# Charakterisierung eines Faseraufbaus zur Untersuchung von Nanostrukturen

# Bachelorarbeit

Vorgelegt an der Universität Stuttgart von Stefan Kazmaier



Prüfer: Prof. Dr. Tilman Pfau

5. Physikalisches Institut

Stuttgart, den 20. August 2021

# Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne unerlaubte fremde Hilfe angefertigt, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet und die den verwendeten Quellen und Hilfsmitteln wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Die eingereichte Arbeit ist weder vollständig noch in wesentlichen Teilen Gegenstand eines anderen Prüfungsverfahrens gewesen und das elektronische Exemplar stimmt mit den anderweitig abgegebenen Exemplaren überein.

Stuttgart, den 20. August 2021

Stefan Kazmaier

# Abstract

In dieser Arbeit wird das Transmissionsverhalten von Nanostrukturen aus Siliziumnitrid, bei Kopplung über Glasfasern untersucht. Im Fokus steht dabei die Effizienz der Ein- und Auskopplung. Die Nanostrukturen bestehen aus neuartigen, frei schwebenden Wellenleitern und photonischen Kristallen. Für die Untersuchung wurde ein geeigneter Messaufbau errichtet, Fasern präpariert und die Kopplung mit den Strukturen hinsichtlich verschiedener Parameter studiert.

In this thesis the transmission through nanostructures made from silicon nitride using optical fibers to couple in and out is studied. The focus lies on the efficiency of the coupling. The nanostructures are novel, levitated waveguides and photonic crystals. For the investigation a suitable measuring setup is constructed, fibers are prepared, and the coupling with the structures is studied depending on various parameters.

# Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung					
2	<b>The</b> 2.1 2.2 2.3	coretische GrundlagenGitterkopplerPropagation durch WellenleiterPhotonische Kristallresonatoren	<b>3</b> 3 5 7			
3	Versuchsaufbau der Faserkopplung					
	3.1	Nanostrukturen	10			
	3.2	Aufbau für die Ein- und Auskopplung mit Glasfasern	11			
	3.3	Halterung und Heizung des Chips	12			
	3.4	Abbildungssystem	16			
	3.5	Faserpräparation	18			
	3.6	Ermittlung des Abstandes zwischen Faser und Chip anhand der				
		Mikroskopabbildung	19			
	3.7	Einstellung der Faserenden auf die Mikroskopabbildung	21			
4	Auswirkung verschiedener Freiheitsgrade auf die Kopplungseffi-					
	zier	Z	22			
	4.1	Auswirkung der Faserhöhe auf die Kopplungseffizienz	22			
	4.2	Bestimmung des Messfehlers	26			
	4.3	Auswirkung des Faserwinkels auf die Kopplungseffizienz	26			
	4.4	Auswirkung des horizontalen Winkels auf die Kopplungseffizienz .	28			
	4.5	Stabilität der Kopplung	30			
	4.6	Fabrikationsungenauigkeit der INT und PI5 Gitterkoppler	32			
5	Untersuchung der Nanostrukturen					
	5.1	Verluste im verjüngten Wellenleiter über dessen Länge	36			
	5.2	Verlust im unteräzten und verjüngten Wellenleiter	38			
	5.3	Transmission durch Photonische Kristallresonatoren bei Tempera-				
		turänderunänderung	41			
	5.4	Transmission durch photonische Kristallresonatoren	42			
6	Zus	ammenfassung und Ausblick	45			
Li	Literaturverzeichnis					

## 1 Einleitung

In den letzten Jahrzehnten wurden immer mehr elektronische Bauteile durch optische ersetzt, beispielsweise für breitbandiges Internet wurden Kupferkabel von Glasfasern abgelöst. Ein Teil dieses Bestrebens ist die recht aktuelle Idee künstliche Materialien zu kreiern, bei denen sich Photonen ähnlich verhalten, wie Elektronen in Halbleitern. Die Idee entstand 1987 mit den Arbeiten von E. Yablonovitch [1] und S. John [2]. Aus diesem Ursprung entsprang der Gedanke der photonischen Kristalle [3], bei denen der Brechungsindex in dielektrischen Medien periodisch moduliert wird und dadurch eine Bandlücke für Photonen entsteht. Auf Grundlage der Kristalle können photonische Kristallresonatoren [4] realisiert werden, in denen Photonen auf kleinstem Raum gefangen werden können. Mit diesen Photonen soll der sog. "strong-coupling"-Bereich mit thermischen Atomen erreicht werden. Ein großes Problem dabei stellen Verluste im Kristall dar, die mit einem neuartigen Verfahren für die Herstellung frei schwebender Strukturen minimiert werden können.

Ein Vorteil der verwendeten Wellenleiter ist, dass sie sehr dünn hergestellt werden können, da es im Gegensatz zu einem freien Strahl keine Beugungsgrenze (engl. diffraction limit) gibt [5]. Bei den reinen, dünnen Wellenleitern tritt ein Teil der Wellenfunktion aus dem Wellenleiter aus und kann über eine schwache Kopplung mit Atomen interagieren. Eine große Herausforderung bei der Messung stellt die Effizienz der Ein- und Auskopplung des Lichts dar. Für die Anwendungen im Labor wurde die Kopplung bisher mit einem Freistrahl durchgeführt. Doch mit fasergekoppelten Nanostrukturen wurden die höchsten Kopplung mit Glasfasern durchgeführt werden. Für die Interaktion mit Atomen muss eine Zelle um die Nanostrukturen gebastelt werden, die auf Wunsch beheizt werden soll. In einen Vorgänger dieses Hybrid-Systems soll in der Arbeit mit Glasfasern ein- und ausgekoppelt werden, dabei wird die Qualität und die Stabilität der Kopplung untersucht und optimiert. Außerdem wird die Genauigkeit der Fabrikationsprozesse Überprüft.

Im Folgenden werden zunächst einige Kernpunkte der Arbeit theoretisch beleuchtet. Dabei wird auf die verwendeten Gitterkoppler, Wellenleiter und die photonischen Kristalle eingegangen. Anschließend wird der Aufbau zur Kopplung in Nanostrukturen mit Glasfasern beschrieben. Dieser Aufbau wird auf die Auswirkung verschiedener Parameter auf die Kopplungseffizienz untersucht. Mit dem Aufbau werden anschließend unterschiedliche Strukturen charakterisiert, darunter frei schwebende Wellenleiter mit variierender Breite und verschiedene photonische Kristallresonatoren.

# 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Gitterkoppler

Ein Laserstrahl aus einer Glasfaser soll in einen Wellenleiter auf einem Siliziumnitridchip ein- und ausgekoppelt werden. Dazu werden Gitterkoppler verwendet. Die Gitterkoppler sind periodisch angeordnete Rechtecke, an denen der Strahl aus der Faser durch Beugung in den Wellenleiter gelenkt wird, wie in Abb. 1 dargestellt.



Abbildung 1: Schematische Darstellung der Kopplung aus der Glasfaser im Winkel  $\phi$  in den Wellenleiter mit der Mode  $\beta$  über den Gitterkoppler mit Periodenlänge  $\Lambda$ .

Um effizient zu koppeln, muss der Gitterkoppler eine Phasenanpassung zwischen der Mode des Strahls aus der Faser und einer Mode des Wellenleiters durchführen. Die Mode im Wellenleiter  $\beta$  ist gegeben durch

$$\beta = k \cdot n_1 \cdot \sin \phi = k \cdot n_{\text{eff}} \tag{2.1}$$

mit dem Wellenvektor  $k = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ , der Wellenlänge im Vakuum  $\lambda_0$ , dem Brechungsindex des Wellenleiters  $n_1$ , dem Kopplungswinkel  $\phi$  und dem effektiven Brechungsin-

dex  $n_{\text{eff}}$  [7]. Die Differenz der Wellenleitermode und der Wellenvektorkomponente entlang der z-Richtung soll dem Wellenvektor des Gitterkopplers  $K = 2\pi/\Lambda \cdot m$ mit  $m \in \mathbb{Z}$  und dem Abstand der Gitterkoppler  $\Lambda$  entsprechen. Dies führt zu der Bedingung

$$\beta - k_{\rm z} = m \cdot K \tag{2.2}$$

die mit verschiedenen m erfüllt werden kann. Hier wird die erste Beugungsordnung mit m = 1 verwendet. Dabei kann der Winkel  $\phi$  mit

$$n_{\rm eff} - n_1 \cdot \sin \phi = \frac{\lambda_0}{\Lambda} \tag{2.3}$$

bestimmt werden [8]. Bei optimalen Gitterkopplern wird ungefähr die Hälfte des Strahls in den Wellenleiter gelenkt, die andere Hälfte transmittiert durch den Gitterkoppler hindurch. Das Silizum unter dem Substrat besitzt eine Reflektivität von ca. 30 % [9], bei einer Wellenlänge von 780 nm und es kommt zu Rückreflektionen. Der Abstand zwischen Gitterkoppler und Silizium muss so gewählt werden, dass keine destruktive Interferenz stattfindet. Eine weitere Möglichkeit zur Kopplung ist die zweite Beugungsordnung mit m = 2, diese ist für  $\phi = 0$ erfüllt. Bei diesem Kopplungswinkel kommt es durch die Reflektion zwischen Silizium und dem Gitterkoppler zu einer Art Etalon-Interferometer, wodurch die Kopplungseffizienz verringert wird [8]. Die verwendeten Gitterkoppler sind in Abb. 2 dargestellt. Sie sind auf einen Strahl mit einem Durchmesser von 10 µm optimiert und 15 µm x 14 µm groß.



Abbildung 2: In a) ist ein Gitterkoppler und der Übergang in den Wellenleiter zu sehen. In b) ist der Rand des Gitterkopplers nochmals vergrößert dargestellt, um Fabrikationsfehler vorzubeugen steht der Gitterkoppler etwas über den Wellenleiter hinaus. Die Aufnahmen werden mit einem Rasterelektronenmikroskop gemacht.

