

Polarisationsabhängige Transmissionseigenschaften von integriert optischen Wellenleitern auf Siliziumbasis

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt der

Naturwissenschaftlichen Fakultät II - Chemie und Physik
der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg

von Herrn Dipl.-Phys. Daniel Pergande
geboren am 14.03.1980 in Witten

Gutachter

- 1: Prof. Ralf B. Wehrspohn, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg
- 2: Prof. Wolfram Hergert, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg
- 3: Prof. Thomas F. Krauss, University of St. Andrews, Großbritannien

Eingereicht: 10. Juli 2009
Verteidigt: 17. November 2009

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
1.1	Ziele der Arbeit	6
1.2	Gliederung der Arbeit	6
2	Theoretische Grundlagen	8
2.1	Elektromagnetische Strahlung in Materie	8
2.2	Dielektrische Wellenleiter	9
2.2.1	Wellengleichungen im planaren dielektrischen Wellenleiter	9
2.2.2	Lichtausbreitung im planaren dielektrischen Wellenleiter	11
2.2.3	Dielektrische Streifenwellenleiter	14
2.3	Photonische Kristalle	17
2.3.1	Wellengleichungen im photonischen Kristall	18
2.3.2	Zweidimensionale photonische Kristalle	20
2.3.3	Hexagonales Gitter	21
2.4	Wellenleitung in photonischen Kristallen	22
2.4.1	Photonische-Kristall-Wellenleiter	23
2.4.2	Planare photonische Kristalle	24
2.4.3	Lichtkegel	27
2.4.4	Wellenleiter im planaren photonischen Kristall	27
3	Angewandte Materialsysteme	29
3.1	Silicon-On-Insulator-Materialsystem	29
3.1.1	Strukturierung der Silicon-On-Insulator-Proben	29
3.2	Insulator-On-Silicon-On-Insulator-Materialsystem	31
3.2.1	Strukturierung der Insulator-On-Silicon-On-Insulator-Proben	31
3.3	Vereinzelung der Proben	34
4	Untersuchungsmethoden	38
4.1	Methoden zur numerischen Untersuchung	38
4.1.1	Ebene-Wellen-Methode	38
4.1.2	Finite-Difference-Time-Domain-Methode	39
4.1.3	Finite-Elemente-Methode	40
4.2	Aufbau eines Koppelmessplatzes	41
4.2.1	Optische Verluste des Aufbaus	44
4.3	Experimentelle Untersuchungs- und Auswertungsmethoden	45
4.3.1	Verluste in Wellenleitern	45
4.3.2	Lichteinkopplung in einen Streifenwellenleiter	47
4.3.3	Ermittlung der Propagationsverluste via Fabry-Perot-Oszillationen	48
4.3.4	Ermittlung der Propagationsverluste via Fouriertransformation	50

Inhaltsverzeichnis	3
<hr/>	
5 Ergebnisse	53
5.1 Ergebnisse der Messungen an Silicon-On-Insulator-Proben	53
5.1.1 Messung der Modenprofile von Silicon-On-Insulator-Streifenwellenleitern .	53
5.1.2 Bestimmung der Propagationsverluste von Silicon-On-Insulator-Streifenwellenleitern	56
5.2 Ergebnisse der Messungen an Insulator-On-Silicon-On-Insulator-Proben	63
5.2.1 Messung der Modenprofile von Insulator-On-Silicon-On-Insulator-Streifenwellenleitern	64
5.2.2 Bestimmung der Propagationsverluste von Insulator-On-Silicon-On-Insulator-Streifenwellenleitern	65
5.2.3 Transmissionsmessungen an photonischen-Kristall-Wellenleitern	68
6 Diskussion der Ergebnisse	75
6.1 Silicon-On-Insulator	75
6.1.1 Modenprofile	75
6.1.2 Propagationsverluste	80
6.1.3 Gruppenindizes der Streifenwellenleiter	81
6.1.4 Koppelverluste	83
6.2 Insulator-On-Silicon-On-Insulator	84
6.2.1 Modenprofile und Einkoppelverluste	84
6.2.2 Propagationsverluste	88
6.2.3 Gruppenindizes der Streifenwellenleiter	89
6.2.4 Multimodige IOSOI-Streifenwellenleiter	90
6.2.5 Koppelverluste	93
6.2.6 Photonische Kristall-Wellenleiter	93
7 Zusammenfassung und Ausblick	97
7.1 Zusammenfassung	97
7.2 Ausblick	98
A Fehlerrechnung	100
B Spezifikationen der Geräte	102

1 Einleitung

Das heutige Alltagsleben wird mehr und mehr durch optische Anwendungen geprägt. Viele Tätigkeiten können nur noch mit Hilfe optischer Technologien ausgeführt werden. So werden beispielsweise Telefongespräche mit Hilfe optischer Lichtleitfasern über tausende Kilometer hinweg geführt, in modernen Autos basieren viele der neuartigen Fahrhilfen auf optische Sensoren und moderne Computersysteme tauschen die Daten über optische Schnittstellen aus. Eine besondere Bedeutung bekommt in diesem Zusammenhang die integrierte Optik. Analog zur Entwicklung der integrierten Elektronik versucht man hier, optische Schaltungen auf einem Chip zu integrieren.

Das Konzept einer integrierten optischen Schaltung wurde erstmals 1969 von Miller im Bell System Technical Journal vorgestellt [1]. In diesem Artikel schlug er vor, optische Komponenten analog zu den integrierten elektronischen Schaltkreisen zu miniaturisieren und auf einem gemeinsamen Substrat anzuordnen. Er regte an, dazu die damals schon relativ weit entwickelten Planartechnologien der Halbleiterfertigung zu nutzen und so integriert optische Schaltkreise aus Wellenleitern, Modulatoren, Faserkopplern und ähnlichen Bauteilen für die optische Nachrichtentechnik zu entwickeln.

Von dieser konzeptionellen Arbeit ausgehend hat die integrierte Optik in den letzten 40 Jahren eine rasante Entwicklung erlebt. Mittlerweile sind integrierte optische Schaltkreise nicht nur in der Nachrichtentechnik zu finden, sondern auch in der optischen Messtechnik oder der Sensorik spielen auf integriert optischen Bauteilen basierende Komponenten wie z.B. das Gyroskop [2] eine bedeutende Rolle.

Der mit Abstand wichtigste Aspekt für eine mit der integrierten Elektronik vergleichbare Massen Anwendungen der integrierten Optik ist das Preis-Leistungs-Verhältnis. Nur sehr kostengünstige und gleichzeitig hochwertige und zuverlässige Bauteile haben das Potential eine vielfältige und flächendeckende Verbreitung zu finden. Einer der vielversprechendsten Ansätze zur Erfüllung dieser Vorgaben ist die Siliziumphotonik. Sie vereint gleich mehrere dieser Anforderungen.

Die Technologie zur Herstellung Silizium-basierter Bauteile ist aufgrund der Entwicklungen in der integrierten Elektronik mittlerweile sehr weit fortgeschritten und hat ihren vorläufigen Höhepunkt in den verschiedenen Formen der CMOS-Fertigung¹ gefunden. Die notwendigen Maschinen und Prozesse zur Produktion sind kostengünstig verfügbar. Außerdem ist die Integration von elektronischen Schaltkreisen problemlos möglich, so dass die aktuell für optische Anwendungen immer notwendige elektrooptische bzw. optoelektrische Wandlung direkt auf dem Chip geschehen kann. Weiterhin führt der hohe Brechungsindex von Silizium in den wichtigen Spektralbereichen im Infraroten (IR)² zu einer starken Miniaturisierung von integriert optischen Bauteilen. Die Dimensionen der lichtführenden Strukturen betragen nur noch einige hundert Nanometer und

¹CMOS(Complementary Metal Oxide Semiconductor)-Schaltkreise in ihren verschiedenen Formen sind der aktuelle Standard der integrierten Elektronik. Entsprechend zertifizierte Prozesse stellen den aktuellen Stand der Technologie in der Halbleiterindustrie dar.

²Für Anwendungen in der Telekommunikation, aber auch in der Messtechnik und Sensorik wird der Wellenlängenbereich von ca. 1,3 μm bis 1,6 μm verwendet. Es wird jedoch auch der weitere infrarote Spektralbereich bis hin zu 10 μm Wellenlänge für entsprechende Anwendungen genutzt und kann größtenteils von Silizium-basierten Bauteilen abgedeckt werden.

die Wellenleiter können ohne zusätzliche Verluste in Kurven mit Radien von einigen zehn Mikrometern verlaufen [3].

Aufgrund dieser Vorteile hat die Siliziumphotonik in den letzten zehn Jahren massiv an Bedeutung gewonnen und es wurden große Fortschritte gemacht. Es scheint nun in absehbarer Zeit möglich zu sein, entscheidende Durchbrüche zu erreichen. So ist beispielsweise abzusehen, dass ultraschnelle optische Verbindungen für die Kommunikation zwischen einzelnen Chips die elektronischen Verbindungen ablösen und so erheblich größere Bandbreiten im Datentransfer ermöglichen [4].

Einige der wichtigsten Meilensteine bis zum aktuellen Stand der Technik waren die Entwicklungen aktiver integriert optischer Bauteile auf Siliziumbasis. So wurde im Jahr 2004 von der Universität von Kalifornien in Los Angeles ein optisch gepumpter Raman-Laser auf Siliziumbasis vorgestellt, der gemeinhin als der erste Siliziumlaser gilt [5]. Hier war allerdings der Laserresonator extern mit Hilfe einer konventionellen Glasfaser realisiert worden. Der erste vollintegrierte und gleichzeitig auch elektrisch gepumpte Siliziumlaser wurde ein Jahr später von der Universität von Kalifornien in Santa Barbara publiziert [6]. Dieser in Zusammenarbeit mit der Firma Intel entwickelte Laser verfolgt einen Hybrid-Ansatz, bei dem der Laserresonator als SOI-Wellenleiter³ realisiert wurde, auf den eine AlGaInAs-Quantenwell-Struktur gebondet wurde. Nach wie vor ist aber ein elektrisch gepumpter, komplett monolithisch realisierter Siliziumlaser noch nicht demonstriert worden.

Einer der wichtigsten Fortschritte hin zur optischen Datenübertragung auf Siliziumbasis wurde in jüngster Zeit von der Universität Karlsruhe, dem IMEC-Institut in Ghent (Belgien) und der ETH Zürich präsentiert. Dieses Konsortium hat einen auf Siliziumbasis integrierten elektrooptischen Modulator entwickelt, der ein Lichtsignal mit mehr als 40 GHz modulieren kann [7]. Auch dieses Bauteil verfolgt einen Hybridansatz, bei dem ein SOI-Wellenleiter mit Hilfe eines optisch nichtlinearen, organischen Farbstoffs kombiniert wird.

Trotz all dieser Fortschritte und Innovationen haben die integriert optischen Komponenten auf Siliziumbasis den Schritt in die Massenproduktion noch nicht vollzogen. Es gibt erste Prototypen entsprechender optischer Schaltkreise, wie sie z.B. 2006 von der US-amerikanischen Firma Luxtera präsentiert wurden [8] (Abbildung 1.1).

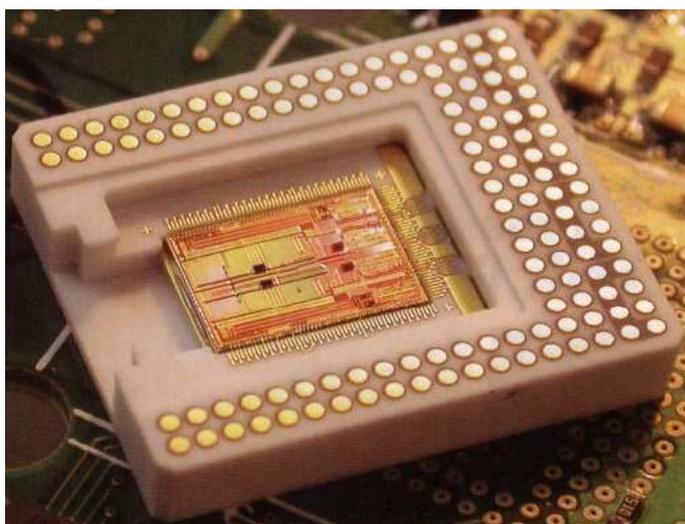


Abbildung 1.1: Der erste kommerziell gefertigte, vollintegrierte optische Chip auf Siliziumbasis der Firma Luxtera [8]. Am äußeren, erhöhten Rand sind die elektrischen Kontaktierungen zu erkennen, der optische Schaltkreis befindet sich im mittleren Bereich.

Noch stehen der Massenfertigung aber einige Probleme im Weg: Die Herstellungskosten sind, auch aufgrund der momentan nicht ausreichend hohen Industrierelevanz, noch zu hoch. Die Ankopplung der hochbrechenden Siliziumoptik an die bestehenden Glasfasernetzwerke ist noch

³SOI steht für Silicon-On-Insulator, siehe Kapitel 3.

nicht zufriedenstellend gelöst und auch die Robustheit gegenüber Herstellungstoleranzen, wie beispielsweise die beim Trockenätzen entstehenden Rauigkeiten, ist noch nicht ausreichend.

1.1 Ziele der Arbeit

In dieser Arbeit wird der Schwerpunkt auf eine spezielle Problematik gelegt: Um die immer weiter steigenden Datenmengen der kommenden Jahre bewältigen zu können, müssen alle Möglichkeiten zur Erhöhung der Bandbreite der optischen Signalübertragung ausgeschöpft werden. Bisher wurden in der digitalen Signalübertragung große Fortschritte erreicht, indem Modulationsverfahren wie die Differentielle Quadraturphasenumtastung (*DQPSK*, Differential Quadrature Phase-Shift Keying) oder die verschiedenen Varianten der Quadraturamplitudenmodulation (*QAM*, Quadrature Amplitude Modulation) implementiert wurden. In Zukunft wird als dritter Freiheitsgrad zur Signalmodulation die definierte Änderung der Polarisationszustände des verwendeten Lichts eine immer größere Rolle spielen, um Modulationsverfahren wie die Polarisations-schaltbare Quadraturphasenumtastung (*DPQPSK* Dual-Polarization Quadrature Phase Shift Keying) auch in Silizium-basierte, integriert optische Schaltkreise implementieren zu können. Dazu müssen speziell die polarisationsabhängigen Transmissionseigenschaften entsprechender Strukturen bekannt sein. Diese wurden für SOI-Wellenleiter in der Literatur bisher nur vereinzelt behandelt [9–11]. Diesbezüglich sollen in dieser Arbeit folgende Punkte behandelt werden: Zunächst soll das SOI-Materialsystem untersucht werden, das sich als Standard für die Siliziumphotonik durchgesetzt hat und somit auch als Referenz für die folgenden Untersuchungen dient. Anschließend soll ein neuartiges Materialsystem, das bisher nur theoretisch untersucht wurde, charakterisiert werden. Aufbauend auf der Dissertation von Cecile Jamois [12], die, wie diese Arbeit, in der Arbeitsgruppe von Professor Wehrspohn entstanden ist, soll ein vollständig symmetrisches Materialsystem auf SOI-Basis untersucht werden. Dies verspricht besonders für periodische Strukturen, wie z.B. photonische Kristalle, eine komplette Entkopplung der beiden orthogonalen, linearen Polarisationen [13]. Daher sollen in dieser Arbeit exemplarisch sowohl Streifenwellenleiter verschiedener Breite, als auch ein W1-photonischer-Kristall-Wellenleiter zunächst bezüglich seiner (linearen) optischen Eigenschaften vermessen werden. Daran anknüpfend soll in den photonischen-Kristall-Strukturen das Übersprechen der beiden orthogonalen, linearen Polarisationen analysiert und diskutiert werden.

Diese beiden Strukturtypen, Streifenwellenleiter und photonischer-Kristall-Wellenleiter, bilden die Basis der meisten in einem solchen Materialsystem realisierten integriert optischen Schaltungen: Der Streifenwellenleiter dient typischerweise als Basis für die passiven Komponenten wie Modenkoppler oder Filter aus Ringresonatoren. Der photonische-Kristall-Wellenleiter ist die Grundlage für viele passive und aktive Bauelemente, wie z.B. elektrooptische Modulatoren, abstimmbare Filter oder Dispersionskompensatoren. Daher ist die Untersuchung genau dieser Strukturen für eine Charakterisierung der linearen Eigenschaften eines neuen Materialsystems notwendig.

Um die erforderlichen Messungen durchführen zu können, soll im Rahmen dieser Arbeit ein entsprechender Messplatz entwickelt und aufgebaut werden. Die Messungen sollen im Spektralbereich der optischen Datenkommunikation⁴ durchgeführt werden. Außerdem soll die Möglichkeit für Messungen mit polarisiertem Licht gegeben werden.

1.2 Gliederung der Arbeit

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Am Anfang erfolgt eine Einführung in die Theorie der Lichtausbreitung im dielektrischen Wellenleiter und im photonischen-Kristall-Wellenleiter. An-

⁴Dies ist der Wellenlängenbereich von ca. 1460 nm bis 1630 nm.

schließlich werden die beiden in dieser Arbeit untersuchten Materialsysteme vorgestellt und der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Prozess zur Vereinzelung. Danach erfolgt eine Einführung in die verwendeten numerischen und experimentellen Methoden. Dabei wird der Koppelmessplatz vorgestellt, der für die hier vorgestellten Untersuchungen aufgebaut wurde. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden im fünften Kapitel vorgestellt, gegliedert nach den untersuchten Proben. Anschließend folgt im Diskussionsteil die weitere Auseinandersetzung mit den Messergebnissen. Zum Schluss folgt eine Zusammenfassung mit Ausblick.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Elektromagnetische Strahlung in Materie

Allgemein wird das Verhalten von elektromagnetischer Strahlung in Materie durch die Maxwellgleichungen beschrieben, die in den Jahren 1861 bis 1864 vom Physiker James Clerk Maxwell entwickelt wurden. Die heute übliche Notation wurde erstmalig 1884 von zwei weiteren Physikern, Oliver Heaviside und Josiah Willard Gibbs, formuliert und aufgrund ihrer Kompaktheit bis heute beibehalten. Die allgemeinen Maxwellgleichungen lauten:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad \nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.2)$$

Für die in dieser Arbeit behandelten dielektrischen Materialien lassen sie sich wie folgt vereinfachen: Die dielektrischen Konstanten sind isotrop und lassen sich somit durch eine skalare Funktion $\epsilon(\vec{r})$ beschreiben. Zusätzlich ist $\epsilon(\vec{r})$ im relevanten spektralen Bereich unabhängig von der Frequenz, es existiert somit kein dispersives Verhalten. Außerdem ist die Absorption im betrachteten Spektralbereich vernachlässigbar, $\epsilon(\vec{r})$ ist somit reell und positiv. Es liegt auch kein magnetisches Material vor, für die magnetische Permeabilität gilt daher $\mu_r = 1$. Weiterhin wird angenommen, dass im Material keine Ladungen existieren und auch keine Ströme fließen, das heißt, dass für die Verschiebungsstromdichte $\vec{j} = 0$ gilt. Mit diesen Annahmen lauten die Maxwellgleichungen:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \nabla \cdot \epsilon_0 \epsilon(\vec{r}) \vec{E} = 0 \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.4)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = \nabla \cdot \mu_0 \vec{H} = 0 \quad (2.5)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \epsilon_0 \epsilon(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.6)$$

Dabei beschreibt \vec{D} die dielektrische Verschiebung, ϵ_0 ist die elektrische Feldkonstante, mit \vec{E} wird das elektrische Feld beschrieben und \vec{H} und \vec{B} beschreiben das magnetische Feld und die magnetische Flussdichte. Aus den Gleichungen 2.4 und 2.6 lassen sich nun die Wellengleichungen für das \vec{E} - und das \vec{H} -Feld herleiten:

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{H} \right] = -\frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (2.7)$$

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\frac{\epsilon(\vec{r})}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.8)$$

Wählt man für \vec{H} und \vec{E} harmonische Wellen, so kann der zeitharmonische Anteil der Felder separiert werden:

$$\vec{H} = \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) \cdot e^{i\omega t} \quad (2.9)$$

$$\vec{E} = \vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \cdot e^{i\omega t} \quad (2.10)$$

Wie allgemein üblich wird hier und im Folgenden die harmonische Welle mathematisch als komplexe Zahl beschrieben, physikalisch ist aber nur der Realteil relevant.

Setzt man diesen Harmonische-Wellen-Ansatz in die Gleichungen 2.7 und 2.8 ein, folgt damit für die Wellengleichungen:

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}) \right] = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) \quad (2.11)$$

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E}(\vec{r}) = \epsilon(\vec{r}) \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{r}) \quad (2.12)$$

Diese beiden Gleichungen müssen gelöst werden, um die elektromagnetischen Feldverteilungen in Materie zu beschreiben. Daher sind sie der Ausgangspunkt für die folgenden Betrachtungen der Lichtausbreitung in Schichtstrukturen bzw. Wellenleitern und der Lichtausbreitung in photonischen Kristallen.

2.2 Dielektrische Wellenleiter

Aus den obigen Gleichungen 2.11 und 2.12 folgt, dass ein durch ein homogenes Medium propagierender Lichtstrahl divergiert. Dieses Verhalten wird z.B. mit Hilfe des Konzepts der Gauß-Strahlen (auch gaußsche Bündel genannt) beschrieben [14]. Dieses divergente Verhalten kann unter den im Folgenden genauer beschriebenen Bedingungen in lichtführenden dielektrischen Strukturen vermieden werden. Das Licht breitet sich im Wellenleiter in Form von Moden aus. Diese Moden sind räumlich auf den Bereich der lichtführenden Struktur begrenzt. An dieser Stelle soll lediglich eine Einführung in die theoretische Beschreibung der Lichtausbreitung in dielektrischen Wellenleitern gegeben werden. Wesentlich ausführlichere und tieferegehende Behandlungen der Thematik finden sich beispielsweise in [15–17]. Die folgenden Ausführungen sind analog zu den Darstellungen in diesen Quellen.

2.2.1 Wellengleichungen im planaren dielektrischen Wellenleiter

Der einfachste Fall eines dielektrischen Wellenleiters ist der in Abbildung 2.1 dargestellte planare Wellenleiter. Eine dielektrische Schicht mit dem Brechungsindex n_f ist von zwei anderen dielektrischen Schichten mit den Brechungsindizes n_c , die sogenannte Beschichtung, und n_s , dem sogenannten Substrat, umgeben. Im Allgemeinen gilt $n_c \neq n_s$. Das Koordinatensystem wird wie in Abbildung 2.1 eingezeichnet gewählt. Der Ausbreitungsvektor $\vec{\beta}$ gibt die Propagationsrichtung (z-Richtung) des Lichts vor.

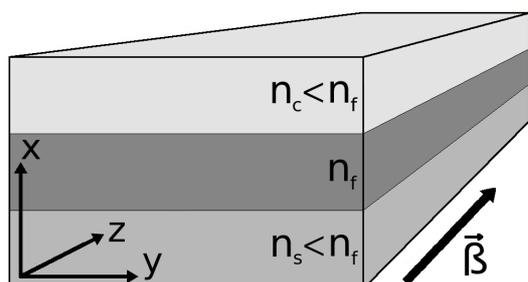


Abbildung 2.1: Schematische Abbildung eines ein-dimensionalen dielektrischen Wellenleiters. Eine dielektrische Schicht mit dem Brechungsindex n_f ist von zwei anderen dielektrischen Schichten mit den Brechungsindizes n_c und n_s umgeben, im Allgemeinen gilt $n_c \neq n_s$. Der Ausbreitungsvektor $\vec{\beta}$ gibt die Propagationsrichtung (z-Richtung) des Lichts vor.

Ausgehend von den Gleichungen 2.11 und 2.12 können die Wellengleichungen für die elektromagnetischen Felder im planaren Wellenleiter hergeleitet werden. Man erhält die allgemeine Wellengleichung für das elektrische Feld mit inhomogener Permittivität:

$$\Delta \vec{E}(\vec{r}) + \epsilon(\vec{r}) \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{r}) = -\nabla \left(\vec{E}(\vec{r}) \cdot \frac{\nabla \epsilon(\vec{r})}{\epsilon(\vec{r})} \right) \quad (2.13)$$

Analog dazu erhält man aus Gleichungen 2.11 und 2.3 die allgemeine Wellengleichung für das magnetische Feld mit inhomogener Permittivität:

$$\Delta \vec{H}(\vec{r}) + \epsilon(\vec{r}) \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) = - \left(\frac{\nabla \epsilon(\vec{r})}{\epsilon(\vec{r})} \times \nabla \times \vec{H}(\vec{r}) \right) \quad (2.14)$$

Anhand der rechten Terme in Gleichungen 2.13 und 2.14 sieht man, dass im Falle eines inhomogenen Mediums ($\nabla \epsilon(\vec{r}) \neq 0$) alle Komponenten des elektrischen und des magnetischen Feldes miteinander koppeln.

Nun kann das Problem durch weitere Annahmen vereinfacht werden: Der Brechungsindex ändert sich weder in y - noch in z -Richtung und da das Licht als ebene Welle in z -Richtung im Wellenleiter propagiert, können die Felder in y -Richtung als konstant angenommen werden. Außerdem wird angenommen, dass die Abhängigkeiten $\vec{E}(\vec{r}) \propto e^{-i\beta z}$ und $\vec{H}(\vec{r}) \propto e^{-i\beta z}$ gelten. Dabei wird aufgrund der Reduktion auf eine Dimension aus dem Ausbreitungsvektor $\vec{\beta}$ die Ausbreitungskonstante β . Mit $\vec{E}(\vec{r}) = (E_x, E_y, E_z)$ und $\vec{H}(\vec{r}) = (H_x, H_y, H_z)$ vereinfachen sich die Gleichungen 2.13 und 2.14 zu:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\vec{r}) \right] E_y = \beta^2 E_y \quad (2.15)$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial \ln(\epsilon(\vec{r}))}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\vec{r}) \right] H_y = \beta^2 H_y \quad (2.16)$$

Die Gleichungen 2.15 und 2.16 sind linear unabhängig. Sie beschreiben die beiden möglichen linearen Polarisationszustände „Transversal Elektrisch“ (Abk. TE, Gleichung 2.15) und „Transversal Magnetisch“ (Abk. TM, Gleichung 2.16). Dabei sind sie mit den übrigen Feldkomponenten über die Maxwellgleichungen 2.4 und 2.6 verknüpft. Für TE-polarisiertes Licht erhält man somit:

$$H_x = -\frac{E_y \beta}{\omega \mu_0} \quad (2.17)$$

$$H_z = \frac{i}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (2.18)$$

Für TM-polarisiertes Licht tauschen die Felder ihre Rollen und man erhält:

$$E_x = -\frac{H_y \beta}{\omega \epsilon(\vec{r}) \epsilon_0} \quad (2.19)$$

$$E_z = \frac{i}{\omega \epsilon(\vec{r}) \epsilon_0} \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (2.20)$$

Das durch einen planaren dielektrischen Wellenleiter propagierende Licht hat, anders als bei der Propagation durchs Vakuum, neben den transversalen auch longitudinale Feldkomponenten. Wie stark der longitudinale Anteil ins Gewicht fällt lässt sich für die TE-Polarisation abschätzen:

$$\left| \frac{H_z}{H_x} \right| \approx \left| \frac{1}{\beta} \frac{1}{E_y} \frac{\partial E_y}{\partial x} \right| \quad (2.21)$$

Solange sich die transversale Feldkomponente E_y über eine Länge von $1/\beta$ nicht signifikant ändert, ist die longitudinale Komponente H_z nur klein und kann gegebenenfalls vernachlässigt werden. Dies ist nicht der Fall wenn sich die Permittivität $\epsilon(\vec{r})$, und damit der Brechungsindex, innerhalb einer Distanz von einer Wellenlänge stark ändert. An solchen großen Sprüngen im

Brechungsindexprofil wird aus dem transversalen elektromagnetischen Feld ein Hybridfeld, das auch einen longitudinalen Charakter hat.

Damit lässt sich festhalten: Für TE-polarisiertes Licht ist das elektrische Feld exakt und das magnetische Feld näherungsweise senkrecht zur Propagationsrichtung, für die TM-Polarisation verhält es sich umgekehrt. Sind im Brechungsindexprofil des Wellenleiters große Sprünge vorhanden, so bekommen die elektromagnetischen Felder einen Hybridcharakter, da sich longitudinale Feldkomponenten ausbilden.

2.2.2 Lichtausbreitung im planaren dielektrischen Wellenleiter

Es gibt zahlreiche Möglichkeiten dielektrische Materialien so zu arrangieren, dass sie einen planaren Wellenleiter bilden. So ist es denkbar die Übergänge zwischen den Schichten gleitend, beispielsweise mittels eines Diffusionsprozesses, oder schrittweise, beispielsweise mittels vieler dünner Schichten, zu gestalten. In dieser Arbeit wird nur der Fall eines einstufigen, abrupten Übergangs zwischen den Schichten behandelt (siehe Abbildung 2.1), entsprechend wird in den weiteren theoretischen Betrachtungen auch nur dieser Fall berücksichtigt.

Die Gleichungen 2.15 und 2.16 sind klassische Eigenwertgleichungen. Sie müssen unter Berücksichtigung des dargestellten Brechungsindexprofils gelöst werden, um die elektromagnetischen Wellen im planaren dielektrischen Wellenleiter zu beschreiben. Dies wird nun exemplarisch für die TE-Polarisation geschildert. Für die TM-Polarisation erfolgt die mathematische Behandlung, wenn auch stellenweise etwas komplexer, weitgehend analog.

Zunächst muss das Brechungsindexprofil genauer definiert werden (Abbildung 2.1): Die mittlere lichtführende Schicht hat den Brechungsindex n_f und die Dicke d . Für die obere Beschichtung gilt $x > d$ und sie hat den Brechungsindex n_c . Für das untere Substrat gilt $x < 0$ und es hat den Brechungsindex n_s . Für die Brechungsindizes gilt $n_f > n_c$, $n_f > n_s$ und $n_c < n_s$. In Abbildung 2.2 ist $-n(x)^2$ dargestellt. Man erkennt in dieser Darstellung, dass das Brechungsindexprofil eine Art unsymmetrischen Potentialtopf darstellt. In diesem bilden sich diskrete Zustände aus, die geführten Moden des Wellenleiters mit den ihnen zugehörigen effektiven Brechungsindizes. Wie man die im Wellenleiter propagierenden Moden berechnet wird nun im Folgenden dargestellt.

Zunächst wird Gleichung 2.15 so umgeformt, dass im linken Teil für $\epsilon(\vec{r})$ das Quadrat des Brechungsindexprofils $n(x)^2$ eingesetzt wird. Im rechten Teil der Gleichung wird die Ausbreitungskonstante als Funktion des effektiven Brechungsindex n_{eff} ausgedrückt. Damit lautet die Wellengleichung für die TE-Polarisation:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\omega^2}{c^2} n^2(x) \right] E_y = \frac{\omega^2}{c^2} n_{\text{eff}}^2 E_y \quad (2.22)$$

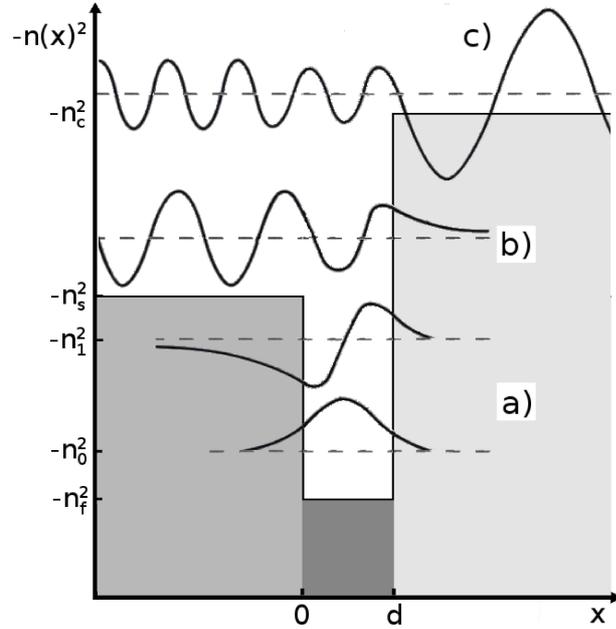
Unter Berücksichtigung der Randbedingungen kann nun Gleichung 2.22 für das beschriebene Brechungsindexprofil $n^2(x)$ gelöst werden. Die Randbedingungen ergeben sich aus der Physik: Die Felder müssen an den Übergängen stetig sein und die Amplituden der Moden dürfen für $x \rightarrow \pm\infty$ nicht unendlich groß werden. Man erhält so drei verschiedene Arten von Lösungen: Die geführten Moden, die Substratmoden und die Strahlungsmoden.

Die geführten Moden zeichnen sich dadurch aus, dass ihre Amplituden in den Schichten mit n_c und n_s exponentiell abfallen und in der lichtführenden Schicht n_f maximal sind. Sie sind schematisch in Abbildung 2.2a) dargestellt. Die geführten Wellenleitermoden sind Lösungen der Gleichung 2.22 der folgenden Form:

$$E_y(x) = \mathcal{E}(x) e^{-i\beta z} \quad (2.23)$$

Dabei gilt für $\mathcal{E}(x)$ in den drei Schichten:

Abbildung 2.2: Darstellung des Brechungsindexprofils eines planaren Wellenleiters der Dicke d in Analogie zum Modell des Potentialtopfs. Die diskreten, geführten Moden (a) mit den effektiven Brechungsindizes n_0 und n_1 befinden sich im Topf, der durch die Brechungsindizes der Schichten des Wellenleiters (n_c, n_f, n_s) gebildet wird. Außerhalb des Potentialtopfs schließt sich der kontinuierliche Bereich der Substratmoden (b) an. Für noch kleinere Brechungsindizes breitet sich das Licht in Strahlungsmoden (c) aus.



$$\mathcal{E}(x) = \begin{cases} E_c e^{-\gamma_c(x-d)}, & \text{für } x > d \\ E_f \cos(\gamma_f x - \phi_s), & \text{für } 0 < x < d \\ E_s e^{\gamma_s x}, & \text{für } x < 0 \end{cases} \quad (2.24)$$

mit

$$\gamma_c^2 = \beta^2 - n_c^2 \frac{\omega^2}{c^2} \quad (2.25)$$

$$\gamma_f^2 = n_f^2 \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2 \quad (2.26)$$

$$\gamma_s^2 = \beta^2 - n_s^2 \frac{\omega^2}{c^2} \quad (2.27)$$

Die Feldamplituden E_c , E_f und E_s sind reell. Aufgrund der Randbedingungen müssen $E_y(x)$ und $\partial E_y(x)/\partial x \propto H_z$ an den Grenzflächen stetig sein. Aus der Stetigkeit an $x = 0$ folgt die Bestimmungsgleichung für den Phasenterm ϕ_s :

$$\tan \phi_s = \frac{\gamma_s}{\gamma_f} \quad (2.28)$$

Aus der Stetigkeit an $x = d$ folgt die folgende Bestimmungsgleichung mit dem zusätzlichen Phasenterm ϕ_c :

$$\frac{\gamma_s}{\gamma_f} = \tan \phi_c = \tan(\gamma_f d - \phi_s) \quad (2.29)$$

Außerdem erhält man aus den Stetigkeitsbedingungen eine Bestimmungsgleichung für die Feldamplituden:

$$E_s^2(n_f^2 - n_s^2) = E_c^2(n_f^2 - n_c^2) = E_f^2(n_f^2 - n_m^2) \quad (2.30)$$

Die Größe n_m ist dabei der effektive Brechungsindex der m -ten Mode. Der Modenindex m wird im Folgenden eingeführt und erläutert. Aus Gleichung 2.29 kann man Dispersionsrelation für die geführten Wellenleitermoden herleiten. Sie lautet umgeformt als eine Funktion $\omega(\beta)$:

$$\omega^2 = \frac{c^2}{n_f^2} \beta^2 + \frac{c^2}{n_f^2 d^2} (m\pi + \phi_c + \phi_s)^2 \quad (2.31)$$

Man erkennt, dass die Anzahl der im Wellenleiter geführten Moden von der Dicke d und den Verhältnissen der Brechungsindizes n_c , n_f und n_s untereinander abhängig ist. Der ganzzahlige Modenindex m wird eingeführt, um die diskreten Eigenwerte β_m und die zugehörigen geführten Moden $E_{y,m}$ zu nummerieren. Gleichzeitig gibt der Modenindex auch die Anzahl der Knotenpunkte der $E_{y,m}$ an. An Stelle der effektiven Brechungsindizes n_{eff} werden nun die diskreten effektiven Brechungsindizes n_m eingeführt. Für sie gilt $n_c < n_m < n_f$. Außerdem gilt, dass die effektiven Brechungsindizes das Verhältnis zwischen der jeweiligen Ausbreitungskonstante im Wellenleiter (β_m) und der Ausbreitungskonstante im Vakuum (k_0) beschreiben:

$$n_m = \frac{\beta_m}{k_0} \quad (2.32)$$

Ein Beispiel für die Dispersionsrelation ist in Abbildung 2.3 für $m = 0$ und $m = 1$ dargestellt. Da für den effektiven Brechungsindex $n_c < n_m < n_f$ gilt, kann sich auch die Dispersionsrelation der geführten Moden nur zwischen den beiden Lichtgeraden für n_s und n_f bewegen. Die Lichtgeraden entsprechen der Dispersionsrelation im homogenen Medium mit dem jeweiligen Brechungsindex, somit $\omega = \frac{c}{n_s} \beta$ bzw. $\omega = \frac{c}{n_f} \beta$. Sie sind gestrichelt eingezeichnet.

Zusätzlich zu den beiden TE-polarisierten Moden ist der Vollständigkeit halber auch die Dispersionsrelation für die TM-polarisierte Grundmode ($m = 0$) eingezeichnet. Die weitgehend analoge mathematische Behandlung führt zu einem analogen Ergebnis, lediglich einige Phasenterme haben leicht abweichende Werte. Somit sind für die TM-Polarisation die effektiven Brechungsindizes etwas niedriger, der Kurvenverlauf ist aber gleich.

Im allgemeinen Fall $n_c \neq n_s$ ist der Wellenleiter asymmetrisch. Dies hat zur Folge, dass für die Grundmode mit $m = 0$ für beide Polarisationen jeweils eine Grenzfrequenz $\omega_{c,\text{TE}}$ bzw. $\omega_{c,\text{TM}}$ existiert (siehe Abbildung 2.3). Unterhalb dieser Grenzfrequenz ist keine Lichtausbreitung im Wellenleiter möglich. Diese Grenzfrequenz existiert nicht für symmetrische Wellenleiter mit $n_c = n_s$.

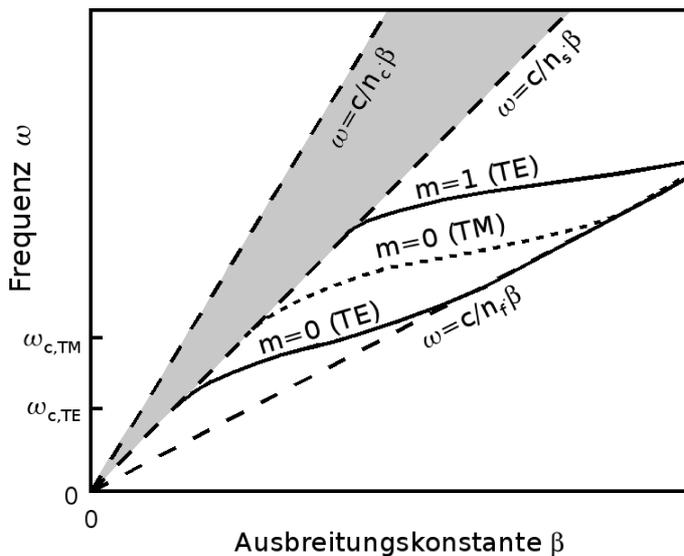


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Dispersionsrelation des dielektrischen planaren Wellenleiters (siehe Gleichung 2.31). Die geführten Moden der TE- und TM-Polarisation können nur zwischen den Lichtgeraden der lichtführenden Schicht ($\omega = c/n_f \beta$) und des Substrats ($\omega = c/n_s \beta$) existieren. Unterhalb dieses Bereichs existieren keine Zustände. Oberhalb der Lichtgeraden des Substrats schließt sich das Kontinuum der Substratmoden an (grau markiert). Oberhalb der Lichtgeraden der Beschichtung ($\omega = c/n_c \beta$) breitet sich das Licht in Strahlungsmoden aus. Für die geführten Moden existieren Grenzfrequenzen, für die beiden Grundmoden sind diese eingezeichnet ($\omega_{c,\text{TE}}$, $\omega_{c,\text{TM}}$).

Da sich die geführten Moden dadurch auszeichnen, dass sie konzentriert in der lichtführenden Schicht Energie transportieren, erfolgt die Festlegung der Feldamplituden aus Gleichung 2.24 über die in den Moden geführten Leistung.

Für einen Wellenleiterabschnitt der Breite b in y -Richtung erhält man als zeitlich gemittelter Betrag der in einer Mode geführten Leistung das Integral über die z -Komponente des Poynting-Vektors entlang der x -Koordinate [15]:

$$P = -2b \int_{-\infty}^{\infty} E_y H_x^* dx = \frac{\beta_m}{\omega \mu_0} E_f^2 \cdot d_{\text{eff}} b \quad (2.33)$$

Hier wird die effektive Dicke d_{eff} eingeführt, um der Ausdehnung der Mode in Beschichtung und Substrat Rechnung zu tragen. Für die effektive Schichtdicke gilt:

$$d_{\text{eff}} = d + \frac{1}{\gamma_c} + \frac{1}{\gamma_s} \quad (2.34)$$

Für die geführten Wellenleitermoden gilt, dass sie linear unabhängig sind. Sie erfüllen die Orthogonalitätsbedingung:

$$\frac{\beta_l \beta_k}{2\omega \mu_0} \int E_{y,k}(x) E_{y,l}^*(x) dx = \delta_{kl} \quad (2.35)$$

Dabei sind k und l Modenindizes und δ_{kl} ist das Kronecker Delta. Aus der Orthogonalität der geführten Moden folgt, dass die im Wellenleiter geführte Gesamtleistung gleich der Summe der in den einzelnen Moden geführten Leistungen entspricht [16].

In Abbildung 2.3 ist außerdem (grau markiert) der Bereich zu erkennen, in dem sich die sogenannten Substratmoden ausbreiten können. Ein Beispiel für eine Substratmode ist in Abbildung 2.2b) dargestellt. Substratmoden sind auch Lösungen der Eigenwertgleichung 2.22, unterscheiden sich allerdings in wichtigen Eigenschaften von den geführten Moden. Die Energie der Substratmoden ist nicht in der lichtführenden Schicht konzentriert. Die Felder der Substratmoden sind zwar im Bereich der Beschichtung (n_c) evaneszent, aber sie breiten sich oszillierend im Substrat aus. Somit kann mit Hilfe der Substratmoden kein Licht geführt werden. Weiterhin existieren Substratmoden nicht als diskrete Zustände, sondern kontinuierlich im kompletten grau markierten Bereich in Abbildung 2.3. Die Substratmoden erfüllen ebenfalls die Orthogonalitätsbedingung.

Wie oben bereits erwähnt existieren neben den geführten Moden und den Substratmoden noch als dritte Art von Lösungen die Strahlungsmoden. Sie sind in Abbildung 2.2c) dargestellt und man sieht sofort, dass sie keineswegs gebunden und somit komplett divergent sind. Auch mit Hilfe der Strahlungsmoden kann somit kein Licht im Wellenleiter geführt werden. Die Strahlungsmoden erfüllen im Allgemeinen nicht die Orthogonalitätsbedingung.

Eine detaillierte Behandlung der Substrat- und Strahlungsmoden soll hier nicht weiter erfolgen, kann aber z.B. in [15] und [16] nachgeschlagen werden.

2.2.3 Dielektrische Streifenwellenleiter

Möchte man Licht mit Hilfe eines Wellenleiters über lange Strecken leiten, so bedarf es im Vergleich zum planaren Wellenleiter einer zusätzlichen Führung des Lichts in der zweiten Dimension, hier der y -Richtung. Dies kann auf verschiedene Arten geschehen. Eine Möglichkeit wäre z.B. eine rotationssymmetrische Geometrie zu wählen, wie es bei Lichtleitfasern der Fall ist. Dies hätte aber unter anderem den Nachteil, dass eine monolithische Integration auf einem Chip sehr schwierig ist. Daher wählt man für die Anwendungen in der integrierten Optik Geometrien, die sich in der Ebene und mit Hilfe geeigneter Herstellungsprozesse (siehe Kapitel 3) realisieren lassen. Dies ist in dieser Arbeit (und auch größtenteils in der Literatur) die Geometrie des Streifenwellenleiters in unterschiedlichen Formen. Es folgt nun eine Erklärung und Beschreibung des Streifenwellenleiters, die weitestgehend analog zu [15] erfolgt.

Streifenwellenleiter entsprechen in ihrem Aufbau den planaren Wellenleitern mit einem zusätzlichen Sprung im Brechungsindexprofil in y -Richtung. Ein Beispiel für einen Streifenwellenleiter ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Der lichtführende Streifen mit dem Brechungsindex n_f wird in y -Richtung durch die Bereiche mit den Brechungsindizes $n_l < n_f$ und $n_r < n_f$ begrenzt. Dies führt dazu, dass analog zu den oben beschriebenen Prinzipien auch in y -Richtung Licht lokalisiert und somit geführt werden kann.

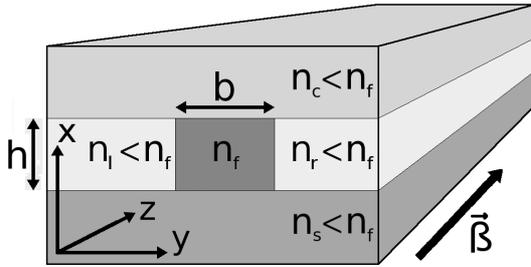


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung eines Streifenwellenleiters. Der lichtführende Streifen der Höhe h und Breite b mit dem Brechungsindex n_f ist von niedrigbrechenden Materialien (n_s, n_c, n_l, n_r) umgeben. Die Propagationsrichtung ist durch den Ausbreitungsvektor $\vec{\beta}$ angegeben.

Eine komplett analytische Lösung der Eigenwertgleichungen 2.13 und 2.14 und die Berechnung der Propagationskonstanten und Feldverteilungen ist für einen Streifenwellenleiter nur in Ausnahmen möglich, z.B. für einen kreisförmigen Kern mit Brechungsindex n_f umgeben von einem homogenen Substrat (dies entspricht dem Aufbau einer Lichtleitfaser). Daher kann man sich im Allgemeinen den Lösungen analytisch nur nähern und muss die exakten Lösungen numerisch ermitteln. Dies gilt insbesondere auch für die in dieser Arbeit untersuchten Wellenleiter mit rechteckigem Profil. Ein Beispiel ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Der Wellenleiter mit Brechungsindex n_f hat die Höhe h und die Breite b . Er ist entsprechend der Abbildung vom Material mit den Brechungsindizes n_c, n_s, n_l und n_r umgeben. Einige wichtige Eigenschaften der geführten Moden in Streifenwellenleitern können aber unabhängig von der exakten Wellenleitergeometrie bzw. in guter Näherung bestimmt werden. Diese werden im Folgenden näher betrachtet.

Für den Fall, dass die Lichtfrequenz deutlich größer ist als die Grenzfrequenz, und somit die Feldverteilungen außerhalb des lichtführenden Streifens sehr schnell abgeklungen sind, können analytische Näherungen für die Feldverteilungen getroffen werden. Dazu werden für die (quasi-)TE-Moden des Streifenwellenleiters zunächst die Propagationskonstanten und Feldverteilungen der TE-Moden eines planaren Wellenleiters mit der Höhe h und die TM-Moden eines planaren Wellenleiters mit der Höhe b berechnet. Für (quasi-)TM-Moden kann man analog verfahren. Der Feldverteilung der TE-Moden im Streifenwellenleiter kann sich nun durch die Multiplikation der Feldverteilungen der beiden planaren Wellenleiter genähert werden.

Anhand dieser Näherung wird ein wesentlicher Effekt gut veranschaulicht, der auch schon durch das „(quasi)-“ angedeutet wurde: Die Polarisierungen mischen und die Moden haben keinen reinen TE- bzw. TM-Charakter mehr. Sind die Brechungsindexkontraste zwischen den beteiligten Materialien nicht besonders groß, kann man die erwähnten quasi-TE- und quasi-TM-Moden anhand der Felder identifizieren [15]:

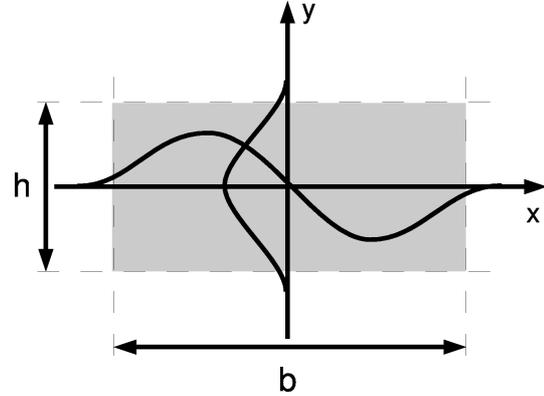
$$\left. \begin{array}{l} |E_y| \gg |E_x|, |E_z| \\ |H_x| \gg |H_y|, |H_z| \end{array} \right\} \text{ für quasi-TE-Moden} \quad (2.36)$$

$$\left. \begin{array}{l} |E_x| \gg |E_y|, |E_z| \\ |H_y| \gg |H_x|, |H_z| \end{array} \right\} \text{ für quasi-TM-Moden} \quad (2.37)$$

Da diese Zuordnung eindeutig ist, wird der Vorsatz „quasi-“ oft auch weggelassen. Sind die Brechungsindexkontraste relativ groß, muss jeder Fall individuell betrachtet und numerisch die Feldverteilungen der Moden berechnet und bewertet werden. An dieser Stelle ist wichtig anzumerken, dass sowohl für die quasi-TE- als auch die quasi-TM-Moden die z -Komponenten vergleichbar groß sind. Somit kann unter Umständen über diese eine Kopplung erfolgen.

Ein Beispiel für eine Näherung einer Mode im Streifenwellenleiter ist in Abbildung 2.5 schematisch dargestellt. Die (quasi-)TE₁₀-Mode besitzt keinen Knotenpunkt entlang der y-Achse und einen Knotenpunkt entlang der x-Achse. Außerhalb des lichtführenden Bereichs klingen die Feldverteilungen exponentiell ab.

Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der analytischen Näherung der Feldverteilung einer TE₁₀-Mode eines Streifenwellenleiters. Die berechneten Feldverteilungen der Moden zweier planarer Wellenleiter mit den Dicken d und h werden multipliziert (nähere Erläuterung im Text). Der lichtführende Bereich ist grau markiert.



Die Propagationskonstanten β_{jk} bekommen entsprechend einen zweistelligen Modenindex, um die Ordnungen in beiden Dimensionen indizieren zu können. Es gilt $j, k \in \mathbb{N}_0$ und j und k können unterschiedliche Werte annehmen.

Man erhält für die geführten Moden nur diskrete Propagationskonstanten, allerdings kann für den Streifenwellenleiter mit Rechteckprofil nicht ohne weiteres die Dispersionsrelation in eine Form $\omega(\beta)$ wie in Gleichung 2.31 gebracht werden. Diese muss für den jeweiligen Fall numerisch berechnet werden.

Für den Streifenwellenleiter existieren neben den geführten Moden ebenfalls Substratmoden und Strahlungsmoden. Auch gelten hier sehr ähnliche Orthogonalitätsbedingungen für die Moden. Auf diese Punkte soll hier nicht näher eingegangen werden. Sie können in [15] und [17] nachgeschlagen werden.

Die Transmissionseigenschaften eines Streifenwellenleiters werden entscheidend davon geprägt wie die eingestrahlte Lichtleistung durch den Wellenleiter propagiert. Die im Streifenwellenleiter transportierte Leistung wird für jede Mode einzeln berechnet. Dazu wird, ausgehend von der zeitlich gemittelten z-Komponente des Poyntingvektors, zunächst die Energiedichte w_{jk} einer Mode berechnet [15]:

$$w_{jk}(x, y) = \epsilon(\vec{r})\epsilon_0 \vec{E}_{jk} \cdot \vec{E}_{jk}^* + \mu_0 \vec{H}_{jk} \cdot \vec{H}_{jk}^* \quad (2.38)$$

Die in einer Mode transportierte Energie pro Einheitslänge lässt sich nun berechnen, indem die Energiedichte über den Querschnitt des Wellenleiters integriert wird:

$$W_{jk} = \iint_{-\infty}^{\infty} w_{jk}(x, y) dx dy \quad (2.39)$$

Die von einer Mode geführte Leistung P_{jk} und die Energie W_{jk} verhalten sich proportional zueinander. Die Proportionalitätskonstante ist die Geschwindigkeit v_e , mit der die Energie im Wellenleiter transportiert wird. Diese ist identisch mit der Gruppengeschwindigkeit v_g [16]. Es besteht also folgender Zusammenhang:

$$P_{jk} = v_g W_{jk} \quad (2.40)$$

Die Gruppengeschwindigkeit ist die Geschwindigkeit mit der ein Lichtpuls durch den Wellenleiter propagiert. Sie ist definiert als die Änderung der Frequenz ω abhängig von der Propagationskonstante β_{jk} :

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial \beta_{jk}} \quad (2.41)$$

Die Phasengeschwindigkeit v_{ph} gibt im Gegensatz dazu an, wie schnell die Phasenfronten einer Lichtwelle mit der Frequenz ω und der Propagationskonstante β propagiert. Sie ist über den effektiven Brechungsindex n_{jk} mit der Lichtgeschwindigkeit c verknüpft:

$$v_{ph} = \frac{\omega}{\beta} = \frac{c}{n_{jk}} \quad (2.42)$$

Die Gruppengeschwindigkeit und die Phasengeschwindigkeit stehen in einem festen Zusammenhang zueinander:

$$v_g = v_{jk} \left(1 - \frac{\lambda}{n_{jk}} \frac{\partial n_{jk}}{\partial \lambda} \right)^{-1} \quad (2.43)$$

Ausgehend von dieser Gleichung wird analog zu Gleichung 2.42 der Gruppenindex n_g definiert:

$$n_g = n_{jk} - \lambda \frac{\partial n_{jk}}{\partial \lambda} = \frac{c}{v_g} \quad (2.44)$$

Der Gruppenindex zeigt ein dispersives Verhalten, denn offensichtlich gilt $n_g = n_g(\lambda)$. Es wird demnach durch die Wellenleiter-Struktur selbst zusätzlich zur Materialdispersion (die hier vernachlässigt wird) mit der Dispersionsrelation des effektiven Brechungsindex eine weitere Dispersionskomponente herbeigeführt. Es ist von verschiedenen Parametern, wie z.B. dem Verhältnis von Wellenlänge zur Wellenleitergeometrie und dem Brechungsindexkontrast, abhängig, welche dieser Dispersionsarten überwiegt. Eine ausführlichere Diskussion dieser Thematik findet man z.B. in [17].

