

Universität Leipzig
Fakultät für Physik und Geowissenschaften
Abteilung Nukleare Festkörperphysik

Änderung des Ladungszustandes von NV-Zentren durch p-i-p Dioden in Diamant

Masterarbeit

vorgelegt von:

Johannes Küpper

9. November 2017

Erstgutachter: Prof. Dr. Jan Meijer
Zweitgutachter: Dr. Sébastien Pezzagna

Diese Seite wurde absichtlich frei gelassen.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	3
1.1 Der Diamant	3
1.1.1 Eigenschaften	3
1.1.2 Herstellung und Klassifizierung	5
1.1.3 Elektrische Eigenschaften	6
1.1.4 Diffusionskoeffizient von Bor in Diamant	14
1.2 Prinzip der p-i-p Diode in Diamant	15
1.2.1 Beschreibung und Funktionsweise	15
1.3 Das NV-Zentrum	20
1.3.1 Elektronische Struktur und optische Eigenschaften	20
1.3.2 Erzeugung	24
1.4 Modell zur Beschreibung des Schaltens	24
1.5 Implantation	27
1.5.1 Energieverlust und Reichweite	27
1.5.2 Implantationsschaden	28
1.5.3 Simulation	29
2 Experimentelle Methoden	32
2.1 Probenvorbereitung und Herstellung	32
2.1.1 100kV Ionen-Implanter	32
2.1.2 Lithographie	35
2.1.3 Hochtemperaturofen	36
2.1.4 Sputteranlage	37
2.1.5 Plasmaanlage	38
2.2 Messmethoden	40
2.2.1 Spitzenmessplatz	40
2.2.2 Konfokalmikroskopie	41
2.2.3 Lasermikroskop	43
2.2.4 Hall-Messung	44

3	Herstellung der Probe	49
3.1	Messungen am optical grade Diamanten	50
3.1.1	Implantation, Ausheizen und Plasmaätzen	50
3.1.2	Herstellung ohmscher Kontakte und Hallmessung	52
3.2	Herstellung der p-i-p-Struktur	54
3.2.1	Maskierung der Probe	54
3.2.2	Dotierung durch Implantation und Ausheizen	56
4	Ergebnisse und Diskussion	61
4.1	Elektrische Charakterisierung der Diode	62
4.2	Schalten von NV-Zentren	65
4.2.1	Untersuchung der Kontakte	65
4.2.2	Messung der UI-Kennlinie am Konfokalmikroskop	68
4.2.3	Ladungszustand bei angelegter Spannung	70
4.2.4	Ladungszustand im Detail	72
5	Zusammenfassung und Ausblick	78
	Quellenverzeichnis	79
	Anhang	
	Anhang A Massenspektren und Beschleunigerparameter	91
	Anhang B Kennlinien der p-i-p Dioden	94
	Selbstständigkeitserklärung	97
	Danksagung	98

Diese Seite wurde absichtlich frei gelassen.

Einleitung

Diamant hat sich aufgrund seiner besonderen physikalischen und chemischen Eigenschaften in der Verwendung als Halbleitermaterial durchgesetzt. Eine große Durchbruchspannung, seine außergewöhnliche mechanische Härte und Wärmeleitfähigkeit unterstreichen den Einsatz von Diamant im Bereich der Höchstleistungselektronik.

Die fortwährend ansteigende Nachfrage nach mehr Rechenleistung und schnellerer, sowie gleichzeitig sicherer Informationsübertragung haben Diamant während den letzten Jahrzehnten mehr in den Fokus für die Realisierung eines Quantencomputers gerückt [16, 97, 119]. Durch seine große Bandlücke lassen sich eine Vielzahl an optisch aktiven Farbzentren in Diamant nachweisen. Eines davon ist das sogenannte Stickstoff-Fehlstellen-Zentrum, kurz NV-Zentrum (von engl. *nitrogen vacancy*) [28, 73]. Es besteht aus einem substitutionellem Stickstoffatom und einer benachbarten Vakanz im Diamantgitter. Neben Systemen aus supraleitenden Schaltkreisen [19, 27, 120] oder Ionenfallen [18, 55] haben sich festkörperbasierte Qubits (von engl. *quantum bits*) auf Basis von NV-Zentren für die Erprobung von Quantencomputern als vielversprechend herausgestellt [17, 102, 119]. Die elektronische Struktur von Grund- und Anregungszustand, sowie die Möglichkeit, den Spinzustand zu beeinflussen [41] haben zu dem Einsatz dieser Zentren unter anderem als Magnetfeldsensor [6] und Einzelphotonenquelle [59] geführt.

Des Weiteren besteht eine zunehmende Nachfrage für die Verwendung von NV-haltigen Nanodiamanten in Forschungsbereichen der Medizin und Biologie. So besteht ein Interesse daran, die Verwendung solcher Nanodiamanten unter anderem für die Verwendung von intrazellulären Temperaturmessungen zu untersuchen [58, 79, 115].

Derzeit konnten optisch zwei verschiedene Zustände des NV-Zentrums nachgewiesen werden. Diese werden als NV^0 - und NV^- -Zustand bezeichnet und lassen sich anhand ihrer Emissionswellenlänge bei 575 nm bzw. 637 nm unterscheiden. Durch einen möglichen Einsatz des NV-Zentrums in Quantencomputern besteht zudem großes Interesse daran, den Ladungszustand des Zentrums kontrollieren zu können. So ließe sich auf der einen Seite kontrolliert der NV^- -Zustand einstellen und dessen besonderen optischen- und Spineigenschaften zu Nutze machen. Auf der anderen

Seite ermögliche ein kontrollierbares, elektrisches Schalten zwischen den Zuständen neue Ansätze für die Umsetzung von quantencomputer bezogenen Anwendungen. Die Änderung des Ladungszustandes wurde bereits oberflächennah an wasserstoffterminierten Diamanten durch die Verwendung von Schottky-Kontakten gezeigt [92]. Durch vergrabene Graphitelektroden konnte ebenfalls ein Schalten bei sehr hohen Spannungen erreicht werden [38]. Beide Verfahren basieren auf der Veränderung der Fermienergie im Diamanten durch Anlegen einer Spannung an den Kontakten. Ist der Ladungszustand des NV-Zentrums bekannt, ließen sich unter Umständen Rückschlüsse über die Lage der Fermieenergie innerhalb des Diamanten ziehen. Dies könnte zudem bei der Suche nach neuen Dotierstoffen oder Möglichkeiten

Im Rahmen dieser Arbeit soll aufgezeigt werden, ob es durch die Verwendung einer geeigneten Diodenstruktur möglich sein kann, die Fermienergie und so den Ladungszustand einzelner NV-Zentren elektrisch beeinflussen zu können. Grundlage hierfür sollen p-i-p Dioden im Diamanten bilden, welche durch die Ionenimplantation von Bor in den Diamanten hergestellt werden sollen. Nach dessen elektrischen Charakterisierung soll anschließend das elektrische Umschalten des Ladungszustandes von NV-Zentren demonstriert werden.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

1.1 Der Diamant

1.1.1 Eigenschaften

Diamant ist neben Graphit eine weitere Modifikation des Kohlenstoffes mit besonderen physikalischen Eigenschaften. So besitzt Diamant eine hohe Schmelztemperatur sowie eine hohe Wärmeleitfähigkeit und ist das härteste in der Natur vorkommende Material. Tabelle 1.1.1 gibt einen Überblick über wichtige physikalische Eigenschaften des Diamant.

Tabelle 1.1.1: Einige physikalische Eigenschaften von Diamant[30, 81, 118]

<u>physik. Eigenschaft</u>	<u>Diamant</u>
Gitterkonstante	3,57 Å
Bindungslänge	1,54 Å
Dichte	3,52 g cm ⁻³
Brechungsindex	2,42
Wärmeleitfähigkeit	15 · 10 ³ W m ⁻¹ K ⁻¹
Schmelztemperatur	4500 K
Bandlücke	5,45 eV
Durchbruchfeldstärke	5 MV cm ⁻¹

Wie alle Elemente der IV. Hauptgruppe besitzt auch Kohlenstoff eine zur Hälfte gefüllte Valenzschale mit der Elektronenkonfiguration (ns^2p^2), wobei n die Werte von $n = 2$ für Kohlenstoff bis $n = 5$ für Zinn annehmen kann. Anders als bei Graphit hybridisieren jedoch das voll besetzte 2s- und die 2p-Orbitale zu vier sp^3 -Hybridorbitalen. Diese sind keulenförmig, orientieren sich tetraedrisch im Raum und bilden so den Grundbaustein des Diamantgitters. Neben Kohlenstoff bilden

auch die Halbleitermaterialien Silizium und Germanium die Diamantstruktur aus. Beim idealen Kristall ist jedes Kohlenstoffatom von vier weiteren Kohlenstoffatomen umgeben, welche die Ecken eines Tetraeders mit einer Seitenlänge von $a_0 = 3,567 \text{ \AA}$ bilden. Die Einheitszelle des Diamanten kann demnach als ein aus zwei identischen, jeweils um $a_0/4$ entlang der Raumdiagonale verschobenen kubisch-flächenzentrierten Gitter beschrieben werden (siehe Abbildung 1.1.1). Die Eigenschaften der Gitterstruktur, wie etwa das hohe Maß an Symmetrie, der geringe interatomare Abstand sowie kovalente chemische Bindungen [30] verleihen dem Diamanten seine herausragenden physikalischen und chemischen Eigenschaften, wie etwa seine mechanische Härte, Wärmeleitfähigkeit und chemische Inertheit. Die große Bandlücke von 5,47 eV verleiht dem Diamanten seine optische Transparenz über einen großen Wellenlängenbereich sowie eine hohe elektrische Durchbruchfeldstärke. Dennoch ist Diamant unter Normalbedingungen nur eine metastabile Modifikation des Kohlenstoffs. So kann eine Phasenänderung zu Graphit durch hohe Temperaturen oder durch zu starke Schädigung des Kristallgitters, wie sie zum Beispiel durch den Beschuss mit hochenergetischen Ionen entsteht, hervorgerufen werden (siehe Abschnitt 1.5).

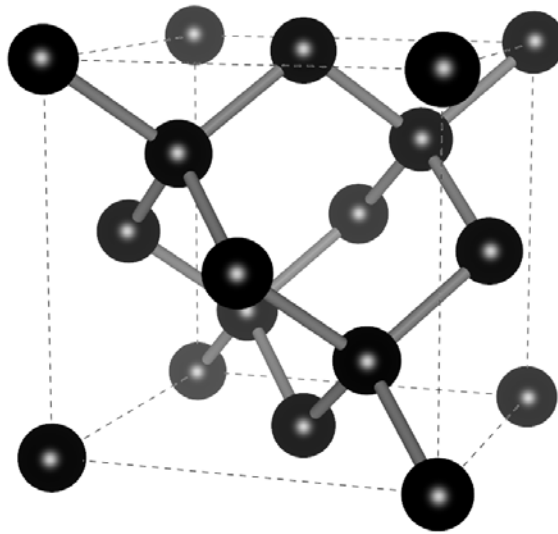


Abbildung 1.1.1: Einheitszelle von Diamant. Erstellt mit Hilfe von [75]

1.1.2 Herstellung und Klassifizierung

Bei Raumtemperatur und unter Normaldruck ist Graphit die stabile Erscheinungsform von Kohlenstoff, während Diamant nur eine metastabile Form darstellt. Natürlicher Diamant entsteht in einer Tiefe von etwa 200 km, bei der eine Temperatur um 1500 °C und ein Druck von 70-80 kbar herrscht [8, 34]. Da sich natürliche Diamanten hinsichtlich der Wachstumsbedingungen und Zusammensetzungen stark voneinander unterscheiden, versucht man diese künstlich zu synthetisieren. Dabei sind zwei Herstellungsverfahren zu nennen. Das sogenannte HPHT-Verfahren (von engl. *high pressure, high temperature*) erzeugt künstlich ein thermodynamisches Regime, bei welchem die Phasenumwandlung von Graphit in Diamant stark bevorzugt wird. Durch die Zugabe von chemisch reaktiven Materialien, wie z.B. Fe und Ti, ist es möglich, den Diamanten bei deutlich niedrigeren Temperaturen und Drücken herzustellen und zusätzlich die Einbindung von Stickstoff in das Kristallgitter zu unterdrücken [10, 12, 98]. Eine weitere Herstellungsmethode, bei welcher der Diamant in seinem metastabilen Regime synthetisiert werden kann, ist die chemische Gasphasenabscheidung, kurz CVD (von engl. *chemical vapour deposition*). Bei dieser Methode wird der Wachstumsprozess nicht durch thermodynamische Prozesse bestimmt, sondern durch die Reaktionskinetik [7]. Ein geeignetes Substrat, meist ebenfalls ein Diamant-Einkristall, befindet sich dazu in einer Reaktionskammer. Ein Gemisch von gasförmigen Kohlenwasserstoffverbindungen, meist Methan und Wasserstoff, wird in die Kammer eingeleitet und auf Temperaturen von über 800 °C erhitzt [7]. Bei diesen Temperaturen bildet sich ein Plasma aus und Kohlenstoff kann sich auf dem Substrat durch die Ausbildung von kovalenten sp^2 -Doppelbindungen mit der Diamantoberfläche abscheiden. Das reaktive Wasserstoff im Plasma dient während dessen dazu, die Bildung dieser Doppelbindung durch selektives Ätzen zu unterbinden und zu zerstören, so dass es schließlich nur zu einer Ausbildung von sp^3 -gebundenem Kohlenstoff und einem Wachsen von Diamant auf der Substratoberfläche kommt. Durch Einbringen verschiedener Prozessgase kann außerdem eine gesteuerte Einbringung von Fremd- und Dotierstoffen, wie z.B. Bor, erreicht werden.

Sowohl in natürlichen, als auch in künstlich hergestellten Diamanten lassen sich eine Vielzahl von Defekten ausmachen. Eine große Anzahl dieser Defekte sind auf Bor- und Stickstoffverbindungen zurückzuführen, da diese die am häufigsten vorkommenden Verunreinigungen im Diamanten sind [10, 49]. Abb. 1.1.2 zeigt eine Klassifizierung von Diamant nach dem Grad und der Art der Verunreinigung. Stickstoffdefekte können dabei als einzelne substitutionelle Verunreinigungen oder als Aggregate vorliegen [81]. Beim sogenannten C-Zentrum handelt es sich um ein substitutionelles Stickstoffatom im Diamantgitter, welches sich im Grundzustand 1,7 eV unterhalb des Leitungsbandes befindet [20]. Häufig liegen Stickstoff-Aggregate in Form von Paaren benachbarten substitutionellen Atomen

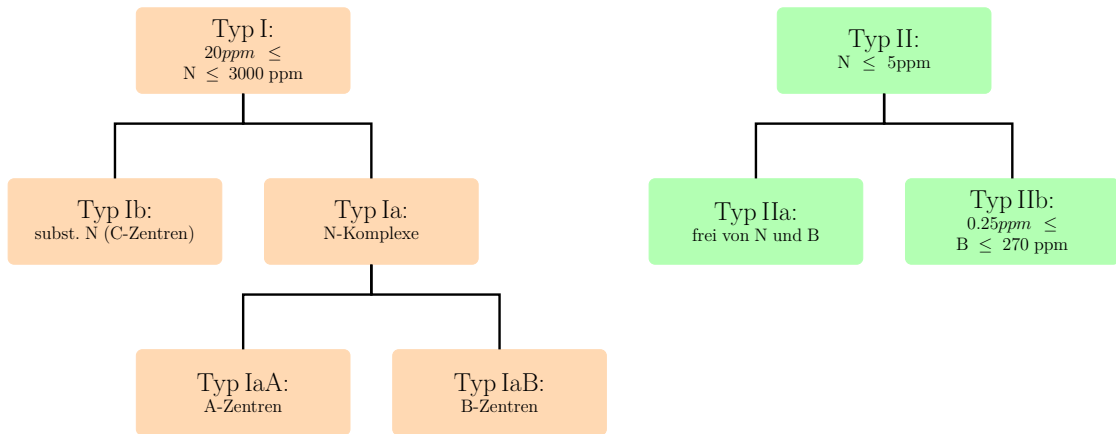


Abbildung 1.1.2: Darstellung der Einordnung verschiedener Diamanttypen [10].

vor, den sogenannten A-Aggregaten. Ebenfalls können diese in Form sogenannter B-Aggregaten vorliegen. Dabei handelt es sich um Gruppen von vier benachbarten Stickstoffatomen, welche symmetrisch um eine Vakanz [20, 81] angeordnet sind. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Diamanten handelt es sich um einkristalline CVD-Diamanten der Firma Element Six vom Typ II. Für die Messungen aus Abschn. 3.1 wurde ein Diamant mit der Klassifizierung *optical grade* verwendet. Laut Herstellerangaben weisen die Diamanten dieser Klassifizierung einen Stickstoffanteil von weniger als 200 ppb auf [32]. Der Unterschied zu dem für die in Abschn. 3.2 zum Schalten der NV-Zentren verwendeten Diamanten mit der Klassifizierung *electronic grade* besteht in der chemischen Reinheit und insbesondere in der Zahl und Art der vorhandenen Defekte. Dieser Diamant weist einen Stickstoffanteil von weniger als 5 ppb und einen Boranteil von weniger als 1 ppb auf [32, 96].

1.1.3 Elektrische Eigenschaften

Die Bandstruktur von Diamant

Bei der Bestimmung von elektrischen und optischen Eigenschaften eines Festkörpers spielt dessen elektronische Bandstruktur eine große Rolle. Die Bandstruktur bzw. dessen Dispersionsrelation erhält man durch Lösen der Schrödinger-Gleichung eines angenäherten Ein-Elektron Problems,

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) \right] \psi(\mathbf{r}, \mathbf{k}) = E(\mathbf{k})\psi(\mathbf{r}, \mathbf{k}).$$

Dabei bezeichnet $V(\mathbf{r})$ ein im Kristallgitter periodisches Potential und \mathbf{r} einen Gittervektor. Aus dem Bloch-Theorem folgt, dass die Eigenzustände von der Form

$$\psi(\mathbf{r}, \mathbf{k}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} U_b(\mathbf{r}, \mathbf{k})$$

1.1. DER DIAMANT

sind. Hierbei bezeichnet b den Bandindex, $\psi(\mathbf{r}, \mathbf{k})$ und $U_b(\mathbf{r}, \mathbf{k})$ sind periodisch in \mathbf{R} ,

$$\begin{aligned}\psi(\mathbf{r} + \mathbf{R}, \mathbf{k}) &= e^{i\mathbf{k}\cdot(\mathbf{r}+\mathbf{R})}U_b((\mathbf{r} + \mathbf{R}), \mathbf{k}) \\ &= e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}}U_b(\mathbf{r}, \mathbf{k}) \\ &= \psi(\mathbf{r}, \mathbf{k}).\end{aligned}$$

Aus dem Bloch-Theorem folgt ebenfalls, dass die Energie $E(\mathbf{k})=E(\mathbf{k}+\mathbf{G})$ periodisch im reziproken Gitter ist, \mathbf{G} bezeichnet einen Gittervektor im reziproken Raum. Durch diese Periodizität des Kristallgitters ist es zur Bestimmung der elektronischen Struktur des gesamten Festkörpers ausreichend, die Betrachtung der Gittervektoren auf die Umgebung eines Punktes im reziproken Raum zu beschränken. Dabei ist es üblich die erste Brillouinzone (kurz BZ) des Festkörpers zu betrachten, da jeder Wellenvektor \mathbf{k} im reziproken Raum in ein Punkt innerhalb der ersten Brillouinzone projiziert werden kann. Abb. 1.1.3a zeigt die erste BZ der Diamantstruktur. Wichtige Punkte in dieser sind dabei der Ursprung im reziproken Raum mit der Bezeichnung Γ , welcher im Zentrum der ersten BZ liegt, der Schnittpunkt X mit dem Rand der ersten BZ entlang der $[100]$ - und der Schnittpunkt L entlang der $[111]$ -Richtung. Die Bandstruktur von Diamant entlang dieser Richtungen ist in Abb. 1.1.3b dargestellt. Die oberen Bänder bezeichnet man als

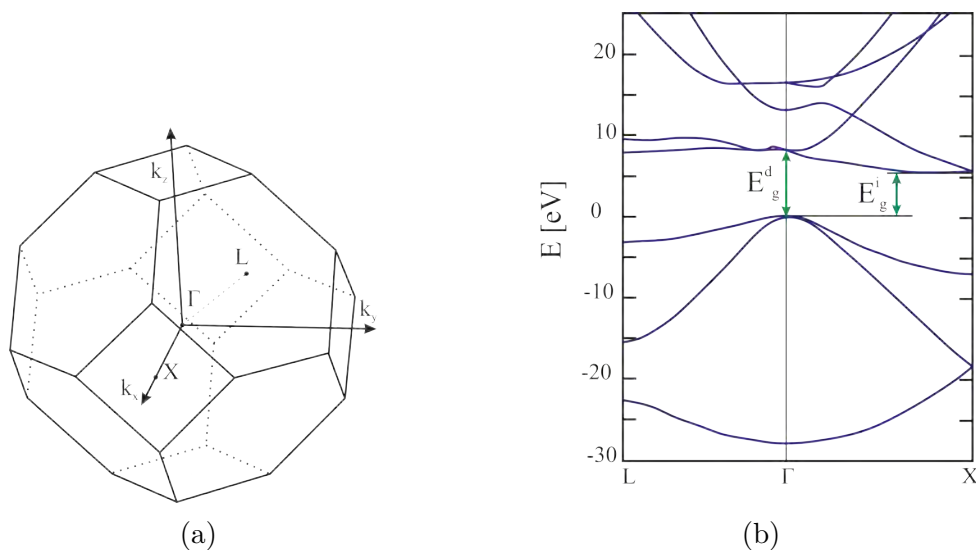


Abbildung 1.1.3: a) Erste Brillouinzone des Diamanten. Der Punkt Γ bezeichnet das Zentrum der Zone und besitzt die höchste Symmetrie, b) Bandstruktur des Diamanten zwischen den Punkten L und X. Eingezeichnet sind auch die direkte und indirekte Bandlücke mit $E_g^d=6,70$ eV, sowie $E_g^i=5,45$ eV [14, 46, 89].

