

Herstellung und Analyse thermisch oxidierter SOI-Nanowires

Vom Promotionsausschuss der
Technischen Universität Hamburg-Harburg
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur
genehmigte Dissertation

von
Dipl.-Ing. Oliver Horn

aus
Hamburg

2012

1. Gutachter: Prof. Dr. Ing. habil. Jörg Müller

2. Gutachter: Prof. Dr. Ernst Brinkmeyer

Vorsitzender des Prüfungsausschusses: Prof. Dr. Wolfgang Bauhofer

Tag der mündlichen Prüfung: 26.06.2012

Danksagung

Die vorliegende Arbeit ist im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Mikrosystemtechnik der Technischen Universität Hamburg-Harburg entstanden. Hierbei bearbeitete ich das Teilprojekt M1 „Modulierbare SOI-Wellenleiter und passive und aktive Komponenten mit SiO₂- und ZnO-Cladding“ der Forschergruppe „Aktive und abstimmbare mikrophotonische Systeme auf Basis von Silicon-on-Insulator (SOI)“.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof.Dr.-Ing. Jörg Müller, der mir die Möglichkeit gab, viele unterschiedlichste Ideen umzusetzen und immer für hilfreiche Diskussionen zur Verfügung stand. Herrn Prof.Dr. Brinkmeyer danke ich für die Übernahme des Korreferats und Prof.Dr. Bauhofer für den Vorsitz des Prüfungsausschusses.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Frau Dipl.Ing. Julia Amthor, deren Zusammenarbeit und Diskussionen immer Spaß gebracht haben und äußerst produktiv waren. Bedanken möchte ich mich auch für die vielen hilfreichen Diskussionen zur Halbleiter-Physik bei Dipl.Phys. Svenja Riekeberg und Dr.-Ing. Daniel Amkreutz.

Diese Arbeit wurde unterstützt von den studentischen Hilfskräften Elena Tolstosheeva, Falk Dübert, Ian Widjaja, Jan-Pierre Schäfer. Meinen besonderen Dank gilt dabei Falk Dübbert, der immer wieder die Grenzen der Optik für mich ausgelotet hat und mit vielen unkonventionellen Lösungen zu dieser Arbeit beigetragen hat. Im Rahmen dieser Arbeit haben folgende Studenten Diplom- und Studienarbeiten geschrieben, wofür ich mich bedanken möchte: Waldemar Diel, Elena Tolstosheeva, Denis Petrov, Nils Vollmann, Jorge Garcia Tapia, Denis Minkoley. Hierbei möchte ich mich bei Nils Vollmann bedanken, der den Aufbau des Messplatzes mit Eifer voran getrieben hat.

Desweiteren möchte ich den Mitarbeitern des Instituts für die offene und angenehme Arbeitsatmosphäre danken. Ich danke Frau Freia Gast für die Unterstützung.

Ich möchte mich besonders bei meinem Vater für die Ermöglichung des Studiums bedanken. Meiner Frau danke für die Unterstützung und für die mir entgegengebrachte Rücksicht während der vielen Stunden, in welchen diese Arbeit entstanden ist.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Stand der Technik	1
1.1	Einleitung	1
1.2	Stand der Technik	4
2	Theorie und Simulation der Wellenleitung	7
2.1	Maxwell Gleichungen	7
2.2	Wellengleichung	9
2.3	Polarisation von Licht	10
2.4	Lichtbrechung und Reflektion	11
2.5	Eindimensionale Wellenleiter	14
2.6	Zweidimensionale Wellenleiter	15
2.7	Simulationen	16
2.7.1	Modenlösung	17
2.7.2	Ausbreitungssimulation	18
3	Silizium Wellenleiter	19
3.1	Optische Verluste in Siliziumwellenleitern	20
3.1.1	Material-Absorption	20
3.1.2	Überkopplung in das Substrat	22
3.1.3	Streuverluste	24
3.2	Änderung der Brechungsindizes	28
3.3	Dispersion	29
3.3.1	Materialdispersion	31
3.3.2	Geometrische Dispersion	32
3.3.3	Polarisationsdispersion	33
3.4	Wellenleitergeometrie Auswahl	34

4	Messmethoden	39
4.1	Messplatzaufbau	39
4.2	Bestimmung der optischen Verluste im Wellenleiter	50
4.2.1	Rückschnitt-Methode (Cut-Back)	50
4.2.2	Streulichtmessung	53
4.2.3	Fabry-Perot-Resonatoren	54
4.3	Ladungsträgerlebensdauer	60
4.4	Messung thermischer Effekte	69
4.4.1	Temperaturänderung der Probe durch den Substrathalter und Umgebung	70
4.4.2	Laserlicht als thermische Energiequelle	71
5	Herstellung	75
5.1	SOI Substratherstellung	75
5.1.1	Eltran	77
5.2	Lithographie	78
5.2.1	Auflösungsvermögen der Kontaktlithographie	80
5.2.2	Antireflexbeschichtung für die Lithographie	83
5.2.3	Nanoimprint	84
5.3	Trocken-Ätzprozesse	85
5.3.1	Silizium-Ätzung	85
5.3.2	Siliziumdioxid-Ätzung	88
5.4	CVD-Abscheidung	88
5.4.1	TEOS	88
5.4.2	Siliziumnitrid	88
5.5	Verfahren zur nachträglichen Glättung von Wellenleitern	89
5.6	Thermische Oxidation	91
5.6.1	mathematische Beschreibung der thermischen Oxidation . . .	92
5.6.2	Abhängigkeit des Oxidwachstums von der Kristallorientierung	101
5.6.3	Oxidationssimulation	101
5.6.4	Mechanische Spannung durch Temperaturänderung bei der Her- stellung	104
5.6.5	Glättende Wirkung der Oxidation	105
5.7	Methoden zur Reduzierung der Ladungsträgerlebensdauer	107

5.8	Herstellung der Einkoppelstellen	108
6	Prozessabläufe	111
6.1	Oxidation ohne Zusatzmaske	111
6.2	Oxidation mit Oxidmaske	113
6.3	Oxidation mit Siliziumnitridmaske	116
6.3.1	Siliziumnitridmaskierung mit Siliziumätzung	117
6.3.2	Siliziumnitridmaskierung ohne Siliziumätzung	118
6.4	Ergebnisse	120
7	Integriert optische Komponenten	125
7.1	Einkoppelemente	125
7.1.1	Taper	126
7.1.2	Inverse Taper	126
7.1.3	Senkrechte Koppler	128
7.2	Krümmungen	131
7.3	Verzweiger	133
7.4	Mach-Zehnder-Interferometer	138
8	Zusammenfassung und Ausblick	143
8.1	Zusammenfassung	143
8.2	Ausblick	145
	Literaturverzeichnis	146
	Lebenslauf	159
	Publikationen des Autors	161
	Abbildungsverzeichnis	164
	Tabellenverzeichnis	171

1 Einleitung und Stand der Technik

1.1 Einleitung

Nach Abschätzungen der Netzwerkfirma Cisco (www.cisco.com) verdoppelt sich die weltweit übertragene Menge an Daten im Internet alle zwei Jahre. Dies liegt zum Einen an der wachsenden Zahl der Teilnehmer und zum Anderen an den stetig steigenden Datenmengen je Teilnehmer. Jede bislang verfügbare Bandbreite wurde schon nach kurzer Zeit durch neue Anwendungen mit immer höheren Datenmengen ausgeschöpft. Von einzelnen Texten und Bildern steigerte sich die Datenmenge zu bewegten Bildern. Auch wird nicht mehr nur von einem Punkt zu allen Teilnehmern gesendet (Broadcast), sondern die Teilnehmer senden inzwischen große Datenmengen an andere Teilnehmer.

Die Datenmengen, welche von Rechnern verarbeitet werden müssen, sei es zur Suche im Internet oder für wissenschaftliche Berechnungen, steigen immer weiter. Einzelne Kerne erzielen durch eine Steigerung der Taktfrequenz und Verbesserungen der Kernarchitektur mehr Rechenleistung. Diese Steigerung reicht jedoch nicht aus, den Bedarf an Rechenkapazität zu decken. Die Lösung, um mehr Rechenleistung zu ermöglichen, sind parallele Berechnungen auf vielen Rechenkernen, die miteinander kommunizieren, um die Daten im Speicher für alle Kerne konsistent zu halten und die Aufgabe kollektiv zu bearbeiten. In der Abbildung 1.1 sind die 50 leistungsstärksten Rechner der Welt über die Anzahl ihrer Rechenkerne dargestellt. Konnten im Jahre 1993 Systeme mit nur einem Rechenkern in diese Liste kommen, so wurden im Jahr 2011 schon 6912 Kerne benötigt, um den 50. Platz zu erreichen. Der führende Rechner im Jahr 2011 besitzt 548352 Kerne. Der Kommunikationsaufwand zwischen den Kernen bildet derzeit einen erheblichen Anteil an dem Gesamtenergiebedarf der Systeme. Die Energie pro übertragenes Bit ist daher zu einer wichtigen Kennzahl für die Entwick-

lung von Übertragungssystemen geworden [106]. Auf den kurzen Strecken zwischen den Kernen wird die elektrische Verbindungstechnik mit den gesteigerten Datenraten durch Übersprechen zu einem Problem. Abhilfe kann durch optische Kommunikation bis in die Kerne geschaffen werden. Dafür sind Wellenleiter in dem Materialsystem der Prozessoren notwendig, die wenig Platzverbrauch und teilweise komplexe Aufgaben, wie zum Beispiel Wellenlängenselektion, direkt optisch ausführen.

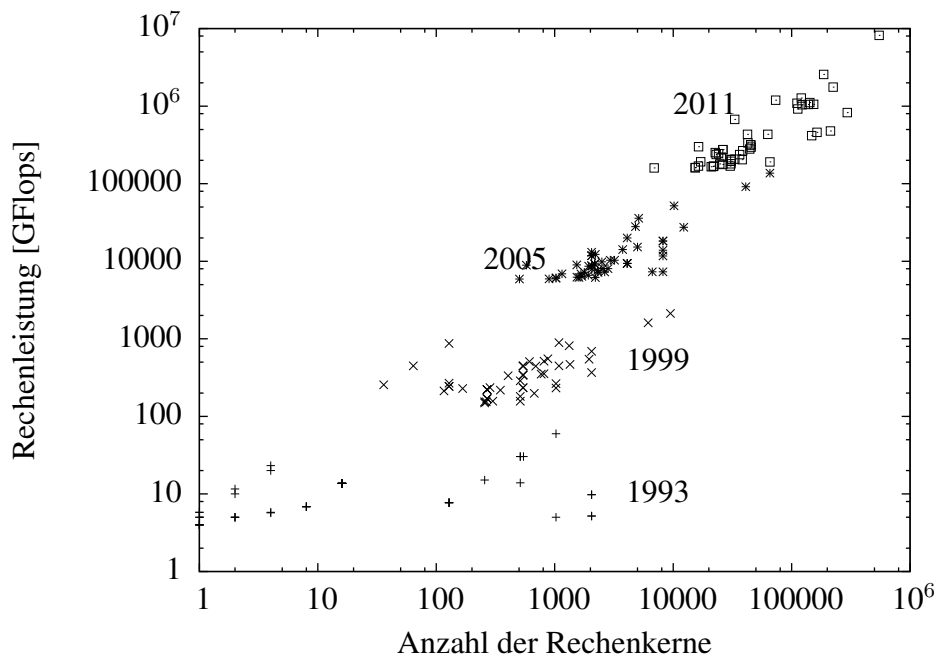


Abbildung 1.1: Die 50 leistungstärksten Rechner der Welt der Jahre 1993, 1999, 2005 und 2011. Dargestellt sind die Anzahl der Rechenkerne und die Rechenleistung. Die Daten stammen aus dem wissenschaftlichen TOP500-Projekt, <http://top500.org>.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Herstellung und Vermessung von Siliziumwellenleitern und Systemen auf Isolator-Material. Damit könnten Rechenkerne und Wellenleiter auf dem selben Substrat gefertigt werden. Mit dem Licht in den Wellenleitern können Daten transportiert werden. Die hochentwickelte Technologie für die Fertigung von elektrischen Schaltkreisen in Silizium kann somit auch für optische Schaltkreise Verwendung finden.

Silizium ist als optisches Medium ausreichend transparent in dem infraroten Wellenlängenbereich und weist eine hohe Brechzahl auf. Siliziumdioxid ist ebenfalls im infraroten transparent und hat eine relativ kleine Brechzahl. Die Kombination aus beiden Materialien ergibt ein Materialsystem mit großen Brechzahlunterschied. In diesem System können optische Wellenleiter mit Krümmungsradien von wenigen Mikrometern und dennoch geringen Verlusten hergestellt werden. Der hohe Brechzahlunterschied sorgt für eine starke Führung des Lichts im Siliziumkern, so dass Wellenleiterquerschnitte von 500 nm mal 200 nm möglich sind und ein wenige Mikrometer dickes Siliziumdioxid als optischer Isolator ausreichend ist. Eine hohe Integrationsdichte ist somit möglich, die kurze Wege zwischen den einzelnen Recheneinheiten ermöglicht. Je kürzer die Wege, desto geringer die optischen Verluste und Verzögerungszeiten.

Die Integration von wellenlängensensitiven Elementen, wie zum Beispiel Filtern, kann auf wenigen hundert Quadratmikrometern realisiert werden. Durch mehrkanalige (Wavelength Division Multiplex, WDM) Übertragung auf verschiedenen Wellenlängen und ihre Selektion kann die Bandbreite der Übertragung durch Parallelisierung gesteigert werden, ohne die Modulatoren zu beschleunigen.

Ein Nachteil der Siliziumtechnologie ist die fehlende Möglichkeit der direkten Detektion und Erzeugung des Lichtes, welches zur Datenübertragung verwendet wird. Die Detektion wird durch hybride Integration [57] oder durch das Aufwachsen von geeigneten Materialien (zum Beispiel SiGe [90]) jedoch ermöglicht. Für die Generation und Verstärkung von Licht kann der Ramaneffekt verwendet werden.

Von der Silizium-Photonik, ein Kunstwort abgeleitet von Photon, ganz ähnlich wie das Wort Elektronik vom Elektron abgeleitet ist, wird eine ähnlich umgreifende Veränderung wie von der Elektronik im vergangenen Jahrhundert erwartet. Derzeit sind die Grundlagen zu schaffen, dies sind elementare Bauelemente wie zum Beispiel Filter und Schalter. Eine Kommerzialisierung der Silizium-Photonik hat begonnen.

Für eine unmittelbare Kopplung von Recheneinheiten werden nur wenige Zentimeter Strecke zur Überbrückung benötigt, daher sind Verluste von wenigen dB/cm akzeptabel. Für Anwendungen, wie zum Beispiel die Lichtverstärkung durch den Raman-Effekt, müssen diese Verluste, die hauptsächlich Streuverluste der Rauigkeiten sind,

verringert werden. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Glättung und Schrumpfung der Wellenleiter durch thermische Oxidation sowie mit passiven Elementen, die in dieser Technologie hergestellt werden können.

1.2 Stand der Technik

Die Forschung an Silizium-Photonik hat vor mehr als zwei Jahrzehnten begonnen. Seit dem Jahr 2000 ist eine deutliche Zunahme des Interesses an diesem Materialsystem zu verzeichnen. Zu diesem Zeitpunkt erhöhte sich die Verfügbarkeit der Silizium auf Isolator (SOI) Substrate. Durch die Entwicklung und der Kommerzialisierung des Smart-Cut-Verfahrens im Jahre 1995 wurde eine sehr hohe Integrationsdichte möglich. Wie später noch gezeigt wird, ist die gleichmäßige Höhenverteilung von der Siliziumnutzschicht von entscheidender Bedeutung für die Siliziumwellenleiter. Die Entwicklung der SOI-Herstellungsverfahren war von der Halbleiterindustrie motiviert und finanziert, die von der SOI-Technologie energiesparende Halbleiterelemente erwartete. Auch in der Prozesstechnik kann für die Herstellung von Siliziumwellenleitern auf die optimierten Prozesse der Halbleiterindustrie zurückgegriffen werden.

Monomodige Wellenleiter in SOI-Technologie wurden 1991 als Rippenwellenleiter hergestellt [80]. Da die Isolationsschicht bei dem damals eingesetzten SIMOX-Material aus Herstellungsgründen gering ist, war die Herstellung monomodiger Kastenwellenleiter mit kleinen Querschnitten aufgrund der Substratverluste nicht möglich. Gerade diese sind für Wellenleiterstrukturen mit enge Kurvenradien und geringen Abstände zu Nachbarwellenleitern notwendig, um hohe Integrationsdichten zu ermöglichen. Diese monomodigen Kastenwellenleiter müssen Dimensionen von wenigen hundert Nanometern haben. Sie werden Siliziumnanowires oder Photonic wires genannt. Die in der Literatur veröffentlichten Siliziumkastenwellenleiter können in vier Herstellungsgruppen nach ihrer Strukturübertragungs-Methode aufgeteilt werden:

- Elektronenstrahl-Lithographie, in der Tabelle 1.1 abgekürzt mit E-Beam
- Projektions-Lithographie in C-MOS-Fabrikationslinien, 248 nm oder 193 nm Wellenlänge, in der Tabelle 1.1 abgekürzt mit CMOS
- Nanoimprint, Strukturübertragung durch Abformung eines Stempels in Lack, in der Tabelle 1.1 abgekürzt mit NIL

- Kontakt-Lithographie, in dieser Arbeit verwendet

Die Elektronenstrahl-geschriebenen Wellenleiter können sehr präzise gefertigt werden, allerdings kostet ihre Ausbelichtung sehr viel Geld und Maschinenzeit pro Fläche. Ihr Vorteil ist die hohe Flexibilität in der Geometrie, Strukturwahl und Genauigkeit, was sie für Forschungseinrichtungen besonders interessant macht. Daher benutzen nahezu alle frühen Veröffentlichungen auf diesem Gebiet dieses Verfahren. Diese Lithographiemethode ermöglicht mit sehr hohem Aufwand sehr verlustarme Wellenleiter [33].

Die Projektions-Belichtungsgeräte in Fabrikationslinien für Schaltkreise in CMOS-Technologie („Complementary Metall Oxid Semiconductor“, die am weitesten verbreitete Herstellungsmethode für Halbleiterschaltkreise) ermöglichen eine große Stückzahl. Allerdings sind die Fertigungsanlagen sehr aufwändig im Unterhalt, so dass sie nur in Kooperation mit Halbleiterentwicklungen betrieben werden können. Dies wurde zum Beispiel durch das Projekt EpixFab ermöglicht. Eine Einschränkung ist, dass der Einsatz CMOS inkompatible Materialien, zum Beispiel Gold, in diesen Fertigungen nicht zugelassen ist, da die Gefahr der Kontamination der anderen Produkte besteht. Die Belichtungs- und Ätzparameter konnten mit den Jahren der Entwicklung an die Photonik angepasst werden, so dass die optischen Verluste aufgrund von Oberflächenrauheiten sich verringerten. Dies wird anhand der Veröffentlichungen [8](2004) und [9](2010) in der Tabelle 1.1 deutlich.

Das Nanoimprint ist eine Entwicklung, welche die optischen Beugungseffekte bei der Belichtung durch eine mechanische Abformung vermeidet. Hierdurch können feinste Strukturen übertragen werden, allerdings wird es bislang nur in Kleinserien angewendet. Die Maskenbelastung durch den mechanischen Kontakt ist bislang für Großserien nicht geeignet, und die Erstellung der Maske muss in der Originalgröße, z.B. mittels Elektronenstrahl erfolgen, was zu hohen Kosten führt.

Die Kontaktlithographie wird in Laboren und Kleinserienfertigungen in vielen Bereichen eingesetzt. Die Beugung bei der Kontaktlithografie erschwert die Herstellung von Strukturgrößen unter einem Mikrometer erheblich. Nur durch eine nachfolgenden Strukturverkleinerung mittels thermischer Oxidation ist die Herstellung monomodiger Siliziumnanowires möglich.

In der folgenden Tabelle 1.1 sind einige in der Literatur veröffentlichten Daten zusammengestellt. Da, wie später gezeigt wird, die erreichten Werte stark von der Geometrie abhängen, soll diese Tabelle nur einen Überblick der Entwicklung darstellen.

Tabelle 1.1: Vergleich von SOI-Kastenwellenleitern.

Quelle	Jahr	Herstellungs-Methode	Höhe [nm]	Breite [nm]	Verluste [db/cm]	λ [nm]
[47](MIT)	2000	E-Beam	200	500	32	1540
[77](Yokohama)	2001	E-Beam	320	400	25 ± 10	1550
[98](NTT)	2002	E-Beam	300	300	13	1550
[60](IBM)	2003	E-Beam	220	465	$3,5 \pm 2$	1500
[1](Cornell)	2003	E-Beam	270	470	5 ± 2	1550
[24] und [8] (IMEC)	2003	CMOS 248 nm	220	400	$33,8 \pm 1,7$	1550
			220	450	$7,4 \pm 0,9$	
	2004		220	500	$2,4 \pm 1,6$	
[99](IBM)	2004	E-Beam	220	445	$3,6 \pm 0,1$	1500
[69](AMICA)	2008	NIL	310	420	3,5	1550
[33](Glasgow)	2008	E-Beam	260	500	$0,92 \pm 0,14$	1525
[9] (IMEC)	2010	CMOS 193 nm	220	460	2,7	1550

Verwendete Wellenlängen zur Datenübertragung

Die Dämpfungsverluste von SiO_2 -Fasern weisen bei $1,3 \mu\text{m}$ und $1,5 \mu\text{m}$ Minima auf, wie zum Beispiel in [102] beschrieben. Die Hauptursache der Verluste bei anderen Wellenlängen sind die OH-Gruppen, welche durch Wasser bei der Produktion in die Faser eingebracht werden. Heute können sogenannte trockene Fasern hergestellt werden, wodurch die Verluste außerhalb der beiden Wellenlängenbereiche (1300 nm und 1500 nm) deutlich verringert werden konnten. Dadurch werden weitere Spektren für Multikanalsysteme interessant. Die ursprüngliche Aufteilung in die 1300 nm und 1550 nm Bereiche bleibt dennoch bestehen, da die Detektoren, Laser und Verstärker hierfür entwickelt wurden. Die Silizium-Photonik bedient sich dieser bereits vorhandenen Komponenten, auch wenn andere Wellenlängen möglich sind.

2 Theorie und Simulation der Wellenleitung

Dieses Kapitel beschreibt die Theorie der Lichtausbreitung in Wellenleitern. Das Kapitel beginnt mit einer mathematischen Beschreibung des Lichtes als elektromagnetisches Phänomen. Dann wird auf die Simulation der Lichtausbreitung in integriert optischen Systemen eingegangen.

2.1 Maxwell Gleichungen

Die Lösungen der Maxwell-Gleichungen (Maxwell 1864 [59]) beschreiben elektromagnetische Wellen, als welche das Licht angesehen werden kann. Maxwell hat die Verknüpfung zwischen den magnetischen und den elektrischen Feldkomponenten aufgezeigt. Die Gleichungen können sowohl in integraler, als auch differentieller Form aufgeschrieben werden. In dem hier verwendeten SI-System lauten sie in differentieller Form [72]:

$$\nabla \cdot (\epsilon_0 \vec{E}) = -\nabla \cdot \vec{P} + \rho \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot (\mu_0 \vec{H}) = -\nabla \cdot (\mu_0 \vec{M}) \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \mu_0 \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} + \vec{J} \quad (2.4)$$

Hierin sind:

- $\vec{E}$ die elektrische Feldstärke, gemessen in V/m
- $\vec{H}$ die magnetische Feldstärke, gemessen in A/m
- $\vec{P}$ die Polarisationsdichte, gemessen in As/m²

- $\vec{M}$ die Magnetisierungsdichte, gemessen in A/m
- $\vec{J}$ die freie Stromdichte, gemessen in A/m²
- ρ die freie Ladungsdichte in As/m³
- $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ As/V die Vakuumpermittivität
- $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am die Vakuumpermeabilität

Die Polarisationsdichte $\vec{P}$ zeigt die Reaktion des Mediums auf das elektrische Feld. Sie kann durch folgende Reihe entwickelt werden:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2 + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3 + \dots \quad (2.5)$$

Bei geringen Feldstärken gilt die Größe $\chi^{(1)}$ als linearer Zusammenhang zwischen Polarisationsdichte und der elektrischen Feldstärke, die Terme höherer Ordnung werden vernachlässigt. $\chi^{(1)}$ wird elektrische Suszeptibilität genannt und ist im allgemeinen eine tensorielle Größe. Sind die Polarisation und das elektrische Feld nicht parallel, so wird von einem anisotropen Stoff gesprochen. Die Zusammenfassung von $\varepsilon_0 \vec{E}$ und der Polarisationsdichte führt zu der elektrischen Verschiebungsdichte $\vec{D}$.

$$\vec{D} := \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 (1 + \chi^{(1)}) \vec{E} \quad (2.6)$$

Der Term $1 + \chi^{(1)}$ wird zu der relativen elektrischen Permittivität ε zusammengefasst. Die Terme höherer Ordnung ($\chi^{(2)}, \chi^{(3)}, \dots$) bilden die feldstärkenabhängige Polarisation nach, welche bei hohen Feldstärken die Abweichung von dem linearen Verhalten beschreiben.

Für die magnetischen Größen kann auf gleiche Weise vorgegangen werden, wodurch die magnetische Flussdichte $\vec{B}$ definiert wird.

$$\vec{B} := \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (2.7)$$

Allerdings spielt die Magnetisierung $\vec{M}$ bei optischen Frequenzen kaum eine Rolle, so dass dieser Anteil vernachlässigt wird.

2.2 Wellengleichung

Die Maxwellgleichungen können im ladungs- und stromfreien Raum ($\rho = 0, J = 0$) vereinfacht durch folgende Gleichungen dargestellt werden:

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.8)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.9)$$

Diese beiden Gleichung können durch die Bildung der Rotation der Gleichung 2.8 und der zeitlichen Ableitung der Gleichung 2.9 zu:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial^2 t} = 0 \quad (2.10)$$

zusammengefasst werden. Die Definition der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 (Gleichung 2.11) ermöglicht eine vereinfachte Darstellung der weiteren Gleichungen.

$$c_0 := \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \quad (2.11)$$

Aus der Gleichung 2.10 kann somit die Wellengleichung für das elektrische Feld in linearen isotropen Medien gewonnen werden:

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{x}, t) - \frac{\varepsilon}{c_0^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{x}, t)}{\partial^2 t} = 0 \quad (2.12)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung, die aus den Maxwell-Gleichungen resultiert, ist eine Wellengleichung für ausbreitungsfähige Felder. Die Welle kann die Form haben:

$$E(x, y, z, t) = E(x, y) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (2.13)$$

Die Gleichungen für $H(x, y, z, t)$ sind äquivalent. Die Winkelgeschwindigkeit wird durch ω dargestellt. Die Ausbreitungskonstante β kann in einen effektiven Brechungsindex umgerechnet werden. Er ist direkt mit der Phasengeschwindigkeit im Wellenleiter verknüpft. Der effektive Index ist definiert durch:

$$n_{eff} = \frac{\beta \lambda_0}{2\pi} \quad (2.14)$$

2.3 Polarisation von Licht

Monochromatisches Licht kann als Überlagerung von zwei orthogonal im Raum zueinander stehenden elektromagnetischen Wellen gleicher Frequenz beschrieben werden, wie sie in Abbildung 2.1 dargestellt sind. Die Phasenverschiebung zwischen den beiden Wellen und die Ausrichtung zu einer Bezugsebene, zum Beispiel einer reflektierenden Oberfläche, wird Polarisation genannt.

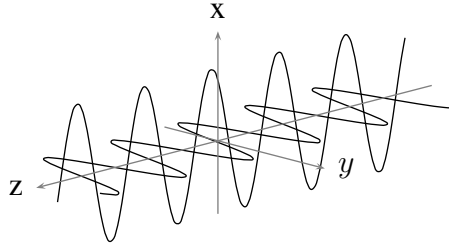


Abbildung 2.1: Zwei orthogonal aufeinander stehende elektrische Schwingungen mit einer Phasenverschiebung $\delta = 90^\circ$

Im Weiteren wird nur auf die elektrischen Feldstärkevektoren eingegangen, die magnetischen Feldstärkevektoren sind orthogonal dazu. Die Wahl des Koordinatensystem legt z als Ausbreitungsrichtung fest. Der elektrische Feldstärkevektor liegt in einer zu z senkrechten Ebene. Er wird durch die beiden Komponenten E_x und E_y in den Gleichungen 2.15 und 2.16 beschrieben. Im allgemeinen Fall rotiert der Feldstärkevektor in der Ebene orthogonal zu z . Die relative Phasenlage $\delta = \phi_y - \phi_x$ zwischen E_x und E_y bestimmt dabei die Form und Richtung der Polarisation, wie in Abbildung 2.2 für einige ausgewählte Winkel gezeigt ist.

$$E_x(z, t) = E_{0,x} \cos(\omega t - kz + \phi_x) \quad (2.15)$$

$$E_y(z, t) = E_{0,y} \cos(\omega t - kz + \phi_y) \quad (2.16)$$

Für die polarisationsabhängigen Siliziumnanowires ist linear in einer der beiden Polarisationen TE oder TM polarisiertes Licht notwendig, um keine unerwünschten Interferenzen durch Polarisationsmodendispersion zu erhalten. Die Polarisationszustände

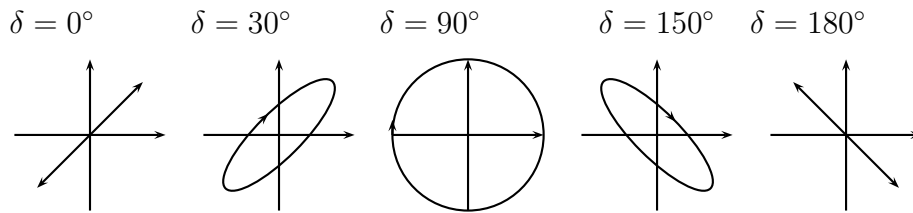


Abbildung 2.2: Polarisationszustand nach Phasenverschiebung δ

heißen transversal elektrisch (TE) für ein elektrisches Feld, das quer zur Substratebene orientiert ist. Die transversal magnetische (TM) Polarisation besitzt ein elektrisches Feld senkrecht zur Substratebene. Alle anderen Polarisationen können aus diesen beiden durch Überlagerung beschrieben werden.

2.4 Lichtbrechung und Reflektion

Das Licht bewegt sich in Medien mit einer geringeren Geschwindigkeit als Lichtgeschwindigkeit fort. Das Medium interagiert durch Streuprozesse mit dem Licht [37]. Die Auswirkung dieser Interaktion wird durch einen Brechungsindex $n = \nu/c$ dargestellt, wobei ν die Frequenz des Lichtes ist, die auch im Medium gleich bleibt. Die Lichtbrechung wird beim Übergang von zwei Medien mit den Brechungsindizes n_1 und n_2 durch das snelliussche Brechungsgesetz beschrieben:

$$n_1 \sin \phi_1 = n_2 \sin \phi_2 \quad (2.17)$$

Für die Winkel der Reflektion gilt, dass der Einfallswinkel gleich dem Ausfallswinkel ist, also $\phi_1 = \phi_3$ wie in Abbildung 2.3 gezeigt.

Die Amplituden E und H der ankommenden Welle teilen sich durch den Brechzahlunterschied in transmittierte und reflektierte Wellen auf. Hierbei muss zwischen der Polarisation mit dem elektrischen Feld parallel zur Einfallsebene (im weiteren mit den Amplitudenreflektionskoeffizienten $r_{\parallel}$ und Transmissionskoeffizienten $t_{\parallel}$ beschrieben) und den Fall, dass das elektrische Feld senkrecht auf der Einfallsebene steht (entsprechend werden die Koeffizienten mit $r_{\perp}$ und $t_{\perp}$ beschrieben), unterschieden werden. Es

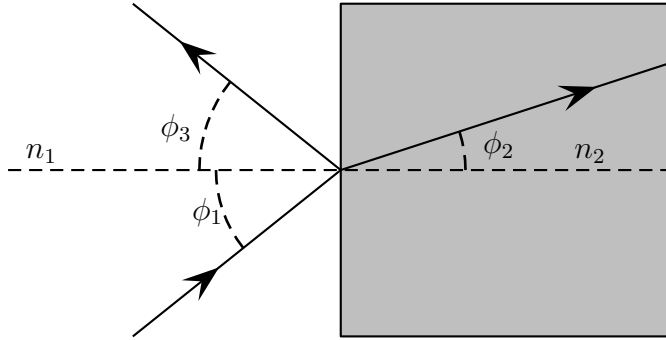


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung eines Überganges zwischen zwei Medien ($n_2 > n_1$)

gelten dann die Fresnelschen Gleichungen:

$$r_{\parallel} = \left(\frac{E_{0r}}{E_{0i}} \right)_{\parallel} = \frac{\frac{n_t}{\mu_t} \cos \phi_i - \frac{n_i}{\mu_i} \cos \phi_t}{\frac{n_i}{\mu_i} \cos \phi_i + \frac{n_t}{\mu_t} \cos \phi_t} \quad (2.18)$$

$$t_{\parallel} = \left(\frac{E_{0t}}{E_{0i}} \right)_{\parallel} = \frac{2 \frac{n_i}{\mu_i} \cos \phi_i}{\frac{n_i}{\mu_i} \cos \phi_t + \frac{n_t}{\mu_t} \cos \phi_i} \quad (2.19)$$

$$r_{\perp} = \left(\frac{E_{0r}}{E_{0i}} \right)_{\perp} = \frac{\frac{n_i}{\mu_i} \cos \phi_i - \frac{n_t}{\mu_t} \cos \phi_t}{\frac{n_i}{\mu_i} \cos \phi_i + \frac{n_t}{\mu_t} \cos \phi_t} \quad (2.20)$$

$$t_{\perp} = \left(\frac{E_{0t}}{E_{0i}} \right)_{\perp} = \frac{2 \frac{n_i}{\mu_i} \cos \phi_i}{\frac{n_i}{\mu_i} \cos \phi_i + \frac{n_t}{\mu_t} \cos \phi_t} \quad (2.21)$$

Im Materialsystem Silizium-Siliziumdioxid-Luft ist keine Magnetisierung vorhanden, daher kann $\mu_i = \mu_t = \mu_0$ gesetzt werden, wodurch sich die Gleichungen vereinfachen. Für den Luft-Silizium-Übergang sind die Amplitudenkoeffizienten des elektrischen Feldes in Abbildung 2.4 gezeigt. Hierbei wird Silizium, wie in Kapitel 3.1.1 dargelegt, als nicht absorbierend angenommen. Der Brechungsindex des Siliziums ist somit reell.

Der Leistungskoeffizienten der Reflektion R berechnet sich aus den Amplitudenkoeffizienten der Reflektion r multipliziert mit seiner konjugiert komplexen r^* :

$$R = \frac{\text{reflektierte Leistung}}{\text{eingestrahlte Leistung}} = r r^* \quad (2.22)$$

Der Leistungskoeffizienten der Transmission T berechnet sich aus der Multiplikation

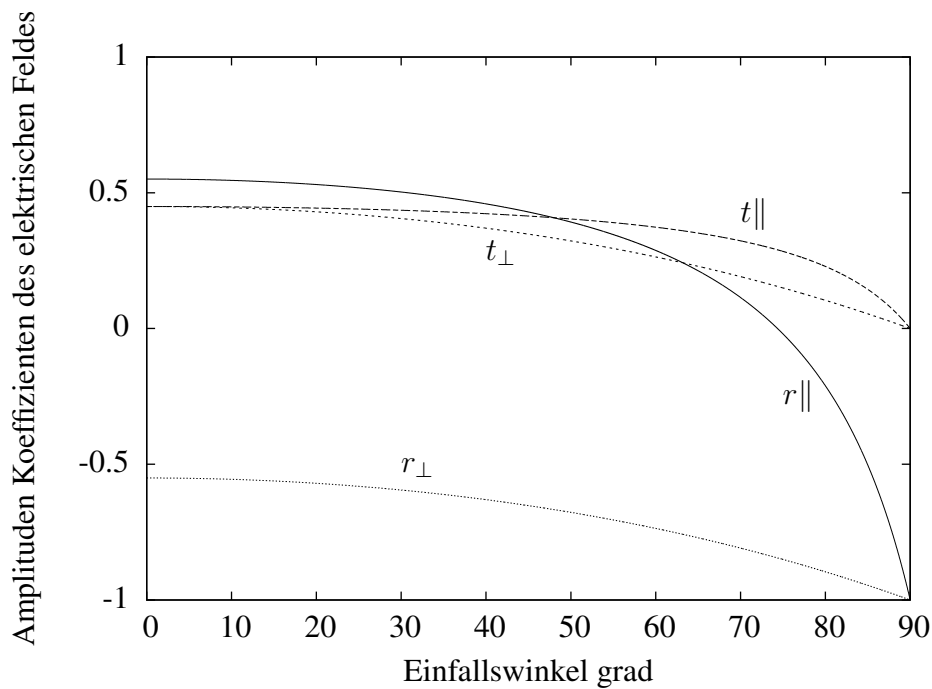


Abbildung 2.4: Amplitudenreflektions- und Transmissionskoeffizienten von einem Luft-Siliziumübergang

des Amplitudenkoeffizienten der Transmission t mit seiner konjugiert komplexen t^* :

$$T = \frac{\text{transmittierte Leistung}}{\text{eingestrahlte Leistung}} = \left| \frac{n_2 \cos \phi_2}{n_1 \cos \phi_1} \right| t t^* \quad (2.23)$$

Für diese gilt $T + R = 1$, es geht keine Leistung verloren. Das Licht kann einen Silizium-Luft-Übergang ab einem Winkel von $\phi_c = 16,85^\circ$ das Silizium nicht mehr verlassen. Dieser Winkel wird kritischer Winkel genannt, bei welchem die Totalreflektion einsetzt, wie in Abbildung 2.5 gezeigt wird. Die Bedingung für den kritischen Winkel ist erfüllt, wenn $\phi_2 = 90^\circ$ ist. Daraus ergibt sich über das Snelliussche Brechungsgesetz (Gleichung 2.17):

$$n_1 \sin \phi_1 = n_2 \quad (2.24)$$

Dieser Winkel ist für Wellenleiter von Bedeutung, da durch die Totalreflektion das Licht geführt werden kann, ohne das Licht den Wellenleiter verlässt.

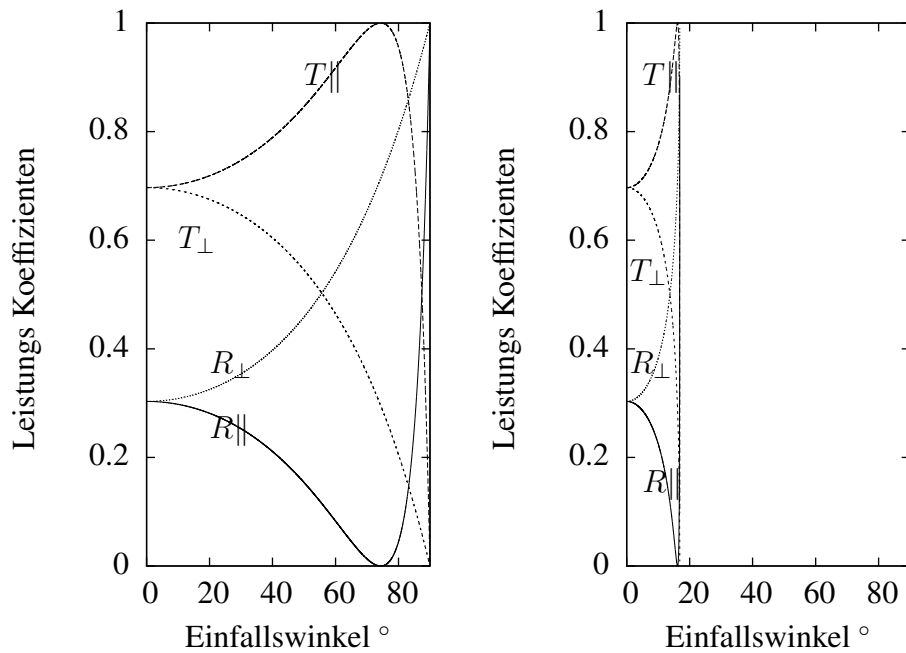


Abbildung 2.5: Leistungsreflektions- und Transmissionskoeffizienten von einem Luft-Siliziumübergang (links) und einem Silizium-Luftübergang (rechts). Ab einem Winkel von $16,8^\circ$ tritt Totalreflexion ein, das Licht kann das Silizium nicht mehr verlassen

2.5 Eindimensionale Wellenleiter

Zwei parallel zueinander ausgerichtete Spiegel können die Ausbreitung des Lichtes in einer Raumrichtung einschränken, in dem es zwischen ihnen hin und her gespiegelt wird, wie dies in Abbildung 2.6 schematisch gezeigt ist. Es entsteht ein eindimensionaler oder planarer Wellenleiter. Im SOI-System bildet die Siliziumnutzschicht bereits einen Schichtwellenleiter.

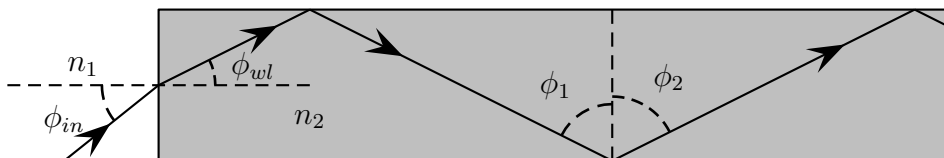


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung eines Schichtwellenleiters

Aus dem kritischer Winkel ϕ_{krit} kann mit Formel 2.25 der Akzeptanzwinkel ϕ_{in} berechnet werden, unter welchem Licht eingestrahlt werden muss, damit es in den Wellenleiter eintritt und auch dort geführt wird.

$$\phi_{in} < n_2 \cos(\phi_{krit}) \quad (2.25)$$

Das Licht wird in dem Wellenleiter von den Übergängen der Medien an der Oberseite und der Unterseite durch Totalreflektion hin- und hergeworfen. Das elektrische Feld in dem Schichtwellenleiter kann als eine Überlagerung dieser beiden reflektierten Wellen angesehen werden. Die Funktion für jede dieser planaren Wellen lautet:

$$E = E_0 \cdot e^{-j(\pm n_2 k_0 x \cos \phi)} e^{-j(\beta z - \omega t)} \quad (2.26)$$

Aus der Superposition der Wellen und der Bedingung, dass die Wellen in einander übergehen, entsteht in x -Richtung eine stehende Welle. In z -Richtung breitet sich die Welle mit der Ausbreitungskonstante β aus. Aus den Bedingungen folgt die Modenbedingung für einen Wellenleiter der Breite $2a$:

$$-4n_2 k_0 x \cos \phi + \varphi_{TE}^o(\phi) + \varphi_{TE}^u(\phi) = -2m\pi \quad (2.27)$$

In Gleichung 2.27 sind die Phasenverschiebungen der Totalreflektion oben $\varphi_{TE}^o(\phi)$ und unten $\varphi_{TE}^u(\phi)$ berücksichtigt, m ist eine positive ganze Zahl beginnend mit Null.

2.6 Zweidimensionale Wellenleiter

Durch eine Einschränkung der Ausbreitung des Lichtes in zwei Raumrichtungen entsteht ein zweidimensionaler Wellenleiter. Die Führung des Lichtes in zwei Raumrichtungen ermöglicht es auch, dass das Licht dem Wellenleiter um Biegungen folgt. Für einfache Geometrien können die Modenbedingungen analog zum eindimensionalen Wellenleiter aufgestellt werden. Allerdings können die Geometrien auch von diesen Fall abweichen und komplexer werden. Eine Simulation ermöglicht dann die Berechnung der Moden. Durch die Einschränkung der Ausbreitung des Lichtes ist der Feldanteil in Ausbreitungsrichtung nicht mehr Null, daher wird von quasi transversal elektrischen (qTE) und quasi transversal magnetischen (qTM) Moden gesprochen.

2.7 Simulationen

Simulationen können zwei unterschiedliche Fragestellungen lösen. Zum Einen werden die Moden-Feldverteilung simuliert, um festzustellen, ob die gewählte Geometrie monomodig ist und wieviel Leistung aus dem Wellenleiter in das Substrat überkopelt. Zum Anderen ist eine Simulation der Ausbreitung des Lichtes in einer Ebene möglich. Hierdurch können zum Beispiel Verzweiger oder Überkopplungen zwischen Wellenleitern simuliert werden. Dies wird in zwei Dimensionen mit einer Aufsicht des Systems realisiert.

Es gibt vier übliche Simulationsmethoden, die für optische Wellenleiter verwendet werden.

- FDTD - Finite-Difference Time-Domain Methode (endliche Differenzen im Zeitbereich) nähert die Lösung der Maxwellgleichung im Zeitbereich auf einem Gitter durch die Bildung endlicher Differenzen an. Wellenleiter wurden damit zum Beispiel in [1] und [76] berechnet. Ein großer Vorteil dieser Methode ist die Berechnung über ein Spektrum von Wellenlängen mit nur einem Simulationslauf, wenn als Eingangssignal eine entsprechende Anregung (z.B. ein breitbandiger Gaußpuls) verwendet wird.
- FIT - Finite Integration Technique ermöglicht die Lösung der Maxwellgleichung durch Integralapproximation der Materialgleichungen auf einem diskreten Gitter.
- BPM - Beam Propagation Methode, wird zum Beispiel von [1] angewendet. Die Methode geht von nur gering variierenden Wellenleitern und einer nur langsam veränderlichen Amplitude in Ausbreitungsrichtung aus. Von einem Anfangswert werden die weiteren Werte entlang der Ausbreitungsrichtung als Lösung der Helmholtz-Gleichung 2.12 berechnet. Die Lösung kann mit geringen Aufwand berechnet werden, sie ist nur für eine Wellenlänge gültig.
- FEM - Finite Elemente Methode ist eine Methode, die für viele verschiedene Probleme eingesetzt werden kann, sofern die Probleme durch partielle Differentialgleichungen ausgedrückt werden können. Dies sind zum Beispiel Wärme-

leitung, Strömungen, Diffusion und elektromagnetische Ausbreitung mittels der Maxwell-Gleichungen. Die Finite-Elemente-Methode nimmt eine Ansatzfunktion auf jedem Element an. Diese können die partielle Differentialgleichung umso besser annähern, je kleiner die Elemente sind. Es steigt jedoch der Rechenaufwand mit der Feinheit des Netzes.

In dieser Arbeit wird das Programm Comsol-Multiphysics eingesetzt, das die Finite Elemente Methode verwendet. Damit sind neben den optischen Moden auch die thermische Oxidation und die Wärmeausbreitung in einem Programm zu berechnen. Das Programm wird hier nur für zweidimensionale Simulationen verwendet. Mit der dritten Dimension steigt der Rechenaufwand und Speicherbedarf stark an.

2.7.1 Modenlösung

Für die Modenlösung werden die Geometrien der Wellenleiter nachgebildet. Um den Wellenleiter herum müssen noch einige Mikrometer zusätzlich simuliert werden, damit der Rand der Simulation nicht die Mode beeinflusst. Als Randbedingung wird eine streuende Randbedingung gewählt, bei der das Feld nicht reflektiert wird. Von dem Substrat wird nur das Siliziumdioxid in die Simulation aufgenommen, die streuende Randbedingung befindet sich direkt auf den Übergang zum Siliziumsubstrat. So kann durch den imaginären Anteil des effektiven Brechungsindex der Lösung die Verluste durch die Überkopplung in das Substrat bestimmt werden.

Das Netz muss wenigsten so fein gewählt werden, dass die Felder von aneinander grenzenden Elementen ineinander übergehen. Der Verlauf innerhalb eines Elementes hängt von der gewählten Ansatzfunktion ab. Als maximale Größe eines Elementes wird ein zehntel der Wellenlänge im Material vorgeschlagen. Je feiner das Netz gewählt wird, umso geringer ist der entstehende Fehler. Die Dauer der Berechnung steigt mit feinerem Netz an, so dass es nicht beliebig klein gewählt werden kann. Um Diskretisierungsfehler gering zu halten, sind die hier vorgestellten Simulationen alle mit Elementgrößen im Wellenleiter von weniger als ein tausendstel der Materialwellenlänge ausgeführt worden.

Die Moden werden anhand des effektiven Indizes (Gleichung 2.14) von einander unterschieden. Die gesuchten Moden der zweidimensionalen Kastenwellenleitern liegen in

der Nähe des effektiven Brechungsindex von 3. Es gibt Moden im vergrabenen Siliziumdioxid, diese sind aber für die Auswertung uninteressant und durch einen effektiven Brechungsindex von unter 1,46 leicht erkennbar. Moden, deren effektive Indizes sehr nahe beieinander liegen, können mit dieser Methode nicht von einander unterschieden werden. Dieser Fall tritt insbesondere bei den polarisationsunabhängigen Wellenleitern auf, wo qTE und qTM-Mode für das Programm nicht mehr unterscheidbar sind.

Die Ergebnisse der Modenlösungen sind in dem Kapitel 3.4 aufgeführt.

2.7.2 Ausbreitungssimulation

Eine Ausbreitungssimulation verwendet eine Draufsicht auf das System. Die eigentliche Höhe des Wellenleiters wird durch den Brechungsindex des führenden Materials berücksichtigt. Für ihn wird der effektive Brechungsindex des Schichtwellenleiters eingesetzt. Diese Methode ermöglicht eine zweidimensionale Berechnung des dreidimensionalen Systems. Zum Beispiel werden im Kapitel 7.3 die Multi-Mode-Interferenzkoppler mit dieser Methode berechnet.

Als Randbedingung wird hier eine streuende Randbedingung verwendet, um Überlagerungen von reflektierten Feldanteilen an den Rändern zu vermeiden. Die Anregung geschieht durch ein elektrisches Feld an der Einkoppelstelle für qTM oder ein magnetisches Feld für qTE.

3 Silizium Wellenleiter

Dielektrische Materialsysteme mit einem kleinen Brechzahlunterschied ermöglichen einen einmodigen Betrieb auch mit Kastenwellenleitern, deren Abmessungen über der Wellenlänge des Lichts im Material liegt. Ein Vergleich von Simulationen von einem Rippenwellenleiter und einem Siliziumnanowire ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

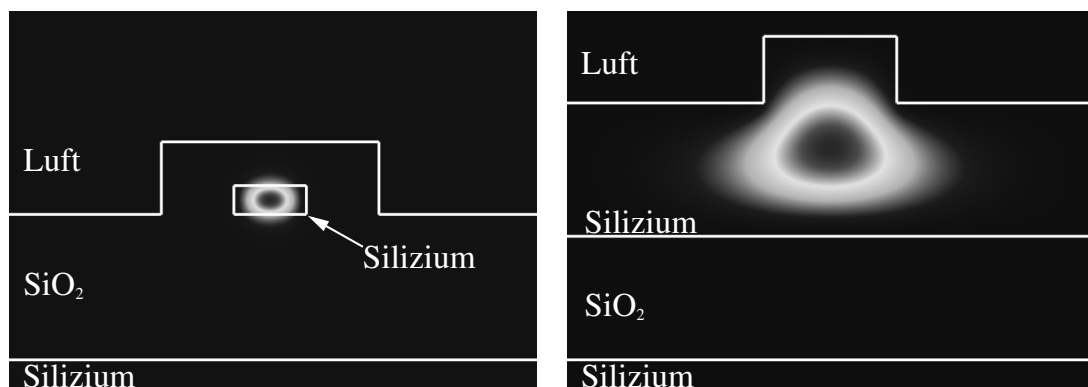


Abbildung 3.1: Simulation der Verteilung der geführten Leistung in den TE-Moden von links einem Kastenwellenleiter und rechts einem Rippenwellenleiter

Der Einsatz eines hochbrechenden Materials ($n > 3$ und eines Brechzahlunterschiedes $\Delta n > 2$ zum umgebenden Mantel) macht eine Verkleinerung der Wellenleiter und eine Verringerung der Biegeradien möglich. Um geringe optische Verluste in verkleinerten Wellenleitern zu erreichen, sind die Anforderungen an die Wellenleiteroberflächen, insbesondere eine geringe Rauigkeit, erhöht (Kapitel 3.1.3). Durch Fortschritte in den Herstellungsverfahren und Bearbeitungsverfahren der Halbleiterindustrie kann Silizium als hochbrechendes Material für Wellenleiter verwendet werden. Es ist ausreichend transparent in einem Wellenlängenbereich zwischen 1200 nm bis 6500 nm [70] und weist einen Brechungsindex von $n = 3,45$ bei 1550 nm Wellenlänge auf. Die Integrati-

on auf ebenen Substraten ermöglicht eine hohe Dichte an Systemen auf der Oberfläche. Die Auswahl der Geometrie für einen einmodigen Betrieb ist in Kapitel 3.4 gezeigt. Die Vor- und Nachteile von Siliziumwellenleitern werden in den folgenden Kapiteln diskutiert. Hierbei wird besonders auf die optischen Verluste eingegangen.

Siliziumkastenwellenleiter werden im Folgenden als Siliziumnanowires benannt, da ihre Abmessungen für den einmodigen Betrieb bei wenigen hundert Nanometern liegen. Sie bestehen aus einem Siliziumkern, sowie einer Siliziumdioxidschicht als Mantelmaterial und als optische Isolation zum Siliziumsubstrat. Da das elektromagnetische Feld bis in den Mantel reicht, hat das Oxid ebenfalls Einfluss auf die Eigenschaften der Wellenleiter. Bei Locos-Wellenleitern wird ein Teil der Leistung im Siliziumnitrid geführt, das die Eigenschaften des Wellenleiters mitbestimmt.

3.1 Optische Verluste in Siliziumwellenleitern

Die optischen Verluste von Siliziumwellenleitern setzen sich aus mehreren Anteilen zusammen. In den folgenden Unterkapiteln werden die Material-Absorption, die Verluste durch Überkopplung und die Streuverluste als wirksamste Verlustmechanismen behandelt.

