrspohn, Local Infiltration of Individual Pores with multiple Dyes in Macroporous Silicon Photonic Crystals, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 21. - 26. März 2010, Regensburg (Poster)
 8. P. W. Nolte, D. Pergande, S.L. Schweizer, M. Geuss, M. Steinhart, R. Salzer und R.B. Wehrspohn, Multiple Dye Infiltration of Individual Pores in Macroporous Silicon Photonic Crystals, PECS IX The 9th International Photonic & Electromagnetic Crystal Structures Meeting, 26. - 30. September 2010, Granada (Poster)
 9. P.W. Nolte, C. Schriever und J. Schilling Linear and Nonlinear Measurements on Silicon-Organic Hybrid Waveguide Structures, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 13. - 18. März 2011, Dresden (Vortrag)
 10. P.W. Nolte, D. Pergande, S.L. Schweizer, M. Geuss, R. Salzer, B. T. Makowski, C. Weder und R.B. Wehrspohn, Photonic Crystal Devices with Multiple Dyes by Consecutive Local Infiltration of Single Pores, Doctoral Students Conference for the Discussion of Optical Concepts, 21. - 25. März 2011, Naumburg (Vortrag)
 11. M. Geuss, B.T. Makowski, P. Nolte, M. Steinhart, R.B. Wehrspohn und C. Weder, Oriented crystal growth of nonlinear optical dyes in macroporous silicon 2D photonic crystals, 241th ACS National Meeting | Spring 2011 |, 27. - 31. März 2011, Anaheim (Vortrag)
 12. P. Nolte, C. Bohley, und J. Schilling Investigation of Si/chalcogenide hybrid slot waveguides Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 25. - 30. März 2012, Berlin (Poster)
 13. P.W. Nolte, C. Bohley und J. Schilling Investigation of Si/Chalcogenide hybrid slot waveguides, SPIE Photonics Europe, 16. - 19. April 2012, Brüssel (Vortrag)
 14. P.W. Nolte, C. Bohley, und J. Schilling Phase matching for efficient nonlinear frequency generation in hybrid Si/Chalcogenide glass slot waveguides, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 10.-15. März 2013, Regensburg (Vortrag)
 15. P.W. Nolte, C. Bohley und J. Schilling, Si/chalcogenide glass hybrid waveguide design for efficient four wave mixing, IEEE International Conference on Group IV Photonics 2013, 28. - 30. August 2013, Seoul (Poster)
 16. P.W. Nolte, G. von Freymann, M. McMillen und J. Schilling Degenerate Four Wave Mixing in Racetrack Resonators Formed by Chalcogenide Infiltrated Silicon Slot Waveguides, IEEE International Conference on Group IV Photonics 2014, 27. - 29. August 2014, Paris (Vortrag)

17. J. Schilling, P.W. Nolte, G. von Freymann und M. McMillen, Nonlinear frequency generation from Si/Chalcogenide glass hybrid waveguides by degenerate four wave mixing, SPIE Optics and Photonics, 19. - 21. August 2014, San Diego (Vortrag)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen denjenigen danken die mich bei dieser Arbeit unterstützt haben. Zuerst möchte ich meinem Betreuer Prof. Dr. Schilling danken, der mich stets unterstützt hat und bei Fragen mit seinem Physikverständnis oftmals weitergeholfen hat. Prof. Ralf B. Wehrspohn danke ich für die Betreuung während des ersten Teils meiner Arbeit sowie für seinen Einsatz, gemeinsamen mit Prof. Dr. Stefan Schweizer, für das ZIK Sili-nano. Welches mir die Durchführung des zweiten Teils dieser Arbeit erst ermöglichte.

Dr. Stefan Schweizer danke ich für die Herstellung der in dieser Arbeit verwendeten photonischen Kristalle.

Brian Makowski und Dr. Christoph Weder gilt mein Dank für das Bereitstellen der zur Infiltration benutzten Farbstoffe.

Dr. Bernd Ahrens danke ich für die Hilfe bei der Messung der Fluoreszenzspektren der in dieser Arbeit verwendeten Farbstoffe und das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Prof. Dr. Kenneth D. Singer und Yeheng Wu, PhD danke ich für ihre Hilfe bei den Pump-Probe-Messungen und für die gute Aufnahme in ihrer Arbeitsgruppe während meines Aufenthalts in den USA.

Roland Salzer danke ich für seine Unterstützung bei der FIB-Strukturierung der Proben zur lokalen Infiltration.

Dr. Paul-Tiberiu Miclea gilt mein Dank für die Einweisung in die Geheimnisse der Elektronenmikroskopie.