Leitungs- und die unteren als Valenzbänder. Die Trennung zwischen der niedrigsten

Energie im Leitungsband und der höchsten Energie im Valenzband bezeichnet man als Band- oder Energielücke E_g . Eingezeichnet sind ebenfalls die beiden energetisch günstigsten Übergänge vom Valenz- zum Leitungsband, welche durch minimalen Abstand zwischen den Bändern charakterisiert ist. Da das Minimum des Leitungsbandes gegenüber dem Maximum des Valenzbandes durch einen Wellenvektor verschoben ist, muss für diesen energetisch geringsten Übergang bei $E_g = 5,45 \text{ eV}$ [46] ein zusätzliches Phonon zur Impulserhaltung beteiligt sein. Dies bezeichnet man als indirekten Übergang bzw. indirekte Bandlücke. Ein direkter Übergang ohne die Beteiligung von Phononen zwischen Valenz- und Leitungsband ist nur am Γ -Punkt möglich. Die experimentelle Bestimmung des Bandabstandes an dieser Stelle ist jedoch schwierig, da es zu verschiedenen Übergängen zwischen der Valenzbandante und den Leitungsbandern kommen kann [4]. Experimentell wurden Werte im Bereich von $6,70 \text{ eV}$ bis $7,3 \text{ eV}$ für diesen Übergang bestimmt [13, 14, 66, 85, 114]. Nahe der Extrema von Valenz- und Leitungsband kann die Dispersionsrelation durch eine quadratische Gleichung der Form

$$E(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m^*} \quad (1.1.1)$$

angenähert werden [34]. Dabei bezeichnet m^* die effektive Masse der Ladungsträger und beschreibt demnach die Krümmung der Bänder. Im Allgemeinen ist diese jedoch richtungsabhängig und wird durch einen Tensor beschrieben

$$\left(\frac{1}{m^*} \right)_{ij} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E(\mathbf{k})}{\partial k_i \partial k_j}. \quad (1.1.2)$$

Durch diesen Tensor wird die Dynamik der Ladungsträger in der Nähe der Bandextrema beschrieben. Wie in Abb. 1.1.3b ersichtlich ist, befinden sich am Zentrum der ersten BZ zwei Valenzbandmaxima. Diesen unterschiedlichen Bändern kann man aufgrund ihrer unterschiedlichen Krümmungen nach Gl. 1.1.2 jeweils Ladungsträger, in diesem Fall Löcher, mit verschiedenen Massen zuordnen. Die Ladungsträger im Band geringerer Krümmung werden als *schwere Löcher* (engl. *heavy holes*, kurz hh) und im Band größerer Krümmung als *leichte Löcher* (engl. *light holes*, kurz lh) bezeichnet. Analog werden die Elektronen im Leitungsband beschrieben. Dabei wird die effektive Elektronenmasse in den meisten Fällen entlang der (100)-Richtung, d.h. longitudinal zu der entsprechenden Symmetrieachse, mit m_l und transversal zur Symmetrieachse mit m_t bezeichnet. Tabelle 1.1.2 zeigt eine Übersicht der effektiven Massen für Löcher und Elektronen in Diamant.

Undotierter Halbleiter

Im Gegensatz zu Metallen lässt sich die elektrische Leitfähigkeit eines Halbleiters um mehrere Größenordnungen durch Dotierung mit Fremdstoffen ändern. Dabei

1.1. DER DIAMANT

Tabelle 1.1.2: Effektive Massen für Löcher und Elektronen in Diamant in Einheiten von Elektronenmassen m_e [78, 87].

m_l	m_t	m_{hh}	m_{lh}
$1,4 m_e$	$0,36 m_e$	$1,1 m_e$	$0,3 m_e$

unterscheidet man zwischen intrinsischen und extrinsischen Halbleitern. Im Falle von intrinsischen Halbleitern ermöglichen vorhandene Gitterdefekte im Kristall einen Transport von Ladungsträgern. Man spricht in diesem Fall auch von Eigenleitung. Bei extrinsischen Halbleitern kommt der Ladungstransport durch das Einbringen von Fremdatomen und dadurch zu einer Störstellenleitung zustande. Eine genaue Herleitung der folgenden Gleichungen und Zusammenhänge ist unter anderem in [44, 64, 95] gezeigt. Die Besetzungswahrscheinlichkeiten für Elektronen im Leitungsband und Löcher im Valenzband hängt dabei von der Energie und der Temperatur ab und wird maßgeblich durch die Fermi-Dirac-Verteilungsfunktion,

$$F(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/k_B T}}, \quad (1.1.3)$$

wobei E_F die Fermi-Energie ist, bestimmt. Die Oberkante des Valenzbandes wird mit E_V und die Unterkante des Leitungsbandes mit E_C bezeichnet. Die Anzahl n an Elektronen im Leitungsband ist gegeben durch das Integral der Zustandsdichte D_c multipliziert mit der Fermi-Dirac-Verteilungsfunktion,

$$n = \int_{E_C}^{\infty} D_c(E) F(E) dE. \quad (1.1.4)$$

Im Fall von Löchern ist die Dichte an Ladungsträgern ist die Anzahl durch

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} D_v(E) F(E) dE. \quad (1.1.5)$$

gegeben. Zur Berechnung der Ladungsträgerkonzentrationen werden die Zustandsdichten D_c , bzw. D_v im Leitungs- bzw. Valenzband benötigt. Mit der parabolischen Näherung an der Unter-, bzw. Oberkante der Bänder kann die Zustandsdichte im Leitungsband durch die Gleichung

$$D_c = \left(\frac{4\pi}{h^3} \right) (2m_e^*)^{3/2} (E - E_C)^{1/2}.$$

ausgedrückt werden. Für die Zustandsdichte im Valenzband gilt dementsprechend

$$D_v = \left(\frac{4\pi}{h^3} \right) (2m_h^*)^{3/2} (E_V - E)^{1/2}.$$

Damit lassen sich die Integrale (1.1.4) und (1.1.5) berechnen. Die Anzahl der Elektronen im Leitungsband berechnet sich demnach zu

$$\begin{aligned} n &= \left(\frac{4\pi}{h^3}\right) (2m_e^*)^{3/2} \int_{E_c}^{\infty} \frac{(E - E_c)^{1/2}}{1 + e^{(E-E_F)/k_B T}} dE \\ &= N_c F_{1/2} \left(\frac{E_F - E_c}{k_B T}\right), \end{aligned} \quad (1.1.6)$$

wobei $F_{1/2}$ das sogenannte Fermi-Integral bezeichnet und

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* k_B T}{h^2}\right)^{3/2} \quad (1.1.7)$$

die effektive Dichte der Zustände im Leitungsband ist. Auf die gleiche Weise lässt sich die Zustandsdichte im Valenzband herleiten. Diese ist durch die Gleichung

$$p = N_v F_{1/2} \left(\frac{E_v - E_F}{k_B T}\right) \quad (1.1.8)$$

mit der effektiven Zustandsdichte

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_h^* k_B T}{h^2}\right)^{3/2} \quad (1.1.9)$$

gegeben [34, 64]. Im Falle von intrinsischen Halbleitern werden durch thermische Anregung kontinuierlich Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband angeregt, wodurch eine gleich große Anzahl an Löchern im Valenzband erzeugt werden. Demnach lässt sich die intrinsische Ladungsträgerdichte n_i im thermischen Gleichgewichtszustand durch

$$n_i = n = p$$

angeben. Durch Einsetzen von Gl. 1.1.6 und 1.1.8 ergibt sich für die intrinsische Ladungsträgerdichte

$$n_i = (N_c N_v)^{1/2} e^{-E_g/2k_B T} \quad (1.1.10)$$

Durch Einsetzen der effektiven Ladungsträgerdichten von Valenz-, und Leitungsband lässt sich daraus die Ladungsträgerdichte des intrinsischen Halbleiters berechnen. Für diese gilt näherungsweise [64]

$$n_i = 2,5 \left(\frac{T}{300 \text{ K}}\right)^{3/2} \left(\frac{m_e^* m_h^*}{m_e^2}\right)^{3/4} e^{-E_g/2k_B T} \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3} \quad (1.1.11)$$

Für Diamant errechnet sich mit den oben genannten Werten für die effektiven Massen aufgrund der großen Bandlücke von $E_g = 5,45 \text{ eV}$ eine intrinsische Ladungsträgerdichte von etwa 10^{-30} cm^{-3} , wodurch die Eigenleitfähigkeit praktisch keine Rolle spielt. Die Lage des Fermienergielevels des intrinsischen Halbleiters ergibt sich durch Lösen von Gl. 1.1.10. Man erhält dadurch die Beziehung

$$\begin{aligned} E_F &= \frac{E_c + E_v}{2} + \left(\frac{k_B T}{2} \right) \ln \left(\frac{N_v}{N_c} \right) \\ &= E_i + \left(\frac{3k_B T}{4} \right) \ln \left(\frac{m_h^*}{m_e^*} \right). \end{aligned} \quad (1.1.12)$$

Hierbei bezeichnet E_i das intrinsische Fermienergielevel, welches bei $T = 0 \text{ K}$ in der Mitte zwischen Valenz-, und Leitungsband liegt. Man erkennt an Gl. 1.1.12, dass sich mit steigender Temperatur das Fermienergielevel Richtung Leitungsband verschiebt, wenn $m_h^* > m_e^*$, bzw. Richtung Valenzband, sobald $m_h^* < m_e^*$.

Dotierter Halbleiter

Das wichtigste Merkmal eines Halbleitermaterials liegt in dessen Eigenschaft, seine elektrische Leitfähigkeit um mehrere Größenordnungen durch die Dotierung mit Fremdstoffen ändern zu können. Fremdstoffe, welche zusätzliche Niveaus nahe der Valenzbandkante erzeugen, bezeichnet man als Akzeptoren. Man spricht in diesem Fall von einer p-Dotierung. Auf der anderen Seite bezeichnet man als Donatoren jene Fremdstoffe, welche zusätzliche Energieniveaus nahe der Leitungsbandkante des Halbleiters erzeugen und so das Material n-dotieren. Im Falle einer p-Dotierung des Halbleiters verschiebt sich dessen Fermienergie in Richtung der Valenzbandkante, bzw. in Richtung Leitungsbandkante, wenn dieser n-dotiert wird. Abb. 1.1.4 zeigt eine schematische Darstellung des Kristallgitters bei der Dotierung. Die elektrische Leitfähigkeit eines extrinsischen Halbleiters wird durch die Anzahl an thermisch aktiven, d.h. ionisierten Ladungsträgern bestimmt. Je nach Lage der durch die Dotierung erzeugten Energieniveaus und der Temperatur werden eine bestimmte Anzahl an ionisierten Ladungsträgern erzeugt. Im Falle von Donatoren beträgt diese

$$N_D^- = \frac{N_D}{1 + g_D e^{(E_F - E_D)/k_B T}}, \quad (1.1.13)$$

wobei E_D die Lage des erzeugten Donatorniveaus und g_D dessen Entartungsgrad bezeichnet. Dieser beträgt 2, da in diesem Fall Elektronen beide Spinrichtungen annehmen können [95]. Wird eine Konzentration N_A von Akzeptoren dem Halbleiter zugefügt, so kann die Konzentration ionisierter Akzeptoren mittels der Gleichung

$$N_A^+ = \frac{N_A}{1 + g_A e^{(E_A - E_F)/k_B T}} \quad (1.1.14)$$

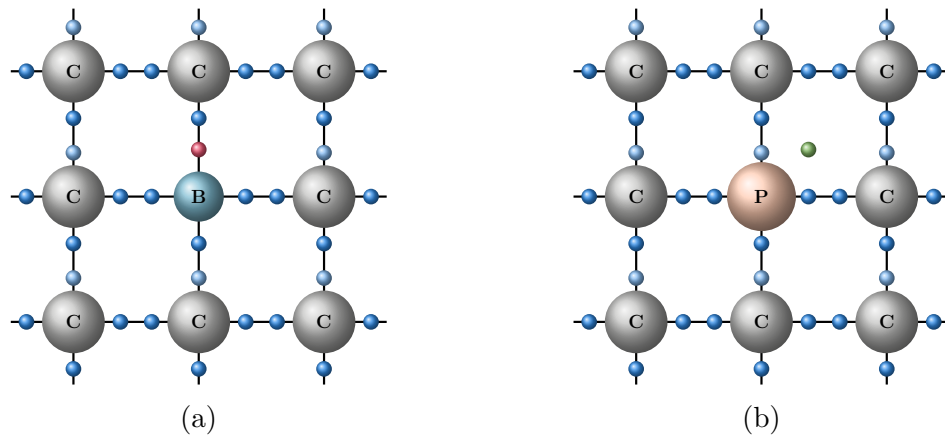


Abbildung 1.1.4: Schematische Darstellung des Kristallgitters bei der Dotierung. a) Eine p-Dotierung des Diamanten kann durch Einbringen von Bor in den Kristall erfolgen [51]. Durch die vorhandene Vakanz \bullet wird die Löcherdichte im Valenzband erhöht, wodurch sich die Fermienergie in Richtung Valenzbandkante verschiebt. b) Eine mögliche n-Dotierung von Diamant bietet Phosphor [53]. Durch das Einbinden eines 5-wertigen Dotierstoffes in das Kristallgitter entstehen durch ungebundene Elektronen \bullet neue Energieniveaus nahe der Leitungsbandkante.

bestimmt werden. Der Entartungsgrad g_A beträgt in diesem Falle 4, da das Valenzband am Maximum zusätzlich zweifach entartet ist [95]. Im Falle des thermischen Gleichgewichtes lässt sich auch hier eine Neutralitätsbedingung für die Ladungsträger angeben. Diese ist durch die Gleichung

$$n + N_A^- = p + N_D^+ \quad (1.1.15)$$

bestimmt. Durch Einsetzen der obigen Ausdrücke für die Ladungsträger in diese Gleichung lässt sich die Fermi-Energie, sowie die Ladungsträgerdichten des dotierten Halbleiters bestimmen. Beschränkt man sich auf einen Ladungsträgertyp im Diamanten, so ergibt sich näherungsweise im Falle einer p-Dotierung ($N_A \leq N_D$) der Ausdruck

$$E_F = \frac{E_v + E_A}{2} - \frac{k_B T}{2} \ln \left(\frac{N_A}{N_v} \right) \quad (1.1.16)$$

für die Fermienergie. Dabei bezeichnet E_A die Lage des Akzeptorniveaus oberhalb der Valenzbandkante E_v . Einen analogen Ausdruck erhält man für die Lage der Fermienergie im Falle einer n-Dotierung. Bezeichnet man mit E_D die Lage des Donatorniveaus unterhalb der Leitungsbandkante E_c , so ist die Lage der Fermienergie durch die Gleichung

$$E_F = \frac{E_c + E_D}{2} - \frac{k_B T}{2} \ln \left(\frac{N_D}{N_c} \right) \quad (1.1.17)$$

gegeben [64, 95]. Eine p-Dotierung des Diamanten kann unter anderem durch das Einbringen von Bor während des Wachstums oder mittels Implantation erreicht werden [11, 40, 101]. Dabei nimmt das Bor substitutionelle Gitterplätze im Diamantgitter ein. Das Akzeptorniveau hat mit seiner Lage von $E_A = 0,37 \text{ eV}$ [21] über dem Valenzband eine große Bindungstiefe, wodurch bei Raumtemperatur nur ein sehr kleiner Teil der Löcher thermisch aktiviert ist. Ist die Leitfähigkeit von p-dotierten Diamanten für Borkonzentrationen unterhalb 10^{19} cm^{-3} maßgeblich durch Löcherleitung im Valenzband bestimmt, so kommt es bei noch höheren Dotierstoffkonzentrationen zu anderen Leitungsmechanismen [60, 105]. Durch eine höhere Dotierung kommt es zu einer Verbreiterung des Störstellenniveaus innerhalb der Energielücke. Dieses sogenannte Störstellenband reicht bis in das Valenzband und hat eine Verkleinerung der Energielücke zur Folge. Dementsprechend ergibt sich eine Änderung des spezifischen Widerstandes und der Temperaturabhängigkeit der Leitung. Abb. 1.1.5 zeigt die Abhängigkeit des spezifischen Wi-

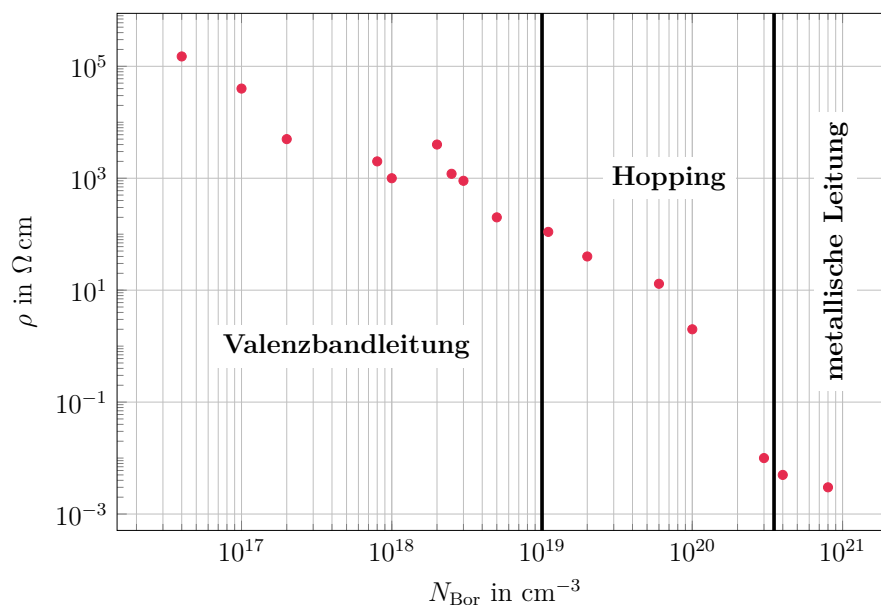


Abbildung 1.1.5: Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes ρ von Diamant von der Borkonzentration N_{Bor} . Entnommen aus [60].

derstandes bei Raumtemperatur von Diamant in Abhängigkeit von der Borkonzentration. Dieser verringert sich dabei um etwa 8 Größenordnungen durch eine höhere Konzentration von Bor. Wie temperaturabhängige Messungen in [60] zeigen, liegt bei Konzentrationen von über 10^{20} cm^{-3} metallische Leitung im Störstellenband vor. Eine n-Dotierung des Diamanten ist derzeit für elektronische Anwendungen schwer zu realisieren, da eine Dotierung bisher nur bei entsprechend gewachsenen Diamanten nachgewiesen wurde [43, 53]. Stickstoff bildet zwar mit $E_D = 1,7 \text{ eV}$ un-

terhalb der Leitungsbandkante ein Donatorniveau aus, ist jedoch elektrisch inaktiv und für elektronische Anwendungen daher nicht nutzbar [90]. Der prominenteste Kandidat zur Herstellung n-leitenden Diamants stellt derzeit Phosphor mit einer Aktivierungsenergie von etwa $E_D = 0,57 \text{ eV}$ dar [57].