3.1.1 Material-Absorption

Hier werden die für Siliziumnanowires wichtigsten Arten der Absorption im Material vorgestellt: Absorption über die Bandlücke, die Störstellenabsorption, Zwei-Photonen-Absorption und der Absorption an freien Ladungsträgern. Letztere sind in dem Isolator Siliziumdioxid sehr gering und werden für das Oxid nicht betrachtet. Siliziumnitrid kann je nach Abscheide-Parametern einen Siliziumüberschuss enthalten, so dass alle drei Effekte berücksichtigt werden müssen.

Bandabsorption

Photonen mit einer höheren Energie als die Energie der Bandlücke (1,12 eV für Silizium bei 20 °C) werden im Halbleiter absorbiert und generieren ein Ladungsträgerpaar. Diese Absorption an der Bandkante ist ein allmählicher Übergang und endet nicht schlagartig mit Energien unterhalb von 1,12 eV (oder einer Vakuumwellenlänge von

1125 nm). Die Wahrscheinlichkeit für eine Absorption wird geringer mit fallender Energie. Bei 1,5 μm Wellenlänge beträgt diese Absorption nur zwischen 0,004 db/cm [71] und 10^{-7} db/cm [34], was gegenüber den anderen Verlustmechanismen vernachlässigbar wenig ist. Bei steigenden Temperaturen wird die Bandlücke kleiner und somit verschiebt sich der Einfluss der Bandabsorption zu längeren Wellenlängen [91]. Allerdings macht sich dies im Wellenlängenbereich um 1550 nm erst bei mehreren hundert Grad Celsius bemerkbar. Die Absorptionen durch Ladungsträgergeneration für Wellenlängen kürzer als 1125 nm sind in Kapitel 4.3 beschrieben.

Störstellenabsorption

Fremdatome im Silizium-Einkristall können ebenfalls zu einer Absorption führen. Die SOI-Substrate beinhalten im Herstellungszustand sehr wenige Fremdatome, da sie für die Herstellung von integrierten Schaltungen optimiert sind, wodurch die Störstellenabsorption vernachlässigbar ist. Werden jedoch zum Beispiel durch Diffusion zusätzlich Störstellen eingebracht (Natrium, Gold), so können die Verluste ansteigen [31].

Bei Siliziumdioxid kann durch Störstellen, zum Beispiel OH-Gruppen, eine Absorption stattfinden. Da das Oxid mit nasser Oxidation hergestellt werden kann, sind OH-Gruppen im SOI-Substrat nicht ausgeschlossen. Die Wellenlängen für die Telekommunikation (1300 nm und 1550 nm) sind so gewählt, dass diese Absorptionsbanden kaum wirksam sind.

Zwei-Photonen-Absorption

Bei sehr hohen Energiedichten in einem Wellenleiter, wie sie zum Beispiel bei dem optischen Pumpen von Ramanverstärkern auftreten können, ist die Wahrscheinlichkeit eines Bandübergangs mit zwei Photonen mit geringerer Energie als die Bandlücke erhöht. Die Telekommunikationswellenlänge 1550 nm entspricht einer Photonenenergie von 0,799 eV.

Die zwei Photonen Absorption nimmt im Quadrat zur Leistungsdichte zu [18]. Die Anzahl der Ladungsträger im Silizium ist:

$$\Delta N = \beta \cdot I^2 \cdot \tau_{eff} / (2h\nu) \quad (3.1)$$

Worin β der Absorptionskoeffizient der Zwei-Photonen-Absorption ist. Mit τ_{eff} wird die effektive Lebensdauer der Ladungsträgerpaare beschrieben. Der Term $h\nu$ ist die Energie eines Photons. Die Zwei-Photonen-Absorption ist dabei nur ein Teil der auftretenden Verluste, die daraus resultierenden freien Ladungsträger verursachen weitere Verluste.

Absorption an freien Ladungsträgern

Optische Verluste im Wellenleiter entstehen durch die Absorption an freien Ladungsträgern, die zum Beispiel durch eine hohe Dotierung im Silizium eingebracht werden [79]. Soref und Bennet haben Daten aus verschiedenen Quellen in [88] zusammengefasst und die Daten mit dem Drudemodell zur Vorhersage der auftretenden Verluste verglichen. Das Drude-Modell ergibt:

$$\Delta\alpha = \Delta\alpha_e + \Delta\alpha_h = (e^3\lambda^2/4\pi^2c^3\varepsilon_0n)(\Delta N_e/m_{ce}^{*2}\mu_e + \Delta N_h/m_{ch}^{*2}\mu_h) \quad (3.2)$$

Hierin sind λ die Wellenlänge, ε_0 die Dielektrizitätskonstante, n der Brechungsindex des Siliziums, N_e und N_h die Anzahl der Ladungsträger (Löcher (h) und Elektronen (e)), μ_e die Elektronenmobilität, μ_h die Mobilität der Löcher und m_{ce}^* , m_{ch}^* die effektiven Massen von Löchern und Elektronen. Der Vergleich mit Messwerten zeigte nach [88] einen höheren Verlust als das Drude-Modell voraussagt. Die dort ermittelten Verluste können mit Formel 3.3 beschrieben werden.

$$\Delta\alpha = \Delta\alpha_e + \Delta\alpha_h = 8,5 \cdot 10^{-18} \Delta N_e + 6,0 \cdot 10^{-18} \Delta N_h \quad (3.3)$$

Für Wellenleiter mit einer p-Dotierung von $4,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ bis $1,4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ($1\text{-}30 \text{ } \Omega\text{cm}$) ergibt sich eine Dämpfung von maximal $0,036 \text{ db/cm}$, also weit unterhalb der durch Streuung verursachten Dämpfung. Durch andere Quellen eingebrachte Ladungsträger, wie zum Beispiel durch Zwei-Photonen-Absorption oder einer Beleuchtung des Wellenleiters mit Licht mit einer kürzeren Wellenlänge als 1125 nm , verursachen ebenfalls diese Dämpfung.

3.1.2 Überkopplung in das Substrat

Bei Siliziumnanowires in SOI-Technologie ist die optische Mode nur durch das vergrabene Oxid von dem Substrat, was aus Silizium besteht, getrennt. Das elektromagne-

tische Feld kann also zu einem Teil in das Substrat überkoppeln. Die quasiTM Mode hat ein ausgeprägteres Feld in Richtung des Substrates, daher sind die Verluste durch Überkopplung höher.

Die Verluste sind sehr stark von der Verteilung des elektromagnetischen Feldes abhängig, die von der Breite und der Höhe des Wellenleiterkernes bestimmt wird. Die Dicke des vergrabenen Oxides definiert den Koppelabstand zu dem Substrat. Durch eine Ummantelung mit Oxid auf der Oberseite wird die Mode symmetrisch zu dem Wellenleiterkern, und es treten geringerer Verluste auf als bei freien Siliziumwellenleitern, wie dies in Abbildung 3.2 gezeigt ist.

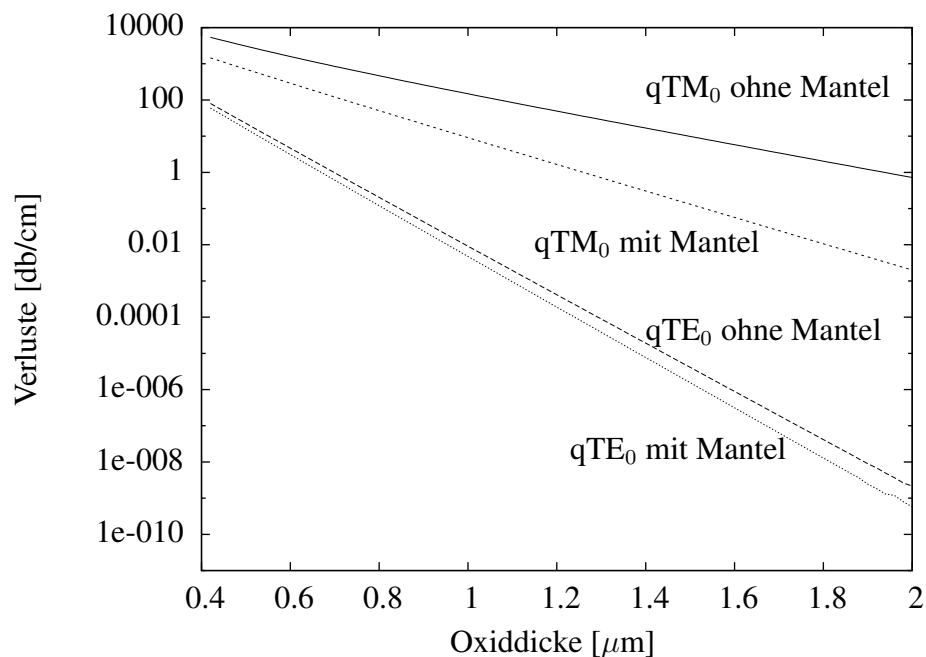


Abbildung 3.2: Überkoppelverluste für einen 500 nm breiten und 220 nm hohen Siliziumnanowire für verschiedene vergrabene Oxiddicken

Die Dämpfung aufgrund der Überkopplung in das Substrat kann aus der Simulation der Moden berechnet werden. Eine streuende Randbedingung sorgt bei der Simulation dafür, dass die Felder an dem Rand des Simulationsgebietes nicht zurückreflektiert werden und so die Ausbreitungskonstante komplex wird, woraus die Verluste berechnet werden können. Andere Simulations-Programme verwenden mit dem gleichen Ziel

sogenannte Perfectly Matched Layers (PML), also perfekt abgestimmte Schichten, die ebenfalls dafür sorgen, dass das Feld am Rand nicht reflektiert wird. Der Abstand vom oberen Rand zur Luft sollte dabei so groß sein, dass keine nennenswerten Anteile des elektromagnetischen Feldes die Begrenzung erreichen, da die Luft nicht zu Verlusten durch Überkopplung beiträgt. Höhere Moden haben ein ausgedehnteres elektromagnetisches Feld und werden somit stärker in das Substrat überkoppeln.

3.1.3 Streuverluste

Streuverluste können in zwei Gruppen unterteilt werden, innere Streuung an Fehlstellen im Wellenleiterkern und Streuungen am Übergang vom Wellenleiterkern zur umgebenden Abdeckung. Daneben kann es noch Streuverluste durch enge Radien der Wellenleiter geben, die in Kapitel 7.2 näher erläutert werden.

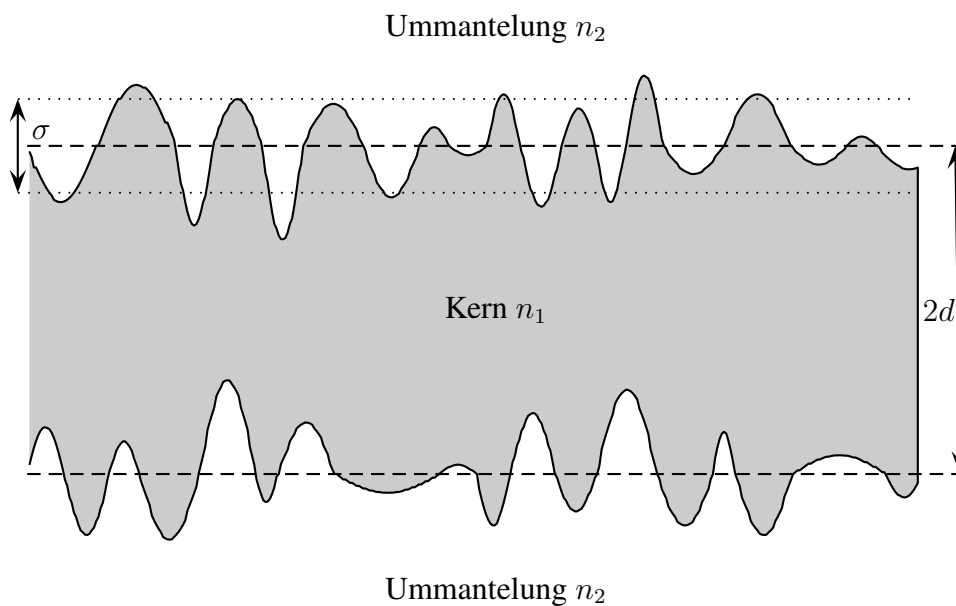


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Wellenleiterrauhigkeiten

Die Streuverluste an Fehlstellen in Silizium, wie zum Beispiel Kristalldefekten, Löchern oder Fremdatomen, sind dank der hochentwickelten Technologie bei der Herstellung der SOI-Substrate selten, obwohl der Einkristall der Nutzschrift sowohl bei

dem SIMOX-Verfahren als auch bei der Smart-Cut-Technologie durch den Ionenbeschuss teilweise zerstört wird, wie in Kapitel 5.1 beschrieben. Die Ausheilungsverfahren ermöglichen einen rekonstruierten Einkristall, der fast keine Fehlstellen aufweist, so dass diese für die Verluste keine Rolle spielen. Die Rayleighstreuung ist bei dem Durchtritt von Licht durch Materie zwar immer vorhanden (Kapitel 4.2.2), sie kann in Siliziumnanowires jedoch vernachlässigt werden.

Die vorherrschende Streuung entsteht an den Rauigkeiten der Grenzflächen des Wellenleiterkerns zur Ummantelung, wie sie in Abbildung 3.3 gezeigt sind. Hier treten aufgrund der kleinen Querschnitte der Wellenleiter und des großen Brechungsindexkontrastes hohe elektromagnetische Feldestärken auf. Eine mathematische Beschreibung dieser Streuung wurde schon 1971 von Tien vorgeschlagen [96]. Payne und Lacey haben 1994 ein zweidimensionales Modell [68] veröffentlicht. Eine Erweiterung auf drei Dimensionen hat zum Beispiel Barwitz 2005 [7] gezeigt.

Bei den Siliziumnanowires sind die beiden photolithographisch definierten und geätzten Seitenflächen zumeist rauer als die Flächen zur Oberseite und zum Substrat, welches die ausgeheilten und polierten Oberflächen der Siliziumnutzschicht sind. Bei SOI-Substraten, die nach dem SIMOX-Verfahren hergestellt sind, können die Unterseiten der Wellenleiter auch eine erhöhte Rauigkeit aufweisen.

Die Rauheit der Wellenleiter wird in dem Modell von Payne und Lacey mit der Korrelationsfunktion in Formel 3.5 beschrieben. Diese Methode wird zum Beispiel in ähnlicher Form auch bei der Rauheitsmessung von polierten Substraten verwendet [95]. In Gleichung 3.5 ist σ , wie in Abbildung 3.3 eingezeichnet, die mittlere Rautiefe, die sich aus Gleichung 3.4 ergibt.

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \langle x \rangle)^2 \quad (3.4)$$

Mit $\langle x \rangle$ ist hier der Mittelwert aller Messungen x_i bezeichnet. Die Korrelationslänge L_c beschreibt den Abfall der Autokorrelationsfunktion. Im Modell von Payne und Lacey wird eine gaußsche Verteilung der Autokorrelationsfunktion $R(u)$ der Rauig-

keiten angenommen, wie in Formel 3.5 beschrieben.

$$R(u) = \sigma^2 e^{|u|/L_c} \quad (3.5)$$

Das Modell von Payne und Lacey gibt neben einer von σ und L_c abhängigen Dämpfung auch eine absolute obere Grenze für die Verluste in einem Wellenleiter an, die nur von der Rautiefe σ [68] abhängt.

$$\alpha \leq \sigma^2 \frac{k_0(n_1^2 k_0^2 - \beta^2)(n_1^2 - n_2^2)}{2n_1(1 + d\sqrt{\beta^2 + n_2^2 k_0^2})} \quad (3.6)$$

Mit d ist die halbe Wellenleiterbreite aus Abbildung 3.3 bezeichnet. Abbildung 3.4 zeigt die maximalen Streuverluste nach Payne und Lacey (Formel 3.6) über die Rautiefe für eine Wellenleitergeometrie von 500 nm Breite und 200 nm Höhe.

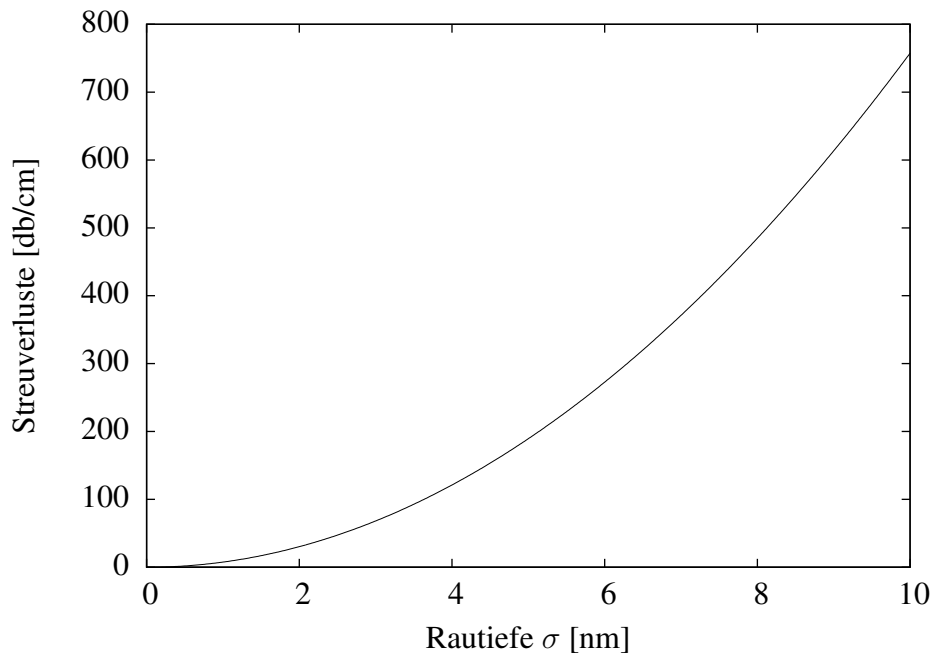


Abbildung 3.4: Maximale Verluste für einen 500 nm breiten und 200 nm hohen Siliziumnanowire mit Oxidmantel aufgrund von Streuverlusten nach [68]

Mit $\beta = 2\pi n_{eff}/\lambda$ ist die Ausbreitungskonstante bezeichnet. $n_1 = 3,45$ ist der Brechungsindex des Wellenleiterkernes aus Silizium, $n_2 = 1,45$ der Brechungsindex des

ummantelden Oxides. Die Verluste in diesem Modell hängen von der Korrelationslänge L_c ab. Sie sind im allgemeinen erheblich niedriger als die obere Grenze aus Gleichung 3.6. Die Abbildung 3.5 zeigt die Abhängigkeit der Verluste in dem Modell von Payne und Lacey zu der Korrelationslänge. Diese Abbildung kann auf zwei Weisen verwendet werden: wenn die Rautiefe und die Korrelationslänge bekannt sind, können die Verluste abgeschätzt werden. Da die Siliziumnanowires in einem Oxidmantel verborgen sind und die Messung von Oberflächenrauigkeiten an den 200 nm hohen Seitenwänden nicht trivial ist, sind diese Werte zumeist nicht bekannt. Andersherum können diese beiden Parameter aus den Verlusten abgeschätzt werden. Hierbei gibt es für eine Dämpfung keine voneinander unabhängige Lösungen für die beiden Parameter, wodurch einer abgeschätzt werden muss. In [6] wird zum Beispiel $L_c = 50$ nm angenommen. Allerdings ist dieser Wert herstellungsbedingt und hängt von der Lithographie, der Maske und der Ätzung ab.

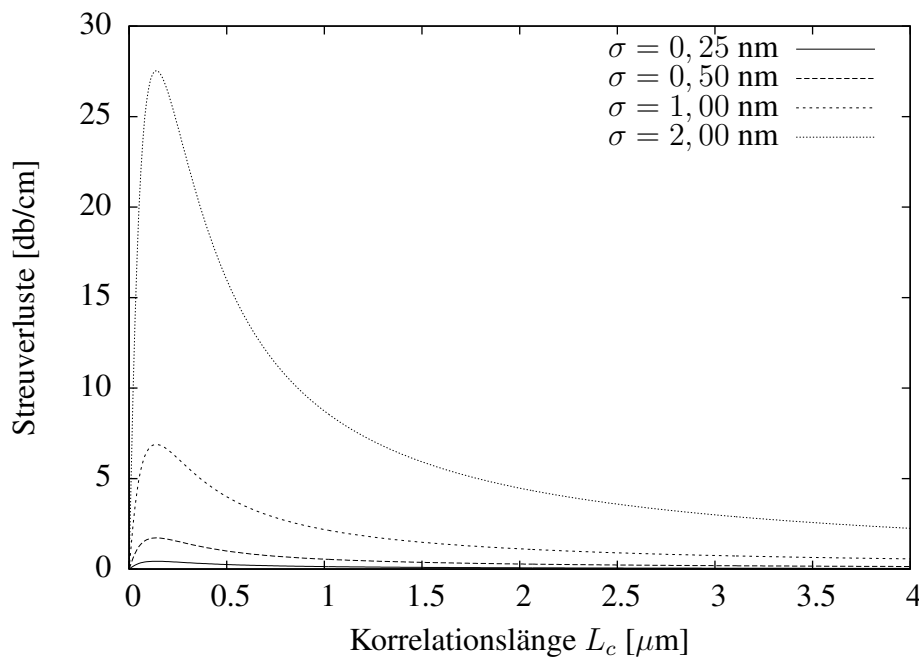


Abbildung 3.5: Streuverluste für einen 500 nm breiten Siliziumnanowire für verschiedene Rautiefen [68]

Aus diesen Grafiken wird ersichtlich, dass die Rautiefe für verlustarme Wellenleiter so gering wie möglich sein sollten. Daher werden die Wellenleiter in dieser Arbeit durch

Oxidation geglättet. Sehr kleine Rautiefen sind, unabhängig von der Korrelationslänge, für die Verluste der Wellenleiter unerheblich. Sehr langsame Änderungen, also große Korrelationslängen (mehrere Mikrometer), führen zu nur geringen Verlusten.

3.2 Änderung der Brechungsindizes

Eine Änderung der Brechungsindizes ermöglicht den Betrieb von Modulatoren, um dem im Wellenleiter geführten Licht Datensignale aufzumodulieren. Bei Resonatoren können durch die Änderung der Brechungsindizes Fertigungstoleranzen ausgeglichen werden und so können die Resonatoren auf bestimmte Resonanzwellenlängen justiert werden. Der Brechungsindex des Siliziums hängt von folgenden, durch äußere Einflüsse veränderbaren Parametern ab:

- Anzahl der freien Ladungsträger im Silizium
- Temperatur
- mechanische Spannungen

Die im Wellenleiter geführte Leistung kann die Ausbreitungskonstante ebenfalls beeinflussen, zum Beispiel durch Ladungsträgergeneration (Zwei-Photonen-Absorption). Die mechanischen Spannungen sind über die verschiedenen Ausdehnungskoeffizienten von Silizium und Siliziumdioxid mit der Temperatur gekoppelt. Auf freistehenden Membranen kann die mechanische Spannung gezielt beeinflusst werden [4]. Nicht nur das Silizium ist für die Ausbreitungskonstante maßgeblich, ein Teil des Feldes wird in dem umliegenden Oxid geführt. Simulationen zeigen, dass sich der effektive Index n_{eff} bei einem ummantelten Wellenleiter (500 nm breit, 220 nm hoch) bei der hauptsächlich im Silizium geführten qTE-Mode um 106 % der Änderung des Siliziumbrechungsindex ändert. Bei der qTM-Mode wird mehr Leistung außerhalb des Siliziums geführt, daher ändert sich der effektive Index nur um 58 % des Siliziumindex. Bei dem Gruppenindex, welcher die Resonanzfrequenz bestimmt und dadurch einfacher zu messen ist, drehen sich die Verhältnisse um. Er ändert sich bei der qTM-Mode um 343 % der Änderung des Siliziumbrechungsindizes, während sich der Gruppenindex der qTE-Mode nur um 123 % ändert. Diese Werte sind für jede Wellenleitergeometrie zu berechnen, da sie nicht als konstant angenommen werden können. Die Vorzeichen

von der thermischen Änderung ist mit steigender Temperatur positiv, während die Änderung durch mehr freie Ladungsträger negativ ist. Werden gleichzeitig Ladungsträger und Temperatur erhöht, so können die Effekte gegeneinander wirken.

Freie Ladungsträger

Eine Erhöhung der Anzahl der freien Ladungsträger führt zu einer zusätzlichen Dämpfung (Kapitel 3.1.1). Sie können durch die Bestrahlung mit Licht (Kapitel 4.3), über Kontakte direkt elektrisch [74] oder durch eine sehr hohe Temperatur [91] eingebracht werden. Die Änderung des Brechungsindex wird in der Literatur [88] für 1550 nm Wellenlänge mit Gleichung 3.7 angegeben.

$$\Delta n_{1550} = \Delta n_e + \Delta n_h = -8,8 \cdot 10^{-22} \Delta N_e - 8,5 \cdot 10^{-18} (\Delta N_h)^{0.8} \quad (3.7)$$

Thermische Änderung des Brechungsindex von Silizium

Bei einer Änderung der Temperatur ändert sich der Brechungsindex des Siliziums nach [19] bei einer Wellenlänge von 1523 nm (HeNe-Laser) im Temperaturbereich zwischen 300 K und 580 K um:

$$\frac{\partial n_{1523}}{\partial \vartheta} = 9.48 \cdot 10^{-5} + 3.47 \cdot 10^{-7} \vartheta - 1.49 \cdot 10^{-10} \vartheta^2 \quad (3.8)$$

Die Temperaturänderung bewirkt durch die unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten noch eine Änderung der mechanischen Spannungen im Wellenleiter.

3.3 Dispersion

Die Dispersion ist die Wellenlängenabhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Pulsen im Wellenleiter wird durch den Gruppenindex n_g bestimmt. Die Änderung des Gruppenindex mit der Wellenlänge bewirkt eine Verformung der Pulse, die durch den Wellenleiter laufen. Je kürzer ein Puls zeitlich ist (Δt), umso größer ist seine spektrale Bandbreite ($\Delta \lambda$). Die wird durch Gleichung 3.9 ausgedrückt.

$$\Delta \lambda \cdot \Delta t \geq \text{const} \quad (3.9)$$

Daher werden sehr kurze Pulse, wie sie für hohe Datenraten benötigt werden, durch die Dispersion verformt. Die höherfrequenten Anteile des Pulses kommen zu einem anderen Zeitpunkt bei dem Empfänger an als die niederfrequenten. Mathematisch kann die von der Kreisfrequenz des Lichtes ($\omega = 2\pi c/\lambda$) abhängige Ausbreitungskonstante $\beta(\omega)$ durch eine Taylorreihe um die Mittenfrequenz ω_0 angenähert werden [22]:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \frac{1}{24}\beta_4(\omega - \omega_0)^4 + \dots \quad (3.10)$$

Aus dem erstem Term β_0 ergibt sich die Phasengeschwindigkeit v_ϕ und entsprechend der effektive Index n_{eff} :

$$\beta_0 = \frac{\omega_0}{v_\phi} = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} \quad (3.11)$$

Aus dem Term β_1 kann die Gruppengeschwindigkeit und der Gruppenindex berechnet werden:

$$\beta_1 = \frac{d\beta}{d\omega} = \frac{1}{c} \left(n_{eff} + \omega \frac{dn_{eff}}{d\omega} \right) = \frac{1}{c} \left(n_{eff} + \lambda \frac{dn_{eff}}{d\lambda} \right) = \frac{1}{v_g} \quad (3.12)$$

Der Gruppenindex ist also:

$$n_g = \left(n_{eff} + \lambda \frac{dn_{eff}}{d\lambda} \right) \quad (3.13)$$

Für eine Pulsverformung, insbesondere Pulsverbreiterung, ist die Änderung der Gruppengeschwindigkeit von der Wellenlänge verantwortlich. Diese wird durch den dritten Term (β_2) und weiter folgende Terme beschrieben. Dies wird üblicherweise mit GVD (Group Velocity Dispersion) benannt.

$$\beta_2 = \frac{d\beta_1}{d\omega} = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn_{eff}}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n_{eff}}{d\omega^2} \right) \quad (3.14)$$

Für praktische Anwendungen wird der Dispersionsparameter D definiert als:

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (3.15)$$

Die Impulsverbreiterung $\Delta\tau$ wird nach einer Ausbreitungslänge l zu:

$$\Delta\tau = l \cdot \Delta\lambda_0 |D| \quad (3.16)$$

Das $\Delta\lambda_0$ ist dabei die spektrale Bandbreite des Pulses. Die weiteren Terme der Taylorreihe sind nur für sehr kurze Pulse relevant.

Die Dispersion in Wellenleitern setzt sich aus zwei Anteilen zusammen, der Materialdispersion, und einer von der Geometrie der Wellenleiter abhängigen Dispersion, die hier Geometriedispersion genannt wird.

3.3.1 Materialdispersion

Der Brechungsindex der Materialien ist wellenlängenabhängig und wird hier als Materialdispersion bezeichnet. Sowohl Silizium als auch für Siliziumdioxid haben einen Einfluss auf die Dispersionseigenschaften des Wellenleiters. Die Eigenschaften von Siliziumnitrid sind stark von den Abscheideparametern abhängig, daher ist kein Parametersatz für eine Dispersionsformel verfügbar, die das in dieser Arbeit verwendete Material beschreibt.

Silizium

Die Dispersion von Silizium wird zum Beispiel in [15] gemessen. Der Brechungsindex kann durch die Gleichung 3.17 ausgedrückt werden.

$$n_{si}(\lambda) = \sqrt{\varepsilon + \frac{A}{\lambda^2} + \frac{B\lambda_1^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2}} \quad (3.17)$$

Die Parameter sind hierbei:

- $\lambda_1 = 1,1071 \mu\text{m}$
- $\varepsilon = 11,6858$, die relative Dielektrizitätszahl von Silizium
- $A = 0,939816 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$
- $B = 8,10461 \cdot 10^{-3}$

Siliziumdioxid

Die Dispersion von Siliziumdioxid kann nach der Sellmeierformel [81] berechnet werden:

$$n_{SiO_2}(\lambda) = \sqrt{A_{SiO_2} + \frac{B_{SiO_2}}{1 - \frac{C_{SiO_2}}{\lambda^2}} + \frac{D_{SiO_2}}{1 - \frac{E_{SiO_2}}{\lambda^2}}} \quad (3.18)$$

mit den Parametern [32]:

- $A_{SiO_2} = 1,3121622$
- $B_{SiO_2} = 0,7925205$
- $C_{SiO_2} = 1,0996732 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2$
- $D_{SiO_2} = 0,9116877$
- $E_{SiO_2} = 100 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$

3.3.2 Geometrische Dispersion

Als geometrische Dispersion wird die Wellenlängenabhängigkeit des effektiven Index bezeichnet, welche durch die Abmessungen der Wellenleiter im Bereich der Wellenlänge größer als die Materialdispersion ist. Die Berechnung erfolgt numerisch mit dem FEM-Simulationsprogramm Comsol-Multiphysics. Der Modenlöser kann allerdings nur die effektiven Indizes n_{eff} für eine Wellenlänge berechnen. Die Dispersion wird aus einer diskreten Ableitung zweier eng benachbarter Wellenlängen (λ_1 und λ_2) berechnet:

$$\frac{dn}{d\lambda} \approx \frac{\Delta n}{\Delta \lambda} = \frac{n_{eff1} - n_{eff2}}{\lambda_1 - \lambda_2} \quad (3.19)$$

Die Materialdispersion wird mit den in Kapitel 3.3.1 angegebenen Parametern in dem Simulationsprogramm berücksichtigt. Daher ist das Ergebnis der Simulation die Gesamtdispersion aus Materialdispersion und Geometriedispersion. Der Gruppenindex berechnet sich hieraus nach Gleichung 3.13.

Die Berechnung der Gruppengeschwindigkeits-Dispersion (Group Velocity Dispersion - GVD) ist numerisch mit der FEM-Software durch drei nebeneinander liegenden Stützstellen ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$) möglich, wobei aus der Differenz von erster und zweiter, sowie zweiter und dritter zwei Stützstellen für eine erneute Differenzenbildung entsteht.

In mathematischer Schreibweise:

$$\frac{d^2 n}{d\lambda^2} \approx \frac{\frac{n_1 - n_2}{\lambda_1 - \lambda_2} - \frac{n_2 - n_3}{\lambda_2 - \lambda_3}}{\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2} - \frac{\lambda_2 - \lambda_3}{2}} \quad (3.20)$$

Mit den Gleichungen 3.14 und 3.15 kann damit der Dispersionsparameter D berechnet werden.

3.3.3 Polarisationsdispersion

Die Siliziumnanowires sind breiter als hoch, um einmodige Wellenleiter mit möglichst geringen Anforderungen an die Lithografie zu ermöglichen. Dies führt zu stark unterschiedlichen Moden in quasiTE und quasiTM. Die unterschiedliche Gruppenindizes führen zu einem Auseinanderlaufen der Phasen von quasiTE und quasiTM Polarisationen. Das Ausgangssignal ist für beliebig polarisiertes Licht eine Überlagerung der beiden Moden. Durch die unterschiedlichen Phasen kann das Licht am Ausgang destruktiv interferieren. Um diesen Effekt zu vermeiden, muss rein qTE- oder qTM polarisiertes Licht in die Wellenleiter gekoppelt werden. Durch die stark unterschiedlichen Ausbreitungskonstanten koppelt nur wenig Licht zwischen den qTE und qTM-Moden hin und her. Diese Eigenschaft der Wellenleiter wird polarisationserhaltend genannt.

Die Herstellung von quadratischen polarisationsunabhängigen Wellenleitern wird z.B. bei [50] beschrieben. Die Simulationsrechnungen zeigen, dass es für polarisationsunabhängige Wellenleiter in Siliziumnanowire-Technologie viele Lösungen gibt. Quadratische Wellenleiter können polarisationsunabhängig sein. Außerdem gibt es noch spezielle Geometrien, welche die Bedingung der gleichen Gruppengeschwindigkeit erfüllen. Wie aus Abbildung 3.6 zu ersehen ist bei Geometrien von 300 nm mal 300 nm der Kreuzungspunkt zwischen beiden möglichen Bedingungen. Eine Abweichung von 1% zwischen den Indizes ist allerdings für kaum eine Anwendung vertretbar. Eine Phasenverschiebung um π , also die Phasenverschiebung bei welcher destruktive Interferenz auftritt, ist bei einem Gruppenindex von 4 nach weniger als 20 μm Strecke erreicht. Alle Systeme benötigen aber längere Strecken.

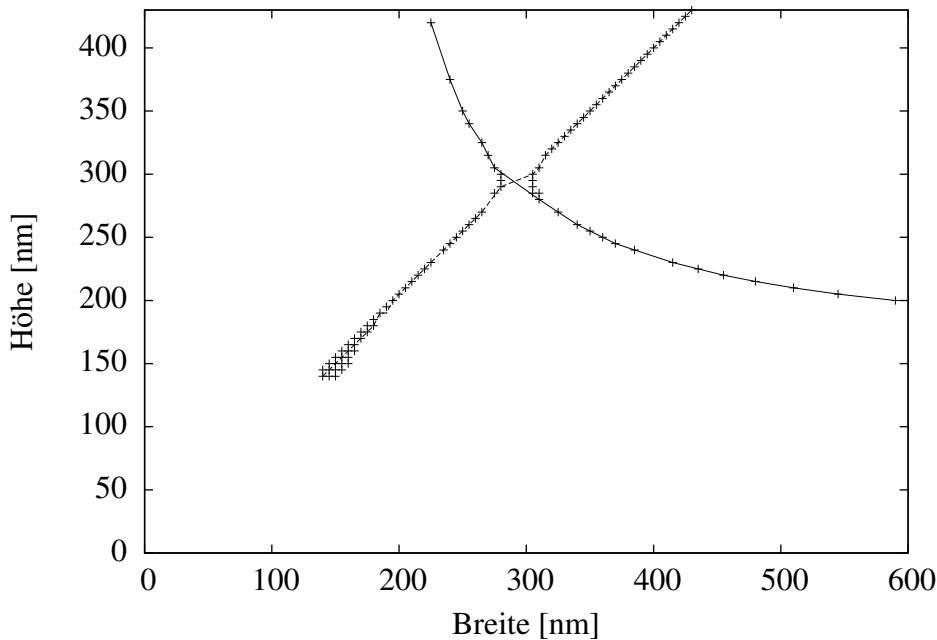


Abbildung 3.6: Dargestellt sind die Bereiche, an denen die Differenz zwischen dem simulierten Gruppenindizes von qTE und qTM kleiner 1% ist

3.4 Wellenleitergeometrie Auswahl

Die Auswahl der passenden Geometrie folgt zumeist dem Ziel, möglichst verlustarme Systeme herzustellen. Nach den Modellierungen der Streuverluste muss die Feldstärke einer rauen Grenzfläche möglichst gering sein, um Streuverluste zu vermeiden, wie in Kapitel 3.1.3 bereits dargestellt wurde. Eine Möglichkeit, dies zu erreichen, ist, eine gegenüber der Wellenlänge große Geometrie zu wählen, so dass das elektromagnetische Feld nicht an die Grenzfläche heran reicht. Allerdings muss die Bedingung der Einmodigkeit erfüllt sein, um unterschiedliche Laufzeiten von Moden der gleichen Polarisation zu vermeiden, welche zu Interferenzen führen würden. Das bedeutet, alle höheren Moden müssen abgestrahlt oder gedämpft werden. In dem SOI-System ist dies möglich durch die begrenzte Dicke (üblicherweise wenige μm) des Isolators (Kapitel 3.1.2). Die Bedingung für einen monomodigen Wellenleiter im SOI-System ist somit sicher erfüllt, wenn die zweite Mode der jeweiligen Polarisation einen effektiven Index besitzt, der kleiner als der Materialindex des Isolators ist, in diesem Falle kleiner als 1,46 von Siliziumdioxid. Da in der Silizium-Photonik üblicherweise asymmetrische

Wellenleiter verwendet werden, muss auf die Polarisation bei der Einkopplung geachtet werden, wie dies in Kapitel 3.3.3 bereits erwähnt wurde.

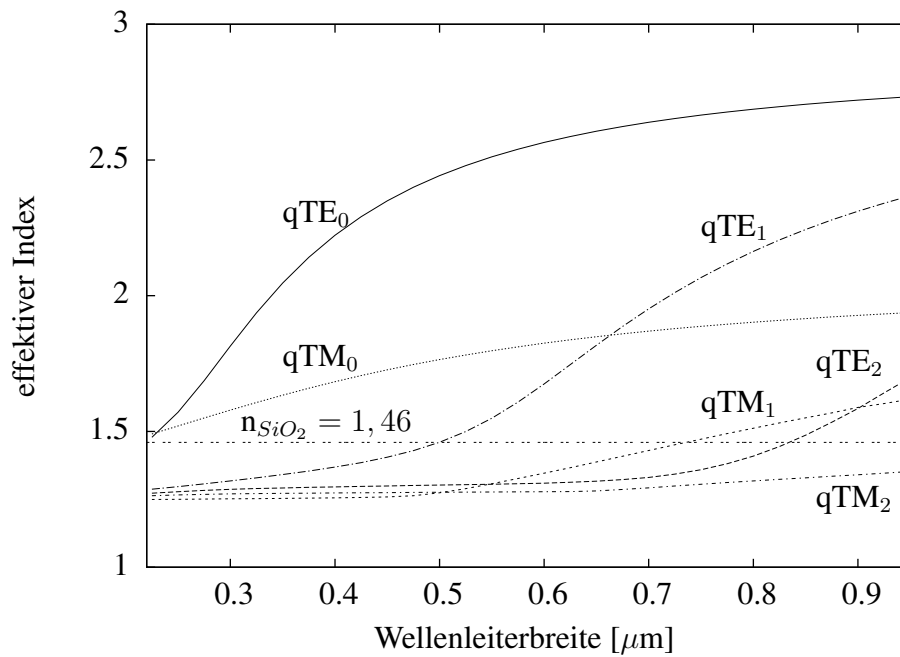


Abbildung 3.7: Simulation der Wellenleitermoden für einen 220 nm hohen Wellenleiter gegen die Breite

Für einen 220 nm hohen Wellenleiter sind die simulierten Moden in Abbildung 3.7 mit dem höchsten effektiven Index aufgetragen. Daraus wird ersichtlich, dass die $q\text{TE}$ -Polarisation bis zu einer Breite von 500 nm einmodig ist, während bei $q\text{TM}$ -Polarisation eine Breite von 750 nm möglich ist. Durch die größere Breite kann der $q\text{TM}$ -Mode trotz der geringen Dicke des vergrabenen Oxides verwendet werden (Kapitel 3.1.2).

Die Abbildungen 3.8 und 3.9 zeigen den Gruppenindex für Siliziumkastenwellenleiter mit Oxidmantel über einen Bereich, in denen die jeweilige Polarisation einmodig und ausbreitungsfähig ist. In den weißen Bereich der größeren Wellenleiter sind mehrere Moden ausbreitungsfähig, hingegen im weißen Bereich der geringeren Wellenleitergröße ist keine Mode mehr ausbreitungsfähig. Abbildung 3.8 zeigt den Gruppenindex der höchsten TE-Mode, welche aufgrund des höheren effektiven Indexes häufig favorisiert wird, da hiermit engere Kurvenradien möglich und die Streuverluste in das Sub-

strat geringer sind. Abbildung 3.9 zeigt den Gruppenindex der höchsten TM-Mode. Die Moden an der Begrenzungslinie zu dem multimoden Bereich sind die verlustärmsten Moden, daher werden diese Geometrien gewählt.

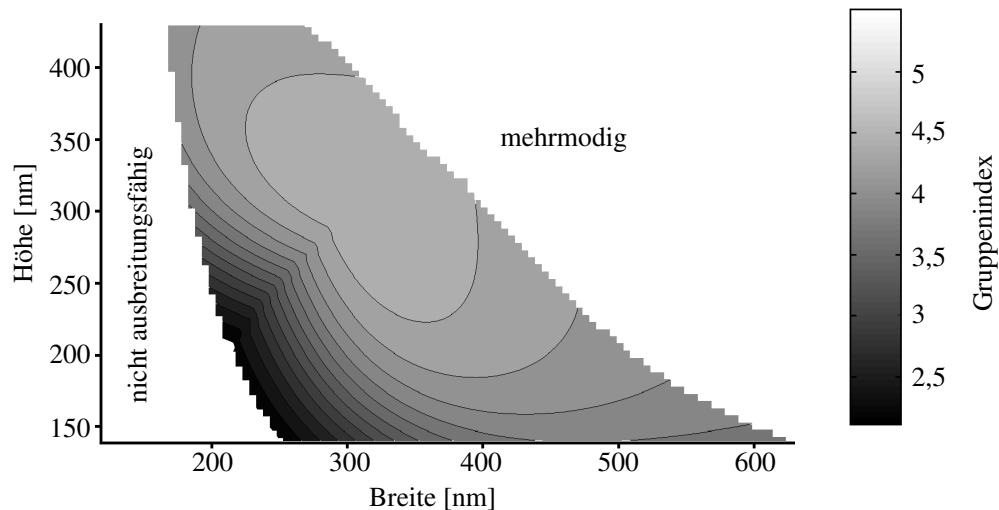


Abbildung 3.8: Gruppenindex des qTE-Modes über Breite und Höhe des Silizium Wellenleiterkerns aufgetragen. Der Kern ist mit 800 nm Siliziumdioxid ummantelt

Die Auswahl der Geometrie folgt aber auch dem verfügbaren SOI-Ausgangsmaterial. Daher wird in viele Veröffentlichungen (zum Beispiel [60], [8], [99]) 220 nm Wellenleiterdicke gewählt. Daraus ergeben sich die 500 nm Wellenleiterbreite, um für geringe Verluste einen möglichst breiten Wellenleiter zu verwenden. Außerdem soll der Wellenleiter sicher monomäßig sein. Die Herstellung mittels der thermischen Oxidation ermöglicht verrundete Geometrien, allerdings ist auch hier die Auswahl der möglichen Geometrien durch das Ausgangsmaterial eingeschränkt. Die weiteren Ergebnisse und weitere Geometrien sind in Kapitel 6 dargestellt.

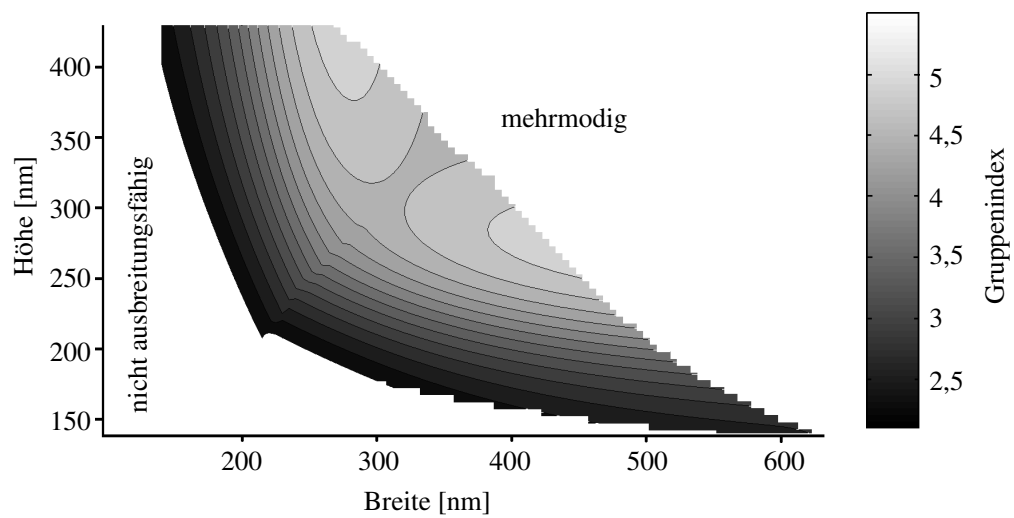


Abbildung 3.9: Gruppenindex des qTM-Modes über Breite und Höhe des Silizium Wellenleiterkernes aufgetragen. Der Kern ist mit 800 nm Siliziumdioxid ummantelt

4 Messmethoden

In diesem Kapitel wird der Messplatz und die Messmethoden vorgestellt, mit denen die drei Hauptmerkmale von Wellenleitern bestimmt werden. Diese Merkmale sind:

- die optischen Verluste
- die Ladungsträgerlebensdauer
- der Gruppenindex der Wellenleiter

Der Gruppenindex bestimmt die Resonanzfrequenzen und die Durchlaufzeiten. Da freie Ladungsträger im Wellenleiter ebenfalls optische Verluste und Brechzahländerungen hervorrufen, sind die Ergebnisse miteinander verknüpft.

Zunächst folgt eine Beschreibung des im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Messplatzes, um die Bedingungen für die Messungen zu definieren. Die resonanten Strukturen erfordern konstante Umgebungsbedingungen, da schon geringe Temperaturunterschiede die Resonatoren verstimmen können. Die Strukturen erfordern eine spektrale Vermessung der Wellenleiter, um die Resonanzen bestimmen zu können. Die Abmessungen der Wellenleiter von wenigen hundert Nanometern erfordern einen stabilen Aufbau. Da die in dieser Arbeit vorgestellten Wellenleiter polarisationsabhängig sind, muss die Polarisation an der Einkoppelstelle definiert sein. Diese Forderung kann durch hohen apparativen Aufwand und konstruktiven Aufwand erfüllt werden [100].

Die gefundenen technischen Lösungen für die beschriebenen Herausforderungen werden in den folgenden Kapiteln beschrieben.

4.1 Messplatzaufbau

Der Messplatz muss für reproduzierbare, genaue Messungen temperaturstabil und vibrationsarm sein. In den folgenden Abschnitten werden diese Aspekte in Bezug auf

den aufgebauten Messplatz erläutert. Eine schematische Übersicht des Messplatzes gibt Bild 4.1, um das Zusammenspiel der Komponenten zu verdeutlichen. Die zentrale Steuerung übernimmt ein Rechner, in der Abbildung mittig dargestellt. Er steuert mit einem ©Labview-Programm die Komponenten und empfängt Daten von ihnen. Durch die Fernsteuerungsmöglichkeit braucht sich der Bediener nach dem Einrichten nicht in der Nähe des Messplatzes aufhalten, wodurch eine Quelle von Erschütterungen und Wärme vermieden wird.

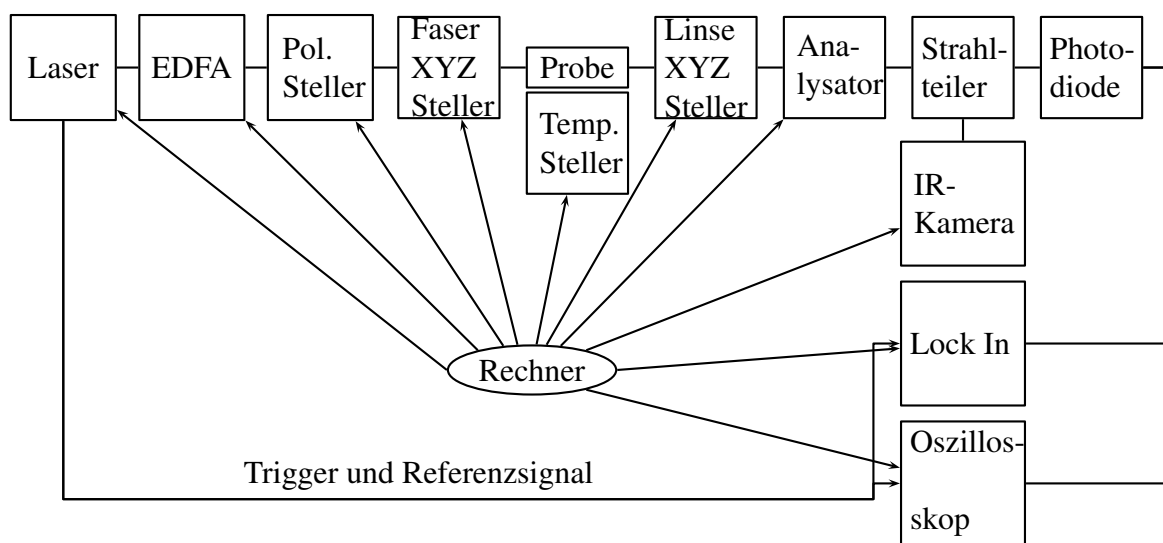


Abbildung 4.1: Schematische Anordnung und Verbindungen der Komponenten des Messplatzes in der Grundkonfiguration

Die einzelnen Komponenten werden im folgenden kurz beschrieben. Alle Fasern sind mit FC-APC Steckern ausgerüstet, die einen 8° Winkel aufweisen, damit das reflektierte Licht an den Steckverbindungen nicht zurück in die Faser gespiegelt wird. Hierdurch können parasitäre Fabry-Perot-Interferometer verhindert werden.

Jede Temperaturänderung verschiebt die Probe im Raum aufgrund von thermischen Ausdehnungen der Stellische und des Probenhalters. Die Resonanzfrequenzen verändern sich aufgrund von Temperaturänderungen ebenfalls, wie in Kapitel 3.2 beschrieben. Thermische Störungen haben Zeitkonstanten von Sekunden und länger. Sehr schwache Signale können jedoch nur mit langsamen Messungen erfasst werden, wodurch die thermischen Effekte relevant werden. Verschiedene Messungen auf einer

Probe mit einem zeitlichen Abstand von wenigen Minuten können nicht direkt miteinander verglichen werden, da sich der Einkoppelpunkt durch die Temperaturänderung verschieben kann. Durch eine Temperaturveränderung werden alle Zuleitungsfasern beeinflusst, wodurch die Polarisierung der geführten Wellen gedreht werden kann. Daher sind die Fasern von dem Punkt mit kontrollierter Polarisierung (der Ausgang des Polarisationsstellers) bis zur Einkopplung so kurz wie möglich gehalten. Die temperaturkritischen Teile des Messplatzes (Polarisationsstellers, gelinste Faser, Stelltische, Probenhalter mit Probe, Analysator, Strahlteiler, Kamera und Photodiode) sind in einer thermisch isolierenden Umhausung auf einer optischen Bank montiert. Hierdurch können kurzfristige Temperaturänderungen und Luftbewegung von dem Aufbau ferngehalten werden. Laser, faseroptischer Verstärker und der Rechner produzieren Wärme, reagieren aber wenig empfindlich auf Temperaturänderungen. Durch die Umhausung werden sich auch weniger Partikel auf die Proben niederschlagen, was Störungen vermindert.

Vibrationen können sich mit den optischen Resonanzen, die durch die zeitliche Veränderung der Laserwellenlänge in ein zeitliches Signal verwandelt wurden, überlagern und so zu Fehlern oder erhöhten Rauschen führen. Der Messplatz ist auf einer optischen Bank montiert, welche mechanisch von der Umgebung entkoppelt ist.

Die Wellenleitersysteme müssen spektral vermessen werden, damit zum Beispiel Resonanzen gefunden werden können. Es gibt zwei Konzepte, um wellenlängenabhängiges Verhalten von optischen Komponenten zu bestimmen. Zum Einen kann eine breitbandige Quelle verwendet werden. Das durch das System durchgetretene Licht wird mittels eines Spektrometers oder Monochromators in die Wellenlängenteile zerlegt. Diese Methode beruht auf der Annahme, dass die Komponenten leistungsunabhängig sind. Wie in Kapitel 3 gezeigt wurde, ist dies bei Siliziumwellenleitern nur bei geringen Leistungsdichten der Fall. Alternativ kann das Licht einer schmalbandigen Quelle, wie es zum Beispiel von einem durchstimmbaren Laser erzeugt wird, durch das System hindurch treten und von einem wellenlängenunabhängigen Empfänger aufgenommen werden. Diese Methode beruht auf der Annahme, dass das Licht nicht in seiner Wellenlänge durch das System verändert wird. So eine Änderung könnte durch den Ramaneffekt hervorgerufen werden, er tritt aber erst bei hohen Leistungen auf.

