

Dielektrische Slot-Wellenleiter zur effizienten Kopplung von Diamant-Farbzentren

Peter Fischer



Dielektrische Slot-Wellenleiter zur effizienten Kopplung von Diamant-Farbzentren

Masterarbeit von Peter Fischer



München, 11. November 2015

Experimentelle Quantenphysik
Prof. Dr. Harald Weinfurter

Betreuer
Dr. habil. Markus Weber
Martin Zeitlmair

Fakultät für Physik
Ludwig-Maximilians-Universität München

Dielectric slot-waveguides for efficient coupling to diamond color centers

Master Thesis by Peter Fischer



München, 11. November 2015

Experimental Quantum Physics
Prof. Dr. Harald Weinfurter

Supervisor
Dr. habil. Markus Weber
Martin Zeitlmair

Faculty of Physics
Ludwig-Maximilians-Universität München

Zusammenfassung

Deterministisch platzierbare Nanofestkörper Einzelphotonenquellen sind ein fundamentaler Baustein in der Quantenoptik. Würden diese realisierbar, so wäre dies ein großer Schritt voran. Einerseits Technisch - für Quantencomputer und -kryptographie - und andererseits für die fundamentale Physik zum Test von quantenmechanischen Eigenschaften solcher Systeme. Zur Zeit gibt es eine Vielzahl an Vorschlägen und Ideen für die Realisierung von nutzbaren Einzelphotonenquellen auf Festkörperbasis. Hierbei tun sich Farbzentren im Diamanten als sehr aussichtsreiche Kandidaten hervor.

Evaneszente Kopplung von Nanodiamant-Farbzentren an dielektrische Wellenleiter scheint ein vielversprechender Weg, um von Farbzentren emittiertes Licht nutzbar zu machen. Sowohl analytisch als auch numerisch kann das Verhalten von Wellenleitern erklärt und optimiert werden. Die Nanofabrikationstechniken haben sich fortwährend verbessert und erreichen nun die angestrebten Eigenschaften.

Ziel des Projekts ist eine effiziente Kopplung eines Farbzentrens an eine Single Mode Wellenleiter. Hierzu nutzt man eine AFM-Spitze um den Nanodiamanten auf dem Festkörperwellenleiter zu platzieren.

Auf dem Weg zu einer effizienten, chipbasierten Einzelphotonenquelle sind jedoch noch viele Aspekte zu beachten. Um die Kopplungsbedingungen bestmöglich zu kontrollieren, beschränkt man sich auf eine propagierende Mode. Zusätzlich braucht man für die Kopplung hohe evaneszente Felder. Dies Anforderungen stehen im gewissen Maße im Widerspruch zu den geforderten geringen Propagationsverlusten, da kleine Wellenleiterstrukturen im hohen Maße sensitiv auf Fabrikationsunsicherheiten sind.

Basierend auf vorhergehende Arbeiten und Publikationen erörtert diese Abschlussarbeit die theoretischen Zusammenhänge zwischen Einzelphotonenemittern (im speziellen Farbzentren), Wellenleitern, Kopplungsmechanismen und den Hauptverlustkanal. Es wird aufgrund der Ergebnisse aus Simulationen für bestmögliche Kopplung statt eines simplen Rechteckswellenleiterstruktur eine sogenannte Slotwellenleiterstruktur vorgeschlagen. Die Koppelungseffizienz lässt sich damit auf bis zu $\beta = 70\%$ erhöhen. Die Realisierung einer solchen Struktur stellt aber hohe Ansprüche an die Fabrikation, deshalb werden alle Schritte beleuchtet und in hinreichender Tiefe erörtert. Die Verbindungen und Wechselwirkungen werden dabei aufgedeckt. Dies beginnt bei der Wahl der Materialien und des Resists, geht über die Elektronenstrahlolithografie, dem Reaktiven-Ionen-Ätzen und endet bei der richtigen Präparation der Proben. Ziel all dieser Anstrengungen ist eine Reduktion der Kantenrauigkeit, die der Hauptfaktor für Streuverluste ist, und Minimierung der realisierbaren Strukturgrößen, zur Erhöhung der Koppeleffizienz. Hierbei zeigte sich, dass Strukturgrößen in den sub-40nm Bereich realisiert werden können. Die Kantenrauigkeit wurde aufgrund von Auflösungslimits nicht gemessen. Stattdessen wurde direkt die Dämpfung über Cut-Back-Messungen und Out-of-Plane-Streuung gemessen. Für 4 Millimeter lange Wellenleiter konnten so minimale Gesamtkopplungsverluste von 12 dB gemessen werden. Propagationsverluste aus Streuverlust-Messungen ergaben Dämpfungen von 0,8 dB/mm. Schlussendlich wird das sogenannte Pick-and-Place-Verfahren mit den damit verbundenen Schwierigkeiten erklärt.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Einzelphotonenquellen	3
1.1 Photonenstatistik von Emitttern	3
1.2 Diamantfarbzentren	4
2 Theorie zu Wellenleitern	9
2.1 Dielektrische Grenzflächen	9
2.2 Dielektrische Wellenleiter	11
2.3 Kopplung	13
2.4 Simulation	15
2.5 Wellenleiterraugigkeiten	19
3 Fabrikation	21
3.1 Design der dielektrischen Wellenleiter	21
3.2 Prozessablauf	21
3.3 Wellenleitermaterialien	23
3.4 Lithografieresist	24
3.5 Schichtenerzeugung	27
3.6 Lithografie	28
3.7 Reaktives Ionenätzen	39
3.8 Weitere Schritte der Probenpräparation	47
3.9 Empfehlungen zur Fabrikation	49
4 Transmission	51
4.1 Cut-back-Messungen	52
4.2 Streuverluste	53
4.3 Ergebnisse	54
5 Pick-and-Place-Positionierung	55
5.1 Aufbau	55
5.2 Experimentelle Abfolge	56
Zusammenfassung und Ausblick	59
Anhang	I
Literaturverzeichnis	X

Einleitung

Über sehr viele Anwendungs- und Forschungszweige der Informationsverarbeitung ist eine klare Verlagerung von der Elektronik zur Photonik hin zu beobachten. Die Vorteile liegen auf der Hand, hohe Bandbreite, höhere Ausbreitungsgeschwindigkeit und theoretisch weniger Wechselwirkung. Dadurch können mehr Daten bei weniger Energieaufwand schneller übertragen und verarbeitet werden. Schon heute dienen optische Wellenleiter zur Datenübermittlung, ohne sie wäre das Internet nicht denkbar. Hier werden Erkenntnisse der Quantenmechanik genutzt - unter anderem zur Signalauffrischung mit Halbleiterlasern. Ebenso werden in der Mikro- und Nanoelektronik für Prozessoren hybride Ansätze realisiert, um mehrere Kerne mittels optischer Wellenleiter zu synchronisieren [HCC⁺06]. Es ist zu erwarten, dass das rasante Skalieren auf immer kleinere Strukturgrößen durch den Atomdurchmesser und Quantisierungseffekte im Bereich 1 bis 10 nm begrenzt wird [CK13]. Deshalb wird mit Nachdruck an neuen Technologien geforscht, die sich der Optik und Quantenmechanik bedienen, vergleichbar mit den Anstrengungen, die in der Elektronik Anfang der 1970er Jahre unternommen wurden. Damals wurden Standardbausteine, Logiken und Fabrikationstechnologien entwickelt. Dieser Ansätze bedient man sich heute wieder, um integrierte Schaltungen mittels optischer Bausteine zu realisieren.

Momentan bereiten aber mehrere technische Aspekte Schwierigkeiten. Die Verluste für die geforderten Wellenleitergeometrien für den Einsatz auf einem Chip sind in der Größenordnung von 0,1 bis 10 dB/mm (vgl. Glasfaser 1 dB/km). Verluste an Krümmungen verhindern zusätzlich eine zu hohe Komplexität der photonischen Schaltkreise, weshalb man zur Zeit photonische Anwendungen hauptsächlich in der Sensometrie und Datenübermittlung findet. Zudem zeigt die geringe Wechselwirkung der Photonen mit Materie hier ihre Ambivalenz, für eine hohe Effizienz und Rate sind sehr spezielle Bindungen und Materialien notwendig. Unter anderem wird deswegen an einstellbaren Resonatoren verschiedenster Bauart und Lichtquellen geforscht. Eines der Fernziele dieser Bemühungen ist hierbei die Realisierung eines optischen Quantencomputers, wofür fundamentale Bausteine wie optische Quantengatter oder effiziente nichtklassische Lichtquellen gefunden werden müssen. Auch in diesem Kontext kann dieses Projekt und die vorliegende Arbeit gesehen

werden. Ziel ist es, eine festkörperbasierte Einzelphotonenquelle als einen Baustein zu entwickeln. Als Einzelphotonenemitter wird hierbei ein Nanodiamant mit einem Farbzentrum verwendet. Desesen fundamentalen Eigenschaften sind dafür verantwortlich, dass nur einzelne Photonen emittiert werden. Die hier verwendeten Nanodiamanten besitzen ein NV-Zentrum, das Licht vornehmlich im Spektralbereich zwischen 630 und 850 Nanometer emittiert. Die Kopplung der vom NV-Zentrum emittierten Photonen an optische Komponenten wie Singlemode-Fasern oder dielektrische Wellenleitern erfolgt über eine speziell designte Geometrie der Struktur, die rein evaneszente Kopplung mit hoher Effizienz ermöglicht. Der Nanodiamant wird dabei zuerst charakterisiert, dann durch eine AFM-Spitze selektiert und auf den Wellenleiter gelegt. Im Gegensatz zu anderen Ansätzen funktioniert dieser Ansatz durch die speziellen Eigenschaften von Farbzentren in Diamanten selbst bei Raumtemperatur. Diese Herangehensweise ist durch das selektive Positionieren des Emitters deterministisch und theoretisch beliebig skalierbar. Selektion und Manipulation sind hierfür bereits hinreichend gut kontrollierbar [LPM⁺14] [Mün13]. Die Geometrie und Fabrikation des Wellenleiters sind ein weiterer Schritt, der optimiert werden muss.

Hier setzt die Masterarbeit an. Das Ziel ist die Kopplung zu maximieren und die Verluste zu minimieren - mitunter konträre Ziele. Die Geometrie wird analytisch auf die Nanodiamanten optimiert. Da die Strukturen und deren Linienrauigkeit klein sein müssen, ist die Fabrikation entscheidend. Weitere Punkte sind die Charakterisierung des Wellenleiters und das Vorgehen zur evaneszenten Kopplung (z.B. das sogenannte „Pick-and-Place“-Verfahren zur Positionierung der Emitter).

In Kapitel 1 werden die Charakteristika von Einzelphotonenquellen allgemein und die verwendeten Nanodiamantfarbzentren im Speziellen vorgestellt, damit die Grundlagen und Anforderungen ersichtlich werden. Kapitel 2 behandelt analytisch die Grundlagen von dielektrischen Wellenleiter. Die Optimierung auf Einzelmodigkeit und hohe Kopplung erfolgt, aufgrund der hohen Komplexität, numerisch mit Hilfe von Simulationen. Im letzten Abschnitt des Kapitels wird auf die verschiedenen Ursachen für Verluste im Wellenleiter eingegangen. Das Kapitel 3 behandelt die Fabrikation von Wellenleitern und klärt über verschiedenste Einflüsse auf, die zu den minimal realisierbaren Strukturabständen und Seitenrauigkeiten führen. Aufgrund der besonderen Bedeutung für die Fabrikation von Wellenleitern werden der Elektronenstrahlolithografie und dem Reaktiven-Ionen-Ätzen viel Raum eingeräumt. In Kapitel 4 werden die Verluste der hergestellten Wellenleiter ermittelt. In Kapitel 5 wird das Pick & Place Verfahren beschrieben. Im letzten Kapitel wird die Arbeit zusammengefasst und auf darauf aufbauende Schritte und Ziele eingegangen.

Kapitel 1

Einzelphotonenquellen

Ausgangspunkt aller Überlegungen und Untersuchungen sind Einzelphotonenquellen. Im Grunde sind Einzelphotonenquellen, wie der Name andeutet, Emittierer von stark nichtklassischem Licht. Beschrieben werden sie meist als Zwei- oder Drei-Niveau-Systeme, die durch Anregung zu einem bestimmten Zeitpunkt immer nur ein Photon emittieren können. Es existieren vielfältigste Realisationen dieses Konzepts. Einzelne Atome, die in einem Lichtfeld gefangen sind (z.B. [WVS⁺06]), Farbmoleküle (z.B. [LSM⁺03]) und Quantendots (z.B. [KPH⁺13]) sind mögliche Systeme für Einzelphotonenemittierer. Nachteilig an diesen Systemen sind einerseits der experimentelle Aufwand (Temperaturkontrolle, Fallensysteme, Störfelder) und andererseits die mangelnde Skalierbarkeit bzw. deterministische Kontrolle.

Einen Ausweg bieten hier in einem Kristallgitter „eingefrorene“ Atome und Moleküle, insbesondere manipulierbare Nanokristalle. Im Rahmen dieser Masterarbeit werden besonders Defektzentren im Diamantgitter betrachtet. Ein weiterer Vorteil ist, dass selbst bei Raumtemperatur einzelne Photonen emittiert werden.

1.1 Photonenstatistik von Emittierern

Die Eigenschaften von Licht werden unter anderem durch Frequenz, Wellenlänge, Energie und Phasenbeziehungen charakterisiert. Für die Anwendungen in der Quantenoptik (Kryptografie, Quantenspeicher ect.) spielt aber auch die zeitliche Korrelation bzw. Photonenstatistik der verwendeten Lichtquelle eine entscheidende Rolle. Gewünscht wäre hierbei eine Lichtquelle, die in exakt gleichen Abständen, mit hoher Repetitionsrate, Photonen emittiert. Man spricht in diesem Zusammenhang von sub-poissonischem Licht, da die Varianz für die Photonenrate geringer als die der Poisson-Statistik ist. Klassische/Thermische Lichtquellen emittieren super-poissonisches Licht, die Photonenrate ist in diesem Fall extrem breit gestreut, da keinerlei Beziehung zwischen einzelnen Emittierern besteht. Laserlicht tritt aufgrund stimulierter Emission in „Bunches“ auf, dadurch erhält man eine poissonische Verteilung der Photonenrate.

Für den Nachweis dieser Verteilungen und Eigenschaften sind Detektoren notwendig. Die Detektoren haben eine endliche Detektionseffizienz, Antwort-/Totzeit und die Anzahl an Photonen pro Detektion kann nicht aufgelöst werden. Die Antwortzeit ist die Zeitdauer über die ein Signal elektronisch bedingt integriert wird. Die Totzeit kennzeichnet den Zeitraum in dem die Einzelphotonendetektoren aufgrund des Betriebsmodus keine Photonen detektieren können. Die Unterscheidung der Photonenstatistik mit Hilfe einer direkten zeitlichen Messung ist daher schwierig. Über die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung können aber dennoch Aussagen über die Photonenstatistik gemacht werden. Genutzt wird dazu ein Aufbau nach Hanbury Brown-Twiss (HBT). Ein 50:50 Strahlteiler spaltet den Photonenstrom einer Lichtquelle in zwei Arme auf, Detektoren dahinter liefern Spannungsimpulse für jede Detektion. Aus den zeitlichen Abständen zwischen den Klicks der beiden Detektoren kann dann eine Korrelationsfunktion zweiter Ordnung gefittet werden.

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle \langle I(t+\tau) \rangle} \quad (1.1.1)$$

Diese Korrelationsfunktion steht in Beziehung zur Photonenstatistik. Thermisches Licht ist

unkorreliert, d.h. der Erwartungswert für die Korrelation ist konstant eins. Laser bzw. "gebunchtes" Licht dagegen wird mit erhöhter Wahrscheinlichkeit an beiden Detektoren gleichzeitig detektiert, $g^2(\tau=0)$ ist also größer gleich eins. Einzelne Photonen dagegen können immer nur durch einen Detektor nachgewiesen werden. Folglich hat die Korrelationsfunktion für Einzelphotonenquellen bei $\tau = 0$ einen Nullpunkt (siehe Tabelle 1.1.1).

Photonenstrom	$g^{(2)}(0)$	$g^{(\infty)}$	Photonenstatistik	Beispiele
Antibunched	< 1	1	Sub Poissonisch	Einzelphotonenquelle
Bunched	> 1	1	Poissonisch	Laser
Klassisch	≥ 1	1	Super Poissonisch	Thermische Quelle

Tabelle 1.1.1: Übersicht

Alle Einzelphotonenquellen werden von einer externen Quelle aus dem Grundniveau angeregt und strahlen dann über spontane Emission (Wechselwirkung mit Vakuummoden) einzelne Photonen ab. Da nur ein Emittor existiert kann es zu keinen Wechselwirkungen kommen (z.B. Stimulierte Emission).

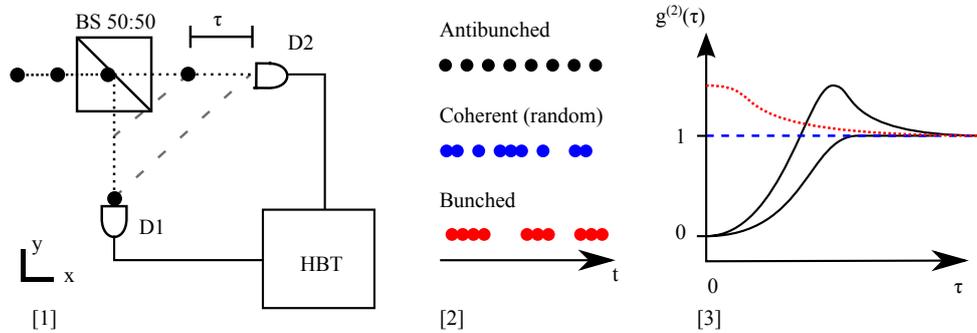


Abbildung 1.1.1: [1] HBT-Interferometer. [2] Bsp. zeitlicher Verteilungen der Photonen. [3] Abgeleitete Korrelationsfunktionen. [Fox12]

1.2 Diamantfarbzentren

1.2.1 Diamant

Als Wirtsgitter dient sp^3 -hybridisierter Kohlenstoff, der in zwei zueinander versetzten kubisch flächenorientierten Gittern angeordnet ist (auch als fcc-Gitter mit zweiatomiger Basis oder umgangssprachlich als Diamant bezeichnet). Aufgrund der hohen Packungsdichte und Anzahl an Bindungen zeichnet sich diese Konfiguration des Kohlenstoffs durch seine Härte und Beständigkeit aus. Bei Raumtemperatur ist dies jedoch thermodynamisch nur eine metastabile Anordnung. Da alle Valenzelektronen an Bindungen beteiligt sind, ist der Diamant nichtleitend. Er zeichnet sich dennoch durch hohe Wärmeleitfähigkeit aus. Aufgrund der starken Bindung übernehmen Phononen den Transport der Wärme. Reine Diamanten besitzen nach dem Bändermodell ein gefülltes Valenzband, aufgrund der Bandlücke (direkt 7,3 eV, indirekt 5,5 eV) erscheint er bis tief in das ultraviolette Spektrum transparent.

Um Diamanten synthetisch herzustellen, gibt es zwei verschiedene Verfahren. HPHT (eng. High Pressure High Temperature) arbeitet mit Impfkristallen, hohen Drücken und hohen Temperaturen,

um die natürlichen Entstehungsbedingungen nachzuempfinden. Das CVD (eng. Chemical Vapor Deposition) Verfahren dagegen nutzt einen Reaktor mit Vorläufergasen, einem Plasma und speziellen Oberflächen, auf denen der Diamant wächst. Beide Verfahren kämpfen mit Verunreinigungen, die für unsere Anwendungszwecke teilweise sogar erwünscht sind. Diese Verunreinigungen führen zu Farbzentren, wie später erläutert wird.

Generell entstehen bei Defektzentren in Diamanten Probleme durch den hohen Brechungsindex. Dieser hohe Brechungsindex erzeugt Totalreflexion an den Grenzflächen und verhindert so eine effiziente Auskopplung der Emission. Um dieses Problem zu umgehen, haben sich mehrere Lösungsansätze etabliert. Die mit am häufigsten genutzten Ansätze sind hierbei:

Säulen - In die Diamantschicht wird durch einen anisotropen Ätzschritt ein zweidimensionales Array aus Säulen geätzt [BFW⁺12]. Aufgrund der angesprochenen Totalreflexion tritt die Emission eines Farbzentrum nur an den Facetten der Säulen aus. Effektiv erhält man einen Resonator, so dass die Photonen bevorzugt in der Resonatormode emittieren (Purcell-Effekt). Dieses Verfahren ist nicht deterministisch in der Position der Farbzentren relativ zu den erzeugten Säulen.

Immersionslinsen - Durch vorherige Bestimmung der Lage einzelner Farbzentren, werden Ätzmasken definiert, die eine variable Selektivität gegenüber einem anisotropen Ätzschritt besitzen. Dadurch können Linsen um das Farbzentrum erzeugt werden [AN14]. Alternativ werden auch focused-ion-beam (FIB)-Verfahren zur Erzeugung der Linsen eingesetzt. Der kritische Winkel wird vermieden und so mehr Licht ausgekoppelt. Nachteilig ist, dass man an die Position des Farbzentrens im Diamanten gebunden ist.

Nanodiamanten - Eine Selektion und Manipulation kann mit Nanodiamanten erreicht werden [LPM⁺14][SKS⁺11]. Gleichzeitig besteht nicht die Einschränkung durch die Totalreflexion. Der Kristall ist viel kleiner als die emittierte Wellenlänge, daher können Grenzflächeneffekte vernachlässigt werden. Durch die kleinen Abmessungen kann ein Nanodiamant mit Hilfe von AFM-Spitzen (eng. Atomic Force Mikroskop - deu. Rasterkraftmikroskop) oder ähnlichen Nanopositionierverfahren manipuliert werden (Abschnitt 5).

Erzeugt werden Nanodiamanten durch mechanisches Zerkleinern (Mahlen, Explosionen) oder chemische Verfahren, wobei größere Kristalle durch Ätzen auf Durchmesser von einigen Nanometern verkleinert werden. Ein Problem bei allen Nanodiamanten ist die langwierige Suche nach geeigneten Diamanten, aufgrund der geringen Konzentration und der bei der Herstellung erfolgten "Beschädigung" von Farbzentren. Oberflächen Ladungen, chemische Reste des Ätzens oder Diffusion oberflächennaher Farbzentren führen zu verfälschten Ergebnissen.

1.2.2 Farbzentren

Unsere Arbeitsgruppe beschäftigt sich vor allem mit zwei Farbzentren, einerseits NV-Zentren (eng. Nitrogen-Vacancy - deu. Stickstoff-Fehlstelle) und andererseits SiV-Zentren (eng. Silicon-Vacancy - deu. Sillizium Fehlstelle). Beide sind Systeme aus einem Atom und einer (NV-Zentrum) oder zwei Fehlstellen (SiV-Zentrum) im Kristallgitter, die Energieniveaus innerhalb der Bandlücke des Diamantkristalls erzeugen. Diese Niveaus können optisch angeregt werden und verhalten sich äquivalent zu Molekülen (Anregung von Schwingungs- und Rotationsniveaus). Da sie sich aber im Kristall befinden sind sie immobil. Aufgrund der (einstellbaren) geringen Konzentration, können einzelne Farbzentren angeregt bzw. deren Emission gemessen werden. Das macht sie zu Einzelphotonemittern.

NV

Für Untersuchungen sind NV-Zentren sehr beliebt, das liegt an dem hohen natürlichen Vorkommen an NV-Zentren in Diamanten, der hohen Streurrate über einen breiten Spektralbereich, die stark ausgeprägte Zero-Phonon-Line (ZPL) bei niedrigen Temperaturen und dem optisch adressierbaren Elektronenspin mit seiner langen Spinkohärenzzeit welches das NV für Sensometrieaufgaben geeignet macht.

Das NV hat zwei Ladungszustände, den neutralen (NV^0) und den negativ geladenen Ladungszustand (NV^-). Der neutrale Zustand hat eine ZPL bei 567nm, der negative bei 637nm (jeweils

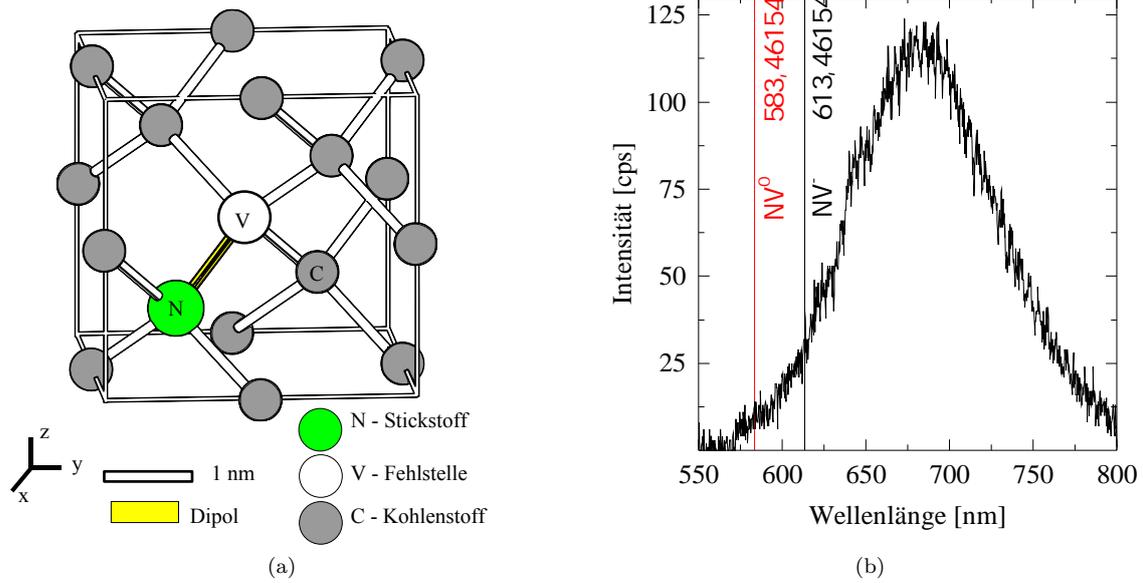


Abbildung 1.2.1: a) Orientierung des NV-Zentrums im Diamantgitter [RSR⁺07]. b) Emissionsspektrum eines NV-Zentrums in einem Nanodiamanten bei Raumtemperatur, das Spektrum ist eine Überlagerung aus dem NV⁰ und NV⁻ Zustand.

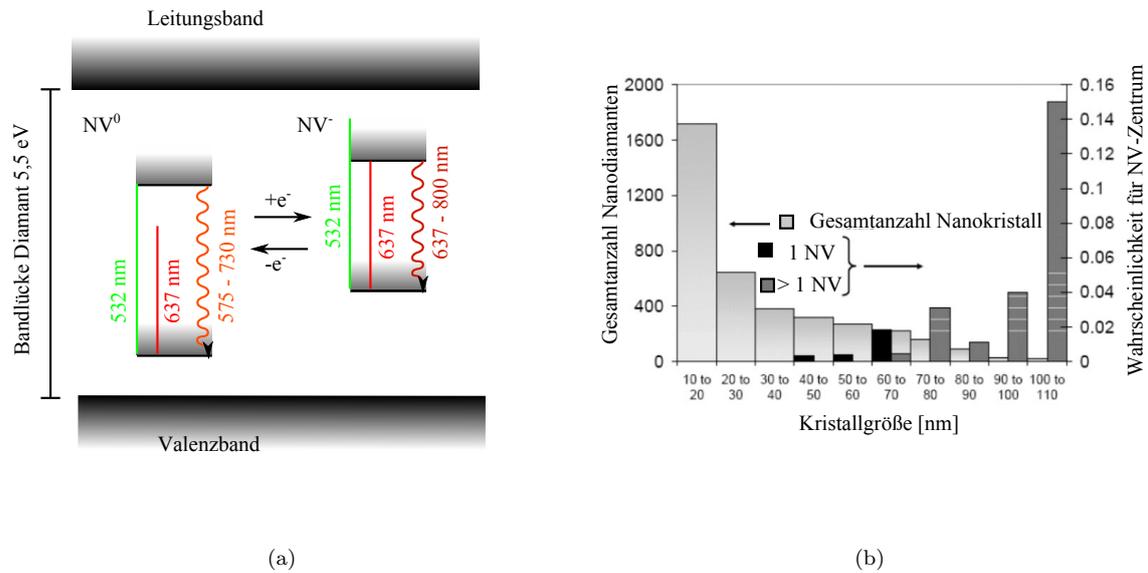


Abbildung 1.2.2: a) Vereinfachte Darstellung der Energieniveaus des NV⁰ und NV⁻. b) Größenverteilung und Konzentration NV Zentren in Nanodiamanten [Bur12].

mit einem ausgeprägten Seitenband über über 150nm). Normalerweise sind NV-Zentren eher im negativen Zustand anzutreffen, weshalb wir uns auf diesen Ladungszustand beschränken. Untersuchungen mittels polarisierter Anregung zeigen eine ausgeprägte Dipol-Abstrahlcharakteristik. Aus früheren Untersuchungen ist die Größenverteilung und Anzahl an NVs je Nanokristall bekannt. In einem Intervall des Durchmessers von 30 bis 70 nm kann mit hoher Wahrscheinlichkeit davon ausgegangen werden, dass der Nanokristall nur ein NV-Zentrum enthält, kleinere Kristalle sind zu instabil und größere enthalten oft mindestens zwei NV-Zentren.

SiV

Das SiV-Zentrum besteht aus einem Silizium-Atom zwischen zwei Fehlstellen, die Kohlenstoffatome im Gitter ersetzen. Durch die Punktsymmetrie besitzt es keinen Dipol und ist somit nur wenig anfällig gegenüber externen elektrischen Störfeldern [SJR⁺14]. Dadurch hat es eine stark ausgeprägte Zero-Phonon-Line (737 nm) und damit hohen Huang-Rhys-Faktor. Der Huang-Rhys-Faktor gibt das Verhältnis der Zählraten der Zero-Phonon-Line zu der Gesamtemission an. Selbst bei Raumtemperatur ist dieses Merkmal deutlich beobachtbar. Zusammen mit der hohen Emissionsrate ist es ein sehr interessantes System.

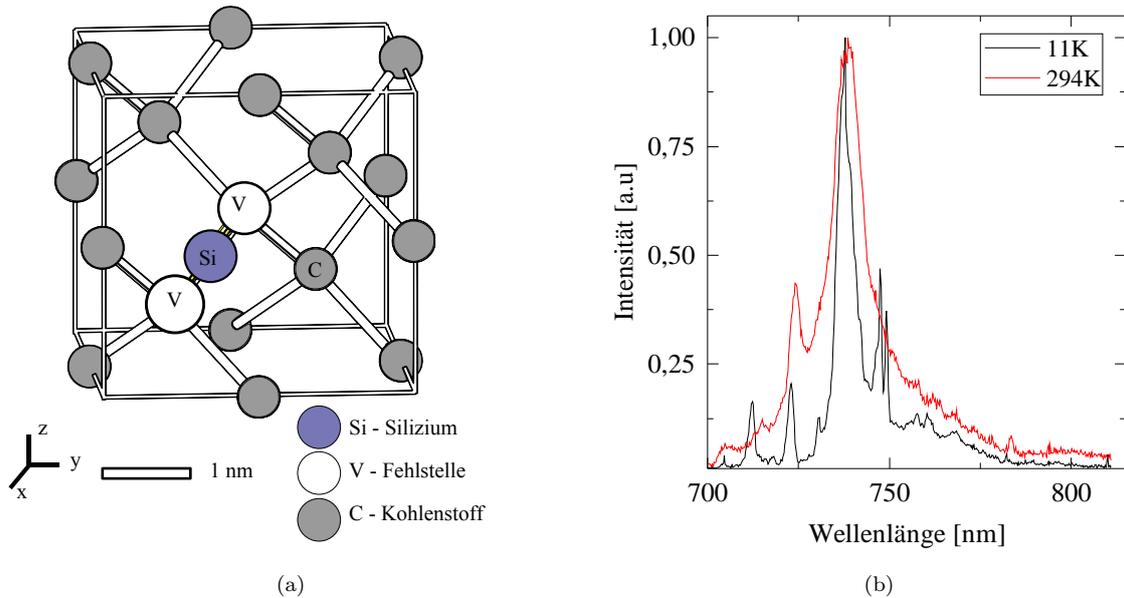


Abbildung 1.2.3: a) Orientierung des SiV-Zentrums im Diamantgitter. b) Emissionsspektrum eines SiV-Zentrums bei Raumtemperatur und 11 Kelvin.

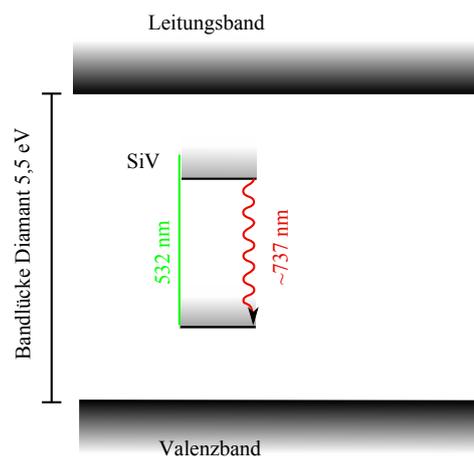


Abbildung 1.2.4: Vereinfachte Darstellung der Energieniveaus des SiV-Zentrums

Kapitel 2

Theorie zu Wellenleitern

Es gibt viele Parameter, die den Wellenleiter und die Kopplung mit anderen Systemen beeinflussen. Manche Parameter sind konträr zueinander und eine optimale Lösung für diese Anwendung muss gefunden werden. Zunächst wird ein analytisches eindimensionales Modell vorgestellt, welches das Verhalten bezüglich Propagation und Mode von idealen Wellenleitern beschreibt. Absorption, Kopplung und Streuung werden hierbei vernachlässigt. Die Kopplung von Emittoren an Wellenleiterstrukturen werden mit Hilfe des Modenüberlapps und des evaneszenten Feldes beschrieben. Mit Hilfe von Eigenmodensimulationen werden anschließend zweidimensionale Wellenleiter optimiert, dabei werden Streuverluste aufgrund von produktionsbedingter Rauigkeit berücksichtigt. Anhand der abgeleiteten Zusammenhänge und numerischen Simulationen entsteht so ein Design für die optimale Kopplung einer Diamant-Farbzentrums-Fehlstelle an einen dielektrischen Wellenleiter.

2.1 Dielektrische Grenzflächen

Dielektrische Wellenleiter basieren auf dem Prinzip der Totalreflexion. Durch Materialien mit unterschiedlichen Brechungsindizes und deren Abfolge kann so eine elektromagnetische Welle auf einen endlichen Raum begrenzt werden. Da Symmetrie- und Randbedingungen erfüllt werden müssen, kommt es zu einer Quantisierung möglicher Feldverteilungen - sog. Moden. Im Folgenden wird die Herleitung aus den Maxwell Gleichungen zusammengefasst. Weiterführende Details zur Herleitung finden sich im Buch „Introduction to Micro- and Nanooptics“ von Jürgen Jahns und Stefan Helfert [JJ12]. Ebenso sind die Grafiken aus dem Abschnitt dielektrische Grenzflächen und Wellenleiter dem Buch entnommen.

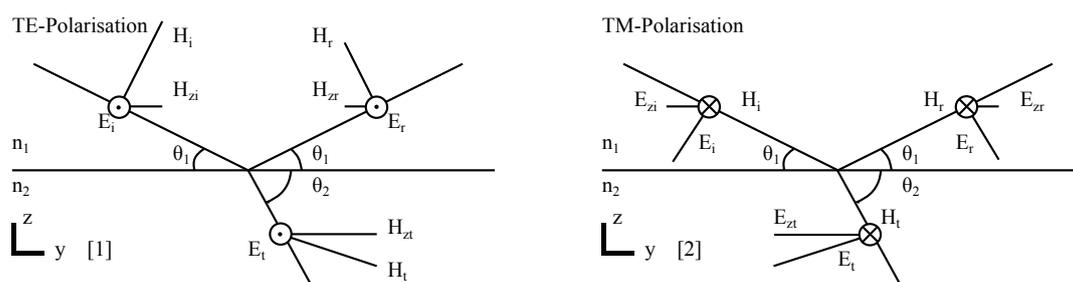


Abbildung 2.1.1: Zerlegung der Feldvektoren eines einfallenden Strahles an einer dielektrischen Grenzfläche für [1] TE- und [2] TM-Polarisation.

Für alle folgenden Betrachtungen sei angenommen, dass die magnetische Permittivität μ_r gleich 1 sei. Daraus folgt aus der Definition des Brechungsindex ($n^2 = \mu_r \epsilon_r$), dass dieser allein von der relativen Dielektrizitätskonstante ϵ_r abhängt. Des Weiteren wird angenommen, dass ϵ_r stets größer 0 ist.

Eine planare elektromagnetische Welle kann ohne Beschränkung der Allgemeinheit in einen transversal-elektrisch-polarisierten Anteil (TE) und in einen transversal-magnetisch-polarisierten Anteil (TM) aufgespalten werden (vergleiche die Schemata in Abbildung 2.1.1 für [1] TE-Polarisation

und [2] für TM-Polarisation). Kontinuitätsbedingungen bestimmen das Verhalten am Übergang und es gilt folglich.

$$\text{TE-Anteil} \quad E_{yt} = E_{yi} + E_{yr} \quad H_{zt} = H_{zi} + H_{zr} \quad (2.1.1)$$

$$\text{TM-Anteil} \quad H_{yt} = H_{yi} + H_{yr} \quad E_{zt} = E_{zi} + E_{zr} \quad (2.1.2)$$

Aus $\omega|B| = |k|E$, folgt $|H| = n\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}|E|$. Zusammen mit den winkelabhängigen Projektionen der nicht-transversalen Komponente auf den z-Einheitsvektor kommt man so auf 2 Gleichungen, die jeweils das transversale Feld (E-Feld für TE-Polarisation oder H für TM-Polarisation) in Reflektion und Transmission beschreiben.