1.1.4 Diffusionskoeffizient von Bor in Diamant

Die Diffusion von verschiedenen, leichten Elementen in Diamant wurde bereits mehrfach untersucht und die Diffusionskoeffizienten bestimmt. So wurden unter anderem in [86, 99] die Diffusionskoeffizienten von Lithium und Bor in natürlichem Diamanten bestimmt. Dabei wurde Borphpulver auf den Diamanten platziert und die Probe für mehrere Stunden bei 860 °C [86] bzw. 1400 °C [99] geheizt. Mittels SIMS (von engl. *secondary ion mass spectroscopy*) wurde anschließend die Konzentrationsprofile gemessen und so die Diffusionskoeffizienten bestimmt. Tabelle 1.1.3 zeigt die so ermittelten Werte. Der Diffusionsprozess in einem idealen, isotropen Kristall

Tabelle 1.1.3: Diffusionskoeffizienten von Bor in Diamant für verschiedene Temperaturen [86, 99].

T in °C	D in $\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}$
860	$4,2 \cdot 10^{-13}$
1400	$3 \cdot 10^{-12}$

lässt sich durch die Fick'schen Gesetze

$$J = -D \left(\frac{\partial N}{\partial x} \right), \quad (1.1.18)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 N}{\partial x^2} \right) \quad (1.1.19)$$

beschreiben [3], wobei J die Flussdichte der diffundierenden Atome, D den Diffusionskoeffizient und N die Konzentration der diffundierten Atome bezeichnen. Ist N_0 die anfängliche Konzentration, so ist die Konzentration $N(x, t)$ in der Tiefe x zur Zeit t durch die Gleichung

$$N(x, t) = N_0 \cdot \text{erfc} \left(\frac{-x}{(4Dt)^{1/2}} \right) \quad (1.1.20)$$

gegeben, wobei erfc die komplementäre Fehlerfunktion ist [3, 86].

1.2 Prinzip der p-i-p Diode in Diamant

Die theoretische Beschreibung von S-I-S (von engl. *semiconductor-insulator-semiconductor*) und M-I-M (von engl. *metal-insulator-metal*) Dioden basiert auf der Annahme eines idealen Kontaktes, welcher eine unbegrenzte Anzahl an Ladungsträgern zur Verfügung stellt [62]. Dabei beeinflussen Verunreinigungen und Defektzustände des isolierenden Bereiches maßgeblich die elektrischen und optischen Eigenschaften des Bauteiles. Diese dienen als sogenannte Fallen (von engl. *traps*) für Ladungsträger und beeinflussen so die Größe und die räumliche Verteilung einer Raumladung innerhalb des Isolators. Diese ändert sich durch den Stromfluss. Im Falle von Halbleitern lässt sich so aufgrund der abstoßenden Wirkung ein Ungleichgewicht an Ladungsträgern durch elektrische Felder herstellen. Insbesondere durch ohmsche Kontakte lässt sich direkt ein Ladungsüberschuss in dem Isolator erzeugen und der Strom durch das Bauteil wird nur durch die Raumladung bestimmt (sog. *Space-Charge Limited Current*, kurz SCLC). Die elektrischen Eigenschaften solcher Strukturen werden durch die thermische Emission von Ladungsträgern über eine Potentialbarriere ϕ bestimmt und beschrieben, welche sich an den Grenzflächen zwischen Metall oder Halbleiter und dem Isolator bildet [26]. Im Falle des p-i-Überganges im Diamanten, dass heißt

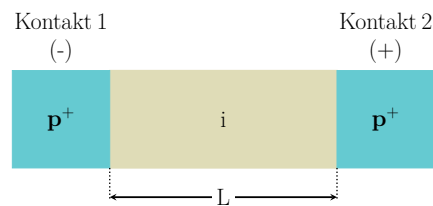


Abbildung 1.2.1: Schematische Darstellung der p-i-p Diode in Diamant, L bezeichnet die Länge des intrinsischen Bereiches.

dem Übergang zwischen p-dotiertem und intrinsischen Diamanten, (siehe Abb. 1.2.1 und 1.2.2), kommt es zu der Ausbildung einer Barriere [26, 61]. Der elektrische Strom durch die p-i-p Diode wird durch die thermische Emission von Löchern entlang des vorwärtsgetriebenen p-i Überganges bestimmt, sobald die angelegte Spannung $V = V_{RT}$ (von engl. *reach-through*) einen bestimmten Wert erreicht hat. Diese Spannung bezeichnet man als Schwellenspannung.

1.2.1 Beschreibung und Funktionsweise

Bei angelegten Spannungen $V < V_{RT}$ ist die Summe der Länge der Verarmungszonen W_1 und W_2 kleiner als der intrinsische, isolierende Bereich der Länge L . Die angelegte Spannung V ergibt sich aus der Summe der an den beiden Kon-

takten anliegenden Teilspannungen V_1 , V_2 und dem Spannungsabfall entlang des intrinsischen Bereiches (vgl. Abb. 1.2.4),

$$V = V_1 + V_2 + V_i. \quad (1.2.1)$$

Um einen Stromanstieg entlang der p-i-p Struktur messen zu können, muss die angelegte Spannung größer als die Schwellenspannung sein. Ab diesem Wert ist

$$W_1 + W_2 = L \quad (1.2.2)$$

und die Potentialbarriere ϕ ist überwunden. Somit kann ein Ladungstransport entlang des intrinsischen Bereiches von einem in den anderen Kontakt stattfinden. Ab dieser Spannung ändert sich das elektrische Feld linear entlang des intrin-

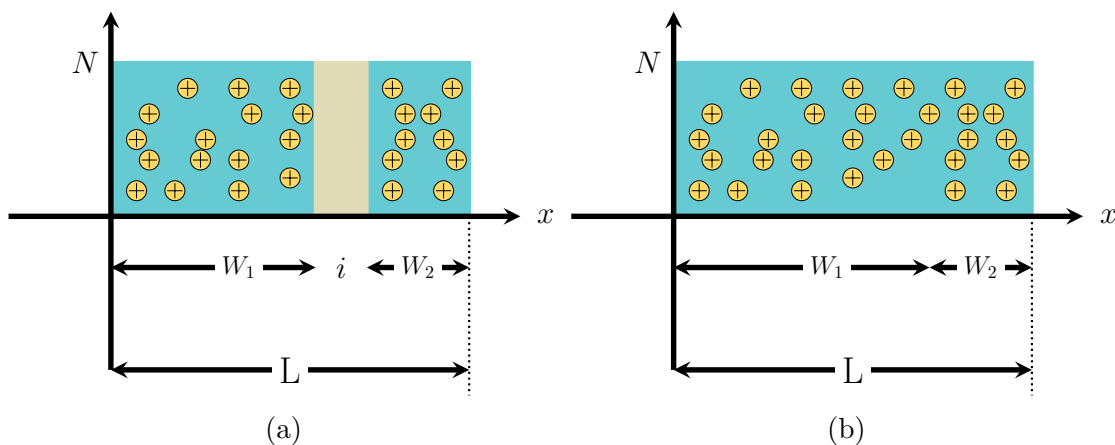


Abbildung 1.2.2: Verteilung der Ladungsträger innerhalb des intrinsischen Bereiches der Diode. a.) Die angelegte Spannung reicht nicht aus, um eine durchgehende Raumladungszone zu erzeugen. b.) Die Schwellenspannung V_{RT} ist überschritten und es entsteht eine durchgehende Raumladungszone. Ab diesem Punkt steigt der Strom stark mit der Spannung an.

sischen Bereiches L . Durch weitere Erhöhung der Spannung über V_{sat} wird ein Zustand erreicht, in dem ein Überschuss an positiven Ladungsträgern innerhalb dieses Bereiches herrscht und die so erzeugte Raumladung so groß ist, dass diese nicht mehr durch die angelegte Spannung kompensiert werden kann. Es kommt zu einer Sättigung des Stromflusses. Abb. 1.2.3 zeigt das Banddiagramm der p-i-p Diode im Falle einer angelegten Spannung und ohne angelegte Spannung. Durch das Anlegen einer Spannung wird ein p-i Übergang in Durchlass- und der andere Übergang, von intrinsisch zu p-dotiert, in Sperrrichtung betrieben. Die Krümmung der Bänder stellt für die Ladungsträger eine Potentialbarriere von der Größe $\phi - V_a$ dar. Diese ist abhängig von der Dotierung und der angelegten Spannung V_a und

1.2. PRINZIP DER P-I-P DIODE IN DIAMANT

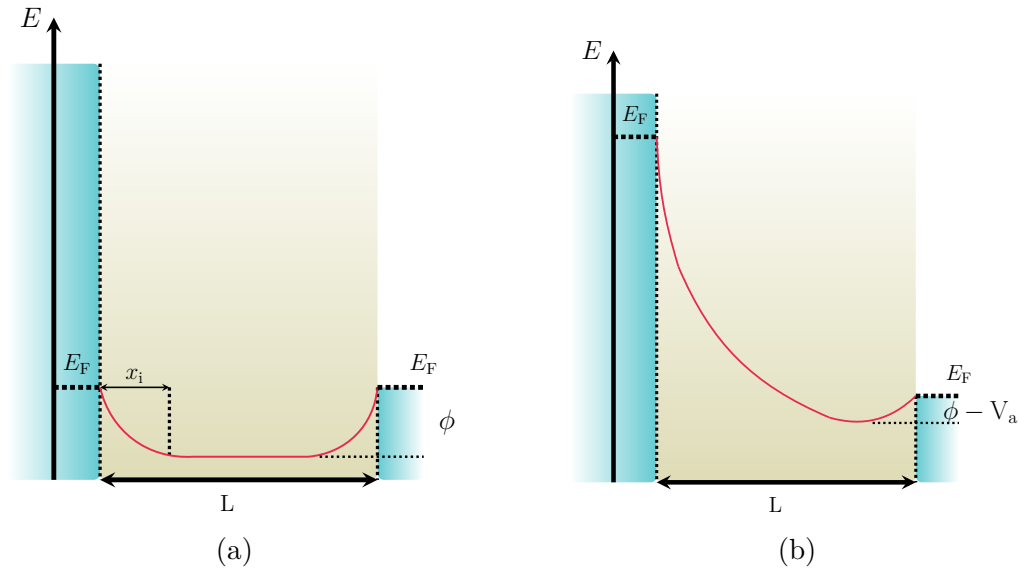


Abbildung 1.2.3: Schematische Darstellung des Banddiagrammes in Diamant. a) Darstellung des Energiebandes entlang des Überganges ohne angelegte Spannung V_a . b) Durch das Anlegen einer Spannung kommt es zu einer Krümmung der Energiebänder innerhalb des intrinsischen Bereiches der Diode [26, 100].

muss von den Ladungsträgern überwunden werden, um zum jeweils anderen Kontakt zu gelangen. Durch das Anlegen einer Spannung V_a an die Kontakte verschiebt sich die Lage des Fermi-Niveaus in beiden Kontakten. Es entsteht so ein Gradient entlang des intrinsischen Bereiches, welcher sich in Abhängigkeit von dem angelegten Potential ändert. Wird der Potentialunterschied $\phi - V_a$ durch weiteres Erhöhen der angelegten Spannung V_a überwunden, kommt es zu einem starken Anstieg des Stromflusses durch die Diode. In Abb. 1.2.4 ist zur Verdeutlichung ein Ersatzschaltbild der p-i-p Struktur dargestellt. Es besteht aus zwei gegeneinander angeordneten Dioden D_1 , D_2 mit ihren entsprechenden Shunt-Widerständen R_1 und R_2 , sowie dem intrinsischen Bereich mit dem Kontaktwiderstand R_i . Für die Diode D_1 , welche in Durchlassrichtung betrieben wird, ist der Stromfluss gegeben durch [26, 95]

$$I_1 = I_{TE1} \left[\exp\left(\frac{qV_1}{k_B T}\right) - 1 \right] + \frac{V_1}{R_1}, \quad (1.2.3)$$

$$I_{TE1} = A_1 A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_1}{k_B T}\right). \quad (1.2.4)$$

Dabei bezeichnet A_1 die Kontaktfläche, ϕ_1 die Höhe der Barriere (siehe Abb. 1.2.3) und A die Richardson-Konstante. Diese dient als Proportionalitätsfaktor in obiger Gleichung und ist ein Maß für die thermische Emission von Ladungsträgern eines

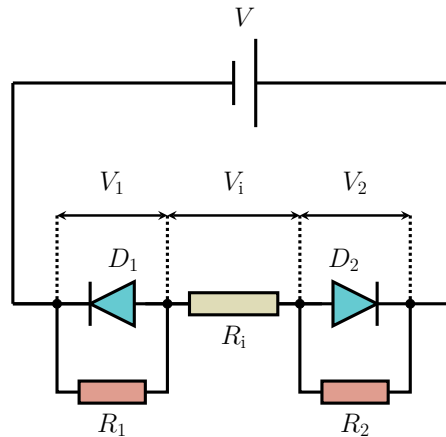


Abbildung 1.2.4: Ersatzschaltbild zur Beschreibung der p-i-p-Diode. Die Widerstände R_1 und R_2 bestimmen den Stromfluss durch die Diode in dem intrinsischen Bereich R_i bei Spannungen $V < V_{RT}$.

Materials. Für die Diode D_2 , welche in Sperrrichtung betrieben wird, ergibt sich der folgende Ausdruck für den Stromfluss [26, 33, 95]

$$I_2 = I_{TE2} \exp\left(\frac{q\Delta\phi}{k_B T}\right) + \frac{V_2}{R_2}, \quad (1.2.5)$$

$$I_{TE2} = A_2 A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_2}{k_B T}\right). \quad (1.2.6)$$

Die Änderung der Barrierenhöhe $\Delta\phi$ erfolgt durch das elektrische Feld, A_2 ist die Kontaktfläche der 2. Diode und ϕ_2 die Höhe der Barriere ohne angelegte Spannung im thermischen Gleichgewicht. Unter der Annahme einer homogenen, intrinsischen Diamantschicht zwischen den Kontakten kann der Kontaktwiderstand R_i zwischen p- und i-Bereich als konstant angenommen werden, sodass der Stromfluss durch

$$I_i = \frac{V_i}{R_i} \quad (1.2.7)$$

gegeben ist. Da durch jede Komponente in Abb. 1.2.4 der gleich Strom I fließt, gilt weiterhin

$$I = I_1 = I_2 = I_i. \quad (1.2.8)$$

Wird demnach die Polarität der angelegten Spannung geändert, erhält man eine symmetrische Strom-Spannungskennlinie, wenn die p-i-Kontakte beider Dioden identisch sind. Durch Einsetzen eines geeigneten Modells für $\Delta\phi$ lassen sich für

1.2. PRINZIP DER P-I-P DIODE IN DIAMANT

jeden Strom I aus den obigen Gleichungen die Spannungen V_1 , V_2 und V_i numerisch lösen. Zum anderen lassen sich daraus weitere Parameter, wie die Anzahl N_{Traps} an ionisierten Fallen im intrinsischen Bereich und die Barrierenhöhe ϕ bestimmen [26, 33, 61]. In Abb. 1.2.5 ist der idealisierte Verlauf der Strom-Spannungskennlinie einer p-i-p Diode dargestellt. Durch Anlegen einer Spannung kommt es, wie bereits in Abb. 1.2.2 gezeigt, zu einer Injektion an Ladungsträgern in den intrinsischen Bereich. Durch weiteres Erhöhen der Spannung können für $V_a > V_{\text{RT}}$ die Ladungsträger die Potentialbarriere ϕ überwinden und es kommt zu einem Anstieg des Stromflusses durch die Diode. Dies bedeutet eine Änderung der Kennlinie von ohmschen Verhalten ($I \propto U^s, s = 1$) hin zu einem super-ohmschen Verhalten ($I \propto U^s, s > 1$). Eine Sättigung des Stromflusses oberhalb von V_{sat} tritt

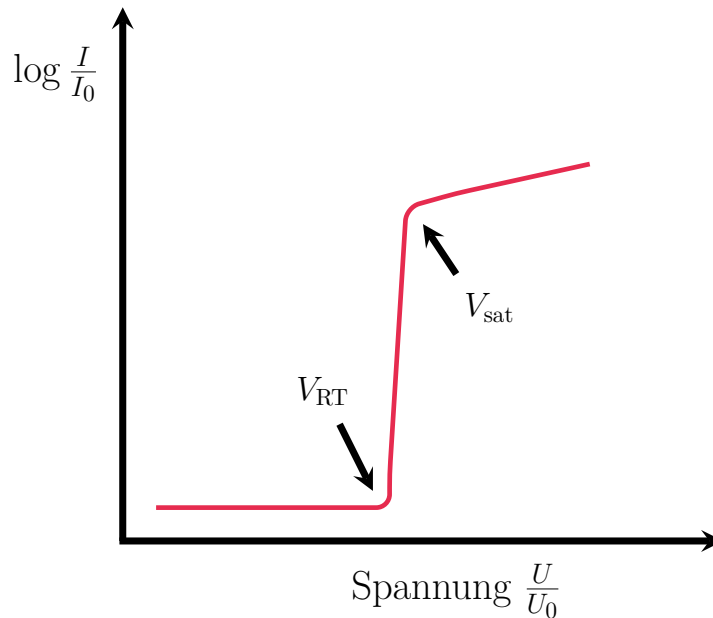


Abbildung 1.2.5: Idealisierter Verlauf der Strom-Spannungskennlinie der Diode in einfach-logarithmischer Darstellung [117]. Ab einer angelegten Spannung von V_{RT} kommt es zu einem Anstieg des Stromflusses durch die Diode, welcher für $V > V_{\text{sat}}$ zu $I \propto U^2$ sättigt [61].

ein, wenn das durch Ladungsträgerfallen (von engl. *trapping center*) innerhalb des intrinsischen Bereiches der Diode aufgebaute elektrische Feld groß genug ist, dass es nicht mehr durch die angelegte Spannung kompensiert werden kann. Es kommt zu einer Sättigung der Ladungsträgergeschwindigkeit und so zu einer Sättigung des Stromflusses durch die Diode [61, 95, 117]. In diesem Bereich ist $I \propto U^2$ [61].

1.3 Das NV-Zentrum

Einer der meist untersuchten Defekte im Diamanten ist das Stickstoff-Fehlstellenzentrum, kurz NV-Zentrum (von engl. *nitrogen vacancy*). Es besteht aus einem substitutionellem Stickstoffatom und einer benachbarten Vakanz, siehe Abb. 1.3.1. Diesen Defekt findet man sowohl als Nebenprodukt bei der Erzeugung künstlicher CVD-Diamanten, als auch bei natürlichen Diamanten durch Erzeugung von Schäden im Kristallgitter und anschließendem Tempern [73]. Durch das Vorhandensein ei-

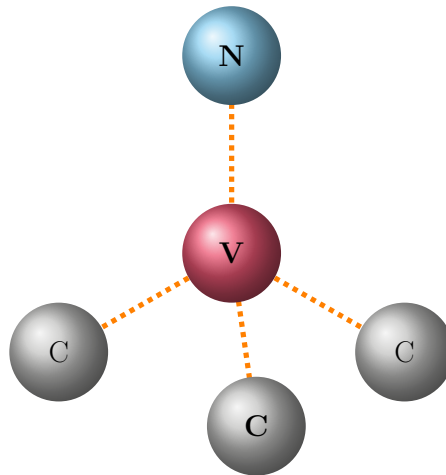


Abbildung 1.3.1: Schematische Darstellung des NV-Zentrums im Diamant. Eine Vakanz (V) ist umgeben von drei Kohlenstoffatomen (C), sowie einem substitutionellem Stickstoffatom (N). Das N-V-Paar ist entlang der $[111]$ -Richtung orientiert [29].

ner Vakanz kommt es zu vier freien Bindungen, drei durch die Kohlenstoffatome und eines durch das Stickstoffatom, wodurch es durch die C_{3v} -Symmetriegruppe beschrieben werden kann [72]. Von dem Zentrum ist bekannt, dass zwei Ladungszustände, NV^0 und NV^- existieren.