#### 2.2 Propagation durch Wellenleiter

Die verwendeten Wellenleiter besitzen einen rechteckigen Querschnitt und werden aus Siliziumnitrid (Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>), mit einem Brechungsindex von  $n_2 \approx 2$  [10], gefertigt. Das Licht wird durch Totalreflektion im Siliziumnitrid geleitet. Der Brechungsindex des Wellenleiters muss größer als der Brechungsindex des Substrats sein, da das Licht sonst nicht am Substrat reflektiert wird. Der kritische Winkel  $\theta_c$ , ab dem es zu Totalreflektion kommt, kann mit dem Snellius'schen Brechungsgesetz nach

$$\theta_{\rm c} = \arcsin\left(\frac{n_{\rm U}}{n_1}\right)$$
(2.4)

mit dem Brechungindex des Wellenleiters  $n_1$  und dem Brechungsindex der Umgebung  $n_{\rm U}$  bestimmt werden. Um das System möglichst simpel zu belassen soll nur eine Mode durch den Wellenleiter propagieren. Dies bietet den Vorteil, dass die die Interaktion der Mode mit der Umgebung klarer definiert ist und der Verlauf des Lichts besser kontrolliert werden kann. Eine Möglichkeit die propagierenden Moden zu limitieren, sind die Maße des Wellenleiters. Je kleiner der Querschnitt des Wellenleiters, desto weniger Moden können, abhängig von deren Wellenlänge, propagieren. Für eine Wellenlänge von 780 nm sind die möglichen Moden, bei einer Höhe des Wellenleiters von 180 nm über die Breite des Wellenleiters in Abb. 3 dargestellt. Das Licht aus dem Wellenleiter soll mit thermischen Atomen interagieren. Dazu wird ein möglichst großes Modenvolumen außerhalb des Wellenleiters benötigt, in dem die Atom-Licht-Wechselwirkung stattfinden kann. Bei Raumtemperatur haben die Atome eine mittlere Geschwindigkeit von  $\sigma = \sqrt{3k_{\rm B}T/m_{\rm Rb}} \approx 300 \,{\rm m/s}$ . Die Interaktionsszeit mit den Photonen  $t_{\rm int}$  ist nach

$$t_{\rm int} = \frac{l}{\sigma} \approx 0.1 \,\mathrm{ns} \tag{2.5}$$

im Bereich einer Zehntel Nanosekunde. Dabei ist  $l \approx 90 \text{ nm}$  [11] die Zerfallslänge des evaneszenten Lichts außerhalb des Wellenleiters, bei einer Wellnelänge von 780 nm und damit der kürzeste Interaktionsweg. Die kurze Interaktionszeit führt zu einer Flugzeitverbreiterung (engl. transit-time broadening). Um die Interaktionszeit zu erhöhen und die Verbreiterung der Transmissionsspektren zu verringern kann der Wellenleiter noch weiter verjüngt werden. Dadurch propagiert ein größerer Teil der Mode außerhalb des Wellenleiters. Gleichzeitig verringert sich der Anteil der Mode im Wellenleiter. Je kleiner der Anteil im Wellenleiter, desto schlechter wird diese geleitet und desto größer sind die Verluste. Hier wird als Mittelweg ein 420 nm breiter Wellenleiter verwendet. Um diese Breite zu erreichen muss der Strahl zwischen den Gitterkopplern mit einer Breite von



Abbildung 3: Verschiedene Moden in einem Siliziumnitrid Wellenleiter, auf Siliziumdioxid Substrat, bei einer Wellenlänge von 780 nm. Der effektive Brechungsindex einer geleiteten Mode wird über die Breite des Wellenleiters  $\omega$  dargestellt. Die schwarze gestrichelte Linie ist der Reflektionsindex des Substrats, der die Untergrenze bildet. Bis zu  $\omega = 533$  nm kann nur die fundamentale TE<sub>0</sub> Mode propagieren [11].

14 µm fokussiert werden. Dazu wird der Wellenleiter selbst adiabatisch von 14 µm auf 420 nm verjüngt. Dabei muss der Winkel der Verjüngung klein genug sein, damit die verschiedenen Moden im breiten Wellenleiter adiabatisch in eine Mode konvertiert werden und die Verluste möglichst gering sind. Befindet sich der Wellenleiter direkt auf dem Siliziumdioxidsubstrat geht ein Teil der Mode im Substrat verloren. Um diese Verluste für verschieden Anwendungen zu verringern wird der Wellenleiter im verjüngten Bereich unterätzt. Durch den höheren Unterschied der Brechungsindizes zwischen Siliziumnitrid und Luft  $(n_0 \approx 1)$ , als zwischen Siliziumnitrid und Siliziumdioxid  $(n_2 \approx 1, 5, \text{ bei 780 nm})[12]$ , können die Verluste minimiert werden. Der Einfluss der Unterätzung auf das Modenprofil im Wellenleiter ist in Abb. 4 dargestellt. Dabei ist das Modenprofil im Wellenleiter, der sich direkt auf dem Substrat befindet, asymmetrisch verteilt und in Abb. 4 b) dargestellt. Ein Teil der Mode geht ins Substrat, was zu höheren Verlusten führt. In Abb. 4 d) ist die symmetrisch verteilte Mode des frei schwebenden Wellenleiters zu sehen, wodurch Verluste minimiert werden können.



Abbildung 4: a) Schematische Darstellung des Wellenleiters aus Siliziumnitrid direkt auf dem Siliziumdioxidsubstrat. b) Simulation der Verteilung der Wellenfunktion für den Wellenleiter auf dem Substrat in a). c) Schematische Darstellung des unterätzten Wellenleiters. d) Simulation der Verteilung der Wellenfunktion für den unterätzten Wellenleiter aus c).

#### 2.3 Photonische Kristallresonatoren

Um besser mit den Atomen interagieren zu können soll der sog. "strong-coupling" (dt. starke Kopplung) Bereich erreicht werden. In diesem ist die Verlustrate der Kopplung zwischen Atom und Wellenleitermode kleiner als deren Kopplungsrate. Um den Bereich mit thermischen Atomen zu erreichen, wird eine sehr starke Kopplung zwischen Licht und Atom auf Nanosekunden-Skala benötigt. Dies kann mit photonischen Kristallresonatoren verwirklicht werden, da hier sowohl ein kleines Modenvolumen, als auch ein hoher Gütefaktor möglich sind. Durch die Oszillation des Lichts im Kristall kann ein Photon mehrmals mit einem Atom interagieren und der "strong-coupling"-Bereich wird erreicht. Durch die Oszillation legt das Licht eine größere Strecke zurück, wodurch sich die Verluste im Resonatorbereich erhöhen. Um dem entgegenzuwirken wird der Resonatorbereich im Zentrum des Wellenleiters bei der Fabrikation unterätzt. Dadurch können die Verluste, wie im Kapitel zuvor beschrieben verringert werden.

Photonische Kristalle sind Strukturen mit periodisch modulierten Brechungsindizes im Wellenleiter, bei denen der Abstand der Modulation im Bereich der Wellenlänge der jeweiligen Strahlung stattfindet. Die Modulation kann beispielsweise durch Einfügen von Löchern herbeigeführt werden. Dadurch ändert sich der Brechungsindex periodisch zwischen der Luft in den Löchern und dem Siliziumnitrid im Wellenleiter. In Bereichen mit hohem Brechungsindex wird das Licht stark gestreut, was den Ausgangspunkt für neue Partialwellen bildet. Diese Interferieren konstruktiv oder destruktiv mit der einfallenden Welle und führen zur Ausbildung stehender Wellen im Kristall. Die auftretenden Wellenfunktionen können ihr Energiemaxima entweder im Material mit dem hohen, oder niedrigen Brechungsindex konzentrieren [13]. Dadurch ergibt sich eine Energieaufspaltung der erlaubten Moden im Kristall. Es kommt zu einer Bandlücke in der die Photonen nicht propagieren können. Eine Anologie dazu ist die periodische Modulation des Potentials in einem Halbleiter, das die Elektronen ähnlich beeinflusst wie die Modulation des Brechungsindex die Photonen.

Die Größe der Löcher, ihr Abstand, sowie die Höhe und Breite des Wellenleiters sind so gewählt, dass eine Bandlücke zwischen 754 nm und 881 nm entsteht. In den rechteckigen Wellenleiter mit der Breit b = 420 nm und der Höhe h = 250 nmwerden Löcher im Abstand von  $a = 325 \,\mathrm{nm}$  mit Radien von  $r = 91 \,\mathrm{nm}$  geätzt, die als Spiegellöcher fungieren. Nun kann im Zentrum ein Defekt in Form mehrerer Defektlöcher mit einem Radius von r = 81, 73, 67 und  $63 \,\mathrm{nm}$  eingebaut werden. Dadurch kann gezielt Licht mit einer Wellenlänge von 780 nm (D<sub>2</sub>-Linie in Rubidium) um den Defekt im photonsichen Kristall resonieren. Die simulierte Bandstruktur des beschriebenen Kristallresonators ist in Abb. 5 a) dargestellt. In Abb. 5 b) ist eine Aufnahme des fabrizierten Kristallresonators zu sehen. Mit dem beschriebenen Kristallresonator wird ein simulierter Gütefaktor, von Q = 65,000(äquivalente der Zerfallsrate der Photonen von  $\kappa_{\rm ph} \approx 4 \cdot 10^{10} \, 1/s$ ) erreicht. Damit die Wellenfunktion des Photons möglichst im Bereich des Lochs liegt, in dem es mit den Atomen interagieren kann, ist die Bandstruktur so gewählt, dass die Resonanzfrequenz zur Anregung von Atomen nahe am Band der Luft liegt. Ein simuliertes Intensitätsprofil des elektrischen Feldes ist in Abb. 6 zu sehen. Dabei liegt der größte Anteil der Mode im kleinsten der Defektlöcher, in der Mitte des Defekts. In den weiteren Defektlöchern nimmt die Intensität im Verlauf zu den Spiegellöchern ab.



Abbildung 5: a) Simulierte photonische Bandstruktur von periodisch angeordneten Spiegellöchern mit Defektlöchern in der Mitte in einem Wellenleiter aus Siliziumnitrid innerhalb der ersten Brillouin Zone. Die gestrichelte Linie zeigt die Ränder der photonischen Bandlücke. Die DB, bzw. AB Linie zeigen das dielektrische Band, bzw. das Luftband. Die grüne Linie markiert die abgezielte Resonanzfrequenz bei 780 nm [4]. b) Aufnahme eines unterätzten photonischen Kristallresonators mit 13 Spiegellöchern auf beiden Seiten des Defekts mit einem Rasterelektronenmikroskop.



Abbildung 6: Intensitäts Profil des elektrischen Feldes im photonischen Kristallresonator mit 16 Spiegellöchern. Ansicht von oben, entlang der x-y-Achse, der Rand des Kristalls ist in weiß eingezeichnet[4].

