

Bachelorarbeit

**Farbzentren in Siliziumkarbid
mittles Implantation von
H, O, F, Cl, Ge, Sn, I und Br.**

Universität Leipzig

Fakultät für Physik und Geowissenschaften
Abteilung Nukleare Festkörperphysik

eingereicht von:
Lasse Rad
3723514

1. Gutachter: Prof. Dr. Jan Meijer
2. Gutachter: Dr.-Ing. Michael Kieschnick

4. Juli 2021

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	2
2.1	Festkörper	2
2.1.1	Kristallgitter	2
2.1.2	Gitterfehler	3
2.2	Siliziumkarbid	7
2.2.1	Eigenschaften	7
2.2.2	Polytypen	7
2.3	Ionenimplantation	8
2.3.1	Energieverlust und Reichweite	9
2.4	Spektroskopie	10
2.4.1	Rayleigh-Streuung	10
2.4.2	Raman-Streuung	10
3	Experimentelle Methoden	12
3.1	100kV-Implanter	12
3.2	Ausheilung	14
3.2.1	Ofen	14
3.2.2	Plasmakammer	16
3.3	Konfokalmikroskop	16
4	Verfahren	20
4.1	Implantation	20
4.2	Ausheilen	22
4.2.1	Säuberung und Plasmabehandlung	22
4.3	Konfokalmessung	22
4.4	Vergleichsprobe	22
5	Auswertung und Ergebnisse	24
5.1	Implantation von Germanium, Sauerstoff und Zinn	24
5.2	Implantation von Halogenen und Wasserstoff	26
5.2.1	Spektren der $10^{17}/cm^2$ Fluenzen	27
5.2.2	Fluor	32
5.2.3	Chlor	37
5.3	Vergleichsprobe	39
6	Zusammenfassung und Ausblick	40

1 Einleitung

Farbzentren in Kristallgittern können als Einzelphotonenquellen die Grundlage für Qubits in der Quanteninformation legen [1]. Das wohl bekannteste Farbzentrum ist das Stickstoff-Fehlstellenzentrum (NV) in Diamant, das eine führende Rolle in Anwendungen wie der Quanten-Sensorik innehat [2], sowie spezielle elektronische Eigenschaften besitzt die es zu einem geeigneten Kandidaten als Qubit für Quantencomputer hervorhebt [3]. Auch in mit Phosphor dotiertem Silizium gibt es Zentren mit langer Kohärenzzeit, die sich für die Anwendung als Quantenbits eignen [4].

Siliziumkarbid (SiC) vereint viele Eigenschaften der beiden Elemente aus denen es besteht. Es ist schon lange bekannt für sein Potential als hochtemperatur, hochfrequenz und strahlungsresistenter Halbleiter [5] der auch unter extremen Bedingungen eingesetzt werden kann. Seine große Bandlücke beinhaltet oberflächenferne Defekte [6] und macht es ebenfalls zu einem interessanten Kandidaten für die Quanteninformation, da es natürlich vorkommende Defekte besitzt die Photonen von UV-Wellenlängen über Infrarot bis hin zu Telekommunikations-Wellenlängen emittieren [2] und als Einzelphotonenquellen auch bei Raumtemperatur genutzt werden können [7]. Siliziumkarbid profitiert von ausgereiften Herstellungstechniken, auch in kleinsten Dimensionen [8], sowie der langjährigen Anwendung in der Hochleistungselektronik [5]. SiC ist optisch transparent und findet auch Anwendung in der Optoelektronik [9].

Für die Quanteninformation ist SiC auch interessant aufgrund der niedrigen Transmissionsverluste in Glasfaserkabeln im Telekommunikationsband [10].

Es wird bereits skalierbare Quantenphotonik-Architektur in Siliziumkarbid hergestellt, die auf Einzelzentren als Einzelphotonenquellen und Qubits aufbaut [11]. Die Farbzentren haben eine besonders hohe Helligkeit und eine lange Kohärenzzeit [12], was wichtige Eigenschaften für die Umsetzung von Qubits [13] und magnetischen Nanosensoren [14] sind. Es werden nicht nur natürlich vorkommende Defekte genutzt, sondern auch durch Ionenimplantation Defekte erzeugt, die verschiedenste elektronische und optische Eigenschaften zeigen.

In einer vorangegangenen Arbeit [15] konnten keine optisch aktiven intrinsische Defekte durch Implantation von Silizium und Kohlenstoff nachgewiesen werden. Eine Implantation von Borionen erzeugte Lumineszenz im gelben Spektralbereich, jedoch konnte die Null-Phononen Linie des D-Zentrums nicht nachgewiesen werden.

Ziel dieser Arbeit ist es mittels Ionenimplantation verschiedener Elemente weitere Defekte in 6H-Siliziumkarbid zu erzeugen und auf ihre optischen Eigenschaften hin zu untersuchen.

2 Physikalische Grundlagen

2.1 Festkörper

2.1.1 Kristallgitter

Zur Beschreibung von idealen Festkörpern nutzt man ein dreidimensionales, periodisches Raumgitter, das Kristallgitter, auf dessen Gitterpunkten die Atome in Struktureinheiten angeordnet sind. Diese Einheiten werden die Basis genannt. Dabei kann eine Struktureinheit der Basis aus einem einzelnen Atom, sowie größeren Gruppierungen bestehen. Die Basis ist in jedem Gitterpunkt des Kristalls identisch in Zusammensetzung, Anordnung und Orientierung [16]. Somit ist das Gitter Translationssymmetrisch. Es kann jeder Gitterpunkt r von einem beliebigen anderen Punkt r' ausgehend mit den Translationsvektoren $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}$ und ganzzahligen u, v, w beschrieben werden:

$$r' = r + u \cdot \mathbf{a} + v \cdot \mathbf{b} + w \cdot \mathbf{c} \quad (2.1)$$

Ein aus den Basisvektoren $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}$ aufgespanntes Parallelepipid bildet eine Elementarzelle. Wählt man die Basisvektoren so, dass jeder Gitterpunkt durch sie beschrieben werden kann erhält man als kleinstmögliche Elementarzelle eine Primitive Elementarzelle, die in ihrem Volumen genau *einen* Gitterpunkt enthält [17]. Aufgrund der Periodizität lässt sich ein Gitter unter Anwendung von Symmetriepoperatoren, so wie z.B. Translation oder Rotation, immer wieder in sich selbst überführen. Mit den Symmetriepoperatoren unterscheidet man für einen dreidimensionalen idealen Kristall 14 verschiedene Gittersysteme, die Bravais-Gitter. Diese können in sieben Kristallsysteme unterteilt werden: triklin, monoklin, orthorhombisch, tetragonal, kubisch, trigonal und hexagonal [16].

Das kubische Kristallsystem besteht aus den in Abbildung 1 dargestellten Gittern: Das kubisch primitive (sc - *simple cubic*), das kubisch raumzentrierte (bcc - *body centered cubic*) und das kubisch flächenzentrierte (fcc - *face centered cubic*) Gitter. Für das sc -Gitter ist eine primitive Einheitszelle dargestellt, bcc und fcc enthalten in dieser Darstellung mehr als 1 Atom.

Weiterhin nennenswert ist auch das hexagonal dicht gepackte Gitter (hcp - *hexagonally close packed*), welches wie fcc den höchsten räumlichen Füllfaktor von 74% aufweist [18].

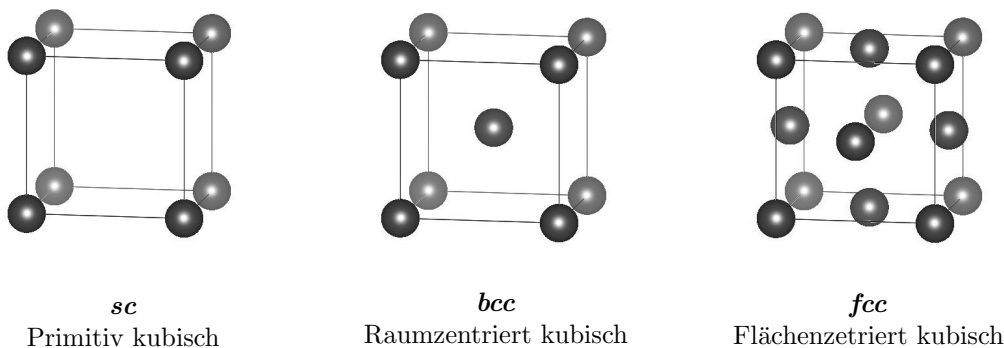


Abbildung 1: Die drei kubischen Bravais-Gitter. Abbildungen aus [15]

Um Ebenen zu beschreiben werden die Millerschen Indizes (hkl) verwendet, wobei dadurch aufgrund der Translationssymmetrie ganze Ebenenscharen charakterisiert werden.

Die Millerschen Indizes werden gebildet indem die drei Schnittpunkte der Ebene mit den Koordinatenachsen reziprok mit dem kleinsten gemeinsamen Vielfachen multipliziert werden. So erhält man die drei kleinsten möglichen ganzzahligen Indizes. Mit Ihrer Hilfe lassen sich auch Richtungen im Kristall bestimmen. Die $[hkl]$ -Richtung wird bestimmt durch den Vektor: $[hkl] = h \cdot \mathbf{a} + k \cdot \mathbf{b} + l \cdot \mathbf{c}$ mit oben genannten Basisvektoren $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}$. In kubischen Kristallsystemen steht der Vektor $[hkl]$ senkrecht auf den (hkl) -Ebenen [17].

Die innere Struktur eines Festkörpers ist maßgeblich für seine physikalischen Eigenschaften verantwortlich. Zum Einen spielen Gitterschwingungen, also die Bewegung der Teilchen um ihre Gleichgewichtslage eine große Rolle. Diese Schwingungen des Gitters treten quantisiert auf und werden als Phononen bezeichnet. Durch die Kopplung der Atome breiten sich Phononen über den ganzen Kristall aus und somit kann sich beispielsweise Wärme ausbreiten oder Schall transportiert werden [19]. Außerdem interagieren Phononen auch mit Strahlung und können Energie mit Photonen austauschen.

Zum Anderen bestimmt die Elektronenkonfiguration die elektrische Leitfähigkeit oder auch die Lumineszenz. Sowohl in der Theorie der Phononen als auch des Elektronensystems geht man von einem idealen Kristall aus, der aus sich räumlich unendlich wiederholenden gleichen Atomgruppen besteht. Dies ist in realen Kristallen nicht der Fall, so gibt es verschiedene Abweichungen, sogenannte Gitterfehler.

2.1.2 Gitterfehler

Nulldimensionale Gitterfehler

Defekte nullter Dimension sind Punktdefekte. Zu Ihnen zählen Leerstellen (*Vakanzen*), Fremdatome (*Substitutional atoms*), Zwischengitteratome (*Interstitial atoms*) sowie auch Kombinationen aus diesen wie beispielsweise das Frenkel-Paar oder das Stickstoff-Vakanz Zentrum in Diamant (NV-Zentrum). Die verschiedenen Punktdefekte sind in Abbildung 2 schematisch dargestellt. Sie haben großen Einfluss auf die physikalischen Eigenschaften des Materials, wie z.B. die Lumineszenz oder das Elektronensystem und somit die Leitfähigkeit von Halbleitern.

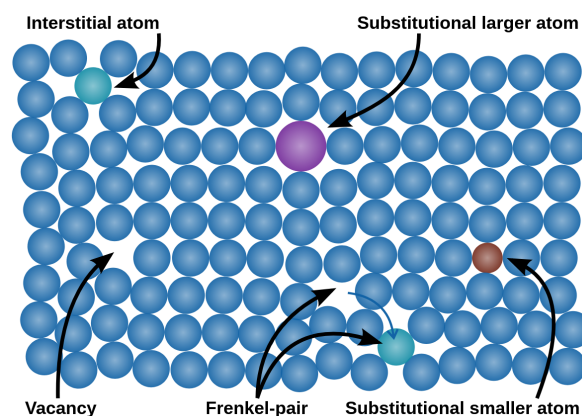


Abbildung 2: Schematische Darstellung der nulldimensionalen Defekte aus [20]

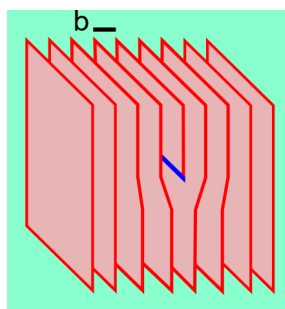
Bei einer Leerstelle ist ein Gitterplatz unbesetzt, d.h. es fehlt ein Atom dort wo sich im idealen Kristall eines befände. Aus thermodynamischen Überlegungen ergibt sich aufgrund der Entropie eine Gleichgewichtskonzentration an Vakanzen für ($T > 0K$). So sind im thermischen Gleichgewicht bei Temperaturen oberhalb $0K$ auch immer Leerstellen vorhanden. Leerstellen können als Schottky-Defekte auftreten, wenn das fehlende Atom zur Oberfläche diffundiert oder als Frenkel-Defekt, wenn es auf einem Platz innerhalb des Kristalls aber nicht auf einem Gitterpunkt landet. Es wird ein Zwischengitteratom.

Fremdatome befinden sich auf Gitterplätzen die im idealen Kristall von einer anderen Atomsorte besetzt sein sollten. Dies können auch Atome sein, die sonst in der Kristallstruktur vorkommen, jedoch an anderen Plätzen. Bei Siliziumkarbid kann beispielsweise ein Siliziumatom auf einem Kohlenstoff-Platz sitzen (Si_C) oder andersherum ein Kohlenstoffatom auf einem Silizium-Platz (C_{Si}). Die hierfür verwendete Notation gibt das Fremdatom an und tiefgestellt das Atom auf dessen Platz es sitzt.

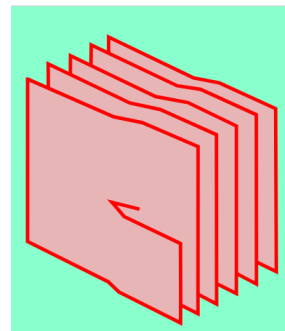
Fremdatome werden insbesondere zur Erzeugung von Halbleitermaterialien verwendet (Dotierung). Sie ändern die elektrischen und mechanischen Eigenschaften von Festkörpern. Fremdatome können durch Diffusion in einen Kristall eingebracht werden, oder auch durch Ionenimplantation.

Eindimensionale Gitterfehler

Zu den eindimensionalen Defekten zählen die linienhaften Defekte. Diese sind in Abbildung 3 dargestellt. Das sind zum einen Stufenversetzungen, bei denen die Versetzung dadurch entsteht, dass beim Übergang von einer Ebene in die Nächste, diese entlang einer Linie ein Atom mehr enthält. Zum Anderen sind es Schraubenversetzungen, die man an der Grenze eines abgeglittenen Teils zu einem konstanten Teil vorfindet. Hierbei liegt die Versetzung parallel zur Gleitrichtung. Abgleiten bedeutet eine Versetzung um einen Netzebenenabstand, also ein Schnitt bei dem ein Teil sich gegen den Anderen verschiebt. [16].



Stufenversetzung



Schraubenversetzung

Abbildung 3: Schematische Darstellung der eindimensionalen Defekte. Abbildungen aus [21, 22]

Zweidimensionale Gitterfehler

Zu den Flächenfehlern zählen Flächen die Bereiche unterschiedlicher Ordnung trennen so z.B. die Außenflächen, da dort der geordnete Bereich endet. Aber auch im Inneren des Kristalls kann es Flächenfehler geben, an Korngrenzen [Abb. 4(a)], den Grenzflächen von Bereichen verschiedener Orientierung, ist die Translationssymmetrie gestört. Dies kann Auswirkungen auf die Festigkeit haben [23]. Des Weiteren gibt es Stapelfehler [Abb. 4(b)], bei denen die Reihenfolge der aufeinanderfolgenden Ebenen im Kristall gestört ist. In Siliziumkarbid kann dies zu einer Vermischung verschiedener Polytypen führen, welche in bipolaren Geräten zu einer Verschlechterung der Eigenschaften beiträgt [24].

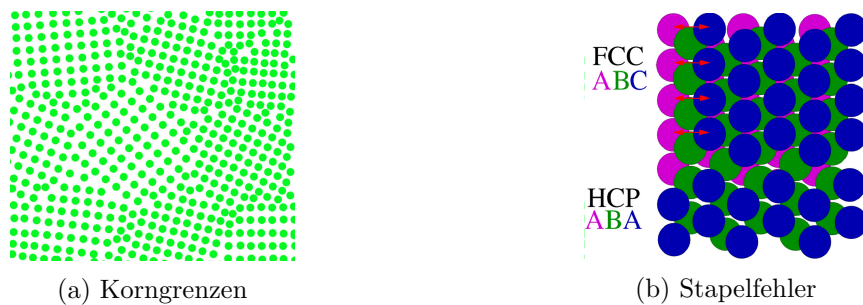


Abbildung 4: Schematische Darstellung zweier Flächenfehler. Abbildungen aus [25, 26].

Dreidimensionale Gitterfehler

Volumenfehler wie Cluster aus Leerstellen, Einschlüssen oder Verunreinigungen beeinträchtigen zwar Mechanische Eigenschaften des Kristalls, wie die Stabilität, haben allerdings weniger Auswirkungen auf dessen physikalischen Eigenschaften.

Farbzentren

Farbzentren sind meist Punktdefekte die Photonen im sichtbaren Spektralbereich absorbieren oder emittieren können, und sind somit häufig für die Farbe eines Kristalls verantwortlich. Die Defekte erzeugen durch eine Veränderung der elektronischen Struktur Energieniveaus die innerhalb der Bandlücke liegen, wie dies beispielhaft in Abb. 5 für das D-Zentrum und eine Siliziumfehlstelle in SiC dargestellt ist.

Zusätzlich besteht das Niveauschema aus Vibrationsniveaus. Das Franck-Condon Prinzip [27] besagt, dass sich bei Übergängen eines Elektrons auf ein anderes Energieniveau der Kernabstand nicht ändert (Born-Oppenheimer Näherung [28]) und diese Übergänge zwischen zwei Maxima der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten geschehen. Dies ist beispielhaft in Abb. 6 veranschaulicht.

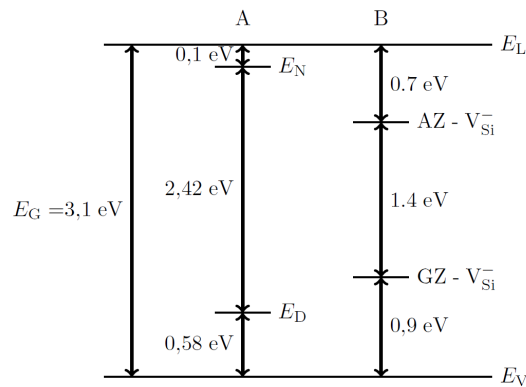


Abbildung 5: Schema der Energieniveaus von 6H-SiC. Links die Bandlückenenergie E_G zwischen dem Leitungsband E_L und Valenzband E_V . Daneben die elektronischen Zustände innerhalb der Bandlücke, erzeugt durch das D-Zentrum (A) und eine Siliziumfehlstelle (B) als intrinsischer Defekt in 6H-SiC. Abb. aus [15].