Dr. Daniel Pergande danke ich für seine Unterstützung während der ersten Hälfte dieser Arbeit und für die hervorragende Geräteausstattung, die ich von ihm übernehmen durfte.

Ich danke auch der guten Seele der Arbeitsgruppe μ MD, Claudia Stehr, mit der ich für eine Weile das Büro teilen durfte und die mir unzählige Male im Laboralltag weitergeholfen hat.

Ebenfalls nicht unvergessen bleiben soll Dr. Johannes Üpping mit dem ich mein Studium und die ersten Jahre dieser Arbeit gemeinsam verbringen durfte.

Dr. Christian Bohley danke ich für seine Unterstützung bei den COMSOL-Simulationen und bei der ein oder anderen analytischen Rechnung.

Mein besonderer Dank gilt Dr. Wilfried Erfurth und Kornelia Sklarek vom Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik und Dr. Bodo Fuhrmann, Dr. Frank Heyroth, Sven Schlenker und Frank Syrowatka vom Interdisziplinären Zentrum für Materialwissenschaften. Ohne ihre Hilfe bei der Herstellung der Wellenleiter-Proben wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Bedanken möchte ich mich auch bei den HiWis Marcel Below, Christian Kühn, Julia Lohr und Benjamin Köhler für die Unterstützung bei der doch manchmal etwas mühseligen Laborarbeit.

Dr. Clemens Schriever danke ich für die vielen Ratschläge und lehrreichen Diskussionen nicht nur über die Physik.

Neha Sardana danke ich für die Hilfe bei der Herstellung der Teststrukturen für die Infiltration der Schlitz-Wellenleiter mittels Interferenz Lithografie.

Ich danke Victoriia Rutckaia für die angeregten Diskussionen über die Eigenarten photonischer Kristalle und die Physik der Wellenleitung im Allgemeinen.

Juanto Li, PhD und Prof. Thomas Krauss danke ich für die Überlassung der Slow-Waveguide Proben, die es mir ermöglichten die Wellenlängenkonversion mittels Vierwellenmischen zu demonstrieren.

Weiterhin möchte ich allen Mitarbeitern des ZIK SiLi-nano und der Arbeitsgruppe μ MD für das

Danksagung

produktive und anregende Arbeitsklima danken.

Dr. Franziska Steudel gilt mein Dank für das sehr gewissenhafte Korrekturlesen dieser Arbeit.

Unerwähnt lassen möchte ich auch nicht meine Eltern, die es mir erst ermöglicht haben meinen Weg in die Wissenschaft zu finden.

Mein größter Dank gilt meiner Frau Antje, die mich während der ganze Zeit unterstützt hat und mit ihrem Rückhalt erst ermöglichte diese Arbeit zu vollenden.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Nolte
Vorname: Peter Wilhelm
Adresse: Brüggering 11, 59494 Soest
E-Mail: peter.nolte@physik.uni-halle.de
Geburtsdatum und -ort: 18.03.1982 in Marsberg
Familienstand: verheiratet

Bildungsweg

1988 bis 1992: Besuch der Grundschule Meerhof
1992 bis 1998: Besuch der Realschule Marsberg
Abschluss: Fachoberschulreife mit Qualifikationsvermerk
1998 bis 2001: Besuch des Hüffert-Gymnasiums Warburg
Abschluss: Allgemeine Hochschulreife
07/2001 bis 10/2002: Wehrdienst bei der 1. Flugabwehrraketengruppe 38 in Bad Arolsen
10/2002 bis 09/2005: Studium der Physik an der Universität Paderborn
Abschluss: Bachelor of Science in Physics
10/2005 bis 09/2007: Studium der Physik an der Universität Paderborn
Abschluss: Master of Science in Physics
seit 11/2007: Promotionsstudium an der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg

Soest, den 14. Dezember 2015

Peter Wilhelm Nolte

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Dissertation eigenständig und ausschließlich unter Zuhilfenahme der angegebenen Quellen und ohne unzulässige Hilfe Dritter angefertigt habe. Den benutzten Werken wörtlich oder inhaltlich entnommene Daten, Fakten und Konzepte sind unter Angabe der entsprechenden Quellen als solche gekennzeichnet.

Diese Arbeit wurde bisher weder im In- noch Ausland in gleicher oder ähnlicher Form in einem anderen Prüfungsverfahren vorgelegt. Eine Anmeldung der Promotionsabsicht habe ich an keiner anderen Fakultät einer Universität oder Hochschule beantragt.

Soest, den 14. Dezember 2015

Peter Wilhelm Nolte