Das Verhältnis zwischen reflektiertem Feld F_{yr} und einfallendem transversalem Feld F_{yi} bezeichnet man als Reflektionskoeffizienten r_F .

$$r_F = \frac{F_{yr}}{F_{yi}} = |r|^{i\phi_r} \quad (2.1.3)$$

Dieser Reflektionskoeffizient kann komplexe Werte annehmen. Der Betrag gibt an, um wie viel der reflektierte Strahl schwächer ist als der einfallende Strahl. Der Winkel ϕ_r gibt den Phasenschub an, der aufgrund der Reflektion stattfindet. Die Abhängigkeit des Reflektionskoeffizienten von der Wellenlänge geht indirekt über die Brechungsindizes ein.

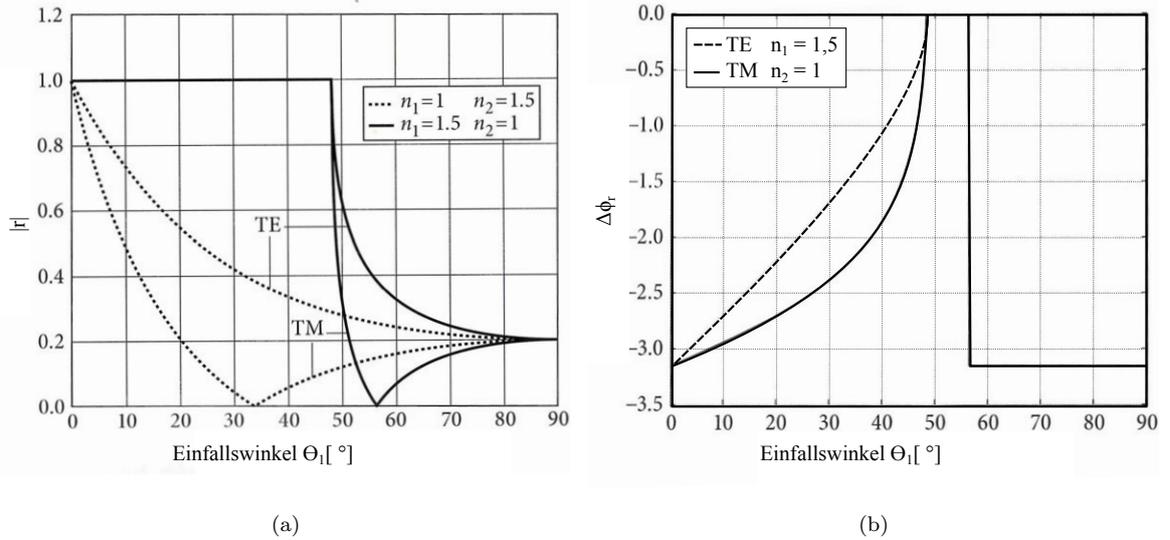


Abbildung 2.1.2: (a) Reflektionskoeffizient und (b) Phasenschub abhängig von Einfallswinkel und Polarisation.

In der Abbildung 2.1.2 sind sowohl der Betrag der Reflektion als auch der Phasenschub für TE- und TM-Polarisation in Abhängigkeit vom Einfallswinkel geplottet. Beim Übergang zu Medien mit niedrigerem Brechungsindex findet bis zu einem gewissen Winkel eine Totalreflektion statt - diesen Winkel bezeichnet man als kritischen Winkel θ_C .

$$\theta_C = \arcsin(n_2/n_1) \quad (2.1.4)$$

$$\theta_B = \arctan(n_2/n_1) \quad (2.1.5)$$

Außerdem existiert für die TM-Mode ein Winkel, größer als der kritische Winkel, unter dem das Licht vollständig transmittiert wird - der Brewster-Winkel θ_B . Durch die Analogie der Formeln für kritischen Winkel und Brewster-Winkel lässt sich erahnen, dass sich TE- und TM-Mode ähnlich verhalten.

Wichtig für die weitere Diskussion sind Definitionen für die Phasen- und Gruppengeschwindigkeit (v_{Phase} und v_{Gruppe}), sowie der effektive Brechungsindex n_{eff} und die Propagationskonstante β .

$$k_0 n_1 \cos\theta_1 = k_z = \beta \quad n_{eff} = \beta/k \tag{2.1.6}$$

$$v_{Phase} = \omega/k = c/n(\omega) \quad v_{Gruppe} = \frac{d\omega}{dk} \tag{2.1.7}$$

2.2 Dielektrische Wellenleiter

Einen Wellenleiter erhält man, indem man sowohl oberhalb als auch unterhalb der Lichtführenden Schicht (Kern - eng. Core) mit Brechungsindex n_1 Medien wählt, die einen niedrigeren Brechungsindex (n_2 bzw. n_2) besitzen (Mantel - eng. Cladding) (siehe Abbildung 2.2.1). Dabei wird o.b.A. angenommen, dass $n_1 > n_2 \geq n_2$ und der Kern symmetrisch um den Ursprung angeordnet ist. Unterhalb des kritischen Winkels wird das Licht durch Totalreflektion im Kern geführt. Allgemein lässt sich die Feldverteilung in solch einer Wellenleiterstruktur wie folgt beschreiben:

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + (k_0^2 \epsilon_r - \beta^2) \right] F_y = 0 \quad F_{y-1,2,3} = C_{1,2,3} e^{\alpha_{1,2,3} x} + D_{1,2,3} e^{-\alpha_{1,2,3} x} \tag{2.2.1}$$

Aus der Differenzialgleichung, die entweder das elektrische oder magnetische Feld beschreiben, können zeitlich stationäre Feldverteilungen berechnet werden. Dies geschieht unter Einschluss der (Anti-)Symmetrie des Nullpunkts, der Stetigkeit an den Grenzflächen und der Randbedingung, dass kein Feld im Unendlichen herrscht. $C_{1,2,3}$ und $D_{1,2,3}$ sind multiplikative Faktoren, die die Randbedingungen der jeweiligen Felder erfüllen. α beschreibt den qualitativen exponentiellen Abfall (Mantel) oder die Oszillation (Kern) der Feldverteilung und hängt von der Propagationskonstante β , dem Brechungsindex n und der Wellenzahl k_0 ab (siehe Gleichung 2.2.2). Abbildung 2.2.1 zeigt die drei ersten stationären Lösungen dieser Differenzialgleichung für einen eindimensionalen Wellenleiter für transversale elektrische Polarisation. Hierbei wird die Anti- bzw. Symmetrie ersichtlich.

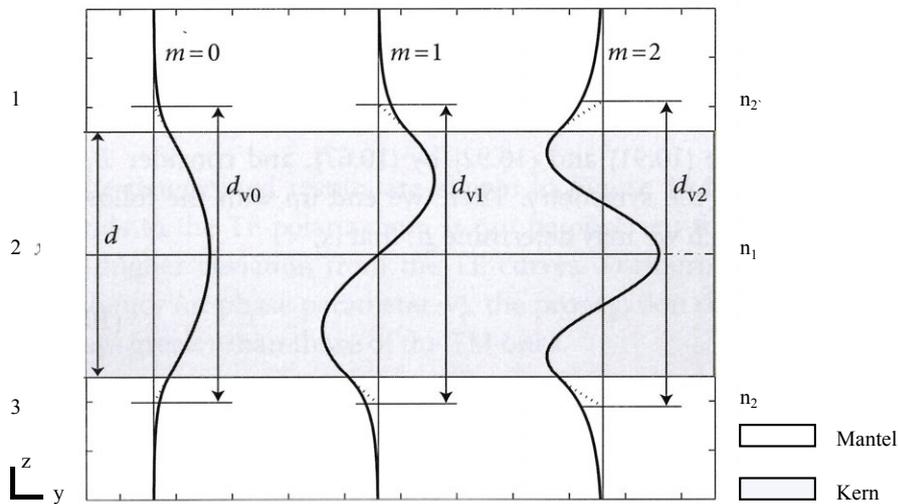


Abbildung 2.2.1: Die ersten drei Moden für transversal elektrische Polarisation in einem dielektrischen eindimensionalen Wellenleiter (zu beachten ist, dass Region 1 und 3 unterschiedliche Brechungsindizes besitzen).

Je nach Wahl der Brechungsindizes, der Dicke des Kerns und der Wellenlänge variiert die Anzahl möglicher Moden, deren Propagationseigenschaften und deren evaneszenten Anteils. Der evaneszente Anteil ist der Teil der Mode, der außerhalb des Kerns geführt wird. Er fällt exponentiell ab.

$$\alpha_{1,2,3} = \beta^2 - k_0^2 n_{2,1, \text{ bzw. } 2}^2 \quad (2.2.2)$$

Der Propagationsparameter β ist abhängig von dem Verhältnis der Wellenlänge zu Dicke des Kerns. Das kann nach dem sog. „ZigZag“-Modell durch Mehrfachreflexionen begründet werden, die die effektive Weglänge verlängern.

Für eine konsistente Beschreibung wird nun eine normalisierte Frequenz V (engl. film parameter) und Propagationskonstante B (engl. phase parameter) eingeführt. Zudem beschreibt der Parameter R das Verhältnis der Brechungsindizes. Für Werte der normalisierten Propagationskonstante B zwischen 0 und 1 ist eine Propagation möglich. Ist B nicht realwertig bzw. nicht in dem Intervall 0 - 1 wird die Mode nicht geführt - dies bezeichnet man als Cutoff.

$$V = k_0 d \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad B = \frac{\beta^2 - k_0^2 n_2^2}{k_0^2 n_1^2 - k_0^2 n_2^2} \quad R = \frac{n_1^2}{n_2^2} \quad (2.2.3)$$

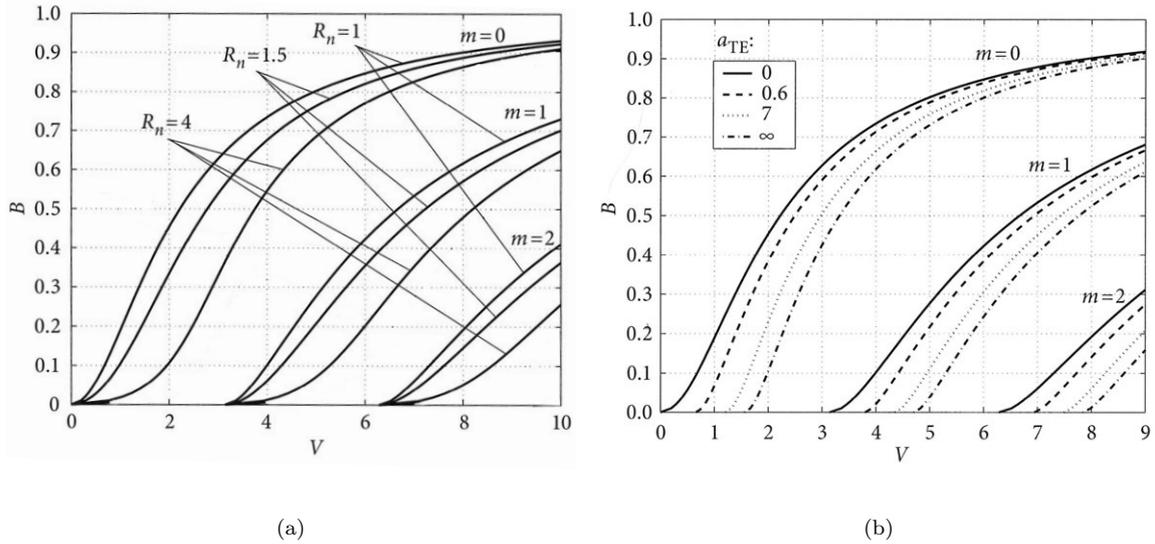


Abbildung 2.2.2: Modenverlauf der ersten drei Moden ($m=0$, $m=1$ und $m=2$) für (a) einen symmetrischen Wellenleiter ($n_2=n_2$) und (b) für einen asymmetrischen Wellenleiter ($n_2 > n_2$) in Abhängigkeit vom Phasenparameter B und dem Filmparameter V . Im symmetrischen Fall (a) gibt zusätzlich der Parameter R das Propagationsverhalten der TE-Mode ($R=1$) und TM-Mode ($R \neq 1$) an. Hier existiert für die Grundmode kein Cutoff. (b) Im asymmetrischen Fall kommt es selbst für die Grundmode zum Cutoff, abhängig vom Asymmetriefaktor α_{TE}

In der Abbildung 2.2.2a sind für die ersten 3 TE und TM Moden die normalisierte Propagationskonstante B in Abhängigkeit von der normalisierten Frequenz V geplottet. Für den Parameter $R = 1$ sind die TE und TM Mode identisch. Ansonsten ist die Propagationskonstante für die TM Mode immer kleiner als die TE Mode. Außer der Grundmode ($m = 0$), die immer im Wellenleiter geführt wird, existiert für alle höheren Moden ein Cutoff.

Ist der Wellenleiter asymmetrisch ($n_2 > n_2$), so kommt es selbst für die Grundmode zum Cutoff, siehe Abbildung 2.2.2b. Als Beispiel dient hier ein Wellenleiter der auf einem Substrat aus Glas ($n_2 = n_{Glass} = 1,4$) aufgebracht ist und oberhalb an der Atmosphäre ist ($n_2 = n_{Luft} = 1$). Zur Beschreibung verwendet man Asymmetriefaktoren:

$$\alpha_{TE} = \frac{n_2^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad \alpha_{TM} = \frac{n_1^4}{n_2^4} \alpha_{TE} \quad (2.2.4)$$

Die TE-Mode wird durch horizontal polarisiertes Licht angeregt. Durch eine vertikale Polarisierung koppelt man Freiraum-Moden an die TM-Moden. An Diskontinuitäten entlang der Seite

des Wellenleiters wird vor allem die TM-Mode gestreut, daher beobachtet man hier eine starke Dämpfung.

Damit sei das grundsätzliche Verhalten beschrieben. Ein analytischer und verständlicher Zugang zu einem dreidimensionalen Wellenleiter ist schwieriger. Daher werden hierfür Simulationen verwendet.

2.3 Kopplung

Der zweite wichtige Aspekt ist die Kopplung eines Emitters (der in sehr guter Näherung als Dipol approximiert werden kann) an den Wellenleiter. In diesem Projekt ist es das Ziel, die Kopplung über das evaneszente Feld zu erreichen. Als Maß für die Güte verwendet man die Kopplungseffizienz β .

$$\beta = \frac{\Gamma_{wel}}{\Gamma_{wel} + \Gamma_0} \quad (2.3.1)$$

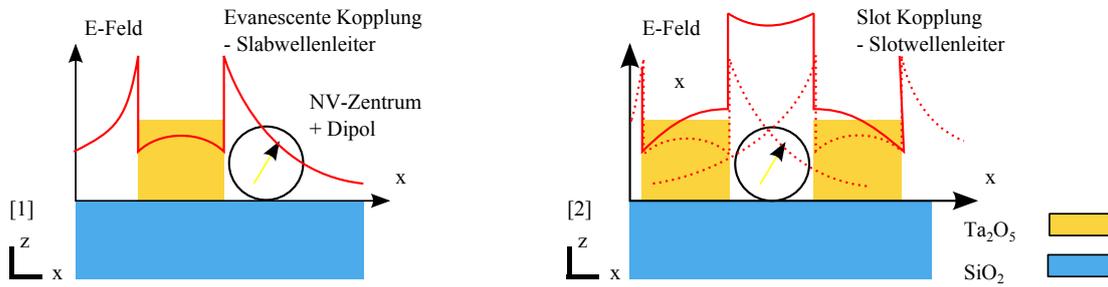


Abbildung 2.3.1: [1] Rechteckswellenleiter und [2] Slotwellenleiter. Zu erkennen ist das stark überhöhte elektrische Feld der evaneszenten Anteile an den Übergängen für TM-Polarisation.

Γ_0 gibt die spontane Emissionsrate nach Fermis-Goldener-Regel für einen Emittor im freien Raum an. Sie ist für gegebenen Emittor (Wellenlänge und Orientierung) konstant.

$$\Gamma_{wel} = \frac{\sigma_0 \Gamma_0}{2A_{eff} v_g} \quad \Gamma_0 = \frac{4}{3\pi} \frac{d^2 \omega^3}{\hbar \epsilon_0 c^3} \quad (2.3.2)$$

Γ_{wel} gibt die Emissionsrate in die geführte Mode an. Diese ist, wie aus Formel 2.3.2 ersichtlich, abhängig von der Emission in den freien Raum Γ_0 , der Gruppengeschwindigkeit v_g , die als konstant angenommen wird, und der effektiven Modenfläche A_{eff} . Die Modenfläche A_{eff} beschreibt die „Ausdehnung“ der geführten Mode, in die die Emissionsrate berechnet wird. Hohe Kopplungseffizienz bekommt man folglich aus geringen Werten für die effektive Modenfläche A_{eff} oder der Gruppengeschwindigkeit v_g .

$$A_{eff} = \frac{\int_A \epsilon(r) |E(r)|^2 d^2 r}{\epsilon(r_{emitter}) |E(r_{emitter})|^2} = \frac{(\int_A \epsilon(r) |E(r)|^2 d^2 r)^2}{\int_A \epsilon(r) |E(r)|^4 d^2 r} \quad (2.3.3)$$

Die effektive Modenfläche hängt von der elektrischen Feldstärke am Ort des Emittors ab. Folglich gilt es diese zu maximieren. Durch Wahl geeigneter Materialien lässt sich der effektive Brechungsindex erhöhen und somit auch die elektrische Feldstärke des evaneszenten Feldes (siehe Abbildung 2.3.1[1]). Hohe evaneszente Feldanteile und nahe Positionierung des Farbzentums an den Wellenleiter führen zu höheren Kopplungsstärken. Nachteilig an dieser Form der Kopplung ist, dass das evaneszente Feld auch andere Einflüsse auf der Oberfläche sensitiv ist. Rauigkeiten des Wellenleiters (siehe Abschnitt 2.5) und Änderungen des Brechungsindex des Umgebenden Mantels führen so zu stark erhöhten Propagationsverlusten.

Eine Erhöhung der Kopplung, Genauigkeit der Positionierung und zugleich eine Minimierung der Streuverluste ließe sich durch einen sog. Slotwellenleiter erreichen. Der Diamant wird dabei in einen Spalt des Wellenleiters positioniert. Evaneszente Anteile des elektrischen Feldes beiderseits des Emittors addieren sich und führen so zu noch höheren elektrischen Feldern (siehe Abbildung

2.3.1[2]). Da der Spalt eine definierte Position hat und das Abstreifen des Nanodiamanten (siehe Abschnitt 5) erleichtert, kann er wenige hundert Nanometer aufweisen. Die Verluste durch die Verbundene Rauigkeit wären dabei gering. Zugleich kann vor und nach dem Slotwellenleiter ein Rechteckswellenleiter positioniert werden der auf hohen Modenüberlapp mit dem Slotwellenleiter und geringe evaneszente Felder designt wurde. Daher wurden im Simulationsabschnitt (siehe Abschnitt 2.4) sowohl Rechtecks- als auch Slotwellenleiter numerisch berechnet und versucht die realisierbaren Strukturgrößen der Fabrikation (siehe Abschnitt 3) so klein wie möglich zu machen.

Für dielektrische Wellenleiter ist, anders als z.B. photonischen Kristallen, eine signifikante Reduzierung der Gruppengeschwindigkeit nicht realisierbar. Die untere Schranke für die Gruppengeschwindigkeit stellt die Dispersionsrelation des den Wellenleiter umgebenden Materials dar. Für dielektrische Wellenleiter bedeutet dies meist eine maximale Reduzierung um den Faktor zwei.

Für praktische Experimente mit dem Wellenleiter ist es wichtig, dass Licht effizient ein- und ausgekoppelt wird. Unter welchem Raumwinkel dabei das Licht eingestrahlt werden kann bzw. emittiert wird, bestimmt die numerische Apertur des Wellenleiters.

$$NA = \sin\theta_{0c} = \frac{\sqrt{n_f^2 - n_s^2}}{n_0} \quad (2.3.4)$$

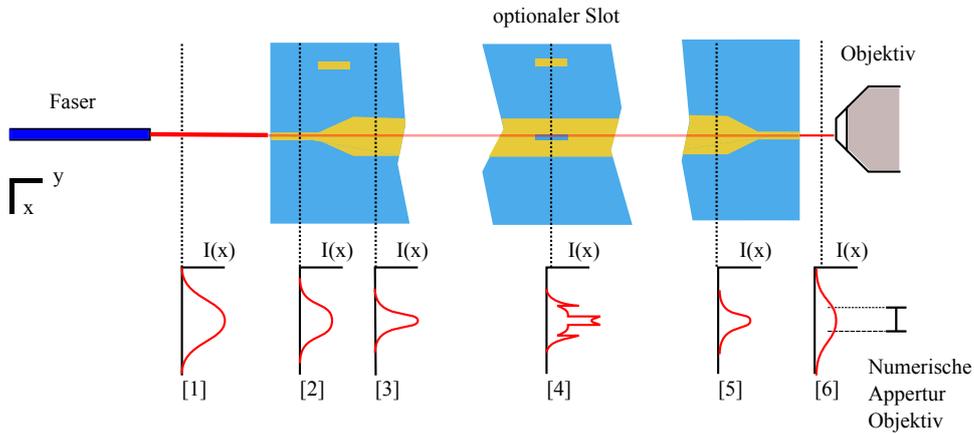


Abbildung 2.3.2: Typisches Propagationsexperiment durch den Wellenleiter. Schematisch aufgetragen sind zudem die Feldverteilungen $|E(x)|^2$ an verschiedenen Stellen im Wellenleiter. Auf der rechten Seite ist angedeutet, dass die numerische Apertur des von der Wellenleiterfacette ausgekoppelten Lichtes größer als die numerische Apertur des Messobjektives ist.

Optische Geräte wie eine optische Faser oder ein Mikroskopobjektiv besitzen ebenfalls eine charakteristische numerische Apertur. Das Verhältnis aus der numerischen Apertur des nachfolgenden/absorbierenden Objekts NA_2 zu der numerischen Apertur des vorhergehenden/emittierenden Objekts NA_1 bestimmt die Koppeffizienz $\eta_{Koppel} = NA_2/NA_1$.

Da die numerische Apertur, mit der Licht einer geführten Mode an der Wellenleiterfacette ausgesandt wird, durch den effektiven Brechungsindex der Mode bestimmt wird, der wiederum von der Geometrie des Wellenleiters abhängt, kann man diese anpassen. So wird die Kopplung zwischen der Wellenleitermode und einem anderen optischen Elemente wie z.B. einer optischen Glasfaser optimiert. Die Überführung der Wellenleitermode in eine andere Mode ist aber im Allgemeinen immer verlustbehaftet. Als Effizienzmaß für diese Modenumwandlung dient hier der Modenüberlapp.

$$\eta_{Ueberlapp} = \frac{|\int \int E_1(x, y) E_2^*(x, y) dx dy|^2}{\int \int |E_1|^2 dx dy \int \int |E_2|^2 dx dy} \quad (2.3.5)$$

Bei einem adiabatischen Übergang können die Verluste durch fehlenden Modenüberlapp minimiert werden. Ein solches adiabatisches Überführen einer geführten optischen Mode wird als Tapering bezeichnet. Durch solch einen Tapper verbessert sich der Modenüberlapp zwischen einem Wellenleiter und einer optischen Glasfaser signifikant. Konkret für einen Wellenleiter aus Ta₂O₅ auf SiO₂ mit einer Geometrie von 700 nm x 100 nm bedeutet die Anwendung eines Tapers eine Verbesserung des Modenüberlapps $\eta_{Ueberlapp}$ auf eine Single-Mode Faser SM600 von 5,7% auf 85,3% [Saw13].

2.4 Simulation

Anhand der stationären eindimensionalen Betrachtung konnten alle für die Beschreibung eines Wellenleiters relevanten Phänomene (TE- & TM-Moden, Modencutoff, effektiver Brechungsindex und Kopplungsbedingungen für einen emittierenden Dipol) erklärt werden. Für die Betrachtung eines zweidimensional begrenzten Wellenleiters bedarf es aber weitergehenden höherdimensionalen Beschreibungen, die sich nicht mehr analytisch, sondern nur noch durch Simulation lösen lassen. Dabei verwendet man numerische Methoden, die eine diskrete Form der beschreibenden Feldgleichungen entweder im Ortsraum oder im Frequenzraum lösen. Hierbei muss unterschieden werden, ob stationäre Lösungen einer Geometrie gesucht sind (dies führt zur Berechnung von Eigenmoden), oder ob die Dynamik eines Systems betrachtet wird. Für die Berechnung von Eigenmoden eines optischen Systems haben sich die Methode der Eigenmodenentwicklung (engl. EME - eigenmode expansion) bewährt. Hierbei wird eine normalerweise zweidimensionale Fläche betrachtet, die in diskrete finite Raumelemente aufgeteilt wird. Für die Berechnung von Eigenmoden nutzt man nun, dass sich Lösungen der stationären Feldgleichungen nach senkrecht zur betrachteten Fläche einlaufenden und auslaufenden Moden Raumpunkten entwickeln lassen. Durch Lösen der Streumatrizen an den diskreten Raumpunkten erhält man dann die Eigenmoden der betrachteten Struktur. Eine genauere Beschreibung und mögliche Implementierung dieses Algorithmus findet sich z.B. in der Veröffentlichung von Petraceck und Luksch [PL11]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde für die Berechnung von Eigenmoden eines Systems die Software Mode Solutions der Firma Lumerical verwendet. Betrachtet man die Dynamik eines System, will also z.B. die Kopplung eines strahlenden Dipols an eine Struktur und die sich daraus ergebende Feldverteilungen berechnen, so verwendet man im Allgemeinen einen Algorithmus, der sowohl im Ortsraum als auch im Zeitraum diskrete Punkte berechnet. Diese normalerweise als FDTD (finite-difference time-domain)-Algorithmen berechnen die Feldverteilungen an den einzelnen diskreten räumlichen Punkten für verschiedene Zeitschritte. Details zu dieser Methode finden sich z.B. in dem Buch von Sullivan [Sul13]. Für eine effiziente Berechnung von Strukturen mit hoher Auflösung wurde das freie FDTD-Software-Paket MEEP in Kombination mit dem vom Leibnitz-Rechenzentrum bereitgestellten Linux-Clusters verwendet.

Die Problematik besteht im Fluch der „Dimensionalität“. Um das relevante Verhalten überhaupt zu simulieren, müssen die diskreten Abstände im Gitter viel kleiner als die Wellenlänge sein. Andererseits muss das Simulationsvolumen sehr viel größer als die Wellenlänge sein, um Randeffekte vernachlässigbar zu machen. Im vorliegenden Fall deutet das selbst für zweidimensionale Berechnungen Simulationszeiten im Stundenbereich. Allgemein skaliert die benötigte Rechenzeit für eine Zahl N_{Knoten} der diskreten Knotenpunkte exponentiell mit der Dimensionalität D .

$$t_{Sim} \sim N_{Knoten}^D \quad (2.4.1)$$

Die Beschränkung auf zwei Dimensionen kann gerechtfertigt werden, da in Propagationsrichtung die räumliche Ausdehnung des Wellenleiters in y -Richtung sehr viel größer ist als die Wellenlänge. Die Zeit wird vernachlässigt, da man in einem ersten Schritt von kontinuierlichem monochromatischem Licht ausgeht. Als Wellenlänge wird dabei die Zentralwellenlänge des NV Zentrums verwendet (680 nm). Abbildungen 2.4.1 und 2.4.2 illustrieren die elektrischen Feldverteilungen in den simulierten Geometrien. Zu erkennen ist das stark überhöhte elektrische Feld im Fall des Slotwellenleiters im Gegensatz zu dem Rechteckswellenleiter des effektive Modenfläche am Ort des Emitters relativ gering ist. Den größten Anteil des elektrischen Feldes im Spalt des Slotwellenleiters hat dabei die x -Komponente. Abbildung 2.4.5 zeigt beispielhaft die Simulation der Kopplung eines Dipols an den Slot-Wellenleiter. Nur geringe Anteile des elektrischen Feldes werden gestreut.

Ziel der Simulationen ist die Optimierung der Geometrie, unter der Maßgabe von nur einer einzelnen geführten Mode und höchster Koppeffizienz an das NV-Zentrum. Als Randbedingungen

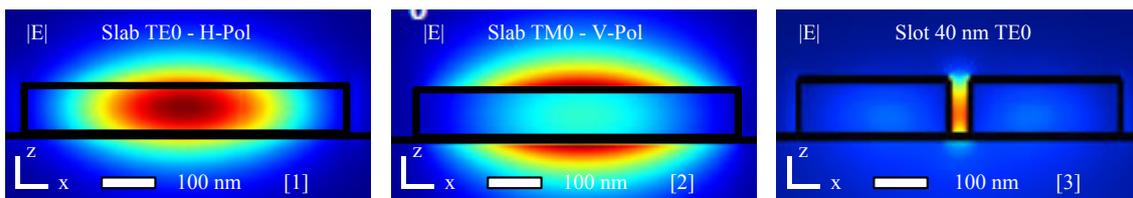


Abbildung 2.4.1: Durch EME simulierte (a) TE₀-Mode (\equiv H-polarisiertem Licht) und (b) TM₀-Mode (\equiv V-polarisiertem Licht) eines Rechteckwellenleiters (100nm x 700nm) der von SiO₂ umgeben ist. (c) TE₀-Mode Slotwellenleiter (180nm x 600nm, Slotbreite 40nm). Weißer Punkt gibt Ursprung und Messpunkt der effektiven Modenfläche an.

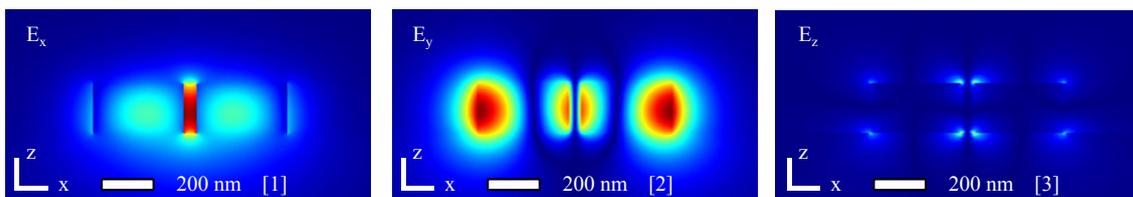


Abbildung 2.4.2: Feldanteile der Grundmode eines Slotwellenleiters: [1] Feldverteilung der E_x -Komponente. Auffällig ist die starke Konzentration des Feldes im Slotbereich. [2] und [3] illustrieren die Feldverteilungen der E_y - und E_z -Komponente. Die Farbverteilungen sind jeweils normiert, die maximalen Feldwerte sind [1] 1, [2] 0.23 und [3] 0.55.

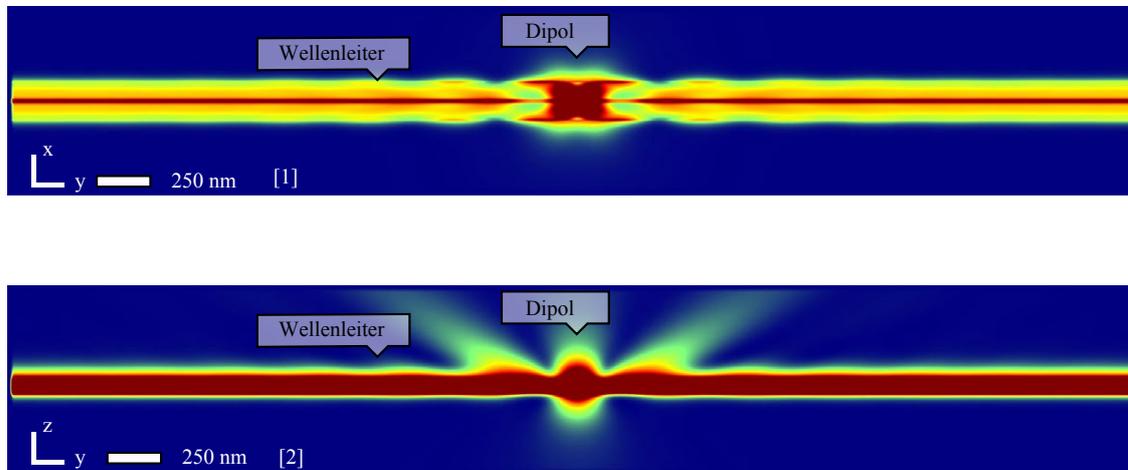


Abbildung 2.4.3: Typisches Ergebnis einer FDTD-Simulation: Elektrische Feldverteilung für einen Dipol bei 680nm, der in einen Slotwellenleiter platziert ist. [1] zeigt die Feldverteilung in der xy-Ebene auf Höhe des Emitters, [2] zeigt die Feldverteilung in der yz-Ebene durch die Symmetrieachse des Wellenleiters.

wurden ein Substrat aus Glas ($n = 1,4$) gewählt, auf dem der rechteckige Wellenleiter aus Ta₂O₅ ($n = 2,1$) umgeben von Luft ($n = 1$) liegt. Das Simulationsvolumen wurde mit $15 \times 15 \mu\text{m}^2$ gewählt, der Knotenabstand betrug 1 bis 5 nm. Es wurde angenommen, dass sich das NV-Zentrum mittig 20 nm über dem Wellenleiter befindet. Daher wurde hier bei jeder Simulation die effektive Modenfläche

gemessen und zudem die vorhandenen Moden notiert. Variiert wurde die Höhe und Breite des Wellenleiters. In der Grafik 2.4.4 sind die Ergebnisse zusammengefasst. Man erkennt, dass ab 150 bis 180 nm Wellenleiterhöhe die TM₀-Mode auftritt, dies schließt einen großen Bereich von minimaler effektiver Modenfläche aus. Außerdem für Wellenleiterhöhen von 100 bis 120 Nanometer existieren Wellenleiterbreiten bei denen keine Mode vorhanden ist, dieser Bereich ist weiß gefärbt. Die optimale Geometrie scheint im Bereich von 160 x 500 nm zu liegen und besitzt hier eine effektive Modenfläche von $0,12 \mu\text{m}^2$. Die Kopplungseffizienz erreicht so für Rechteckswellenleiter Werte von $\beta = 0,34$.

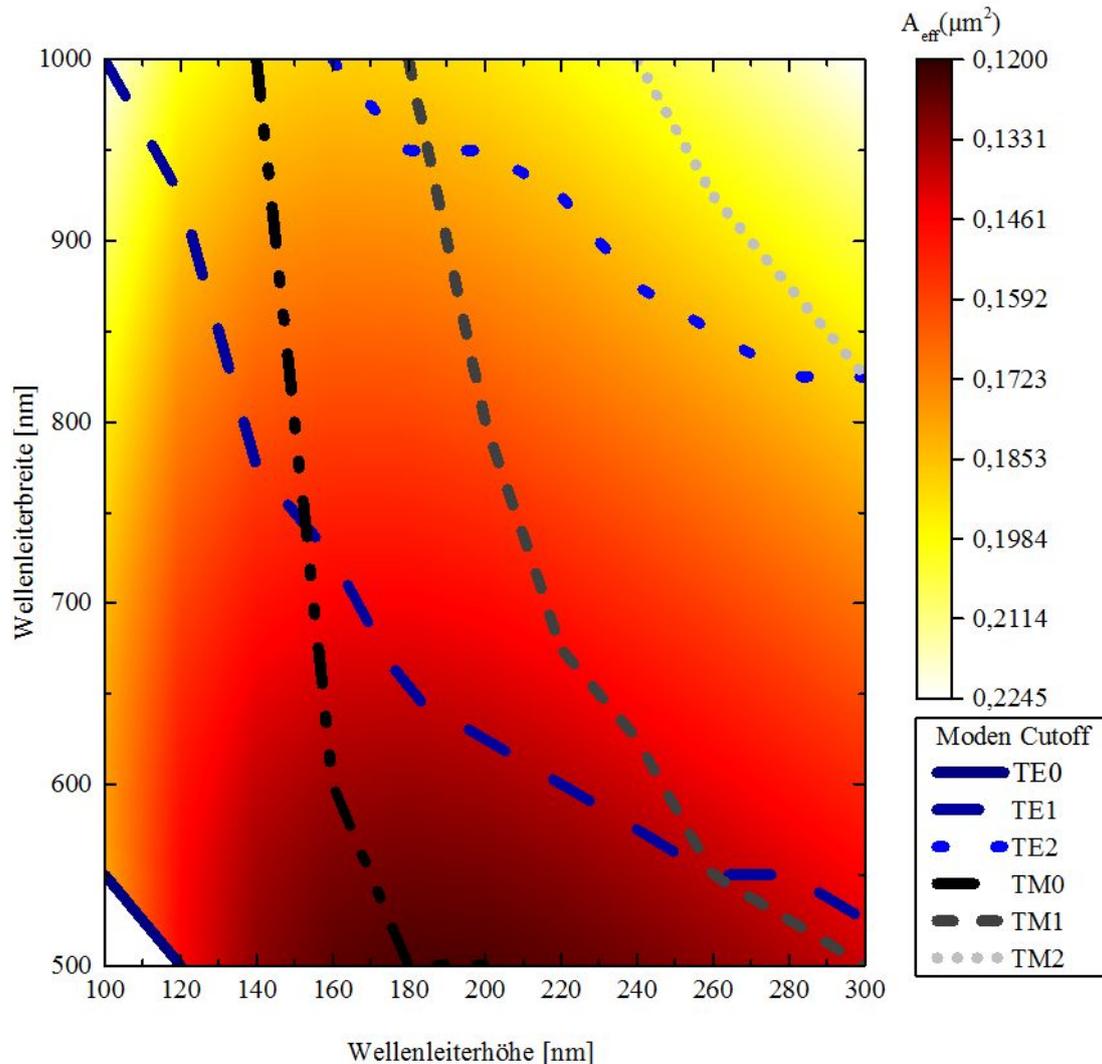


Abbildung 2.4.4: Simulierte effektive Modenfläche eines Rechteckswellenleiters für verschiedene Wellenleiterhöhen und -breiten. Eingezeichnet sind außerdem die Modencutoffs der Wellenleitermoden.