2.3 Photonische Kristalle

Das Konzept der photonischen Kristalle wurde erstmals 1987 von Sajeev John und Eli Yablonovitch unabhängig voneinander vorgestellt [18, 19]. Photonische Kristalle sind Strukturen mit einem räumlich periodisch variierten Brechungsindex. Man unterscheidet im Allgemeinen zwischen eindimensionalen, zweidimensionalen und dreidimensionalen photonischen Kristallen. Eine periodische Schichtfolge aus Materialien verschiedener Brechungsindizes kann als ein eindimensionaler photonischer Kristall aufgefasst werden. Unter einem zweidimensionalen photonischen Kristall versteht man eine Struktur, in der der Brechungsindex in zwei Raumrichtungen variiert. Entsprechend zeichnet sich ein dreidimensionaler photonischer Kristall durch seine Periodizität in alle drei Raumrichtungen aus.

Trifft elektromagnetische Strahlung mit Wellenlängen, die viel größer als seine Periodenlänge sind, auf einen photonischen Kristall, so stellt er für diese Strahlung ein homogenes Medium mit einem effektiven Brechungsindex dar [20].

Für elektromagnetische Strahlung, deren Wellenlänge in der Größenordnung der Periodenlänge liegt, hat ein photonischer Kristall außergewöhnliche Eigenschaften. Hier liegen für Photonen ähnliche Verhältnisse vor wie für Elektronen im Halbleiter. Die Photonen werden aufgrund des sich periodisch ändernden Brechungsindex $n = \sqrt{\epsilon}$ des Materials, mit ϵ als dielektrische Konstante, gestreut. Ihre Überlagerung führt zu Interferenzen und die Dispersionsrelation für Photonen im homogenen Medium $\omega = (c/n)|\vec{k}|$ wird durch die photonische Bandstruktur ersetzt.

Um die Lichtausbreitung von elektromagnetischer Strahlung im photonischen Kristall zu beschreiben, werden die Maxwell'schen Gleichungen (siehe Abschnitt 2.1) für eine Struktur mit

periodisch variierender dielektrischer Konstante $\epsilon(\vec{r})$ formuliert. Die Lösungen können mit Hilfe von Blochwellen berechnet und so ihre Dispersionsrelation als Bandstruktur dargestellt werden. Dies wird in den folgenden Abschnitten näher erläutert.

2.3.1 Wellengleichungen im photonischen Kristall

Führt man ein räumlich streng periodisches $\epsilon(\vec{r})$ ein (dies entspricht einem unendlich weit ausgedehnten photonischen Kristall), so erhält man, wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, ebenfalls die Eigenwertgleichungen 2.11 und 2.12. In der weiteren mathematischen Behandlung nutzt man nun die Periodizität der Permittivität aus.

Im Folgenden wird exemplarisch nur das \vec{H} -Feld behandelt, für das \vec{E} -Feld kann völlig analog verfahren werden. Formal kann man Gleichung 2.11 als eine Eigenwertgleichung mit Hilfe eines Operators Φ formulieren:

$$\Phi \vec{H}(\vec{r}, \omega) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}, \omega) \quad \text{mit} \quad \Phi \vec{H} = \nabla \times \left[\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{H} \right] \quad (2.45)$$

Der Operator Φ ist ein hermitescher Operator [20]. Dies soll hier nicht weiter gezeigt werden, es kann daraus Folgendes abgeleitet werden: Die Eigenwerte ω^2/c^2 in Gleichung 2.45 sind reell und positiv. Die Moden als Eigenfunktionen bilden ein vollständiges orthogonales System. Desweiteren folgt aus der Hermitezität, dass die Eigenfunktionen normierbar sind. Daher werden der Einfachheit und besseren Handhabbarkeit halber im Folgenden alle Moden des photonischen Kristalls als auf eins normiert angenommen. Aufgrund der Periodizität von $\epsilon(\vec{r})$ gilt außerdem:

$$\epsilon(\vec{r}) = \epsilon(\vec{r} + \vec{R}) \quad (2.46)$$

Daher kann man für $|\vec{H}|^2$ periodische Randbedingungen annehmen. Der Vektor \vec{R} wird dabei als Gittervektor des Kristalls bezeichnet. Analog zur Beschreibung atomarer Kristalle in der Festkörperphysik können für die Behandlung der Moden des photonischen Kristalls Blochwellen herangezogen werden:

$$\vec{H}(\vec{r}, \omega) = e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} u_{n,\vec{k}}^H(\vec{r}) \quad (2.47)$$

Man bezeichnet mit n den Bandindex und mit \vec{k} den k-Vektor in der ersten Brillouinzone. Die Blochfunktion $u_{n,\vec{k}}^H(\vec{r})$ ist eine gitterperiodische Funktion. Setzt man die Gleichung 2.47 in die Gleichung 2.11 ein, so erhält man als Bestimmungsgleichung für die $u_{n,\vec{k}}^H(\vec{r})$:

$$\left(i\vec{k} + \nabla \right) \times \frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \left[\left(i\vec{k} + \nabla \right) \times u_{n,\vec{k}}^H(\vec{r}) \right] = \frac{\omega^2}{c^2} u_{n,\vec{k}}^H(\vec{r}) \quad (2.48)$$

Da $\epsilon(\vec{r})$ und $u_{n,\vec{k}}^H(\vec{r})$ gitterperiodisch sind, können sie in Fourierreihen entwickelt werden:

$$\epsilon(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \zeta_{\vec{G}} e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} \quad (2.49)$$

$$u_{n,\vec{k}}^H(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} v_{\vec{G}} e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} \quad (2.50)$$

Dabei sind $\zeta_{\vec{G}}$ und $v_{\vec{G}}$ die entsprechenden Fourierkoeffizienten und \vec{G} ist ein reziproker Gittervektor des photonischen Kristalls.

Für eine mathematisch korrekte Beschreibung müssen die Fourierreihen eine unendliche Anzahl an Gliedern beinhalten. Dies ist bei einer numerischen Berechnung des Problems nicht möglich. Daher beschränkt man sich auf einige tausend Glieder, abhängig davon wie gut die

Darstellung der $\epsilon(\vec{r})$ -Funktion mit ihrer Periodizität durch die entsprechende Fourierentwicklung 2.49 gelingt. Hat $\epsilon(\vec{r})$ starke Variationen oder Sprünge, liegt also ein hoher ϵ -Kontrast vor, sind sehr viele Fourierkomponenten nötig, um $\epsilon(\vec{r})$ ausreichend gut darzustellen. Dies ist als Gibb'sches Phänomen bekannt.

Um nun weiterzurechnen, setzt man die Gleichungen 2.49 und 2.50 in Gleichung 2.48 ein. So definiert man die Eigenwertgleichung im Fourierraum, dem sogenannten k -Raum. Durch einen Koeffizientenvergleich erhält man ein homogenes Gleichungssystem, das aus N Gleichungen besteht. Die N Eigenwerte $\omega_{n,\vec{k}}$ werden aus der Koeffizientendeterminante bestimmt und sind vom gewählten k -Vektor der Bloch-Funktion abhängig. Nacheinander können so alle $\omega_{n,\vec{k}}$ für die verschiedenen k -Vektoren bestimmt werden. Die so berechnete Dispersionsrelation wird im Banddiagramm (auch als Bandstruktur bezeichnet) dargestellt. Berechnet man entlang eines speziellen Pfades innerhalb der ersten Brillouinzone (z.B. die irreduzible Brillouinzone, siehe Abbildung 2.7) die Frequenzen $\omega_{n,\vec{k}}$ abhängig von den entsprechenden k -Vektoren, so kann man die erhaltenen Lösungen in einem Banddiagramm darstellen. Dies ist die übliche Darstellung. Auf der Abszisse stellt man die k -Werte des gewählten k -Pfades dar und auf der Ordinate werden die normierten Frequenzen $\frac{\omega a}{2\pi c} = a/\lambda$ dargestellt. Die errechneten $\omega_{n,\vec{k}}$ sind mit n quantisiert und bilden für gleiche n die Bänder entlang des k -Pfades, entsprechend heißt n Bandindex. Die Bandstruktur ist die Dispersionsrelation $\omega(\vec{k})$ für elektromagnetische Wellen im photonischen Kristall. Die Berechnung eines Banddiagramms erfolgt im Rahmen dieser Arbeit immer mit Hilfe des frei verfügbaren Programms *mpb* (vergl. Abschnitt 4.1.1).

Studiert man die Grundgleichungen 2.7 und 2.8 genauer, so fällt auf, dass sie skalierbar sind. Ändert man die Gitterkonstante a um einen Faktor s , so ändern sich die Eigenfrequenzen um den Faktor $1/s$. Die Bandstruktur eines photonischen Kristalls hängt daher nur noch von Kristallstruktur, Porosität und den Brechungsindizes der verwendeten Materialien ab. Somit ist es sinnvoll, das photonische Banddiagramm in normierten Einheiten (z.B. a/λ für die normierte Frequenz) anzugeben. Setzt man den probenspezifischen Parameter a ein, erhält man die entsprechenden Werte, z.B. die richtigen absoluten Frequenzen.

Ein Beispiel für ein Banddiagramm eines zweidimensionalen photonischen Kristalls ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Man kann hier zwei wesentliche Punkte erkennen: Es gibt Frequenzbereiche, für die keine Zustände erlaubt sind (farbig markiert), die Eigenwertgleichungen somit keine Lösungen haben. Dies sind die sogenannten Bandlücken. Weiterhin fällt auf, dass die Steigung der Bänder stark unterschiedlich ist und in einigen Bereichen somit ein hoch-dispersives Verhalten vorzufinden ist. Diese Punkte werden in den folgenden Abschnitten, teilweise anhand spezieller Beispiele, näher diskutiert.

Aus der Bandstruktur bzw. den berechneten Eigenwerten $\omega_{n,\vec{k}}$ lässt sich die Gruppengeschwindigkeit \vec{v}_g ermitteln. Für sie gilt:

$$\vec{v}_g = \nabla\omega(\vec{k}) \quad (2.51)$$

Die Geschwindigkeit \vec{v}_e , mit der die Energie durch einen photonischen Kristall fließt, ist wie im Fall des dielektrischen Wellenleiters gleich der Gruppengeschwindigkeit \vec{v}_g [16].

Die Gruppengeschwindigkeit ist der Gradient der Frequenz im k -Raum. In normierten Einheiten ist der Kehrwert der Gruppengeschwindigkeit der Gruppenindex für Licht, das mit der entsprechenden Frequenz durch den photonischen Kristall propagiert. Die Möglichkeit der Verringerung der Gruppengeschwindigkeit in photonischen Kristallen ist in der Literatur mehrfach nachgewiesen worden. Als typische Werte für diese „slow light“ Strukturen sind Gruppengeschwindigkeiten von $\vec{v}_g \approx c/100$ publiziert worden [21, 22].

2.3.2 Zweidimensionale photonische Kristalle

Unter zweidimensionalen photonischen Kristallen versteht man Strukturen, die eine Brechungsindexvariation innerhalb einer Ebene haben. Idealerweise sind dies Strukturen, die z.B. aus einem anderen Material eingebetteten, unendlich langen Zylindern oder Poren bestehen. Sie sind in der dritten Dimension unendlich weit ausgedehnt homogen. Das hat als Konsequenz, dass echte zweidimensionale photonische Kristalle eigentlich nicht existieren. Daher unterscheidet man im Wesentlichen zwei Grenzfälle:

1. Die endliche Höhe der Probe in der dritten Dimension kann vernachlässigt werden. Dies ist typischer Weise dann der Fall, wenn die Struktur 20 mal (oder mehr) höher ist als die verwendete Wellenlänge mal dem effektiven Brechungsindex. Im Fall langsamer Gruppengeschwindigkeiten oder Fehlstellen hoher Güte¹ kann diese Näherung fehlschlagen.
2. Die Probe ist nach obiger Näherung dünn. Dann spricht man von photonischen-Kristall-Schichten. Hier ist es oft schwierig abzuschätzen, ob eine zweidimensionale Betrachtung genügt, oder ob man die dritte Dimension berücksichtigen muss. Oft wird eine Indexführung des Lichts in der Schicht angenommen, da ihr Brechungsindex höher ist als der der Umgebung. Man nennt dies auch ein 2,5D-Problem.

Im weiteren Verlauf sollen zunächst zweidimensionale photonische Kristalle betrachtet werden, die in der dritten Dimension unendlich ausgedehnt homogen sind. Das 2,5D-Problem wird in einem extra Abschnitt (2.4.2) ausführlicher behandelt. Die Feldverteilung einer photonischen-Kristall-Mode lässt sich mit einem Produkt aus einer zweidimensionalen Blochwelle und einer ebenen Welle in Richtung der homogenen dritten Dimension (y-Richtung) beschreiben:

$$\vec{H}_{n,k_y,\vec{k}_{\parallel}}(\vec{r}) = \left(e^{i\vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{\rho}} \vec{u}_{n,k_y,\vec{k}_{\parallel}} \right) e^{ik_y y} \quad (2.52)$$

Für elektromagnetische Wellen, die sich in der x-z-Ebene ausbreiten, gilt $k_y = 0$. Da die Struktur in y-Richtung unendlich weit ausgedehnt homogen ist, ist jede Ebene parallel zur x-z-Ebene auch eine Spiegelebene. Dies hat zur Folge, dass man für den zweidimensionalen Fall zwischen TE- und TM-Polarisation unterscheiden kann². Der \vec{H} -Feld-Vektor steht immer senkrecht auf dem \vec{E} -Feld-Vektor und ist senkrecht zur Ausbreitungsrichtung.

Für beide Polarisationen berechnet man eine eigene Bandstruktur, die eine Bandlücke aufweisen kann. Überlappen die Bandlücken beider Polarisationen für alle Richtungen im photonischen Kristall, spricht man von einer vollständigen Bandlücke (siehe Abbildung 2.6). Für die Frequenzen der Bandlücke wird das eingestrahlte Licht vollständig reflektiert.

Betrachtet man die Lichtausbreitung in der x-z-Ebene, also den Fall $k_y = 0$, gilt für die dielektrische Funktion $\epsilon(\vec{r})$:

$$\epsilon(\vec{r}) = \epsilon(\vec{r} + \vec{R}) \quad \text{mit} \quad \vec{R} = l\vec{a}_1 + m\vec{a}_2 \quad (2.53)$$

Die dielektrische Funktion ist periodisch mit dem Gittervektor \vec{R} , wobei dieser aus der Summe ganzzahliger Vielfacher der Basisvektoren des photonischen Kristallgitters \vec{a}_1 und \vec{a}_2 besteht. Wie in Abschnitt 2.3.1 gezeigt, kann man für diesen Fall einen Blochwellenansatz durchführen (Gleichung 2.47).

Zweidimensionale photonische Kristalle existieren in den verschiedensten Variationen: Man kann z.B. Luftporen in ein hochbrechendes Material einbringen oder aber Stäbe bzw. Zylinder aus

¹Lässt man im Kristallgitter eine Pore aus oder modifiziert eine Pore, erhält man eine sogenannte Fehlstelle. Hier kann unter bestimmten Bedingungen das elektromagnetische Feld sehr konzentriert sein. Ist dies der Fall, so spricht man von einer Fehlstelle hoher Güte.

²Da der Φ -Operator und ein beliebiger Spiegelungsoperator miteinander vertauschen (sie folglich dieselben Eigenwerte haben), ist eine Aufspaltung in die Polarisationen möglich [23].

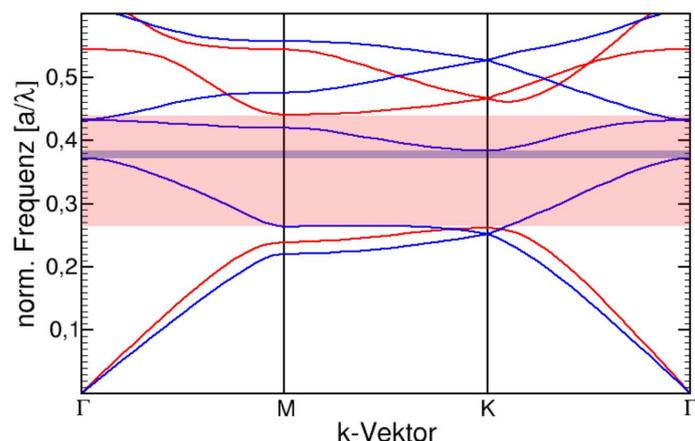


Abbildung 2.6: Banddiagramm eines zweidimensionalen photonischen Kristalls aus Luftporen in Silizium mit hexagonalem Gitter, $r/a = 0,45$. Die TE-Bänder sind rot und die TM-Bänder blau gefärbt. Die TE-Bandlücke ist hellrot und die TM-Bandlücke hellblau eingezeichnet. Da die TM-Bandlücke die kleinere ist und vollständig mit der TE-Bandlücke überlappt, stellt sie auch gleichzeitig die vollständige Bandlücke dar. Die Steigung der Bänder ist stark unterschiedlich, somit ist in einigen Bereichen ein hoch-dispersives Verhalten vorzufinden.

einem hochbrechenden Material in Luft periodisch anordnen. Außerdem kann man die Poren oder Stäbe in verschiedenen Kristallgittern anordnen. Um eine möglichst große Bandlücke zu erhalten, muss man darauf achten, dass der Brechungsindexkontrast möglichst hoch ist. Außerdem sind Größe und spektrale Position der Bandlücke abhängig vom Durchmesser der Stäbe oder Poren. Über die Variation des Durchmessers kann man die Position der Bänder im Banddiagramm verändern. Nur für Luftporen in einem hochbrechenden Material mit $\epsilon > 7$ (z.B. Silizium mit $\epsilon = 12$ bei einer Wellenlänge von $1,5\mu\text{m}$) bekommt man für alle üblichen zweidimensionalen Kristallgitter eine vollständige Bandlücke. Bringt man in den Kristall linienförmig angeordnete Defekte ein, so erreicht man eine Führung des Lichts wie beim Streifenwellenleiter. Auch hier kann über die genannten Parameter Einfluss auf die Eigenschaften des so konstruierten Wellenleiters genommen werden.

Die Eigenschaften eines zweidimensionalen photonischen Kristalls hängen also von sehr vielen Parametern ab, deshalb sollen hier nur die für diese Arbeit relevanten Strukturen näher betrachtet werden: Ein hexagonales Kristallgitter aus Luftporen in Silizium, in das zur Wellenleitung gezielt Defekte eingebracht werden.

2.3.3 Hexagonales Gitter

Ein photonischer Kristall aus Luftporen in Silizium weist für das hexagonale Kristallgitter aufgrund des hohen Brechungsindexkontrastes eine große Bandlücke auf. Wählt man einen normierten Porenradius von $r/a = 0,478$ ³, erhält man eine vollständige Bandlücke von der maximal möglichen Größe $\Delta\omega/\omega_0 = 18\%$ (Verhältnis von Breite der Bandlücke zur Mittenfrequenz der Bandlücke).

Um ein Kristallgitter mathematisch zu beschreiben, fasst man die Kristallbausteine zunächst als Punkte im Raum auf. Man erhält so das Translationsgitter, beschrieben durch den Gittervektor \vec{R} . Dieser Gittervektor wird durch die primitiven Translationsvektoren \vec{a}_i des Gitters, auch Basisvektoren genannt, erzeugt:

$$\vec{R} = l\vec{a}_1 + m\vec{a}_2 + n\vec{a}_3 \quad \text{mit} \quad l, m, n \in \mathbb{Z} \quad (2.54)$$

Mit diesem Formalismus wird ein unendlich ausgedehntes Gitter beschrieben. Daher ist es wichtig von Fall zu Fall zu entscheiden, ob eine Beschreibung des photonischen Kristalls als eine unendlich ausgedehnte Struktur überhaupt richtig und gut genug ist. Diese Problematik tritt z. B. immer dann auf, wenn Grenzflächeneffekte berücksichtigt werden müssen. Dies ist beispielsweise dann der Fall, wenn die Einkopplung von Licht in den photonischen Kristall beschrieben werden

³ r ist der Radius der Poren, a ist die Gitterkonstante des photonischen Kristalls. Aufgrund der Skalierbarkeit der Bandstruktur werden hier normierte Einheiten gewählt.

soll. Dabei treten dann zusätzliche Effekte wie Fabry-Perot-Resonanzen oder Oberflächenmoden auf. Die vollständige physikalische Beschreibung ist daher sehr komplex und würde den Rahmen sprengen, kann aber in der gängigen Literatur nachgeschlagen werden (z.B. in [20]).

Für die weitere Berechnung wird nun statt des Realraumgitters das reziproke Gitter betrachtet. Das reziproke Gitter beschreibt man mit Hilfe des reziproken Gittervektors \vec{G} , der von den reziproken Basisvektoren \vec{b}_i gebildet wird:

$$\vec{G} = i\vec{b}_1 + j\vec{b}_2 + k\vec{b}_3 \quad \text{mit} \quad i, j, k \in \mathbb{Z} \quad (2.55)$$

Die reziproken Basisvektoren lassen sich aus den Realraum-Basisvektoren konstruieren. Für die Beschreibung des zweidimensionalen hexagonalen Kristallgitters reichen zwei Basisvektoren aus, um den Gittervektor aufzuspannen. Somit vereinfacht sich Gleichung 2.54 zu Gleichung 2.53. Mit a als Gitterkonstante lauten die Basisvektoren:

$$\vec{a}_1 = \frac{a}{2} \begin{pmatrix} \sqrt{3} \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{a}_2 = \frac{a}{2} \begin{pmatrix} -\sqrt{3} \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.56)$$

Die reziproken Basisvektoren werden dann wie folgt konstruiert:

$$\vec{b}_1 = \frac{\pi}{a} \begin{pmatrix} \sqrt{3} \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{b}_2 = \frac{\pi}{a} \begin{pmatrix} \sqrt{3} \\ -1 \end{pmatrix} \quad (2.57)$$

Anhand der reziproken Basisvektoren (Gleichung 2.57) ist ersichtlich, dass das reziproke Gitter wiederum ein hexagonales Gitter ist, das um 90° gedreht ist. Die Gitterkonstante ist aber nicht mehr a sondern $\frac{2\pi}{a}$. Analog zur Festkörperphysik wird eine Wigner-Seitz-Zelle im Realraumgitter betrachtet, um die Einheitszelle zu beschreiben. Ihr Analogon im reziproken Gitter ist die erste Brillouin-Zone (siehe Abbildung 2.7).

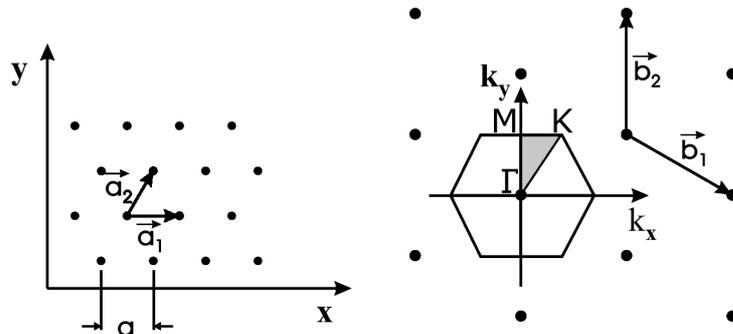


Abbildung 2.7: *links:* Das hexagonale Kristallgitter im Realraum. Die Basisvektoren \vec{a}_i sind eingezeichnet. Die Gitterkonstante ist mit a bezeichnet. *rechts:* Das hexagonale Kristallgitter im k -Raum. Die 1. Brillouin-Zone mit den Hochsymmetriepunkten Γ , M und K ist eingezeichnet. Die irreduzible Brillouin-Zone ist grau markiert. Rechts daneben sind die reziproken Basisvektoren \vec{b}_i zu sehen.

2.4 Wellenleitung in photonischen Kristallen

In diesem Abschnitt wird dargestellt, wie Licht im photonischen Kristall geführt werden kann. Dabei wird der Aspekt der sogenannten Selbstführung von Licht im photonischen Kristall [24] nicht erläutert, da dies für diese Arbeit nicht von Bedeutung ist.

Um Licht im zweidimensionalen photonischen Kristall zu führen, wird in dieser Arbeit das Konzept der Wellenleitung im planaren photonischen-Kristall-Wellenleiter verfolgt. Dabei werden

zwei Effekte ausgenutzt: In der Ebene des photonischen Kristalls wird Licht mit Hilfe eines Liniendefekts im Kristall geführt. In der dritten Dimension wird ein planarer Wellenleiter für die Lichtführung verwendet. Dieses Konzept wird im Folgenden vorgestellt.

2.4.1 Photonische-Kristall-Wellenleiter

Ein Wellenleiter in einem photonischen Kristall wird mit Hilfe eines Liniendefekts konstruiert. Stört solch ein Defekt die strenge Periodizität eines photonischen Kristalls, so bilden sich lokale Defektzustände aus. Ist der eingebrachte Liniendefekt entsprechend konstruiert, so bilden sich im Banddiagramm innerhalb der Bandlücke Defektbänder. Wird Licht in solch eine Defektmode eingekoppelt, so kann sie das Licht wie in einem Streifenwellenleiter führen, da das Licht innerhalb der Bandlücke nicht in den photonischen Kristall abstrahlen kann [20].

Wenn der Liniendefekt eine Breite von n Porenreihen hat, so wird er als Wn -Wellenleiter bezeichnet, wobei n die Anzahl der ausgelassenen Porenreihen angibt. Dabei muss n nicht immer eine natürliche Zahl sein, sondern es existieren z.B. auch $W1,5$ -Wellenleiter. Diese weisen einen Liniendefekt auf, der eine Breite von 1,5 Porenreihen hat. Um die grundlegenden Eigenschaften von Wn -Wellenleitern zu beschreiben, wird stellvertretend der Typ des $W1$ -Wellenleiters betrachtet, der aus einer ausgelassenen Porenreihe in Γ -K Richtung besteht [25]. Da der Liniendefekt die Symmetrie in Γ -M Richtung zerstört, existiert nur noch in Γ -K Richtung eine Translations-symmetrie. Daher wird der photonische-Kristall-Wellenleiter mit Hilfe einer eindimensionalen Brillouinzone beschrieben. Die Bandstruktur des photonischen Kristalls muss auf einen k -Pfad Γ -J projiziert werden, wobei der Hochsymmetriepunkt J ($k = \pi/a$) am Ende der Brillouinzone liegt [26].

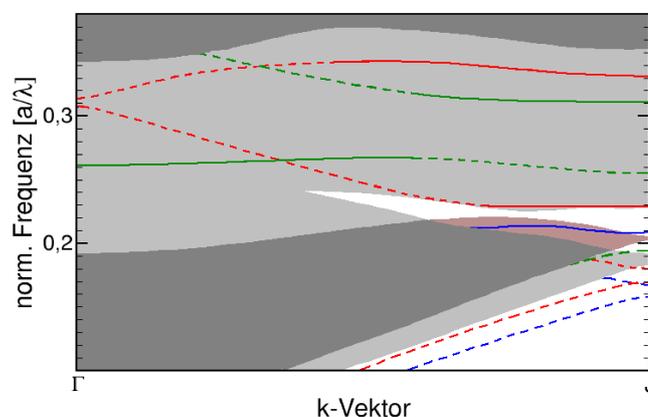


Abbildung 2.8: Banddiagramm eines $W1$ -photonischen-Kristall-Wellenleiters. Die Struktur besteht aus hexagonal angeordneten Luftporen ($r/a = 0,366$) in Silizium. Die Bereiche der TM-Moden des ungestörten photonischen Kristalls sind hellgrau markiert, der Bereich der TE-Moden hellrot. Die Zonen, in denen diese beiden Bereiche überlappen, sind dunkelgrau eingefärbt. Die Wellenleitermoden sind als index-geführt (gestrichelte Linien) und bandlücken-geführt (durchgehende Linien) sowie als TE-Moden gerader (rot) und ungerader (grün) Symmetrie gekennzeichnet. Die TM-Moden haben eine gerade Symmetrie und sind blau eingezeichnet.

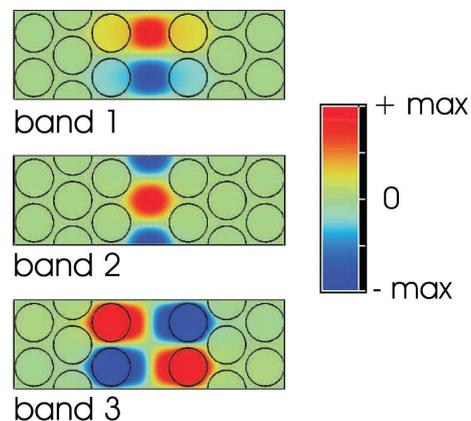
In Abbildung 2.8 ist die Bandstruktur eines $W1$ -Wellenleiter dargestellt. Der photonische Kristall besteht aus Luftporen in Silizium, die Poren haben einen relativen Radius von $r/a = 0,366$. Die hellgrau markierten Bereiche kennzeichnen den Bereich der projizierten Bandstruktur des ungestörten photonischen Kristalls für TM-Polarisation. Für TE-Polarisation ist dieser Bereich hellrot markiert. Die Zone, in der beide Bereiche überlappen ist dunkelgrau gefärbt. Man sieht, dass sich innerhalb der TM-Bandlücke ein TM-polarisiertes Defektband befindet und

innerhalb der TE-Bandlücke sich vier TE-polarisierte Defektbänder befinden. Die entsprechenden Moden werden aber nicht alle aufgrund der Bandlücke des photonischen Kristalls geführt, vielmehr existieren zwei verschiedene Mechanismen zur Führung von Licht im photonischen Kristall-Wellenleiter [26].

Das Licht ist zum einen, wie oben diskutiert, aufgrund der Bandlücke im Wellenleiter lokalisiert. Die Moden, denen dieser Mechanismus zugrunde liegt, werden auch als bandlücke-geführt bezeichnet. Zum anderen wird das Licht aber auch analog zum dielektrischen Wellenleiter geführt, da der Siliziumstreifen einen höheren effektiven Brechungsindex hat als der poröse Bereich. Diese Moden sind auch in ihrer Feldverteilung quasi identisch zu entsprechenden Moden eines Streifenwellenleiters und werden auch als index-geführt bezeichnet [12].

Die index-geführten Moden existieren auch unterhalb des ersten Bandes des photonischen Kristalls (gestrichelte Linien in Abbildung 2.8). Die bandlücke-geführten Moden können naturgemäß nur innerhalb der Bandlücke existieren und sind in Abbildung 2.8 als durchgehende Linien gekennzeichnet.

Abbildung 2.9: Die Feldverteilungen der ersten drei bandlücke-geführten TE-Wellenleitermoden des W1-Wellenleiters aus Abbildung 2.8. Man sieht deutlich die unterschiedlichen Symmetrien (TE-Band 1, 3: gerade; TE-Band 2: ungerade), die zu Wechselwirkungen in der Bandstruktur führen [12].



Desweiteren muss die Symmetrie der elektromagnetischen Feldverteilung der einzelnen Moden betrachtet werden. In Abbildung 2.9 sind die Feldverteilungen der untersten drei TE-Moden dargestellt, die aufgrund der photonischen Bandlücke geführt werden (J-Punkt, $a/\lambda = 0,233$, $0,317$ und $0,337$). Man kann in Abbildung 2.8 anhand der TE-polarisierten Moden gut erkennen, dass Moden mit gleicher Symmetrie interagieren und die Bänder sich so verbiegen, dass sie sich nicht kreuzen⁴.

2.4.2 Planare photonische Kristalle

Da reine zweidimensionale photonische-Kristall-Wellenleiter das Licht nicht in der Richtung parallel zu den Porenachsen führen, muss man, wie bereits oben (Abschnitt 2.3.2) erwähnt, auf die sogenannten 2,5D-Systeme ausweichen. Hier wird für die Führung des Lichts ein Brechungsindexkontrast eingeführt. Dazu benutzt man ein Schichtsystem, das aus einer dünnen hochbrechenden Schicht besteht, die in ein Material mit niedrigerem Brechungsindex eingebettet ist und somit nichts anderes als ein planarer Wellenleiter ist. Dieser wird entsprechend strukturiert und man erhält einen sogenannten planaren photonischen Kristall. Führt man hier wiederum einen Liniendefekt ein, so wird in der Ebene aufgrund des photonischen Kristalls und vertikal aufgrund des planaren Wellenleiters das Licht geführt. In dieser Arbeit werden für die Experimente planare photonische Kristalle in verschiedenen Ausführungen verwendet. Die Theorie der Lichtausbreitung in diesen Strukturen wurde in [12] und [26] ausführlich behandelt. An dieser Stelle werden lediglich die wesentlichen Punkte zusammengefasst, die weiterführenden Details können in den genannten Quellen nachgeschlagen werden.

⁴Die Symmetrien sind farbig kodiert, rot entspricht gerader Symmetrie, grün ungerader Symmetrie.

In der Literatur werden im Allgemeinen zwei verschiedene Typen von planaren photonischen Kristallen verwendet. Sie sind in Abbildung 2.10 schematisch dargestellt. Sie unterscheiden sich in der Anzahl und Strukturierung der Schichten. In Abbildung 2.10a) ist der Idealfall eines planaren photonischen Kristalls dargestellt: Ein symmetrischer planarer Wellenleiter, dessen Schichten alle gleich strukturiert sind. Dabei hat die lichtführende Schicht einen hohen Brechungsindexkontrast zu den anderen Schichten und einen sehr hohen Brechungsindexkontrast zur Luft in den Poren. Dies führt zu einer hohen Konzentration des Lichts in der lichtführenden Membran und zu komplett symmetrischen Modenprofilen.

Der zweite Strukturtyp (Abbildung 2.10b)) ist vor allem deswegen interessant, da er sich leichter herstellen lässt. Der planare Wellenleiter ist unsymmetrisch, die obere Schicht wird durch die umgebende Luft dargestellt und nur die hochbrechende, lichtführende Schicht ist strukturiert. Das unstrukturierte Substrat hat einen deutlich niedrigeren Brechungsindex. Die Vorteile in der Herstellung werden aber durch den Nachteil erkauft, dass die Modenprofile sehr unsymmetrisch sind, was zu erhöhten Verlusten führen kann.

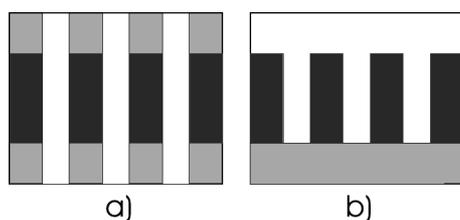


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung verschiedener Typen planarer photonischer-Kristall-Wellenleiter: (a) Ein symmetrischer planarer Wellenleiter, dessen Schichten alle gleich strukturiert sind. Dabei hat die lichtführende Schicht einen hohen Brechungsindexkontrast zu den anderen Schichten und einen sehr hohen Brechungsindexkontrast zur Luft in den Poren. (b) Ein unsymmetrischer planarer Wellenleiter, dessen obere Schicht durch die umgebende Luft dargestellt wird. Nur die hochbrechende, lichtführende Schicht ist strukturiert, das unstrukturierte Substrat hat einen deutlich niedrigeren Brechungsindex.

Da ein planarer photonischer Kristall eine Kombination aus einem zweidimensionalen photonischen Kristall und einem planaren Wellenleiter ist, sind in erster Näherung auch die geführten optischen Moden eine entsprechende Kombination der Felder. Wenn der planare Wellenleiter für eine Wellenlänge multimodig ist, so existieren auch entsprechende photonische-Kristall-Moden höherer Ordnung. Um für den interessierenden Frequenzbereich die Moden höherer Ordnung zu unterdrücken, muss die Dicke oder der effektive Brechungsindex der lichtführenden Schicht entsprechend gewählt werden (siehe Abschnitt 2.2.2). Für eine feste Dicke treten ab einer bestimmten Grenzfrequenz (siehe Gleichung 2.31) die Moden höherer Ordnung in jedem Fall auf. Analog zum Porenradius wird die Dicke auf die Gitterkonstante normiert und als normierte Dicke h/a angegeben.

Die Moden höherer Ordnungen führen zu zusätzlichen Bändern in der Bandstruktur. Diese überlagern sich aber nicht einfach mit den fundamentalen Bändern, sondern die Moden verschiedener Ordnungen beeinflussen sich gegenseitig. In Abbildung 2.11 ist für den Fall eines symmetrischen planaren photonischen Kristalls gut zu erkennen, dass dies zu einer massiven Modifikation der Bandstruktur führt. Dort wurde von links nach rechts für verschiedene Dicken der lichtführenden Schicht die Bandstruktur für einen hexagonalen Kristall mit einem relativen Radius von $r/a = 0,366$ berechnet. In Abbildung 2.11a) ist die mittlere Schicht nicht vorhanden und das Matrixmaterial des Kristalls entspricht dem Substratmaterial. Im Fall b) hat die mittlere Schicht eine Dicke von $0,3a$ und man sieht, dass im dargestellten Frequenzbereich noch keine Moden höherer Ordnung auftreten. In Abbildung 2.11c) hat die lichtführende Schicht eine Dicke von $0,75a$. Hier sind die Moden höherer Ordnung gepunktet eingezeichnet und ihr Einfluss auf die fundamentalen Moden ist deutlich zu erkennen. Insgesamt verschiebt sich die Bandstruktur

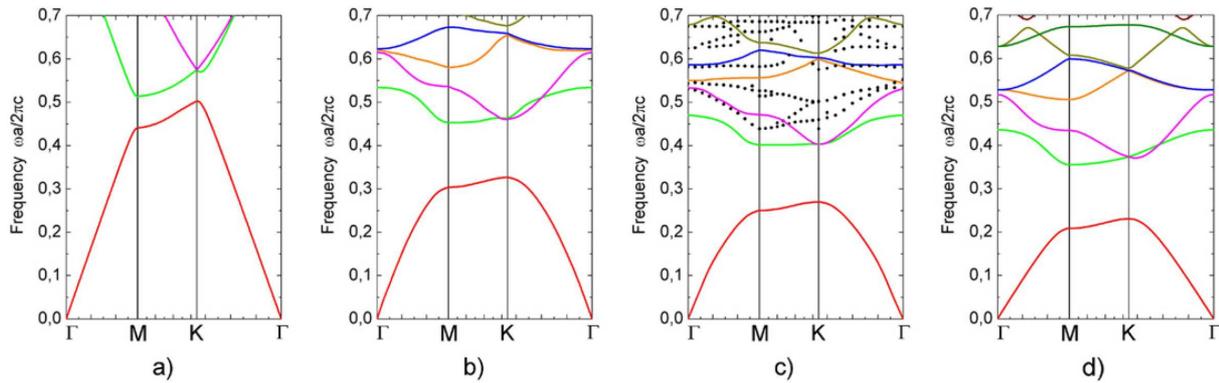
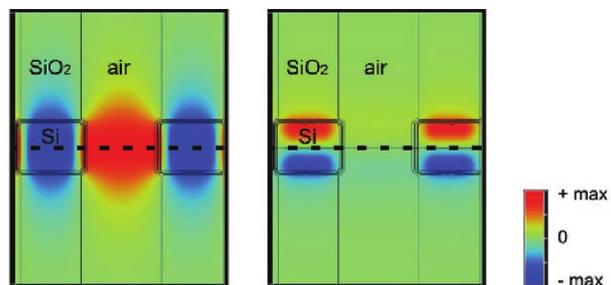


Abbildung 2.11: Veränderung der Bandstruktur für die TE-Polarisation eines planaren photonischen Kristalls durch die Variation der Dicke der lichtführenden Schicht. Die Struktur besteht aus Luftporen ($r/a = 0,366$) in einer in Quarz eingebetteten Siliziummembran. Die Grundmoden der jeweiligen Strukturen sind farblich markiert. Die Moden höherer Ordnung sind als schwarze Punkte eingezeichnet. (a) Grenzfall für eine normierte Dicke der Siliziummembran von $h/a = 0$. Der Kristall besteht hier aus Luftporen in Quarz. (b) Die Siliziummembran hat hier eine Dicke von $h/a = 0,3$. (c) Die Siliziummembran hat hier eine normierte Dicke von $h/a = 0,75$. (d) Grenzfall einer unendlich dicken Siliziummembran. Der Kristall besteht hier aus Luftporen in Silizium [12].

spektral zu niedrigeren Frequenzen (das ist der Einfluss des höheren effektiven Brechungsindex), aber z.B. das vierte Band (orange) wird durch die Wechselwirkungen massiv modifiziert. Die vierte Bandstruktur (Abbildung 2.11d) wurde für den Grenzfall eines zweidimensionalen photonischen Kristalls bestehend aus dem Material der lichtführenden Schicht berechnet. Hier treten keine Moden höherer Ordnung auf, man sieht sehr gut die starke spektrale Verschiebung der gesamten Bandstruktur.

Abbildung 2.12: Abbildung der H_y -Feldverteilungen am M-Punkt für die jeweils ersten Bänder der beiden Polarisationen eines planaren photonischen-Kristall-Wellenleiters bestehend aus Luftporen ($r/a = 0,366$) in einer in Quarz eingebetteten Siliziummembran. Betrachtet man die y-z-Ebene in der Mitte der lichtführenden Schicht (gestrichelte Linie), und somit die Spiegelebene der Struktur, so hat die linke Feldverteilung eine vertikal gerade Symmetrie und die rechte Feldverteilung eine vertikal ungerade Symmetrie. Da für letztere in der Spiegelebene $H_y = 0$ gilt, werden Moden vertikal gerader Symmetrie als (quasi-)TE-polarisiert und Moden vertikal ungerader Symmetrie als (quasi-)TM-polarisiert bezeichnet [12].



Aufgrund der endlichen Größe realer Strukturen⁵, sind die Moden eines planaren photonischen-Kristall-Wellenleiters im Allgemeinen nicht mehr rein TE- oder TM-polarisiert (vergleiche Abschnitt 2.2.3), sondern immer gemischt polarisiert. Allerdings kann in einem komplett symmetrischen Schichtsystem folgende Unterscheidung getroffen werden. In der Spiegelebene der Struktur, die dann in der lichtführenden Schicht liegt, können die Moden bezüglich der Symmetrie ihrer Feldverteilungen in vertikal gerade und ungerade Moden unterteilt werden.

⁵Für Wellenlängen von 1550 nm liegen die typischen Schichtdicken bei 200 nm bis 500 nm.

Dies ist in Abbildung 2.12 gut zu erkennen. Dort sind für die beiden ersten Bänder die H_y Feldverteilungen am M-Punkt dargestellt. In der Spiegelebene selbst sind die fundamentalen Moden unvermischt und rein TE- bzw. TM-polarisiert. Daher werden die entsprechenden Moden als TE- und TM-Moden bezeichnet, obwohl das nur für die Spiegelebene exakt ist.

2.4.3 Lichtkegel

Neben dem Auftreten von Moden höherer Ordnung und den oben diskutierten Konsequenzen daraus folgt aus der endlichen Dicke der lichtführenden Schicht noch ein weiterer wichtiger Punkt. Wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, existieren neben den geführten Moden auch Substrat- und Strahlungsmoden. Daher muss berücksichtigt werden, dass im planaren photonischen Kristall nur für passende Frequenzen und Ausbreitungskonstanten (siehe Abbildung 2.3) das Licht geführt wird. Für den hier betrachteten symmetrischen Fall existieren geführte Moden also nur zwischen den Lichtgeraden der lichtführenden Schicht und dem umgebenden Material. Unterhalb dieses Bereichs ist eine Lichtausbreitung nicht möglich, daher existieren dort auch keine Moden. Der Bereich oberhalb der Lichtgeraden des umgebenden Materials wird Lichtkegel genannt. Man kann den Lichtkegel aber im hier betrachteten Fall noch etwas exakter definieren: Da das umgebende Material auch strukturiert ist und somit einen photonischen Kristall bildet, wird entsprechend die erste Mode dieses Kristalls als Lichtgerade gewählt. Im Bereich des Lichtkegels wird das Licht vom planaren Wellenleiter nicht mehr geführt, sondern koppelt, abhängig von der jeweiligen Mode, unterschiedlich stark in das umgebende Material (und im Experiment von da aus in die umgebende Luft). Die Verluste können demnach sehr groß sein, so dass in diesem Bereich für eine spätere Anwendung kein sinnvoller Arbeitspunkt gewählt werden kann [27]. In Abbildung 2.13 ist eine berechnete Bandstruktur mit eingezeichnetem Lichtkegel dargestellt. Man sieht, dass sich die ersten drei TE-Moden und die Bandlücke (teilweise) unterhalb des Lichtkegels befinden.

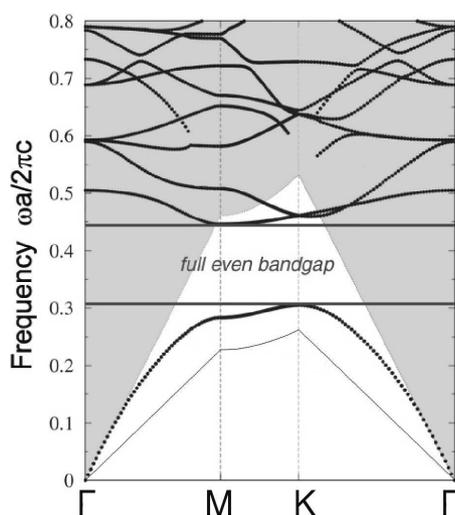


Abbildung 2.13: Banddiagramm eines planaren photonischen Kristalls für TE-Polarisation. Die Struktur besteht aus hexagonal angeordneten Luftporen (Radius $r/a = 0,366$) in einer in Quarz eingebetteten Siliziummembran (Höhe $h/a = 0,4$). Der Bereich des Lichtkegels ist grau markiert. Es befinden sich für die TE-Polarisation die ersten drei Moden und die Bandlücke unterhalb des Lichtkegels. Zusätzlich ist die Lichtgerade für Silizium eingezeichnet (schwarz) [12].

2.4.4 Wellenleiter im planaren photonischen Kristall

Wenn in einen planaren photonischen Kristall ein Liniendefekt eingebracht wird, so treten die gleichen Effekte auf wie im Fall des reinen zweidimensionalen photonischen Kristalls. Sind die Strukturparameter passend gewählt, so existieren auch hier Defektmoden in der Bandlücke, die im Liniendefekt Licht führen können. So ist nun in einer Wellenleiterstruktur im planaren photonischen Kristall, unter Berücksichtigung des Lichtkegels, eine echte dreidimensionale Führung des Lichts möglich [25, 28].

In Abbildung 2.14 ist die Bandstruktur eines planaren W1-photonischen-Kristall-Wellenleiters dargestellt. Die Bereiche, die keine effiziente Führung von Licht erlauben (der Bereich der Moden des reinen planaren photonischen Kristalls und der Bereich des Lichtkegels) sind grau markiert. Unterhalb der Bandlücke befinden sich drei index-geführte TE-Moden (gestrichelt eingezeichnet). Diese unterscheiden sich in ihrer Symmetrie bezüglich des Wellenleiters, was in der Bandstruktur farbig gekennzeichnet (gerade/ungerade, rot/blau) ist. Weiterhin existieren zwei geführte TE-Moden im Bereich der Bandlücke, eine index-geführte mit gerader Symmetrie und eine bandlücke-geführte mit ungerader Symmetrie. Außerdem finden sich zwei index-geführte TM-Moden gerader Symmetrie (grün gestrichelt). Ein wesentliches Merkmal des W1-Wellenleiters ist, dass er, wie im vorliegendem Beispiel, im Bereich der Bandlücke monomodig ist, also für eine Frequenz und eine Polarisation das Licht in nur einer Mode geführt wird.

Die Feldverteilungen der Moden in der Bandlücke sind neben der Bandstruktur dargestellt. Man kann dort nicht nur die Symmetrien der Moden nachvollziehen, sondern auch gut einen wesentlichen Unterschied zwischen den index-geführten und den bandlücke-geführten Moden erkennen: Das Feld der bandlücke-geführten Moden dringt wesentlich weiter in den umgebenden photonischen Kristall ein als das der index-geführten Moden. Dies lässt sich relativ anschaulich damit erklären, dass das elektromagnetische Feld in den Bereich des photonischen Kristalls hereinragen muss, um die Bandlücke ausbilden zu können.

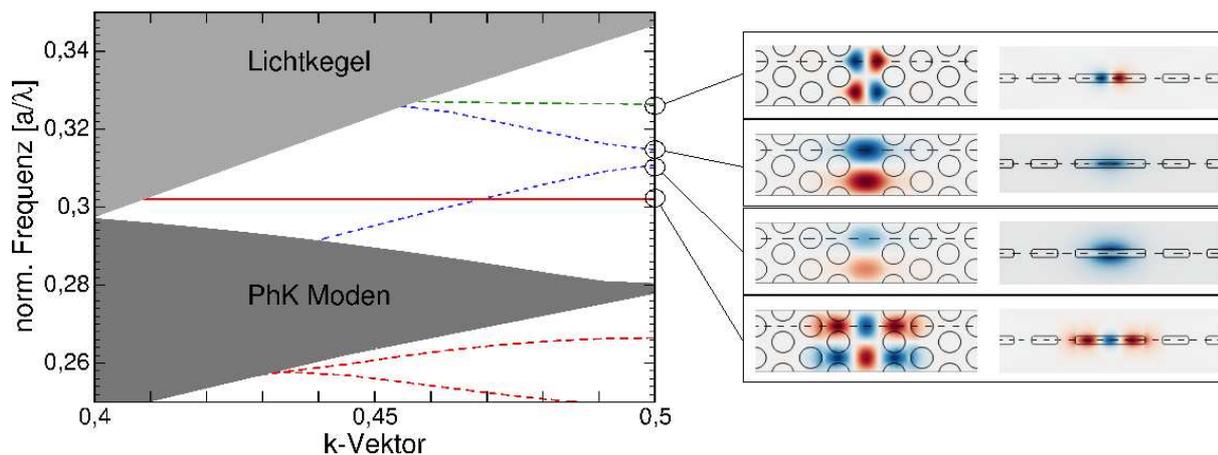


Abbildung 2.14: Auf der *linken Seite* ist das Banddiagramm eines planaren W1-photonischen-Kristall-Wellenleiters abgebildet. Die Struktur besteht aus hexagonal angeordneten Luftporen in einem Schichtsystem aus einer Siliziummembran (Höhe $h/a = 0,4$), die in Quarz eingebettet ist. Die Poren haben einen Radius von $r/a = 0,366$. Der Bereich der Moden des ungestörten photonischen Kristalls („PhK Moden“) und der Lichtkegel sind grau markiert. Die Wellenleitermoden sind als index-geführt (gestrichelte Linien) und bandlücken-geführt (durchgehende Linien) sowie als TE-Moden gerader (rot) und ungerader (grün) Symmetrie und TM-Moden gerader Symmetrie (blau) gekennzeichnet. Auf der *rechten Seite* sind die Feldverteilungen der Wellenleitermoden abgebildet. Die Grenzflächen zwischen verschiedenen Materialien sind schwarz gekennzeichnet.

3 Angewandte Materialsysteme

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Wellenleiterstrukturen charakterisiert, die aus zwei verschiedenen Materialsystemen hergestellt wurden. Dies sind SOI (Silicon-On-Insulator) und IOSOI (Insulator-On-Silicon-On-Insulator). In diesem Kapitel wird die Herstellung der entsprechenden Proben beschrieben, die aus Prozessschritten zur Strukturierung des Materials und zur Vereinzelung in einzelne Chips besteht.

3.1 Silicon-On-Insulator-Materialsystem

Das SOI-Materialsystem besteht aus einer dünnen Siliziumschicht, die auf einer Siliziumdioxidschicht aufgebracht ist. Die hier verwendeten Proben weisen für die Siliziumschicht eine Dicke von 220 nm und für die Siliziumdioxidschicht eine Dicke von 1 μm auf. Dieses Schichtsystem ist auf einem dicken Siliziumwafer (ca. 700 μm) aufgebracht, um eine einfache Handhabung der Proben zu gewährleisten. Es wird lediglich die Siliziumschicht strukturiert.

Das so strukturierte SOI ist für die Anwendung in der integrierten Optik sehr gut geeignet, da das Silizium im nah- und mittelinfraroten Spektralbereich einen Brechungsindex von 3,4 bis 3,5 besitzt und somit zu der umgebenden Luft ein sehr hoher Brechungsindexkontrast besteht. Zum Siliziumdioxid besteht ebenfalls ein hoher Kontrast, da dies im entsprechenden Spektralbereich einen Brechungsindex von etwa 1,45 bis 1,55 besitzt.

3.1.1 Strukturierung der Silicon-On-Insulator-Proben

Die in dieser Arbeit verwendeten SOI-Proben wurden im Rahmen des EU-Projektes PICCO am IMEC-Institut¹ in Löwen, Belgien, hergestellt. Die Herstellung, bestehend aus einem optischen Lithographieschritt und anschließendem Trockenätzprozess, ist komplett CMOS-kompatibel und wurde auch mit entsprechenden Anlagen durchgeführt. Sie wird im Folgenden zusammengefasst dargestellt. Eine ausführliche Beschreibung der Herstellung findet sich in [29].

Der gesamte Prozess der Probenherstellung ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Dieser Darstellung entsprechend werden nun die einzelnen Prozessschritte kurz erläutert. Die endgültige Vereinzelung der Proben wird an dieser Stelle noch nicht beschrieben, da sie im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde und ihr deshalb ein eigener Abschnitt (3.3) zugedacht wurde.

Der Herstellungsprozess startet mit dem Lithographieschritt: Auf einem 8-Zoll SOI-Wafer wird ein Photolack inklusive Antireflex-Beschichtungslack aufgebracht. Anschließend wird mit Hilfe einer zuvor erstellten Maske die zu ätzende Struktur in den Photolack übertragen. Dazu wird der Wafer mit tief-ultraviolettem (DUV) Licht belichtet, das eine Wellenlänge von 248 nm hat. Diese kurze Wellenlänge wird benötigt, um eine möglichst hohe Auflösung zu erreichen. Die kleinste auflösende Strukturgröße liegt in diesem Fall bei etwa 280 nm². Dies ist für die hier vorliegenden Proben ausreichend, da die Strukturen nicht kleiner als 350 nm sind.