Durchstimmbarer Laser

Dieser Messplatz verwendet als optische Quelle einen durchstimbaren Laser, Modell Agilent 8140A, der Firma Agilent. Der Laser deckt das C-Band ab, also Wellenlängen von 1530 nm - 1565 nm. Dies ist der am meisten genutzte Wellenlängenbereich für Kommunikationsanwendungen, da Glasfasern hier ein Dämpfungsminimum aufweisen und faseroptische Verstärker mit Erbiumdotierung für diesen Wellenlängenbereich verfügbar sind. Der Laser weist eine maximale Ausgangsleistung von 2 mW über den Wellenlängenbereich auf.

Faseroptischer Verstärker

Der faseroptische Verstärker besteht aus einer Erbium dotierten Faser (Erbium Doped Fiber Amplifier, abgekürzt EDFA), in welche Pumplicht mit einer Wellenlänge von 980 nm eingestrahlt wird. Der hier eingesetzte Verstärker der Firma Manlight trägt die Produktbezeichnung MNL-HWT-EDFA-INT-20dBm und kann maximal 100 mW (also 20 dBm) Ausgangsleistung erzeugen. Sein Spektrum deckt das gesamte C-Band ab. Das Pumplicht wird mit Filtern aus dem Ausgangslicht entfernt.

Der Verstärker kann als Leistungsverstärker vor dem zu vermessenden System eingesetzt werden oder als rauscharmer Vorverstärker für das Ausgangssignal des Systems. Allerdings ist eine gewisse Mindestsignalleistung notwendig, damit sich das Signal aus dem Rauschen (6 dB Rauschleistung) heraushebt. Außerdem kann der Verstärker ohne Signal in breitbandige spontane Emission verfallen (Amplified spontaneous emission, abgekürzt ASE). Dieser Zustand muss erkannt werden, da sich hierdurch das Verhalten des Verstärkers ändert. In dem Verstärker befinden sich ca. 20 m Faser, durch die das Licht hindurch läuft und das Signal eine entsprechende Verzögerung erfährt.

Der optische Verstärker hat den Vorteil, dass sowohl Gleichanteile als auch sehr schnelle Veränderungen bis in den hohen Gigahertzbereich rauscharm verstärkt werden können. Elektrische Verstärker können zumeist entweder Gleichanteile verstärken oder hochfrequente Signale [72].

Polarisations-Regler

Die Polarisation wird durch einen Regler der Firma Agilent (N7786B-Polarization Synthesizer) eingestellt. Dieser misst an seinem Ausgang die Polarisation des Lichtes, und regelt somit auch bei schwankender Eingangspolarisation nach. Die Eingangspolarisation des Polarisationsstellers wird durch den Laser und die Fasern beeinflusst. Insbesondere die Fasern werden durch unvermeidliche Biegungen doppelbrechend und damit polarisationsverändernd. Durch Temperatureinflüsse (Wetter, Wärmeabgabe elektrischer Geräte, Menschen im Labor) ändert sich die Temperatur und die Ausgangspolarisation kann sich ändern. Durch den geschlossenen Regelkreis werden diese Einflüsse bis zum Ausgang des Polarisationsreglers kompensiert.

Der Polarisationsregler wird über einen Rechner gesteuert. Es sind beliebige Polarisationen einstellbar, also sowohl die linearen, als auch elliptische und zirkulare. Für Siliziumnanowires sind nur die linearen TE und TM Polarisationen von Interesse. Eine Messung ohne Probe auf dem Probenhalter und mit direkter Messung des aus der gelinsten Faser austretenden Lichtes durch einen Analysator ermöglicht die Zuordnung TE- und TM-Polarisationen zur Probenebene. Eine mögliche Verdrehung der gelinsten Faser wird dadurch erfasst und korrigiert.

Gelinste Faser

Für die Einkopplung des Lichtes in die Siliziumwellenleiter wird eine nicht polarisationserhaltene gelinste Faser verwendet. Wie in Abbildung 4.2 schematisch gezeigt ist, verjüngt sich der Faserkern bei diesen Fasern auf einer Strecke von mehreren Millimetern an einem Ende. Dadurch wird das Licht auf einen kleineren Durchmesser gebündelt. Die Spitze der Faser ist durch einen Schmelzprozess rund geformt, wodurch eine Linse entsteht. Der Fokus dieser Linse liegt $4\ \mu\text{m}$ - $10\ \mu\text{m}$ vor dem Ende der Faser. Die gelinste Faser ermöglicht einen Fokusbereich von unter $2\ \mu\text{m}$.

Die gelinste Faser hat einen Vorteil gegenüber der Einkopplung mit einem Mikroskopobjektiv: die Spitze steht genau vor dem Wellenleiter, in den eingekoppelt wird. Hierdurch kann bei dicht (z.B. $10\ \mu\text{m}$) nebeneinanderliegenden Wellenleitern der Wellenleiter identifiziert werden, in den eingekoppelt wird. Dies ermöglicht eine präzise Einkopplung bei hoher Integrationsdichte.

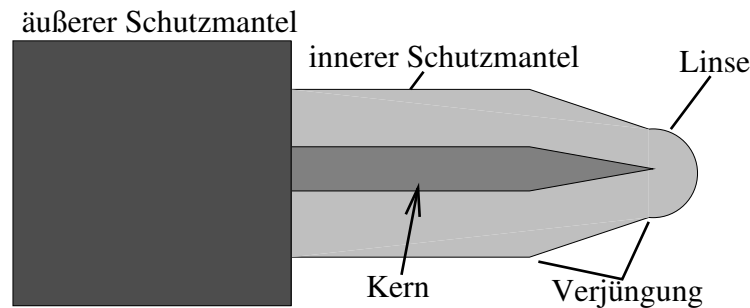


Abbildung 4.2: Spitze der verjüngten und gelinsten Faser

Die Faser wird in gerader Linie vom Polarisationssteller bis zur Probe geführt, um Doppelbrechungen zu vermeiden. Die Faser ist nahe der Spitze auf dem äußeren und inneren Schutzmantel verdrehungssicher verklebt mit einer Glasplatte und einem Faserhalter, der fest mit einem Stelltisch verbunden ist. Die Spitze hängt auf weniger als 1 mm frei, was der Verjüngung entspricht, um Vibrationen der Linse zu vermeiden. Innerhalb der Verjüngung wird die optische Mode nach Außen gedrängt, wodurch eine Klebestelle hier zu optischen Verlusten führen könnte. Über der Faser dient eine Glasplatte dazu, Staub und Luftbewegungen von dem freistehenden Teil der Faser fernzuhalten, wie in Abbildung 4.3 gezeigt ist. Die gesamte Faser ist nur einen halben Meter lang, um Störungen durch äußere Einflüsse (z.B. Polarisierungseffekte) zu minimieren und den Aufbau kurz zu halten, damit der Messplatz auf einer optischen Bank realisiert werden kann.

Stelltische

Die Faser zur Einkopplung muss auf wenige 10 nm genau vor den Siliziumwellenleiter positioniert werden. Dies geschieht durch eine mechanische Grobverstellung und eine Piezo-Feinverstellung mit aktiver Regelung. Die Piezoaktuatoren und die Wegmessung ermöglichen 20 Mikrometer Verfahrweg. Die Piezoaktuatoren sind durch einen Rechner steuerbar, wodurch z.B. der optimale Koppelpunkt ermittelt werden kann.

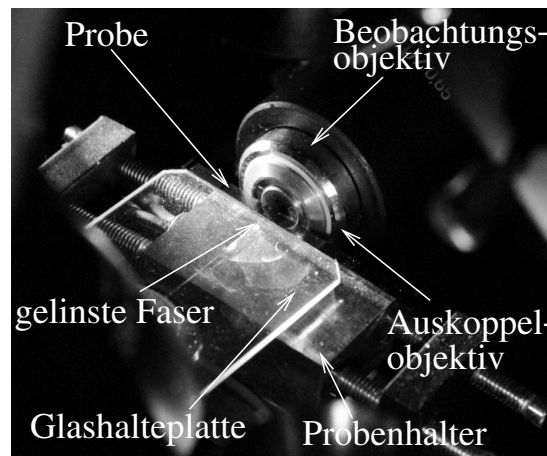


Abbildung 4.3: Probenhalter mit aufgelegter Probe

Temperatur geregelter Probenhalter

Die Wellenleiter zeigen eine ausgeprägte Temperaturabhängigkeit. Daher ist es notwendig, die Proben auf konstanter Temperatur während der Messung zu halten, wie in Kapitel 3.2 gezeigt wurde. Eine konstante Temperatur bedeutet auch weniger Bewegung des Probenhalters, wodurch die Messung erleichtert wird, da die Einkoppelfaser nicht nachgeführt werden muss und längere Messungen möglich sind.

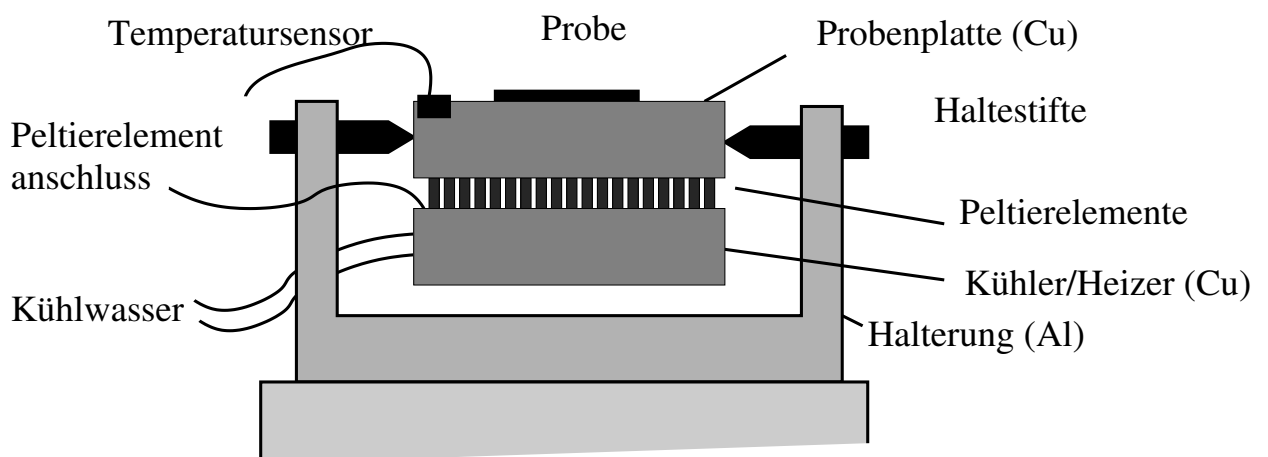


Abbildung 4.4: Temperatur geregelter Probenhalter

Der Probenhalter ist schematisch in Abbildung 4.4 gezeigt. Der Kühler/Heizer wird

mit Kühlwasser durchströmt. Das Kühlwasser wird außerhalb der Klimaumhausung durch einen zwangsbelüfteten Wärmetauscher auf Raumtemperatur gebracht. Hierdurch ist das Wasser auch als Wärmequelle verwendbar, um die Probe thermoelektrisch aufzuheizen. Gleichzeitig belastet die Wärme nicht die Temperatur in der Klimaumhausung. Stabile Proben-Temperaturen zwischen 5 °C und 80 °C sind mit diesem Aufbau möglich. Als thermoelektrische Kühl- und Heizelemente werden versiegelte Hochtemperatur-Peltierelemente verwendet. Bei Temperaturen unter 5 °C kann es zu Kondensation von Wasser auf der Probe und dem Peltierelement kommen. Das kondensierte Wasser auf der Probe stört die Messung, deshalb sind Messungen bei Temperaturen unter 5 °C nicht sinnvoll.

Der Probenhalter hält durch seinen Aufbau trotz Temperaturänderung die Probe bis auf wenige hundert Nanometer in Position, da der untere wassergekühlte Kupferblock und das Peltierelement mechanisch von der Probenplatte entkoppelt sind. Somit stören wechselnde Ströme durch das Peltierelement und die damit verbundene Bewegung nicht die Lage der Probe. Der Probenhalter braucht einige Minuten, um nach einer Temperaturänderung wieder stabil in seiner Position zu verbleiben, bis die Probenplatte und die Haltestifte auf konstanter Temperatur sind. Die Probenplatte und der Wasserkühlkörper sind für eine gute Wärmeleitung aus Kupfer gefertigt. Die senkrechten Stützstreben sind aus Aluminium gefertigt, damit sie den gleichen Temperatureausdehnungskoeffizienten haben wie die Stelltische.

Als Regelungselektronik wird ein Thorlabs PRO 800 Laser Regler verwendet, der zusammen mit einem AD590 Temperatursensor auf ± 1 mK genau regeln kann. Der Treiber erzeugt bis zu 16 W Ausgangsleistung. Die Temperatur kann durch einen Rechner mit ©LabView protokolliert und gesteuert werden. Er erkennt, wann das System eine stabile Temperatur erreicht hat.

Auskoppelobjektiv und Bildaufnahme

Auf der Auskoppelungsseite wird ein Objektiv eingesetzt, so dass sich das Wellenleiterende auf dem Bildsensor des Kamerasystems abbildet. Das aus dem Wellenleiter austretende Licht trifft auf die Sensorfläche auf, und gleichzeitig wird es über einen Strahlteiler auf eine Photodiode abgebildet oder in eine Faser eingekoppelt. Der Vorteil des Kamerasystems gegenüber einer einzelnen Photodiode liegt in dem einfachen Auf-

finden des Wellenleiters aus dem Streulicht. Außerdem ist eine Beurteilung möglich, ob eine höhere Mode vorliegt, wenn ein Objektiv mit entsprechend hoher numerischen Apertur eingesetzt wird, kann das Modenprofil aufgelöst werden. Höhere Moden weisen mehrere Maxima im Modenprofil auf, wie in Abbildung 4.5 gezeigt ist. Ebenso kann eine Einkopplung in einen Schichtwellenleiter und eine Lichtführung im Siliziumsubstrat erkannt werden. Eine höhere numerische Apertur des Auskoppelobjektivs ermöglicht, mehr Leistung aus dem Wellenleiter mit der Photodiode aufzufangen. Allerdings wird die Schärfentiefe kleiner, was die Fokussierung des Auskoppelobjektivs vor dem Wellenleiter erschwert und die Messung gegenüber Störeinflüssen empfindlicher macht. Als Objektiv wird ein 40-fach vergrößerndes Mikroskopobjektiv mit einer numerischen Apertur von 0,65 verwendet. Dies ermöglicht nach dem Beugungsgesetz bei 1550 nm Wellenlänge einen minimal unterscheidbaren Abstand zweier Maxima von $1,45 \mu\text{m}$.

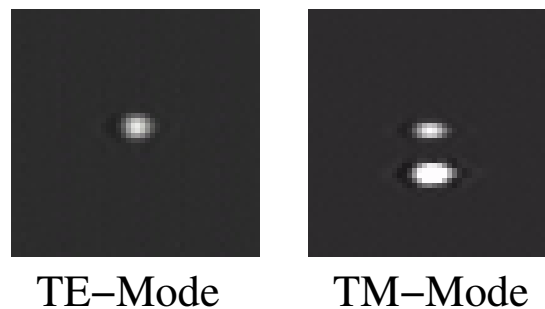


Abbildung 4.5: Bilder der am Wellenleiterausgang ausgekoppelten Leistung eines mit Siliziumnitrid oxidierten Wellenleiters. Bei der TM-Mode wird auch Leistung im Nitrid geführt. Der Wellenleiter ist nicht einmodig. Die numerische Apertur des Auskoppelobjektivs liegt bei 0,85.

Die für die Bildgebung eingesetzte Vidikon- (Bildaufnahmeröhre) Kamera ist nicht-linear bezüglich ihres Ausgangssignals zur eingestrahnten Leistung und integriert das einfallende Licht prinzipbedingt. Durch zusätzliche Einstellungen wie die Verstärkung und einen Offset können sehr schwache Signale aufgefangen werden. Die Zuordnung eines Ausgangssignals zu einer Lichtintensität ist nur schwierig möglich. Die Photodiode ermöglicht mit einem linearen Verstärker ein zum einfallenden Licht proportionales Ausgangssignal. Ein weiterer Nachteil des Vidikons ist die geringe Zerstörschwelle. Während ein Halbleiter-Bildaufnahme Sensor mehrere Milliwatt optische Leistun-

gen aufnehmen kann, brennt die dünne Konversionsschicht des Vidikons bei diesen Leistungen bereits durch. Um trotzdem gleichzeitig mit der Photodiode und dem Bildaufnehmer messen zu können, ist vor der Kamera ein Filterrad mit Neutraldichtefiltern (ND1 und ND10) installiert, welche das Signal abschwächen. Zum Schutz des Vidikons kann der optische Pfad zur Kamera zusätzlich vollständig abgedunkelt werden.

Ein motorisch angetriebener Polarisationsanalysator nach dem Auskoppelobjektiv ermöglicht das Blockieren von Licht, das von einer Polarisation in eine andere übergekoppelt wird, oder des nicht übergekoppelten Lichtes. Damit kann die Polarisationserhaltung und die Überkopplung bestimmt werden. Der Analysator wird auch zur Einstellung des Polarisatorstellers für die Zuordnung der Ausgangspolarisation zur Probenebene benötigt.

Der Strahlteiler ist ein sogenanntes Pellicle, eine $2\text{ }\mu\text{m}$ dicke Membran, die 50 % des einfallenden Lichtes reflektiert. Durch den sehr dünnen Aufbau, wird der gerade hindurch tretende Strahl kaum abgelenkt. Dies ist insbesondere von Vorteil, wenn für sehr schwache Signale die Membran aus dem Strahlengang entfernt wird, um ein 3 dB stärkeres Signal auf der Photodiode zu erhalten.

Nachverstärkung, Photodioden und Datenaufnahme

Die Datenaufnahme benötigt eine Mindestsignalthöhe, um vom Rauschen unterscheidbar zu sein. Das verwendete Oszilloskop kann ein Signal von 2 mV pro Teilung darstellen, dies entspricht dem kleinsten darstellbaren Signalhub. Um diesen Pegel zu erreichen, wird ein rauscharmer faseroptischer Verstärker eingesetzt.

Für die unterschiedlichen Anwendungen und Frequenzbereiche werden unterschiedliche Photodioden verwendet. Die im Gehäuse der Photodiode integrierten elektrischen Verstärker ermöglichen, dass die schwachen Signale nur kurze Strecken mit Störeinflüssen ausgesetzt sind, wodurch diese sich nicht auf das Signal auswirken. Sehr schwache Signale werden mit einer langsamen, aber hochverstärkenden Diode vom Typ Thorlabs PDA10CS-EC detektiert. Es ist ein InGaAs-Detektor, der eine optischen Empfindlichkeit im Wellenlängenbereich von 700 nm bis 1800 nm aufweist. Er kann bei geringen Verstärkungen Signale bis zu einer Frequenz von 17 MHz aufnehmen.

Bei sehr geringen Intensitäten wird das Signal der Photodiode durch einen Lock-In-Verstärker aufbereitet. Das Referenzsignal und die Modulation des Nutzsignales werden entweder durch einen Zehnerhacker hinter dem Auskoppelobjektiv im Freistrahle erzeugt, oder durch eine Modulation im durchstimmbaren Laser. Der Lock-In-Verstärker kann aus sehr verrauschten Signalen noch den Nutzsignalanteil herausfiltern. Hierzu richtet er das Signal mit dem Referenzsignal gleich und integriert es. Bei sehr schwachen und verrauschten Signalen führt dies zu Integrationszeiten von mehreren Sekunden bis Minuten. Das Rauschen wird dabei durch die Integration herausgemittelt. Der Messplatz muss sich somit in einen thermisch ausgeglichenen Zustand befinden, damit bei längeren Messungen die Bedingungen konstant bleiben. Der Lock-In-Verstärker kann die Intensität und den Phasenwinkel zu dem Referenzsignal des Zehnerhackers oder durchstimmbaren Lasers anzeigen und auf einem Rechner ausgeben.

Wenn das Signal durch ein Oszilloskop zeitaufgelöst aufgenommen wird, kann durch den durchstimmbaren Laser ein Spektrum des Wellenleiters angezeigt werden. Wenn das Spektrum mit 20 nm/s durchfahren wird, kann noch 1 fm aufgelöst werden bei einer Bandbreite von 17 MHz der Photodiode. Bei der höchsten Verstärkung reduziert sich die Auflösung auf 1 pm. Die hier beobachteten Resonanzen haben Abstände von ca. 100 pm.

Als sehr rauscharme und schnelle Dioden mit integrierten Verstärker wird das Modell HSA-X-S von der Firma Femto verwendet. Sie bietet eine Bandbreite von 10 kHz bis 2 GHz. Das Gerät kann also keine statischen Signale verstärken, damit sind zum Beispiel langsame Veränderungen (z.B. Verschiebung des Koppelpunktes, optischer Verstärker im ASE-Betrieb) nicht direkt im Signal sichtbar. Die Konversionsverstärkung liegt bei $4,8 \cdot 10^3$ V/W bei 1550 nm Wellenlänge. Dies ermöglicht es, mit den 2 mV Empfindlichkeit des Oszilloskops, ein minimales Ausgangssignal von 0,4 μ W zu detektieren.

Das eingesetzte Oszilloskop der Firma Le Croy hat eine analoge Bandbreite von 2 GHz und nimmt 10 Milliarden Messwerte pro Sekunde auf. Diese hohe Geschwindigkeit ist für die Auswertung von Lebensdauermessungen notwendig.

4.2 Bestimmung der optischen Verluste im Wellenleiter

Im diesem Kapitel werden drei Messmethoden vorgestellt, um optische Verluste in Wellenleitern zu bestimmen. Für Siliziumwellenleiter sind die am häufigsten genutzten Methoden:

- die Rückschnitt-Methode (Cut-Back): Die Länge des Wellenleiters wird reduziert, wodurch die Verluste pro Länge direkt berechenbar werden.
- die Streulichtmessung: Die Intensität des abgestrahlten Lichtes ist proportional zu der im Wellenleiter geführten Leistung.
- Resonatoren: Die Güte des Resonators ist ein Maß für die Verluste, welche bei jedem Durchlauf in ihm entstehen.

Auf verschiedene Vor- und Nachteile dieser drei Verfahren wird im folgenden eingegangen. Die Resonatormethode kann mit den ausführlich beschriebenen Fabry-Perot-Resonatoren verwendet werden. Andere Resonatoren können ebenfalls für die Bestimmung der optischen Verluste eingesetzt werden, so ist die Güte von Ringresonatoren ein Maß für die Verluste in einen Durchlauf, sofern die Kopplung des Ringes zu dem Wellenleiter bekannt ist.

4.2.1 Rückschnitt-Methode (Cut-Back)

Bei dieser Methode wird Licht in den Wellenleiter eingekoppelt, am Ausgang wieder ausgekoppelt und auf ein Leistungsmessgerät geleitet. Der Wellenleiter wird anschließend gekürzt. Mit konstanter Eingangsleistung wird der Versuch mit dem gekürzten Wellenleiter wiederholt. Die Leistung am Messgerät erhöht sich, da weniger dämpfende Strecke durchlaufen werden muss. Aus der Leistungserhöhung können die Verluste des Wellenleiters berechnet werden. Allerdings hat diese Messmethode folgende mögliche Fehlerquellen:

- Die Wellenleiterenden sind möglicherweise vor und nach dem Kürzen nicht gleich
- Verschmutzungen durch das Kürzen (Sägestaub, Bruchstaub)

- ungleich verteilte Streuzentren (Unterbrechungen im Wellenleiter, Rauigkeiten)
- andere Resonanzen (wie zum Beispiel Fabry-Perot-Resonanzen)
- vermehrtes Nebenlicht bei kürzeren Proben
- instabile Einkopplung

Die Methode ist nur einsetzbar, wenn der Wellenleiter gekürzt werden kann und anschließend eine optische Vermessung noch möglich ist. Insbesondere für Gitterkoppler ist dies nicht möglich, da ein Gitterkoppler durch das Kürzen entfernt wird. Daher werden mit Gitterkopplern mehrere Wellenleiter mit gleicher Anzahl von Biegungen und gleichen Kurvenradien aber unterschiedlicher Länge verwendet. Diese Methode nennt sich „Virtual- Cut-Back“. Der Nachteil hierbei ist, dass die Einkoppelstellen von zwei unterschiedlich langen Wellenleitern gleich sein müssen. Auch Biegungen tragen zu den Verlusten bei.

Die Messung bei nur einer einzelnen Wellenlänge würde durch die unterschiedlichen Resonanzen die Berechnung der Verluste verfälschen. In Abbildung 4.6 sind die Resonanzen für die Wellenleiterlängen 10 mm und 7,5 mm dargestellt. Die Resonanzen sind bei der kürzeren Wellenleiterlänge weiter auseinander und in dem dargestellten Wellenlängenbereich um durchschnittlich 14,3 % höher. Daraus ergibt sich eine Dämpfung von 2,3 dB/cm, was in guter Übereinstimmung mit der Fabry-Perot-Methode steht. Eine Mittelwertbildung über einen Wellenlängenbereich mittelt die Resonanzen heraus. Die Verteilung der Streuzentren sind nur durch eine große Anzahl von verschiedenen Wellenleitern herauszumitteln.

Defekte Facetten weisen deutlich schlechtere Koppelereigenschaften auf, damit kann die Messung so einer Facette eindeutig als fehlerhaft identifiziert werden, wodurch sie nicht mehr zur Verlustbestimmung herangezogen wird. Schlecht gebrochene oder schlecht polierte Facetten verringern die eingekoppelte Leistung möglicherweise nur so weit, dass sie nicht eindeutig als Defekt identifiziert werden können und für die Berechnung weiterhin herangezogen werden. Damit ergibt sich ein Fehler in der Verlustbestimmung.

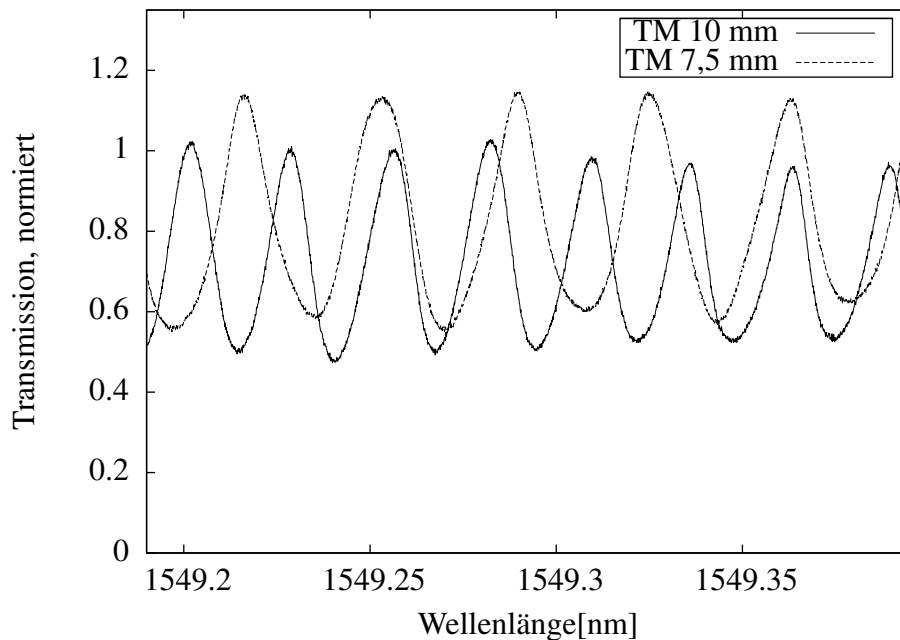


Abbildung 4.6: Fabry-Perot-Resonanzen eines Wellenleiters mit 10 mm und gekürzt auf 7,5 mm in qTM-Polarisation

Je kürzer die Probe ist, desto größer ist der Anteil des Nebenlichtes durch das Substrat, da das Auskoppelobjektiv näher an die gelinste Faser oder das Einkoppelobjektiv rückt. Der Fokusbereich ist bei Siliziumnanowires größer als der Modendurchmesser des Wellenleiters, daher ist Nebenlicht nicht zu vermeiden. Es führt insbesondere bei stark dämpfenden Wellenleitern oder schlecht ankoppelbaren Wellenleitern zu Fehlern, da hier die Intensität des Nebenlichtes in einer ähnlichen Größenordnung wie die Intensität des eingekoppelten Lichtes in dem Wellenleiter liegt.

Bei sehr geringen Dämpfungen müssen die abgeschnittenen Stücke des Wellenleiters ausreichend lang sein, damit die Unterschiede in der Dämpfung aus den anderen Fehlerquellen heraustreten. Ein geringer Unterschied in der Dämpfung zwischen zwei Wellenleiterlängen erfordert eine entsprechend große Anzahl an Testwellenleitern möglichst gleicher Eigenschaften und Qualität. Lokale Unterschiede durch die Belichtung lassen die Herstellung vieler gleicher Wellenleiter sehr anspruchsvoll werden und nur mit hohem apparativen Aufwand realisierbar erscheinen.

4.2.2 Streulichtmessung

Bei der Streulichtmessung wird das aus dem Wellenleiter herausgestreute Licht aufgefangen und ausgewertet, zum Beispiel durch eine Kamera. Diese Methode geht davon aus, dass das aufgenommene Licht proportional zu dem geführten Licht im Wellenleiter ist. Sie funktioniert somit nur an Wellenleitern, die eine gleichmäßige Krümmung aufweisen oder geraden Wellenleitern. Rayleigh-Streuung findet auch an einem perfekten Wellenleiter statt, allerdings ist sie so gering, dass sie nicht ausgewertet werden kann. Reale Wellenleiter haben immer Streuverluste aufgrund von Oberflächenrauigkeiten, wie in Kapitel 3.1.3 beschrieben wurde, so dass diese so vermessen werden können. Die nur wenige Nanometer kleinen Streuzentren werden als gleichverteilt auf dem Wellenleiter angesehen. In Abbildung 4.7 ist gezeigt, wie die abgestrahlte Leistung und die geführte Leistung gleichförmig abnehmen.

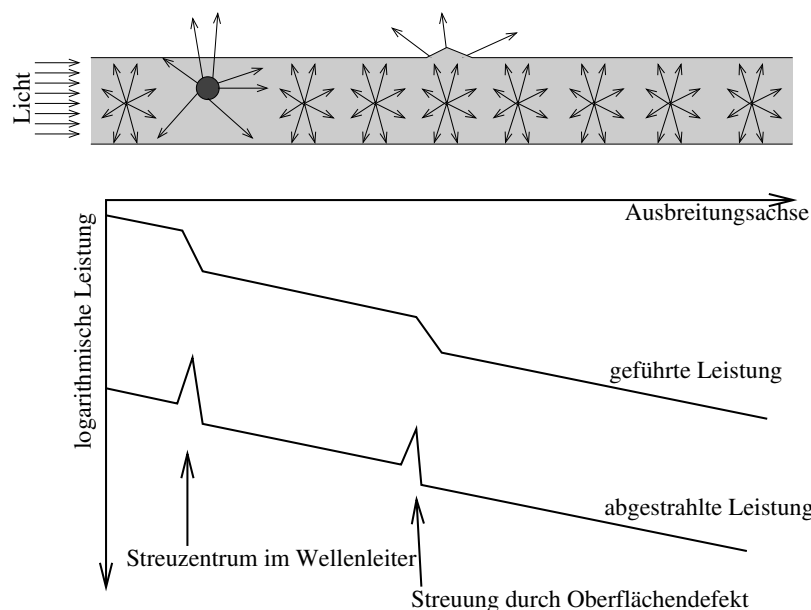


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung der Streulichtmessung

Nur an größeren Streuzentren, wie zum Beispiel Oberflächendefekten, sind die beiden Leistungen nicht proportional zu einander. Durch eine entsprechend lange Messstrecke können diese Effekte herausgemittelt werden. Ihr statistisches Auftreten ist mitbestimmend für die Wellenleiterverluste. Durch eine Reflexion am Wellenleiterausgang wird diese Messung verfälscht, da auch die reflektierte Welle ausgekoppelt wird. Dies muss

also entweder mathematisch berücksichtigt werden, oder es muss durch eine Antireflectionsschicht am Wellenleiterausgang eine Reflektion vermieden werden. Als weitere Möglichkeit kann ein sehr langer Wellenleiter verwendet werden, bei dem nur das erste Stück ausgewertet wird. Bei Glaswellenleitern mit einem Brechzahlunterschied Δn von ca. 0,5 zur Luft ist die reflektierte Welle nicht von Bedeutung, wohl aber bei Siliziumwellenleitern mit einem Brechzahlunterschied Δn von ca. 2 und einem Gruppenindex n_g von über 4, bei welchem mehr als 36 % der Leistung reflektiert werden.



Abbildung 4.8: Infrarot-Kamerabild eines meanderförmig verlaufenden Wellenleiters mit Biegungen, der Licht führt. Die Einkoppelstelle befindet sich rechts

Für eine Berechnung der Verluste muss das Bildsignal proportional zu der eingestrahnten Intensität gerechnet werden. Dies ist bei Vidikonsystemen nur schwer möglich, wie in Kapitel 4.1 bereits diskutiert wurde. Halbleiterkameras haben für diesen Zweck Vorteile. Ein Nachteil der Methode ist, dass nur die zur Kamera gestreute Leistung aufgenommen wird. Die verschiedenen Polarisierungen und Moden können jedoch unterschiedlich stark an den Oberflächenrauigkeiten zur Kamera streuen. In dem Wellenleiter muss bei verlustarmen Wellenleitern mehr Licht eingekoppelt werden, da nur das zur Kamera gestreute Licht aufgenommen werden kann. Dabei darf allerdings kein Streulicht von der Einkoppelung in das Kamerabild gelangen, wie dies in Abbildung 4.8 auf der rechten Seite zu erkennen ist. Für Siliziumnanowires in dieser Arbeit ist diese Methode somit nur bedingt geeignet. Allerdings sind große Oberflächendefekte zu erkennen, was eine Aussage über die Qualität der Herstellungsprozesse ermöglicht.

4.2.3 Fabry-Perot-Resonatoren

Der Fabry-Perot-Resonator besteht aus zwei spiegelnden Flächen, die parallel zu einander angeordnet sind. Hierdurch interferieren die reflektierten Strahlen mit den einfal-

lenden Strahlen. Bei Wellenleitern können die Spiegel durch die Endflächen gebildet werden [77], oder das System kann durch externe Spiegel zu einem Resonator gemacht werden [27].

Es gibt bei einem Fabry-Perot-Interferometer zwei Extremwerte:

- den Zustand der maximalen Reflektion und minimalen Transmission
- den Zustand der minimalen Reflektion und maximalen Transmission

Diese beiden Zustände werden in Abbildung 4.9 verdeutlicht.

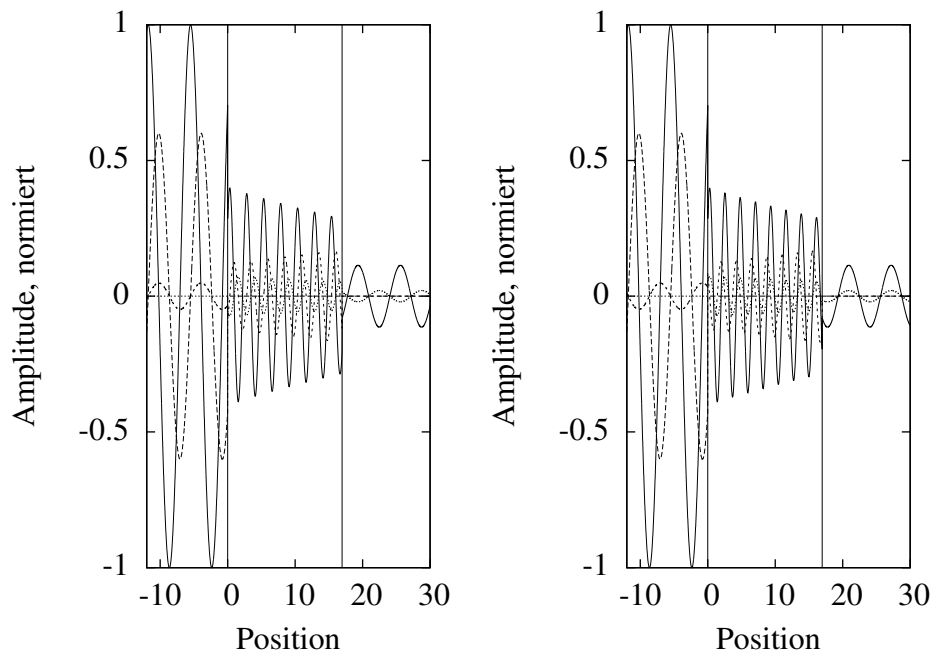


Abbildung 4.9: Feldstärke der Wellen (TE-Mode) in einem Fabry-Perot-Resonator für eine feststehende Zeit, in den beiden Resonanz Fällen: links destruktive Interferenz am Ausgang, rechts konstruktive Interferenz am Ausgang

Mathematisch ist die Feldstärke E durch hin- und rücklaufende Wellen zu beschreiben. Die Resonatorlänge ist hierbei l , der Resonator beginnt bei $z = 0$, die Amplitude der Feldstärke beträgt vor Eintritt in den Resonator E_0 . Die Welle hat einen beliebigen

Phasenwinkel ϕ bei $z = 0$. Die Ausbreitungskonstante im Resonator ist β_R , und außerhalb β_A . Der Leistungsfluss ist in Abbildung 4.10 schematisch gezeigt. Die Reflexion wird bei der folgenden mathematischen Beschreibung mit r bezeichnet.

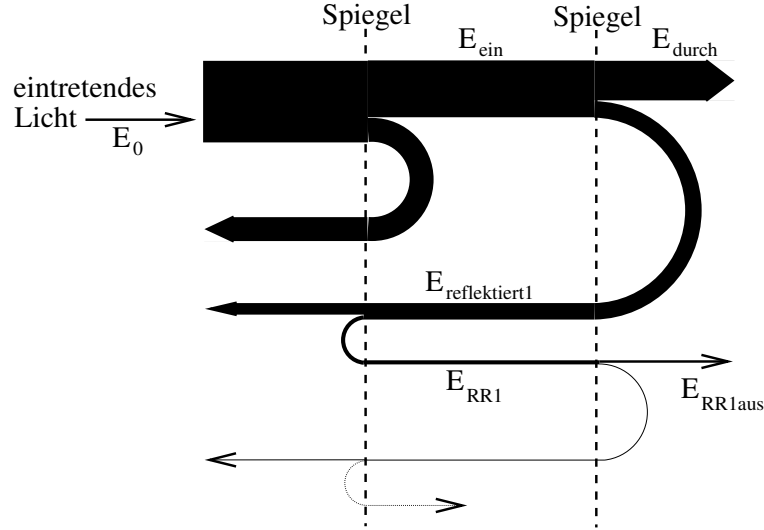


Abbildung 4.10: Schematischer Leistungsfluss in einem Fabry-Perot-Resonator

- erste in den Resonator eintretende Welle E_{ein}

$$E_{ein}(z, t, \phi) = E_0 \cdot (1 - r) \cdot e^{j \cdot (\beta_r \cdot z - \omega t + \phi)} \quad (4.1)$$

- erste am Ausgang des Resonators austretende Welle E_{durch}

$$E_{durch}(z, t, \phi) = E_0 \cdot (1 - r) \cdot (1 - r) \cdot e^{j \cdot (\beta_r \cdot l + \beta_A \cdot (z - l) - \omega t + \phi)} \quad (4.2)$$

- erste am Ausgang des Resonators reflektierte Welle $E_{Reflektiert1}$

$$E_{Reflektiert1}(z, t, \phi) = E_0 \cdot (1 - r) \cdot r \cdot e^{j \cdot (\beta_r \cdot l + \beta_r \cdot (l - z) - \omega t + \phi)} \quad (4.3)$$

- Rückreflektion der $E_{Reflektiert1}$

$$E_{RR1}(z, t, \phi) = E_0 \cdot (1 - r) \cdot r \cdot r \cdot e^{j \cdot (\beta_r \cdot l + \beta_r \cdot (l) + \beta_r \cdot (l - z) - \omega t + \phi)} \quad (4.4)$$

- Die austretende Rückreflektion der $E_{Reflektiert1}$

$$E_{RR1aus}(z, t, \phi) = E_0 \cdot (1 - r) \cdot r \cdot r \cdot (1 - r) \cdot e^{j \cdot (\beta_r \cdot l + \beta_r \cdot l + \beta_r \cdot l + \beta_A \cdot (z-l) - \omega t + \phi)} \quad (4.5)$$

Die Phasendifferenz zwischen den austretenden Wellen am Ausgang beträgt $2 \cdot \beta_r \cdot l$. Die Phasenverschiebung für die maximale Ausgangsleistung ist folglich:

$$2 \cdot \beta_r \cdot l = m \cdot 2\pi \quad (4.6)$$

wobei m eine natürliche Zahl ist. Umgestellt nach dem Brechungsindex der Mode lautet die Formel:

$$2 \cdot l \cdot n_{Gruppe} / \lambda_0 = m \quad (4.7)$$

Die Addition aller transmittierten Amplituden ergibt die geometrischen Reihe:

$$\sum E_k(z, t, \phi) = E_0 \frac{(1 - r)^2 e^{-\alpha l} e^{j \cdot (\beta_r \cdot z - \omega t + \phi)}}{1 - r \cdot e^{2\alpha l + i2\beta l}} \quad (4.8)$$

Die Intensität ist $I = E^2/2$, der Reflektionsfaktor ist $R = r^2$, daraus folgt:

$$\frac{I_t}{I_0} = \frac{(1 - R)^2 e^{-\alpha l}}{(1 - R e^{-\alpha l})^2 + 4 R e^{-\alpha l} \sin^2(\pi n_g l / \lambda_0)} \quad (4.9)$$

Die grafische Darstellung dieser Gleichung ist in Abbildung 4.11 für verschiedene Dämpfungen und Reflektionsfaktoren gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die Form der Interferenzen bei hohen Dämpfungen oder geringen Reflektionsfaktoren zu einem Sinus wird. Die Dämpfung und der Reflektionsfaktor können über die Form der Resonanzen bestimmt werden. Durch eine Fouriertransformation des Ausgangssignals kann das harmonische Amplitudenverhältnis gebildet werden, dies ist die Amplitude der Oberschwingung geteilt durch die Amplitude der Grundschiwingung. Aus diesem Verhältnis können die optischen Verluste im Resonator abgeschätzt werden [40].

Aus Gleichung 4.9 können direkt die Maximal- und Minimalwerte berechnet werden:

$$\frac{I_{max}}{I_0} = \frac{(1 - R)^2 e^{-\alpha l}}{(1 - R e^{-\alpha l})^2} \quad (4.10)$$

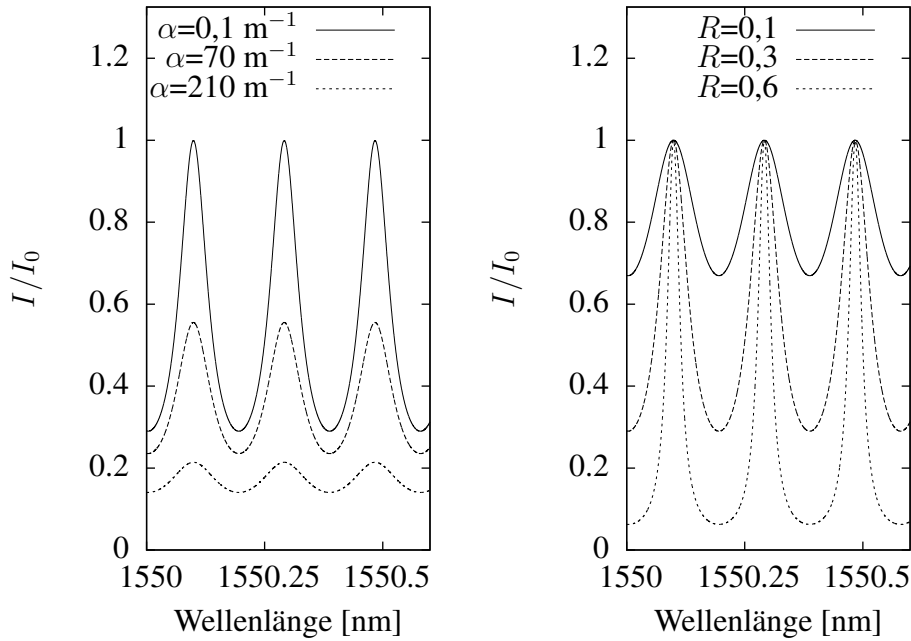


Abbildung 4.11: Berechnete Interferenzverläufe für verschiedene Dämpfungen und Reflektionsfaktoren: links bleibt der Reflektionsfaktor konstant bei $R = 0,3$, rechts ist die Dämpfung konstant bei $\alpha = 0,001 \text{ m}^{-1}$

$$\frac{I_{min}}{I_0} = \frac{(1 - R)^2 e^{-\alpha l}}{(1 - R e^{-\alpha l})^2 + 4 R e^{-\alpha l}} = \frac{(1 - R)^2 e^{-\alpha l}}{(1 + R e^{-\alpha l})^2} \quad (4.11)$$

Mit der sogenannten Sichtbarkeit der Interferenzen $\gamma = (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min})$ können die Verluste im Resonator bestimmt werden, sofern die Reflektivität bekannt ist.

$$\alpha = -\frac{1}{l} \ln \left(\frac{1 - \sqrt{1 - \gamma^2}}{\gamma R} \right) \quad (4.12)$$

Der Reflektionsfaktor wird hierbei aus dem Gruppenindex berechnet. Dieser kann aus der Modensimulation abgeschätzt werden oder aus dem Abstand zweier nebeneinanderliegender Interferenzen $\Delta\lambda$ berechnet werden:

$$n_{gruppe} = \frac{\lambda_0 \Delta\lambda + \lambda_0^2}{2 \Delta\lambda l} \quad (4.13)$$

Die Reflektion ergibt sich aus:

$$R = r^2 = \left(\frac{n_g - 1}{n_g + 1} \right)^2 \quad (4.14)$$

Die Gruppenindizes der qTM₀-Mode sind höher als die der qTE₀-Mode. Eine Messung der Ausgangsintensität der qTE₀-Mode über die Wellenlänge zeigt Abbildung 4.12.

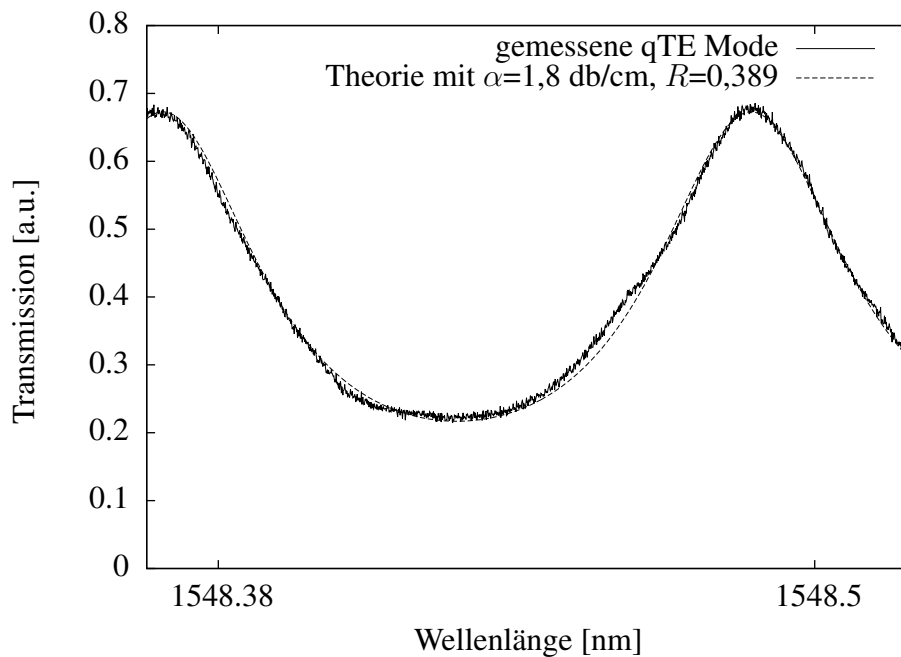


Abbildung 4.12: Berechnete und gemessene Fabry-Perot-Interferenzverläufe für einen oxidierten Wellenleiter mit Oxidmaskierung

Diese Methode der Verlustbestimmung ist nur verwendbar, wenn keine höheren Moden angeregt werden. Aus der Messung ist die Einmodigkeit direkt ablesbar. Parasitäre Resonatoren in dem Messaufbau und Wellenleiter können das Messsignal stören, und eine Beurteilung der Verluste erschweren. Auch die Fabry-Perot-Methode liefert bei defekten Wellenleitern ungenaue Werte. Zumeist können die Wellenleiterenden anhand der Ausgangsleistung beurteilt werden. Insgesamt ist diese Methode jedoch robust und liefert zusätzlich die Information des Gruppenindex, wodurch die Mode direkt mit der Berechnung verglichen werden kann. Biegungen oder einzelne Defekte dämpfen das Signal und werden ebenfalls erfasst. Die Methode liefert die optischen

Verluste für einen einzigen Wellenleiter. Durch die Aufnahme des Spektrums kann gleichzeitig der spektrale Verlauf der Dämpfung berechnet werden.

4.3 Ladungsträgerlebensdauer

Die Ladungsträgerlebensdauer in Wellenleitern ist von besonderem Interesse, da mit ihr die Anzahl der freien Ladungsträger, welche die Dämpfung bestimmen, verknüpft ist (Kapitel 3.1.1). Damit limitiert die Ladungsträgerlebensdauer zum Beispiel die mögliche Pumpleistung für Raman-Verstärker. Freie Ladungsträger können aber auch gezielt eingesetzt werden, um Licht im Wellenleiter zu modulieren, entweder durch die Änderung des Brechungsindizes oder durch die Absorption. Dabei sind kurze Lebensdauern erwünscht, um eine schnelle Modulation und damit hohe Datenraten zu erreichen. Es gibt verschiedene Rekombinationsmechanismen im Silizium, die sich in ihren Lebensdauern unterscheiden. Zum Beispiel findet bevorzugt eine Rekombination an Oberflächen statt. Die Preparation des SOI-Materials spielt dabei eine entscheidende Rolle, wie lang die Lebensdauern der freien Ladungsträger in der Schicht sind, wie dies am Beispiel von SIMOX-SOI-Substraten in [30] gezeigt ist. Unterschiedliche Geometrien führen daher zu unterschiedlichen Lebensdauern der freien Ladungsträger [23]. Die Oberflächenpassivierung, zum Beispiel durch thermische Oxidation oder eine Siliziumnitridschicht, beeinflusst ebenso die Ladungsträgerlebensdauer. In der Literatur sind Lebensdauern von 450 ps [2] an unbeschichteten Wellenleitern von 250 nm mal 450 nm gemessen worden, allerdings mit einer Quelle, die Pulse in einem zeitlichen Abstand von 12,8 ns ausgibt. Eine Akkumulation kann dort zu einem Abfall der Transmission führen, während die Verstimmung des Resonators mit dieser kurzen Lebensdauer weiterhin funktioniert. Die Anzahl der Ladungsträger im Wellenleiter und damit die von ihnen erzeugte Dämpfung werden von dem langsamsten Prozess bestimmt. Die Anzahl der Ladungsträger in einem Silizium-Wellenleiter aufgrund der Zwei-Photonen Absorption kann durch Gleichung 4.15 [22] ausgedrückt werden.

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{\beta}{2h\nu} I^2(t) - \frac{N(t)}{\tau} \quad (4.15)$$

Die Generation von Ladungsträgern kann durch Zwei-Photonen Absorption im Wellenleiter, durch eine Bestrahlung mit einer Wellenlänge kleiner als 1125 nm oder direkt elektrisch erfolgen. Die elektrischen Quellen können z.B. direkt angeschlossene elek-

trische Kontakte sein, womit der Wellenleiter mit Ladungsträgern überschwemmt werden kann oder die Ladungsträger abgesaugt werden können. Diese Anschlüsse beeinflussen bei Siliziumnanowires jedoch die Wellenleitung und das Rekombinationsverhalten. Die direkt elektrische Ladungsträgerbeeinflussung ist für Rippenwellenleiter geeignet. Für eine Erzeugung von Ladungsträgern durch geführtes Licht (zum Beispiel 1550 nm Wellenlänge) im Wellenleiter sind hohe Leistungsdichten notwendig. Die Wirkung wird sich nicht gleichförmig über den Wellenleiter ausbreiten, da die entstehenden Ladungsträgerpaare die Leistung abschwächen. Externe Quellen, die auf die Oberfläche des Wellenleiters strahlen, bieten hingegen die Möglichkeit, zum Beispiel nur einen Arm eines Mach-Zehnder Interferometers zu beeinflussen.

Um das Licht im Wellenleiter auf kurzen Strecken zu absorbieren, muss eine sehr große Anzahl von Ladungsträgern generiert werden, wofür sich Licht mit einer Energie größer als der Bandabstand des Siliziums anbietet. Zum Beispiel wird Licht einer externen Laserquelle auf den Wellenleiter fokussiert, um eine hohe Leistungsdichte zu erzeugen. Das Emissionsspektrum eines Lasers ist schmalbandig, wodurch sowohl die Eindringtiefe als auch die Photonenenergie definiert ist. In Abbildung 4.13 ist die Gesamtabsorption über die Schichtdicke für verschiedene Laserwellenlängen aufgetragen. Hieraus wird ersichtlich, dass nur bei Wellenlängen von 405 nm und 532 nm mehr als 25 % des Lichtes in der Wellenleiterdicke von 200 nm absorbiert wird. Die Absorption in einem linearen Medium, als welches das Silizium hier angenommen wird, wird durch das Lambert-Beersche Gesetz beschrieben.

$$I = I_0 \cdot e^{-\alpha \cdot l} \quad (4.16)$$

Hierbei sind

- α der Absorptionskoeffizient, welcher von der Wellenlänge abhängig ist, somit gilt das Gesetz nur für streng monochromatisches Licht. Gemessen wird der Absorptionskoeffizient in cm^{-1} .
- I_0 ist die Lichtintensität am Eingang der absorbierenden Strecke.
- I die Intensität des Lichts nach der Absorptionslänge l

Um möglichst viele freie Ladungsträger in dem Wellenleiter zu generieren, wird Laserlicht mit einer Wellenlänge von 405 nm verwendet. Laserdioden in diesem Bereich

werden für die optische Speicherung von Daten eingesetzt (BlueRay-Laufwerke). Die sehr hohen Datenschreibgeschwindigkeiten erfordern schnell modulierbare und leistungsfähige Laserdioden. Diese Dioden sind weit verbreitet und somit kommerziell verfügbar.