Erhöhen lässt sich die Kopplung, indem man wie oben angedeutet (Abschnitt 2.3) das Farbzentrum mittig innerhalb des Wellenleiters postiert. Hierfür wurde in der Simulation ein Bereich von 40 nm freigelassen, dies entspricht dem erwarteten Durchmessers des NV-Zentrums. Am selben Ort wurde die effektive Modenfläche bestimmt. Alle anderen Parameter wurden gleich gelassen. Die Ergebnisse der Simulationen sind in der Abbildung 2.4.5 zusammengefasst. Es fällt auf, dass insgesamt weniger Moden geführt werden. Außerdem ist die effektive Modenfläche sehr viel kleiner. Auch hier schließt die TM₀ Mode einen Großteil der minimalen Modenfläche aus. Zusammen

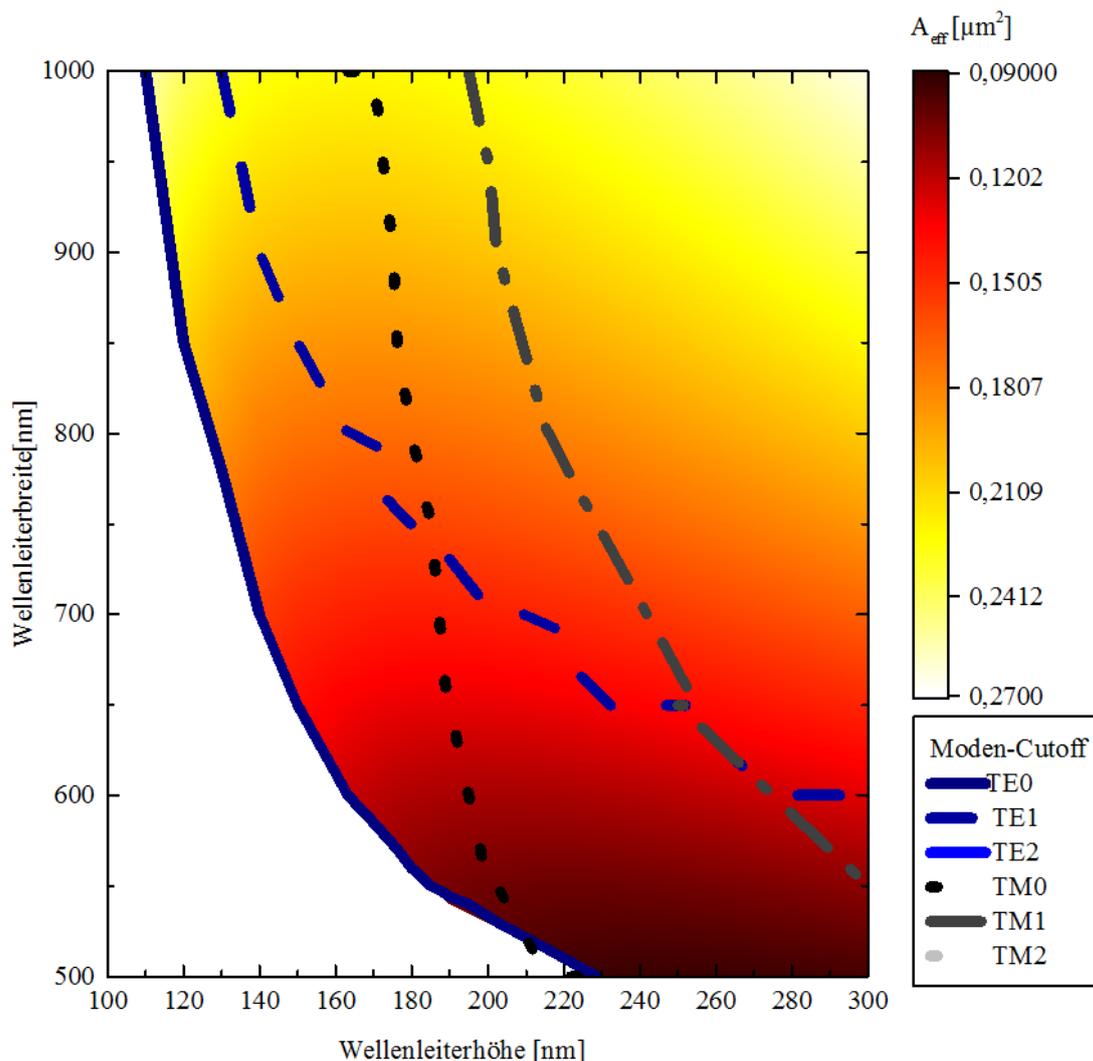


Abbildung 2.4.5: Simulierte effektive Modenfläche eines Slotwellenleiters für verschiedene Wellenleiterhöhen und -breiten. Eingezeichnet sind außerdem die Modencutoffs der Wellenleitermoden. Hier wurden weniger Moden gefunden, zudem geschieht der Cutoff schon bei größeren Abmessungen.

mit dem Cutoff der TE0 Mode ergibt sich hier ein Optimum (einschließlich Sicherheitsabstand für Fabriktionsunsicherheiten und Wellenlängenabhängiger Effekte, wie Modencutoff) der Geometrie von 180 nm Höhe und 600 nm Breite. Die Geometrie des Slot-Wellenleiters unterscheidet sich also maßgeblich von der eines Recheckwellenleiters. Eine zusätzliche Einschränkung der Höhe besteht darin, den Nanodiamanten in dem Spalt zu postieren. Zu Hohe Spalttiefen/ -höhen würden das aufgrund der AFM-Spitzen-Geometrie verhindern. Eine Berechnung der effektiven Modenfläche in Abhängigkeit von der Wellenlänge, bei einer optimierten Wellenleiterabmessung von 180 nm Höhe und 600 nm Breite zeigt, dass diese nur um wenige Prozent im Bereich zwischen 600 nm bis 740 nm Wellenlänge schwankt. Aus diesem Grund kann man von hohen Kopplungseffizienzen über einen breiten Spektralbereich ausgehen.

Es ist hier eine Verbesserung der Koppelfeffizienz auf $\beta = 0,65$ zu erwarten.

2.5 Wellenleiterraugigkeiten

Dieser Abschnitt ist an die Veröffentlichung von Melati „Real photonic waveguides: guiding light through imperfections“ [MMM14] angelehnt. Reale Wellenleiter haben aber leider auch Verluste. Zu den intrinsischen Verlusten des gewählten Materialsystems kommen noch die Verluste durch Variationen des Brechungsindex an der Grenzflächen des dielektrischen Wellenleiters und Kopplungsverluste hinzu. Der Verlust an Leistung IL des propagierenden Strahls (IL eng. Insertion Loss) wird dabei über einen exponentiellen Abfall beschrieben (dies kann gemessen werden 4.2).

$$IL = e^{\overbrace{\alpha_a + \alpha_r + \alpha_b}^{\alpha} L_W} \quad (2.5.1)$$

Im Folgenden werden der Verlust durch Rückstreuung α_b und durch Absorption α_a vernachlässigt. Die Rückstreuung ist vor allem für periodisch variierende dielektrische Systeme (z.B. photonische Kristalle) relevant und die Absorption kann durch geeignete Materialien vermieden werden. Die Hauptursache für Propagationsverluste ist somit eine Variation der Wellenleiterstruktur aufgrund von sich ändernden geometrischen Abmessungen oder lokalen Brechungsindexänderungen. Dies kann auftreten, wenn der Brechungsindex durch Verschmutzung oder Dotierung variiert. Zum anderen erzeugen die Fabrikationsprozesse Rauigkeit, diese Unregelmäßigkeiten streuen einen Teil der geführten Mode und erzeugen so Verluste in der propagierenden Mode.

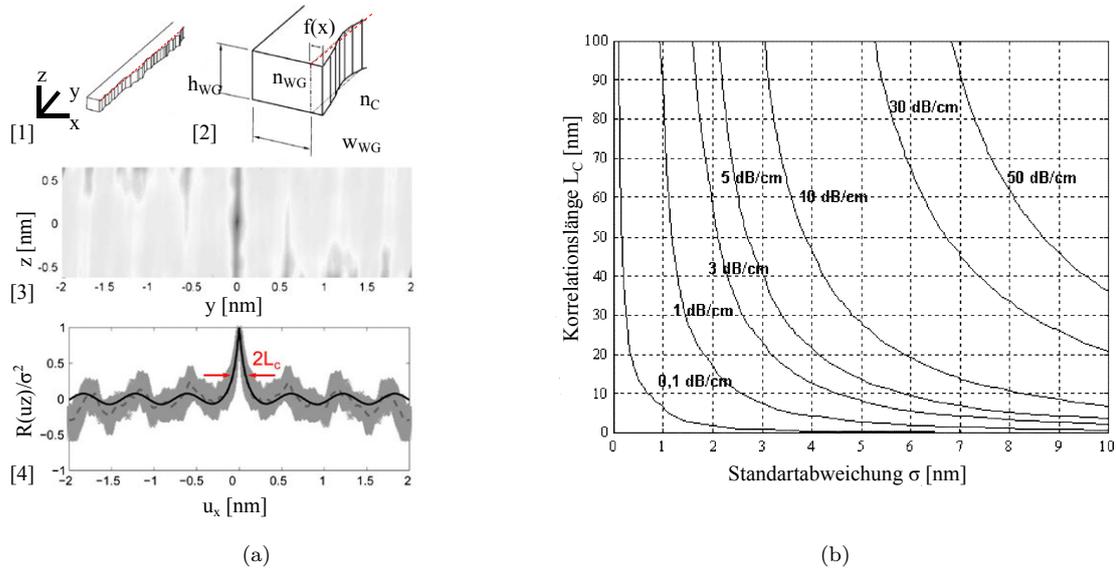


Abbildung 2.5.1: (a)-[1][2] Schematische Darstellung eines realen Wellenleiters mit Seitenrauigkeit. [3] Gemessene Rauigkeit aus ICP-RIE Prozess (Graustufen: Abweichung von Mittel). Auffällig sind die Streifen in z , diese rechtfertigen LER-Messungen [MMM14]. [4] Berechnete Korrelationsfunktion aus [3]. (b) Analytisch berechnete Streuverluste für eine SOI (silicon on insulator)-Wellenleiterstruktur (n_1 3.44, n_2 1.44, $200 \text{ nm} \times 200 \text{ nm}$, TE₀, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$) in Abhängigkeit von Rauigkeit σ und Korrelationslänge L_C [GVL⁺04].

$$R(u_z) = \langle f(z)f(z - u_z) \rangle \quad (2.5.2)$$

Die Rauigkeit wird durch eine Autokorrelationsfunktion angegeben. $f(z)$ beschreibt dabei die Abweichung einer beliebigen Linie von ihrem Soll-Wert. u_z dient als Variabel der Korrelationsmessung des Abstands zwischen zwei Punkten auf der gedachten Linie. Durch Fouriertransformation erhält man dann die spektrale Zerlegung bzw. das Leistungsspektrum von $f(z)$. Diese berechnet sich wie folgt:

$$S(\Theta) = \frac{1}{2\pi} \int R(u_z) e^{-i\Theta u_z} du_z \quad (2.5.3)$$

An diese Daten werden in der Realität zwei Modelle gefittet, ein exponentielles Modell (Formel 2.5.5) und ein gaußsches Modell (Formel 2.5.4). Beide nutzen als Parameter die RMS-Rauigkeit σ (RMS - engl. Root Mean Square) und die Korrelationslänge L_C .

$$R(u_z) = \sigma^2 \exp\left(-\frac{u_z^2}{L_z^2}\right) \quad (2.5.4)$$

$$R(u_z) = \sigma^2 \exp\left(-\frac{u_z}{L_z}\right) \quad (2.5.5)$$

Für lithografisch erzeugte Wellenleiter wird das exponentielle Modell bevorzugt. Da die Seitenrauigkeit des Resists durch das trocken Ätzen in das Substrat übertragen wird ist diese in hohem Maße gerichtet [JZB⁺03]. Dabei sind typische Werte für σ zwischen 1 nm und 14 nm. Die Korrelationslänge L_C bewegt sich im Bereich 20 nm bis 100 nm. Mittels des Payne-Lacey-Modell kann eine Beziehung zwischen der Rauigkeit und den Strahlungsverlusten im Wellenleiter hergestellt werden. Neben der Rauigkeit beeinflusst noch die Geometrie und die Brechungsindexunterschiede den Strahlungsverlust α_r .

$$\alpha_r = \frac{\sigma^2}{\sqrt{2}k_0(w/2)^4 n_1} gf \quad (2.5.6)$$

Recherchen, ob die Seitenrauigkeit mittels eines Postprocessingschrittes gemindert werden kann, scheiterten bisher an den Kristalleigenschaften von Ta₂O₅.

Dabei existieren für andere Materialsysteme (SOI und SiN) zwei unterschiedliche Ansätze. Der eine ist chemischer Natur, mittels isotroper Ätzung werden herausragende Kanten, aufgrund der größeren Angriffsfläche, stärker oxidiert als innenliegende [LLK⁺01]. In einem weiteren Schritt wird dann diese Oxidschicht entfernt. Da Ta₂O₅ selbst schon ein Oxid ist, konnte dieses Verfahren sofort ausgeschlossen werden.

Der zweite Ansatz basiert auf der Selbstglättung durch Oberflächenspannung [CX08] [XMGC09]. Die Wellenleiter werden durch einen Ofen, einen Laser von oben oder die geführte Mode selbst geschmolzen. Unregelmäßigkeiten verschwinden, weil in der flüssigen Phase die Oberflächenspannung die Oberfläche zu minimieren versucht und dabei effektiv die Rauigkeit abnimmt. Dieses Verfahren funktioniert auch für oxidische Wellenleiter. Es existieren auch Veröffentlichungen, in denen Versuche mit Ta₂O₅ Wellenleitern unternommen worden sind. Doch unterscheiden sie sich maßgeblich von den hier erzeugten Wellenleitern. Die Rauigkeit jener Wellenleiter ist viel größer, ebenso die Wellenlänge und die Geometrie ist nicht auf Single Mode ausgelegt. Durch weitere Recherchen stellte sich heraus, dass sich über 923 K ein irreversibler Phasenübergang in der Kristallstruktur von Ta₂O₅ hin zu einer polykristallinen Struktur (siehe Abschnitt 3.3.2) abspielt. In regelmäßigen Abständen wären deshalb Strukturdefekte zu erwarten. Es wird erwartet, dass dadurch im Vergleich zu amorphen Strukturen die Verluste stark erhöht wären. Ein Versuch, bei der eine Probe in einem Ofen bei 500 Grad Celsius über 5 h erhitzt wurde, erzielte keine Verbesserungen der Propagationseigenschaften.

Weitere Ansätze die aufgrund der Komplexität verworfen wurden, sind nachträgliches Polieren mit Ionen [GWC⁺05] [BSS⁺05] oder Glättung durch das Beschichten mit einigen glättenden Atomlagen [AKA⁺11], passender Brechungsindex vorausgesetzt.

Kapitel 3

Fabrikation

In der Theorie zu den Wellenleitern (Kapitel 2) wurden die Grundlagen und optimalen Geometrien für die Wellenleiter untersucht. Die praktische Umsetzung ist aber wegen den Größenskalen von einigen Nanometern nicht ohne weiteres erreichbar. Viele Faktoren wirken sich auf das Endergebnis aus und umfangreiche Studien sind daher notwendig um optimale Prozessparameter zu gewährleisten.

3.1 Design der dielektrischen Wellenleiter

Aufgrund der Simulationen wird ein Wellenleiter aus Ta_2O_5 mit einem Querschnitt von $700 \times 100 \text{ nm}^2$ für den Rechteckswellenleiter bzw. $600 \times 180 \text{ nm}^2$ für den Slotwellenleiter gewählt. Am Ort wo der Nanodiamant evaneszent koppeln soll, ist zudem optional vorgesehen, mittig einen Slot von 40 nm Breite und einigen hundert Nanometern Länge freizulassen. Um den Überlapp der Moden zum Rechteckswellenleiter zu verbessern sollte sich zudem der Slot zu beiden Enden hin verjüngen. Der Wellenleiter ist insgesamt mehrere Millimeter lang, dadurch wird die Handhabung während der Fabrikation und den Experimenten verbessert. Für die Experimente wurden immer Wellenleiter mit 4 Millimeter Länge hergestellt. An den Enden des Wellenleiters sind Taper vorgesehen, sie transformieren die Mode damit der Überlapp zur Singel Mode Fiber verbessert wird. Die Taper wurden von unserer Gruppe optimiert und sind vereinfacht gesehen gleichschenklige Dreiecke mit einer Länge von $75 \mu\text{m}$ und einer dem Wellenleiter entsprechenden Höhe und Breite. Damit man die Taper und den Slot eindeutig identifizieren kann sind in circa $100 \mu\text{m}$ Entfernung auf gleicher Höhe Marker angebracht. Einzelne Wellenleiter sind immer um $250 \mu\text{m}$ zueinander versetzt, um die Untersuchung der einzelnen Wellenleiter zu ermöglichen.

Die Wellenleiter wiederum sollten mittig auf dem Glassubstrat ($12 \times 7 \text{ mm}^2$) erzeugt werden. Genügend Abstand zu den Rändern gewährleistet während der Fabrikation einen Schutz. Die Ränder werden zur Charakterisierung entfernt. Für die Lithografie und Dokumentation werden außerdem per Diamantritzer ein Strich in der linken unteren Ecke und rechts mittig die Probennummer (eg. S199) eingraviert.

3.2 Prozessablauf

Abhängig von der Wahl des Resists, positiv- oder negativ-Lack, stehen zwei Verfahren zur Strukturierung zur Verfügung. Die Vor- und Nachteile beider Verfahren werden im Verlauf des Kapitels erörtert. Zunächst werden nur die nötigen Fabrikationsschritte diskutiert. Zu berücksichtigen ist, dass sich die Verfahren einerseits in der Dauer und Anzahl der Schritte unterscheiden, dadurch haben sie eine unterschiedliche Komplexität und Ausbeute. Andererseits haben die Lacke eine unterschiedliche intrinsische Eigenschaften, die die optischen Eigenschaften der produzierten Wellenleiter beeinflussen.

Das Glassubstrat QS wird von der Firma Helmanex bezogen, dann von Asphericon mit der gewünschten Schichtdicke Ta_2O_5 (100 oder 180 nm) besputtert - Hauptziel ist hier eine amorphe Schicht. Die Firma WG-Dicing schneidet die Glassubstrat in die gewünschte Größe von $12 \times 7 \text{ mm}^2$. Anschließende Schritte sind vom Resist abhängig. Der letzte Schritt ist für beide Prozesse

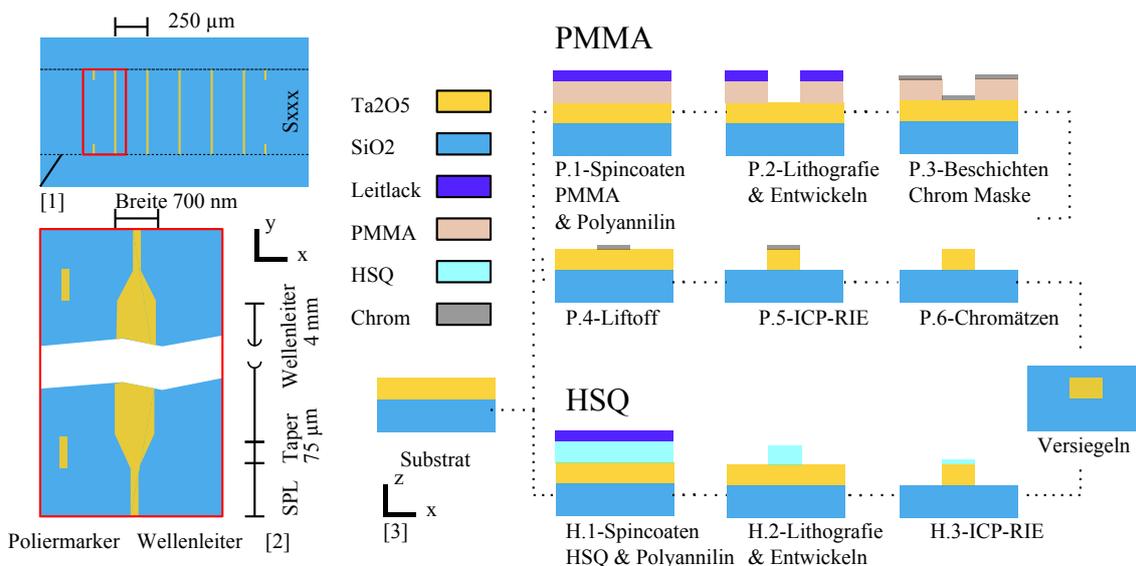


Abbildung 3.1.1: [1] Übersicht über Glassubstrat mit Wellenleiterstrukturen. [2] Rechteckwellenleiter mit Markern. [3] Prozessschritte zur Herstellung der Strukturen aus Ta₂O₅ mittels PMMA oder HSQ.

wieder gleich, dabei wird der erzeugte Wellenleiter durch eine Schicht gesputtertes SiO₂ gegen Umwelteinflüsse geschützt.

Die einzelnen Parameter wie Drehzahl, Temperatur und Dauer sind im Anhang zu finden. Alle Schritte und deren Prozesse sind zügig und genau zu befolgen, da einzelne Prozesse sehr empfindlich auf Störungen reagieren können.

Für das tiefere und generelle Verständnis der im Reinraum nötigen Prozesse und Möglichkeiten sei auf den Vortrag von Phillip Altpeter [Alt13] und die Vorlesungsreihe von Bo Cui [Cui] verwiesen.

Positivstrukturen - mit PMMA-Maske Die Positivstrukturierung wurde durch vorhergehende Mitglieder der Arbeitsgruppe untersucht [Hei15]. Dabei hat sich folgendes Schema etabliert. (P.1) Man spincoatet den Resist, in diesem Fall PMMA und eine leitende Polymerschicht. (P.2) Durch Elektronenstrahlolithografie wird der CAD-Datei entsprechend der Resist mit einer vorhergegebenen Dosis belichtet. Belichtete Regionen werden beim Entwickeln zusammen mit dem Leitlack gelöst, übrig bleiben Lücken. (P.3) Nun wird eine Schicht Chrom aufgedampft, welche sich gleichmäßig über die gesamte Oberfläche verteilt. Werden hier Fehler gemacht, so kann es zu Verbindungen zwischen dem Chrom auf dem Resist und in den Gräben kommen - sog. Fenching. (P.4) Das Chrom in den Lücken verbleibt auf dem Substrat während des Liftoffs, dagegen wird alles andere Chrom mit Hilfe von DMSO (Dimethylsulfoxid), einem organischen Lösungsmittel, gelöst. Dieser Schritt ist fehleranfällig und sollte deshalb mit einem Mikroskop kontrolliert werden. (P.5) Durch Ätzen mit SF₆ in einer ICP-RIE-Anlage werden die definierten Strukturen aus Chrom in das Ta₂O₅ übertragen. (P.6) Da Chrom gegenüber SF₆ sehr beständig ist, muss es durch nasschemisches Ätzen (Chromium Etch No.1 von MicroChemicals) entfernt werden.

Bisher wurde eine 180 nm Schicht PMMA aufgetragen, das ist das 18-fache der Chromschichtdicke. Sogenanntes Fenching würde dadurch verhindert, da im Resist durch Elektronenwechselwirkung ein „Undercut“ generiert werden würde. Erfahrung zu folge ist aber nur eine dreifach dickeren Lackschicht des PMMA für einen erfolgreich Liftoff notwendig. Der Vorteil wäre eine bessere Auflösung der Elektronenstrahlolithografie, da auch das Aspektverhältnis der Strukturen durch dünnere Lackschichten besser ist. Das Verhalten der Rauigkeit sollte dagegen unbeeinflusst bleiben.

Negativstrukturen - mit HSQ-Maske (H.1) Zunächst muss der Resist (hier HSQ) und eine leitende Polymerschicht aufgebracht werden. (H.2) Die Strukturen werden mittels Elektronenstrahlolithografie geschrieben. Nach dem Entwickeln mit 1%iger NaOH Lösung verbleiben nur die

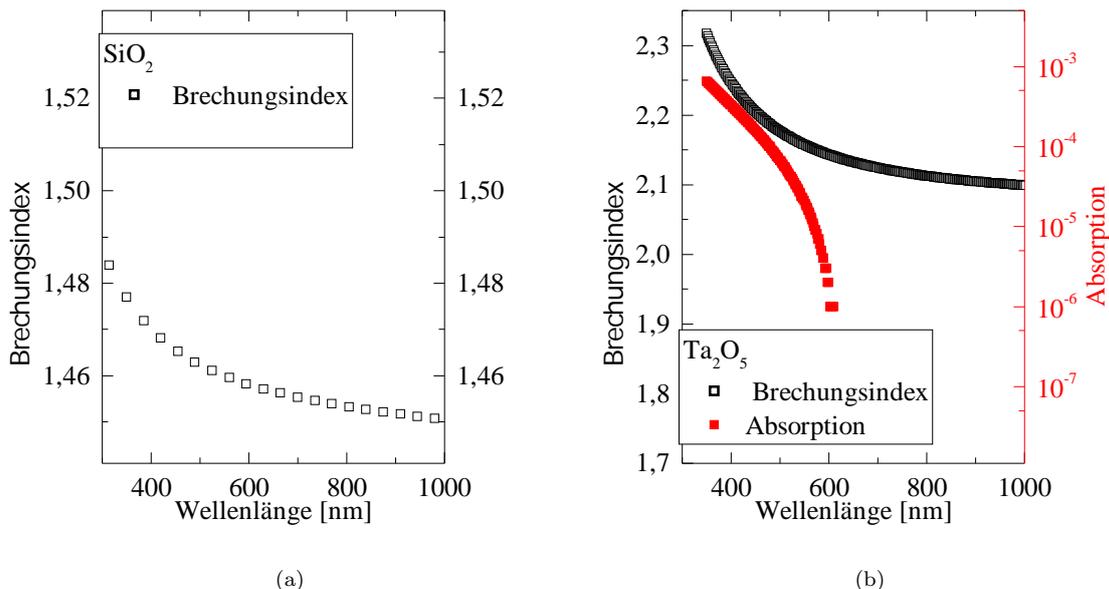


Abbildung 3.3.1: (a) Wellenlängenabhängiger Brechungs- und Absorptionsindex für (a) das Substratmaterial SiO_2 [Mal65] und (b) Wellenleitermaterial Ta_2O_5 [GLL12].

mit dem Elektronenstrahl belichteten Strukturen in der Lackschicht. (H.3) Durch ICP-RIE Ätzen überträgt man die Resiststruktur in das Ta_2O_5 , hierbei nutzt man die Ätzbeständigkeit der HSQ-Maske gegenüber der Ta_2O_5 -Schicht. Die genaue Bestimmung der Ätzbeständigkeit erfolgt in Abschnitt 3.7.2.

Obwohl der Resist eine hohe Beständigkeit aufweist, ist die Selektivität verhältnismäßig schlecht. Die Dicke des Resist muss daher an die der zu ätzenden Schicht angepasst werden. Ein möglicher Ausweg wird bei den Empfehlungen angedeutet. Das HSQ ist zudem während der Verarbeitung sehr empfindlich, dies gilt insbesondere für die Haftung, die Dosis und das Alter.

3.3 Wellenleitermaterialien

Für die Fabrikation, als auch Simulation, ist ein Verständnis der zu verarbeitenden Materialien unablässig. Daher werden kurz die relevanten Eigenschaften von Tantalpentoxid Ta_2O_5 und Siliziumoxid (andere Bezeichnungen sind Glas oder Quarz) beschrieben.

3.3.1 SiO_2

Als Substrat wird hochreines Quarzglas der Firma Hellma-Analytics verwendet. Quarz - hochreines Glas - ist ein Standartelement in der Optik und kann ohne Verunreinigungen und Blasen hergestellt werden. Über einen weiten Bereich von 200 bis 2000 nm kann so jegliche Dämpfung innerhalb des Materials ausgeschlossen werden. Da es amorph ist, kann jede Art von Vorzugsrichtung ausgeschlossen werden. Ein weiterer Vorteil ist, dass Siliziumoxid gegen nahezu jede Säure und Lauge beständig ist. Abbildung 3.3.1a zeigt die Dispersion des Brechungsindex für amorphes SiO_2 . Dieser ist über das gesamte Spektrum nahezu konstant und beträgt etwa 1,4.

3.3.2 Ta_2O_5

Tantalpentoxid Ta_2O_5 ist ein Material mit interessanten Anwendungen. In der optischen Industrie wird es seit den Siebziger Jahren verwendet, vorallem wegen dem hohen Brechungsindex ($n = 2,1$). Die Halbleiter-Industrie nutzt es aufgrund der hohen dielektrischen Konstante ($\epsilon = 20$) als Isolator. Außerdem ist Ta_2O_5 chemisch sehr stabil. Gegenüber den meisten Säuren und Basen zeigt

es keinerlei Reaktion. Einzig mit HF kann man messbare chemische Ätzzraten erzielen, Siliziumdioxid hat zum Vergleich eine zwei- bis vierfache höhere Ätzzrate [CRB99]. Daher wird Ta_2O_5 auch als Schutzbeschichtung für chemische Sensoren verwendet [SOSH08]. Wegen des hohen Brechungsindex wird es auch bei evaneszenten Feldsensoren verwendet [SOSH08]. Weiterhin führt die Stabilität dazu, dass es mit Seltenenerden dotiert werden kann und somit als Verstärkermedium im Laser dient [SMZW12]. Aufgrund der Kristallstruktur, die eine fehlende Inversionssymmetrie aufweist, hat es eine hohe nichtlineare dielektrische Suszeptibilität [TWP⁺04], kann also für down- und up-Conversion-Experimente genutzt werden [CCL09]. Zusammen mit der hohen Stabilität und der geringen intrinsischen Absorption sind so sehr hohe Feldstärken erreichbar, ohne dass das Ta_2O_5 in irgendeiner Form geschädigt werden würde. Anwendungen hierfür finden sich in Wellenleitern mit optischer Mikro-Propulsion [AHS⁺10] und der Superkontinuumserzeugung.

Generell nicht zu vernachlässigen ist der Einfluss der Kristallstruktur und der Temperatur. Ta_2O_5 kann je nach Herstellungsverfahren in zwei verschiedenen kristallinen Phasen (α - oder β -) vorliegen, entweder mono- oder polykristallin. Details zur Kristallstruktur und deren spezifischen Auswirkungen finden sich in [BBC⁺11][LHK03][FXJ95][GKAV96]. Durch Sputtern können zudem amorphe Schichten hergestellt werden [CADB98]. Richtungsabhängigkeiten durch die Kristallstruktur können so, optisch als auch fabrikationstechnisch, vermieden werden. Oberhalb von 923 K kommt es zum Phasenübergang [NIS⁺13], bei dieser Temperatur ordnet sich amorphes Ta_2O_5 irreversibel in der β -Phase als polykristalline Struktur an. Es bilden sich hochgradig orientierte Nanoporen mit Durchmesser von bis zu 10 nm. Zu erwarten ist, dass diese Poren einen negativen Einfluss auf die Seitenrauigkeit und die intrinsischen Verluste haben, da das Material optisch „nanodotiert“ wird.

3.4 Lithografieresist

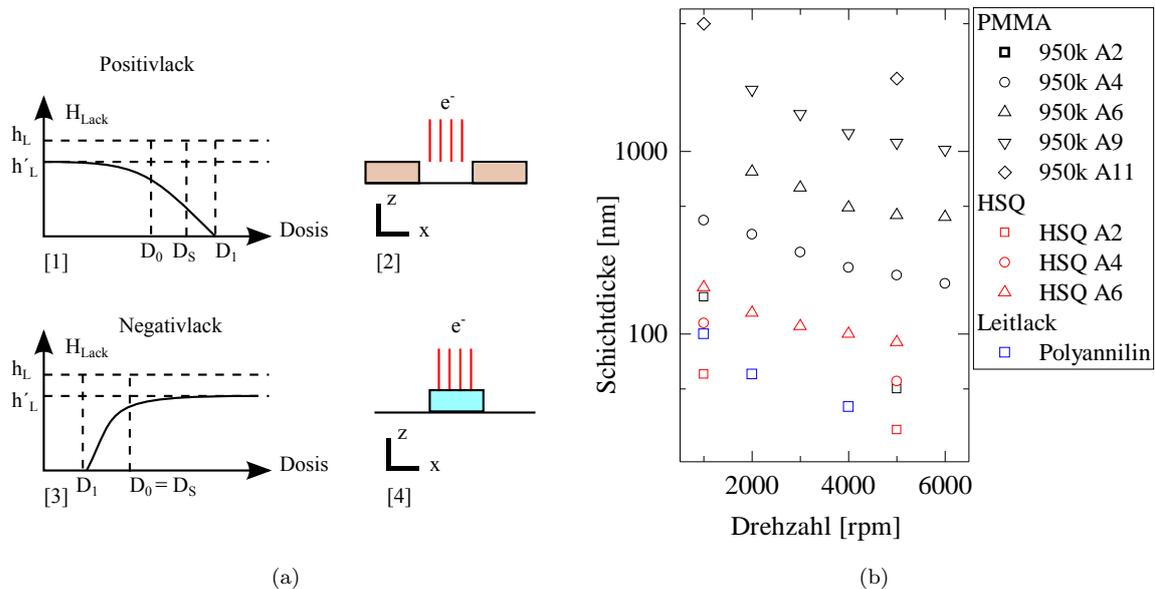


Abbildung 3.4.1: (a) Veranschaulichung der dosisabhängigen Resistdicke eines [1] Positiv- und [3] Negativlacks. (b) Abhängigkeit der Lackdicke von Drehzahl und Verdünnung.

Für die Lithografie mit ausschlaggebend ist die Wahl des Lithografieresists (auch Resist genannt), der durch Belichtung chemisch verändert wird. Grundsätzlich gibt es die Wahl zwischen positiven und negativen Resisten. Durch das Belichten des Lackes werden Bindungen zerstört und das molekulare Gewicht verringert (positiv) oder vergrößert (negativ). In dieser Arbeit werden ein positiver (PMMA) und ein negativer (HSQ) Resist verwendet. Grundsätzlich lässt sich die Vielzahl an Resisten durch die molekulare Größe und den Aufbau einteilen. Die Resiste unterscheiden sich in der Auflösung, der minimal erzielbaren Strukturgröße und den möglichen Strukturabständen.

Das Verhalten eines Lacks wird durch drei Werte grob bestimmt, der Sensitivität, dem Kontrast und dem Dunkelabtrag. Der Dunkelabtrag gibt an, um wie viel sich die Dicke der unbelichteten Lackschicht nach dem Entwickeln verändert hat. Diese Veränderung kann z.B durch chemische Umwandlungen geschehen. Der Kontrast γ gibt den Abstand in der Dosis wieder, der zwischen dem Einsetzen der Belichtung und vollständiger Belichtung des Resists besteht. Gute Werte sind $\gamma > 2$ PMMA und HSQ haben je nach Entwickler Werte von 5 - 10. Der Kontrast ist eng mit den minimal erzielbaren Größen verknüpft. Zudem beschränkend für die Auflösung von Strukturen ist das Aspektverhältnis [KPR⁺11]. Das Aspektverhältnis ist das Verhältnis aus Höhe und Breite. Höhere Auflösung als bereits erzielt sind also bei dünneren Resistschichten möglich.

$$\gamma = \left[\log \frac{D_0}{D_1} \right]^{-1} \quad (3.4.1)$$

Die Sensitivität D_S gibt die Dosis an, bei der der Lack vollständig belichtet ist. Eine hohe Sensitivität bedeutet dabei eine geringe Dosis. Aus Studien vieler Resiste ist bekannt, dass man nicht Sensitivität und Kontrast gleichzeitig haben erreichen kann [OS06]. Die Schritte zum Auftragen und Entwickeln der Resiste sind ausreichend bekannt.

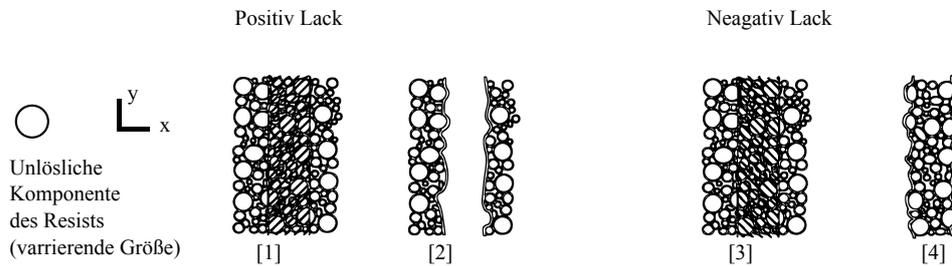


Abbildung 3.4.2: Unlösliche Reste führen nach Entwickeln zu Seiten- bzw Linienrauigkeit [NNY⁺98].