# 3 Versuchsaufbau der Faserkopplung

Mit dem Aufbau werden zwei Glasfasern auf Gitterkoppler ausgerichtet. Für die Einkopplung wird eine Singlemodefaser verwendet, da die Mode über den Gitterkoppler an die Mode des Wellenleiters angepasst werden soll. Zum Auskoppeln wird eine Multimodefaser verwendet, da mit ihr eine möglichst hohe Leistung ausgekoppelt werden soll. Um die Fasern auf die Strukturen auszurichten wird ein Abbildungssytem benötigt. Zum Heizen der Strukturen wird ein ITO Plättchen verwendet, welches in die Halterung des Chips integriert ist.

#### 3.1 Nanostrukturen

Bei den Nanostrukturen handelt es sich um Wellenleiter aus Siliziumnitrid, auf einem Siliziumdioxid Substrat, auf einem Siliziumchip. In die Wellenleiter wird über einen Gitterkoppler ein und ausgekoppelt. Die Strukturen sind meist 1 mm lang und symmetrisch. An den Enden mit den Gitterkopplern sind die Wellenleiter 14 µm breit. Dazwischen verjüngen sich die Wellenleiter über eine Strecke von 450 µm bis zu einer Breite von 420 nm, die je nach Struktur über eine Länge von 8 µm, bzw. 15 µm beibehalten wird. Danach verbreitert sich der Wellenleiter wieder bis zum Gitterkoppler für die Auskopplung, wie in Abb. 7 a) dargestellt. Eine Hälfte einer der verwendeten Strukturen wird in Abb. 7 b) dargestellt.



Abbildung 7: a) Schematische Darstellung einer Nanostruktur. Rechts und links am Rand ist der Gitterkoppler. Dazwischen ist der immer schmaler werdende Wellenleiter, mit dem verjüngten Bereich in der Mitte zu sehen. b) Ein Foto einer Hälfte der Nanostruktur.



### 3.2 Aufbau für die Ein- und Auskopplung mit Glasfasern

Abbildung 8: Aufbau für die Ein- und Auskopplung in Nanostrukturen auf einem Silizium Chip. Der Chip ist in der Mitte auf einer 3D Translationsplattform befestigt. Von rechts wird Licht mit einer Wellenlänge von 780 nm aus einer Singlemodefaser eingekoppelt und mit der Multimodefaser ausgekoppelt. Die Fasern werden in einem Faserhalter befestigt und mit den dargestellten Bauteilen bewegt.

Die Glasfaser für die Einkopplung besitzt einen Kerndurchmesser von  $5\,\mu m$ und muss auf den Koppler mit einer Größe von  $15\,\mu m$  x 14 um ausgerichtet werden. Dazu wird ein Mikroblock (MBT616D/M) mit einer Reichweite von 4 mm und einer Auflösung von  $50\,\mu m$ /Umdrehung verwendet. Damit kann die Faser um ca.  $0,5\,\mu m$  genau ausgerichtet werden. Um die Faser mittig auf den Chip auszurichten wird eine Verlängerungsplatte benötigt, da der Mikroblock sonst an die 3D Translationsplattform stößt. Aufgrund möglicher Schwingungen werden die Verlängerungsplatten so kurz wie möglich und 4 mm dick gewählt. Auf dieser Verlängerungsplatte wird eine Winkelplattform (AP180/M) angebracht. Die Winkelplattform wird für die grobe Ausrichtung der Faser benutzt, gepaart mit einem Goniometer (GNL10/M) für die Feinjustage des Winkels. Mit diesem lässt sich der Winkel mit einer Stellschraube auf 0,167° genau einstellen. Um die Fasern zu befestigen wird ein Faserhalter (HFV002) verwendet. Der Faserhalter kann nur auf einer bestimmten Aufspannplatte befestigt werden. Die Aufspannplatte wird auf das Goniometer geschraubt. Die Faser selbst wird mit Kapton an den Faserhalter geklebt. Der gesamte bisher genannte Aufbau steht auf einer Schiene. Dadurch kann die gesamte Faserhalterung zur Seite gefahren werden, damit die 3D Translationsplattform zugänglich wird. Die Kopplung der Fasern in die Nanostrukturen wird in Abb. 9 nochmals vergrößert dargestellt. Die Polarisation an der Einkoppelfaser wird mit einer  $\lambda/2$  Platte mit 2° Skala eingestellt. Diese wird im Freistrahl vor der Einkopplung in die Einkoppelfaser eingebaut. Zusätzlich wird die Faser durch einen Klappen-Polarisator (FPC560) gelegt. Damit können zirkulare Anteile der Polarisation zusätzlich gesteuert werden. Die Faserhalter müssen im Aufbau aufeinander ausgerichtet sein, damit die Enden beider Fasern auf die gleiche Nanostruktur ausgerichtet werden können. Die Mikroblöcke, mit denen die Fasern bewegt werden besitzen eine Reichweite von 4 mm. Damit beide Fasern auf die selbe Struktur ausgerichtet werden können muss vor allem ihre Position orthogonal zur Schiene und ihre Höhe bereits vor der späteren Einstellung aufeinander ausgerichtet sein. Die Höhe der Faser kann durch das verschieben der Faserhalterung eingestellt werden. Das offene Ende der Faser muss beim Kleben in den Faserhalter ca. 2,5 cm hervor stehen, damit später genug Platz für das Objektiv bleibt.

#### 3.3 Halterung und Heizung des Chips

Um leicht zwischen verschiedenen Strukturen wechseln zu können, wird der 2 cm auf 3 cm große Chip auf einer 3D Translationsplattform (RB13M/M) mit einer Reichweite von 1,3 cm, platziert. Um den Chip zu heizen wird ein Glasplättchen verwendet, auf welches Indiumzinnoxid (ITO) aufgedampft ist. Wird daran eine Spannung angelegt, erwärmt es sich. Zur thermischen und elektrischen Isolierung wird das ITO mit Mikroskopklemmen (SLH1/M) auf einem Stück Tecapeek befestigt. Das Tecapeek wird auf die Translatiosplattform geschraubt. Der Aufbau ist in Abb. 9 dargestellt.



Abbildung 9: Vergrößerte Darstellung der Kopplung mit den Fasern in und die schematisch dargestellte Nanostruktur. Die Ein- und Auskoppelfasern werden in einem Winkel  $\phi_{in}$  bzw.  $\phi_{out}$  an die Strukturen gefahren. Der Chip wird auf eine Indiumzinnoxid Platte die auf einer Tecapeek Platte befestigt ist, gelegt.

Die Klemmen müssen beweglich sein, da sich vor allem das Tecapeek beim Erwärmen ausdehnt. Dies führt dazu, dass das ITO bei zu fester Einspannung und hohen Temperaturen brechen kann, wie in Abb. 10 (a) dargestellt. Wird der Chip über einige Stunden lang geheizt werden zusätzlich zwei Thermoglasplättchen zwischen ITO und Tecapeek gelegt. Diese isolieren das ITO und Tecapeek zusätzlich, da die beiden Materialien, wie in Abb. 10 (b) zu sehen, miteinander reagieren können. Dies geschieht hier nach ca. 2h bei 160°. Der Chip kann ohne weitere Befestigung auf das ITO gelegt werden.



Abbildung 10: a) Das aufgrund von zu fester Einspannung gebrochene ITO Plättche. b) Das aufgrund einer chemischen Reaktion mit dem Tecapeek verschmolzene und zerbrochene ITO Plättchen, mit Glassplittern auf dem Chip, trotz beweglicher Einspannung mit den Klemmen.

Das ITO wird zum Heizen der Strukturen verwendet, da es für sichtbare Wellenlängen transparent und mit einer Größe von 50mm x 50mm x 3mm gut geeignet ist, um es unter den Chip zu legen. Dadurch bleibt die Vorderseite des Chips für die Kopplung mit den Glasfasern zugänglich. Die Temperatur des ITO steigt mit zunehmender Stromstärke. Das ITO bestizt einen Widerstand von ca. 20  $\Omega$ . Damit die maximale Spannung des verwendete Labornetzteils (EA-PS 3032-05B) mit  $U_{\rm max}=32\,{\rm V}$  und  $I_{\rm max}=5\,{\rm A}$  ausreicht, sollte der Widerstand im ITO nicht erhöht werden. Um den Widerstand nicht zu erhöhen wird Kupferfolie mit Silber-Epoxid an das ITO geklebt und dort Kupferklemmen angeschlossen. Damit steigt der Widerstand zwischen den Klemmen auf ca.  $25\,\Omega$ . Durch das Silber-Epoxid wird der Widerstand von Kupferfolie zu Kupferfolie halbiert, außerdem schützt es das Kupfer vor Oxidation. Um die Temperatur einzustellen wird das Labornetzteil von einem PID Controller gesteuert. Der PID Controller wird mit einem Temperaturfühler (PT100), der am Rand des ITO mit Kapton befestigt wird, verbunden. Mit dem verwendeten ITO mit einem Widerstand von ca.  $20\,\Omega$  wird bei  $20\,V$  und  $1\,A$  eine Temperatur von  $200\,^{\circ}C$  erreicht. Ein Problem dabei ist, dass das ITO einen Temperaturgradienten besitzt und nur in der Mitte die maximale Temperatur erreicht, wie in Abb. 11 a) zu sehen ist. Dies wird durch die hohe Wärmeleitfähigkeit der Siliziumrückseiteden des Chip behoben, wie in Abb. 11 b) dargestellt.



Abbildung 11: a) Aufnahme der ITO-Platte bei 180 °C mit einer Wärmebildkamera. Links und rechts sind die Kupferelektroden, die über Klammern mit dem Netzteil verbunden sind zu sehen. Unten in der Mitte ist der Temperaturfühler befestigt. b) Aufnahme des Siliziumchips mit den Nanostrukturen bei 180 °C mit einer Wärmebildkamera. Rechts ist das Objektiv und unten der Temeraturfühler zu sehen.

#### 3.4 Abbildungssystem



Abbildung 12: Vereinfachte Darstellung des Abbildungssystem für die Kopplung in die Nanostrukturen. Mit einem Objektiv im 45° Winkel und einer LED im gleichen Winkel als Lichtquelle kann die Faser und die Nanostruktur abgebildet werden.

Mit dem Abbildungssystem sollen die Koppler und die Fasern deutlich sichtbar sein, damit die Fasern grob auf die Koppler ausgerichtet werden können. Das Abbildungssystem wird mit mehreren Linsen in einem Objektiv und einem Mikroskop realisiert. Dies bietet zudem den Vorteil, dass die Vergrößerung mit den verschiedenen Linsen im Mikroskop leicht eingestellt werden kann. Es wird ein Mikroskop (Wild Heerbrugg) verwendet. Dessen Objektiv mit 1,5 facher Vergrößerung wird ausgebaut und mit einem Nikon LU Plan Fluor Objektiv mit 10 facher Vergrößerung ersetzt. Mit der Kombination können die Faserenden und Gitterkoppler, wie in Abb. 13 dargestellt werden.