Die Reflektion an der Oberfläche ist ebenfalls wellenlängenabhängig und nimmt bei 400 nm stark zu [34]. Bei 405 nm beträgt die Reflektivität 47 %, während sie bei 532 nm nur 37 % beträgt. Diese Schicht ist ein Fabry-Perot-Interferometer, das bei 405 nm aufgrund der hohen inneren Absorption (98% werden in einem Durchlauf absorbiert) kaum eine Schichtdickenabhängigkeit aufweist.

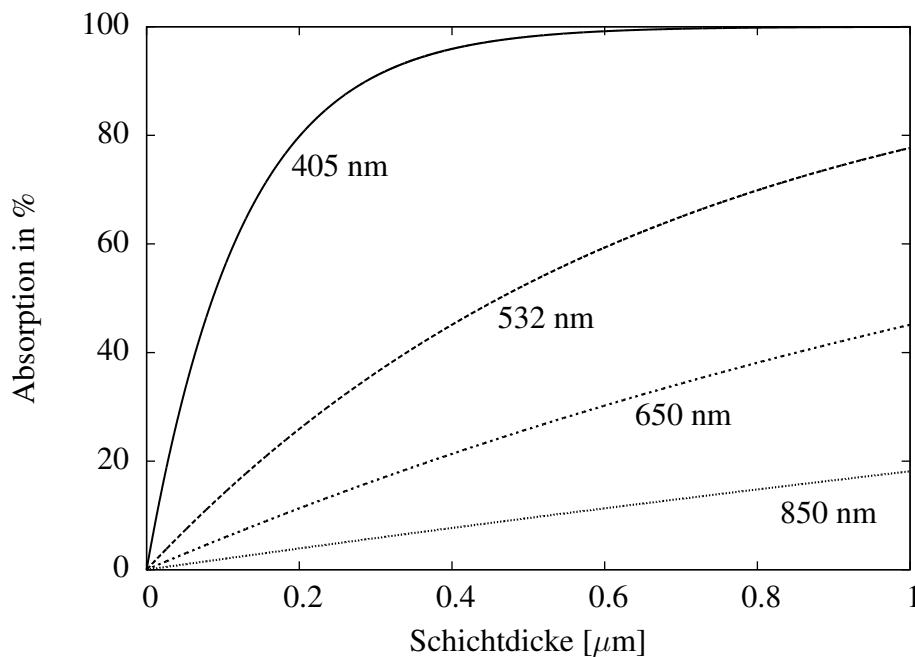


Abbildung 4.13: Gesamt-Absorption im Silizium für verschiedene Laserwellenlängen

Die Detektion der Ladungsträgerlebensdauer wird über die zeitabhängige Dämpfung eines Probensignals bei 1550 nm Wellenlänge durch den Wellenleiter aufgrund der Absorption an freien Ladungsträgern durchgeführt. Der Wellenleiter verläuft in einer Spirale, die den kreisrunden Leuchtfleck des 405 nm-Lasers ausfüllt. Das Spiraldesign ist in Abbildung 4.14 gezeigt. Die Krümmungen beginnen mit einem Radius von 100 μm und werden enger bis zu einem minimalen Radius von 10 μm . Der Wel-

lenleiter läuft in umgekehrter Richtung wieder aus der Spirale heraus, wodurch keine Überkreuzung entsteht. Die zur Verfügung stehende Fläche wird so ausgenutzt. Für Versuche sind zwei verschiedene Abstände der Wellenleiter zu ihren Nachbarn realisiert. Bei der Maske mit dem Namen „eng“ haben die 500 nm breiten Wellenleiter einen Abstand in der Spirale von $1,5 \mu\text{m}$. Dieser Abstand soll ein Überkoppeln zwischen den Wellenleitern verhindern, wodurch es zu unerwünschten Resonanzen käme. Der Abstand von $3,5 \mu\text{m}$ zwischen zwei Wellenleitern, auf der Maske mit „weit“ gekennzeichnet, ermöglicht einen Vergleich, ob die Resonanzeffekte unterbunden sind, und zeigt den Einfluss der Länge des Wellenleiters.

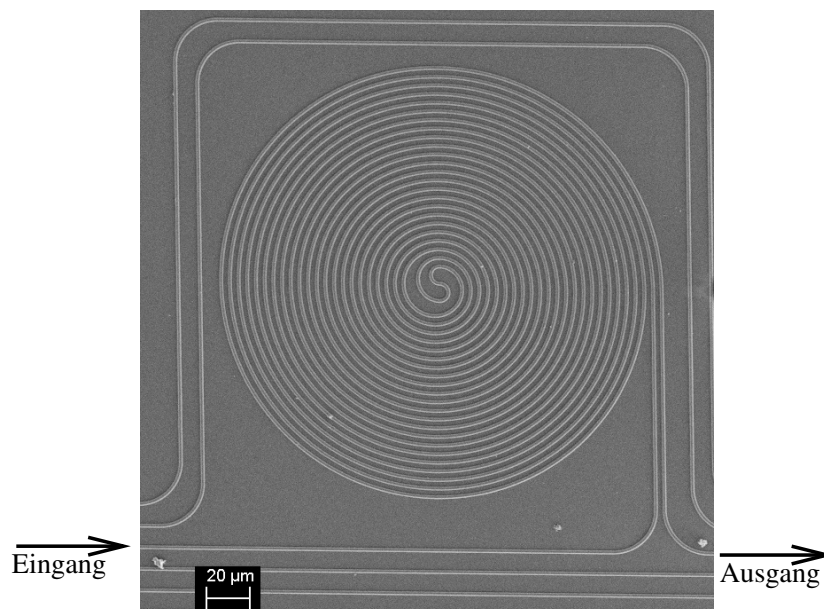


Abbildung 4.14: Die Wellenleiterführung in der Spirale.

Für die Leistungs- und Dämpfungsberechnung werden die Werte in Tabelle 4.1 verwendet. Der Füllfaktor beschreibt dabei, welcher Anteil der bestrahlten Fläche durch den Wellenleiter abgedeckt wird.

Die in den Wellenleiter eingebrachte Leistung des 405 nm Lasers zur Ladungsträgergenerierung berechnet sich aus der Laserleistung während eines Pulses mit folgenden Anteilen:

- 53 % werden nicht an der Luft-Silizium-Grenzfläche reflektiert (bei senkrechtem

Tabelle 4.1: Flächen, Volumina und Längen der Spiralen

Bezeichnung	Abstand	Länge	Oberfläche	Volumen	Füllfaktor
eng	$1.5 \mu m$	1,65 cm	$8255 \mu m^2$	$1816 \mu m^3$	26,3 %
weit	$3.5 \mu m$	0,82 cm	$4123 \mu m^2$	$907 \mu m^3$	13,1 %

Einfall), berechnet aus dem Brechungsindex.

- 85 % werden im Silizium absorbiert, berechnet aus dem komplexen Brechungsindex von Silizium.
- 26,3 % ist der Füllfaktor.
- 36,6 % der Photonenenergie kann durch den Bandabstand genutzt werden, da die Photonenenergie 3,08 eV für 405 nm Licht beträgt, der Bandabstand von Silizium aber nur 1,12 eV.

Es bleiben nur ca. 4,3 % der Leistung für die Ladungsträgergeneration übrig. Bei grünem Licht wären es nur 2,4 %, wenn das Fabry-Perot-Interferometer des Schichtsystems eine mittlere Reflektion ermöglicht.

Schaltungen für Lichtquelle zur Ladungsträgererzeugung

Um die Lebensdauern der Ladungsträger messen zu können, muss die Lichtquelle folgende Bedingungen erfüllen:

- Schaltzeiten kürzer als die Lebensdauer (wenige Nanosekunden), insbesondere kurze Abfallzeit, da die Lebensdauer besser an der abfallenden Flanke gemessen werden kann.
- hohe Leistung, um so viele Ladungsträger im Wellenleiter zu erzeugen, dass das Infrarotsignal (Probensignal) nachweislich gedämpft wird.
- einstellbare Pause zwischen den Pulsen, um langsame Vorgänge, zum Beispiel thermische, beobachten zu können. Ist die Pulsfolge zu schnell, können sich die Ladungsträger akkumulieren und eine Grunddämpfung erzeugen.

Um langsame und schnelle Effekte messen zu können, sind zwei unterschiedliche Schaltungen notwendig, die im Folgenden vorgestellt werden. Für sehr schnelle Effekte ($< 1 \text{ ns}$) wären weitere Schaltungen und Messaufbauten notwendig, die hier wegen der aufwendigen Messaufbauten nicht weiter verfolgt werden.

Kommerzielle Treiber-ICs der Firma IC-Haus

Die Firma IC-Haus hat eine Treiberschaltung speziell für blaue Laserdioden entwickelt, welche eine maximale Versorgungsspannung von 12 V ermöglicht, den Baustein ICHK-B. Er ist ausgelegt für eine Grenzfrequenz von 155 MHz. Die minimale Anstiegszeit und Abfallzeit beträgt jeweils 3,5 ns. Dies ist ausreichend, um Vorgänge mit Zeitkonstanten von mehr als zehn Nanosekunden zu beobachten. Die Schaltung ermöglicht beliebig lange Anschaltzeiten für die Laserdiode, da es eine Stromtreiberschaltung ist und der Strom begrenzt wird. Lange Anschaltzeiten sind für die Beobachtung von thermischen Vorgängen notwendig.

Transistorschaltung im Lawinendurchbruch

Die Grundsaltung für diese Lasertreiberschaltung entstammt einer Hochfrequenz-Testschaltung um Kabel, Endwiderstände und Oszilloskope zu testen [103]. Der Schaltplan ist in Abbildung 4.15 gezeigt. Der linke Teil der Schaltung mit dem integrierten Schaltkreis, der Induktivität sowie den Dioden erzeugt aus der Batteriespannung von 1,5 V eine geregelte Spannung von 100 V an dem Kondensator C3. Über den Widerstand R5 wird die Kapazität der Speicherleitung aufgeladen. Die Speicherleitung ist eine 50Ω -Koaxial-Leitung, die einen Kapazitätsbelag von 100 pF/m aufweist. Der eingesetzte Transistor ist der Typ 2n2369. Dieser Transistortyp ist schon seit Jahrzehnten auf dem Markt und verfügt über die benötigte geringe Durchbruchsspannung von ca. 90 V der Kollektor-Emitterstrecke. Sie bricht mit einem Lawinendurchbruch durch und die Speicherleitung wird über den Transistor entladen. Die Leitungslänge bestimmt dabei die Pulsdauer. Wenn die Leitung entladen ist, bricht das Signal zusammen und der Transistor sperrt wieder. Der Aufladevorgang über den Widerstand R5 kann somit von neuem beginnen. Der Wert des Widerstandes R5 und die anliegende Hochspannung bestimmt die Pulswiederholrate.

Die Laserdiode wird zwischen den Transistor und den Ausgang geschaltet. Die Span-

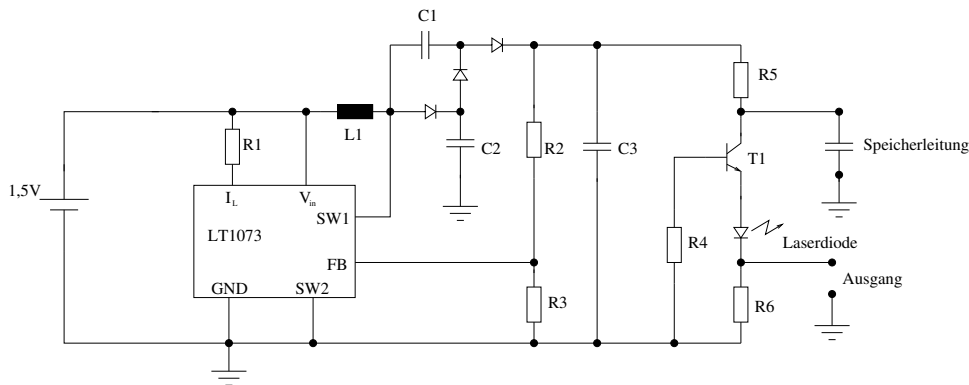


Abbildung 4.15: Schaltung des PulsLasertreibers

nung am Ausgang ist proportional zu dem Strom durch den Transistor und die Laserdiode. Der Ausgang wird ebenfalls als Triggerausgang für das Oszilloskop verwendet. Der Widerstand R6 dient zur Verhinderung von Reflektionen auf der Ausgangsleitung. Der Strom durch die Laserdiode berechnet sich aus der am Oszilloskop gemessenen Spannung, wenn dieses mit $50\ \Omega$ abgeschlossen ist, zu $I_{LD} = U_{Oszilloskop} / 25\ \Omega$, da nur die Hälfte des Stromes durch das Oszilloskop fließt.

Die hohen Spannungen der Schaltung überwinden die parasitären Induktivitäten. Die Laserdiode ist in Flussrichtung leitfähig, somit liegt keine zu hohe Spannung über ihr an, die sie zerstören könnte. In der aufgebauten Schaltung fließen maximal 400 mA über die Laserdiode. Die Diode ist für eine Dauerleistung von 150 mW ausgelegt. Da die Durchlassspannung bei hohen Strömen nur gering ansteigt, kann die Impulsleistung zu ca. 1,8 W berechnet werden. Da diese Leistung nur, je nach Speicherleitungslänge, maximal 10 ns lang anliegt und die Repetitionsrate auf 1 kHz eingestellt ist, beträgt die durchschnittliche Leistung nur $18\ \mu\text{W}$. Dies erwärmt die Laserdiode unwesentlich, so dass sie dieser Belastung standhalten kann. Die optische Ausgangsleistung des Impulses ist in Abbildung 4.16 gezeigt. Es können innerhalb eines 2 ns Impulses maximal $4,8 \cdot 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$ Ladungsträgerpaare in der Spirale erzeugt werden. Dies würde für eine Dämpfung von 30 dB/cm ausreichen, was eine Dämpfung von 24,6 dB für die weite Spirale und 49,2 dB für die enge Spirale entspricht.

Die Schaltung ist frei verdrahtet, um kurze Leitungslängen zu ermöglichen. Dies ermöglicht Ansteig- und Abfallzeiten des Pulses von unter einer Nanosekunde.

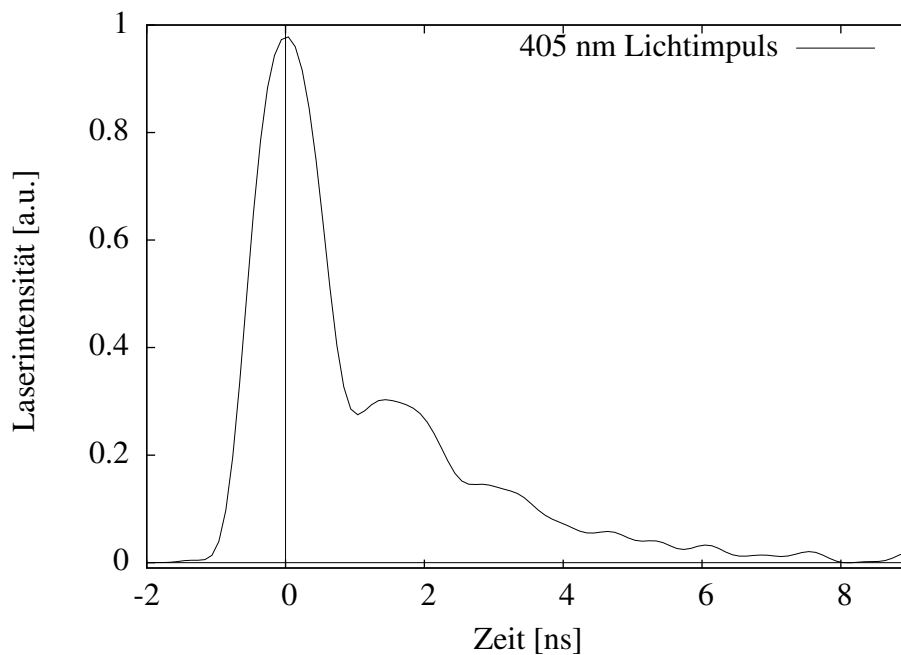


Abbildung 4.16: Optische Ausgangsleistung der Impulslaserschaltung gemessen mit einer 1 GHz-Silizumphotodiode

Beispiel einer Lebensdauer Messung

Ein Probensignal mit der Lasertreiberschaltung im Lawinendurchbruch ist in Abbildung 4.17 dargestellt. Das Signal durch den Wellenleiter und faseroptischen Verstärker kommt aufgrund der verschiedenen Leitungslängen später bei dem Oszilloskop an als das Stromsignal der Laserschaltung. Dies ist in dem Diagramm bereits herausgerechnet. Die Anregung ist nach wenigen Nanosekunden vollständig abgeklungen, während das Transmissionssignal erst nach ca. 100 ns wieder auf den ursprünglichen Wert zurück geht. Hierbei ist zu beachten, dass die Photodiode mit Verstärker keine Signale unterhalb von 10 kHz verarbeiten kann. Langsame Vorgänge, die eine Signaländerung langsamer als 100 μ s aufweisen sowie eine Verschiebung der Grunddämpfung können nicht erfasst werden. Eine Repetitionsrate von ca. 1 kHz stellt sicher, dass alle Vorgänge sowohl thermisch wie elektrisch abgeschlossen sind, bevor der nächste Impuls auf die Probe trifft. Die wiederholende Messung ermöglicht eine Rauschreduktion durch eine Mittelung über einige hundert Messungen.

Es können unterschiedliche Rekombinations-Prozesse stattfinden mit verschiedenen Zeitkonstanten. Im Diagramm 4.17 ist die theoretische Anzahl der Ladungsträger mit einer Lebensdauer von 21.8 ns eingezeichnet. Die abfallende Flanke des Impulses und die Messgeräte, die nur bis zu 2 GHz Signalverarbeitung ausgelegt sind, ermöglichen keine Messungen von Lebensdauern unter einer Nanosekunde. Die Abweichung zwischen der theoretischen Kurve ($\tau = 21,8 \text{ ns}$) und der Messung in den ersten 10 Nanosekunden nach dem Ende der Anregung zeigt, dass es auch schnellere Rekombinationsvorgänge der Ladungsträger im Silizium gibt. Durch lange Pausen zwischen den Impulsen kann die Akkumulation und damit zusätzliche Dämpfung vermieden werden. Dies ist in Modulatoren für Datenübertragungssysteme jedoch nicht der Fall, wenn sie hohe Datenraten übertragen sollen. Für eine Abstimmung von Resonatoren mittels freien Ladungsträgern kann durch eine längere Lebensdauer Energie eingespart werden. In der Literatur werden Wellenleiter mit Siliziumnitrid beschichtet, um die Lebensdauer zu verlängern [14].

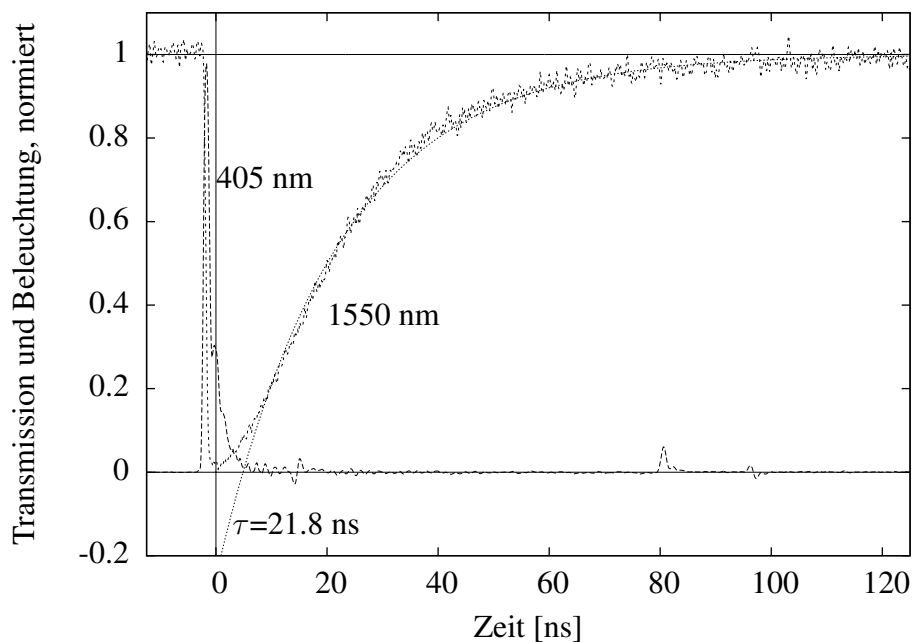


Abbildung 4.17: Eine Messung der Ladungsträgerlebensdauer mit 405 nm Ladungsträgererzeugung

Verknüpfungen in der Messung der Ladungsträgerlebensdauer

Die Messung der Ladungsträgerlebensdauer in einem Resonator, wie es ein Wellenleiter mit gebrochenen Enden ist, führt zur Überlagerung von zusätzlicher Dämpfung mit der Änderung des Gruppenindizes durch die Ladungsträger. Auch die Temperatur des Wellenleiters wird durch den Energieeintrag des 405 nm Lasers erhöht, wodurch der Brechungsindex verändert wird. Das Zusammenspiel zwischen Dämpfung und Änderung des Brechungsindizes wird im Zeitsignal deutlich, wenn die Wellenlänge um wenige Picometer verändert wird, wie in Abbildung 4.18 dargestellt. Die Messung beginnt durch die Wellenlängenverschiebung an verschiedenen Punkten der Fabry-Perot-Resonanz. Durch die Veränderung des Brechungsindizes durchläuft die Resonanz zu verschiedenen Zeiten ihre Maxima und Minima. Ab einer gewissen Anzahl der Ladungsträger überwiegt die Absorption an den freien Ladungsträgern und das Signal wird geringer.

4.4 Messung thermischer Effekte

Die Messungen der Ladungsträgerlebensdauern können durch die Überlagerung von thermischen Effekten erschwert werden, daher ist die Kenntnis der thermischen Zeitkonstanten und thermischer Effekte des Wellenleiters notwendig. Simulationen ermöglichen hierbei Einblicke in die zeitlichen Temperaturverläufe im Wellenleiterquerschnitt, welche messtechnisch nicht zu erfassen sind. Die thermische Beeinflussung der Wellenleiter kann auf folgende Arten geschehen:

- Erwärmung durch den Substrathalter und Umgebung
- Umwandlung von absorbiertem Licht
- elektrische Erwärmung durch lokale Heizstrukturen

In diesem Kapitel werden nur die beiden ersten Punkte betrachtet, die lokale Erwärmung der in dieser Arbeit hergestellten Wellenleiter durch elektrische Heizer auf Membranen wird in [4] behandelt.

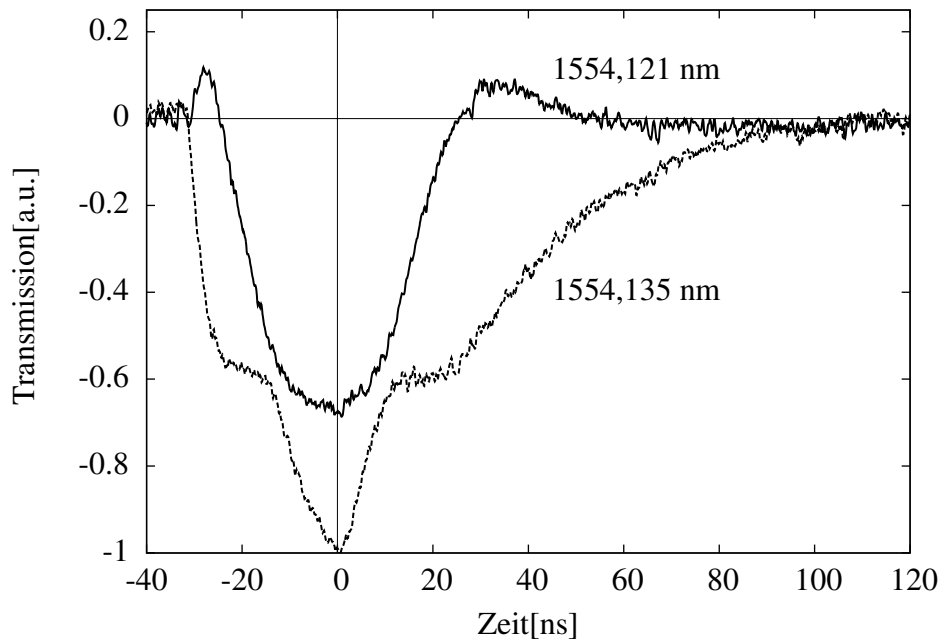


Abbildung 4.18: Messungen der Transmission eines 1550 nm Signals, dass durch einen mit Licht der Wellenlänge 405 nm zur Ladungsträgererzeugung bestrahlten Wellenleiter geführt wurde. Die Veränderung der Eingangswellenlänge zwischen den beiden Kurven beträgt 14 pm, und damit eine halbe Fabry-Perot-Resonanz (26,7 pm). Der Ausschaltzeitpunkt des 405 nm-Lasers liegt bei $t = 0$.

4.4.1 Temperaturänderung der Probe durch den Substrathalter und Umgebung

Die Temperaturänderung durch den Substrathalter erfolgt über thermoelektrische Elemente wie in Kapitel 4.1 beschrieben wird. Bis die Probe und der Halter nach einer Temperaturänderung im Gleichgewicht sind und sich nicht mehr mechanisch bewegen, vergehen einige Minuten. Daher ist diese Messung nicht für die Erfassung von schnellen Änderungen ausgelegt. Es wird immer die ganze Probe erwärmt, wodurch lokale Änderungen, wie sie zum Abstimmen von Mach-Zehnder-Interferometern notwendig sind, nicht möglich sind.

Die Messung der Veränderung des Gruppenindizes n_g mit einem Fabry-Perot-Interferometer ist sehr empfindlich. Für eine Verschiebung der Resonanz um eine Resonanzwei-

te muss der Gruppenindex um:

$$\Delta n_g = \frac{\lambda_0}{2l} \quad (4.17)$$

verändert werden. Bei einem 2,5 mm langen Wellenleiter wird das Interferometer bei qTE-Anregung um eine Resonanz mit einer Änderung des Gruppenindizes um $3,1 \cdot 10^{-4}$ durchgestimmt. Für qTE-Anregung ergibt sich eine Gruppenindexänderung über die Temperatur für die Resonanzen in Abbildung 4.19 von $2,17 \cdot 10^{-4}$ 1/K, für qTM $2,11 \cdot 10^{-4}$ 1/K.

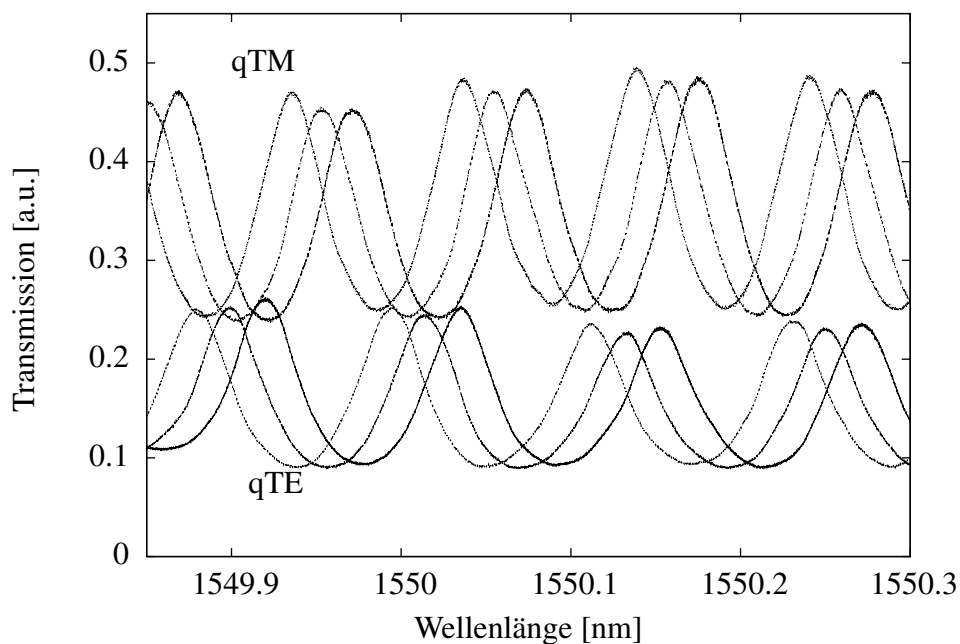


Abbildung 4.19: Ausgangsintensität eines 2,5 mm langen Wellenleiters im Oxidmantel bei 25,0 °C, 25,25 °C und 25,5 °C von links nach rechts verschoben, qTE- und qTM-Anregung

4.4.2 Laserlicht als thermische Energiequelle

Eingestrahktes Licht wird zum Einen direkt absorbiert und in Wärme umgewandelt, zum Anderen werden Elektronen-Loch-Paare gebildet, bei denen die überschüssige Energie ebenfalls sehr schnell als Wärme an den Wellenleiter abgegeben wird. Die Ladungsträgerrekombination führt im Silizium auch wieder zur Erwärmung, da sie

zumeist nichtstrahlend erfolgt.

Die Ladungsträgerpaare erzeugen, neben der Dämpfung, ebenfalls eine Änderung des Gruppenindex, wie in Kapitel 4.3 gezeigt wird. Thermische Änderungen erzeugen nur eine Änderung des Brechungsindex und somit eine Änderung des Gruppenindex. Thermische Zeitkonstanten, die in der selben Region liegen wie die Ladungsträgerlebensdauer sind somit schwer zu erfassen.

Simulation der thermischen Zeitkonstanten

Der Temperaturverlauf nach Beenden eines Energieeintrages im Wellenleiter kann durch drei verschiedene Zeitkonstanten ausgedrückt werden. Die Simulation wird in Comsol-Multiphysics ausgeführt. Im Wellenleiter und an der Siliziumsubstratoberfläche wird die Energie einige hundert Millisekunden lang eingetragen, dann wird der Eintrag abgeschaltet. In dem Wellenleiter und seiner Umgebung gibt es drei thermische Übergänge, welche die Energie zum Abfließen überwinden muss:

- Vom Wellenleiter in das Oxid: dies ist aufgrund der großen Kontaktfläche zwischen beiden Materialien der schnellste Übergang. Der Wellenleiter kann aufgrund seiner geringen Masse nur wenig Energie speichern. Die Simulation ergibt für diesen Übergang eine Zeitkonstante von $\tau_1 = 500 \text{ ns}$.
- Vom Oxid in das Substrat: Aufgrund der geringeren Wärmeleitfähigkeit des Oxides gegenüber dem Silizium ist dieser Übergang langsamer als der Übergang vom Wellenleiter in das Oxid, die Simulation ergibt eine Zeitkonstante von $\tau_2 = 1500 \text{ ns}$.
- Vom Substrat in die Umgebung: Für diesen Übergang ergibt die Simulation eine Zeitkonstante von $\tau_3 = 25 \mu\text{s}$. Sie hängt von der angenommenen Größe des Substrates ab, sowie der thermischen Kopplung zum Probenhalter. Im realen System wird diese Zeitkonstante eher noch länger sein.

Diese Übergänge sind in Abbildung 4.20 schematisch dargestellt. Der Übergang zur Umgebungsluft wird in dieser Simulation vernachlässigt, da der Energieübertrag gering ist gegenüber der Ankopplung des Substrates an den Probenhalter.

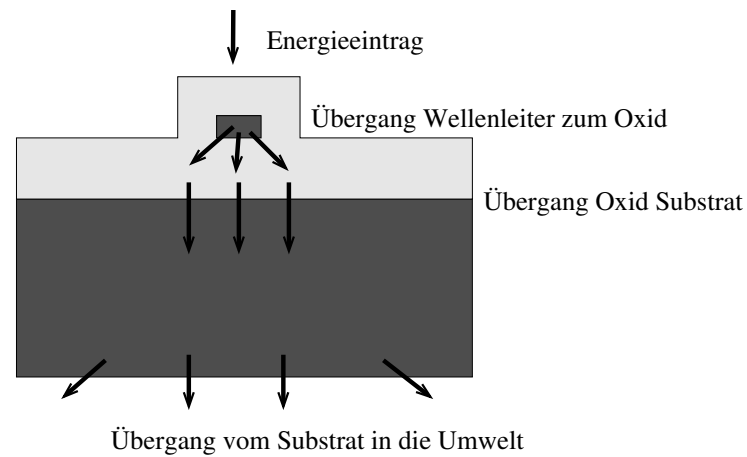


Abbildung 4.20: Schematische Darstellung der thermischen Übergänge von einem Wellenleiter zur Umgebung

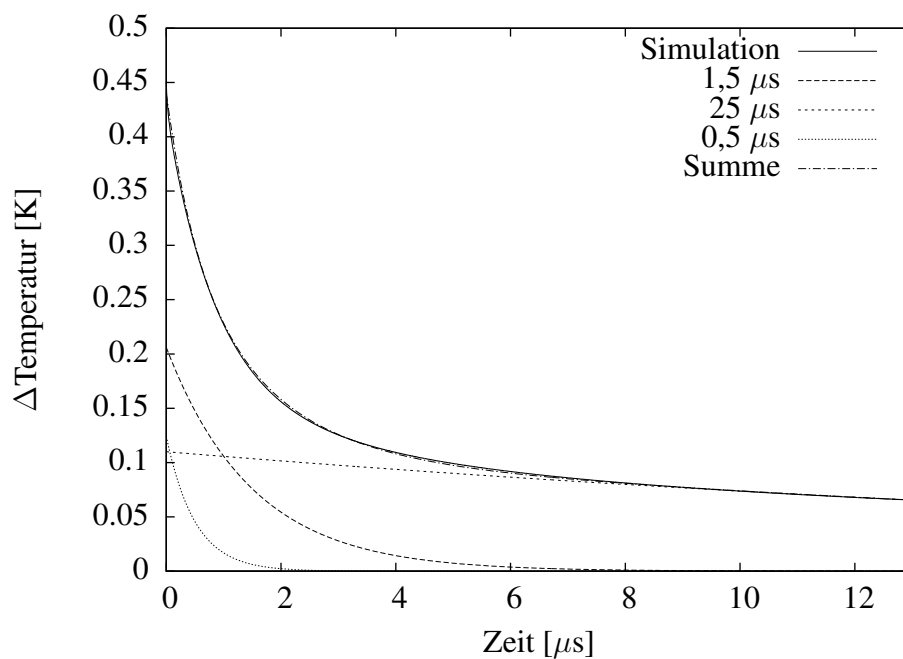


Abbildung 4.21: Simulierter Temperaturabfall im Wellenleiter nach dem Abschalten der Laserbestrahlung

Die Simulation in Abbildung 4.21 zeigt, dass nach 7 μs Einstrahlung mit der verfügbaren Laserleistung von 150 mW der Wellenleiter nur um 0,45 K erwärmt wird. Dies reicht nicht aus, um eine Periode durchzustimmen. Die Effekte durch die erzeugten

Ladungsträger sind um ein Vielfaches ausgeprägter.

5 Herstellung

In diesem Abschnitt werden die Methoden zur Herstellung von Wellenleitern und Systemen mit Kontaktlithographie und Schrumpfung durch thermische Oxidation beschrieben. Der Prozess beginnt mit der Substratauswahl, für die es vier verschiedene Alternativen gibt. Die für diese Arbeit speziell angepassten Bearbeitungsverfahren werden im Folgenden dargestellt. Die Beschreibung von den verwendeten Standardverfahren der Halbleitertechnologie und Mikrosystemtechnik sind in der Literatur zu finden [54].

Der Prozessablauf gliedert sich in zwei Bereiche, der Strukturübertragung und der thermische Oxidation zum Glätten und Verkleinern (Schrumpfen). Die Lithographie mit Kontaktbelichtung ist in der minimalen Strukturgröße beschränkt, daher ist das nachträgliche Schrumpfen notwendig. Die Schrumpfung ist der Prozessschritt, in welchem sich die hier hergestellten Wellenleitern von den Standardverfahren unterscheiden. Daher wird die thermische Oxidation ausführlich behandelt.

5.1 SOI Substratherstellung

Silicon on Insulator (SOI) steht für eine Siliziumnutzschicht auf einem isolierenden Substrat. Die Entwicklung dieses Schichtsystems wurde vor allem durch die Halbleiterindustrie voran getrieben. Die Isolationsschicht ermöglicht, sparsamere integrierte Schaltkreise mit geringeren Kapazitäten und Leckströmen zu produzieren. Die Technik wird seit Jahren großindustriell angewendet. Die Siliziumphotonik wurde durch die Forschungen der Halbleiterindustrie erst ermöglicht.

Als Trägersubstrat dient bei den in dieser Arbeit eingesetzten Material Silizium. Das isolierende Material ist Siliziumdioxid. Es gibt auch Substrate mit Saphir als Träger und Isolatormaterial, dass sogenannte „Silicon on Sapphire (SOS)“. Diese werden aus

Kosten- und Verfügbarkeitsgründen nicht in dieser Arbeit eingesetzt.

Die Auswahl des Substrates nimmt bereits Einfluss auf die Verluste der Wellenleiter, da sich die Grenzflächen zwischen der Siliziumnutzschicht und dem sogenannten vergrabenen Oxid durch die Herstellungsverfahren unterscheiden. Auch die erreichbaren Oxiddicken und die Oberflächengüten sind verfahrensabhängig. Im folgenden werden die vier hauptsächlich angewandten Herstellungsverfahren für SOI-Substrate beschrieben. Von allen Herstellungsverfahren lagen Proben für diese Arbeit vor. Die Simox-Substrate sind derzeit kommerziell nur schwierig zu beziehen. Die Smart-Cut Substrate werden im Durchmesser 100 mm, wofür die in dieser Arbeit eingesetzten Maschinen ausgerüstet sind, seit Jahr 2010 nicht mehr hergestellt. Größere Substrate sind allerdings sehr gut verfügbar.

BESOI

Die klassische Methode für die Herstellung von SOI-Substrate wird BESOI (bonding and etch-back silicon on Insulator) genannt: Ein Siliziumsubstrat wird mit einem oxidierten Substrat durch Ansprengen aufgebracht [45]. Das Ansprengen, im englischen Sprachgebrauch „Bonding“ genannt, geschieht durch das Aufeinanderlegen und Pressen der beiden Substrate bei Temperaturen oberhalb von 700 °C in einer oxidierenden Atmosphäre. Dabei verbinden sie sich mit einander. Bei dem Ansprengen ist absolute Reinheit notwendig, da Partikel vielfach größere Fehlstellen verursachen. Der Substratstapel wird durch Schleifverfahren auf einer Seite so weit gedünnt, bis die angestrebte Schichtdicke erreicht ist. Aufgrund der Prozessvariation während des Schleifens sind Nutzschichten über 2 μm kommerziell verfügbar. Die Schichtdickenvariation liegt bei einigen 100 nm, was für Nutzschichten im Bereich von 200 nm nicht praktikabel ist. Die Ausbreitungskonstanten von Wellenleitern ändern sich schon bei einigen Nanometern Schichtdickenvariation. Daher wurden Substrate dieses Typs nicht für die Herstellung von Wellenleitern verwendet.

SIMOX

Der Name der SIMOX-Technologie zur Herstellung von SOI-Material leitet sich von „separation by implanted oxygen“ ab, also der Isolierung durch ionenimplantierten Sauerstoff. Hierbei werden Sauerstoffatome mittels Ionenimplantation in das Silizium

eingbracht. Die Eindringtiefe, die Tiefe in welcher die Sauerstoffatome zum Stillstand kommen, ist durch die Ionenenergie festgelegt. Die Ionen können nur durch Diffusion zurück zur Oberfläche gelangen. Ein Hochtemperaturprozess heilt die Siliziumkristallstruktur aus und erzeugt das Silizumdioxid in der Region, in der die Sauerstoffionen implantiert wurden. Die Nutzschichtdicke ist auf 200 nm - 300 nm begrenzt. Die Dicke des Oxides ist durch die hohen Anlagenkosten und die Substratbelastung limitiert [64].

Die geringe Dicke des vergrabenen Oxides machen diese Substrate für Siliziumnanowires unattraktiv, da optische Leistung aus dem Wellenleiter in das Substrat überkoppeln kann. In der Halbleiterindustrie kommt es hauptsächlich auf eine elektrische Isolation an. Die Grenzsicht von der Siliziumnutzschicht zu dem Oxid weist trotz der Ausheilung Fehlstellen auf, welche die Verluste von Wellenleitern erhöhen. Die Nutzschichtdicke kann epitaktisch verstärkt werden, wodurch dieses Material für Rippenwellenleiter genutzt wird [80]. SIMOX-Substrate sind das Material, mit dem die Siliziumphotonik begründet wurde.

5.1.1 Eltran

Der Name Eltran leitet sich von Epitaxial Layer Transfer ab. Bei dieser Art der SOI-Herstellung wird zunächst eine Oberfläche aus porösem Silizium hergestellt [105]. Durch einen Wasserstoff-Hochtemperatur Prozess wird die Oberflächen zu einem Einkristall ausgeheilt [78], wobei darunter eine poröse Schicht verbleibt. Die einkristalline Siliziumoberfläche wird mittels Epitaxie verstärkt. Diese Schicht wird an ein oxidiertes Substrat angesprengt. Durch die poröse Schicht ist eine definierte Schwachstelle eingebaut, an der die Nutzschicht von ihrem Quellträger abgenommen werden kann. Eine anschließende Ausheilung durch Wasserstoffumformung und Polierprozesse ermöglichen eine glatte Oberfläche. Mit diesem Verfahren sind nur Nutzschichten über 500 nm möglich, welche aber zum Beispiel durch Oxidationsprozesse gleichmässig verringert werden können. Die Schichtdicke der für diese Arbeit zur verfügungstehenden Substrate variiert um bis zu 150 nm über einem 150 mm Substrat, was diese Sorte SOI-Substrate für die Verwendung als Substrat für Siliziumnanowires ausschließt.

Durch die Wiederverwendbarkeit der Quellsubstrate wird über eine Verwendung in der Solarindustrie für einkristalline Solarzellen nachgedacht, wodurch die Menge des eingesetzten Silizium erheblich reduziert werden könnte, da nur sehr geringe Mengen

durch Schleifen verloren gehen [84].

Smart-Cut

Das Smart-Cut („intelligenter Schnitt“) Verfahren wurde am Forschungszentrum LETI entwickelt und 1995 veröffentlicht [12]. In ein oxidiertes Siliziumsubstrat wird mittels Wasserstoffionenimplantation eine definierte Fehlstelle in das Silizium eingebracht. Die Eindringtiefe der Wasserstoffionen in das Substrat hängt von der Implantationsenergie ab. Die Ionen erfahren eine Abbremsung im Silizium und bleiben in einer gewissen Tiefe „stecken“. Dadurch erzeugen sie dort eine definierte Fehlstelle, den sogenannten „Smart Cut“, an welcher das Substrat aufgetrennt werden kann. Die Energie der Ionen ist sehr genau einstellbar, wodurch eine sehr präzise Siliziumnutzschichtdicke bestimmt wird. Durch Ansprengen verbinden sich das Substrat mit der eingebrachten Fehlstelle und ein weiteres oxidiertes Substrat. Eine Wärmebehandlung führt zu einer festen Verbindung. Anschließend wird der Smart Cut aufgetrennt, die Oberfläche poliert.

Die Nutzschichtdicke ist durch die Implantationsenergie beschränkt auf Werte zwischen 200 nm und 340 nm. Sie kann durch Epitaxie verstärkt werden. Die Oxidschichtdicke ist prinzipiell nicht begrenzt, lediglich durch die Kosten bei der Herstellung der Ausgangssubstrate. Dieses Verfahren ist kommerziell erfolgreich und wird in der Halbleiterindustrie eingesetzt. Die Siliziumphotonik-Forschungsgruppen verwenden inzwischen fast ausschließlich dieses Material. Für diese Arbeit werden Substrate mit einem Durchmesser von 100 mm und einer Nutzschichtdicke von 340 nm verwendet.

5.2 Lithographie

In der Silizium-Photonik sind die Anforderungen an die Lithographie bezüglich der Kantenrauigkeit und der Gleichmäßigkeit besonders hoch. Insbesondere photonische Kristalle benötigen eine Maßhaltigkeit von unter einem Nanometer. Bei Siliziumnanowires führen unterschiedliche Breiten des Wellenleiters zu Abstrahlungen und unbestimmten Ausbreitungskoeffizienten. Die Anforderungen der Gleichmäßigkeit, Maßhaltigkeit und der Kantenrauigkeit können durch die für die Fertigung hochintegrierter Halbleiterelemente etablierten Projektionsbelichtungsmaschinen (193nm [9](2010) oder 248 nm [10](2004)) erreicht werden. Bei diesem Prozess konnten die Verluste

durch Anpassungen an die Photonik über die Jahre verringert werden. Ein hergestelltes Substrat liefert hunderte Proben mit gleichen Strukturen eines Maskenfeldes. Durch Belichtungsvariationen können Wellenleiterbreiten in engen Grenzen variiert werden. Die Maskenkosten und die Prozeßkosten sind in diesen Falle sehr hoch. Durch eine Aufteilung der Maske auf verschiedene Projekte können die Kosten für die Maske und Prozessierung aufgeteilt werden. Die Multiprojekt-Wafer sind auf eine Siliziumdicke von 220 nm festgelegt, um die Anforderungen von möglichst vielen Forschern zu erfüllen. Für eine Oxidation ist eine dickere Siliziumfunktionschicht notwendig, da ein Teil der Schichtdicke verbraucht wird. Das Einbringen von Materialien (z.B. Silizumnitrid, Gold), welche außerhalb der CMOS-Fabrikationslinie abgeschieden werden, ist ebenfalls nicht möglich, um Kontaminationen der auf CMOS-Schaltungen spezialisierten Fabrik zu vermeiden.

Im Labormaßstab erfüllen Elektronenstrahlanlagen die Vorgaben an die Auflösung und die Maßhaltigkeit. Sie sind zudem sehr flexibel an neue Geometrien anpassbar, liefern jedoch nur wenige Proben zu hohen Kosten. Die Schreibfelder sind bei sehr hoher Genauigkeit nur im Bereich von $100\ \mu\text{m}$ mal $100\ \mu\text{m}$. Bei längeren Strukturen, wie zum Beispiel Wellenleiter, müssen Schreibfelder aneinander gefügt werden, im Englischen wird dies Stitching genannt. Hierbei können Fehljustagen auftreten. Versuche hierzu zeigten allerdings, dass dieses Phänomen bei dem für dieses Projekt beim Heinrich Hertz Institut (Berlin) hergestellten Proben nicht nachzuweisen war. Strukturen, die mit hoher Genauigkeit geschrieben werden, erfordern lange Schreibzeiten und sind somit kostenintensiv.

Eine weitere Methode ist das Nanoimprint-Verfahren. Es ermöglicht die hochauflösende Vervielfältigung von z.B. elektronenstrahlgeschriebenen Strukturen, wobei allerdings auch die Nachteile („Stitching“) mit übernommen werden. Die Kosten der Maske fallen nur einmal für viele Abzüge an. Eine Beschreibung dieses Verfahrens erfolgt in Kapitel 5.2.3.

Im Labormaßstab und für Kleinserien ist die Kontaktlithographie ein etabliertes Verfahren. Durch den direkten Kontakt zwischen Maske und Substrat unterliegt die Maske Abnutzungerscheinungen. Sie ist also nicht beliebig oft verwendbar. Für dieses Verfahren sind Auflösungen (kleinste mögliche Strukturbreiten) bis ca. $1\ \mu\text{m}$ üblich.

Für kleinere Strukturbreiten müssen entsprechende Maßnahmen getroffen werden, wie sie in Kapitel 5.2.1 beschrieben werden. Silizium-Nanowires benötigen Strukturbreiten von 500 nm bei sehr geringen Kantenrauigkeiten. Diese Größen sind mit der Kontaktlithographie nicht mit der benötigten Maßhaltigkeit und Kantenrauigkeit zu realisieren. Strukturen können durch eine thermische Oxidation geschrumpft werden. Gleichzeitig reduzieren sich die Kantenrauigkeiten, wodurch die Anforderungen für Wellenleiter von der Kontaktlithographie erfüllt werden können.

5.2.1 Auflösungsvermögen der Kontaktlithographie

Die minimale Strukturbreite b_{min} der Lithographie wird durch die Formel 5.1 beschrieben [54].

$$2 \cdot b_{min} = 3 \cdot \sqrt{\lambda \cdot (0.5 \cdot d_{Photolack} + d_{Proximity})} \quad (5.1)$$

Die eingehenden Größen sind die Wellenlänge λ des Ultravioletten (UV)-Lichts, die Photolackdicke $d_{Photolack}$ und der Proximityabstand $d_{Proximity}$, also der Abstand zwischen dem Maskenchrom und dem Photolack. Eine kürzere Wellenlängen erlaubt die Auflösung kleinerer Strukturbreiten. Die Wellenlänge ist durch die Emissionslinien der eingesetzten Quecksilber-Hochdruckdampf-Lampe vorgegeben. Die Photolacke sind auf diese Linien in ihrer Empfindlichkeit abgestimmt. Durch dielektrische Spiegel werden die Linien selektiert. In dem verwendeten EVG620 Mask Aligner stehen die i-Linie (365 nm) und Deep UV (248 nm) zur Verfügung.

Für die weitere Verarbeitung ist eine Photolackschichtdicke von 300 nm notwendig. Durch eine dünnere Lackdicke wäre prinzipiell eine höhere Auflösung zu erzielen, allerdings muss der Lack die nachfolgenden Prozessschritte überstehen und darf dabei auch nicht teilweise ausfallen. Abbildung 5.1 zeigt die theoretisch minimal mögliche Strukturbreite in Abhängigkeit vom Proximityabstand für die beiden möglichen Wellenlängen und 300 nm Lackdicke. Um den Proximityabstand zu verkleinern und somit die Auflösung zu erhöhen, wird der Raum zwischen Maske und Substrat evakuiert. Dadurch drückt der äußere Luftdruck die Maske und das Substrat zusammen und der Kontakt wird verbessert. Partikel müssen dabei vermieden werden, da sie den Kontakt auf einer größeren Fläche, als sie selbst einnehmen, verhindern, wodurch die Auflösung in diesem Bereich reduziert wird. Durch das Aufschleudern des Photolackes bei dem Belackungsprozeß entsteht eine Randwulst, die zu einem Abstand am Rand

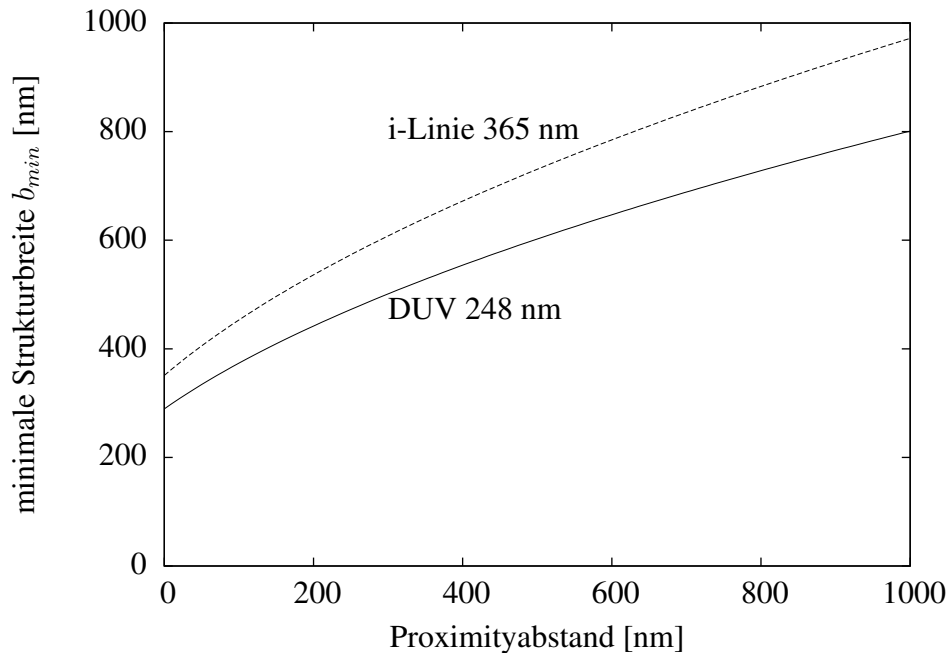


Abbildung 5.1: Auflösung in Abhängigkeit vom Proximityabstand aufgetragen für 300 nm Photolackdicke

der Substrate führt. Sie kann durch das Aufschleudern von Lösungsmittel, dass nur am Rand aufgebracht wird, entfernt werden. Eine mathematische Beschreibung des Aufschleuderverfahrens ist in [26] zu finden. Durch den engen Spalt zwischen Maske und Substrat und den spiegelnden Übergängen entsteht ein Fabry-Perot-Interferometer (Kapitel 4.2.3), was durch Farbverläufe deutlich wird. Wenn keine Farbe zu sehen ist, beträgt der Proximityabstand unter 100nm. Eine Maske mit sehr vielen Strukturen, insbesondere auch großflächigen Strukturen neben Wellenleitern, führt zu einen schlechteren Kontakt, da das Maskenchrom ca. 100 nm dick ist. Damit ist die Auflösung entsprechend begrenzt.