3.4.1 PMMA

PMMA (Polymetamethacrylat) ist ein Kunststoff, der auch unter dem Namen Acrylglas bekannt ist. Seit den Anfängen der Elektronenstrahlolithografie ist er ein populärer positiver Resist, der auch heute noch weite Verwendung findet. Mit PMMA konnten Strukturen realisiert werden, die in der Größenordnung von wenigen 10 nm liegen [Hu04]. Der Elektronenstrahl spaltet das Polymer in kürzere, lösliche Kettenglieder. Problematisch ist die hohe Kettenlänge des Polymers, in vielen Publikationen wird diese für die Seitenrauigkeit von geschriebenen Strukturen verantwortlich gemacht. Erklärt wird dies mit der am Rand unzureichenden Spaltung in kürzere Polymerstränge, die vom Entwickler gelöst werden können. Aufgrund thermischer Fluktuationen wird aus diesen kürzeren fadenartigen Resten ein Knäuel. Diese Knäuele sammeln sich an den Rändern und führen zur unregelmäßiger Abdeckung mit erhöhter Rauigkeit. Mit verschiedenen Methoden kann deren Einfluss minimiert werden (High Contrast Developer [YHA02], Cold Development [OS06]), dennoch zeigen sich für alle Strukturen charakteristische Rauigkeiten (σ 10 nm, L_C 50 nm).

	Area	Linie	Dot
10 kV	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$	0.5 nC/cm	
20 kV	180 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$	0,9 nC/cm	
30 kV	250 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$	1,3 nC/cm	1.5 fC
100kV	600 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$		

Tabelle 3.4.1: Sensitivität von PMMA-950k für Flächen-, Linien- oder Punktelemente bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen U_B .

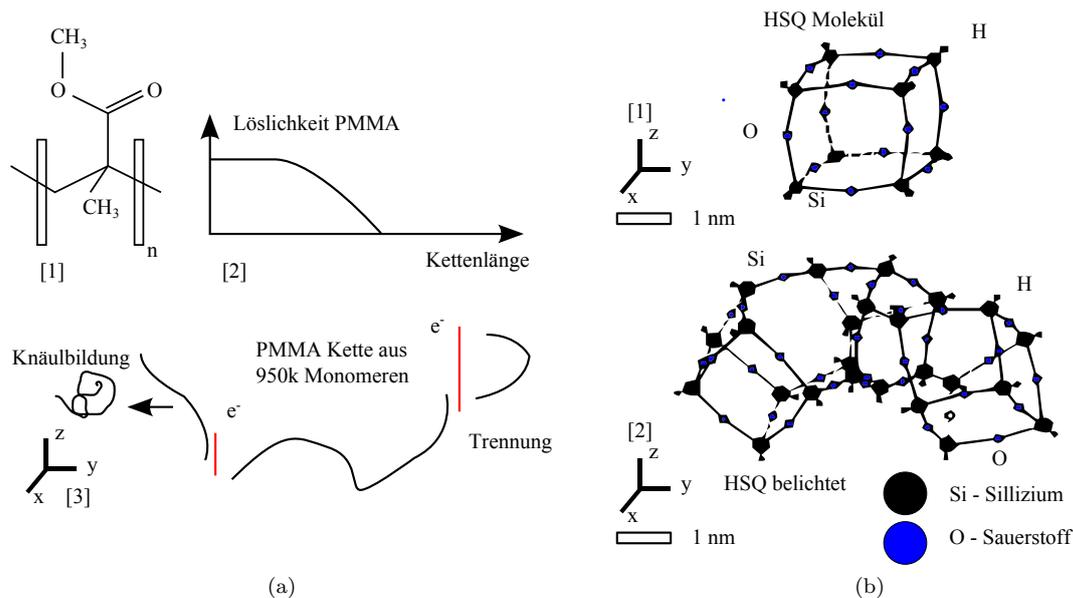


Abbildung 3.4.3: (a)-[1] PMMA-Monomer. [2] Löslichkeit PMMA-Fragmente in Abhängigkeit von Kettenlänge. [3] Aufspaltung von PMMA-Polymer durch Elektronenstrahl in kürzere Fragmente. Unter Einfluss Molekularer Stöße falten sich die Fragmente und bilden Knäuele. (b)-[1] HSQ-Moleküle. [2] Quervernetztes HSQ aufgrund der Wasserstoff Abspaltung.

3.4.2 HSQ

HSQ (Hydrogen-silsesquioxane) ist ein relativ neuer Negativ-Resist, der eine Würfelstruktur aus Silizium, Sauerstoff und Wasserstoff besitzt [GH09a] (siehe Abbildung 3.4.3b). Aufgrund der kleinen molekularen Abmessung von circa einem Nanometer konnten mit diesem Resist und kleinen Schichtdicken bereits Strukturabstände von 5 nm bei 10 nm HSQ Schichtdicke realisiert werden [GKHK07] [GH09a]. Aufgrund seiner Größe wird in vielen Veröffentlichungen erwartet, dass die Seitenrauigkeit, welche durch unlösliche Reste entsteht, im direkten Vergleich mit PMMA als Elektronenresist sehr viel geringer ist [GKH07] [NTY⁺98]. Vorwiegend durch niederenergetische Elektronen (SE - Sekundärelektronen) werden die Wasserstoffbindungen gespalten. Der Wasserstoff entweicht und die losen Bindungen vernetzen sich neu (vgl. Abbildung 3.4.3b[2]). Dabei entsteht amorphes Glas, welches dann aufgrund seiner Beständigkeit direkt als Resist in einem Ätzprozess dienen kann. Die Beständigkeit gegenüber Ätzprozessen ist abhängig von der Dosis und kann durch erneutes Belichten verstärkt werden [YAB06].

	Area	Linie	Dot
5 kV	$65 \mu\text{C}/\text{cm}^2$	0,5 nC/cm	
10 kV	$100 \mu\text{C}/\text{cm}^2$	0,9 nC/cm	
15 kV	$105 \mu\text{C}/\text{cm}^2$	1,3 nC/cm	
20 kV	$110 \mu\text{C}/\text{cm}^2$		

Tabelle 3.4.2: Gemessene Sensitivität von HSQ für Flächen- oder Linienelementen bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen U_B . Durch die geringe Haftung sind für Punktelemente keine Werte vorhanden.

Problematisch an HSQ ist die schnelle Alterung, abhängig von den Umgebungsbedingungen (Temperatur und Luftfeuchte) ändert sich die Sensitivität und der Kontrast ([VD02]). Zudem ist die Oberflächenhaftung je nach Untergrund und Luftfeuchte stark verschieden [CY04] [ZDW⁺14], zu hohe Luftfeuchte führt normalerweise dazu, dass belichtete Strukturen nicht auf der Oberfläche haften bleiben.

3.4.3 Leitende Schicht

Zusätzliche Probleme treten im Lithografieprozess dadurch auf, dass Substrat und Resiste nicht leitend sind. Der Elektronenstrahl lädt dadurch lokal die Oberfläche auf. Nachfolgende Elektronen werden in dem statischen Feld abgelenkt - es treten nicht gewollte Verzerrungen auf. Um das zu vermeiden, kann man entweder eine metallische Schicht aufdampfen oder ein leitendes Polymer verwenden. Beides hat Vor- und Nachteile.

Chrom Exemplarisch für metallische Schichten ist Chrom. Chrom ist schon ab Schichtdicken von wenigen nm (2-3 nm) leitend, hat einen hohen Ätzwiderstand [TOI05] und eine hohe Selektivität. Diese Schicht könnte daher unter bestimmten Voraussetzungen (andere Ätzgase)(3.7.1) für weitere Verbesserungen verwendet werden. Unter aktuellen Bedingungen ist es aber wegen dieser Eigenschaften hinderlich, würde diese doch die kontrollierte Ätzung verhindern. Außerdem kann der große Wechselwirkungsquerschnitt die Elektronenstrahleigenschaften negativ beeinflussen (3.6.4a).

Polyanilin Der Leitlack SX AR-PC 5000/90.2 ist ein Derivat von Polyanilin. Er kann schnell durch Spincoaten aufgebracht werden, benetzt sowohl PMMA als auch HSQ gut und ist unkompliziert in der Handhabung. Bei typischen Schichtdicken von 40 - 60 nm besitzt dieser eine ausreichende Leitfähigkeit. Gelöst werden kann Polyanilin jederzeit in Wasser. Er besitzt ein geringes Ionisationspotential und beeinträchtigt die Lithografie trotz verhältnismäßig großer Dicke wenig. Nachteilig ist jedoch Quervernetzung bei hohen Dosen [BK07].

3.5 Schichtenerzeugung

Homogene dünne Schichten sind für alle Nanolithografieschritte notwendig. Sie können mit unterschiedlichen Methoden erzeugt werden. Wichtig ist hierbei, dass die erzeugten Schichten möglichst homogen sind und die Schichtdicken möglichst genau eingestellt bzw. kontrolliert werden können.

3.5.1 Rotationsbeschichtung (SpinCoating)

Eine einfache Methode zur Erzeugung einer definierten dünnen Schicht besteht darin, einen flüssigen, mit Lösungsmittel verdünnten Lack auf das Substrat zu tropfen. Überschüssiger Lack wird nachfolgend bei hohen Umdrehungszahlen (1000 bis 10.000 U/min) entfernt. Durch Adhäsion verbleiben so nur die untersten Schichten auf dem Substrat. Indem man die Verdünnung und die Drehzahl geschickt wählt, kann man Schichtdicken von unter 10 nm bis über 5000 nm erreichen. Probleme entstehen, weil an Kanten die Schichtdicke stark ansteigt und kleinste Verunreinigungen zu ungleichmäßiger Belackung führt. Meist werden organische Materialien gelöst in Anisol gespinncoated. Eine Ausnahme bildet hier das anorganische HSQ, da es kein organisches Material ist und trotzdem mit dieser Methode verarbeitet wird.

3.5.2 UHV-Evaporation

Metalle und ein Teil der Oxide werden meist zur Vermeidung von Verunreinigungen in einer Ultrahochvakuumumgebung aufgedampft. Das aufzubringende Material, das sich in einem hitzebeständigen Schmelztiegel befindet, wird dabei thermisch entweder durch einen Widerstand oder einen Elektronenstrahl erhitzt. Das erhitzte, glühende Material verdampft und legt sich auf allen Oberflächen in direkter Sichtlinie zum Behältnis mit dem zu verdampfenden Material nieder. Während des Prozesses kann die aktuelle Schichtdicke über einen Schwingquarz, der abhängig von der auf ihn aufgedampften Schicht seine Resonanzfrequenz ändert, abgelesen werden. Durch die genau gewählte Bedampfungszeit können so Schichtdicken mit Genauigkeiten im sub-nm Bereich erzeugt werden.

3.5.3 Sputtern

Amorphe Schichten, d.h. es besteht keinerlei Fernordnung, aber das stöchiometrische Verhältnis bleibt konstant, werden durch Sputtern hergestellt. Hierbei wird Argongas durch elektrische Wechselfelder ionisiert und durch ein angelegtes elektrisches Potential auf ein Substrat gelenkt. Die

elektrische Ladung der Ionen erzeugt ein konstantes elektrisches Feld, dieses wird als DC-Bias bezeichnet, und kann als Maß für die Sputterrate angesehen werden. Aufgrund der hohen kinetischen Energie schlägt das Argonion größere Kristalle heraus. Diese legen sich auf allen Oberflächen nieder. Da Argon ein Edelgas ist, kommt es zu keinerlei chemischer Reaktion und ein Einschluss von Argonatomen in die Sputterschicht ist nahezu ausgeschlossen. In der genutzten Anlage Ardenne LS-320 können so Sputterraten für SiO_2 von 0,08 nm/s erreicht werden. Als Schutz vor Verschmutzung und Beschädigung beim Polieren wird SiO_2 so auf den Wellenleiter aufgetragen (siehe Abschnitt 3.8.1). Für die mechanische Stabilität ist eine SiO_2 -Schicht von mehreren Mikrometer Dicke notwendig.

Ein alternatives Verfahren, PECVD (engl. plasma-enhanced chemical vapour deposition), erwies sich nicht als geeignet. PECVD basiert auf der Abscheidung von Prozessgasen auf die zu beschichtende Oberfläche, eine chemische Reaktion wandelt es dann in das feste gewünschte Material. Nachteilig sind der Einbau von Komponenten der Prozessgase, sie führen zu Fluoreszenz in der erzeugten Schicht. Zudem verhindern innere Spannungen, aufgrund der bevorzugten monokristallinen Abscheidung von SiO_2 , Dicken von mehr als einem Mikrometer.

3.6 Lithografie

In einem Lithografieprozess werden selektiv Strukturen in oder auf Materialien erzeugt. Dies kann auf vielfältige Weise geschehen, "traditionell" geschah das mit Hilfe von Fotomasken und UV-Lichtquelle (die sogenannte Fotolithografie). Neuere Methoden sind Nanoimprintlithografie, AFM-Lithografie und Direktes-Laser-Schreiben. Nachteilig an diesen Methoden ist, dass sie entweder noch in der Erprobung sind oder nicht die gewünschte Auflösung bieten.

Elektronenstrahlolithografie hingegen bietet die gewünschte Auflösung und Flexibilität. Die Strukturen werden hierbei bei kommerziell erhältlichen Anlagen direkt aus einer vordefinierten CAD-Datei erstellt. Aber auch bei dieser Methode gibt es eine Vielzahl an Parametern und Einflussgrößen, die sowohl die Qualität als auch die Auflösung beeinflussen. Deshalb wird zunächst das während dieser Arbeit eingesetzte Lithografie-System Eline 150 der Firma Raith vorgestellt, hier sollen die systembedingten Eigenheiten und Grenzen verdeutlicht werden. Im Weiteren werden kurz die Beschränkungen durch die Elektron-Elektron-Wechselwirkung und die Elektron-Materie Wechselwirkung erörtert. Im letzten Abschnitt werden dann die Ergebnisse aus Simulationen und Experimenten diskutiert, sowie Maßnahmen, wie die Auflösung noch weiter erhöht werden kann.

3.6.1 Grundsätzliche Eigenschaften des Elektronenstrahlithografie-systems

Das verwendete Lithografie System Eline 150 stammt von der Firma Raith aus Dortmund und hat neben der Lithografie Hard- und Software ein Sekundär- und Backscattered-Elektronen-Detektor, ein Gas-Injektions-System (GIS) (zum gezielten Ätzen und Deponieren von Materialien, in der Größenordnung 200 nm) und ein Nanomanipulatorenset (3 leitende Spitzen, in der Größenordnung 500 nm). Dadurch sind vielfältige Möglichkeiten der Strukturierung und Untersuchung gegeben. Die grundlegenden und relevanten Parameter des Systems sind in der Tabelle 3.6.1 gegeben. Die Genauigkeit ist unter anderem über mehrere Laserinterferometer gewährleistet. Eine kleinere Einschränkung besteht in der maximalen Beschleunigungsspannung von 30 kV. Hochleistungssysteme arbeiten meist bei 100 kV. Für Routineaufgaben wie Alginment, Adjustment und Ursprungskorrektur können Skripte verwendet werden. Dies wurde unter anderem dazu genutzt, um mehrere Proben automatisiert nach einander mit veränderten Parametern zu schreiben (Beschleunigungsspannung, Dosiskorrektur). Da das Eline 150 ein viel genutztes System ist, ist die verfügbare Zeit pro Nutzer begrenzt. Es musste daher auch immer eine Abwägung zwischen Genauigkeit, Stromstärke, Schreibzeit und zu generierenden Datenpunkten getroffen werden. Deshalb wurde sich dem Problem iterativ genähert und zudem von dem Lithografie-System die Abhängigkeit des Stroms von Beschleunigungsspannung und Blendengröße gemessen.

U_{B-max}	f_{Bb}	I_{WF-max}	$d_{Beam-min}$	$d_{Exel-min}$	$I_{Eline-min}$	$I_{Eline-max}$	b_{DAC}
30 kV	20 MHz	500 μm	2 nm	2.2 nm	2.1 pA	2110 pA	16 bit

Tabelle 3.6.1: Kennparameter des Raith Eline 150.

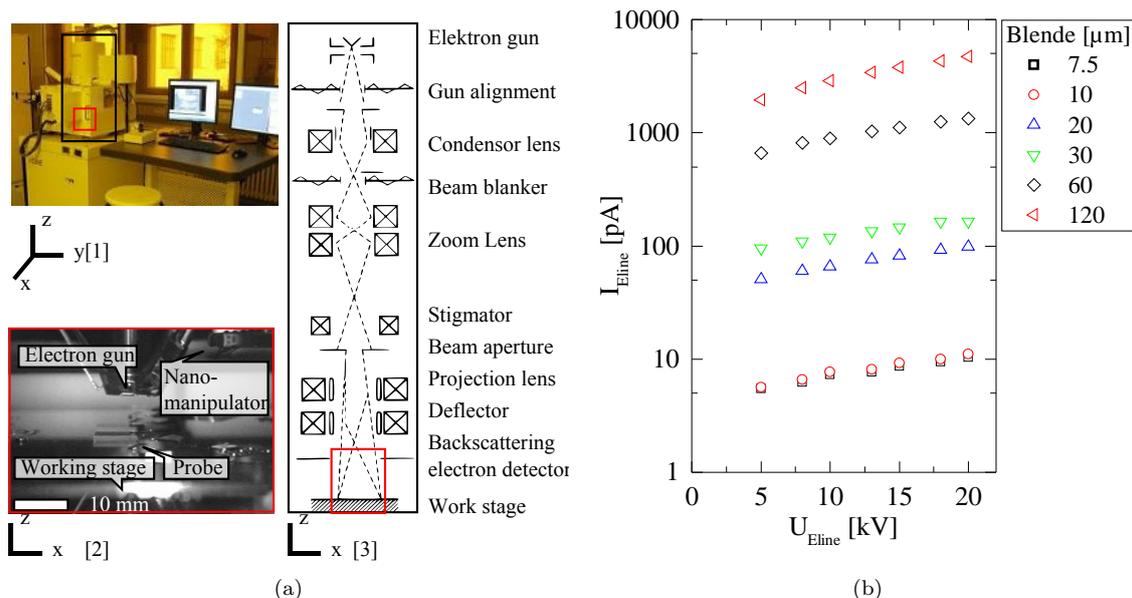


Abbildung 3.6.1: (a)-[1] Fotografie des Raith Eline 150. [2] Kamerabild der inneren Arbeitskammer [3] Schematische Darstellung der Elektronenoptik. Farbige Kästen deuten Bildausschnitte aus Bild [1] an. (b) Gemessener Elektronenstrahlstrom I_{Eline} in Abhängigkeit von Beschleunigungsspannung U_B und Blende.

Aufbau

Der Aufbau eines Elektronenstrahlolithografie-Systems ist im Grunde immer gleich. Aus einer thermischen Feldemissionskathode tunneln aufgrund der hohen Spannungen thermisch unterstützt in einem eng begrenzten Bereich die Elektronen aus der Kathode und werden durch eine Anode mit variabler Lochblende auf die gewünschte kinetische Energie beschleunigt. Je nach Lochblende (engl. Beam Apertur) werden unterschiedliche Ströme gemessen. Dazwischen und danach sind verschiedene Magnetspulen angeordnet, die die Strahleigenschaften wie Stigmatismus, Fokus etc. beeinflussen. Sie zeichnen sich durch ihr lineares und wohldefiniertes Verhalten aus. Da Magnetspulen aber träge reagieren, ist ein elektrostatischer Beambliker integriert, der mit 20 MHz moduliert werden kann. Zusätzlich begrenzen Hystereseeffekte und spontane Magnetisierungen die Auflösung.

Als Detektor-Elemente sind ein Sekundärelektronen-Detektor verbaut, er detektiert alle aus der Probe emittierten Elektronen, die vornehmlich niederenergetische Elektronen sind. Ein Backscattering-Detektor detektiert selektiv nur die Elektronen, welche in einem engen Winkel um den einfallenden Elektronenstrahl emittiert werden. Backscattering eignet sich, um unterschiedliche Materialien zu erkennen, da das Rückstreuverhalten in Intensität und Winkel für unterschiedliche Materialien stark verschieden ist. Die Detektion der Sekundärelektronen dagegen ist gut geeignet, um Unregelmäßigkeiten und Kanten zu untersuchen, da die Emissivität (aufgrund veränderter Grenzbedingungen) stark verändert ist. Mitunter kann so aus dem Kontrast ein Maß für den Winkel der Kante genommen werden.

Begrenzung Auflösung

Die Auflösung der bildgebenden Verfahren mittels Elektronenstrahl wird durch Wechselwirkungen des Strahles begrenzt. So sind z.B. Werte für die Seitenrauigkeit (siehe Abschnitt 2.5), sind daher bei typischen Werten von L_C 50 nm und σ 2 nm, nur schwer aus Elektronenrastreraufnahmen zu erhalten. In Tabelle 3.6.2 werden die grundlegenden Effekte für die Verbreiterung des Elektronenstrahls aufgeführt. Auch bei perfekter Justage aller Linsen ist so das erhaltene Signal immer eine Faltung aller emittierten Elektronen der Probe aus einem Zylinder von 2-4 nm Radius und variabler Tiefe - abhängig von der Beschleunigungsspannung. Die begrenzenden Wechselwirkungen sind zum einen Coulomb-Wechselwirkungen und zum anderen Effekte durch Diffusion von

Sekundärelektronen im Material. Die Spotgröße des Elektronenstrahls d_f wird in Formel 3.6.1 beschrieben und hängt von der Beschleunigungsspannung U_B und Resistdicke R_t ab.

$$d_f = 0,9 * (R_t[nm]/U_B[kV])^{1,5} \quad (3.6.1)$$

Als Eingabeparameter dienen eine CAD-Datei - mit den gewünschten Formen, der Dosis (Flächen, Linien, Punkt, FBMS) Koordinaten- und Verzehrkorrekturen, die Beschleunigungsspannung und der Strom sowie Schreibmodi. In einer PLS (Positionlistdatei) werden die ausgewählten Lagen einer CAD Datei und die Skripte nacheinander ausgeführt.

Fachbegriff	Börsch-Effekt	Löffler-Effekt	Freie Weglänge SE
Phy. Hintergrund	Abstoßung in Strahlrichtung	Radiale Abstoßung	Wirkungsquerschnitt e
Effekt	Chromatische Aberation	Strahlverbreiterung	Spotverbreiterung
Größenordnung	eV	nm	nm

Tabelle 3.6.2: Auflistung relevanter Effekt, die die Auflösung eines SEM verschlechtern.

Das Lithographiesystem Eline 150 verfügt über 2 verschiedene Schreibmodi. Bei beiden müssen Eigenheiten berücksichtigt werden.

Area-Schreibmodus

Im Area-Mode wird die zu beschreibende Fläche in Segmente, sogenannte Schreibfelder, unterteilt, die nacheinander durch laterales Versetzen der Arbeitsebene belichtet werden. Für diese Schreibfelder können verschiedene Schreibstrategien angewandt werden.

- Rastern: Hier wird die zu belichtende Fläche in einzelne Punkte (engl. Pixel oder Exel) zerlegt. Für jeden Pixel wird die Belichtungsdauer einzeln festgelegt.
- Linien: Hierbei werden die zu schreibenden Flächen mit dem Strahl auf einem vorher definierten Pfad in einem kontinuierlichen Prozess abgefahren. Dieser Modus ist mit erheblichen programmiertechnischen Mehraufwand verbunden.

Maximal sind Schreibfelder von circa $500 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$ möglich, hier ist aber die Gefahr von Verzerrungen des Schreibfeldes am größten. Zu beachten ist außerdem, dass für die Spulen zur Ansteuerung des Elektronenstrahls ein Digital-Analog-Converter (DAC) notwendig ist und dieser das Steuersignal „nur“ in 16 bit unterteilen kann. Dadurch wird durch die Schreibfeldgröße ein Pixel- bzw. Exelabstand definiert, der sich aus dem Quotienten der beiden Werte ergibt. Der minimal realisierbare Exelabstand beträgt 2.2 nm und wird sowohl durch die Hardware als auch durch die Spotgröße definiert. Die minimale Dosis pro Exel bzw. Pixel ergibt sich aus dem Produkt von Elektronenstrahlstrom und Modulationsfrequenz. Wählt man eine Flächendosis, die kleiner als das Produkt von minimaler Dosis und Exelfläche ist, korrigiert die Software den Exelabstand automatisch nach oben.

$$t_{write} = A_{write} * D_0 / I_{Eline} \quad d_{Ecel} = l_{WF} / b_{DAC} \quad D_{min} = I_{Eline} / f_{Bb} * d_{Exel}^2 \quad (3.6.2)$$

FBMS-Schreibmodus

Der zweite mögliche Schreibmodus ist der sogenannte FBMS-Modus (engl. fixed-beam, moving stage). Hier fährt der Elektronenstrahl ein geometrische Figur, im einfachsten Fall ein Kreis, mit vorher definierter Frequenz $1/t_{cycle}$ und Größe immer wieder ab. Dabei wird der Probenhalter mit konstanter Geschwindigkeit, gegenüber dem fest zirkulierenden Strahl bewegt. Diese Methode wird vor allem für sehr große Strukturen, z.B. für Wellenleiter verwendet, die über mehrere Millimeter gleichmäßig sein müssen und ansonsten Stickingfehler aufweisen würden, die sich aus kleinsten Verzerrungen an den Schreibfeldgrenzen ergeben. In einer CAD-Datei werden immer zuerst die Area-Elemente geschrieben und danach die FBMS Elemente. Mit unter kann es notwendig sein die Reihenfolge Area FBMS zu erzwingen. Dies wird über mehrere hintereinander folgende Einträge in die Positionlist erreicht.

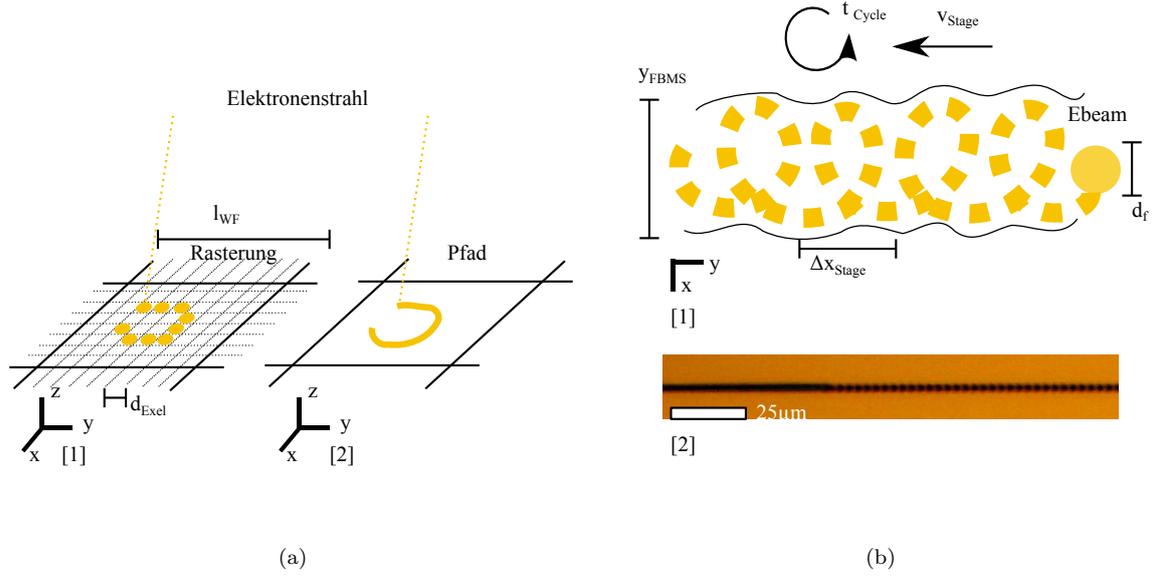


Abbildung 3.6.2: (a) Die verschiedenen Area-Schreibmodi der Elektronenstrahlrasterung: [1] Rasterung der Probe, belichtet werden einzelne, diskrete Pixel. [2] Belichtung eines vordefinierten Pfades, der kontinuierlich innerhalb eines Schreibfeldes abgefahren wird, der Vorteil liegt in einer niedrigeren Rauigkeit. (b) FBMS-Modus: [1] Illustration der Belichtung im FBMS-Modus. Der Elektronenstrahl beschreibt stationäre Kreisbahnen, die Probe wird unter dem kreisenden Elektronenstrahl bewegt. [2] Beispielstruktur, geschrieben im FBMS-Modus mit zu hoher Geschwindigkeit v_{Stage} bei zu geringer Belichtungs dosis D_0 . Deutlich sichtbar sind so die periodischen Kreisstrukturen, die der Elektronenstrahl beschreibt.

$$\Delta x_{stage} = t_{Cycle} * v_{Stage} \quad (3.6.3)$$

$$\Delta x_{stage}/y_{FBMS} < 0.1 \quad I_{Eline} \rightarrow v_{Stage}$$

3.6.2 Elektron-Materie Wechselwirkung

Neben den Parametern und der Funktionsweise der Elektronenstrahlrasteranlage, die im vorherigen Abschnitt erklärt wurden, ist es außerdem wichtig, die Wechselwirkung von Elektronen mit Materie zu verstehen. Generell gilt, dass für den Großteil der Belichtung bei der Elektronenstrahlrasterung Sekundärelektronen (SE) verantwortlich sind. Sie entstehen aufgrund von Ionisationsprozessen (z.B. Stoßionisation) der Primärelektronen. Als Primärelektronen werden jene Elektronen bezeichnet, die von der Elektronenkanone emittiert und von der Elektronenoptik auf die Probe gelenkt werden. Der Großteil der Elektronen hat eine Energie von einigen eV (aufgrund der niedrigen Energie besitzen sie einen großen Wechselwirkungsquerschnitt - dadurch haben sie nur eine isotrope Reichweite von einigen nm), dies reicht aber aus, um molekulare Bindungen zu zerstören. Abhängig vom Resist verbinden sich diese Radikale neu und bilden große Komplexe, die unlöslich sind (negativ Lacke wie HSQ), oder werden kleiner und somit löslich (positiv Lacke wie PMMA).

$$E_e = E_e(0) * e^{-x/x_s} \quad x_s = \left[\frac{4n_a Z^2 \alpha^3 (\hbar c)^2}{m_e^2 c^4} * \ln \frac{a(E)}{Z^{1/3}} \right]^{-1} \quad (3.6.4)$$

$$\text{Näherungen} \quad \rho \approx n_a * A * m_p \quad A = 2Z \quad x_s \sim \rho/Z * \ln(Z^{1/3}/a(E)) \quad (3.6.5)$$

$$(dE/dx)_{ges} = (dE/dx)_{Str} + (dE/dx)_{Str} \quad (3.6.6)$$

$$(dE/dx)_{Str} \sim Z^2 n_a E_e \quad (dE/dx)_{ion} \sim \frac{Z^2 n_e}{E_e}$$

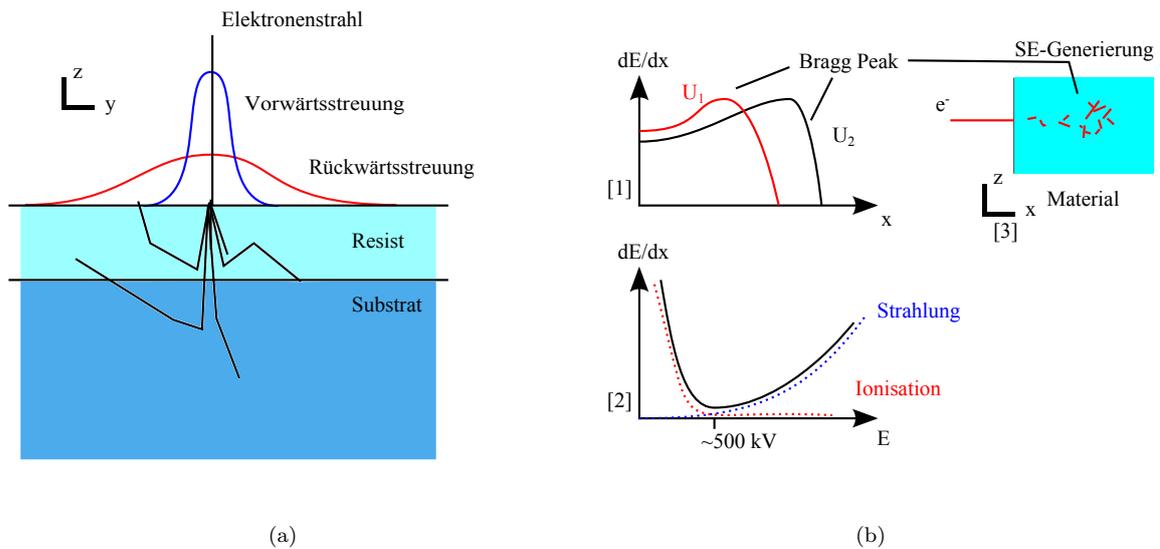


Abbildung 3.6.3: (a) Veranschaulichung des Proximityeffektes, durch Vorwärts- und Rückwärtsstreuung des Elektronenstrahls in Resist und Substrat. (b) Energieverlust der Elektronen in Abhängigkeit von der [1] Eindringtiefe x und [2] der Energie. [3] Ortsabhängige Sekundärelektronen-Generierung aufgrund des Energieverlusts.

Die Eindringtiefe bzw. der Wirkungsquerschnitt und das Streuverhalten der Primärelektronen hängt von der Dichte des Materials ρ , der durchschnittlichen Kernladungszahl Z , der atomaren Massenzahl A und der Energie E_e bzw. Beschleunigungsspannung U_e der Elektronen ab [Dem05][Seite 92]. Im Regime bis ca. 500 keV gilt, dass der Energieverlust bzw. der Wechselwirkungsquerschnitt (WWQS) zu niedrigen Energien zu nimmt, d.h. hohe Beschleunigungsspannungen erhöhen die Eindringtiefe, aber auch die nötige Dosis um den Resist zu belichten. Am unteren Ende der Wechselwirkungszone der Elektronen mit der Materie kommt es aufgrund des extrem ansteigenden WWQS zu einer „Aufpflanzung“ (Bragg-Peak), Sekundärelektronen werden zum Großteil hier generiert. Um einen möglichst kleinen Strahl zu haben und deterministisch zu belichten, sollte der Bragg-Peak möglichst weit vom Resist entfernt sein. Aus den Formeln lässt sich ableiten, dass die Eindringtiefe in erster Näherung linear von der Dichte abhängt. Hohe Kernladungszahlen beeinflussen sie indirekt proportional. Hier lässt sich erahnen, dass sich ein organischer Leitlack anders verhält wie eine leitende Schicht aus Chrom, dessen Kernladungszahl deutlich höher ist. Ebenso wird sich eine dielektrische Schicht aus SiO_2 anders verhalten als eine Schicht aus Ta_2O_5 . Ein exakte Berechnung des Wechselwirkungsquerschnitts erfolgt intern in der Lithografie Software, daraus ergibt sich das Ionisationspotential.

Die Energie der Elektronen bestimmt die Wahrscheinlichkeit in welchem Verhältnis sie vorwärts-gestreut (Streuwinkel $< 90^\circ$) oder rückgestreut (Streuwinkel $> 90^\circ$) werden. Hohe Energien führen zu einer stark gerichteten Vorwärtsstreuung und einem geringen Anteil rückgestreuter Elektronen. Für die Belichtung relevant sind die Elektronen, die im Resist vorwärtsgestreut werden und die Elektronen im Substrat welche Rückgestreut werden. Erster Effekt weitet den Strahl auf und zweiter Effekt führt zu einer nochmaligen Interaktion der Elektronen mit dem Resist. Beide führen zu einer Aufweitung des Elektronenstrahls, welche eine ungewollte Belichtung des Resist außerhalb einer definierten Zone hervorruft, was als Proximityeffekt bezeichnet wird. Die Belichtung sowohl durch Vorwärtsstreuung als auch die durch Rückwärtsstreuung kann man jeweils mit einer Gaußfunktion beschreiben. Der Anteil an Rückstreuung wird durch den Parameter η beschrieben, D_0 gibt die Dosis an, ab welcher der Lack belichtet ist. Der Parameter α (Vorwärtsstreuung) und β (Rückwärtsstreuung) geben die $1/e$ Breiten in Nanometer an. Prinzipiell gilt, große Spannungen führen zu keinen α und η - der Strahl wird gerichteter und stärker von der Vorwärtsstreuung abhängig - aber gleichzeitig wird β größer - es ist eine größere Region von Rückwärtsstreuung

betroffen. Typischerweise bewegen sich die Werte für α im Bereich [0 - 200 nm], für β im Bereich [$1\mu\text{m}$ - $5\mu\text{m}$] und für η im Bereich zwischen [0-1].

$$f = \frac{1}{(1 + \eta)} \left(\frac{1}{a^2} e^{-r^2/\alpha^2} + \frac{\eta}{\beta^2} e^{-r^2/\beta^2} \right) \quad (3.6.7)$$

Durch Optimieren dieser Parameter ist es nun möglich, sehr kleine Strukturen zu erzeugen. Dabei wird die Dosis aufgrund des Proximityeffekts mit in die gewünschte Zieldosis einrechnet. Iterativ wird durch die Software die Dosis, mit der geschrieben wird, für jeden Punkt so angepasst, dass sie zusammen mit der Proximitydosis die gewünschte Zieldosis ergibt. Belichtet wird dann mit einer berechneten finalen effektiven Dosis, die von Ort zu Ort variiert wird.