¹Interuniversity Microelectronics Centre, <http://www.imec.be/>

²Dieser Wert ist von zahlreichen Faktoren abhängig, unter anderem z.B. auch von der Qualität und der Oberflächenrauigkeit des verwendeten Photolacks, der Qualität der zur Belichtung verwendeten Optik, etc.

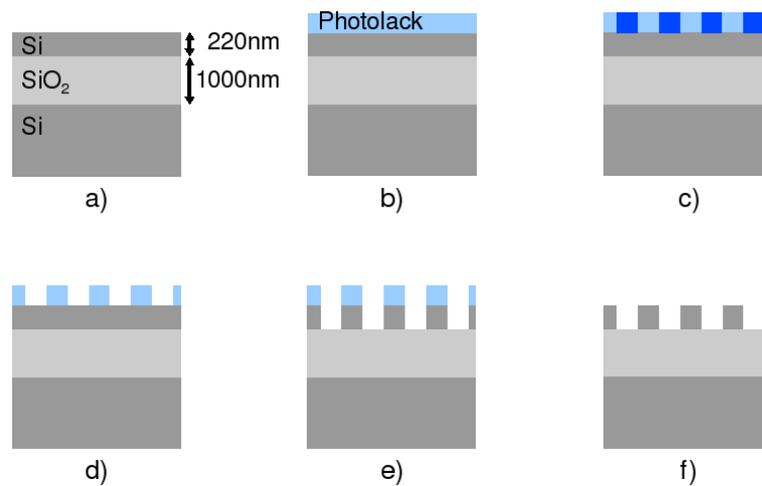


Abbildung 3.1: Eine schematische Darstellung der SOI-Probenherstellung. (a) Ausgangspunkt ist ein kommerziell erhältlicher SOI-Wafer. (b) Der Wafer wird mit einem Photolack beschichtet. (c) Dieses wird in einem DUV-Lithographie Verfahren mit Hilfe einer entsprechenden Maske belichtet. (d) Der Photolack wird entwickelt und gebacken, um ihn für die folgenden Ätzung ausreichend widerstandsfähig zu machen. (e) In einem RIE-Prozess wird die Struktur der Maske in die obere Siliziumschicht des Wafers übertragen. (f) Der Photolack wird entfernt und der strukturierte Wafer gereinigt.

Nach der Entwicklung des Photolacks und einer Plasma-Behandlung zur Härtung ist die Struktur der Maske in den Photolack übertragen. Nun kann die darunter liegende Siliziumschicht der vorgegebenen Struktur entsprechend strukturiert werden. Dazu wird der Prozess des reaktiven Ionen-Ätzens (RIE) benutzt: Der SOI-Wafer wird zusammen mit einem Cl₂/O₂/He/HBr-Gasgemisch bei niedrigem Druck in die Prozesskammer gegeben. Dort wird an den Wafer ein elektrisches Feld angelegt, das mit einer Frequenz von 13,56 MHz und einer Leistung von einigen hundert Watt moduliert wird. Der Wafer ist dabei kapazitiv an das hochfrequente Feld angekoppelt und somit für Gleichspannungen vom Rest der Kammer isoliert, der mit der elektrischen Masse verbunden ist. Das hochfrequente Feld ionisiert die Gasatome und es entsteht ein Plasma aus freien Elektronen und Ionen.

Die freien Elektronen oszillieren innerhalb der Kammer sehr schnell. Das führt dazu, dass ein großer Teil der Elektronen auf die Wände der Prozesskammer trifft und über Masse abgeleitet wird. Die freien Elektronen treffen aber auch auf den Wafer und führen aufgrund dessen Isolierung von der elektrischen Masse zu einer Aufladung des Wafers. So entsteht zwischen dem Wafer und den schweren und somit langsamen Ionen eine Potentialdifferenz von einigen hundert Volt. Diese führt dazu, dass die Ionen in Richtung des Wafers beschleunigt werden.

Aufgrund des niedrigen Drucks und der daraus resultierenden freien Weglänge der Ionen treffen diese wegen ihrer Geschwindigkeit nahezu senkrecht auf den Wafer. Dabei wird zum einen Silizium durch die beschleunigten Ionen von der Oberfläche herausgelöst (anisotropes, physikalisches Ätzen), und zum anderen reagieren die Ionen auch chemisch mit dem Silizium (isotropes, chemisches Ätzen). Der chemische Anteil der Ätzung geschieht aufgrund der Reaktion der freien Radikale auf der Siliziumoberfläche. Aus Reaktion mit den physikalisch abgetragenen Siliziumresten resultiert eine chemische Passivierung der vertikalen Wände. Dies führt zu einem komplett anisotropen Ätzverhalten. Nach dem Ätzschritt erfolgt die Reinigung des strukturierten Wafers: Die Reste des Photolacks werden durch Veraschen in einem Sauerstoffplasma und anschließender nasschemischer Reinigung entfernt.

Der beschriebene Prozess ermöglicht eine gleichmäßig reproduzierbare und qualitativ hochwertige Strukturierung des SOI-Materials. Wie anhand der in Abbildung 3.2 gezeigten REM-Aufnahme zu sehen ist, werden die Wände sehr gerade geätzt. Außerdem weisen sie nur geringe

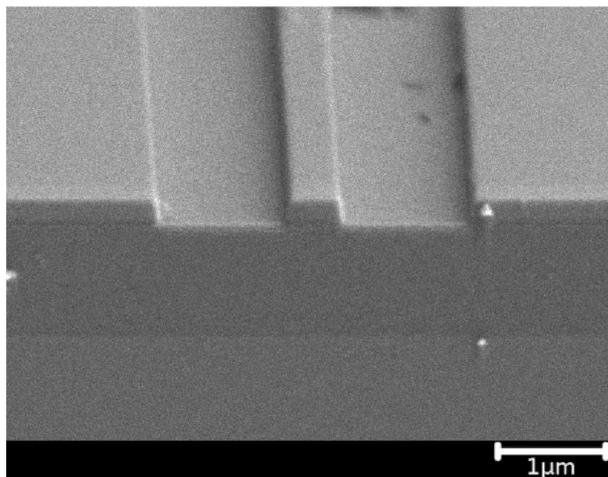


Abbildung 3.2: REM Aufnahme eines geätzten Streifenwellenleiters im SOI-Materialsystem. Die Wände sind nahezu gerade und die Rauigkeiten bewegen sich im Bereich einiger zehn Nanometer.

Rauigkeiten im Bereich einiger zehn Nanometer auf. In dieser Arbeit werden 550 nm und 890 nm breite Streifenwellenleiter im SOI-Materialsystem untersucht. Sie wurden als einfache, gerade Strukturen ins Material geätzt und haben unterschiedliche Längen im Bereich von 1,5 bis 3 Millimeter.

3.2 Insulator-On-Silicon-On-Insulator-Materialsystem

Die IOSOI-Proben dienen in dieser Arbeit als Modellsystem für einen symmetrischen planaren photonischen Kristall (siehe Abschnitt 2.4.2). Das IOSOI-Material besteht aus einer ca. 200 nm dünnen Siliziumschicht, die zwischen zwei Siliziumdioxidschichten eingebettet ist, die obere ist 500 nm dick und die untere 3 μm dick. Dieses Schichtsystem ist ebenfalls auf einem ca. 500 μm dicken Substratwafer aus Silizium aufgebracht. Die Strukturen werden symmetrisch in das Material geätzt, die untere Oxidschicht ist dementsprechend 500 nm tief strukturiert. Da so das hochbrechende Silizium jeweils von niedrigbrechenderen Siliziumdioxid umgeben ist, liegt im Fall einer symmetrischen Strukturierung ein planarer photonischer Kristall vor. Im Fall des IOSOI-Materialsystems kommen die gleichen Vorteile zum Tragen, die auch schon das SOI zu einem sehr gut geeigneten Material für die Realisierung integriert optischer Bauteile macht.

3.2.1 Strukturierung der Insulator-On-Silicon-On-Insulator-Proben

Die IOSOI-Proben, die für diese Arbeit verwendet wurden, wurden am Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik in Halle³ hergestellt. Lediglich die Elektronenstrahl-Maske wurde beim Fraunhofer Institut für Nachrichtentechnik⁴ in Berlin angefertigt. Die Strukturierung des IOSOI-Materials ist komplexer und aufwendiger als im Fall des reinen SOI-Materials und erfordert mehrere Arbeitsschritte. Zunächst muss aus einem SOI-Wafer ein IOSOI-Wafer hergestellt werden. Anschließend wird eine Chrom-Schicht als Hartmaske für die IOSOI-Strukturierung aufgebracht. Die Chrom-Schicht wird mit einer Elektronenstrahl-Maske beschrieben und dann in einem Trockenätzprozess strukturiert. Anschließend wird in einem separaten Schritt das IOSOI geätzt und danach die Chromreste vom Wafer entfernt. Die Probenherstellung ist detailliert in [30] und [31] beschrieben und wird im Folgenden zusammenfassend dargestellt.

Der Herstellungsprozess ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt und wird nun dieser Darstellung folgend erläutert. Zunächst muss aus einem kommerziell erhältlichen SOI-Wafer ein IOSOI-Wafer fabriziert werden. Dazu wird ein SOI-Wafer mit einer 3 μm dicken Oxidschicht

³<http://www.mpi-halle.mpg.de>

⁴<http://www.hhi.fraunhofer.de>

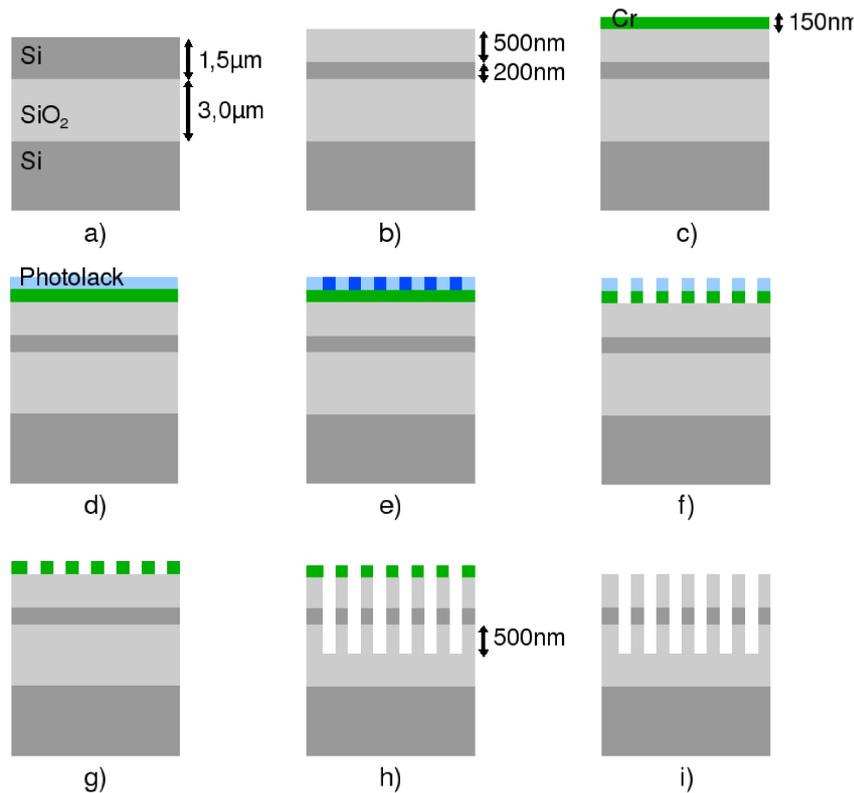


Abbildung 3.3: Eine schematische Darstellung der IOSOI-Probenherstellung. (a) Der Ausgangspunkt des Herstellungsprozesses ist ein kommerziell erhältlicher SOI-Wafer mit einer 3 μm dicken Oxidschicht und einer etwa 1,5 μm dicken Siliziumschicht. (b) Durch abwechselnde Oxidation und nasschemischen Ätzen wird aus der oberen Siliziumschicht eine 200 nm dünne Siliziumschicht, gefolgt von einer 500 nm dicken Siliziumdioxidschicht hergestellt und man erhält einen IOSOI-Wafer. (c) Es wird eine 150 nm dünne Chromschicht aufgesputtert. (d) Es wird ein Elektronenstrahlack aufgebracht. (e) Der Lack wird in einem Elektronenstrahl-Lithographieprozess strukturiert und anschließend entwickelt. (f) In einem RIE-Prozess wird die Chromschicht der Vorgabe entsprechend strukturiert. (g) Der Elektronenstrahlack wird entfernt und die Chromschicht dient nun als Hartmaske für den RIE/ICP-Prozess. (h) Der Wafer wird strukturiert und es wird 500 nm tief in das untere Oxid hineingeätzt. (i) Zum Schluss wird das Chrom nasschemisch entfernt und der Wafer gereinigt.

und einer $1,5 \mu\text{m}$ dicken Siliziumschicht in drei Schritten mittels thermischer Oxidation und nass-chemischem Ätzen mit Flußsäure abgedünnt. Als Resultat erhält man einen IOSOI-Wafer mit einer 200 nm dünnen Siliziumschicht auf der sich eine 500 nm dünne Siliziumdioxidschicht befindet.

Nun wird eine 150 nm dicke Chromschicht aufgesputtert. Diese dient später als Hartmaske für das Trockenätzen. Auf die Chromschicht wird ein Elektronenstrahllack (ZEP 520) aufgebracht, in das mit Hilfe eines Elektronenstrahls die herzustellenden Strukturen direkt hineingeschrieben werden. Im nächsten Schritt wird die Chromschicht strukturiert. Mit Hilfe des RIE-Prozess mit einer Cl_2/O_2 -Mischung als Prozessgas wird in das Chrom die in das Resist geschriebene Struktur übertragen.

Jetzt kann in einem weiteren Trockenätzschritt der IOSOI-Wafer selbst strukturiert werden. Dazu dient die Chromschicht als Hartmaske. Dies ist notwendig, da ein normaler Elektronenstrahl- oder Photolack dem folgenden Prozess nicht standhält. Die drei Schichten aus Silizium und seinem Oxid werden unter Zuhilfenahme eines induktiv angekoppelten Plasmas (ICP) per Trockenätzprozess strukturiert. Dieser Prozess ist dem RIE-Prozess sehr ähnlich und erfolgt auch in einer gleichartigen Prozesskammer. Es wird genauso mit Hilfe eines hochfrequenten elektrischen Feldes eine Spannungsdifferenz zwischen dem Wafer und dem Plasma erzeugt. Das Plasma wird beim ICP-Prozess induktiv durch eine Spule eingekoppelt. An die Spule wird ein Hochfrequenzfeld mit einer Frequenz von 2 MHz angelegt und so die Plasmadichte wesentlich erhöht. Das Plasma wird aus mit Argon stark verdünntem Fluorkohlenstoff (C_4F_8) erzeugt.

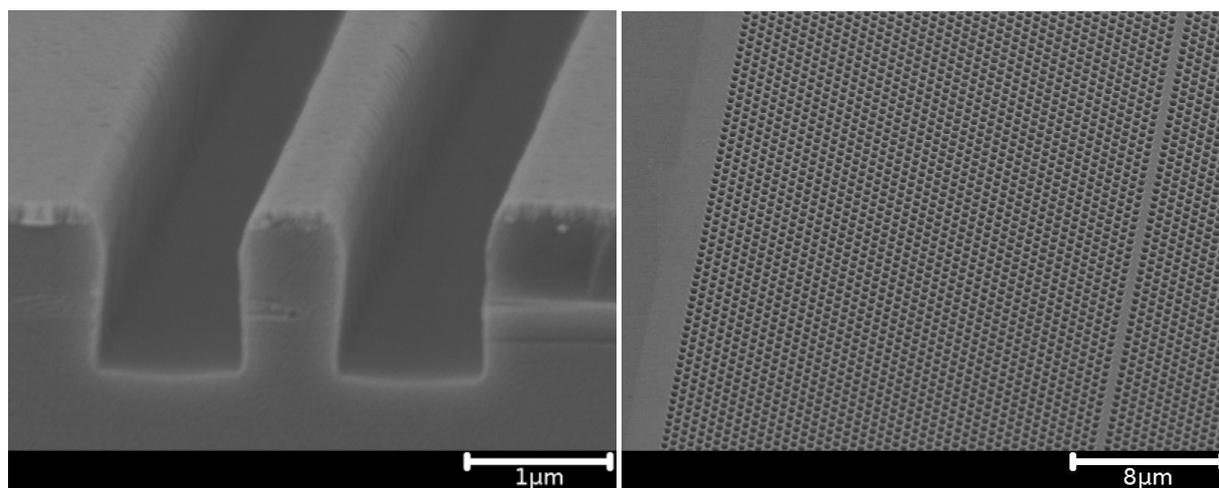


Abbildung 3.4: REM-Aufnahmen fertiger IOSOI-Proben. *Links:* Bild eines 550 nm breiten Streifenwellenleiters. Man erkennt die geraden, aber durch die Ätzung auch rau gewordenen Wände. Die einzelnen Schichten des Materialsystems sind inklusive der Chrommaske gut zu identifizieren. *Rechts:* Übersichtsaufnahme eines W1-Wellenleiters. Man erkennt, dass die Poren sehr gleichmäßig geätzt werden können.

Nach der Strukturierung wird das Chrom nasschemisch entfernt und die Wafer werden gereinigt. Die fertig prozessierten Wafer weisen Ätzungen von hoher Qualität auf. Dies ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Man erkennt, dass die geätzten Wände sehr gerade sind und die Siliziumschicht nur ganz leicht unterätzt wurde. Für breitere geätzte Gräben verschwindet diese Unterätzung nahezu vollständig. Die geätzten Wände weisen Rauigkeiten auf, die unter einhundert Nanometer betragen. Die Poren der photonischen Kristalle sind über große Flächen sehr gleichmäßig geätzt worden.

Für diese Arbeit wurden zwei Arten von IOSOI-basierten Strukturen hergestellt. Zum einen wurden analog zum SOI-Materialsystem 550 nm und 890 nm breite, einfache gerade Streifenwellenleiter hergestellt, die ebenfalls Längen von $1,5$ bis 3 Millimeter besitzen. Für weiterführende

Untersuchungen in Kapitel 6 wurden außerdem $2\ \mu\text{m}$ breite Streifenwellenleiter hergestellt. Zum anderen wurden auch W1-photonische-Kristall-Wellenleiter hergestellt. Diese haben eine Gitterkonstante von $500\ \text{nm}$ und Porendurchmesser von nominell $366\ \text{nm}$, was einem normierten Radius von $r/a = 0,366$ entspricht. Die Siliziummembran hat eine Dicke von $200\ \text{nm}$, damit beträgt die normierte Dicke $h/a = 0,4$. Die W1-Wellenleiter haben Längen von $500\ \text{nm}$ und $1000\ \text{nm}$ und werden mit einem $890\ \text{nm}$ breiten Streifenwellenleiter adressiert. Dies ist in Abbildung 3.5 schematisch dargestellt. Dort ist ebenfalls das Banddiagramm des photonischen-Kristall-Wellenleiters zu sehen. Im untersuchten Spektralbereich (gelb markiert) befindet sich das Band der TE-Mode ungerader Symmetrie (blau gestrichelt) und der TM-Mode gerader Symmetrie (rot). In die TE-Mode kann kein Licht eingekoppelt werden. Von daher können anhand dieser Struktur zwei Dinge untersucht werden: Die Qualität des photonischen-Kristall-Wellenleiters für TM-polarisiertes Licht bezüglich seiner Propagationsverluste und dispersiven Eigenschaften, und die Dämpfung zwischen den orthogonalen Polarisierungen bei Einkopplung von linear polarisiertem Licht in den photonischen-Kristall-Wellenleiter.

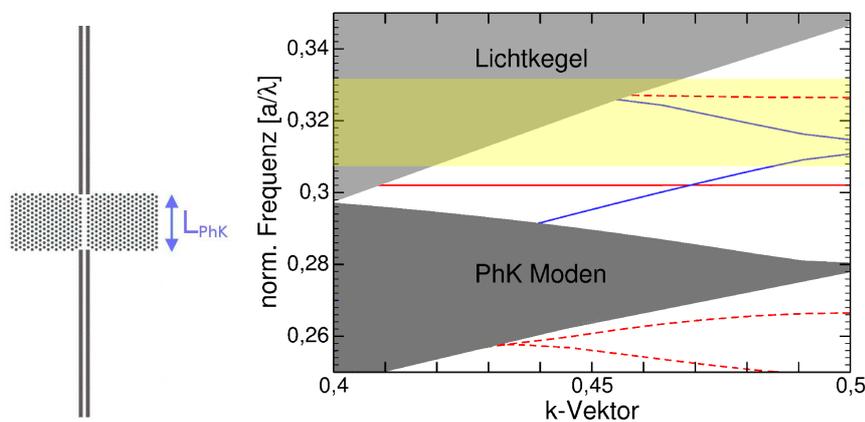


Abbildung 3.5: *Links:* Eine schematische Darstellung der Integration des W1-photonischen-Kristall-Wellenleiters auf einer IOSOI-Probe. Er wird mit Streifenwellenleitern adressiert, die unterschiedliche Längen haben können. Die Länge L_{PhK} des W1-Wellenleiters ist immer konstant durch die Lithographie vorgegeben. *Rechts:* Die Bandstruktur des W1-photonischen-Kristall-Wellenleiters. Die TE-Moden sind blau und die TM-Moden rot dargestellt. Die Bänder von Moden mit gerader Symmetrie sind durchgezogen dargestellt und die Moden mit ungerader Symmetrie gestrichelt. Der in dieser Arbeit messbare Spektralbereich ist gelb markiert.

3.3 Vereinzelnung der Proben

Sowohl die SOI- als auch die IOSOI-Proben bedürfen einer Nachprozessierung, um die einzelnen Chips aus dem hergestellten Wafer herauszulösen. Für die SOI-Proben hat sich für diese Vereinzelnung das sogenannte „Ritzen und Brechen“ durchgesetzt. Dieser Prozess wird in [32] genau beschrieben. Im Wesentlichen besteht diese Vorgehensweise aus drei Schritten: Als erstes wird der gesamte Wafer maschinell auf der nicht strukturierten Rückseite abgedünnt. Der untere, ca. $700\ \mu\text{m}$ dicke Siliziumwafer wird bis auf eine Dicke von 200 bis $250\ \mu\text{m}$ abgetragen. Anschließend wird mit Hilfe von Diamant-Ritzern auf der Oberseite durch einfaches Einritzen vorgegeben, an welcher Stelle die einzelnen Chips aus dem Wafer durch anschließendes Brechen herausgetrennt werden sollen. Dabei wird nicht die gesamte Bruchkante durch Ritzen vorgegeben, sondern nur der Startpunkt der Bruchkante. Da die Siliziumschichten einkristallin sind, verläuft der Bruch selbstständig exakt gerade und es entstehen an den Wellenleitern nahezu perfekte Einkoppelfacetten.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zahlreiche Versuche zur Vereinzelung sowohl an SOI- als auch an IOSOI-Proben durchgeführt, um das beschriebene Verfahren zu übernehmen bzw. zu übertragen. Dabei stellte sich heraus, dass eine Vereinzelung mit der beschriebenen Methode für die SOI-Proben zunächst nur für ungefähr die Hälfte aller Versuche erfolgreich verlief. In den übrigen Fällen lief der Bruch nicht gerade und an den Positionen der hineingeätzten Wellenleiter entstanden Sprünge in der Bruchkante. Für die IOSOI-Proben war eine gelungene Vereinzelung nach der beschriebenen Methode überhaupt nicht reproduzierbar möglich. In weniger als fünf Prozent der Fälle ist es gelungen, einen IOSOI-Chip mit zwei Bruchkanten guter Qualität herzustellen.

Als Konsequenz aus diesen schlechten Erfahrungen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein anderer Prozess entwickelt. Das Zerlegen des SOI- oder IOSOI-Wafers in die einzelnen Chips geschieht nun mit Hilfe einer Diamantfaden-Säge. Anschließend erfolgt das Schleifen und Polieren der Einkoppelfacetten in einem mehrstufigen Prozess. Gegenüber dem Ritzen und Brechen hat diese Vorgehensweise beim Vereinzeln drei wesentliche Vorteile: Die Erfolgsquote liegt wesentlich höher, in über 90% der Fälle gelingt die Vereinzelung in sehr hoher Qualität. Außerdem ist die Reproduzierbarkeit nahezu vollständig gegeben, da der Prozess sehr gut kontrolliert werden kann. Dies bringt als weiteren Vorzug mit sich, dass defekte Koppelkanten durch eine einfache Nachbearbeitung ausgebessert werden können. Der Prozess ist in Abbildung 3.6 schematisch dargestellt und wird im Folgenden näher erläutert.

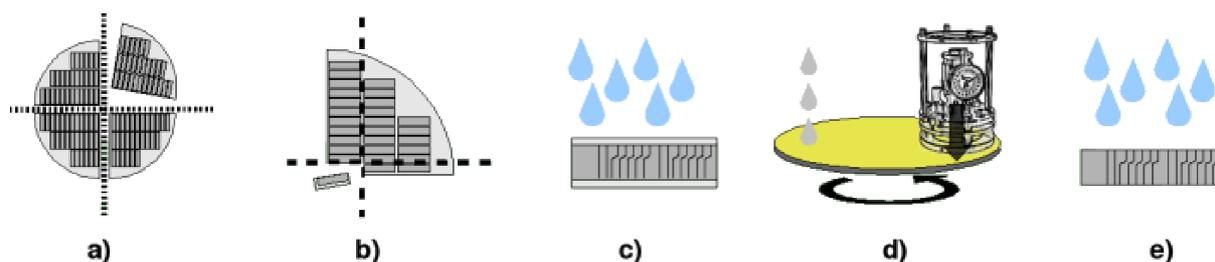


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der Probenvereinzelung. (a) Durch Einritzen und Brechen wird der Wafer in etwa fünf mal fünf Zentimeter große Stücke geteilt. (b) Mit Hilfe einer Diamantfadensäge werden die einzelnen Chips aus dem Wafer herausgesägt. (c) Die einzelnen Chips werden anschließend in einem mehrstufigen Prozess gereinigt. (d) Die Chips werden mit Hilfe einer Poliermaschine geschliffen und poliert. (e) Abschließend erfolgt ein weiterer Reinigungsprozess.

Zunächst wird der Wafer durch Einritzen und Brechen in etwa fünf mal fünf Zentimeter große Stücke zerteilt, ohne die hereingeätzten Strukturen zu beschädigen (Abbildung 3.6a)). Diese Stücke werden jeweils mit Hilfe einer Diamantfaden-Säge in die einzelnen Chips zerlegt (Abbildung 3.6b)). Diese Säge arbeitet mit einem ca. $170\ \mu\text{m}$ dicken Faden, der mit Diamantsplitttern mit einer Größe von ca. $30\ \mu\text{m}$ gespickt ist. Die zwei wesentlichen Parameter für den Sägevorgang sind der Anpressdruck des Drahtes an die Probe und die Geschwindigkeit des Drahtes. Solange für diese Parameter keine Extremwerte eingestellt werden, liefert der Sägevorgang verlässlich reproduzierbare Resultate: Die gesägten Kanten weisen Rauigkeiten bzw. Beschädigungen der Strukturen mit einer Tiefe von maximal $35\ \mu\text{m}$ auf.

Bevor die Koppelkanten der einzelnen Chips poliert werden, erfolgt eine ausführliche Reinigung der Proben (Abbildung 3.6c)). Es hat sich während der Prozessentwicklung herausgestellt, dass die folgende dreischrittige Vorgehensweise die besten Ergebnisse liefert. Als erstes wird die Probenoberfläche mit verdünnter Flussäure (5%) für ca. zehn Minuten angeätzt, um so grobe Schmutzpartikel zu entfernen. Die nun hydrophobe Oberfläche der Probe ist sehr anfällig für organische Verunreinigungen. Aus diesem Grund schließt sich unmittelbar nach der Reinigung mit Flussäure die RCA-Reinigung an.

Die RCA-Reinigung ist nach der US-amerikanischen Firma Radio Corporation of America benannt, da sie von dieser 1971 entwickelt wurde [33]. Sie besteht aus den beiden Prozessen SC-1 (Standard Clean 1) und SC-2, die direkt nacheinander durchgeführt werden.

Die ursprüngliche SC-1 Reinigung sieht eine Vorbehandlung mit einer Mischung aus Ammoniumhydroxid (29%ige Lösung), Wasserstoffperoxid (30%) und deionisiertem Wasser im Verhältnis 1:1:5 bis 1:2:7 vor. Um im industriellen Maßstab eine erhöhte Arbeitssicherheit zu gewährleisten und den Chemikalienverbrauch zu optimieren, wurde die ursprüngliche SC-1 Reinigung im Laufe der Zeit modifiziert. Man nutzt stark verdünnte Lösungen mit Verhältnissen von üblicherweise 1:4:50. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Reinigungen mit den klassischen Mischverhältnissen durchgeführt.

Das deionisierte Wasser wird mit Ammoniak vermischt und auf ca. 75° C erhitzt und anschließend das Wasserstoffperoxid und die zu reinigende Probe hinzugefügt. Der Reinigungsvorgang basiert dabei auf zwei wesentlichen Mechanismen [34]:

- Das Wasserstoffperoxid oxidiert die Probenoberfläche und evtl. vorhandene Partikel auf der Probe. Diese Oxidation führt zu einer Abnahme der Adhäsionskräfte, wodurch sich die Partikel besser lösen lassen.
- Das Ammoniumhydroxid ätzt die Probenoberfläche leicht an, so dass die Partikel keinen Halt mehr haben. Die entstandene Hydroxidionen führen zu negativen Ladungen auf der Probe und den vorhandenen Partikeln, was eine Abstoßung dieser Schmutzpartikel von der Oberfläche zur Folge hat. Es wird so auch eine neue Partikelanlagerung unterbunden. Zudem löst die Komplexbildungseigenschaft des Ammoniumhydroxid Metalle der Gruppen Ib, IIb sowie Au, Ag, Cu, Ni, Zn, Co und Cr.

Die SC-2 Reinigung wird mit einer Mischung aus konzentrierter Salzsäure (37%), Wasserstoffperoxid (30%) und deionisiertem Wasser im Verhältnis 1:1:6 durchgeführt. Analog zur SC-1 Reinigung wird zunächst das Wasser mit der Salzsäure vermischt und auf ca. 75° C erhitzt. Anschließend kommt das Wasserstoffperoxid zusammen mit der zu reinigenden Probe hinzu. Die Reinigungszeit beträgt etwa 15 Minuten. Während dieses Reinigungsschritts werden Alkaliionen, Al^{3+} , Fe^{3+} und Mg^{2+} sowie metallische Verunreinigungen entfernt [35]. Um ihre Effizienz zu erhöhen, können die SC-1 und die SC-2 Reinigung auch im Ultraschallbad durchgeführt werden.

Für den folgenden Schleif- und Polierprozess (Abbildung 3.6d)) muss der Chip so in den Polierkopf eingebaut werden, dass sichergestellt ist, dass die geätzten Strukturen auf der Oberfläche bei der Bearbeitung nicht zerstört werden. Dazu wird der zu polierende Chip mit der strukturierten Seite mit Wachs⁵ auf einen Objektträger geklebt. Das Ensemble Probe-Objektträger wird nun ca. 0,5 bis 1 mm über den Rand des Probenhalters hinaus geschoben. So kann sichergestellt werden, dass lediglich die Koppelfacetten bearbeitet wird.

Für den Schleif- und Polierprozess kommt eine Poliermaschine der Firma Logitech⁶ mit dem entsprechenden Probenkopf zum Einsatz. Es lassen sich während des Schleifens und Polierens verschiedene Parameter kontrollieren: Die Drehzahl der Polierscheibe, der Anpressdruck der Probe auf die Scheibe, die Menge des verwendeten Wassers und des Poliermittels und die zeitliche Dauer des jeweiligen Bearbeitungsschrittes.

Für den rein mechanischen Schleifprozess können verschiedene Schleifpapiere verwendet werden. Die Reihenfolge der Schleifpapiere richtet sich nach ihrer Körnung. Mit der größten Körnung (ca. 30 μm) wird soviel Material abgetragen, dass die Probe und der Objektträger eine gemeinsame Kante bilden. Die nächst kleinere Körnung (ca. 15 μm und 9 μm) entfernt jeweils

⁵Crystalbond 509 der Firma SPI Supplies

⁶Compact 50 Lapping/Polishing Machine CL50

die Kratzspuren der vorherigen Körnung. Dementsprechend ist mit dem nachfolgenden Schleifvorgang mindestens der Materialabtrag zu erzielen, der dem vorangegangenen Korndurchmesser entspricht.

Nach dem Schleifen der Probe folgt das Polieren. Hier kommt eine 1:1 mit deionisiertem Wasser verdünnte Poliersuspension der Firma Logitech⁷ und eine mit Polyurethan beschichtete Polierscheibe zum Einsatz. Der Poliervorgang beruht auf einem Wechsel von mechanischen und chemischen Schritten [35]. Zum Einsatz kommt ein Gemisch aus Natriumhydroxid, Wasser und Quarzpartikeln (Durchmesser 40 bis 50 nm). Unter dem Einfluss der Polierlösung oxidiert die Probenoberfläche. Dieses Oxid wird aufgrund des Anpressdrucks der Probe mechanisch durch die Quarzpartikel abgetragen.

Es hat sich gezeigt, dass die Menge der verwendeten Polierlösung das Ergebnis des Polierprozesses stark beeinflusst. Wird zuviel Polierlösung verwendet, so führt dies zu einem starken Auswaschen der vergleichsweise weichen Wachsschicht und somit zu einer Zerstörung der Wellenleiterstrukturen. Wird die Poliersuspension so dosiert, dass die Polierscheibe den gesamten Polierprozess hindurch nur leicht benetzt ist, so bleiben im Fall des SOI-Materialsystems ca. 90% der Wellenleiter bzw. der Koppelfacetten intakt. Bei der Vereinzelung der IOSOI-Proben ist die Erfolgsquote wesentlich niedriger. Hier beobachtet man, dass speziell die mit 550 nm schmalsten hergestellten Streifenwellenleiter im Verlauf der Behandlung über Längen von einigen Mikrometern umkippen. Dieses Verhalten ist reproduzierbar und scheinbar eine intrinsische Eigenschaft dieses Materialsystems. Diese Thematik wird in Kapitel 5 nochmals aufgegriffen und mögliche Ursachen werden dargestellt.

Nach dem Polierprozess folgt ein abschließender Reinigungsschritt (Abbildung 3.6e)). Die Probe wird zunächst im Probenhalter eingebaut mit einer 1:10 mit deionisiertem Wasser verdünnten, stark alkalischen Reinigungslösung der Firma ChemPur („DeContam“, pH-Wert 10 bis 11) von abgetragenen Material und Poliermittelresten befreit. Anschließend wird der Probenhalter samt Probe erhitzt und die Probe entnommen. Danach wird die Probe im Acetonbad gereinigt und so von sämtlichen Wachsrückständen befreit. An dieser Stelle ist eine weitere RCA-Reinigung sinnvoll, um sehr hartnäckige Verschmutzungen durch Wachs- und Poliermittelreste zu entfernen.

In Abbildung 3.7 ist eine REM-Aufnahme einer Koppelfacette eines IOSOI-Streifenwellenleiters zu sehen. Man sieht, dass die Facette sehr glatt ist und keinerlei Ausbrüche aufweist. Die Ecken sind nicht abgerundet und die Rauigkeit liegt im Durchschnitt unter 100 nm.

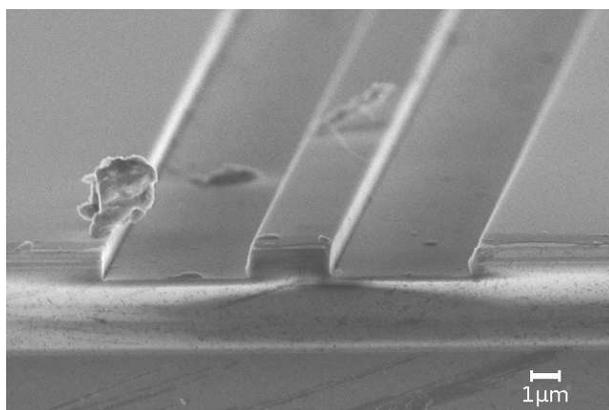


Abbildung 3.7: REM-Aufnahme einer polierten Kante eines IOSOI-Streifenwellenleiters.

⁷Polishing Suspension Type SF1

4 Untersuchungsmethoden

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene theoretische und experimentelle Untersuchungsmethoden verwendet. Sie werden in diesem Kapitel nacheinander vorgestellt. Zunächst werden die verwendeten Simulationen beschrieben und der theoretische Hintergrund kurz skizziert. Anschließend werden die Methoden zur Auswertung der experimentell erlangten Ergebnisse dargestellt.

4.1 Methoden zur numerischen Untersuchung

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten numerischen Simulationen und Rechnungen standen zwei Rechnersysteme zur Verfügung. Sie sind beide mit 64-Bit Opteron-Mehrkern-Prozessoren ausgestattet; ein 4-Wege-System, das über einen Arbeitsspeicher von 16 GB verfügt und ein 8-Wege-System, das einen Arbeitsspeicher von 32 GB hat. Das Programm *mpb* ist auf beiden Systemen, das Programm *meep* auf dem 4-Weg-System und das Programm *COMSOL* auf dem 8-Weg-System installiert. Diese Programme und die von ihnen verwendeten Methoden werden im Folgenden vorgestellt.

4.1.1 Ebene-Wellen-Methode

Die Banddiagramme in dieser Arbeit wurden, falls nicht anders gekennzeichnet, mit Hilfe des frei verfügbaren Programms *mpb*¹ erstellt. Das Programm wird über die Konsole skriptgesteuert. Die Modellierung erfolgt mit Hilfe der Programmiersprache Guile.

Die Berechnung der Eigenwerte erfolgt nach Gleichung 2.48 im Fourierraum. Dort sind aufgrund des Blochwellenansatzes periodische Randbedingungen vorgegeben und die zu rechnende photonische-Kristall-Struktur wird als Einheitszelle definiert [36].

Um Oberflächeneffekte oder Strukturen mit reduzierter Symmetrie (wie z.B: Wellenleiter) zu berechnen, wird auf die Superzellen-Methode zurückgegriffen. In der Superzelle wird die zu berechnende Struktur so definiert, dass die periodische Fortsetzung nicht zu Rechenartefakten führt bzw. die Fehler sehr klein sind. Im Fall eines photonischen-Kristall-Wellenleiters heißt das, dass nach der periodischen Erweiterung des Rechengebietes die einzelnen Liniendefekte weit genug voneinander entfernt sein müssen, um nicht miteinander zu koppeln [12].

Für die Fourierreihenentwicklung in Gleichung 2.50 wird von *mpb* eine Ebene-Wellen-Basis verwendet. Daher wird diese Methode auch als Ebene-Wellen-Methode oder auch PWE (Plane Wave Expansion)-Methode bezeichnet. Die Fourierreihenentwicklung in Gleichung 2.49 wird allerdings nicht durchgeführt, da sonst viele tausend Fourierkomponenten zu berechnen wären. Stattdessen geht man einen kleinen Umweg, der viel Rechenzeit spart. Bei der Berechnung von Gleichung 2.48 geht man wie folgt vor:

$$\left(i\vec{k} + \nabla \right) \times \dots \text{IFFT} \dots \widetilde{\epsilon}^{-1} \dots \text{FFT} \dots \left[\left(i\vec{k} + \nabla \right) \times \dots \right] = \dots \quad (4.1)$$

Dabei steht die Abkürzung IFFT für eine inverse Fast-Fouriertransformation und FFT für eine Fast-Fouriertransformation. Der Vorzug dieser Methode ist, dass die dielektrische Funktion

¹*mpb* steht zur freien Verfügung und kann unter <http://ab-initio.mit.edu/mpb/> heruntergeladen werden.

$\epsilon(\vec{r})$, oben beschrieben durch $\widetilde{\epsilon^{-1}}$, nicht fouriertransformiert werden muss. Es wird der erste Teil der Gleichung $(i\vec{k} + \nabla) \times$ im k -Raum gelöst. Nach einer IFFT wird $\widetilde{\epsilon^{-1}}$ im Realraum multipliziert und das Ergebnis über eine FFT wieder in den k -Raum transformiert. Formuliert man nun das gesamte Eigenwertgleichungssystem in Form von Matrizen, so lässt es sich mit Hilfe dieser Methode verhältnismäßig schnell lösen. Zusätzlich kann man so bei vorgegebener Frequenz die stationären Feldverteilungen in der Struktur einfach berechnen.

4.1.2 Finite-Difference-Time-Domain-Methode

In dieser Arbeit wurden die FDTD(Finite Difference Time Domain)-Simulationen mit dem frei verfügbaren Software-Paket *meep*² durchgeführt. Die Steuerung und Programmierung der Software erfolgt weitgehend analog zu *mpb* via Konsole. Die Modellierung erfolgt ebenfalls mit Hilfe der Sprache Guile.

Die FDTD-Methode ermöglicht die computergestützte Simulation der zeitabhängigen Lichtausbreitung („time domain“) in einer Struktur. Man betrachtet mit Hilfe der FDTD-Methode zeitabhängig die elektromagnetische Feldverteilung im Realraum.

Zu Beginn einer Rechnung wird das Rechengebiet mit Hilfe eines Netzes für eine 2D-Rechnung in kleinste viereckige Stücke, für eine 3D-Rechnung in kleinste Würfel, die sogenannten Yee-Würfel, unterteilt [37]. Um eine möglichst gute Konvergenz zu erreichen, gilt für Rechnungen mit photonischen-Kristall-Strukturen die Faustformel, dass die Kantenlänge eines Yee-Würfels $\frac{1}{16}a$ beträgt (mit a als Gitterkonstante). Dem Rechenalgorithmus liegen die Maxwellgleichungen zugrunde, es werden hier ausschließlich reelle Felder betrachtet. Die Maxwellgleichungen werden in jeder Zelle des Netzes gelöst. Es wird z.B. zeitabhängig das \vec{H} -Feld entwickelt und für jeden Zeitpunkt mit Hilfe von Gleichung 2.4 das \vec{E} -Feld berechnet. Die Berechnung der zeitlichen Entwicklung des \vec{H} -Feldes wird im Folgenden skizziert.

Da im diskretisierten Rechengebiet die Maxwellgleichungen gelöst werden, wird in Gleichung 2.4 die zeitliche Ableitung als Differenzenquotient formuliert:

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(-\mu_0 \frac{\vec{H}(\vec{r}, t + \Delta t) - \vec{H}(\vec{r}, t)}{\Delta t} \right) \quad (4.2)$$

Nun kann der Rest der Gleichung mit in den Limes hineingezogen werden [37].

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \frac{\vec{H}(\vec{r}, t + \Delta t) - \vec{H}(\vec{r}, t)}{\Delta t} \right) \quad (4.3)$$

Die Gleichung kann nach $\vec{H}(\vec{r}, t + \Delta t)$ umgestellt werden. Man erhält einen Ausdruck für die zeitliche Entwicklung des \vec{H} -Feldes:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\vec{H}(\vec{r}, t + \Delta t) = -\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot \frac{\Delta t}{\mu_0} + \vec{H}(\vec{r}, t) \right) \quad (4.4)$$

Die Grenzwertbildung erfolgt schließlich durch die Verkleinerung der Zeitschritte Δt . Für den Fall eines einfachen quadratischen Netzes mit der Kantenlänge Δg einer Masche gilt für einen Zeitschritt:

$$\Delta t = 0,99 \cdot \sqrt{\frac{1}{3}} \cdot \frac{\Delta g}{c} \quad (4.5)$$

Ist z.B. die Kantenlänge einer Zelle des Netzes ca. 30 nm, so hat das Zeitintervall eine Größe von ca. 50 Attosekunden. Führt man eine Rechnung z.B. über eine Länge von 65536 Zeitschritte

²*meep* kann unter <http://ab-initio.mit.edu/meep/> heruntergeladen werden.

durch, so berechnet man die zeitliche Entwicklung über einen Zeitraum von real ca. 0,3 Pikosekunden. Eine solche Rechnung kann, abhängig von der Größe des Rechengebietes, typischerweise mehrere Stunden bis hin zu einigen Tagen dauern. Das Rechengebiet wird bei einer FDTD-Simulation von einem sogenannten Perfect Matched Layer (perfekt angepasste Schicht), mit PML abgekürzt, umgeben, um so einen quasi-halbinendlichen Raum zu erzeugen. Das PML sorgt dafür, dass auf den Rand auftreffendes Licht absorbiert wird, ohne reflektiert zu werden. Dies ist aber physikalisch nicht perfekt möglich, sondern man kann sich diesem nur adiabatisch annähern [38]. Daher muss zwischen der simulierten Struktur und der PML ein Abstand belassen werden, damit fälschlicherweise auftretende Reflexionen nicht das Ergebnis beeinflussen. Wie dies im konkreten Fall umgesetzt wird, muss immer individuell abgeschätzt werden.

4.1.3 Finite-Elemente-Methode

Mit Hilfe der FE(Finite Elemente)-Methode werden stationäre Zustände des elektromagnetischen Feldes in einer Struktur berechnet. In dieser Arbeit wurde dies mit Hilfe des kommerziellen Software-Pakets *COMSOL Multiphysics*³ gemacht. Aufgrund der Separation des zeitharmonischen Anteils der elektromagnetischen Felder können zwar frequenzabhängige Rechnungen durchgeführt werden, eine zeitliche Entwicklung der Felder ist aber nicht mehr möglich.

Ebenso wie für die FDTD-Rechnungen wird auch für FE-Rechnungen ein Netz über die Struktur gelegt. Dies besteht aber nicht aus viereckigen Yee-Würfeln, sondern ist im 2D-Fall aus Dreiecken bzw. im 3D-Fall aus Tetraedern aufgebaut. Die Güte der Konvergenz der Rechnungen ist ebenfalls von der Maschengröße des Netzes bestimmt. Als Faustformel für die Kantenlänge eines Dreiecks bzw. Tetraeders gilt, dass sie zwischen $\frac{1}{5}$ und $\frac{1}{10}$ der lokalen Wellenlänge im jeweiligen Material betragen sollte.

Führt man eine zweidimensionale FE-Simulation durch, kann man die Hauptgleichungen (Gleichungen 2.11 und 2.12) zu Helmholtzgleichungen vereinfachen. (Dreidimensionale Rechnungen werden nach dem gleichen Prinzip durchgeführt, allerdings ist die mathematische Behandlung wesentlich komplizierter. Daher wird hier zur Beschreibung nur der 2D-Fall betrachtet.) Dazu unterscheidet man von Beginn an zwischen den beiden Polarisierungen. Breitet sich das Licht in der y-z-Ebene aus, so gilt für die Polarisierungen des Lichts:

$$\text{TE-Polarisation: } \vec{H} = (0, H_y, 0)$$

$$\text{TM-Polarisation: } \vec{E} = (0, E_y, 0)$$

Setzt man diese Felder in die Wellengleichungen ein, so erhält man die Helmholtzgleichungen für die TE-Polarisation (\vec{H} -Feld) und die TM-Polarisation (\vec{E} -Feld):

$$\nabla \cdot \left(\frac{1}{\epsilon(x, y)} \nabla H_y(x, y) \right) + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 H_y(x, y) = 0 \quad (4.6)$$

$$\Delta E_y(x, y) + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon(x, y) E_y(x, y) = 0 \quad (4.7)$$

Das weitere Vorgehen soll nun anhand Gleichung 4.7 gezeigt werden. Für Gleichung 4.6 verfährt man nach dem gleichen Prinzip.

Die Helmholtzgleichung muss diskretisiert werden, um die elektromagnetische Feldverteilung in der in Netzzellen unterteilten Struktur ausrechnen zu können. Man wählt als Diskretisierungspunkte beispielsweise die Punkte \vec{r}^j und $\vec{r}^j + \Delta\vec{r}$ und kann den Δ -Operator diskretisieren:

$$\lim_{\Delta\vec{r} \rightarrow 0} \left(\frac{E_y(\vec{r}^j + 2\Delta\vec{r}) - 2E_y(\vec{r}^j + \Delta\vec{r}) + E_y(\vec{r}^j)}{\Delta\vec{r}^2} - k^2 \epsilon(\vec{r}^j) E_y(\vec{r}^j) = 0 \right) \quad (4.8)$$

³nähere Informationen unter <http://www.comsol.com>

Um diese Gleichung mit Hilfe eines Computers zu lösen, wird sie in die Matrix-Schreibweise übertragen. Das weitere Vorgehen wird nun im Folgenden schematisch skizziert. Formuliert man Gleichung 4.8 für alle Netzzellen der Struktur, bildet man ein sehr großes Gleichungssystem. Dieses Gleichungssystem wird mit Hilfe von Matrizen formuliert:

$$\mathcal{L} \cdot \mathcal{E} - \mathcal{K} \cdot \mathcal{E} = 0 \quad (4.9)$$

Dabei steht \mathcal{L} für den Δ -Operator und \mathcal{E} ist die Matrix für das E-Feld. In der \mathcal{K} -Matrix stehen die Informationen über die zu berechnende Struktur und die des eingestrahlt Lichts. Löst man dieses Gleichungssystem und „übersetzt“ die Lösung für die Felder wieder in die Vektorschreibweise, so hat man die eindeutige Lösung für die entsprechende Mode gefunden.

Prinzipiell sind so beliebige Probleme lösbar, man ist allerdings durch die Größe des vorhandenen Arbeitsspeichers limitiert. Durch die Verwendung iterativer Verfahren kann man diese Limitierung in den meisten Fällen umgehen. Diese benötigen deutlich weniger Speicher, dafür aber eine deutlich längere Rechenzeit.

4.2 Aufbau eines Koppelmessplatzes

Eine Aufgabenstellung dieser Arbeit war es einen Messplatz aufzubauen, mit dessen Hilfe eine Charakterisierung von SOI-basierten Strukturen für die integrierte Optik möglich ist. Die Messungen sollen im Spektralbereich von 1530 nm bis 1625 nm durchgeführt werden. Dieser Spektralbereich wird für die optische Datenkommunikation verwendet⁴. Der Aufbau soll so modular aufgebaut sein, dass eine spätere Ergänzung weiterer Messoptionen problemlos möglich ist. Daher wurde der Messplatz komplett mit Hilfe von Faser-gekoppelten Komponenten realisiert. Die dabei verwendeten Lichtleitfasern sind monomodig und so nahezu verlustfrei und werden mit standardisierten FC-Steckverbindern verbunden. Dies ist ein Industriestandard, dem alle gängigen Messgeräte und Komponenten für Messungen im anvisierten Spektralbereich entsprechen. Aufgrund der modularen Bauweise kann durch einfaches Umstecken der Lichtleitfasern der Messplatz angepasst werden und bietet so verschiedene Konfigurationsmöglichkeiten, die im Folgenden beschrieben werden.

Konfiguration mit IR Kamera

In dieser Konfiguration wird das Licht mit Hilfe eines Objektivs aus der Probe ausgekoppelt und mit Hilfe einer IR-Kamera abgebildet (Abbildung 4.1). Diese Konfiguration ist der Ausgangspunkt für jede Messung, da die Lichteinkopplung in eine Probe mit Hilfe der IR-Kamera optisch kontrolliert wird. Die detaillierte Beschreibung des Aufbaus erfolgt nun von der Lichtquelle bis zum Detektor.

Die Einkoppelseite ist in allen verwendeten Konfigurationen gleich aufgebaut. Als Lichtquelle dient ein durchstimmbarer Laser, der die Möglichkeit bietet die Wellenlänge des emittierten Lichts im Bereich von 1510 bis 1630 nm ohne Modensprünge mit einer minimalen Schrittweite von 5 pm durchzustimmen. Über diesen Spektralbereich beträgt die maximale konstante Ausgangsleistung 6 dBm (4 mW). Die genauen Spezifikationen des Lasers und der anderen Geräte können in Anhang B nachgeschlagen werden.

Von der Lichtquelle aus wird das Licht mit Hilfe einer Lichtleitfaser zum automatischen Polarisationssteller geführt. Dieser deterministische Polarisationssteller bietet die Möglichkeit für jede Wellenlänge unabhängig von der Eingangspolarisation eine definierte Ausgangspolarisation

⁴Es werden so zwei relevante Spektralbereiche abgedeckt. Das C-Band (1530 nm bis 1565 nm) und das L-Band (1565 nm bis 1625 nm). Das kurzwelligere S-Band (1460 nm bis 1530 nm) und das langwelligere U-Band (1625 nm bis 1675 nm) sollten zunächst nicht berücksichtigt werden.

einzustellen. Dies ermöglicht eine vollständige Kontrolle über die Polarisierung des in die Proben eingekoppelten Lichts. Die weiteren Spezifikationen dieses Gerätes sind ebenfalls im Anhang zu finden (Anhang B).

Vom Polarisationssteller aus wird das Licht in eine belinnte Lichtleitfaser geführt. Diese spezielle Faser hat zwei unterschiedliche Enden. Das eine Ende ist mit einem FC-Stecker versehen und kann so an den Polarisationssteller angeschlossen werden. Das andere Ende wurde bei der Herstellung so geformt, dass der Faserkern sich verjüngt und konvex abschließt. Diese Terminierung fungiert als Linse und führt dazu, dass das austretende Licht fokussiert wird. Die für diesen Aufbau verwendeten Fasern haben ihren Fokus $3\ \mu\text{m}$ hinter dem Faserende und dabei einen Spotdurchmesser von ca. $1,7\ \mu\text{m}$. Da die Fertigung der Fasern einer kleinen Schwankung unterliegt, können diese Werte in beide Richtungen um $500\ \text{nm}$ abweichen.

Die belinnte Lichtleitfaser ist auf einem Positioniertisch mit fünf Freiheitsgraden befestigt. Er besitzt drei Translationsachsen, um sämtliche Translationsbewegungen im Raum abdecken zu können, und zusätzlich zwei Rotationsachsen, um eine zum Wellenleiter parallele Ausrichtung der Faser zu ermöglichen.

Die Probe ist in einem geeigneten Probenhalter fixiert, der eine perfekt ebene Auflagefläche bietet. Zudem kann die Probe um eine Achse senkrecht zur Ebene rotiert werden, um eine optimale Justage parallel zu Ein- und Auskoppelfaser zu ermöglichen.