Diese lassen sich optisch hinsichtlich ihrer Nullphononenlinie (kurz ZPL, von engl. *zero phonon line*) bei 575 nm (NV^0) und 637 nm (NV^-) unterscheiden (siehe Abb. 1.3.4) [49, 88].

1.3.1 Elektronische Struktur und optische Eigenschaften

Aus der Zugehörigkeit zur C_{3v} -Symmetriegruppe ergeben sich aus den drei Linearkombinationen der freien Orbitalen ϕ_N (für Stickstoff) und ϕ_a, ϕ_b, ϕ_c (für die

1.3. DAS NV-ZENTRUM

Kohlenstoffatome) folgende Elektronenorbitale [36]:

$$a_{1N} = \phi_N, \quad a_{1C} = \frac{1}{\sqrt{3}}(\phi_a + \phi_b + \phi_c),$$

$$e = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_a - \phi_b), \quad \frac{1}{\sqrt{6}}(2\phi_c - \phi_b - \phi_a)$$

Die Orbitale a_{1N} , a_{1C} sind, im Gegensatz zu e , nicht-entartet. Die sechs Elektronen des NV^- -Zentrums ergeben sich rechnerisch durch die verschiedenen Möglichkeiten der Unterbringung in den Orbitalen. Durch Verwendung eines einfachen Modells einer Elektron-Ion Wechselwirkung lässt sich qualitativ eine Ordnung der Orbitale nach deren Energie bestimmen [63, 72]. So ergeben sich aus der energetisch niedrigsten Orbitalkonfiguration $a_{1N}^2 a_{1C}^2 e^2$ die möglichen elektronischen Zustände 1A_1 , 3A_2 und 1E . EPR-(von engl. *electron paramagnetic resonance*) [36] und optische Messungen ergaben, dass es sich bei dem Grundzustand dieses Zentrums um den Zustand mit der Bezeichnung 3A_2 handelt. Dieser geht mit einem optischen Übergang zu dem Zustand 3E bei einer Energie von 1,945 eV (637 nm) einher [5, 28, 49], siehe Abb. 1.3.2.

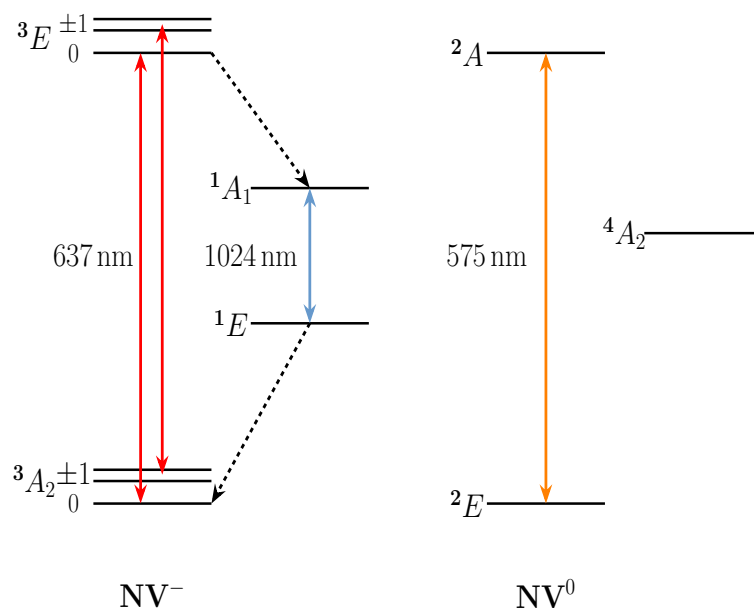


Abbildung 1.3.2: Elektronische Struktur beider Ladungszustände des NV-Zentrum. Das NV^- bzw. NV^0 -Zentrum besteht aus dem Grundzustand 3A_2 , bzw. 2E und dem ersten angeregten Zustand 3E , bzw. 2A . Zwischen den Triplet-Zuständen des NV^- -Zentrum liegen die Singlett-Zustände 1A_1 und 1E . Strahlende Übergänge (-, ■, ■) zwischen den Zuständen sind farbig gekennzeichnet [2, 29].

Ferner ergaben ODMR-Messungen (von engl. *optically detected magnetic reso-*

nance) an den Zuständen 3A_2 bzw. 3E des NV^- -Zentrums eine Aufspaltung von 2,88 GHz bzw. 1,42 GHz zwischen dem $m_s = 0$ und den $m_s = \pm 1$ Zuständen [67, 80, 110]. Daneben existieren zwei Zwischenzustände 1A_1 und 1E , welche durch nicht-strahlende Übergänge zwischen dem angeregten und dem Grundzustand gekennzeichnet sind (gestrichelte Linien in Abb. 1.3.2). Aus ähnlichen Überlegungen ergibt sich für das NV^0 -Zentrum mit seinen fünf Elektronen die Konfiguration $a_{1N}^2 a_{1C}^2 e^1$ als energetisch niedrigstes Orbital und den Grundzustand 2E . Durch Anregen eines Elektrons in den nächst höheren Zustand $a_{1N}^2 a_{1C}^1 e^2$ ergeben sich die möglichen Zustände 2A_1 , 4A_2 und 2E . Der optische Übergang bei 2,16 eV (575 nm) und EPR-Messungen lassen darauf schließen, dass der angeregte Zustand 2A durch einen nicht-strahlenden Übergang 4A_2 bevölkert wird [29, 36]. Abb. 1.3.3 zeigt die Lage der NV-Zentren, bzw. deren Grund- und deren ange-

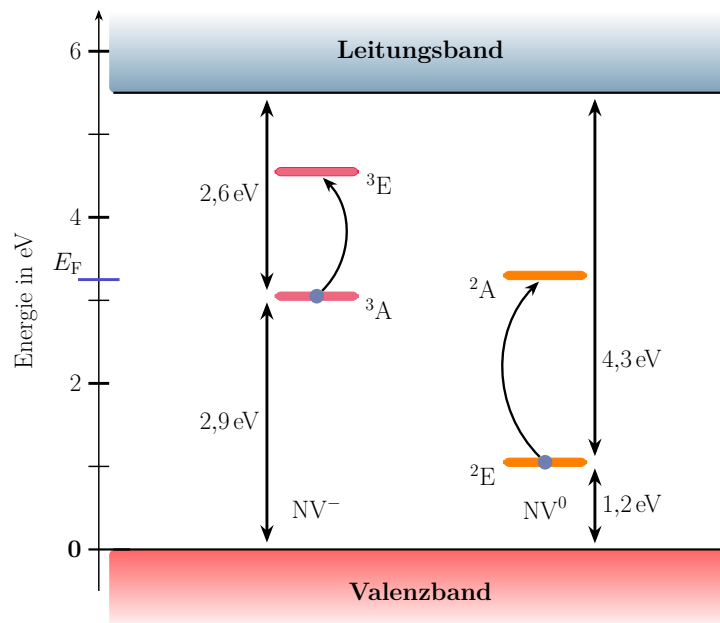


Abbildung 1.3.3: Energetische Lage der Grund- und angeregten Zustände bei der Ladungszustände des NV-Zentrums zwischen Valenz- und Leitungsband. Der Grundzustand des NV^- -Zentrums liegt etwas oberhalb von E_F , während im Falle des NV^0 -Zentrums dieser etwa 1,2 eV über dem Valenzband liegt [5, 29, 38, 92].

regten Zustand im Bändermodell. Der Grundzustand des NV^- -Zentrums liegt knapp oberhalb der Fermienergie von $E_F = 2,7$ eV [5, 39], während beim NV^0 -Zentrum der angeregte Zustand 2A bei einer Energie von $E \approx 3,4$ eV [29] oberhalb E_F liegt. Die Messung des Ladungszustandes des Zentrums kann anhand der Null-Phononenlinie, kurz ZPL (von engl. *Zero phonon line*) erfolgen. Abb. 1.3.4 zeigt jeweils ein aufgenommenes Lumineszenzspektrum einzelner NV-Zentren

1.3. DAS NV-ZENTRUM

bei einer Anregungswellenlänge von 532 nm. Aufgrund der Elektronen-Phononen-Wechselwirkung kommt es zu einer starken Verbreiterung des Emissionsspektrums, zu erkennen an der breiten Emission bis oberhalb von 850 nm. Der Ladungszustand kann jedoch auch durch die Messung selber beeinflusst werden. So erfolgt eine zunehmende Bevölkung des NV^0 -Zustandes durch die Verwendung eines blauen Anregungslasers [5]. Neben einer Abhängigkeit des Spektrums von der Anregungswellenlänge, sind die Intensitäten der ZPLs abhängig von der Laserleistung. So lässt sich mit zunehmender Anregungsleistung eine Sättigung der Fluoreszenzintensität beobachten. Diese wird erreicht, sobald die Absorptionsrate vom Grund- in den angeregten Zustand gleich der Emissionsrate vom angeregten in den Grundzustand ist. Die Abhängigkeit I der Fluoreszenzintensität wird durch die Anregungsleistung P und die Sättigungsleistung P_{sat} bestimmt und kann mit der Gleichung

$$I = I_0 \frac{P}{P + P_{\text{sat}}} \quad (1.3.1)$$

beschrieben werden [59, 112].

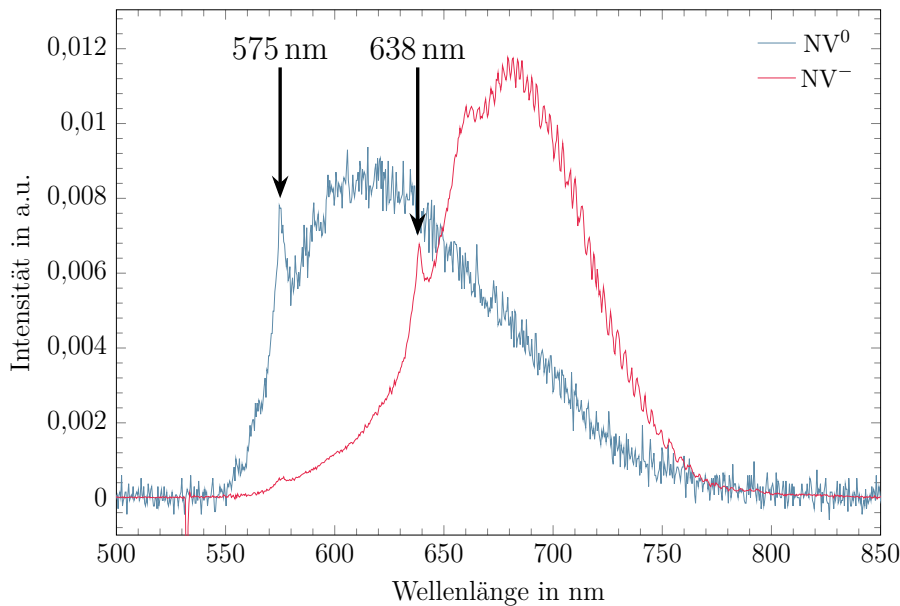


Abbildung 1.3.4: Lumineszenzspektrum von einzelnen NV^0 - (■) und NV^- -Zentren (■) in Diamant [88]. Die Nullphononenlinie des NV^0 - (bzw. NV^-) Zentrums liegt bei 637 nm (bzw. 575 nm).

1.3.2 Erzeugung

Die Erzeugung von NV-Zentren in künstlichen Diamanten kann auf verschiedene Arten geschehen. So kann beispielsweise während des Wachstums kontrolliert N_2 Gas eingebracht werden, wodurch sich dicke Dotierschichten von Stickstoff herstellen lassen. Eine anschließende Bestrahlung mit Elektronen und Ausheizen führt zur Bildung dünner Schichten im Diamanten, welche NV-Zentren enthalten. Dies hat den Vorteil, dass durch den Beschuss mit Elektronen weniger Schaden im Diamant erzeugt wird. Jedoch lassen sich auf diese Weise einzelne NV-Zentren nur mit einer sehr geringen Reproduzierbarkeit herstellen [84, 93]. Eine andere Möglichkeit der kontrollierten Erzeugung von NV-Zentren bietet die Ionenimplantation. Diese bietet zudem zur Zeit die einzige Möglichkeit, kontrolliert und reproduzierbar einzelne, optisch aktive Zentren mit einem lateralen Abstand weniger nm zu erzeugen [74, 84]. Durch die Verwendung von Simulationsprogrammen, wie z.B. SRIM (siehe 1.5), lassen sich viele Parameter, wie die Tiefe und Anzahl der Zentren [83] und der erzeugte Schaden (siehe 1.5.2), bereits vor der Implantation abschätzen. Nachdem die Diamanten implantiert wurden, müssen diese bei Temperaturen zwischen 600°C und 1200°C ausgeheizt werden [30, 52, 69]. Dies hat mehrere Gründe. Zum einen müssen die eingebrachten Atome auf Gitterplätzen positioniert werden, wo sie als optisch-aktive Defekte wirken können, zum anderen schließen viele der Zentren, wie das NV-Zentrum, Vakanz und/oder interstitielle Kohlenstoffatome ein. Durch das Ausheizen werden diese Defekte und Vakanz mobil. Dies führt zudem dazu, dass der durch die Implantation erzeugte Schaden in der Kristallstruktur des Diamanten reduziert wird. Stickstoff fängt erst bei höheren Temperaturen an im Diamanten zu diffundieren [10]. Dies hat den großen Vorteil, dass einzelne NV-Zentren tatsächlich da entstehen können, wo der Stickstoff ursprünglich implantiert wurde und die Stelle der Erzeugung nicht von der Diffusion des Stickstoffes abhängig ist. Eine möglichst hohe Lumineszenzausbeute wird dabei bei Ausheiztemperaturen zwischen 800°C und 900°C erreicht [83].

1.4 Modell zur Beschreibung des Schaltens

Da es sich bei den NV-Zentren um einen Defekt im Diamantgitter handelt, wird die Wahrscheinlichkeit F der Besetzung eines Zustandes mit der Energie E_D durch die Verteilungsfunktion

$$F(E_D) = \frac{1}{1 + \frac{1}{2}e^{(E_D - E_F)/k_B T}} \quad (1.4.1)$$

1.4. MODELL ZUR BESCHREIBUNG DES SCHALTENS

gegeben sein [64, 95]. Die Wahrscheinlichkeit F^* , ob ein gegebener Zustand nicht besetzt ist, beschreibt wird dementsprechend durch

$$F^*(E_D) = 1 - F(E_D) = 1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{2}e^{(E_D - E_F)/k_B T}} \quad (1.4.2)$$

beschrieben. Dabei bezeichnet E_D die Lage des Defektniveaus, welche durch ein Elektron besetzt werden kann und E_F das Fermilevel. Der Unterschied zur Fermi-Verteilung aus Gl. 1.1.3 besteht in dem Faktor $\frac{1}{2}$ vor der Exponentialfunktion. Dieser rührt daher, dass ein ionisiertes Defekt-Energielevel immernoch durch ein Elektron beider Spin-Orientierungen besetzt sein kann. Dieses Level kann nicht leer bleiben, da andernfalls ein positiv geladenes Atom übrig bleiben würde, welches eine andere Energie besitzen würde, als das des einfach ionisierten Defekt-Energielevels [64, 95]. Abb. 1.4.1 zeigt die Besetzung der Orbitale des NV-Zentrums durch die Elektronen im Grundzustand (siehe Abschn. 1.3). In welchem Ladungs-

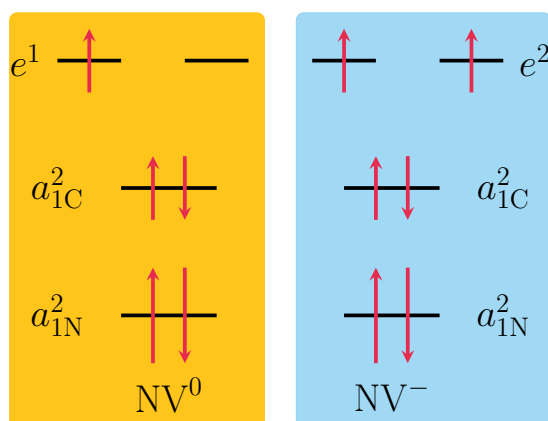


Abbildung 1.4.1: Besetzung der Orbitale beider Ladungszustände des NV-Zentrums (vgl. Abschn. 1.3) in deren Grundzustand.

zustand sich das NV-Zentrum befindet, wird demnach nur durch die weitere Besetzung des e -Orbitales bestimmt, während die Zustände a^2_{1N} und a^2_{1C} voll besetzt bleiben. Ist das e -Orbital nur durch ein Elektron besetzt, befindet sich das NV-Zentrum im NV^0 -Zustand, ist es durch ein weiteres besetzt, befindet es sich im NV^- -Zustand. Die nach Gl. 1.4.1 modifizierte Funktion, welche die Verschiebung des Fermilevels durch die angelegte Spannung an der Diode berücksichtigt, hat die Form

$$f = a_0 + b_0 \cdot \frac{1}{1 + \frac{1}{2}e^{(E_D - (E_F + c \cdot q \cdot U))/k_B T}}. \quad (1.4.3)$$

Dabei ist E_D die energetische Lage des Grundzustandes des NV^- -Zentrums entsprechend Abb. 1.3.3 und $(E_F + c \cdot q \cdot U)$ die Lage der Fermilevels bei angelegter

Spannung U . Der Parameter c soll dabei angeben, welchen Einfluss das Anlegen einer Spannung an die Diode auf die Verschiebung des Fermilevels an dem gemessenen NV-Zentrum hat. In diesem Modell wird eine lineare Spannungsabhängigkeit angenommen. Da das anlegen der Spannung das Fermilevel innerhalb des intrinsischen Bereiches der Diode in Richtung Valenzband verschiebt, muss der Fit-Parameter c negativ sein. Wie in Abb. 1.4.2 für verschiedene Werte von c dargestellt ist, wird dadurch bei sonst gleicher Spannung U und gleichem E_F die Besetzungswahrscheinlichkeit des Zustandes E_D verringert. Wird demnach für E_D

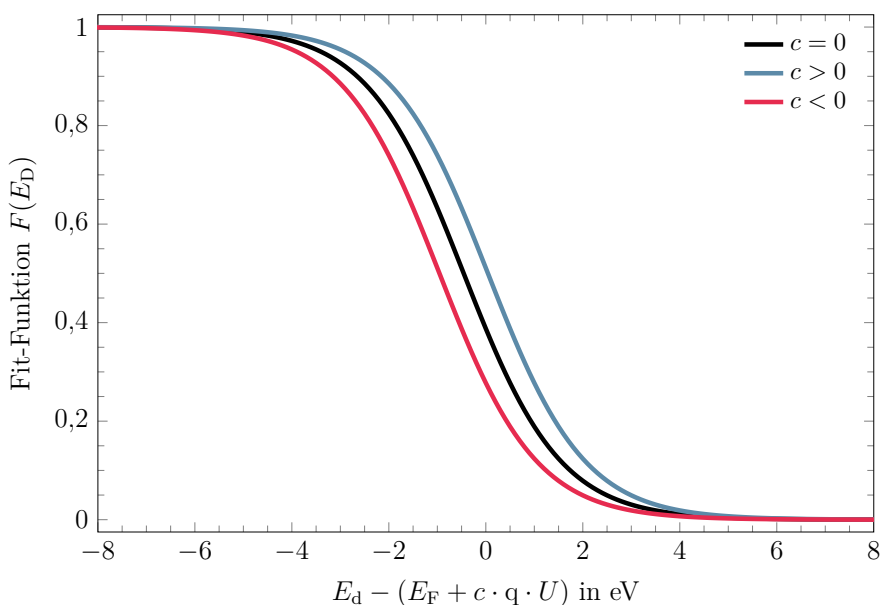


Abbildung 1.4.2: Fit-Funktion nach Gl. 1.4.3 für verschiedene Werte von c ($a_0 = 0$ und $b_0 = 1$) bei festgehaltener Spannung U .

der Grundzustand des NV^- -Zustandes mit $E_D = 2,90$ eV angenommen (siehe Abb. 1.3.3), so sollte eine Abnahme der Fluoreszenzintensität dieses Zentrums beobachtbar sein, wenn an die Diode eine Spannung angelegt wird und das Fermilevel somit verringert wird. Zur Berechnung der Wahrscheinlichkeiten, ob ein Orbital bzw. Zustand besetzt oder nicht besetzt ist, dienen sind ebenfalls die Parameter a_0 und b_0 in Gl. 1.4.3 eingeführt worden. Dabei ist für die Angabe der Wahrscheinlichkeit einer Besetzung eines Zustandes $a_0 = 0$ und $b_0 = 1$. Umgekehrt ist $a_0 = 1$ und $b_0 = -1$ für die Wahrscheinlichkeit der nicht-Besetzung eines Zustandes (siehe Gl. 1.4.1 und 1.4.2).