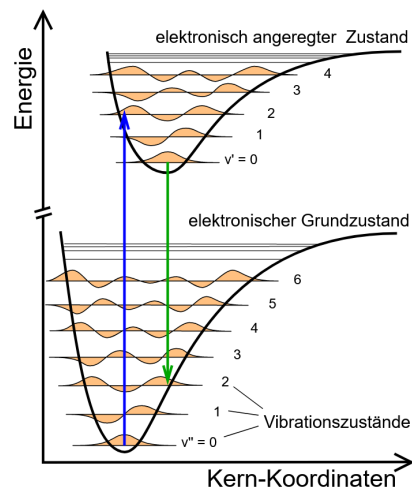


Abbildung 6: Schematische Darstellung des Franck-Condon Prinzips eines zweiatomigen Moleküls. Die Anregung findet vom Grundzustand in den zweiten vibronischen Zustand des angeregten elektronischen Zustands statt. [29].

Durch Anregung mit kleineren Wellenlängen als die der Fluoreszenz können höhere Vibrationsniveaus angeregt werden. Von dort können sie durch Phononenwechselwirkung in den Vibrationsgrundzustand kommen. Bei der Relaxation in den elektronischen Grundzustand wird Energie in Form eines Photons emittiert. Dieses Photon kann durch verschiedene vibronische Zustände der Niveaus eine variierende Energie und somit Wellenlänge haben. Der wichtigste Übergang ist jedoch der, an dem keine Phononen beteiligt sind, die Null-Phononen Linie (engl. zero-phonon line, im folgenden auch *ZPL*). In Spektren von Farbzentren ist dieser häufig an einem Peak zu erkennen [30]. Das Phononenseitenband beinhaltet alle phononischen Prozesse und liegt um die *ZPL* verteilt.

2.2 Siliziumkarbid

2.2.1 Eigenschaften

Siliziumkarbid (SiC) besteht aus den Elementen Silizium und Kohlenstoff, wobei jedes Atom tetragonal vier kovalente Bindungen zu einem Atom des anderen Elements besitzt. Dadurch besitzt es eine hohe mechanische Festigkeit und ist vielen Stoffen gegenüber chemisch inert [31]. Die physikalischen Eigenschaften von Siliziumkarbid liegen zwischen denen der Elemente aus denen es besteht (siehe Tabelle 1).

Tabelle 1: Physikalische Eigenschaften im Vergleich. Tabelle aus [15]

Eigenschaft	Silizium	Siliziumkarbid	Diamant
Bindungslänge in Å	2,3	1,9	1,5
Mohssche Härte	6,5	9,5	10
Bandlücke in eV	1,1	2,3-3,3	5,5
Wärmeleitfähigkeit in $W(cmK)^{-1}$	1,1	3,87	10-25

Es hat eine annähernd gleiche Mohssche Härte wie Diamant und ist dadurch sehr strapazierfähig, was es in Kombination mit einem hohen Sublimationspunkt bei ca. 2100 für die Hochleistungselektronik geeignet macht [32]. Die Bandlücke zwischen 2,3eV und 3,3eV, abhängig von der Kristallkonfiguration.

2.2.2 Polytypen

Polytypen entstehen durch eine veränderte Stapelfolge. Da für jede neue Schicht auch die Möglichkeit besteht eine andere räumliche Orientierung anzunehmen sind außer der ABAB Stapelfolge des 2H-SiC in Wurtzit Struktur auch Stapelfolgen wie ABC in 3C-SiC, ABCB in 4H-SiC oder ABCACB in 6H-SiC möglich (siehe Abbildung 7). Die Zahl in der Beschreibung des Polytyps gibt die Schichtperiodizität an und der Buchstabe steht für das Kristallsystem (H: hexagonal, C: kubisch, R: rhombisch). Durch die Veränderung in der Stapelfolge entstehen auch abweichende physikalische Eigenschaften bei einem in der chemischen Formel identischen Stoff. Diese sind für 3 verschiedene Konfigurationen von SiC beispielhaft in Tabelle 2 dargestellt. Die größte primitive Einheitszelle von SiC besteht aus 594 Schichten [18].

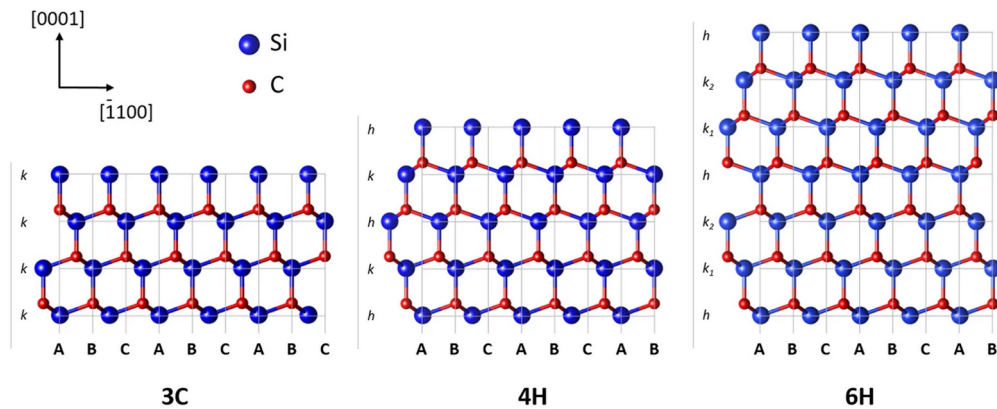


Abbildung 7: Schematischer Aufbau von 3 wichtigen Siliziumkarbid-Polytypen. Abbildung aus [33]

Tabelle 2: Physikalische Eigenschaften verschiedener Siliziumkarbid-Polytypen. [31, 34, 35, 36]

Polytyp	3C	4H	6H
Kristallstruktur	Zinkblende	Wurtzit	Wurtzit
Stapelfolge	ABAB	ABCB	ABCABC
Atome pro Einheitszelle	4	8	12
Gitterkonstanten in Å	4.3596; 5.048	3.0817; 10,079	3.0817; 15.1173
Bandlücke in eV	2,36	3,32	3,05
Wärmeleitfähigkeit in $W(cmK)^{-1}$	3,6	3,7	4,9

2.3 Ionenimplantation

Die Ionenimplantation eignet sich um gezielt die Eigenschaften von Festkörpern zu verändern oder Schäden in idealen Kristallen zu erzeugen. Hierbei kann nahezu jedes Ion in das Material eingebracht werden. Die Ionen stoßen bei der Implantation auf die Atome des Gitters und können diese von ihren Plätzen stoßen, wenn durch die übertragene Energie mindestens die hierfür nötige Schwellenenergie aufgebracht werden kann. Dadurch entstehen Vakanzen, Zwischengitteratome und auch Fremdatome, die dann durch anschließendes Ausheilen in die Kristallstruktur eingebaut werden. Beim Ausheilen wird der Kristall erhitzt und die Atome werden mobil, diffundieren und ordnen sich neu an energetisch günstigen Plätzen. Dadurch können stark beschädigte Bereiche wieder rekristallisieren und die eingebrachten Ionen auf Gitterplätzen eingebunden werden.

Beim Durchdringen von Materie stoßen die Ionen mit den Atomkernen sowie deren Elektronen auf verschiedene Arten. Die Art der Wechselwirkung bestimmt den entstehenden Schaden sowie die Reichweite, bis die kinetische Energie des Ions nicht mehr für weitere Stöße ausreicht und es zum Erliegen kommt.

2.3.1 Energieverlust und Reichweite

Den Großteil ihrer Energie verlieren beschleunigte Ionen durch Stöße und Coulombwechselwirkung mit dem Probenmaterial. Die elastischen Stöße mit den Atomkernen werden durch den nuklearen Wechselwirkungsquerschnitt ϵ_n (engl. *nuclear stopping*) beschrieben, die inelastischen Stöße mit den Elektronen mit dem elektronischen Wechselwirkungsquerschnitt ϵ_e (engl. *electronic stopping*). Mit diesen beiden Größen lässt sich ein differentieller Energieverlust pro Weglängeneinheit bestimmen [37]:

$$\frac{dE}{dz} = \left(\frac{dE}{dz} \right)_n + \left(\frac{dE}{dz} \right)_e = N \cdot (\epsilon_n + \epsilon_e) \quad (2.2)$$

Dieser wird auch Bremsvermögen $S(E)$ genannt und besteht aus dem nuklearen und elektronischen Bremsquerschnitt. Für leichte und hochenergetische Ionen überwiegen die inelastischen Stöße mit den Hüllelektronen, da mit diesen mehr Stoßprozesse stattfinden als mit den Atomkernen. Von Bohr wurde das elektronische Bremsvermögen klassisch berechnet [38] und später durch Bethe quantenmechanisch [39]. Die daraus resultierende Bethe-Bloch-Formel nähert den elektronischen Bremsquerschnitt für nicht-relativistische Ionen, deren Geschwindigkeit deutlich kleiner ist als die Lichtgeschwindigkeit $v_1 \ll c$:

$$\left(\frac{dE}{dz} \right)_e = n_e \cdot \frac{4\pi \cdot Z_1^2}{m_e \cdot v_1^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi \cdot \epsilon_0} \right)^2 \cdot \ln \left(\frac{2 \cdot m_e \cdot v_1^2}{I} \right) \quad (2.3)$$

mit den Größen:

- n_e - Elektronendichte des Targetmaterials
- Z_1 - Ladung des Ions
- m_e - Ruhemasse des Elektrons
- v_1 - Geschwindigkeit des Ions
- ϵ_0 - elektrische Feldkonstante
- I - mittleres Anregungspotential des Targetmaterials

Das mittlere Anregungspotential wurde von Bloch auf $I = (10eV) \cdot Z$ angenähert [40], wobei Z die Kernladungszahl des Targetmaterials ist. Die exakten Werte von I lassen sich aus Tabellen entnehmen [41]. Für die Gleichung wird vorausgesetzt, dass die beschleunigten Ionen zum Einen vollständig ionisiert sind und dass ihre Geschwindigkeit v_1 größer als die der Atome in der Probe ist, also eine nicht abgeschirmte Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Partikeln besteht. Für die Berechnung des Bremsvermögens existieren auch verschiedene empirische Modelle von denen hier das Modell von Ziegler [42] zur Anwendung kommt. Es basiert auf theoretischen Vorhersagen und experimentellen Daten [43, 44]. Auf diesem Modell aufbauend wurde ein Monte-Carlo-Simulationsprogramm namens SRIM (Stopping and Ranges of Ions in Matter) entwickelt [45], welches das Bremsvermögen, die Ionenreichweite, das Straggling und die Defektdichte in der Probe berechnen kann. Der Bragg-Peak markiert das Maximum des Bremsvermögens. Straggling beschreibt die unterschiedlichen Reichweiten für Ionen mit derselben Anfangsgeschwindigkeit, da die Stöße stochastisch erfolgen und somit eine unterschiedliche Energieabgabe pro Stoß auch leicht variierende Endreichweiten mit sich führen.

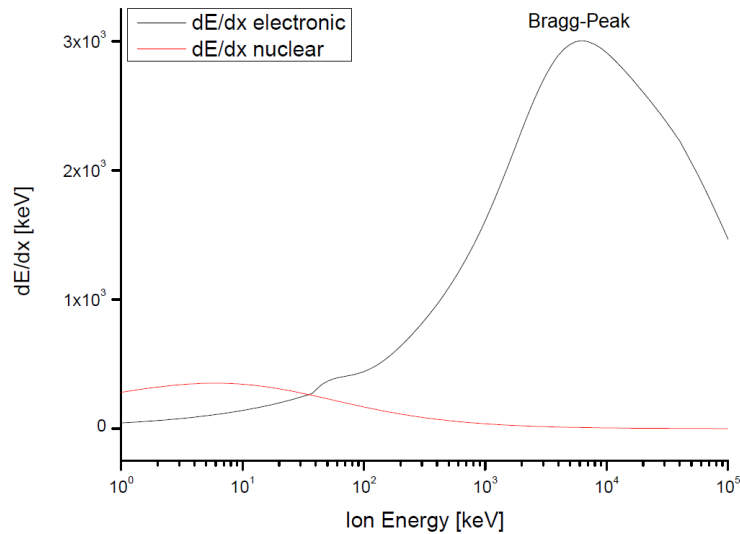


Abbildung 8: Simulation des elektronischen und des nuklearen Bremsvermögens von Fluor-Ionen in Siliziumkarbid in Abhängigkeit zur Energie der Ionen (SRIM 2008). [45].

2.4 Spektroskopie

Für die Untersuchung der durch Implantation entstandenen Defekte werden Spektren der Probe aufgenommen und verglichen. Die Probe wird mit einem Laser angeregt und das reflektierte, bzw. emittierte Licht wird spektral aufgezeichnet. Beim Vergleich der Spektren können Rückschlüsse über die Art der Schädigung gezogen werden. Für die im Spektrum erkennbaren Peaks sind unterschiedliche Prozesse ursächlich. Farbzentren können nach Anregung mit einer geeigneten Wellenlänge Fluoreszenz zeigen und um Ihre Peaks zu erkennen müssen sie von denen der Raman-Streuung, der Rayleigh-Streuung und einer möglichen eigenen Fluoreszenz der Probe unterschieden werden. Siliziumkarbid ist aufgrund seiner großen Bandlücke selbst optisch inaktiv, hat also keine eigene Fluoreszenz. Folglich müssen noch die Effekte der Raman- und der Rayleigh Streuung untersucht werden.

2.4.1 Rayleigh-Streuung

Die Rayleigh Streuung ist eine elastische Streuung von Photonen an Atomen deren Durchmesser klein im Vergleich zur Wellenlänge ist. Es findet keine Energieübertragung an Photonen statt und somit auch keine Frequenzverschiebung. Die Photonen werden mit der Wellenlänge im Detektor aufgenommen mit der Sie emittiert wurden.

2.4.2 Raman-Streuung

Die Raman-Streuung ist eine inelastische Streuung der Photonen, bei der Energie an oder von Gitterschwingungen übertragen wird. Hierbei kommt es zu Frequenzverschiebungen des gestreuten Lichts [46].

Durch einfallende elektromagnetische Wellen mit Wellenvektor \mathbf{k}_i und der Frequenz ω_i wird in einem Material eine Polarisierung \mathbf{P} durch das elektrische Feld \mathbf{E} induziert, nach [47] :

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi \mathbf{E}_i \quad (2.4)$$

mit der elektrischen Feldkonstante ϵ_0 , der elektrischen Suszeptibilität χ und

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{k}_i, \omega_i) \cos(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r} - \omega_i t) \quad (2.5)$$

Die Schwingungsmoden des Materials verursachen dabei eine Modulation der Polarisierung durch ihre Wellenfunktion der atomaren Auslenkung \mathbf{Q} mit Wellenvektor \mathbf{q} und der Schwingungsfrequenz ω_0

$$\mathbf{Q}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{Q}(\mathbf{q}, \omega_0) \cos(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r} - \omega_0 t) \quad (2.6)$$

Durch Entwicklung der Gleichung (2.4) von χ nach \mathbf{Q} um $\mathbf{Q} = 0$ erhält man:

$$\mathbf{P} = \underbrace{\epsilon_0 \chi \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}_{\mathbf{P}_0(\mathbf{r}, t)} + \epsilon_0 \underbrace{\left. \frac{\partial \chi}{\partial \mathbf{Q}} \right|_{\mathbf{Q}=0} \mathbf{Q}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}_{\mathbf{P}_{ind}(\mathbf{r}, t, \mathbf{Q})} \quad (2.7)$$

Durch Einsetzen von (2.5) und (2.6) in (2.7), erhält man für die induzierte Polarisierung

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{ind}(\mathbf{r}, t, \mathbf{Q}) = & \frac{1}{2} \left. \frac{\partial \chi}{\partial \mathbf{Q}} \right|_{\mathbf{Q}=0} \mathbf{Q}(\mathbf{q}, \omega_0) \mathbf{E}_i(\mathbf{k}_i, \omega_i) \\ & \cdot \{ \cos[(\mathbf{k}_i + \mathbf{q}) \cdot \mathbf{r} - (\omega_i + \omega_0)t] \\ & + \cos[(\mathbf{k}_i - \mathbf{q}) \cdot \mathbf{r} - (\omega_i - \omega_0)t] \} \end{aligned} \quad (2.8)$$

in Gleichung (2.8) wird deutlich, dass die induzierte Polarisierung durch zwei Wellenfunktionen beschrieben wird. Für den ersten Summanden wird die Frequenz ω_i um die Frequenz der Gitterschwingung ω_0 erhöht (Anti-Stokes-Streuung) und im zweiten Summanden um selbige verringert (Stokes-Streuung) [46]. Beim Anti-Stokes Fall wird also durch die Energieerhaltung ein Phonon abgeregt und dessen Energie erhöht die Frequenz des Photons, während beim Stokes-Fall Energie in die Gitterschwingungen übertragen wird. Für die Frequenz ω_s des Raman-gestreuten Photons gilt also

$$\omega_s = \omega_i \pm \omega_0 \quad (2.9)$$

3 Experimentelle Methoden

3.1 100kV-Implanter

Für die Implantation der Ionen wurde ein elektrostatischer Beschleuniger mit maximaler Beschleunigungsspannung $U_{max} = 100kV$ verwendet (*100kV Implanter*). Die verbaute Ionenquelle SNICS-II (Source of Negative Ions by Caesium Sputtering)(siehe Abb.9) nutzt einen Caesium-Ofen (■) um gasförmiges Caesium bereitzustellen, welches dann negative Ionen aus der Kathode sputtert. Die Kathode (■) besteht im wesentlichen aus einem Kupferzylinder in welchen die zu implantierenden Materialien gepresst werden.

Der Cäsium-Dampf gelangt in den Raum zwischen Kathode und Ionizer (■) und beschlägt zum Teil an der kühleren Kathode oder wird am Ionizer durch thermische Ionisation einfach positiv geladen. Daraufhin werden die positiv geladenen Cäsiumionen aufgrund der negativen, an der Kathode anliegenden Spannung U_{Kat} , zu dieser hin beschleunigt und fokussiert (■). Dort treffen sie auf das in die Kathode gepresste Material (■). Dabei werden bereits negative Ionen aus der Kathode gesputtert, jedoch auch neutrale Teilchen und positiv geladene Ionen, welche beim Durchdringen der aufgedampften Cäsiumschicht allerdings Elektronen aufnehmen können und somit ebenfalls negative Ionen bilden[48]. Caesium eignet sich hierfür aufgrund seiner geringen Elektronegativität besonders gut.