Abbildung 13: Foto der Faser und des Gitterkopplers mit dem Abbildungssystem. Rechts ist oben das Faserende und darunter dessen Schatten zu sehen. Dazwischen ist der Koppler, auf den die Faser ausgerichtet werden soll.

Die Enden der Fasern sind bei den meisten Strukturen 1 mm weit voneinander entfernt. Auch die Faserhalter trennen dabei nur wenige Millimeter. Aufgrund des beschränkten Platzes und des Arbeitsabstands des Objektivs von 17,5 mm muss dieses seitlich neben der Faserhalterung in einem 45° Winkel montiert werden. Um das reflektierte Licht zu sehen, wird die Lichtquelle im gleichen Winkel angebracht. Hier werden 45° gewählt, da diese recht einfach mit einem 45° Winkelstück montiert werden können. Außerdem ist dadurch genug Platz für die Schräge Spitze des Faserhalters und die schräge am Objektiv gegeben. Als Lichtquelle wird eine kollimierte LED (M780L3-C1) mit einer Wellenlänge von 780 nm verwendet, um chromatische Aberration zu verhindern. Am Okular des Mikroskops wird eine Kamera (Allied Vision Mako G-234B) verwendet. Das Objektiv wird auf drei transversale Stages montiert, damit es auf beide Koppler optimal justiert werden kann. Zur Ausrichtung des Abbildungssystems empfiehlt es sich zunächst das Objektiv zu positionieren. Dabei wird mit einer Taschenlampe durch das Objektiv geleuchtet und der Fokus auf den Chip ausgerichtet. Anschließend wird das Mikroskop auf das Objektiv ausgerichtet, indem durch beides hindurch geleuchtet wird, dabei kann nur eines der beiden Okulare verwendet werden. So können Lichtquelle und Kamera aufeinander ausgerichtet werden.

#### 3.5 Faserpräparation

Die Glasfasern müssen geschnitten werden, damit der Kern frei liegt und der Laserstrahl orthogonal zur Faser ein- und ausgekoppelt werden kann. Dafür wird die Faser zunächst halbiert und ca. 7 cm des Mantels abgezogen. Anschließend werden ca. 3 cm des freigelegten Teils erhitzt und alles bis auf den Kern und das Mantelglas abgezogen, wie Abb. 14 a) zu sehen. Danach wird der Kern und das Mantelglas, wie in Abb. 14 b) dargestellt, orthogonal zur Faser geschnitten. Die Faser wird mit Isopropanol gereinigt und unter einem Mikroskop in Abb. 14 c) geprüft. Es wird ein 125 µm dickes offenes Ende der Faser hergestellt, welches in Abb. 14 d) zu sehen ist.



Abbildung 14: Darstellung der Arbeitsschritte zur Faserpräparation. In a) wird die Faser erhitzt und alles bis auf den Kern und das Mantelglas abgezogen. In b) wird die Faser geschnitten. In c) wird sie geprüft und gereinigt. In d) ist die Präparierte Faser zu sehen.

#### 3.6 Ermittlung des Abstandes zwischen Faser und Chip anhand der Mikroskopabbildung

Mit dem Mikroblock kann nur die relative Höhe der Faser eingestellt werden. Die absolute Höhe ist wichtig für den Vergleich mit Simulationen, deshalb wird hierfür ein Skript in Matlab geschrieben. Dieses nutzt ein Foto, bei dem die Faser auf den Koppler ausgerichtet ist, siehe Abb. 15 in a). Dabei ist oben die Reflektion der Faser und unten die Faser selbst zu sehen. Das Foto wird so aufgenommen, dass der Schatten der Faser und der Wellenleiter mit scharfen Kanten abgebildet werden. Daneben wird in Abb. 15 b) die Sättigung der Pixel entlang der Linien in Abb. 15 a) dargestellt. Dabei spiegelt die breite, grüne Vertiefung den Schatten der Faser und der schmalere, gelbe den Wellenleiter wieder. In Abb. 15 c) wird der untere, runde Teil der Faser im linken und rechten Viereck, zwischen den roten Linien, für den späteren Fit ausgeschnitten. Dies ist nötig, um störende Reflektionen zu vermeiden und den Verlauf der Faser aus dem Hintergrund zu extrahieren. Die Punkte für den Fit ergeben sich aus allen Pixeln im ausgeschnittenen Bereich, die eine bestimmte Sättigung besitzen. Die Sättigung ist in b) als horizontale Linie eingezeichnet. Dadurch wird eine Kontur am Übergang zwischen Hintergrund und Faserschatten ausgeschnitten. Diese wird mit einer gekippten Ellipse gefittet, wie in Bild Abb. 15 (d) dargestellt. Die lange Halbachse der Ellipse dient als Längenreferenz. In Abb. 15 e) wird die Ellipse auf das Ursprungsbild gelegt und der Mittelpunkt des Faserendes bestimmt. In Abb. 15 f) wird der Mittelpunkt des Faserschattens aus dem Ellipsenfit eingezeichnet. Als Referenz für die Spiegelebene wird der Wellenleiter verwendet. Damit dieser genau in Mitte der Faser und des Faserschattens ist, muss die Faser auf den Koppler ausgerichtet sein. Die Mitte des Wellenleiters wird ebenfalls über die Sättigung der Pixel bestimmt. An dieser Linie wird der Mittelpunkt des Faserschattens auf den Mittelpunkt der Faser gespiegelt. Da die Lichtquelle und das Objektiv, in einem 45° Winkel ausgerichtet sind, kann die Höhe über ein rechtwinkliges Dreieck bestimmt werden. Dabei ist die Hypotenuse der Abstand der Mittelpunkte, den die Kamera sieht. Der dritte Punkt des Dreiecks liegt in der Mitte des Wellenleiters.



Abbildung 15: Zusammenfassung der Schritte des Skripts zur Bestimmung der Faserhöhe. In a) ist das Foto der Faser und des Kopplers zu sehen, oben ist der Schatten der Faser und unten die Faser. Entlang der Linien wird in b) die Sättigung der Pixel dargestellt, die blaue Linie markiert die Sättigung der Pixel, die für den Fit verwendet werden. Von der Faser wird in c) der rot markierte Teil der Faser ausgeschnitten. An die ausgeschnittenen Punkte mit passender Sättigung wird eine Ellipse gefittet und in d) dargestellt. Dieser wird in e) auf das Foto projeziert. In f) wird die Symmetrieachse über den Wellenleiter bestimmt und der Mittelpunkt der Schattens auf die Faser gespiegelt.

Die aus der Abbildung bestimmte Höhe wird in Abb. 16 mit der relativen Höhe, gemessen mit dem Mikroblock verglichen. Zunächst verlaufen die Kurven parallel zueinander. Erst bei größeren Höhen, ab ca. 60 µm gibt es Abweichungen von steigendem Trend. Dies kann mit der Faser, die aus dem Fokus des Objektivs wandert erklärt werden. Bis zu einer Höhe von 60 µm kann der Abstand der Faser präzise aus den Fotos mit dem gewählten Abbildungssystem bestimmt werden. Aus der guten relativen Übereinstimmung mit den Werten des Mikroblocks wird auf eine gute absolute Messung geschlossen. Für folgende Messungen werden mindestens zwei Fotos mit unterschiedlichen Höhen, unter 60 µm, ausgewertet, um eine relative Referenz zu erhalten. Im Programm könnte trotzdem noch ein Offset vorhanden sein. Dieser kann mit einer Referenzsmessung, der Interferenz der Reflektion des Lasers auf dem Silizium, bestimmt werden.



Abbildung 16: Die rote Linie stellt die mit dem Mikroblock eingestellte und gleichzeitig gemessene relative Faserhöhe dar. Die blaue Linie stellt die aus der Mikroskopabbildung bestimmte absolute Faserhöhe dar.

#### 3.7 Einstellung der Faserenden auf die Mikroskopabbildung

Vor der Messung muss zunächst die Ein- und Auskoppelfaser mit dem Objektiv gefunden werden. Mit dem Abbildungssystem wird bei kleinster Vergrößerung ein ca. 1 mm x 1 mm großes Fenster des Chips abgebildet. In dieses müssen die Fasern ausgerichtet werden. Zunächst wird das Objektiv auf eine Struktur ausgerichtet. Danach empfiehlt sich mit der Einkoppelfaser zu beginnen, da der Laserstrahl aus ihr auf dem Siliziumchip reflektiert und die Faser dadurch leichter gefunden werden kann. Die Einkoppelfaser wird bei maximaler Höhe auf die mit dem Objektiv ausgewählte Struktur ausgerichtet. Nun wird die Faser leicht hin und her bewegt, bis die Reflektion des Lasers in dem sichtbaren Bereich der Kamera zu sehen ist. Die Einkoppelfaser wird nun mit genügend Platz über dem Gitterkoppler der ausgewählten Struktur platziert. Der Laserstrahl wird unterbrochen, um Reflektionen beim Ausrichten der Auskoppelfaser zu verhindern. Die Auskoppelfaser wird per Auge möglichst nahe an die Einkoppelfaser bewegt. Dies reicht meist aus, damit sie ebenfalls auf der Kamera erscheint.

# 4 Auswirkung verschiedener Freiheitsgrade auf die Kopplungseffizienz

Die Auswirkung der Freiheitsgrade bei der Kopplung in und aus den Nanostrukturen sollen untersucht werden. Dabei wird der Winkel der Faser vertikal und horizontal zum Chip, der Kerndurchmesser der Auskoppelfaser, der Abstand zwischen Faser und Gitterkoppler und die Polarisation des einfallenden Lasers untersucht. Außerdem werden Störeinflüsse untersucht, die zu einer Streuung von Datenpunkten führen und teilweise kontrolliert werden können. Zu Letzt wird in verschiedene Strukturen optimal eingekoppelt und die Fabrikationsungenauigkeit untersucht.