Um das aus der Probe austretende Licht beobachten zu können, wird die Auskoppelkante der Probe mit Hilfe eines Mikroskopobjektivs auf die Detektionsfläche der IR-Kamera abgebildet. Die Kamera wird mit einem Computer ausgelesen. Um die Polarisierung des eingekoppelten Lichts einzustellen, wird hinter das Objektiv ein Polarisationsfilter in den Strahlengang gebracht, der senkrecht zur gewünschten Polarisierung justiert ist. Anschließend wird die Eingangspolarisation auf minimales Signal optimiert.

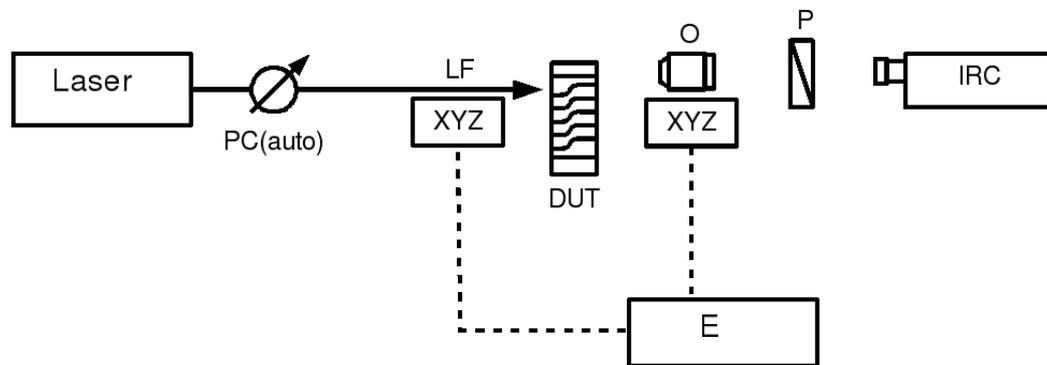


Abbildung 4.1: Messplatz in der Konfiguration mit Objektiv und IR-Kamera auf der Auskoppelseite. PC(auto): automatischer Polarisationssteller, LF: belinnte Lichtleitfaser, XYZ: Translationsachsen, DUT: zu untersuchende Probe, E: Steuerelektronik, O: Mikroskopobjektiv, IRC: IR-Kamera

Konfiguration für Transmissionsmessungen ohne Polarisationsanalyse

Diese Konfiguration des Aufbaus wird für Transmissionsmessungen ohne Polarisationsanalyse verwendet. Es wird Licht mit einer definierten, linearen Polarisierung eingekoppelt und das Licht aus der Probe unpolarisiert ausgekoppelt und die Leistung gemessen (siehe Abbildung 4.2). Dazu bleibt die Einkoppelseite und der Probenhalter unverändert zur vorherigen Konfiguration. Die Lichtauskopplung erfolgt nun ebenfalls mit einer belinnten Faser. Diese ist auf einem dreiachsigen Positioniertisch befestigt und es ist eine Drehung der Faser um ihre Längsachse möglich.

Die Auskoppelfaser ist an einen $-10\ \text{dB}$ -Koppler angeschlossen. Dieser zweigt vom ausgekoppelten Licht ca. zehn Prozent ab und leitet diesen Teil an die Ansteuerelektronik für die Po-

sitioniertische weiter. Die Ansterelektronik misst so die ausgekoppelte Leistung. Gleichzeitig bewegt sie die Auskoppelfaser kreisförmig mit einem Radius von einigen Nanometern in der Ebene senkrecht zum Wellenleiter. So ist sie in der Lage den Gradienten in der Intensitätsverteilung des ausgekoppelten Lichts zu erkennen und justiert sowohl die Ein- als auch die Auskoppelfaser ständig auf das Optimum, dass der maximalen, durch den Wellenleiter transmittierten Leistung entspricht. Nur so können spektral fein aufgelöste Messungen durchgeführt werden, da diese eine Messzeit von mehreren Stunden haben. Da die Messungen nicht im Vakuum stattfinden, nehmen die Umweltbedingungen wie Temperatur oder Luftbewegungen Einfluss auf die Kopplung zwischen Fasern und Probe. Ohne die automatische Fasernachführung liegt unter günstigen Bedingungen die maximale Messdauer bei etwa 60 Minuten.

Nach dem -10 dB-Koppler folgt ein kalibrierter Detektor, der an ein Leistungsmessgerät angeschlossen ist. Dies misst exakt die transmittierte Leistung und gibt den Wert an einen Computer weiter, der die Leistung abhängig von der Wellenlänge aufzeichnet.

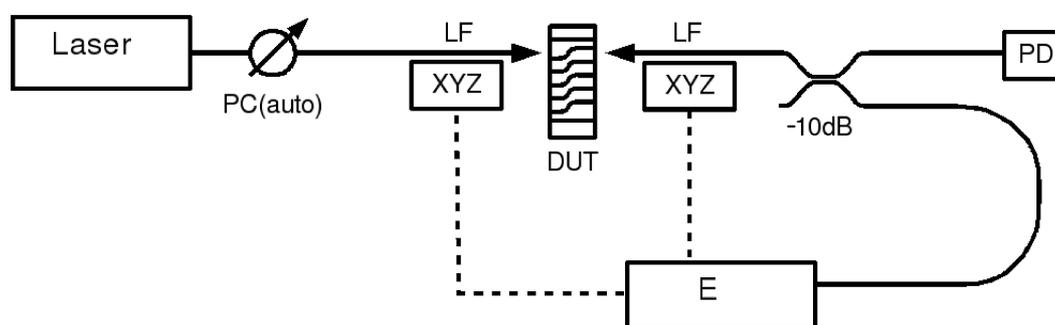


Abbildung 4.2: Messplatz konfiguriert mit belinsten Lichtleitfaser, -10 dB-Koppler und Detektor auf der Auskoppelseite. PC(auto): automatischer Polarisationssteller, LF: belinste Lichtleitfaser, XYZ: Translationsachsen, DUT: zu untersuchende Probe, E: Steuerelektronik, -10dB: -10 dB-Koppler, PD: Detektor

Konfiguration für Transmissionsmessungen mit Polarisationsanalyse

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Transmissionsmessungen mit Polarisationsanalyse des ausgekoppelten Lichts wird die zuvor beschriebene Konfiguration ausgangsseitig entsprechend erweitert. Es besteht so die Möglichkeit, nur Licht einer bestimmten Polarisation auszukoppeln bzw. dessen transmittierte Leistung zu messen. Dazu wird der Aufbau wie folgt verändert und ergänzt (siehe Abbildung 4.3):

Die Auskoppelfaser wird durch eine polarisationserhaltende, belinste Faser ersetzt. Diese wird mit Hilfe des drehbaren Faserhalters so justiert, dass die beiden Hauptachsen der Faser parallel zu den Feldvektoren der TE- bzw. TM-Polarisation liegen. Die weiteren Spezifikationen der Linse auf der Spitze der Faser sind wie oben beschrieben.

Die Auskoppelfaser ist an einen manuellen Polarisationssteller angeschlossen. Dieser ermöglicht eine beliebige Drehung der Polarisation. Der Polarisationssteller wird so justiert, dass durch den folgenden Polarisationsfilter das Licht komplett transmittiert wird. Dieser Polarisationsfilter ist in der Faser integriert und die herausgefilterte Polarisation wird um -30 dB gedämpft. Er ist durch eine polarisationserhaltende Faser mit dem manuellen Polarisationssteller verbunden, um eine ungewollte Polarisationskonversion zu vermeiden. Der Polarisationsfilter ist an den -10 dB-Koppler angeschlossen und dieser ist wie in der Konfiguration zuvor mit der Steuerelektronik und dem Detektor verbunden. Allerdings kann bei diesen Messungen die automatische Justage nicht eingesetzt werden: Das Licht wird beim Austritt aus dem Wellenleiter stark gebeugt, was zu einem großen, nicht parallel zur optischen Achse propagierenden Anteil führt. Dies hat ei-

ne Depolarisierung des Lichts in der Umgebung der Wellenleiterfacette zur Folge, was zu einer Fehljustage der Auskoppelfaser führen kann.

Der Aufbau bietet in dieser Konfiguration über den gesamten nutzbaren Spektralbereich die Möglichkeit Licht einer definierten Polarisation auszukoppeln. Dies bedeutet im Umkehrschluss, dass die andersartig polarisierten Anteile des ausgekoppelten Lichts nicht zur gemessenen transmittierten Leistung beitragen.

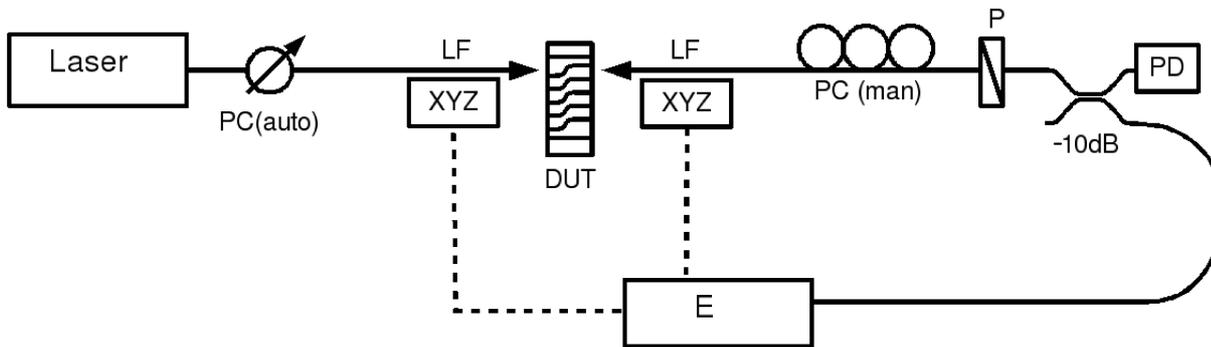


Abbildung 4.3: Konfiguration des Messplatzes für die Polarisationsanalyse. PC(auto): automatischer Polarisationssteller, LF: belinigte Lichtleitfaser, XYZ: Translationsachsen, DUT: zu untersuchende Probe, E: Steuerelektronik, PC(man): manueller Polarisationssteller, P: Polarisationsfilter, -10dB: -10 dB-Koppler, PD: Detektor

4.2.1 Optische Verluste des Aufbaus

Die intrinsischen optischen Verluste des Aufbaus lassen sich auf zwei wesentliche Ursachen zurückführen: Die einzelnen Komponenten weisen Propagationsverluste auf und die Verbindungen der Lichtleitfasern führen zu Kopplungsverlusten. Diese Beiträge werden in diesem Abschnitt aufgeschlüsselt und so die Grundlage geschaffen, auf der die im nächsten Kapitel beschriebenen Messergebnisse ausgewertet werden können.

Die Propagationsverluste der Lichtleitfasern, die im hier verwendeten Spektralbereich das Licht quasi verlustfrei führen, sind dabei vernachlässigbar und werden somit nicht berücksichtigt. Die Verluste des automatischen Polarisationsstellers liegen gemessen bei etwa -1 dB (siehe auch Abbildung 4.4) und betragen laut Spezifikation des Herstellers weniger als -1,2 dB. Sie entstehen, da zur Messung des aktuellen Polarisationszustandes ein sehr geringer Teil des Lichts ausgekoppelt werden muss (und somit verloren geht) und die Polarisierungseinstellung mit Hilfe von Piezo-gesteuerten Faserquetschern erfolgt. Diese mechanische Beeinflussung einer Lichtleitfaser führt zu erhöhten Verlusten in der Faser. Die ausführlichen Spezifikationen des automatischen Polarisationsstellers und der übrigen Geräte sind im Anhang B aufgeführt.

Der manuelle Polarisationssteller hat nur sehr geringe Propagationsverluste von -0,1 dB (Herstellerangabe) und ist daher nicht extra in Abbildung 4.4 aufgenommen worden. Das Funktionsprinzip des manuellen Polarisationsstellers beruht auf der Induktion von Spannungsdoppelbrechung in einer aufgewickelten Lichtleitfaser. Da dazu der Biegeradius der Faser relativ groß gewählt wird, treten hier, im Gegensatz zum automatischen Polarisationssteller, kaum Propagationsverluste auf.

Der in einer Lichtleitfaser integrierte Polarisationsfilter besteht aus einer Polymer-Lichtleitfaser, die einen chiralen Kern hat. Propagiert das Licht durch diese Faser, so führt der strukturierte Kern zu einer linearen Polarisierung des Lichts mit einem Kontrast von mindestens -30 dB zwischen den beiden orthogonalen Polarisierungen. Das Licht wird dabei um etwa -2 dB gedämpft, was auch vom Hersteller so spezifiziert wird. Da zur späteren Bestimmung der

Einkoppelverluste einfache Transmissionsmessungen herangezogen werden, bei denen der Polarisationsfilter nicht benutzt wurde, ist die entsprechende Messung in Abbildung 4.4 nicht mit dargestellt.

Der -10 dB-Koppler führt auch zu einem Verlust von Licht, da er ca. zehn Prozent der transmittierten Leistung auskoppelt (siehe Abbildung 4.4) und zur Steuerelektronik weiterführt. Diese Verluste sind aber, so wie alle zuvor beschriebenen Verluste auch, über den gesamten Spektralbereich konstant, und können so sehr einfach herausgerechnet werden.

Weiterhin führen die Steckverbindungen der Fasern zu Kopplungsverlusten, die für jeden Steckverbinder nahezu gleich sind. Die hier verwendeten FC-Steckverbinder sind nach dem EIA/TIA 568-Standard⁵ spezifiziert und führen somit zu Kopplungsverlusten von typischerweise -0,15 dB und maximal -0,75 dB. Zu wesentlich höheren Verlusten führt die Faserkopplung mit Hilfe der belinsten Fasern. Da hier aber für die verschiedenen Proben- und Wellenleiterarten größere Unterschiede zu beobachten sind, werden die Koppelverluste in den jeweiligen Abschnitten von Kapitel 6 diskutiert. Der Vollständigkeit halber ist in Abbildung 4.4 eine Transmissionsmessung von belinsten Faser zu Faser mit aufgeführt. Man sieht, dass schon in diesem einfachen Fall von gleichen Bedingungen auf Ein- und Auskoppelseite das transmittierte Signal um nahezu -10 dB geschwächt wird.

Die gesamten intrinsischen optischen Verluste exklusive der Einkoppelverluste liegen für den Fall der einfachen Transmissionsmessung somit bei etwa -2 dB. Für den Fall der Transmissionsmessungen mit Polarisationsanalyse betragen die intrinsischen optischen Verluste exklusive der Einkoppelverluste mit ungefähr -4 dB das Doppelte. Unter Berücksichtigung der intrinsischen optischen Verluste und einer konstanten Ausgangsleistung des Lasers von +5 dBm überstreift der Messplatz in diesen Konfigurationen einen Dynamikbereich von 60 dB.

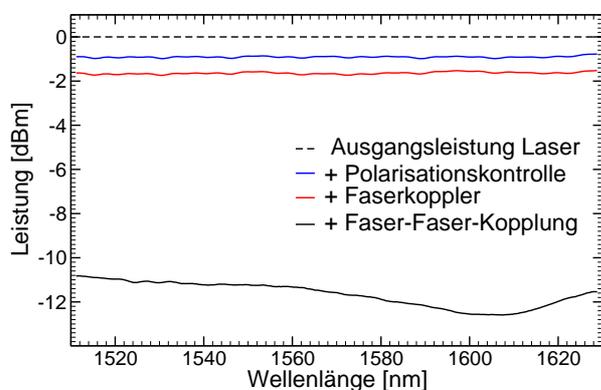


Abbildung 4.4: Transmissionsspektren mit nacheinander eingefügten Komponenten zur Bestimmung der einzelnen Beiträgen zu den intrinsischen Verlusten des Aufbaus. Die Laserleistung betrug immer 0 dBm.

4.3 Experimentelle Untersuchungs- und Auswertungsmethoden

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Streifenwellenleiter mit verschiedenen Geometrien in unterschiedlichen Materialsystemen (siehe Kapitel 3) hergestellt und charakterisiert (siehe Kapitel 5). Dabei ist eine wesentliche (und für eine spätere Anwendung gleichzeitig mit die wichtigste) Eigenschaft die Summe der Propagationsverluste, die eine Lichtwelle beim Durchlaufen eines Wellenleiters erfährt.

4.3.1 Verluste in Wellenleitern

In Kapitel 2 wird die Lichtpropagation für idealisierte Materialien behandelt, die keinerlei intrinsische optische Verluste aufweisen. Diese Annahme ist für den Fall des hier verwendeten Materials

⁵siehe z.B. <http://www.thefoa.org/tech/tia568b3.htm>

Silizium zunächst auch sehr gut zutreffend. Im infraroten Spektralbereich ist kristallines Silizium im Wellenlängenbereich von ca. 1,3 bis 5 μm transparent [39]. Die in dieser Arbeit präsentierten Messungen wurden in diesem Spektralbereich durchgeführt. Trotzdem können aufgrund unterschiedlicher Fehlerquellen in den Proben teilweise sehr hohe Verluste auftreten. Die Lichtpropagation in verlustbehafteten Wellenleitern wird mathematisch so beschrieben, dass in Gleichung 2.23 die Ausbreitungskonstante um einen Imaginärteil erweitert wird: In Gleichung 2.32 wird der effektive Brechungsindex mit einer komplexen Zahl N beschrieben und dabei um den Extinktionskoeffizienten κ erweitert:

$$N = n_m + i\kappa \quad (4.10)$$

Für den Fall der verlustfreien Propagation ist $\kappa = 0$ und es gilt $N = n_m$. Für die anderen Fälle erhält man in Gleichung 2.23 einen zusätzlichen Faktor der Form $\exp(-k_0\kappa z)$, der für die propagierende Leistung im Wellenleiter zu $\exp(-2k_0\kappa z)$ wird. Dieser Ausdruck wird zu $\exp(-\alpha z)$ zusammengefasst. Die Konstante $\alpha = 2k_0\kappa$ wird als Absorptionskoeffizient bezeichnet und kann experimentell ermittelt werden.

Die möglichen Ursachen für Verluste in den eigentlich nahezu idealen Strukturen sind sehr vielfältig. Im Folgenden werden die wichtigsten Mechanismen ohne Anspruch auf Vollständigkeit kurz skizziert.

Eine Fehlerquelle, die sich vor allem durch ein gutes Probendesign ausschalten lässt, ist das Auftreten von Leckverlusten ins Substrat. Wenn das Pufferoxid unter der lichtführenden Siliziumschicht zu dünn ist, dann koppeln die geführten Moden an Substratmoden an und das Licht wird aus der lichtführenden Schicht herausgestreut. Dementsprechend weisen diese sogenannten Leckmoden hohe Verluste auf. Für die in dieser Arbeit charakterisierten Proben ist aufgrund der gewählten Probengeometrien den numerischen Berechnungen zufolge dieser Verlustmechanismus auszuschließen. Die geführten Moden sind in allen Fällen innerhalb des optisch puffernden Oxids vollständig abgeklungen und eine Kopplung an Substratmoden ist nicht möglich. Die folgenden Untersuchungen werden zeigen, ob dies in allen Fällen eine gültige Annahme ist.

Die Hauptursache für die Verluste in konventionellen Streifenwellenleitern und photonischen-Kristall-Strukturen ist die zufällige Streuung von Licht aufgrund von Herstellungstoleranzen oder -fehlern. Im Fall der konventionellen Streifenwellenleiter sind die Rauigkeiten der geätzten Wände die Hauptursache für Verluste. Je größer der Überlapp der Intensität einer geführten Mode und den Wänden des Wellenleiters ist, umso größer sind die Verluste. Dieser Effekt wird mit steigendem Brechungsindexkontrast zwischen Kern und Umgebung des Wellenleiters verstärkt. Somit wird aus schmalen Wellenleitern mehr Licht herausgestreut als aus breiten [40].

Außerdem können Rauigkeiten der Wellenleiterwände zu Polarisationskonversion im Wellenleiter führen. Diese Art von Verlusten kann minimiert werden, indem für einen Streifenwellenleiter ein möglichst rechteckiges Profil gewählt wird. Diese Geometrie führt zu einer relativ starken Doppelbrechung im Wellenleiter, das heißt zu relativ unterschiedlichen Ausbreitungskonstanten für die beiden Polarisierungen, und somit zu einer sehr geringen Wahrscheinlichkeit für die Kopplung zwischen den entsprechenden Moden bei der Streuung an rauen Seitenwänden [41]. An den Rauigkeiten wird das Licht vor allem in Strahlungsmoden gestreut. Auch eine Kopplung an rückwärts propagierende Moden ist vernachlässigbar. Der Einfluss der Rauigkeiten ist für die Polarisierungen unterschiedlich stark [42].

Im Fall der photonischen-Kristall-Wellenleiter sind die Verlustmechanismen nicht so einfach zu vergleichen und zu bewerten. Je nach Geometrie und Arbeitspunkt im Banddiagramm liefern die unterschiedlichen Mechanismen einen unterschiedlich starken Beitrag zu den Gesamtverlusten. Daher werden hier die typischen Verlustmechanismen lediglich aufgelistet und nicht quantifiziert.

Ein intrinsischer Verlustmechanismus ist die Kopplung der geführten Moden an Strahlungsmoden, wenn in der Bandstruktur ein Arbeitspunkt innerhalb des Lichtkegels gewählt wird. Dieser Effekt ist in Kapitel 2.4 genauer dargestellt.

Bei der Herstellung von photonischen-Kristall-Strukturen wird ihre genaue Geometrie mit Hilfe einer lithographischen Maske genau definiert (siehe Kapitel 3). Dabei ist die Position der Poren durch die Lithographie genau vorgegeben und es treten während der Herstellung nur sehr geringe Abweichungen auf. Die Form der Poren kann aber durch den Ätzprozess verändert werden und zwischen den einzelnen Poren auch variieren. Daher ist eine Hauptursache für Verluste in photonischen-Kristall-Strukturen die durch Herstellungstoleranzen bedingte Größenvarianz der Poren. Der dominierende Verlustmechanismus ist dabei die Streuung der geführten Moden aus der Propagationsebene hinaus [43, 44].

Der Einfluss der Rauigkeiten der geätzten Wände der Poren ist grundsätzlich genauso zu bewerten wie im Fall der Streifenwellenleiter. Je stärker die Rauigkeiten sind, um so stärker sind auch die Verluste. Allerdings gibt es eine weitere Besonderheit zu beachten: Im Fall der planaren photonischen Kristalle hat auch der vertikale Indexkontrast einen wesentlichen Einfluss auf die Größe der Verluste. Hier gilt, dass mit steigendem Brechungsindexkontrast die Verluste aufgrund der Rauigkeiten immer geringer werden. Dies ist darauf zurückzuführen, dass im Fall eines starken Brechungsindexkontrastes die geführte Mode stärker in der lichtführenden Schicht konzentriert ist. Das geringere Modenvolumen führt somit zu einer geringeren Wechselwirkung mit den Streuern in den Poren [45]. Für die Verluste aufgrund der Varianzen in Porendurchmesser und -form ist allerdings ein gegenteiliges Verhalten zu beobachten: Die Streuverluste steigen quadratisch mit dem Kontrast im Brechungsindex [44].

Die Gesamtverluste im photonischen Kristall steigen linear mit der Gruppengeschwindigkeit der propagierenden Mode. Dementsprechend sind speziell resonante Strukturen, in denen das Licht sehr langsam propagiert, extrem empfindlich für Herstellungsfehler und -toleranzen [46].

Im Experiment trägt die Summe dieser Propagationsverluste zur Dämpfung des Lichts im Wellenleiter bei. Die Dämpfung wird üblicherweise auf die Länge der gemessenen Struktur normiert. Dies dient der Vergleichbarkeit zwischen unterschiedlichen Geometrien oder Materialsystemen. Die Dämpfung wird entweder in $[\text{mm}^{-1}]$ oder logarithmisch in $[\text{dB}/\text{mm}]$ angegeben. Die naheliegendste Methode die Propagationsverluste eines Wellenleiters abhängig von seiner Länge zu ermitteln, ist die sogenannte „Cut-Back“-Methode. Dabei werden von einem Wellenleitertyp unterschiedlich lange Exemplare hergestellt und für jeden einzelnen mit einer einfachen Transmissionsmessung die absolute Dämpfung des eingekoppelten Lichts bestimmt. Aus den so gewonnenen Werten kann man mit Hilfe der bekannten Längendifferenzen die längenabhängige Dämpfung bestimmen. Dies setzt allerdings die Annahme voraus, dass das Licht in jeden Wellenleiter gleich effizient eingekoppelt wird. Diese Annahme ist aber in vielen Fällen nicht korrekt und führt zu großen Fehlern. Dies wird deutlich, wenn man die Lichteinkopplung in einen Wellenleiter näher betrachtet.

4.3.2 Lichteinkopplung in einen Streifenwellenleiter

Die sehr geringen Abmessungen der in dieser Arbeit verwendeten Strukturen führen zu hohen Koppelverlusten. Die Einkoppeleffizienz η beschreibt das Verhältnis zwischen eingestrahelter Leistung P_{ext} und in den Wellenleiter eingekoppelter Leistung P_{WL} :

$$\eta = \frac{P_{\text{WL}}}{P_{\text{ext}}} \quad (4.11)$$

Nach [47] kann die Einkoppeleffizienz mit Hilfe des Überlappintegrals zwischen den Intensitätsverteilungen des einfallenden Lichts und der Wellenleitermode berechnet werden. Somit gilt für η :

$$\eta = \frac{\left| \int \int_S \vec{E}_{\text{WL}}(x, y) \vec{E}_{\text{ext}}^*(x, y) dx dy \right|^2}{\int \int_S \left| \vec{E}_{\text{WL}} \right|^2(x, y) dx dy \cdot \int \int_S \left| \vec{E}_{\text{ext}}^* \right|^2(x, y) dx dy} \quad (4.12)$$

$\vec{E}_{\text{WL}}(x, y)$ beschreibt die Feldverteilungen der Wellenleitermode, $\vec{E}_{\text{ext}}(x, y)$ die Feldverteilungen des einzukoppelnden Lichts und S die Fläche um die Einkoppelfacetten des Wellenleiters. Man sieht sofort, dass für den Fall identischer Felder die Einkoppeleffizienz 1 ist. Die Einkopplung hängt von der räumlichen Form der beteiligten Felder und ihrer Position zueinander ab. Sind also im Experiment die Einkopplungsfaser und der Wellenleiter nicht exakt zueinander ausgerichtet, so ändert sich die Effizienz der Kopplung und die Gesamtverluste im Wellenleiter erscheinen zunächst höher als sie wirklich sind. Eine ausführliche Behandlung der Koppelverluste und die differenzierte Behandlung einzelner Fehlerquellen wie die Verkippung der optischen Achsen oder eine Defokussierung der Einkopplungsfaser findet sich in [17].

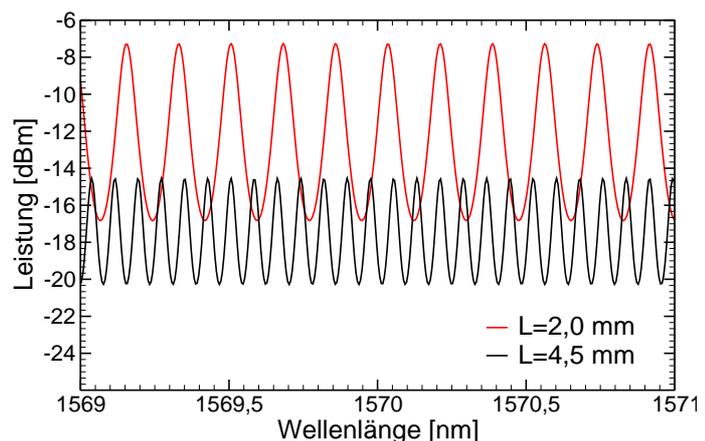
In dieser Arbeit wird nicht die „Cut-Back“-Methode benutzt, da sie offensichtlich extrem abhängig von der Qualität der Lichteinkopplung ist. Stattdessen werden zwei andere Methoden herangezogen, um die Dämpfung der gemessenen Strukturen zu bestimmen. Sie sind wesentlich unempfindlicher für auftretende Änderungen der Einkoppeleffizienz und daher für die Charakterisierung der in dieser Arbeit verwendeten Proben wesentlich besser geeignet. Die beiden Methoden werden im Folgenden detailliert beschrieben.

4.3.3 Ermittlung der Propagationsverluste via Fabry-Perot-Oszillationen

In diesem und dem folgenden Abschnitt werden zwei Methoden vorgestellt, die es ermöglichen, aus dem Spektrum einer Transmissionsmessung die Propagationsverluste eines Streifenwellenleiters unabhängig von der Effizienz der Lichteinkopplung zu ermitteln. Dazu wird der endliche Wellenleiter als Fabry-Perot-Resonator betrachtet und die entsprechenden Oszillationen im Spektrum ausgewertet. In diesem Abschnitt wird eine Methode beschrieben, wie das Spektrum des transmittierten Lichts direkt ausgewertet wird. Im nächsten Abschnitt wird eine Methode vorgestellt, mit der die Propagationsverluste via Fourieranalyse des Transmissionsspektrums ermittelt werden.

Die Endfacetten eines Streifenwellenleiters weisen aufgrund des Brechungsindexkontrasts zwischen dem lichtführenden Material und der umgebenden Luft einen endlichen Reflexionskoeffizienten R auf. Daher fungiert der Wellenleiter als Fabry-Perot-Resonator mit niedriger Finesse. Dies zeigt sich unter anderem im Transmissionsspektrum, aus dem die Propagationsverluste im Wellenleiter ermittelt werden können [48].

Abbildung 4.5: Berechnete Transmissionsspektren zweier idealer, aber verlustbehafteter Streifenwellenleiter, 2 mm und 4,5 mm lang. Man sieht deutlich die Unterschiede in der durchschnittlich transmittierten Leistung und in der Frequenz der Oszillationen.



Zwei Beispiele für solche Spektren sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Man kann deutlich den Einfluss der unterschiedlichen Längen der Wellenleiter erkennen. Im Folgenden wird beschrieben, wie aus den Fabry-Perot-Oszillationen im Spektrum die Propagationsverluste ermittelt werden können.

Die durch einen Fabry-Perot-Resonator transmittierte Lichtintensität kann unter Annahme gleicher Reflexionskoeffizienten an beiden Facetten durch folgende Formel beschrieben werden [49]:

$$I_T = \frac{(1 - R^2)A}{(1 - RA)^2 + 4RA\sin^2(\Phi/2)}\eta I_0 \quad (4.13)$$

dabei gilt $\Phi = 2kn_gL$, $k = 2\pi/\lambda$, λ ist die Wellenlänge des Lichts, n_g und L sind der Gruppenindex und die Länge des Fabry-Perot-Resonators bzw. Wellenleiters. Die Propagationsverluste werden durch den längenabhängigen Dämpfungsterm $A = e^{-\alpha L}$ beschrieben (siehe Abschnitt 4.3.1), die Effizienz der Lichteinkopplung in den Wellenleiter beschreibt η (siehe Abschnitt 4.3.2) und die Lichtintensität, die auf den Wellenleiter trifft, wird mit I_0 beschrieben. Wie in Abbildung 4.5 zu sehen ist, variiert die transmittierte Intensität periodisch und bildet so Intensitätsmaxima $I_{T,\max}$ und -minima $I_{T,\min}$ aus.

Der spektrale Abstand $\delta\lambda$ zwischen zwei Maxima wird als freier Spektralbereich bezeichnet. Ist die Zentralwellenlänge zwischen den Maxima λ_c , der Gruppenindex und die Länge des Wellenleiters bekannt, so kann man den freien Spektralbereich über folgende Formel berechnen:

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_c^2}{2n_gL} \quad (4.14)$$

Aus den Maxima und Minima im Spektrum wird der Kontrast K ermittelt, der unabhängig von η und I_0 beschrieben werden kann:

$$K = \frac{I_{T,\max} - I_{T,\min}}{I_{T,\max} + I_{T,\min}} = \frac{2RA}{1 + R^2A^2} \quad (4.15)$$

Dementsprechend kann nur aus dem gemessenen Kontrast eines Transmissionsspektrums das Produkt aus dem Reflexionskoeffizienten R und dem Dämpfungsterm A ermittelt werden:

$$A = \frac{1 - \sqrt{1 - K^2}}{RK} \quad (4.16)$$

Wenn der Reflexionskoeffizient R bekannt ist (dieser kann berechnet oder ggfs. separat gemessen werden), kann nun der Absorptionskoeffizient α mit

$$\alpha = -\frac{\ln A}{L} \quad (4.17)$$

ermittelt werden. Dabei hat α die Einheit $[\text{mm}^{-1}]$. Der Absorptionskoeffizient kann auch in der geläufigeren Einheit $[\text{dB}/\text{mm}]$ angegeben werden:

$$\alpha[\text{dB}/\text{mm}] = (10\log e)\alpha[1/\text{mm}] = 4,343\alpha[1/\text{mm}] \quad (4.18)$$

Die beschriebene Methode ist gut geeignet, um die Dämpfungswerte von einfachen Streifenwellenleitern zu bestimmen. Für Systeme von Wellenleitern, die mehrere interne Grenzflächen besitzen und somit eine Kombination aus mehreren Fabry-Perot-Resonatoren darstellen, ist diese Methode aber nicht mehr ohne Weiteres anwendbar. Solche Systeme liegen in dieser Arbeit vor, wenn photonische-Kristall-Wellenleiter charakterisiert werden (siehe Kapitel 5). Die Beiträge der einzelnen Resonatoren überlagern sich und führen zu einem unübersichtlichen Spektrum. Es ist mit den passenden Annahmen bezüglich der Parameter der einzelnen Resonatoren möglich mit

Hilfe des analytischen Ausdrucks 4.13 sich der Lösung anzunähern. Eine wesentlich schnellere und in vielen Fällen auch genauere Methode wird im folgenden Abschnitt vorgestellt.

4.3.4 Ermittlung der Propagationsverluste via Fouriertransformation

Eine elegante und schnelle Möglichkeit der Auswertung von Transmissionsspektren von Streifenwellenleitern bildet die Fourieranalyse. Die Frequenzkomponenten einer Fabry-Perot-Resonanz, die Grundfrequenz und die Harmonischen, können direkt aus dem Fourierspektrum entnommen werden und daraus die Dämpfung des entsprechenden Wellenleiters und ggfs. weitere Wellenleitereigenschaften entnommen werden. Zwei Beispiele für ein solches Fourierspektrum sind in Abbildung 4.6 dargestellt. Man sieht hier deutlich, dass die unterschiedlichen Längen der beiden Strukturen zu Unterschieden in den Abständen der Maxima zueinander führen. Diese Methode wird nun (analog zu [50] und [51]) genauer beschrieben.

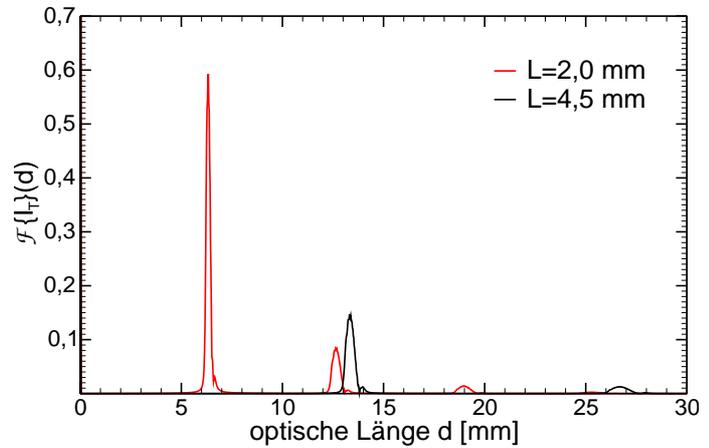


Abbildung 4.6: Hier sind die Fouriertransformationen zweier Transmissionsspektren von idealen, aber verlustbehafteten Streifenwellenleitern dargestellt. Sie haben Längen von $L=2$ mm und $L=4,5$ mm und einen Gruppenindex von 3, ihre (berechneten) Transmissionsspektren sind in Abbildung 4.5 abgebildet.

Das Spektrum der transmittierten Intensität eines Fabry-Perot-Resonators bzw. eines Wellenleiters hat nach Gleichung 4.13 eine Periodizität von $\pi n_g L$. Daher bietet es sich an, für eine Fouriertransformation des Transmissionsspektrums die optische Weglänge d als zum Wellenvektor k konjugierte Variable zu wählen. Dementsprechend wird das Fourierspektrum berechnet:

$$\mathcal{F}\{I_T\}(d) = \int I_T(k) e^{i\pi dk} dk \quad (4.19)$$

Da das Transmissionsspektrum $I_T(k)$ eines idealen, verlustbehafteten Fabry-Perot-Resonators (siehe Abbildung 4.5) aus einer unendlichen, periodischen Abfolge von Lorentz-Funktionen besteht [51], besteht das entsprechende Fourierspektrum aus einer Abfolge Diracscher Delta-Funktionen, die bei ganzzahligen Vielfachen der optischen Wellenleiterlänge $L_{\text{opt}} = n_g L$ auftreten und exponentiell mit α abklingen (siehe Abbildung 4.6). Somit gilt unter Vernachlässigung der (komplexen) Phase für den Betrag der Fouriertransformierten der transmittierten Intensität:

$$|\mathcal{F}\{I_T\}(d)| = \sum_i \delta(d - iL_{\text{opt}}) T_0 e^{\rho \frac{d}{L_{\text{opt}}}} \quad (4.20)$$

mit:

$$T_0 = \frac{(1 - R)^2 A^2}{1 - R^2 A} \quad (4.21)$$

und dem Argument der Exponentialfunktion:

$$\rho = \ln(RA) \quad (4.22)$$

In Abbildung 4.6 sind die wichtigsten Eigenschaften des Fourierspektrums gut zu erkennen. Das erwähnte Abklingen der Maxima mit dem Absorptionskoeffizienten ist offensichtlich. Aber ein weiterer Punkt ist ebenso wichtig: Die Maxima höherer Ordnung haben die gleiche Einhüllende wie das der ersten Ordnung, sind aber um den Faktor ihrer Ordnung verbreitert. Diese wichtige Eigenschaft hilft oft weiter, wenn im Fourierspektrum einer Messung ein Maximum als solches identifiziert werden muss.

Aus dem Fourierspektrum kann nun der Gruppenindex des Wellenleiters bestimmt werden: Da die Position des ersten Maximums der einfachen optischen Länge des Wellenleiters L_{opt} entspricht, kann der Gruppenindex bei bekannter geometrischer Länge des Wellenleiters via Division durch selbige ermittelt werden.

Das Produkt RA kann direkt aus dem Fourierspektrum bestimmt werden, indem die Höhe zweier bei iL_{opt} und $(i+1)L_{\text{opt}}$ auftretenden Maxima bestimmt wird und anschließend der Quotient gebildet wird:

$$\frac{\mathcal{F}\{I_T\}((i+1)L_{\text{opt}})}{\mathcal{F}\{I_T\}(iL_{\text{opt}})} = RA \quad (4.23)$$

Um den Betrag des Dämpfungsterms A zu bestimmen, muss nun lediglich der Reflexionskoeffizient R bekannt sein.

Weiterhin ist aus Gleichung 4.20 ersichtlich, dass mit kleineren Reflexionskoeffizienten R und größeren optischen Längen d bei gleicher Dämpfung α die höheren Harmonischen im Fourierspektrum stärker abklingen. Dieser Punkt ist bei der Auswertung realer Spektren (siehe Kapitel 5) von großer Bedeutung: Die Einkoppelverluste bei der Messung treten in einem realen Transmissionsspektrum als konstanter Offset auf. Bei der Fouriertransformation eines solchen Spektrums wird so der Beitrag bei $d=0$ entsprechend erhöht. Somit müssen für die Berechnung von ρ die nächst höheren Harmonischen herangezogen werden.

Aus dem Dämpfungsterm A kann nun der Absorptionskoeffizient α mit

$$\alpha = -\frac{\ln A}{L} \quad (4.24)$$

berechnet werden. Wie oben beschrieben kann der Absorptionskoeffizient auch in [dB/mm] umgerechnet werden.

Da sich das Licht in Wellenleitern dispersiv ausbreitet (siehe Abschnitt 2.2), muss die Auswertung des gemessenen Transmissionsspektrums stückweise erfolgen. Es wird in mehrere Abschnitte aufgeteilt, für die, wie beschrieben, der Gruppenindex und die Propagationsverluste bestimmt werden. Für die einzelnen Abschnitte wird die Zentralwellenlänge bestimmt. So ist es möglich, den Gruppenindex und den Absorptionskoeffizienten wellenlängenabhängig anzugeben.

Im Falle der photonischen-Kristall-Wellenleiter ist das Fourierspektrum etwas komplexer. Hier bilden die Übergänge zwischen den Streifenwellenleitern an Ein- und Ausgang des photonischen-Kristall-Wellenleiters zusätzliche Grenzflächen, an denen Licht reflektiert wird. Somit bilden sich zusätzliche Fabry-Perot-Resonatoren aus, die zu zusätzlichen Maxima im Fourierspektrum führen. Da im Normalfall aber der Gruppenindex der Streifenwellenleiter aus den entsprechenden Messungen bekannt ist, können nach einer Messung ihrer geometrischen Längen die einzelnen Maxima den entsprechenden Teilstücken zugeordnet werden.

In der Praxis sind außerdem für die Fouriertransformation einige Randbedingungen zu beachten, da die experimentell ermittelten Spektren aus diskreten Messpunkten bestehen und nicht unendlich periodisch fortsetzbar sind. Diese Eigenschaften führen zu zwei potentiellen Fehlerquellen, die ausgeschlossen werden müssen: Zum einen muss ein Auftreten des Alias-Effekts verhindert werden. Dieser tritt auf, wenn das Abtasttheorem verletzt wird und so hochfrequente Anteile des Spektrums (hier: Anteile bei sehr großen optischen Längen) zu niedrigen Frequenzen (hier: kleine optische Längen) hin verschoben werden. Um dies zu vermeiden, muss bei der mathematischen

Behandlung ein entsprechender Tiefpass-Filter verwendet werden. Zum anderen tritt bei der Transformation eines nichtperiodischen Spektrums immer ein Leck-Effekt auf: Da das Spektrum an den Grenzen des Messbereichs hart abgeschnitten ist, werden bei der Fouriertransformation die einzelnen Frequenzkomponenten des Spektrums mit einer sinc-Funktion gefaltet. Dies führt zu sogenannten Geisterlinien im resultierenden Spektrum. Um diesen Effekt zu unterdrücken, werden in dieser Arbeit alle zu transformierenden Spektren mit einer Hann⁶-Fensterfunktion multipliziert. Die Seitenbänder der sinc-Funktionen werden so unterdrückt, allerdings erkauft man sich das durch eine Verdopplung der Linienbreite im Fourierspektrum.

⁶Die Hann-Funktion ist nach ihrem Erfinder Julius von Hann (1839-1921) benannt. Sie besteht aus dem Faktor $0,5(1+\cos(2\pi n/M))$, mit dem das zu transformierende Spektrum multipliziert wird. Dabei ist M die Fensterbreite und n der Index des aktuellen Messpunktes.

5 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Rechnungen, Simulationen und Messungen dargestellt und ausgewertet. Die Diskussion der Ergebnisse und der Vergleich zwischen dem Standard SOI und dem in dieser Arbeit erstmals untersuchten IOSOI folgen in Kapitel 6. Das Kapitel ist zweigeteilt: Zunächst werden die Messungen des Referenz-Materialsystems SOI vorgestellt. Es werden die Messergebnisse für die SOI-Streifenwellenleiter präsentiert und ausgewertet. Anschließend werden die Messungen an den im IOSOI-Materialsystem realisierten Proben vorgestellt und aufgearbeitet. Hier wurden Streifenwellenleiter und photonische-Kristall-Wellenleiter charakterisiert. Außerdem werden für alle Messungen die zur Auswertung notwendigen Rechnungen und Simulationen vorgestellt.

5.1 Ergebnisse der Messungen an Silicon-On-Insulator-Proben

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Untersuchungen an SOI-basierten Proben präsentiert. Es werden zunächst Messungen zur Bestimmung der Modenprofile der Streifenwellenleiter gezeigt. Anschließend werden die Reflexionskoeffizienten der Einkoppelfacetten der Streifenwellenleiter berechnet und dann die Transmissionsverluste der Streifenwellenleiter bestimmt.

5.1.1 Messung der Modenprofile von Silicon-On-Insulator-Streifenwellenleitern

Um die Intensitätsverteilung der geführten Wellenleitermode experimentell zu bestimmen, kann im Fall der in dieser Arbeit untersuchten Proben aufgrund ihrer kleinen Strukturgrößen keine Aufnahme mit einem Mikroskopobjektiv gemacht werden. Die kleinste auflösende Strukturgröße d_{\min} ist durch die numerische Apertur NA des Objektivs bestimmt. Es gilt [49]:

$$d_{\min} = \frac{\lambda}{2NA} \quad (5.1)$$

Ein (perfektes) Mikroskopobjektiv mit 100-facher Vergrößerung, wie es hier zum messen eingesetzt würde, hat eine numerische Apertur im Bereich von $NA = 0,9$. Die Wellenlänge des Lichts beträgt z.B. $\lambda = 1570$ nm. Somit liegt die Auflösungsgrenze bei etwa $d_{\min} = 870$ nm. Da hier die Strukturgrößen aber 200 nm und mehr betragen, sind die Intensitätsverteilungen im Streifenwellenleiter nicht mehr auflösen.

Daher wurde für die Messungen dieser Arbeit ein anderer Ansatz verfolgt, welcher der Konfiguration eines SNOM¹ verwandt ist: Die Koppelfacetten der Streifenwellenleiter werden mit Hilfe der belinsten Auskoppelfaser abgefahren und so die Nahfeldverteilung orts aufgelöst ausgemessen. Für die Bestimmung des Modenprofils wird mit 1570 nm die Zentralwellenlänge des Messbereichs gewählt. Die Auskoppelfaser wird zunächst auf das maximale Transmissionssignal justiert. Dies ist der Ausgangspunkt, um nun die Auskoppelfacetten entlang der x- und der y-Richtung mit einer Schrittweite von 50 nm abzurastern und nach jedem Schritt die transmittierte Leistung über einen Zeitraum von zwei Sekunden zu mitteln und aufzuzeichnen. Dabei erfolgt die Messung berührungsfrei in einem Abstand von etwa 0,5 μm bis 1 μm . Da der entsprechende Translationstisch

¹Scanning Nearfield Optical Microscope, optisches Rasternahfeldmikroskop

auf der z -Achse nur mit einem Linearmotor ausgestattet ist, kann aufgrund der Ungenauigkeit von $\pm 0,5 \mu\text{m}$ kein geringerer Abstand eingestellt werden, ohne Gefahr zu laufen die Probe oder die Faser zu berühren. Die aufgenommenen Werte werden auf das Maximum normiert und gegen die x - bzw. y -Koordinate aufgetragen (siehe Abbildung 5.1). Für den Vergleich mit berechneten Intensitätsverteilungen und anderen Wellenleitern wird die Modenbreite bestimmt. Sie wird definiert als die Breite, die zwischen den beiden Punkten auf den äußersten Flanken des Modenprofils liegt, an denen die Intensität auf $1/e^2$ abgefallen ist. In Abbildung 5.1 ist die Modenbreite zur Veranschaulichung in die gemessene Intensitätsverteilung der Grundmode eines 550 nm breiten SOI-Streifenwellenleiters eingezeichnet worden.

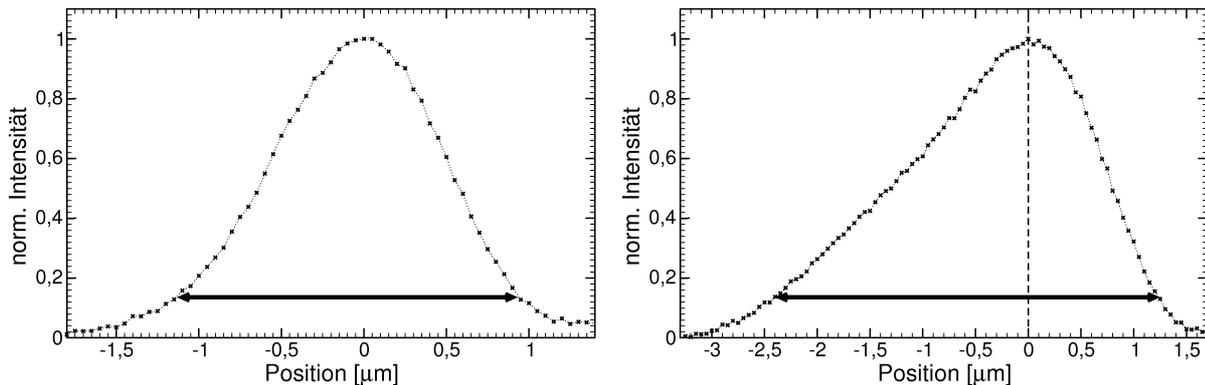


Abbildung 5.1: *Links:* Modenprofil eines 550 nm breiten SOI-Streifenwellenleiters entlang der x -Richtung. *Rechts:* Modenprofil entlang der y -Richtung. Die Modenbreite ist jeweils eingezeichnet. Es wurde bei einer Wellenlänge von 1570 nm mit TE-polarisiertem Licht gemessen.

Im Diagramm des Modenprofils entlang der y -Richtung ist deutlich eine Unsymmetrie zu erkennen. Die belinnte Faser wurde hier, und bei allen anderen derartigen Messungen auch, bei negativen Positionswerten beginnend von oben nach unten verfahren. Die starke Unsymmetrie ist auf Streulicht zurückzuführen, das von der belinnten Faser zusätzlich eingefangen wurde. Daher wurde die Modenbreite hier von der Mitte (gestrichelte Linie) zur rechten Flanke hin bestimmt, um den entstehenden systematischen Fehler zu minimieren.

Die weiteren Fehler, die hier auftreten können, werden vor allem durch drei Faktoren bestimmt: Erstens besteht immer eine Unsicherheit darin, ob die so abgefahrte Strecke exakt durch das Maximum der Intensitätsverteilung verläuft. Ist dies nicht der Fall, so ist anzunehmen, dass das Modenprofil grundsätzlich richtig abgebildet wird, aber der Kontrast zwischen Maximum und Minimum zu gering ist und somit eine zu große Modenbreite gemessen wird. Zweitens kann eine Verkippung der Probe in der x - y -Ebene zu einer Verzerrung der gemessenen Intensitätsverteilung führen, da dann die Fokalebene der Auskoppelfaser relativ zur Wellenleiterfacette verkippelt ist. Drittens kann eine starke Verschmutzung der Einkoppelfacetten aufgrund von Streuung und Beugung zu Artefakten in der aufgenommenen Intensitätsverteilung führen. Die Verschmutzungen werden über eine gründliche Reinigung und optische Kontrolle vor der Wahl der vermessenen Wellenleiter möglichst gering gehalten. Die Summe der beschriebenen Messfehler wird abgeschätzt, indem man mit der Auskoppelfaser mehrfach das Intensitätsmaximum einer Struktur überfährt. Die Abweichungen zwischen den einzelnen Fahrten und die Schwankungen der gemessenen Intensität im Ruhezustand werden addiert und als Gesamtfehler der Messungen angenommen.

Die Modenprofile für den 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiters sehen denen der 550 nm breiten Struktur sehr ähnlich. Sie sind in Abbildung 5.2 abgebildet. Der Einfluss des Streulichts ist hier bei der Messung entlang der y -Achse etwas geringer, so dass auf eine Korrektur wie zuvor verzichtet wird. Außerdem fällt auf, dass in beiden Diagrammen interferenzartige Oszillationen

auftreten, die vor allem im Bereich des Maximums zu beobachten sind und daher nur einen geringfügigen Einfluss auf die Modenbreite haben. Ihre Ursache wird im direkten Vergleich zu berechneten Modenprofilen in Kapitel 6.1.1 diskutiert.

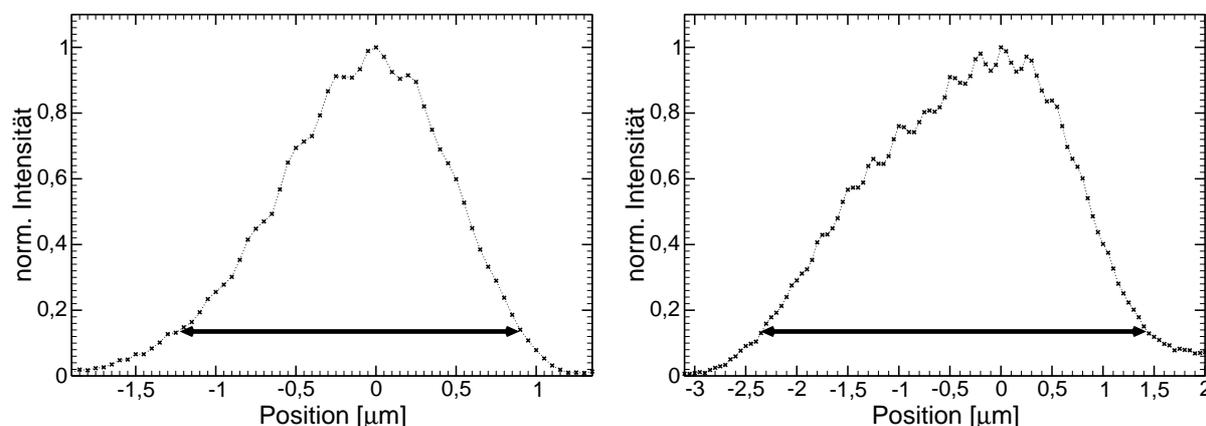


Abbildung 5.2: *Links:* Modenprofil eines 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiters entlang der x-Richtung. *Rechts:* Modenprofil entlang der y-Richtung. Die Modenbreite ist jeweils eingezeichnet. Es wurde bei einer Wellenlänge von 1570 nm mit TE-polarisiertem Licht gemessen. Im Bereich der Maxima sind jeweils leichte Intensitätsschwankungen zu erkennen.

Für den 890 nm breiten Wellenleiter konnten außerdem Modenprofile für TM-polarisiertes Licht aufgenommen werden. Diese sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Sie sehen den für TE-Polarisation aufgenommenen Profilen sehr ähnlich. Der Einfluss des Streulichts entlang der y-Richtung ist hier nochmal geringer, daher wird hier bei der Bestimmung der Modenbreite ebenfalls auf die oben beschriebene Korrektur verzichtet. Auch hier ist für beide Modenprofile eine deutliche Überlagerung von interferenzartigen Oszillationen zu erkennen.