1.5 Implantation

Die Ionenimplantation bietet die Möglichkeit, kontrolliert nahezu jegliche Art von Fremdatomen bzw. Ionen in das Material einzubringen. Dadurch lassen sich gezielt dessen Eigenschaften, wie zum Beispiel die Leitfähigkeit, ändern. Beim Durchdringen der Ionen durch das Material treten verschiedene Arten von Wechselwirkungen und Stößen mit dessen Atomen und Elektronen auf, welche letztendlich die Reichweite der Ionen und den entstehenden Schaden im Material bestimmen.

1.5.1 Energieverlust und Reichweite

Beschleunigte Ionen verlieren einen Großteil ihrer Energie beim Durchdringen der Materie aufgrund der Coulombwechselwirkung und Stößen mit den Kernen und Elektronen im Probenmaterial. Dabei finden sowohl elastische Stöße mit den Atomkernen, als auch inelastische Stöße mit den Hüllenelektronen statt. Die aufgrund von Stößen mit den Kernen stattfindende Wechselwirkung wird durch die Größe ϵ_n (von engl. *nuclear stopping*), dem nuklearen Wechselwirkungsquerschnitt, beschrieben. Stöße der Ionen mit den Elektronen der Probenatome wird durch den Wirkungsquerschnitt ϵ_e (von engl. *electronic stopping*) beschrieben. Beide Größen lassen sich zu einem differentiellen Energieverlust pro Weglängeneinheit zusammenfassen [30]

$$\frac{dE}{dz} = \left(\frac{dE}{dz}\right)_n + \left(\frac{dE}{dz}\right)_e = N \cdot (\epsilon_n + \epsilon_e). \quad (1.5.1)$$

Eine detaillierte Beschreibung des elektronischen Bremsvermögens ist in [65] zu finden. Dabei werden die Elektronen im Festkörper als ein freies Elektronengas beschrieben und die Auswirkungen eines durchquerenden, positiv geladenen Teilchens untersucht. Die durch das Projektilion hervorgerufene Inhomogenität im Elektronenplasma erzeugt dabei eine Kraft auf das Ion, wodurch es seine Energie verliert. Mit diesem nach Lindhard beschriebenen Modell kann bei niedrigen Ionenenergien das Bremsvermögen durch $(dE/dz)_e \propto \sqrt{E}$ genähert werden.

Für große Ionenenergien beschreibt die Bethe-Bloch Gleichung [91] diesen Zusammenhang. Aus ihr ergibt sich eine Proportionalität von $(dE/dz)_e \propto E^{-1}$. Diese ist jedoch nur unter der Annahme gültig, dass die Projektilionen vollständig ionisiert und deren Geschwindigkeit größer als die der Elektronen im Festkörper sind. Im Gegensatz dazu wird die Wechselwirkung zwischen dem Projektilion und dem Atomkern im Festkörper durch die Coulombwechselwirkung von zwei abgeschirmten, positiv geladenen Ladungen beschrieben. Diese führt zum einen zu einem Energieverlust, zum anderen zu einer Änderung der Trajektorie des Projektilions. Diese Wechselwirkung kann durch die Rutherford-Streuung [91] beschrieben

werden, woraus sich eine Abhängigkeit von $(dE/dz)_n \propto 1/E^2$ für das nukleare Bremsvermögen ergibt.

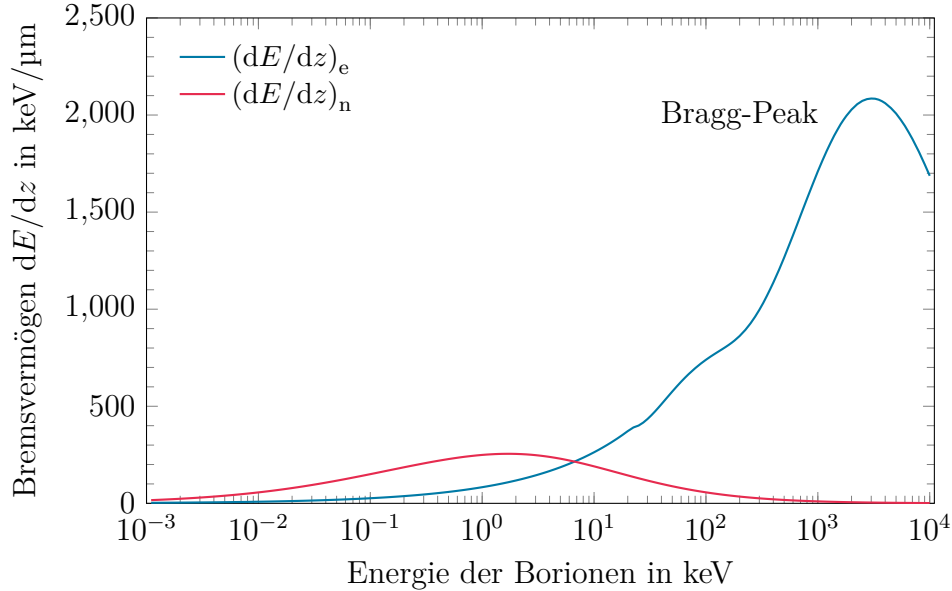


Abbildung 1.5.1: SRIM-2013 Simulation des ■ elektronischen und des ■ nuklearen Bremsvermögens von Borionen in Diamant in Abhängigkeit von der Energie. Im Bereich niedriger Energien ist das nukleare Bremsvermögen dominant. Den Bereich maximalen Bremsvermögens bezeichnet man als Bragg-Peak.

Abbildung 1.5.1 zeigt, wie sich das elektronische und das nukleare Bremsvermögen in Abhängigkeit von der Energie ändert. Erst bei geringeren Energien der Ionen tritt der Energieverlust durch Wechselwirkungen mit den Kernen zu Tage und es überwiegt die elektronische Wechselwirkung. Aufgrund des Energieverlustes der Ionen beim Durchgang durch den Festkörper besitzen diese eine begrenzte Eindringtiefe. Da die Wechselwirkungen statistischer Natur sind, wird als Eindringtiefe eine mittlere Reichweite \bar{R} angegeben,

$$\bar{R} = \frac{1}{N} \int_0^{E_0} \frac{dE}{dE/dz}. \quad (1.5.2)$$

wobei E_0 die Energie ist, mit der das Ion auf die Probe trifft.

1.5.2 Implantationsschaden

Die Energie, welche das Ion aufgrund von Stoßprozessen beim Durchgang durch das Target verliert, ist in der Regel groß genug um chemische Bindungen aufzubrechen und Targetatome von ihren ursprünglichen Gitterplätzen zu stoßen. Aufgrund

der hohen Einfallsenergie der Projektilionen kann es ebenfalls dazu kommen, dass die verdrängten Targetatome genug Energie besitzen, ihrerseits weitere Targetatome von ihren Gitterplätzen zu verdrängen. Diese so entzündete Schadenskaskade kommt erst zum Erliegen, wenn der Energietransfer auf das Targetatom kleiner ist, als die Versetzungsenergie E_d (von engl. *displacement energy*). Die Anzahl der so erzeugten Vakanzen pro einfallendem Ion kann dabei in der Größenordnung von einigen hundert bis tausend liegen [30]. Das Schadensprofil hängt dabei sehr stark von der Masse des Projektilions ab. So erzeugen schwere Ionen lokal eine höhere Defektkonzentration, sobald diese zum Stillstand gelangen, als vergleichsweise leichte Ionen. Im Diamanten spiegelt sich der erzeugte Schaden durch das Aufbrechen chemischer Bindungen deutlich wieder. So kommt es zum Bruch der sp^3 - und zur Bildung neuer sp^2 -Bindungen. Diese (lokale) Graphitisierung hat zur Folge, dass sich die physikalischen Eigenschaften, wie elektrische Leitfähigkeit, Dichte und Brechungsindex, ändern. Da Diamant nur eine metastabile Phase des Kohlenstoffs darstellt, besteht die Tendenz, dass sich dieser in eine thermodynamisch stabilere Form umwandelt. Liegt die Defektkonzentration im Diamanten während bzw. nach der Implantation unterhalb des experimentell ermittelten Schwellenwertes von etwa 10^{22}cm^{-3} [107], so ist es möglich, das Kristallgitter des Diamanten durch Ausheizen wieder herzustellen. So fangen Vakanzen bei Temperaturen von über 600°C an, sich im Diamanten zu bewegen [22, 24]. Eine vollständige Ausheilung der Strahlenschäden wird allerdings erst ab einer Temperatur von 1000°C erreicht [84]. Wird der Schwellenwert überschritten, etwa durch eine hohe Implantationsdosis, so kann andererseits gezielt die Entstehung einer Graphitphase im Diamanten eingeleitet werden. Ein Ausheizen des Diamanten bei hohen Temperaturen führt anschließend zu der Entstehung von Graphit. Ebenfalls führt das Ausheizen bei Temperaturen über 900°C zur Bildung einer oberflächigen Graphitschicht [69]. Diese kann dabei einige Nanometer dick sein und hängt stark vom Restsauerstoffgehalt und der Ausheizdauer ab.

1.5.3 Simulation

Zur Bestimmung der Ionen- und Vakanzenverteilung bei den späteren Implantationen in Diamant wurde das Simulationsprogramm SRIM (*Stopping Range of Ions in Matter*) [35, 122, 123] benutzt. Es basiert auf einer Monte-Carlo Simulation, welche den Stoßprozess zwischen Ion und Atom quantenmechanisch behandelt. Die Simulation ist derart gestaltet, dass es den Ionen zwischen den Stößen erlaubt ist, Sprünge auszuführen. Die Ergebnisse des Zusammenstoßes werden anschließend über die dazwischenliegende Lücke gemittelt. Außerdem werden die Ionen und Targetatome während des Stoßes durch ein abgeschirmtes Coulombpotential beschrieben und langreichweitige Wechselwirkungen mit dem Target über elektronische Anregung oder Plasmonen berücksichtigt [35, 122, 123]. Neben der Berech-

nung des Bremsvermögens und der Ionenreichweite, berechnet das Programm auch die Anzahl der erzeugten Defekte. Dazu sind gewisse Simulationsparameter nötig. Tabelle 1.5.1 zeigt die Parameter, welche für die Erstellung der Simulationen für Diamant verwendet wurden.

Tabelle 1.5.1: Die für die SRIM-Simulationen an Diamant verwendeten Parameter.

Element	^{12}C
Dichte	$3,52 \text{ g cm}^{-3}$ [30]
Versetzungsenergie	40 eV [15, 56]
Oberfl. Bindungsenergie	7,41 eV [106]
Gitterbindungsenergie	7,62 eV [108]
Ionensorte	B
Ionenmasse	11,01 u [123]

Einzig freier Parameter bei der Erstellung der Simulationen ist die Ionenenergie. Zur Berechnung der Tiefenabhängigkeit der Konzentration an Ionen bzw. Vakanzen wird zudem noch die Implantationsdosis des entsprechenden Ions benötigt.

Diese Seite wurde absichtlich frei gelassen.

Kapitel 2

Experimentelle Methoden

2.1 Probenvorbereitung und Herstellung

In diesem Abschnitt soll ein Überblick über die verschiedenen Geräte und deren Funktionsweise geschaffen werden, welche zu der Herstellung der Proben in dieser Arbeit benötigt wurden.

2.1.1 100kV Ionen-Implanter

Die Implantationen wurden mit einem 100kV-Linearbeschleuniger durchgeführt. Abbildung 2.1.2 zeigt den schematischen Aufbau des Beschleunigers mit seinen wesentlichen Bauteilen. Mit ihm ist es möglich, einfach negativ geladene Ionen mit einer Spannung von $U_{\max} = 100 \text{ kV}$ zu beschleunigen. Zur Erzeugung von positiv geladenen Ionen wird eine so genannte SNICS II-Quelle (Source of Negative Ions by Caesium Sputtering) benutzt. Eine schematische Darstellung des Funktionsprinzips ist in Abbildung 2.1.1 dargestellt. An der Quelle befindet sich ein Behälter (■) mit Cäsium, welcher auf circa $140 \text{ }^\circ\text{C}$ geheizt wird und so das Cäsium verdampft. Der Dampf gelangt durch ein kleines Rohr in den geschlossenen Bereich von Ionizer (■) und Kathode (■). Die Kathode ist im Wesentlichen ein kleiner hohler Kupferzylinder, in welchem das zu sputternde bzw. zu implantierende Material gepresst wird. Ein Teil des Cäsiumdampfes kondensiert dabei auf der Oberfläche der gekühlten Kathode, ein anderer Teil (■) trifft den Ionizer und wird durch dessen heiße Oberfläche ionisiert. Durch ein gegenüber dem Ionizer an der Kathode angelegtes negatives Potential U_{Kath} werden die positiv geladenen Cäsiumionen in Richtung Kathode beschleunigt und fokussiert (■). Beim Auftreffen auf die Kathode können nun durch den Sputterprozess zwei Sorten von Teilchen erzeugt werden. Zum einen werden, je nach Kathodenmaterial, direkt negativ geladene Ionen erzeugt. Zum anderen können auch Neutralteilchen oder positiv geladene Ionen beim Sputtern erzeugt werden. Diese nehmen jedoch beim Durchgang durch

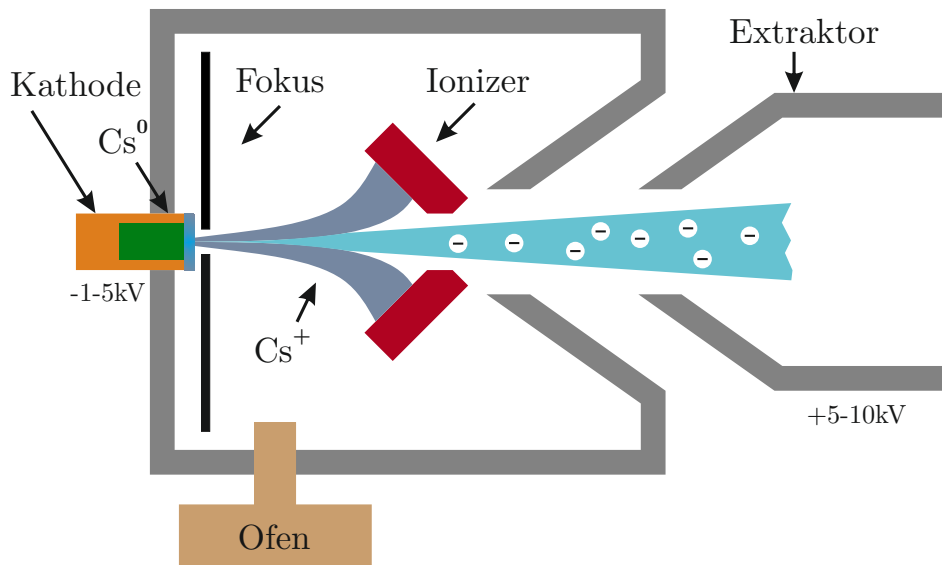


Abbildung 2.1.1: Schematischer Aufbau der Cs-Quelle. Aus dem Ofen austretender Cs-Dampf wird am Ionizer ionisiert und in Richtung Kathode beschleunigt, wo es das Kathodenmaterial abträgt. Eine dünne Schicht Cs auf der Kathodenoberfläche dient als Strippermedium, so dass der so erzeugte Strahl negativ geladener Ionen durch Extraktor die Quelle mit einer Energie von einigen keV verlassen kann.

die dünne Schicht kondensierten Cäsiumdampfes auf der Oberfläche der Kathode Elektronen auf erhalten so ihre negative Ladung [76]. Durch Anlegen eines positiven Potentials U_{Ext} am Extraktor werden nun die negativ geladenen Teilchen (■) aus dem Bereich der Quelle extrahiert und der eigentlichen Beschleunigung und weiteren Strahlführung zugeführt. Der Extraktor dient zudem der Anpassung des Strahls an den restlichen Aufbau des Beschleunigers, da dieser aufgrund der angelegten Spannung als eine variable Linse für die Ionen darstellt [77]. So ermöglicht er eine anpassbare Zuführung des Ionenstrahles an die nachfolgende Beschleunigungsstrecke, wodurch sich Strahlstrom- und Form beeinflussen lassen. Beim Verlassen der Quelle haben die Ionen eine kinetische Energie von 5-10 keV. Anschließend werden die Teilchen durch die Beschleunigungsstrecke, einer Anordnung von 5 Ringelektroden (siehe Abb. 2.1.2) auf ihre gewünschte Energie beschleunigt. Die Hochspannung an den Elektroden kann bis maximal $U_{\text{HV}} = 100 \text{ kV}$ eingestellt werden. Beim Verlassen dieses Abschnittes haben die Teilchen eine Energie von $E = q \cdot U_{\text{ges}}$, wobei die Gesamtspannung $U_{\text{ges}} = U_{\text{Kath}} + U_{\text{Ext}} + U_{\text{HV}}$ beträgt. Da das Kathodenmaterial in der Regel nicht bloß das gewünschte Element, sondern auch Elementverbindungen bzw. Verunreinigungen enthält, schließt sich ein 90°-Magnet (■) der Beschleunigungsstrecke an. Dieser dient durch Ausnutzung der Lorentzkraft als Massenseparator für die Ionen.

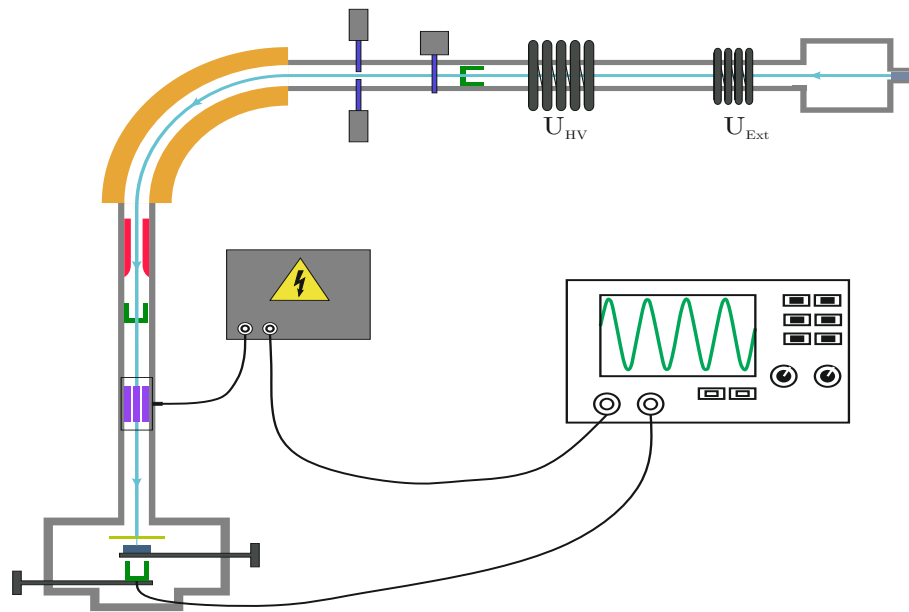


Abbildung 2.1.2: Schematischer Aufbau des 100kV-Ionenimplanters. Eingezeichnet sind die Quelle mit dem Cäsiumreservoir (■), der Ionenstrahl (■), der 90°-Magnet zur Massentrennung (■), die Fokussierlinse (■) mit anschließendem Blanker (■), sowie die Probenkammer mit Position der Probe (■), des Maskenhalters (■) und des Faradaycups (■). Soll der Teilchenstrahl durch eine Maske über die Probe gerastert werden, so können durch ein angeschlossenes Oszilloskop am Faradaycup in der Probenkammer die passenden Einstellungen am Blanker gefunden werden.