In den Folgenden Messungen wird meist die gesamte Kopplungseffizienz in und aus den Strukturen  $\eta$  bestimmt. Diese ergibt sich aus der Leistung des Laserstrahls aus der Auskoppelfaser geteilt durch die Leistung des Strahls aus der Einkoppelfaser. Die Leistung des verwendeten Lasers ändert sich mit der Zeit um ca. 5%, da sich die Polaristion in der Faser vom Laserlabor zum Tisch ändert und der Laser durch einen PBS verläuft. Um die Leistung in der Einkoppelfaser zu messen wird ein 50/50 Strahlteiler vor der Einkopplung in die Faser eingebaut und die Reflektion mit einer Fotodiode gemessen. Damit kann während der Messung bestimmt werden, wie viel Leistung aus der Einkoppelfaser kommt. Die Auskoppelfaser wird direkt an eine verstärkten Photodiode angeschlossen und die Leistung gemessen. Beide Photodioden werden mit einem Oszilloskop verbunden. Um einen Wert für die konversion zwischen der Spannung der Fotodiode und der Laserleistung zu erhalten, wird die Leistung am Ende der Faser mit einem Powermeter gemessen und synchron die Spannung am Oszilloskop notiert. Dies wird für fünf Messwerte durchgeführt und daraus ein Verhältnis von ca.  $0.532 \,\mathrm{mW/V}$  für die Leistung in der Einkoppelfaser und die Spannung der Photodiode bestimmt. Für die Auskoppelfaser wird ein Verhältnis von ca. 0,139 mW/V zwischen Spannung und Leistung für die verwendeten Verstärkungen bestimmt. Um die maximale Kopplungseffizienz zu erhalten muss die Position der Einkoppelfaser sehr genau eingestellt werden. Das Maximum wird identifiziert, indem die Spannung der Photodiode an einem Oszilloskop betrachtet wird.

#### 4.1 Auswirkung der Faserhöhe auf die Kopplungseffizienz

Die Einkoppelfaser wird in einem Winkel von  $4,9^{\circ}$  bzw.  $5,8^{\circ}$  über die Gitterkoppler platziert. Dadurch ist die Mitte der Faser mindestens  $5,3 \,\mu$ m bzw.  $6,3 \,\mu$ m von dem Koppler entfernt. Zunächst wird die Divergenz des Strahls mit einem 100  $\mu$ m

Pinhole vermessen. Dazu wird die Intensität in Abhängigkeit des Abstandes zur Faser, entlang des Strahls, in z-Richtung gemessen. Danach wird die Intensität orthogonal zum Strahl an bestimmten Intensitäten gemessen. Es wird die Knife-Edge-Methode mit einem Pinhole durchgeführt [14]. Das Messergebnis ist in Abb. 17 dargestellt. Als Fitfunktion wird das transversale Profil eines Gaußstrahls nach [15]

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_{\rm R}}\right)^2} \quad \text{mit} \quad z_{\rm R} = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda}, \tag{4.1}$$

mit dem Strahlradius  $\omega$ , dem Strahlradius im Fokus  $\omega_0$ , die Distanz in Ausbreitungsrichtung z, der Rayleigh-Länge  $z_{\rm R}$ , und der Wellenlänge  $\lambda$ .



Abbildung 17: Strahlradius  $\omega$  in Strahlrichtung z aus der Singlemodefaser. Die Messfehler sind kleiner als die Messpunkte. Der Rand des rot eingezeichneten Strahls ergibt sich aus einem Fit nach Gl. (4.1).

Mit Kenntnis des Strahlverlaufs wird nun die optimale Höhe der Einkoppelfaser untersucht. Dazu wird der im folgenden Kapitel behandelte optimale Winkel  $\phi_{\text{max}}$  der jeweiligen Gitterkoppler eingestellt. Die relative Höhe wird mit dem Mikroblock eingestellt. Um die absolute Höhe zu bestimmen werden jeweils zwei Bilder bei verschiedenen Höhen gemacht und mit der in Kapitel 3.6 beschriebenen Methode ausgewertet. Die Messung wird für zwei Gitterkoppler durchgeführt. Die einen wurden am Institut für Nachrichtentechnik (INT) optimiert und im Folgenden als INT Koppler bezeichnet. Die anderen wurden an unserem Institut mit einer finite difference time dmain (FDTD) Simulationssoftware (Lumerical) optimiert und im Folgenden als PI5 Koppler bezeichnet. Die Messergebnisse sind in Abb. 18 dargestellt.



Abbildung 18: Die Kopplungseffizienz  $\eta_h$  wird in Abhängigkeit der Faserhöhe der Einkoppelfaser bestimmt. In a) für die INT Gitterkoppler und in b) für die PI5 Gitterkoppler. Das Maximum der Effizienz liegt für die INT Koppler bei 17 µm und für die PI5 Koppler bei 20 µm. Auf Fehlerbalken wird aufgrund der Anzahl der Messungen verzichtet. Als Fitfunktion wird eine Gaußkurve verwendet.

Mit einer Gaußkurve als Fitfunktion wird die Höhe bei maximaler Effizienz bestimmt. Bei dem INT Koppler ist diese  $(16 \pm 6) \,\mu\text{m}$  und bei dem PI5 Koppler  $(20 \pm 5) \,\mu\text{m}$ . Die Kopplungseffizienz der INT Koppler ändert sich für  $\Delta h = \pm 5 \,\mu\text{m}$ um das Maximum kaum. Die Streuung der Messwerte durch den Fehler der Einkopplung ist deutlich größer, als die Änderung der Kopplungseffizienz durch den Höhenunterschied, wie in Abb. 19 zu sehen.



Abbildung 19: Vergrößerte Darstellung der Messwerte für die INT Koppler aus Abb. 18 für die Faserhöhe von 12 µm bis 22 µm. Der Mittelwert ist gestrichelt eingezeichnet und die Standardabweichung als gelblicher Hintergrund.

Für die PI5 Koppler gilt dies auch, wobei der Bereich um das Maximum  $\Delta h$ etwas breiter ist. Die Gitterkoppler sind auf einen Strahl mit einem Durchmesser von 10 µm optimiert, aus Abb. 17 wird der Abstand zur Faser für diesen Strahldurchmesser auf  $h \approx 40 \,\mu\text{m}$  bestimmt. Für  $h_{\text{max}} = 16 \,\mu\text{m}$  ergibt sich  $d \approx 5.8 \,\mu\text{m}$ , für  $h_{\rm max} = 20\,\mu{\rm m}$  ergibt sich  $d \approx 6.4\,\mu{\rm m}$ . Der Unterschied kann durch die mit dem Abstand zunehmend rundliche Wellenfront aus der Faser erklärt werden. Die Gitterkoppler sind für ebene Wellenfronten optimiert. Ist die Faser zu nahe am Koppler, sinkt die Kopplungseffizienz, da es bei der Verjüngung in dem Wellenleiter zu verlusten kommt. Für die Höhe bei maximaler Effizienz wird das Maximum bei einem Kompromiss aus möglichst idealem Strahldurchmesser und möglichst kleiner Krümmung der Wellenfront erreicht. Für die Auskoppelfaser ist der Kerndurchmesser und der Abstand nicht so kritisch. Hierfür wird zunächst ebenfalls eine Singlemodefaser mit einem Kerndurchmesser von 5 um verwendet. Da mit dieser Faser nur Licht eingesammelt werden soll, wird später eine Multimodefaser mit einem Kerndurchmesser von 50 µm verwendet. Mit der deutlich größeren Multimodefaser wird, verglichen mit der Singlemodefaser, ungefähr

die dreifache Leistung eingefangen. Beim Ersetzen mit einer Multimodefaser mit einem Kerndurchmesser von 105 µm wird kein signifikanter Unterschied der Kopplungseffizienz gemessen. Die Messwerte sind in Tab. 1 dargestellt. Durch die 105 µm Auskoppelfaser verbessert sich die Stabilität der Kopplung, dies wird in Abschnitt Stabilität der Kopplung besprochen. Daher wird diese weiter verwendet. Ihre Position kann leicht auf ein Maximum eingestellt werden und bedarf keiner weiteren Diskussion.

Tabelle 1: Die Kopplungseffizien<br/>z $\eta$  wird für verschiedenen Kerndurchmesser der Auskoppelfas<br/>er bestimmt und aufgetragen. Der Fehler ergibt sich aus dem Kopplungsfehler.

Kerndurchmesser [µm]	$\eta(\%)$
5	$4,5\pm0,2$
50	$14{,}9\pm0{,}5$
105	$14{,}9\pm0{,}5$

#### 4.2 Bestimmung des Messfehlers

Die Kopplung wird bei jeder Messung von Hand auf die maximale Effizienz optimiert. Dies ist die größte Fehlerquelle bei den Messungen, wie beispielsweise an der Streuung in Abb. 19 zu sehen ist. Der Fehler dieser Einstellung wird aus der Standardabweichung der Werte für den INT Koppler, aus Abb. 18 von  $h_1 = 12 \,\mu\text{m}$  bis  $h_2 = 22 \,\mu\text{m}$  bestimmt. Der Fehler wird für die INT Koppler bestimmt, da die meisten Strukturen auf dem Chip INT Koppler verwenden. Bei den Werten von  $h_1 = 12 \,\mu\text{m}$  bis  $h_2 = 22 \,\mu\text{m}$  hat der Kopplungsfehler einen deutlich größeren Einfluss auf die Kopplungseffizienz, als der Unterschied der Höhe. Es ergibt sich eine Standardabweichung von 0,56 %. Dies enspricht einem relativen Fehler von 2,9 %, diese wird im Folgenden auf 3 % aufgerundet und auf die Messwerte angewandt. Die Bestimmung des Fehlers und dessen Größe ist in Abb. 19 graphisch, als gelber Balken, veranschaulicht.

#### 4.3 Auswirkung des Faserwinkels auf die Kopplungseffizienz

Zunächst wird der Winkel der Einkoppelfaser  $\phi_{in}$  und Auskoppelfaser  $\phi_{out}$  vertikal zum Chip, wie in Abb. 9 dargestellt, untersucht. Dazu wird der Winkel der Faser mit dem Goniometer in 1° Schritten verstellt und die Kopplung über die Position der Ein- und Auskoppelfaser und die Polarisation optimiert. Um die relative Winkelskala in eine absolute zu überführen wird ein Winkeloffset von 1,7° gemessen und in Abb. 20 für den Einkopplungswinkel berücksichtigt. Für die Auskopplung wird dies nicht durchgeführt, da die Einstellung des Auskopplungswinkels nicht so kritisch ist. Für die INT Gitterkoppler ergibt sich der in Abb. 20 dargestellte Verlauf.