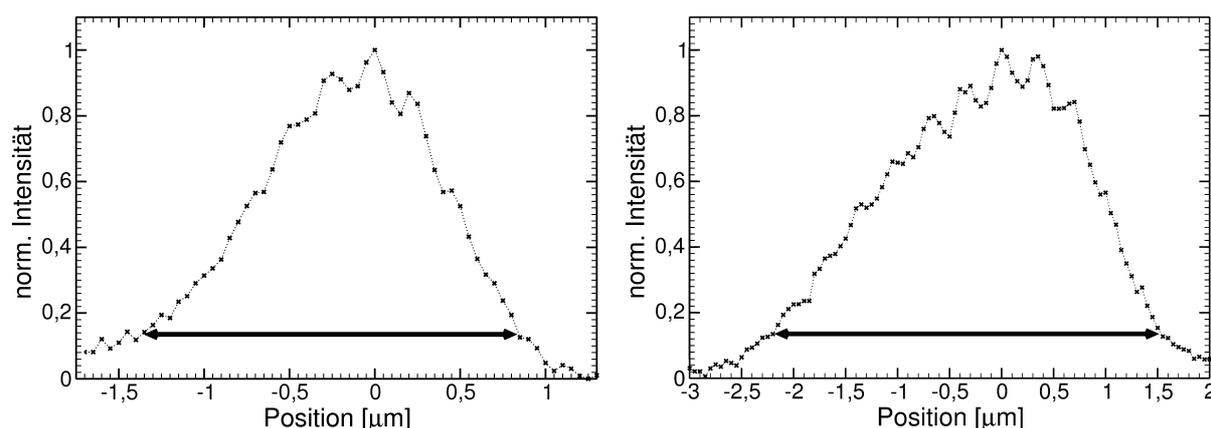


Abbildung 5.3: *Links:* Modenprofil eines 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiters entlang der x-Richtung. *Rechts:* Modenprofil entlang der y-Richtung. Die Modenbreite ist jeweils eingezeichnet. Es wurde bei einer Wellenlänge von 1570 nm mit TM-polarisiertem Licht gemessen. Im Bereich der Maxima sind jeweils leichte Intensitätsschwankungen zu erkennen.

In Tabelle 5.1 sind die für Streifenwellenleiter im SOI-Materialsystem gemessenen Modenbreiten festgehalten. Es werden für Streifenwellenleiter mit den Breiten 550 nm und 890 nm die Modenbreiten in x- und y-Richtung mit dem entsprechenden Messfehler zusammen angegeben. Für den 550 nm breiten Wellenleiter konnte das Modenprofil nur für die TE-Polarisation bestimmt werden, da kein Signal für TM-Polarisation messbar war.

Breite, Polarisation	x-Modenbreite	y-Modenbreite
550 nm, TE	$(2 \pm 0, 2) \mu\text{m}$	$(2, 4 \pm 0, 2) \mu\text{m}$
890 nm, TE	$(2, 1 \pm 0, 2) \mu\text{m}$	$(3, 7 \pm 0, 2) \mu\text{m}$
890 nm, TM	$(2, 1 \pm 0, 2) \mu\text{m}$	$(2, 9 \pm 0, 2) \mu\text{m}$

Tabelle 5.1: Vergleich der Modenbreiten der unterschiedlich breiten SOI-Streifenwellenleiter für beide Polarisationen.

5.1.2 Bestimmung der Propagationsverluste von Silicon-On-Insulator-Streifenwellenleitern

Für die Bestimmung der Propagationsverluste ist es notwendig, die Reflexionskoeffizienten der Koppelfacetten der Streifenwellenleiter zu kennen (siehe dazu Abschnitt 4.3). Daher müssen diese zunächst bestimmt werden. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Reflexionskoeffizienten ausschließlich theoretisch ermittelt. Eine experimentelle Bestimmung ist zwar prinzipiell möglich, aber sie ist sehr stark fehlerbehaftet. Es muss beispielsweise sichergestellt werden, dass die Faser-Wellenleiter-Kopplung für alle Messungen exakt gleich ist. Dies allein ist mit einem so erheblichen Aufwand verbunden, dass es den zeitlichen und finanziellen Rahmen dieser Arbeit gesprengt hätte. Im Folgenden werden nun zunächst die Ergebnisse der Berechnung der Reflexionskoeffizienten für die 550 nm und 890 nm breiten Streifenwellenleiter vorgestellt. Anschließend werden mit Hilfe dieser Ergebnisse und den Resultaten aus den Transmissionsmessungen an den entsprechenden Strukturen die Propagationsverluste bestimmt.

Berechnung der Reflexionskoeffizienten der Streifenwellenleiter

Die Berechnung der Reflexionskoeffizienten geschieht mit Hilfe des FDTD-Verfahrens (siehe Abschnitt 4.1.2). Die Streifenwellenleiter werden entsprechend den im Experiment vermessenen Strukturen moduliert (siehe Abschnitt 3.1). Dabei wird die Länge des Wellenleiters so gewählt, dass er $2 \mu\text{m}$ kürzer ist als die Rechenzelle, die den Wellenleiter umgibt. So ergibt sich eine Koppelfacetten innerhalb des Rechengebietes, an der der Reflexionskoeffizient bestimmt wird.

Die Rechenzelle hat immer einen konstanten Querschnitt in der x-y-Ebene. Sie ist drei mal so breit und elf mal so hoch wie der zu simulierende Wellenleiter. Die Höhe wird deshalb so groß gewählt, da der Streifenwellenleiter selbst so flach ist. Die geringe Höhe führt zu einem dazu, dass die evaneszenten Anteile der geführten Mode weiter aus dem Wellenleiter herausragen. Zum anderen wird das Licht in dieser Dimension aufgrund der kleineren Abmessungen viel stärker gestreut und gebeugt. Dies hat vor allem zu Beginn der Rechnung große Bedeutung: In den Wellenleiter wird Licht mit Hilfe eines Emitters eingekoppelt, der einen Gaußschen Strahl emittiert, der in der Strahltaile näherungsweise die Form der Wellenleitermode hat. Die Ankopplung ist so sehr gut, aber nicht perfekt, und entsprechend werden kleine Anteile des eingekoppelten Lichts aus dem Wellenleiter herausgestreut. Aus diesem Grund muss das Licht auch einige Zeit im Wellenleiter propagieren, um einen Gleichgewichtszustand einnehmen zu können. Daher wird die Länge des Wellenleiters (z-Richtung) zwischen zehn und zwanzig Wellenlängen variiert und die Rechendauer so lang gewählt, dass der eingekoppelte Lichtpuls den Wellenleiter mehrfach komplett durchlaufen kann. So können auch künstlich erzeugte Effekte, die aufgrund der relativ geringen Abmessungen auftreten, minimiert werden. Das Netz, das die Rechenzelle für die Rechnung diskretisiert (siehe Abschnitt 4.1.2), hat eine Kantenlänge von $1/30$ Wellenlänge. Die Rechenzelle wird komplett mit einer PML umgeben, die eine Dicke von etwa einer Drittel Wellenlänge hat und einen Absorptionskoeffizienten von 1. Dies hat sich als bester Kompromiss zwischen künstlich erzeugten Reflexionen und zusätzlich benötigter Rechenzeit ergeben.

Das eingekoppelte Licht hat ein Spektrum von ca. $1,4$ bis $1,7 \mu\text{m}$. Dies entspricht in etwa auch dem Spektrum des im Experiment verwendeten Lasers (siehe Abschnitt 4.2). Das Licht ist

immer vollständig linear polarisiert (TE oder TM). In einem Abstand von $1 \mu\text{m}$ zur Facette des Streifenwellenleiters befindet sich ein Detektor. Hier wird die Intensität des transmittierten und des reflektierten Lichts mit einer Auflösung von 3 nm gemessen und daraus der Quotient gebildet und so ein Wert für den Reflexionskoeffizient berechnet. Aus allen berechneten Werten wird der Mittelwert gebildet.

Die immer noch sehr kleinen Rechenzellen und die nicht perfekt angepasste PML (vgl. Abschnitt 4.1.2) führen zum Auftreten von Fabry-Perot-Oszillationen und zusätzlichen, vom Detektor aufgezeichneten, Reflexionen an den Grenzen des Rechengebiets. Diese Umstände führen zu Unsicherheiten in den berechneten Werten von etwa fünf bis zehn Prozent. Dieser Fehler lässt sich nur mit unverhältnismäßigem Aufwand signifikant verkleinern. Dazu wäre eine deutliche Vergrößerung der Rechenzelle und der PML-Dicke notwendig. Da die Simulationen alle mit dreidimensionalen Rechenzellen durchgeführt werden, wachsen Speicherbedarf und Rechenzeit kubisch proportional zur Vergrößerung von Rechenzelle und PML-Dicke.

Die Ergebnisse für SOI-Streifenwellenleiter sind in Tabelle 5.2 aufgelistet. Es wurden für TE- und TM-Polarisation die Reflexionskoeffizienten von 550 nm und 890 nm breiten Wellenleitern berechnet.

Breite	TE	TM
550 nm	$0,38 \pm 0,03$	$0,26 \pm 0,02$
890 nm	$0,34 \pm 0,03$	$0,29 \pm 0,02$

Tabelle 5.2: Mit Hilfe der FDTD-Methode berechnete Reflexionskoeffizienten der SOI-Streifenwellenleiter.

Transmissionsmessungen an Streifenwellenleitern

Für die Transmissionsmessungen an den SOI-Streifenwellenleitern wurde der in Abschnitt 4.2 detailliert beschriebene Messplatz verwendet. Die Messungen wurden für einen Spektralbereich von 1510 bis 1630 nm mit einer spektralen Auflösung von 5 pm durchgeführt. Der Laser hatte eine über den gesamten Spektralbereich konstante Ausgangsleistung von $+5 \text{ dBm}$ bzw. $3,16 \text{ mW}$. Das Licht war linear polarisiert, entweder mit dem E-Feld Vektor in der Probenebene (TE-Polarisation) oder senkrecht dazu (TM-Polarisation).

In Abbildung 5.4 sind zwei typische Transmissionsspektren eines 890 nm breiten Streifenwellenleiters für TE-polarisiertes Licht (links) und TM-polarisiertes Licht (rechts) dargestellt. Da die Fabry-Perot-Oszillationen einen freien Spektralbereich von einigen hundert Pikometern haben, könnten sie bei einer Darstellung des gesamten gemessenen Spektralbereichs nicht aufgelöst werden. Daher ist exemplarisch ein Ausschnitt um die Zentralwellenlänge von 1570 nm dargestellt. Diese Spektren werden exemplarisch für diese Art von Streifenwellenleiter ausgewertet.

Im linken Spektrum (TE-Polarisation) sieht man, dass die Fabry-Perot-Oszillationen etwas verrauscht, aber noch gut erkennbar sind. Den feinen Oszillationen sind deutlich langwelligere überlagert. Diese haben ihre Ursache in nicht idealen Bauelementen im Messaufbau. Die Qualität des Spektrums ist über den gesamten Spektralbereich ähnlich gut und eine Auswertung mit den in Abschnitt 4.3 vorgestellten Methoden kann durchgeführt werden.

Das rechte TM-Spektrum ist deutlich verrauschter als das TE-Spektrum. Zudem fällt auf, dass der mittlere Betrag der transmittierten Leistung durchschnittlich etwa 20 dB niedriger ist. Die Ursache dafür muss aber nicht allein in höheren Propagationsverlusten liegen. Auch eine für TM-polarisiertes Licht schlechtere Koppeffizienz zwischen belinsten Faser und Wellenleiter könnte Ursache für die deutlich schlechtere Transmission sein. Dieser Punkt wird in Kapitel 6 genauer untersucht.

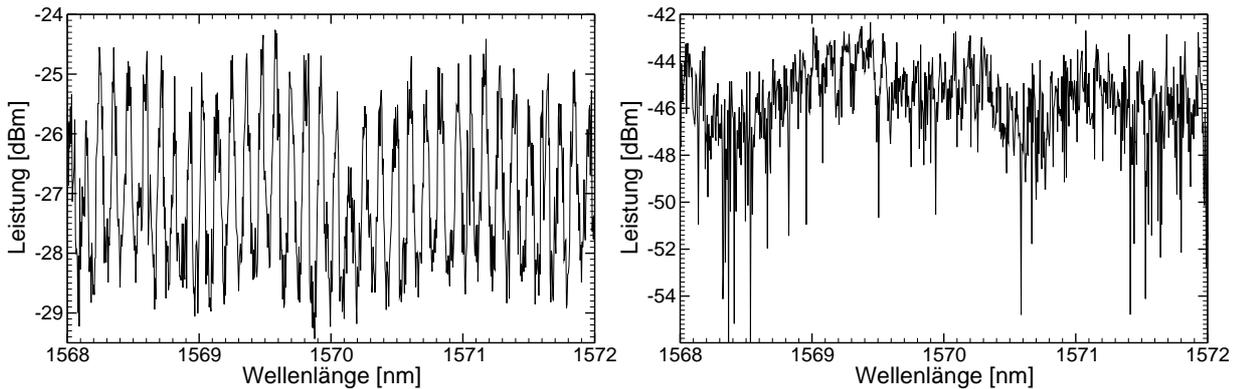


Abbildung 5.4: Zwei typische Transmissionsspektren für einen 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiter, *links* für TE Polarisation und *rechts* für TM-Polarisation. Es wurde exemplarisch ein kleiner Wellenlängenbereich ausgewählt, um die feinen Oszillationen darstellen zu können.

Die gemessenen Spektren für TM-polarisiertes Licht sind alle ähnlich stark oder sogar stärker verrauscht als das hier präsentierte. Daher ist eine Auswertung über den Kontrast der Fabry-Perot-Oszillationen (Abschnitt 4.3.3) hier nicht zuverlässig möglich. Die mit TE-polarisiertem Licht gemessenen Transmissionsspektren können aber mit dieser Methode problemlos ausgewertet werden. Dazu wird an zwölf äquidistanten Punkten im Spektrum der Kontrast als Mittelwert aus jeweils zehn Oszillationen bestimmt und daraus der Absorptionskoeffizient berechnet. Ein solches Vorgehen ist notwendig, da ein typisches Transmissionsspektrum über 1000 Oszillationen aufweist.

In Abbildung 5.5 ist für eine typische Messung eines 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiters der Absorptionskoeffizient graphisch gegen die Wellenlänge aufgetragen. Es fallen sofort die sehr großen Messfehler auf, die in der Größenordnung des Messwertes selbst liegen. Diese haben ihre Hauptursache im Rauschen, das hier eine Leistungsschwankung von über zehn Prozent verursacht. In der Berechnung des Maximalfehlers trägt das Rauschen zu etwa 90 Prozent zum Gesamtfehler bei. Die Fehlerrechnung wird im Anhang A näher dargestellt. An die Messwerte wurde eine Gerade extrapoliert. Der durchschnittliche Absorptionskoeffizient liegt bei $(0,2 \pm 0,3)$ dB/mm.

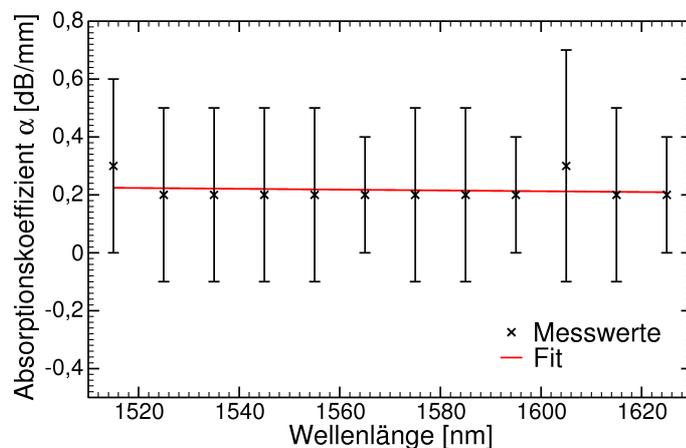


Abbildung 5.5: Eine wellenlängige Darstellung des Absorptionskoeffizienten eines 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiters für TE-Polarisation. Dieser wurde direkt aus den Fabry-Perot-Oszillationen ermittelt (siehe Kapitel 4.3.3).

Mit Hilfe der Fouriermethode (siehe Abschnitt 4.3.4) können im Fall des 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiters sowohl die Transmissionsspektren für TE-Polarisation als auch die für TM-Polarisation ausgewertet werden. Dazu wird das betreffende Transmissionsspektrum in mehrere äquidistante Abschnitte aufgeteilt. Der Zentralwellenlänge eines solchen Abschnitts wird nach der

Auswertung der entsprechende Absorptionskoeffizient zugeordnet. Bei dieser Einteilung muss der beste Kompromiss zwischen einer hohen Wellenlängenauflösung des Absorptionskoeffizienten und einem möglichst kleinen Fehler gefunden werden: Da mit zunehmender Anzahl der Abschnitte die Bandbreite des zu transformierenden Bereichs abnimmt, nimmt im Fourierspektrum die Breite der entsprechenden Maxima und damit auch die Ungenauigkeit in ihrer Positionsbestimmung zu. Der Punkt, an dem das (deutlich schwächere) Maximum zweiter Ordnung nicht mehr als solches zu identifizieren ist, wird somit hauptsächlich durch den Anteil des (mittransformierten) Rauschens bestimmt. Um diesem Zusammenhang Rechnung zu tragen, wird diese Einteilung für jede Messung neu vorgenommen.

In Abbildung 5.6 ist ein solches Fourierspektrum eines 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiters für TE-polarisiertes Licht dargestellt. Man kann die Maxima erster und zweiter Ordnung erkennen. Dabei liegt der Wert des zweiten Maximums nur etwa beim Doppelten des durchschnittlichen Rauschens. Somit ist diese Spektrum zwar noch gut auszuwerten, es wird aber auch deutlich, dass der vermessene Wellenleiter nicht länger sein darf, da sonst eine Auswertung nicht mehr möglich wäre (vgl. Abschnitt 4.3.3). Zusätzlich zu diesen beiden Maxima sind im Spektrum noch weitere Spitzen vorhanden. Diese sind zum größten Teil auf das Rauschen, aber auch auf die nicht-idealen Bauelemente im Messaufbau zurückzuführen. Diese Effekte können das Messergebnis beeinflussen. Daher wird in der Abschätzung der Messfehler das mittlere Niveau des Rauschens mit berücksichtigt. Dies ist ausführlich im Anhang A erläutert.

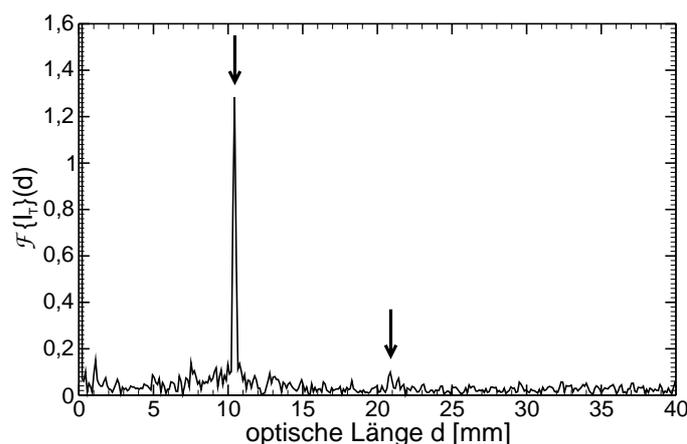
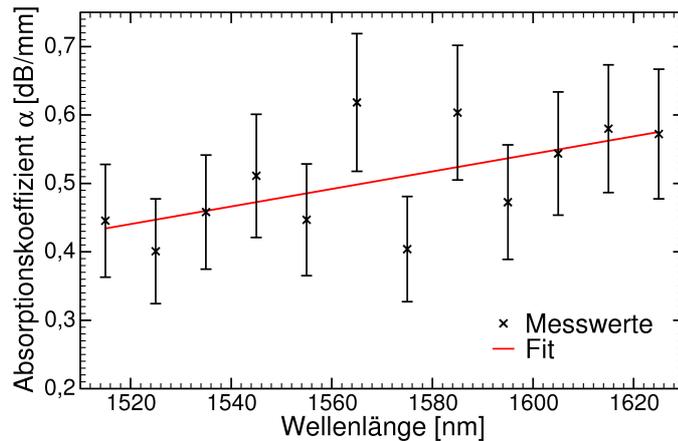


Abbildung 5.6: Fouriertransformation des Transmissionsspektrums für TE-Polarisation eines 890 nm breiten Streifenwellenleiters. Mit einem Pfeil sind die erste und die zweite Harmonische der Fabry-Perot-Oszillation zwischen den Endfacetten gekennzeichnet.

Aus den gemessenen Transmissionsspektren der 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiter für TE-polarisiertes Licht wurden, wie beschrieben, die Fourierspektren erstellt und daraus der Absorptionskoeffizient wellenlängenabhängig bestimmt und ein entsprechendes Diagramm erstellt (Abbildung 5.7). Um einen Trend in der Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionskoeffizientens hervorzuheben, wurde eine Gerade extrapoliert. Man sieht, dass die Verluste mit Zunahme der Wellenlänge ebenfalls zunehmen und der Gesamtdurchschnitt der Verluste bei ca. $(0,5 \pm 0,2)$ dB/mm liegt.

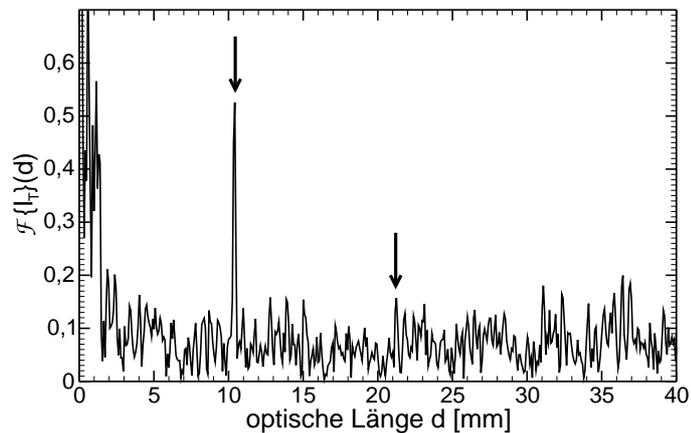
Ein typisches Fourierspektrum einer Transmissionsmessung eines 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiters mit TM-polarisiertem Licht ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Das Maximum erster Ordnung kann problemlos identifiziert werden. Aber die nächst höhere Ordnung ist nur sehr schwer im Rauschen zu identifizieren. Daher fällt die Auswertung der TM-Spektren schwer und es kann nicht immer ein Wert für den Absorptionskoeffizienten bestimmt werden. Außerdem kann nicht ausgeschlossen werden, dass ein Maximum im Rauschen fälschlicherweise als zweite Harmonische identifiziert wird. Somit kann hier durch die Auswertung ein Fehler entstehen, der durch die Anschätzung des Messfehlers (siehe Anhang A) nicht aufgefangen wird. Um für TM-polarisiertes Licht vollständig belastbare Aussagen treffen zu können, müsste die Struktur deutlich kürzer sein. Eine so kurze Struktur wurde versucht herzustellen. Dies ist aber

Abbildung 5.7: Der aus den Fourier-spektren ermittelte Absorptionskoeffizient wellenlängenabhängig dargestellt für einen 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiter, TE-Polarisation.



nicht gelungen, da die entsprechenden Chips beim Polierprozess (Abschnitt 3.3) immer zerstört wurden.

Abbildung 5.8: Fouriertransformation eines Abschnitts des Transmissionsspektrums für TM-Polarisation eines 890 nm breiten Streifenwellenleiters. Mit Pfeilen sind die erste und zweite Harmonische der Fabry-Perot-Oszillationen markiert.



Trotz dieser Einschränkungen wurde versucht, ein wellenlängenabhängiges Diagramm des Absorptionskoeffizienten eines 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiter für TM-Polarisation zu erstellen. Dies ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Dazu wurde das gemessene Spektrum in sechs Teile eingeteilt und die Auswertung durchgeführt. Da die ermittelten Werte sehr stark streuen, werden die beiden größten Ausreißer nach oben und unten nicht berücksichtigt. Der ermittelte durchschnittliche Wert des Absorptionskoeffizientens beträgt für TM-Polarisation $(0,4 \pm 0,2)$ dB/mm.

Aus den Fourierspektren für TE- und TM-Polarisation kann mit höherer Genauigkeit der Gruppenindex wellenlängenabhängig bestimmt werden, da dazu nur das Maximum erster Ordnung herangezogen wird (siehe Abschnitt 4.3.4). In der folgenden Abbildung 5.10 ist für beide Polarisationen der Gruppenindex gegen die Wellenlänge aufgetragen worden und der Messfehler mit eingezeichnet. Die Berechnung des Messfehlers für den Gruppenindex ist im Anhang A dargestellt.

Für die 550 nm breiten SOI-Streifenwellenleiter wurden analog zu den 890 nm breiten Strukturen die Messungen und anschließenden Auswertungen durchgeführt. Dabei gibt es zwei wesentliche Unterschiede zum breiteren Wellenleiter. Zum einen konnte für TM-polarisiertes Licht kein auswertbares Signal gemessen werden. Hier sind die Einkoppel- und Propagationsverluste so hoch, dass die Dämpfung insgesamt die Dynamik des Messplatzes übersteigt (siehe Abschnitt 4.2). Zum anderen ist auch für die TE-Polarisation die durchschnittlich transmittierte Leistung um ungefähr 9 dB geringer als im Fall der 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiter. Das Transmissionsspektrum eines 550 nm breiten Wellenleiters ist in Abbildung 5.11 dargestellt.

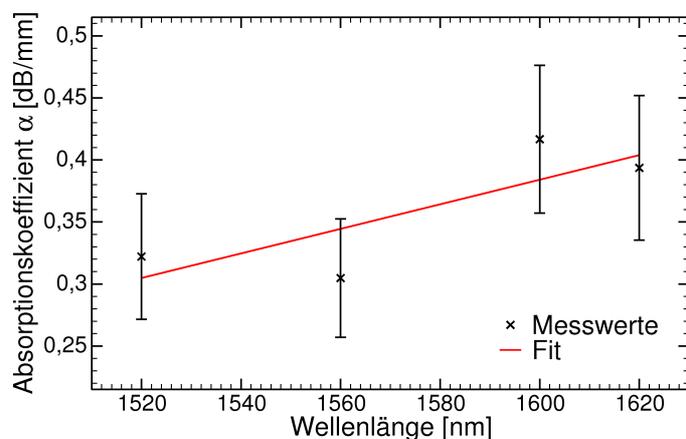


Abbildung 5.9: Wellenlängenabhängige Darstellung des Absorptionskoeffizientens für einen 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiter. Die Werte wurden mit Hilfe der Fouriermethode aus dem Transmissionsspektrum für TM-Polarisation ermittelt.

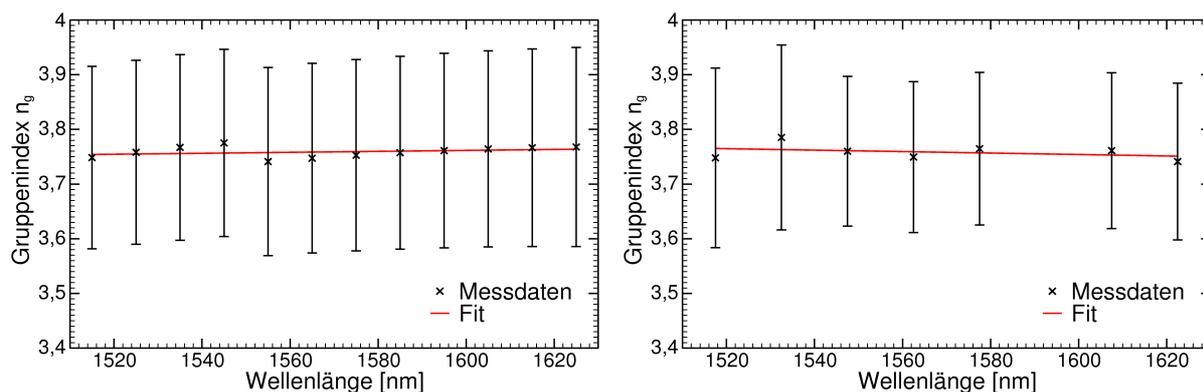


Abbildung 5.10: Die gemessenen Gruppenindizes eines 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiters für TE-Polarisation (*links*) und TM-Polarisation (*rechts*). Aufgrund des schlechteren Signal-Rausch-Verhältnis musste das Diagramm für die TM-Polarisation größer aufgelöst werden.

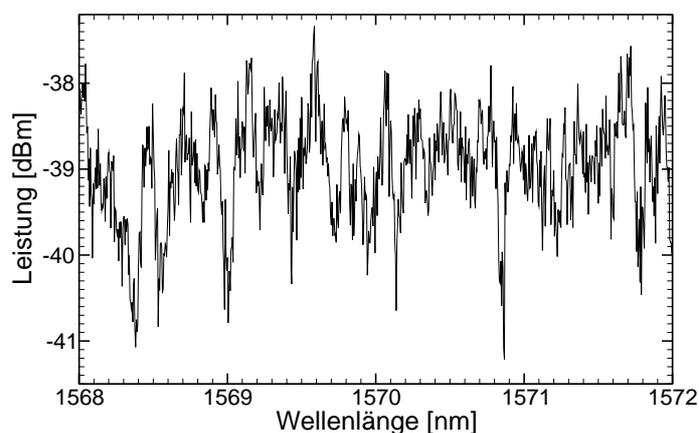


Abbildung 5.11: Typisches Transmissionsspektrum für einen 550 nm breiten SOI-Streifenwellenleiter für TE-Polarisation. Um die feinen Oszillationen auflösen zu können, wird exemplarisch nur ein kleiner Wellenlängenbereich dargestellt.

Man sieht hier auch deutlich, dass das Rauschen die Fabry-Perot-Oszillationen hier viel stärker überlagert, als es im TE-Spektrum in Abbildung 5.4 der Fall ist. Dieses schlechte Signal-Rausch-Verhältnis führt bei einer Auswertung nach der in Abschnitt 4.3.3 vorgestellten Methode zu sehr großen Messfehlern. Trotzdem liegen die Messwerte sehr nah an der extrapolierten Geraden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.12 dargestellt. Der so ermittelte durchschnittliche Absorptionskoeffizient liegt bei $(0,5 \pm 0,7)$ dB/mm. Die Messfehler wurden, wie in Anhang A dargestellt, abgeschätzt.

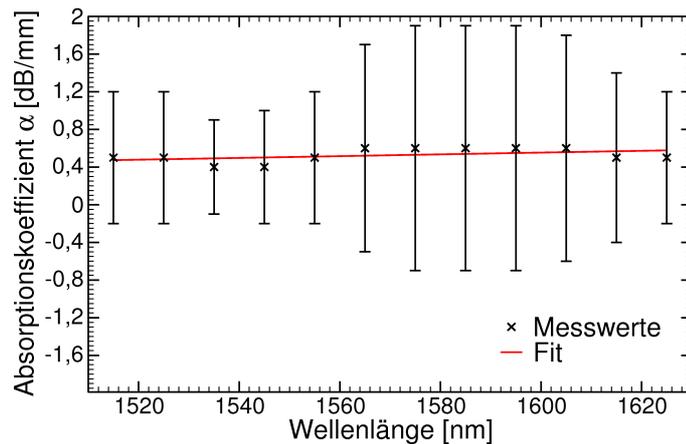


Abbildung 5.12: Absorptionskoeffizient als Funktion der Wellenlänge hergeleitet aus den Fabry-Perot-Oszillationen für einen 550 nm breiten SOI-Streifenwellenleiter ermittelt für TE-Polarisation.

Mit Hilfe der Fouriermethode (Abschnitt 4.3.4) ist eine bessere Auswertung des Spektrums möglich. Ein Fourierspektrum für einen 550 nm breiten Wellenleiter ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Man erkennt hier deutlich die Schwierigkeit bei der Auswertung dieser Spektren: Das Maximum zweiter Ordnung liegt ungefähr auf dem gleichen Niveau wie die Umgebung. Hier ist eine zuverlässige Bestimmung des Maximalwertes möglich, indem von der äußeren Form des Maximums her dieses identifiziert wird (siehe Abschnitt 4.3.4): Es ist verbreitert und hat entsprechend des Maximums erster Ordnung an den Seiten zwei Spitzen.

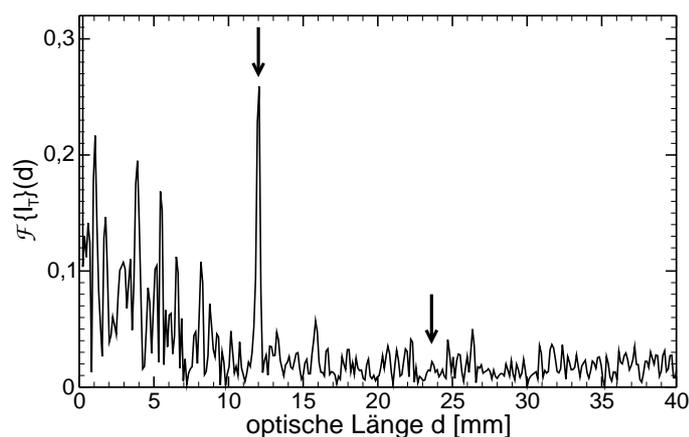


Abbildung 5.13: Fouriertransformation des Transmissionsspektrums für TE-Polarisation eines 550 nm breiten SOI-Streifenwellenleiters. Die Pfeile kennzeichnen die erste und zweite Harmonische der Fabry-Perot-Oszillationen.

Aus den Fourierspektren wurde wellenlängenabhängig der Absorptionskoeffizient bestimmt und in einem Diagramm aufgetragen. Dies ist in Abbildung 5.14 links dargestellt. Man sieht deutlich, dass die Messfehler zwar aufgrund des schlechten Signal-Rausch-Verhältnis relativ groß sind, aber trotzdem die einzelnen Werte stärker als der abgeschätzte Fehler um die extrapolierte Gerade streuen. Dieser Effekt ist darauf zurückzuführen, dass in einigen Fourierspektren das Rauschniveau höher als das Maximum der zweiten Harmonischen liegt und somit zu niedrige Werte für den Absorptionskoeffizienten berechnet wurden. Der mit dieser Methode ermittelte,

durchschnittliche Absorptionskoeffizient beträgt $(0,4 \pm 0,1)$ dB/mm. Die Messfehler wurden wie im Anhang A beschrieben ermittelt.

Außerdem wurde aus den Fourierspektren der Gruppenindex des 550 nm breiten Streifenwellenleiters wellenlängenabhängig ermittelt. In Abbildung 5.14 ist rechts die graphische Darstellung dazu zu finden. Die Entwicklung des Gruppenindex wurde mit einer extrapolierten Geraden ermittelt. Die Berechnung des Messfehlers für den Gruppenindex ist im Anhang A dargestellt.

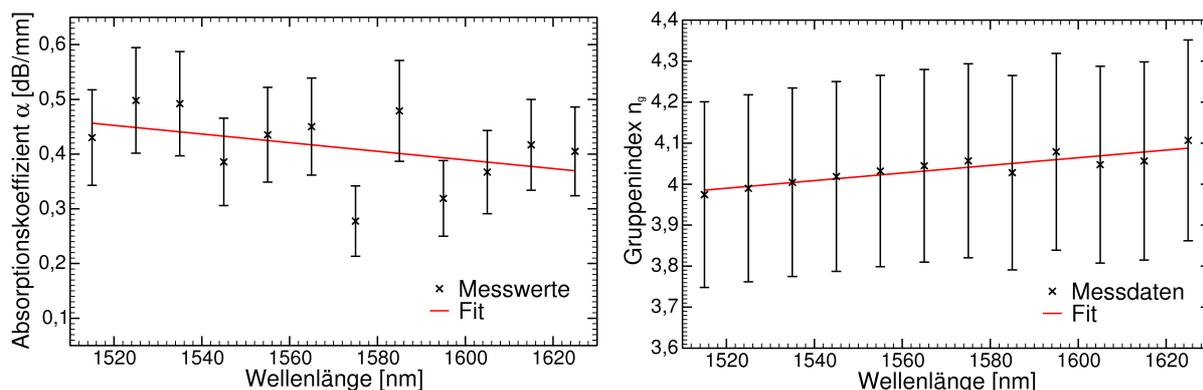


Abbildung 5.14: Der aus den Fourierspektren ermittelte Absorptionskoeffizient (*links*) und der Gruppenindex (*rechts*) eines 550 nm breiten SOI-Streifenwellenleiters für TE Polarisation, jeweils gegen die Wellenlänge aufgetragen.

5.2 Ergebnisse der Messungen an Insulator-On-Silicon-On-Insulator-Proben

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Untersuchungen an IOSOI-basierten Proben präsentiert. Es wurden aus dem IOSOI-Material analog zu den SOI-Strukturen sowohl 890 nm breite, als auch 550 nm breite Streifenwellenleiter hergestellt. Wie bereits in Abschnitt 3.3 beschrieben, sind diese Strukturen sehr empfindlich gegenüber mechanischen Einflüssen. Besonders die 550 nm breiten Wellenleiter sind sehr schnell zerstört worden. Dabei kippen diese Streifenwellenleiter über eine Länge von mehreren zehn Mikrometern um. Im Verlauf dieser Arbeit hat sich herausgestellt, dass man zwischen zwei verschiedenen Phänomenen unterscheiden kann: Zum einen kippen die Wellenleiter direkt nach der Herstellung um. Dies geschieht meist beim Transport aus dem Reinraum oder in ähnlichen Situationen. Zum anderen beobachtet man, und das betrifft auch die breiteren Strukturen, dass die Wellenleiter altern. Im Rahmen dieser Arbeit konnten diese Alterungserscheinungen innerhalb eines Zeitraums von ca. vier Jahren beobachtet werden. Die Ursachen für diese Probleme sind nicht ganz klar. Zum einen können mechanische Verspannungen der thermisch aufgetragenen Oxidschichten für die plötzlich auftretenden Defekte verantwortlich sein. Da im Fall der IOSOI-Strukturen das verspannte Oxid Teil der geätzten Struktur ist, kann es sich an den Rändern der geätzten Strukturen entspannen. Da die Strukturen gerade im Fall der schmalen Wellenleiter sehr hohe Aspectverhältnisse aufweisen, ist hier ein Umkippen der Streifenwellenleiter sehr wahrscheinlich.

Eine mögliche Erklärung für die beobachteten Alterungserscheinungen ist die Tatsache, dass sich mit der Zeit Wasser im Siliziumdioxid einlagert, und so seine mechanischen Eigenschaften dahin gehend verändert, dass es sich entspannt [52].

Dabei wurden diese Untersuchungen innerhalb relativ kurzer Zeiträume mit Wasserdampf unter hohen Temperaturen durchgeführt. Für normale Temperaturen von z.B. durchschnittlich 10°C wurde die Diffusion von Wasser in Siliziumoxid aber auch beobachtet, nur müssen hier deutlich längere Zeiträume von einigen Jahren in Betracht gezogen werden [53].

Aus diesen Gründen war es nicht möglich, Transmissionsmessungen reproduzierbar an 550 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleitern durchzuführen und auszuwerten. Somit werden im Folgenden ausschließlich die Ergebnisse der Messungen an 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleitern vorgestellt. Es wird korrespondierend zu den SOI-basierten Proben vorgegangen und zunächst experimentell und numerisch die Modenprofile und die Einkoppelverluste der 890 nm breiten Streifenwellenleiter bestimmt. Danach werden die Reflexionskoeffizienten der Einkoppelfacetten dieser Streifenwellenleiter berechnet und die Transmissionsverluste bestimmt. Anschließend werden Transmissionspektren von photonischen-Kristall-Wellenleitern präsentiert, die sowohl mit paralleler als auch mit orthogonaler Polarisation auf Ein- und Auskoppelseite durchgeführt wurden.

5.2.1 Messung der Modenprofile von Insulator-On-Silicon-On-Insulator-Streifenwellenleitern

Entsprechend der Experimente an SOI-Streifenwellenleitern (Abschnitt 5.1.1) wurde die Intensitätsverteilung der geführten Moden im 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiter bestimmt. Es wurden die aufgenommenen Werte auf das Maximum normiert und gegen die x- bzw. y-Koordinate aufgetragen (siehe Abbildungen 5.15 und 5.16). Zur Veranschaulichung ist wieder die Modenbreite in die gemessenen Intensitätsverteilungen eingezeichnet worden.

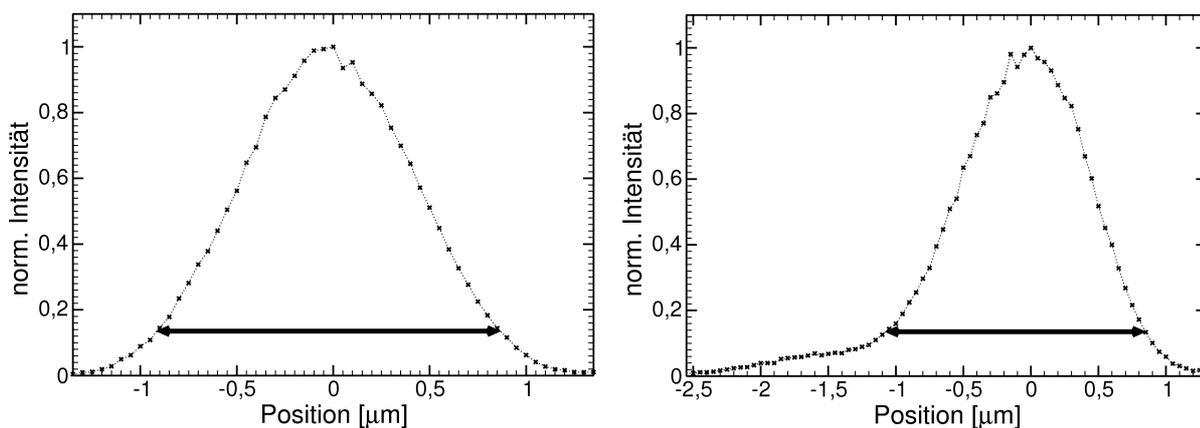


Abbildung 5.15: *Links:* Modenprofil eines 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiters entlang der x-Richtung. *Rechts:* Modenprofil entlang der y-Richtung. Die Modenbreite ist jeweils eingezeichnet. Es wurde bei einer Wellenlänge von 1570 nm mit TE-polarisiertem Licht gemessen.

Man kann für die Messungen entlang der y-Achse wieder gut den Einfluss des Streulichts erkennen. Die hier ermittelten Modenbreiten werden aber nicht wie oben korrigiert, da der Anteil des Streulichts jeweils erst weit weg vom Maximum dominiert. Außerdem fällt auch hier wieder auf, dass im Bereich der Maxima leichte, interferenzartige Oszillationen auftreten. Die gemessenen Modenbreiten bei einer Wellenlänge von 1570 nm sind in Tabelle 5.3 für beide linearen Polarisationen aufgelistet.

Breite, Polarisation	x-Modenbreite	y-Modenbreite
890 nm, TE	$(1,7 \pm 0,2) \mu\text{m}$	$(1,9 \pm 0,2) \mu\text{m}$
890 nm, TM	$(1,8 \pm 0,2) \mu\text{m}$	$(2,1 \pm 0,2) \mu\text{m}$

Tabelle 5.3: Vergleich der Modenbreiten der 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiter für beide Polarisationen.

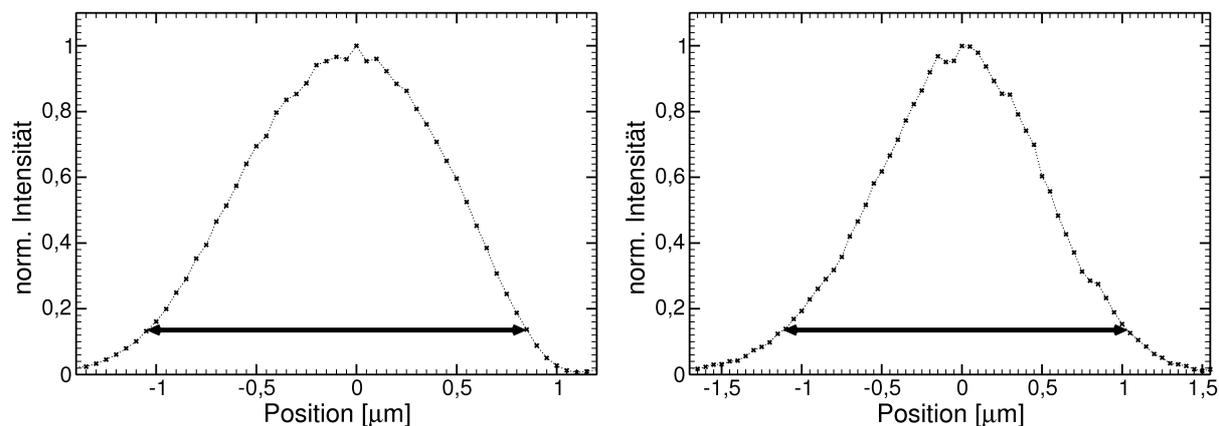


Abbildung 5.16: *Links:* Modenprofil eines 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiters entlang der x-Richtung. *Rechts:* Modenprofil entlang der y-Richtung. Die Modenbreite ist jeweils eingezeichnet. Es wurde bei einer Wellenlänge von 1570 nm mit TM-polarisiertem Licht gemessen.

5.2.2 Bestimmung der Propagationsverluste von Insulator-On-Silicon-On-Insulator-Streifenwellenleitern

Für die 890 nm breiten Streifenwellenleiter im IOSOI-Materialsystem wurden ebenfalls die Propagationsverluste bestimmt. Dazu ist, wie oben beschrieben, eine Berechnung der Reflexionskoeffizienten an den Koppelfacetten der Streifenwellenleiter notwendig. Daher werden im Folgenden zunächst die Reflexionskoeffizienten ermittelt und anschließend mit ihrer Hilfe die Transmissionsmessungen an IOSOI-Streifenwellenleitern ausgewertet.

Berechnung des Reflexionskoeffizienten

Die Berechnung der Reflexionskoeffizienten geschieht genauso wie im Fall der SOI-Strukturen mit Hilfe des FDTD-Verfahrens (siehe Abschnitt 4.1.2). Die Streifenwellenleiter und die umgebende Rechenzelle werden, entsprechend den im Experiment vermessenen Strukturen (siehe Abschnitt 3.2) und wie im Abschnitt 5.1.2 beschrieben, moduliert. Die Rechnungen werden für einen Spektralbereich von ca. 1,4 bis 1,7 μm durchgeführt und das Licht ist immer vollständig linear polarisiert (TE oder TM). Die Intensität des transmittierten und des reflektierten Lichts wird mit einer Auflösung von 3 nm numerisch bestimmt. Die Unsicherheiten in den berechneten Werten betragen auch hier etwa fünf bis zehn Prozent. Aus den Rechnungen ergibt sich, dass der Reflexionskoeffizient für TE-polarisiertes Licht im Mittel $0,32 \pm 0,03$ und für TM-polarisiertes Licht $0,26 \pm 0,02$ beträgt.

Transmissionsmessungen an Streifenwellenleitern

Auch für die Transmissionsmessungen an den IOSOI-Streifenwellenleitern wurde, wie zuvor, der in Abschnitt 4.2 beschriebene Messplatz verwendet. Die Messungen wurden für einen Spektralbereich von 1510 bis 1630 nm mit einer spektralen Auflösung von 5 pm durchgeführt. Die Ausgangsleistung des Lasers betrug über den gesamten Spektralbereich konstant +5 dBm bzw. 3,16 mW und es wurde mit einer linearen Polarisation (TE oder TM) gearbeitet.

Abbildung 5.17 zeigt zwei typische Transmissionsspektren eines 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiters. Das linke Spektrum wurde mit TE-polarisiertem Licht gemessen und das rechte Spektrum mit TM-polarisiertem Licht. Es wird wieder exemplarisch ein Ausschnitt um die Zentralwellenlänge von 1570 nm dargestellt.

Es ergibt sich ein ähnliches Bild wie im Fall der SOI-Proben: Im linken, TE-polarisierten Spektrum, erkennt man deutlich die Fabry-Perot-Oszillationen. Den feinen Oszillationen sind langwelligere überlagert. Das Spektrum hat über den gesamten Spektralbereich eine ähnlich gute Qualität und kann mit den in Abschnitt 4.3 erläuterten Methoden ausgewertet werden. Das TM-Spektrum (rechts) ist mit einem wesentlich stärkeren Rauschen überlagert. Der mittlere Betrag der transmittierten Leistung ist im Durchschnitt 5 dB höher. Die Ursachen dafür werden in Kapitel 6 genauer diskutiert.

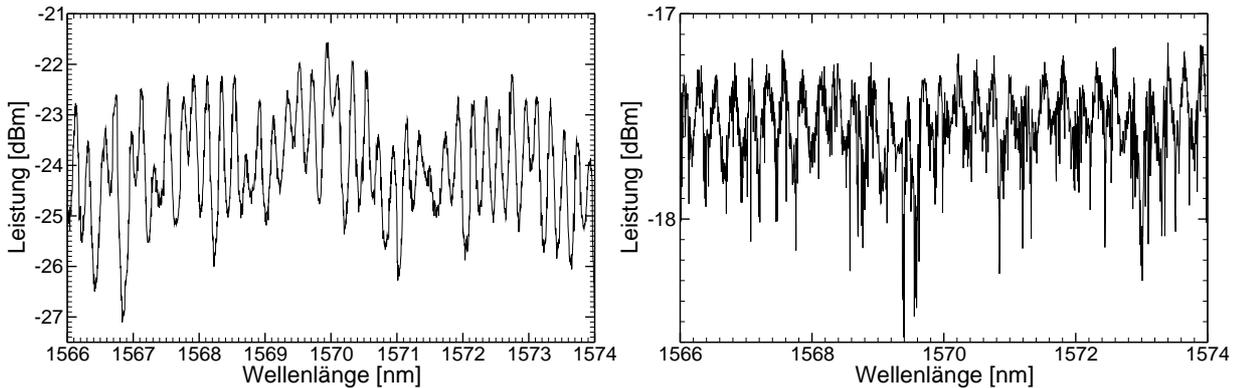


Abbildung 5.17: Gemessene Transmissionsspektren für TE-Polarisation (*links*) und TM-Polarisation (*rechts*) eines 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiters. Es wird nur ein kleiner Wellenlängenbereich dargestellt, um die feinen Oszillationen im Spektrum auflösen zu können.

Die gemessenen Spektren für TE- und TM-Polarisation werden zunächst anhand des Kontrasts der Fabry-Perot-Oszillationen ausgewertet (siehe Abschnitt 4.3.3). Es wird jeweils an zwölf äquidistanten Punkten in den Spektren der Kontrast als Mittelwert aus zehn Oszillationen bestimmt und der Absorptionskoeffizient berechnet. Die Ergebnisse sind für beide Polarisationen in Abbildung 5.18 dargestellt. Es wurde für TE-Polarisation (*links*) und für TM-Polarisation (*rechts*) jeweils der Absorptionskoeffizient mit Messfehler (Berechnung siehe Anhang A) gegen die Wellenlänge aufgetragen. Es tritt ein sehr großer Fehler auf, dessen Hauptursache im relativ starken Rauschen liegt. An die Messpunkte wurde auch hier wieder eine Gerade extrapoliert, um die wellenlängenabhängige Entwicklung abschätzen zu können. Der durchschnittliche Absorptionskoeffizient liegt für die TE-Polarisation bei $(0,5 \pm 0,9)$ dB/mm und für die TM-Polarisation bei $(0,8 \pm 2)$ dB/mm.

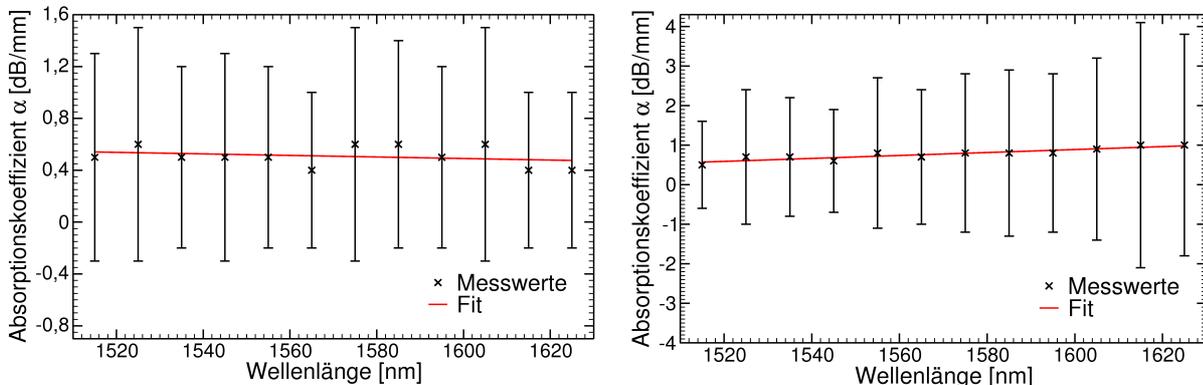


Abbildung 5.18: Spektrale Darstellung des Absorptionskoeffizienten, der aus dem Kontrast der Fabry-Perot-Oszillationen aus den Transmissionsspektren eines 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiters ermittelt wurde. Es sind die Diagramme für TE-Polarisation (*links*) und für TM-Polarisation (*rechts*) abgebildet.

Mit Hilfe der Fouriermethode (siehe Abschnitt 4.3.4) können die Transmissionsspektren der 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiter ebenfalls ausgewertet werden. Dazu werden die betreffenden Spektren in mehrere äquidistante Abschnitte aufgeteilt und analog zur Verfahrensweise im Abschnitt 5.1.2 ausgewertet.

In Abbildung 5.19 ist das Fouriertransformierte eines 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiters für TE-polarisiertes Licht dargestellt. Die Maxima erster und zweiter Ordnung sind in allen Spektren gut zu erkennen. Es sind aber auch viele zusätzliche Spitzen zu sehen, die auf das Rauschen zurückzuführen sind.