Die negativen Ionen (■) werden nun zum Extraktor hin beschleunigt und durch diesen fokussiert.[49] Die Extraktionsspannung U_{Ext} hat auch Einfluss auf die Form des Ionenstrahls und wurde später anhand des im Probenraum gemessenen Stroms für jeden implantierten Stoff optimiert.

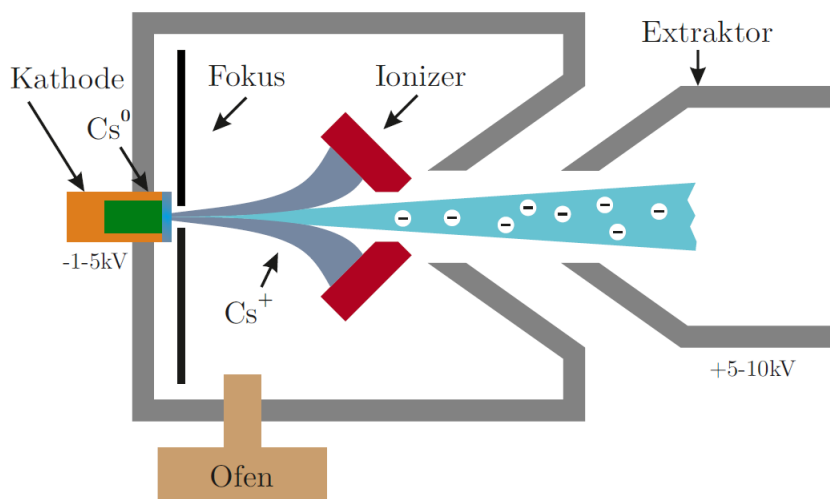


Abbildung 9: Schematischer Aufbau der Ionenquelle. Cs-Dampf aus dem Ofen wird ionisiert, zur Kathode gezogen und schlägt dort das Kathodenmaterial aus. Dieses wird durch einen Teil des Caesiums der ohne Ionisierung auf der Oberfläche niedergeschlagen ist negativ ionisiert und verlässt die Quelle als Strahl durch den Extraktor. Abbildung aus [50]

Anschließend durchläuft der Ionenstrahl die Beschleunigungsstrecke (siehe Abb.10), welche aus fünf aufeinanderfolgenden Ringelektroden besteht, die kaskadenartig eine Hochspannung von maximal $U_{HV} = 100kV$ aufbauen können. Die Teilchen erreichen dabei eine Energie von $E = q \cdot U_{ges}$, mit $U_{ges} = U_{Kat} + U_{Ext} + U_{HV}$.

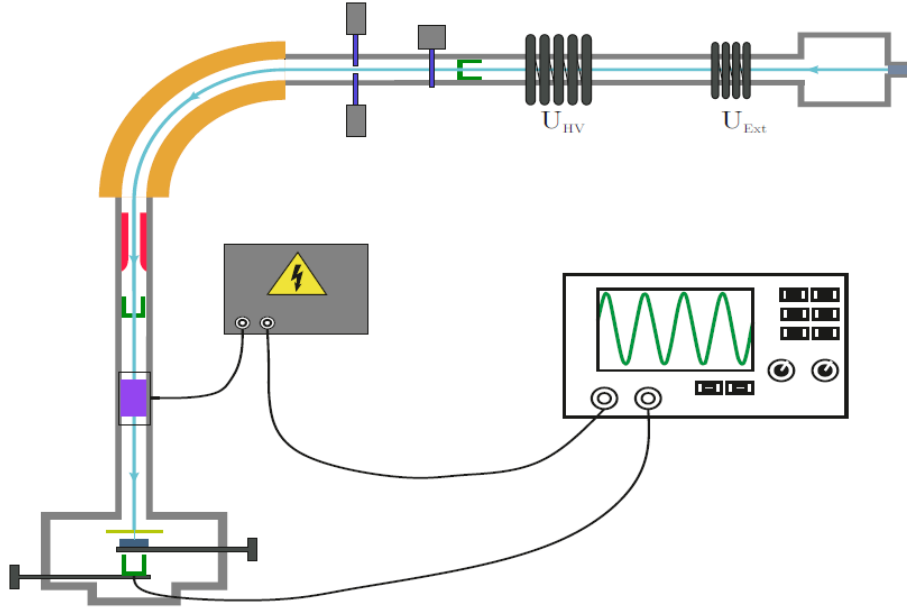


Abbildung 10: Schematischer Aufbau des 100kV-Implanters. Nach der Beschleunigungsstrecke gibt es die Möglichkeit einen Faradycup (■) einzufahren um den Strom zu messen, den der Ionenstrahl mit sich führt. Anschließend durchläuft der Strahl den 90°-Magneten (■) der die Masse selektiert. Nach einer Fokussierlinse (■), einem weiteren Faradycup, dem Blunker (■) und der 100µmMaske (■) treffen die Ionen dann auf die Probe (■). Hinter dieser befindet sich noch ein letzter Faradycup um den Strom am Ziel zu messen und daraus die Bestrahlungsdauer für die gewünschte Dosis zu berechnen. Abbildung aus [50]

Der Strahl besteht nicht nur aus den gewünschten Ionen und wird durch einen 90°-Magneten (■) selektiert. Dieser nutzt das Kräftegleichgewicht aus Lorentzkraft \mathbf{F}_L und Zentripetalkraft \mathbf{F}_Z

$$\mathbf{F}_L = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = \frac{mv^2}{R} \cdot \mathbf{e}_r = \mathbf{F}_Z \quad (3.1)$$

Das Magnetfeld steht hierbei senkrecht zur Bewegungsrichtung der Ionen. Aufgrund Ihrer nicht-relativistischen Bewegung ist die Geschwindigkeit gegeben durch:

$$v = \sqrt{\frac{2E}{m}} = \sqrt{\frac{2q \cdot U_{ges}}{m}} \quad (3.2)$$

Somit folgt für die Masse m welche den Magneten mit Radius R passiert

$$m = \frac{qB^2 R^2}{2U_{ges}} \quad (3.3)$$

Unter der Annahme, dass der Magnet im Arbeitsbereich keine Sättigungseffekte oder Hysterese aufweist ($I \sim B$) kann über den maximalen Strom $I_{max} = 153A$ sowie dem damit erzeugten $B_{max} = 1,05T$ die Masse in Abhängigkeit zum Magnetstrom I_{mag} wie folgt abgeschätzt werden:

$$m(I_{mag}) = \frac{I_{mag}^2}{U_{ges}} \cdot \frac{qR^2 B_{max}^2}{2I_{max}^2} \quad (3.4)$$

Anschließend wird ein Massenspektrum gezogen, indem der am Magneten anliegende Strom und somit das Magnetfeld in kleinen Schritten erhöht wird, während am mittleren Faraday-Cup der ankommende Strom gemessen wird. Anhand dieses Spektrums kann der richtige I^2/m Faktor eingestellt werden, der bei konstanter Beschleuniger-Gesamtspannung dem Magnetstrom die richtige Ionenmasse zuordnet. Der Strahl durchläuft, bevor er in die Probenkammer eintritt, noch den elektronischen Blanker (■) welcher aus einem axialsymmetrischen Hohlzylinder besteht der in 8 parallel zur Flugbahn ausgerichteten Segmente aufgetrennt wurde, an denen separate Spannungen angelegt werden können, um kleinste Auslenkungen, sowie auch das vollständige Ablenken des Strahls zu realisieren. Aufgrund der elektronischen Ablenkung hat dieser im Vergleich zu einer magnetischen Ablenkung oder zum mechanischen einfahren eines Cups eine sehr schnelle Reaktionszeit, was für Implantationen mit niedrigen Dosen und somit kurzen Bestrahlungsdauern nötig ist. Direkt vor dem Probenhalter befindet sich ein Maskenhalter (■), mit dem verschiedene Größen und Formen der Implantationsspotspots umgesetzt werden können.[51] Direkt hinter dem Probenhalter befindet sich ein Faradaycup mit dessen Hilfe der Strahl, ohne eingefahrene Probe, über den gesamten Beschleuniger optimiert werden kann, da er exakt den Strom misst der auf die Probe trifft.

3.2 Ausheilung

Um die implantierten Ionen ins Kristallgitter einzubinden und dieses zu rekristallisieren muss die Probe ausgeheizt werden. Für die Erzeugung von Defekten in Siliziumkarbid müssen sehr hohe Temperaturen erreicht werden, aber auch die Dauer des Ausheizvorgangs sowie das Vakuum sind hierfür entscheidend.[52]

3.2.1 Ofen

Der hierfür verwendete Hochtemperaturofen (Abb.11) besteht aus einem Graphitzylinder der auf bis zu $1700^\circ C$ erhitzt werden kann und einem Tiegel, ebenfalls aus Graphit, in dem die Probe in den Zylinder gebracht werden kann. Eine Turbomolekularpumpe kann in der Kammer ein Vakuum im Bereich von wenigen $10^{-6}mbar$ erzeugen. Die Temperatur des Graphitzylinders wird in seinem Inneren über ein W-Re-Thermoelement gemessen, welches für die Regelung des Ofens genutzt wird. Über einen Regler kann die Geschwindigkeit des Aufheizens und die Endtemperatur des Ofens eingestellt werden.

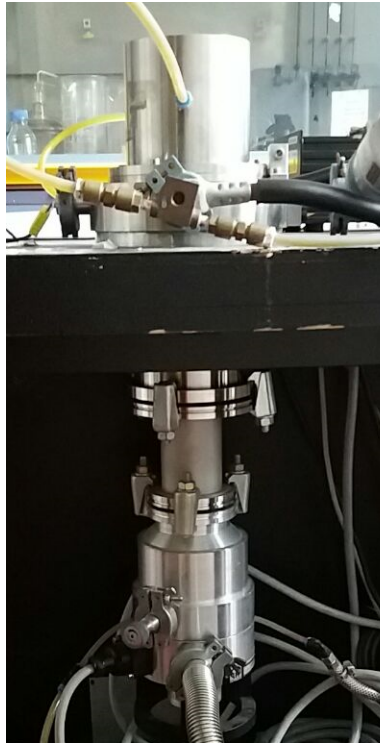


Abbildung 11: Aufnahme des Hochtemperaturofens. Auf der Tischplatte befindet sich die Kammer mit dem beheizten Graphitzylinder. Darunter die Turbomolekularpumpe



Abbildung 12: Plasmakammer der Firma Diener

3.2.2 Plasmakammer

Um Graphitablagerungen die beim Ausheizen auf der Oberfläche entstehen können zu entfernen kann die Probe in eine Niederdruck-Plasmakammer der Firma Diener gelegt werden (Abb 12). In der Vakuumkammer wird durch eine Hochfrequenz ein Ätzgas in ein hochreaktives Plasma übergeführt. Dieses reagiert chemisch mit der Oberfläche der Probe und kann Teile davon in die Gasphase überführen. Das Gas wird über ein einstellbares Ventil permanent erneuert. Die chemische Reaktion ist stark von den beteiligten Stoffen abhängig und zur Entfernung von Graphit wird Sauerstoff verwendet, das Siliziumkarbid bleibt dabei unbeschädigt.[53] Zum Plasmaätzen wird die Probe auf einen Träger gelegt. Dieser befindet sich in einem Glaszylinder, der Plasmakammer. Um den Zylinder sind Elektroden angebracht, die über einen Hochfrequenzgenerator der zwischen 0 bis 200W betrieben werden kann eine Frequenz von 40kHz einstrahlen. Das Ventil für das Prozessgas wird auf einen konstanten Gasdruck eingestellt.

3.3 Konfokalmikroskop

Um die Photolumineszenz der implantierten Spots zu messen wird ein konfokales Laser-Raster Mikroskop (CLSM, confocal laser scanning microscope) verwendet. Dieses nutzt eine Lochblende (Pinhole) die gleichzeitig zum Detektionsvolumen im Fokus liegt, daher konfokal, um nur einen kleinen Bereich der Probe untersuchen zu können (siehe Abb.13). Es wird also zu jeder Zeit nur die Fluoreszenz eines kleinen Volumens aufgenommen. Mit Hilfe des Piezo gesteuerten Probentisches kann anschließend über die Probe gerastert und das Signal eines jeden Pixels zu Bildern verarbeitet werden.

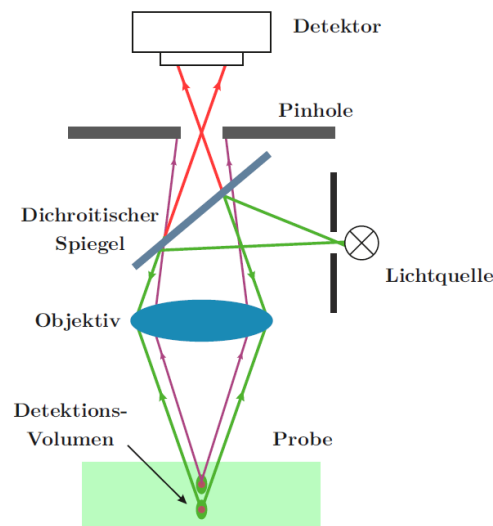


Abbildung 13: Prinzip des konfokalen Mikroskops, Licht das von außerhalb des Detektionsvolumens ausgestrahlt wird ist nach passieren des dichroitischen Spiegels nicht im Pinhole fokussiert. Und gelangt somit kaum zum Detektor, trägt also nur sehr wenig zur Bildgebung bei. Abb. aus [50]

Das Auflösungsvermögen wird bestimmt durch das Detektionsvolumen und hierfür sind sowohl der Beleuchtungs-, wie auch der Detektionsstrahlengang entscheidend. Sie werden durch die Punktspreadsfunktionen PSF_{Bel} und PSF_{Det} ausgedrückt. Zusammen ergeben diese eine Gesamt-PSF hinter der Lochblende nach[54]:

$$PSF_{ges}(x, y, z) = PSF_{Bel}(x, y, z) \cdot PSF_{Det}(x, y, z) \quad (3.5)$$

Das axiale Auflösungsvermögen d_{axial} sowie das Laterale d_{lat} lassen sich aus dem Rayleigh-Kriterium herleiten:

$$d_{lat} = \frac{0,44n\lambda}{NA} \quad (3.6)$$

$$d_{axial} = \frac{1,5n\lambda}{NA^2} \quad (3.7)$$

wobei NA die numerische Apertur des Objektivs und n dessen Brechzahl ist (Hier ein Luftobjektiv mit $NA = 0,95$ und $n = 1$). Für einen blauen Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 488nm$ ergibt sich hieraus ein laterales Auflösungsvermögen $d_{lat} \simeq 225nm$ sowie ein axiales Auflösungsvermögen von $d_{axial} \simeq 810nm$. Für einen grünen Laser mit $\lambda = 532nm$ ergeben sich $d_{lat} \simeq 245nm$ und $d_{axial} \simeq 885nm$.

Die folgende Abbildung 14 zeigt den Aufbau des Konfokalmikroskops. Als Lichtquellen dienen ein Ar-Laser der Firma Sacher Lasertechnik mit einer Wellenlänge von 488nm (blau), sowie ein Nd:YAG-Laser der Firma Laser Quantum mit einer Wellenlänge von 532nm. Der orangene Laser wurde nicht genutzt. Die drei Laser sollen ohne langwierige Umbauten genutzt werden können, daher wird ein gemeinsamer Strahlengang angestrebt, wofür jeder Laser mit Spiegeln und Linsen sehr präzise eingestellt werden muss, bevor sich die Strahlengänge vereinen. Die Laserleistung wird zuerst am Probenhalter (Stage) gemessen und das Messgerät anschließend an einem Strahlteiler platziert und auf die zuvor gemessene Laserleistung kalibriert, somit kann diese während der Messungen beobachtet und konstant gehalten werden. Der Probenhalter lässt sich computergesteuert in alle drei Raumrichtungen bewegen und verfügt über eine Tilt-Correction in der Software, sodass bei Verkipfung der Probe auch bei großen Scans der gleiche Tiefenfokus beibehalten werden kann.

Das von der Probe zurückgestreute Licht passiert erneut das Objektiv und den Halbdurchlässigen Spiegel. Anschließend wird über einen Kerbfilter (Notch Filter) die Wellenlänge des Lasers unterdrückt, um im Spektrum einen stärkeren Kontrast zu erhalten.