Abbildung 20: Die Kopplungseffizienz  $\eta_{\phi}$  der INT Gitterkoppler ist in a) über den Einkopplungswinkel und in b) über den Auskopplungswinkel dargestellt. In a) wird eine Gaußkurve als Fitfunktion verwendet. In b) wird der Mittelwert als gestrichelte Linie und die Standardabweichung des Messwerte als gelber Balken eingezeichnet. Die Fehlerbalken entsprechen der Kopplungsungenauigkeit.

Mit einer Gaußkurve als Fitfunktion wird der Winkel für die maximale Effizienz  $\phi_{\max} = (4.93 \pm 0.15)^{\circ}$  bestimmt. Für die Auskopplung mit der Multimodefaser, mit Kerndurchmesser 50 µm, liegen die Messwerte innerhalb der Fehlerbalken. Da der Kerndurchmesser deutlich größer ist, als die Gitterkoppler wird bei Änderung des Winkels die selbe Leistung eingesammelt. Der Einkopplungswinkel wird im Folgenden auf  $\phi_{\max} = 4.9^{\circ}$  und der Auskopplungswinkel relativ auf  $\phi_{out} = 2^{\circ}$  gestellt.

Analog dazu wird dieselbe Messung für die PI5 Gitterkoppler durchgeführt und in Abb. 21 dargestellt.



Abbildung 21: Die Kopplungseffizienz  $\eta_{\phi}$  der PI5 Gitterkoppler ist über den Einkopplungswinkel dargestellt. Die Fehlerbalken entsprechen der Kopplungsungenauigkeit. Es wird eine Gaußkurve als Fitfunktion verwendet.

Dabei ergibt sich der Einkopplungswinkel bei maximaler Effizient  $\phi_{\text{max}} = (5.77 \pm 0.40)^{\circ}$ . Die Auskopplung wird nicht erneut untersucht.

### 4.4 Auswirkung des horizontalen Winkels auf die Kopplungseffizienz

Ein weiteres Kriterium für die optimale Kopplung ist der Winkel des Chips horizontal zu den Fasern. Dazu wird der Chip auf einer drehbaren Stage mit Skala platziert, der Winkel in 2° Schritten eingestellt und die Kopplungseffizienz in Abhängigkeit des Chipwinkels  $\eta_{\theta}$  bestimmt. Die Messergebnisse werden mit einer Gaußkurve gefittet, um den optimalen Winkel zu bestimmen und in Abb. 22 dargestellt.



Abbildung 22: Die Kopplungseffizienz  $\eta_{\theta}$  wird über den Winkel des Chips für einen INT Koppler bestimmt. Die Fehlerbalken entsprechen der Kopplungungenauigkeit. Als Fitfunktion wird eine Gaußkurve verwendet.

Es ist zu sehen, dass der Kopplungsfehler für einen Winkelunterschied um  $\Delta \theta = \pm 10^{\circ}$  aus dem Maximum größer ist, als die Änderung der Kopplungseffizienz. Der Winkel kann auf wenige Grad genau mit dem Auge eingestellt werden, indem der Chip gerade auf dem ITO platziert wird. Die Konversion der Freistrahlmode in die Wellenleitermode ist sehr unkritisch bezüglich des horizontalen Kopplungswinkels.

#### Auswirkung der Polarisation auf die Kopplungseffizienz

Für die maximale Kopplungseffizienz wird ein p-polarisierter Strahl benötigt. Es wird keine polarisationserhaltende Faser verwendet, da diese im richtigen Winkel in den Faserhalter geklebt werden müsste. Die Polarisation in der Einkoppelfaser ändert sich bei leichter Spannung im Kabel. Deshalb wird sie mit genügend Spielraum vorsichtig auf den Tisch geklebt. Außerdem wird die Faser durch einen 3-Paddel-Polarisator gelegt, mit dem zirkulare Polarisationsanteile neutralisiert werden können. Die Polarisation wird mit einer  $\lambda/2$  Platte im Freistrahl vor der Einkopplung in die Faser eingestellt. Um den Einfluss der Polarisation auf die Kopplung zu untersuchen wird die  $\lambda/2$  Platte in 4° Schritten verstellt. Dabei ändert sich der Polarisationswinkel in 8° Schritten und ein deutliches Maximum und Minimum im Abstand von ca. 90° erreicht, wie in Abb. 23 zu sehen.



Abbildung 23: Die Kopplungseffizienz  $\eta_{\rm P}$  wird in Abhängigkeit der Polarisationswinkels für einen INT Gitterkoppler bestimmt. Die Polarisation wird mit einer  $\lambda/2$  Platte eingestellt. Es wird ein Sinus als Fitfunktion verwendet.

Die Koppler sind so designed, dass nur eine Mode mit bestimmter Polarisation geführt wird, andere Moden und Polarisationen werden unterdrückt. Aus dem Fit wird eine Kopplungseffizienz im Maximum von  $\phi_{\text{max}} = 16,0\%$  und im Minimum von  $\eta_{\text{min}} = 0,4\%$  bestimmt. Die um 90° gedrehte Polarisation wird um 97,5% unterdrückt. Eine Polarisationsänderung im Maximum um  $\Delta \phi = 2,5^{\circ}$  führt zu einer relativen Änderung der Kopplungseffizienz um  $\Delta \eta_{\rm p} = 0,73\%$ .

#### 4.5 Stabilität der Kopplung

Die Kopplungseffizienz ist recht sensibel auf Umwelteinflüsse. Die Fasern werden auf 0,5 µm genau auf die Gitterkoppler ausgerichtet, verschiedene Umwelteinflüsse können zu einer Bewegung der Fasern führen. Einer davon ist Vibration am Tisch, diese führt zu einer Abnahme der Kopplungseffizienz und zeigt sich am Oszilloskop als periodische Schwingung. Dies kann recht leicht verhindert werden, indem niemand an dem Tisch arbeitet. Außerdem sollte nichts auf dem Tisch abgelegt werden, da selbst das Ablegen eines Schraubenziehers zu

deutlichen Schwingungen führt. Ein weiterer Einfluss ist Wind. Schon durch den Luftzug beim Vorbeigehen sinkt die Kopplungseffizienz und es kommt erneut zu Schwingungen in der Ausgangsleistung. Vor allem beim Öffnen und Schließen von Türen fällt die Effizienz um mehr als die Hälfte. Dies kann durch eine große Box aus Acrylglas, um den gesamten Aufbau verbessert werden. Um dies zu messen wird die Kopplungseffizinz über Nacht gemessen. In Abb. 24 ist in a) der Ausgangszustand, bei Raumtemperatur, ohne Box und mit 5 µm Singlemodefaser zur Ein- und Auskopplung zu sehen. In b) ist die selbe Messung, mit der 50 µm Multimodefaser zur Auskopplung und je einer Acrylglasplatte hinter, rechts, links und über dem Aufbau. Damit kann die Fluktuation der Effizienz unterdrückt werden. Die Schwingungen, die trotzdem zu sehen sind werden auf Schwankungen der Temperatur zurückgeführt, da diese einen identischen Verlauf besitzen und auch die Laserleistung ähnlich beeinflussen. Die Fluktuationen können auf ca. 3% verringert werden, über 12 h sinkt die Kopplungseffizinez auf ca. 50%. Nun wird die Stabilität der Kopplung bei höheren Temperaturen untersucht. Dabei steigen die Fluktuationen, wie in Abb. 24 c) dargestellt, bei 50 °C auf ca. 25 % der Kopplungseffizienz und, über 12 h sinkt die Kopplungseffiziez auf ca. 24%. Bei 75° steigen die Fluktuationen, wie in Abb. 24 d) dargestellt, auf ca. 50 %, über 12 h sinkt die Kopplungseffizinez bis auf 0%. Da die Faser ca. 20 µm weit von dem Chip entfernt ist, erwärmt auch diese sich, kann sie leichter in Schwingung kommen und die Polarisation kann sich ändern. Durch die erhöhte Temperatur ändert sich zudem der Brechungsindex der Luft und durch Bewegung in der Luft kommt es zu Schwankungen.



Abbildung 24: Die Kopplungseffizinez wird über mehrere Stunden gemessen und in einer relativen Einheit in rot dargestellt. Synchron wird die Laserleistung gemessen und in einer rel. Einheit in blau dargestellt. Dabei wird zwischen a) und b) die 5 µm Auskoppelfaser durch eine 50 µm Faser ersetzt und der Aufbau eingeboxt, um Fluktuation zu reduzieren. Der verbesserte Aufbau wird beibehalten und die Temperatur in c) auf 50 °C und in d) auf 75 °C erhöht.

### 4.6 Fabrikationsungenauigkeit der INT und PI5 Gitterkoppler

Nun, da alle relevanten Parameter untersucht wurden, wird die Fabrikationsungenauigkeit untersucht, indem in verschiedene Strukturen optimal eingekoppelt wird. Für beide Gitterkoppler werden je fünf verschiedene Strukturen mit einem verjüngten Bereich von  $8\,\mu\text{m}$  bzw. 2000 $\,\mu\text{m}$  und einer Gesamtlänge von  $1\,\text{mm}$ , bzw.  $3\,\text{mm}$  gemessen und in Abb. 25 dargestellt.



Abbildung 25: Kopplungseffizienz  $\eta_{GK}$  jeweils für fünf unterschiedliche Strukturen. Links werden die INT und rechts die PI5 Koppler aufgetragen. In rot für die 1 mm langen und in blau für die 3 mm langen Strukturen. Die Mittelwerte werden als gestrichelte Linien mit der Standardabweichung als gelber Hintergrund dargestellt. Der Fehlerbalken der einzelnen Werte ergibt sich aus dem Kopplungsfehler.

Die Kopplungseffizienz der PI5 Koppler ist für die 1 mm langen Strukturen mit  $\eta_{\text{PI5}} = (18,1 \pm 1,1)\%$  etwas höher als die der INT Koppler mit  $\eta_{\text{INT}} = (17,3 \pm 2,3)\%$ . Für die 3 mm langen Strukturen ist die Kopplungseffizienz der INT Koppler mit  $\eta_{\text{INT}} = (7,1 \pm 0,6)\%$  etwas höher, als die der PI5 Koppler mit  $\eta_{\text{PI5}} = (6,6 \pm 0,9)\%$ . Die Unterschiede sind aber nicht signifikant, beide Kopplungseffizienzen liegen innerhalb der Fehlerbalken der anderen. Die einzelnen Messwerte liegen teilweise deutlich außerhalb des Fehlerbalkens der Kopplungsungenauigkeit. Vor allem bei Struktur a und c der INT Strukturen, Abb. 25 in a), ist dies sehr deutlich. Die Messwerte lassen darauf schließen, dass die Unterschiede durch die Herstellung der Koppler für die Variation der Kopplungseffizienzen verantwortlich ist. Diese These wird auch durch die unterschiedliche Größe, der gelb eingezeichnten Standardabweichung der Messwerte, für die 1 mm und 3 mm langen Struktur bekräftigt. Die Standardabweichung der INT Koppler mit 1 mm Länge ist größer, als die Standardabweichung der PI5 Strukturen mit 1 mm Länge. Für die 3 mm langen Strukturen ist dies umgekehrt. Die Größe der Standardabweichung wird hauptsächlich durch die Auswahl der Strukturen beeinflusst und kann daher variieren.