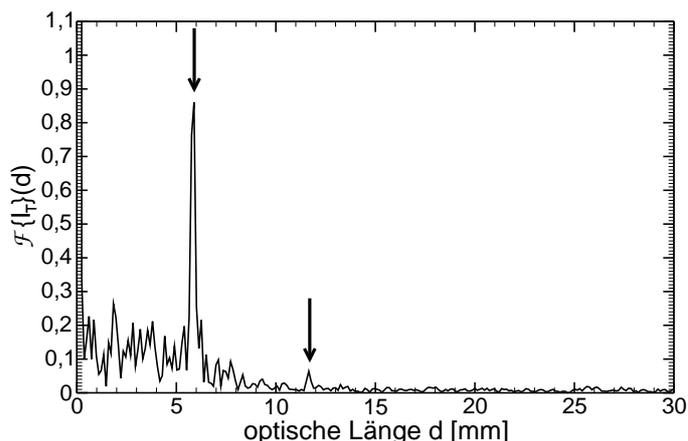


Abbildung 5.19: Fouriertransformation eines Abschnitts des Transmissionsspektrums für TE-Polarisation eines 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiters. Mit einem Pfeil sind jeweils die erste und die zweite Harmonische der Fabry-Perot-Oszillationen gekennzeichnet.

Aus den gemessenen Transmissionsspektren für TE-polarisiertes Licht wurden die Fourier-spektren erstellt und daraus der Absorptionskoeffizient wellenlängenabhängig bestimmt. Dies ist in Abbildung 5.20 links dargestellt. Der Durchschnittswert für den Absorptionskoeffizienten liegt bei ca. $(0,5 \pm 0,2)$ dB/mm. Weiterhin wurde aus den Maxima erster Ordnung der Gruppenindex wellenlängenabhängig bestimmt (Abbildung 5.20, rechts). Die Abschätzung der eingezeichneten Messfehler wird im Anhang A erläutert.

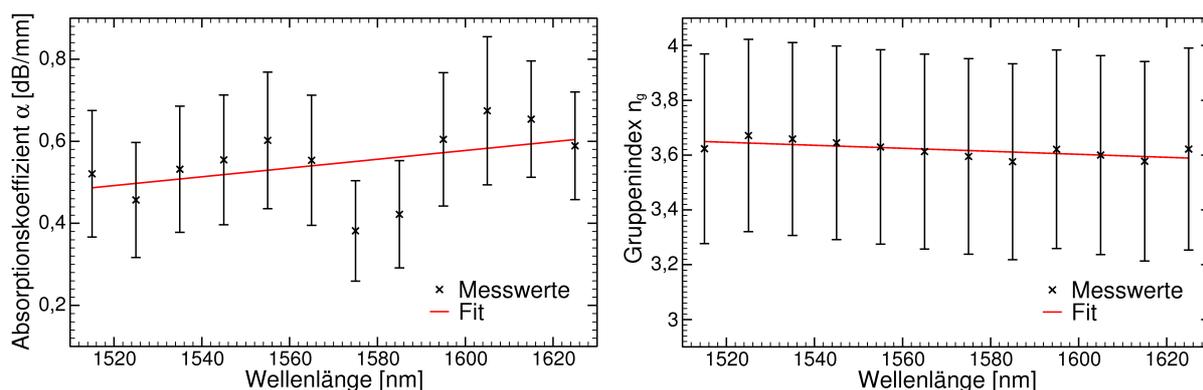
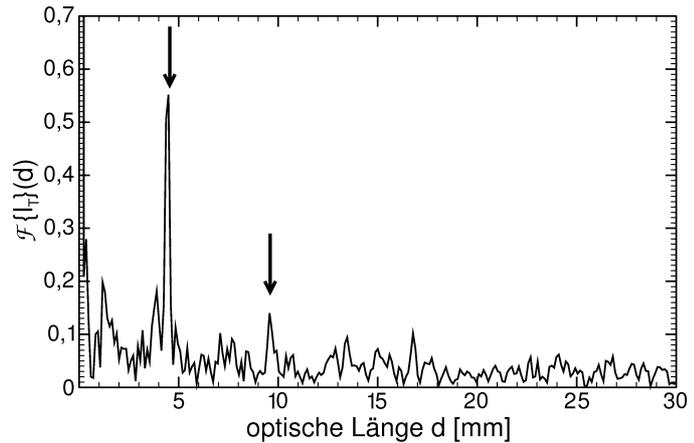


Abbildung 5.20: Aus den Fourier-spektren ermittelte Absorptionskoeffizienten (*links*) und Gruppenindizes (*rechts*) eines 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiters für TE-Polarisation.

Ein typisches Fourier-spektrum einer Transmissionsmessungen eines 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiters mit TM-polarisiertem Licht ist in Abbildung 5.21 dargestellt. Die Maxima erster und zweiter Ordnung können problemlos identifiziert werden. Aber auch hier sind aus den zuvor genannten Gründen wieder viele zusätzliche Spitzen im Spektrum zu finden.

Aus den Fourier-spektren wurden die Werte der Maxima entnommen und ein wellenlängenabhängiges Diagramm des Absorptionskoeffizientens erstellt. Dies wird links in Abbildung 5.22 gezeigt. Der durchschnittliche Absorptionskoeffizient hat einen Wert von $(0,3 \pm 0,2)$ dB/mm. Damit

Abbildung 5.21: Fouriertransformation eines Abschnitts des Transmissionsspektrums für eines 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiters für TM-polarisiertes Licht. Die Harmonischen der Fabry-Perot-Oszillationen zwischen den beiden Endfacetten sind mit einem Pfeil markiert.



sind die Propagationsverluste im 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiter für TM-polarisiertes Licht 0,2 dB niedriger als für TE-polarisiertes Licht. Außerdem wurde aus den Maxima erster Ordnung jeweils der Gruppenindex ermittelt. Dies ist in Abbildung 5.22 rechts wellenlängenabhängig dargestellt. Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen den Messfehlern, die wie im Anhang A beschrieben, ermittelt wurden. Aufgrund des niedrigen Signal-Rausch-Verhältnisses streuen die Messwerte sehr stark.

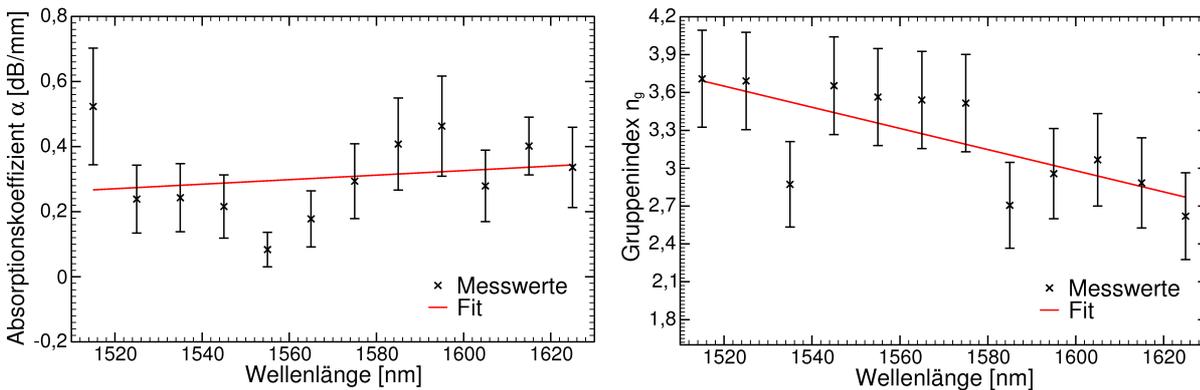


Abbildung 5.22: Aus den Fourierspektren ermittelte Absorptionskoeffizienten (*links*) und Gruppenindizes (*rechts*) eines 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiters für TM-polarisiertes Licht.

5.2.3 Transmissionsmessungen an photonischen-Kristall-Wellenleitern

Neben den Streifenwellenleitern wurden auch photonische-Kristall-Wellenleiter im IOSOI-Materialsystem charakterisiert. Dazu wurden Transmissionsspektren des in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen W1-Wellenleiter im schon zuvor verwendeten Messaufbau (siehe Abschnitt 4.2) für TE- und TM-Polarisation aufgenommen. Die Messungen wurden in einem Spektralbereich von 1510 nm bis 1630 nm durchgeführt. Die Ausgangsleistung des Lasers wurde konstant bei 5 dBm gehalten.

In Abbildung 5.23 ist für TM-polarisiertes Licht das Transmissionsspektrum eines W1-Wellenleiters dargestellt. Man sieht deutlich, dass von 1510 nm bis 1520 nm kein Licht transmittiert wird und dann das Transmissionssignal schlagartig ansteigt. Im Wellenlängenbereich von ca. 1520 nm bis etwa 1540 nm ist die Transmission ungefähr auf konstantem Niveau mit sehr stark ausgeprägten Fabry-Perot-Oszillationen. Bis hin zu einer Wellenlänge von etwa 1570 nm wird dieses Niveau gehalten, wobei die Oszillationen hier schwächer ausgeprägt sind. Anschließend fällt bis zu einer Wellenlänge von 1630 nm die transmittierte Leistung um etwa 10 dB ab.

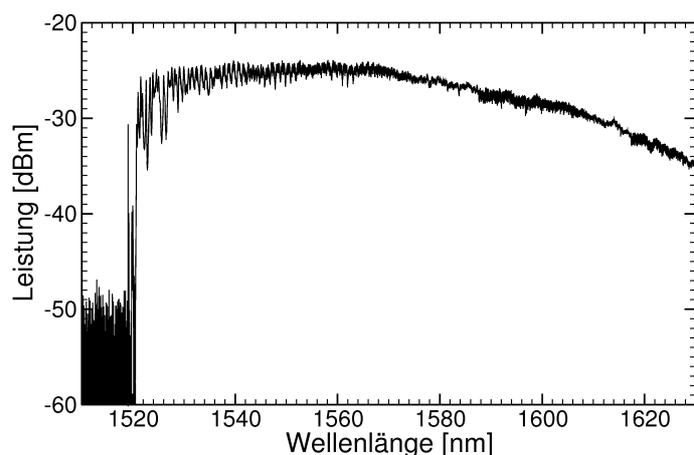


Abbildung 5.23: Transmissionsspektrum des IOSOI-W1-photonischen-Kristall-Wellenleiters für TM-polarisiertes Licht. Die Struktur ist in Abschnitt 3.2.1 beschrieben worden.

Das Transmissionsspektrum für TE-polarisiertes Licht ist in Abbildung 5.24 zu sehen. Es ähnelt dem zuvor präsentierten Spektrum sehr stark, weist aber einen signifikanten Unterschied auf: Die durchschnittlich transmittierte Leistung ist ca. 15 dB geringer als im Fall des Transmissionsspektrums für TM-Polarisation.

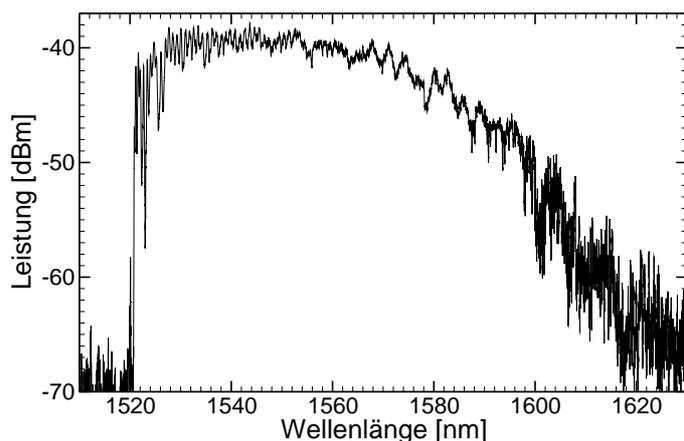
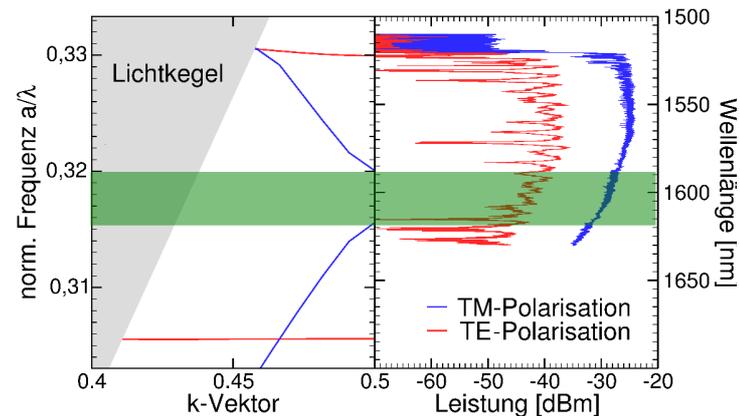


Abbildung 5.24: Transmissionsspektrum des IOSOI-W1-photonischen-Kristall-Wellenleiters für TE-polarisiertes Licht.

Die Transmissionsspektren werden nun mit der Bandstruktur verglichen. Die Bandstruktur wurde mit der PWE-Methode (siehe Abschnitt 4.1.1) berechnet. Dazu wurde eine dreidimensionale Superzelle verwendet, die in Ausbreitungsrichtung eine Gitterkonstante groß ist. In die anderen beiden Raumrichtungen wurde die Größe so gewählt, dass die Moden des photonischen Kristalls und des Wellenleiters zweier Superzellen nicht mehr miteinander koppeln können. Die Eigenwerte werden für die k -Vektoren in Ausbreitungsrichtung berechnet und man erhält so die Bandstruktur des photonischen-Kristall-Schichtwellenleiters. Mit dieser Vorgehensweise ist sichergestellt, dass unterhalb des Lichtkegels die berechneten Moden denen der realen Struktur entsprechen. Der Vergleich zwischen Theorie und Experiment ist in Abbildung 5.25 dargestellt. Dort ist auf der linken Seite die Bandstruktur des photonischen-Kristall-Wellenleiters für den im Experiment abgedeckten Spektralbereich abgebildet. Auf der rechten Seite sind mit derselben Wellenlängenskalierung die Transmissionsspektren des Wellenleiters für beide Polarisationen abgebildet. Um den Vergleich mit der Bandstruktur einfacher zu gestalten, wurden hier die Achsen vertauscht. Die TM-Bänder sind blau, die TE-Bänder rot und der Bereich der Bandlücke ist grün markiert.

Offensichtlich führt die vorhandene Bandlücke zu keinerlei Dämpfung des transmittierten Lichts. Um dieses Phänomen näher zu beleuchten, wird eine Fourieranalyse des Spektrums analog zu den Untersuchungen an Streifenwellenleitern durchgeführt.

Abbildung 5.25: Vergleich der Bandstruktur des IOSOI-W1-Wellenleiters aus 3.2.1 mit den aufgenommenen Transmissionsspektren. Die TM-Bänder sind blau, die TE-Bänder rot und der Bereich der Bandlücke ist grün markiert.



Es wird zunächst der spektrale Verlauf des Gruppenindex des W1-photonischen-Kristall-Wellenleiters bestimmt. Aufgrund der starken Wellenlängenabhängigkeit des Transmissionsspektrums fallen die Fourierpektren stark unterschiedlich aus. Für den Spektralbereich von 1510 nm bis 1520 nm existiert natürlich kein sinnvolles Fourierpektrum. Der Bereich ab einer Wellenlänge von etwa 1520 nm bis 1590 nm zeigt im jeweiligen Fourierpektrum stark ausgeprägte Harmonische der Fabry-Perot-Oszillationen. Ein solches Spektrum ist in Abbildung 5.26 exemplarisch für eine Zentralwellenlänge von 1555 nm dargestellt. Man kann die Harmonischen der Resonatoren erkennen, die von den insgesamt vier Grenzflächen (Eingangsfacette, Übergang Streifenwellenleiter - photonischer-Kristall-Wellenleiter, Übergang photonischer-Kristall-Wellenleiter - Streifenwellenleiter, Ausgangsfacette) gebildet werden. Aufgrund ihrer bekannten geometrischen Länge und des aus den vorangegangenen Messungen bekannten Gruppenindex der 890 nm breiten Streifenwellenleiter können die Beiträge der einzelnen Resonatoren im Fourierpektrum identifiziert werden. Sie sind wie folgt mit Hilfe von Pfeilen durchnummeriert: Die erste Harmonische des Eingangs-Streifenwellenleiters ist mit 1 gekennzeichnet, die des photonischen-Kristall-Wellenleiters mit 2. An der mit 3 markierten Stelle sind die erste Harmonischen des Ausgangswellenleiter und die des Resonators aus Eingangs-Streifenwellenleiter und photonischen-Kristall-Wellenleiter überlagert, daher ist das Maximum entsprechend hoch. An der Stelle 4 befindet sich die zweite Harmonische des photonischen-Kristall-Wellenleiters. Man sieht hier deutlich, dass diese auf dem gleichen Niveau wie das Rauschen liegt und dementsprechend die Propagationsverluste mit einem großen Messfehler behaftet sind. Das Maximum mit der Nummer 5 gehört zum Resonator aus photonischen-Kristall-Wellenleiter und Ausgangs-Streifenwellenleiter, das Maximum Nummer 6 entsteht aufgrund der Resonanz zwischen den beiden Koppelfacetten der gesamten Struktur.

Aus den Fourierpektren für den Wellenlängenbereich von 1520 nm bis 1610 nm erhält man für den W1-photonischen-Kristall-Wellenleiter im IOSOI-Materialsystem den im Diagramm in Abbildung 5.27 dargestellten Verlauf für den Gruppenindex. Für größere Wellenlängen ist das Signal-Rausch-Verhältnis so klein, dass keine weitere Analyse der Fourierpektren möglich ist.

Unter Berücksichtigung der eingezeichneten Messfehler kann man einen annähernd konstanten Gruppenindexverlauf bei einem Wert von ca. $n_g = 2,9$ annehmen. Die relativ großen Messfehler sind eine Konsequenz des niedrigen Signal-Rausch-Verhältnisses.

Um die Propagationsverluste des IOSOI-W1-photonischen-Kristall-Wellenleiters zu bestimmen, muss zunächst analog zu den obigen Fällen der Reflexionskoeffizient an der Grenzfläche zum Streifenwellenleiter bestimmt werden. Dies führt aber aufgrund der stark variierenden Dispersion schnell zu nicht interpretierbaren Ergebnissen. Somit sind die Ergebnisse entsprechender FDTD-Simulationen nur im Bereich durchgehender Bänder, entfernt von den Bandkanten, belastbar. Außerdem bildet sich die zweite Harmonische des photonischen-Kristall-Wellenleiters nur in den

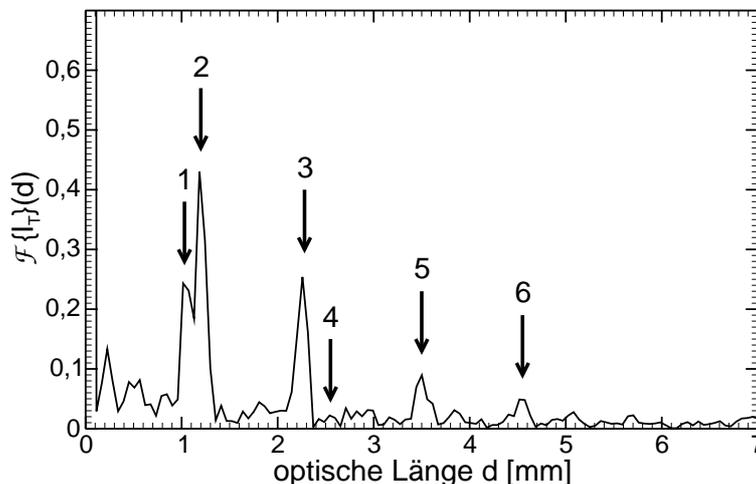


Abbildung 5.26: Fourierspektrum eines IOSOI-W1-photonic-Kristall-Wellenleiters für TM-polarisiertes Licht für eine Zentralwellenlänge von 1555 nm. Mit Pfeilen sind die Harmonischen der verschiedenen Resonatoren markiert: (1) Maximum der ersten Harmonischen des Eingangs-Streifenwellenleiters, (2) Maximum der ersten Harmonischen des photonic-Kristall-Wellenleiters, (3) überlagerte Maxima der ersten Harmonischen des Ausgangs-Streifenwellenleiters und des Resonators aus photonic-Kristall-Wellenleiter und Eingangs-Streifenwellenleiter, (4) Maximum der zweiten Harmonischen des photonic-Kristall-Wellenleiters, (5) Maximum der ersten Harmonischen des Resonators aus photonic-Kristall-Wellenleiter und Ausgangs-Streifenwellenleiter überlagert, (6) Maximum der ersten Harmonischen der Gesamtstruktur.

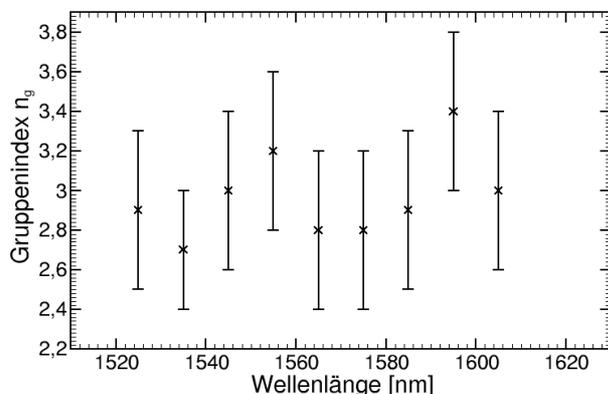


Abbildung 5.27: Verlauf des Gruppenindex des IOSOI-W1-photonic-Kristall-Wellenleiters für TM-polarisiertes Licht für einen Wellenlängenbereich von 1520 nm bis 1610 nm.

weniger stark verrauschten Teilen des Spektrums aus. Daher kann der Absorptionskoeffizient nur für den Bereich von ca. 1525 nm bis 1555 nm bestimmt werden.

Die Rechenzelle für die Bestimmung des Reflexionskoeffizienten durch FDTD-Rechnungen ist genauso aufgebaut wie im Fall der IOSOI-Streifenwellenleiter. Allerdings wird hier der Grenzübergang zwischen W1-Wellenleiter und Streifenwellenleiter untersucht und dementsprechend moduliert. Die Rechenzelle hat immer einen konstanten Querschnitt in der x-y-Ebene. Sie ist sechs Gitterkonstanten hoch und sechs Gitterkonstanten breit. In den photonischen-Kristall-Wellenleiter wird Licht mit Hilfe einer Lichtquelle eingekoppelt, die die Phasenfront eines Gaußschen Strahls besitzt. Der Emittor ist schon im W1-Wellenleiter. Würde man zusätzlich noch die Lichteinkopplung in den W1-Wellenleiter simulieren, würde das Rechengbiet zu groß und die Rechnung wäre mit der zur Verfügung stehenden Rechenleistung nicht mehr durchführbar. Das Rechengbiet für die Rechnungen ist zwölf bis 15 Gitterkonstanten lang. Dabei befindet sich der Grenzübergang zwischen dem W1-photonischen-Kristall-Wellenleiter und dem 890 nm breiten Streifenwellenleiter immer in der Mitte der Zelle. Die Länge muss so groß gewählt werden, da die Ankopplung des Emittors an den W1-Wellenleiter nicht perfekt ist und somit Anteile des eingekoppelten Lichts aus dem Wellenleiter herausgestreut werden. Die Rechendauer wird so lang gewählt, dass der eingekoppelte, Gauß-förmige Lichtpuls die Struktur mehrfach durchlaufen kann. Das die Rechenzelle diskretisierende Netz (siehe Abschnitt 4.1.2) hat eine Kantenlänge von $1/30$ der verwendeten Zentralwellenlänge von 1570 nm. Die Rechenzelle ist komplett mit der gleichen PML wie im Fall der Streifenwellenleiter umgeben. Am Grenzübergang zwischen W1-Wellenleiter und Streifenwellenleiter befinden sich zwei Detektoren, einer im Bereich des photonischen Kristalls und einer im Streifenwellenleiter. Ein dritter Detektor befindet sich direkt am Emittor. Nun wird zunächst aus den Messwerten ein Wert für die Streuverluste bei der Propagation durch den W1-Wellenleiter berechnet. Dann wird am Grenzübergang die Transmission relativ zur emittierten Leistung berechnet. Anschließend ergibt sich der Reflexionskoeffizient aus der Differenz von eingestrahelter Leistung, Streuverlusten und transmittierter Leistung.

Man erhält mit der Fouriermethode für den Wellenlängenbereich von 1525 nm bis 1555 nm für TM-Polarisation einen durchschnittlichen Reflexionskoeffizienten von $0,2 \pm 0,07$. Der Fehler ist mit 35% sehr groß. Dies liegt vermutlich daran, dass die verwendeten Rechenzellen noch zu klein sind. Die Grenze ist hier durch die zur Verfügung stehende Computer-Hardware gesetzt. Der mit diesen Werten berechnete durchschnittliche Absorptionskoeffizient beträgt $(0,6 \pm 0,4)$ dB/mm.

Die auffällige Ähnlichkeit der Spektren für orthogonale Polarisationen und die damit zusammenhängende massive Abweichung der TE-Messung von der Bandstruktur legen es nahe, die Polarisation des ausgekoppelten Lichts zu untersuchen. Dabei wurde der Messplatz auf der Auskoppelseite, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, entsprechend erweitert. Es wurden vier verschiedene Messungen durchgeführt: Linear polarisiertes Licht wurde in den W1-photonischen-Kristall-Wellenleiter eingekoppelt und dann ausschließlich parallel oder ausschließlich orthogonal polarisiertes Licht detektiert. Dies wurde für TE- und für TM-Polarisation gemessen. Im Fall der Einkopplung von TM-polarisiertem Licht konnte kein TE-Signal gemessen werden, sondern nur ein Spektrum für ausgangsseitige TM-Polarisation aufgenommen werden. Dieses Spektrum ist in Abbildung 5.28 dargestellt. Es ist mit dem Spektrum in Abbildung 5.23 quasi identisch. Es fällt auf, dass für den langwelligen Bereich das Spektrum nicht so sehr verrauscht ist.

Das Transmissionsspektrum wurde ebenfalls in einzelne Abschnitte aufgeteilt und das jeweilige Fourierspektrum berechnet. Die Fourierspektren sehen genauso wie in Abbildung 5.26 aus und die einzelnen Harmonischen sind analog identifizierbar. Aufgrund des besseren Signal-Rausch-Verhältnis lässt sich hier der Gruppenindexverlauf des photonischen-Kristall-Wellenleiters sogar für den Bereich von 1520 nm bis 1630 nm ermitteln und ist in Abbildung 5.29 dargestellt. Man sieht deutlich, dass auch hier ein nahezu konstanter Verlauf anzunehmen ist. Der durchschnittliche Wert des Gruppenindex liegt bei ca. $n_g = 2.9$.

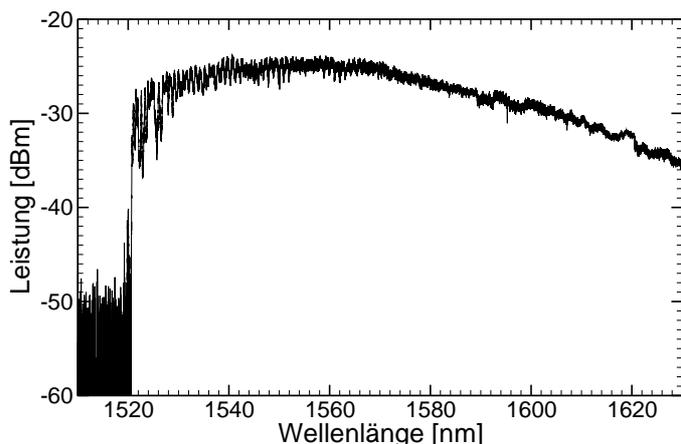


Abbildung 5.28: Transmissionsspektrum für einen W1-photonischen-Kristall-Wellenleiter im IOSOI-Materialsystem mit parallelen Polarisationsfiltern auf Ein- und Auskoppelseite. Beide Filter sind auf TM-Polarisation eingestellt.

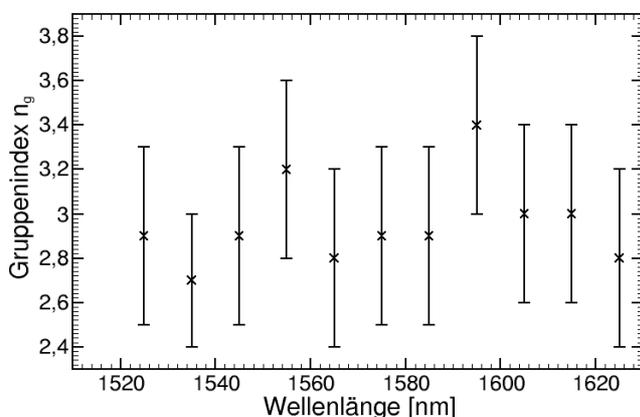


Abbildung 5.29: Spektraler Verlauf des Gruppenindex des W1-photonischen-Kristall-Wellenleiters im IOSOI-Materialsystem mit parallelen Polarisationsfiltern auf Ein- und Auskoppelseite. Beide Filter sind auf TM-Polarisation eingestellt.

Bei der Einkopplung von TE-polarisiertem Licht wurde für die orthogonale Polarisation das in Abbildung 5.30 abgebildete Spektrum aufgenommen. Für den Fall paralleler Polarisierung auf Ein- und Ausgangsseite konnte kein Transmissionssignal gemessen werden. Das Spektrum zeigt qualitativ einen sehr ähnlichen Verlauf wie das Spektrum für Einkopplung von TE-polarisiertem Licht in Abbildung 5.24. Die stärkeren Abweichungen für den Wellenlängenbereich ab ca. 1580 nm sind darauf zurückzuführen, dass hier nicht die Automatik zur Optimierung der Lichtauskopplung (siehe Abschnitt 4.2) verwendet werden konnte. Daher ist anzunehmen, dass hier das Spektrum durch mit der Zeit zunehmende Dejustierung der Kopplung verfälscht wurde.

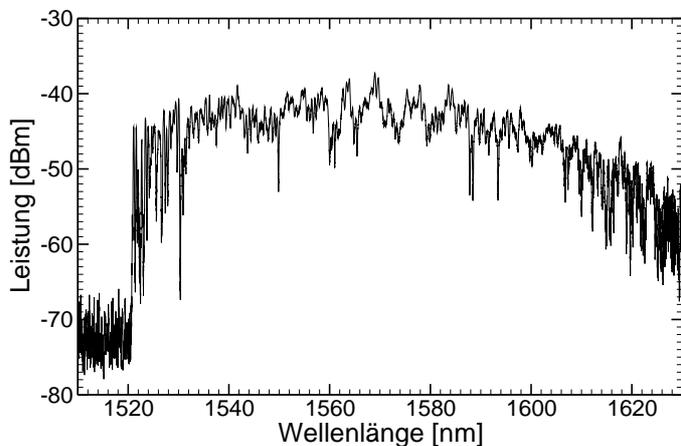
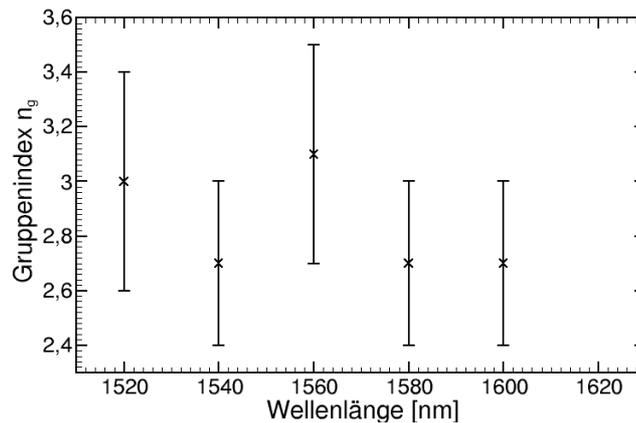


Abbildung 5.30: Transmissionsspektrum für einen IOSOI-W1-photonischen-Kristall-Wellenleiter mit orthogonalen Polarisationsfiltern auf Ein- und Auskoppelseite. Eingangsseitig ist TE-Polarisation eingestellt und ausgangsseitig ist TM-Polarisation eingestellt.

Um für diese Messung den Verlauf des Gruppenindex zu ermitteln, wurde das Transmissionsspektrum für TE-polarisiertes Licht ebenfalls in Abschnitte aufgeteilt und die Fouriertrans-

formationen berechnet. Das im Vergleich zur TM-Messung deutlich schlechtere Signal-Rausch-Verhältnis führt dazu, dass die einzelnen Abschnitte etwas breiter gewählt werden müssen. Es können so für Wellenlängen bis etwa 1580 nm die einzelnen Maxima der Harmonischen noch im Fourierspektrum eindeutig identifiziert werden. Für den Spektralbereich von 1520 nm bis 1600 nm wurde aus den Fourierspektren der Verlauf des Gruppenindex des W1-photonischen-Kristall-Wellenleiters ermittelt. Dies ist in Abbildung 5.31 dargestellt. Auch hier verläuft der Gruppenindex nahezu konstant bei einem Wert von etwa $n_g = 2,9$.

Abbildung 5.31: Spektraler Verlauf des Gruppenindex des IOSOI-W1-photonischen-Kristall-Wellenleiters mit orthogonalen Polarisationsfiltern auf Ein- und Auskoppelseite. Eingangsseitig ist TE-Polarisation eingestellt und ausgangsseitig ist TM-Polarisation eingestellt.



Aufgrund des quasi-identischen Gruppenindexverlaufs kann davon ausgegangen werden, dass mit TE-polarisiertem Licht in dieselbe photonische-Kristall-Wellenleitermode eingekoppelt wird wie mit TM-polarisiertem Licht. Offensichtlich findet hier eine Polarisationskonversion statt. Eine weiterführende Diskussion dieser Ergebnisse wird im folgenden Kapitel durchgeführt.

6 Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die zuvor präsentierten Ergebnisse diskutiert und verglichen. Wie bereits in der Einleitung beschrieben, dienen die Ergebnisse der SOI-basierten Proben als Referenzwerte für den Vergleich und die Klassifizierung der IOSOI-basierten Strukturen. Deshalb werden im Folgenden zunächst die Eigenschaften der SOI-Strukturen diskutiert und mit theoretisch ermittelten bzw. aus der Literatur entnommenen Werten verglichen. Anschließend folgt die Diskussion der Messergebnisse an den IOSOI-Proben und der Vergleich mit den entsprechenden SOI-Strukturen. Außerdem werden zum tieferen Verständnis zusätzliche Messungen und Simulationen präsentiert und ausgewertet.

6.1 Silicon-On-Insulator

Es werden nun die Ergebnisse der Messungen an SOI-basierten Strukturen diskutiert. Zunächst werden die gemessenen Modenprofile der Streifenwellenleiter mit berechneten Werten verglichen. Danach werden die gemessenen Propagationsverluste mit publizierten Daten verglichen und die in dieser Arbeit verwendeten SOI-Proben klassifiziert. Anschließend werden die gemessenen Gruppenindizes der Streifenwellenleiter mit theoretisch ermittelten Dispersionsrelationen verglichen und ein Abgleich zur Literatur erstellt.

6.1.1 Modenprofile

Zur Bewertung der gemessenen Modenprofile der SOI-Streifenwellenleiter werden zuerst entsprechende Rechnungen präsentiert und diese anschließend mit den Messwerten verglichen und diskutiert. Die theoretischen Modenprofile wurden numerisch mit Hilfe der FE-Methode (siehe Abschnitt 4.1.3) berechnet. Da der jeweilige Wellenleiter im Verhältnis zu seinem Querschnitt als unendlich lang angenommen werden kann, ist hier für die Rechnung eine zweidimensionale Betrachtung ausreichend. In Abbildung 6.1 ist exemplarisch die Intensitätsverteilung für die einzige geführte Mode eines 550 nm breiten Streifenwellenleiters für TE-Polarisation dargestellt. Die eingezeichneten Konturen beschreiben das Rechengebiet. Die Maschen des verwendeten Gitters haben eine Kantenlänge von $1/15$ der Wellenlänge multipliziert mit dem Reziproken des Brechungsindex des entsprechenden Materials. Für die Simulationen wird, analog zur experimentellen Bestimmung des Modenprofils, eine Wellenlänge von 1570 nm gewählt.

Man erkennt in Abbildung 6.1 deutlich, dass die Intensität nahezu komplett im Siliziumstreifen konzentriert ist. Analog zur Auswertung des Experiments wird hier der Schnitt entlang der x- und y-Richtung jeweils durch das Maximum der Intensitätsverteilung gelegt. Die entsprechenden Modenprofile sind für den 550 nm breiten SOI-Streifenwellenleiter in Abbildung 6.2 dargestellt. Die Modenbreite ist mit Pfeilen markiert.

Eine Besonderheit tritt bei den Modenprofilen für TM-Polarisation auf. Dies ist in Abbildung 6.3 gut zu sehen: Dort ist die einzige geführte Mode für TM-Polarisation in einem 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiter abgebildet. Die Parameter wurden für die Rechnung wie oben beschrieben gewählt. Ein Teil der Intensität der geführten Mode befindet sich im Siliziumoxid, unterhalb des Siliziumstreifens. Beim Übergang vom Siliziumoxid ins Silizium entsteht ein Sprung in der Intensität. Dies ist auch deutlich im Modenprofil entlang der y-Achse zu erkennen

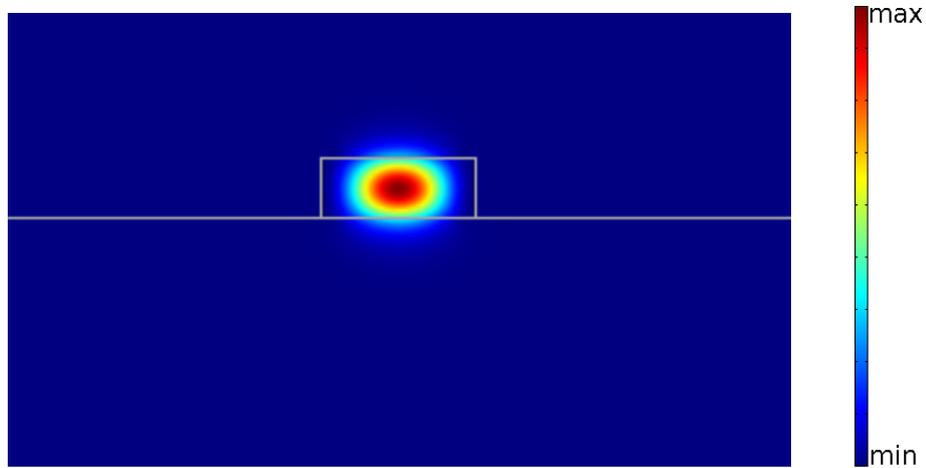


Abbildung 6.1: Fehlfarbandarstellung der berechneten Intensitätsverteilung für die einzig geführte Mode in einem 550 nm breiten SOI-Streifenwellenleiter für TE-Polarisation. Die Rechnung wurde bei einer Wellenlänge von 1570 nm durchgeführt. Die hellgrauen Linien unterteilen die verschiedenen Materialbereiche: Oberhalb der durchgehenden, horizontalen Linie befindet sich Vakuum ($n = 1$), unterhalb Siliziumoxid ($n = 1,46$). Der Block in der Mitte, in dem die Intensität konzentriert ist, ist der Streifenwellenleiter aus Silizium ($n = 3,5$).

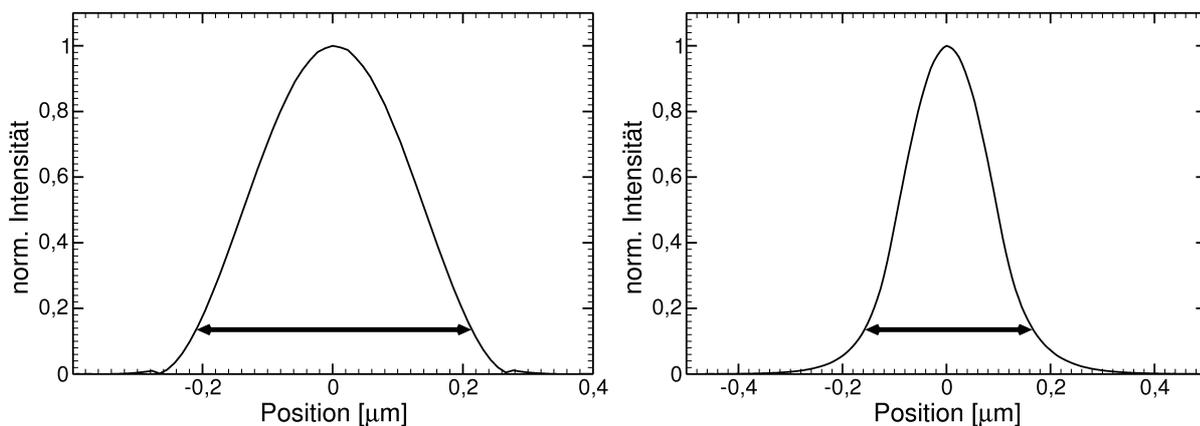


Abbildung 6.2: *Links:* Modenprofil eines 550 nm breiten SOI-Streifenwellenleiters entlang der x-Richtung. *Rechts:* Modenprofil entlang der y-Richtung. Die Modenbreite ist jeweils eingezeichnet. Es wurde bei einer Wellenlänge von 1570 nm mit TE-polarisiertem Licht gerechnet.

(siehe Abbildung 6.4). Die Ursache für diesen Sprung liegt in den Stetigkeitsbedingungen der elektromagnetischen Felder: Aus den Maxwellgleichungen 2.3 bis 2.6 folgt, dass die Tangentialkomponente des elektrischen Feldes und die Normalkomponente der dielektrischen Verschiebung an einer dielektrischen Grenzfläche stetig sein müssen. Das hat zur Folge, dass an einem sprungartigen Übergang der dielektrischen Konstanten auch die Normalkomponente des elektrischen Feldes eine sprungartige Änderung erfährt. Gleichzeitig sind alle Komponenten des magnetischen Feldes stetig, da hier für die magnetische Permeabilität überall $\mu_r = 1$ gilt (siehe Abschnitt 2.1). Als Resultat finden sich in der Intensitätsverteilung die Sprünge wieder.

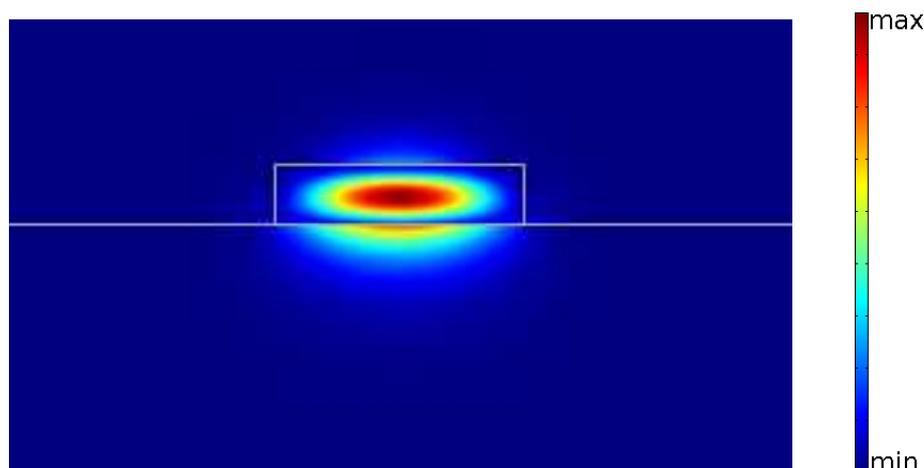


Abbildung 6.3: Fehlfarbandarstellung der berechneten Intensitätsverteilung für die einzig geführte Mode in einem 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiter für TM-Polarisation. Die Rechnung wurde bei einer Wellenlänge von 1570 nm durchgeführt. Die hellgrauen Linien unterteilen die verschiedenen Materialbereiche: Oberhalb der durchgehenden, horizontalen Linie befindet sich Vakuum ($n = 1$), unterhalb Siliziumoxid ($n = 1,46$). Der Block in der Mitte, in dem die Intensität konzentriert ist, ist der Streifenwellenleiter aus Silizium ($n = 3,5$). Die sprunghafte Änderung der Intensität wird im Text erläutert.

Die Sprünge in der Intensitätsverteilung sind deutlich in den Modenprofilen zu erkennen. Diese sind in Abbildung 6.4 dargestellt. Die Modenbreite wurde wie oben bestimmt und ist im jeweiligen Diagramm eingezeichnet. Für das Modenprofil entlang der y -Richtung sinkt die Intensität im Bereich des diskutierten sprunghaften Anstiegs auf unter $1/e^2$ ab. Die Modenbreite wird aber von äußerer Flanke zu äußerer Flanke bestimmt.

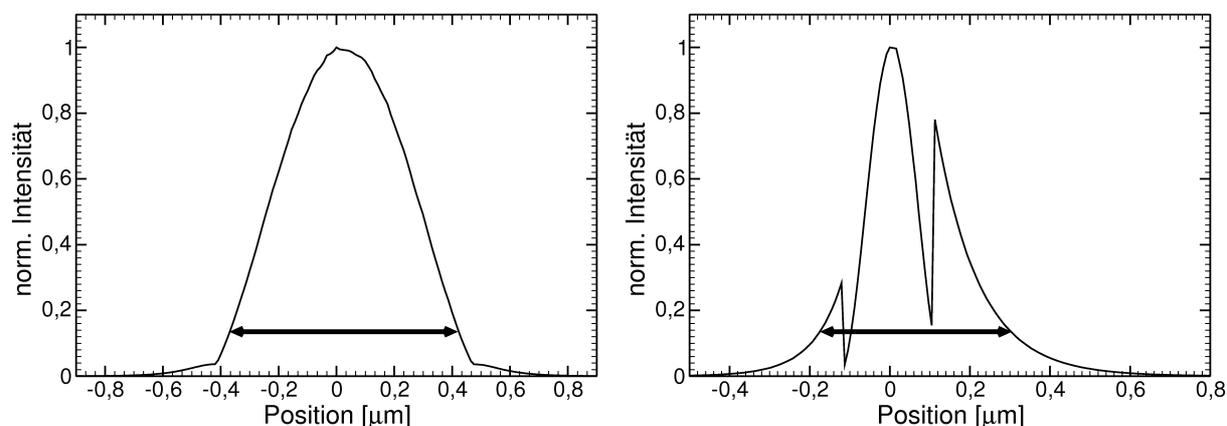


Abbildung 6.4: Links: Modenprofil eines 550 nm breiten SOI-Streifenwellenleiters entlang der x -Richtung. Rechts: Modenprofil entlang der y -Richtung. Die Modenbreite ist jeweils eingezeichnet. Es wurde bei einer Wellenlänge von 1570 nm mit TE-polarisiertem Licht gerechnet.

Da für die FEM-Rechnung perfekte Randbedingungen und Materialeigenschaften angenommen wurden, ist eine Fehlerbetrachtung nicht notwendig: Die durch numerisches Rauschen und die endlich feine Diskretisierung auftretenden Fehler sind sehr viel geringer als die der experimentellen Untersuchung und können vernachlässigt werden. Die Ergebnisse der numerischen Berechnung der Modenprofile der experimentell untersuchten SOI-Streifenwellenleiter sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Dabei werden für den 890 nm breiten Wellenleiter im TE-Fall nur die Werte der geführten Grundmode angegeben. Es existiert außerdem noch die nächsthöhere geführte Mode mit einem Knotenpunkt in der Mitte. Da diese Mode aber eine ungerade Symmetrie aufweist, ist das Überlappintegral (Gleichung 4.12) mit dem Gauß-förmigen Modenprofil der belinsten Faser gleich Null. Somit ist es nicht möglich aus der belinsten Faser Licht in diese Mode einzukoppeln.

Breite, Polarisierung	x-Modenbreite	y-Modenbreite
550 nm, TE	0,41 μm	0,3 μm
890 nm, TE	0,66 μm	0,3 μm
890 nm, TM	0,75 μm	0,45 μm

Tabelle 6.1: Ergebnisse der FEM-Rechnungen für die Modenbreiten der verschieden breiten SOI-Streifenwellenleiter für beide Polarisierungen.

Vergleicht man die experimentell ermittelten Modenbreiten mit den Ergebnissen der numerischen Berechnung, so fällt zunächst die sehr große quantitative Abweichung auf. Außerdem können in den gemessenen Intensitätsverteilungen des 890 nm breiten Streifenwellenleiters für TM-polarisiertes Licht (Abbildung 5.3) die starken Sprünge nicht aufgelöst werden. Für TE-polarisiertes Licht sind sich die theoretischen und die experimentell ermittelten Intensitätsverteilungen aber rein qualitativ sehr ähnlich.

Die Ursache für die starke Verbreiterung der gemessenen Modenprofile liegt in den geometrischen Gegebenheiten des Experiments: Durch den Abstand der belinsten Faser zur Koppelfacetten des Wellenleiters wird keine echte Nahfeldmessung durchgeführt, sondern die Faser tastet die Intensität im Übergangsbereich zwischen dem Nah- und dem Fernfeld¹. Zusätzlich wird das aus den Wellenleitern austretende Licht aufgrund der sehr kleinen Strukturgrößen stark gebeugt. Folglich detektiert man ein Beugungs-verbreitertes Modenprofil.

Da die Intensität proportional zum Quadrat der elektrischen Feldamplitude ist, kann die Intensitätsverteilung der geführten Grundmode eines Streifenwellenleiters mit einer Gauß-förmigen Verteilung angenähert werden². Daher wird für die weiteren Betrachtungen angenommen, dass die Modenprofile der SOI-Streifenwellenleiter Gauß-förmig sind. Dies bietet nun die Möglichkeit, die Verbreiterung der Modenprofile nach Austritt aus dem Wellenleiter mit Hilfe des Konzepts des Gaußschen Strahls [14] zu berechnen. Dann gilt für die Verbreiterung des Modenprofils $w(z)$ mit dem Abstand z von der Facette des Wellenleiters:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (6.1)$$

Dabei ist w_0 die Modenbreite im Wellenleiter und z_0 die sogenannte Rayleigh-Länge. Für eine bestimmte Wellenlänge λ gilt:

¹Im Allgemeinen nimmt man an, dass für Strukturen in der hier vorliegenden Größenordnung das Fernfeld im Abstand von ungefähr ein bis zwei Wellenlängen beginnt.

²Die Funktion für die elektrische Feldamplitude wird mit Gleichung 2.24 beschrieben. Wird diese Funktion quadriert, so ist das Resultat an den Flanken eine Gauß-Funktion und im Bereich des Maximums eine \cos^2 -Funktion. Diese kann sehr gut mit einer Gauß-Funktion angenähert werden.

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (6.2)$$

Als Werte für w_0 werden die theoretische Modenbreiten aus den vorangegangenen Rechnungen herangezogen. Die Entfernung z zwischen belinsten Faser und Wellenleiterfacette werden im Rahmen der experimentellen Gegebenheiten so angepasst, dass die Messwerte im Rahmen der abgeschätzten Fehler (siehe Anhang A) reproduziert werden. Dabei muss für die Abschätzung der Fehler berücksichtigt werden, dass der Abstand z auch fehlerbehaftet ist, da dieser nach einer Einzelmessung nur im Rahmen der Justiergenauigkeit (siehe Abschnitt 5.1.1) wieder eingestellt werden kann. In Tabelle 6.2 werden die umgerechneten Theoriewerte und der gewählte Wert für den Faserabstand aufgelistet und die relative Abweichung zu den Messwerten aus Abschnitt 5.1.1 angegeben.

Breite, Polarisation	berechnete Modenbreite		Faserabstand z	Abweichung	
	x	y		x	y
550 nm, TE	$(1,8 \pm 0,2) \mu\text{m}$	$(2,5 \pm 0,2) \mu\text{m}$	$(0,8 \pm 0,3) \mu\text{m}$	11%	4%
890 nm, TE	$(1,7 \pm 0,3) \mu\text{m}$	$(3,7 \pm 0,2) \mu\text{m}$	$(1,1 \pm 0,3) \mu\text{m}$	24%	0%
890 nm, TM	$(1,8 \pm 0,3) \mu\text{m}$	$(3,0 \pm 0,2) \mu\text{m}$	$(1,3 \pm 0,3) \mu\text{m}$	17%	4%

Tabelle 6.2: Auflistung der korrigierten berechneten Modenbreiten und die relative Abweichung zu den gemessenen Werten für die charakterisierten SOI-Streifenwellenleiter. Zusätzlich wird der für die Korrektur angenommenen Abstand der belinsten Faser zur Auskoppelfacette angegeben.

Man sieht, dass die Abweichungen teilweise sehr deutlich ausfallen, aber in allen Fällen noch innerhalb der Fehlergrenzen liegen. Daraus lassen sich folgende Schlüsse ziehen: Es wurde gezeigt, dass diese Methode trotz der notwendigen Korrekturrechnungen prinzipiell geeignet ist, um die Modenprofile der SOI-Streifenwellenleiter zu charakterisieren. Gleichzeitig ist aber deutlich geworden, dass die Geometrie des Experiments optimiert und so die Messfehler verringert werden müssen, um die Genauigkeit der Messungen auf ein akzeptables Niveau zu bringen. Das wäre z.B. dann erreicht, wenn man anhand dieser Messungen die Modenprofile des 550 nm breiten und des 890 nm breiten Wellenleiters eindeutig voneinander unterscheiden könnte.

Neben der diskutierten quantitativen Abweichung der Modenbreiten fällt noch ein weiterer Unterschied auf: Die in den Messungen beobachteten Oszillationen im Bereich der Maxima (vgl. z.B. Abbildung 5.1) sind in den berechneten Modenprofilen nicht vorhanden. Sie sind somit auf die Geometrie des Experiments oder auf äußere Einflüsse während der Messung zurückzuführen. Die naheliegendste Annahme ist, dass die Messungen als im Nahfeld durchgeführt angenommen werden können und somit die Theorie der Fresnel-Beugung zur Beschreibung herangezogen werden kann. Mit dieser Theorie wäre ggfs. das Auftreten der Oszillationen zu erklären [14]. Dazu muss zunächst geklärt werden, ob eine Nahfeldmessung angenommen werden kann. Als Kriterium für die Unterscheidung zwischen Nah- und Fernfeld wird die Fresnelzahl N_F herangezogen:

$$N_F = \frac{b^2}{\lambda z} \quad (6.3)$$

Dabei bezeichnet b die Breite des Wellenleiters. Für eine Wellenlänge von $\lambda = 1570$ nm und einem Faserabstand von $z = 1000$ nm erhält man für die hier charakterisierten Streifenwellenleiter Werte von ca. $N_F = 0,5$ und $N_F = 0,2$. Um die gemessenen Effekte als Nahfeldmessung interpretieren und Fresnel-Beugung annehmen zu können, müsste aber die Bedingung $N_F \gtrsim 1$ erfüllt sein [14].

Die gemessenen Oszillationen sind vermutlich Interferenzen, die aufgrund der Überlagerung von über der Probe hinweggestreuten Licht und aus dem Wellenleiter austretendem Licht entstehen. Dafür spricht auch, dass im Fall der IOSOI-Streifenwellenleiter die Interferenzen deutlich

schwächer sind, da hier aufgrund der Geometrie der Struktur wesentlich mehr Streulicht abgeschattet wird (vgl. z.B. Abbildung 5.15).