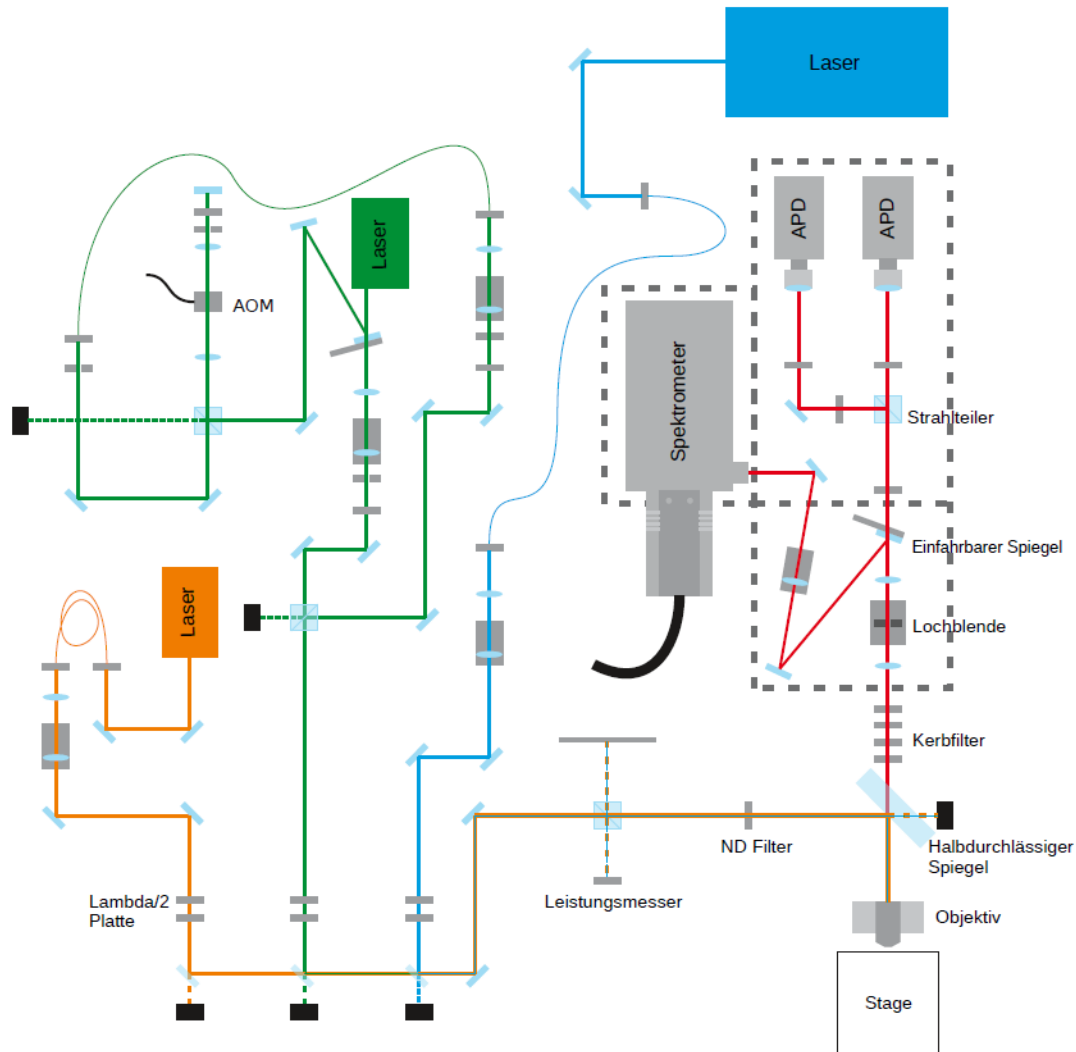


Abbildung 14: Schematischer Aufbau des Konfokalmikroskops. Die verschiedenen Laser werden im linken Bereich der Abbildung mit Spiegeln und Linsen kollimiert und darauf eingestellt ab dem unteren Teil einen gemeinsamen Strahlenweg und gleichen Fokus zu bilden. Der grüne Laser hat einen zusätzlichen AOM-Pfad der eine elektronische Leistungsmodulation erlaubt, oder kann ohne diesen für maximale Leistung betrieben werden. Die Laserleistung wird während der Messung am Leistungsmesser kontrolliert. Auf der Stage befindet sich die Probe. Nach der Lochblende kann der Strahl über einen einfahrbaren Spiegel entweder an die APDs durchgelassen, oder ins Spektrometer gelenkt werden. Abbildung nach [55]

Die Lochblende hat wie oben beschrieben die zentrale Aufgabe nur Licht das aus einem kleinen Detektionsvolumen reflektiert wird passieren zu lassen. Der Pfad lässt sich nun entweder in die APDs (Avalanche photo diode) oder zum Spektrometer wählen. Die APDs (Typ SPCM-AQRH der Firma Excelitas) wandeln Einzelphotonen in elektrische Impulse um und messen so die Intensität des rückgestreuten Lichts. Mit Ihnen können Bilder der

Probe erstellt werden, indem die Probe hinter dem Objektiv Pixel für Pixel gerastert wird. Das Spektrometer der Firma Horiba Jobin Yvon GmbH bricht das Licht mit einem Beugungsgitter spektral über einer CCD-Kamera auf. Diese misst die Intensitäten der einzelnen Pixel und ordnet Ihnen, nach Kalibration, die richtigen Wellenlängen zu. Somit können Aussagen über die Art der Fluoreszenz getroffen werden.

Spektralbereich

Für den detektierbaren Spektralbereich sind mehrere Komponenten ausschlaggebend. Zum Einen hat das Objektiv einen Wellenlängenabhängigen Transmissionsgrad (Abb. 15), zum Anderen haben auch die APDs eine Detektionseffizienz die mit der Wellenlänge korreliert. Diese ist in Abbildung 16 für die zum Einsatz kommenden APDs dargestellt. Aus den verwendeten Bauteilen ergibt sich ein Spektralbereich für die Detektion von etwa 500 – 850nm.

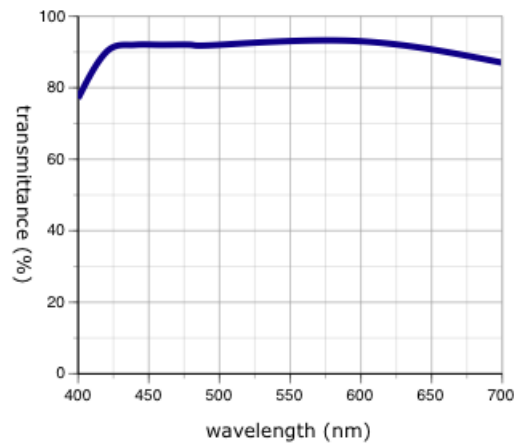


Abbildung 15: Transmissionsspektrum des Objektivs

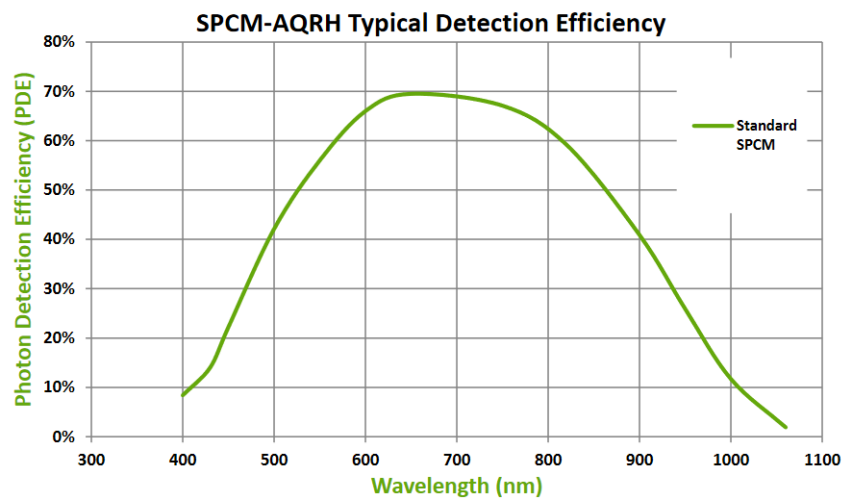


Abbildung 16: Spektrale Detektionseffizienz der APD

4 Verfahren

4.1 Implantation

Es wurde eine Siliziumkarbidprobe (ID 246) des Polytyps 6H mit den Abmessungen $(5 \times 5 \times 1)mm$ verwendet. Es wurden insgesamt 8 verschiedene Elemente aus der *IV*, *V* und *VII* Hauptgruppe mit jeweils $60keV$ implantiert. Es wurden jeweils die Isotope welche im Massenspektrum den höchsten Peak zeigten, ohne Überlagerung zu anderen Stoffkombinationen selektiert und implantiert. Für die jeweiligen Stoffe waren dies folgende Isotope:

*Wasserstoff*¹, *Sauerstoff*¹⁶, *Fluor*¹⁹, *Chlor*³⁵, *Brom*⁷⁹, *Germanium*⁷⁴, *Iod*¹²⁷ und *Zinn*¹²⁰
 Aus der konstanten Energie des Implanters ergeben sich für die unterschiedlichen Elemente auch variierende Reichweiten in Siliziumkarbid, diese sind in Tabelle 3 dargestellt und wurden mit SRIM [45] einem Montecarlo-Simulationsprogramm errechnet.

Tabelle 3: Reichweiten in SiC bei senkrechter Bestrahlung mit $60keV$. Tabelle angefertigt mit SRIM [45]

Längen in Å	Cl	Fl	Iod	H	Br	Ge	O	Sn
Reichweite	456	889	244	3773	299	318	950	259
longitudinal Straggeling	145	302	56	527	81	88	313	62
lateral Straggeling	109	240	46	640	65	69	255	51

Bei der Implantation wurde mit einer quadratischen Maske ($100 \times 100\mu m$) gearbeitet und die implantieren Spots in einem Raster angelegt. Dazu wurde zuerst der Strom des Ionenstrahls hinter der Maske mit einem Faradaycup gemessen und optimiert, bevor die Probe zur Bestrahlung eingefahren wurde. Aus der Stromstärke und der bestrahlten Fläche wurden die Bestrahldauern für die gewünschten Fluenzen zwischen $10^9 cm^{-2}$ und $10^{17} cm^{-2}$ errechnet. Das Raster wurde nach Möglichkeit von $10^{17} cm^{-2}$ aus startend in logarithmischen Schritten abnehmend implantiert, abhängig davon wieviel Strom aus der jeweils verwendeten Kathode zu gewinnen war. Die Abbildungen 17+18 zeigen schematisch die implantierten Spots mit den jeweiligen Fluenzen in $10^x/cm^{-2}$.

Für niedrige Konzentrationen wurde zuerst der Strom des Ionenstrahls verringert, bei gleichbleibender Beschleunigungsspannung. Anschließend wurde mit dem Blanker gearbeitet, der den Strahl mit sehr schnellen Reaktionszeiten auslenken kann und somit Bestrahlungsdauern von wenigen μs realisieren kann. Um Aufladungseffekte am Spiegel möglichst gering zu halten wurde versucht auch bei niedrigen Fluenzen eine möglichst lange Bestrahlungsdauer zu erreichen. Die verwendeten Parameter des 100kV-Implanters für den optimalen Strom, der mit dem Setup zu erreichen war sind in Tabelle 4 aufgelistet. Kathoden Spannung, Extraktor Spannung sowie die Spannung der Hauptbeschleunigung (High-Voltage, HV) wurden so gewählt, dass sie in Summe immer $60kV$ ergeben.

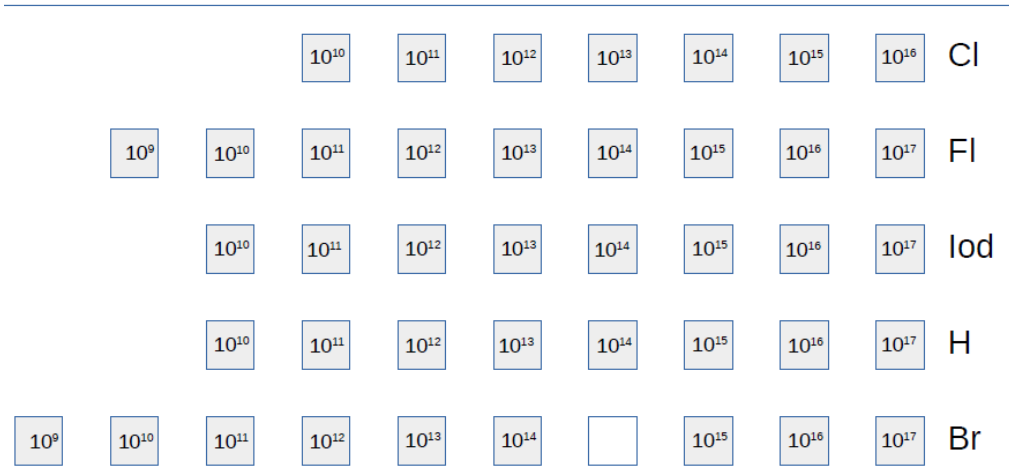


Abbildung 17: Schematische Darstellung der Implantationen auf der rechten oberen Ecke der Probe. Das freie Feld bei der Implantation von Bor resultiert aus einem Fehler bei der Implantation und die implantierte Dosis ist unklar.

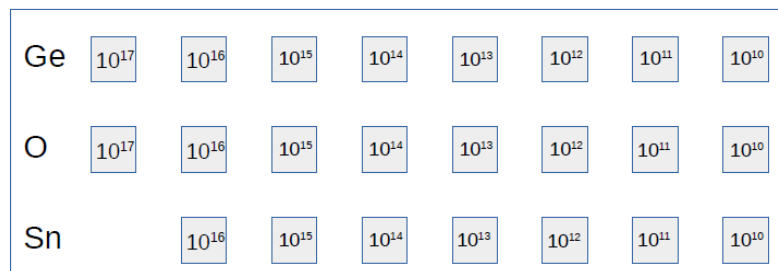


Abbildung 18: Schematische Darstellung der linken Ecke. Hier konnten gleiche Fluenzen im Raster untereinander implantiert werden.

Tabelle 4: Kathodenmaterialien und Parameter des 100kV-Implanters die zur Implantation genutzt wurden.

Element	Kathode	Kat.spannung (V)	Extraktor (V)	HV (kV)	Ionizer (A)
Chlor	$ClAg$	1500	7500	51	22
Fluor	CaF_2	2000	6380	51.62	22
Iod	$NH_4I + C$	2300	7400	50,3	24
Wasserstoff	TiH_2	2000	5500	52.5	23
Brom	$KBr + Ag$	2000	4500	53.5	23
Germanium	Ge	1740	5760	52.5	23
Sauerstoff	O_2 aus Luft	2100	5400	52.5	24
Zinn	$SnPb$	2070	5430	52.5	24

4.2 Ausheilen

Für die Rekristallisierung des durch die Implantation geschädigten Siliziumkarbids sind hohe Temperaturen notwendig. Hierfür wurde die Probe in einem Hochtemperaturofen bei 1000°C für 70min ausgeheizt. Dies ist auch notwendig damit die eingestrahlten Ionen im Kristallgitter mobil werden und sich auf unbesetzten Gitterplätzen einbauen können. Vor dem Ofen wurden Kleberückstände und andere Verunreinigungen in einem Ultraschallbad mit einem Gemisch aus Aceton und Ethanol entfernt und die Probe gereinigt.

4.2.1 Säuberung und Plasmabehandlung

Anschließend wurde die Probe erneut in einem Ultraschallbad gereinigt und in eine Plasmakammer gelegt, um Graphen welches sich beim Ausheizen an der Oberfläche sammelt zu entfernen, da dies großen Einfluss auf die Sauberkeit der Spektren hat (siehe[15]). Der Druck in der Kammer wurde auf 0,35mbar gesenkt und die Zuflussrate von reinem Sauerstoff auf 6sccm eingestellt. Bei der maximalen Leistung von 200W wurde die Probe für 20min im Plasma behandelt.

4.3 Konfokalmessung

Für die Messung am Konfokalmikroskop wurde die Probe nun mit Lack auf einen Proben-träger geklebt da eine Befestigung mit Klebestreifen ungewollte Schwingungen nach sich zog, ausgelöst durch die ruckartigen Bewegungen der Piezo-getriebenen Stage. Desweiteren wurde eine Feder, die dem Gewicht entgegenwirken sollte, aus der Stage entfernt da auch diese Schwingungen verursachte.

Zuerst wurden nun Übersichtsbilder (siehe Auswertung) erstellt indem über einen großen Bereich der Probe gerastert wurde um die Lumineszenz über die implantierten Spots qualitativ zu betrachten.

Anschließend wurden Spektren der implantierten Bereiche sowie des Hintergrunds erstellt um diese zu vergleichen. Zuerst wurde das Spektrometer mithilfe der drei verfügbaren Laserwellenlängen kalibriert und die Kalibration anschließend an bekannten Ramanlinien überprüft. Die Spektren wurden dann einmal mit dem blauen Laser $\lambda_b = 488\text{nm}$ bei einer Laserleistung von 10mW und ein zweites Mal mit dem grünen Laser $\lambda_g = 532\text{nm}$ mit Leistung 1mW aufgenommen um später zu vergleichen ob sich die Linien verschieben oder ob die Lumineszenz von der Wellenlänge des Lasers unabhängig ist. Dabei wurden pro Messung jeweils 100 Aufnahmen zu einem Spektrum addiert und über kleine Bereiche (ca. $5 \times 5\mu\text{m}$) gerastert um Effekte kleiner Verunreinigungen möglichst gering zu halten und über mehrere mögliche Lumineszenzzentren zu mitteln.

4.4 Vergleichsprobe

Es wurde nach ersten Messungen am Konfokalmikroskop noch eine zweite Siliziumkarbid Probe mit Fluor und Chlor im Bereich der niedrigen Fluenzen implantiert. Die umgesetzten Implantationen sind in Abbildung 19 schematisch dargestellt. Diese zweite Probe soll dazu dienen einen Vergleich zu haben und eine fehlerhafte Probe auszuschließen. Dazu wurde auch bei der zweiten Probe mit 60keV implantiert (Beschleunigerwerte siehe Tab.5) und anschließend ebenfalls bei 1000°C für 70 min ausgeheilt und eine Reinigung im Plasmaofen für 40min vorgenommen.

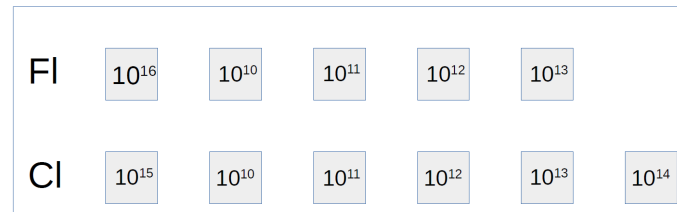


Abbildung 19: Schematische Darstellung der zweiten Siliziumkarbidprobe. Die hohen Fluenzen links dienen der Markierung um die Reihen später auch unter dem Mikroskop sichtbar zu machen.

Tabelle 5: Kathodenmaterialien und Parameter des 100kV-Implanters die zur Implantation auf der Vergleichsprobe genutzt wurden

Element	Kathode	Kat.spannung (V)	Extraktor (V)	HV (kV)	Ionizer (A)
Fluor	CaF_2	1300	6500	52.2	22
Chlor	$ClAg$	1200	7500	51.3	22

Konfokalmessung der Vergleichsprobe

Von der zweiten Probe wurde ebenfalls zuerst ein Übersichtsbild erzeugt. Anschließend wurden die $10^{13}/cm^{-2}$ Fluenzen untersucht und im Randbereich nach Einzelzentren gesucht. Dafür wurden verschiedene Filter eingesetzt um den Spektralbereich abschätzen zu können. Insbesondere eine Kombination aus einem $700nm$ Short-pass (SP 700) vor einer APD und einem $700nm$ Long-pass (LP 700) Filter vor der anderen APD. Bei Fluor kam ein Band-pass filter bei $609nm$ mit einer Breite von $54nm$ zum Einsatz (BP 609/54) um mögliche Einzelzentren in Abhängigkeit zur Laserleistung zu messen.

5 Auswertung und Ergebnisse

5.1 Implantation von Germanium, Sauerstoff und Zinn

Übersichtsbilder und Helligkeit

Zuerst wurde unter dem Konfokalmikroskop mit einem grünen Laser $\lambda = 532nm$ unter Verwendung eines $550nm$ Langpass Filters (LP550), über eine ca. $800 \times 600\mu m$ große Fläche auf der linken Seite der Probe gerastert und so ein großes Übersichtsbild erzeugt (Abb. 20). Die Software des Probenhalters übernimmt hierbei eine Tilt-correction um eine Verkippung der Probe auszugleichen. Dazu wurden die Eckpunkte des Probenausschnitts so eingestellt, dass die Oberfläche im Fokus liegt. Der Scanner beginnt von unten und nimmt reihenweise von links nach rechts die Intensität der Pixel auf. Wie bereits im Verfahrensteil gezeigt nehmen die Implantationsfluenzen von links nach rechts logarithmisch ab. Für Zinn war die Stromstärke des Ionenstrahls nicht ausreichend um eine $10^{17}/cm^2$ Fluenz zu realisieren.