Komplexe Strukturen mit mehreren Schichten aus verschiedenen Materialien sind zu kompliziert, um schnelle analytische Aussagen zu treffen. Folglich lassen sich die Parameter des Proximityeffekts nicht so einfach für Mehrschichtsysteme bestimmen. Deshalb wurden Versuchsreihen und Monte-Carlo-Simulationen für die verwendeten Materialien zur Ermittlung der Parameter und Beziehungen verwendet.

$$D(\vec{r}) = D(\vec{r})_{prox} + D(\vec{r})_{Elinc} \quad (3.6.8)$$

3.6.3 Ergebnisse

Die Elektronenstrahlolithografie wurde mittels mehrerer unterschiedlicher Ansätze optimiert.

Monte-Carlo-Simulationen

Die Simulation des Proximityeffekts ist ein etabliertes Verfahren [KV75]. Die Simulationen wurden mit der Lithografie-Software der Firma Raith unternommen. Jede einzelne Monte-Carlo-Simulation wurde mit 10.000 Elektronenspuren berechnet. Dabei lag abhängig von der simulierten Beschleunigungsspannung die Rechendauer zwischen 40 min bis 1h. Durch Simulationen bei denen nur Teilchenspurenanzahl variiert wurde, konnte eine hinreichend gute Konvergenz für die Proximity Parameter festgestellt werden.

Material	Z	A	ρ [g/cm ³]	Ionisationspotential
Polyanilin (C ₄ H ₅ N)	4	7,58	1,4	0,084
PMMA (C ₅ O ₂ H ₈)	3,6	6,6	1,18	0,074
HSQ (H ₈ Si ₈ O ₁₂)	7,71	15,14	1,3	0,115
SiO ₂	10	20	2,6	0,135
Ta ₂ O ₅	26,28	63,14	8,2	0,288
Chrom	24	51	7,14	0,266

Tabelle 3.6.3: Relevante Materialparameter für Monte-Carlo-Simulation

Als Eingabeparameter für die Simulationen dienen die Dichte der simulierten Schicht, die mittlere Kernladungszahl und die mittlere Atommassenzahl der verschiedenen Materialien, aus denen die simulierten Schichten jeweils anteilig aufgebaut sind. Daraus errechnet das System ein Ionisationspotential und die Wechselwirkungsquerschnitte. In einem weiteren Schritt wird die Abfolge und Dicke der Materialschichten als Eingabeparameter übergeben. Durch die Monte-Carlo-Simulation werden daraus die Proximityparameter bestimmt. Wahlweise kann man sich die Trajektorien anzeigen lassen. Abbildung 3.6.4a zeigt beispielhaft die Ergebnisse solcher Simulationen für niedrige (10kV) und höhere Beschleunigungsspannungen (20kV). Niedrige Beschleunigungsspannungen führen dazu, dass die Elektronen nahezu vollständig im Kernladungszahlreichen Ta₂O₅ absorbiert bzw. gestreut werden, dementsprechend werden hier auch die meisten Sekundärelektronen generiert. Insgesamt ist das daraus folgende Belichtungsverhalten sehr ungeordnet, generiert aber auch den zum Teil gewollten „Undercut“, da hier die Vorwärtsstreuung bzw. α groß ist. Hohe Beschleunigungsspannungen erzeugen einen viel fokussierten Strahl, der im Simulationsvolumen noch keinen Braggpeak erahnen lässt. Außerdem werden weniger Sekundärelektronen erzeugt - die Dosis, mit der die Struktur geschrieben werden muss, steigt damit.

Schicht	Chrom oben	Chrom unten	Polyanilin	PMMA
1	Chrom - 10 nm	-	Polyanilin - 60 nm	Polyanilin - 60 nm
2	HSQ - 120 nm	HSQ - 120 nm	HSQ - 120 nm	PMMA - 180 nm
3	-	Chrom - 10 nm	-	-
4	Ta ₂ O ₅ - 100nm			
5	SiO ₂ - Bulk			

Tabelle 3.6.4: Verwendete Materialsysteme für die Simulation des Proximityeffekts

Simulationen zum Proximityeffekt wurden für vier verschiedene Materialabfolgen gemacht. Das Substrat aus SiO₂ und eine 100 nm dicke Schicht Ta₂O₅ wurde dabei immer verwendet. 3 Simulationen beschäftigen sich mit dem Einfluss einer leitenden Schicht aus Chrom (10 nm auf- oder unterhalb) oder Polyanilin (60 nm) auf dem Resist HSQ (120 nm). Diese Schichtdicken entsprechen den typischen Werten aus der Fabrikation. Eine weitere Simulation wurde zum Vergleich für PMMA gemacht. Chrom wurde sowohl unter als auch über dem Resist simuliert, Polyanilin entsprechend einer sinnvollen Verwendung nur oberhalb.

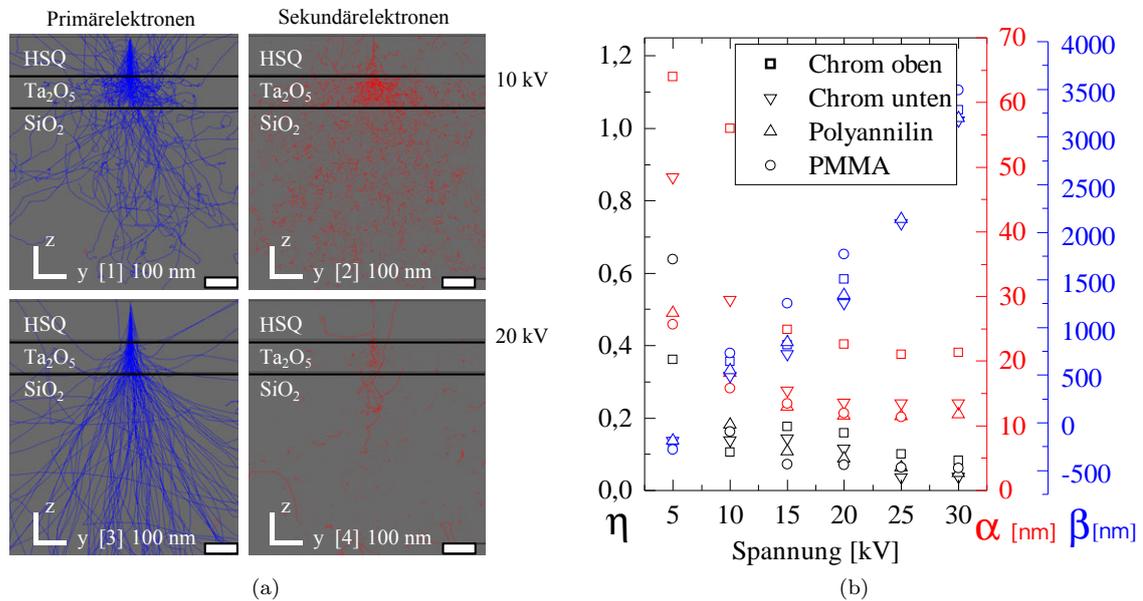


Abbildung 3.6.4: Monte-Carlo-Simulation: (a) Elektronentrajektorien bei 10 und 20 kV. Bilder [1][3] zeigen Primärelektronen, [2][4] die für Belichtung verantwortlichen Sekundärelektronen. (b) Ergebnisse für Proximityparameter eines zweifachen Gaußschen Modells.

Die Ergebnisse dieser Simulationen sind in Abbildung 3.6.4b zusammengefasst. Dabei ist zu beachten, dass die Werte für 5 kV mit Vorsicht zu betrachten sind. Der Parameter β besitzt hier negative Werte und η ist unverhältnismäßig groß. Dies ist ein Hinweis, dass die Fit-Funktion für niedrige Spannungen und dem komplizierte Schichtsystem nicht richtig konvergiert. Der Braggpeak bildet sich hier schon im Resist aus. Ab 10 kV Beschleunigungsspannung erscheint das Verhalten aller Parameter linear. Für α erkennt man einen negativen Einfluss, wenn Chrom als leitende Schicht oben angebracht wird. Für alle anderen Materialsysteme ist die untere Grenze für die Vorwärtsstreuung 10 nm. Für die Rückstreuung β lassen sich keine größeren Abweichungen für die verschiedenen Materialsysteme feststellen, das liegt an den Schichten Ta₂O₅ und SiO₂. Insgesamt steigt β von 750 nm bei 10 kV auf circa 3500 nm bei 30 kV. Der Anteil der Rückstreuung am Proximityeffekt nimmt somit linear mit der Beschleunigungsspannung ab. Ebenso wird der Effekt durch die unterschiedliche Materialsystem auf der Oberfläche immer geringer.

„Donut-Test“ nach Stevens

Mit Hilfe des Proximitytests nach Stevens [SJF⁺86] lassen sich die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulationen für den Proximityeffekt auf ihre Gültigkeit testen. Dafür werden Ringe geschrieben, die in einem 2D-Gitter angeordnet sind. Der Außenradius wurde so gewählt, dass er größer oder gleich dem β der Rückstreuung ist, die Beschleunigungsspannung wird konstant gehalten. In einer Achse des Gitters wird die Dosis, mit der die Ringe belichtet werden, variiert. Auf der anderen Achse wird der Innenradius von 100 nm in 100 nm Schritten bis 1000 nm verändert. Nach Belichtung und Entwicklung werden die Strukturen unter einem Lichtmikroskop untersucht und die Dosis notiert, für die die Innenkreise aufgrund des Proximityeffekts verschwinden. Dies wurde für HSQ (Schichtdicke 120 nm) und PMMA (Schichtdicke 180 nm) in dem erlaubten Arbeitsbereich von 5 kV bis 20 kV erprobt. Abbildung 3.6.6a veranschaulicht das Vorgehen. In Teilabbildung [3] ist der sich mit steigender Dosis verkleinernde Innenradius zu erkennen.

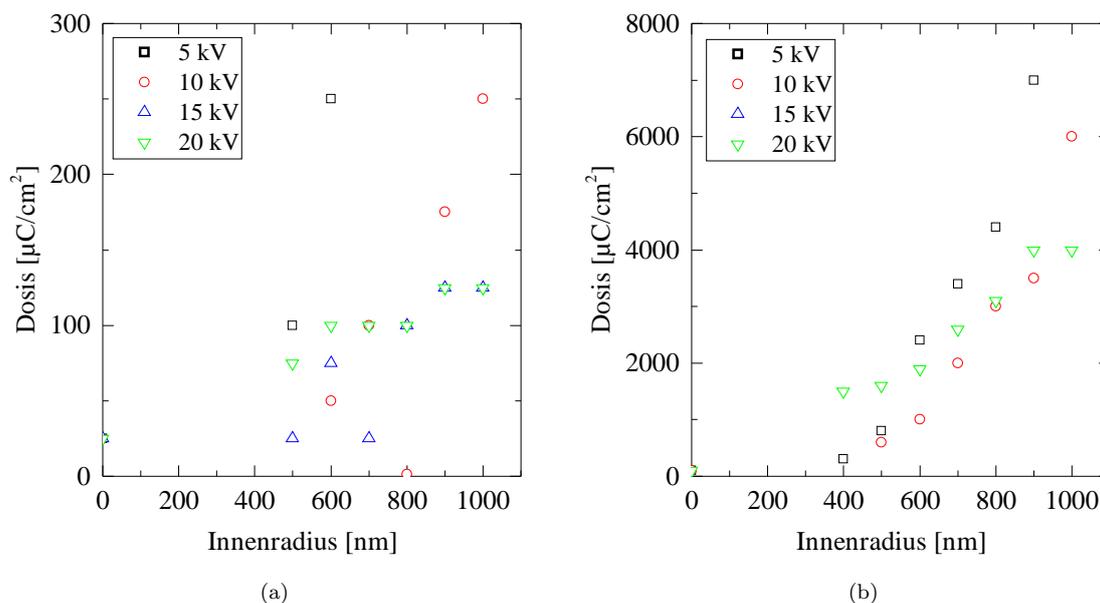


Abbildung 3.6.5: Ergebnisse des Proximitytests nach Stevens. (a) Ergebnisse für PMMA-950k (Schichtdicke 180nm) und (b) HSQ (Schichtdicke 100nm) auf einem Ta_2O_5 Substrat.

Abbildung 3.6.5 zeigt die Ergebnisse des Proximitytests nach Steven für PMMA und HSQ. Wegen der großen zu beschreibenden Flächen und hohen Dosen mussten die Dosisschritte verhältnismäßig groß gewählt werden. Das Verschwinden der kleinen Innenradien konnte mit einem optischen Mikroskop aufgrund der Beugungsbegrenzung erst ab ca 400 nm beobachtet werden. Vor allem bei niedrigen Spannungen kommt es zu einem Undercut im PMMA, weshalb die verbleibenden Säulen instabil werden und abbrechen. Bei HSQ ist das nicht der Fall, da es sich hier um einen negativ Resist handelt. Die Messwerte verschieben sich so zu kleineren Werten und müssen ausgeschlossen werden. Zudem ist die Wechselwirkung räumlich stark begrenzt und der Innenradius verschwand selbst bei der Maximaldosis nicht. Für HSQ gibt es das Problem der wetterbedingten fehlenden Haftung (siehe Abbildung 3.6.6a[2]), daher existieren leider keine Werte für 15 kV.

Vergleicht man die Ergebnisse der untersuchten Strukturen unter Ausschluss offensichtlich fehlerhafter Ergebnisse, so ist das Verhalten bis auf die unterschiedliche Dosis D_0 bei gleicher Spannung gleich. Zudem sei darauf hingewiesen, dass der Unterschied zwischen der notwendigen Belichtungsdosis D_0 und der Dosis D_1 , bei der selbst die Kreise mit 1000 nm Innenradien vollständig belichtet werden, mit steigender Beschleunigungsspannung abnimmt.

Die Ergebnisse aus der Simulation sind nur grob mit den experimentellen Ergebnissen in hinreichende Übereinstimmung zu bringen. Das mag an den umweltbedingten Fertigungsfehlern liegen, der fehlenden Auflösung im Bereich 100 bis 300 nm, der geringen Zahl an Messpunkten oder der Beschränkung des Innenradius auf maximal 1000 nm.

$$D_{Donut} = (D_1)(1 + \eta)(e^{-r^2/\alpha^2} + \eta e^{-r^2/\beta^2})^{-1} \quad (3.6.9)$$

Aber auch das Fit-Modell - in der Software sind Fitfunktionen an Monte-Carlo-Simulation mit bis zu 7 Parametern möglich - kann als Fehlerquelle in Betracht gezogen werden. Der Vollständigkeit wegen sei die Formel, die zusätzlich noch 2 Exponentiell abfallende Summen enthält hier angegeben.

$$f = \frac{1}{(1 + \eta)} \left(\underbrace{\frac{1}{\alpha^2} e^{-x^2/\alpha^2}}_{\text{Gausfkt.}} + \underbrace{\frac{\eta_1}{\alpha_2} e^{-x/\alpha_2}}_{\text{Exp.fkt.}} + \underbrace{\frac{\eta}{\beta^2} e^{-x^2/\beta^2}}_{\text{Rückwärtsstreuung}} + \underbrace{\frac{\eta_2}{\beta_2} e^{-x/\beta_2}}_{\text{Rückwärtsstreuung}} \right) \quad (3.6.10)$$

Auf mehr Parameter wurde bewusst verzichtet, da dadurch eine gewisse Beliebigkeit entstehen würde und die Ergebnisse doch nicht besser erklärt werden würden. Um dennoch gute Ergebnisse mit der Proximitykorrektur zu erzielen, sollten eher die Werte aus den Simulationen verwendet werden, da diese unabhängig von experimentellen Unsicherheiten sind und deshalb mit höherer Wahrscheinlichkeit zum gewünschten Korrektoreffekt führen. Als D_0 verwendet man weiterhin die experimentell bestimmten Werte.

Sollten genauere Ergebnisse notwendig sein, so können anhand der schon ermittelten Werte, feingliedrigere Tests gemacht werden, bzw auf bis zu 3000 nm Innenradius ausgeweitet werden. Die Differenz Außen- zu Innenradius muss aber weiterhin mindestens 3 μm betragen, notwendige Dosis und zu beschreibende Fläche erhöhen sich - die Schreibzeit wächst dabei stark nicht linear.

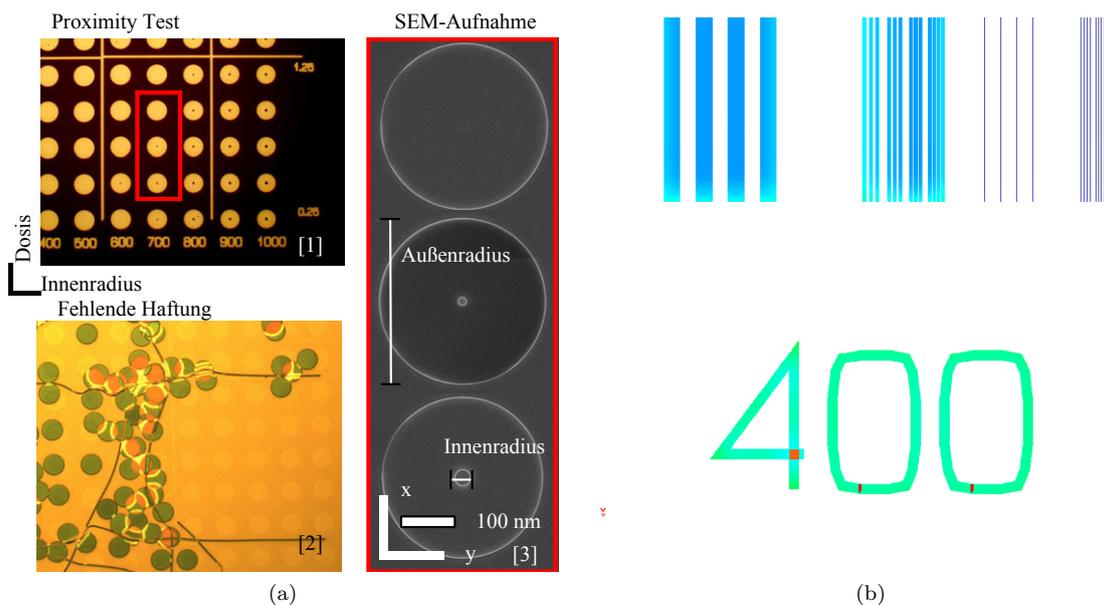


Abbildung 3.6.6: (a) Bilder zu Proximitytest nach Stevens. (b) Korrigierte ortsabhängige Dosis aufgrund des Proximityeffekts, variierende Farben deuten ortsabhängige Dosiskorrekturen an

Linien und Singel-Pixel-Linien

Im FBMS-Modus existiert keine Proximity-Korrektur und die Ergebnisse zum Proximity-Effekt erwiesen sich hier als nicht vollständig konsistent. Deshalb wurde parallel Tests durchgeführt, die Strukturen und Single Pixel Linien (SPL) enthalten. Als Singel Pixel Linien werden Strukturen bezeichnet, bei der eine einzelne Pixellinie geschrieben wird. Das heißt, dass sie diejenigen Strukturen darstellen, die die kleinst mögliche Breite besitzen. Hierzu wurde über einen weiten Bereich zum einen die Dosis [100 - 2000 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$] variiert und zum anderen der Abstand der Strukturen/SPL [1 μm -25nm]. Zu niedrige Dosen führten zu verwaschenen/undefinierten Strukturen mit erhöhter

Seitenrauigkeit. SPLs benötigten auch generell höhere Dosen, da sie ansonsten aufgrund des hohen Aspektverhältnisses (ca 120/30) im nachfolgendem Entwickeln kollabieren. Überbelichtung führte ebenso zu einer Erhöhung der Seitenrauigkeit und einer deutlichen Verbreiterung der geschriebenen Linien und SPLs, sodass diese sogar zusammenwuchsen. Dazwischen existiert eine optimale Belichtungs-dosis für die geschriebenen Linien und SPLs. Die Dosis ist unterschiedlich für Strukturen und SPLs. Im Laufe der Versuche hat sich die Sensitivität zu niedrigeren Dosen verschoben. Durch iterative Annäherung konnten so SPLs fabriziert werden, die Breiten von 30-40 nm bei ca 120 nm Höhe haben. Für dünnere Resistschichten ist eine weitere Verringerung der möglichen Struktur-breiten zu erwarten [GH09b]. Für die Strukturen wurden 100 μm lange und 200 nm breite Rechtecke geschrieben, damit wurde sichergestellt das ähnliche Dimensionen und Effekte herrschen wie in den zuschreibenden Wellenleitern. Der Abstand der Strukturen für eine 4er Gruppe wurde verändert (1 μm , 500nm, 200nm, 150nm,100nm, 75nm, 50nm, 25nm). Schlussendlich konnten Strukturabstände von 30nm und guter Seitenrauigkeit erzeugt werden. Mehr als ausreichend für NV Zentren mit durchschnittlich 40 nm Größe.

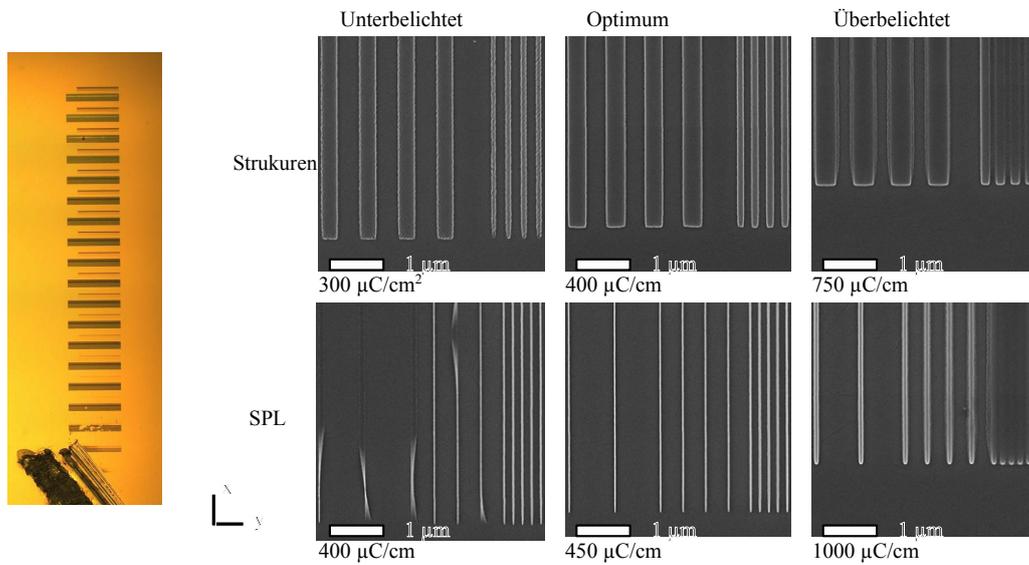
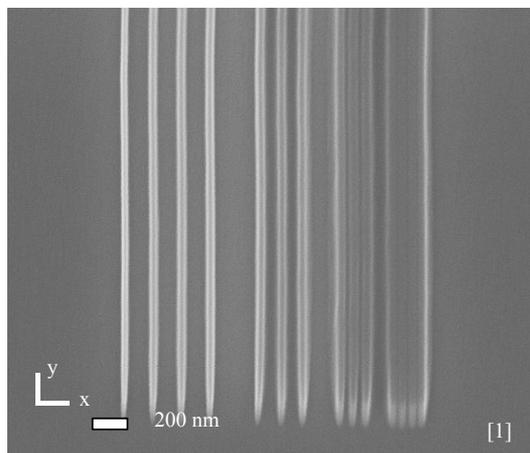


Abbildung 3.6.7: Verschiedene SEM-Aufnahmen für Strukturen und SPLs. Erkennbar sind unter-, über- und optimal-belichtete Strukturen.

Probe S165 - nach Lithografieschritt

Alleinstehende Strukturen - SPL



Dichtestrukturen

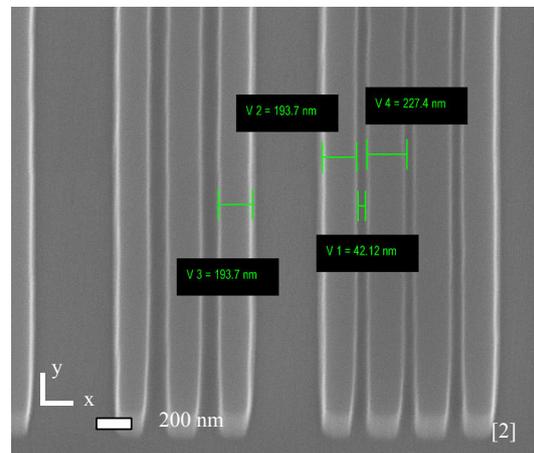


Abbildung 3.6.8: Dargestellt sind SEM-Aufnahmen der für Elektronenstrahlithografie erreichten 40 Nanometer Linienbreiten und Strukturabstände.

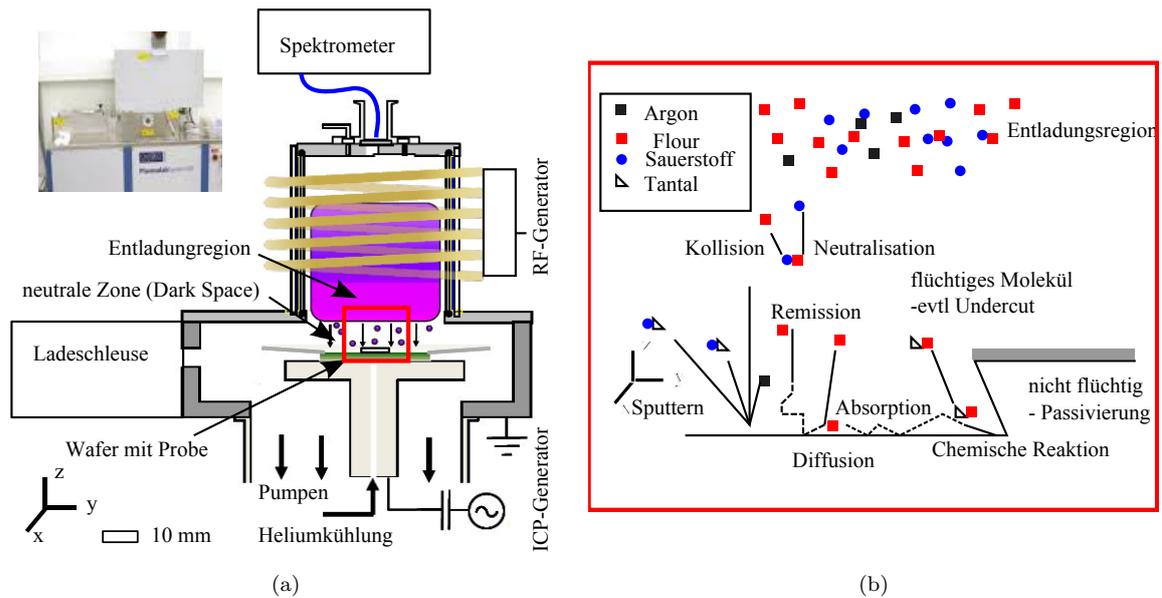


Abbildung 3.7.1: (a) Aufbau einer ICP-RIE Anlage, Abb. ähnlich zu [Hen10]. (b) Gaskinetische und chemische Prozesse.

3.7 Reaktives Ionenätzen

Die Strukturen aus dem Lithografieprozess werden nun in die Funktionsschicht, der Ta_2O_5 -Schicht, übertragen. In der Regel wird dabei ein Nass- oder Trockenätzprozess verwendet.

Ein nasschemischer Ätzschritt zeichnet sich durch eine hohe erreichbare Selektivität und Einfachheit aus. Nachteilig ist aber das isotrope Ätzverhalten in amorphen Schichten wie Ta_2O_5 , sodass Nanostrukturen und hohe Aspektverhältnisse nur sehr schwer erreicht werden können.

Dem gegenüber steht das Trockenätzen. In einer Vakuumkammer wird unter kontrollierten Bedingungen ein Gasgemisch ionisiert und auf die zu ätzende Probe beschleunigt. Dabei existieren verschiedene Verfahren, einen Trockenätzschritt zu realisieren, in dieser Arbeit wird aber nur auf das ICP-RIE-Verfahren (Inductive Coupled Plasma - Reactive Ion Etching) eingegangen. Eine Vielzahl verschiedener „entkoppelter“ Parameter (Druck, Gasgemisch, Proben temperatur, Ionen dichte, Beschleunigungsspannung, Probengröße, Probenabstand zum Plasma, ...) beeinflusst die mit einander verknüpften Zielgrößen (Ätzrate, Aspektverhältnis, Selektivität, Strukturauflösung und Rauigkeit).

Das Verhalten des RIE-Ätzprozesses ist tendenziell bekannt, aber nicht exakt berechenbar und Untersuchungen zu Ta_2O_5 Ätzprozessen gibt es nur sehr wenige. Deshalb bedurfte es umfangreicher Studien, um die optimalen Parameter zu bestimmen. Damit man die Ergebnisse aus den Ätzversuchen besser interpretieren kann, werden im Folgenden die verwendete Anlage und die Abhängigkeit der Parameter zu den Zielgrößen genauer beschrieben.

3.7.1 Oxford PlasmaLab 100 ICP 65

Genutzt wurde eine Oxford PlasmaLab 100 ICP 65 Ätzanlage. In Tabelle 3.7.1 sind die Leistungsparameter der Anlage aufgeführt. Zusätzlich sind in der Tabelle 3.7.2 die zur Verfügung stehenden Prozessgase und deren maximaler Volumenstrom zusammengefasst. Der Gasstrom Q_{max} wird hierbei in Einheiten von sccm (Standardkubikzentimeter pro Minute) angegeben.

P_{FW-max}	$P_{ICP-max}$	p	f_{Gen}	h_{Tisch}	T_{min}	T_{max}
300 W	300 W	1 - 100 mtorr	13,56 MHz	50 mm	-150 °C	400 °C

Tabelle 3.7.1: Kennparameter der ICP-RIE Anlage Oxford PlasmaLab 100 ICP 65

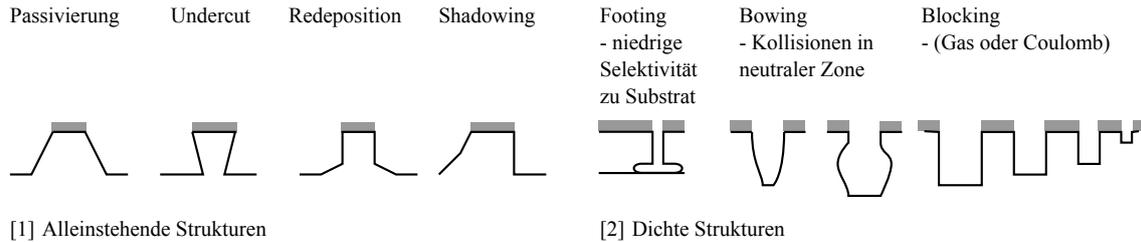


Abbildung 3.7.2: Material- und prozessabhängige mögliche Einflüsse des RIE-Prozesses auf alleinstehende [1] und dichte [2] Strukturen.

In der Reaktionskammer (Abbildung 3.7.1a) können mehrere verschiedene Prozessschritte hintereinander von einem Programm automatisch durchgeführt werden. Dazu wird die Probe über eine Ladeschleuse geladen, die Tischhöhe und die Probertemperatur eingestellt. Für jeden einzelnen Schritt wird die Gaszusammensetzung über Ventile geregelt. Der Druck wird über ein Ventil zur Vakuumpumpe gesteuert.

	SF ₆	Ar	O ₂	CF ₄	N ₂	SiCl ₄
Q _{max} [sccm]	20	20	100	50	10	20

Tabelle 3.7.2: Maximal erzielbarer Volumenstrom der verschiedenen verfügbaren Gase.

Durch induktive Kopplung wird in der Kammer ein elektrisches Feld erzeugt, ist es groß genug so kommt es zum Durchbruch im Prozessgas. Die Elektronen tunneln aus dem Atompotential und gewinnen im angelegten elektrischen Potential kinetische Energie, um einen lawinenartigen Stoßprozess in Gang zu setzen auch bekannt als Townsend Entladung. Das Plasma ist dabei räumlich von der Probe getrennt.

Um die Ionen auf die Probe zu lenken, wird zusätzlich ein elektrisches Wechselfeld zwischen der Probe und den Kammerwänden angelegt. Die Elektronen folgen dem elektrischen Feld aufgrund der geringen Masse, während die Ionen statisch am Ort der Entladung bleiben. An der Kammerwand werden die Elektronen „absorbiert“, das Plasma ist positiv, während die Platten negativ geladen sind. Es bildet sich eine konstante Spannung (Bias Spannung) zwischen dem Plasma und den Platten, dadurch werden die Ionen in Richtung der Probe beschleunigt.

Der Abtrag an der zu ätzenden Schicht wird dabei von zwei Komponenten bestimmt. Die physikalische Komponente hängt von der kinetischen Energie der beschleunigten Ionen ab. Aus der Probe werden einzelne Atome und Moleküle, abhängig von der Bindungsenergie, durch physikalischen Impulsübertrag herausgeschlagen. Dieser Anteil hat eine geringe Selektivität und hohe Anisotropie. Der chemische Anteil entsteht durch die Radikale, die durch die Oberflächenenergie der Probe gebunden sind und sich nach Diffusion mit den Reaktionspartnern umsetzen. Daher ist dieser chemische Ätzvorgang sehr materialesektiv, gleichzeitig aber wird das Material isotrop geätzt. Der Vorteil einer ICP-RIE Anlage liegt nun in der Unabhängigkeit der verschiedenen Parameter, wodurch der physikalische Abtrag mit dem chemischen Ätzen optimal verbunden werden kann. Die Ionendichte kann durch die ICP Leistung P_{ICP} unabhängig von der Beschleunigungsleistung P_{FW} eingestellt werden.

Messgrößen :

Die Qualität und das Verhalten der gewählten Prozessbedingungen lässt sich durch verschiedene unten genannte Messgrößen evaluieren.

Ätzrate Um bestmögliche Prozesskontrolle zu gewährleisten, sollte die Ätzrate niedrig sein. Das verlängert den Prozess nur unwesentlich, aber die Ätztiefe kann besser eingestellt werden.

Selektivität Da die Maskierung durch die Ätzung ebenfalls erodiert, ist abhängig von der Selektivität nur eine gewisse Ätztiefe erreichbar. Da das belichtete HSQ ähnlich wie Ta₂O₅ eine dielektrische Oxidschicht ist, werden Selektivitäten um den Wert 1 erwartet.

Anisotropie Im Design sind rechteckige Wellenleiter vorgesehen. Chemische Wechselwirkungen der Gase, die zum einen chemischen Abtrag bewirken und zum anderen eine Passivierung der Oberfläche erzeugen können, beeinflussen den Ätzwinkel bzw. das Aspektverhältnis maßgeblich.

Strukturabstände Das Ziel für diese Anwendung sind Strukturen mit 40 nm Abstand, da die verwendeten Nanodiamanten diese Größe haben. Daher ist eine hohe Anisotropie gewünscht.

Rauigkeit Wie im Abschnitt zur Wellenleiterraugigkeit 2.5 beschrieben hat die Rauigkeit der Strukturen großen Einfluss auf die Streuverluste des Wellenleiters, daher gilt es diese zu minimieren. Dafür wird aber ein geringer isotroper Ätzanteil benötigt. Kleinste Verunreinigungen auf der Ta₂O₅-Schicht würden andernfalls als Maske wirken und eine hohe Rauigkeit erzeugen. Dieser Effekt ist als Mikromaskierung bekannt. Ein isotroper Prozess „bügelt“ diese Unregelmäßigkeiten aus, steht aber im Widerspruch zur gewünschten Anisotropie.

Einstellgrößen und Einflussfaktoren :

Den Mess- und Zielgrößen gegenüber stehen die Parameter die an der ICP-RIE-Anlage eingestellt werden können. Die Verknüpfung ist nicht linear, Tendenzen sind aber bekannt und werden unten erläutert.

ICP-Leistung Die ICP-Leistung bestimmt den Strom, der zur Ionisation der Prozessgase im Gasgemisch induziert wird, und damit die Plasmadichte. Laut Oxford Instruments ist die Plasmadichte bei circa 10¹¹ 1/cm³. Damit ist bei einem Druck von 5 mTorr circa jedes 1000-te Teilchen ionisiert. Aus der Dichte des Plasmas ergibt sich die Dichte des Ionenstroms auf der Probe und somit direkt proportional die chemische Ätzrate. Beachtet werden muss aber, dass bei zu geringer Leistung oder zu hohem Druck das Plasma nicht zündet. Nachdem dies mittels Spektroskopie des Plasmas ausgeschlossen worden ist, wurde die ICP-Leistung von 70 W beibehalten um eine bessere Vergleichbarkeit mit Ätzversuchen früherer Gruppenmitglieder zu erhalten. Des Weiteren ist die niedrige ICP-Leistung günstig, um niedrige Ätzraten und damit einen besser steuerbaren Ätzwinkel zu erhalten.

FW-Leistung Die Forward-Leistung (FW) bestimmt die kinetische Energie der Ionen und zu einem kleinen Teil die Dichte des Ionen- und Radikalstroms.

Bei niedrigen Leistungen wird das Ätzen durch Radikale dominiert, man spricht von chemischen Ätzen. Bei hohen Energien schlagen Ionen Kristalle aus dem Material heraus, dies wird als Sputtern oder physikalischem Ätzen bezeichnet. Ist die Ätzrate linear abhängig von der FW-Leistung so dominiert das physikalische Ätzen.