6.1.2 Propagationsverluste

In Abschnitt 5.1.2 wurden die Propagationsverluste der SOI-Streifenwellenleiter mit zwei unterschiedlichen Methoden bestimmt. Dabei ergaben sich Unterschiede sowohl zwischen den Ergebnissen der beiden Methoden als auch zwischen den Strukturen untereinander. Dies ist in Tabelle 6.3 nochmals zusammengefasst dargestellt. Dabei wird zusätzlich für jede Struktur die relative Abweichung zwischen den Ergebnissen der beiden Auswertungsmethoden angegeben.

Breite, Polarisierung	α Fabry-Perot-Methode	α Fouriermethode	relative Abweichung
550 nm, TE	$(0,5 \pm 0,7)$ dB/mm	$(0,4 \pm 0,1)$ dB/mm	20%
890 nm, TE	$(0,2 \pm 0,3)$ dB/mm	$(0,5 \pm 0,2)$ dB/mm	60%
890 nm, TM	-	$((0,4 \pm 0,2)$ dB/mm)	-

Tabelle 6.3: Übersicht der gemessenen Absorptionskoeffizienten der in dieser Arbeit charakterisierten SOI-Streifenwellenleiter. Es wird zusätzlich die relative Abweichung zwischen den mit unterschiedlichen Methoden ermittelten Werten angegeben.

Zunächst fällt bei diesem Vergleich auf, dass die relative Abweichung der ermittelten Propagationsverluste zwischen den beiden Methoden mit bis zu 60% sehr groß ist. Allerdings werden diese großen Abweichungen von den abgeschätzten Messfehlern abgedeckt. Hier fällt auf, dass die Messgenauigkeit der beiden Methoden sehr unterschiedlich ist. Die Fabry-Perot-Methode weist Messfehler von über 100% des Messwertes auf. Dies ist auf das hohe Rauschniveau der Messungen zurückzuführen, das die Bestimmung des Kontrasts zwischen Maxima und Minima im Spektrum erschwert. Die Messfehler der Fouriermethode sind deutlich geringer, steigen aber mit sinkendem Signal-Rausch-Verhältnis an.

Der Wert für den Absorptionskoeffizienten für TM-polarisiertes Licht des 890 nm breiten Streifenwellenleiters wird zunächst aufgrund der in Abschnitt 5.1.2 geschilderten Probleme nur unter Vorbehalt angegeben. Die weitere Diskussion der Einkopplungsverluste in Abschnitt 6.1.4 wird zeigen, ob dieser Wert belastbar ist.

Somit lässt sich zusammenfassend feststellen, dass man im Rahmen der Messgenauigkeiten für beide Methoden vergleichbare Werte für die Propagationsverluste der SOI-Streifenwellenleiter erhält. Allerdings ist die Fabry-Perot-Methode deutlich anfälliger gegenüber Rauschen und die Messfehler fallen hier deutlich höher aus. Daher ist hier der Fouriermethode der Vorzug zu geben.

Als nächstes werden nun die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Werte für die Propagationsverluste der SOI-Streifenwellenleiter mit Messwerten aus ausgewählten Publikationen verglichen. Diese sind in Tabelle 6.4 aufgelistet worden:

Zum Verständnis der aufgelisteten Ergebnissen sind noch einige Kommentare notwendig: Die Messungen von IBM wurden mit Hilfe einer Weißlichtquelle und einem optischen Spektrumanalysator durchgeführt. Diese Methode bietet den Vorteil, dass hier der gesamte Spektralbereich simultan vermessen wird. Da dies einen enormen Zeitvorteil bringt, kann hier sehr lange über die transmittierte Leistung gemittelt werden, was zu dem angegebenen, sehr niedrigen Messfehler führt.

Die vom IMEC publizierten Ergebnisse wurden an Proben gemessen, die genauso hergestellt wurden wie die in dieser Arbeit charakterisierten (siehe Abschnitt 3.1.1). Die ermittelten Propagationsverluste sind unterschiedlich, die Abweichung liegt aber noch innerhalb der Messungenauigkeiten. Dabei ist der vom IMEC abgeschätzte Messfehler deutlich kleiner als in dieser Arbeit. Die Ursache dafür ist ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis, da die vom IMEC charakte-

Gruppe	Absorptionskoeffizient [dB/mm]		Querschnitt	Bemerkung	Quelle
	TE	TM			
IBM	$0,36 \pm 0,01$	-	445x220 nm ²	Weißlichtmessung	[54]
IMEC	$0,24 \pm 0,16$	-	500x220 nm ²		[29]
MIT	$0,19 \pm 0,09$	-	630x220 nm ²	mehrfach RCA	[55]
MIT	$0,3 \pm 0,1$	-	830x220 nm ²	mehrfach RCA	[55]
NTT	0,22	0,17	400x200 nm ²	ECR PE*	[56]
diese Arbeit	$0,5 \pm 0,7$	-	550x220 nm ²	Fabry-Perot-Methode	
diese Arbeit	$0,4 \pm 0,1$	-	550x220 nm ²	Fouriermethode	
diese Arbeit	$0,2 \pm 0,3$	-	890x220 nm ²	Fabry-Perot-Methode	
diese Arbeit	$0,5 \pm 0,2$	$(0,4 \pm 0,2)$	890x220 nm ²	Fouriermethode	

Tabelle 6.4: Vergleich der gemessenen Absorptionskoeffizienten der in dieser Arbeit charakterisierten SOI-Streifenwellenleiter mit publizierten Daten vergleichbarer Strukturen.

*ECR PE (Electron Cyclotron Resonance Plasma Etching) ist eine Trockenätz-Methode aus der Halbleitertechnologie ähnlich dem ICP- und RIE-Verfahren [57].

risierten Streifenwellenleiter mit einer Taperstruktur ausgestattet waren und somit deutlich mehr Leistung in die Proben eingekoppelt werden konnte.

Die vom MIT veröffentlichten Propagationsverluste sind sehr niedrig. Dies liegt am optimierten Herstellungsprozess, der nach dem Trockenätzen eine mehrfache modifizierte RCA Reinigung vorsieht, um die Rauigkeiten der geätzten Wände zu minimieren.

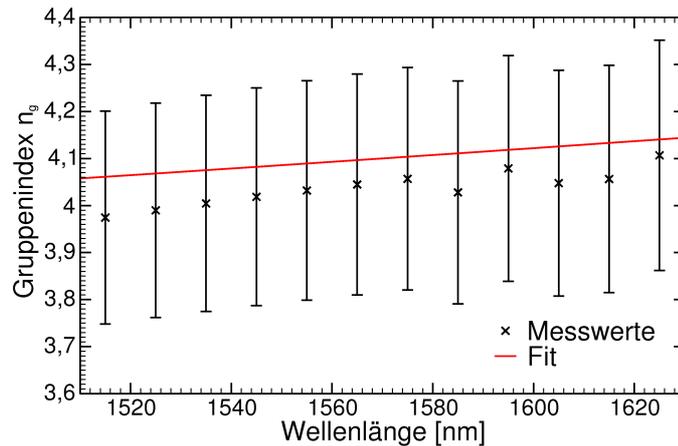
Die Firma NTT präsentiert neben einem Absorptionskoeffizienten für TE-polarisiertes Licht auch einen für TM-Polarisation. Dies ist vermutlich auf die Probengeometrie zurückzuführen: Alle anderen Ergebnisse wurden mit Hilfe von SOI-Strukturen gewonnen, die eine lediglich 1 μm dünne Oxidschicht zwischen Siliziummembran und Substratwafer aufweisen. Dies führt aufgrund der speziellen Modenprofile der TM-Moden (s.o.) zu sehr starken Verlusten durch Streuung in den Substratwafer [58]. In dieser Arbeit konnte daher für den 550 nm breiten SOI-Streifenwellenleiter ebenfalls kein Transmissionsspektrum aufgenommen werden. Für die breiteren Strukturen war dies nur möglich, da zum einen die Mode stärker im Siliziumstreifen konzentriert ist und somit weniger in das Substrat leckt. Zum anderen konnte hier der Absorptionskoeffizient nur mit Hilfe der Fouriermethode ermittelt werden, da diese unempfindlicher gegenüber Rauschen ist. Die in dieser Arbeit charakterisierten SOI-Streifenwellenleiter weisen im Vergleich zu den Strukturen anderer Gruppen etwas höhere Propagationsverluste auf. Allerdings bewegen sich die Unterschiede im Bereich der Messfehler. Somit kann man die hier untersuchten Strukturen als gleichwertig einordnen.

6.1.3 Gruppenindizes der Streifenwellenleiter

Im Folgenden werden die experimentell ermittelten Gruppenindizes mit Ergebnissen aus numerischen Berechnungen verglichen und die Unterschiede diskutiert. Für die Berechnung wurde die FE-Methode (siehe Abschnitt 4.1.3) verwendet und dabei dieselben Rechenzellen wie in Abschnitt 5.1.1 benutzt. Es wurden so wellenlängenabhängig die effektiven Brechungsindizes der beiden geführten Grundmoden (siehe Abschnitt 2.2.2) für TE- und TM-Polarisation bestimmt. Daraus wurde anschließend nach Gleichung 2.44 für beide Polarisationen der spektrale Verlauf des Gruppenindex bestimmt. Für die in dieser Arbeit vermessenen, submikrometer kleinen Streifenwellenleiter erhält man dabei Werte, die deutlich größer sind als der Phasenindex vom Silizium. Dies ist damit zu erklären, dass für so kleine Wellenleiterstrukturen der Beitrag der Wellenleiterdispersion in Gleichung 2.44 negative Werte annimmt, und so der Wert des Phasenindex vom Gruppenindex weit übertroffen wird [59].

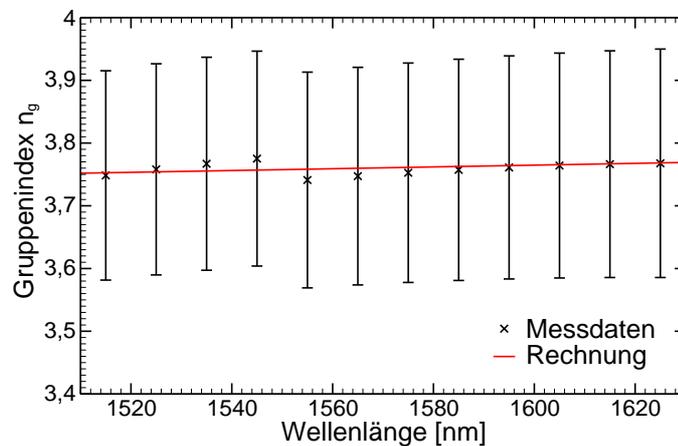
In Abbildung 6.5 wurden die Messwerte und die numerisch berechneten Werte für den Gruppenindex für TE-Polarisation gegen die Wellenlänge aufgetragen. Man sieht, dass die qualitative Übereinstimmung sehr gut ist. Die einheitliche Abweichung aller Messwerte zu kleineren Werten hin ist damit zu erklären, dass die Bestimmung der Wellenleiterlänge fehlerbehaftet war und ein etwas zu großer Wert gemessen wurde. Diese Abweichung wird aber von den abgeschätzten Messfehlern vollständig aufgefangen.

Abbildung 6.5: Spektraler Verlauf des Gruppenindex für einen 550 nm breiten SOI-Streifenwellenleiter. Es sind die Messwerte aus Abschnitt 5.2.2 zusammen mit den Ergebnissen numerischer Rechnungen für TE-polarisiertes Licht dargestellt.



Die Messwerte und die Ergebnisse der Rechnungen sind für den 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiter für TE-polarisiertes Licht in Abbildung 6.6 dargestellt. Hier ist die Übereinstimmung zwischen den Messdaten und dem theoretischen Verlauf sehr gut. Die größte Abweichung zwischen einem Messpunkt und dem berechneten Verlauf liegt bei unter 1%.

Abbildung 6.6: Gruppenindex eines 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiters für TE-Polarisation. Der theoretische Verlauf des Gruppenindex ist mit eingezeichnet.



Die gemessenen und die numerisch berechneten Gruppenindizes eines 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiters für TM-polarisiertes Licht werden in Abbildung 6.7 miteinander verglichen. Hier sieht man sofort, dass Theorie und Experiment signifikant voneinander abweichen. Die gemessenen Werte liegen zwar in derselben Größenordnung wie die berechneten, aber qualitativ weichen die spektralen Verläufe stark voneinander ab. Dies wird auch nicht mehr durch die Messungenauigkeiten aufgefangen.

Die Ursache für diese unerwarteten Messergebnisse liegt höchstwahrscheinlich in den Unterschieden zwischen den experimentellen Bedingungen und der idealen Rechnung: Wie schon im Abschnitt zuvor dargestellt, führt das 1 μm dünne Oxid im Fall der TM-Mode über evaneszente Feldanteile zu einem signifikanten Einfluss des Substrats. So wurde in diesem Fall in der Literatur eine Blauverschiebung der Grenzfrequenz (siehe Abschnitt 2.2.2) der TM-Mode beob-

achtet, die auf dieser Wechselwirkung mit dem Substrat beruht [58]. Daher ist ein Einfluss auf die dispersiven Eigenschaften des Wellenleiters anzunehmen.

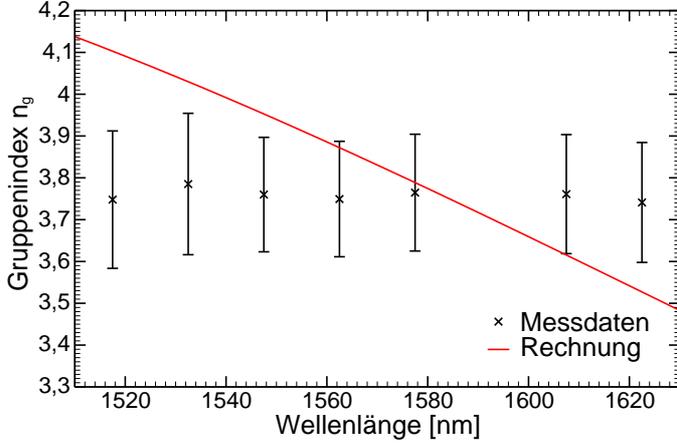


Abbildung 6.7: Spektraler Verlauf des Gruppenindex eines 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiters für TM-Polarisation. Der theoretische Verlauf des Gruppenindex ist mit eingezeichnet.

6.1.4 Koppelverluste

Die Einkoppelverluste bei der Messung von SOI-Streifenwellenleitern lassen sich aus den Transmissionspektren nur grob abschätzen. Dazu werden neben den entsprechenden Messungen die in Abschnitt 4.2.1 ermittelten intrinsischen optischen Verluste des Aufbaus herangezogen.

Im Fall des 550 nm breiten Streifenwellenleiters wurde bei einer Ausgangsleistung des Lasers von +5 dBm durchschnittlich eine Leistung von -39 dBm transmittiert. Somit betragen die Gesamtverluste -44 dB. Unter Berücksichtigung der intrinsischen optischen Verluste des Aufbaus und der Propagationsverluste im Streifenwellenleiter erhält man für die Verluste für die Ein- und Auskopplung einen Wert von rund -35 dB.

Mit Hilfe einfacher Annahmen können die theoretischen Koppelverluste abgeschätzt werden. Dazu berechnet man die Einkoppeleffizienz η nach Gleichung 4.12 für die hier vorliegende Situation. Die Feldverteilung des von der belinsten Faser emittierten Lichts \vec{E}_{ext} kann nach dem Konzept des Gaußschen Strahls mit einer zweidimensionalen Gauß-Funktion mit kreisförmiger Strahltaile R beschrieben werden:

$$\vec{E}_{\text{ext}} = A e^{-\left(\frac{x^2+y^2}{R^2}\right)} \quad (6.4)$$

Die Feldverteilungen der Wellenleitermoden werden für diese Abschätzung ebenfalls mit einer Gauß-Funktion beschrieben, allerdings mit einer elliptischen Strahltaile, deren Halbachsen den in Abschnitt 6.1.1 bestimmten Modenbreiten entsprechen. Da dies eine grobe Näherung ist, wird im Folgenden auf eine Fehlerabschätzung verzichtet. Die Feldverteilung einer Wellenleitermode lautet dann mit den Modenbreiten b_x und b_y :

$$\vec{E}_{\text{ext}} = B e^{-\left(\frac{x^2}{b_x^2} + \frac{y^2}{b_y^2}\right)} \quad (6.5)$$

Wählt man nun in Gleichung 4.12 die Integrationsgrenzen von $-\infty$ bis $+\infty$, so erhält man für die Einkoppeleffizienz zwischen einer belinsten Faser und einem Streifenwellenleiter folgenden Ausdruck:

$$\eta = \frac{R^2 b_x^2 b_y^2}{(b_x^2 + R^2)(b_y^2 + R^2)} \quad (6.6)$$

Unter der Annahme, dass sowohl der Wellenleiter als auch die Fasern auf beiden Seiten identische Eigenschaften haben, muss man für die Berechnung der Summe der Koppelverluste den Wert für η einfach verdoppeln, da ja die Feldverteilungen auf der Auskoppelseite idealer Weise genauso überlagert werden. Mit Hilfe dieser Methode können nun Näherungswerte für die theoretischen Einkoppelverluste bestimmt werden und mit den Daten aus den Experimenten verglichen werden. Dazu sind in Tabelle 6.5 die entsprechenden Dämpfungswerte für die SOI-Strukturen aufgelistet worden.

Breite, Polarisation	Einkoppelverluste	
	gemessen	berechnet
550 nm, TE	-35 dB	-31 dB
890 nm, TE	-28 dB	-28 dB
890 nm, TM	-47 dB	-23 dB

Tabelle 6.5: Vergleich der gemessenen und der berechneten Koppelverluste für die SOI-Streifenwellenleiter.

Man sieht, dass die experimentellen und die theoretischen Werte für die Messungen mit TE-polarisiertem Licht nahezu identisch sind. Für den 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiter ist die aus den Messungen gewonnene Einkoppeleffizienz für TM-Polarisation aber zwei Größenordnungen niedriger als berechnet. Der Grund für diese signifikante Abweichung ist offensichtlich ein fehlerhafter Wert für den Absorptionskoeffizienten. Dieser muss aufgrund der signifikanten Differenz zwischen den gemessenen und den berechneten Koppelverlusten deutlich größer als die mittels der Fouriermethode ermittelten $(0,4 \pm 0,2)$ dB/mm sein. Die Ursache für diesen stark fehlerhaften Wert ist, wie in Abschnitt 5.1.2 beschrieben, das sehr schlechte Signal-Rausch-Verhältnis der Messungen für TM-Polarisation. Das Rauschen im Fourierspektrum ist größer als das Maximum der zweiten Harmonischen. Dies führt bei der Auswertung dazu, dass die berechneten Absorptionskoeffizienten zu klein sind (siehe Gleichung 4.23). An dieser Stelle lässt sich somit festhalten, dass hier auch die Fouriermethode keine zuverlässige Auswertung mehr ermöglicht und die Bestimmung der Propagationsverluste des 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiter für TM-Polarisation an dieser Stelle nicht möglich ist. Um belastbare Aussagen treffen zu können, muss das Signal-Rausch-Verhältnis der betreffenden Transmissionsmessungen deutlich vergrößert werden.

6.2 Insulator-On-Silicon-On-Insulator

Hier werden die Ergebnisse der Messungen an IOSOI-basierten Strukturen diskutiert. Zuerst werden die gemessenen Modenprofile der Streifenwellenleiter mit numerisch berechneten Werten verglichen. Dann werden die gemessenen Propagationsverluste mit den Werten der SOI-Proben und publizierten Daten verglichen. Anschließend werden die gemessenen Gruppenindizes der Streifenwellenleiter mit theoretisch ermittelten Dispersionsrelationen und den Werten der SOI-Strukturen verglichen. Im Zusammenhang mit der Diskussion der 890 nm breiten Streifenwellenleiter folgt eine Untersuchung der Eigenschaften eines mit $2 \mu\text{m}$ Breite multimodigen Streifenwellenleiters. Zum Schluss werden die Ergebnisse der Untersuchungen am W1-photonischen Kristall-Wellenleiter im IOSOI-Materialsystem diskutiert.

6.2.1 Modenprofile und Einkoppelverluste

Für das IOSOI-Materialsystem werden nun die gemessenen Modenprofile des 890 nm breiten Streifenwellenleiters bewertet. Dazu werden zunächst entsprechende Rechnungen präsentiert, die dann mit den Messwerten verglichen und diskutiert werden. Die theoretischen Modenprofile

wurden, wie im Fall der SOI-Streifenwellenleiter zuvor, numerisch mit Hilfe der FE-Methode (siehe Abschnitt 4.1.3) berechnet. Abbildung 6.8 zeigt exemplarisch die Intensitätsverteilung für die geführte Grundmode eines 890 nm breiten Streifenwellenleiters für TE-Polarisation. Für die Simulationen wurde wie bei der experimentellen Bestimmung des Modenprofils eine Wellenlänge von 1570 nm verwendet.

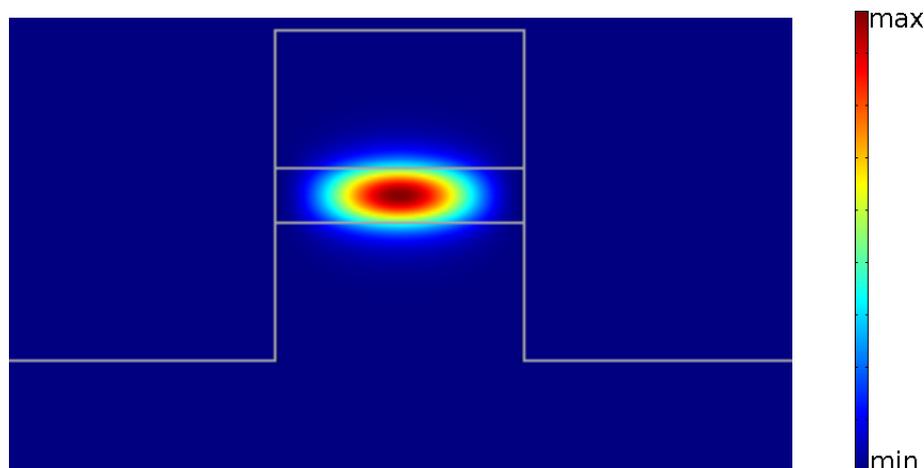


Abbildung 6.8: Fehlfarbandarstellung der berechneten Intensitätsverteilung für die geführte Grundmode des 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiters für TE-Polarisation. Die Rechnung wurde bei einer Wellenlänge von 1570 nm durchgeführt. Die hellgrauen Linien unterteilen die verschiedenen Materialbereiche: Oberhalb der horizontalen Linie und der Wellenleiterstruktur befindet sich Vakuum ($n = 1$), unterhalb Siliziumoxid ($n = 1,46$). Der untere der beiden Blöcke in der Mitte ist der Siliziumstreifen ($n = 3,5$), der Block darüber ist ein Siliziumoxidstreifen ($n = 1,46$).

Man sieht in Abbildung 6.8, dass auch im IOSOI-Fall die Intensität nahezu komplett im Siliziumstreifen konzentriert ist. Wie zuvor wird zur Auswertung hier der Schnitt entlang der x- und y-Richtung jeweils durch das Maximum der Intensitätsverteilung gelegt. Die entsprechenden Modenprofile sind für den 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiter für TE-Polarisation in Abbildung 6.9 dargestellt und die jeweilige Modenbreite ist mit Pfeilen markiert.

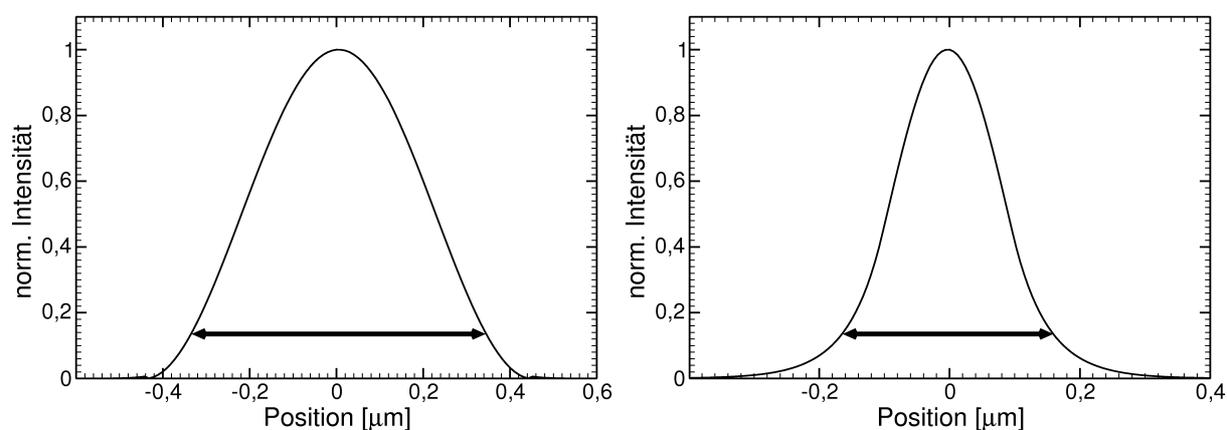


Abbildung 6.9: Links: Modenprofil eines 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiters entlang der x-Richtung. Rechts: Modenprofil entlang der y-Richtung. Die Modenbreite ist jeweils eingezeichnet. Es wurde bei einer Wellenlänge von 1570 nm mit TE-polarisiertem Licht gerechnet.

In Abbildung 6.10 ist die einzige geführte Mode für TM-Polarisation in einem 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiter abgebildet. Die Parameter für die Rechnung wurden wie oben

beschrieben gewählt. Ein signifikanter Anteil der Intensität der geführten Mode befindet sich im Siliziumoxid ober- und unterhalb des Siliziumstreifens. Beim Übergang vom Siliziumoxid ins Silizium entsteht aus den gleichen Gründen wie im SOI-Fall ein Sprung in der Intensität. Dies ist im Modenprofil entlang der y -Achse nachvollziehbar (siehe Abbildung 6.11).

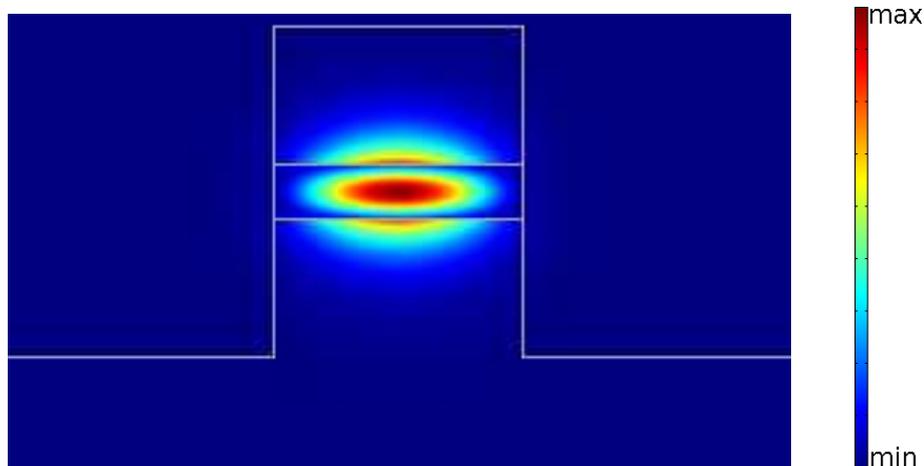


Abbildung 6.10: Fehlfarbenabbildung der berechneten Intensitätsverteilung für die einzige geführte Mode in einem 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiter für TM-Polarisation. Die Rechnung wurde bei einer Wellenlänge von 1570 nm durchgeführt. Die hellgrauen Linien unterteilen die verschiedenen Materialbereiche. Die sprunghafte Änderung der Intensität wird im Text erläutert.

In Abbildung 6.11 sind die Modenprofile für den 890 nm breiten Streifenwellenleiter für TM-polarisiertes Licht dargestellt. Die Modenbreite wurde bestimmt und in das jeweilige Diagramm eingezeichnet. Für das Modenprofil entlang der y -Richtung sinkt die Intensität im Bereich des diskutierten sprunghaften Anstiegs auf nur etwas mehr als $1/e^2$ ab. Die Modenbreite wird aber trotzdem von äußerer Flanke zu äußerer Flanke bestimmt.

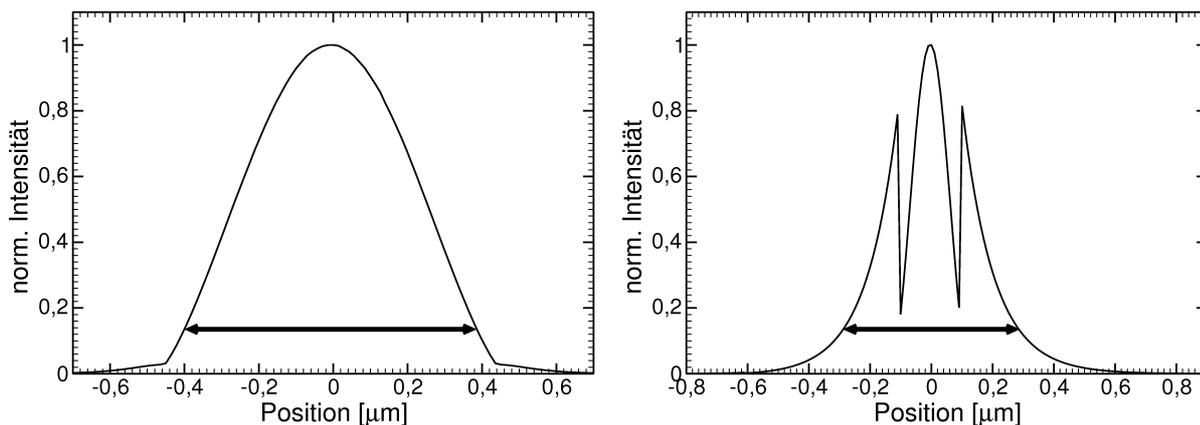


Abbildung 6.11: *Links:* Modenprofil eines 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiters entlang der x -Richtung. *Rechts:* Modenprofil entlang der y -Richtung. Die Modenbreite ist jeweils eingezeichnet. Es wurde bei einer Wellenlänge von 1570 nm mit TM-polarisiertem Licht gerechnet.

Die Ergebnisse der numerischen Berechnung der Modenprofile und der experimentell untersuchten IOSOI-Streifenwellenleiter werden in Tabelle 6.6 zusammengefasst und verglichen. Dabei wird auch hier für den 890 nm breiten Wellenleiter im TE-Fall wieder nur der Wert der geführten Grundmode angegeben. Es existiert auch für den IOSOI-Streifenwellenleiter außerdem noch die nächsthöhere geführte Mode mit einem Knotenpunkt in der Mitte. Da diese Mode aber eine

ungerade Symmetrie aufweist, ist das Überlappintegral (Gleichung 4.12) mit dem Gauß-förmigen Modenprofil der belinsten Faser ebenfalls gleich Null. Somit ist es auch hier nicht möglich aus der belinsten Faser Licht in diese Mode einzukoppeln.

Breite, Polarisation	x-Modenbreite	y-Modenbreite
890 nm, TE	0,65 μm	0,31 μm
890 nm, TM	0,76 μm	0,54 μm

Tabelle 6.6: Ergebnisse der FEM-Rechnungen für die Modenbreiten der 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiter für beide Polarisationen.

Beim Vergleich der gemessenen und der berechneten Modenprofile fällt auf, dass auch im Fall des IOSOI-Streifenwellenleiters im TM-Fall die Sprünge im Modenprofil bei der Messung nicht aufgelöst werden (siehe Abbildung 5.16). Ansonsten sind sich rein qualitativ die Modenprofile für Theorie und Experiment wieder verhältnismäßig ähnlich. Für den Vergleich der experimentell ermittelten Modenbreiten mit den Ergebnissen der numerischen Berechnung wird wieder eine Korrektur wie im Fall der SOI-Streifenwellenleiter (Abschnitt 6.1.1) durchgeführt: Als Werte für w_0 in Gleichung 6.1 werden auch hier die theoretischen Modenbreiten aus den vorangegangenen Rechnungen herangezogen. Die Entfernung z zwischen belinsten Faser und Wellenleiterfacette wurde so angenähert, dass die gemessenen Modenbreiten innerhalb der Fehlergrenzen (siehe Anhang A) reproduziert werden. In Tabelle 6.7 werden die umgerechneten theoretischen Werte, der genäherte Wert für den Faserabstand und die relative Abweichung zu den Messwerten aus Abschnitt 5.1.1 angegeben.

Auch hier fallen die Abweichungen teilweise sehr deutlich aus, liegen aber mit einer Ausnahme innerhalb der Fehlergrenzen. Speziell im Fall der Modenbreite entlang der y-Achse für TE-Polarisation ist die Abweichung signifikant und war so bei allen gemessenen Proben dieser Geometrie zu finden. Es gibt zwei naheliegende Erklärungsmöglichkeiten für diese Beobachtung:

Zum einen ist es möglich, dass das durch den Streifenwellenleiter propagierende Licht aufgrund der Rauigkeiten der geätzten Wände (siehe Abschnitt 3.2.1) geführte Mode zweiter Ordnung mit anregt, diese dann die Messung verfälscht. Dagegen spricht aber, dass die gemessenen Propagationsverluste ungefähr genauso gering sind wie im Fall der monomodig operierenden SOI-Streifenwellenleiter. Darüber hinaus ist in den Fourierspektren (siehe Abschnitt 5.2.2, Abbildung 5.19) kein Anzeichen für eine ausreichend intensive erste Harmonische dieser Mode zu erkennen. Zum anderen kann die Ursache für diese hohe Abweichung in einer Fehlinterpretation des Modenprofils entlang der x-Richtung (Abbildung 6.9) liegen. Dieses ist nicht exakt Gauß-förmig und weist zudem noch (sehr) kleine Nebenmaxima auf. Daher ist eine Näherung mit dem Konzept des Gaußschen Strahls nicht exakt. Passt man dann den Faserabstand z so an, dass das Modenprofil entlang der y-Achse den Messwerten entspricht, erhält man für den Faserabstand einen Wert von 0,6 μm bis 0,7 μm . Dieser Wert weicht jedoch relativ stark von den anderen Werten für z ab.

Breite, Polarisation	berechnete Modenbreite		Faserabstand	Abweichung	
	x	y		x	y
890 nm, TE	(1,4 \pm 0,3) μm	(3,0 \pm 0,2) μm	(1,15 \pm 0,3) μm	20%	36%
890 nm, TM	(1,6 \pm 0,3) μm	(2,2 \pm 0,2) μm	(1,15 \pm 0,3) μm	12%	5%

Tabelle 6.7: Auflistung der korrigierten berechneten Modenbreiten und die relative Abweichung zu den gemessenen Werten für die 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiter. Zusätzlich wird der für die Korrektur angenommenen Abstand der belinsten Faser zur Auskoppelfacette angegeben.

Breite, Polarisation	Fabry-Perot-Methode	Fouriermethode	relative Abweichung
890 nm, TE	$(0,5 \pm 0,9)$ dB/mm	$(0,5 \pm 0,2)$ dB/mm	0%
890 nm, TM	$(0,8 \pm 2)$ dB/mm	$(0,3 \pm 0,2)$ dB/mm	62%

Tabelle 6.8: Übersicht der gemessenen Propagationsverluste der 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiter. Es wird zusätzlich die relative Abweichung zwischen den mit unterschiedlichen Methoden ermittelten Werten angegeben.

Mit diesen Ergebnissen wird das Fazit von Abschnitt 6.1.1 nochmals untermauert: Die beschriebene Methode lässt sich nur anwenden, wenn die Modenprofile mit einem Gauß-Profil genähert werden können.

6.2.2 Propagationsverluste

Die Propagationsverluste für den 890 nm breiten Streifenwellenleiter wurden ebenfalls mit den beiden verschiedenen Methoden bestimmt (siehe Abschnitt 5.2.2). Die Ergebnisse für beide Polarisationen sind in Tabelle 6.8 inklusive der relativen Abweichung zum Vergleich aufgelistet.

Der Vergleich zeigt, dass die relativen Abweichungen zwischen den beiden Methoden für die Polarisationen stark unterschiedlich sind. Im Fall der TE-Polarisation sind die ermittelten Werte für den Absorptionskoeffizienten gleich. Hier ist lediglich auffällig, dass so wie zuvor der mit der Fabry-Perot-Methode ermittelte Wert einen deutlich größeren Messfehler besitzt. Im Fall der TM-Polarisation ist die Abweichung mit 62% sehr groß. Da aber hier der mit der Fabry-Perot-Methode ermittelte Wert einen außergewöhnlich hohen Messfehler von über 200% des Messwerts aufweist, ist diese Abweichung noch innerhalb der Fehlergrenzen. Allerdings ist hier offensichtlich, dass nur der mit Hilfe der Fouriermethode gewonnene Wert wirklich aussagekräftig ist. Somit wird auch am Beispiel der IOSOI-Streifenwellenleiter deutlich, wieviel genauer mit Hilfe der Fouriermethode ein verrauschtes Spektrum ausgewertet werden kann. Die weitere Diskussion der Einkopplungsverluste in Abschnitt 6.2.5 wird zeigen, ob im Fall des IOSOI-Materialsystems der Wert für den Absorptionskoeffizienten für TM-polarisiertes Licht belastbar ist.

Für die hier charakterisierten IOSOI-Streifenwellenleiter wurden bis zum heutigen Zeitpunkt keine Daten für die Propagationsverluste publiziert. Man findet lediglich einige Veröffentlichungen, in denen mit Siliziumdioxid vergrabene SOI-Streifenwellenleiter auf ihre Propagationsverluste hin untersucht wurden. Dabei wurde das Oxid z.B. mit Hilfe einer PECVD-Anlage³ aufgebracht [60] oder es wurde z.B. sogenanntes fließfähiges Oxid⁴ benutzt [61].

In Tabelle 6.9 werden die Werte für die Absorptionskoeffizienten des 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiters mit denen des 890 nm breiten SOI-Streifenwellenleiters und denen von vergrabenen SOI-Streifenwellenleitern verglichen.

Zunächst fällt auf, dass nur für das IOSOI-Materialsystem ein Absorptionskoeffizient für TM-polarisiertes Licht gemessen wurde. Dies liegt vermutlich wieder daran, dass für alle anderen aufgeführten Materialsysteme das Oxid zwischen dem Substrat und der lichtführenden Schicht nur eine Dicke von einem Mikrometer aufweist (siehe Abschnitt 6.1).

Ansonsten ist festzustellen, dass bei vergleichbarer Breite mit einer Ausnahme alle Materialsysteme im Rahmen der Fehlergrenzen die gleichen Absorptionskoeffizienten für TE-polarisiertes Licht aufweisen. Die Ausnahme stellt der vom MIT in [60] veröffentlichte Wert dar. Die Hauptursache für diese Abweichung ist vermutlich das Alter der Publikation: Die Ergebnisse wurden im Jahr 2000 veröffentlicht und damals waren die Methoden zur Strukturierung von SOI-Material

³PECVD bezeichnet das Verfahren der plasmaunterstützten chemischen Gasphasenabscheidung. Eine Beschreibung des Prozesses findet sich z.B. in [35].

⁴Fließfähiges Oxid ist eine Lösung aus einem Polymer und Siliziumoxid, die auf die Probe aufgeschleudert wird. Nach dem Ausbacken der Probe bleibt ein amorpher, mikroporöser Oxidfilm zurück.

Gruppe	Verluste [dB/mm]		Querschnitt	Bemerkung	Quelle
	TE	TM			
Univ. St.Andrews	$0,4 \pm 0,2$	-	ca. $780 \times 220 \text{ nm}^2$	vergraben	[61]
MIT	2,2	-	ca. $600 \times 220 \text{ nm}^2$	vergraben	[60]
MIT	0,4	-	ca. $1600 \times 220 \text{ nm}^2$	vergraben	[60]
MIT	0,01	-	ca. $3600 \times 220 \text{ nm}^2$	vergraben	[60]
diese Arbeit	$0,5 \pm 0,2$	-	$890 \times 220 \text{ nm}^2$	SOI	
diese Arbeit	$0,5 \pm 0,2$	$0,3 \pm 0,2$	$890 \times 200 \text{ nm}^2$	IOSOI	

Tabelle 6.9: Vergleich der gemessenen Absorptionskoeffizienten der 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiter mit publizierten Daten vergleichbarer Strukturen.

noch nicht so weit entwickelt wie heute. In diesem Zusammenhang ist darum umso bemerkenswerter, dass den breiteren, und daher multimodigen, Streifenwellenleiter in derselben Publikation sehr geringe Absorptionskoeffizienten bescheinigt werden. Dieser Sachverhalt wird daher in Abschnitt 6.2.4 näher untersucht.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Propagationsverluste im IOSOI-Materialsystem auf vergleichbarem Niveau wie in den vorgestellten SOI-Materialsystemen sind. Darüber hinaus konnte zusätzlich ein geringer Absorptionskoeffizient für TM-Polarisation nachgewiesen werden.

6.2.3 Gruppenindizes der Streifenwellenleiter

In diesem Abschnitt werden die experimentell ermittelten Gruppenindizes des 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiters mit Ergebnissen aus numerischen Berechnungen verglichen und diskutiert. Für die Berechnungen der effektiven Indizes wurde wie in Abschnitt 6.1.3 die FE-Methode eingesetzt und die Rechenzelle aus Abschnitt 5.2 verwendet. Analog zur Diskussion der SOI-Streifenwellenleiter wurden dann mit Hilfe von Gleichung 2.44 wellenlängenabhängig die Gruppenindizes für die beiden linearen Polarisierungen berechnet.

In Abbildung 6.12 werden die Messwerte und die numerisch berechneten Werte für den Gruppenindex für TE-polarisiertes Licht miteinander verglichen. Die Übereinstimmung ist im Rahmen der Fehlergrenzen sehr gut. Die Messwerte liegen alle geringfügig unter der theoretischen Kurve. Dies ist mit einer geringfügigen Abweichung der gemessenen Länge des Wellenleiters zu erklären.

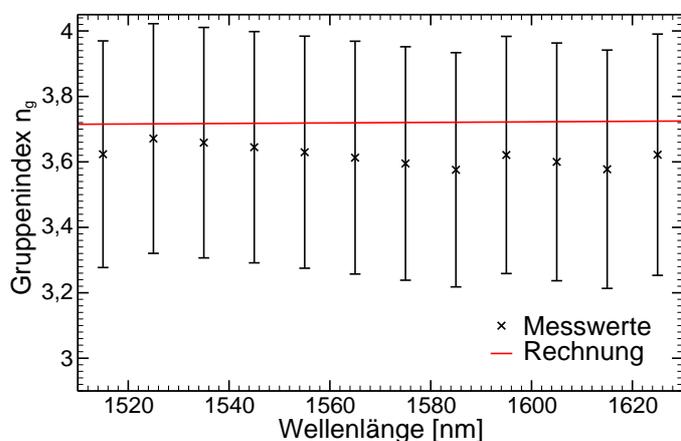
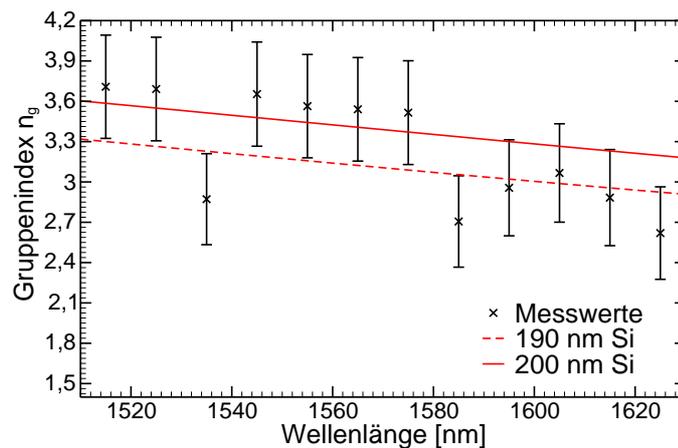


Abbildung 6.12: Spektraler Verlauf des Gruppenindex für einen 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiter für TE-Polarisation. Es sind die Messwerte und der theoretische Verlauf abgebildet.

Die experimentell und theoretisch ermittelten Werte für den Gruppenindex für TM-Polarisation sind in Abbildung 6.13 dargestellt. Die Messwerte werden hier sowohl mit einer Rechnung für eine 200 nm dicke Siliziumschicht als auch mit einer Rechnung für eine 190 nm

dicke Siliziumschicht verglichen. Die Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnungen ist im Allgemeinen ganz gut, allerdings gibt es drei Messwerte, die stärker als der jeweilige Messfehler von den berechneten Kurven abweichen. Dies ist nicht auf ein übermäßiges Rauschen in den Fourierspektren zurückzuführen, da hier alle Maxima der ersten Harmonischen eindeutig identifizierbar sind (siehe Abschnitt 5.2.2, Abbildung 5.21). Vermutlich ist die relativ starke Streuung der Messwerte damit zu erklären, dass im Verlauf des Streifenwellenleiters die Dicke der Siliziumschicht schwankt. Wie man anhand der berechneten Kurven sieht, ist der IOSOI-Streifenwellenleiter für TM-Polarisation in seinen dispersiven Eigenschaften sehr empfindlich auf eine Variation der Dicke der lichtführenden Schicht.

Abbildung 6.13: Spektraler Verlauf des Gruppenindex eines 890 nm breiten IOSOI-Streifenwellenleiters für TM-polarisiertes Licht. Es werden die Messwerte mit berechneten Werten für zwei unterschiedliche Dicken der lichtführenden Siliziumschicht miteinander verglichen.



6.2.4 Multimodige IOSOI-Streifenwellenleiter

Wie bereits im Literaturvergleich der Propagationsverluste in Abschnitt 6.2.2 erwähnt, wurden für breite, multimodige in Siliziumdioxid vergrabene SOI-Streifenwellenleiter sehr geringe Absorptionskoeffizienten publiziert. In so breiten Strukturen existieren mehrere geführte Moden gerader Symmetrie, die in einem nicht-idealen Wellenleiter aufgrund von Rauigkeiten übertreffen können. Da die geführten Moden mit steigender Ordnung einen immer größeren Überlapp mit den geätzten Wänden aufweisen, haben Moden höherer Ordnung auch einen größeren Absorptionskoeffizienten [58]. Aus diesem Grund sind die publizierten Werte überraschend niedrig, was dazu motiviert auch im IOSOI-Materialsystem multimodige Streifenwellenleiter zu realisieren und zu charakterisieren. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher zusätzlich ein 2 μm breiter IOSOI-Streifenwellenleiter untersucht. In dieser Struktur existieren für TE-polarisiertes Licht fünf geführte Moden und für TM-polarisiertes Licht zwei geführte Moden. Dies muss in der weiteren Auswertung der Transmissionsmessungen berücksichtigt werden. Die Transmissionspektren für TE- und TM-polarisiertes Licht sind in Abbildung 6.14 zu sehen. Es wird exemplarisch ein Ausschnitt um die Zentralwellenlänge von 1570 nm dargestellt. Die Spektren sehen den zuvor präsentierten ähnlich: Es sind den kurzwelligen Oszillationen deutlich langwelligere überlagert und das Spektrum für TM-polarisiertes Licht ist deutlich verrauschter. Der mittlere Betrag der transmittierten Leistung ist im Fall der TM-Polarisation etwa 3 dB höher.

Die Spektren wurden mit Hilfe der Fouriermethode ausgewertet und die Absorptionskoeffizienten und die Gruppenindizes wellenlängenabhängig bestimmt. Dazu wurden wie in Abschnitt 5.1.2 beschrieben zunächst die Reflexionskoeffizienten für die geführten Grundmoden der beiden linearen Polarisierungen berechnet und für die Bestimmung der Verluste herangezogen. Die Reflexionskoeffizienten sind $0,34 \pm 0,03$ für TE-Polarisation und $0,26 \pm 0,02$ für TM-Polarisation. Dabei wird für beide Polarisierungen angenommen, dass das Licht in die Grundmode eingekoppelt wird. Anhand der Fourierspektren kann man nun überprüfen, ob diese Annahme sinnvoll ist. Für

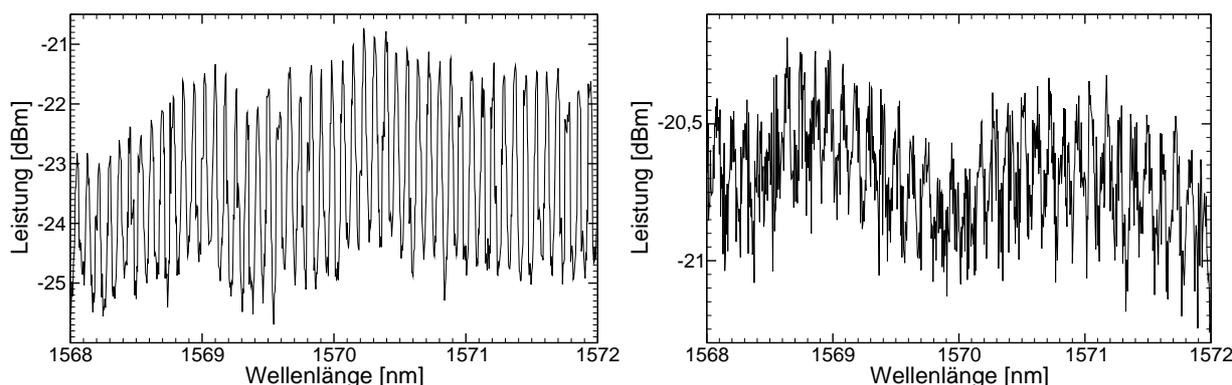


Abbildung 6.14: Diagramme der gemessenen Transmissionsspektren für TE-Polarisation (*links*) und TM-Polarisation (*rechts*) eines $2\ \mu\text{m}$ breiten IOSOI-Streifenwellenleiters. Es wird nur ein kleiner Wellenlängenbereich dargestellt, um die feinen Oszillationen im Spektrum auflösen zu können.

TM-polarisiertes Licht ist dies der Fall, dort kann in keinem Fourierspektrum eine Harmonische einer Mode höherer Ordnung identifiziert werden. Diese Beobachtung geht auch konform mit der Tatsache, dass die zweite geführte Mode eine ungerade Symmetrie aufweist.

Für TE-polarisiertes Licht ist die Situation nicht ganz so eindeutig. In Abbildung 6.15 ist das entsprechende Fourierspektrum dargestellt. Man kann dort gut die Maxima der ersten und zweiten Harmonischen der Grundmode identifizieren. Aber es taucht noch ein zusätzliches Maximum auf, das möglicherweise der ersten Harmonischen einer höheren geführten Mode entspricht. Dies ist in Abbildung 6.15 mit einem roten Pfeil gekennzeichnet.

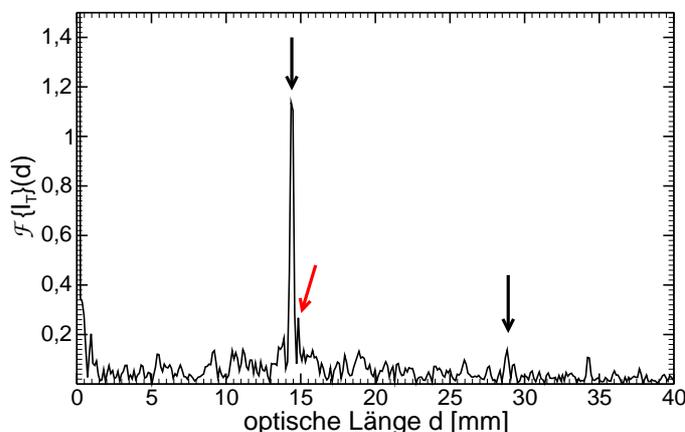


Abbildung 6.15: Fouriertransformation eines Abschnitts des Transmissionsspektrums für TE-Polarisation eines $2\ \mu\text{m}$ breiten IOSOI-Streifenwellenleiters. Mit einem schwarzen Pfeil sind jeweils die erste und die zweite Harmonische der Fabry-Perot-Oszillationen der geführten Grundmode gekennzeichnet. Mit einem roten Pfeil ist das Maximum gekennzeichnet, das möglicherweise die erste Harmonische einer geführten Mode höherer Ordnung darstellt.

Da die Höhe dieses Maximums nur sehr gering ist und keine zweite Harmonische einer höheren Mode identifiziert werden kann, wäre der Anteil der geführten Leistung nur sehr gering. Daher werden nun aus den Fourierspektren die Absorptionskoeffizienten mit dem oben bestimmten Reflexionskoeffizienten berechnet. Sie sind für TE- und TM-Polarisation in Abbildung 6.16 gegen die Wellenlänge aufgetragen worden. Für TE-polarisiertes Licht lässt sich gut eine Gerade extrapolieren und mit einer Ausnahme liegt sie im Fehlerbereich der Messwerte. Der durchschnittliche Absorptionskoeffizient beträgt für die TE-Polarisation $(0,4 \pm 0,1)\ \text{dB/mm}$. Das Diagramm für TM-polarisiertes Licht zeigt deutlich stärker streuende Messwerte, von denen mehr als die Hälfte stärker als ihr jeweiliger Messfehler von der extrapolierten Geraden abweichen. Wie im Fall der schmalen Streifenwellenleiter ist dies auf das übermäßige Rauschen in den Spektren zurückzuführen, das unter Umständen zu niedrigen Werten für den Absorptionskoeffizienten führt. Daher wurden für die Bestimmung des durchschnittlichen Werts des Absorptionskoeffizienten von $(0,3 \pm 0,1)\ \text{dB/mm}$ die deutlichen Ausreißer zu niedrigen Werten hin nicht berücksichtigt.