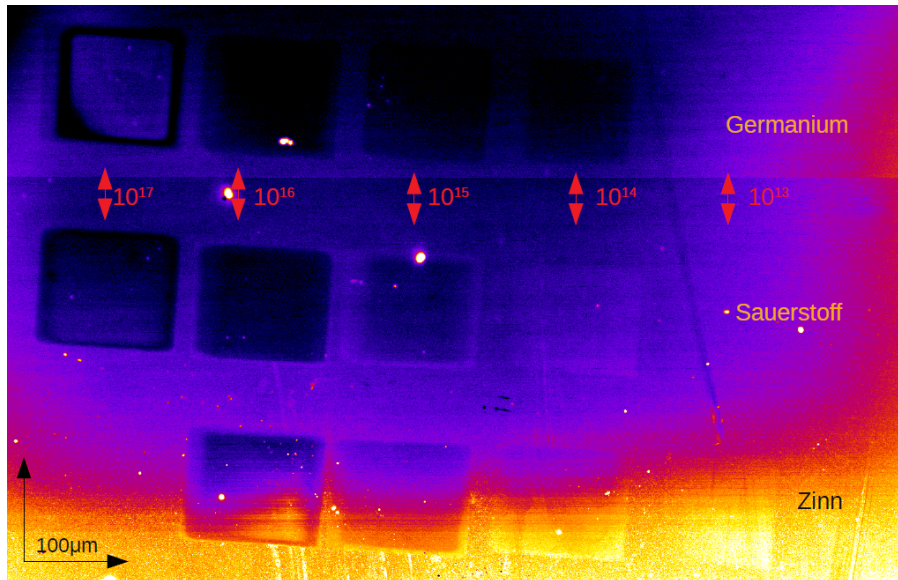


Abbildung 20: Übersichtsbild der linken Seite, aufgenommen mit dem grünen Laser $\lambda = 532nm$ und einem LP 550 Filter. Gleiche Konzentrationen stehen untereinander. Der Farbverlauf deutet auf einen ungleichen Fokus hin.

Um Aufschluss über die Ursachen für das dunkler werden der $10^{16}/cm^2$ Implantationen zu erhalten wurden diese im Folgenden spektral untersucht.

Spektren der der $10^{16}/cm^2$ Fluenzen

Die Spektren der Implantationen wurden aufgenommen, indem über eine $5 \times 5\mu m$ große Fläche gerastert, und insgesamt 60 Spektren über das Ensemble addiert wurden. Im gleichen Verfahren wurde auch der Hintergrund, also ein Spektrum einer unbehandelten Stelle in der Nähe der Implantation aufgenommen. Dieser Vorgang wurde mit einem blauen Laser $\lambda = 488nm$ bei einer Leistung von 10mW und einem grünen Laser $\lambda = 532nm$ bei

einer Leistung von 1mW durchgeführt, unter Verwendung von Notch Filtern der jeweiligen Wellenlänge sowie einem LP500 Filter bei Blau und einem LP550 Filter bei Grün. Die Spektren werden nachfolgend als blaue oder grüne Spektren bezeichnet, je nachdem mit welchem der beiden Laser angeregt wurde.

In den Spektren von Germanium, Zinn und Sauerstoff (Abb. 21) der $10^{16}/cm^2$ Fluenz lässt sich erkennen, dass es zu einer Abschwächung der Ramanlinien der transversal und longitudinal optischen Phononenmoden von Siliziumkarbid kommt ($780cm^{-1}$ und $964cm^{-1}$ [56]). Auch die Ramanlinien zweiter Ordnung werden abgeschwächt. Einzig die Ramanlinie der longitudinal akustischen Mode ($501cm^{-1}$) scheint verstärkt, auf dieser Linie liegt allerdings auch in etwa die Ramanlinie von Silizium ($520cm^{-1}$), die sich nach [57] bei amorphem Silizium sogar in Bereiche von bis zu ($494cm^{-1}$) verschiebt. Dies deutet darauf hin, dass das Siliziumkarbid sehr stark geschädigt wird und sich Bereiche von amorphem Silizium bilden.

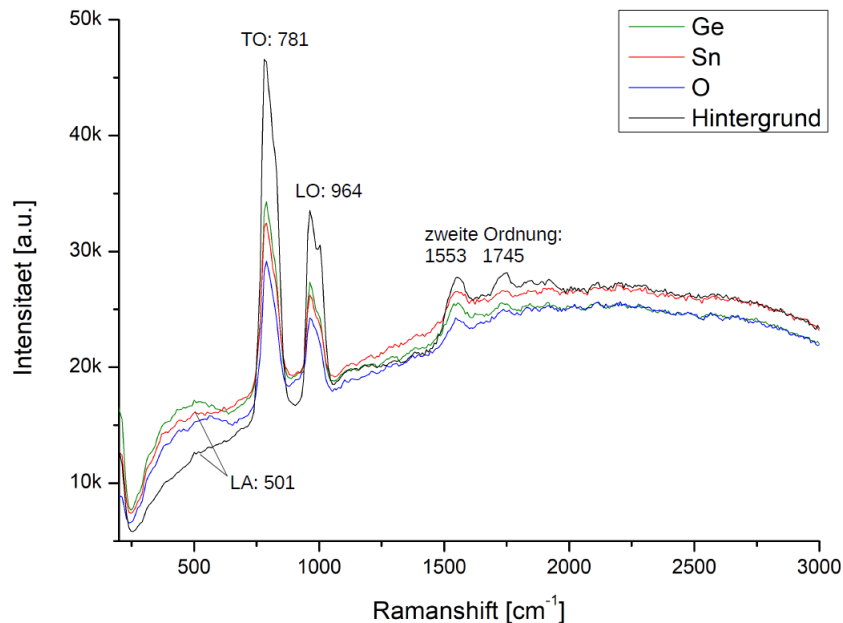


Abbildung 21: Spektrale Aufnahme (Anregung mit dem blauem Laser $\lambda = 488nm$) der $10^{16}/cm^2$ Implantationen von Germanium, Zinn und Sauerstoff.

5.2 Implantation von Halogenen und Wasserstoff

Übersichtsbild

Auf der rechten Seite der Probe wurden die Elemente Cl^{35} , Fl^{19} , I^{127} , H^1 und Br^{79} implantiert. Auch hier wurde zunächst ein großer hochauflösender Scan über einen Bereich von ca. $1 \times 1 \text{ mm}$ mit dem grünen Laser ($\lambda = 532 \text{ nm}$) durchgeführt (siehe Abb. 22) um Aussagen über die Helligkeit treffen zu können. Auch hier sind gleiche Konzentrationen untereinander dargestellt. Es wird besonders deutlich, dass auch hier sämtliche mit $10^{17}/\text{cm}^2$ Fluenzen implantierten Spots sehr hell erscheinen, dies wird im Folgenden spektral betrachtet.

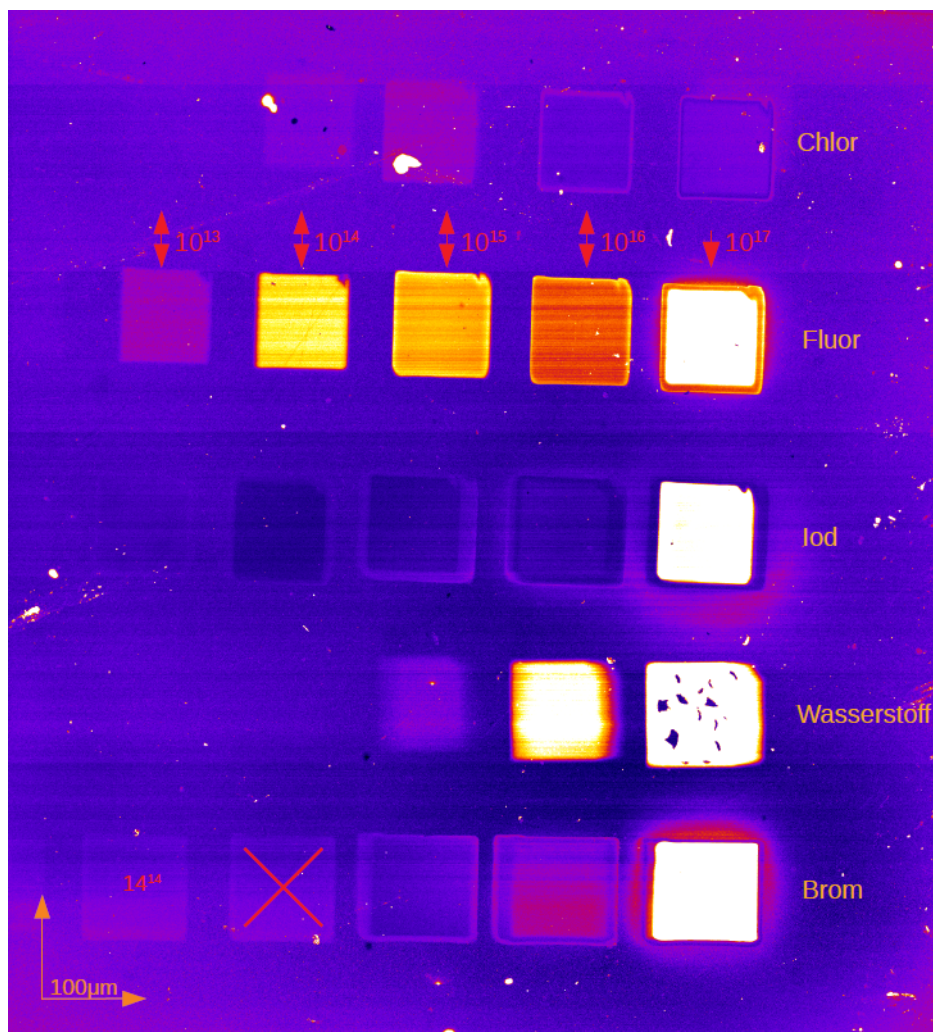


Abbildung 22: Großer Scan der Implantationen auf der rechten Seite der Probe. Chlor konnte nicht in einer $10^{17}/\text{cm}^2$ Fluenz realisiert werden und Brom ist ab der $10^{17}/\text{cm}^2$ Fluenz versetzt. Aufgenommen mit dem grünen Laser $\lambda = 532 \text{ nm}$ und einem LP 550 Filter.

5.2.1 Spektren der $10^{17}/\text{cm}^2$ Fluenzen

Um genauere Aussagen über die Helligkeit der mit $10^{17}/\text{cm}^2$ Fluenzen implantierten Spots treffen zu können wurden jeweils mit dem blauen und dem grünen Laser Spektren aufgenommen, indem über eine Fläche von $5 \times 5 \mu\text{m}$ gerastert wurde und dabei 60 Spektren über das Ensemble addiert wurden. Die Spektren der beiden Laser wurden Hintergrund bereinigt und miteinander verglichen. Abbildungen 23 und 24 zeigen die Spektren der rechten Seite und Abbildung 25 das blaue Spektrum der linken Seite mit den Implantationen von Germanium, Zink und Sauerstoff.

Die spektralen Aufnahmen zeigen bei allen $10^{17}/\text{cm}^2$ Implantationen, außer Wasserstoff, neben den Ramanlinien von SiC in erster und zweiter Ordnung noch 3 weitere auffällige Peaks. Diese liegen bei 1350cm^{-1} , 1580cm^{-1} und 2800cm^{-1} und sind in den blauen Spektren (Abb. 23+25) sehr deutlich erkennbar. Im grünen Spektrum (Abb. 24) ist der Peak bei 2800cm^{-1} nur bei Fluor zu erkennen. Die Peaks liegen bei Anregung mit unterschiedlichen Lasern auf denselben Ramanlinien und können der Bildung von Graphen zugeordnet werden. Demnach handelt es sich bei dem Peak bei ca. 1350cm^{-1} um das D-Band, bei 1580cm^{-1} um das G-Band und bei dem im blauen Spektrum erkennbaren Peak bei ca. 2800cm^{-1} um das 2-D Band von ungeordnetem Kohlenstoff [56].

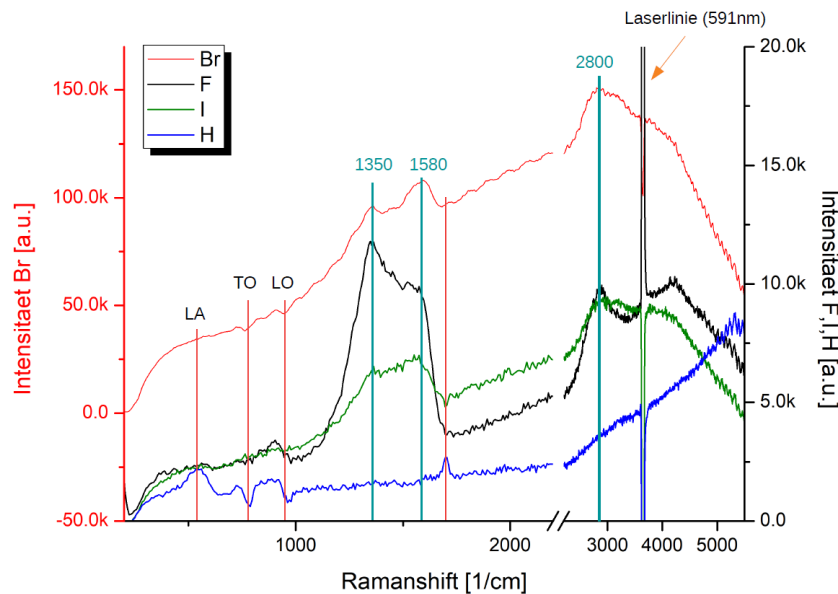


Abbildung 23: Hintergrundbereinigte Spektren der mit $10^{17}/\text{cm}^2$ Fluenzen implantierten Spots von Brom, Fluor, Iod und Wasserstoff, aufgenommen mit dem blauen Laser $\lambda = 488\text{nm}$. Eingezeichnet sind neben den Ramanlinien von SiC (rot) die drei markanten Linien von Graphen bei 1350cm^{-1} (D-Band), 1580cm^{-1} (G-Band) und 2800cm^{-1} (2-D Band). Da bei Messung der orangene Laser ($\lambda = 591\text{nm}$) mit minimaler Leistung eingekoppelt war ist dessen Linie ebenfalls erkennbar. Die Leistung ist jedoch zu gering um sich auf das Spektrum auszuwirken.

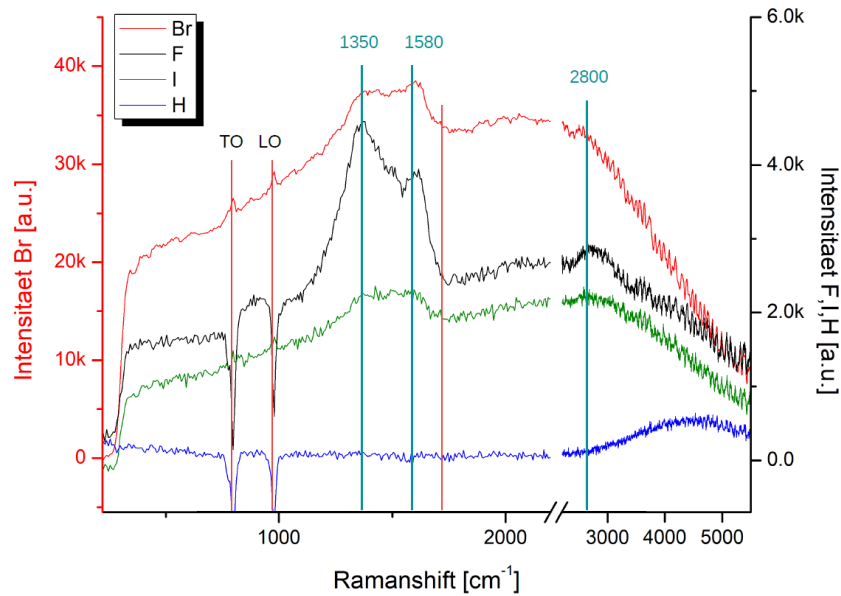


Abbildung 24: Hintergrund-bereinigte Spektren der $10^{17}/\text{cm}^2$ Spots von Brom, Fluor, Iod und Wasserstoff, aufgenommen mit dem grünen Laser $\lambda = 532\text{nm}$.

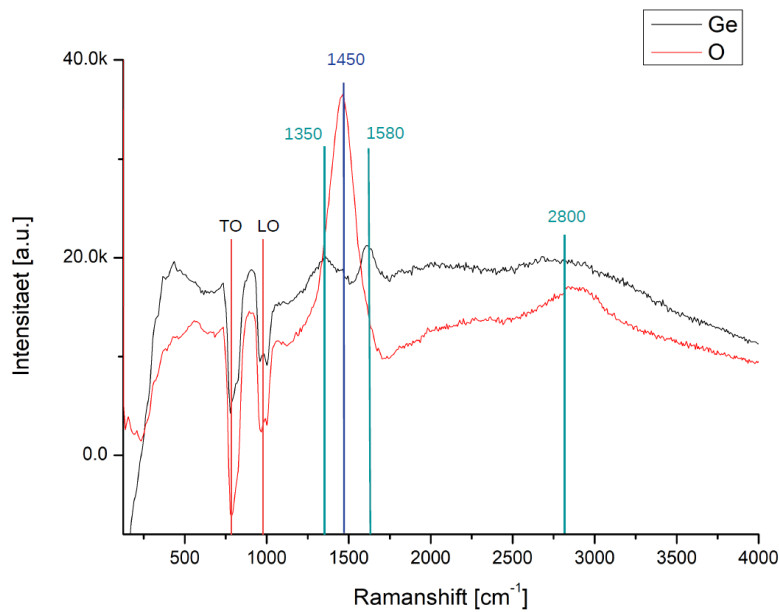


Abbildung 25: Hintergrund-bereinigte Spektren der $10^{17}/\text{cm}^2$ Spots von Germanium und Sauerstoff, aufgenommen mit dem blauen Laser $\lambda = 488\text{nm}$. Neben den Ramanlinien von SiC (rot) und Graphen (türkis) entsteht bei Sauerstoff ein weiterer Peak bei ca. 1450cm^{-1} , der im grünen Spektrum auf der selben Ramanlinie liegt und somit einem Strukturmerkmal zuzuordnen ist.

Da das Spektrum der linken Seite eine deutlich höhere optische Aktivität für die $10^{17}/\text{cm}^2$ zeigt als sich dies aus dem Übersichtsbild in Abbildung 20 erkennen lässt, wurde der Bereich erneut aufgenommen. In der zweiten Aufnahme (Abb. 26 ist für die $10^{17}/\text{cm}^2$ Implantationen eine größere optische Aktivität zu erkennen. Dies deutet darauf hin, dass bei der ersten Aufnahme der Fokus mit der Zeit unscharf wurde.