Bei einem maximalen Strom von $I_{\max} = 153 \text{ A}$ erzeugt dieser eine magnetische Flussdichte von $B_{\max} = 1,05 \text{ T}$. Unter der Annahme, dass der Magnet unterhalb I_{\max} keine Sättigungseffekte aufweist, lässt sich so folgende Abhängigkeit der Ionenmasse von dem elektrischen Strom I_{mag} durch den Magneten herleiten:

$$m(I_{\text{mag}}) = \frac{I_{\text{mag}}^2}{U_{\text{ges}}} \cdot \frac{qR^2 B_{\max}^2}{2I_{\max}^2}. \quad (2.1.1)$$

Da der Radius der Kreisbahn $R = 0,5 \text{ m}$ durch den Magneten vorgegeben ist, können nur jene Ionen den Magneten verlassen, für die Gl.2.1.1 erfüllt ist. Unmittelbar hinter dem Magneten befindet sich eine Linse (■), welche es ermöglicht, durch Verändern der an ihr angelegten Spannung den Ionenstrahl nochmals zu fokussieren und zu kollimieren. Vor der Probenkammer befindet sich zudem die Scanningeinheit. Diese besteht aus acht axialsymmetrisch angeordneten Hohlzylinderabschnitten (■). Durch Anlegen verschiedener Spannungen an den einzelnen Abschnitten ist es so möglich, den Ionenstrahl sowohl ab- und wegzulenken als ihn auch über die Probe zu rastern. Zur Erhöhung der Homogenität wurde der Ionen-

strahl bei allen Implantationen über die Probe gerastert. Die Probe (■) wird über einen Probenträger auf einem Positioniertisch in der Probenkammer befestigt. Dieser erlaubt es, die Probe in alle Richtungen zu positionieren. Eine Besonderheit der Probenkammer stellt ein verfahrbarer Maskenhalter (■) unmittelbar vor dem Probenträger dar [31]. Mit ihm lassen sich verschiedene Masken präzise und in geringem Abstand vor der Probe positionieren. Des Weiteren befinden sich an drei wichtigen Punkten des Beschleunigeraufbaus Faradaycups (■) zur Messung der Ionenströme. Der erste Cup befindet sich hinter der Beschleunigungsstrecke und misst nicht elementspezifisch den gesamten Strom, welcher von der Quelle bzw. von der Kathode produziert wird. Ein weiterer Cup hinter dem Magneten dient der Aufzeichnung von Massenspektren. Um den Strahlstrom möglichst nah an der Probe messen zu können, befindet sich in der Probenkammer der dritte Faradaycup. Dadurch lässt sich mit diesem Cup der tatsächliche Strom des zu implantierenden Ions bestimmen. Ist keine Probe im Strahlengang, so können durch Messung des Ionenstromes an dieser Stelle Quelle, Magnet Scanningeinheit und Maske geeignet aufeinander abgestimmt werden.

2.1.2 Lithographie

Die Lithographie dient der Erzeugung von Strukturen in Substraten oder auf deren Oberfläche. Im Allgemeinen ist dieser Prozess durch die folgenden Prozessschritte gekennzeichnet. Zuerst wird die gesamte Oberfläche des Substrates mit einem strahlungsempfindlichen Lack beschichtet. Dieser sollte für etwaige nachfolgende Bearbeitungsschritte, wie etwa Implantationen oder das Aufdampfen von Metall, unempfindlich sein. Auf dem sich rotierenden Substrat wird dabei eine kleine Menge Lack aufgetragen. Durch die hohe Drehzahl wird dieser ausgedünnt und es entsteht eine dünne, homogene Lackschicht. Im nächsten Schritt wird die Struktur auf den Lack übertragen. Dies geschieht durch direkt schreibende Verfahren, etwa mittels Elektronenmikroskop, oder durch Bestrahlung mit UV- oder Röntgenlicht durch eine Maske. Dabei wird der Lack in den belichteten, bzw. beschriebenen Bereichen dahingehend verändert, dass sich dessen Löslichkeit in der Entwicklerlösung ändert. Es wird hierbei zwischen sogenanntem Positiv- und Negativlack unterschieden. Beim Positivlack nimmt die Löslichkeit von belichteten Bereichen zu, bei Negativlack nimmt sie ab. Je nach verwendetem Lack werden im letzten Schritt, dem Entwickeln, die löslichen Bereiche des Lackes entfernt und das Substrat an diesen Stellen freigelegt (siehe Abbildung 2.1.3)

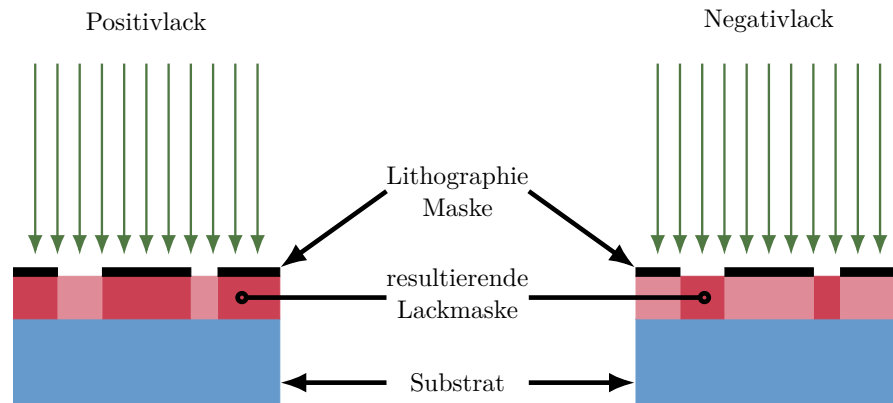


Abbildung 2.1.3: Schematische Darstellung des Lithographieprozesses mit Positiv- und Negativlack. Während beim Positivlack die nicht-belichteten Stellen auf der Probe nach der Entwicklung zurückbleiben, ist es beim Negativlack genau umgekehrt.

2.1.3 Hochtemperaturofen

Um sowohl einerseits den gezielten Phasenübergang zu Graphit und andererseits bessere Leitfähigkeit nach der Implantation mit Bor zu erreichen, als auch die Erzeugung der NV-Zentren nach der Stickstoffimplantation einzuleiten, ist es notwendig, den Diamanten in einem Ofen zu heizen. Sowohl Temperatur, Dauer als auch das Vakuum spielen hierbei eine große Rolle [25, 37, 103]. Abbildung 2.1.4 zeigt die für diesen Zweck entworfene Anlage. Im Inneren der wassergekühlten Kammer befindet sich ein Heizelement, welches einen Graphitzylinder auf Temperaturen von bis zu 2000 °C erhitzt [113]. In den Zylinder wird ein ebenfalls aus Graphit gefertigter Tiegel eingelassen, in welchem sich die Probe befindet. Über eine an der Kammer angeschlossene Turbomolekularpumpe kann dabei bis zu einem Druck von wenigen 10^{-6} mbar gearbeitet werden. Über Bedienelemente lassen sich sowohl die Geschwindigkeit, als auch die Endtemperatur des Ausheizvorganges einstellen. Die Temperaturmessung und Regelung wird durch ein W-Re-Thermoelement realisiert, welches sich an dem inneren Graphitzylinder befindet.

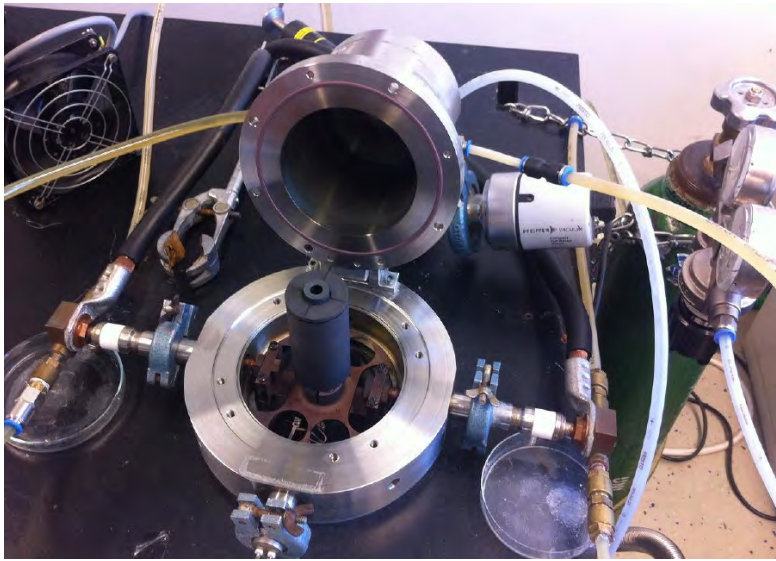


Abbildung 2.1.4: Aufbau und Innenansicht des Hochtemperaturofens. Ein Graphittiegel mit der Probe wird in den inneren Zylinder hineingesetzt, während der Äußere der Wärmeabschirmung dient und das Heiz- und Thermoelement umschließt. Weiterhin erkennt man den Stromanschluss und die Schläuche der Wasserkühlung, sowie den Drucksensor.

2.1.4 Sputteranlage

Die Herstellung von Goldkontakten auf den Proben wurde mittels Kathodenzerstäubung (von engl. *sputtern*) durchgeführt. Dabei befindet sich die Probe in einer zuvor mehrmals mit Argon gefluteten Kammer auf einem Proben-tisch. Während des Betriebes wird dabei ständig Argon eingeleitet und abgepumpt und so der gewünschte Druck in der Kammer eingestellt. Der Proben-tisch dient zugleich auch als Anode. Das zu zerstäubende Material, das Target, wird an einen Targethalter befestigt, welcher als Kathode dient. Umgeben wird dieser von einem Permanentmagneten. Abb. 2.1.5 zeigt das Funktionsprinzip der in der Arbeit verwendeten Sputteranlage. Diese trägt die Bezeichnung SC7620 und wurde von der Firma Quorum hergestellt. Zum Auftragen einer Metallschicht auf die Probe wird eine Hochspannung von bis zu 3000 V zwischen Kathode (Target) und Proben-träger (Anode) angelegt. Eine Drucksperre verhindert das Zuschalten der Hochspannung, wenn der Druck höher als 10^{-1} mbar ist. Zugleich wird Argon unter sehr geringem Druck in die Kammer eingeleitet, welches als Ionisationsmedium dient. Die von der Kathode emittierten Elektronen stoßen mit den Gasmolekülen und erzeugen durch Sekundärelektronenemission positiv geladene Ionen. Die Anordnung des Magneten um den Targethalter dient zur Erhöhung des Ionisationsgrades des

so entstandenen Plasmas, in dem es die geladenen Teilchen auf Kreisbahnen zwingt und es häufiger zu Stößen untereinander kommt. Die positiven Ionen werden durch

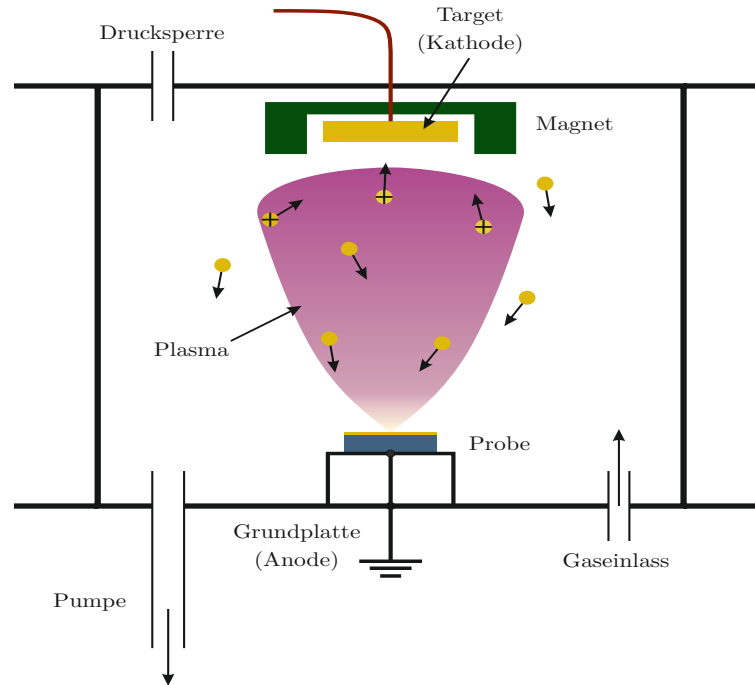


Abbildung 2.1.5: Prinzip der Kathodenzerstäubung. Durch Anlegen einer Gleichspannung von einigen hundert Volt bildet sich zwischen (■) Target und Anode ein (■) Plasma, dessen positiv geladenen Ionen in Richtung Target beschleunigt werden und dort Teilchen aus dem Targetmaterial herausschlagen. Die zu beschichtende (■) Probe befindet sich vor der Anode, so dass sich auf ihr eine dünne Schicht des Targetmaterials niederschlagen kann. Durch ein (■) Magneten werden die geladenen Teilchen auf eine Kreisbahn gebracht und erhöhen durch häufigere Stöße den Ionisationsgrad des Plasmas [68].

das negative Potential zur Kathode hinbeschleunigt und verursachen beim Auftreffen auf das Target dessen oberflächige Abtragung (sputtern). Die abgetragenen Targetatome bewegen sich nun Richtung Anode und bewirken über mehrere Stöße mit dem Plasma eine gleichmäßige Beschichtung der Probenoberfläche.

2.1.5 Plasmaanlage

Zum entfernen der Oberflächengraphitisierung nach dem Ausheizen und der durch die Implantation entstandenen Graphitstrukturen wird eine Niederdruck-Plasmaanlage der Firma Diener benutzt (Abbildung 2.1.6). Bei diesem sogenannten

2.1. PROBENVORBEREITUNG UND HERSTELLUNG

Plasmaätzen werden Teile der Oberfläche durch eine chemische Reaktion abgetragen. Dazu wird ein bestimmtes Prozessgas verwendet, welches das zu ätzende Material in die Gasphase überführen kann. Während des Ätzvorganges wird das Gas in der Kammer ständig abgepumpt und frisches Prozessgas zugeführt. Die Ätzrate ist dabei sehr stark von dem Substrat abhängig und somit selektiv. Bei der Entfernung von Graphit wird Sauerstoff verwendet. Bei der verwendeten Plasmaanlage wird der Diamant während des Ätzvorganges nicht angegriffen, wohingegen das Graphit mit dem Sauerstoff reagieren und so schrittweise abgetragen werden kann [50]. Zu diesem Zweck wird die Probe auf einer Platte in den Glaszylinder der Plas-

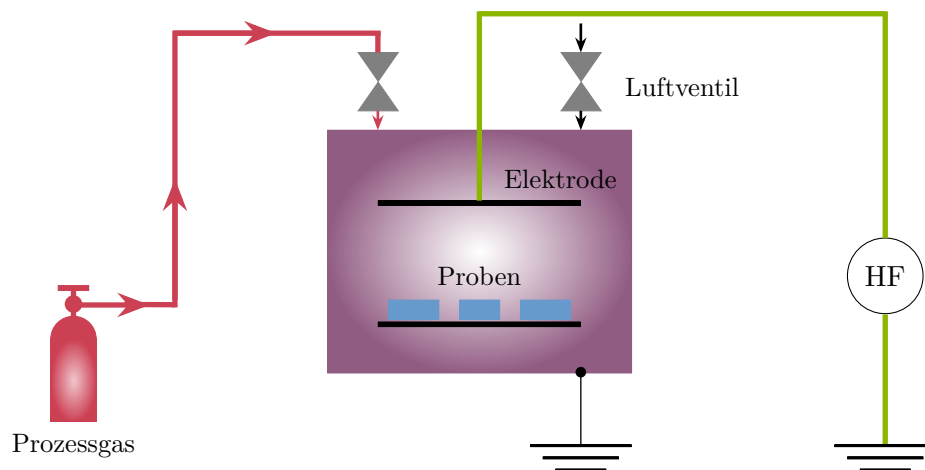


Abbildung 2.1.6: Schematischer Aufbau der verwendeten Niederdruckplasmaanlage. Das Prozessgas wird in die Kammer eingeleitet. Durch Einkoppeln von Hochfrequenz wird ein Plasma erzeugt, durch welches sich die Oberfläche der Proben behandeln lassen. Das Prozessgas wird dabei ständig abgepumpt und Neues zugeführt [42].

makammer gelegt. Um den Zylinder befinden sich die Elektroden, welche an einen Hochfrequenzgenerator angeschlossen sind. Dieser arbeitet bei einer Frequenz von 40 kHz und die Leistung kann stufenlos zwischen 0 und 200 W eingestellt werden. Das gewünschte Gas wird über ein Nadelventil in die Kammer eingeleitet und der Gasdruck eingestellt. Durch die kapazitive Kopplung durch die Elektroden an das Gas erzeugt der Generator nach Einschalten das reaktive Plasma. Zusätzlich kann die Probe auch geheizt werden.

2.2 Messmethoden

In diesem Abschnitt werden die verschiedenen, in dieser Arbeit verwendeten Messmethoden vorgestellt. Diese umfassen sowohl elektrische, etwa zur Aufnahme von Kennlinien, als auch optische Messungen, welche herangezogen wurden, um unter anderem das Schaltverhalten von NV-Zentren zu untersuchen.

2.2.1 Spitzenmessplatz

Für die elektrische Charakterisierung der implantierten Kontakte steht Spitzenmessplatz zur Verfügung (siehe Abb. 2.2.1). Dieser besteht aus zwei Mikropositionierern vom Typ S-725PLM der Firma Signatone mit einer Aufnahme für Messspitzen von 0,508 mm Durchmesser, einem Stereo-Mikroskop für die genaue Positionierung der Spitzen auf der Probe, sowie einem Keithley 237 zur Aufnahme von U-I-Kennlinien.



Abbildung 2.2.1: Aufnahme des Spitzenmessplatzes. Die Messspitzen (links im Bild) können mit dem Stereo-Mikroskop mikrometergenau auf der Probe platziert werden. Mit einem Messprogramm am PC können so Strom-Spannungs-Kennlinien aufgezeichnet werden.

Zur Messung werden Wolfram-Spitzen mit einem Spitzendurchmesser von $3,5\ \mu\text{m}$ (Typ SE-20T von Signatone) verwendet. Mit dem Keithley 237 kann ein Spannungsbereich von bis zu $1100\ \text{V}$ mit einer Schrittweite von minimal $10\ \mu\text{V}$ abgedeckt

werden. Die gleichzeitige Strommessung weist dabei eine maximale Sensitivität von 10 fA auf [48].