Die 2D Simulationen in Lumerical mit (engl. FDTD swarm) Optimierung ergeben eine Kopplungseffizienz der Gitterkoppler von ca. 25%. Diese wird nicht erreicht. Mögliche Gründe dafür sind Verluste im verjüngten Bereich des Wellenleiters, auf die im folgenden Kapitel eingegangen wird, die begrenzte Genauigkeit bei der Herstellung und die gekrümmte Wellenfront des Lichts bei der Einkopplung.

# 5 Untersuchung der Nanostrukturen

Auf dem Chip befinden sich verschiedene Nanostrukturen, von denen Folgende untersucht werden. Für die Messung der Verluste über die Länge der Wellenleiter im verjüngten Bereich werden die in Abb. 26 grün markierten Strukturen verwendet. Die Verluste bei immer schmaleren unterätzten Strukturen, in Abb. 26 im blauen Bereich. Die Transmission durch die photonischen Kristalle mit unterschiedlicher Anzahl an Spiegellöchern, Abb. 26 roter Bereich. Die Transmission durch einen photonischen Kristall beim Heizen der Struktur und beim Scannen des Lasers.



Abbildung 26: Schematische Darstellung des Chips mit den Strukturen. Im roten Bereich sind die unterätzten photonischen Kristalle, im blauen Bereich die Strukturen mit den verschiedenen Kopplern und verschiedener Länge und die unterätzten Wellenleiter. Im grünen Bereich sind die Strukturen zur Verlustmessung

#### 5.1 Verluste im verjüngten Wellenleiter über dessen Länge

Der Verlust im verjüngten Wellenleiter soll bestimmt werden. Dazu wird die Effizienz für sieben Strukturen unterschiedlicher Länge bestimmt. Zur veranschaulichung werden zwei Strukturen aus dem grünen Bereich in Abb. 26 in Abb. 27 vergrößert dargestellt.



Abbildung 27: Systematische Darstellung zweier Strukturen für die Verlustmessung. Rechts sind die Gitterkoppler und die Verjüngung des Wellenleiters zu sehen, nach links erstreckt sich der verjüngte Wellenleiter.

Die Effizienz lässt sich mit

$$Effizienz(dB) = 10 \cdot \log_{10}(Effizienz(\%))$$
(5.1)

von % in dB umrechnen. Der Fehler ergibt sich aus der Standardabweichung mehrerer Messungen. Bei den Strukturen mit 1 cm und 4 cm können nur zwei, bzw. eine Messungen durchgeführt werden, da die restlichen Strukturen defekt sind. Der Fehler für diese wird über Extrapolation der vorherigen Fehler bestimmt. Die Messwerte werden in Abb. 28 dargestellt.



Abbildung 28: Die Kopplungseffizienz von Strukturen mit verschiedener Länge wird in dB über die Länge der Strukturen aufgetragen. Für die Ermittlung der Verluste wird eine Gerade daran gefittet.

Aus der Steigung der Fitgeraden kann der Verlust im Wellenleiter auf  $(11,0 \pm 1,3)$  dB/cm bestimmt werden. Dieser lässt auf eine raue Oberfläche schließen. Durch weitere Behandlung des Chips kann die Oberfläche glatter gemacht werden, wodurch die Verluste kleiner werden sollten. Bei einer ähnlichen Messung mit einer glatteren Oberfläche wurden in [16] mit einem 450 nm dicken Wellenleiter und ebenfalls einem 780 nm Laser ein Verlust von ca. 4 dB/cm erreicht. Mit ummantelten Wellenleitern wurden deutlich kleinere Verluste gemessen. Für spätere Chips ist es nicht unbedingt nötig die gesamte Strecke verjüngt zu konstruieren, denn schon in einem kurzen verjüngten Bereich kann nur noch die gewünschte Mode propagieren. Danach kann der Wellenleiter wieder breiter werden, ohne dass dort unerwünschte Moden angeregt werden. Dadurch könnten die Verluste weiter reduziert werden. Die Verluste sind außerdem abhängig von der Wellenlänge des propagierenden Lichts. In Abb. 29 ist in a) eine der gemessenen Strukturen abgebildet. Die längeren Strukturen besitzen dieselbe Krümmung und sind nach oben verlängert. In b) ist eine der defekten Strukturen abgebildet, das Licht streut an einer Stelle aus der Struktur hinaus.



Abbildung 29: In a) ist ein Foto der Strukturen zur Längenmessung und das Streulicht im mittleren, verjüngten Bereich des Wellenleiters zu sehen. In b) ist eine defekte Struktur zu sehen, bei der das gesamte Licht an einem Punkt aus dem Wellenleiter streut. Danach ist kein Streulicht mehr zu sehen.

### 5.2 Verlust im unteräzten und verjüngten Wellenleiter

Die unterätzten Strukturen sind frei stehende Brücken, wie in Abb. 30 dargestellt, bei denen die Breite des Wellenleiters im  $8 \,\mu m$  langen unterätzten Bereich variiert wird.



Abbildung 30: Aufnahme des unterätzten Bereichs eines Wellenleiters mit einem Rasterelektronenmikroskop. Der unterätzte Bereich ist 15 µm lang und 8 µm breit. Der Wellenleiter ist 420 nm breit.

Dadurch wird ein immer größerer Anteil, der durch den Wellenleiter propagierenden Mode aus dem Wellenleiter "gedrückt". Es kommt zu größeren Verlusten und mehr Streulicht. Eine der untersuchten Strukturen ist in Abb. 31 zu sehen.



Abbildung 31: Foto einer Struktur, deren Wellenleiter ist in der Mitte über eine Länge von 8 µm auf 330 nm verjüngt. In diesem Bereich ist das meiste Streulicht zu sehen. Rechts und links davon ist der immer breiter werdende Wellenleiter zu sehen.

Um die Auswirkungen der immer schmaleren Wellenleiter zu untersuchen wird die Effizienz der Strukturen mit unterschiedlicher Breite bestimmt und in Abb. 32 dargestellt. Aus den Messwerten wird auf ein Plateau ab einer Breite von ca. 400 nm geschlossen. Die schlechtere Effizienz der breitesten Struktur bei 420 nm passt nicht zu dem Verlauf, dort liegt wohl ein Messfehler, bzw. eine beschädigte Struktur, vor. Ab einer Breite von ca. 250 nm ist die Kopplungseffizienz auf ca. 2% gesunken.



Abbildung 32: a) Die Kopplungseffizienz  $\eta_{\rm Wb}$  wird über die Breite der frei schwebenden Wellenleiter aufgetragen. Als Fehler wird der statistische Kopplungsfehler verwendet. Um den Messpunkten zu folgen wird eine Gaußsche Fehlerfuktion an die Messwerte gefittet. b) Der simulierte Anteil der Welle Außerhalb des Wellenleiters wird über die Breite des Wellenleiters dargestellt.

### 5.3 Transmission durch Photonische Kristallresonatoren bei Temperaturänderunänderung

Die photonischen Kristalle sind wie die Wellenleiter zuvor unterätzt und zur Veranschaulichung in Abb. 33 dargestellt.



Abbildung 33: Aufnahme eines photonischen Kristalls mit 13 Löchern mit einem Rasterelektronenmikroskop.

Um eine Änderung der Transmission durch einen der photonischen Kristallresonatoren mit 8 Spiegellöchern zu erhalten wird die Temperatur variiert. Durch die Ausdehnung des Kristalls soll die Wellenlänge des Defekts in der Bandlücke varriert werden. Dadurch soll sich die Kopplungseffizienz und damit die Transmission bei einer festen Wellenlänge von 780 nm ändern. Für die Messung wird der photonische Kristallresonator mit acht Spiegellöchern verwendet, der verglichen mit anderen Resonatoren, bei Raumtemperatur die höchste Transmission zeigt. Die Messergebnisse werden in Abb. 34 dargestellt. Sie werden ohne Fehler dargestellt, da die erhöhte Temperatur die Stabilität der Kopplung beeinflusst und dieser Einfluss nicht quantifiziert wird. Es ist ein kleiner Anstieg, bei 160 °C zu sehen, der aber auch im Bereich der Fehlerbalken liegen könnte, da die Kopplung bei hohen Temperaturen sehr stark schwankt. Aus der temperaturabhängigen Messung lässt sich nicht direkt darauf schließen, dass die Resonanz im gewünschten Bereich variiert werden kann.



Abbildung 34: Die Kopplungseffizienz eines photonischen Kristallresonators mit 8 Spiegellöchern wird für verschiedene Temperaturen bestimmt.

#### 5.4 Transmission durch photonische Kristallresonatoren

Die Transmission des Lichts durch photonischen Kristallresonatoren mit 8 bis 17 Spiegellöchern, pro Seite, soll untersucht werden. Mit dem Abbildungssystem können die in Abb. 35 dargestellten Fotos aufgenommen werden, dabei ist in a) der photonische Kristall und in b) eine unterätzter Wellenleiter zu sehen. Um die Transmission zu ermitteln, wird die Kopplungseffizienz von je fünf Strukturen bestimmt. Der Fehler ergibt sich aus der Standardabweichung der Messungen. Die Art der Kurve der Messung variiert, je nachdem ob der Defekt in der Bandlücke getroffen wird oder nicht. Aus den Messdaten wird auf einen exponentiellen Verlauf geschlossen und eine Fitfunktion angepasst. Dies wird in Abb. 36 dargestellt.



Abbildung 35: a) Foto eines photonischen Kristallresonator, an dem das gesamte Licht am Anfang des Kristalls gestreut wird. b) Eine unterätzter Wellenleiter ohne photonischen Kristall, an ihm wird das Licht im gesamten unterätzten Bereich gestreut, vorallem am Übergang zum unterätzten Bereich.