Mit Teststrukturen kann die Auflösungsfähigkeit des Prozesses bestimmt werden. Hierzu bietet sich zum Beispiel der Siemensstern an. Für Arrayed Waveguide Gratings wird eine ähnliche Strukturen hergestellt, die eine Aussage über die Auflösungsfähigkeit gibt. In Abbildung 5.2 sind diese Strukturen gezeigt, mittels 248 nm Kontaktlithographie (a), mit 248 nm Projektionsbelichtung (b) hergestellt bei der IHP GmbH (Frankfurt/Oder) und Elektronenstrahl-geschrieben (c) bei dem Heinrich-Hertz-Institut (Ber-

lin).

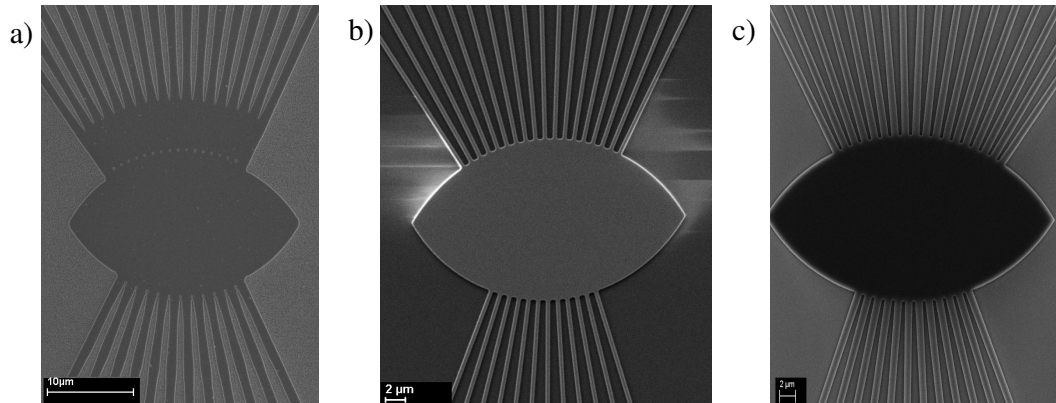


Abbildung 5.2: Vergleich zwischen 248 nm Kontaktbelichtung (Technische Universität Hamburg-Harburg, a), und 248 nm Projektionsbelichtung (IHP GmbH (Frankfurt/Oder), b), Elektronenstrahlgeschrieben (HHI (Berlin), c).

Als weitere Teststrukturen bieten sich die Koppelabstände von Ringresonatoren an. Hierbei wurde die theoretisch mögliche Auflösung erzielt, wie Abbildung 5.3 verdeutlicht. Eine nachfolgende Oxidation verbreitert die Koppelabstände wieder, so dass Ringresonatoren in dieser Technologie nicht hergestellt werden können. Der Abstand von 275 nm kann nicht mehr aufgelöst werden, Ring und Wellenleiter verschmelzen miteinander.

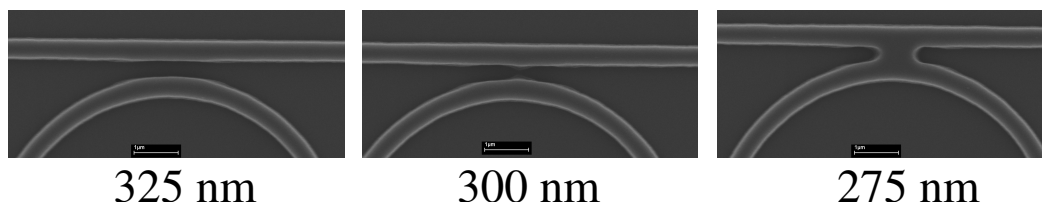


Abbildung 5.3: Ringresonatoren, belichtet mit Kontaktbelichtung bei einer Wellenlänge von 248 nm, Photolack UV-6

In dieser Arbeit wurde der Photolack UV-6 der Firma Rohm and Haas für die hochauflösten Strukturen verwendet. Für eine Schichtdicke von ca. 300 nm wird der Lack mit 10000 Umdrehungen pro Minute aufgeschleudert.

5.2.2 Antireflexbeschichtung für die Lithographie

Silizium ist für UV-Licht stark reflektierend, wie in Tabelle 5.1 für einige Lithographiewellenlängen gezeigt ist.

Tabelle 5.1: Optische Eigenschaften von Silizium bei Lithographiewellenlängen (nach [39])

Wellenlänge [nm]	Reflektivität zu Luft	n	k
248 (Deep UV)	67,1 %	1,658	3,603
265 (Hg-Xe Lampe)	72,6 %	1,876	4,370
365 (I-Linie Hg)	59,5 %	6,669	2,654
405 (Laserwellenlänge)	47,9 %	5,470	0,243

Durch das für die Belichtung eingesetzte monochromatische Licht kann es zu einer Ausbildung von stehenden Wellen im Photolack kommen, wie in Abbildung 5.4 gezeigt. Diese können die Auflösung verringern und die Kantenrauigkeit erhöhen. Als Abhilfe wird ein Antireflexionsfilm vor dem Photolack auf dem Substrat aufgeschleudert, ein sogenannter „Bottom Antireflex Coating“ oder kurz „BARC“. Dieser Film absorbiert einen Teil des einfallenden Lichtes. Sein Brechungsindex ist so an den Photolack und das Silizium angepasst, dass bei einer Schichtdicke von ca. 70 nm Reflexionen vermieden werden. In dieser Arbeit wird der Lack DUV-42p der Firma Brewer-Science verwendet.

Der BARC wird wie Photolack aufgeschleudert und bei 205 °C auf einer Heizplatte ausgeheizt. Die Schicht dient dem Photolack gleichzeitig als Haftgrund. Der BARC ist nicht durch die Entwicklerlösung entfernbar und nicht photostrukturierbar. Mit der Photolackmaske wird er in einem Trockenätzverfahren strukturiert, zum Beispiel in einem reaktiven Ionen-Ätzprozess mit 70 sccm Argon und 10 sccm Sauerstoff bei 80 W Leistung. Um die Schicht nach dem Strukturübertragungsprozess rückstandsfrei zu entfernen, reicht ein Sauerstoffplasma aus. Dieses entfernt auch Reste des darüber liegenden Photolackes.

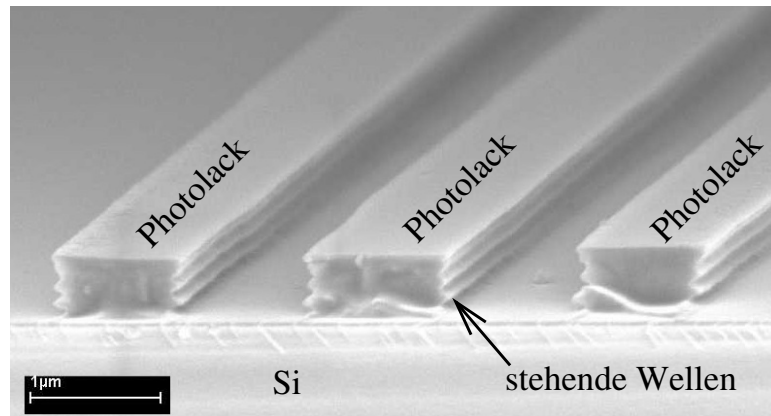


Abbildung 5.4: Stehende Wellen im Photolack (hier eine Belichtung mit 365 nm Wellenlänge auf Silizium ohne BARC)

5.2.3 Nanoimprint

Bei der Nanoimprinttechnik werden die Strukturen eines Stempels in einen fließfähigen Lack gedrückt. In die Vertiefungen fließt der Lack. Nach einem Aushärteprozess und dem Entfernen des Stempels sind diese Strukturen erhaben im Lack. Rückstände des Lackes werden durch einen Ätzprozess entfernt und durch weitere Ätzverfahren kann die Struktur in das Substrat übertragen werden. Diese Technologie ermöglicht eine sehr hohe Auflösung bis unter 10 nm [16]. Die Nanoimprinttechnik gliedert sich nach den Aushärteverfahren in zwei Bereiche:

- thermische Imprints: Der Imprintlack (z.B. PMMA) wird über seine Glasübergangstemperatur erwärmt und damit flüssig. Der Stempel wird mit Druck eingeprägt und durch Abkühlen härtet der Lack mit dem eingepägten Stempel aus. Im kalten Zustand werden beide voneinander getrennt.
- optische Imprints: Ein transparenter Stempel wird in einen weichen Imprintlack gedrückt. Anschließend wird der Lack durch UV-Strahlung ausgehärtet. Durch die ganzflächige Bestrahlung ist der optische Imprint nicht beugungsbegrenzt. Der Stempel muss für UV-Licht durchlässig sein.

Die optischen Imprinttechnologie gliedert sich wiederum in zwei Arten nach den verwendeten Stempeln:

- Harte Stempel: Diese bestehen zumeist aus Quarzglas und werden üblicherweise nur für Flächen von wenigen Quadratzentimetern eingesetzt, da das Substrat und

der Stempel in Kontakt kommen müssen. Der Stempel kann sich aufgrund seiner Steifigkeit nicht dem Substrat anpassen. Eine Substratverbiegung oder eine Stempelverbiegung verhindern den notwendigen Kontakt auf großen Flächen.

- weiche Stempel: Diese bestehen aus PDMS, einem Silikon. Es schmiegt sich in gewissen Grenzen an das Substrat an, so dass auch vollflächige Abdrücke auf 100 mm Substraten möglich sind.

Wellenleiter (Silizium-Nanowires), die mittels Nanoimprint Lithographie hergestellt wurden, sind in [69] und [11] gezeigt. Die Kosten der Maske liegen durch das Erstellen des PDMS-Stempels über denen von direkt Elektronenstrahl-geschriebenen Strukturen. Dafür können viele gleiche Proben erstellt werden, bis die Maske und die Stempel verschlissen sind. Die Zahlen hierfür sind in der Literatur uneinheitlich. Das Verfahren wird derzeit noch sehr selten verwendet.

5.3 Trocken-Ätzprozesse

Die Ätzprozesse geben die Rauigkeiten und die Form des Wellenleiters für die nachfolgenden Glättungsprozesse vor. In dieser Arbeit wurden der Siliziumätzprozess und der Siliziumdioxidätzprozess an die von den Kastenprofile der Wellenleiter benötigten senkrechten Ätzungen angepasst.

5.3.1 Silizium-Ätzung

Eine senkrechte Ätzung in das Silizium für die Kastenprofile der Wellenleiter kann auf verschiedene Weisen erreicht werden. Deren hauptsächliche Vor- und Nachteile sind:

- Ionenätzen, Abtrag durch Ionenbeschuss: langsam, hohe Substratbelastung, geringe Selektivität, viele Materialsysteme möglich.
- Kryo-Ätzen, trockenchemisches Ätzen bei tiefen Temperaturen: Metall oder Oxidmaske notwendig, thermische Substratbelastung.
- Bosch-Prozess: zeitgeschaltetes trockenchemisches Ätzen und Passivieren, dadurch entstehen wellenförmige Rauigkeiten, mit Photolack maskierbar.

- Kontinuierlicher Bosch-Prozess, wie er zum Beispiel für Wellenleiter in [87] und [86] vorgeschlagen wird: gleichzeitiges Einleiten von Passivierungs- und Ätzgasen, mit Photolack maskierbar.

Ein Vergleich von Bosch-Prozess und Kryo-Ätzung ist zum Beispiel in [101] beschrieben.

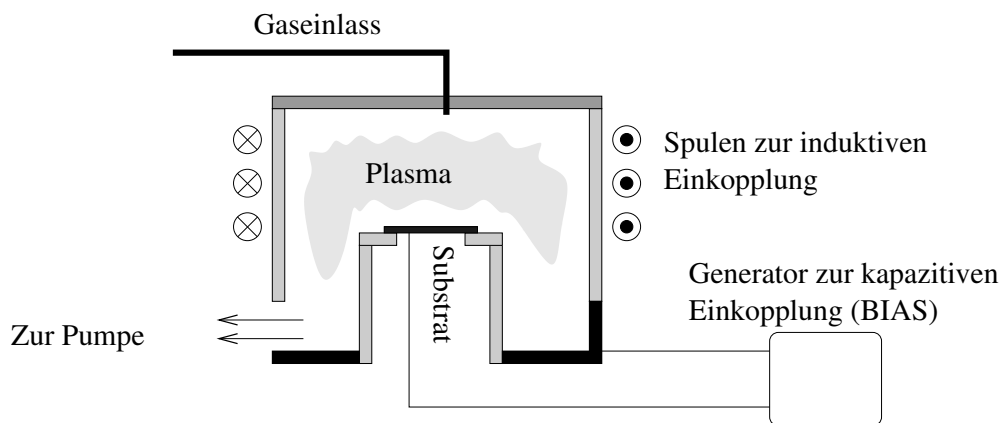


Abbildung 5.5: Schematische Darstellung der eingesetzten induktiv gekoppelten Plasmaätzanlage

Für die Siliziumätzung der in dieser Arbeit vorgestellten Wellenleiter wurde eine „STS Advanced Silicon Etch“-Anlage mit induktiv gekoppelten Plasma verwendet. Der Prozess wurde von der Firma Bosch 1994 zum Patent angemeldet [44]. Ein schematisches Schnittbild durch die Anlage ist in Abbildung 5.5 gezeigt. Durch eine vom kapazitiv gekoppelten Generator erzeugte Spannung werden aus dem induktiv gekoppelten Plasma Ionen auf das Substrat beschleunigt, wodurch die Passivierungsschicht an waagerechten Flächen entfernt wird. Die Anlage ist mit einer Helium-Rückseiten Kühlung für das Substrat ausgerüstet, damit die Temperatur während der Ätzung auf dem Substrat konstant bleibt. Durch eine Temperaturänderung kann das Verhältnis zwischen Ätzen und Passivieren aus dem Gleichgewicht geraten.

Der zeitgeschaltete Prozess führt durch den zeitlichen Wechsel zwischen Passivierungsphase und Ätzung zu einer wellenförmigen Vertiefung in der Seitenwand, den sogenannten Ripples. Diese sind zum Beispiel in Abbildung 5.6 links zu erkennen. Die

Anlage ist als Hochraten-Ätzanlage konzipiert, um Silizium-Tiefenätzungen durchzuführen. Durch weniger Plasmaleistung und kürzere Schaltzyklen kann die Ätzrate reduziert werden, allerdings sind die Ripple nicht ganz vermeidbar [52]. Der Prozess kann so weit gedrosselt werden, dass 8 Zyklen notwendig sind, um 340 nm Siliziumnutzschicht durchzuätzen.

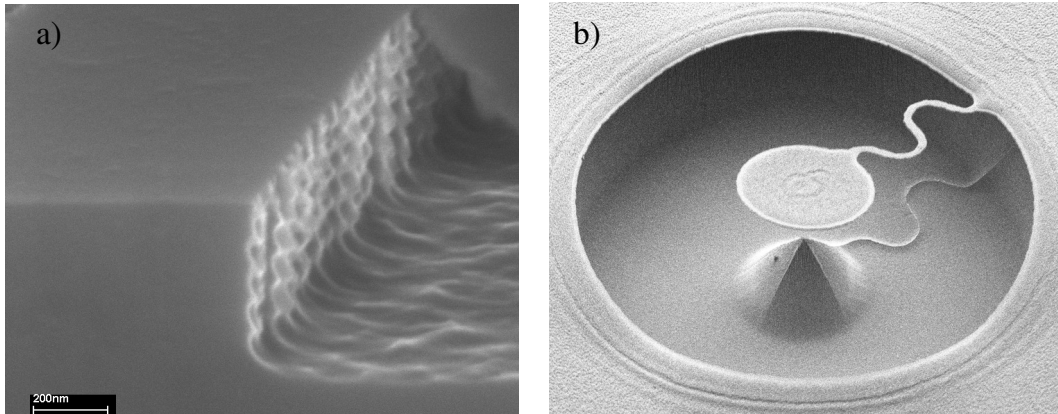


Abbildung 5.6: Elektronenmikroskopische Aufnahmen von a) wellenförmiger Ätzverlauf durch einen zeitgeschalteten Ätz- und Passivierungsprozess, b) Kristallorientierungsabhängigkeit eines isotropen Trockenätzprozesses, eine runde Maskierung führt zu einer Pyramide

Der kontinuierliche Prozess wird durch gleichzeitiges Einleiten der Prozessgase für Ätzung (Schwefelhexafluorid, SF_6) und Passivierung (Octafluorcyclobutan, C_4F_8) erreicht. Durch die vom kapazitiv gekoppelten Generator erzeugte Spannung werden Ionen auf die Oberfläche beschleunigt. Dieser Ionenbeschuss entfernt die Passivierungsschicht an waagerechten Flächen. Dort reagieren die Fluorionen mit dem Silizium zu leicht flüchtigen SiF_4 . Die Ätzrate beträgt hierbei ca. 125 nm/min.

Wenn die Siliziumnutzschicht eines SOI-Substrates durchgeätzt wird, kann es durch die Reflektion von Ionen am Siliziumdioxid zu einer Unterätzung am unteren Wellenleiterrand kommen. Dieser Effekt wird Notching genannt [5]. Um eine Kastenstruktur der Wellenleiter zu erhalten, wird der Prozess gestoppt, sobald das Silizium durchgeätzt ist. Der Moment des Durchätzens kann durch eine optische Kontrolle während des Prozesses erfasst werden, da die dünnen Siliziumschichten ihre Farbe mit der Schichtdicke wechseln. Durch rechtzeitiges Stoppen des Prozesses wird auch verhindert, dass

das Oxid angeätzt wird.

5.3.2 Siliziumdioxid-Ätzung

Das Siliziumdioxid wurde in einem STS-AOE (Advanced Oxide Etch) Prozess geätzt. Der Aufbau der Anlage ist gleich mit der Siliziumätzkammer aus der Abbildung 5.5. Dieser Prozess führt durch gleichzeitiges Ätzen und Passivieren zu vertikalen Seitenwänden, was für die verwendeten Siliziumdioxiddicken von bis zu $1\text{ }\mu\text{m}$ zum genauen Strukturübertrag auf das darunter liegende Silizium notwendig ist. Als Ätzgase kommen hier Argon, C_4F_8 , CHF_3 und Wasserstoff zum Einsatz. Das Oxid wird stärker abgetragen, wenn Wasserstoff im Plasma vorhanden ist. Die Energie für das Plasma ist ebenfalls induktiv eingekoppelt, zur Stabilisierung des Plasmas wird zusätzlich Helium in die Kammer eingebracht.

5.4 CVD-Abscheidung

Die Abscheidung von Siliziumoxid und Siliziumnitrid kann aus einer Gasphase geschehen. Diese Prozesse werden „Chemical Vapor Deposition“, oder kurz CVD, genannt.

5.4.1 TEOS

Die Chemikalie Tetraethylorthosilicat (TEOS) wird in einem CVD-Rohröfen geleitet. Bei hoher Temperatur ($>600\text{ }^\circ\text{C}$) zerfällt das TEOS zu Siliziumdioxid. Zusätzlich eingeleiteter Sauerstoff verbessert die Schichteigenschaften. Das Siliziumdioxid schlägt sich auf den Substraten nieder, es besitzt eine geringere optische Dichte und ein geringeres spezifisches Volumen als thermisches Oxid. Es kann durch eine thermische Nachbehandlung, wie zum Beispiel während eines Oxidationsprozesses, verdichtet werden. Nach dieser Behandlung ist es sowohl hinsichtlich der physikalischen Eigenschaften als auch den Ätzraten nicht mehr von thermischen Oxid unterscheidbar.

5.4.2 Siliziumnitrid

Siliziumnitrid (Si_3N_4) kann sowohl im Rohröfen (LPCVD-Low Pressure Chemical Vapor Deposition) als auch durch PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Depo-

sition) abgeschieden werden. Als Prekursoren stehen dabei im Rohrofen Trichlorsilan und Ammoniak zur Verfügung. Bei der PECVD Anlage werden Monosilan und Ammoniak verwendet.

Das Siliziumnitrid hat je nach Prozessparametern einen Brechungsindex von ungefähr zwei. Siliziumreiche Nitridschichten, wie sie durch den PECVD-Prozessen entstehen können, liegen im Brechungsindex über zwei. Abgeschiedenes Siliziumnitrid steht unter hohen inneren mechanischen Spannungen. Da es auch als sehr dünne (wenige zehn Nanometer) Schicht bereits die Sauerstoffdiffusion verhindert, muss es für diese Arbeit nicht dicker abgeschieden werden. Durch spezielle Prozesse können auch sehr spannungsarme Schichten erzeugt werden, diese sind dann in der Regel siliziumreich [58].

5.5 Verfahren zur nachträglichen Glättung von Wellenleitern

Siliziumnanowires haben aufgrund ihrer geringen Größe im Vergleich zu der Wellenlänge des geführten Lichtes im Material einen höheren Anteil der geführten Leistung an der Silizium-Siliziumdioxid-Grenzschicht als zum Beispiel Rippenwellenleiter. Damit sollten die Seitenwände für verlustarme Wellenleitung glatter sein als für Rippenwellenleiter. Die Rauigkeitsstreuverluste im Silizium-Nanowire dominieren bei geringen Leistungsdichten alle anderen Verlustmechanismen, wie in Kapitel 3.1 dargestellt ist. Daher ist in der Literatur die nachträgliche Minimierung der Rauigkeit der Wellenleiter-Oberfläche mit verschiedenen Methoden untersucht worden, welche hier kurz beschrieben werden. In dieser Arbeit wird die thermische Oxidation sowohl zur Schrumpfung der Wellenleiter als auch zu ihrer Glättung eingesetzt, daher wird dieser Prozess ausführlich im Kapitel 5.6 beschrieben.

Wasserstoffumformung

Die Beweglichkeit von Siliziumatomen an der Oberfläche eines Siliziumkristalls wächst mit steigender Temperatur. Durch ein Ultrahochvakuum kann eine Oxidation vermieden werden und die Siliziumatome können sich zu einem energetisch günstigeren Kri-

stallgitterplatz an der Oberfläche bewegen. In [63] werden Verformungen schon bei 650 °C und einen Druck von $2,6 \cdot 10^{-9}$ Pa gezeigt. Durch die Verwendung von Wasserstoff wird eine zusätzliche chemische Reaktion ermöglicht und die Vakuumanforderungen können verringert werden [48, 62]. Dieser Prozess wird für die Herstellung von SOI-Substraten (Kapitel 5.1) verwendet. Nachteilig bei dieser Technologie ist die Kristallebenenorientierung, was bei Krümmungen im Wellenleiter zu erhöhten Verlusten führen kann. Die Atmosphäre zur Umformung muss Sauerstofffrei sein, da sonst eine Oxidation stattfindet. Dies bedeutet einen hohen apparativen Aufwand.

Die Wellenleiteroberflächen werden mit diesem Verfahren durch die Anordnung der Atome im energetisch günstigster Lage nahezu atomar glatt. Biegungen sind mit diesem Verfahren nicht verlustarm möglich.

Laseraufschmelzen

Durch den Einsatz von kurzen Laserpulsen können die Rauigkeiten von Silizium-Nanowires auf Siliziumoxid verringert werden. Wie in [17] beschrieben wird, kann dabei die Form des Querschnittes der Wellenleiter geändert werden. Auch bei diesem Verfahren können Kristallorientierungseffekte auftreten.

Nasschemische Oxidation

Nass chemische Oxidation kann zum Beispiel durch Salpetersäure erfolgen. Die resultierende Oxiddicke liegt bei wenigen Nanometern. Dieses Verfahren erzielt nur eine geringe Wirkung zur Glättung im einzelnen Prozess. Durch eine anschließende Ätzung des Oxides kann der Prozess repetitiv angewendet werden, und die glättende Wirkung des Prozesses erhöht sich. Allerdings ist eine Veränderung der Struktur möglich, wie von [89] beschrieben. Die glättende Wirkung findet durch die höhere Reaktionsrate an Spitzen statt, sie wird über die Gibbs-Thompson-Beziehung hergeleitet.

Auch die nasschemische Oxidation ist durch die verschiedenen Silizium-Oberflächen Atomdichten (Tabelle 5.4) kristallrichtungsabhängig, was durch Zackenbildung in Biegungen zu erhöhten Verlusten führen kann.

5.6 Thermische Oxidation

Die thermische Oxidation von Silizium zu Siliziumdioxid ermöglicht eine einfache Passivierung und Isolation für integrierte Schaltkreise in der Halbleiterindustrie. Siliziumdioxid ist chemisch sehr stabil und unterbindet eine weitere Oxidation von Silizium bei Raumtemperatur. Durch die hohe Bedeutung für die Herstellung von Halbleiterbauelementen ist die thermische Oxidation von Silizium weitreichend untersucht worden. Das Modell aus der Veröffentlichung von Deal und Grove [20](1965) beschreibt die thermische Oxidation für Atmosphärendruck und Oxiddicken oberhalb einiger 10 Nanometern mit hoher Genauigkeit, so dass es überwiegend verwendet wird. Dieses Modell ist aus [13](1949) hergeleitet, in der die Oxidation von Metallen untersucht wurde. Neuere Modelle befassen sich hauptsächlich mit den Phänomenen bei kurzen Oxidationszeiten und dünnen Oxiden (< 20 nm), die im Deal-Grove-Modell nicht berücksichtigt sind. Die dünnen Oxide haben für moderne MOS (Metall Oxid Semiconductor) Transistoren eine große Bedeutung, da durch dünnere Oxide die Betriebsspannungen von integrierten Schaltungen gesenkt werden können, was zu einer geringeren Verlustleistung führt.

Die thermische Oxidation verbraucht Silizium von ca. 0,45 mal der Oxidschichtdicke. Dieser Verbrauch wird zur Schrumpfung der Wellenleiter verwendet.

Rohröfen werden für die Oxidation bevorzugt eingesetzt, da hier sehr viele Substrate gleichzeitig auf die erforderlichen Temperaturen gebracht und mit Sauerstoff versorgt werden können. Das Rohr des Ofens besteht zumeist aus Quarzglas, welches zum Einen den Temperaturen widerstehen kann und zum Anderen, da es selbst aus SiO_2 besteht, geringe Verunreinigungen der Atmosphäre ermöglicht. Die Oxidation kann ab Temperaturen von 600°C stattfinden, die entstehenden Schichten haben jedoch hohe mechanische Spannungen und die Oxidation ist sehr langsam. In dieser Arbeit werden Temperaturen oberhalb von 1100°C zur Oxidation genutzt. Dies beschleunigt die Diffusion (Kapitel 5.6.1) und baut mechanische Spannungen (Kapitel 5.6.4) ab.

Die Aufwachsrate der thermischen Oxidschicht hängt unter anderen von folgenden Parametern ab:

- Dotierung

- Temperatur
- Kristallorientierung
- Oxidationsatmosphäre
- Verunreinigungen

Das Ausgangsmaterial der Wellenleiter ist immer p-dotiert mit einer Leitfähigkeit von $1 \Omega\text{cm}$ bis $30 \Omega\text{cm}$, darum wird die Abhängigkeit von der Dotierung hier nicht weiter betrachtet. Die Verunreinigungen sowohl des Substrates als auch des Oxidationsofens und der Atmosphäre können durch entsprechende Reinhaltung soweit minimiert werden, dass sie nicht betrachtet zu werden brauchen.

Der Prozess mit Wasserdampf angereicherter Oxidationsatmosphäre wird als nasse Oxidation bezeichnet. Diese verläuft schneller als die trockene Oxidation, da die Löslichkeit von H_2O und OH gegenüber von O_2 soweit erhöht ist, dass die geringeren Diffusionskoeffizienten überkompensiert sind. Für die Schrumpfung und Glättung von Wellenleitern wird hauptsächlich die trockene Oxidation verwendet, da die Oxiddicken im Bereich weniger hundert Nanometern liegen und der Prozess durch die langsamere Oxidation besser zu kontrollieren und die Glättungswirkung der trockenen Oxidation größer ist.

Die Abhängigkeit der Oxidation von der Kristallorientierung wird in Kapitel 5.6.2 beschrieben. Die Parameter können so gewählt werden, dass die Kristallorientierung keinen signifikanten Einfluss hat.

5.6.1 mathematische Beschreibung der thermischen Oxidation

Das Modell von Deal und Grove [20], das die thermische Oxidation beschreibt, teilt sich in drei Stufen:

1. Transport und Absorption des Oxidanten an der Siliziumdioxidoberfläche (Oberflächenkonzentration)
2. Diffusion des Oxidanten durch das Siliziumdioxid

3. Reaktion des Oxidanten mit dem Silizium zu Siliziumdioxid

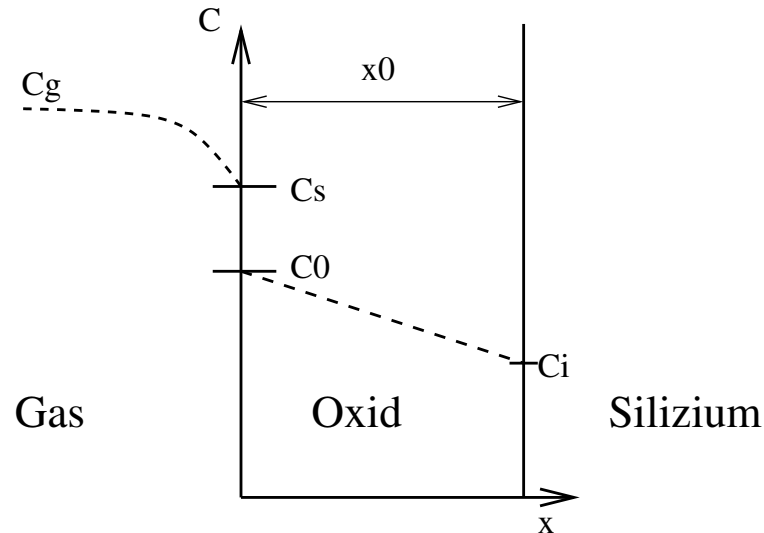


Abbildung 5.7: Schema der Sauerstoffkonzentration bei der thermische Oxidation

Im stationären Zustand sind die Flüsse des Sauerstoffs an allen Stellen gleich. Dies wird für die mathematische Modellierung ausgenutzt.

Oberflächenkonzentration

Die Konzentration des Sauerstoffs an der Gas-Siliziumdioxid-Grenzfläche führt durch Aufnahme von Sauerstoff in das Material zu einer Oberflächenkonzentration, welche als Ausgangskonzentration für die Diffusion verwendet wird. Durch die Anreicherung der Atmosphäre mit Sauerstoff oder einen erhöhter Druck kann die Oberflächenkonzentration vergrößert werden. Eine Gasströmung ist notwendig, um eine Verarmung an Sauerstoff zu vermeiden. Hier spielt die Diffusion zur Grenzschicht eine Rolle, allerdings ist das Angebot an Sauerstoff in einen Rohofen bei den verwendeten Parametern so groß, dass die Oberflächenkonzentration als konstant angesehen werden kann. Eine Verarmung wäre an einer ungleichmäßigen Schichtdicke zu erkennen.

Das Gesetz von Henry [38] verknüpft den Partialdruck des Sauerstoffs in der Atmosphäre mit der Gleichgewichtskonzentration an der Oberfläche des Siliziumdioxides (Formel 5.2). Das dieser lineare Zusammenhang verwendet werden kann, zeigt, dass

O₂-Moleküle für den Sauerstofftransport hauptverantwortlich sind [41].

$$C^* = Hp \quad (5.2)$$

- C^* Gleichgewichtskonzentration im Oxid
- H Henry's Konstante von Sauerstoff in Siliziumdioxid
- p Partial Druck des Sauerstoffs

Der Sauerstofffluss (oder -massenstrom) J_1 aus dem umgebenden Medium in die Oberfläche kann durch eine als linear angenommene Gleichung (5.3) mit dem Massentransferkoeffizienten h_g ausgedrückt werden.

$$J_1 = h_g(C_g - C_s) \quad (5.3)$$

Die Konzentration C_G ist die Sauerstoffkonzentration im Gas und C_S ist die Sauerstoffkonzentration an der Oberfläche. Für die Formulierung von Deal und Grove wird die Sauerstoffkonzentration auf den Partialdruck p_G des Sauerstoffs umgeschrieben, also $C^* = Hp_G$, und der Sauerstofffluss wird zu:

$$J_1 = h(C^* - C_0) \quad (5.4)$$

Hierin sind $h = h_g/(HkT)$ der Massentransferkoeffizient und $k = 1,3806504(24) \cdot 10^{-23}$ J/K die Boltzmann-Konstante aus der idealen Gasgleichung. Mit T ist die Temperatur in Kelvin bezeichnet.

Der Zusammenhang zwischen der Temperatur und der Gleichgewichtskonzentration C^* des Sauerstoffs im Oxid kann mit einer Aktivierungsenergie ΔH_a über eine Arrheniusbeziehung hergestellt werden:

$$C^* = S_0 e^{\Delta H_a/(kT)} \quad (5.5)$$

Die Werte hierfür sind in Tabelle 5.2 von zwei Literaturstellen zusammengefasst. Andere Literaturstellen weichen teilweise um mehrere Größenordnungen von diesen Werten ab.

Tabelle 5.2: Gleichgewichtskonzentration von Sauerstoff in SiO₂ bei 1100 °C

Quelle	$C_{1100^\circ C}^*[1/m^3]$	$\Delta H_a[\text{eV}]$	S_0
Norton 1961[66]	$4,9 \cdot 10^{22}$	-0,22	$7,6 \cdot 10^{15}$
Kajihara 2005[41]	$2,2 \cdot 10^{22}$	-0,18	$4,8 \cdot 10^{15}$

Diffusion in dem Siliziumdioxid

Mit Diffusion wird der Stofftransport in einen anderen Stoff bezeichnet. In dem vorliegenden Fall wird eine sehr geringe Konzentration von Sauerstoff in ein Siliziumdioxid-Gefüge eingebracht. Die Diffusion wird mit einer atomistischen Theorie hergeleitet, bei der das Zusammenwirken von Atomen und Defekten im Kristallverband beachtet wird. Hierbei werden zwei Bewegungsarten angenommen:

- Das Fremdatom bewegt sich über Gitterplätze durch den Tausch mit einem Nachbarplatz voran. Dies wird auch Substitutions-Diffusion genannt.
- Die Fremdatome gelangen zwischen den Gitteratomen hindurch von einem Zwischengitterplatz zum Nächsten.

Die mathematische Beschreibung der Diffusion hat Fick 1855 als vorläufiges Arbeitsmodell veröffentlicht [28]. Beide Arten der Diffusion werden hiermit beschrieben, nur die Diffusionskoeffizienten unterscheiden sich. Allerdings funktioniert dieser Ansatz nur für geringe Konzentrationen, wie sie bei der Oxidation und dem Dotieren auftreten, hinreichend gut. Wenn alle anderen Kräfte (wie zum Beispiel eine elektrostatische Anziehung) ausgeschlossen werden, bleibt ein Massenstrom aufgrund eines Konzentrationsunterschiedes, der im eindimensionalen Fall durch das erste Ficksche Gesetz ausgedrückt werden kann:

$$J = -D_{eff} \frac{\partial C(x, t)}{\partial x} \quad (5.6)$$

Hierbei ist J der Massenstrom pro Flächeneinheit, D_{eff} der effektive Diffusionskoeffizient. Dieser ist aufgrund von Ladungseffekten ungefähr doppelt so hoch wie der Diffusionskoeffizient D . Mit C wird die Konzentration bezeichnet, welche sowohl von dem Ort x als auch von der Diffusionszeit t abhängt. Das negative Vorzeichen beschreibt, dass der Massenstrom von der hohen Konzentration zur niedrigeren Konzentration läuft. Der Massenstrom verursacht wiederum eine zeitliche Änderung der

Konzentration, da die Masse erhalten bleibt. Dies kann durch die Kontinuitätsgleichung 5.7 ausgedrückt werden.

$$\frac{\partial C(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial J(x, t)}{\partial x} \quad (5.7)$$

Durch Einsetzen von Gleichung 5.6 in Gleichung 5.7 entsteht das sogenannte zweite Ficksche Gesetz.

$$\frac{\partial C(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_{eff} \frac{\partial C(x, t)}{\partial x} \right) \quad (5.8)$$

Für die Annahme geringer Konzentrationen ist der Diffusionskoeffizient konstant, wodurch die Gleichung 5.8 vereinfacht werden kann:

$$\frac{\partial C(x, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C(x, t)}{\partial x^2} \quad (5.9)$$

Die Lösung dieser Gleichung wird häufig insbesondere für drei verschiedene Randbedingungen betrachtet, die unter anderen für die Dotierprofile in Halbleiterelementen wichtig sind:

- unendliche Quelle ($C(0, t) = C_S$), unendliche Ausdehnung in x -Richtung ($C(\infty, t) = 0$). Dies tritt zum Beispiel bei der Diffusion aus der Gasphase auf. Die Anfangsbedingung ist, dass zunächst kein Dotierstoffe im Körper vorhanden ist ($C(x, 0) = 0$). Die Lösung der Diffusionsgleichung ist die komplementäre Fehlerfunktion:

$$C(x, t) = C_S \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}} \quad (5.10)$$

- endliche Quelle, unendliche Ausdehnung in x -Richtung ($C(\infty, t) = 0$). Hierbei reduziert sich die Konzentration der Quelle, wie es zum Beispiel bei der Diffusion von ionenimplantierten Dotierstoffquellen der Fall ist. Der Körper ist hierbei frei von dem Dotierstoff ($C(x, 0) = 0$), die endliche Anzahl Q der Teilchen befindet sich an der Oberfläche bei $x = 0$, was durch eine Delta-Funktion ausgedrückt werden kann. Die Lösung ist eine Gaussverteilung:

$$C(x, t) = \frac{Q}{\sqrt{\pi Dt}} \exp \frac{-x^2}{4Dt} \quad (5.11)$$

- unendliche Quelle, endliche Ausdehnung in x -Richtung und Verbrauch bei $x = x_0$, was der thermischen Oxidation entspricht. Da das Oxidwachstum sehr viel

langsamer als die Diffusion ist, wird nur der statische Fall angenommen, also $\frac{\partial C(x,t)}{\partial t} = 0$. Damit ist nach dem ersten Fickschen Gesetz die Konzentrationsverteilung linear und von dem Massenstrom und dem Diffusionskoeffizienten abhängig.

Sauerstoff kann im Siliziumdioxid sowohl als Zwischengitteratom oder als Molekül im Gitterverbund diffundieren, von dem es ja ein Bestandteil ist. Durch die Oxidation mit verschiedenen Isotopen nacheinander konnte in der Literatur gezeigt werden, dass die Diffusion im Zwischengitter erheblich schneller ist als die auf den Gitterplätzen [73]. Da die Oxidationsrate von Silizium linear von dem Sauerstoffpartialdruck abhängt, kann davon ausgegangen werden, dass O_2 Moleküle für den Sauerstofftransport verantwortlich sind. Die Erzeugung von einatomigem Sauerstoff hängt mit einer Potenz von 0,5 von dem Partialdruck ab.

Die erheblichen Unterschiede in der Literatur für den Diffusionskoeffizienten sind durch die verschiedenen Messmethoden (Sekundär-Ionen-Massenspektroskopie, Durchdiffusionsmessung) zu erklären, welche die beiden Diffusionsarten erfassen. Eine Übersicht über viele Veröffentlichung von Diffusionskoeffizienten bieten [65] und [42]. Die meisten Messmethoden erfassen das Produkt aus Löslichkeit und Diffusionskoeffizient, was zu einer Unsicherheit bei der Bestimmung des Diffusionskoeffizienten führt. Die unterschiedlichen Herstellungsmethoden von amorphen SiO_2 , zum Beispiel thermisches Oxid oder Quarzglas, und die verfügbaren Reinheiten ergeben weitere Unsicherheiten bei der Bestimmung des Diffusionskoeffizienten. In Tabelle 5.3 sind drei ausgewählte Quellen aufgeführt. Norton und Kajihara haben sehr ähnliche Ergebnisse veröffentlicht, während Kalen und viele weitere um acht Größenordnungen für den Diffusionskoeffizienten darunter liegen.

Tabelle 5.3: Diffusionskoeffizient von Sauerstoff in SiO_2 bei $1100^\circ C$

Quelle	$D_{1100^\circ C} [m^2/s]$	$E_a [J/mol]$	D_0
Norton 1961[66]	$1,4 \cdot 10^{-12}$	$1,13 \cdot 10^5$	$2,8 \cdot 10^{-8}$
Kalen 1991[42]	$2,01 \cdot 10^{-20}$	$1,43 \cdot 10^5$	$5,54 \cdot 10^{-15}$
Kajihara 2005[41]	$1,74 \cdot 10^{-12}$	$0,897 \cdot 10^5$	$4,50 \cdot 10^{-9}$

Der Zusammenhang zwischen der Temperatur und dem Diffusionskoeffizienten D wird mit einer Aktivierungsenergie E_a und dem Frequenzfaktor D_0 über eine Arrheniusbeziehung hergestellt:

$$D = D_0 e^{E_a/(N_a k T)} \quad (5.12)$$

Die Werte für die Simulation sind unkritisch, da nur der statische Fall angenommen und ein Proportionalitätsfaktor für das Wachstum verwendet wird. Deal und Grove verwendeten die Zahlenwerte von Norton [66].

Der Sauerstoffmassenstrom durch das Oxid kann mit

$$J_2 = D \frac{C_0 - C_i}{x_0} \quad (5.13)$$

berechnet werden. Mit C_i ist die Konzentration an der SiO_2 -Si Grenzfläche bezeichnet. Die Dicke des Oxids beträgt x_0 .

Reaktion an der Silizium-Siliziumdioxidgrenzfläche

An der Grenzfläche reagiert der ankommende Sauerstoff mit Silizium zu Siliziumdioxid. Bei nasser Oxidation wird zusätzlich Wasserstoff frei, welcher jedoch sehr schnell durch das SiO_2 nach Außen diffundieren kann. Die Reaktionsrate k_S wird proportional zu der zur Verfügung stehenden Sauerstoffkonzentration angenommen.

$$J_3 = k_S C_i \quad (5.14)$$

In der Simulation wird an der Grenzschicht zwischen Siliziumdioxid und Silizium ein Massentransferkoeffizient $k_c = 1 \cdot 10^{-5}$ m/s als Randbedingung verwendet [20].

Gesamtmodel

Im stationären Zustand müssen die drei Massenströme (Lösung aus dem Gas, Diffusion durch das Oxid, Reaktion an der Oxid-Siliziumgrenzfläche) aufgrund der Massenerhaltung gleich sein, es gilt also:

$$J = J_1 = J_2 = J_3 \quad (5.15)$$

Wenn C_i und C_0 über die Formel 5.15 eliminiert werden und N_1 die Anzahl der Sauer-

stoffmoleküle in einer Volumeneinheit des Oxides ist, kann folgende Differentialgleichung für das Oxidwachstum aufgestellt werden:

$$\frac{dx_0}{dt} = \frac{F}{N_1} = \frac{kC^*/N_1}{1 + k/h + kx_0/D_{eff}} \quad (5.16)$$

Hierbei gilt die Randbedingung, dass $x_0 = x_i$ die Startoxiddicke bei $t = 0$ ist. Dies muss zum Einen für sequentielle Oxidationen eingeführt werden, zum Anderen ermöglicht es, die Startphase der Oxidation im Modell auszublenden. Das Modell bildet kurze Oxidationszeiten nicht korrekt ab. In Abbildung 5.8 ist die theoretische Kurve aus dem Deal-Grove-Modell und eigene Messpunkte der thermischen Oxidation dargestellt. Die thermische Oxidation wurde jeweils nach der Zeit gestoppt und die Schichtdicke mit einem Ellipsometer gemessen. Die theoretische Kurve beginnt nicht bei Null, die kurzen Oxidationszeiten sind ausgeblendet. Die Übereinstimmung an den Messpunkten zeigt die gute Annäherung durch dieses Modell. Durch Integration kann die Formel 5.16 gelöst werden, zu

$$x_0^2 + Ax_0 = Bt + x_i^2 + Ax_i \quad (5.17)$$

Hier sind $A = 2D_{eff}(1/k + 1/h)$ die lineare und $B = 2D_{eff}C^*/N_1$ die parabolische Konstante. N_1 ist die Anzahl der Oxidanten-Moleküle im SiO_2 , sie beträgt für trockene Oxidation $2,2 \cdot 10^{22} \frac{1}{\text{cm}^3}$ [20]. Die parabolische Oxidationskonstante B beträgt nach Deal-Grove bei 1100°C $B = 7,5 \cdot 10^{-18} \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$. Aus den Literaturwerten für C^* und $D_{eff} = 2D$ würden sich nach Norton $B_{Norton} = 1,24 \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$ und nach Kajihara $B_{Kajihara} = 2,15 \cdot 10^{-18} \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$ ergeben. Die gute Übereinstimmung zwischen den Messwerten und den errechneten Werten (Abbildung 5.8) mit der Konstante B aus der Deal-Grove-Veröffentlichung lassen darauf schließen, dass die Gleichgewichtskonzentration und die Diffusionskoeffizienten noch von weiteren Faktoren abhängen, die noch nicht berücksichtigt sind.

Die Zeit, die bis zur Startoxiddicke x_i vergangen sein müsste, kann durch

$$\tau = (x_i^2 + Ax_i)/B \quad (5.18)$$

berechnet werden. Damit kann die quadratische Gleichung 5.17 umgeformt werden

zu:

$$\frac{x_0}{A/2} = \sqrt{1 + \frac{t + \tau}{A^2/4B}} - 1 \quad (5.19)$$

Die Auswertung dieser Formel ergibt für kurze Zeiten $t < A^2/4B$ ein lineares Wachstum:

$$x_0 = \frac{A}{B}(t + \tau) \quad (5.20)$$

Für lange Oxidationszeiten ($t \gg A^2/4B$) ergibt sich ein parabolisches Wachstumsgesetz:

$$x_0 = \sqrt{Bt} \quad (5.21)$$

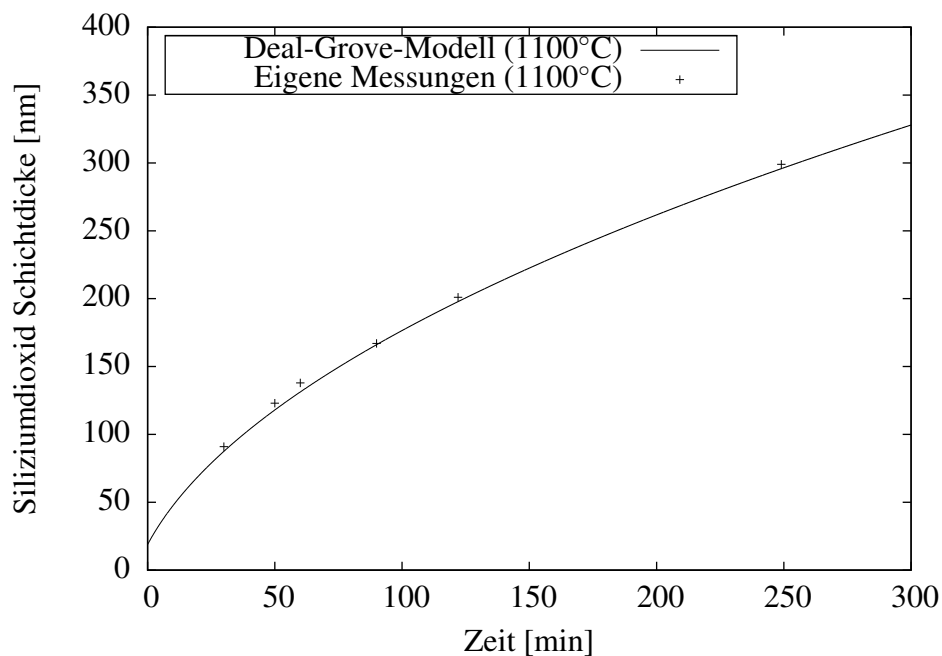


Abbildung 5.8: Thermische Oxidation von Silizium in dem verwendeten Ofen und theoretische Werte aus dem Deal-Grove-Modell

Der Vergleich zwischen dem Modell von Deal-Grove und der Messung von Oxidschichtdicken, die mit dem zur Schrumpfung der Wellenleiter verwendeten Ofen hergestellt wurden, ist in Abbildung 5.8 gezeigt. Die Sauerstoffversorgung der Oberfläche ist ausreichend. Die Parameter des Deal-Grove Modells können also zur Beschreibung übernommen werden.

5.6.2 Abhängigkeit des Oxidwachstums von der Kristallorientierung

Die Anzahl der Siliziumatome an der Oberfläche unterscheidet sich für die verschiedenen Kristallorientierungen wie in Tabelle 5.4 aufgeführt. Damit ändert sich auch die Reaktionsrate an der Silizium-Siliziumdioxid-Grenzschicht.

Tabelle 5.4: Silizium Oberflächen Atomdichten nach [92]

Kristallorientierung	Atome/cm ²	Verfügbare Bindungen/cm ²
$\langle 110 \rangle$	$9,59 \cdot 10^{14}$	$9,59 \cdot 10^{14}$
$\langle 111 \rangle$	$7,83 \cdot 10^{14}$	$11,76 \cdot 10^{14}$
$\langle 100 \rangle$	$6,78 \cdot 10^{14}$	$6,77 \cdot 10^{14}$

Das Oxidwachstum von der $\langle 111 \rangle$ -Ebene ist unter Umständen allerdings höher als das der $\langle 110 \rangle$ -Ebene. Daher wurde in der Literatur ein Modell veröffentlicht, was die Anzahl der verfügbaren Bindungen an der Oberfläche (Tabelle 5.4) verwendet, um die geänderte Reaktionsrate zu erklären [49].

Die Kristallrichtungsabhängigkeit wirkt nur auf die Oxidationsrate, solange sie reaktionsbegrenzt ist. Unter Atmosphärendruck und hohen Temperaturen (1100 °C), um den mechanischen Stress während der Oxidation gering zu halten, ist sie nur in den ersten Minuten ($t = A^2/4B = 4,5 \text{ min}$) von Bedeutung. Die nasse Oxidation würde durch die schnellere Diffusion erst nach einer höheren Schichtdicke diffusionsbegrenzt sein, so dass bei den für Wellenleiter möglichen Oxiddicken eine Kristallrichtungsabhängigkeit nicht ausgeschlossen werden kann. Insbesondere Kurven von Wellenleitern können hierdurch Zacken bekommen, die als Streuzentren erhöhte Verluste verursachen.

5.6.3 Oxidationssimulation

In dem zur Simulation eingesetzten Softwarepaket Comsol-Multiphysics existiert kein vorgefertigtes Paket für die thermische Oxidation. Daher wurde ein eigenes Paket zur Simulation geschrieben, welches den Vorteil bietet, dass die Ergebnisse der Oxidationssimulation direkt von dem Modenlöser verwendet werden können. Damit ist die

Schrumpfung bis zur Monomodigkeit direkt nachzubilden. Eine weiterer Oxidation führt zu höheren optischen Verlusten des Wellenleiters, wie in Kapitel 3.1 beschrieben wird.

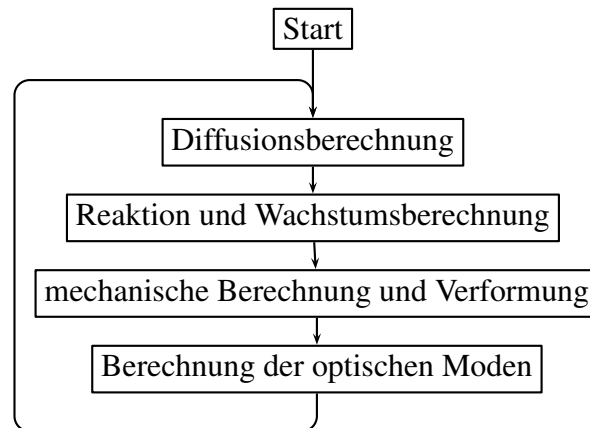


Abbildung 5.9: Ablaufschema der zeitdiskreten Oxidationssimulation

Die Oxidation wird zeitdiskret berechnet. In Abbildung 5.9 sind die zum Deal-Grove-Modell analogen Stufen der Simulation dargestellt. Nach dem Durchlauf dieser Stufen ist eine neue Geometrie entstanden, mit der ein neuer Durchlauf starten kann.

Die Geschwindigkeit des Oxidwachstums hängt von der Konzentration der Sauerstoffmoleküle an der Grenzschicht zwischen Si und SiO₂ ab. Daher wird zunächst der statische Zustand der Sauerstoffdiffusion mit der aktuellen Geometrie des Durchlaufes berechnet.

Zur Berechnung des Wachstums bei der Simulation der Oxidation wird die Richtung des Wachstums durch den normalen Vektor $\vec{n}$ auf der Si-SiO₂-Grenzfläche angenommen. Da Silizium verbraucht wird, wird die Oberfläche um 45 % des Wachstums nach innen versetzt, die restlichen 55 % des Wachstums wächst das Oxid nach außen, was durch die mechanische Simulation abgebildet wird. Die Stärke des Wachstums wird mit w bezeichnet. Sie ist linear abhängig von der Anzahl der an der Grenzfläche verfügbaren Sauerstoffatome aus der Diffusionsberechnung (c_{SiO_2-Si}):

$$w = c_{SiO_2-Si} \cdot W_{konst} \quad (5.22)$$

Die Konstante W_{konst} wird so klein gewählt, dass sich zwischen zwei Iterationen die

Geometrie nur geringfügig ändert, damit die Diffusionsberechnung noch ihre Gültigkeit bewahrt. Die Verschiebung eines Punktes wird also:

$$\vec{P}_{neu} = \vec{P}_{alt} + w\vec{n} \quad (5.23)$$

Als dritter Schritt folgt die mechanische Simulation, bei welcher die entstehende mechanische Spannung und der mechanische Ausgleich durch den viskosen Fluss des Oxides berechnet werden. Durch das Wachstum an der Unterseite des Wellenleiters wird dieser nach oben versetzt. Aus der mechanischen Simulation folgt die Verschiebung der Außenkontur. Die Innenkontur wird verschoben und durch den Verbrauch an Silizium kleiner. Mit der Geometrie wird eine optische Modensimulation ausgeführt. Die Geometrie wird anschließend für den nächsten Iterationsschritt zur Diffusionsberechnung übergeben.