2.2.2 Konfokalmikroskopie

Für die Untersuchung der Lumineszenz der NV-Zentren steht ein konfokales Laser-Scanning-Mikroskop (von engl. *confocal laser scanning microscope*, kurz *CLSM*) zur Verfügung. Der Unterschied zu einem gewöhnlichen Lichtmikroskop besteht darin, dass sich eine zusätzliche konfokale Blende, für gewöhnlich eine Lochblende, in der Zwischenbildebene, und somit in der zur Objektebene des Mikroskops konjugierten Ebene befindet. Durch diese Anordnung trägt nur jenes Licht zur Bildentstehung bei, welches diese Blende passieren kann, siehe Abb.2.2.2. Es ge-

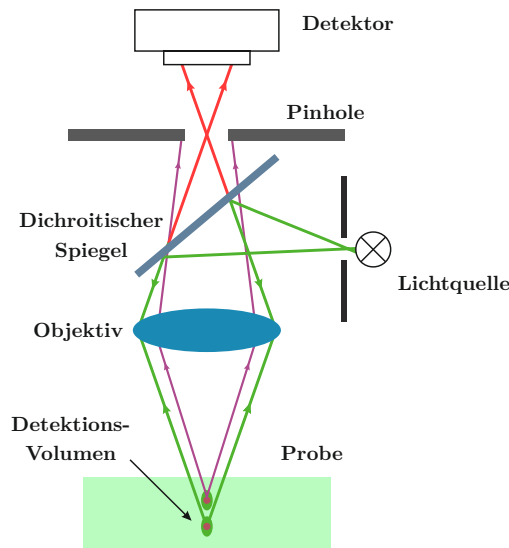


Abbildung 2.2.2: Strahlengang bei einem konfokalen Mikroskop. Laserlicht wird durch das Objektiv auf die Probe fokussiert und regt dort Fluoreszenz (■) an. Durch dasselbe Objektiv und einen dichroitischen Spiegel gelangt das Licht zum Detektor. Licht außerhalb der Fokusebene (■) trifft auf den Rand des Pinhole und trägt nicht zur Erzeugung des Bildes bei [116].

langt somit nur Licht aus einem sehr kleinen Volumen um den Fokuspunkt in der Probe zum Detektor. Dadurch können Bilder mit sehr hohem Kontrast erstellt werden. Da jedoch nur punktwise das Licht detektiert wird, befindet sich für gewöhnlich die Probe auf einem beweglichen Probenstisch. Die Probe wird so über den Laserstrahl gerastert und punktwise die Intensität der Fluoreszenz gemessen. Dadurch kann ein vollständiges Bild von der Probe erzeugt werden. Das Auflösungsvermögen eines Konfokalmikroskops ist bestimmt durch das konfokale

Beleuchtungs- und Detektionsvolumen (siehe Abb. 2.2.2) . Beide werden durch eine sogenannte Punktspreizfunktion (kurz PSF) h_{Bel} , bzw. h_{Det} beschrieben. Die hinter der Lochblende vorliegende PSF h_{Ges} wird durch

$$h_{\text{Ges}} = h_{\text{Bel}} \times h_{\text{Det}} \quad (2.2.1)$$

beschrieben [45, 116]. Aus dieser Gleichung lässt sich das laterale, sowie das axiale Auflösungsvermögen eines Konfokalmikroskops herleiten [116]:

$$\begin{aligned} r_{\text{lat}} &= \frac{0,44\lambda}{\text{NA}}, \\ r_{\text{axial}} &= \frac{1,5n\lambda}{\text{NA}^2}. \end{aligned} \quad (2.2.2)$$

Diese Gleichungen berücksichtigen jedoch nicht die Lichtbrechung des Strahles beim Durchgang durch die Probe aufgrund der unterschiedlichen Brechungsindizes. Wird dies in Betracht gezogen, so kommt es wahrscheinlich zu einer Verschiebung des Fokuspunktes in der Probe. Der schematische Aufbau des verwendeten Konfokalmikroskops ist in Abb. 2.2.3 gezeigt. Als Lichtquelle zur Anregung der Fluoreszenz der Farbzentren dient ein Nd:YAG-Laser mit einer Wellenlänge von 532 nm der Firma Laser Quantum. Die Leistung des Laser (■) wird über ein $\lambda/2$ -Plättchen, sowie einem verstellbaren Polarisationssteiler (kurz PBS von engl. polarizing beam splitter) eingestellt und wahlweise über ein Luftobjektiv (NA = 0,95, Luft: $n = 1$) oder ein Ölobjektiv (NA = 1,35, Immersionsöl: $n = 1,52$) auf die Probe (■) fokussiert. Mit einem zusätzlichem Strahlteiler lässt sich die Reflexion des Laserlichtes von der Probenoberfläche auf einem Schirm beobachten. Die Probe befindet sich auf einer computergesteuerten Piezo-Stage. Das von ihr ausgehende Fluoreszenzlicht (■) gelangt durch dasselbe Objektiv zu einem weiteren Strahlteiler (BS). Ein dichroitischer Spiegel und ein Notchfilter dienen dabei zur Trennung von Laser- und Fluoreszenzlicht. Von hier wird ein Teil der Fluoreszenz von einem CCD-gestützten Spektrometer (Firma Horiba Jobin Yvon GmbH) detektiert. An einem PC lassen sich somit Spektren der Probenfluoreszenz an jedem Punkt des Scanfeldes aufnehmen. Ein anderer Teil gelangt über einen Bandpass (kurz BP) zu einer Photodiode. Diese Diode (Typ SPCM-AQRH der Firma Excelitas) nutzt den Lawinen-Effekt aus (kurz APD von engl. *avalanche photo diode*) und dient der Einzelphotonendetektion (*single photon counting module*, kurz SPCM). Durch die einsetzbaren Filter lässt sich mit dieser Diode einzelne Photonen in einem Wellenlängenbereich von 630 nm bis 770 nm mit einer Detektionseffizienz von maximal 65 % zählen [23]. Ebenfalls lassen sich durch gleichzeitiges Ansteuern der Piezo-Stage und Aufnahme der Diodenzählrate durch ein Computerprogramm eine ortsauflöste Verteilung der Fluoreszenzintensität der Probe erstellen. Das Scanfeld ist dabei auf eine Größe von maximal $80 \mu\text{m} \times 80 \mu\text{m}$ begrenzt.

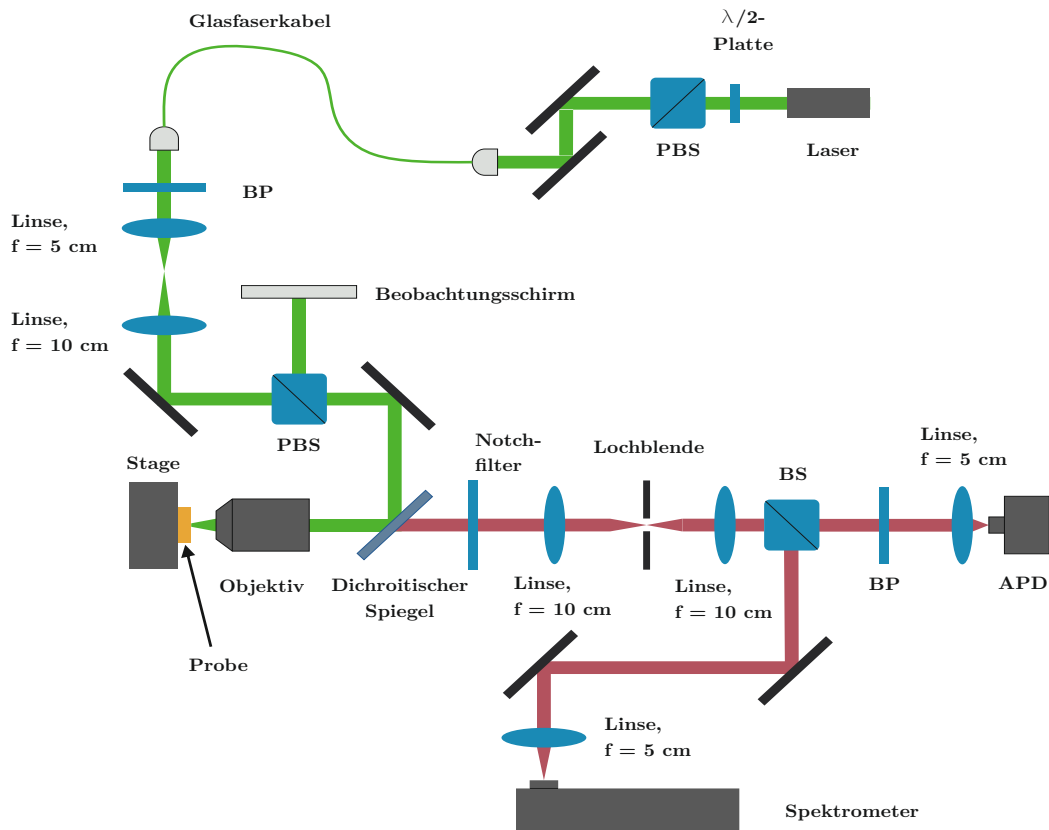


Abbildung 2.2.3: Schematischer Aufbau und Anordnung des in der Arbeit verwendeten Konfokalmikroskops, sowie der Verlauf vom Laser- (■) und Fluoreszenzlicht (■). Die zu untersuchenden Probe (■) befindet sich auf einem über Piezos verfahrbaren Probenträger.

Aus den oben genannten Werten ergibt sich nach Gl. 2.2.2 mit $\lambda = 532 \text{ nm}$ eine laterale bzw. axiale Auflösung von etwa $r_{\text{lat}} = 250 \text{ nm}$ bzw. $r_{\text{axial}} = 900 \text{ nm}$. bei Verwendung des Luftobjektives. Für die Messungen in dieser Arbeit wurde ausschließlich das oben genannte Luftobjektiv verwendet, sowie, wenn nicht anders angegeben, ein anstelle des Bandpasses ein Langpass verwendet, welcher eine Cut-On Wellenlänge von 650 nm besitzt. Bei dieser Wellenlänge beträgt die Transmission des Filters gerade 50% seiner Maximalen Transmission.

2.2.3 Lasermikroskop

Um sowohl die Strukturen der Lithografie, als auch die Oberfläche des Diamanten vor- und nach der Implantation zu untersuchen, bietet ein konfokales Laserscanningmikroskop eine einfache Möglichkeit, dies zu bewerkstelligen. Ein solches Mi-

kroskop nutzt die Reflexion des Lichtes an Oberflächen, um so Höhenunterschiede in der Probe zu bestimmen. Bei dem zu Verfügung stehenden Mikroskop handelt es sich um ein Gerät vom Typ VK-X200 der Firma Keyence. Dieses nutzt einen Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{Laser}} = 408 \text{ nm}$. Weiterhin stehen Objektive mit 10-, 20-, 50- und 100-facher Vergrößerung zur Verfügung. Bei der Messung wird der Laser über die Probenoberfläche gerastert und gleichzeitig die räumliche Verteilung der Fluoreszenz und des reflektierten Lichtes aufgezeichnet. Ein Messrechner erstellt aus den so gesammelten Informationen ein hochauflösendes Bild der Oberfläche. Durch den konfokalen Aufbau (siehe Abschnitt 2.2.2) des Lasermikroskops kann eine laterale Auflösung von 2 nm und eine Tiefenauflösung von bis zu 1,2 nm erreicht werden [54]. Mit der dazugehörigen Software ist es dann möglich, dreidimensionale Bilder von Oberflächenprofilen zu erstellen.

2.2.4 Hall-Messung

Die Ladungsträgerkonzentration -und beweglichkeit sind zwei wichtige Parameter, welche die elektrischen Transporteigenschaften eines Halbleiters charakterisieren. Diese können mittels Widerstands- und Hall-Effekt Messungen ermittelt werden. Wird ein stromdurchflossener Leiter ($\mathbf{j} = qn\mathbf{v} = \sigma\mathbf{E}$) in ein externes Magnetfeld \mathbf{B} gebracht, so erfahren die Ladungsträger eine durch die Lorentzkraft bestimmte Ablenkung

$$\mathbf{F}_L = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (2.2.3)$$

Es bildet sich ein senkrecht zur Strom- und Magnetfeldrichtung elektrisches Feld \mathbf{E} aus. Mit der Zyklotronfrequenz $\omega_c = qB/m^*$ lassen sich für den Leitfähigkeitstensor

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & 0 \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.2.4)$$

die Einträge zu

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} = \sigma_{yy} &= \sigma_0 \frac{1}{1 + \mu^2 B^2} \\ \sigma_{xy} = -\sigma_{yx} &= \sigma_0 \frac{\mu B}{1 + \mu^2 B^2} \\ \sigma_{zz} &= \sigma_0 = qn\mu \end{aligned} \quad (2.2.5)$$

angeben [44]. Für den Fall, dass der Strom entlang der x -Richtung fließt und sich der Leiter in einem Magnetfeld $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ senkrecht zur Stromflussrichtung befindet, ergibt sich aus Gl. 2.2.3 im Gleichgewichtsfall für das elektrische Feld

$$E_y = \mu B E_x = U_H/d, \quad (2.2.6)$$

was durch Messung einer Hall-Spannung U_H entlang der Probendicke d nachgewiesen werden kann. Durch das Vorzeichen der Hall-Spannung erkennt man, ob es sich in der Probe um Löcher- oder Elektronenleitung handelt. Im Fall von Elektronenleitung ist dieses negativ. Der Hall-Koeffizient ist definiert als

$$R_H = \frac{\rho_{xy}}{B}, \quad (2.2.7)$$

wobei sich der Tensor der Resistivität durch Inversion aus dem Leitfähigkeitstensor σ bestimmen lässt,

$$\rho = \sigma^{-1} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} & 0 \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{zz} \end{pmatrix}. \quad (2.2.8)$$

Liegt nur eine Sorte von Ladungsträger vor, so ergibt sich der Hall-Koeffizient zu [44, 64]

$$R_H = \frac{\mu}{\sigma_0} = \mu \cdot \rho_{zz}. \quad (2.2.9)$$

Dieser kann, wie die gemessenen Hall-Spannung, sowohl negativ, als auch positiv sein. Sind in einem Material beide Arten von Ladungsträger an der elektrischen Leitung beteiligt, ergibt sich die Leitfähigkeit aus der Summe der Leitfähigkeiten für Löcher und Elektronen,

$$\sigma = \sigma_p + \sigma_e \quad (2.2.10)$$

Messung nach Van der Pauw

Für Messungen an realen Proben ist es notwendig, sich zuvor Überlegungen zur Geometrie der Probe zu machen. Es wurde gezeigt [109], dass ohne Kenntnis des tatsächlichen Verlaufes des Stromflusses der spezifische Widerstand und der Hall-Koeffizient von Proben beliebiger Geometrie bestimmt werden kann, wenn die folgenden Bedingungen gegeben sind:

- Die Kontakte befinden sich am Rand der Probe und sind ohmsch
- Die Kontakte sind hinreichend klein
- Die Dicke der Probe bzw. die Dotierung ist homogen
- Die Oberfläche der Probe ist zusammenhängend, d.h. sie weist keine Löcher auf

Für diese Messung benutzt man, wie in Abb. 2.2.4 gezeigt, die Van der Pauw Geometrie. Das bedeutet, die Probe wird am Rand an vier Stellen, A, B, C, D derart kontaktiert, dass die oben genannten Bedingungen erfüllt sind. Lässt man nun über die Kontakte A und B einen definierten Strom fließen, so kann zwischen den Kontakten D und C eine Spannung gemessen werden. Auf diese Weise werden die Widerstände $R_{AB,CD} = U_{DC}/I_{AB}$ und $R_{BC,AD} = U_{AD}/I_{BC}$ gemessen. Der

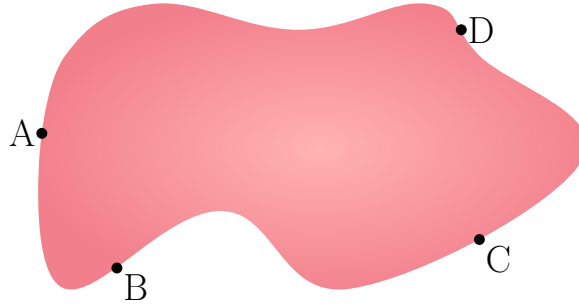


Abbildung 2.2.4: Eine Probe beliebiger Form. Die vier Kontakte A, B, C, D befinden sich am Rand und können zur Messung des spezifischen Widerstandes und des Halleffektes nach Van der Pauw benutzt werden.

spezifische Widerstand ρ ist dann gegeben durch die Funktion

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \frac{(R_{AB,CD} + R_{BC,AD})}{2} f \quad (2.2.11)$$

gegeben, wobei f eine Korrekturfunktion darstellt, welche von der eigentlichen Probengeometrie und dem Quotienten $R_{AB,CD}/R_{BC,AD}$ bestimmt wird [95, 109]. Einige Werte für die Korrekturfunktion sind in Tab. 2.2.1 gezeigt. Die Beweglichkeit μ der Ladungsträger lässt sich ebenfalls aus der Änderung $\Delta R_{BD,AC}$ des Widerstandes $R_{AB,CD}$ bei Anlegen eines Magnetfeldes B senkrecht zur Probe und Stromrichtung bestimmen. Diese ist durch

$$\mu = \frac{d}{B} \frac{\Delta R_{BD,AC}}{\rho} \quad (2.2.12)$$

gegeben, d ist die Dicke der Probe.

Tabelle 2.2.1: Einige Werte für den Korrekturfaktor f aus Gl. 2.2.11, entnommen aus [94].

$R_{AB,CD}/R_{BC,AD}$	1	2	5	10	20	50	100	200	500
f	1	0,96	0,82	0,70	0,59	0,47	0,40	0,35	0,30

Durch Einsetzen und Umstellen ist der Hall-Koeffizient demzufolge durch die Relation

$$R_{\text{H}} = \frac{d}{IB} \Delta U_{\text{H}}, \quad (2.2.13)$$

mit $U_{\text{H}} = U_{\text{AC}}(B = 0, I) - U_{\text{AC}}(B, I)$, gegeben.

Diese Seite wurde absichtlich frei gelassen.

Kapitel 3

Herstellung der Probe

Ein Verfahren zur Herstellung und Charakterisierung ohmscher Kontakte auf bzw. in Diamant wurde unter anderem bereits in [111, 121] dargestellt. Dabei wurde ein Schichtsystem von Ti/Au verwendet, welches auf p-leitendem Diamant aufgesputtert wurde. Dass Bor in Diamant als Akzeptor dienen kann, wurde schon mehrfach untersucht und durch entsprechende Messungen nachgewiesen [37, 70, 82, 101]. Um im Voraus zu überprüfen, ob der in Abb. 3.0.1 gezeigte Prozessablauf für die Herstellung der Schaltkontakte im Diamant sowohl zu einer p-Dotierung führt, als auch zu ohmschen Kontakten, wurde dieser zunächst an einem optical grade Diamant durchgeführt.

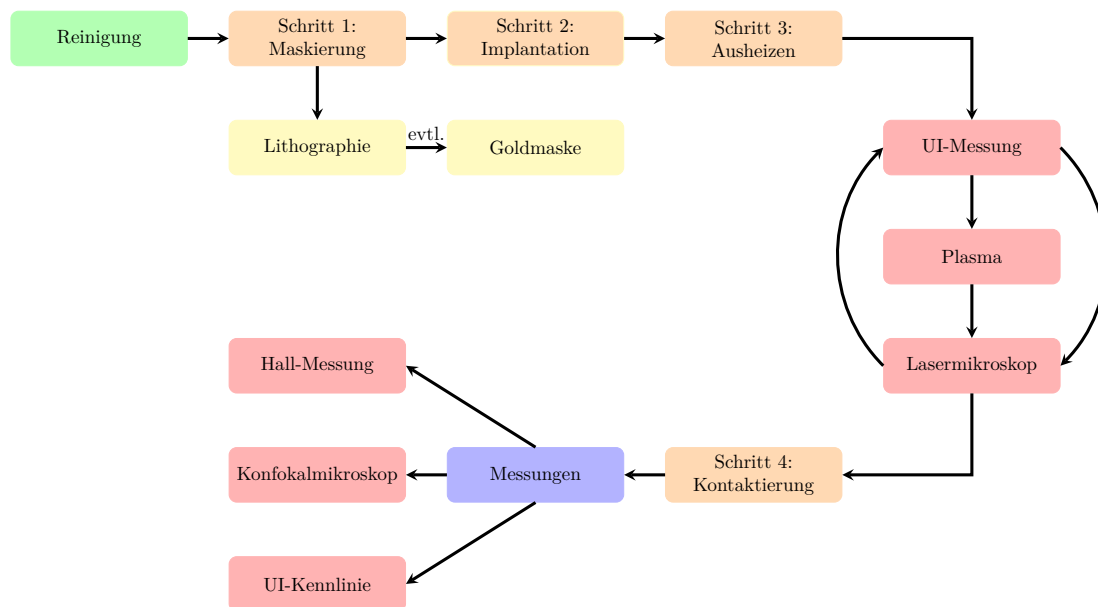


Abbildung 3.0.1: Schematischer Ablauf der Herstellung der Proben.

Tabelle 3.0.1 zeigt die in dieser Arbeit verwendeten Proben.

Tabelle 3.0.1: In dieser Arbeit verwendete Proben von Element Six [32, 96].

Name	optical grade	RS3
Klassifizierung	optical grade (Einkristall)	electronic grade (Einkristall)
N Konz. in ppb	< 200	< 5
B Konz. in ppb	/	< 1

Die Herstellung umfasst mehrere Schritte, auf welche im folgenden eingegangen wird. Nachdem die Probe zunächst in einer Aceton-Ethanol-Mischung im Ultraschallbad gereinigt wurde, wurde diese maskiert. An der optical grade Probe geschah dies durch UV-Lithographie (siehe Abschnitt 3.1.1). Anschließende Messungen am Lasermikroskop ergaben, dass die so erzeugten Lackschichten eine Dicke vom mehreren μm aufwiesen. Diese Dicke ist ausreichend, sodass bei der späteren Implantation die Borionen die Lackschicht nicht durchdringen konnten. Bei der Probe RS3 hingegen wurde eine Goldmaske verwendet, da der verwendete Negativresist eine zu geringe Lackdicke erzeugt, siehe Abschnitt 3.2.1. In den nächsten beiden Schritten 2 und 3 wurde Bor mit den entsprechenden Energien und Dosen implantiert und ausgeheizt (siehe Tab. 3.2.3). Um die entstandene Graphitschicht zu entfernen und die Implantationstiefe entsprechend Abb. 3.1.1a zu überprüfen, wurde die Probe nach dem Ausheizen mehrfach im Plasma geätzt und anschließend am Lasermikroskop untersucht. Dabei wurde die Tiefe der durch das Plasma abgetragene Graphitschicht gemessen. Bevor die elektrischen Messungen durchgeführt werden können, wird die Probe im letzten Schritt kontaktiert.