Gase Das Mischungsverhältnis der verschiedenen Gase bestimmt, welche Radikale gebildet werden und wie die Selektivität ausfällt. Mitunter fungieren Gase wie C₄F₈ oder Reaktionsprodukte wie SiFO_x als Passivierungsschichten, die sich an allen Oberflächen gleichmäßig niederschlagen. Dadurch wird der Ätzwinkel stark beeinflusst, da die Abtragsrate vertikal höher ist als horizontal. Findet keine Passivierung statt, kann der gegenteilige Effekt auftreten und die chemische Ätzung untergräbt die Maske.

Für eine hohe Selektivität (z.B. 50:1) von Oxiden/Metallen wird in der Regel SF₆ verwendet, ähnliche Eigenschaften hat CF₄. Da sich SF₆ für alle Oxide ähnlich verhält, resultieren daraus die niedrigen Selektivitäten von belichtetem HSQ und Ta₂O₅.

Um eine hohe Selektivität von Metallen/Oxiden zu erhalten, würde man normalerweise eine chlorbasierten Ätzung durchführen [NIS⁺13]. An der verwendeten ICP-RIE-Anlage ist jedoch nur die Verwendung von fluorbasierten Prozessgasen möglich. Ein Indikator für die Selektivität ist die Siedetemperatur der chemischen Reaktionsprodukte 3.7.3.

	SiF ₄	TaF ₅	CrF ₂	SiCl ₄	TaCl ₅	CrO ₂ Cl ₂
Siedepunkt [°C]	-86	229,5	1300	57,6	242	117

Tabelle 3.7.3: Siedetemperaturen von verschiedenen Chlor- und Fluor-Verbindungen. Auffällig ist die hohe Differenz für Chrom zwischen Chlor- und Fluor-Chemie. Tantal besitzt in beiden Fällen (TaF₅ und TaCl₅) eine leicht höhere Siedetemperatur als Silizium(SiF₄ und SiCl₄).

Argon wirkt als Sputtergas für die physikalische Ätzung und als Stoßpartner für die Radikalbildung, aus SF₆ wird SF_{6-x} und Fluor. Sauerstoff eliminiert Reaktionsprodukte, neutralisiert aber teilweise die gebildeten Radikale und hat eine passivierende Wirkung.

Da das Ätzverhalten abhängig vom Gasgemisch am wenigsten vorhersehbar ist, wurden drei verschiedene Gaszusammensetzungen getestet. Variiert wurde der Sauerstoff-Volumenstrom (0 sccm, 3 sccm und 6 sccm). SF₆(6 sccm) und Argon(2 sccm) wurden dabei konstant gehalten.

Druck Der Druck in der Kammer beeinflusst die Anisotropie und die Ätzrate, da dadurch die Dichte an Radikalen und Ionen direkt beeinflusst wird. Theoretisch werden die Ionen und Radikale auf direktem Wege auf die Probe beschleunigt. Real befindet sich zwischen dem Plasma und der Probe eine „dunkle“ Region, in der sich auch das Gasgemisch befindet. Ist der Druck p hoch oder die Temperatur T niedrig, so verändert man damit die Konzentration n des Gemisches ($p = knT$). Zusammen mit dem konstanten elastischen Stoßquerschnitt σ wird dadurch die freie Weglänge Λ verringert.

$$\Lambda = \frac{1}{n\sigma} \quad (3.7.1)$$

Für hohe Drücke werden Ionen und Radikale durch die geringere freie Weglänge stärker gestreut und dadurch wird das Ätzverhalten isotroper. Niedrige Drücke reduzieren die Dichte des Plasmas, sodass auch weniger Ionen das Substrat ätzen können, die Ätzrate sinkt dadurch. Um eine hohe Anisotropie zu erreichen, wurde deshalb standardmäßig ein niedriger Druck von 5 mTorr gewählt. Unter diesen Bedingungen kann die freie Weglänge bei Raumtemperatur mit 8 mm abgeschätzt werden. Die mittlere freie Weglänge liegt damit eine Größenordnung unter dem Abstand zwischen Plasma und Probe.

Temperatur Die Temperatur in der Prozesskammer hat ebenfalls Einfluss auf die Anisotropie und die Ätzrate. Bei niedrigen Temperaturen werden die Gase von der Oberfläche besser absorbiert und die atomaren Bindungskräfte weniger durch atomare Gitterschwingungen gestört. Hohe Temperaturen haben einen gegenteiligen Effekt. Abhängig von der Chemie der Gase können dadurch chemische Ätzprozesse oder Passivierungseffekte verstärkt werden. Die Temperatur wurde für alle Versuche konstant auf Raumtemperatur belassen, da der Temperatureffekt wahrscheinlich im Verhältnis zu den erwarteten Ergebnissen zu keinen signifikanten Verbesserungen geführt hätte.

Kammergeometrie Nicht geklärt ist der Einfluss der Kammergeometrie bzw. -abmessungen (insbesondere der Abstand zwischen Plasma und zu ätzender Probe). Es ist aber bekannt, dass Ätzrezepte nicht ohne weiteres auf andere Anlagen übertragbar sind. Einstellbar ist hier der Abstand des Tisches zum Plasma. Hier gilt größerer Abstand - höhere Wahrscheinlichkeit elastischer Stoßprozesse - man erhält ein isotroperes Verhalten. Um vergleichbare Ergebnisse zu erhalten, wurde die Tischhöhe von 50 mm nicht geändert.

Strukturabstände Das Ätzverhalten (Ätzwinkel und -tiefe) wird durch den Abstand der Strukturen zueinander beeinflusst. Kleine Strukturabstände führen dazu, dass die Reaktionsprodukte effektiv gehindert werden, aus dem Spalt zu diffundieren. Dadurch wird die Ätzrate gemindert. Ionen, die zur physikalischen Ätzung beitragen, verlieren ihre kinetische Energie an den Reaktionsprodukten bzw. können nicht in den Spalt eindringen. Dadurch, dass in dem Spalt die freie Weglänge stark herabgesetzt ist, werden auch mehr Ionen an die Seitenwände gelenkt. Der Ätzwinkel wird dadurch verändert.

Microloading Die Größe der zu ätzenden Probe ändert auch signifikant das Ätzverhalten. Große Substrate emittieren mehr Reaktionsprodukte, während bei den vorhandenen niedrigen Drücken die Konzentration an Ätzgas niedrig ist. Das Verhältnis aus Reaktionsprodukten zu Ätzgas ändert sich dadurch stark („Microloading“). Um reproduzierbare Resultate zu erhalten, sollte die Größe des Substrates immer gleich gehalten werden.

Maske Ein weiterer Einflussfaktor ist die Eigenschaften der Ätzmaske. Metallische Masken haben unter gewissen Bedingungen eine hohe Selektivität gegenüber Oxiden. Doch können sie durch das Plasma geladen werden, nachfolgende Ionen werden durch das sich aufbauende elektrische Feld abgelenkt und führen so zu Deformationen im vertikalen Ätzprofil.

Demgegenüber stehen Ätzmasken, beispielweise aus HSQ, die direkt durch den Lithografie-schritt entstehen. Sie können eine Abhängigkeit der Ätzbeständigkeit von der gewählten Dosis im Lithografieprozess zeigen. Unter anderem wird dies verwendet, um SIL-Linsen herzustellen. Für die Anwendung zur Herstellung von Wellenleitern ist der Effekt, wie sich zeigen wird, zu vernachlässigen.

3.7.2 Ergebnisse

Es existieren verschiedene Studien zu ICP-RIE Anlagen, aber der Parameterraum ist, wie oben beschrieben, sehr groß. Studien zu Ta₂O₅ [MCPC14] [JWE⁺00] und SiO₂[LLH⁺03] verwenden meist andere Ätzgase (C₄F₈) und viel höhere ICP Leistungen (500 - 1200 W) [LJS⁺00]. Untersuchungen zu HSQ [MZV⁺12] [LD05] nutzen andere Substrate (meist SiN oder Si). Daraus ergab sich die Notwendigkeit eigene Untersuchungen mit dem vorhandenen Ätzgas SF₆ anzustellen. Die Werte die konstant gelassen worden sind, sind in der Tabelle 3.7.4 aufgelistet.

ICP-Leistung	Druck	SF ₆	Argon	Höhe	Temp	Dauer
70 W	5 mtorr	6 sccm	2 sccm	50 mm	10 - 20 C	30 s

Tabelle 3.7.4: Standardeinstellungen, wegen Vergleichbarkeit ähnlich früheren Ätzversuchen.

Insgesamt wurden 12 Proben mit Chrom- und HSQ-Masken erstellt. Neben den Strukturen 3.7.3a für die AFM-Untersuchung 3.7.3b wurden auch wieder die Strukturen aus den Tests zur Elektronenstrahlolithografie verwendet. Dabei wurde geprüft in wie weit sich die Strukturabstände in das Ta₂O₅ übertragen lassen. Die Strukturen für die AFM-Untersuchung bestehen aus einer Chrommaske und 20 Masken aus HSQ die unterschiedlich stark belichtet wurden (100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ - 2000 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$). Dies wurde gemacht um die erwähnte Abhängigkeit von der Dosis zu untersuchen. Aus Messungen an der Probe S206 vor dem Ätzen wurden die Höhen der Chrom- und HSQ-Maske ermittelt. Aus den Messungen nach dem Ätzen kann so die Ätzrate für HSQ und Ta₂O₅ ermittelt werden.

Grafik 3.7.4a zeigt die gewählten Variationen der RF-Leistung in der RIE-Anlage für variierenden Prozessgaszusammensetzungen. Es wurde aus den oben erwähnten Gründen die RF-Leistung und das Gasgemisch variiert. Dabei wurde bewusst die Probenbezeichnung in der x-Achse für alle Graphen verwendet, da dies evtl. spätere weiterführende Untersuchungen erleichtert. Es wurden 3 Chargen gefertigt. In einer Charge wurde linear mit der Probennummer die RF-Leistung erhöht. Jede Charge wurde mit SF₆ (8 sccm), Argon (2 sccm) und Sauerstoff geätzt, der Sauerstoffanteil wurde dabei von Charge zu Charge variiert. Argon ionisiert SF₆ und dient zugleich als Sputtergas, das einzelne Ta₂O₅ Kristalle heraus schlägt. Es wird erwartet, dass die Fluor-Ionen als Reaktionspartner im chemischen Ätzen dienen und herausgeschlagene Tantal-Atome durch Reaktion in die Gasphase überführt. Der Einfluss von Sauerstoff scheint nicht trivial, da er einerseits als Passivierung dienen könnte (Reaktion mit Tantal), andererseits als Sputtergas, aber auch möglicherweise als „Reaktivitäts Minderer“ wirkt, indem er Fluor-Ionen neutralisiert. Es ist darauf zu achten, dass bedingt durch die Chronologie der Fertigung, die Charge mit einem Sauerstoffanteil von 6 sccm im Ätzgas vor der mit 3 sccm kommt.

Im Graph 3.7.4b erkennt man die erwartete lineare Abhängigkeit der Ätzrate von der RF-Leistung. Daraus kann man schließen, dass der physikalische Anteil dominiert. Die Ätzraten für 0 sccm und 6 sccm sind vergleichbar, der Sauerstoff hat scheinbar keinen Einfluss. Für eine Sauerstoffkonzentration von 3 sccm ist die Ätzrate moderat erhöht, aber die Steigung durch die ersten 2

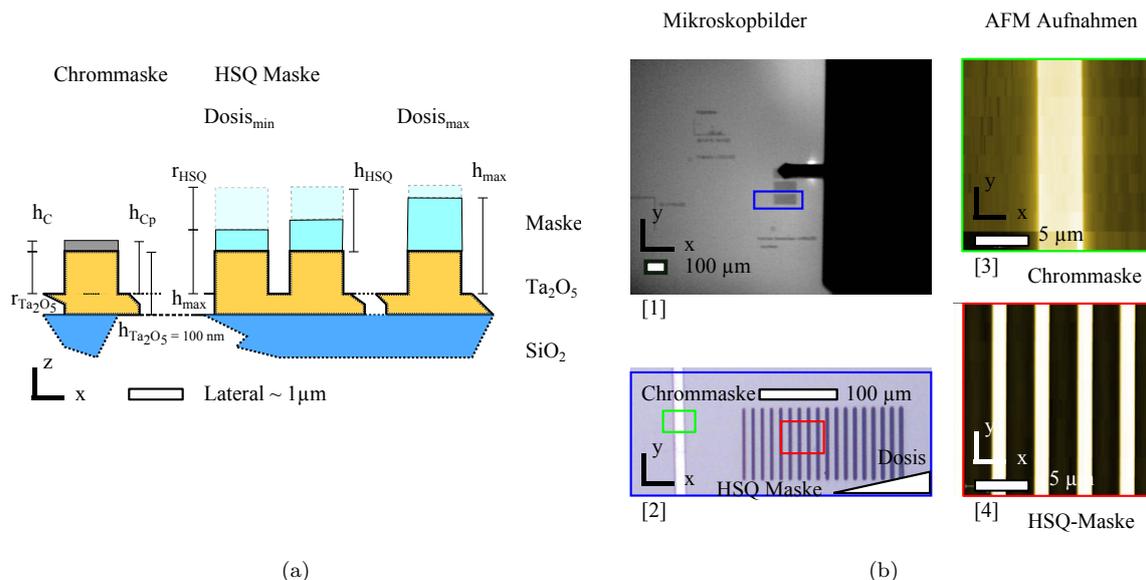


Abbildung 3.7.3: (a) Schematische Darstellung welche Höhen (h_{xx}) aus den Ätzversuchen mittels AFM gemessen wurden und welche Werte (r_{xx}) daraus abgeleitet wurden. (b) Veranschaulichung der Methode anhand von Mikroskop- und AFM-Bildern.

Punkte niedriger und ein nichtlinearer Verlauf mit der RF-Leistung erkennbar. Dies ist ein Hinweis auf einen chemischen Anteil - bedingt durch Sauerstoff. Außerdem existiert dadurch zwischen 0 und 6 sccm ein Maximum in der Ätzrate.

Neben der Seitenrauigkeit (siehe Abschnitt 2.5) ist die Oberflächenrauigkeit für Propagationsverluste nicht zu vernachlässigen. Diese Oberflächenrauigkeit ist außerdem ein Maß für die Anisotropie - Unregelmäßigkeiten werden „niedergebügelt“ und Effekte durch Micromaskierung werden unterdrückt. Gemessen wurde die Rauigkeit, indem durch einen Höhenschnitt die Bereiche in den AFM Bildern selektiert wurden, in denen das Ta_2O_5 geätzt worden ist. Weil bei jeder Probe an verschiedenen Stellen gemessen worden ist, gibt es pro Probe mehrere Werte 3.7.5a. Für 0 sccm und 6 sccm ist die Rauigkeit der geätzten Oberflächen im Mittel bei circa 1 nm, das heißt die Proben scheinen sehr glatt zu sein. Mit höheren Ätzraten, respektive Ätzstiefen, verschwinden diese Abweichungen. Die Proben mit 3 sccm zeigen ein viel distinguierteres Verhalten. Zum einen sind Proben mit bis zu 12 nm RMS Rauigkeit beobachtbar, zum anderen streuen die Werte auch stärker. Beides ist für sich ein Ausschlusskriterium für die Fabrikation.

Da erwartet wurde, dass Ta_2O_5 mit Fluor-Ätzgas ähnliche Ätzraten besitzt wie SiO_2 , das gleichbedeutend mit der HSQ-Ätzmaske ist, wurde ein besonderes Augenmerk auf den Vergleich gelegt (siehe Abbildung 3.7.5b). Als Gütemaß kann hier die Selektivität angesehen werden, sie ist das Verhältnis der Ätzraten. Die Selektivität liegt dabei bis auf ein paar Ausnahmen unter eins. Auch hier hat jede Probe mehrere Messpunkte. Für die Chargen mit 0 und 6 sccm beobachtet man einen tendenziellen Anstieg zu einer besseren Selektivität mit steigender Leistung - Bindungskräfte spielen bei hohen Leistungen eine untergeordnete Rolle, alle Materialien werden ähnlich durch Sputtern geätzt. Die Streuung der Selektivität beruht auf der beschriebenen und gemessenen Ätzbeständigkeit der HSQ-Maske (Abbildung 3.7.6a zeigt dies exemplarisch an der Probe S204). Auffällige Beobachtungen sind die relativ breite Streuung der Selektivität, sowie das Maximum bei S198 und das Minimum bei S203. Gesondert muss wieder die Charge mit 3 sccm Sauerstoff betrachtet werden. Hier finden sich Werte für die Selektivität über 1. Gleichzeitig ist aber auch die Streuung extrem, nimmt aber wieder mit der Ätzrate bzw. RF-Leistung ab.

Als Parameter für das Ätzen der Wellenleiter wurde der Parametersatz der Probe S199 gewählt. Auch wenn die Proben S198 und S209 bessere Werte in Rauigkeit, Selektivität oder Streuung aufweisen, so ist S199 die beste Kombination aus Beiden. Mit diesen Werten wurden die Proben S226 und S227 fabriziert. Beide enthalten Strukturen mit Chrommaske und HSQ-Maske. Probe S227

wurde durch Sputtern versiegelt. Probe S226 dagegen wurde für Untersuchungen mit Rasterkraftmikroskopie (AFM), Sekundärelektronenmikroskopie (SEM), ortsaufgelöster Röntgendetektoranalyse (EDX) und optischer Mikroskopie mit einer metallischen Schicht versehen.

Generell lässt sich festhalten, dass die mangelnde Selektivität durch dickere HSQ-Schichten ausgeglichen werden muss. Probleme ergeben sich hierbei aber zusätzlich aus den verschiedenen Optima der Belichtungs-dosis für die Lithografie und das ICP-RIE-Ätzen.

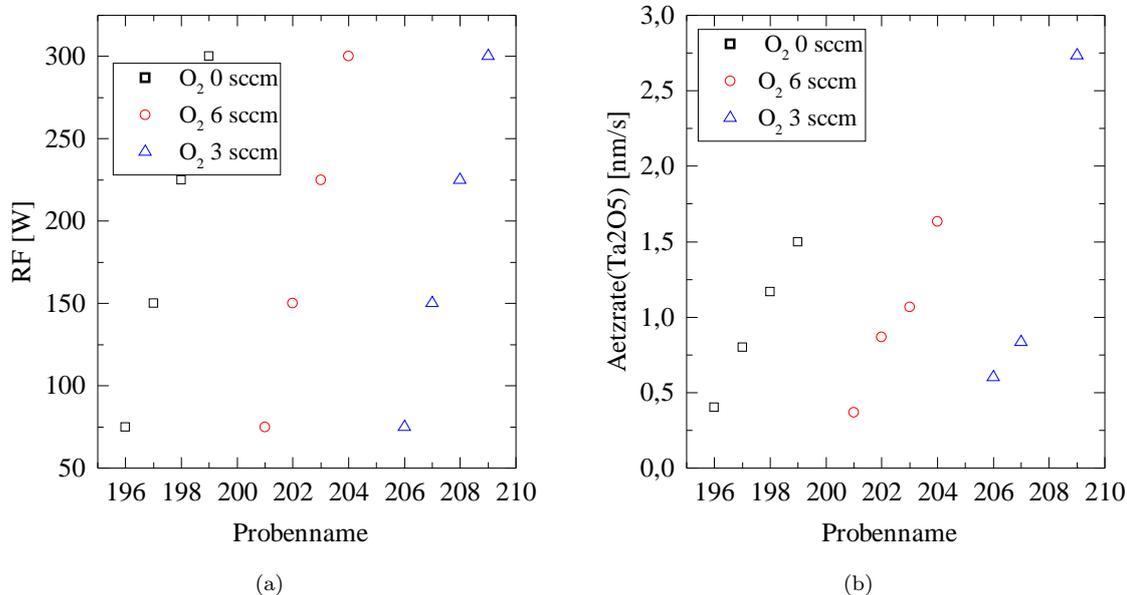


Abbildung 3.7.4: (a) Übersicht der variierten Probenparameter. (b) Ätzrate Ta₂O₅ aufgelistet nach Probenname.

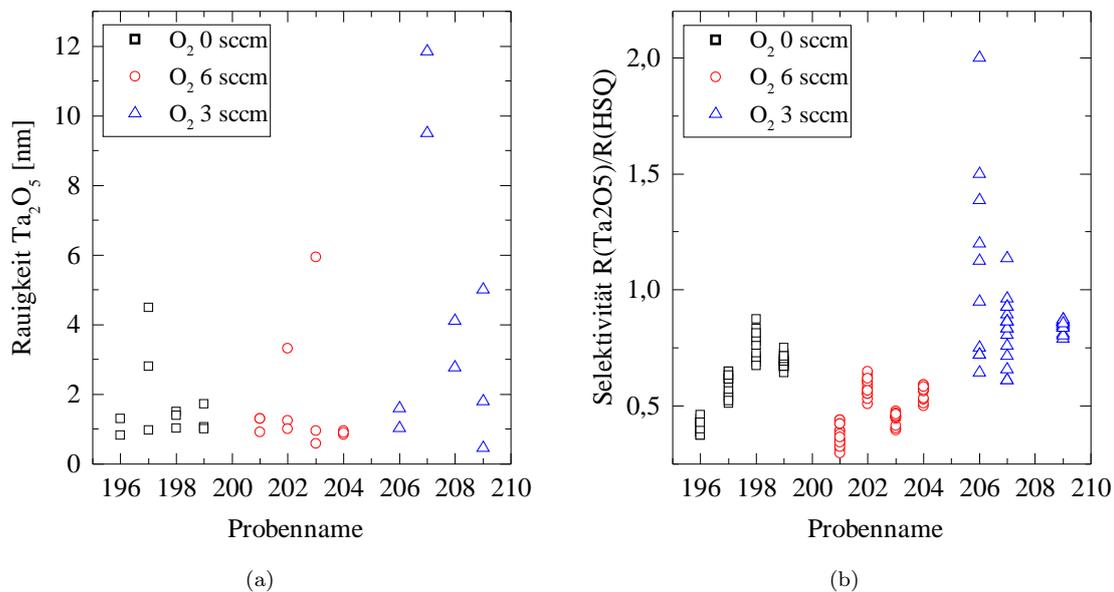


Abbildung 3.7.5: (a) Rauigkeit des geätzten Ta₂O₅. (b) Selektivität der von Ta₂O₅ zur Ätzmaske HSQ.

EDX - orts aufgelöste Röntgenspektroskopie

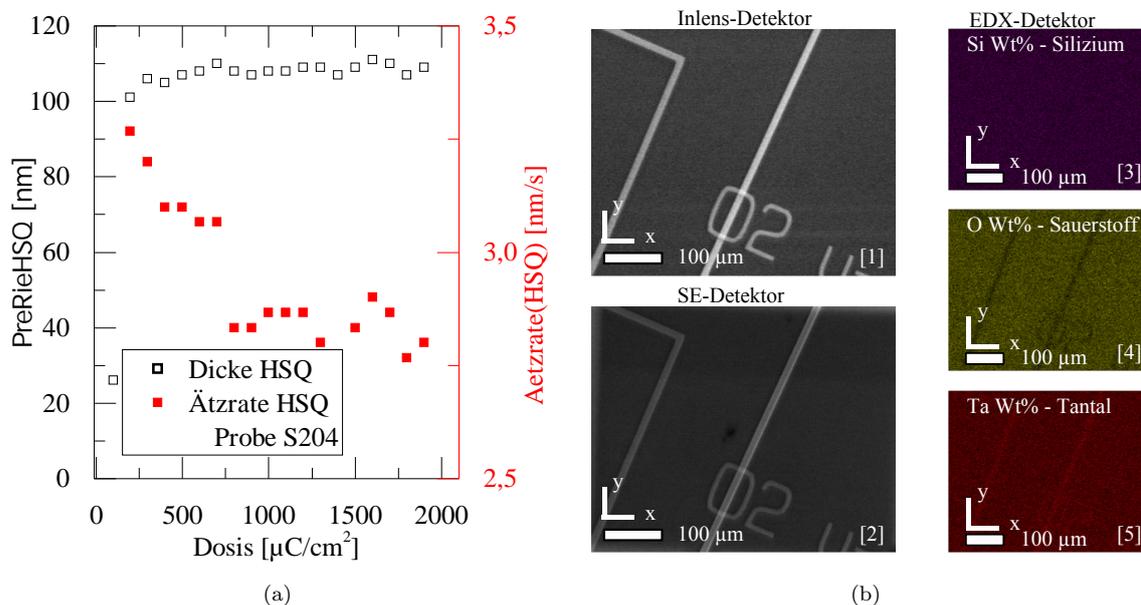


Abbildung 3.7.6: (a) Exemplarische Darstellung der dosisabhängigen Ätzrate von HSQ. (b) Aufnahmen (SE, BE, EDX) von Strukturen hergestellt mittels Chrom- (links) und HSQ-Maske (rechts)

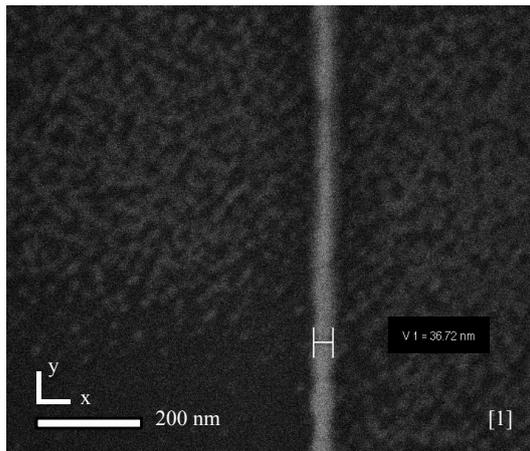
In Abbildung 3.7.6b sind mehrere Aufnahmen von der gleichen Stelle auf der Probe S226 zu sehen, gemacht wurden sie am LEO-REM (ein zusätzlich zur Verfügung stehendes Sekundärelektronenmikroskop) mit $30 \mu\text{m}$ Blende und 10 kV Beschleunigungsspannung. Jede Aufnahme zeigt links eine Struktur, hergestellt mit einer HSQ-Maske und rechts eine mit Chrom. Man erkennt den hohen Kontrast bei der Aufnahme mit dem Inlens-Detektor (dieser detektiert Elektronen, die nach oben gestreut werden), das Rückstreuverhalten ist sehr elementspezifisch. Im Unterschied dazu erkennt man bei der Aufnahme mit dem Sekundärelektronendetektor (SE-Detektor) die erhöhte Emissivität an Kanten, da an diesen Stellen die Austrittsarbeit geringer ist und die Oberfläche für austretende Sekundärelektronen größer. Dadurch können hier kleine Strukturen besser aufgelöst werden. Man erkennt, dass die erzeugten Strukturen sauber und klar definiert geätzt sind.

Auf der rechten Seite finden sich untereinander die ortsabhängige Elementkonzentration von Tantal, Sauerstoff und Silizium, aufgenommen mit EDX-Spektroskopie (energiedispersive Röntgenspektroskopie). Dieses Verfahren beruht auf der Detektion von Röntgenstrahlung. Diese wird durch den Elektronenstrahl hervorgerufen, der im Material Kernelektronen herausschlägt. Durch Rekombination dieser diskreten und für einzelne Elemente charakteristischen Übergänge werden element-spezifische Spektren emittiert. Des Weiteren wurden nur noch Gold und Paladium in geringen Konzentrationen von der EDX Software erkannt, Ursache dafür ist die notwendige leitende Schicht, die nach Fertigstellung aufgebracht worden ist. Weitere Elemente wurden nicht erkannt. Deshalb kann jegliche Verunreinigung in vorhergehenden Schritten ausgeschlossen werden, etwaige Verunreinigungen hätten sich zum Beispiel durch das Ätzen ergeben können (Dotierung der Struktur mit Schwefel, Fluor, Rückständen der Ta_2O_5 -Schichterzeugung, dem Chromätzen ect.).

Problematisch bei diesen Messungen ist, dass das Spektrum von Silizium dem von Tantal ähnelt. Doch kann man trotzdem eine stark erhöhte Tantalkonzentration an den Stellen der Struktur erkennen. Mittels Rasterkraftmikroskopie (AFM) konnte hier ein Höhenunterschied bei der Chrommaske von 105 nm festgestellt werden. Somit ist das restliche detektierte Tantal zum einen auf geringfügige Sputterreste und zum anderen auf den Überlapp der Spektren zurückzuführen. Strukturen im Sauerstoffbild sind höchst wahrscheinlich, ein Artefakt das sich aus der erhöhten Emissivität des Kanteneffektes ergibt.

Probe S206 - nach ICP-RIE

Alleinstehende Strukturen - SPL



Dichtestrukturen

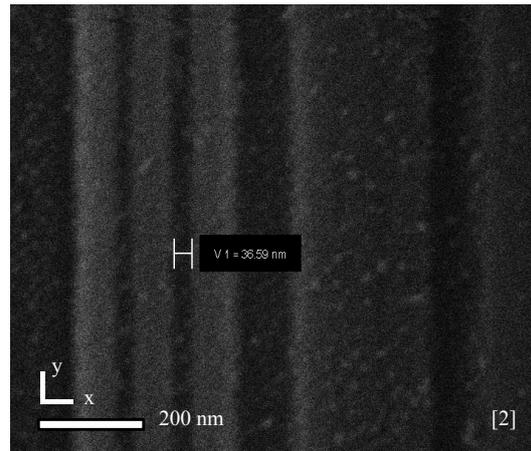


Abbildung 3.7.7: Dargestellt sind SEM-Aufnahmen der für den ICP-RIE-Prozess erreichten Sub-40 Nanometer Linienbreiten und Strukturabstände.

3.8 Weitere Schritte der Probenpräparation

3.8.1 Versiegeln mit SiO_2

Nach dem die Strukturen in der gewünschten Geometrie in das Ta_2O_5 übertragen worden sind müssen die Wellenleiter noch vor Kontamination geschützt werden. Da das Design einen hohen evaneszenten Anteil (siehe Abschnitt 2.3) vorsieht, reagiert der Wellenleiter entsprechend empfindlich auf Verunreinigungen auf der Oberfläche. Um den gleichen Brechungsindex wie das Substrat zu erhalten und die Probe optisch von allen Richtungen zugänglich zu machen, wurde als Schutzschicht amorphes Glas gewählt. Um den evaneszenten Anteil komplett in der Glasschicht zu führen und eine ausreichende mechanische Stabilität in den nachfolgenden Bearbeitungsschritten zu erzielen, wird als Dicke 2,5 bis 3 μm angestrebt. Für das Abscheiden einer mehreren Mikrometer dicken amorphen Glasschicht stehen zwei verschiedene Verfahren zur Verfügung, das chemische Abscheiden mittels PECVD (eng. Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) und die Sputterabscheidung von SiO_2 .

PECVD Dieser Prozess ermöglicht das schnelle Abscheiden von SiO_2 . Dazu gibt man das zu beschichtende Substrat in eine Kammer und unter Zugabe mehrerer Prozessgase (Silan (SiH_4), Argon, Sauerstoff) entsteht durch chemische Prozesse auf der Oberfläche eine Glasschicht. Aus früheren Versuchen [Sch14] ist bekannt, dass dabei aber Prozessgase und Fehlstellen in die Polykristallstruktur mit eingebaut werden. Diese Dotierungen sind die Quelle störender Hintergrundfluoreszenz, die durch intensive Belichtung nicht vollständig ausgebleicht werden können. Außerdem brechen Schichten ab circa 1 μm durch innere Spannungen auf.

Sputtern Durch die Vermeidung von Precursor-Gasen und Erzeugung einer völlig amorphen Schicht werden die Nachteile des PECVD-Verfahren vermieden. Dies wird erreicht, indem unter Vakuum einzelne SiO_2 -Kristalle durch hochenergetische Argon-Ionen aus einem Glassubstrat geschlagen werden. Diese Kristalle treffen dann auf das zu beschichtende Substrat und gehen mit der Oberfläche eine Bindung ein. Nachteil dieses Prozesses sind die kleinen Wachstumsraten, für eine 2,5 μm dicke SiO_2 -Schicht muss circa 10 Stunden gesputtert werden. Die erzeugte Glasschicht zeigt dafür geringe Autofluoreszenz.

Optionales Fenster Um einzelne Bereiche des Wellenleiters für eine evaneszente Kopplung 2.3 freizuhalten muss deshalb auf spezielle Maskierungsmethoden zurückgegriffen werden. Aktuell

wird dazu Crystal-Bond [Cry] verwendet. Dies ist ein löslicher Polymerkleber, der ab circa 80°C zähflüssig und formbar wird. Mit steigender Temperatur nimmt die Viskosität ab. Entfernt werden kann Crystal-Bond durch Aceton, in diesem löst es sich vollständig auf. Zur Herstellung einer Maske für das Sputtern von Glas wird Crystal-Bond auf 100°C erhitzt, hier lassen sich aus der zähen Masse Fäden ziehen. Nachdem der Faden abgekühlt ist, kann man diesen über die erhitzte Probe legen. Der Faden wird erneut flüssig und bedeckt die Probe an der gewünschten Stelle. Eine mögliche Erleichterung stellen Schattenmasken dar, die in einer definierten Art über die Probe gelegt werden können.

3.8.2 Sägen der Probe

Nachdem die Probe versiegelt wurde, sind die Prozessschritte im Reinraum abgeschlossen. Da die Wellenleiter mittig auf dem Glassubstrat aufgebracht sind, muss der Rand entfernt werden. Dies geschieht zunächst grob mit einer Diamantdrahtsäge der Firma Well, Modell 3242.

3.8.3 Polieren der Probenfacetten

Damit eine optische Faser an das getaperte Ende des Wellenleiters gekoppelt werden kann, müssen die Facetten des Wellenleiters glatt poliert sein.

Die gesägten Oberflächen haben aber eine zu große Oberflächenrauigkeit, deshalb werden die Sägeflächen noch poliert. Es wird dazu eine modifizierte Glasfaser-Poliermaschine von UltraTec Manufacturing verwendet. Man nutzt hierbei Polierscheiben mit unterschiedlicher Körnung. Zuerst poliert man grob mit $6\ \mu\text{m}$ und $3\ \mu\text{m}$ gekörntem Papier, um sich an die Wellenleiter anzunähern. Hier können noch kleine Winkelabweichungen mit Unterlegscheiben korrigiert werden. Für die Politur der Oberfläche werden dann Polierscheiben mit $1\ \mu\text{m}$ Körnung und „ultrafeiner“ Körnung verwendet. Abbildung 3.8.1 zeigt das Ergebnis von Politur mit verschiedenen gekörntem Papier. Deutlich zu sehen ist die sich stetig vermindernde Rauigkeit der Oberfläche. Weil die auftretenden Kratzer durch die vorhergehenden Schritte tief sein können, muss eine Mindestpolierdauer eingehalten werden. Polierraten und Mindestdauer für die einzelnen Polierpapiere sind in Tabelle 3.8.1 zusammengefasst.

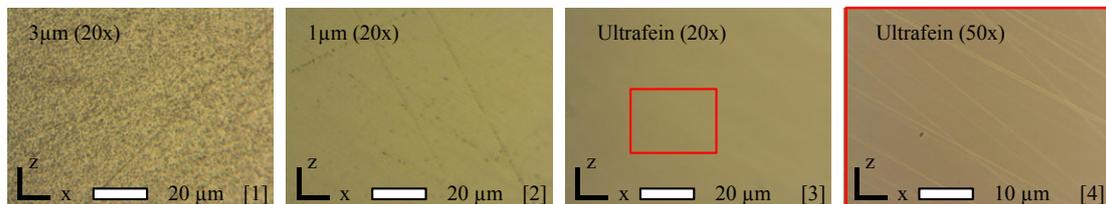


Abbildung 3.8.1: Einfluss verschiedener Polierpapiere auf die Rauigkeit des Glassubstrats

Polierpapier	$6\ \mu\text{m}$	$3\ \mu\text{m}$	$1\ \mu\text{m}$	ultrafein
Polierrate [$\mu\text{m}/\text{min}$]	$12,8 \pm 3$	$4,9 \pm 2$	$< 0,1$	-
mind. Polierdauer [min]	-	-	12	8

Tabelle 3.8.1: Relevante Parameter für das Polieren.

3.9 Empfehlungen zur Fabrikation

Ausgehend von den oben beschriebenen Zusammenhängen wird empfohlen ähnlich wie in [MCPC14] eine Maske aus Chrom zu verwenden, die durch HSQ in einem Chlor-Ätzschritt definiert wurde. Dadurch würde man sich die Selektivität des Chroms in einem Fluor-Gas-Prozess nutzbar machen und gleichzeitig die Vorteile der Kantenrauigkeit von HSQ nutzen. Außerdem wäre so die Maske sehr einfach durch nasschemisches Ätzen im nach hinein zu entfernen.

Alternativ bestehen zwei Möglichkeiten. Man trägt mehrere Schichten HSQ auf, um entsprechend der Selektivität die Ätztiefe in Ta_2O_5 zu erreichen und belichtet das HSQ nach dem Entwickeln noch einmal - eine Proximitykorrektur ist im FBMS Modus leider nicht vorhanden. Dadurch wird die Ätzbeständigkeit noch einmal erhöht und die in geringerem Maße belichteten Kanten gefestigt. Oder man kehrt zum Prozess mit PMMA zurück, wählt aber höhere Beschleunigungsspannungen (max 20 kV) und dünnere PMMA Schichtdicken von 40-60 nm (vgl. aktuell 190 nm).

Generell ist eine Erhöhung der Beschleunigungsspannung von aktuell 10kV auf 20kV zu empfehlen.