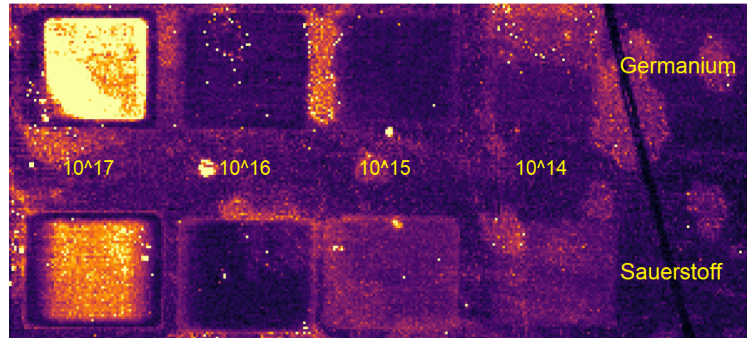


Abbildung 26: Es wurde ein zweites großes Bild der oberen zwei Reihen auf der linken Seite mit dem grünen Laser $\lambda = 532\text{nm}$ und einem LP550 Filter aufgenommen.

Graphenbildung und Schaden

Graphen entsteht durch die Schäden die schwere Atome bei hohen Fluenzen im Material anrichten, welche anschließend durch das Ausheilen nicht repariert werden können. Durch die größere Kernladung hat Silizium auch einen höheren Streuquerschnitt und es werden bei der Implantation deutlich mehr Siliziumatome von Ihren Plätzen gestoßen. So entstehen in der Simulation etwa doppelt so viele Siliziumvakanzten wie Kohlenstoffvakanzten, sodass es in den oberflächennahen Bereichen zu einer höheren Konzentration an Kohlenstoffatomen kommt. In Abbildung 27 ist die Dichte von Siliziumvakanzten (durchgängig) und Kohlenstoffvakanzten (gestrichelt) für Iod, Brom, Fluor und Wasserstoff dargestellt. Für die anderen Elemente zeigt sich in der Simulation ein sehr ähnliches Verhalten. Dies begünstigt die Bildung einer Graphenschicht dicht unter der Oberfläche, die auch durch das Ausheilen und die anschließende Plasmabehandlung nicht entfernt werden kann.

Des Weiteren ist davon auszugehen, dass bei $10^{17}/\text{cm}^2$ Fluenzen genug Schaden bei der Implantation im Kristall entsteht um diesen zu amorphisieren. Siliziumkarbid hat eine Dichte von $96,4 \cdot 10^{21} \text{At}/\text{cm}^3$. Bei der Implantation von Iod erreicht die Vakanzdichte maximale Werte von über $40 \cdot 10^{24} \text{Vakanzten}/\text{cm}^3$, sodass davon auszugehen ist, dass die ursprüngliche Kristallstruktur völlig zerstört wird. Wie in Abbildung 27 dargestellt, wird dieser Wert bei fast allen Implantationen mit $10^{17}/\text{cm}^2$ Fluenzen weit überschritten. Daraus folgt auch, dass diese Schwelle bei Implantation von Iod und Brom bereits bei Fluenzen von $10^{15}/\text{cm}^2$ und bei Fluorimplantation bei $10^{16}/\text{cm}^2$ überschritten wird. Einzig bei Implantation von Wasserstoff werden bei einer Fluenz von $10^{17}/\text{cm}^2$ mit $84 \cdot 10^{21} \text{Vakanzten}/\text{cm}^3$ weniger Vakanzten erzeugt als Atome vorhanden sind. Beim Ausheilen kann Siliziumkarbid wieder rekristallisieren, jedoch können dabei andere Polytypen entstehen, sowie auch Cluster und Einschlüsse erhalten bleiben. Es ist daher nicht anzunehmen, dass einzelne Zentren in 6H-SiC ausschlagend für die Lumineszenz sind.

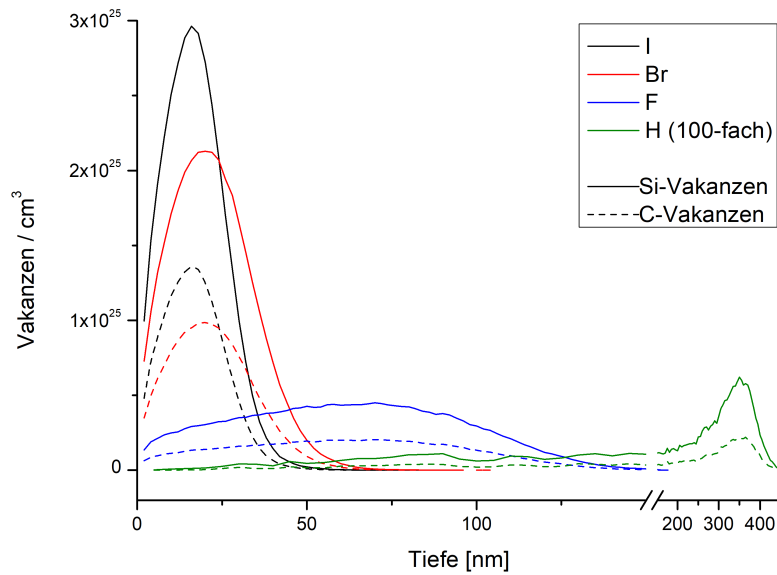


Abbildung 27: SRIM-Simulation der Vakanzdichten pro cm^3 bei einer Fluenz von $10^{17}/cm^2$. Siliziumvakanz sind mit einer durchgängigen Linie, Kohlenstoffvakanz mit einer gestrichelten dargestellt. Wasserstoff wurde zur besseren Darstellung um den Faktor 100 vergrößert.

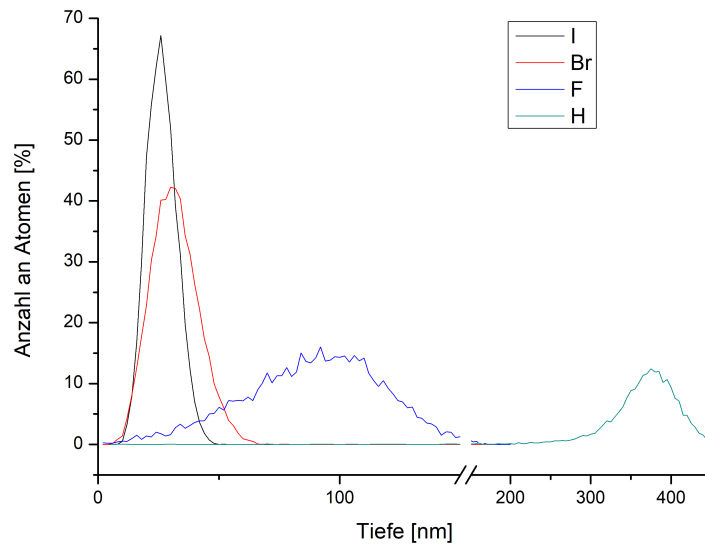


Abbildung 28: SRIM-Simulation der implantierten Ionen pro cm^3 . Dargestellt ist hier der prozentuale Anteil der entsteht wenn man die Dichte der implantierten Ionen ins Verhältnis zur atomaren Dichte von $6H-SiC$ setzt. Dies ist ein sehr theoretischer Wert, da auch Atome aus dem Volumen durch die Implantation entfernt werden und an andere Stellen im Kristall wandern. Durch das anschließende Ausheilen werden die Atome wieder mobil und diffundieren an energetisch günstige Plätze.

Auch die lokale Konzentration an Fremdatomen spielt eine große Rolle dafür, ob der Kristall ausheilen kann. Wie in Abbildung 28 dargestellt erreichen die implantierten Dosen in der Simulation sehr hohe Konzentrationen von bis zu ca. 65% der Atomdichte bei Iod. Selbst bei Wasserstoff wird ein Anteil von 12% erreicht. Dies begünstigt chemische Prozesse und Verbindungen. Es kann also nicht angenommen werden 6H-SiC mit einzelnen Defekten vorzufinden, sondern mitunter ganz andere Verbindungen, deren Ramanlinien ebenfalls im Konfokalmikroskop hell erscheinen, wie z.B. den Graphit- und Siliziumbanden oder dem 1450cm^{-1} Peak bei Sauerstoff.

Es lässt sich aus der Schadensdichte und der Konzentration an Fremdatomen keine direkte Korrelation zur Helligkeit der Implantationen herstellen.

Wasserstoff

Bei Wasserstoff kommt es zu keiner sichtbaren Graphitbildung, da das Element sehr leicht ist und deutlich weniger Vakanzen bei der Implantation erzeugt. Die Schadensdichte von Wasserstoff erreicht in der Simulation maximal $84 \cdot 10^{21}$ Vakanzen/ cm^3 und liegt somit gerade so im Bereich der Amorphisierung.

Bei der Implantation von Wasserstoff ab $10^{16}/\text{cm}^2$ kommt es zu einer sichtbaren Blasenbildung (siehe Abb. 29). Die Wasserstoffatome scheiden sich vom Kristall ab und bilden kleine Hohlräume. Diesen Effekt macht sich auch das Smart-Cut® Verfahren zunutze [58, 59], welches auch Anwendung bei SiC findet [60]. Die für diese Arbeit verwendeten Fluenzen und Ausheiltemperaturen, ähneln sehr den von [60] genutzten Werte zum Abtrennen dünner SiC-Schichten. Einzig die Implantationsenergie und somit auch die Eindringtiefe sind geringer, was in Rissen bis an die Oberfläche resultiert, die bei der $10^{17}/\text{cm}^2$ Implantation deutlich zu sehen sind.

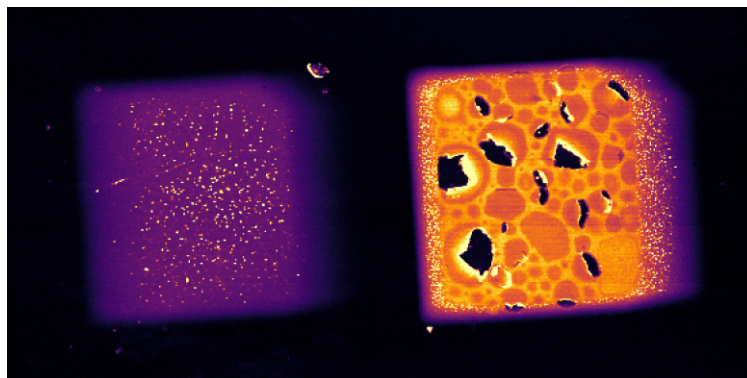


Abbildung 29: Nahaufnahme der Wasserstoffimplantationen mit $10^{16}/\text{cm}^2$ und $10^{17}/\text{cm}^2$ Fluenz. Die Blasenbildung ist links bei $10^{16}/\text{cm}^2$ schon erkennbar und rechts bei $10^{17}/\text{cm}^2$ sehr ausgeprägt. Durch die geringe Implantationstiefe reißt die Probe bis an die Oberfläche auf.

Für die Suche nach Einzelzentren sind gerade die Stoffe spannend die auch bei niedrigen Fluenzen Lumineszenz zeigen, da die Effekte der Photolumineszenz bei zu hohen Dosen von anderen Effekten überlagert werden, bzw. der Kristall völlig amorphisiert wird.

5.2.2 Fluor

Im großen Übersichtsbild (Abb.22) zeigt Fluor das interessanteste Verhalten, da auch bei niedrigeren Fluenzen Lumineszenz erkennbar ist. In Abbildung 30 ist die Lumineszenz über die Spots quantitativ dargestellt. Die Helligkeit der $10^{17}/\text{cm}^2$ Implantation wurde bereits diskutiert. Im Graph wird erkennbar, dass ein lokales Maximum der gemessenen Lumineszenz bei der $10^{14}/\text{cm}^2$ Fluenz vorliegt. Bei den höheren Fluenzen sinkt die Helligkeit im zentralen Bereich, wobei sich am Rand ein Anstieg beobachten lässt. Am Rand der implantierten Stellen fällt die Dichte der Fremdatome, sowie der entstandenen Defekte ab und durchläuft dabei alle niedrigeren Konzentrationen. Dadurch können sogenannte Halos (eng.: Heiligenschein, Kranz) entstehen, wenn die Lumineszenz für eine bestimmte Dichte ein Maximum erreicht und bei höheren Dosen von anderen Effekten überlagert wird.

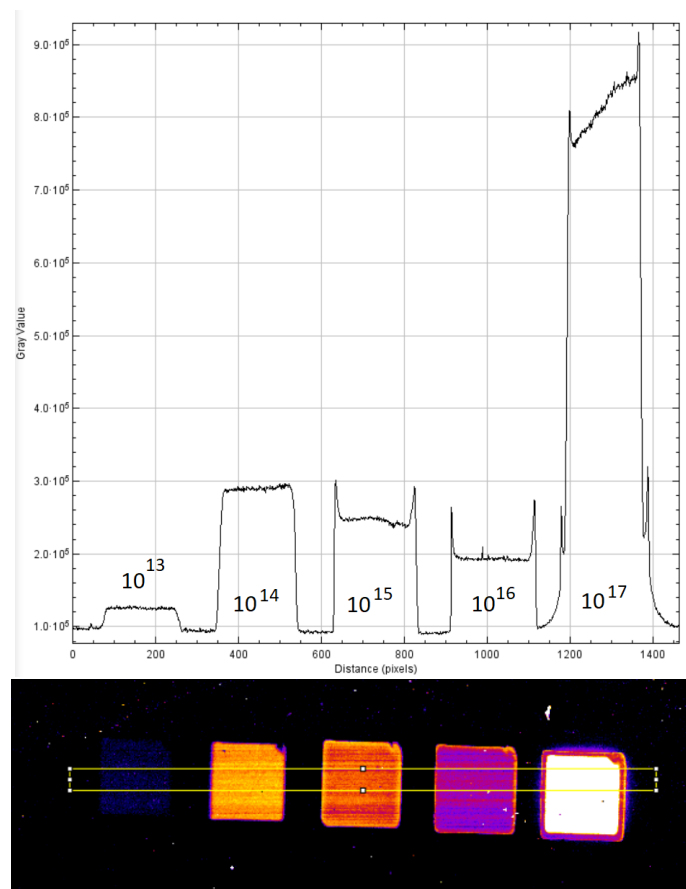
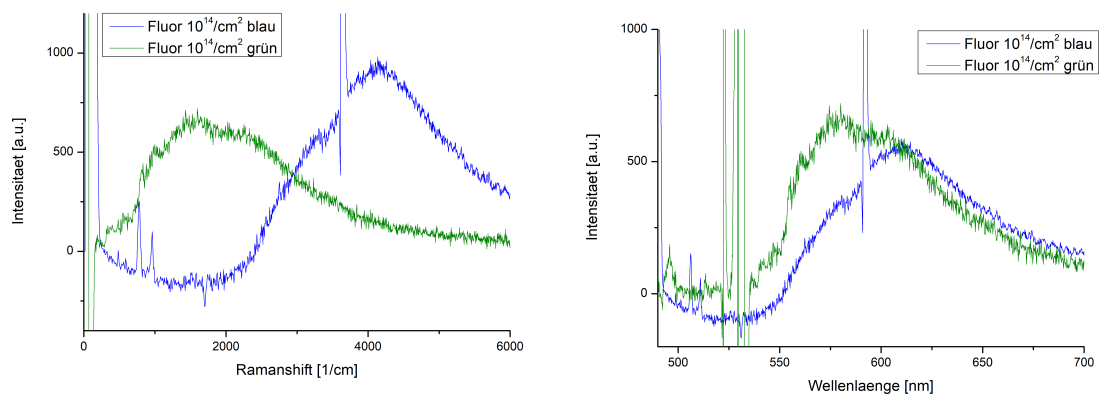


Abbildung 30: Mit dem Programm ImageJ lässt sich die Helligkeit über eine variable Fläche auslesen. Es werden dabei die vertikalen Werte gemittelt, was Effekte durch Verunreinigungen weniger ins Gewicht fallen lässt. Die Fläche wurde im unteren Teil über die Spots von Fluor gelegt und der daraus resultierende Graph mit den zugehörigen Fluenzen in $10^x/\text{cm}^{-2}$ darüber dargestellt. Abbildung erstellt mit ImageJ

Da die Lumineszenz an den Rändern ziemlich genau den Wert der $10^{14}/\text{cm}^2$ Fluenz erreicht, ist davon auszugehen, dass hier die höchste Ausbeute des zugrundeliegenden Effekts vorliegt. Es wurden nun die Spektren von Fluor miteinander verglichen um Aufschluss über die Art der Lumineszenz zu erhalten. Dazu wurden jeweils mit dem blauen und dem grünen Laser 60 Spektren aufgenommen und addiert, während über einen kleinen Bereich von $5 \times 5 \mu\text{m}$ mittig auf der Implantation gerastert wurde. Anschließend wurde ein Spektrum direkt neben der Implantation im selben Verfahren erzeugt und subtrahiert. Die Ramanspektren der beiden Laser in Abb. 31 (a) zeigen einen Lumineszenzberg an unterschiedlicher Stelle, was darauf hindeutet, dass es sich nicht um ein Strukturmerkmal handelt. Bei Betrachtung der Wellenlängen bei denen die Lumineszenz aufgenommen wurde in Abb. 31 (b) lässt sich erkennen, dass diese für beide Anregungsenergien im selben Spektralbereich liegt.

Daraus lässt sich folgern, dass es sich um ein Leuchtzentrum handelt.



(a) Ramanspektren der $10^{14}/\text{cm}^2$ Implantation, aufgenommen mit unterschiedlichen Lasern.

(b) Vergleich der Wellenlängen.

Abbildung 31: Im Vergleich der Spektren der beiden Laser wird deutlich, dass die Lumineszenz unabhängig von der Anregung im selben Spektralbereich liegt.

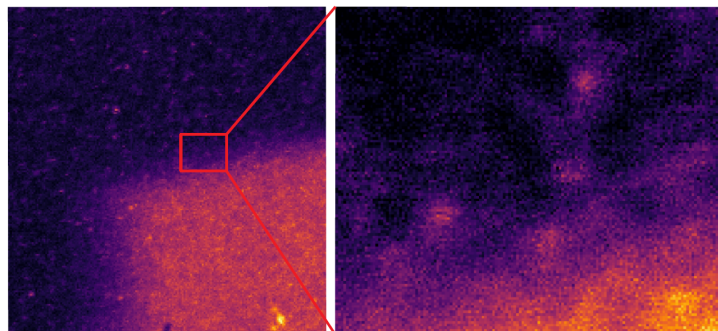


Abbildung 32: Aufnahme am Rand der Fluor $10^{13}/\text{cm}^2$ Implantation.

Um dieses genauer zu untersuchen wurde nun der Rand der $10^{13}/\text{cm}^2$ Implantation, welche ebenfalls hell erscheint, aufgenommen (Abbildung 32). Am Rand einer niedrigeren Fluenz ist es wahrscheinlicher einzelne Zentren auszumachen, da dort Ihre Dichte abnimmt.