Es ist ein deutlicher Sprung zwischen 8 und 9 Spiegellöchern zu sehen, wobei die Kopplungseffizienz  $\eta_{\rm L}$  für alle Strukturen sehr gering ist. Der Kristall mit 8 Löchern besitzt die höchste Kopplungseffizienz mit 0,33%. Hier ist nicht eindeutig, ob der Verlauf tatsächlich exponentiell ist, oder die Struktur mit 8 Spiegellöchern besser funktioniert. Mögliche Gründe für den Ausreiser sind, dass die Strukturen mit 8 Löchern orthogonal zu den anderen photonischen Kristallen angeordnet sind, wie in Abb. 26 zu sehen. Bei der Produktion der Chips kommt es zu einer Wölbung des Silizium Wafers. Dabei könnte eine Seite stärker gekrümmt worden sein. Außerdem ändert sich die Orientierung des unterätzten Rechtecks, wodurch die PHCs mit mehr als 8 Spiegellöchern entlang der langen Kante des unterätzten Bereichs ausgerichtet sind. Weitere Tests sind nötig, um die Transmission durch die photonischen Kristallresonatoren zu verstehen. Einige davon werden im Ausblick erörtert.



Abbildung 36: Die Kopplungseffizien<br/>z $\eta_{\rm L}$ der photonischen Kritallresonatoren wird in Abhängigkeit der Anzahl der Löcher im Kristall dargestellt. Der Fehler ergibt sich aus der Standardabweichung aus je fünf Messungen. Als Fitfunktion wird eine Exponentialfunktion gewählt.

### 6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde eine Messapparatur errichtet, die es ermöglicht Laserlicht mittels Glasfasern und Gitterkopplern in Nanostrukturen Ein- und Auszukoppeln. Es wurde der Einfluss verschiedener Parameter der Kopplung auf die Kopplungseffizienz untersucht. Dabei wird festgestellt, dass der Abstand der Einkoppelfaser zum Gitterkoppler, ihre Position und der Winkel der Einkoppelfaser  $\phi_{in}$  empfindliche Parameter sind. Die Einstellung der Auskoppelfaser gestaltet sich simpel, wenn eine Multimodefaser verwendet wird, deren Kerndurchmesser deutlich größer ist als der Gitterkoppler. Die Polarisation des einfallenden Lichts und der horizontale Kopplungswinkel sind weniger kritisch. Mit einem Paddel-Polarisator können unerwünschte Polarisationen kontrolliert werden. Der Aufbau ist sehr störanfällig, die Messung wird durch Vibrationen, oder einen Luftzug beeinflusst. Mit einer Box um den Aufbau wird die Störanfälligkeit bei Raumtemperatur deutlich verbessert. Bei höheren Temperaturen werden die Störeinflüsse deutlicher, mit 50 °C fluktuiert die Kopplungseffizienz um 25 %, bei 75 °C um 50 %. Die gemessenen Kopplungseffizienzen von  $\eta_{PI5} = (18, 1 \pm 1, 1) \%$  für die PI5 Koppler und  $\eta_{\text{INT}} = (17,3 \pm 2,3)$  % für die INT Koppler liegen unter der simulierten Kopplungseffizienz von ca. 25 %, wobei Verluste im Wellenleiter in der Simulation nicht berücksichtigt wurden. Der Fehler der Kopplungseffizienzen ist auf Unterschiede der einzelnen Gitterkoppler und Strukturen zurückzuführen, der Kopplungsfehler der Justage beträgt absolut lediglich  $\pm 0.5$  %. Die Verluste in den  $420\,\mathrm{nm}$  breiten Wellenleitern betragen  $(11,0\pm1,3)\,\mathrm{dB/cm}$  bei einer Wellenlänge von 780 nm. Die Transmission durch die photonischen Kristallresonatoren steigt exponentiell mit geringerer Anzahl der Löcher. Unter Variation der Temperatur des photonsichen Kristalls und wird kein klarer Trend in der Transmission beobachtet. Aus den Daten in Abb. 37 scheint der 780 nm Laser bereits in dem Defekt der Bandlücke zu liegen.

Mit dem Faseraufbau können Nanostrukturen nun mit einem beliebigen Laser aus einer Glasfaser charakterisiert werden. Für höhere Kopplungseffizienzen könnten aperiodische Gitterkoppler verwendet werden, die auf den Strahl aus der Glasfaser optimiert sind. Für präzisere, automatisierte Messungen könnten die Mikroblocks durch automatisierte Piezotranslationsplattformen ersetzt werden. Die Verluste im verjüngten Wellenleiter können durch weitere Behandlung der Oberfläche verringert werden. Die Resonanz der photonischen Kristallresonatoren kann mit einer breitbandigen Lichtquelle untersucht werden. Dabei ergibt sich eine breite Resonanz bei 796,9 nm. Die verwendete Wellenlänge des Lasers mit 780 nm liegt dabei, wie in Abb. 37 dargestellt, ebenfalls im Defekt der Bandlücke des Kristalls.



Abbildung 37: Links wird die Resonanz der photonischen Kristalle über die Wellenlänge des Lichts dargestellt. In rot ist die Polarisation des Lichts in Resonanz und in blau aus Resonanz eingestellt. Rechts ist ein Bild des photonischen Kristalls mit der Polarisation des Lichts dargestellt.

# Appendix

Die Beschriftung in Abb. 25 steht für bestimmte Strukturen auf dem Chip. Da für die Messungen Strukturen mit hoher Effizienz verwendet wurden, haben diese keine geordnete Reihenfolge. Die Strukturen auf dem Chip haben Nummern, die mit Tab. 2 zugeordnet werden können.

1 0								
Struktur	INT 1 mm	INT $3 \mathrm{mm}$	PI5 1 mm	PI5 3 mm				
a	4	1	2	1				
b	3	2	6	4				
c	6	3	5	5				
d	7	4	4	6				
е	5	5	3	7				

Tabelle 2: Die Benennung der Strukturen in Abb. 25 wird den Nummern der Strukturen auf dem Chip zugeordnet.

### Literaturverzeichnis

- Eli Yablonovitch. "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics". In: *Phys. Rev. Lett.* 58 (20 1987), S. 2059-2062. DOI: 10.1103/PhysRevLett.58.2059. URL: https://link.aps.org/doi/10. 1103/PhysRevLett.58.2059.
- Sajeev John. "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices". In: *Phys. Rev. Lett.* 58 (23 1987), S. 2486-2489. DOI: 10. 1103/PhysRevLett.58.2486. URL: https://link.aps.org/doi/10. 1103/PhysRevLett.58.2486.
- [3] John D. Joannopoulos u. a. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light.
   2nd. USA: Princeton University Press, 2008. ISBN: 0691124566.
- [4] H. Alaeian. "Cavity QED based on room temperature atoms interacting with a photonic crystal cavity: a feasibility study." In: Appl. Phys. B 126, 25 5 (Apr. 2020). URL: https://doi.org/10.1007/s00340-019-7367-9.
- [5] Gramotnev D. Bozhevolnyi S. "Plasmonics beyond the diffraction limit." In: (2010), S. 83-91. URL: https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.282.
- [6] Niklas Hoppe u. a. "Ultra-Efficient Silicon-on-Insulator Grating Couplers With Backside Metal Mirrors". In: *IEEE Journal of Selected Topics in* Quantum Electronics 26.2 (2020), S. 1–6. DOI: 10.1109/JSTQE.2019. 2935296.
- [7] Matt Young. Optik, Laser, Wellenleiter. Springer-Verlag, 2013.
- [8] Gyeongho Son u.a. "High-efficiency broadband light coupling between optical fibers and photonic integrated circuits". In: Nanophotonics 7.12 (2018), S. 1845–1864. DOI: doi:10.1515/nanoph-2018-0075. URL: https://doi.org/10.1515/nanoph-2018-0075.
- D. E. Aspnes und A. A. Studna. "Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV". In: *Phys. Rev. B* 27 (2 1983), S. 985–1009. DOI: 10.1103/PhysRevB.27.985. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.27.985.
- Shu Xia Tao u. a. "Optical Properties of Silicon-Rich Silicon Nitride (SixNy-Hz) from First Principles". In: *Computation* 3.4 (2015), S. 657-669. ISSN: 2079-3197. DOI: 10.3390/computation3040657. URL: https://www.mdpi.com/2079-3197/3/4/657.

- [11] Ralf Ritter. "Interfacing thermal atoms with integrated photonic waveguides". dissertation. Universität Stuttgart, 2018. URL: https://www. pi5.uni-stuttgart.de/documents/abgeschlossene-arbeiten/2018-Ritter-Ralf-Interfacing-thermal-atoms-with-integrated-photonicwaveguides-PhD.pdf.
- [12] Eugene Hecht. Optik. Oldenbourg Verlag, 2005. Kap. Kapitel 4.8. ISBN: 978-3-486-27359-5.
- [13] Sven Matthias. "Herstellung und Charakterisierung von 3D-photonischen Kristallen aus makroporösem Silizium". dissertation. Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, 2005. URL: https://sundoc.bibliothek.uni-halle. de/diss-online/05/05H105/.
- Tariq Shamim Khwaja und Syed Azer Reza. "Low-cost Gaussian beam profiling with circular irises and apertures". In: Appl. Opt. 58.4 (2019), S. 1048-1056. DOI: 10.1364/AO.58.001048. URL: http://ao.osa.org/ abstract.cfm?URI=ao-58-4-1048.
- [15] Dieter Meschede. Optik, Licht und Laser. 2. Auflage. B. G. Teubner, 2005. ISBN: 3-519-13248-6.
- [16] Ananth Subramanian u. a. "Low-Loss Singlemode PECVD Silicon Nitride Photonic Wire Waveguides for 532–900 nm Wavelength Window Fabricated Within a CMOS Pilot Line". In: *IEEE Photonics Journal* 5 (Dez. 2013), S. 2202809. DOI: 10.1109/JPHOT.2013.2292698.

# Danksagung

Zunächst möchte ich mich bei Prof. Dr. Tilman Pfau für die Möglichkeit bedanke meine Bachelorarbeit am 5. Physikalischen Institut zu machen. Bei Dr. Robert Löw möchte ich mich für die Bereitstellung und Einführung in das Thema der Bachelorarbeit bedanken. Bei Artur Skljarow möchte ich mich für die Hilfe durch die gesamte Zeit der Bachelorarbeit bedanken. Ebenso gilt mein Dank Benyamin Shnirman und dem gesamten dritten Stock, für Ihre Hilfsbereitschaft und die interessante Zeit.

Zu guter Letzt gilt mein Dank meiner Familie, meinen Freunden, meinen Kommilitonen und Janine, für die Unterstützung durch die teilweise stressige Zeit der Bachelorarbeit.