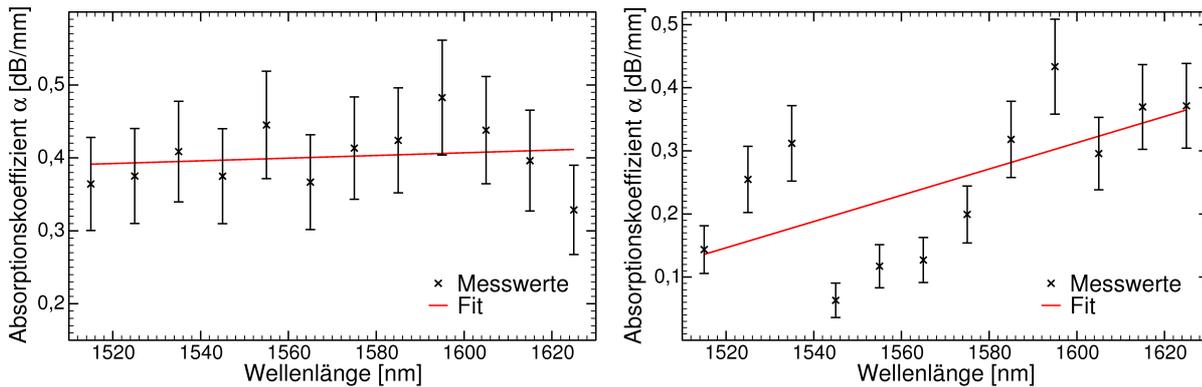


Abbildung 6.16: Spektrale Darstellung des Absorptionskoeffizienten, der aus den Fourierspektren der Transmissionsspektren eines $2\ \mu\text{m}$ breiten IOSOI-Streifenwellenleiters ermittelt wurde. Es sind die Diagramme für TE-Polarisation (*links*) und für TM-Polarisation (*rechts*) abgebildet.

Aus den Fourierspektren wurden ebenso für beide Polarisationen die spektralen Verläufe der Gruppenindizes bestimmt. Diese sind in Abbildung 6.17 zusammen mit den theoretischen Verläufen dargestellt. Im Fall der TE-Polarisation stimmen Experiment und Theorie wieder sehr gut überein. Im Fall der TM-Polarisation ist wieder die besondere Empfindlichkeit gegenüber Variationen in der Dicke der lichtführenden Schicht zu beobachten. Hier zeigt der Vergleich mit Berechnungen für Schichtdicken von 200 nm und 170 nm, dass der qualitativ gleiche, aber quantitativ stark abweichende Verlauf des Gruppenindex auf ebendiese Abweichungen zurückzuführen ist.

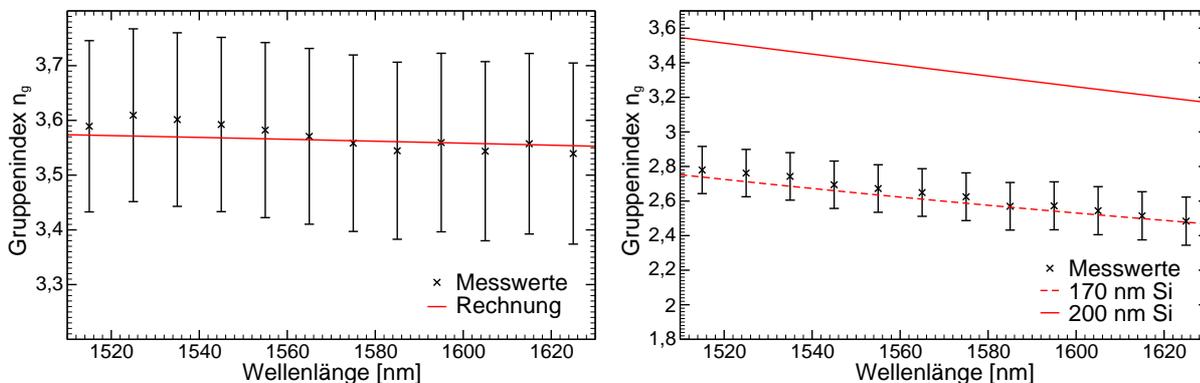


Abbildung 6.17: Aus den Fourierspektren ermittelte Gruppenindizes für TE-Polarisation (*links*) und TM-Polarisation (*rechts*) eines $2\ \mu\text{m}$ breiten IOSOI-Streifenwellenleiters. Es werden zusätzlich zu den Messwerten die Ergebnisse der entsprechenden FEM-Rechnungen mit dargestellt.

Der Vergleich mit den 890 nm breiten Streifenwellenleitern bestätigt die Tendenz, dass Licht in breiten Strukturen mit geringeren Verlusten propagiert. Es wird auch die schon zuvor gemachte Beobachtung untermauert, dass die Propagationsverluste für TM-polarisiertes Licht im IOSOI-Materialsystem etwas geringer sind. Wie in der Einführung zu diesem Abschnitt beschrieben, wurden die Untersuchungen an den multimodigen IOSOI-Strukturen von den sehr guten Ergebnissen aus der Literatur motiviert. Diese konnten aber mit den IOSOI-Streifenwellenleitern nicht reproduziert werden. Der Grund für die im Vergleich hohen Werte für die Absorptionskoeffizienten ist ein entscheidender Unterschied in der Probengeometrie: Die in [60] untersuchten Streifenwellenleiter waren komplett mit Siliziumoxid vergraben, auch an den geätzten Seitenwänden besteht somit der Brechungsindexkontrast von Silizium zu seinem Oxid. Im Fall der IOSOI-Proben besteht hier ein größerer Kontrast hin zu Luft. Wie bereits in Abschnitt 4.3.1

Breite, Polarisation	Einkoppelverluste	
	gemessen	berechnet
890 nm, TE	-25 dB	-28 dB
890 nm, TM	-19 dB	-22 dB
2 μm , TE	-24 dB	-23 dB
2 μm , TM	-22 dB	-17 dB

Tabelle 6.10: Vergleich der gemessenen und der berechneten Koppelverluste für die IOSOI-Streifenwellenleiter.

beschrieben, skalieren die an den Wänden aufgrund von Rauigkeiten entstehenden Streuverluste mit dem Brechungsindexkontrast an der Wand [40].

6.2.5 Koppelverluste

Die Einkoppelverluste bei der Messung von IOSOI-Streifenwellenleitern lassen sich aus den Transmissionsspektren genauso wie im Fall der SOI-Streifenwellenleiter grob abschätzen (siehe Abschnitt 6.1.4). Wie oben beschrieben werden die Wellenleitermoden und das von der belinsten Faser emittierte Licht mit Gauß-Funktionen genähert und die Einkoppeleffizienz η nach Gleichung 4.12 berechnet, sowie die intrinsischen Verluste des Aufbaus berücksichtigt. Die so ermittelten Koppelverluste sind in Tabelle 6.10 aufgelistet.

Man sieht, dass hier die Werte für die experimentell bestimmten und die berechneten Einkopplungsverluste grob übereinstimmen. Nur für den TM-Fall des 2 μm breiten Streifenwellenleiter ist die Abweichung mit 5 dBm relativ groß. Diese Abweichung ist damit zu erklären, dass hier evtl. die Fasern nicht optimal justiert und z.B. nicht exakt parallel zur optischen Achse ausgerichtet waren. Ansonsten ist die Einkoppeleffizienz gerade für die TM-Polarisation relativ hoch, was auf die starke Ausdehnung der Modenprofile zurückzuführen ist.

6.2.6 Photonische Kristall-Wellenleiter

Die Ergebnisse der Untersuchungen am W1-photonischen-Kristall-Wellenleiter im IOSOI-Materialsystem wurden in Abschnitt 5.2.3 vorgestellt und werden nun weiter vertieft. Zunächst werden die gemessenen Verluste näher betrachtet. Bisher sind für TM-polarisiertes Licht noch keine Propagationsverluste für eine zum untersuchten W1-Wellenleiter vergleichbare Struktur publiziert worden. Allerdings wurden für TE-polarisiertes Licht schon mit Siliziumoxid vergrabene W1-Wellenleiter untersucht [61]. Außerdem wurden für TE-Polarisation die Propagationsverluste von sogenannten „airbridge“-Strukturen publiziert. Dies sind ebenfalls symmetrische Strukturen, die aber freigeätzt wurden und daher von allen Seiten mit Luft umgeben sind [62]. Zusätzlich ist in Tabelle 6.11 zum Vergleich der Wert für den niedrigsten Absorptionskoeffizienten für TE-Polarisation im W1-Wellenleiter im in dieser Arbeit verwendeten SOI-Materialsystem mit aufgelistet [29].

Im Vergleich sieht man, dass die Verluste im Bereich der airbridge-Strukturen liegen. Allerdings ist hier einschränkend hinzuzufügen, dass dort niedrigere Gruppengeschwindigkeiten vorliegen. Demzufolge ist anzunehmen, dass sich die Propagationsverluste, um diesen Einfluss korrigiert, im Bereich der vergrabenen SOI-Strukturen bewegen.

Es ist anhand der präsentierten Ergebnisse deutlich geworden, dass eingestrahltes, TE-polarisiertes Licht in der Lage ist, die im photonischen-Kristall-Wellenleiter existierende Mode für TM-Polarisation anzuregen. Außerdem wird sowohl für TM-polarisiertes als auch für TE-polarisiertes Licht im W1-Wellenleiter trotz einer Bandlücke für TM-Polarisation Licht transmittiert. Diese beiden Phänomene werden im Folgenden diskutiert.

Gruppe	Verluste [dB/mm]		Typ	Quelle
	TE	TM		
IMEC	7,5	-	SOI	[29]
NTT	$0,5 \pm 0,25$	-	„airbridge“	[62]
Universität St. Andrews	$3,5 \pm 0,3$	-	vergraben	[61]
diese Arbeit	-	$0,6 \pm 0,4$	IOSOI	

Tabelle 6.11: Vergleich der gemessenen Absorptionskoeffizienten des IOSOI-W1-photonischen-Kristall-Wellenleiters mit publizierten Daten vergleichbarer Strukturen.

In einem photonischen-Kristall-Wellenleiter tritt eine Kopplung der Polarisationen normalerweise nur an den Stellen auf, an denen sich die entsprechenden Bänder in der Bandstruktur kreuzen [9, 10], und somit Phasen-angepasst sind. Zudem wurde der Effekt bisher nur in unsymmetrischen SOI-Strukturen beobachtet und sollte theoretisch im symmetrischen IOSOI nicht zu beobachten sein [12]. Da im Fall der Einkopplung von TE-polarisiertem Licht außerdem ausschließlich TM-polarisiertes Licht ausgekoppelt wird und nur in einem schmalen Spektralbereich ein Band ungerader Symmetrie für TE-Polarisation existiert, ist auszuschließen, dass überhaupt TE-polarisiertes Licht in den photonischen-Kristall-Wellenleiter gelangt. Vielmehr muss die Kopplung zwischen den beiden orthogonalen Polarisationen vor dem photonischen Kristall, also im Bereich des Streifenwellenleiters bzw. am Grenzübergang zwischen Streifenwellenleiter und W1-Wellenleiter geschehen.

Diese Kopplung kann allerdings nicht über evtl. vorhandene TM-Anteile der (quasi-)TE-Streifenwellenleitermode, also über E_y - oder H_x -Komponenten, geschehen. Zum einen haben sie eine ungerade Symmetrie und können somit nicht an die TM-Mode gerader Symmetrie (siehe Abschnitt 2.4.4) koppeln. Zum anderen führen sie über -15 dB weniger Leistung als die TE-Komponenten und müssten somit eine Koppeffizienz von 1 an den photonischen-Kristall-Wellenleiter haben, um das gemessene Signal auch quantitativ erklären zu können.

Die Kopplung zwischen TE-polarisierter Streifenwellenleitermode und TM-polarisierter W1-Wellenleitermode geschieht vermutlich über die Longitudinalkomponenten der Felder. Wie in Abschnitt 2.2.1 dargestellt wurde, haben die Moden im dielektrischen Wellenleiter Feldanteile parallel zu ihrem k-Vektor, die zudem mit steigendem Brechungsindexkontrast immer größer werden. Prinzipiell kann über diese Feldkomponenten schon eine Polarisationskonversion im einfachen, ungestörten Streifenwellenleiter geschehen. Im vorliegenden Fall ist dies aber auszuschließen, da zum einen die Moden unterschiedliche effektive Indizes und unterschiedliche Gruppenindizes haben, und zum anderen für eine symmetrische Geometrie wie im IOSOI-Fall diese Komponenten unterschiedliche Symmetrien aufweisen [63]. Die Kopplung über die Longitudinalkomponenten kann somit nur am Grenzübergang zwischen Streifenwellenleiter und W1-Wellenleiter geschehen. Da die Periodizität des photonischen Kristalls an dieser Stelle unterbrochen wird, können hier zusätzlich zu den Moden der unendlichen Struktur noch stark lokalisierte Oberflächenzustände existieren [64]. Diese wurden z.B. schon genutzt, um effizient Licht in photonische-Kristall-Wellenleiter-Moden mit niedriger Gruppengeschwindigkeit einzukoppeln [65].

Diese Oberflächenzustände propagieren sehr langsam entlang der Grenzfläche des photonischen-Kristall-Wellenleiters und somit senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichts im Wellenleiter [66]. Die Kopplung der Longitudinalkomponente der TE-Streifenwellenleitermode mit einer TM-polarisierten Oberflächenmode, die wiederum an die TM-polarisierte W1-Wellenleitermode koppelt, könnte so zu der beobachteten Polarisationskonversion führen.

Im Folgenden wird mit Hilfe einer FDTD-Simulation überprüft, ob die gemessenen Transmissionseigenschaften des W1-photonischen-Kristall-Wellenleiters mit der Theorie übereinstimmen. Für die FDTD-Rechnungen wurde die gleiche Rechenzelle benutzt wie in Abschnitt 5.2.3. Die Rechnung wurde so lange durchgeführt, bis die transmittierte Intensität auf einem stabi-

len Niveau geblieben ist. In Abbildung 6.18 wird die FDTD-Simulation mit der Messung für TM-polarisiertes Licht verglichen. Dabei wurde die Rechnung zum besseren Vergleich etwas zu niedrigeren Leistungen hin verschoben.

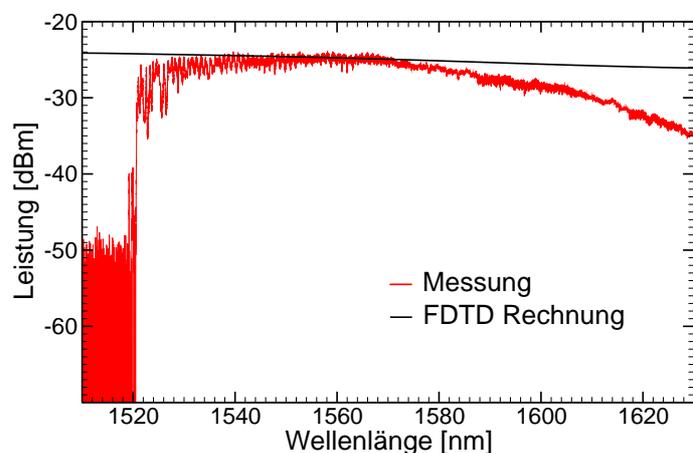


Abbildung 6.18: Dreidimensionale FDTD-Simulation des IOSOI-W1-photonic-Kristall-Wellenleiters und die entsprechende Messung, beide für TM-Polarisation, im Vergleich: Man sieht deutlich, dass in der Simulation Licht im Bereich des Lichtkegels transmittiert wird.

Die Rechnung zeigt, dass die reale Struktur und der am Computer modellierte Wellenleiter im Wesentlichen die gleichen Transmissionseigenschaften zeigen. Der Abfall der Intensität bei ca. 1520 nm ist nur in der Messung zu beobachten. Da an dieser Stelle der Lichtkegel beginnt, ist dieser Unterschied wahrscheinlich auf die in der Realität aufgrund von Imperfektionen der Struktur deutlich stärkere Kopplung an Strahlungsmoden zurückzuführen. Die in der FDTD-Simulation quasi ungestörte Transmission von TM-polarisiertem Licht im Bereich des Lichtkegels wurde in der Literatur auch im Fall der SOI-W1-Wellenleitern beobachtet [10]. Zu längeren Wellenlängen hin ist der Abfall der transmittierten Intensität in der Messung und in der Rechnung zu beobachten, allerdings fällt er im Experiment viel stärker aus. Dies ist vermutlich auf die Herstellungstoleranzen der realen Struktur zurückzuführen. Da die Moden für größere Wellenlängen immer weiter in den porösen Bereich hineinreichen, haben dort vorhandene Streuer einen immer stärkeren Einfluss.

Die Transmissionseigenschaften des IOSOI-W1-Wellenleiters weichen sowohl laut Experiment, als auch laut FDTD-Simulation signifikant von der berechneten Bandstruktur ab. Daher ist es an dieser Stelle notwendig, die Genauigkeit der TM-Bandstruktur zu überprüfen.

Die benutzte TM-Mode ist eine index-geführte Mode (siehe Abschnitt 2.4.4). In Analogie zur Grundmode eines Streifenwellenleiters ist zu erwarten, dass das entsprechende Band in der (projizierten) Bandstruktur lediglich zurückgeklappt wird und keine Bandlücke ausbildet. Diese Annahme entspricht den Resultaten aus Messung und FDTD-Simulation. Gestützt wird diese These aus publizierten Ergebnissen: T. Baba und Mitarbeiter haben für airbridge-W1-Wellenleiter Banddiagramme veröffentlicht, die mit Hilfe der FDTD-Methode berechnet wurden. Dabei wird in der modellierten Struktur eine Lichtquelle zufällig plaziert, und dann ein zeitlich sehr kurzer, und damit spektral breiter, Lichtpuls emittiert. Dies wird für eine Reihe von k -Vektoren in Richtung des Wellenleiters durchgeführt. Über eine Fouriertransformation der zeitlichen Entwicklung der elektromagnetischen Felder können anschließend die Moden des photonischen Kristalls bzw. des W1-Wellenleiters ermittelt werden. Die so berechnete Bandstruktur für TM-Polarisation weist für die Wellenleitermode keine Bandlücke auf, sondern diese wird am Rand der Brillouinzone lediglich zurückgeklappt [67].

Darüber hinaus wurde für die hier untersuchte TM-Mode auch im SOI-W1-Wellenleiter sowohl experimentell als auch in einer FDTD-Simulation keine Bandlücke beobachtet [10]. Dies veranlasste die Autoren dazu, den Verlauf des entsprechenden Bandes in der Bandstruktur als zurückgeklappt zu approximieren.

Mit Hilfe der FDTD-Rechnungen wurden außerdem die H_x -Feldverteilungen der im photonischen Kristall propagierenden Mode berechnet. In Abbildung 6.19 ist exemplarisch die Feldverteilung für eine Wellenlänge von 1585 nm mit einer spektralen Breite von ca. 10 nm abgebildet. Dies entspricht einer spektralen Position mitten in der mit Hilfe der PWE-Methode prognostizierten Bandlücke. Vergleicht man diese Feldverteilungen mit denen aus der PWE-Rechnung in Abbildung 2.14, so ergibt sich eine nahezu perfekte Übereinstimmung. Offensichtlich wird das TM-polarisierte Licht im W1-Wellenleiter in der entsprechenden W1-Wellenleitermode geführt und bildet keine Bandlücke aus.

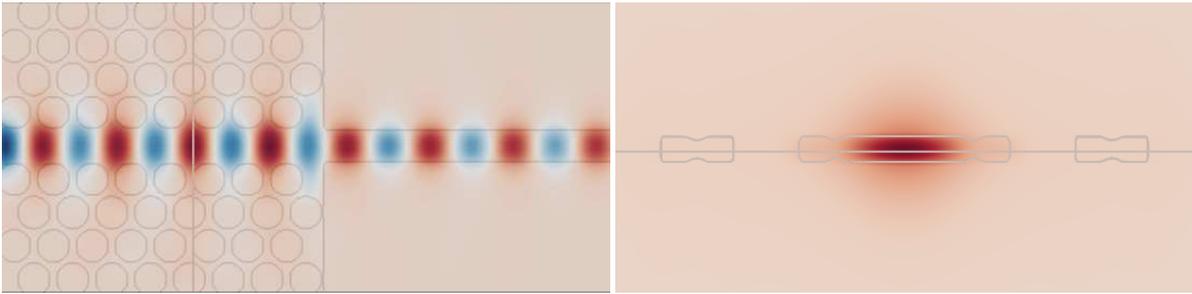


Abbildung 6.19: *Links:* Ergebnis der FDTD-Rechnung der H_x -Feldverteilung des durch den photonischen-Kristall-Wellenleiter und dem angeschlossenen Streifenwellenleiter propagierenden Lichts (Schnitt durch die x - z -Ebene). *Rechts:* Ergebnis der FDTD-Rechnung der H_x -Feldverteilung im photonischen-Kristall-Wellenleiter (Schnitt durch die x - y -Ebene). Die jeweiligen Schnittebenen sind mit Hilfe durchgehender Linien eingezeichnet. Die Wellenlänge des verwendeten Lichts ist 1585 nm, TM-Polarisation.

7 Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit war die Zielsetzung, zwei verschiedene siliziumbasierte Materialsysteme für die integrierte Optik zu charakterisieren. Die Proben wurden von externen Partnern hergestellt. Die Vereinzelung der Proben in einzelne Chips durch Sägen und Polieren wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt. Um die Proben charakterisieren zu können, wurde ein entsprechender Koppelmessplatz aufgebaut. Ziele dieser Arbeit waren:

- Die Untersuchung konventioneller SOI-Streifenwellenleiter auf ihre polarisationsabhängigen Eigenschaften bezüglich der Wellenleitung von eingekoppeltem Licht im Spektralbereich für die Telekommunikation. Diese Messungen sollten als Referenz zum einen für die eingesetzten Methoden und zum anderen für das anschließend untersuchte IOSOI-Materialsystem dienen.
- Die Untersuchung konventioneller Streifenwellenleiter im neuartigen IOSOI-Materialsystem. Hier sollten ebenfalls die polarisationsabhängigen Eigenschaften der Wellenleitung ermittelt werden und dann ein Vergleich zum konventionellen SOI-Materialsystem gezogen werden.
- Die Untersuchung eines W1-photonischen-Kristall-Wellenleiters im IOSOI-Materialsystem. Hier sollten zwei Schwerpunkte gesetzt werden: Zum einen die Untersuchung der Wellenleitung für TM-polarisiertes Licht, zum anderen die Stärke einer möglichen Polarisationskonversion.

Es wurden SOI-Streifenwellenleiter mit Breiten von 550 nm und 890 nm auf ihre Propagationsverluste, ihre Gruppenindizes und ihre Modenprofile hin untersucht. Es stellte sich heraus, dass die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment für die TE-Polarisation im Rahmen der Messungenauigkeiten gegeben ist. Die ermittelten Propagationsverluste reihen sich in die bisher publizierten Daten ein und entsprechen im Rahmen der Messfehler den für die gleichen Strukturen publizierten Werten. Im Fall der TM-Polarisation stellte sich heraus, dass das Oxid unter der lichtführenden Schicht mit einer Dicke von $1\mu\text{m}$ zu dünn ist, um TM-polarisiertes Licht verlustfrei bzw. mit ausreichend niedrigen Verlusten zu führen. Diese Beobachtung wird durch die Untersuchungen der japanischen Firma NTT gestützt, die an SOI-Streifenwellenleitern mit einer Oxidschicht von $3\mu\text{m}$ Dicke nachweisen konnten, dass hier auch TM-polarisiertes Licht mit niedrigen Propagationsverlusten geführt werden kann [56]. Es wurde außerdem gezeigt, dass die Fourierreihe (siehe Abschnitt 4.3.4) eine Alternative zur Fabry-Perot-Methode ist (siehe Abschnitt 4.3.3). Die relativ großen Fehlergrenzen der ermittelten Absorptionskoeffizienten sind auf das schlechte Signal-Rausch-Verhältnis zurückzuführen. Das wiederum ist die Konsequenz aus den hohen Verlusten bei der Lichteinkopplung mit Hilfe einer belinsten Faser.

Im IOSOI-Materialsystem wurden zunächst Streifenwellenleiter mit einer Breite von 890 nm untersucht. Die schmalere Strukturen mit einer Breite von 550 nm sind vermutlich aufgrund von Verspannungen im Material umgekippt und konnten somit nicht charakterisiert werden. Für

die 890 nm breiten Strukturen wurde für beide Polarisierungen eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment festgestellt. Die Propagationsverluste des IOSOI Materialsystems sind vergleichbar niedrig wie im SOI-Materialsystem. Für TM-polarisiertes Licht wird das propagierende Licht etwas weniger gedämpft, da hier der Überlapp der geführten Energie in der Wellenleitermode mit den rauen, geätzten Wänden niedriger ist. Die Koppelverluste sind für TM-polarisiertes Licht deutlich niedriger als im SOI-Materialsystem. Für TE-polarisiertes Licht ist die Einkoppeleffizienz in beiden Materialsystemen ähnlich gering.

Für die IOSOI Strukturen sieht man auch den für SOI schon publizierten Effekt, dass die breiteren Strukturen verlustfreier sind. Sogar 2 μm breite, multimodige Streifenwellenleiter konnten für die nahezu verlustfreie Wellenleitung herangezogen werden. Auch hier waren die Verluste für die TM-Polarisation etwas niedriger.

Für einen IOSOI W1-photonischen-Kristall-Wellenleiter wurden Messungen mit TE- und mit TM-polarisiertem Licht durchgeführt. Dabei zeigte sich für TM-Polarisation, dass die Propagationsverluste niedrig sind und sich auf ähnlichem Niveau wie im Fall der Streifenwellenleiter bewegen. Darüber hinaus wurden zwei überraschende Effekte beobachtet: Die in der Bandstruktur vorhandene Bandlücke für die TM-polarisierten Moden war weder in den Messungen noch in FDTD-Simulationen reproduzierbar und für TE-polarisiertes Licht wurde ein signifikanter Anteil an transmittiertem Licht gemessen. Dabei ergab eine Analyse, dass das Licht TM-polarisiert ist, also eine Polarisationskonversion statt findet.

Die Transmission im Spektralbereich der Bandlücke ist auf einen Fehler des verwendeten Programms *mpb* (PWE-Methode) zurückzuführen. Es wurde in dieser Arbeit mit Hilfe der FDTD-Methode gezeigt, dass hier Licht in der TM-polarisierten Grundmode des W1-Wellenleiters geführt wird. Außerdem wurden von anderen Gruppen vergleichbare Ergebnisse publiziert, die diese Annahme untermauern. Eine genaueres Verständnis dieses Problems erfordert eine signifikante Vertiefung der Problematik und ggfs. eine nähere Auseinandersetzung mit den verwendeten Algorithmen und Näherungen im verwendeten Programm *mpb*.

Der Effekt der Polarisationskonversion ist vermutlich auf die Existenz von Longitudinalkomponenten des elektromagnetischen Feldes zurückzuführen. Diese sind im vorliegenden Fall von hohen Brechungsindexkontrasten besonders stark ausgeprägt und könnten am Grenzübergang zwischen Streifenwellenleiter und W1-Wellenleiter dazu führen, dass eine Oberflächenmode des photonischen Kristalls angeregt wird. Diese ist unter Umständen in der Lage, eine Kopplung der TE-Mode des Streifenwellenleiters an die TM-Mode des photonischen-Kristall-Wellenleiters zu ermöglichen und so eine Polarisationskonversion stattfinden zu lassen.

7.2 Ausblick

Als konkrete nächste Schritte ergeben sich aus dieser Arbeit verschiedene Punkte, die näher untersucht werden sollten. Zunächst kann der Einsatz von konventionellen Taperstrukturen helfen, die eingekoppelte Intensität in den Streifenwellenleitern zu erhöhen und so das Signal-Rausch-Verhältnis zu verbessern. Dies würde die Genauigkeit und die Empfindlichkeit der Messungen signifikant erhöhen. Darüber hinaus kann eine zusätzliche Verbesserung erreicht werden, indem man versucht, die IOSOI-Streifenwellenleiter mit speziellen Endflächen-Faserkopplern auszurüsten, die eine sehr effiziente Einkopplung des Lichts in den Wellenleiter ermöglichen [68, 69]. Alternativ wäre auch eine Integration von polarisationsunabhängigen Gitterkopplern denkbar [70].

Ein wichtiger Punkt ist die Alterungsprozesse der Proben zu verstehen und zu unterbinden. Dazu sollten Methoden wie ein langsames Ausheizen der Verspannungen und eine Versiegelung mit z.B. Siliziumnitrid untersucht werden. In diesem Zusammenhang muss natürlich der Einfluss dieser Maßnahmen auf die optischen Eigenschaften der IOSOI-Strukturen untersucht und ggfs. kompensiert werden.

Bisher wurden nur die linearen optischen Eigenschaften des IOSOI-Materialsystems untersucht. Um es für Anwendungen in der Telekommunikation, der Sensorik oder anderen Gebieten interessant zu machen, müssen auch die optisch nichtlinearen Eigenschaften untersucht werden und Methoden gefunden werden, optisch nichtlineare Effekte im Silizium zu induzieren. Dazu könnten unter anderem folgende Ansätze verfolgt werden:

Um einen ausreichend großen $\chi^{(2)}$ -Koeffizienten zu induzieren, kann versucht werden die vorhandenen Verspannungen auszunutzen bzw. zu verstärken. Dazu bietet sich an, das Material zusätzlich mit Siliziumnitrid zu verspannen, um so mit Hilfe der induzierten Gitterverzerrung den $\chi^{(2)}$ -Koeffizienten signifikant zu vergrößern. Dieser Vorschlag wurde für das SOI-Materialsystem schon einmal publiziert, bisher jedoch nicht weiter verfolgt [71].

Um einen zusätzlichen $\chi^{(3)}$ -Koeffizienten ins Material einzubringen, der zudem deutlich größer ist als das intrinsische $\chi^{(3)}$ von Silizium, bietet sich die Funktionalisierung mit Hilfe von optisch nichtlinearen Polymeren und Farbstoffen an [72, 73]. Eine besonders elegante und vielversprechende Alternative zur einfachen Beschichtung und globalen Infiltration von SOI-Komponenten ist die lokale Infiltration einzelner Poren eines photonischen Kristalls, um so hocheffiziente Bauelemente zu realisieren [74, 75].

A Fehlerrechnung

Abschätzung des Messfehlers des mit Hilfe der Fabry-Perot-Methode ermittelten Absorptionskoeffizienten

In Kapitel 4.3.3 wird die Bestimmung des Absorptionskoeffizienten mit Hilfe der Fabry-Perot-Methode beschrieben. Dazu werden die Gleichungen 4.16 und 4.17 verwendet. Für die Bestimmung von α werden demnach drei fehlerbehaftete, unabhängige Größen benutzt: Die (geometrische) Länge L besitzt einen Messfehler ΔL , der numerisch bestimmte Reflexionskoeffizient R wurde mit einem Fehler ΔR bestimmt und der Kontrast K kann aufgrund des Rauschens im Spektrum nur mit einer Genauigkeit von ΔK aus den Transmissionsmessungen bestimmt werden.

Der Gesamtfehler $\Delta\alpha$ des Absorptionskoeffizienten wird nach Gleichung A.1 abgeschätzt. Dabei fällt beim Vergleich der drei Beiträge zum Gesamtfehler auf, dass allgemein der Beitrag ΔK mit ca. 90% den mit Abstand größten Beitrag zum Gesamtfehler leistet (Gleichung A.3). Es wird deutlich, dass eine Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnis zu einer deutlichen Verbesserung der Genauigkeit der Bestimmung des Absorptionskoeffizienten führen würde.

$$\Delta\alpha = \left| \frac{\partial}{\partial L} \alpha \right| \Delta L + \left| \frac{\partial}{\partial R} \alpha \right| \Delta R + \left| \frac{\partial}{\partial K} \alpha \right| \Delta K \quad (\text{A.1})$$

$$= \Delta\alpha_L + \Delta\alpha_R + \Delta\alpha_K \quad (\text{A.2})$$

$$\approx 0,01\Delta\alpha + 0,1\Delta\alpha + 0,9\Delta\alpha \quad (\text{A.3})$$

Abschätzung des Messfehlers des mit Hilfe der Fouriermethode ermittelten Absorptionskoeffizienten

Der Absorptionskoeffizient α wird mit Hilfe der Fouriermethode nach den Gleichungen 4.23 und 4.24 berechnet. Für eine bessere Darstellbarkeit wird das Verhältnis der Maxima der Harmonischen in Gleichung 4.23 als V definiert:

$$RA = \frac{\mathcal{F}\{I_T\}((i+1)L_{\text{opt}})}{\mathcal{F}\{I_T\}(iL_{\text{opt}})} = V \quad (\text{A.4})$$

Der hier auftretende Fehler ΔV wird durch das Rauschen im betreffenden Fourierspektrum bestimmt. Die Fouriertransformation ist linear, daher tritt das Rauschen bei der Transformation als Summand und im Fourierspektrum als entsprechender Offset auf. Daher wird für ΔV die Standardabweichung aus dem quadratischen Mittelwert des Rauschens RMS berechnet:

$$\Delta V = \frac{RMS}{\sqrt{N}} \quad (\text{A.5})$$

Dabei ist N die Anzahl der Punkte im Fourierspektrum. Der Gesamtfehler des Absorptionskoeffizienten $\Delta\alpha$ wird nun nach Gleichung A.6 abgeschätzt. Es werden die drei unabhängigen Größen zur Berechnung benötigt: Die (geometrische) Länge L mit ihrem Messfehler ΔL , der

numerisch bestimmte Reflexionskoeffizient R mit seiner Ungenauigkeit ΔR und das Verhältnis V mit dem Fehler ΔV .

$$\Delta\alpha = \left| \frac{\partial}{\partial L}\alpha \right| \Delta L + \left| \frac{\partial}{\partial R}\alpha \right| \Delta R + \left| \frac{\partial}{\partial V}\alpha \right| \Delta V \quad (\text{A.6})$$

Abschätzung des Messfehlers des Gruppenindex

Der Gruppenindex n_g wird aus den Fourierspektren wie in Abschnitt 4.3.4 beschrieben bestimmt. Er wird aus dem Quotienten der optischen Länge L_{opt} und der geometrischen Länge L_{geom} des als Fabry-Perot-Resonator fungierenden Wellenleiters bestimmt. Der Messfehler des Gruppenindex Δn_g wird nach Gleichung A.7 abgeschätzt.

$$\Delta n_g = \left| \frac{1}{L_{\text{geom}}} \right| \Delta L_{\text{opt}} + \frac{L_{\text{opt}}}{L_{\text{geom}}^2} \left| \Delta L_{\text{geom}} \right| \quad (\text{A.7})$$

Dabei ist ΔL_{opt} der Fehler der optischen Länge und wird aus dem Fourierspektrum bestimmt. Der Abstand des Maximalwertes zu den Nachbarpunkten im Spektrum bestimmt die Genauigkeit.

Der Fehler der geometrischen Länge ΔL_{geom} ist der Fehler der Messung der geometrischen Länge der jeweiligen Probe. Er beträgt ca. $\Delta L_{\text{geom}} = \pm 50 \mu\text{m}$.

B Spezifikationen der Geräte

In diesem Kapitel werden die technischen Spezifikationen der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Messgeräte aufgeführt. Dabei werden nur die Daten angegeben, die für die durchgeführten Messungen relevant sind.

Laser

Es wurde ein stufenlos durchstimmbarer Laser INTUN TL1550-B-PM der Firma Thorlabs verwendet.

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

Automatischer Polarisationssteller

Es wurde ein automatischer Polarisationssteller DPC5500 der Firma Thorlabs verwendet.

DPC5500	
Wellenlängenbereich	1510 - 1640 nm
Einkoppelverlust (mit Steckverbinder)	$< 1,2$ dB
Auflösung des Polarisationswinkels	$0,01^\circ$
Schwankung der Ausgangsleistung	$\pm 0,05$ dB

Belinste Lichtleitfaser

Es wurden belinste Lichtleitfasern der Firma NANONICS verwendet.

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

Manueller Polarisationssteller

Es wurde ein dreiachsiger Polarisationssteller der Firma Thorlabs verwendet.

manueller Polarisationssteller	
Krümmungsdurchmesser	56 mm
max. Paddeldrehung	$\pm 286^\circ$
Krümmungsverluste	≤ 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 Einkoppeelseite 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 Auskoppeelseite 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 μ/mm

Detektor

Es wurde ein InGaAs-Detektor S144A der Firma Thorlabs verwendet.

InGaAs-Detektor S144A	
Leitungsbereich	1 nW - 50 mW
Spektralbereich	800 - 1700 nm
äquivalente Rauschleistung	5 nW
optische Zerstörschwelle	200 W/cm ²

Abkürzungsverzeichnis

DUV	Deep Ultra Violet (Lithography)
FDTD	Finite Difference Time Domain (siehe Kapitel 4.1.2)
FE(M)	Finite Elemente (Methode) (siehe Kapitel 4.1.3)
ICP	Inductive Coupled Plasma (siehe z.B. [35])
IOSOI	Insulator-On-Silicon-On-Insulator (siehe Kapitel 3.2)
IR	Infrarot
LED	Light Emitting Diode
PECVD	Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition (siehe z.B. [35])
PML	Perfectly Matched Layer (siehe Kapitel 4.1.2)
PWE	Plane Wave Expansion (siehe Kapitel 4.1.1)
RCA	Radio Corporation of America (RCA-Reinigung siehe Kapitel 3.3)
REM	Rasterelektronenmikroskop
RIE	Reactive Ion Etching (siehe z.B. [35])
SC-1	Standard Clean 1, Teil der RCA-Reinigung (siehe Kapitel 3.3)
SC-2	Standard Clean 2, Teil der RCA-Reinigung (siehe Kapitel 3.3)
SOI	Silicon-On-Insulator (siehe Kapitel 3.1)
TE	Transversal Elektrisch (siehe Kapitel 2.2.1)
TM	Transversal Magnetisch (siehe Kapitel 2.2.1)

Literaturverzeichnis

- [1] Miller, S. E., *Bell Systems Technical Journal* **48** (1969) 205969.
- [2] Findakly, T. und M. Bramson, *Optics Letters* **15** (1990) 673.
- [3] Bogaerts, W., P. Dumon, D. V. Thourhout, D. Taillaert, P. Jaenen, J. Wouters, S. Beckx, V. Wiaux und R. G. Baets, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **12** (2006) 1394.
- [4] Jalali, B., *Nature Photonics* **1** (2007) 193.
- [5] Boyraz, O. und B. Jalali, *Optics Express* **12** (2004) 5269.
- [6] Park, H., A. Fang, S. Kodama und J. Bowers, *Optics Express* **13** (2005) 9460.
- [7] Koos, C., P. Vorreau, T. Vallaitis, P. Dumon, W. Bogaerts, R. Baets, B. Esembeson, I. Biaggio, T. Michinobu, F. Diederich, W. Freude und J. Leuthold, *Nature Photonics* **3** (2009) 216.
- [8] Gunn, G., *Photonics Spectra* **11** (2006) 62.
- [9] Settle, M., M. Salib, A. Michaeli und T. F. Krauss, *Optics Express* **14** (2006) 2440.
- [10] Canning, J., N. Skivesen, M. Kristensen, L. H. Frandsen, A. Lavrinenko, C. Martelli und A. Tetu, *Optics Express* **15** (2007) 15603.
- [11] Fukuda, H., K. Yamada, T. Tsuchizawa, T. Watanabe, H. Shinjima und S. ichi Itabashi, *Optics Express* **16** (2008) 4872.
- [12] Jamois, C., *Silicon-Based Planar Photonic Crystals for Application to Dispersion Compensation*, Dissertation, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg (2004).
- [13] Tanaka, Y., T. Asano, R. Hatsuta und S. Noda, *Journal of Lightwave Technology* **22** (2004) 2787.
- [14] Saleh, B. E. A. und M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, Wiley series in pure and applied optics, John Wiley & Sons, Inc, New York (1991).
- [15] Ebeling, K. J., *Integrated Optoelectronics*, Springer Verlag (1993).
- [16] Yariv, A. und P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*, John Wiley & Sons (1984).
- [17] März, R., *Integrated Optics*, Artech House (1995).
- [18] John, S., *Physical Review Letters* **58** (1987) 2486.
- [19] Yablonovitch, E., *Physical Review Letters* **58** (1987) 2059.

- [20] Joannopolous, J. D., S. G. Johnson, J. N. Winn und R. D. Meade, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princeton University Press, 41 William Street, Princeton, New Jersey 08540, 2. Aufl. (2008).
- [21] Notomi, M., A. Shinya, S. Mitsugi, E. Kuramochi und H. Ryu, *Optics Express* **12** (2004) 1551.
- [22] Krauss, T. F., *Journal of Physics D: Applied Physics* **40** (2007) 2666.
- [23] Sakoda, K., *Optical Properties of Photonic Crystals*, Bd. 80 von *Springer Series in Optical Science*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1. Aufl. (2001).
- [24] Prather, D. W., S. Shi, D. M. Pustai, C. Chen, S. Venkataraman, A. Sharkawy, G. Schneider und J. Murakowski, *Optics Letters* **29** (2004) 50.
- [25] Johnson, S. G., P. R. Villeneuve, S. Fan und J. D. Joannopoulos, *Physical Review B* **62** (2000) 8212.
- [26] Jamois, C., R. B. Wehrspohn, L. C. Andreani, C. Hermann, O. Hess und U. Gosele, *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications* **1** (2003) 1.
- [27] Galli, M., M. Agio, L. Andreani, L. Atzeni, D. Bajoni, G. Guizzetti, L. Businaro, E. D. Fabrizio, F. Romanato und A. Passaseo, *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems* **27** (2002) 79.
- [28] Talneau, A., L. L. Gouezigou und N. Bouadma, *Optics Letters* **26** (2001) 1259.
- [29] Bogaerts, W., D. Taillaert, B. Luyssaert, P. Dumon, J. V. Campenhout, P. Bienstman, D. V. Thourhout, R. Baets, V. Wiaux und S. Beckx, *Optics Express* **12** (2004) 1583.
- [30] Milenin, A., C. Jamois, R. Wehrspohn und M. Reiche, *Microelectronic Engineering* **77** (2005) 139.
- [31] Milenin, A., C. Jamois, T. Geppert, U. Gösele und R. Wehrspohn, *Microelectronic Engineering* **81** (2005) 15.
- [32] Bogaerts, W., *Nanophotonic Waveguides and Photonic Crystals in Silicon-on-Insulator*, Dissertation, Universiteit Gent (2004).
- [33] Kern, W. und D. A. Poutinen, *RCA Review* **31** (1970) 187.
- [34] Leopold, A., *Neue Konzepte zur Reinigung von Siliziumoberflächen*, Dissertation, Technische Universität München (2003).
- [35] Hilleringmann, U., *Silizium-Halbleitertechnologie*, Vieweg+Teubner, 4 Aufl. (2004).
- [36] Johnson, S. und J. Joannopoulos, *Optics Express* **8** (2001) 173.
- [37] Yee, K., *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* **14** (1966) 302.
- [38] Berenger, J., *Journal of Computational Physics* **114** (1994) 185.
- [39] Philipp, H. R. und E. A. Taft, *Physical Review* **120** (1960) 37.
- [40] Payne, F. P. und J. P. R. Lacey, *Optical and Quantum Electronics* **26** (1994) 977.
- [41] Kakihara, K., N. kono, K. Saitoh, T. Fujisawa und M. Koshiba, *Optics Express* **14** (2006) 7046.

- [42] Poulton, C. G., C. Koos, M. Fujii, A. Pfrang, T. Schimmel, J. Leuthold und W. Freude, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **12** (2006) 1306.
- [43] Gerace, D. und L. C. Andreani, *Optics Letters* **29** (2004) 1897.
- [44] Ferrini, R., R. Houdre, H. Benisty, M. Qiu und J. Moosburger, *Journal of the Optical Society of America B* **20** (2003) 469.
- [45] Bogaerts, W., P. Bienstman und R. Baets, *Optics Letters* **28** (2003) 689.
- [46] Hughes, S., L. Ramunno, J. F. Young und J. E. Sipe, *Physical Review Letters* **94** (2005) 033903.
- [47] Karthe, W., *Integrierte Optik*, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portzig (1991).
- [48] Regener, R. und W. Sohler, *Applied Physics B: Lasers and Optics* **36** (1985) 143.
- [49] Hecht, E., *Optik*, Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 3 Aufl. (2001).
- [50] Hofstetter, D. und R. L. Thornton, *Applied Physics Letters* **72** (1998) 404.
- [51] Hofstetter, D. und R. Thornton, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **34** (1998) 1914.
- [52] Tomozawa, M., *Physics and Chemistry of Glasses* **39** (1998) 65.
- [53] Dersch, O. und F. Rauch, *Fresenius' Journal of Analytical Chemistry* **365** (1999) 114.
- [54] Vlasov, Y. und S. McNab, *Optics Express* **12** (2004) 1622.
- [55] Sparacin, D. K., S. J. Spector und L. C. Kimerling, *Journal of Lightwave Technology* **23** (2005) 2455.
- [56] Fukuda, H., K. Yamada, T. Tsuchizawa, T. Watanabe, H. Shinjima und S. ichi Itabashi, *Optics Express* **14** (2006) 12401.
- [57] Tsuchizawa, T., K. Yamada, H. Fukuda, T. Watanabe, J. ichi Takahashi, M. Takahashi, T. Shoji, E. Tamechika, S. Itabashi und H. Morita, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **11** (2005) 232.
- [58] Dulkeith, E., F. Xia, L. Schares, W. M. J. Green und Y. A. Vlasov, *Optics Express* **14** (2006) 3853.
- [59] Sakai, A., G. Hara und T. Baba, *Japanese Journal of Applied Physics Part 2* **40** (2001) L383.
- [60] Lee, K. K., D. R. Lim, H. Luan, A. Agarwal, J. Foresi und L. C. Kimerling, *Applied Physics Letters* **77** (2000) 1617.
- [61] White, T. P., L. O'Faolain, J. Li, L. C. Andreani und T. F. Krauss, *Optics Express* **16** (2008) 17076.
- [62] Kuramochi, E., M. Notomi, S. Hughes, A. Shinya, T. Watanabe und L. Ramunno, *Physical Review B* **72** (2005) 161318.
- [63] Driscoll, J. B., X. Liu, S. Yasseri, I. Hsieh, J. I. Dadap und R. M. Osgood, *Optics Express* **17** (2009) 2797.

- [64] Meade, R. D., K. D. Brommer, A. M. Rappe und J. D. Joannopoulos, *Physical Review B* **44** (1991) 10961.
- [65] Vlasov, Y. A. und S. J. McNab, *Optics Letters* **31** (2006) 50.
- [66] Moreno, E., L. Martin-Moreno und F. Garcia-Vidal, *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications* **2** (2004) 97.
- [67] Baba, T., A. Motegi, T. Iwai, N. Fukaya, Y. Watanabe und A. Sakai, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **38** (2002) 743.
- [68] Almeida, V. R., R. R. Panepucci und M. Lipson, *Optics Letters* **28** (2003) 1302.
- [69] Galan, J., P. Sanchis, J. Blasco, A. Martinez und J. Marti, *Optics Communications* **281** (2008) 5173.
- [70] Bienstman, P., S. Assefa, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, G. S. Petrich und L. A. Kolodziejwski, *Journal of the Optical Society of America B* **20** (2003) 1817.
- [71] Jacobsen, R. S., K. N. Andersen, P. I. Borel, J. Fage-Pedersen, L. H. Frandsen, O. Hansen, M. Kristensen, A. V. Lavrinenko, G. Moulin, H. Ou, C. Peucheret, B. Zsigri und A. Bjarklev, *Nature* **441** (2006) 199.
- [72] Wuelbern, J. H., A. Petrov und M. Eich, *Optics Express* **17** (2009) 304.
- [73] Brosi, J., C. Koos, L. C. Andreani, M. Waldow, J. Leuthold und W. Freude, *Optics Express* **16** (2008) 4177.
- [74] Intonti, F., S. Vignolini, V. Turck, M. Colocci, P. Bettotti, L. Pavesi, S. L. Schweizer, R. Wehrspohn und D. Wiersma, *Applied Physics Letters* **89** (2006) 211117.
- [75] Nolte, P., D. Pergande, S. Schweizer, R. Wehrspohn, M. Geuss, M. Steinhart und R. Salzer, in *5th IEEE International Conference on Group IV Photonics* (2008).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die durch ihre Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Als erstes danke ich Herrn Prof. Ralf B. Wehrspohn. Er hat mir die notwendigen Möglichkeiten und Freiheiten gegeben, um das Themengebiet dieser Arbeit zu bearbeiten. Bei der Lösung zahlreicher Schwierigkeiten hat er mich immer unterstützt und hat viele wertvolle Hinweise gegeben.

Frau Dr. Cecile Jamois und Herrn Dr. Alexey Milenin danke ich für die intensiven theoretischen und experimentellen Vorarbeiten. Ohne sie gäbe es kein theoretisches Grundgerüst und keine hergestellten Strukturen des IOSOI-Materialsystems.

Ich bedanke mich bei der Arbeitsgruppe „Integrierte Optik“ an der Universität Paderborn. Während meiner Zeit in Paderborn durfte ich in den dortigen Laboratorien arbeiten. Herr Prof. Wolfgang Sohler und die Mitglieder seiner Arbeitsgruppe standen mir dabei mit Rat und Tat zur Seite und ich konnte viel lernen.

Bei Dr. Andreas von Rhein und Dr. Stefan L. Schweizer bedanke ich mich für die Unterstützung und Hilfe in die Einarbeitung der Theorie der photonischen Kristalle und der Grundlagen der Siliziumtechnologie, sowie für zahlreiche wertvolle Gespräche auch abseits der Physik.

Weiterhin möchte ich mich bei Herrn Dr. Reinhard März, Herrn Harald Hedrich und Herrn Dr. Brem Kumar Saravanan bedanken. Sie haben mich in die Handhabung und Messtechnik eines Koppelmessplatzes eingewiesen.

Ich bedanke mich bei Frau Stefanie Jack und Doreen Pflüger. Sie waren bei den zahlreich anfallenden, kleineren und größeren administrativen Aufgaben immer eine große Unterstützung. Sehr dankbar bin ich den Laboringenieuren in Paderborn und Halle, Werner Sievers, Claudia Stehr und Hans Blaschek. Sie haben mir bei vielen praktischen Arbeiten geholfen, mich bei der Probenpräparation unterstützt und hatten immer einen hilfreichen Tipp parat.

Mein Dank gilt auch Peter Nolte für seine Unterstützung bei den REM-Untersuchungen und an Johannes Üpping für seine Hilfe bei der Durchführung der Rechnungen und Simulationen.

Meinen aktuellen und ehemaligen Bürogenossen Clemens Schriever, Benjamin Gesemann, Andreas Bielawny und Lisa von Rhein danke ich, dass sie mich mit wichtigen Ideen und Diskussionen unterstützt, aber auch ausgehalten und, wenn nötig, abgelenkt haben.

Auch wenn ich sie jetzt nicht namentlich erwähnt habe, so gilt auch ein großer Dank den übrigen Mitgliedern der Arbeitsgruppen „Nanophotonische Materialien“ und „Mikrostrukturbasiertes Materialdesign“ in Paderborn und Halle. Sie haben mir ein angenehmes Arbeitsklima geboten und mir bei Bedarf weitergeholfen. Danke!

Abschließend möchte ich meiner Familie danken. Meine Eltern haben mir das Physikstudium ermöglicht und mich mit meinen Geschwistern während des Studiums und der Promotionszeit immer unterstützt. Meiner Frau Jana danke ich für ihre aufmunternden Worte und den Rückhalt, den Sie mir gegeben hat.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Pergande
Vorname: Daniel
Adresse: Schledebrückstraße 138, 33334 Gütersloh
E-Mail: daniel.pergande@physik.uni-halle.de
Geburtsdatum und -ort: 14.03.1980 in Witten
Familienstand: verheiratet

Bildungsweg

1986 bis 1990: Besuch der Paul-Gerhard-Grundschule Gütersloh
1990 bis 1999: Besuch des Evangelisch Stiftischen Gymnasiums Gütersloh
Abschluss: Abitur
07/1999 bis 04/2000: Grundwehrdienst in der Westfalenkaserne, Ahlen (Westf.)
04/1999 bis 05/2005: Studium der Physik an der Universität Paderborn
Abschluss: Diplom-Physiker
05/2005 bis 12/2006: Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter
Universität Paderborn, Department Physik
ab 01/2007: Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter
Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Institut für Physik

Halle (Saale), den 10. Juli 2009

Daniel Pergande

Eigene Veröffentlichungen und Vorträge

Eigene Veröffentlichungen

D. Pergande, A. von Rhein, T. M. Geppert und R. B. Wehrspohn, **Coupling schemes for low-group velocity photonic crystal devices**, *Journal of Computational and Theoretical Nanoscience* **6** (2009) 1993.

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**, *5th IEEE International Conference on GroupIV photonics* (2008) 320-322.

A. von Rhein, D. Pergande, S. Greulich-Weber und R. B. Wehrspohn, **Experimental verification of apparent negative refraction in low-epsilon material in the microwave regime**, *Journal of Applied Physics* **101** (2007) 086103.

D. Pergande, A. Milenin, T. Geppert, A. von Rhein und R. B. Wehrspohn, **Silicon-based low-loss photonic crystal waveguides**, *Proceedings of SPIE* **6475** (2007) 647511.

D. Pergande, A. von Rhein, T. Geppert, C. Jamois, R. B. Wehrspohn, J. Huebner und H. van Driel, **Low Group Velocity Devices in Silicon Photonics**, *Slow and Fast Light, Technical Digest (CD)* (2006) ME2.

R. B. Wehrspohn, T. M. Geppert, S. L. Schweizer, A. von Rhein, D. Pergande, T. Beyer, A. Lambrecht, **Photonic crystal gas sensors**, *Proceedings of SPIE* **5585** (2005) 24.

T. M. Geppert, S. L. Schweizer, J. Schilling, C. Jamois, A. von Rhein, D. Pergande, R. Glatthaar, P. Hahn, A. Feisst, A. Lambrecht und R. B. Wehrspohn, **Photonic Crystal Gas Sensors**, *Proceedings of SPIE* **5511** (2004) 61.

Eigene Vorträge

D. Pergande und R. B. Wehrspohn, **Silicon-based low-loss photonic crystal waveguides**, *Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, 22. - 27. März 2009, Dresden.

D. Pergande, A. Milenin, W. Sievers und R. B. Wehrspohn, **Silicon-based low-loss photonic crystal waveguides**, *Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, 26. - 30. März 2007, Regensburg.

D. Pergande, A. Milenin, T. Geppert, A. von Rhein und R. B. Wehrspohn, **Silicon-based low-loss photonic crystal waveguides**, *SPIE Photonics West 2007*, 23. - 25. Januar 2007, San Jose(Ca), USA.

D. Pergande und R. B. Wehrspohn, **Silicon based photonic crystals**, *1st International Optence Workshop on Silicon Photonics*, 10. November 2006, Mainz.

D. Pergande, T. M. Geppert, A. Milenin, C. Jamois und R. B. Wehrspohn, **Photonic crystal waveguides in the IOSOI-material-system**, *Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, 13. - 17. März 2006, Frankfurt.

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.

Halle (Saale), den 10. Juli 2009

Daniel Pergande