Anschließend wurde der Bereich mit dem grünen Laser $\lambda = 532\text{nm}$ in 10 verschiedenen Laserleistungen aufgenommen (Abbildung 33) und die Helligkeit von 3 Punkten mit dem Hintergrund verglichen, um den bestmöglichen Kontrast und die Sättigungsleistung zu bestimmen.

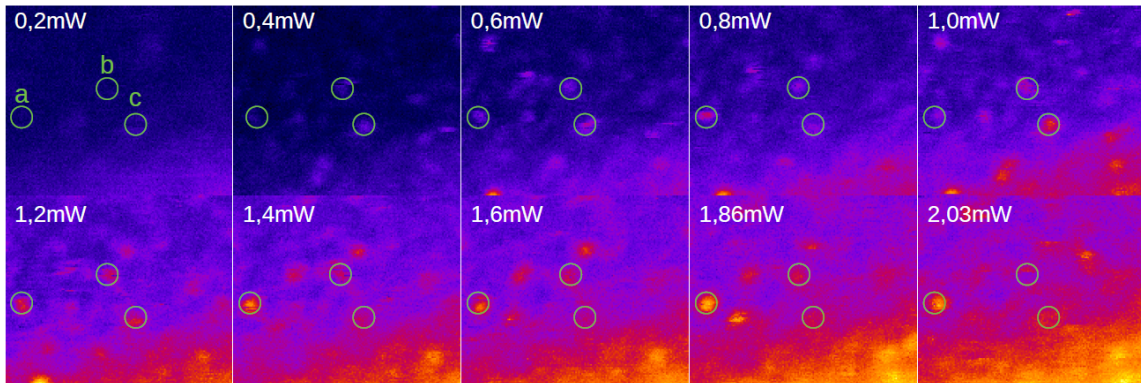
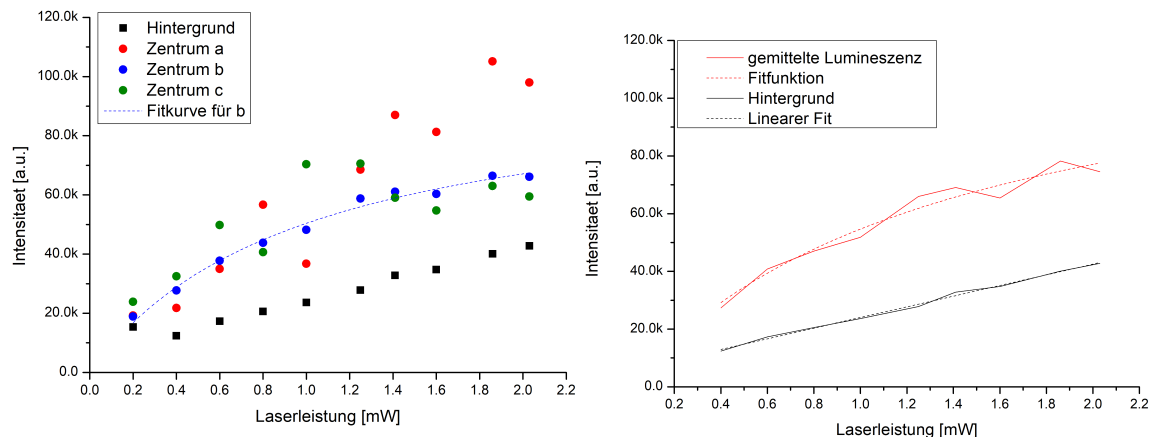


Abbildung 33: Leistungsabhängige Fluoreszenz am Rand der $10^{13}/\text{cm}^2$ Implantation. Die 3 gemessenen Zentren sind grün markiert. Es fällt auf, dass die Zentren nicht photostabil sind.



(a) Leistungsabhängige Intensität der 3 Zentren und des Hintergrunds. Für das Zentrum b wurde eine Fitkurve berechnet. (b) Fitfunktionen über einen Mittelwert der 3 Zentren im linearen Teil des Hintergrunds.

Abbildung 34: Es wurden jeweils die hellsten Werte aus den Bereichen der Zentren und des Hintergrunds gemessen und aufgetragen (a). Hier wurde für das Zentrum b eine Fitkurve berechnet, da dieses die geringsten Schwankungen zeigt. Für die Fitfunktionen in (b) wurde der lineare Teil des Hintergrunds ausgewählt und für die Zentren ein Mittelwert gebildet um die Schwankungen etwas auszugleichen.

Bei der Aufnahme des Bereichs mit unterschiedlichen Leistungen fällt auf, dass die einzelnen Zentren von Streifen durchsetzt, oder in manchen Aufnahmen gar nicht zu erkennen sind. Sie scheinen bei Bestrahlung mit dem Laser deaktiviert zu werden und nach kurzer Zeit wieder aktiv zu sein. Für die Bestimmung der Sättigungsleistung wurden nun 3 Punkte ausgewählt, die auf allen Aufnahmen gut zu erkennen sind.

Für die Leistungssättigungsmessung wurde die Intensität I der Zentren in Abhängigkeit zur Laserleistung P und der Sättigungsleistung P_{sat} ermittelt. Dazu wurde zuerst die leistungsabhängige Intensität des Hintergrunds $I_H = 18480cts \pm 434cts$ im Bereich ab $0,4mW$ mit einem linearen Fit ermittelt. Da die Lumineszenz der Zentren stark fluktuiert wurde ein Mittelwert über die 3 Zentren gebildet und dieser mit der Funktion

$$I = \frac{I_0}{1 + \frac{P_{sat}}{P}} + I_H P \quad (5.1)$$

angepasst [61]. So ergibt sich für $I_0 = 130,6kcts \pm 13,8kcts$ und für die Sättigungsleistung $P_{sat} = 1,39mW \pm 0,29mW$.

Dieser Wert scheint gut vereinbar mit den Aufnahmen in Abb. 33 und der recht große Fehler von 20,9% resultiert aus den großen Schwankungen die durch die Instabilität der Zentren entsteht.

Das Zentrum b alleine betrachtet liefert eine Sättigungsleistung von $P_{sat} = 0,99mW \pm 0,12mW$, der Fehler ist mit ca. 12% deutlich geringer und es ist anzunehmen das mit einer Laserleistung zwischen $1 - 1,2mW$ der bestmögliche Kontrast erreicht werden kann.

Spektrum eines Einzelzentrums

Anschließend wurde versucht das Spektrum eines einzelnen Zentrums aufzunehmen. Dies stellte sich als schwierig heraus, da die Zentren nicht photostabil sind und kaum auffindbar waren. Durch die Lasereinstrahlung können photochromatische Effekte wie das Einfangen oder Abgeben von Ladungsträgern zu einer Veränderung der Fluoreszenzeigenschaften führen. In Abbildung 35 ist das hintergrundbereinigte Spektrum an der Stelle eines Zentrums dargestellt, sowie ein Spektrum das innerhalb der Implantation mittels Rastern aufgenommen wurde. Beide Spektren wurden über 60s akkumuliert. Das Spektrum des Einzelzentrums zeigt ein sehr ähnliches Verhalten, wie jenes über das Ensemble. Es ist nur deutlich geringer in der Intensität, was dadurch erklärt werden kann, dass es nur kurze Zeit in diesem Spektralbereich aktiv war. Beim Rastern über einen größeren Bereich hingegen können mehr aktive Zentren aufgenommen werden bevor sie durch die Lasereinwirkung beeinflusst werden.

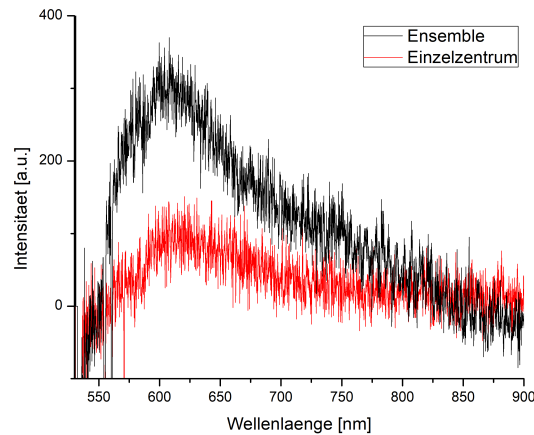


Abbildung 35: Hintergrundbereinigte Spektren eines einzelnen Zentrums und über das Ensemble gerastert. Aufgenommen mit dem grünen Laser $\lambda = 532nm$, $P = 1,2mW$.

Des Weiteren wurde derselbe Bereich mit zwei verschiedenen Filtern den APDs aufgenommen um den Anteil der Spektralbereiche an der Lumineszenz zu verdeutlichen. Vor eine APD wurde ein Short-Pass $700nm$ Filter gesetzt, vor die Andere ein Long-Pass $700nm$ Filter. Es zeigt sich, dass für beide Spektralbereiche die Lumineszenz in Richtung der Implantation deutlich steigt. Im Bereich unter $700nm$ sind die einzelnen Zentren deutlich erkennbar und es sieht so aus als wäre die Lumineszenz oberhalb der $700nm$ Teil der Phonenseitenbande des Zentrums. Ob in diesem Bereich möglicherweise auch andere Zentren aktiv sind lässt sich mit dem Setup nicht messen.

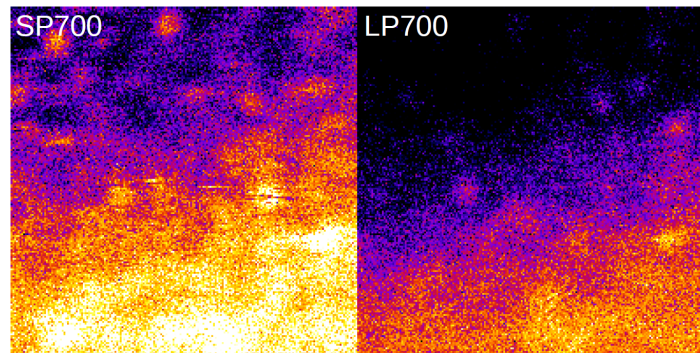


Abbildung 36: Derselbe Bereich wurde gleichzeitig zwei verschiedenen Filtern vor den APDs aufgenommen um den Spektralbereich bei $\lambda = 700nm$ zu separieren.

CAV⁺-Zentrum

Das Spektrum des Einzelzentrums passt gut zu dem in [2] angegebenen Spektralbereich des carbon anti-site-vacancy (CAV⁺) Zentrums. Für dieses ist bekannt, dass Photonen mit einer kürzeren Wellenlänge als $539nm$ Elektronen aus dem Valenzband auf das Energielevel des CAV⁺ anheben können und den Ladungszustand zu CAV⁰ ändern. Das neutrale CAV⁰ zeigt Photolumineszenz im Infraroten Spektralbereich und ist mit dem Setup nicht

zu beobachten.

Es ist anzunehmen, dass die Implantation von Fluor den positiven Ladungszustand begünstigt, da Fluor mit 3,98 eine deutlich höhere Elektronegativität hat als Kohlenstoff (2,55) oder Silizium (1,9) und somit Elektronen stärker an sich bindet. Somit könnte die Dichte der CAV^+ im gegenüber CAV^0 im Bereich der Implantation deutlich gesteigert werden. Dies lässt sich auch durch das Spektrum über das Ensemble in Abbildung 31 bestätigen, da hier für den Hintergrund ebenfalls über ein Ensemble des Hintergrunds gerastert wurde in dem eine geringere Dichte des CAV^+ -Zentrums vorliegt. In Abbildung 37 wurde nun derselbe Ausschnitt am Rand der Implantation dreimal kurz nacheinander mit einer Laserleistung von $1,4mW$ aufgenommen. Dabei kam ein Bandpassfilter (BP 609/54) zum Einsatz, der nur den Spektralbereich von $580nm - 640nm$ durchlässt.

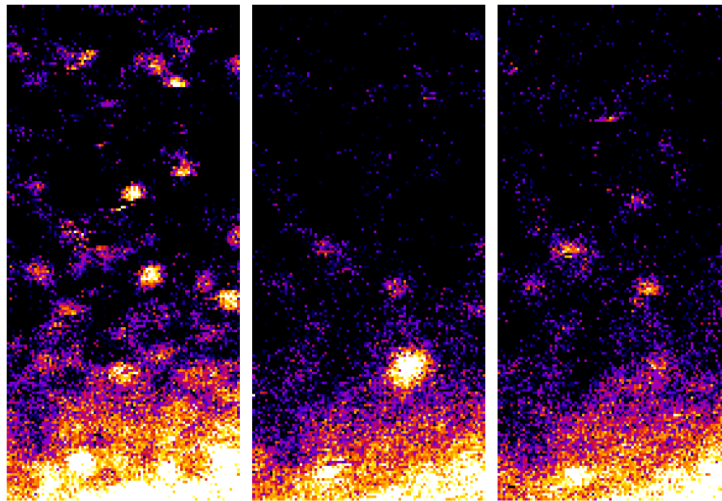


Abbildung 37: Der selbe Bereich wurde 3 Mal nacheinander aufgenommen. Anregung mit dem grünen Laser $\lambda = 532nm$, $P = 1,2mW$ und einem Bandpassfilter 609/54.

Die Zentren außerhalb der Implantation bleichen aus und scheinen je weiter sie von der Fluorimplantation entfernt sind deutlich instabiler zu sein, während die Zentren auf dem Implantationsspot zwar teils von dunklen Streifen durchsetzt sind, auf der nächsten Aufnahme jedoch meist wieder zu sehen sind. Um zu bestätigen, dass es sich um das CAV^+ Zentrum handelt, müssten weitere Messungen mit einem anderen Laser oder bei tiefen Temperaturen vorgenommen werden.

5.2.3 Chlor

In den Übersichtsbildern erscheint neben Fluor auch Chlor bei $10^{13}/cm^2$ hell gegen den Hintergrund. Es wurde ebenfalls eine Aufnahme am Rand der Implantation gemacht (Abb. 38(a)) und die Zentren spektral untersucht (Abb. 38(b)).

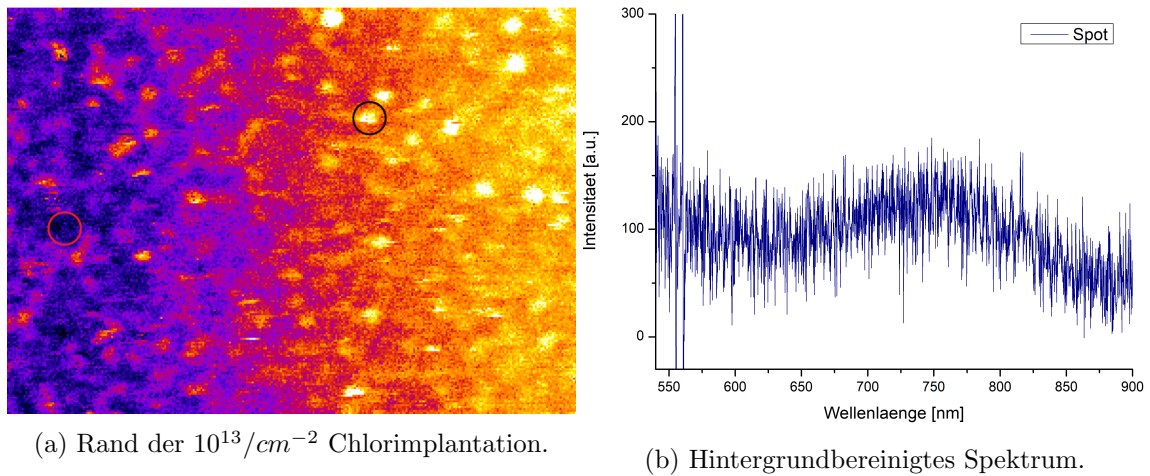


Abbildung 38: In (a) sind die Bereiche markiert, in denen Spektren des Spots (schwarzer Kreis) und des Hintergrunds (roter Kreis) aufgenommen wurden. Die Differenz der beiden ist in (b) abgebildet. Aufgenommen mit dem grünen Laser $\lambda = 532\text{nm}$, $P = 1,2\text{mW}$ und einem LP550 Filter.

Das Spektrum des markierten Spots zeigt nach Abzug des Hintergrunds einen Lumineszenzberg im Bereich von ca. $650\text{nm} \rightarrow 850\text{nm}$. Es wird vermutet, dass das hell erscheinende Zentrum während der Akkumulation des Spektrums deaktiviert wird und die aufgenommene Intensität eine andere Ursache hat. Daher wurde der Bereich erneut mit einer Kombination aus Short und Long-pass Filtern bei 700nm aufgenommen und es zeigt sich für die beiden Kanäle ein sehr unterschiedliches Verhalten (Abb. 39).

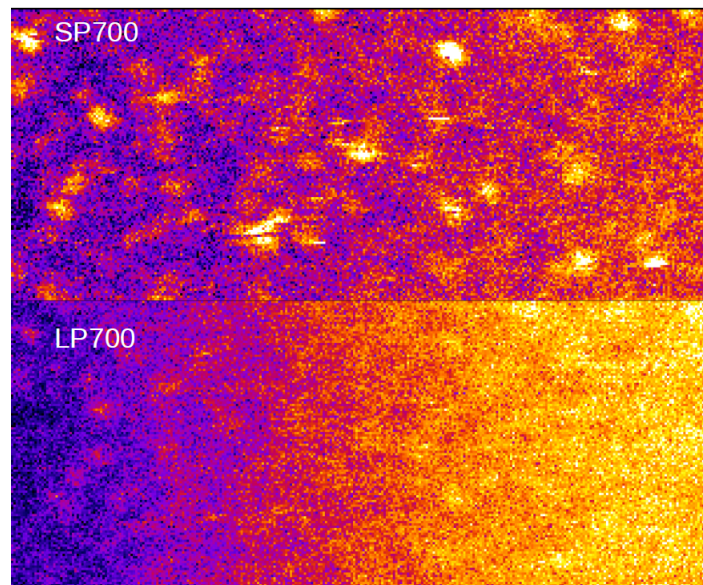


Abbildung 39: Derselbe Bereich wurde gleichzeitig zwei verschiedenen Filtern vor den APDs aufgenommen um den Spektralbereich bei $\lambda = 700\text{nm}$ zu separieren.

Die APD mit dem Short-pass Filter zeigt sehr deutlich einzelne helle Spots die über den gesamten Bildausschnitt verteilt sind. Bei der APD mit Long-Pass 700nm Filter dagegen ist ein Anstieg der Helligkeit in Richtung der $10^{13}/\text{cm}^{-2}$ Implantation zu sehen, wobei keine deutlichen Zentren auszumachen sind. Dies deutet darauf hin, dass die Lumineszenz entweder von den selben Zentren stammt und durch die Anwesenheit von Chlor im Wellenlängenbereich über 700nm begünstigt wird, oder dass eine ursächliche Lumineszenz bei höheren Wellenlängen, im Infrarotbereich liegt und mit dem Setup nicht aufgenommen werden kann.