In Abbildung 5.10 ist ein Beispiel für eine simulierte Oxidation eines Wellenleiters mit einer zu Anfang 500 nm dicken Oxidschicht auf dem Wellenleiterkern gezeigt. Dies entspricht der Oxidation mit Oxidmaskierung aus Kapitel 6.2. Der Oxidmantel wird aufgeweitet und der Wellenleiterkern durch die Oxidation an der Unterseite nach oben versetzt. Durch die Oxidation bei 1100 °C kann das Wachstum das bereits vorhandene Oxid verformen, da das Oxid bei dieser Temperatur viskos ist.

Die Oxidation an der Grenzschicht zum Substrat ist unterhalb des Wellenleiters geringer, da dort der Sauerstoff zum Einen vom Wellenleiter verbraucht wird, zum Anderen die Entfernung bis zur Oberfläche, die mit dem Sauerstoff im Kontakt ist, größer ist.

Durch eine gleichzeitige Simulation der optischen Moden der schrumpfenden Struktur kann die Oxidationszeit bis zur Einmodigkeit des Wellenleiters abgeschätzt werden. Die Form der Wellenleiter ist nicht mehr rechtwinklig, wodurch sich die Moden etwas verändern und die Einmodigkeit bereits bei einer größeren Geometrie erreicht werden kann. Die Form des Wellenleiters ist der Mode besser angepasst als bei einem Rechteckwellenleiter. Die Simulation der optischen Moden ergibt, dass die Monomodigkeit in qTE und qTM nach ca. 200 Minuten erreicht ist. Diese Simulationsmethode benötigt die richtigen Startparameter, um die Zielparameter zu erreichen. Da die Simulation auf den zum Zeitpunkt der Arbeit zur Verfügungstehenden Rechner (Vierkern-Prozessor

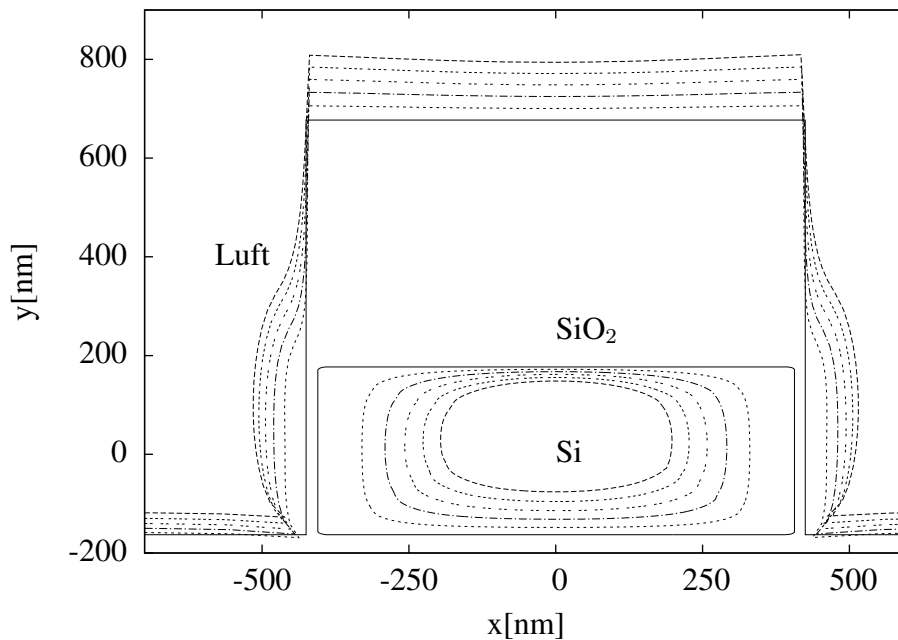


Abbildung 5.10: Kontouren der Wellenleiterquerschnittsveränderung durch thermische Oxidation mit konstanten zeitlichen Abstand. Zu Beginn sind 500 nm Oxidmaskierung auf dem Siliziumwellenleiterkern.

mit 2,4 GHz) mehrere Wochen dauert, können nicht beliebig viele Durchläufe der Simulation gemacht werden, und die Startparameter müssen sehr genau abgeschätzt werden.

5.6.4 Mechanische Spannung durch Temperaturänderung bei der Herstellung

Durch die verschiedenen Ausdehnungskoeffizienten der Materialien Silizium und Siliziumdioxid entsteht eine mechanische Spannung in den Wellenleitern, da sie von den Temperaturen der thermischen Oxidation auf Raumtemperatur abgekühlt werden müssen. Bis zu einer Temperatur von 960 °C [25] ist Siliziumdioxid soweit fließfähig, dass die bei dem Abkühlen bis dahin entstandene Spannung teilweise abgebaut werden kann, wenn die Probe lange genug bei dieser Temperatur gelagert wird. Die Oxidation findet bei 1100 °C statt, bei der das thermische Oxid eine Viskosität von unter 10^{12} Pa·s besitzt. Wird das System abgekühlt, baut sich die mechanische Spannung auf.

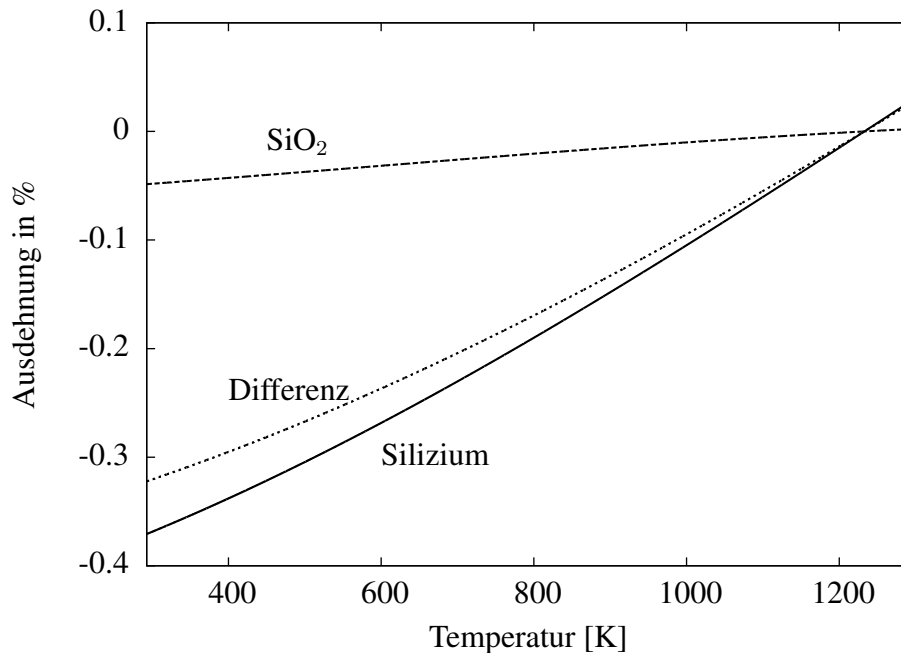


Abbildung 5.11: Thermische Ausdehnung von Silizium und SiO₂ beim Abkühlen von 960 °C (1233K) nach [97]

Wie aus der Abbildung 5.11 zu entnehmen ist, beträgt die Differenz der Längenausdehnung von 960 °C bis Raumtemperatur 0,32 %.

Schon bei der Oxidation wird mechanische Spannung eingebaut, da das Volumen von SiO₂ größer als das von Silizium ist. Bei geringen Oxidationstemperaturen (800 °C) erhöht sich durch die Spannung die Dichte des Siliziumdioxid um bis zu 3 % [93]. Die eingebaute Spannung und die höhere Dichte verändern auch die Diffusion durch das SiO₂. Bei einer Temperatur von 1100 °C für die Oxidation funktionieren die hier vorgestellten Mechanismen zur Simulation der Geometrie. Die mechanische Spannungseffekte brauchen in diesem Fall nicht in der Simulation berücksichtigt werden.

5.6.5 Glättende Wirkung der Oxidation

Die glättende Wirkung der Oxidation beruht auf zwei Mechanismen, zum Einen des viskosen Flusses während der thermischen Oxidation und zum Anderen auf der bevor-

zugten Oxidation von Siliziumspitzen, die in das Oxid ragen. An diesen Spitzen steht aufgrund der Diffusion eine vermehrte Anzahl von Oxidanten zur Verfügung. In Abbildung 5.12 ist das Ergebnis einer Diffusionssimulation von einer 20 nm hohen und 100 nm breiten Spitze gezeigt, die mit 50 nm Oxid bedeckt ist. Die Konzentration von Sauerstoff an der Siliziumdioxid-Silizium Grenzfläche ist an der Spitze am höchsten und an den beiden Ecken zum Substrat am geringsten. Die Wachstumsrate des Oxides ist proportional zu dieser Konzentration.

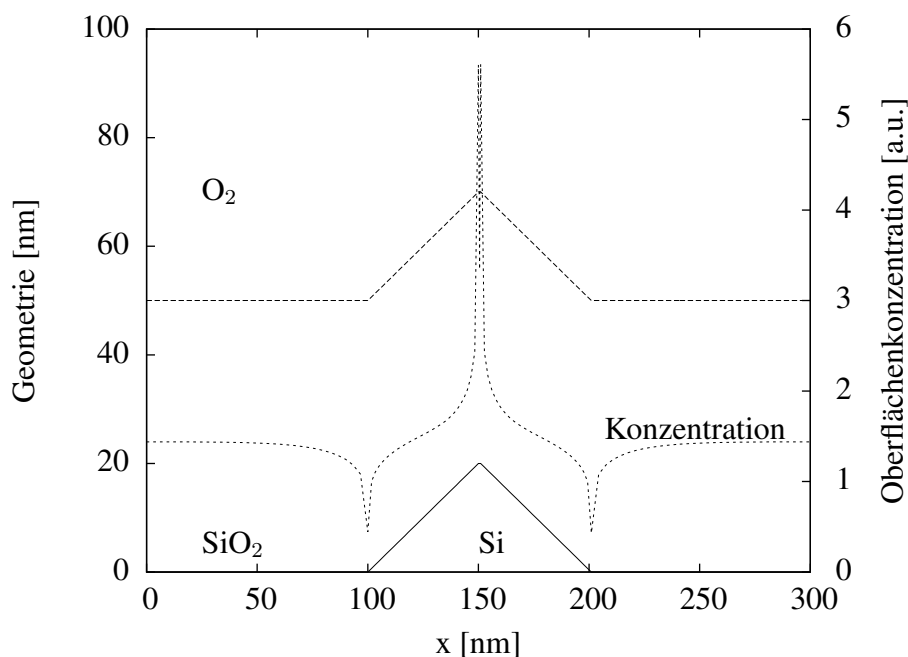


Abbildung 5.12: Simulation der Diffusion von Sauerstoff an einer Spitze, Geometrie (linke Skale) und Grenzschichtkonzentration (rechte Skale)

In Abbildung 5.13 a) ist eine Rasterelektronen-Mikroskop Aufnahme einer mit dem zeitgeschalteten ASE©-Prozess geätzten Siliziumstufe gezeigt. Dieser Prozess erzeugt eine raue Oberfläche, daher wurde er für Wellenleiter nicht verwendet. In Abbildung 5.13 b) ist die Stufe nach einer thermischen Oxidation und dem Entfernen des Oxides zu sehen. Die Kontur ist abgeflacht und die Rauigkeiten sind nicht mehr zu erkennen. Die Oxidation wurde bei 1100 °C in nasser Atmosphäre 90 Minuten lang durchgeführt, was eine Oxidschichtdicke von 590 nm ergab. Das Oxid wurde in Flusssäure nasschemisch entfernt. Die Ätzrate von Silizium ist in Flusssäure sehr gering, so dass

auch die Rauigkeit sich durch die Ätzung nicht verändert.

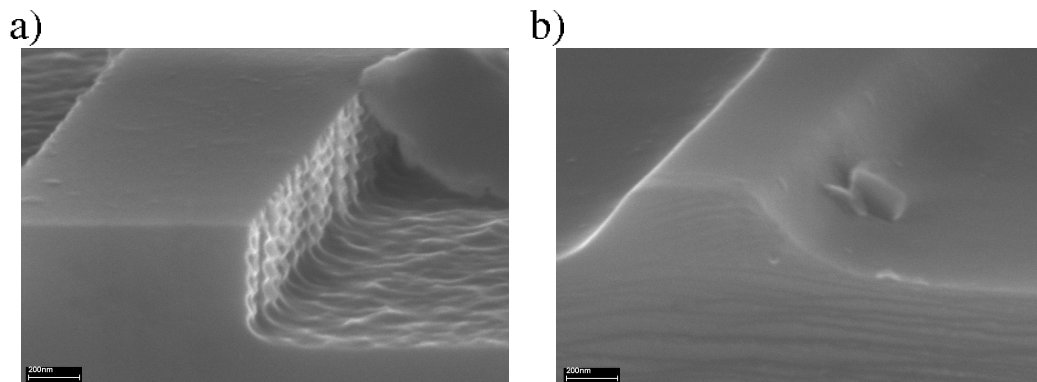


Abbildung 5.13: Reduzierung der Oberflächenrauigkeit an einer Siliziumstufe durch thermische Oxidation

Grenzen der Glättung durch thermische Oxidation

Trotz der glättenden Eigenschaften der thermische Oxidation führt sie nicht zu atomar glatten Oberflächen, in der Grenzschicht zwischen Silizium und Siliziumdioxid entstehen lokal Siliziuminseln im Oxid [43]. Die Grenzschichtdicke sinkt für steigende Temperaturen. Bei 1100 °C Oxidationstemperatur liegt die mittlere Rauigkeit (RMS) bei 0,3 nm. Dieser Wert ist mit der für die eingesetzten Substrate ermittelten Rauigkeit von 0,245 nm vergleichbar. Proben, deren Ausgangszustand glatter ist, wie zum Beispiel Substrate nach einem Polierprozess, werden durch die Oxidation aufgeraut.

Die herstellungsbedingte Rauigkeiten der Wellenleiter, wie sie in Abbildung 5.13 gezeigt sind, sind viel größer als die 0,3 nm der Aufrauhung und werden geglättet. Langwellige Anteile, also zum Beispiel Breitenvariationen von einigen Nanometer über Längen von Mikrometern kann die thermische Oxidation nicht ausgleichen.

5.7 Methoden zur Reduzierung der Ladungsträgerlebensdauer

Es gibt eine Reihe von Ansätzen, die Ladungsträgerlebensdauer zu reduzieren, um die Modulationsgeschwindigkeit zu erhöhen und die Verluste durch Absorption an freien

Ladungsträgern zu verringern:

- elektrisches Ausräumen: durch Anlegen eines elektrischen Feldes werden die Ladungsträger aus dem Gebiet der Mode entfernt. Dieser Ansatz wurde zum Beispiel von Intel für den ersten Silizium-Raman-Laser gewählt [74]. Damit werden Ladungsträgerlebensdauern von 50 ps erreicht.
- Dotieren: Aus der Halbleitertechnologie ist das Dotieren mit Stoffen bekannt, die ein Rekombinationszentrum in der Mitte der Bandlücke schaffen (Störstellenrekombination). Dieser Ansatz wurde zum Beispiel mit Golddotierung von [31] für Raman-Verstärker angewendet. Allerdings erhöht die Dotierung die optischen Verluste. In CMOS-Schaltungen ist eine hohe Ladungsträgerlebensdauer für energiesparende und somit schnelle Anwendungen notwendig. Durch Sauerstoffdotierung wurden in [29] Lebensdauern von 55 ps erreicht.
- Erhöhung der Oberflächen-Rekombinationsrate: Wellenleiter besitzen mit abnehmender Größe eine größere Oberfläche im Bezug auf ihr Volumen. Durch eine Veränderung der Oberfläche ist eine höhere Rekombinationsrate möglich. Allerdings werden diese Maßnahmen zu höheren Verlusten führen. Kleinere Querschnitte des Wellenleiterkernes ermöglichen mehr Oberfläche im Bezug auf das Volumen des Wellenleiters. Sie führen zu einem geringeren effektiven Index, wodurch die Führung um enge Kurven nicht mehr möglich ist. Die für Raman-Verstärker notwendigen Leistungsdichten können bei sehr geringen Größen der Wellenleiterkerne nicht erreicht werden.

Das elektrische Ausräumen wird für Silizium-Nanowires nicht angewendet, da hierzu Kontakte an den Wellenleiter angebracht werden müssen, welche die Mode stören. Rippenwellenleiter haben bereits eine kontaktierbare Fläche für diese Methode. Dotierung erhöht die optischen Verluste, wurde aber mit Sauerstoff schon erfolgreich durchgeführt [29]. Gold und Natrium sind im CMOS-Prozess unerwünschte Stoffe, daher werden sie nicht angewandt.

5.8 Herstellung der Einkoppelstellen

Die Einkoppelstellen der Wellenleiter müssen definiert sein, damit vergleichbare Messungen möglich sind. Die Einkoppelstellen sind hier glatt gebrochene Wellenleiterenden und dienen bei den Fabry-Perot-Messungen (Kapitel 4.2.3) als Spiegel. Da die

Wellenleiter als Siliziumeinkristall vorliegen und das Trägersubstrat mit seiner Kristallorientierung sehr präzise zu der Kristallorientierung der Siliziumnutzschicht justiert ist, kann eine glatte Facette durch das Brechen entlang einer Kristallrichtung des Substrates erreicht werden.

Die Herstellung der Einkoppelstellen erfolgt zweistufig. Zunächst wird der Substratwafer von der Rückseite bis auf ca. $125\text{ }\mu\text{m}$ angesägt. Im zweiten Schritt wird dieser Rest gebrochen. Hierzu wird das Substrat auf der Nutzschicht-Seite aufgelegt und das überstehende Stück mit Schwung abgeschlagen. Der Prozess ist schematisch in Abbildung 5.14 dargestellt. Langsames Brechen führt zu vielen Versetzungen. Das Sägeblatt hat eine Dicke von ca. $50\text{ }\mu\text{m}$ und hinterlässt eine halbkreisförmiges Profil im Substrat. An dem tiefsten Punkt beginnt die Bruchlinie. Wellenleiterenden können auf $\pm 20\text{ }\mu\text{m}$ getroffen werden. Diese Technik hat die Einschränkung, dass nur Wellenleiter gebrochen werden können, die senkrecht zu einer Kristallrichtung verlaufen.

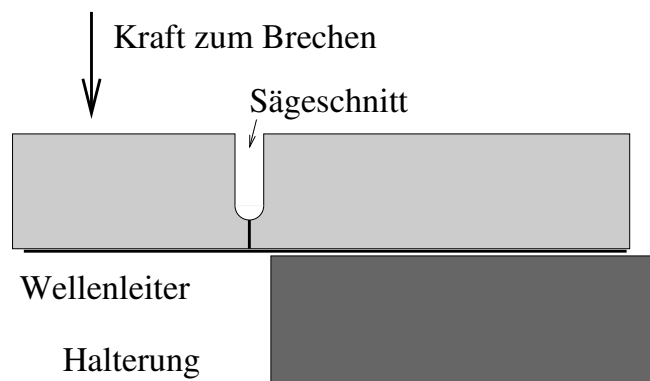


Abbildung 5.14: Schematische Darstellung des Brechens der Einkoppelstellen

6 Prozessabläufe

In diesem Kapitel werden verschiedene Prozessabläufe zur Wellenleiterschrumpfung dargestellt. Im Anschluss folgt ein Vergleich der vier entwickelten Verfahren.

Für die Herstellung möglichst glatter, monomodiger und stark führender Wellenleiter können vier unterschiedliche Verfahren zur Schrumpfung von Wellenleitern mit thermischer Oxidation angewendet werden. Sie unterscheiden sich in Maskierung des Wellenleiterkernes während der Oxidation. Das Ausgangsmaterial hat bei allen Varianten eine Siliziumnutzschichtdicke von 340 nm. Eine möglichst dicke Oxidschicht auf den geätzten Wellenleiterseiten aufzuwachsen, erhöht die glättende Wirkung. Wenn der Querschnitt der Wellenleiterkerne zu klein wird, verlieren die Wellenleiter die Möglichkeit, in engen Radien auf dem Substrat zu verlaufen, die durch eine starke Führung mit einem großen Brechungsindexunterschied möglich sind. Ein Beispiel für sehr verlustarme Wellenleiter mit schwacher Führung ist in [46] gegeben. Die Verluste können trotz glatterer Wellenleiteroberflächen mit kleiner werdenden Siliziumquerschnitt ansteigen, da dann mehr elektromagnetische Feldstärke an der rauen Grenzfläche zwischen Silizium und Siliziumdioxid vorhanden ist. Die Ausgangsgeometrie muss so gewählt werden, dass eine verlustarme und monomodige Zielgeometrie möglich wird. Die Auswahl der Startgeometrie kann durch die gezeigten Simulationen vereinfacht werden. Die Ober- und Unterseite der Wellenleiter sind durch die Herstellung der Ausgangssubstrate bereits glatt und werden durch die Oxidation nicht wesentlich verändert.

6.1 Oxidation ohne Zusatzmaske

Die Siliziumnutzschicht wird bei der Prozessabfolge ohne Zusatzmaske mittels Kontaktlithographie und trocken-chemischen Ätzen strukturiert. Anschließend wird eine thermische Oxidation durchgeführt. Der Ablauf ist schematisch in Abbildung 6.1 dar-

gestellt. Der Wellenleiterkern schrumpft während der Oxidation von allen Seiten. Auch die Unterseite des Wellenleiterkerns zum Substrat oxidiert, da der Sauerstoff durch das vergrabene Oxid diffundieren kann. Mit der Schichtdicke von 340 nm des Ausgangsmaterials ist nur eine Schrumpfung von 120 nm in der Dicke möglich, um die angestrebte verlustarme und monomodige Wellenleitergeometrie von 500 nm mal 220 nm zu erreichen.

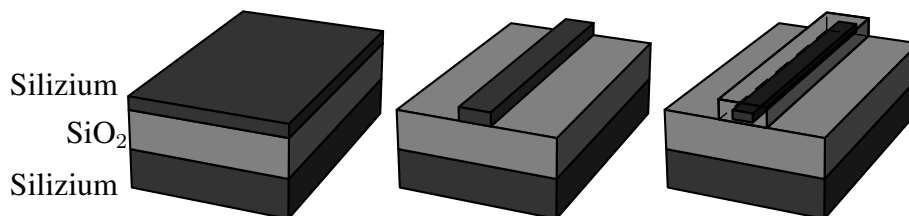


Abbildung 6.1: Wellenleiterherstellung mit Oxidation, Prozessschritte von links nach rechts: Grundsубstrat, Lithographie und Siliziumätzung, Oxidation

In Abbildung 6.2 ist das Ergebnis der Oxidationssimulation links gezeigt. Die rechts aufgezeigten Moden werden mit schrumpfender Geometrie im effektiven Index kleiner. Nach 80 Minuten thermischer Oxidation hat der Wellenleiter eine monomodige Geometrie. Der effektive Index der qTM-Mode nähert sich dann aufgrund des flachen Wellenleiters dem Materialindex des vergrabenen Oxides.

In Abbildung 6.3 ist eine Probe im Rasterelektronenmikroskopbild gezeigt. Um einen Kontrast vom Wellenleiterkern zum umliegenden Oxid zu erreichen, wurden bei der Probe mit gepufferter Flusssäure 40 Nanometer Oxid entfernt. Für einen Wellenleiter mit 500 nm Breite und 220 nm Höhe ist die notwendige Lithographiebreite 700 nm. Bei einem Wellenleiter dieser Breite werden bei der Oxidation bis zur Zielbreite von 500 nm auf der Oberseite und den beiden geätzten Wellenleiterseiten 100 nm Silizium verbraucht. Auf der Unterseite werden in dieser Zeit nur 20 nm Silizium verbraucht.

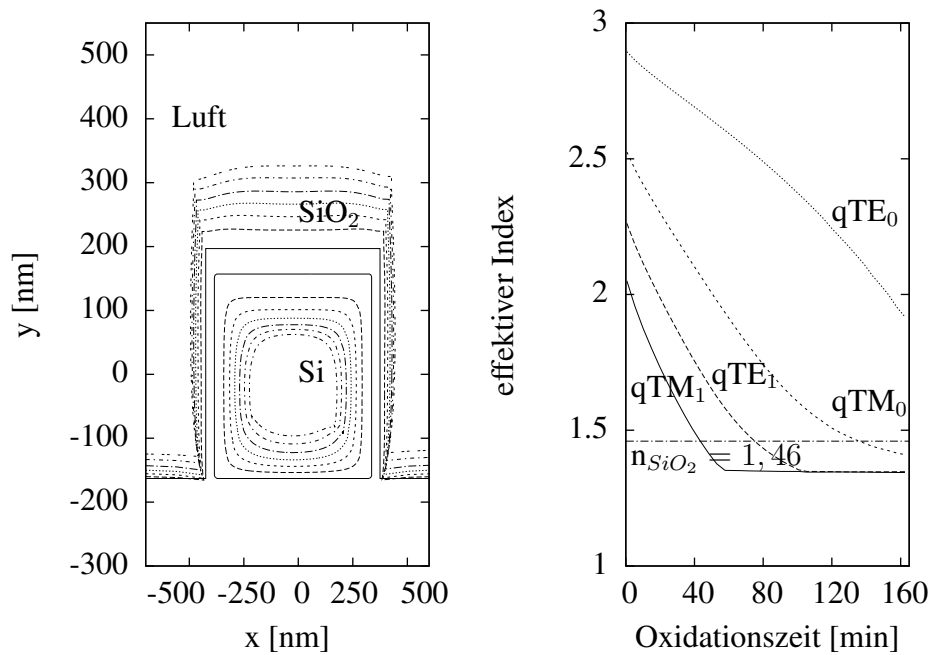


Abbildung 6.2: Simulation eines ganzseitig oxidierten Wellenleiters: links die Konturen im zeitlichen Abstand der Oxidation von 30 Minuten, rechts die ersten vier Moden

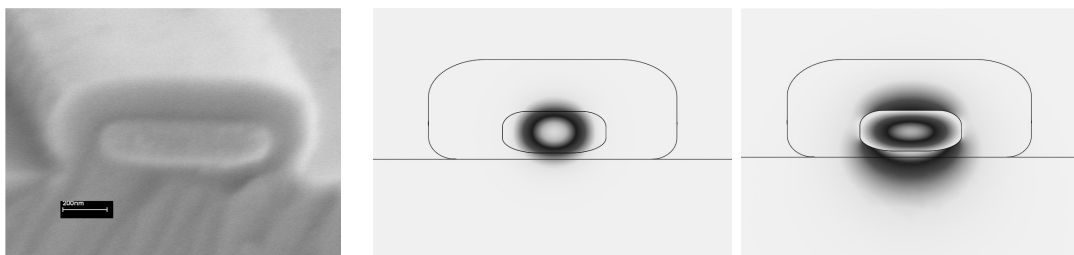


Abbildung 6.3: Unmaskierte Wellenleiter mit Oxidation: Raster-Elektronen-Mikroskop Aufnahme, simulierte qTE-Mode, simulierte qTM-Mode.

6.2 Oxidation mit Oxidmaske

Der schematische Ablauf für eine Prozessierung mit Oxidmaske ist in Abbildung 6.4 gezeigt.

Bei dieser Prozessabfolge wird zunächst auf die Siliziumnutzschicht eine Siliziumdi-

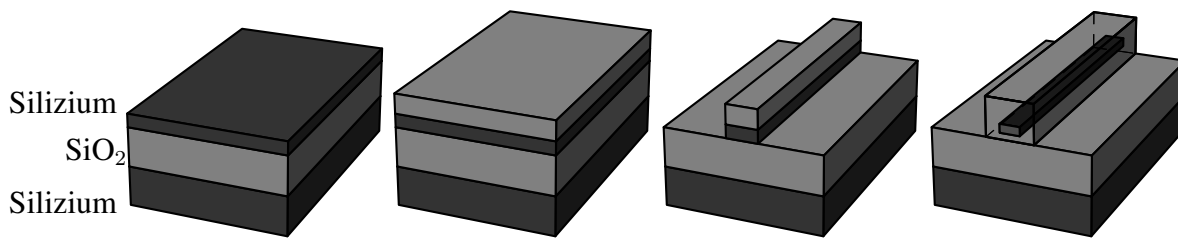


Abbildung 6.4: Prozessablauf mit Oxidmaskierung: Grundsubstrat, CVD-Beschichtung mit Siliziumdioxid, Lithographie und Oxid/Silizium-Ätzung, Oxidation

oxidschicht aufgetragen. Diese dient zur Verlangsamung der Oxidation auf der Oberseite des Wellenleiters, da der Sauerstoff zunächst durch das Oxid diffundieren muss und so die Reaktion gebremst wird. Das Aufbringen des Maskenoxides geschieht mit einem chemischen Gasphasen-Prozess und TEOS als Präkursor, wie im Kapitel 5.4.1 beschrieben wird. Durch Kontakt-Lithographie werden die Wellenleiter mit Photolack maskiert. Das anschließende Ätzen verläuft zweistufig, zunächst wird das CVD-Oxid geätzt, dann das Silizium. Beide Ätzungen verlaufen senkrecht zur Substratoberfläche, wodurch ein rechteckiger Querschnitt des Wellenleiters entsteht. Der Photolack wird entfernt und das Silizium thermisch oxidiert. Anders als beim Nitrid-Prozess (Kapitel 6.3.2) reicht es bei der Maskierung mit Oxid nicht, nur das Oxid zu strukturieren, da der dann entstehende Wellenleiter zu flach werden würde und die Moden in das Substrat überkoppeln. Das CVD-Oxid verdichtet sich durch die thermische Oxidation, wodurch es einige Prozent an Höhe verliert.

In Abbildung 6.5 ist eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme und die Simulation der beiden ausbreitungsfähigen Moden eines oxidierten Wellenleiters mit 250 nm Siliziumdioxid Vorbeschichtung abgebildet.

Mit einer Beschichtung von 250 nm CVD-Oxid liegt die notwendige Lithographiebreite bei 900 nm für 500 nm breite und 220 nm hohe Wellenleiter. Es werden auf jeder Wellenleiterseite 200 nm Silizium verbraucht. Je dicker das vorher abgeschiedene Oxid ist, umso breiter kann die Lithographie der Wellenleiter vor der Oxidation sein, um nach der Oxidation eine monomode Geometrie aufzuweisen. Eine Simula-

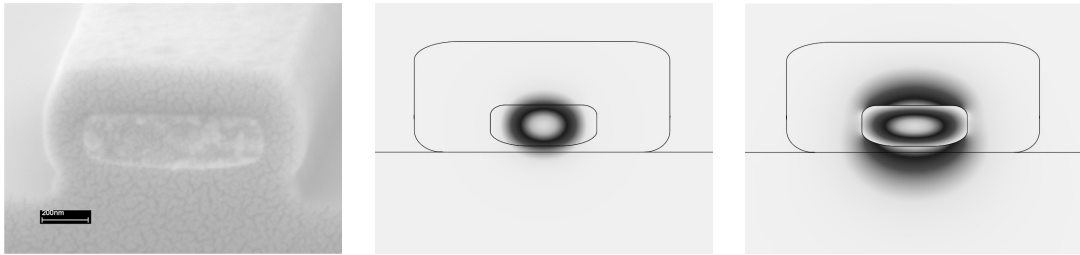


Abbildung 6.5: Oxidmaskierter Wellenleiter mit Oxidation: Raster-Elektronen-Mikroskop Aufnahme, simulierte qTE-Mode, simulierte qTM-Mode.

tion für ein 500 nm CVD-Oxid sind in Kapitel 5.6.3 Abbildung 5.10 gezeigt.

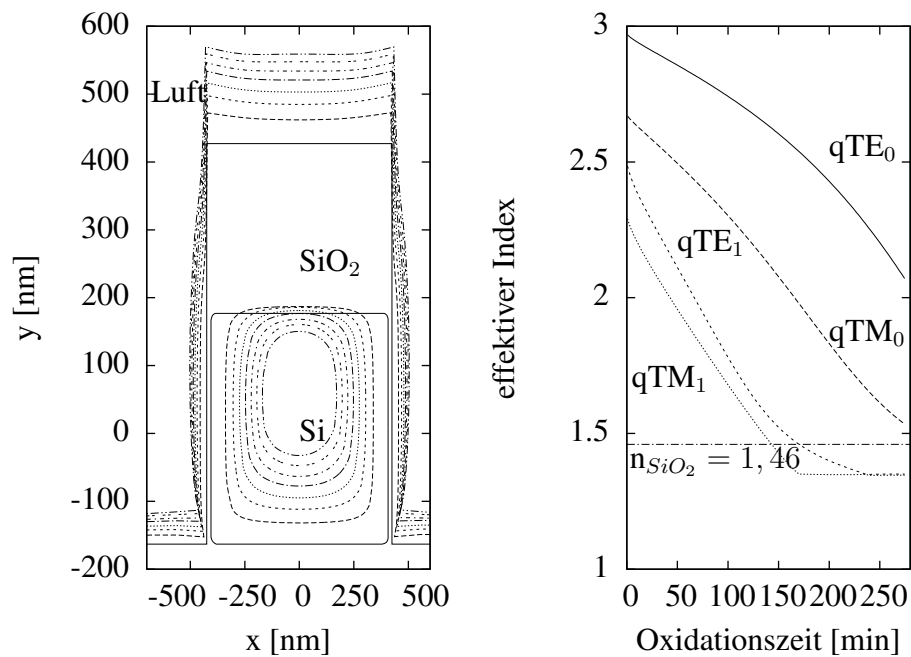


Abbildung 6.6: Simulation eines mit 250 nm Oxidmaske oxidierten Wellenleiters: links die Kontouren im zeitlichen Abstand der Oxidation von 30 Minuten, rechts die höchsten vier Moden

Das senkrechte Ätzen des Oxides im AOE-Prozess ermöglicht, dass die Kastenform der Wellenleiter auch bei größeren Oxiddicken erhalten bleibt. Die hohe Temperatur während der Oxidation verrunden sehr dicke Oxidmasken an den Ecken, wodurch die entstehende Geometrie jedoch kaum beeinflusst wird. Da durch die Hartmaske

die Oxidation der Oberseite gebremst wird, kann der Wellenleiter insgesamt länger oxidiert werden, was zu einem stärkeren Oxidwachstum an der Unterseite des Wellenleiters führt. Die dickere optische Isolationsschicht ermöglicht überkopplungsarme qTM-Moden. In Abbildung 6.5 sind die Simulationen der Oxidation und die dazugehörigen Moden gezeigt. Die Ecken der Ober- und Unterseite des Wellenleiterkerns verrunden durch die thermische Oxidation. Dadurch wird der Wellenleiterkern an die Form der Moden angepasst.

6.3 Oxidation mit Siliziumnitridmaske

Siliziumnitrid ist für Sauerstoff eine Diffusionsbarriere, daher findet unter dem Nitrid nur eine thermische Oxidation durch Sauerstoffatome statt, die von der Seite hinein diffundieren. Diese Maskierung wird in der Halbleiter-Technologie LOCOS (lokale Oxidation von Silizium) genannt [75]. Die Siliziumnutzschicht wird vor dem Aufbringen des Siliziumnitrides mit einem thermischen Oxid von 20 nm versehen. Diese Schicht dient als mechanischer Puffer zwischen dem Nitrid und dem Silizium, um mechanische Spannungen abzubauen. Das Nitrid wird in einem CVD-Reaktor ca. 50 nm dick abgeschieden, wie in Kapitel 5.4.2 beschrieben ist. Diese Schichtdicke reicht aus, um eine Oxidation darunter sicher zu verhindern. Das Siliziumnitrid weist hohe innere mechanische Spannungen auf, die bei höheren Schichtdicken als den 50 nm zum Ablösen der Schicht führen können oder zu unerwünschten Spannungen im Oxid, was die Oxidation beeinflusst. Am Rande des Siliziumnitrides kommt es durch die Sauerstoffdiffusion zu einer Oxidation des Siliziums unter dem Nitrid. Das zu Siliziumdioxid reagierte Silizium breitet sich nach oben aus und verbiegt das Nitrid dabei. Wegen dieser spitz zulaufende Form wird dieser Querschnitt Vogelschnabel genannt.

Nach einer Lithographie wird das Nitrid in einem reaktiven Ionen-Ätz-Prozess geätzt. Durch die geringe Schichtdicke ist eine Ätzung mit senkrechten Seitenkanten nicht notwendig. Der Prozess ätzt auch das dünne Pufferoxid. Anschließend ist die Weiterverarbeitung auf zwei Arten möglich, mit und ohne Siliziumätzung. Hierdurch entstehen unterschiedliche Wellenleiterquerschnitte.

6.3.1 Siliziumnitridmaskierung mit Siliziumätzung

Der Ablauf für diesen Prozess ist schematisch in Abbildung 6.7 dargestellt.

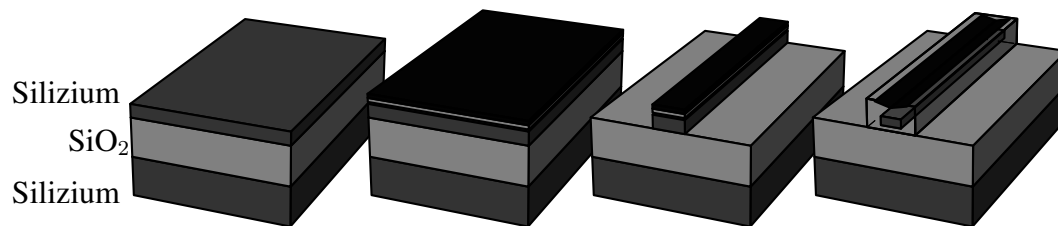


Abbildung 6.7: Wellenleiterherstellung mit Siliziumnitrid Maskierung und Siliziumätzung, Prozessschritte von links nach rechts: Grundsубstrat, Oxidation der Pufferschicht (20 nm) und CVD-Beschichtung mit Siliziumnitrid, Lithographie, Nitrid-Ätzung und Siliziumätzung, Oxidation

Die Siliziumätzung findet im ASE-Prozess (Kapitel 5.3.1) statt, wie für die senkrechten Siliziumätzungen der Wellenleiter mit Oxidmaske auch. Die senkrechten Seitenwände des Wellenleiters bleiben während der thermischen Oxidation erhalten. Da der Sauerstoff mit dem Beginn der Oxidation auch durch das vergrabene Oxid diffundieren kann, wird der Wellenleiter von der Unterseite oxidiert. Die Unterseite wird leicht verrundet, vergleichbar wie in dem Prozessablauf mit Oxidmaske. Die Oxidation der Unterseite vergrößert den Abstand von Wellenleiter und Substrat. Dies führt zu einer verminderten Überkoppelung der qTM-Mode in das Substrat und damit zu geringeren optischen Verlusten. Die Oberseite wird nur durch den Sauerstoff, der durch die seitliche Diffusion an sie gelangt, oxidiert, wodurch sie eine runde Form bekommt. Das Oxid zwischen dem Nitrid und dem Wellenleiterkern wächst und drückt die Nitridschicht nach oben. Die Höhe des Siliziumwellenleiterkerns verringert sich zunächst in der Mitte nur durch die Oxidation der Unterseite. Nach langen Oxidationszeiten kann die seitliche Oxidation unter dem Nitrid die Mitte erreichen, dann schrumpft die Höhe auch von der Oberseite.

In Abbildung 6.8 ist die durch die Oxidation entstehende Form in einer Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme zu sehen. Die simulierten Moden zu dieser Geometrie sind ebenfalls dargestellt.

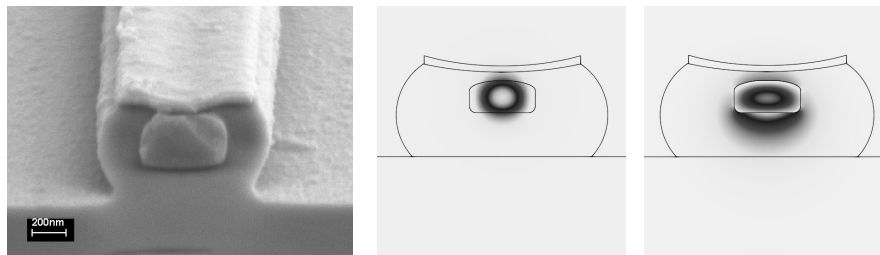


Abbildung 6.8: Siliziumnitrid maskierte Wellenleiter mit Siliziumätzung: Raster-Elektronen-Mikroskop Aufnahme, simulierte qTE-Mode, simulierte qTM-Mode

In Abbildung 6.9 sind die vier Moden mit dem höchsten Effektiven Index eingezeichnet. Die effektiven Indizes der Moden fallen mit der Breite des Wellenleiters. Die qTM_0 -Mode fällt aufgrund der geringen Höhenverringerung und dem höheren Brechungsindex des Siliziumnitrides nur langsam mit der Oxidationszeit. Sie ist, im Vergleich zu den mit Oxid maskierten Wellenleitern, auch höher im effektiven Index. Dieser Wellenleiter wird erst nach sehr langen Oxidationszeiten einmodig.

6.3.2 Siliziumnitridmaskierung ohne Siliziumätzung

Wenn die Siliziumätzung weggelassen wird, ergibt sich ein anderes Wellenleiterprofil als bei den drei zuvor vorgestellten Varianten. Das Profil des Wellenleiterkernes sieht im Querschnitt linsenförmig aus. Die Oxidation der Unterseite setzt erst ein, wenn die Siliziumnutzschicht vollständig zu Siliziumdioxid umgewandelt ist. Das entspricht einer Oxiddicke von 740 nm. Das Nitrid wird nach oben gebogen. Durch das dicke Oxid kann auch dann nur sehr wenig Sauerstoff an die Unterseite gelangen, wodurch sie kaum oxidiert wird und das vergrabene Oxid nicht an Schichtdicke gewinnt. Damit wird die qTM -Mode bei diesen Wellenleitertyp stärker in das Substrat überkoppeln. Der schematische Ablauf dieser Herstellungsmethode ist in Abbildung 6.10 gezeigt.

Dieser Prozessablauf ermöglicht stark führende monomodige Wellenleiter mit einer Lithographiebreite von über einem Mikrometer, da der Wellenleiter nur von der Oberseite her dünner wird.

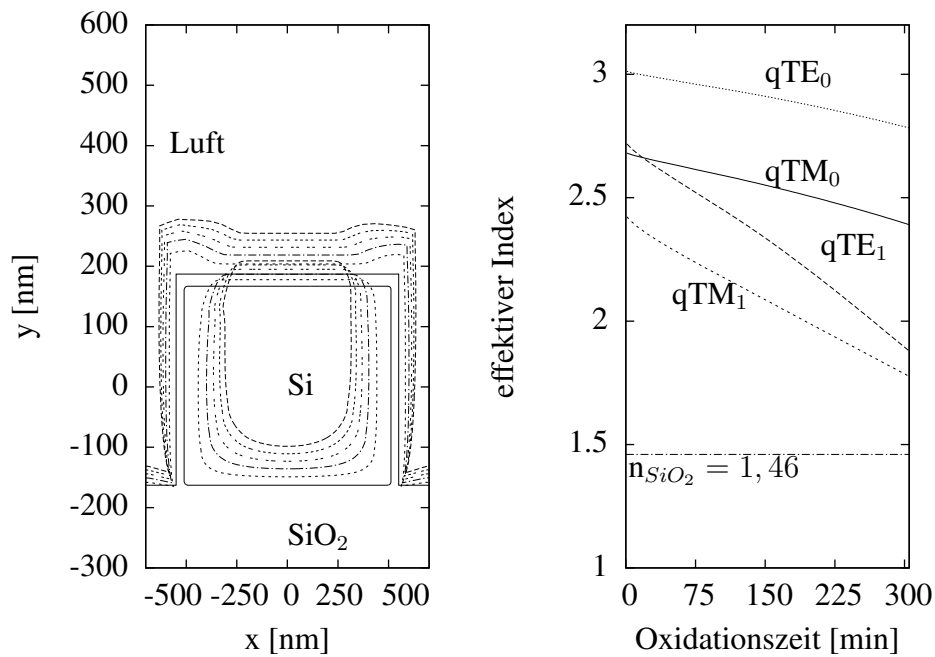


Abbildung 6.9: Simulation eines mit Siliziumnitrid maskierten und oxidierten Wellenleiters: links die Kontouren im zeitlichen Abstand der Oxidation von 30 Minuten, rechts die ersten vier Moden

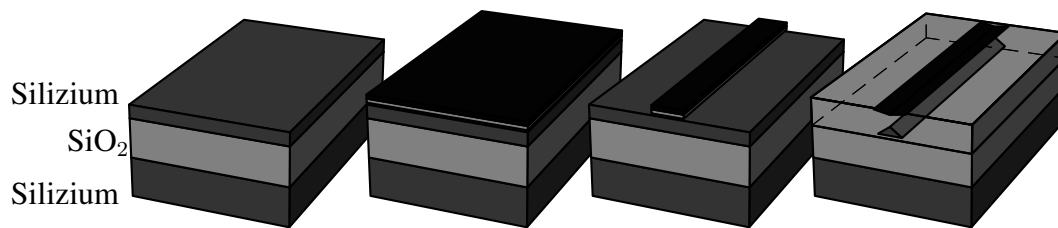


Abbildung 6.10: Wellenleiterherstellung mit Siliziumnitrid Maskierung und ohne Siliziumätzung, Prozessschritte: Grundsubstrat, Oxidation der Pufferschicht (20 nm) und CVD-Beschichtung mit Siliziumnitrid, Lithographie und Nitrid-Ätzung, Oxidation

In Abbildung 6.11 ist die entstehende Form in einer Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme zu sehen. Die Moden zu dieser Geometrie sind ebenfalls dargestellt. Der qTE-Mode hat einen effektiven Index von 2,17. Der qTM-Mode hat nur einen effektiven Index von 1,5, damit hat die Mode bei nur einem Mikrometer vergrabenen Oxid sehr hohe Verluste durch Überkopplung in das Substrat.

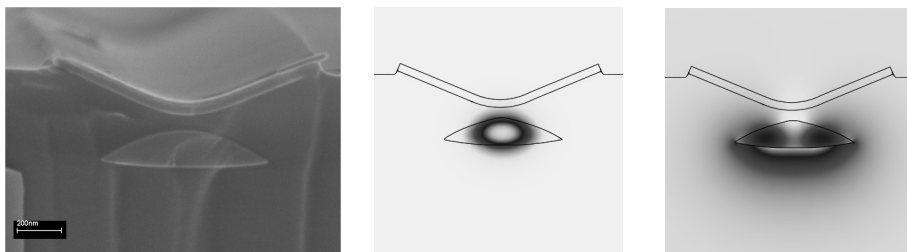


Abbildung 6.11: Siliziumnitrid maskierter Wellenleiter ohne Siliziumätzung: Rasterelektronen-Mikroskop Aufnahme, simulierte qTE-Mode, simulierte qTM-Mode

6.4 Ergebnisse

Es sind vier verschiedene Verfahren für die Herstellung von Siliziumnanowires mittels Kontaktlithographie und thermischer Oxidation zur Glättung und Schrumpfung

dargestellt worden. Der größte Abtrag an Silizium ist im Vergleich der vier Herstellungsmethoden durch die Nitridprozesse möglich. Die Nitridschicht ist eine mögliche Quelle von optischen Verlusten und mechanischen Spannungen. Außerdem sind, verursacht durch den hohen Brechungsindex ($n_{Si_3N_4} \approx 2$) des Nitrides im Vergleich zu dem Oxid, die Wellenleiter erst nach langen Oxidationszeiten monomodig. Die Oxidation ohne Zusatzmaske ermöglicht nur einen geringen Abtrag, daher fällt bei diesem Prozessablauf die glättende Wirkung gering aus. Die Oxidmaskierung ermöglicht einen großen Abtrag und damit eine hohe Glättungswirkung. Der Wellenleiterkern ist bei der Oxidmaskierung nach der Oxidation nur von Oxid umschlossen, das durch die thermische Behandlung völlig homogen ist. Dies ist von Vorteil, da so die Mode an weniger Übergängen gestreut werden kann. Daher ist die Variante mit Oxidmaske für die Herstellung der Wellenleiter bevorzugt.

In Abbildung 6.12 sind für drei der vier Prozessabläufe die Breitenreduktion gegenüber der Höhenreduktion aufgetragen. Hieraus erschließt sich jeweils die minimale Breite, die notwendig ist, um einen 500 nm breiten Wellenleiter herzustellen. Für die Nitridmaskierung ohne Siliziumätzung ist dieser Wert nicht gezeigt, da die Form von der Kastenform stärker abweicht als die drei anderen Varianten. Die thermische Oxidation zur Herstellung der Siliziumdioxid-Pufferschicht für die Nitridmaskierung verbraucht 10 nm an Nuttschichtdicke. Das Diagramm macht deutlich, dass die Nitridmaske bis zu einer Breitenreduktion von fast 100 nm keinen Vorteil gegenüber einer 500 nm Oxidmaske aufweist, dann aber weiterhin nur sehr gering in der Höhe schrumpft.

Die Form der Wellenleiter ist nur im Rasterelektronenmikroskop erkennbar, da die Größen der Wellenleiterkerne im Bereich der sichtbaren Wellenlängen des Lichtes liegen. Eine lichtmikroskopische Inspektion ist somit nicht möglich. 20 nm bis 30 nm Oxid muss auf den Proben durch einen kurzen Ätzschritt in Flusssäure entfernt werden, damit der Siliziumwellenleiterkern im Rasterelektronenmikroskop durch eine Stufe sichtbar wird. Die Varianten ohne Maskierung und mit Oxidmaskierung können durch Flusssäureätzung vollständig von ihrem Mantel befreit werden, wie dies in Abbildung 6.13 an einem Wellenleiter gezeigt ist. Der Wellenleiter wird nur noch von einem kleinen Sockel gehalten.

Bei allen Wellenleitern übertreffen die gemessenen Ausgangssignale der qTM-Mode

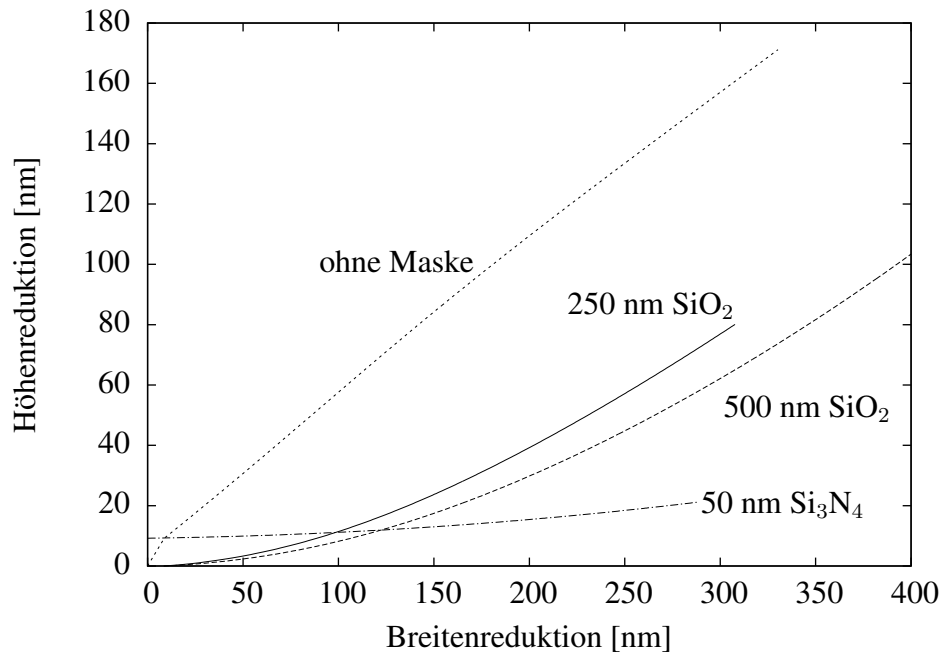


Abbildung 6.12: Vergleich der Linienbreitenreduktion für die Oxidation von Wellenleitern, Daten stammen aus den vorher vorgestellten Simulationen

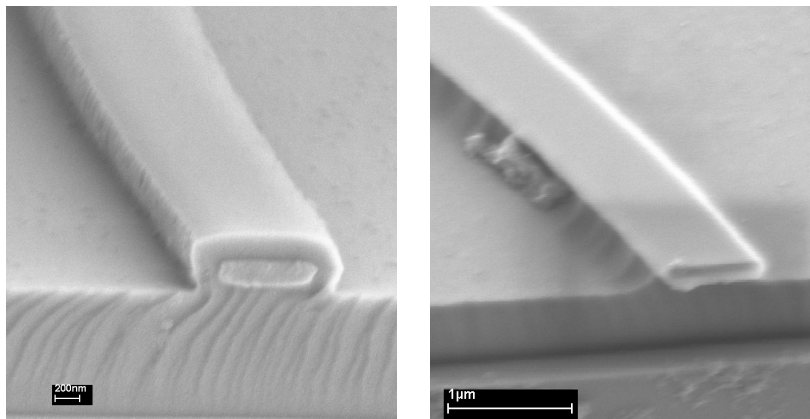


Abbildung 6.13: Links ein oxidiertes Wellenleiter, rechts ist der Wellenleiter durch eine Flusssäureätzung vom Oxid befreit.

die Signale der qTE-Mode, obwohl die letztere verlustärmer ist. Die numerische Apertur des Auskoppelobjektivs ist geringer als die numerischen Apertur des Wellenleiters, dadurch kann nicht das gesamte Licht, das den Wellenleiter verlässt, detektiert werden. Eine höhere numerische Apertur des Auskoppelobjektivs bedeutet eine kleinere

Schärfentiefe, wodurch das Auffinden des Fokuspunktes erschwert wird und die Anforderung an die thermische Stabilität des Messplatzes sich erhöhen. Das Einkoppeln mittels Tapern erschwert hingegen die Messung der Verluste und Gruppenindizes mittels der Fabry-Perot-Methode, da in den aufgeweiteten Gebieten ein anderer effektiver Index die Ausbreitung des Lichtes bestimmt.