Kapitel 4

Transmission

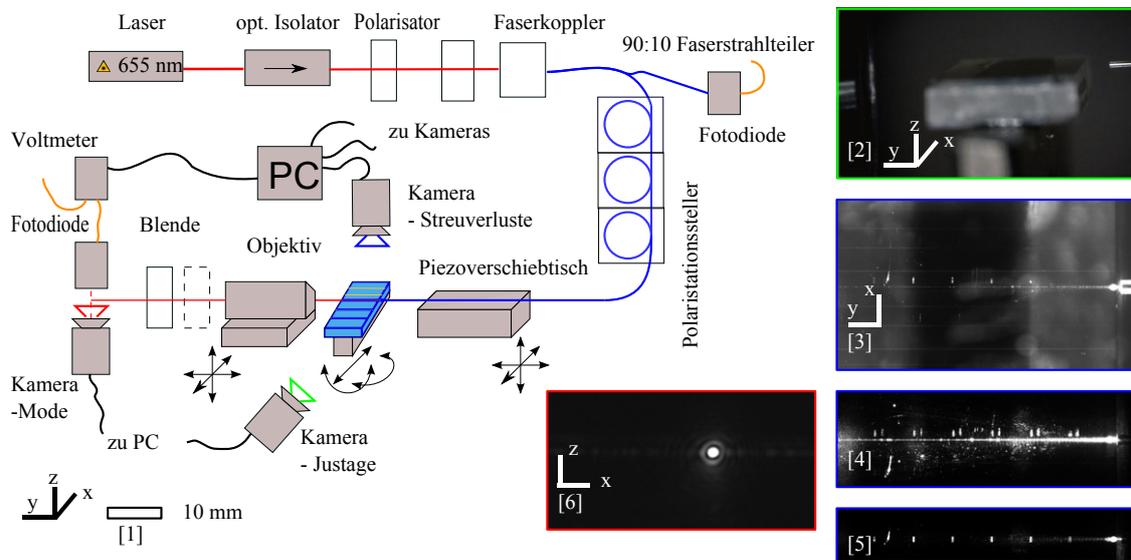


Abbildung 4.0.1: [1] Setup zur Transmissions-Charakterisierung. Farbige Trapeze vor den Kameras deuten das Sichtfeld an, Beispiele für Aufnahmen dieser Kameras sind mit der jeweiligen Kamera farbcodiert in [2] bis [6] gezeichnet. Pfeile illustrieren die Freiheitsgrade der Tische. Einzelne Wellenleiter werden mit Hilfe des Piezoverschiebetisches mit einer Glasfaser kontaktiert und das vom Wellenleiter transmittierte Licht wird durch ein Mikroskopobjektiv aufgesammelt. Das transmittierte Licht wird entweder von der Modenkamera aufgenommen oder mit einer Fotodiode detektiert. [2] Justage und Koppeln der Singlemode-Faser an einen Wellenleiter [3][4] Bilder vom Wellenleiterchip zeigen die Streuverluste des propagierenden Lichtes. [5] Aufgebrachte Marker ermöglichen eine Längenkalibration der aufnehmenden Kamera. [6] Bild der Chipfacette, deutlich sichtbar ist die gaußförmige Mode, die vom Wellenleiterende emittiert wird.

Neben den kleinen Strukturen und Strukturabständen ist das zweite Ziel der Fabrikation eine möglichst niedrige Dämpfung bei den fabrizierten Wellenleiterstrukturen zu erreichen. Dazu wurde die nötigen Fabrikationsprozesse einzeln analysiert und optimiert (siehe Kapitel 3). Doch ob diese Schritte die gewünschte Verbesserung erzielen, lässt sich erst am fertigen Wellenleiter bestimmen.

Die Charakterisierung erfolgte dabei nach zwei Methoden. Beide Methoden sind in einem Messaufbau integriert und liefern vergleichbare Ergebnisse, unterscheiden sich jedoch in der Messdauer und Genauigkeit. Dieses Kapitel behandelt beide Methoden, die sog. Cut-back-Methode und die Streulichtmethode, und vergleicht die Ergebnisse der beiden.

Der Messaufbau für die Charakterisierung der Wellenleitertransmission ist in Abbildung 4.0.1 gezeigt. Für die Messungen der Transmission wird eine Laserdiode mit einer Zentralwellenlänge bei 655 nm verwendet, da in diesem spektralen Bereich ein großer Teil der Emission von NV-Zentren

liegt (siehe Abschnitt 1.2.2). Der Strom für die Laserschwelle liegt bei circa 50 mA und kann maximal bis auf 130 mA gesteigert werden. Die Eigenschaften des emittierten Lichts variiert stark und sind abhängig von Temperatur, rückgestreutem Licht und Stromstärke. Daher ist direkt nach dem Laser ein optischer Isolator eingebaut der eine Rückstreuung verhindert. Die lineare Polarisation des Laserlichts wird danach über einen Polarisator und ein $\lambda/2$ -Plättchen eingestellt und in eine Single-Mode-Faser eingekoppelt. Über einen 90:10-Faserstrahlteiler, der 10 % der Laserleistung zu einer Referenzfotodiode führt, erhält man ein Referenzmaß für die eingekoppelte Leistung, sie ist in einem gewissen Bereich linear abhängig von der Stromstärke. Dies ist nötig, da die Leistung von der Laserdiode und der eingestellten Polarisation abhängt. Durch mechanische Spannungen und Temperaturgradienten beeinflusst auch die Faser die Polarisation. Kompensiert wird das über Polarisationssteller, mit Hilfe derer deterministisch Doppelbrechungen in der Faser erzeugt werden, sodass die Ausgangspolarisation mit Hilfe eines Testpolarisators genau eingestellt werden kann.

Der Übergang von der Faser in den Wellenleiter als auch vom Wellenleiter in das Objektiv ist kritisch für die Qualität des Messergebnisses. Um den Überlapp der Moden mit Submikrometer Genauigkeit zu erreichen, ist sowohl das Faserende als auch Probe und Objektiv auf Verschiebetischen befestigt. Die Faser kann dabei mit Hilfe von Piezoaktoren in allen drei Raumrichtungen (x,y,z) bewegt werden. Die Probe selbst kann in y-Richtung dazu bewegt werden, außerdem ist sie in beide lateralen Richtungen rotierbar gelagert. Dadurch kann ein bestimmter Wellenleiter ausgewählt werden, ohne die Relativ-Beziehungen zwischen Faser, Objektiv, Justagekamera und Streuverlustkamera ändern zu müssen. Zur Auswahl der Abbildung wird das Mikroskopobjektiv über einen dritten Verschiebetisch verfahren. Den Abbildungspunkt kann man durch den Abstand zur Probe variieren und fokussiert ihn entweder auf die Fotodiode oder die Modenkamera.

Zunächst stellt man die Polarisationskompensatoren so ein, dass die transmittierte Mode (noch ohne Probe) hinter dem (ansonsten herausgeklappten) zweiten um 90° gedrehten Testlinearpolarisator minimiert wird. Dazu verkippt man die Flügel des Polarisationskompensators, bis ein Minimum erreicht ist. Diesen Schritt wiederholt man für verschiedene Drehwinkel der um 90° gekreuzten Polarisatoren, solange bis man wieder bei der ursprünglichen Position angekommen ist und die transmittierte Leistung für alle gekreuzten Polarisatorenstellungen minimal ist. Für die Leistungskalibrierung wird dann die Spannung an den beiden Fotodioden gemessen und die Dunkelspannung ermittelt. Hier gilt es zu beachten, dass die verwendeten Fotodioden im vorgespannten Betrieb durch die verwendeten 9V-Batterien ein maximales Spannungssignal von 9V liefern können, aber nur in einem Bereich bis 5V linear mit dem Lichtstrom sind.

Zur Kopplung der Glasfaser an das getaperte Ende des Wellenleiters wird die Faser zuerst mit Hilfe der Kameras grob auf den zu untersuchenden Wellenleiter positioniert. Das genaue Positionieren erfolgt dann durch Maximierung des transmittierten Lichtes. Um sicherzustellen, dass nur die transmittierte Mode detektiert wird, wird unter Zuhilfenahme der Modenkamera Streulicht mit einer einstellbaren Irisblende geblockt.

4.1 Cut-back-Messungen

Messungen der Propagationsverluste und Koppelverluste mit Cut-Back-Methode sind verhältnismäßig ungenau, aufwendig und destruktiv, aber einfach zu realisieren und die direkteste Methode, um die Verluste zu messen. Abbildung 4.1.1a zeigt das Prinzip der Messmethodik. Der Chip mit den Wellenleitern wird dabei auf seine Transmission vermessen und dann um eine gewisse Länge verkürzt und wieder gemessen. Durch mehrmaliges Wiederholen dieses Prozederes erhält man die transmittierte Leistung über der Länge, daraus kann die Dämpfung durch Propagation und aus dem Ordinatenabschnitt die Koppelverluste bestimmt werden.

Probleme bestehen nun darin, dass man durch mehrmaliges Vermessen des gleichen Wellenleiters in der Theorie immer die gleiche Kopplungseffizienz erreichen müsste und die Qualität der Politur bei allen Messungen gleich hoch sein müsste, was experimentell sehr schwierig ist. Da der Taper beim Polieren auf einer Seite verloren geht, können die ermittelten Koppelverluste nur als obere Grenze angesehen werden. Eine weitere Fehlerquelle liegt in der Schwierigkeit die Verkürzung genau zu messen. Mechanisch ist es nicht möglich, die Wellenleiter auf weniger als 2 mm zu kürzen. Es kann also bei einer Gesamtlänge von 4 mm nur die Hälfte des Wellenleiters vermessen werden. Durch die starke Extrapolarisation entsteht eine weitere Fehlerquelle.

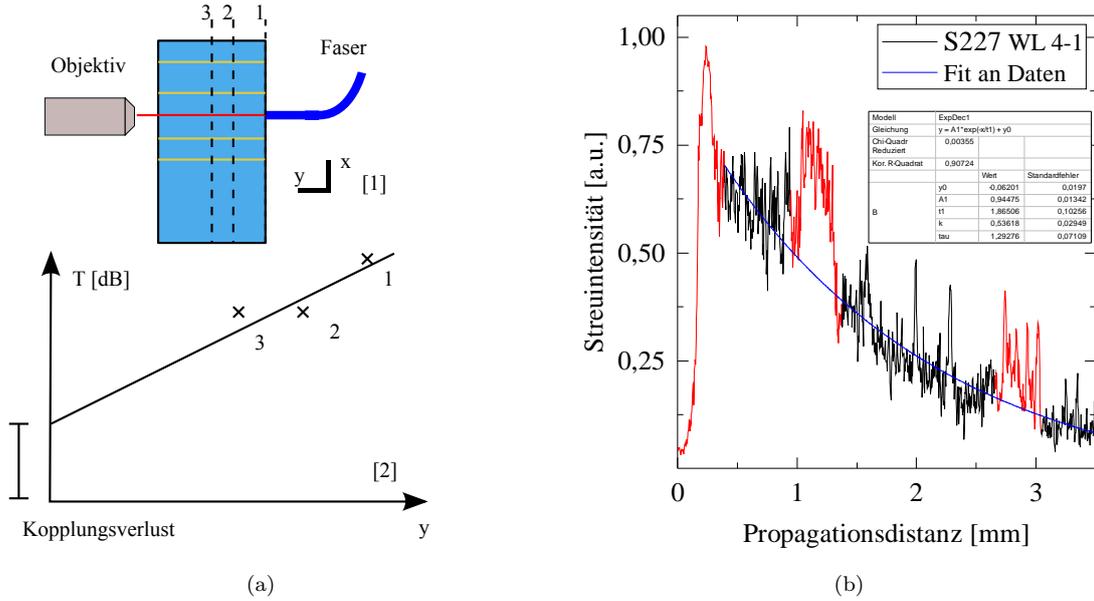


Abbildung 4.1.1: (a) Cut-back Methode: [1] Draufblick auf die Transmissionsmessung, Positionen 1,2 und 3 deuten Messungen bei verschiedenen Wellenleiterlängen an. [2] Ermittlung Kopplungs- und Propagationsverluste der Cut-back-Methode. (b) Exponentieller Fit an die gemessene Streuverlustkurve, rot markierte Bereiche wurden im Fit nicht berücksichtigt.

4.2 Streuverluste

Eine indirektere und nicht destruktive Methode ist die Messung der Streuverluste nach oben. Dabei wird angenommen, dass sich die Propagationsverluste aus radiativen und nicht-radiativen Verlusten zusammensetzen. Ein Teil der radiativen Streuverluste wird detektiert, die nicht-radiativen Verluste sind normalerweise Absorptionsverluste. Da sich die Geometrie im gesamten Wellenleiter nicht verändert, kann davon ausgegangen werden, dass sich die verschiedenen Verlustkanäle in ihrem Anteil zueinander nicht ändern. Zudem werden, da die eingekoppelte Leistung des Lasers gering ist, keine nichtlinearen Effekte erwartet und der Propagationsverlust sollte daher direkt proportional zur Leistung sein. Die Intensität des im Wellenleiter propagierenden Lichtes sollte durch Propagationsverluste exponentiell gedämpft sein. Daher sollte auch das nach oben gestreute Licht, welches proportional zu den propagierenden Moden ist, exponentiell über die Wellenleiterlänge abfallen.

$$T = P_{out}/P_{in} \quad T = T_{kop} * T_{Prop} \quad T_{Prop} = \exp[\alpha * L] \quad (4.2.1)$$

$$\alpha = \alpha_{non-rad} + \alpha_{non-det} + \alpha_{det} \quad (4.2.2)$$

$$\frac{dP}{dy} = \alpha * P \quad (4.2.3)$$

Bei maximaler Kopplung wird die transmittierte Leistung gemessen. Dazu wird bei möglichst dunkler Umgebung eine Kameraaufnahme des Wellenleiters von oben gemacht (eine Beispielaufnahme findet sich in Abbildung 4.0.1[4]). Dabei ist darauf zu achten, dass der Fotosensor in keinem Pixel in der Sättigung ist. Um eine Relation zwischen Pixel und Distanz in mm zu bekommen, wurden Marker in die Strukturen integriert (siehe Abbildung 4.0.1[5]). Aus dem aufgenommenen Streubild wird dann per Mathematica Skript (siehe Anhang 5.2) der Bereich des Wellenleiter ausgeschnitten, die Pixel in transversaler Ausbreitungsrichtung summiert und dann durch eine exponentielle Funktion mit Zerfallskonstante α_{fit} , einem Skalierungsfaktor a und Offset o_{offset} gefittet.

$$T(x) = a * \exp[\alpha_{fit} * y] + o_{offset} \quad (4.2.4)$$

Abbildung 4.1.1b zeigt exemplarisch einen solchen exponentiellen Fit von Messdaten. In den Messungen zeigten sich einige Schwierigkeiten mit dieser Messmethodik. Erstens kam es beim Einkoppeln und Auskoppeln zu erhöhten Verlusten, sodass diese Regionen nicht berücksichtigt wurden. Zudem war bei einzelnen Wellenleitern trotz Mittelung ein starkes Rauschen zu erkennen. Dies könnte zum einen an kleinen Verunreinigungen in der aufgesputterten Glasschicht liegen, die als Streuzentren wirken. Zum anderen können auch Imperfektionen des Wellenleiters selber streuen.

4.3 Ergebnisse

Die Messungen der Propagationsverluste und Injektionsverluste der H-Polarisation wurden für Wellenleiter gemacht die mittels PMMA-Rezept strukturiert wurden. Die Höhe der Rechteckwellenleiter war dabei 100 nm und die Breite 700 nm, mit den beschriebenen Tapern an den Enden. Damit hatte jeder der Wellenleiter zu Anfang eine Gesamtlänge von 4 mm. Zur optimalen Kopplung wurden die Proben nach dem beschriebenen Verfahren auf die Höhe der Taper poliert. Dann wurden die Streuverluste gemessen. Anschließend wurde zur Charakterisierung die Cut-Back-Methode angewandt.

Die aus der Cut-back-Methode extrapolierten Kopplungsverluste schwankten im Bereich von 5 dB bis 11 dB. Die Propagationsverluste ergaben Dämpfungen von 2 dB/mm bis 3,4 dB/mm. Frühere Messungen (siehe Heinrichs [Hei15]) mit Cut-back-Methode ergaben ähnliche Werte. Mit der Streulicht-Methode dagegen konnte aus dem Exponentiellen Abfall eine Dämpfung von 0,8 dB/mm bis 2 dB/mm bestimmt werden.

Tendenziell lieferte die Streuverlust-Methode immer bessere Werte für die Propagationsverluste eines Wellenleiters als die Cut-back-Methode. Unter Umständen kann dies in der relativ fehleranfälligen Cut-back-Methode liegen.

Kapitel 5

Pick-and-Place-Positionierung

Nach der Beschreibung aller notwendigen theoretischer und praktischer Vorarbeiten für die Fabrikation und Charakterisierung der Wellenleiter sei in diesem Kapitel beschrieben, wie mit Hilfe des Pick-and-Place-Setups ein Nanodiamant auf einen Wellenleiter platziert und an ihn gekoppelt werden soll. Diese Kopplung ist leider nicht mehr erfolgt, da durch veränderte Umgebungsparameter (veränderte Raumfeuchtigkeit und -temperatur) das zuvor standardisierte Verfahren [LPM⁺14] nicht mehr anwendbar war. Das man auf diese Weise eine Kopplung erreichen kann wurde schon öfters demonstriert [SKS⁺11] [LPM⁺14]. Zunächst wird der dafür nötige Aufbau beschrieben. Grundsätzlich ist es aber möglich, auf diese Weise die determinierte Platzierung eines Nanodiamanten zu erreichen. Hier werden zudem die Schwierigkeiten beim Positionieren erläutert.

5.1 Aufbau

Der prinzipielle Aufbau des konfokalen Setups ist in Abbildung 5.1.1 zu sehen. Über Single-Mode-Glasfasern werden zwei Laser zur Anregung von NV-Zentren in das Setup eingekoppelt. Zum einen steht ein kontinuierlicher Nd:YAG-Laser zur Verfügung. Zum anderen kann ein gepulst betriebener Diodenlaser bei 637nm zur resonanten Anregung des NV-Zentrums genutzt werden. Für die Spektroskopie von einzelnen Farbzentren ist es von Vorteil, die Leistung und die Polarisation des Anregestrahles festlegen zu können. Die Leistung des Nd:YAG-Lasers kann extern über einen zusätzlichen AOM-Aufbau gesteuert werden. Das ankommende grüne Licht wird dann polarisiert. Diese Polarisation lässt sich mit Hilfe eines LCR (liquid crystal retarder), der als einstellbare $\lambda/2$ -Platte dient, drehen. Mit einem dichroitischen Strahlteiler, der bestimmte Wellenlängen reflektiert und andere, meist höhere Wellenlängen transmittiert, wird der Laserstrahl in den Detektionspfad eingekoppelt. Die Leistung des gepulsten 637nm-Laser wird durch gekreuzte Polarisatoren eingestellt, durch Drehen eines dazwischen geschalteten LCR lassen sich so beliebige Auslöschungsverhältnisse einstellen. Ein nachfolgender zweiter LCR erlaubt die Drehung der Polarisation. Über einen zweiten dichroitischen Strahlteiler, der bis ca. 650nm reflektierend wirkt, wird der Laser in den Detektionspfad eingekoppelt. Über einen durch magnetische Felder verkippbaren Spiegel, den sog. voice-coil-mirror, und einem nachfolgenden 4f-Aufbau wird das Licht auf die Probe fokussiertes. Die Verkippungen des Spiegel in einem Brennpunkt führen zu einer Verkippung des Strahles am Mikroskopobjektiv. Somit kann die Probenoberfläche durch einfaches Verkippen des „voice-coil-mirros“ abgerastert werden. Der Fokuspunkt des Mikroskopobjektivs wird grob über eine Mikrometerschraube und fein durch einen Piezopositionierer eingestellt.

Nach der Anregung der NV-Zentren mit dem Laser emittieren diese isotropes Licht. Ein Teil des ausgesandten Lichtes wird vom Mikroskopobjektiv aufgesammelt, an den dichroitischen Strahlteilern transmittiert und nach Passieren von Langpassfiltern und Notchfiltern in eine Single-Mode-Glasfaser gekoppelt. Zur Analyse des Lichtes steht entweder ein Spektrometer mit gekühlter CCD-Kamera oder Einzelphotonendetektoren, sogenannte APDs (engl. avalanche-photodiodes), zur Verfügung.

Abbildung 5.1.2 ([1] und [2]) zeigt beispielhaft die Ergebnisse eines konfokalen Scans über die Oberfläche der Probe. Deutlich sind einzelne hell leuchtende Punkte erkennbar. Vergleich man die beiden Bilder, so lässt sich feststellen, dass die auftretende intrinsische Hintergrundfluores-

zenz durch mehrmaliges Anregen mit intensivem Laserlicht ausgebleicht werden kann. [3] und [4] zeigen aufgenommene Polarisationsmessungen an einzelnen Nanodiamanten, indem die Anregepolarisation variiert und gegen die jeweilige Zählrate geplottet wird. In [4] ist ein abruptes Ende der Fluoreszenz erkennbar. Dieses sogenannte „blinking“ ist typisch für Defektzentren in Nanodiamanten [BGN⁺10].

Über der Probe lässt sich weiterhin ein Rasterkraftmikroskop (AFM) der Firma Nanosurf anbringen. Über eine Translationsplattform lässt sich die Position der AFM-Spitze mit der Position des Mikroskopobjektivfokus synchronisieren.

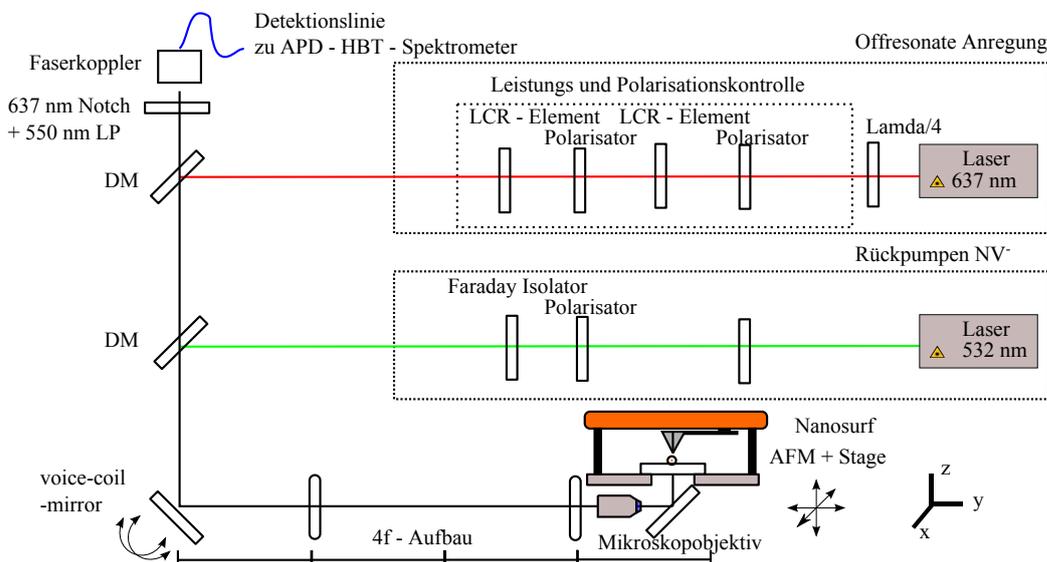


Abbildung 5.1.1: Dargestellt ist der prinzipielle Aufbau des konfokalen Setups zum Fluoreszenzscan und Pick-and-Place-Verfahren.

5.2 Experimentelle Abfolge

Für die Probenpräparation werden Glassubstrate zuerst gereinigt und dann mittels Spincoating mit Nanodiamanten versehen. Die Nanodiamanten befinden sich in einer Ethanol-Lösung, die beim Spincoaten verdunstet. Durch Wahl der Verdünnung kann die Konzentration der Nanodiamanten auf der Oberfläche eingestellt werden. Je nach Herstellung variiert zudem die Konzentration an funktionsfähigen Farbzentren. Meist muss hier ein Kompromiss gefunden werden zwischen ausreichender Farbzentrenkonzentration, die einen Bruchteil der Nanodiamanten ausmacht (siehe auch Abbildung 1.2.2b), und der Konzentration an Nanodiamanten selbst. Zu geringe Farbzentrenkonzentration verringert die Erfolgchance bei der Suche nach NV-Zentren, zu hohe Nanodiamantkonzentrationen hingegen führen zum Clustern von Nanodiamanten.

Nachdem die Probe mit den Nanodiamanten auf dem Setup positioniert worden ist, muss die obere Ebene mit den darauf befindlichen Nanodiamanten mittels z-Scan gesucht werden. Dabei wird die auftretende Faserfluoreszenz des Anregelasers bei Variation der Tischhöhe gemessen, dazu müssen die entsprechenden Filter entfernt werden. An Oberflächen wird der Laserfokus stark erhöht zurückgestreut und der Fokuspunkt kann so einfach eingestellt werden. Nun wird zuerst nach einzelnen NV-Zentren gesucht. Diese lassen sich sowohl durch ihr charakteristisches Dipolverhalten anhand von Polarisationscans finden (vergleiche Abbildung 5.1.2[3] und [4]) als auch durch die Messung der Photonenstatistik mittels einer HBT-Messung (vergleiche Abschnitt 1.1). Nun muss die AFM-Spitze mit dem konfokalen Setup positioniert werden. Befindet sich die AFM-Spitze über dem Fokus, so kommt es zur Fluoreszenz des Goldes auf der Spitzenoberfläche, welche detektiert werden kann.

Nun kann mit dem Aufpickvorgang begonnen werden. Um die Adhäsionskräfte zwischen Nanodiamanten und AFM-Spitze zu erhöhen, wird diese auf der Oberfläche abgeschabt und so verbreitert. Durch Kraftspektroskopie am Ort des NV-Zentrums wird versucht, diesen mittels Adhäsion

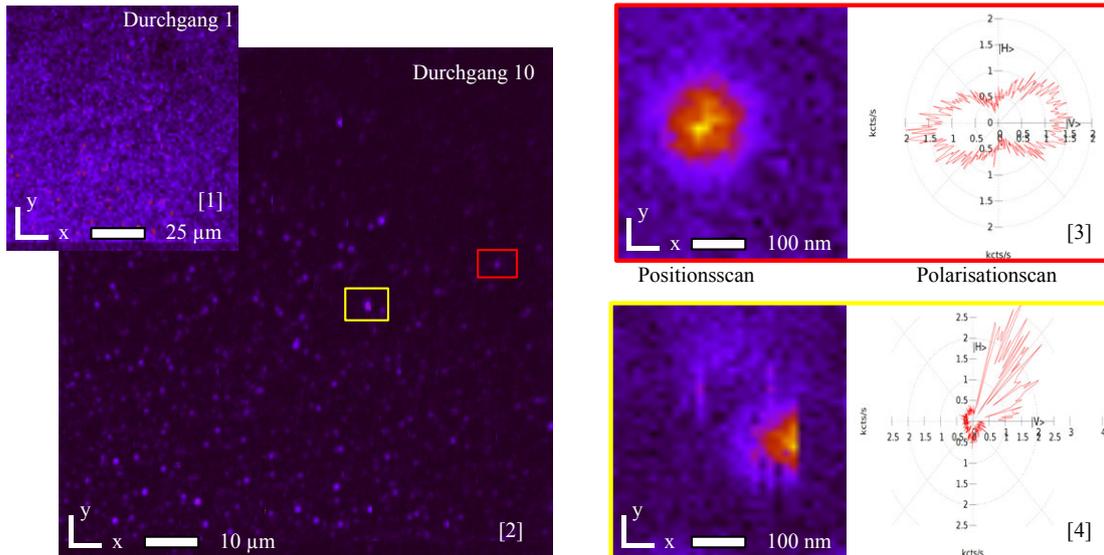


Abbildung 5.1.2: [1] und [2]: Konfokale Scans von NV-Diamanten auf einer Glasoberfläche. In [2] ist ein Ausbleichen der Hintergrundfluoreszenz im Vergleich zu [1] erkennbar. [3] und [4] zeigen Polarisationsmessungen einzelner Nanodiamanten, wobei [4] spontanes Beenden der Fluoreszenz zeigt (sog. "blinking").

zwischen Spitze und NV-Zentrum aufzunehmen. Um zu überprüfen, ob das Vorgehen erfolgreich war, wird an der Position des Emitters ein AFM-Scan mit der selben Spitze durchgeführt. Zudem überprüft man das erfolgreiche Aufpicken des Nanodiamanten mit einen Fluoreszenzscan. Ist kein Emitter mehr vorhanden, so wird der Versuch als erfolgreich angesehen. Danach wechselt man die Probe und wählt die Position, an der das NV-Zentrum abgelegt werden soll. Durch Tapping oder Abstreifen an einer Kante wird dann versucht, den Nanodiamanten auf die Oberfläche zu legen. Insgesamt ist dies ein langwieriger Prozess, da die einzelnen Schritte viel Zeit in Anspruch nehmen und nur eine geringe Erfolgschance gegeben ist. Grob benötigt man mehrere dutzend Versuche zur Aufnahme des Nanodiamanten und ca. nur jeder dritte erfolgreich aufgenommene Nanodiamant kann deterministisch abgesetzt werden.

Die Ursachen hierfür sind vielfältig. Die Adhäsion beruht hauptsächlich auf der Van-der-Waals Wechselwirkung und ist verhältnismäßig klein. Durch Abschaben der Spitze kann diese Kraft vergrößert werden, große Nanodiamanten können aber dennoch nur schwer aufgenommen werden. Da sich der Aufbau für das Pick-and-Place an der Atmosphäre befindet, kann nicht verhindert werden, dass sich ein Wasserfilm auf allen Oberflächen bildet. Unter Standardbedingungen hat dieser mindestens eine Dicke von einigen 10 Nanometern. Die Adhäsions- und Kohäsionskräfte des Wasserfilm bewirken eine stärkere Bindung an die Oberfläche, die würde eigentlich die Prozedur erschweren [EZ96]. Es gibt aber Hinweise, dass sich durch Erhöhung der Luftfeuchte die Aufpickwahrscheinlichkeit erhöht. Befindet sich der Nanodiamant dann an der Spitze des AFM, könnte der Wasserfilm für zusätzlichen Halt sorgen. Ein weiteres Problem kann durch das Verrutschen des Nanodiamanten von der Spitze weg an die Flanke entstehen. Dadurch kann dieser nicht mehr abgestreift werden, da eine Wechselwirkung mit der Oberfläche des Substrats nicht erfolgen kann.

Aufgrund dieser Schwierigkeiten ist es im Rahmen dieser Arbeit nicht gelungen, einen Nanodiamanten an einen Wellenleiter zu koppeln. Es ist aber davon auszugehen, dass dies nur eine Frage der Zeit ist. Alternative Methoden zur Platzierung bedienen sich sog. „optischer Pinzetten“, der Nanodiamant mit Farbzentrum wird dabei von einem intensiven Lichtfeld gefangen gehalten. Durch diese Methode konnten NV-Zentren charakterisiert [GMR⁺14] [MJG⁺13] und deterministisch in ihrer Position manipuliert werden [GJR⁺13] [KSZB14].

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der Arbeit wurden sowohl die wechselseitigen Beziehungen zwischen Einzelphotonenemittern und Wellenleiterstrukturen untersucht als auch die praktische Realisation. Ziel war eine Optimierung der Geometrie zur verbesserten Kopplung, Verlustkanäle aufdecken und wenn möglich minimieren. Zudem sollten die Voraussetzungen geschaffen werden um die theoretischen Geometrien in die Praxis umzusetzen.

Im ersten Kapitel werden die Eigenschaften von Einzelphotonenquelle, im besonderen Diamantfarbzentren, für das Verständnis der Notwendigkeiten und der Anforderungen an den Wellenleiter besprochen. Hier wird kurz auf zwei Farbzentren eingegangen, die von anderen bereits untersucht wurden. Zum einen das NV-Zentrum, das selbst bei Raumtemperatur einzelne Photonen emittiert, in hohen Konzentrationen hergestellt werden kann, hohe Spinkohärenzzeiten aufweist und selbst in kleinen Nanodiamanten (weniger als 50 nm) zu finden ist. Zum anderen das SiV, das eine ausgeprägte Zero-Phonon-Line besitzt und unempfindlicher gegenüber äußeren Feldern ist.

Das zweite Kapitel beschäftigt sich mit der Geometrie eines dielektrischen Wellenleiters, die es zu optimieren gilt. Das analytische eindimensionale Modell liefert ein Verständnis für die Bedingungen eines Modencutoffs und die Kopplung eines Emitters an einen Wellenleiter. Zur Optimierung der Geometrie auf eine breitbandige hohe Kopplung des NV-Zentrums wurden zweidimensionale Simulationen verwendet. Es ist eine evaneszente Kopplung von bis zu 70% für einen Slotwellenleiter zu erwarten. Verlustkanäle des propagierenden Lichtes bereiten aber Schwierigkeiten, da sie das Signal schwächen und verfälschen. Hauptverlustkanal ist hier die Wellenleiterraugigkeit, es zeigte sich das Standardmethoden zur nachträgliche Verbesserungen in diesem Fall nicht anwendbar sind.

Das dritte Kapitel beschreibt wie die Prozesse gewählt und optimiert wurden, um die Auflösung zu erhöhen und die Rauigkeit zu minimieren. Die Eigenschaften der Materialien für die Prozesse und den Wellenleiter werden beschrieben. Die Strukturierung erfolgt durch hochauflösende Elektronenstrahlithografie. Besonderheiten wie die Elektron-Materie-Wechselwirkung werden beschrieben, simuliert, sowie praktisch durch den Proximitytest untersucht. Dabei wurde sowohl ein hochauflösender positiv (PMMA), als auch negativ (HSQ) Resist verwendet. HSQ zeichnet sich durch seine kleine Strukturgröße aus, PMMA durch das gute Verständnis seines Verhaltens. Durch Variation der Dosis und der Abstände konnten verlässlich dichte Strukturabstände von 40 Nanometern in HSQ realisiert werden. Single-Pixel-Linien konnten mit Breiten von ca. 60 nm geschrieben werden. Übertragen wird die Struktur aus dem Lithografieschritt durch Reaktives-Ionen-Ätzen. Auch hier gibt es viele Parameter, diese werden beschrieben und die Tendenzen wiedergegeben. Durch Testreihen konnte so eine begründete Wahl von Parametern getroffen werden. Durch nachfolgende Untersuchungen wurden Strukturabstände und Singel-Pixel-Linien von unter 40 Nanometer beobachtet. Es sollte bessere Auflösung erzielt werden können, da die Testprozeduren etabliert wurden und der Einfluss von Parametervariationen (z.B. Schichtdicke des Resist) vorgestellt wurde.

Das vierte Kapitel beschreibt wie mittels Cut-Back-Methode und Streuungsverlust-Messungen die Wellenleiter charakterisiert wurden. Es konnten dabei Injektionsverluste von 12 dB gemessen werden. Cut-Back-Messungen ergaben Propagationsverluste von 2 dB/mm und Koppelverluste von ca. 4 dB. Streuverlust-Messungen dagegen ergaben plausible Propagationsverluste von 0,8 dB/mm.

Im fünfte Kapitel wird der Aufbau und das Verfahren beschrieben, mit dem die Nanodiamantfarbzentren charakterisiert und an den Wellenleiter evaneszent gekoppelt werden sollen. Aufgrund der erläuterten Phänomene, konnte kein erfolgreiches Pick-and-Place-Verfahren durchgeführt werden.

Ein weiterer Schritt wird die Kopplung eines NV-Zentrums an einen Nanodiamanten, durch das beschriebene und schon bei anderen Systemen erfolgreich erprobte Pick-and-Place-Verfahren, sein. Die Kopplungsstärke des Einzelphotonenemitters an einen Wellenleiter sollte dann bei Raumtemperatur gemessen werden, um die Vorteile des Slotdesign und der Diamantfarbzentren zu demonstrieren. Zudem kann man dann die Messungen in Beziehung zu den theoretischen Vorhersagen setzen. Ebenso denkbar sind andere Diamantfarbzentren, die mit den gleichen Verfahren manipuliert und erprobt werden können. Hier bietet sich das SiV-Zentrum an, Untersuchungen zu diesem System wurden parallel von anderen angestellt [Boh15]. Die Vorteile dieses Diamantfarbzentrums sind die schwächere Kopplung an Phononen und externe Felder. Aufgrund dieser Charakteristika sind die spektralen Eigenschaften stabiler (kein spektral-diffusion) als bei einem NV-Zentrum und die Emission in die Zero-Phonon-Line viel stärker ausgeprägt. Durch die bei kryogenen Temperaturen bandbreitenlimitierte Emission und hohe Kopplungseffizienz ist die Beobachtung einer Atom-Photon-Wechselwirkung zu erwarten. Ähnlich wie sie schon bei „gefangenen“ Atomen gemessen wurde [TTL⁺14]. Dies wäre dann eine mögliche Realisation eines Einzelphotonengatters, da ein propagierender Laserstrahl durch das Farbzentrum in der Phase um Π geschoben werden würde [HH11].

Das Verständnis über die Zusammenhänge zu der evaneszenten Kopplung von Einzelphotonenemittern an Wellenleiterstrukturen und die Verluste durch Rauigkeit sind die Grundlage für die optimierte Geometrie. Zusammen mit dem zur Verfügung stehenden Wissen über die Zusammenhänge in der Fabrikation der Wellenleiter, sollten jetzt nahe zu beliebige zweieinhalb-dimensionale Mehrschichtstrukturen mit Sub-40 Nanometer Auflösung möglich sein. Einer bei Raumtemperatur funktionalen festkörperbasierten Einzelphotonenquelle sollte man dadurch einen Schritt näher gekommen sein.

Anhang

Teststrukturen

Alle Test zu der Lithografie und des RIE-Ätzens wurden mit denselben Teststrukturen (siehe Abbildung 5.2.1) gemacht.