Auch hier wird vermutet, dass es sich um das CAV^+ Zentrum handelt, dessen positiver Ladungszustand durch die Elektronegativität der implantierten Chloratome (3,16) begünstigt wird, wenn auch nicht so stark wie durch Fluoratome (3,98).

5.3 Vergleichsprobe

Es wurden Fluor und Chlor auf einer zweiten Probe erneut implantiert um zu sehen ob sich die Lumineszenz der $10^{13}/\text{cm}^2$ Implantationen dort ebenfalls zeigt. Außerdem soll diese Probe dazu dienen einen Vergleich zur ersten Probe anstellen zu können. Zuerst wurde auch hier ein großes Übersichtsbild aufgenommen um die Lumineszenz quantitativ zu betrachten (Abbildung 40). Die Aufnahme zeigt vergleichbare Lumineszenz zur ersten Probe. Auch hier erscheinen die $10^{13}/\text{cm}^2$ Spots deutlich gegen den Hintergrund. Eine spektrale Analyse der Implantationen bestätigte die Ergebnisse der bisherigen Messungen.

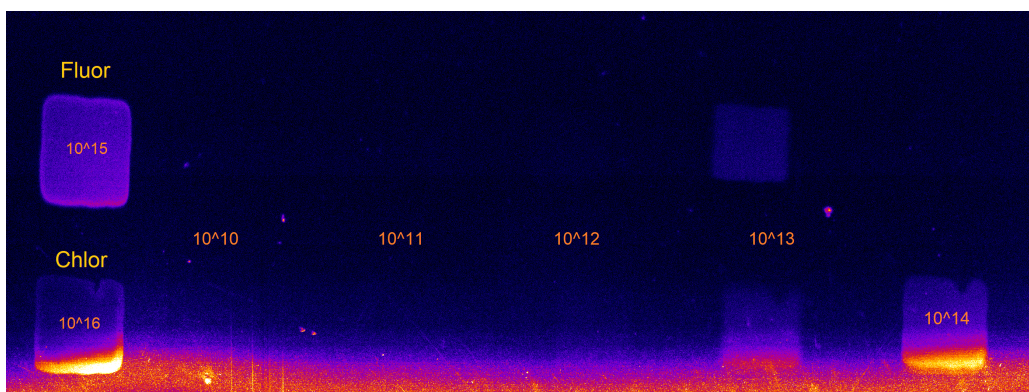


Abbildung 40: Übersichtsbild der Vergleichsprobe. Die hohen Fluenzen auf der linken Seite dienen als Markierung zur Orientierung auf der Probe. Der Farbverlauf resultiert aus einem inkonsistenten Fokus.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war Defekte in 6H-Siliziumkarbid zu erzeugen und ihre optischen Eigenschaften zu untersuchen. Dafür wurden 8 verschiedene Elemente in gestaffelten Fluenzen implantiert. Der Kristall wurde anschließend bei 1000°C ausgeheilt, im Plasmaofen gereinigt und unter einem Konfokalmikroskop im Wellenlängenbereich von $500\text{nm} - 850\text{nm}$ untersucht.

Es zeigte sich bei allen Stoffen die mit einer $10^{17}/\text{cm}^2$ Fluenz implantiert wurden eine deutliche Helligkeit im Raman-Spektrum. Diese konnte verschiedenen Strukturmerkmalen wie der Bildung von Graphit, Clustern oder Ausscheidungen zugeordnet werden, indem die Spektren mit bekannten Ramanlinien verglichen wurden und zwei Spektren mit verschiedener Anregungsenergie miteinander verglichen wurden. Die Analyse der Schadenssimulation mit dem Programm SRIM zeigte, dass der Kristall bei dieser Fluenz vollständig amorphisiert wurde und dass die Dichte an Fremdatomen bei allen Elementen einen zweistelligen prozentualen Anteil an der Gesamtdichte ausmacht, auch ohne dabei die Vakanzen zu berücksichtigen. Es konnte so ausgeschlossen werden, dass bei den $10^{17}/\text{cm}^2$ einzelne Defekte in 6H-SiC erzeugt werden.

Für die weitere Betrachtung wurden die Implantationen ausgewählt, die auch bei niedrigen Fluenzen Lumineszenz zeigten. Bei Fluor wurde ein Maximum der Intensität bei der $10^{14}/\text{cm}^2$ Implantation festgestellt und im Spektrum über das Ensemble zeigt sich ein Lumineszenzberg im Bereich von ca. $560\text{nm} - 650\text{nm}$. Es wurden am Rand der $10^{13}/\text{cm}^2$ Implantation einzelne Zentren ausgemacht und eine Sättigungsleistungsmessung durchgeführt. Es wurde eine optimale Laserleistung von $1\text{mW} - 1,2\text{mW}$ für den grünen Laser mit 532nm Wellenlänge berechnet.

Bei der Messung wurde deutlich, dass die Zentren nicht photostabil sind und somit auch die spektrale Betrachtung erschwert wird. Der Vergleich mit Werten aus der Literatur legt nahe, dass es sich bei den beobachteten Zentren um das positiv geladene carbon anti-site-vacancy CAV^+ Zentrum handelt, welches als Transformation der Siliziumfehlstelle auch in unbehandeltem SiC vorkommt [62] und im Bereich um $600\text{nm} - 650\text{nm}$ Photolumineszenz zeigt. Es wird vermutet, dass die Implantation von Fluor den positiven Ladungszustand durch seine Elektronegativität begünstigt und die Ausbeute an CAV^+ Zentren bei einer Konzentration von etwa $0,14 \cdot 10^{22}\text{at}/\text{cm}^3$ maximal wird.

Bei Chlor zeigte sich ein ähnliches Verhalten, jedoch ist die Lumineszenz im Spektralbereich über 700nm etwas ausgeprägter was auf eine Verschiebung des Energieniveaus des CAV^+ Zentrums in Anwesenheit schwerer Chloratome hindeuten könnte.

Ob es bei den Fluor und Chlorimplantationen im Bereich oberhalb 700nm zu Lumineszenz aus anderen Defekten kommt konnte mit dem Setup nicht gemessen werden.

Um festzustellen ob es sich bei den beobachteten Zentren um CAV^+ Zentren handelt müssten weitere Messungen bei tieferen Temperaturen und bei Anregung mit einem Laser $\lambda \geq 539\text{nm}$ angestellt werden. Da das CAV^0 Zentrum im Infrarotbereich aktiv ist könnten auch hier Messungen weitere Informationen über die Beeinflussung des Ladungszustandes liefern.

Literatur

- [1] Sviatoslav Ditalia Tchernij, T Lühmann, T Herzig, J Küpper, A Damin, S Santonocito, Matteo Signorile, P Traina, Ekaterina Moreva, F Celegato, et al. Single-photon emitters in lead-implanted single-crystal diamond. *ACS Photonics*, 5(12):4864–4871, 2018.
- [2] Stefania Castelletto and Alberto Borett. Silicon carbide color centers for quantum applications. *J.Phys Photonics*, 2(2), 2020.
- [3] Marcus W Doherty, Neil B Manson, Paul Delaney, Fedor Jelezko, Jörg Wrachtrup, and Lloyd CL Hollenberg. The nitrogen-vacancy colour centre in diamond. *Physics Report*, 528(1):1–45, 2013.
- [4] Alexei M Tyryshkin, Stephen A Lyon, AV Astashkin, and AM Raitisimring. Electron-spin relaxation times of phosphorus donors in silicon. *Physical Review B*, 68(19):193–207, 2003.
- [5] JB Casady and R Wayne Johnson. Status of silicon carbide (sic) as a wide-bandgap semiconductor for high-temperature applications: A review. *Solid-State Electronics*, 39(10):1409–1422, 1996.
- [6] Erik Janzén, Adam Gali, Patrick Carlsson, Andreas Gällström, Björn Magnusson, and Nguyen T Son. The silicon vacancy in sic. *Physica B: Condensed Matter*, 404(22):4354–4358, 2009.
- [7] Stefania Castelletto, BC Johnson, Viktor Ivády, N Stavrias, T Umeda, A Gali, and T Ohshima. A silicon carbide room-temperature single-photon source. *Nature materials*, 13(2):151–156, 2014.
- [8] Roya Maboudian, Carlo Carraro, Debbie G Senesky, and Christopher S Roper. Advances in silicon carbide science and technology at the micro-and nanoscales. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 31(5), 2013.
- [9] Haiyan Ou, Yiyu Ou, Aikaterini Argyraki, Saskia Schimmel, Michl Kaiser, Peter Wellmann, Margareta K Linnarsson, Valdas Jokubavicius, Jianwu Sun, Rickard Liljedahl, et al. Advances in wide bandgap sic for optoelectronics. *The European Physical Journal B*, 87(3):1–16, 2014.
- [10] Junfeng Wang, Yu Zhou, Ziyu Wang, Abdullah Rasmita, Jianqun Yang, Xingji Li, Hans Jürgen von Bardeleben, and Weibo Gao. Bright room temperature single photon source at telecom range in cubic silicon carbide. *Nature communications*, 9(1):1–6, 2018.
- [11] Marina Radulaski, Matthias Widmann, Matthias Niethammer, Jingyuan Linda Zhang, Sang-Yun Lee, Torsten Rendler, Konstantinos G Lagoudakis, Nguyen Tien Son, Erik Janzen, Takeshi Ohshima, et al. Scalable quantum photonics with single color centers in silicon carbide. *Nano letters*, 17(3):1782–1786, 2017.
- [12] Matthias Widmann, Sang-Yun Lee, Torsten Rendler, Nguyen Tien Son, Helmut Fedder, Seoyoung Paik, Li-Ping Yang, Nan Zhao, Sen Yang, Ian Booker, et al. Coherent

- control of single spins in silicon carbide at room temperature. *Nature materials*, 14(2):164–168, 2015.
- [13] William F Koehl, Bob B Buckley, F Joseph Heremans, Greg Calusine, and David D Awschalom. Room temperature coherent control of defect spin qubits in silicon carbide. *Nature*, 479(7371):84–87, 2011.
- [14] H Kraus, VA Soltamov, F Fuchs, D Simin, A Sperlich, PG Baranov, GV Astakhov, and Vladimir Dyakonov. Magnetic field and temperature sensing with atomic-scale spin defects in silicon carbide. *Scientific reports*, 4(1):1–8, 2014.
- [15] Christoph Giese. Erzeugung und Untersuchung von Defekten in Siliziumkarbid. Bachelorarbeit, Universität Leipzig, 2019.
- [16] Charles Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag, 2013.
- [17] Siegfried Hunklinger. *Festkörperphysik*. De Gruyter, 2017.
- [18] Marius Grundmann. *The physics of semiconductors and introduction including nanophysics and applications*. Springer, 2016.
- [19] Werner Döring. *Statistische Mechanik*. De Gruyter, 1966.
- [20] <https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/3/36/point-defects-in-crystal-structures.svg>.
- [21] <https://commons.wikimedia.org/wiki/file:dislocation-edge-d2.svg>, June 2021.
- [22] <https://commons.wikimedia.org/wiki/file:dislocation-screw-e.svg>, June 2021.
- [23] D Chen, M.E. Sixta, X.F. Zhang, L.C. De Jonghe, and R.O Ritchie. Role of the grainboundaryphase on the elevated-temperature strength, toughness, fatigue and creep resistance of silicon carbide sintered with al, b and c. *Acta Materialia*, 48(18-19):4599–4608, December 2000.
- [24] M. Skowronski and S. Ha. Degradation of hexagonal silicon-carbide-based bipolar devices. *Journal of Applied Physics*, 99(1):138, January 2006.
- [25] <https://commons.wikimedia.org/wiki/file:crystallite.jpg>.
- [26] <https://de.wikipedia.org/wiki/stapelfehler/media/datei:schema-fcc-hcp.png>.
- [27] James Franck and EG Dymond. Elementary processes of photochemical reactions. *Transactions of the Faraday Society*, 21:536–542, February 1926.
- [28] Max Born and Robert Oppenheimer. Zur quantentheorie der molekeln. *Annalen der Physik*, 389(20):457–484, 1927.
- [29] <https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/e/e9/franck-condon-prinzip.svg>.
- [30] Jan Lich. Festkörperbasierte Einzelphotonenquelle in Diamant. Diplomarbeit, 2008.
- [31] W.Y. Ching, Yong-Nian Xu, Paul Rulis, Lizhi Ouyang. The electronic structure and spectroscopic properties of 3c, 2h, 4h, 6h, 15r and 21r polymorphs of sic. *Materials Science and Engineering*, 422:147–156, 2006.

- [32] P A Ivanov and V E Chelnokov. Recent developments in SiC single-crystal electronics. *Semiconductor Science and Technology*, 7(7), 1992.
- [33] Gabriel Ferro and Didier Chaussende. A new model for in situ nitrogen incorporation into 4h-sic during epitaxy. *Scientific reports*, 2017.
- [34] Anke Krüger and Anke Krüger. *Neue Kohlenstoffmaterialien: Eine Einführung*. Springer-Verlag, 2007.
- [35] Robert M Hazen, Robert T Downs, Adrian P Jones, and Linda Kah. Carbon mineralogy and crystal chemistry. *Reviews in Mineralogy and Geochemistry*, 75(1):7–46, 2013.
- [36] Gary Lynn Harris, editor. *Properties of Silicon Carbide*. INSPEC, the Institution of Electrical Engineers, 1995.
- [37] Mildred S Dresselhaus and Rafael Kalish. *Ion Implantation in Diamond, Graphite and related Materials*. Springer Science & Business Media, 2013.
- [38] Niels Bohr. Ii. on the theory of the decrease of velocity of moving electrified particles on passing through matter. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 25(145):10–31, 1913.
- [39] Hans Bethe. Zur theorie des durchgangs schneller korpuskularstrahlen durch materie. *Annalen der Physik*, 1930.
- [40] Felix Bloch. Zur bremsung rasch bewegter teilchen beim durchgang durch materie. *Annalen der Physik*, 408(3):285–320, 1933.
- [41] MJ Berger, M Inokuti, HH Andersen, and H Bichsel. Icru report 49: stopping powers and ranges for protons and alpha particles. *J ICRU os25 (2)*, pages 1–286, 1993.
- [42] J.F. Ziegler and J.P. Biersack. The Stopping and Range of Ions in Matter. *Bromley D.A. (eds) Treatise on Heavy-Ion Science.*, 1985.
- [43] C Varelas and J Biersack. Reflection of energetic particles from atomic or ionic chains in single crystals. *Nuclear Instruments and Methods*, 79(2):213–218, 1970.
- [44] JF Ziegler and WK Chu. Stopping cross sections and backscattering factors for 4He ions in matter Z= 1-92, E (4He)= 400-4000 keV. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 13(5):463–489, 1974.
- [45] <http://www.srim.org/>.
- [46] John R Ferraro. *Introductory raman spectroscopy*. Elsevier, 2003.
- [47] Universität Leipzig. Praktikumsanleitung Raman-Spektroskopie an Festkörpern, WS 18/19.
- [48] National Electrostatics Corp. *Instruction Manual No. 2JT001110 for Operation and Service of SCNICS II ION SOURCE Model 2JA001110*, August 2006.
- [49] National Electrostatics Corp. *Instruction Manual No. 2JT067650 for operation and service of extractor/einzel lens*, 2006.

- [50] Johannes Küpper. Änderung des Ladungszustandes von NV-Zentren durch p-i-p Dioden in Diamant. Masterarbeit, Universität Leipzig, November 2017.
- [51] Jansen Dwan. A new method for precision ion implantation. Bachelorarbeit, Universität Leipzig, 2016.
- [52] N. Mizuochi, T. Makino, H. Kato, D. Takeuchi, M. Ogura, H. Okushi, M. Nothaft, P. Neumann, A. Gali, F. Jelezko, J. Wrachtrup, and S. Yamasaki. Electrically driven single-photon source at room temperature in diamond. *Nature Photonics*, (6):299–303, April 2012.
- [53] F. Lanois, D. Planson, Locatelli, and ML. et al. Chemical contribution of oxygen to silicon carbide plasma etching kinetics in a distributed electron cyclotron resonance (DECR) reactor, March 1999.
- [54] Robert H. Webb. Confocal optical microscopy. *Reports on progress in Physics*, (59):427, 1996.
- [55] Robert Staake. unveröffentliche Arbeit.
- [56] IG Aksyanov, ME Kompan, and IV Kul’kova. Raman scattering in mosaic silicon carbide films. *Physics of the Solid State*, 52(9):1850–1854, 2010.
- [57] Sangeetha Periasamy, Sasirekha Venkidusamy, Ragavendran Venkatesan, Jeyanthinath Mayandi, Joshua Pearce, Josefine Helene Selj, and Ramakrishnan Veerabahu. Micro-Raman scattering of nanoscale silicon in amorphous and porous silicon. *Zeitschrift für Physikalische Chemie*, pages 1585–1598, 2017.
- [58] Michael Bruel, B Aspar, B Charlet, C Maleville, T Poumeyrol, A Soubie, AJ Auberton-Herve, JM Lamure, T Barge, F Metral, et al. “smart cut”: a promising new soi material technology. *1995 IEEE International SOI Conference Proceedings*, pages 178–179, 1995.
- [59] Michel Bruel, Bernard Aspar, and Andre-Jacques Auberton-Hervé. Smart-cut: a new silicon on insulator material technology based on hydrogen implantation and wafer bonding. *Japanese journal of applied physics*, 36:1636, 1997.
- [60] L Di Cioccio, F Letertre, Y Le Tiec, AM Papon, C Jaussaud, and M Bruel. Silicon carbide on insulator formation by the smart-cut® process. *Materials Science and Engineering: B*, 46(1-3):349–356, 1997.
- [61] Beatrice Rodiek, Marco Lopez, Helmuth Hofer, Geiland Porrovecchio, Marek Smid, Xiao-Liu Chu, Stephan Gotzinger, Vahid Sandoghdar, Sarah Lindner, Christoph Becher, et al. Experimental realization of an absolute single-photon source based on a single nitrogen vacancy center in a nanodiamond. *Optical*, 4(1):71–76, 2017.
- [62] Krisztián Szász, Viktor Ivády, Igor A Abrikosov, Erik Janzén, Michel Bockstedte, and Adam Gali. Spin and photophysics of carbon-antisite vacancy defect in 4 h silicon carbide: A potential quantum bit. *Physical Review B*, 91(12), 2015.

Selbstständigkeitserklärung

Ich versichere hiermit, dass die vorliegende Bachelorarbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel angefertigt wurde. Wörtliche oder dem Sinn nach entnommenen Stellen sind unter Angabe der Quellen kenntlich gemacht. Diese Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Leipzig, den

Lasse Rad