Simulationsdaten zeigen, dass die Abrundung des Wellenleiterkerns eines Wellenleiters mit 250 nm Oxidmaskierung einen monomodigen Betrieb mit einer Breite von 658 nm und einer Höhe von 307 nm ermöglichen. Ein rechtwinkliger Kastenwellenleiter muss bei dieser Höhe eine Breite von nur 400 nm aufweisen, um monomodig zu sein.

Die Oxidation erlaubt eine sehr genaue Prozesskontrolle, da sie zum Einen mit steigender Oxiddicke langsamer wird, wodurch sich das Zeitfenster zum Beenden der Oxidation vergrößert. Zum Anderen ist die benötigte Oxidationszeit durch die Theorie und die hier vorgestellten Simulationen genau bestimmbar.

Der Strukturübertrag der Kontaktlithographie ist durch den möglichen Abstand zwischen Maske und Substrat nicht vollständig homogen in der Wellenleiterbreite über das ganze Substrat. Dies ist der limitierende Faktor bei der Herstellung der Wellenleiter mit Kontaktlithographie. In den hochentwickelten CMOS-Prozessen sind durch Optimierungen Abweichungen von unter 3 nm möglich [83], während bei der Kontaktlithographie Unterschiede zwischen verschiedenen Stellen auf einem Substrat von über 100 nm gemessen wurden. Die Wellenleiter mit Oxidmaskierung und Oxidation zeigen minimale Verluste von 1,8 dB/cm für den qTE-Mode und 2,5 dB/cm für den qTM-Mode bei 1550 nm Wellenlänge. Da die Überkopplung in das Substrat bei qTM ungefähr 1 dB/cm beträgt (Kapitel 3.1.2), kann von ungefähr gleichen durch die Rauigkeiten entstehenden optischen Verlusten ausgegangen werden. Dies entspricht nach der Theorie von Payne und Lacey (Kapitel 3.1.3) einer Rauhtiefe von 1 nm bei einer Korrelationslänge von 1 μm . Dies sind für die Kontaktlithografie sehr geringe Werte. Ein weniger raue Ausgangszustand nach dem Ätzen, wie sie zum Beispiel die Herstellung mit 193 nm Projektionslithografie liefert, könnte schon durch eine dünnere Oxidschicht ebenso geglättet werden. Wellenleiter, die mit den gleichen Lithographie und Ätzprozessen hergestellt wurden, sind in [51] vorgestellt. Das verwendete Material ist dort amorphes Silizium, das bei Rippenwellenleitern und multimodigen Wellenlei-

tern nur geringe Verluste (< 5 db/cm) aufwiesen. Daher ist der Anstieg der Dämpfung bei der 500 nm breiten Geometrie hauptsächlich auf die von der Lithographie und dem Ätzprozess hervorgerufenen Rauigkeiten zurückzuführen. Ein direkter Vergleich der Geometrien ist aufgrund der Verrundungen während der Oxidation nicht möglich.

Tabelle 6.1: Vergleich der Verluste

Quelle	Abmessungen	Material	Verluste
Lipka 2009[51]	500 nm X 200 nm Kastenwellenleiter	amorphes Silizium	7,5 db/cm
diese Arbeit	550 nm X 200 nm Verrundet	c-Si mit Oxidmantel	1,8 db/cm (qTE) 2,5 db/cm (qTM)

7 Integriert optische Komponenten

In diesem Kapitel werden die einzelnen Komponenten vorgestellt, aus denen sich integriert optische Schaltkreise zur Verarbeitung von Licht zusammenstellen lassen. Wichtige Funktionen sind dabei:

- Ein- und Auskopplung
- Filterung und Selektierung von einzelnen Wellenlängen
- Modulation
- Verzweigungen

Die Ein- und Auskopplung in die Systeme ist die Grundlage, um mit ihnen arbeiten zu können. Die Selektierung von Wellenlängen kann zum Beispiel zur Sortierung von Daten an den jeweiligen Adressaten dienen. Die Modulation kann entweder für die Adressierung verwendet werden oder um Daten auf ein Lichtsignal aufzumodulieren. Die Verzweigungen werden zum Aufspalten und Zusammenführen der Signale genutzt, insbesondere bei Mach-Zehnder-Interferometern.

7.1 Einkoppelemente

Das Licht aus externen Systemen soll möglichst effizient in die Wellenleiter hinein und aus den Wellenleiter heraus gelangen. Eine Möglichkeit zur Einkopplung sind glatt gebrochene Wellenleiterenden, wie sie in Kapitel 5.8 beschrieben werden. Allerdings passen die Moden von einer Glasfaser und einem Siliziumnanowire geometrisch nicht zu einander, wodurch die Kopplung unvollständig bleibt. Es kommt zu Einkoppelverlusten. Durch sogenannte Taper, Elemente zur Aufweitung des optischen Feldes,

können die Moden an einander angepasst werden. Im folgenden werden verschiedene Taper vorgestellt.

Als weitere Koppelmöglichkeit gibt es Gitterkoppler (z.B. [94] von 2002), auf die allerdings hier nicht weiter eingegangen wird.

7.1.1 Taper

Durch Aufweiten eines Siliziumnanowires wird seine Grundmode verbreitert. Dies ermöglicht eine Anpassung der Moden von Glasfaser und Siliziumnanowire. Allerdings ist der breitere Wellenleiter mehrmodig. Hierbei ist es zusätzlich zur Anregung mit der Grundmode der Glasfaser nicht ausgeschlossen, dass auch höhere Moden mit angeregt werden, die dann bei der Verjüngung des Querschnittes abstrahlen. Diese Leistungsanteile können nicht genutzt werden.

Eine andere Möglichkeit, die Mode sogar dreidimensional aufzuweiten, ist in [36] beschrieben. Hier wird amorphes Silizium mittels einer Schattenmaske aufgetragen, wodurch ein Höhenprofil entsteht.

7.1.2 Inverse Taper

Die Siliziumnanowires haben Breiten, die im Bereich der Wellenlänge im Material liegen, daher wird bereits ein Teil der Leistung im evaneszenten Feld geführt. Bei weiterer Einschnürung des Querschnittes weitet sich das Feld nach außen auf, der effektive Index der Mode sinkt. Damit wird die Mode des Siliziumwellenleiters der Mode von einmodigen Glasfasern ähnlicher. Diese Taper werden inverse Taper genannt, da der Wellenleiterkern kleiner wird. Sie sind zum Beispiel in [60] und [1] vorgestellt. Die allmähliche Verbreiterung der Mode verringert Reflektionen, wodurch zum Beispiel Fabry-Perot-Resonanzen vermieden werden können. Ein Vorteil der inversen Taper ist ihre Einmodigkeit, es können keine höheren Moden entstehen, da diese in das Substrat überkoppeln würden.

Der Herstellungsablauf ist in Abbildung 7.1 schematisch dargestellt, es ist der gleiche Ablauf wie für die Wellenleiterherstellung mit Oxidmaske aus Kapitel 6.2. Zunächst wird auf das Substrat eine Oxidschicht aufgetragen und anschließend durch Lithogra-

phie und Ätzen strukturiert. Die nachfolgende thermische Oxidation bewirkt, dass das verjüngende aber stumpfe Wellenleiterende zu einer Spitze schrumpft.

Allein mittels Lithographie und Ätzen sind ausreichend schmale Spitzen nur mit sehr hohen Aufwand möglich. Schmale Spitzen führen zu stark aufgeweiteten Moden und zu hoher Koppleffizienz. Die Spitzen können mittels Elektronenstrahlolithographie bis auf 10 nm reduziert werden. Für optische Lithographie wären diese Breiten nur mit sehr hohen Aufwand erreichbar. Die Schrumpfung durch Oxidation ermöglicht feine-

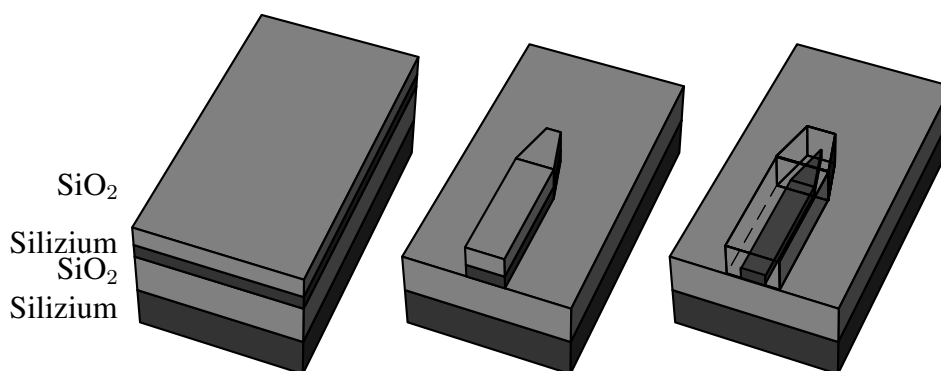


Abbildung 7.1: Herstellung von inversen Tapern: TEOS Abscheidung, Lithographie und TEOS/Silicon Ätzung, thermische Oxidation

re Spitzen als 10 nm, da die Lithographiebreite breiter sein kann als bei nur geätzten Wellenleitern. Außerdem wird der Wellenleiter bei geringerer Breite automatisch auch flacher, da die Sauerstoffatome während der Oxidation an der Unterseite einen kürzeren Weg zurücklegen müssen und somit mehr Oxidanten zur Verfügung stehen. Daher wird bei oxidierten inversen Tapern das Feld nicht nur horizontal aufgeweitet, sondern auch vertikal.

Ein Nachteil dieser Taper ist das exakte Auffinden der Spitze. Mit der Brechtechnik (Kapitel 5.8) kann diese nur auf $\pm 20 \mu\text{m}$ getroffen werden. Dies reicht für eine zuverlässig verlustarme Kopplung nicht aus. Daher wird auf die inversen Taper ein Polymerwellenleiter mittels negativ Photolack (SU-8) strukturiert, wodurch der Versatz nur durch die Genauigkeit des Belichtungsgerätes abhängt. In Abbildung 7.2 ist dieser Versatz von unter $1 \mu\text{m}$ zu erkennen. Der Wellenleiter hat einen Querschnitt von $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$. Der SU-8 Photonegativlack wird direkt als Wellenleiternmaterial verwendet. Er

ist ausreichend transparent [104] im C-Band und besitzt dort einen Brechungsindex von 1,574, der größer als der Brechungsindex der optischen Isolationsschicht (Siliziumdioxid, $n=1,46$) ist. Die Dämpfung kann auf dem wenige hundert Mikrometer langen Wellenleiter vernachlässigt werden.

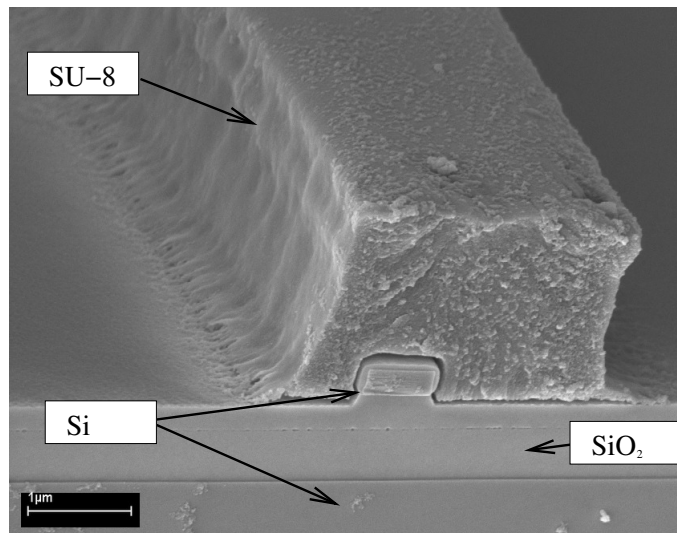


Abbildung 7.2: Inverser Taper mit Polymerwellenleiter

In Abbildung 7.2 ist eine Bruchkante mit einem inversen Taper und einem darüber hergestellten Polymerwellenleiter zu sehen. Der effektive Index des Siliziumnanowires ist höher als der effektive Index des Polymerwellenleiters, und somit koppelt die Mode in den Siliziumnanowire. Die Oxidschicht dazwischen verlängert nur die Strecke bis zur vollständigen Überkopplung.

Die Form des Tapers kann auf verschiedene Weisen ausgeprägt sein: linear, parabolisch oder exponentiell. Simulationen ergeben, dass der Unterschied zwischen den Formen nur sehr gering ist [61].

7.1.3 Senkrechte Koppler

Ein Nachteil der seitlichen Einkopplung ist die beschränkte Anzahl der Einkoppelstellen auf dem Rand und die möglicherweise langen optischen Pfade zu den Empfängern und den damit verbundenen optischen Verlusten. Da Laserquellen direkt im Silizium

noch nicht zur Verfügung steht, kann ein senkrechter Koppler hybride Laserdioden und Photodioden genau dort anschließen, wo sie benötigt werden. Hierfür sind sogenannte VCSELs (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser) geeignet, da sie ihre Ausgangsöffnung auf ihrer Oberfläche besitzen. Damit können die Oberflächen von Laser und Wellenleitersubstrat direkt in Kontakt gebracht werden. Auch Glasfasern können senkrecht positioniert werden, um in die Wellenleiter einzukoppeln. Es gibt verschiedene Ansätze, wie die Umlenkung von Licht möglich ist. Zum Beispiel wurde in [53] ein Wellenleiter aus amorphen Silizium über das Ätzprofil einer isotropen Ätzung geführt.

In dieser Arbeit wurde ein senkrechter Koppler auf Basis eines 45° -Spiegels entwickelt. Der Spiegel lenkt das Licht in einen Polymer-Wellenleiter, von dem aus es über einen inversen Taper (Kapitel 7.1.2) in ein Siliziumnanowire gekoppelt werden kann. In Abbildung 7.3 werden die an der Herstellung des inversen Tapers anschließenden Schritte beschrieben.

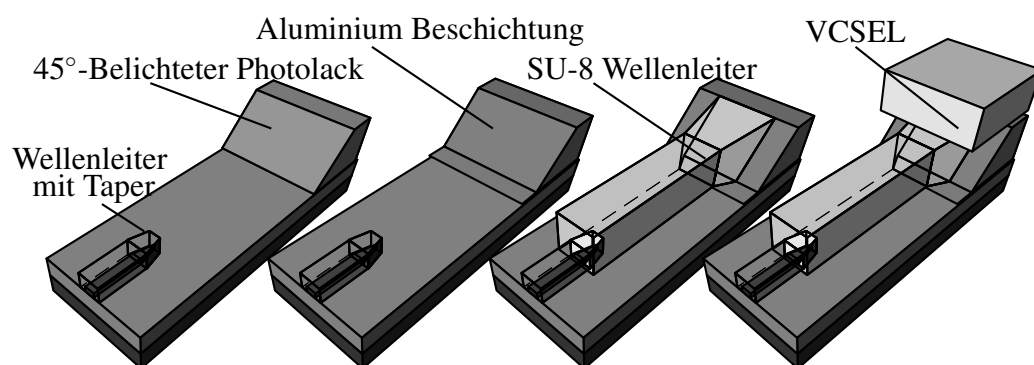


Abbildung 7.3: Herstellungsschritte für den Polymerwellenleiter und den 45° -Spiegel von rechts nach links: 45° - Lithographie und Abscheidung von Aluminium, sowie Strukturierung des Aluminiums, SU-8 Lithographie, Anbringen des VCSEL

Als Ausgangsmaterial für die Spiegel wird Photolack (AZ6632) mit $6\text{ }\mu\text{m}$ Dicke aufgeschleudert und mittels eines kollimierten und aufgeweiteten 405 nm Laserstrahls unter einem einstellbaren Winkel belichtet. Der Laser gibt eine Leistung von 50 mW ab und hat einen Strahldurchmesser von 25 mm . Die Maske wird mit einem Kontaktbelichtungsgerät justiert und in Kontakt mit dem Photolack gebracht. Der Belichtungs- winkel muss nach dem Brechungsgesetz auf 25° eingestellt werden, da der Photolack

($n_{405nm} = 1,672$) das eintretende Licht bricht, um eine 45° Spiegelfläche zu erhalten. Nach dem Entwickeln des Photolackes werden 200 nm Aluminium durch Kathodenzerstäuben aufgebracht. Da der Fotolack wärmeempfindlich ist, wird dies mit einer Leistung von unter $0,5 \text{ W/cm}^2$ durchgeführt. Mittels Kontaktlithographie und nass-chemischem Ätzen wird das Aluminium von allen Flächen außer dem Spiegel und dem Laseranschlusskontakten entfernt. Der Photolack zur Maskierung der Spiegel wird durch ein Sauerstoffplasma entfernt, um den darunter liegenden Photolack nicht durch Lösungsmittel abzutragen. Der Lack unter den Spiegeln wird durch das Aluminium geschützt. Das Aluminium wird bei diesem Prozess nur oberflächlich oxidiert.

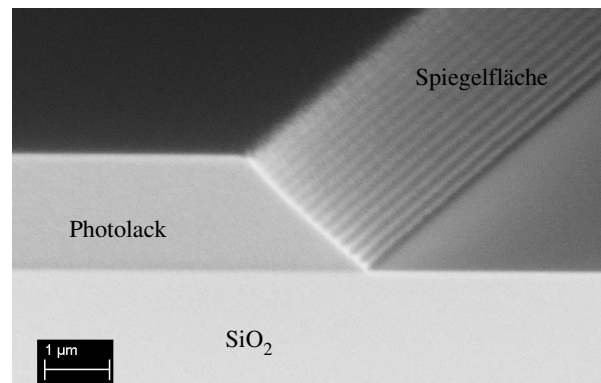


Abbildung 7.4: 45° -Lithographie, Ansicht des Querschnittes und der Spiegelfläche

Die Polymerwellenleiter werden wie in Kapitel 7.1.2 durch Aufschleudern von SU-8 Negativ-Photolack und anschließender Belichtung mit I-Linie (365 nm Wellenlänge) strukturiert. In Abbildung 7.6 ist ein Querschnitt eines Spiegels mit SU-8 Polymerwellenleiter gezeigt. Durch das Aufschleudern entsteht eine Aufwölbung in Schleuderrichtung des Lackes, wodurch eine weitere Konzentration des Lichtes möglich ist. Zum Abschluss kann die Laserdiode aufgebracht werden.

Im Abbildung 7.5 ist das System aus Silizium-Wellenleiter, Polymer-Wellenleiter und 45° -Spiegel in einem Mikroskopbild dargestellt.

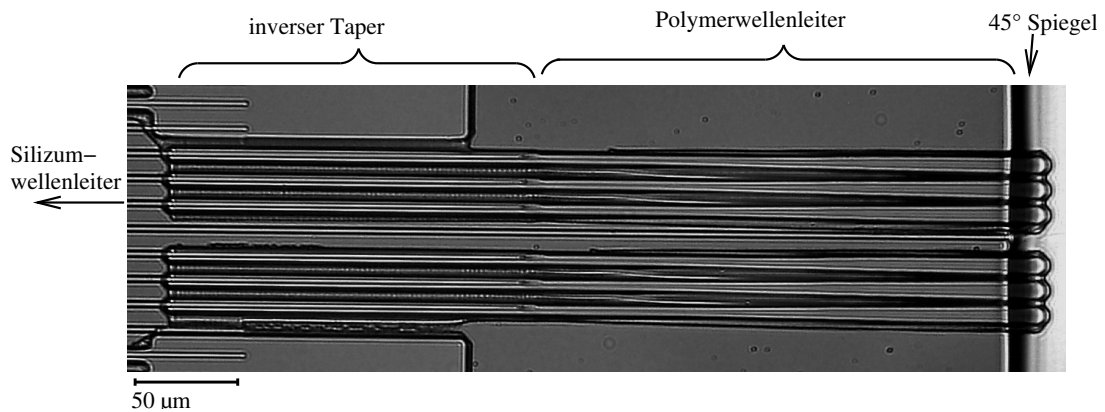


Abbildung 7.5: Aufsicht auf das Gesamtsystem: Silizium-Wellenleiter, Polymer-Wellenleiter und 45°-Spiegel

Simulation

Die Abbildung 7.6 zeigt einen Schnitt durch einen 45° Spiegel und den Polymer-Wellenleiter und eine zugehörige numerische Simulation (Comsol-Multi-physics). In Abbildung 7.7 sind die simulierten Wellenlängenabhängigkeiten des Kopplers und die simulierte Koppeffizienz über den Abstand zwischen VCSEL und Wellenleiter gezeigt. In den Simulationen wird der Vorteil der Spiegel gegenüber zum Beispiel Gitterkopplern deutlich, die Koppeffizienz ändert sich nur um wenige Prozent über einen Wellenlängenbereich von 100 nm.

Die optimal Höhe der VCSEL oder Faser über dem Spiegel beträgt $1,25\ \mu\text{m}$. Dies ist in Abbildung 7.7 zu erkennen. Die Koppeffizienz ist über einen Abstandsbereich von $1\ \mu\text{m}$ nahezu konstant. Die Einkopplung direkt in den Siliziumnanowire ist wesentlich empfindlicher bei einer Abstandsänderung. Damit können Fasern, oder hybride Quellen wie VCSEL, mit größeren Toleranzen an die Siliziumnanowires effizient angekoppelt werden.

7.2 Krümmungen

Wellenleiter ermöglichen das Licht um Krümmungen zu leiten. Dies ist neben einer abgeschlossenen Führung des Lichtes einer der wichtigsten Vorteile von Wellenleitern gegenüber einer Freistrahllichtführung. Eine mathematische Herleitung von den

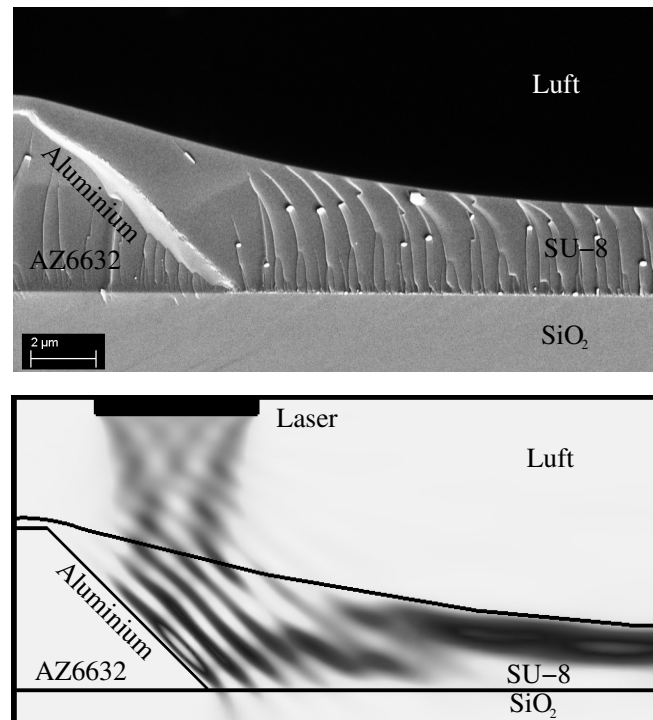


Abbildung 7.6: Oben: Rasterelektronenmikroskopbild des Querschnitts, unten: FEM-Simulation des durchschnittlichen Leistungsflusses

auf tretenden Verlusten aufgrund der Krümmung eines Wellenleiters wurde 1969 von Marcatili [55] geführt. Messungen in der Literatur (zum Beispiel [99]) zeigen, dass die Verluste von Krümmungen in stark führenden Siliziumnanowires erst bei unter $5\text{ }\mu\text{m}$ Kurvenradius hervortreten. Dabei werden zum Beispiel 24 Biegungen hintereinander geschaltet, um die geringen Verluste einer einzelnen Kurve zu bestimmen.

In den Krümmungen wird das elektromagnetische Feld nach außen versetzt. Durch diese Erhöhung des Feldes an der Außenbahn der Kurve treten dort neben den Abstrahlverlusten auch Streuverluste durch Oberflächenrauigkeiten auf. Das Feld kann auch verstärkt in das Substrat überkoppeln, insbesondere gilt dies für die qTM Mode, die schwächer geführt wird und somit stärker in das Substrat koppelt.

Bei der Herstellung von Kurven in Wellenleitern kann es zum Beispiel durch das Schreibraster von Elektronenstrahl-Belichtern und Laserbelichtern, die alle Masken für die DUV-Lithographie herstellen, zu Rauigkeiten kommen, an denen Verluste auftreten. Die eingesetzten Ätzverfahren sind von der Kristallrichtung abhängig, so dass

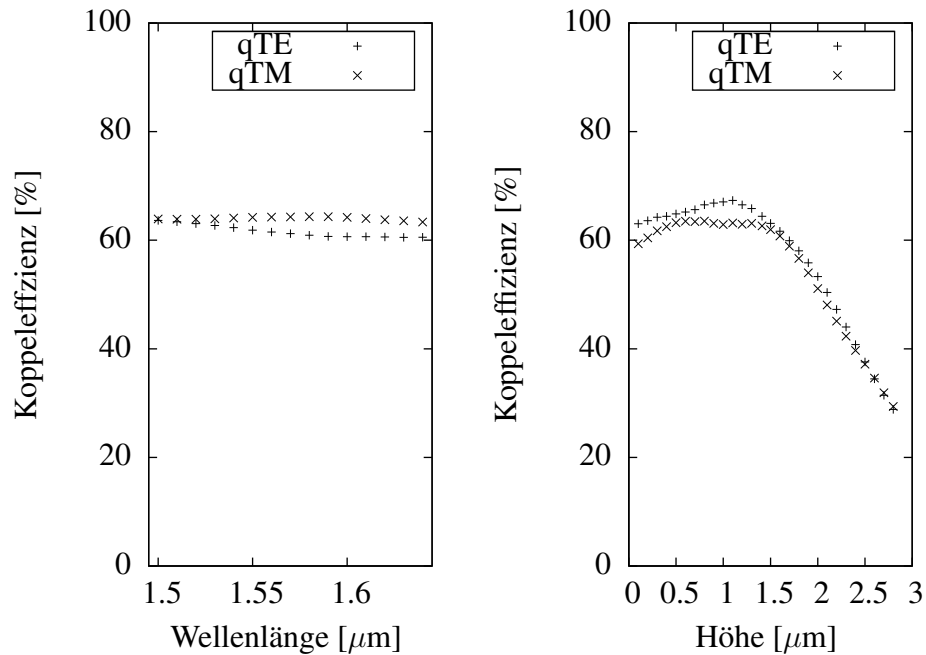


Abbildung 7.7: Simulierte Koppeleffizienz aufgetragen gegen den Abstand des Lasers zur Oberfläche und die simulierte Wellenlängenabhängigkeit der Koppeleffizienz

auch bei der Ätzung runder Kurven Zacken entstehen können, die zu Verlusten in den Kurven führen. Mit einem Kurvenradius von mehr als $5 \mu\text{m}$ konnten in dieser Arbeit keine erhöhten Verluste zu geraden Wellenleitern festgestellt werden.

7.3 Verzweiger

Verzweiger sollen das geführte Licht in verschiedene Richtungen aufteilen, zum Beispiel in die einzelnen Arme eines Mach-Zehnder-Interferometers. Dabei können die Anzahl der Ein- und Ausgänge unterschiedlich sein. Für planare Wellenleiter sind folgende Typen von Verzweigern üblich:

- Y-Verzweiger
- Richtkoppler
- Multi-Mode-Interferenz-Koppler

- Sternkoppler

Eine schematische Übersicht der Kopplertypen ist in Abbildung 7.8 gezeigt.

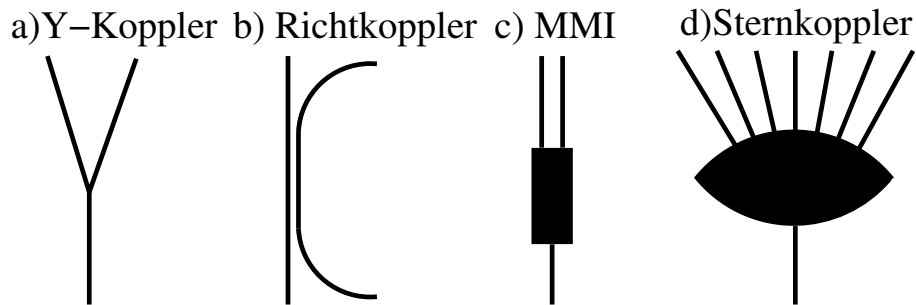


Abbildung 7.8: Schematische Aufbau verschiedener Kopplertypen

Bei Y-Verzweigen wird das geführte Licht an einer Spitze aus einem Wellenleiter in zwei Wellenleiter aufgeteilt. Dies sieht wie ein Y aus, woraus der Name resultiert. Verschiedene Formen dieser Verzweiger werden in [76] vorgestellt. Die Spitze darf jedoch bei der Herstellung nicht stumpf werden, damit der Verzweiger verlustarm arbeiten kann. Mit der Schrumpfung durch Oxidation und der Kontaktlithographie sind jedoch keine engen Spitzen möglich, so dass diese Form der Verzweiger nicht mit dieser Technologie verwendet werden kann.

Die Richtkoppler koppeln über einen definierten Spalt von einem Wellenleiter in einen zweiten über. Über die Länge der Koppelstrecke kann das Teilungsverhältnis eingestellt werden [56]. Diese Kopplung wird zum Beispiel bei Ringresonatoren verwendet. Um kurze Koppelstrecken zu erreichen, muss der Spalt entsprechend schmal sein, damit sich die Moden überlappen. In der Kontaktbelichtungstechnologie mit anschließender Schrumpfung sind Koppelabstände von 900 nm möglich, was für eine Überkopplung der halben Leistung des Lichtes zu Millimeter langen Koppelstrecken führt. Daher sind diese Richtkoppler nicht für eine hohe Integrationsdichte in der Technologie mit Schrumpfung durch Oxidation geeignet.

Die Multi-Moden-Interferenz Koppler sind für die Oxidationstechnologie geeignet und werden in dem folgenden Abschnitt dargestellt. Die Sternkoppler sind ebenfalls mit der Schrumpfungstechnologie herstellbar.

Multi-Moden-Interferenz-Koppler

Multi-Moden-Interferenz-Koppler (MMI) nutzen die Interferenz in einem breiten, mehrmodigen Stück Wellenleiter aus, um das Licht an seine Ausgänge zu verteilen [85]. Der minimale Abstand von zwei nebeneinanderliegenden Wellenleitern (Ausgänge des Kopplers) ist durch den Oxidationsschrumpfungsprozess und die Lithographie vorgegeben. In Abbildung 7.9 ist das Ergebnis der Herstellung mit Kontaktlithographie und Oxidationsprozess dargestellt. Die Abstände zwischen den Wellenleitern sind realisierbar.

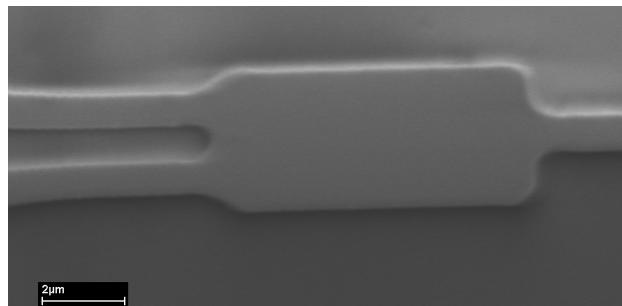


Abbildung 7.9: Rasterelektronen-Mikroskopische Aufnahme eines mit Oxidationstechnologie hergestellten Multi-Moden-Interferenz-Kopplers. Das Siliziumdioxid wurde vor der Aufnahme nasschemisch entfernt.

In Abbildung 7.10 ist ein Multi-Moden-Interferenz-Koppler aus einem Stück geraden Wellenleiter gezeigt. Die Moden des mehrmodigen Wellenleiterstückes werden durch einen einmodigen Eingang angeregt, und an den Ausgängen bildet sich ein Interferenzbild der entstehenden Moden ab. Die Ausgänge liegen an den Maxima der Interferenzen, damit möglichst viel Leistung in die Ausgangswellenleiter übertragen wird. Die Variablen bei dem Entwurf eines Multi-Moden-Interferenz-Kopplers sind die Breite, die Länge und der Abstand zwischen den Ausgangswellenleitern. Durch geeignete Wahl dieser Parameter kann eine gewisse Unabhängigkeit gegenüber Fertigungstoleranzen erreicht werden. Diese Parameter ermöglichen die Nutzung in einem weiteren Wellenlängenbereich. Es wird jedoch in realen Systemen Leistung aus dem Koppler in andere Richtungen als die Ausgänge abgestrahlt, wie in Abbildung 7.17 zu sehen ist.

Es können sowohl Multi-Moden-Interferenz-Koppler mit nur einem Eingang und zwei

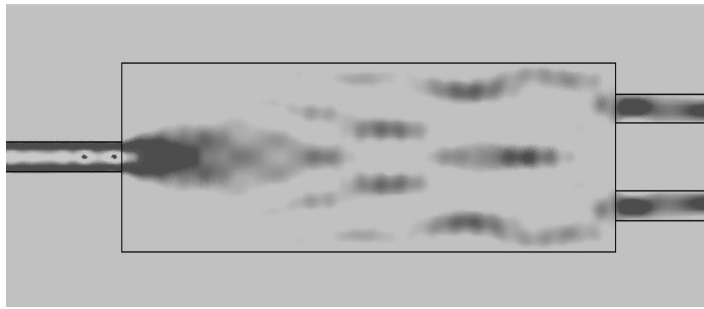


Abbildung 7.10: Simulation des Leistungsflusses in einem Multi-Moden-Interferenz-Koppler mit einem Eingang und zwei Ausgängen, die Multimoden-Region ist $8,25 \mu\text{m}$ lang und $3,2 \mu\text{m}$ breit

Ausgängen, als auch Multi-Moden-Interferenz Koppler mit zwei Eingängen und zwei Ausgängen hergestellt werden, wie er in Abbildung 7.11 gezeigt ist. Durch das reziproke Verhalten können Multi-Moden-Interferenz-Koppler auch zum Vereinen von Licht aus zwei Wellenleitern in einen Wellenleiter verwendet werden. Bei der Vereinigung von zwei Lichtsignalen kommt es zu einer phasenabhängigen Interferenz der Eingangssignale. Diese Überlagerung ist zum Beispiel bei Mach-Zehnder-Interferometern notwendig.



Abbildung 7.11: Simulation des Leistungsflusses in einem Multi-Moden-Interferenz Koppler mit zwei Eingängen und zwei Ausgängen, die Multimoden-Region ist $8,5 \mu\text{m}$ lang und $3,2 \mu\text{m}$ breit

Multi-Moden-Interferenz-Koppler mit einem Eingang und zwei Ausgängen

Simulationen über verschiedene Geometrien zeigen, dass ein Multi-Moden-Interferenz Koppler mit einem Eingang und zwei Ausgängen aufgrund seiner Symmetrie die Leistung immer gleichmäßig in die beiden Ausgänge verteilt. Dies gilt für jede geführte Wellenlänge des Lichtes. Diese Strahlteiler funktionieren sowohl für die qTE-Mode als auch für die qTM-Mode. Für die Länge des Multi-Moden-Interferenz-Kopplers existiert ein optimaler Wert, bei gegebener Breite und gegebenem Abstand der Auskoppelarme. In Abbildung 7.12 sind für $3,2 \mu\text{m}$ breite Multi-Moden-Interferenz-Koppler mit einem und zwei Armen die Leistung in den Ausgangsarmen dargestellt. Die Auskoppelwellenleiter haben einen Abstand von $1,15 \mu\text{m}$. In der integrierten Optik ist ein möglichst platzsparender Aufbau von Vorteil. Die maximal übertragene Leistung wird bei einer Länge von $8,25 \mu\text{m}$ mit nur einen Eingang erreicht, in jedem Ausgang wird fast die Hälfte der Eingangsleistung geleitet. Die mit Kontaktlithographie und dem Schrumpfungsprozess hergestellten und vermessenen Multi-Moden-Interferenz-Koppler weisen eine Dämpfung von jeweils 4 db auf, gemessen in einem Mach-Zehnder-Interferometer mit zwei Multi-Moden-Interferenz-Kopplern.

Die Messung der Multi-Moden Interferenz-Koppler mit einem Eingang und zwei Ausgängen gestaltet sich spektral schwierig, da bei glatten Einkoppelfacetten zwei gekoppelte Fabry-Perot-Interferometer entstehen. Dieser Effekt kann zu unterschiedlichen Leistungen auf den Ausgängen führen, wie in Abbildung 7.13 dargestellt ist.

Multi-Moden Interferenz-Koppler mit zwei Eingängen und zwei Ausgängen

Besonders für Mach-Zehnder-Interferometer sind symmetrische Multi-Moden-Interferenz Koppler mit zwei Eingängen und zwei Ausgängen interessant, da Mach-Zehnder-Interferometer die Leistung auf einen der beiden Ausgänge verteilt (vergl. Kapitel 7.4), also von einen Ausgang auf den anderen Ausgang umgeschaltet werden kann. Die Leistungsaufteilung in einem Multi-Moden-Interferenz Koppler hängt von seiner Länge ab und ist nicht zwangsläufig gleichmäßig auf beide Ausgänge verteilt, wie es bei dem symmetrischen Koppler mit nur einem Eingang der Fall ist. Damit entsteht bei die-

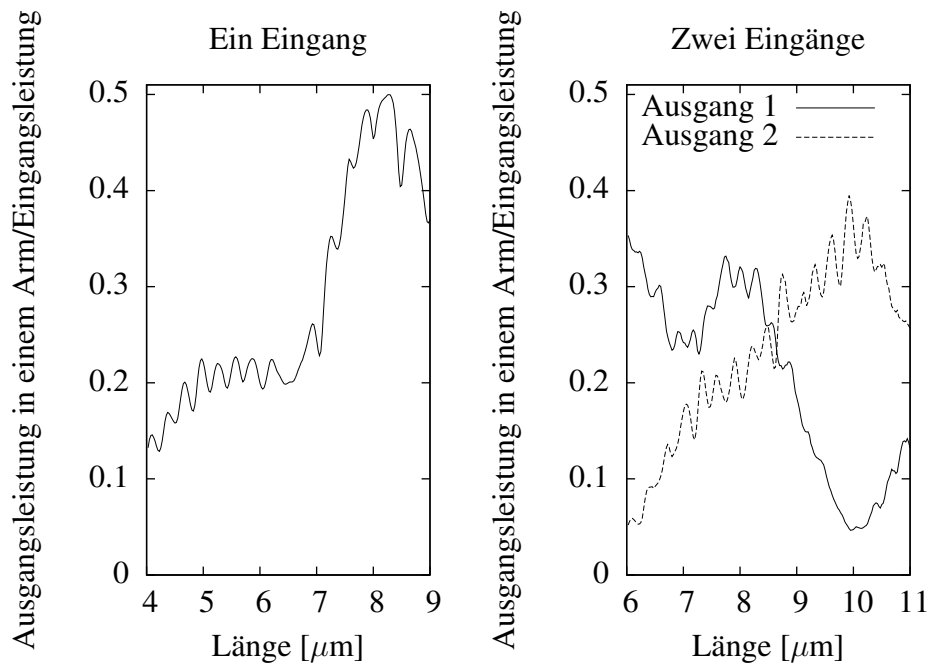


Abbildung 7.12: Simulierte Ausgangsleistung von Multi-Moden-Interferenz-Koppler: links mit einem Eingang und zwei Ausgängen, rechts mit zwei Eingängen und zwei Ausgängen

sen Multi-Moden-Interferenz Kopplern mit zwei Eingängen und zwei Ausgängen eine stärkere Wellenlängenabhängigkeit. Die Summe der Leistungen in den Ausgängen beträgt nach numerischen Simulationen nur maximal 50 % der Eingangsleistung, wie in Abbildung 7.12 zu sehen ist. Die nicht in die Wellenleiter gekoppelte Leistung wird in andere Richtungen abgestrahlt.

7.4 Mach-Zehnder-Interferometer

Mach-Zehnder-Interferometer können durch ihr spektrales Verhalten als Wellenlängenfilter verwendet werden, oder sie können durch Beeinflussung der optischen Länge in einem der beiden Zweige als Schalter oder schaltbarer Verteiler dienen. Das Licht wird bei einem Mach-Zehnder-Interferometer mit einem Strahlteiler in zwei Strahlen aufgespalten. Diese Lichtstrahlen durchlaufen getrennte Wege, um anschließend in einem weiteren Strahlteiler wieder vereinigt zu werden. In Siliziumnanowire-Technologie werden die Mach-Zehnder-Interferometer in [67] beschrieben. In Abbil-

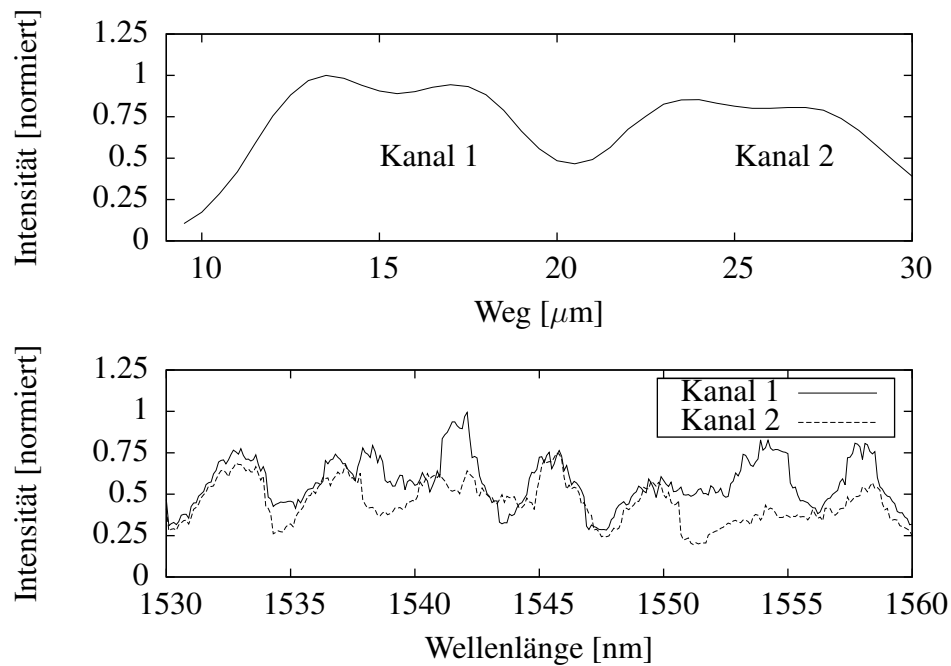


Abbildung 7.13: Gemessene Ausgangsleistung von einem Multi-Moden-Interferenz-Koppler mit einem Eingang und zwei Ausgängen: oben eine Abtastung über die Maxima der beiden Ausgänge, die $10\ \mu\text{m}$ auseinander liegen, unten die spektrale Erfassung der beiden Ausgänge

dung 7.14 ist ein Mach-Zehnder-Interferometer schematisch als Freistrahlaufbau dargestellt. Da die Phasen durch die unterschiedlichen optischen Weglängen voneinander abweichen, kann es je nach Abweichung zu destruktiver oder konstruktiver Interferenz kommen. Wenn an der Vereinigungsstelle die Amplituden gleich groß sind und sich die Phasen um 90° von einander unterscheiden, kommt es zur völligen Auslöschung, das heißt, die eingebrachte Leistung wird zu einem anderen Ausgang des kombinierenden Strahlteilers geleitet. Bei einem Multi-Moden-Interferenz-Koppler mit zwei Eingängen und einem Ausgang als vereinigender Strahlteiler, wie in Abbildung 7.14 dargestellt, wird die optische Leistung in eine andere Richtungen als der einzige Ausgang abgestrahlt. Dies ist bei Laboraufbauten mit nur einem Strahlengang nicht kritisch, da ohnehin sehr viel Streulicht in dem System vorhanden ist. Bei den angestrebten hochintegrierten Systemen sollte dieses Licht allerdings unschädlich aus dem System herausgeleitet werden.

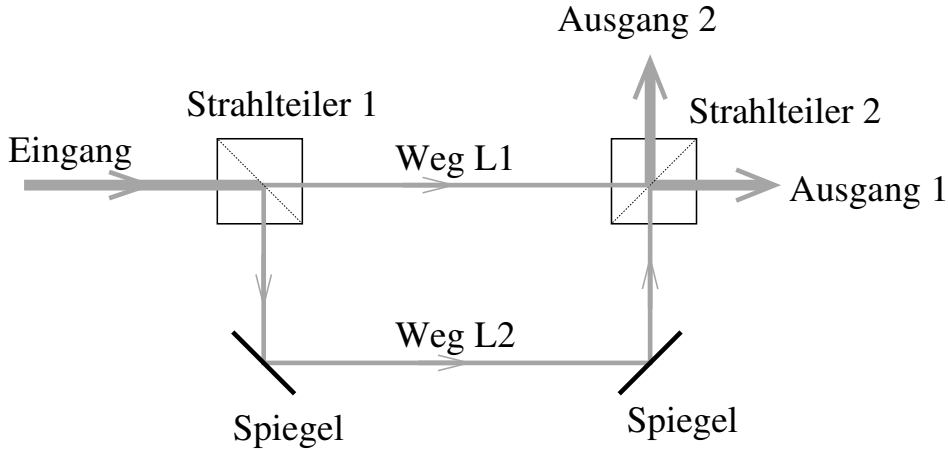


Abbildung 7.14: Schema eines Mach-Zehnder Interferometers in Freistrahlaufbau

Um ein Mach-Zehnder-Interferometer als Frequenzfilter nutzen zu können, müssen die optischen Wege der beiden Arme unterschiedlich lang sein, wodurch der Wegunterschied zu einem Phasenunterschied führt. Bei bestimmten Wellenlängen verschwindet dieser Phasenunterschied und das Signal kann den Ausgang erreichen. Der Abstand zwischen zwei Maxima im Spektrum wird freier Spektralbereich genannt. Dieser ergibt sich bei unterschiedlich langen Armen mit $\Delta l = |L_1 - L_2|$ mit den Armlängen L_1 und L_2 zu

$$\Delta\lambda = \lambda_1 - \frac{n_g \cdot \Delta l \cdot \lambda_1}{n_g \Delta l + \lambda_1} \quad (7.1)$$

In dieser Formel ist n_g der Gruppenindex der Mode. Wird der Wegunterschied Δl sehr klein, ergibt sich ein freier Spektralbereich in der Größenordnung der Wellenlänge. Dies bedeutet, dass sehr kleine Änderungen in der optischen Weglänge, wie sie zum Beispiel durch Fertigungstoleranzen auftreten, bereits zur Auslöschung führen können. Über die Formel 7.1 kann der Gruppenindex berechnet werden [82].

$$n_g = \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{\Delta l \cdot (\lambda_1 - \lambda_2)} \quad (7.2)$$

Wird einer der Arme beeinflusst, so dass sich die optische Weglänge ändert, kann das Mach-Zehnder Interferometer als Schalter dienen, oder in seinem Frequenzverhalten verändert werden. Die optische Weglänge kann zum Beispiel durch eine Änderung des Brechungsindex erzeugt werden. Dies ist in Siliziumwellenleitern durch Veränderung der Temperatur, mechanische Spannung [3] und Ladungsträger möglich. In [21] wird

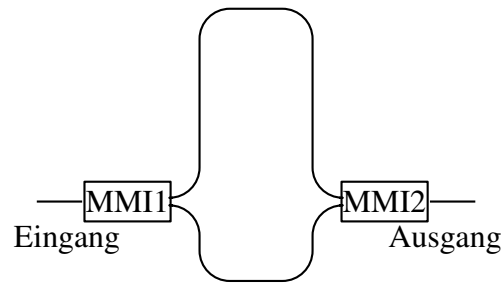


Abbildung 7.15: Ein Mach-Zehnder-Interferometer mit MMI Strahlteilern

der Kerr-Effekt zum Durchstimmen der Wellenlängen benutzt.

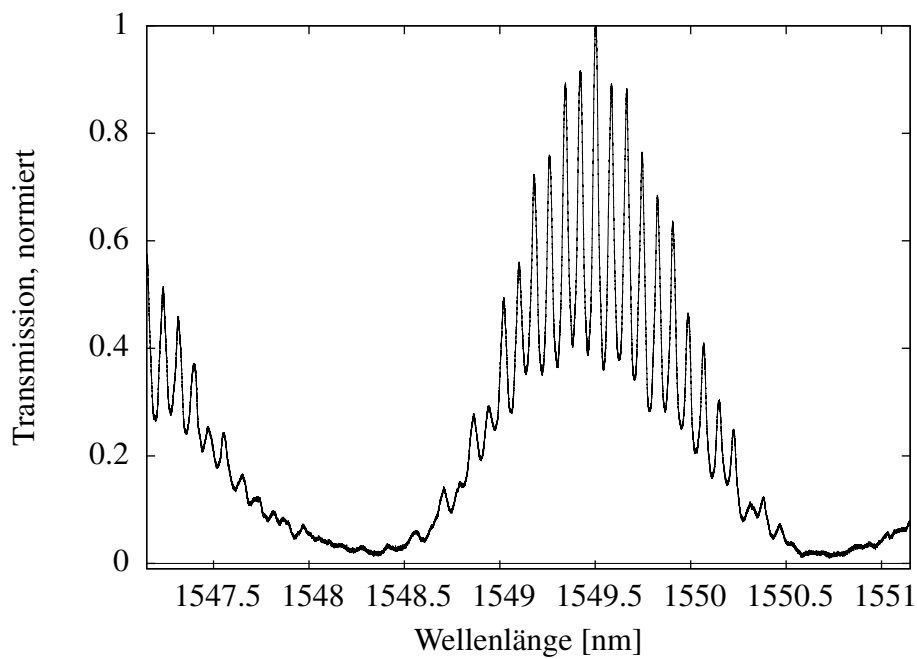


Abbildung 7.16: Gemessene Ausgangsleistung eines Mach-Zehnder-Interferometers mit 200 μm unterschiedlichen Armen

In Abbildung 7.16 ist das gemessene Spektrum eines Mach-Zehnder-Interferometers mit einem Wegunterschied $\Delta l = 200 \mu\text{m}$ dargestellt. Es ist ein Maximum und zwei Minima gezeigt, woraus der freie Spektralbereich zu 2,6 nm bestimmt werden kann.

Aus dem freien Spektralbereich ergibt sich ein Gruppenindex von 4,6, was mit den Simulationen der Mode und den Messungen durch die Fabry-Perot-Methode übereinstimmt. Dem Spektrum des Mach-Zehnder-Interferometers ist das Spektrum eines Fabry-Perot-Interferometers überlagert. Daraus können im Maximum des Spektrums mithilfe der Fabry-Perot-Methode die durch die zwei Strahlteiler entstehenden Verluste berechnet werden, die jeweils 4 dB betragen. In Abbildung 7.17 ist die Abstrahlung der Multi-Moden-Interferometer-Koppler zur Kamera zu erkennen. Der zweite Koppler strahlt dabei schwächer, da das Lichtsignal um die Verluste des ersten Kopplers und die in Meandern geführten Wellenleiter abgeschwächt ist.

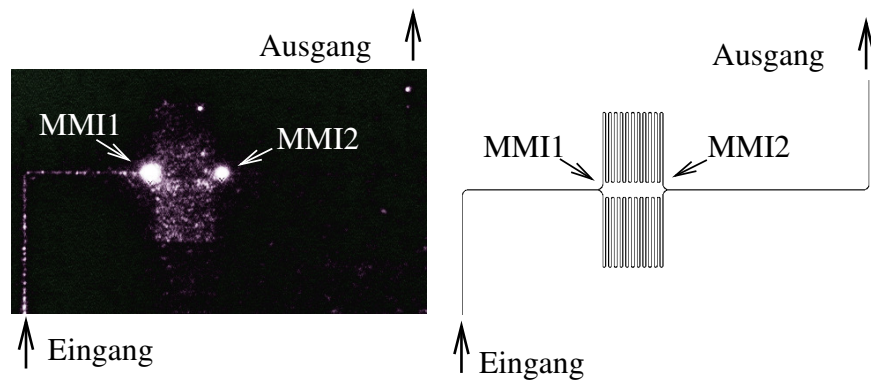


Abbildung 7.17: Streulichtinfrarot Bild eines Mach-Zehnder-Interferometers aus Siliziumnanowires

8 Zusammenfassung und Ausblick

8.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit sind vier verschiedene Varianten zur Herstellung ummantelter Wellenleiter mittels Kontaktlithographie und thermischer Oxidation zur Schrumpfung vorgestellt. Den größten seitlichen Abtrag von Silizium am Wellenleiterkern und damit die größte Glättung ermöglicht die Siliziumnitridmaskierung. Durch den höheren Brechungsindex des Nitrides gegenüber dem Oxid, den zusätzlichen optischen Materialverlusten und den eingebauten Spannungen ist die Siliziumnitridmaskierung nicht bevorzugt. Wellenleiter mit der Oxidmaskierung können durch eine Ätzung in Flusssäure von ihrem Mantel befreit werden. Bei Nitrid maskierten Wellenleitern ist dies aufgrund der unterschiedlichen Ätzzraten von Oxid und Nitrid nicht so einfach möglich. Die thermische Oxidation von Wellenleitern ohne zusätzliche Maskierung führt zu einem großen Höhenabtrag, der eine kleine Strukturbreite voraussetzt und nur geringe glättende Eigenschaften besitzt. Da die Oberseite der Wellenleiter bereits durch den Herstellungsprozess der Substrate glatt ist, kann durch die Verwendung einer Oxidmaske die Höhenreduzierung begrenzt werden. Die durch die Lithographie und Ätzung rauhen Seitenflächen können durch den reduzierten Höhenabtrag effektiver geglättet werden. Die optischen Verluste dieser Wellenleiter liegen unter 2 dB/cm und sind somit von der Dämpfung konkurrenzfähig mit Wellenleitern aus CMOS-Fabrikationslinien. Der Prozess ist aber mit wesentlich einfacheren Mitteln durchgeführt worden. Die Wellenleiterbreiten sind durch die Breitenvariation der Kontaktlithographie inhomogen über das Substrat. Die Gleichmäßigkeit der hochoptimierten Projektionsbelichtung in CMOS-Fertigungslinien ist wesentlich besser. Der Ausgangszustand nach der Kontaktlithografie und Ätzung ist rauer als durch andere Verfahren, wie zum Beispiel Elektronenstrahl-Lithographie oder Projektionsbelichtung.