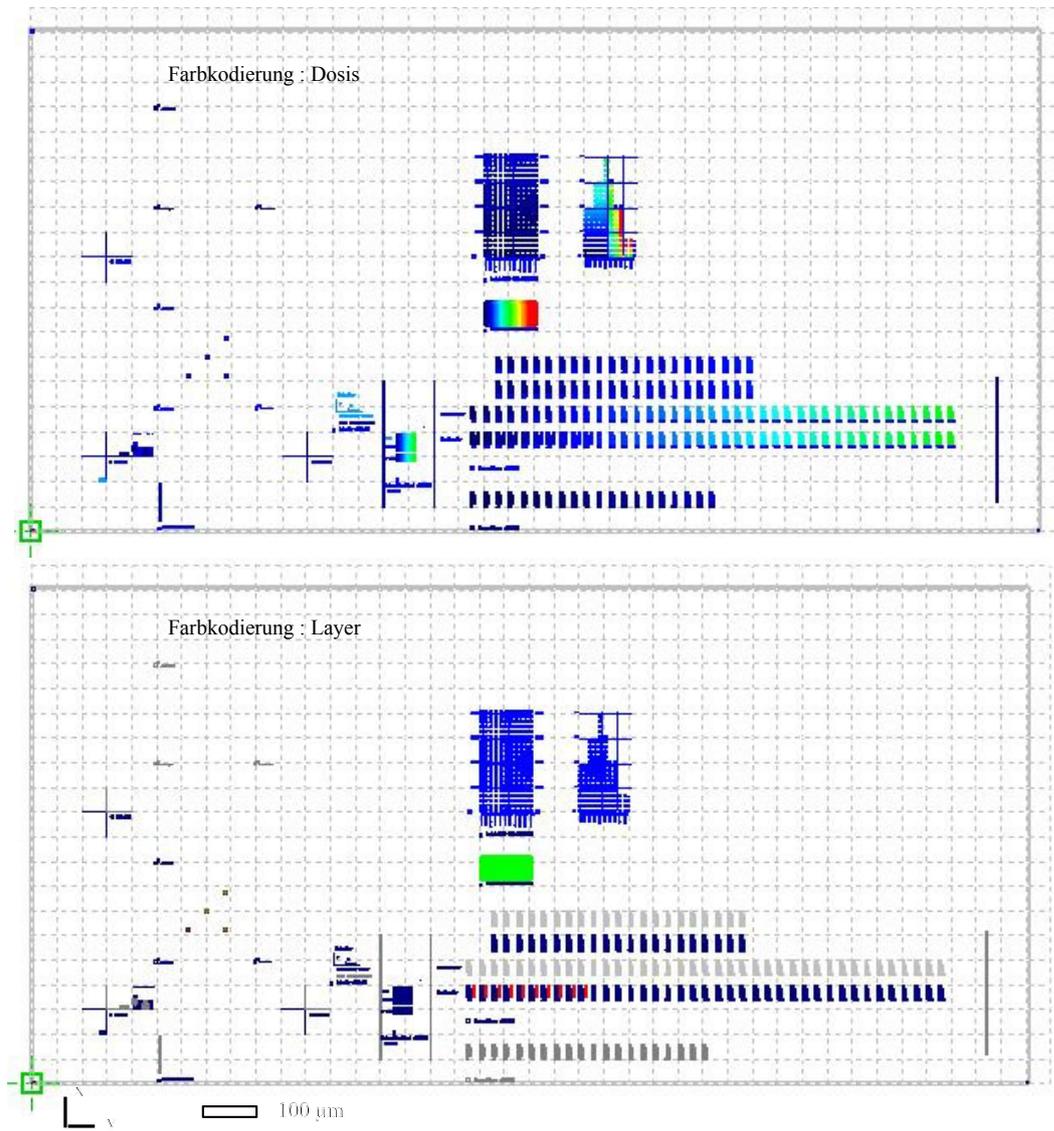


Abbildung 5.2.1: CAD-Datei erstellt mit der Lithografiesoftware, enthält alle Teststrukturen. Farbkodierung der Dosisvariation und darunter Farbkodierung der Layerdefinition.

Auswerte-Skript zur Transmission

Mathematicaskript um Streubilder der Streuverluste-Messungen teilautomatisiert Erkennung der Wellenleiter, Auswertung und Export der Daten in das CSV-Format für die weitere Verarbeitung in Origin.

```
(*Import- und Exportparameter*)
Skalierung = 0.00369; (*Umrechnung Px \[Micro]m*)
Datum = 000;
ImportPfad = "xxx\\yyy";
ExportPfad = "zzz\\uuu";
Dosis = "25"; NrWG = "C"; Seite = "r"; LaserLeistung = "60";
Polarisation = "V"; NrAufname = "001";
Bildname = Dosis <> "-" <> NrWG <> "-" <> Seite <> "-" <> NrAufname <> "-" <>
  LaserLeistung <> "-" <> Polarisation (*Bildname="3-c-r-001-60-H";*)

(*Bildimport und Linienerkennung*)
Bild = ColorConvert[ImageReflect[Import[ImportPfad <> Bildname <> ".png"],
Left], "Grayscale"];
BildCord = ImageDimensions[Bild];
Linie = ImageLines[Bild, 0.02];
Show[Bild, Graphics[{Thick, Orange, Line /@ Linie}]];

(*Zuschnitt des Bildes*)
HalbBreite = 10;
CutLinks = 0; CutRechts = 1000;
CutBreite = CutRechts - CutLinks;
CutBreitemm = CutBreite*Skalierung;
CutOben = BildCord[[2]] - Linie[[1, 1, 2]] + HalbBreite;
CutUnten = BildCord[[2]] - Linie[[1, 1, 2]] - HalbBreite;
BildCutBreite = CutOben - CutUnten + 1;
BildUebersicht = ImageTake[Bild, {CutUnten, CutOben}];
BildCut = ImageTake[Bild, {CutUnten, CutOben}, {CutLinks, CutRechts}]

(*Kontrolle ob richtige Linie erkannt*)
Show[ListPlot[IntPx = Total[ImageData[BildCut]], ImageSize -> Medium]

(*Fitparameter und Fit*)
FitLinks = 60; FitRechts = 700;
FitBreite = FitRechts - FitLinks; FitBreitemm = FitBreite*Skalierung;
IntFit = Take[Int, {FitLinks, FitRechts}];
FitExp3Para1 = FindFit[IntFit, v1*Exp[d1*x] + e1, {{d1, -0.001}, {e1, .1}, {v1, 1}}, x]
FitExp3Para2 = FindFit[IntFit, v2*Exp[d2*x], {{d2, -0.001}, {v2, 1}}, x]

(*Export und Kontrolle*)
Export[ExportPfad <> "b-" <> Bildname <> "-Tabelle" <> ".dat", IntFit]
Ubersicht =
Show[ ListPlot[Int, PlotStyle -> Red],
  Plot[{{Evaluate[v2*Exp[d2*x] /. FitExp3Para2]}},
{x,FitLinks*Skalierung, FitRechts*Skalierung}, PlotStyle -> Black,
PlotRange -> All,],
Plot[{{Evaluate[v1*Exp[d1*x] + e1 /. FitExp3Para1]}}, {x,FitLinks*Skalierung
FitRechts*Skalierung},PlotRange -> All]]
```

Lithografie-Rezepte

Reinraum-Rezepte zur Herstellung der Strukturen aus PMMA oder HSQ in einem Elektronenstrahlolithografie-Prozess.

PMMA-Rezept

Schritt	Dauer		Beschreibung
0	ca 6 min	Reinigen	Litojet - mechanisch grob reinigen - ca 100 ml bzw. 0,5 -1 min in Aceton schwenken - Anhaftungen entfernen in (IPA) Isopropanol schwenken - Aceton entfernen mit Stickstoff abblasen
P.1	3 min	Spincoaten PMMA	Labash - Entfernen Organische Reste - 60 W 180 s PMMA 950K - 1 s 800 rpm 30 s 5000 rpm ca 180 μ l
	10 min	Backen	Aushärten - 130 C° - Anisol verdampfen
	2 min	Polyanilin	Polyanilin SX AR-PC 5000/90.2 - 30 s, 2000 rpm, 240 μ l Kratzer in Probe zur Fokussierung
P.2	45 min + x 5 min	Lithografie Polyanilin lösen	ca 1 min in DI-Wasser schwenken - evtl mit Litojet absprühen
		Entwickeln	High Contrast Developer - 50 s (1:3 MIBK:IPA + 1.5 %vol MEK)
		Stop der Entwicklung	5 s IPA + mit Stickstoff abblasen
P.3	30 min	Metall Maske	Aufdampfen 10 nm Chrom -Rate 0,2 -0,3 A/s
P.4		Liftoff	in DMSO legen - 100 C° - Kontrolle mit Mikroskop
P.5	25 min	ICP-RIE	Zentral positioniert - nur 1 Probe
P.6	10 min 10 h !	Chrommaske entfernen Glassschicht-Sputtern	2 min Chromium Etch No.1 - 2x in Wasserspülen

HSQ-Rezept

Schritt	Dauer		Beschreibung
0	ca 6 min	Reinigen	Litojet - mechanisch grob reinigen - ca 100 ml bzw. 0,5 -1 min in Aceton schwenken - Anhaftungen entfernen in (IPA) Isopropanol schwenken - Aceton entfernen mit Stickstoff abblasen
H.1	3 min	Spincoaten HSQ	Labash - Entfernen Organische Reste - 60 W 180 s HSQ - 60 s, 1000 rpm, ca 240 μ l
	10 min	Backen	Aushärten - 100 C° - Anisol verdampfen
	2 min	Polyanilin	Polyanilin SX AR-PC 5000/90.2 - 30 s, 2000 rpm, 240 μ l Kratzer in Probe zur Fokussierung
H.2	45 min + x	Lithografie Entwickeln	60 s in NaOH 1%wt gelöst in DI-Wasser mit Stickstoff abblasen
		Stop der Entwicklung	
H.3	25 min 10 h !	ICP-RIE Glassschicht-Sputtern	Zentral positioniert - nur 1 Probe

Spektrallinienanalyse des ICP-RIE-Prozesses

Die ICP-RIE-Anlage verfügt zusätzlich über ein Spektrometer 5.2.1.

Spektrum	Auflösung	Sensivität
200 - 850 nm	1600 px	16 bit/px

Tabelle 5.2.1: Spektrometereigenschaften

Aus den verschiedenen Rekombinationsprozessen der Prozessgase kann so kontrolliert werden ob das Plasma richtig "gezündet" hat. Das Spektrum der Reaktionsprodukte gibt Auskunft welche Schichten bzw. Materialien gerade geätzt werden, so kann der Prozess genau auf den Übergang zwischen verschiedenen Schichten eingestellt werden. In der Praxis ist dieses Spektrum viel schwächer als das des Plasmas. Deshalb ließen sich hier keine Aussagen machen. In der Grafik 5.2.2 ist das Spektrum einzelner Gase ohne Probe, sowie mit Probe geplottet. Zusätzlich sind die Hauptemissionslinien (siehe Tabelle 5.2.2) eingezeichnet, Übereinstimmungen sind nicht zuerkennen. Daher wurde auf diese Methode verzichtet.

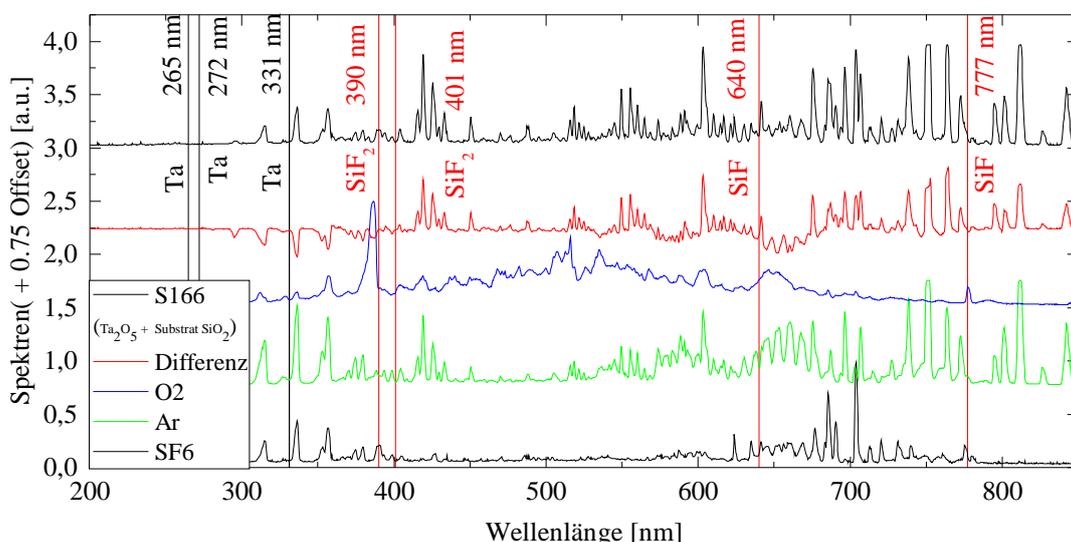


Abbildung 5.2.2: Eingezeichnet sind die Spektren der verschiedenen Ätzgase und des ICP-RIE-Prozesses für Probe S166. Zusätzlich ist eine Differenz aus beiden Anteilen (Gase und Probe) geplottet. Artefakte in Differenz ergeben sich wahrscheinlich wegen Änderung der Spektralen Intensitäten. Es ist keinerlei Übereinstimmung zu Emissionslinien von Tantal oder Silizium[Ins] zu finden.

	Prominenteste Linie [nm]	Spektrallinien [nm] (nur wichtigste Linien)
Ar		451, 485, 550, 603, 697, 707, 750,
Cl & Cl ₂		726, 741, 755, 772, 775, , 256, 309
F	624	641, 677, 690, 697, 704, 713, 720, 733, 740, 751, 761
O		437, 497, 502, 533, 544, 605, 616, 646, 700, 725, 777
Cr	425	359, 425, 427, 521,
Si		252, 288,
SiF & SiF ₂	390	640, 777, , 390, 401
SiCl	281	281, 282, 287,
SiO	241	234, 241, 249
Ta	265	265, 272, 331

Tabelle 5.2.2: Übersicht zu den relevanten optischen Emissionslinien der Ätzgase und des Substrats

Literaturverzeichnis

- [AHS⁺10] AHLUWALIA, Balpreet S. ; HELLESØ, Olav G. ; SUBRAMANIAN, Ananth Z. ; PERNEY, Nicolas M. ; SESSIONS, Neil P. ; WILKINSON, James S.: Fabrication and optimization of Tantalum Pentoxide waveguides for optical micro-propulsion. In: *OPTO International Society for Optics and Photonics*, 2010, 76040W–76040W
- [AKA⁺11] ALASAARELA, T ; KORN, D ; ALLOATTI, L ; SÄYNÄTJOKI, A ; TERVONEN, A ; PALMER, R ; LEUTHOLD, J ; FREUDE, W ; HONKANEN, S: Reduced propagation loss in silicon strip and slot waveguides coated by atomic layer deposition. In: *Optics express* 19 (2011), Nr. 12, S. 11529–11538
- [Alt13] ALTPETER, Philipp: Nanostructure fabrication, 2013
- [AN14] AHARONOVICH, Igor ; NEU, Elke: Diamond nanophotonics. In: *Advanced Optical Materials* 2 (2014), Nr. 10, S. 911–928
- [BBC⁺11] BASSIRI, R ; BORISENKO, KB ; COCKAYNE, DJH ; HOUGH, J ; MACLAREN, I ; ROWAN, S: Probing the atomic structure of amorphous Ta₂O₅ coatings. In: *Applied Physics Letters* 98 (2011), Nr. 3, S. 031904
- [BFW⁺12] BEHA, Katja ; FEDDER, Helmut ; WOLFER, Marco ; BECKER, Merle C. ; SIYUSHEV, Petr ; JAMALI, Mohammad ; BATALOV, Anton ; HINZ, Christopher ; HEES, Jakob ; KIRSTE, Lutz u. a.: Diamond nanophotonics. In: *Beilstein journal of nanotechnology* 3 (2012), Nr. 1, S. 895–908
- [BGN⁺10] BRADAC, C ; GAEBEL, T ; NAIDOO, N ; SELLARS, MJ ; TWAMLEY, J ; BROWN, LJ ; BARNARD, AS ; PLAKHOTNIK, T ; ZVYAGIN, AV ; RABEAU, JR: Observation and control of blinking nitrogen-vacancy centres in discrete nanodiamonds. In: *Nature nanotechnology* 5 (2010), Nr. 5, S. 345–349
- [BK07] BHADRA, Sambhu ; KHASTGIR, Dipak: Degradation and stability of polyaniline on exposure to electron beam irradiation (structure–property relationship). In: *Polymer Degradation and Stability* 92 (2007), Nr. 10, S. 1824–1832
- [Boh15] BOHM, Florian: *Tieftemperaturuntersuchungen von Silizium-Fehlstellen-Farbzentren in Diamant-Nanokristallen*, Ludwig-Maximilians-Universität München, Diplomarbeit, 2015
- [BSS⁺05] BOURELLE, Emmanuel ; SUZUKI, Akiko ; SATO, Akinobu ; SEKI, Toshio ; MATSUO, Jiro: Sidewall polishing with a gas cluster ion beam for photonic device applications. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 241 (2005), Nr. 1, S. 622–625
- [Bur12] BURCHARDT, Daniel: *Kopplung von NV-Zentren an Nanofasernmoden*, Ludwig-Maximilians-Universität München, Diplomarbeit, März 2012
- [CADB98] CHANELIERE, C ; AUTRAN, JL ; DEVINE, RAB ; BALLAND, B: Tantalum pentoxide (Ta_j sub_i 2_j/sub_i O_i sub_i 5_j/sub_i) thin films for advanced dielectric applications. In: *Materials Science and Engineering: R: Reports* 22 (1998), Nr. 6, S. 269–322

- [CCL09] CHEN, Ruiqi Y. ; CHARLTON, Martin D. ; LAGOUDAKIS, Pavlos G.: Reference free Chi 3 dispersion measurements in planar tantalum pentoxide waveguides. In: *SPIE Photonic Devices+ Applications* International Society for Optics and Photonics, 2009, S. 74200D–74200D
- [CK13] CHIEN, Andrew A. ; KARAMCHETI, Vijay: Moore's Law: The first ending and a new beginning. In: *Computer* (2013), Nr. 12, S. 48–53
- [CRB99] CHRISTENSEN, Carsten ; REUS, Roger de ; BOUWSTRA, Siebe: Tantalum oxide thin films as protective coatings for sensors. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 9 (1999), Nr. 2, S. 113
- [Cry] ; emsdiasum (Veranst.): *Crystalbond-509*. Internet-Datasheet. <http://www.emsdiasum.com/microscopy/technical/datasheet/50400.aspx>
- [Cui] CUI, Bo: *Lecture on Nanofabrication*. https://ece.uwaterloo.ca/~bcui/?page_id=34
- [CX08] CHOU, Stephen Y. ; XIA, Qiangfei: Improved nanofabrication through guided transient liquefaction. In: *Nature nanotechnology* 3 (2008), Nr. 5, S. 295–300
- [CY04] CHENG Y, Lin I. Kan J J. Kan J: Adhesion studies of low-k silsesquioxane. In: *Thin Solid Films* (2004)
- [Dem05] DEMTRÖDER, Wolfgang: *Experimentalphysik 4 - Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. Springer, 2005
- [Dem08] DEMTRÖDER, Wolfgang: *Experimentalphysik 2 - Elektrizität und Optik*. Springer, 2008
- [EZ96] EASTMAN, Timothy ; ZHU, Da-Ming: Adhesion forces between surface-modified AFM tips and a mica surface. In: *Langmuir* 12 (1996), Nr. 11, S. 2859–2862
- [Fox12] FOX, Mark: *Quantum Optics - An Introduction*. Oxford University Press, 2012
- [FXJ95] FANG-XING JIANG, Santosh K.: Tantalum oxid thin films for microelectronic applications. In: *Rochester Institute of Technology* (1995), S. 101–104
- [GH09a] GRIGORESCU, AE ; HAGEN, CW: Resists for sub-20-nm electron beam lithography with a focus on HSQ: state of the art. In: *Nanotechnology* 20 (2009), Nr. 29, S. 292001
- [GH09b] GRIGORESCU, AE ; HAGEN, CW: Resists for sub-20-nm electron beam lithography with a focus on HSQ: state of the art. In: *Nanotechnology* 20 (2009), Nr. 29, S. 292001
- [GJR+13] GEISELMANN, Michael ; JUAN, Mathieu L. ; RENGER, Jan ; SAY, Jana M. ; BROWN, Louise J. ; DE ABAJO, F Javier G. ; KOPPENS, Frank ; QUIDANT, Romain: Three-dimensional optical manipulation of a single electron spin. In: *Nature nanotechnology* 8 (2013), Nr. 3, S. 175–179
- [GKAV96] GARG, SP ; KRISHNAMURTHY, N ; AWASTHI, A ; VENKATRAMAN, M: The O-Ta (oxygen-tantalum) system. In: *Journal of phase equilibria* 17 (1996), Nr. 1, S. 63–77
- [GKH07] GRIGORESCU, Anda E. ; KROGT, Marco C. d. ; HAGEN, Cornelis W.: Limiting factors for electron beam lithography when using ultra-thin hydrogen silsesquioxane layers. In: *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS* 6 (2007), Nr. 4, S. 043006–043006
- [GKHK07] GRIGORESCU, AE ; KROGT, MC Van d. ; HAGEN, CW ; KRUIT, P: 10nm lines and spaces written in HSQ, using electron beam lithography. In: *Microelectronic Engineering* 84 (2007), Nr. 5, S. 822–824
- [GLL12] GAO, Lihong ; LEMARCHAND, Fabien ; LEQUIME, Michel: Exploitation of multiple incidences spectrometric measurements for thin film reverse engineering. In: *Optics express* 20 (2012), Nr. 14, S. 15734–15751

- [GMR⁺14] GEISELMANN, Michael ; MARTY, Renaud ; RENGER, Jan ; ABAJO, F J. d. ; QUIDANT, Romain: Deterministic Optical-Near-Field-Assisted Positioning of Nitrogen-Vacancy Centers. In: *Nano letters* 14 (2014), Nr. 3, S. 1520–1525
- [GVL⁺04] GRILLOT, F ; VIVIEN, L ; LAVAL, S ; PASCAL, D ; CASSAN, E: Size influence on the propagation loss induced by sidewall roughness in ultrasmall SOI waveguides. In: *Photonics Technology Letters, IEEE[AHS⁺10]*, 1661–1663
- [GWC⁺05] GAO, F ; WANG, Y ; CAO, G ; JIA, X ; ZHANG, F: Improvement of sidewall surface roughness in silicon-on-insulator rib waveguides. In: *Applied Physics B* 81 (2005), Nr. 5, S. 691–694
- [HCC⁺06] HAURYLA, Mikhail ; CHEN, Guoqing ; CHEN, Hui ; ZHANG, Jidong ; NELSON, Nicholas ; ALBONESI, David H. ; FRIEDMAN, Eby G. ; FAUCHET, Philippe M. u. a.: On-chip optical interconnect roadmap: challenges and critical directions. In: *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* 12 (2006), Nr. 6, S. 1699–1705
- [Hei15] HEINRICHS, Niko: *Fabrikation von Ta₂O₅ Wellenleitern*, Ludwig-Maximilians-Universität München, Diplomarbeit, 2015
- [Hen10] HENRY, Michael D.: *ICP Etching of silicon for micro and nanoscale devices*, Californica institute of technology, Diss., 2010
- [HH11] HWANG, Jaesuk ; HINDS, EA: Prospects for giant optical nonlinearity on a chip. In: *arXiv preprint arXiv:1104.3684* (2011)
- [Hu04] HU, Wenchuang: *Ultrahigh Resolution Electron Beam Lithography for Molecular Electronics*, Graduate Program in Electrical Engineering Notre Dame, Indiana, Diss., 2004
- [Ins] INSTRUMENTS, Oxford: *Spectra of ICPRIE Etching*. Neben der ICPRIE Anlage,
- [JJ12] JÜRGEN JAHNS, Stefan H.: *Introduction to Micro and Nanooptics*. WILEY -VCH, 2012
- [JWE⁺00] JONSSON, L. B. ; WESTLINDER, J. ; ENGELMARK, F. ; HEDLUND, C. ; DU, J. ; SMITH, U. ; BLOM, H.-O.: Patterning of tantalum pentoxide, a high epsilon material, by inductively coupled plasma etching. In: *J. Vac. Sci. Technol. B* 18 (2000), Nr. 4, 1906. <http://dx.doi.org/10.1116/1.1306305>. – DOI 10.1116/1.1306305. – ISSN 0734–211X
- [JZB⁺03] JANG, JH ; ZHAO, W ; BAE, JW ; SELVANATHAN, D ; ROMMEL, SL ; ADESIDA, I ; LEPORE, A ; KWAKERNAAK, M ; ABELES, JH: Direct measurement of nanoscale sidewall roughness of optical waveguides using an atomic force microscope. In: *Applied physics letters* 83 (2003), Nr. 20, S. 4116–4118
- [Kit13] KITTEL, Charles: *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag, 2013
- [KPH⁺13] KUHLMANN, Andreas V. ; PRECHTEL, Jonathan H. ; HOUEL, Julien ; LUDWIG, Arne ; REUTER, Dirk ; WIECK, Andreas D. ; WARBURTON, Richard J.: Transform-limited single photons from a single quantum dot. In: *arXiv preprint arXiv:1307.7109* (2013)
- [KPR⁺11] KG, A T. ; PIRAMANAYAGAM, SN ; RANJBAR, M ; SBIAA, R ; CHONG, TC: Path to achieve sub-10-nm half-pitch using electron beam lithography. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B* 29 (2011), Nr. 1, S. 011035
- [KSZB14] KUHLCHE, Alexander ; SCHELL, Andreas W. ; ZOLL, Joachim ; BENSON, Oliver: Nitrogen vacancy center fluorescence from a submicron diamond cluster levitated in a linear quadrupole ion trap. In: *Applied Physics Letters* 105 (2014), Nr. 7, S. 073101
- [KV75] KYSER, DF ; VISWANATHAN, NS: Monte Carlo simulation of spatially distributed beams in electron-beam lithography. In: *Journal of Vacuum Science and Technology* 12 (1975), Nr. 6, S. 1305–1308

- [LD05] LARRIEU, Guilhem ; DUBOIS, Emmanuel: Reactive ion etching of a 20 nanometers tungsten gate using a SF₆/ N₂ chemistry and hydrogen silsesquioxane hard mask resist. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B* 23 (2005), Nr. 5, S. 2046–2050
- [LHK03] LUNG-HWA KIM, Chang Kwon H.: Optical and Structural Properties of Tantalum-Oxide Thin Films Prepared by Using Reactive DC Magnetron Sputtering with Ar and O₂ Mixed -Gas Ion-Beam Assistance. In: *Journal of the Korean Physical Society* (2003)
- [LJS⁺00] LEE, KP ; JUNG, KB ; SINGH, RK ; PEARTON, SJ ; HOBBS, C ; TOBIN, P: Comparison of plasma chemistries for dry etching of Ta₂O₅. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* 18 (2000), Nr. 4, S. 1169–1172
- [LLH⁺03] LI, Xi ; LING, Li ; HUA, Xuefeng ; FUKASAWA, Masanaga ; OEHRLEIN, Gottlieb S. ; BARELA, Marcos ; ANDERSON, Harold M.: Effects of Ar and O₂ additives on SiO₂ etching in C₄F₈-based plasmas. In: *Journal of Vacuum Science and Technology-Section A-Vacuum Surfaces and Films* 21 (2003), Nr. 1, S. 284–293
- [LLK⁺01] 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), Nr. 23, S. 1888–1890
- [LPM⁺14] LIEBERMEISTER, Lars ; PETERSEN, Fabian ; MÜNCHOW, Asmus v. ; BURCHARDT, Daniel ; HERMELBRACHT, Juliane ; TASHIMA, Toshiyuki ; SCHELL, Andreas W. ; BENSON, Oliver ; MEINHARDT, Thomas ; KRUEGER, Anke u.a.: Tapered fiber coupling of single photons emitted by a deterministically positioned single nitrogen vacancy center. In: *Applied Physics Letters* 104 (2014), Nr. 3, 031101. <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/104/3/10.1063/1.4862207>
- [LSM⁺03] LUKISHOVA, Svetlana G. ; SCHMID, Ansgar W. ; MCNAMARA, Andrew J. ; BOYD, Robert W. ; STROUD JR, Carlos R.: Room temperature single-photon source: single-dye molecule fluorescence in liquid crystal host. In: *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* 9 (2003), Nr. 6, S. 1512–1518
- [Mal65] MALITSON, IH: Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica. In: *JOSA* 55 (1965), Nr. 10, S. 1205–1208
- [MCPC14] MUTTALIB, Muhammad Firdaus A. ; CHEN, Ruiqi Y. ; PEARCE, Stuart J. ; CHARLTON, Martin D.: Anisotropic Ta₂O₅ waveguide etching using inductively coupled plasma etching. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A* 32 (2014), Nr. 4, S. 041304
- [MJG⁺13] MARAGÒ, Onofrio M. ; JONES, Philip H. ; GUCCIARDI, Pietro G. ; VOLPE, Giovanni ; FERRARI, Andrea C.: Optical trapping and manipulation of nanostructures. In: *Nature nanotechnology* 8 (2013), Nr. 11, S. 807–819
- [MMM14] MELATI, Daniele ; MELLONI, Andrea ; MORICHETTI, Francesco: Real photonic waveguides: guiding light through imperfections. In: *Advances in Optics and Photonics* 6 (2014), Nr. 2, S. 156–224
- [Mün13] MÜNCHOW, Asmus v: *Das Rasterkraftmikroskop als Werkzeug zur Nanomanipulation von fluoreszierenden Nanodiamantkristallen*, Ludwig-Maximilians-Universität München, Diplomarbeit, 2013
- [MZV⁺12] MIRZA, Muhammad M. ; ZHOU, Haiping ; VELHA, Philippe ; LI, Xu ; DOCHERTY, Kevin E. ; SAMARELLI, Antonio ; TERNENT, Gary ; PAUL, Douglas J.: Nanofabrication of high aspect ratio (50: 1) sub-10 nm silicon nanowires using inductively coupled plasma etching. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B* 30 (2012), Nr. 6, S. 06FF02
- [NIS⁺13] NAKAMURA, R ; ISHIMARU, M ; SATO, K ; TANAKA, K ; NAKAJIMA, H ; KONNO, TJ: Formation of highly oriented nanopores via crystallization of amorphous Nb₂O₅ and Ta₂O₅. In: *Journal of Applied Physics* 114 (2013), Nr. 12, S. 124308

- [NNY⁺98] NAMATSU, Hideo ; NAGASE, Masao ; YAMAGUCHI, Toru ; YAMAZAKI, Kenji ; KURIHARA, Kenji: Influence of edge roughness in resist patterns on etched patterns. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B* 16 (1998), Nr. 6, S. 3315–3321
- [NTY⁺98] NAMATSU, Hideo ; TAKAHASHI, Yasuo ; YAMAZAKI, Kenji ; YAMAGUCHI, Toru ; NAGASE, Masao ; KURIHARA, Kenji: Three-dimensional siloxane resist for the formation of nanopatterns with minimum linewidth fluctuations. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B* 16 (1998), Nr. 1, S. 69–76
- [OS06] OCOLA, LE ; STEIN, A: Effect of cold development on improvement in electron-beam nanopatterning resolution and line roughness. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B* 24 (2006), Nr. 6, S. 3061–3065
- [PL11] PETRACEK, Jiri ; LUKSCH, Jaroslav: Bidirectional eigenmode propagation algorithm for 3d waveguide structures. In: *2011 13th International Conference on Transparent Optical Networks*, 2011
- [RSR⁺07] RABEAU, JR ; STACEY, A ; RABEAU, A ; PRAWER, S ; JELEZKO, F ; MIRZA, I ; WRACHTRUP, J: Single nitrogen vacancy centers in chemical vapor deposited diamond nanocrystals. In: *Nano letters* 7 (2007), Nr. 11, S. 3433–3437
- [Saw13] SAWORSKI, Franco: *Kopplungs- und Propagationsverlust in Ta2O5 Singlemode-Wellenleitern*, Ludwig-Maximilians-Universität, Diplomarbeit, 2013
- [Sch14] SCHULA, Lisa: *Einbetten von fluoreszierenden Nanodiamanten in SiO2*, Ludwig-Maximilians-Universität München, Diplomarbeit, 2014
- [SJF⁺86] STEVENS, L ; JONCKHEERE, R ; FROYEN, E ; DECOUTERE, S ; LANNEER, D: Determination of the proximity parameters in electron beam lithography using doughnut-structures. In: *Microelectronic Engineering* 5 (1986), Nr. 1, S. 141–150
- [SJR⁺14] SIPAHIGIL, Alp ; JAHNKE, Kay D. ; ROGERS, Lachlan J. ; TERAJI, T ; ISOYA, J ; ZIBROV, Alexander S. ; JELEZKO, Fedor ; LUKIN, Mikhail D.: Indistinguishable photons from separated silicon-vacancy centers in diamond. In: *Physical review letters* 113 (2014), Nr. 11, S. 113602
- [SKS⁺11] SCHELL, Andreas W. ; KEWES, Günter ; SCHRÖDER, Tim ; WOLTERS, Janik ; AICHELE, Thomas ; BENSON, Oliver: A scanning probe-based pick-and-place procedure for assembly of integrated quantum optical hybrid devices. In: *Review of Scientific Instruments* 82 (2011), Nr. 7, S. 073709
- [SMS06] S. M. SZE, Kwok K. N.: *Physics of Semiconductor Devices*. Wiley, 2006
- [SMZW12] SUBRAMANIAN, Ananth Z. ; MURUGAN, G. S. ; ZERVAS, Michalis N. ; WILKINSON, James S.: High index contrast Er:Ta2O5 waveguide amplifier on oxidised silicon. In: *Optics Communications* 285 (2012), Jan, Nr. 2, 124–127. <http://dx.doi.org/10.1016/j.optcom.2011.09.028>. – DOI 10.1016/j.optcom.2011.09.028. – ISSN 0030–4018
- [SOSH08] SCHMITT, Katrin ; OEHSE, Kerstin ; SULZ, Gerd ; HOFFMANN, Christian: Evanescent field sensors based on tantalum pentoxide waveguides—a review. In: *Sensors* 8 (2008), Nr. 2, S. 711–738
- [STS91] SALEH, Bahaa E. ; TEICH, Malvin C. ; SALEH, Bahaa E.: *Fundamentals of photonics*. Bd. 22. Wiley New York, 1991
- [Sul13] SULLIVAN, Dennis M.: *Electromagnetic simulation using the FDTD method*. John Wiley & Sons, 2013
- [TOI05] TONOTANI, Junichi ; OHMI, Shun-ichiro ; IWAI, Hiroshi: Dry etching of Cr2O3/Cr stacked film during resist ashing by oxygen plasma. In: *Japanese journal of applied physics* 44 (2005), Nr. 1R, S. 114

- [TTL⁺14] TIECKE, TG ; THOMPSON, Jeffrey D. ; LEON, Nathalie P. ; LIU, LR ; VULETIĆ, V ; LUKIN, Mikhail D.: Nanophotonic quantum phase switch with a single atom. In: *Nature* 508 (2014), Nr. 7495, S. 241–244
- [TWP⁺04] TAI, Chao-Yi ; WILKINSON, James ; PERNEY, Nicolas ; NETTI, M ; CATTANEO, F ; FINLAYSON, Chris ; BAUMBERG, Jeremy: Determination of nonlinear refractive index in a Ta₂O₅ rib waveguide using self-phase modulation. In: *Optics express* 12 (2004), Nr. 21, S. 5110–5116
- [VD02] VAN DELFT, Falco C.: Delay-time and aging effects on contrast and sensitivity of hydrogen silsesquioxane. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B* 20 (2002), Nr. 6, S. 2932–2936
- [WVS⁺06] WEBER, Markus ; VOLZ, Jürgen ; SAUCKE, Karen ; KURTSIEFER, Christian ; WEINFURTER, Harald: Analysis of a single-atom dipole trap. In: *Physical Review A* 73 (2006), Nr. 4, S. 043406
- [XMGC09] XIA, Qiangfei ; MURPHY, Patrick F. ; GAO, He ; CHOU, Stephen Y.: Ultrafast and selective reduction of sidewall roughness in silicon waveguides using self-perfection by liquefaction. In: *Nanotechnology* 20 (2009), Nr. 34, S. 345302
- [YAB06] YANG, Joel K. ; ANANT, Vikas ; BERGGREN, Karl K.: Enhancing etch resistance of hydrogen silsesquioxane via postdevelop electron curing. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* 24 (2006), Nr. 6, S. 3157–3161
- [YHA02] YASIN, Shazia ; HASKO, DG ; AHMED, H: Comparison of MIBK/IPA and water/IPA as PMMA developers for electron beam nanolithography. In: *Microelectronic engineering* 61 (2002), S. 745–753
- [ZDW⁺14] ZHANG, Zhiqiang ; DUAN, Huigao ; WU, Yihui ; ZHOU, Wuping ; LIU, Cong ; TANG, Yuguo ; LI, Haiwen: Improving the adhesion of hydrogen silsesquioxane (HSQ) onto various substrates for electron-beam lithography by surface chemical modification. In: *Microelectronic Engineering* 128 (2014), S. 59–65

Erklärung:

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Arbeit selbständig verfasst zu haben und keine anderen als die in der Arbeit angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt zu haben.

München, den 11. November 2015

Peter Fischer