Die thermische Oxidation und Schrumpfung führt zu Einschränkungen in der Fertigung von Komponenten wie Y-Koppler und Ringresonatoren, da die Siliziumwellenleiterkerne nicht nah genug zusammen geführt werden können. Die Aufteilung von Licht in zwei Wellenleiter kann durch Multi-Moden Interferenzkoppler mit einer Länge von nur 8 μm technologie-kompatibel realisiert werden. Damit konnten auch Mach-Zehnder-Interferometer aufgebaut werden, welche zur Filterung von Wellenlängen eingesetzt werden können.

Die Oxidationsschrumpfung macht sehr feine Spitzen von inversen Tapern möglich, wie sie sonst nur mit sehr hohen apparativen Aufwand geschaffen werden können. Durch zusätzliche Polymerwellenleiter kann das Licht vereinfacht in den Wellenleiter eingekoppelt werden. Ein auf dem Substrat hergestellter Umlenkspiegel ermöglicht die Einkopplung senkrecht zur Substratebene. Diese Methode ist nicht Wellenlängen abhängig, im Gegensatz zu Gitterkopplern.

Der Brechungsindex der oxidierten Wellenleiter zeigen eine Abhängigkeit von der Temperatur, die durch lange Fabry-Perot Interferometer empfindlich zu messen ist. Je kürzer die Wellenleiter sind, umso weniger macht sich dieser Effekt bemerkbar. Für die Vermessung der Wellenleiter musste ein temperaturstabilisierter Messplatz aufgebaut werden.

Die Modulation von infrarotem Licht durch kurzwelliges (blaues) Licht ist zur Messung der Ladungsträgerlebensdauer angewendet worden. Die gemessenen Lebensdauern sind mit 21,8 ns für die Wellenleitergröße lang, was auf eine gute Passivierung der Oberfläche schließen lässt. Schnelle Modulatoren sind mit dieser Technologie ohne Ladungsträgerlebensdauer verkürzende Maßnahmen nicht möglich. Für eine Abstimmung von Resonatoren durch Änderung der Brechungsindizes über freie Ladungsträger wird bei langen Ladungsträgerlebensdauern weniger Energie verbraucht.

8.2 Ausblick

An Anwendungen für die Siliziumphotonik wird weltweit geforscht. Erste kommerzielle Produkte sind bereits 2007 auf dem Markt erschienen [35], weitere werden folgen. Der Markt für Rechentechnik fordert nach immer mehr Rechenleistung. Der Energiebedarf für Großrechner ist in den letzten Jahren gestiegen, insbesondere da die Kommunikation zwischen den Rechenkernen durch die höhere Bandbreite mehr Energie verbraucht. Für einzelne Kerne sinkt der Energie Bedarf pro Rechnung langsam.

Die Oxidation von Wellenleitern kann zu neuen Wellenleiter Geometrien führen, die mit Ätzprozess allein nicht erreichbar sind. Durch eine Variation der Siliziumnutzschichtdicke können zum Beispiel längere Oxidationen durchgeführt werden. Insbesondere sind die runden Formen für polarisationsunabhängige Siliziumwellenleiter interessant. Für die Kommunikation im Weitbereichsverkehr werden nicht polarisationserhaltende Fasern eingesetzt, da sie kostengünstiger und verlustärmer als die polarisationserhaltenden Fasern sind. Daher wäre eine aufwändige Polarisationskontrolle in der Zuleitung zu den Siliziumsystemen notwendig, um sicher die Signale empfangen zu können. Die Verwendung neuer Wellenleitergeometrien führt zu einstellbarer Dispersioneigenschaften der Wellenleiter, wodurch die Dispersion von Übertragungsstrecken kompensiert werden kann, was eine Erhöhung der Datenrate ermöglicht.

Mit hochoptimierter Lithographie und Ätzprozessen kann die Glättung zu sehr verlustarmen Wellenleitern führen. Dies kann zu neuen Anwendungen, wie zum Beispiel einen Ramanverstärker, ermöglichen. Die Nutzung nichtlinearer Effekte des Siliziums ist derzeit ebenfalls Gegenstand der Forschung.

Ob und wann die Siliziumphotonik eine ähnliche Revolution wie die Elektronik der integrierten Schaltkreise auslösen wird, ist derzeit noch offen. Die Grundlagen hierfür sind bereits geschaffen.

Literaturverzeichnis

- [1] ALMEIDA, V. R. ; PANEPUCCI, R. R. ; LIPSON, M.: Nanotaper for compact mode conversion. In: *Optics Letters* 28 (2003), August, Nr. 15, S. 1302–1304
- [2] ALMEIDA, Vilson R. ; BARRIOS, Carlos A. ; PANEPUCCI, Roberto R. ; LIPSON, Michal: All-optical control of light on a silicon chip. In: *Nature* 431 (2004), 10, Nr. 7012, S. 1081–1084. ISBN 0028-0836
- [3] AMTHOR, Julia ; HORN, Oliver ; LIPKA, Timo ; MÜLLER, Jörg: Thermo-optic and elasto-optic tuning of silicon nanowires. In: SERPENGUZEL, Ali (Hrsg.): *Microtechnologys for the new Millenium* Bd. 7366, SPIE, 2009, S. 73661Y
- [4] AMTHOR, Julia ; HORN, Oliver ; LIPKA, Timo ; SAVOV, Angel ; MÜLLER, Jörg: Fabrication of Freestanding SiO₂ -Membrane Systems for Thermo-Optic Adjusting of SOI Photonic Wires. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 23 (2011), August, Nr. 16, S. 1142 –1144
- [5] ARNOLD, J. C. ; SAWIN, H. H.: Charging of pattern features during plasma etching. In: *Journal of Applied Physics* 70 (1991), Nr. 10, S. 5314–5317
- [6] BARWICZ, T.: 3D Analysis of scattering losses due to sidewall roughness in microphotonic waveguides: high index-contrast. In: *Lasers and Electro-Optics, 2005. (CLEO). Conference on* Bd. 2, 2005, S. 1333–1335
- [7] BARWICZ, T. ; HAUS, H.A.: Three-dimensional analysis of scattering losses due to sidewall roughness in microphotonic waveguides. In: *Lightwave Technology, Journal of* 23 (2005), Nr. 9, S. 2719–2732. – ISSN 0733-8724
- [8] BOGAERTS, W. ; DUMON, P. ; TAILLAERT, D. ; WIAUX, V. ; BECKX, S. ; LUYSSAERT, B. ; CAMPENHOUT, J. V. ; THOURHOUT, D. V. ; BAETS, R.: SOI nanophotonic waveguide structures fabricated with deep UV lithography.

- In: *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications* 2 (2004), S. 81–86
- [9] BOGAERTS, W. ; SELVARAJA, S.K. ; DUMON, P. ; BROUCKAERT, J. ; DE VOS, K. ; VAN THOURHOUT, D. ; BAETS, R.: Silicon-on-Insulator Spectral Filters Fabricated With CMOS Technology. In: *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* 16 (2010), Januar - Februar, Nr. 1, S. 33 –44
- [10] BOGAERTS, W. ; TAILLAERT, D. ; LUYSSAERT, B. ; DUMON, P. ; VAN CAMPENHOUT, J. ; BIENSTMAN, P. ; VAN THOURHOUT, D. ; BAETS, R. ; WIAUX, V. ; BECKX, S.: Basic structures for photonic integrated circuits in Silicon-on-insulator. In: *Opt. Express* 12 (2004), April, Nr. 8, S. 1583–1591
- [11] BOREL, Peter I. ; BILENBERG, Brian ; FRANDSEN, Lars H. ; NIELSEN, Theodor ; FAGE-PEDERSEN, Jacob ; LAVRINENKO, Andrei V. ; JENSEN, Jacob S. ; SIGMUND, Ole ; KRISTENSEN, Anders: Imprinted silicon-based nanophotonics. In: *Opt. Express* 15 (2007), Februar, Nr. 3, S. 1261–1266
- [12] BRUEL, M.: Silicon on insulator material technology. In: *Electronics Letters* 31 (1995), July, Nr. 14, S. 1201–1202
- [13] CABRERA, N ; MOTT, N F.: Theory of the oxidation of metals. In: *Reports on Progress in Physics* 12 (1949), Nr. 1, S. 163–. – ISSN 0034-4885
- [14] CAMPENHOUT, Joris V. ; GREEN, William M. J. ; LIU, Xiaoping ; ASSEFA, Solomon ; OSGOOD, Richard M. ; VLASOV, Yurii A.: Silicon-nitride surface passivation of submicrometer silicon waveguides for low-power optical switches. In: *Opt. Lett.* 34 (2009), Nr. 10, S. 1534–1536
- [15] CHEN, X. ; PANOIU, N.C. ; OSGOOD, Jr.: Theory of Raman-mediated pulsed amplification in silicon-wire waveguides. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 42 (2006), Januar, Nr. 2, S. 160– 170
- [16] CHOU, Stephen Y. ; KRAUSS, Peter R. ; ZHANG, Wei ; GUO, Lingjie ; ZHUANG, Lei: Sub-10 nm imprint lithography and applications. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B* 15 (1997), Nr. 6, S. 2897–2904

- [17] CHOU, Stephen Y. ; XIA, Qiangfei: Improved nanofabrication through guided transient liquefaction. In: *Nat Nano* 3 (2008), Juni, Nr. 6, S. 369–369. – ISSN 1748-3387
- [18] CLAPS, Ricardo ; RAGHUNATHAN, V. ; DIMITROPOULOS, D. ; JALALI, B.: Influence of nonlinear absorption on Raman amplification in Silicon waveguides. In: *Opt. Express* 12 (2004), Juni, Nr. 12, S. 2774–2780
- [19] COCORULLO, G. ; CORTE, F. G. D. ; RENDINA, I.: Temperature dependence of the thermo-optic coefficient in crystalline silicon between room temperature and 550 K at the wavelength of 1523 nm. In: *Applied Physics Letters* 74 (1999), Mai, Nr. 22, S. 3338–3340
- [20] DEAL, B. E. ; GROVE, A. S.: General Relationship for the Thermal Oxidation of Silicon. In: *Journal of Applied Physics* 36 (1965), Nr. 12, S. 3770–3778
- [21] DEKKER, R. ; DRIESSEN, A. ; WAHLBRINK, T. ; MOORMANN, C. ; NIEHUSMANN, J. ; FÖRST, M.: Ultrafast Kerr-induced all-optical wavelength conversion in silicon waveguides using 1.55 μ m femtosecond pulses. In: *Opt. Express* 14 (2006), September, Nr. 18, S. 8336–8346
- [22] DEKKER, R. ; USECHAK, N. ; FÖRST, M. ; DRIESSEN, A.: Ultrafast nonlinear all-optical processes in silicon-on-insulator waveguides. In: *Journal of Physics D - Applied Physics* (2007), S. 249–271
- [23] DIMITROPOULOS, D. ; JHAVERI, R. ; CLAPS, R. ; WOO, J. C. S. ; JALALI, B.: Lifetime of photogenerated carriers in silicon-on-insulator rib waveguides. In: *Applied Physics Letters* 86 (2005), Nr. 7, S. 071115
- [24] DUMON, P. ; BOGAERTS, W. ; VAN CAMPENHOUT, J. ; WIAUX, V. ; WOUTERS, J. ; BECKX, S. ; BAETS, R.: Low-loss photonic wires and compact ring resonators in silicon-on-insulator. In: *Proceedings Symposium IEEE/LEOS Benelux Chapter*, 2003
- [25] EERNISSE, E. P.: Viscous flow of thermal SiO₂. In: *Applied Physics Letters* 30 (1977), März, Nr. 6, S. 290

- [26] EMSLIE, Alfred G. ; BONNER, Francis T. ; PECK, Leslie G.: Flow of a Viscous Liquid on a Rotating Disk. In: *Journal of Applied Physics* 29 (1958), Nr. 5, S. 858–862
- [27] FEUCHTER, T. ; THIRSTRUP, C.: High precision planar waveguide propagation loss measurement technique using a Fabry-Perot cavity. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 6 (1994), Nr. 10, S. 1244–1247. – ISSN 1041-1135
- [28] FICK, Adolf: Ueber Diffusion. In: *Annalen der Physik und Chemie* 170 (1855), Nr. 1, S. 59–86
- [29] FÖRST, Michael ; NIEHUSMANN, Jan ; PLÖTZING, Tobias ; BOLTEN, Jens ; WAHLBRINK, Thorsten ; MOORMANN, Christian ; KURZ, Heinrich: High-speed all-optical switching in ion-implanted silicon-on-insulator microring resonators. In: *Opt. Lett.* 32 (2007), Juli, Nr. 14, S. 2046–2048
- [30] FREEOUF, J.L. ; LIU, S.T.: Minority carrier lifetime results for SOI wafers. In: *SOI Conference, 1995. Proceedings., 1995 IEEE International*, Oktober 1995, S. 74–75
- [31] GAJDA, A. ; MULLER, J. ; NOBIS, O. ; BRANS, J. ; GIUNTONI, I. ; KRAUSE, M. ; RENNER, H. ; PETERMANN, K. ; BRINKMEYER, E.: Reducing the free-carrier lifetime in silicon waveguides by controlled Au doping. In: *Group IV Photonics, 2008 5th IEEE International Conference on*, 2008, S. 173–175
- [32] GHOSH, G. ; ENDO, M. ; IWASAKI, T.: Temperature-dependent Sellmeier coefficients and chromatic dispersions for some optical fiber glasses. In: *Lightwave Technology, Journal of* 12 (1994), August, Nr. 8, S. 1338–1342. – ISSN 0733-8724
- [33] GNAN, M. ; THORNS, S. ; MACINTYRE, D.S. ; DE LA RUE, R.M. ; SOREL, M.: Fabrication of low-loss photonic wires in silicon-on-insulator using hydrogen silsesquioxane electron-beam resist. In: *Electronics Letters* 44 (2008), 17, Nr. 2, S. 115–116. – ISSN 0013-5194
- [34] GREEN, Martin A. ; KEEVERS, Mark J.: Optical properties of intrinsic silicon at 300 K. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 3 (1995), Nr. 3, S. 189–192. – ISSN 1099-159X

- [35] GUNN, C.: CMOS Photonics for High-Speed Interconnects. In: *Micro, IEEE* 26 (2006), März-April, Nr. 2, S. 58–66. – ISSN 0272-1732
- [36] HARKE, A. ; LIPKA, T. ; AMTHOR, J. ; HORN, O. ; KRAUSE, M. ; MULLER, J.: Amorphous Silicon 3-D Tapers for Si Photonic Wires Fabricated With Shadow Masks. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 20 (2008), Nr. 17, S. 1452–1454. – ISSN 1041-1135
- [37] HECHT, Eugene: *Optik*. Oldenbourg Verlag, 2005
- [38] HENRY, William: Experiments on the Quantity of Gases Absorbed by Water, at Different Temperatures, and under Different Pressures. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 93 (1803), S. 29–42+274–276
- [39] HERZINGER, C. M. ; JOHS, B. ; MCGAHAN, W. A. ; WOOLLAM, J. A. ; PAULSON, W.: Ellipsometric determination of optical constants for silicon and thermally grown silicon dioxide via a multi-sample, multi-wavelength, multi-angle investigation. 83 (1998), Nr. 6, S. 3323–3336. – ISSN 00218979
- [40] HOFSTETTER, Daniel ; THORNTON, Robert L.: Theory of loss measurements of Fabry Perot resonators by Fourier analysis of the transmission spectra. In: *Opt. Lett.* 22 (1997), Nr. 24, S. 1831–1833
- [41] KAJIHARA, Koichi ; KAMIOKA, Hayato ; HIRANO, Masahiro ; MIURA, Taisuke ; SKUJA, Linards ; HOSONO, Hideo: Interstitial oxygen molecules in amorphous SiO₂. III. Measurements of dissolution kinetics, diffusion coefficient, and solubility by infrared photoluminescence. In: *Journal of Applied Physics* 98 (2005), S. 013529–013529–7
- [42] KALEN, Joseph D. ; BOYCE, Rethia S. ; CAWLEY, James D.: Oxygen Tracer Diffusion in Vitreous Silica. In: *Journal of the American Ceramic Society* 74 (1991), Nr. 1, S. 203–209
- [43] LAI, L. ; IRENE, E. A.: Limiting Si/SiO₂ interface roughness resulting from thermal oxidation. In: *Journal of Applied Physics* 86 (1999), Nr. 3, S. 1729–1735. – ISSN 00218979
- [44] LÄRMER ; SCHILP: *A Method of anisotropically etching Silicon, US-Patent Nr. 5501893*. 1994

- [45] LASKY, J. B.: Wafer bonding for silicon-on-insulator technologies. In: *Applied Physics Letters* 48 (1986), Nr. 1, S. 78–80
- [46] LEE, Kevin K. ; LIM, Desmond R. ; KIMERLING, Lionel C. ; SHIN, Jangho ; CERRINA, Franco: Fabrication of ultralow-loss Si/SiO₂ waveguides by roughness reduction. In: *Optics Letters* 26 (2001), Dezember, Nr. 23, S. 1888–1890
- [47] LEE, Kevin K. ; LIM, Desmond R. ; LUAN, Hsin-Chiao ; AGARWAL, Anuradha ; FORESI, James ; KIMERLING, Lionel C.: Effect of size and roughness on light transmission in a Si/SiO₂ waveguide: Experiments and model. In: *Applied Physics Letters* 77 (2000), September, Nr. 11, S. 1617–1619
- [48] LEE, M.-C. M. ; WU, M.C.: 3D Silicon Transformation using Hydrogen Annealing. In: *Solid-State Sensor, Actuator and Microsystem Workshop Hilton Head Island, South Carolina, June 6-10, 2004*, 2004, S. 19–22
- [49] LIGENZA, Joseph R.: Effekt of Crystal Orientation on Oxidation Rates of Silicon in high pressure Steam. In: *The Journal of Physical Chemistry* 65 (1961), November, Nr. 11, S. 2011–2014. – ISSN 0022-3654
- [50] LIM, Soon T. ; PNG, Ching E. ; ONG, Eng A. ; ANG, Yong L.: Single mode, polarization-independent submicron silicon waveguides based on geometrical adjustments. In: *Opt. Express* 15 (2007), Nr. 18, S. 11061–11072
- [51] LIPKA, Timo ; HARKE, Alexander ; HORN, Oliver ; AMTHOR, Julia ; MÜLLER, Jörg: Amorphous silicon as high index photonic material. In: SERPENGUZEL, Ali (Hrsg.): *Microtechnologys for the new Millenium* Bd. 7366, SPIE, 2009, S. 73661Z
- [52] LIU, H.-C. ; LIN, Y.-H. ; HSU, W.: Sidewall roughness control in advanced silicon etch process. In: *Microsystem Technologies* 10 (2003), S. 29 – 34
- [53] LÜTZOW, Peter ; HEIDRICH, Helmut ; RICHTER, Harald ; ZIMMERMANN, Lars: Vertical optical interfacing of Silicon waveguides. In: *15th European Conference on Integrated Optics*, 2010
- [54] MADOU, Marc: *Fundamentals of Microfabrication: The Science of Miniaturization, Second Edition*. 2002

- [55] MARCATILI, E. A. J.: Bends in optical dielectric guides. In: *Bell System Technical Journal* 48 (1969), Sept., Nr. 7, S. 2103–2132
- [56] MARCUSE, D.: Directional couplers made of nonidentical asymmetric slabs. Part I: Synchronous couplers. In: *Lightwave Technology, Journal of* 5 (1987), Januar, Nr. 1, S. 113 – 118. – ISSN 0733-8724
- [57] MASINI, G. ; SAHNI, S. ; CAPELLINI, G. ; WITZENS, J. ; WHITE, J. ; SONG, D. ; GUNN, C.: Ge photodetectors integrated in CMOS photonic circuits. In: *Silicon Photonics III*, 2008, S. 689808–1–6
- [58] MASTRANGELO, Carlos H. ; TAI, Yu-Chong ; MULLER, Richard S.: Thermo-physical properties of low-residual stress, Silicon-rich, LPCVD silicon nitride films. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 23 (1990), Nr. 1-3, S. 856 – 860. – Proceedings of the 5th International Conference on Solid-State Sensors and Actuators and Eurosensors III. – ISSN 0924-4247
- [59] MAXWELL, James C.: A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 155 (1864), S. 459–512
- [60] MCNAB, S. ; MOLL, N. ; VLASOV, Y.: Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides. In: *Optics Express* 11 (2003), Nr. 22, S. 2927–2939
- [61] MINKOLEY, Dennis: *Taperstrukturen zur effizienten Faserkopplung von monomodigen Nano-Wires*, Technische Universität Hamburg Harburg, Diplomarbeit, 2007
- [62] MIZUSHIMA, I. ; SATO, T. ; TANIGUCHI, S. ; TSUNASHIMA, Y.: Empty-space-in-silicon technique for fabricating a silicon-on-nothing structure. In: *Applied Physics Letters* 77 (2000), Nr. 20, S. 3290–3292
- [63] NAKAMURA, N. ; OHSHIMA, T. ; NAKAGAWA, K. ; MIYAO, M.: An observation of 650 C deformation of Si surface under ultra high vacuum. In: *Journal of Applied Physics* 68 (1990), May, S. 3038–3040
- [64] NAKASHIMA, S. ; IZUMI, K.: Buried oxide layers formed by low-dose oxygen implantation. In: *Journal Materials Research* 7 (1990), April, Nr. 4, S. 788–790

- [65] NASCIMENTO, Marcio Luis F. ; ZANOTTO, Edgar D.: Mechanisms and dynamics of crystal growth, viscous flow, and self-diffusion in silica glass. In: *Phys. Rev. B* 73 (2006), Januar, Nr. 2, S. 024209–
- [66] NORTON, Francis J.: Permeation of Gaseous Oxygen through Vitreous Silica. In: *Nature* 191 (1961), August, Nr. 4789, S. 701–701
- [67] OHNO, Fumiaki ; FUKAZAWA, Tatsuhiko ; BABA, Toshihiko: Mach-Zehnder Interferometers Composed of μ -Bends and μ -Branches in a Si Photonic Wire Waveguide. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 44 (2005), July, Nr. 7a, S. 5322–5323
- [68] PAYNE, F.P. ; LACEY, J.P.R.: A theoretical analysis of scattering loss from planar optical waveguide. In: *IEEE Proc. Optical and Quantum Electron.* 26 (1994), S. 977–986
- [69] PLACHETKA, U. ; KOO, N. ; WAHLBRINK, T. ; BOLTEN, J. ; WALDOW, M. ; PLÖTZING, T. ; KURZ, H.: Fabrication of Photonic Ring Resonator Device in Silicon Waveguide Technology Using Soft UV-Nanoimprint Litography. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 20 (2008), April, Nr. 7, S. 490–492
- [70] RAGHUNATHAN, Varun ; SHORI, Ramesh ; STAFSUDD, Oscar M. ; JALALI, Bahram: Nonlinear absorption in silicon and the prospects of mid-infrared silicon Raman lasers. In: *physica status solidi (a)* 203 (2006), Nr. 5, S. R38–R40. – ISSN 1862-6319
- [71] REED, Graham T. ; KNIGHTS, Andrew P.: *Silicon Photonics - An Introduction*. John Wiley & Sons Ltd, 2004
- [72] REIDER, Georg A.: *Photonik - eine Einführung in die Grundlagen*. 2. Springer, 2005
- [73] ROCHET, F. ; AGIUS, B. ; RIGO, S.: An [sup 18]O Study of the Oxidation Mechanism of Silicon in Dry Oxygen. In: *Journal of The Electrochemical Society* 131 (1984), Nr. 4, S. 914–923
- [74] RONG, Halsheng ; JONES, Richard ; LIU, Ansheng ; COHEN, Oded ; HAK, Dani ; FANG, Alexander ; PANICCIA, Mario: A continuous-wave Raman silicon laser. In: *Nature* 433 (2005), Februar, S. 725–728

- [75] SAITO, N. ; MIURA, H. ; SAKATA, S. ; IKEGAWA, M. ; SHIMIZU, T. ; MASUDA, H.: A two-dimensional thermal oxidation simulator using visco-elastic stress analysis. In: *Electron Devices Meeting, 1989. IEDM '89. Technical Digest., International*, 1989, S. 695–698. – ISSN 0163-1918
- [76] SAKAI, Atsushi ; FUKAZAWA, Tatsuhiko ; BABA, Toshihiko: Low Loss Ultra-Small Branches in a Silicon Photonic Wire Waveguide. In: *IEICE - Transactions on Electronics* E85-C (2002), April, Nr. 4, S. 1033–1038
- [77] SAKAI, Atsushi ; HARA, Go ; BABA, Toshihiko: Propagation Characteristics of Ultrahigh-Delta Optical Waveguide on Silicon-on-Insulator Substrate. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 40 (2001), April, Nr. Part 2 No. 4B, S. L383–L385
- [78] SATO, N. ; YONEHARA, T.: Hydrogen annealed silicon-on-insulator. In: *Applied Physics Letters* 65 (1994), Oktober, Nr. 15, S. 1924–26
- [79] SCHMID, P. E.: Optical absorption in heavily doped silicon. In: *Phys. Rev. B* 23 (1981), Mai, Nr. 10, S. 5531–5536
- [80] SCHMIDTCHEN, J. ; SPLETT, A. ; SCHUPPERT, B. ; PETERMANN, K. ; BURBACH, G.: Low loss singlemode optical waveguides with large cross-section in silicon-on-insulator. In: *Electronics Letters* 27 (1991), August, Nr. 16, S. 1486–1488. – ISSN 0013-5194
- [81] SELMEIER, W.: Zur Erklärung der abnormen Farbenfolge im Spectrum einiger Substanzen; von Sellmeier in Neu-Britz bei Rixdorf unweit Berlin. In: *Annalen der Physik* 143 (1871), S. 272 – 281
- [82] SELVARAJA, Shankar K. ; SLEECKX, Erik ; SCHAEKERS, Marc ; BOGAERTS, Wim ; THOURHOUT, Dries V. ; DUMON, Pieter ; BAETS, Roel: Low-loss amorphous silicon-on-insulator technology for photonic integrated circuitry. In: *Optics Communications* 282 (2009), Mai, Nr. 9, S. 1767–1770. – ISSN 0030-4018
- [83] SELVARAJA, S.K. ; BOGAERTS, W. ; DUMON, P. ; VAN THOURHOUT, D. ; BAETS, R.: Subnanometer Linewidth Uniformity in Silicon Nanophotonic Waveguide Devices Using CMOS Fabrication Technology. In: *Selected Topics*

- in Quantum Electronics, IEEE Journal of* 16 (2010), Januar-Februar, S. 316–324
- [84] SOLANKI, C.S ; BILYALOV, R.R ; POORTMANS, J ; NIJS, J ; MERTENS, R: Porous silicon layer transfer processes for solar cells. In: *Solar Energy Materials and Solar Cells* 83 (2004), Nr. 1, S. 101 – 113. – ISSN 0927-0248
- [85] SOLDANO, L.B. ; PENNINGS, E.C.M.: Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications. In: *Lightwave Technology, Journal of* 13 (1995), Nr. 4, S. 615–627. – ISSN 0733-8724
- [86] SOLEHMAINEN, K. ; AALTO, T. ; DEKKER, J. ; KAPULAINEN, M. ; HARJANNE, M. ; KUKLI, K. ; HEIMALA, P. ; KOLARI, K. ; LESKELA, M.: Dry-etched silicon-on-insulator waveguides with low propagation and fiber-coupling losses. In: *Lightwave Technology, Journal of* 23 (2005), November, Nr. 11, S. 3875–3880. – ISSN 0733-8724
- [87] SOLEHMAINEN, Kimmo: *Fabrication of microphotonic waveguide components on silicon*, Helsinki University of Technology, Dissertation, 2007
- [88] SOREF, R. ; BENNETT, B.: Electrooptical effects in silicon. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 23 (1987), Nr. 1, S. 123–129. – ISSN 0018-9197
- [89] SPARACIN, D.K. ; SPECTOR, S.J. ; KIMERLING, L.C.: Silicon waveguide sidewall smoothing by wet chemical oxidation. In: *Lightwave Technology, Journal of* 23 (2005), August, Nr. 8, S. 2455–2461. – ISSN 0733-8724
- [90] SPLETT, A. ; PETERMANN, K.: Low loss single-mode optical waveguides with large cross-section in standard epitaxial silicon. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 6 (1994), Nr. 3, S. 425–427. – ISSN 1041-1135
- [91] STURM, J.C. ; REAVES, C.M.: Silicon temperature measurement by infrared absorption. Fundamental processes and doping effects. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 39 (1992), S. 81–88
- [92] SZE, S.M.: *VLSI Technology*. McGraw-Hill, 1983
- [93] TAFT, E. A.: The Optical Constants of Silicon and Dry Oxygen Oxides of Silicon at 5461Å. In: *J. Electrochem. Soc.* 125 (1978), Juni, Nr. 6, S. 968–971

- [94] TAILLAERT, D. ; BOGAERTS, W. ; BIENSTMAN, P. ; KRAUSS, T.F. ; MOERMAN, I. ; VAN DAELE, P. ; BAETS, R.: An Out-of-Plane Grating Coupler for Efficient Butt-Coupling Between Compact Planar Waveguides and Single-Mode Fibers. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 38 (2002), July, Nr. 38, S. 949–955
- [95] TEICHERT, C. ; MACKAY, J. F. ; SAVAGE, D. E. ; LAGALLY, M. G. ; BROHL, M. ; WAGNER, P.: Comparison of surface roughness of polished silicon wafers measured by light scattering topography, soft-x-ray scattering, and atomicforce microscopy. In: *Applied Physics Letters* 66 (1995), Nr. 18, S. 2346–2348. – ISSN 00036951
- [96] TIEN, P. K.: Light Waves in Thin Films and Integrated Optics. In: *Appl. Opt.* 10 (1971), Nov, Nr. 11, S. 2395–2413
- [97] TOULOUKIAN, Y. S. ; KIRBY, R. K. ; TAYLOR, E. R. ; LEE, T. Y. R.: *Thermophysical Properties of Matter - the TPRC Data Series. Volume 13. Thermal Expansion - Nonmetallic Solids..* Bd. 13. 1977
- [98] TSUCHIZAWA, T. ; WATANABE, T. ; TAMECHIKA, E. ; SHOJI, T. ; YAMADA, K. ; TAKAHASHI, J. ; UCHIYAMA, S. ; ITABASHI, S. ; MORITA, H.: Fabrication and evaluation of submicron-square Si wire waveguides with spot size converters. In: *Lasers and Electro-Optics Society, 2002. LEOS 2002. The 15th Annual Meeting of the IEEE* Bd. 1, 2002, S. 287–288 vol.1. – ISSN 1092-8081
- [99] VLASOV, Yurii ; MCNAB, Sharee: Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends. In: *Opt. Express* 12 (2004), April, Nr. 8, S. 1622–1631
- [100] VOLLMANN, Nils ; HAMBURG-HARBURG, Technische U. (Hrsg.): *Aufbau eines Messplatzes zur Charakterisierung von nanophotonischen Wellenleitern.* Studienarbeit, 2009
- [101] WALKER, M.J.: Comparison of Bosch and cryogenic processes for patterning high aspect ratio features in silicon. In: *MEMS design, fabrication, characterization, and packaging Bellingham, Washington, SPIE Proceedings 4407, 30 May - 1 June 2001*, 2001, S. 89–99

-
- [102] WALKER, S.: Rapid modeling and estimation of total spectral loss in optical fibers. In: *Lightwave Technology, Journal of DOI - 4* (1986), Nr. 8, S. 1125–1131. – ISSN 0733-8724
- [103] WILLIAMS, Jim: High Speed Amplifier Techniques. In: *Linear Technology Application Note 47* (1991), S. 1–132
- [104] YANG, Bo ; YANG, Liu ; HU, Rui ; SHENG, Zhen ; DAI, Daoxin ; LIU, Qingkun ; HE, Sailing: Fabrication and Characterization of Small Optical Ridge Waveguides Based on SU-8 Polymer. In: *Lightwave Technology, Journal of 27* (2009), sept, Nr. 18, S. 4091–4096
- [105] YONEHARA, Takao ; SAKAGUCHI, Kiyofumi: ELTRAN; Novel SOI Wafer Technology. In: *Japan Society of Applied Physics International 4* (2001), July, Nr. 4, S. 10–16
- [106] YOO, S.J.B.: Future prospects of silicon photonics in next generation communication and computing systems. In: *Electronics Letters 45* (2009), Nr. 12, S. 584–588. – ISSN 0013-5194

Lebenslauf

Name	Oliver Horn
Geburtsdatum	17.07.1975 in Hamburg, Deutschland
07.1982 - 07.1986	Grundschule Bargteheide-Land in Bargteheide
08.1986 - 07.1992	Dietrich-Bonhoeffer-Realschule in Bargteheide
08.1992 - 06.1995	Fachgymnasiums der Kreisberufsschule Bad Oldesloe
07.1995 - 06.1996	Grundwehrdienst in Bad Segeberg
07.1996 - 09.1996	Aushilfstätigkeit bei der Willy Schacht GmbH, Ahrensburg
09.1996 - 12.1996	Industrie Grundlagenpraktikum bei der Deutschen Telekom AG, Hamburg
01.1997 - 03.1997	Aushilfstätigkeit bei der Vivanco GmbH, Ahrensburg
04.1997 - 09.1997	Studienvorbereitung
10.1997 - 02.2004	Studium an der Technischen Universität Hamburg Harburg, Abschluss: Diplom Ing. Elektrotechnik
03.2004 - 07.2010	Wissenschaftlicher Mitarbeiter im Institut für Mikrosystemtechnik der Technischen Universität Hamburg-Harburg
Seit 8/2010	Prozeßingenieur bei der Jenoptik, Optical Systems GmbH, Jena

Publikationen des Autors

AMTHOR, J. ; HORN, O. ; LIPKA, T. ; SAVOV, A. ; MÜLLER: Low Power Optic Switch Using SOI-Nanowires. In: *Group IV Photonics, 2009 6th IEEE International Conference on*, 2009

AMTHOR, Julia ; HORN, Oliver ; LIPKA, Timo ; MÜLLER, Jörg: The Elasto- Optic and Thermo-Optic Effect in Silicon Nanowires. In: *Group IV Photonics, 2008 5th IEEE International Conference on*, 2008, S. 265-267

AMTHOR, Julia ; HORN, Oliver ; LIPKA, Timo ; MÜLLER, Jörg: Thermo-optic and Elasto-optic Tuning of Silicon Nanowires. In: *1st Workshop on Tunable and Active Silicon Photonics*. Hamburg, September 2008, S. Su8

AMTHOR, Julia ; HORN, Oliver ; LIPKA, Timo ; MÜLLER, Jörg: Thermo-optic and elasto-optic tuning of silicon nanowires. In: SERPENGUZEL, Ali (Hrsg.): *Microtechnologys for the new Millenium* Bd. 7366, SPIE, 2009, S. 73661Y

AMTHOR, Julia ; HORN, Oliver ; LIPKA, Timo ; MÜLLER, Jörg: Tunable Photonic Wire Membrane Systems. In: *2nd Workshop on Tunable and Active Silicon Photonics*. Berlin, September 2011, S. Mo2

AMTHOR, Julia ; HORN, Oliver ; LIPKA, Timo ; SAVOV, Angel ; MÜLLER, Jörg: Auslenkbare SiO₂-Membranen zur Abstimmung von Si-Nanowires. In: *Mikrosystemtechnik Kongress VDE (Veranst.)*, VDE VERLAG GMBH, Oktober 2009, S. Paper P10.2

AMTHOR, Julia ; HORN, Oliver ; LIPKA, Timo ; SAVOV, Angel ; MÜLLER, Jörg: Fabrication of Freestanding SiO₂-Membrane Systems for Thermo-Optic Adjusting of SOI Photonic Wires. In: *Photonics Technology Letters*, IEEE 23 (2011), August, Nr. 16, S. 1142-1144

HARKE, A. ; LIPKA, T. ; AMTHOR, J. ; HORN, O. ; KRAUSE, M. ; MÜLLER, J.: Amorphous Silicon 3-D Tapers for Si Photonic Wires Fabricated With Shadow Masks. In: *Photonics Technology Letters*, IEEE 20 (2008), Nr. 17, S. 1452-1454. - ISSN 1041-1135

HORN, O. ; LIPKA, T. ; AMTHOR, J. ; MUELLER, J.: Surface mounted tapered vertical Coupler for photonic Nanowires. In: *15th European Conference on Integrated Optics*, 2010

HORN, O. ; MÜLLER, J.: IR gas measurement system based on silicon-wave guides. In: *Proceedings IRS2 2006 Conference*, May 2006, S. 279-284

HORN, O. ; MÜLLER, Jörg ; LIPKA, Timo ; AMTHOR, Julia: Silicon photonic wires using contact lithography. In: *Group IV Photonics, 2008 5th IEEE International Conference on*, 2008, S. 259-261

HORN, Oliver ; AMTHOR, Julia ; LIPKA, Timo ; MÜLLER, Jörg: Fabrication of Silicon Photonic Wires Using Contact Lithography and Thermal Oxidation. In: *1st Workshop on Tunable and Active Silicon Photonics*. Hamburg, September 2008, S. Su7

HORN, Oliver ; AMTHOR, Julia ; LIPKA, Timo ; MÜLLER, Jörg: Tunable Silicon Photonic Wires Fabricated by Contact Lithography and Thermal Oxidation. In: SERPENGUZEL, Ali (Hrsg.): *Microtechnologys for the new Millenium* Bd. 7366, SPIE, 2009, S. 73660C

LIPKA, Timo ; AMTHOR, Julia ; HORN, Oliver ; MÜLLER, Jörg: Fabrication of low-loss multi-layer compatible hydrogenated amorphous silicon optical thin films for photonic applications. In: *1st EOS Topical Meeting on Micro- and Nano-Optoelectronic Systems*, 2011

LIPKA, Timo ; AMTHOR, Julia ; HORN, Oliver ; MÜLLER, Jörg: Hochintegrierte optische Koppler und Resonatoren aus amorphem Silizium. In: *Mikrosystemtechnik Kongress VDE (Veranst.)*, VDE VERLAG GMBH, Oktober 2011

LIPKA, Timo ; HARKE, Alexander ; HORN, Oliver ; AMTHOR, Julia ; MÜLLER, Jörg: Amorphous silicon as high index photonic material, In: SERPENGUZEL, Ali (Hrsg.): *Microtechnologys for the new Millenium* Bd. 7366, 2009, S. 73661Z

LIPKA, Timo ; HARKE, Alexander ; HORN, Oliver ; AMTHOR, Julia ; MÜLLER, Jörg: Amorphous Waveguides for High Index Photonic Circuitry. In: *OSA Technical Digest (CD)*, Optical Society of America, März 2009, S. OMJ2-

LIPKA, Timo ; HARKE, Alexander ; HORN, Oliver ; AMTHOR, Julia ; MÜLLER, Jörg: Optische Wellenleiter aus amorphem Silizium. In: *Mikrosystemtechnik Kongress VDE (Veranst.)*, VDE VERLAG GMBH, Oktober 2009, S. Paper 91

LIPKA, Timo ; HARKE, Alexander ; HORN, Oliver ; AMTHOR, Julia ; MÜLLER, Jörg ; KRAUSE, Michael: Amorphous silicon spot-size converters fabricated with a shadowmask. In: *Group IV Photonics, 2008 5th IEEE International Conference on*, 2008, S. 311-313

LIPKA, Timo ; HORN, Oliver ; AMTHOR, Julia ; MÜLLER, Jörg: Optical Components fabricated with Amorphous Silicon. In: *1st Workshop on Tunable and Active Silicon Photonics*. Hamburg, September 2008, S. Su6

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die 50 leistungsstärksten Rechner der Welt der Jahre 1993, 1999, 2005 und 2011. Dargestellt sind die Anzahl der Rechenkerne und die Rechenleistung. Die Daten stammen aus dem wissenschaftlichen TOP500-Project, http://top500.org	2
2.1	Zwei orthogonal aufeinander stehende elektrische Schwingungen mit einer Phasenverschiebung $\delta = 90^\circ$	10
2.2	Polarisationszustand nach Phasenverschiebung δ	11
2.3	Schematische Darstellung eines Überganges zwischen zwei Medien ($n_2 > n_1$)	12
2.4	Amplitudenreflektions- und Transmissionskoeffizienten von einem Luft-Siliziumübergang	13
2.5	Leistungsreflektions- und Transmissionskoeffizienten von einem Luft-Siliziumübergang (links) und einem Silizium-Luftübergang (rechts). Ab einem Winkel von $16,8^\circ$ tritt Totalreflektion ein, das Licht kann das Silizium nicht mehr verlassen	14
2.6	Schematische Darstellung eines Schichtwellenleiters	14
3.1	Simulation der Verteilung der geführten Leistung in den TE-Moden von links einem Kastenwellenleiter und rechts einem Rippenwellenleiter	19
3.2	Überkoppelverluste für einen 500 nm breiten und 220 nm hohen Siliziumnanowire für verschiedene vergrabene Oxiddicken	23
3.3	Schematische Darstellung der Wellenleiterrauhigkeiten	24
3.4	Maximale Verluste für einen 500 nm breiten und 200 nm hohen Siliziumnanowire mit Oxidmantel aufgrund von Streuverlusten nach [68] .	26
3.5	Streuverluste für einen 500 nm breiten Siliziumnanowire für verschiedene Rautiefen [68]	27

3.6	Dargestellt sind die Bereiche, an denen die Differenz zwischen dem simulierten Gruppenindizes von qTE und qTM kleiner 1% ist	34
3.7	Simulation der Wellenleitermoden für einen 220 nm hohen Wellenleiter gegen die Breite	35
3.8	Gruppenindex des qTE-Modes über Breite und Höhe des Silizium Wellenleiterkernes aufgetragen. Der Kern ist mit 800 nm Siliziumdioxid ummantelt	36
3.9	Gruppenindex des qTM-Modes über Breite und Höhe des Silizium Wellenleiterkernes aufgetragen. Der Kern ist mit 800 nm Siliziumdioxid ummantelt	37
4.1	Schematische Anordnung und Verbindungen der Komponenten des Messplatzes in der Grundkonfiguration	40
4.2	Spitze der verjüngten und gelinsten Faser	44
4.3	Probentisch mit aufgelegter Probe	45
4.4	Temperatur geregelter Probenhalter	45
4.5	Bilder der am Wellenleiterausgang ausgekoppelten Leistung eines mit Siliziumnitrid oxidierten Wellenleiters. Bei der TM-Mode wird auch Leistung im Nitrid geführt. Der Wellenleiter ist nicht einmodig. Die numerische Apertur des Auskoppelobjektivs liegt bei 0,85.	47
4.6	Fabry-Perot-Resonanzen eines Wellenleiters mit 10 mm und gekürzt auf 7,5 mm in qTM-Polarisation	52
4.7	Schematische Darstellung der Streulichtmessung	53
4.8	Infrarot-Kamerabild eines meanderförmig verlaufenden Wellenleiters mit Biegungen, der Licht führt. Die Einkoppelstelle befindet sich rechts	54
4.9	Feldstärke der Wellen (TE-Mode) in einem Fabry-Perot-Resonator für eine feststehende Zeit, in den beiden Resonanz Fällen: links destruktive Interferenz am Ausgang, rechts konstruktive Interferenz am Ausgang	55
4.10	Schematischer Leistungsfluss in einem Fabry-Perot-Resonator	56
4.11	Berechnete Interferenzverläufe für verschiedene Dämpfungen und Reflektionsfaktoren: links bleibt der Reflektionsfaktor konstant bei $R = 0,3$, rechts ist die Dämpfung konstant bei $\alpha = 0,001 \text{ m}^{-1}$	58
4.12	Berechnete und gemessene Fabry-Perot-Interferenzverläufe für einen oxidierten Wellenleiter mit Oxidmaskierung	59
4.13	Gesamt-Absorption im Silizium für verschiedene Laserwellenlängen	62

4.14 Die Wellenleiterführung in der Spirale.	63
4.15 Schaltung des PulsLasertreibers	66
4.16 Optische Ausgangsleistung der ImpulsLaserschaltung gemessen mit einer 1 GHz-Siliziumphotodiode	67
4.17 Eine Messung der Ladungsträgerlebensdauer mit 405 nm Ladungsträgererzeugung	68
4.18 Messungen der Transmission eines 1550 nm Signals, dass durch einen mit Licht der Wellenlänge 405 nm zur Ladungsträgererzeugung bestrahlten Wellenleiter geführt wurde. Die Veränderung der Eingangswellenlänge zwischen den beiden Kurven beträgt 14 pm, und damit eine halbe Fabry-Perot-Resonanz (26,7 pm). Der Ausschaltzeitpunkt des 405 nm-Lasers liegt bei $t = 0$	70
4.19 Ausgangsintensität eines 2,5 mm langen Wellenleiters im Oxidmantel bei 25,0 °C, 25,25 °C und 25,5 °C von links nach rechts verschoben, qTE- und qTM-Anregung	71
4.20 Schematische Darstellung der thermischen Übergänge von einem Wellenleiter zur Umgebung	73
4.21 Simulierter Temperaturabfall im Wellenleiter nach dem Abschalten der Laserbestrahlung	73
5.1 Auflösung in Abhängigkeit vom Proximityabstand aufgetragen für 300 nm Photolackdicke	81
5.2 Vergleich zwischen 248 nm Kontaktbelichtung (Technische Universität Hamburg-Harburg, a), und 248 nm Projektionsbelichtung (IHP GmbH (Frankfurt/Oder), b), Elektronenstrahlgeschrieben (HHI (Berlin), c).	82
5.3 Ringresonatoren, belichtet mit Kontaktbelichtung bei einer Wellenlänge von 248 nm, Photolack UV-6	82
5.4 Stehende Wellen im Photolack (hier eine Belichtung mit 365 nm Wellenlänge auf Silizium ohne BARC)	84
5.5 Schematische Darstellung der eingesetzten induktiv gekoppelten Plasmaätzenanlage	86

5.6	Elektronenmikroskopische Aufnahmen von a) wellenförmiger Ätzverlauf durch einen zeitgeschalteten Ätz- und Passivierungsprozess, b) Kristallorientierungsabhängigkeit eines isotropen Trockenätzprozesses, eine runde Maskierung führt zu einer Pyramide	87
5.7	Schema der Sauerstoffkonzentration bei der thermischen Oxidation . .	93
5.8	Thermische Oxidation von Silizium in dem verwendeten Ofen und theoretische Werte aus dem Deal-Grove-Modell	100
5.9	Ablaufschema der zeitdiskreten Oxidationssimulation	102
5.10	Kontouren der Wellenleiterquerschnittsveränderung durch thermische Oxidation mit konstanten zeitlichen Abständen. Zu Beginn sind 500 nm Oxidmaskierung auf dem Siliziumwellenleiterkern.	104
5.11	Thermische Ausdehnung von Silizium und SiO_2 beim Abkühlen von 960°C (1233K) nach [97]	105
5.12	Simulation der Diffusion von Sauerstoff an einer Spitze, Geometrie (linke Skala) und Grenzschichtkonzentration (rechte Skala)	106
5.13	Reduzierung der Oberflächenrauigkeit an einer Siliziumstufe durch thermische Oxidation	107
5.14	Schematische Darstellung des Brechens der Einkoppelstellen	109
6.1	Wellenleiterherstellung mit Oxidation, Prozessschritte von links nach rechts: Grundsубstrat, Lithographie und Siliziumätzung, Oxidation . .	112
6.2	Simulation eines ganzseitig oxidierten Wellenleiters: links die Kontouren im zeitlichen Abstand der Oxidation von 30 Minuten, rechts die ersten vier Moden	113
6.3	Unmaskierter Wellenleiter mit Oxidation: Raster-Elektronen-Mikroskop Aufnahme, simulierte qTE-Mode, simulierte qTM-Mode.	113
6.4	Prozessablauf mit Oxidmaskierung: Grundsубstrat, CVD-Beschichtung mit Siliziumdioxid, Lithographie und Oxid/Silizium-Ätzung, Oxidation	114
6.5	Oxidmaskierter Wellenleiter mit Oxidation: Raster-Elektronen-Mikroskop Aufnahme, simulierte qTE-Mode, simulierte qTM-Mode.	115
6.6	Simulation eines mit 250 nm Oxidmaske oxidierten Wellenleiters: links die Kontouren im zeitlichen Abstand der Oxidation von 30 Minuten, rechts die höchsten vier Moden	115

6.7	Wellenleiterherstellung mit Siliziumnitrid Maskierung und Silizium- ätzung, Prozessschritte von links nach rechts: Grundsубstrat, Oxidati- on der Pufferschicht (20 nm) und CVD-Beschichtung mit Siliziumni- trid, Lithographie, Nitrid-Ätzung und Siliziumätzung, Oxidation . . .	117
6.8	Siliziumnitrid maskierte Wellenleiter mit Siliziumätzung: Raster-Elektronen- Mikroskop Aufnahme, simulierte qTE-Mode, simulierte qTM-Mode .	118
6.9	Simulation eines mit Siliziumnitrid maskierten und oxidierten Wellen- leiters: links die Kontouren im zeitlichen Abstand der Oxidation von 30 Minuten, rechts die ersten vier Moden	119
6.10	Wellenleiterherstellung mit Siliziumnitrid Maskierung und ohne Sili- ziumätzung, Prozessschritte: Grundsубstrat, Oxidation der Pufferschicht (20 nm) und CVD-Beschichtung mit Siliziumnitrid, Lithographie und Nitrid-Ätzung, Oxidation	120
6.11	Siliziumnitrid maskierter Wellenleiter ohne Siliziumätzung: Raster- Elektronen-Mikroskop Aufnahme, simulierte qTE-Mode, simulierte qTM- Mode	120
6.12	Vergleich der Linienbreitenreduktion für die Oxidation von Wellenlei- tern, Daten stammen aus den vorher vorgestellten Simulationen	122
6.13	Links ein oxidiertes Wellenleiter, rechts ist der Wellenleiter durch eine Flusssäureätzung vom Oxid befreit.	122
7.1	Herstellung von inversen Tapern: TEOS Abscheidung, Lithographie und TEOS/Silicon Ätzung, thermische Oxidation	127
7.2	Inverser Taper mit Polymerwellenleiter	128
7.3	Herstellungsschritte für den Polymerwellenleiter und den 45°-Spiegel von rechts nach links: 45°- Lithographie und Abscheidung von Alu- minium, sowie Strukturierung des Aluminiums, SU-8 Lithographie, Anbringen des VCSEL	129
7.4	45°-Lithographie, Ansicht des Querschnittes und der Spiegelfläche . .	130
7.5	Aufsicht auf das Gesamtsystem: Silizium-Wellenleiter, Polymer-Wellenleiter und 45°-Spiegel	131
7.6	Oben: Rasterelektronenmikroskopbild des Querschnitts, unten: FEM- Simulation des durchschnittlichen Leistungsflusses	132

7.7	Simulierte Koppel-effizienz aufgetragen gegen den Abstand des Lasers zur Oberfläche und die simulierte Wellenlängenabhängigkeit der Koppel-effizienz	133
7.8	Schematische Aufbau verschiedener Kopplertypen	134
7.9	Rasterelektronen-Mikroskopische Aufnahme eines mit Oxidationstechnologie hergestellten Multi-Moden-Interferenz-Kopplers. Das Siliziumdioxid wurde vor der Aufnahme nasschemisch entfernt.	135
7.10	Simulation des Leistungsflusses in einem Multi-Moden-Interferenz-Koppler mit einem Eingang und zwei Ausgängen, die Multimoden-Region ist $8,25\ \mu\text{m}$ lang und $3,2\ \mu\text{m}$ breit	136
7.11	Simulation des Leistungsflusses in einem Multi-Moden-Interferenz-Koppler mit zwei Eingängen und zwei Ausgängen, die Multimoden-Region ist $8,5\ \mu\text{m}$ lang und $3,2\ \mu\text{m}$ breit	136
7.12	Simulierte Ausgangsleistung von Multi-Moden-Interferenz-Koppler: links mit einem Eingang und zwei Ausgängen, rechts mit zwei Eingängen und zwei Ausgängen	138
7.13	Gemessene Ausgangsleistung von einem Multi-Moden-Interferenz-Koppler mit einem Eingang und zwei Ausgängen: oben eine Abtastung über die Maxima der beiden Ausgänge, die $10\ \mu\text{m}$ auseinander liegen, unten die spektrale Erfassung der beiden Ausgänge	139
7.14	Schema eines Mach-Zehnder Interferometers in Freistrahlaufbau . . .	140
7.15	Ein Mach-Zehnder-Interferometer mit MMI Strahlteilern	141
7.16	Gemessene Ausgangsleistung eines Mach-Zehnder-Interferometers mit $200\ \mu\text{m}$ unterschiedlichen Armen	141
7.17	Streulichtinfrarot Bild eines Mach-Zehnder-Interferometers aus Siliziumnanowires	142

Tabellenverzeichnis

1.1	Vergleich von SOI-Kastenwellenleitern.	6
4.1	Flächen, Volumina und Längen der Spiralen	64
5.1	Optische Eigenschaften von Silizium bei Lithographiewellenlängen (nach [39])	83
5.2	Gleichgewichtskonzentration von Sauerstoff in SiO_2 bei 1100°C . . .	95
5.3	Diffusionskoeffizient von Sauerstoff in SiO_2 bei 1100°C	97
5.4	Silizium Oberflächen Atomdichten nach [92]	101
6.1	Vergleich der Verluste	124