3.1 Messungen am optical grade Diamanten

Da insbesondere für die Hallmessung eine möglichst große Fläche gemessen werden sollte, wurden die folgenden Messungen an einem optical grade Diamanten durchgeführt. Dabei sollte zuvor auch das Ätzverhalten der durch die Implantation erzeugten Schädigung im Diamanten untersucht werden, bevor diese Ergebnisse anschließend in die Herstellung der p-i-p Diode einfließen können.

3.1.1 Implantation, Ausheizen und Plasmaätzen

Vor der Implantation wurde zunächst die Maske für die spätere Hallmessung auf den Diamanten aufgebracht. Dazu wurde mittels UV-Lithographie die in Abb. 3.1.2a gezeigte Struktur auf den mit Positivresist belackten Diamanten übertragen.

3.1. MESSUNGEN AM OPTICAL GRADE DIAMANTEN

Abb. 3.1.1a zeigt die mit SRIM-2008 simulierte Verteilung von Bor und den erzeugten Vakanzen bei einer Ionenenergie von 37 keV und einer Implantationsdosis von $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. Diese gewählten Parameter sollen dazu führen, dass der Schwellenwert für die Amorphisierung des Diamanten von etwa $1 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ [107] bis zu einer Tiefe von etwa 92 nm überschritten wird. Mit diesen Werten wurde nach der Lithographie Bor in den Diamanten implantiert und anschließend die Probe bei $1600 \text{ }^\circ\text{C}$ für 4 h ausgeheizt. Die Plasmabehandlung der ausgeheizten Probe dauerte

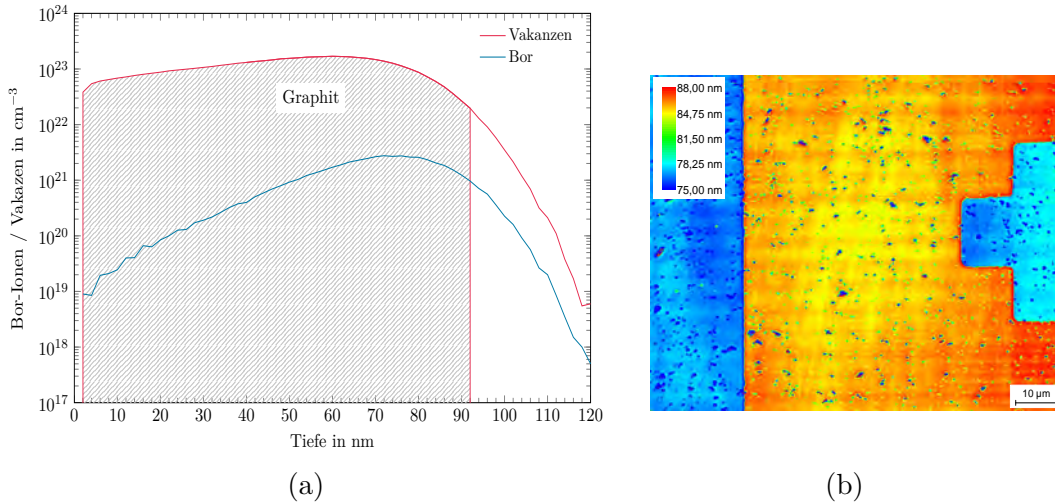


Abbildung 3.1.1: a) Mit SRIM-2008 simulierte Implantation von Bor (■) in Diamant, sowie die erzeugten Vakanzen (■). Die Implantationsdosis beträgt $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ bei einer Energie von 37 keV. Der Schwellenwert für die Graphitisierung wird bis zu einer Tiefe von etwa $d \approx 92 \text{ nm}$ überschritten. b) Mit dem Lasermikroskop erzeugte Aufnahme der Probe nach 8 h Plasmaätzen.

insgesamt 8 h. Dabei wurde die Graphitschicht in mehreren Schritten in der Plasmakammer bei einer Leistung von 200 W und einem Druck von etwa $p = 0,4 \text{ mbar}$ entfernt. Ein Bild der Probe nach dem Ätzen ist in Abb. 3.1.2a dargestellt. Die etwa $1,5 \times 1,5 \text{ mm}^2$ große Fläche zur Hallmessung ist neben mehreren Markierungen am äußeren Rand deutlich zu erkennen. Ein mit dem Lasermikroskop erzeugtes Bild von den Markierungen ist in Abb. 3.1.1b gezeigt. Das Bild wurde mit einer 150-fachen Vergrößerung aufgenommen. Anhand der unterschiedlichen Farben ist der Höhenunterschied d zwischen implantiertem (bläuliche Bereiche) und unimplantiertem Diamanten (orangener Bereich) deutlich zu erkennen. Mittels der Messsoftware des Mikroskopes wurde ein mittlerer Wert von $d = 95 \text{ nm}$ bestimmt. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem in Abb. 3.1.1a angegebenen Wert für die Graphitisierung. Wie sich zeigte, änderte sich dieser Wert nach weiterem Plasmaätzen nicht mehr, sodass daraus geschlossen werden konnte, dass die

Graphitschicht entfernt wurde. Neben den implantierten und geätzten Flächen sind auch einige Punkte und Flecken auf der Probe zu erkennen. Es handelt sich dabei, wie auch anhand der Tiefenskala zu erkennen ist, um Löcher und Einschlüsse auf der Diamantoberfläche. Diese sind nicht durch das Ausheizen, sondern während des Wachstums entstanden und bei der electronic grade Probe, welche einen geringeren Defektanteil besitzt [96], nicht zu erkennen.

3.1.2 Herstellung ohmscher Kontakte und Hallmessung

Im darauf folgenden Schritt wurden die Goldkontakte aufgebracht. Dazu wurde eine weitere Lithographiemaske verwendet, welche an ebenfalls durch die Implantation erzeugten Markierungen am Rand der Probe sehr genau ausgerichtet werden konnte. Zuerst wurde eine 10 nm dicke Ti-Schicht, anschließend eine 20 nm dicke Au-Schicht aufgesputtert. Es konnten beide Kathodenmaterialien nacheinander, ohne dass ein Belüften der Kammer notwendig war, auf die Probe aufgebracht werden. Dabei wurde die Ti-Kathode zunächst mit abgedeckter Probe in Betrieb genommen, um so etwaiges TiO_2 auf der Targetoberfläche zu entfernen. So konnte vermieden werden, dass sich TiO_2 auf der Probenoberfläche bilden konnte, da dies als elektrisch isolierend wirkt. Eine Aufnahme der Probe nach dem Ätzen,

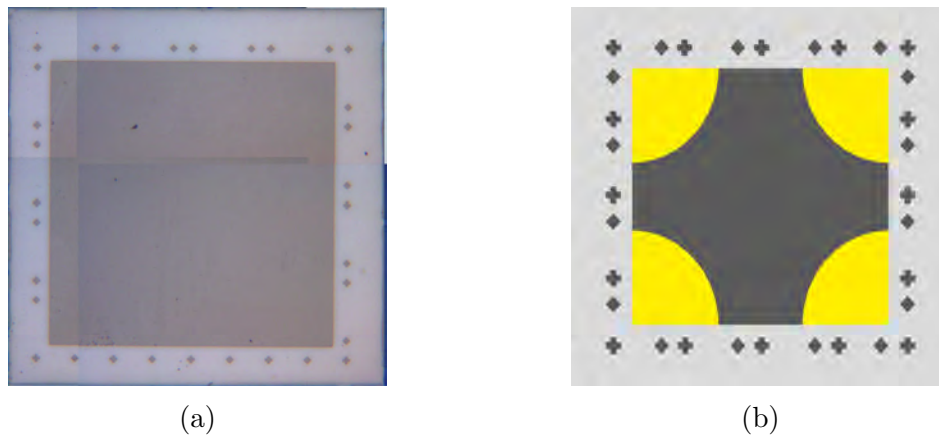


Abbildung 3.1.2: a) Zusammengesetztes Bild von Mikroskopaufnahmen Probe nach Implantation, Ausheizen und Plasma. Im darauffolgenden Schritt werden die Goldkontakte aufgebracht. b) Schematische Darstellung der Kontakte zur UI- und Hallmessung. Die Kontakte haben einen gesamten Durchmesser von 0,8 mm

sowie eine Darstellung der Anordnung der Au-Kontakte zur Hallmessung ist in Abb. 3.1.2 gezeigt. Die Kontakte haben einen gesamten Durchmesser von 0,8 mm. Zur Überprüfung, ob die Kontakte ohmsches Verhalten aufweisen, wurde darauf folgend am Spitzenmessplatz Strom-Spannungskennlinien an verschiedenen Stel-

3.1. MESSUNGEN AM OPTICAL GRADE DIAMANTEN

len auf der Diamantprobe aufgenommen, siehe Abb. 3.1.3. So wurde zum Einen die gegenüberliegenden Goldkontakte gemessen (■) und (■) und zum Anderen wurden zwischen den Goldkontakten und dem unimplantiertem Diamanten (■), sowie zwischen verschiedenen unimplantierten Punkten auf dem Diamanten mehrere Kennlinien aufgenommen. Wie eindeutig zu erkennen ist, besteht ein linearer Zusammenhang zwischen Strom und Spannung bei Messungen zwischen den Goldkontakten. Aus dem Anstieg sich ergibt ein Widerstand von etwa $R = 28 \text{ k}\Omega$. Wie die Messungen (■) und (■) an weiteren Stellen auf der Probe darlegen, findet kein weiterer Stromfluss auf der Oberfläche des Diamanten statt. Somit ist gezeigt, dass die Kontakte ohmsch sind. Des weiteren befinden sich diese auch am Rand der Probe, womit ein Teil der Voraussetzungen für die Hallmessung, siehe Abschnitt 2.2.4, erfüllt wird. Messungen zwischen gegenüberliegenden Kontakten

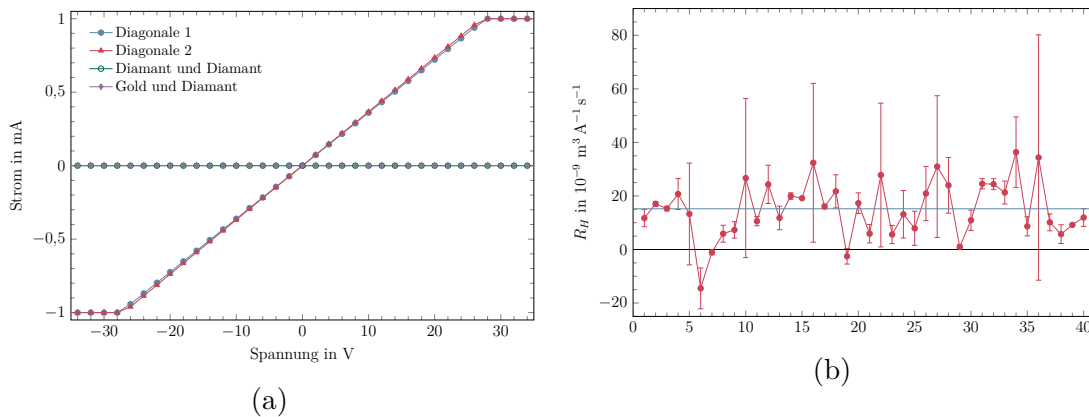


Abbildung 3.1.3: a) Strom-Spannungskennlinien, aufgenommen an verschiedenen Punkten auf der Probe. b) Messungen des Hallkoeffizienten (■) R_H . Eingezeichnet ist ebenfalls der Mittelwert aus den Messungen, sowie deren Fehler.

(■) und (■) zeigen deutlich eine lineare Spannungsabhängigkeit des Stromes, wohingegen Messungen an verschiedenen Punkten auf nicht-implantiertem Stellen im Diamanten (■) und (■) zeigen, dass kein Stromfluss stattfindet. Aus dem Anstieg ergibt sich ein Widerstand von $R = (27,69 \pm 0,01) \text{ k}\Omega$.

Die Hallmessungen wurden bei Raumtemperatur und einem Magnetfeld von $B = 0,43 \text{ T}$ durchgeführt. Der Strom durch die Probe betrug dabei $260 \mu\text{A}$. Für jede Hallmessung wurden jeweils 400 Einzelmessungen bei 16 verschiedenen Spannungen gemittelt und der Mittelwert der Messgrößen, sowie die Messparameter in einer Datei abgelegt. Während den Messungen wird automatisch zwischen den Kontakten umgeschaltet. Insgesamt wurden 40 Hallmessungen durchgeführt. Die Ergebnisse, sowie deren Standardabweichung sind in Abb. 3.1.3b gezeigt. Dabei wurde eine Dotierschicht-Dicke von 40 nm angenommen (vgl. Abb. 3.1.1a). Wie zu erkennen ist, ergeben alle Messungen, bis auf wenige Ausnahmen, samt Stan-

dardabweichung eine positive Hallkonstante. Es handelt sich demnach um eine p-Dotierung des Diamanten. Aus den Messwerten lässt sich eine mittlere Hallkonstante von $R_H = (15, 20 \pm 10, 73) \cdot 10^{-9} \text{m}^3 \text{A}^{-1} \text{s}^{-1}$, sowie eine mittlere Beweglichkeit von $\mu = (8, 80 \pm 6, 21) \cdot 10^{-3} \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ berechnen. Nach Gl. 2.2.9 errechnet sich daraus ein spezifischer Widerstand von $\rho = (1,73 \pm 0,51) \Omega \text{m}$. Diese Werte sind in Übereinstimmung mit den in [82, 103, 104] angegebenen Werten bei sehr hohen Borkonzentrationen. Die Streuung und die Größenordnung der Messwerte und deren Abweichungen sind durch folgende Überlungen erklärbar. Die hohe Konzentration an Defekten, zum einen durch bereits vorhandene Defekte in der Probe (siehe 3.0.1), zum anderen durch das implantierte Bor, führen zu einer geringeren Beweglichkeit der Ladungsträger. Auf der anderen Seite sind für die Hallmessung nach Van der Pauw eine möglichst dicke und vor allem homogene Dotierung der Probe wichtige Voraussetzungen. Anhand des Implantationsprofils in Abb. 3.1.1a ist zu erkennen, dass die Borkonzentration des geätzten Diamanten bereits nach einer Tiefe von 40 nm um etwa zwei Größenordnungen abgenommen hat. Dies bedeutet, dass nur ein kleiner Teil an Ladungsträgern innerhalb dieser Dicke zu der Messung des Hallkoeffizienten beitragen und die Messwerte unterschiedlich stark streuen.

3.2 Herstellung der p-i-p-Struktur

Die Herstellung der p-i-p Dodenstruktur, siehe Abb. 3.2.3 und 3.2.1a, zur Schaltung der NV-Zentren in einem electronic grade Diamanten erfolgt in mehreren Teilschritten, auf die im Folgenden genauer eingegangen wird.

3.2.1 Maskierung der Probe

Die Herstellung der elektrischen Kontakte auf dem Diamanten erfolgte durch Implantation hoher Dosen Bor. Da es zur Zeit nicht möglich war, den Ionenstrahl am 100kV-Implanter zum Schreiben von Strukturen zu verwenden, musste eine Maske mit der gewünschten Struktur verwendet werden. Diese muss so dick gewählt werden, dass die Ionen diese nicht durchdringen kann. Aus diesem Grund wurde eine Goldmaske direkt auf dem Diamanten aufgebracht. Eine Darstellung, wie die Probe mit der fertigen Maske aussehen soll, ist in Abb. 3.2.1a gezeigt. Mittels Elektronenstrahlithographie wurden die Kontakte auf den Negativlack übertragen und anschließend entwickelt. Nach Auftragung einer Ti/Au-Schicht wird der Lack von der Probe entfernt und die Kontakte freigelegt. Die Fertigung der Maske umfasst mehrere Schritte, auf welche im folgenden kurz eingegangen wird. Der erste Schritt stellt die Belackung der Probe mit einem Negativ-Resist dar. Dieser Resist mit der Bezeichnung AR-N 7500.18 des Hersteller Allresist dient zum Herstellen

3.2. HERSTELLUNG DER P-I-P-STRUKTUR

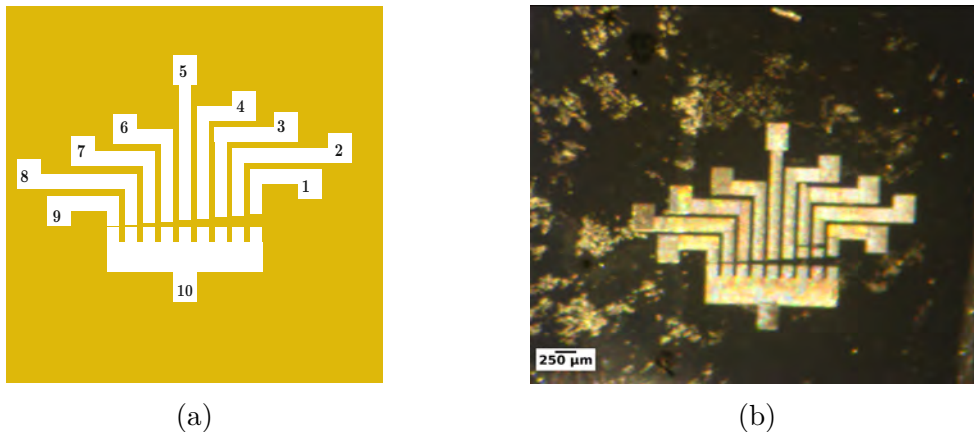


Abbildung 3.2.1: a) Zeichnung und Nummerierung der fertigen Maskierung der Probe. b) Aufnahme der Probe während des Lift-offs. Der Lack wurde entwickelt und eine 5 nm dicke Ti, sowie eine 180 nm Au-Schicht aufgesputtert. Die Probe befand sich zur Zeit der Aufnahme in einer Aceton-Lösung. Man erkennt, wie sich die Goldschicht auf den belichteten Flächen ablöst und die Struktur der Maske zum Vorschein tritt.

von Strukturen mittels Elektronenstrahl. Dazu wurde ein Tropfen auf den Diamanten aufgebracht und anschließend bei ca. 1500 U/min für 10 s auf Spin-Coater ausgedünnt. Bevor der Lack belichtet und entwickelt wurde, wurde die Probe für 1 min bei 85 °C, wie vom Hersteller angegeben, mit einer Heizplatte gebacken. Dieser als Softbake bezeichnete Schritt hat die Aufgabe, restliches Lösemittel im Lack zu entfernen und den Lack zu Härten. Im darauf folgenden Prozess wurde die Struktur mit einem Elektronenmikroskop auf den Lack übertragen. Dabei stand ein Dual Beam Microscope der Firma FEI Company zur Verfügung. Dieses verfügt über ein Lithographie-System zur Erzeugung kleinster Strukturen in Photolack. Um eine möglichst hohe Auflösung zu erzielen, spielt neben der Elektronenenergie auch die Belichtungs-dosis eine entscheidene Rolle. Es stellte sich auch die elektrisch nicht-leitende Eigenschaft der Diamantprobe als problematisch heraus. Diese hatte zur Folge, dass die durch die Bestrahlung mit dem Elektronenstrahl eingebrachte Ladung nicht bzw. nur unzureichend abgeführt wird und die Strukturen dadurch unscharf werden, bzw. verschwimmen. Deshalb wurde zuvor der Versuch unternommen, eine optimale Kombination aus Elektronenenergie und Belichtungs-dosis zu finden. Auch wurde die Probe mit Kupferklebeband auf den Probenträger befestigt. Die sich als geeignet herausgestellten Parameter für die Lithographie sind in Tab. 3.2.1 zusammengefasst. Nach dem Entwicklungsschritt befindet sich nun nur noch die belichtete Lackstruktur auf der Probe. Anschließend wurde mittels der oben (Abschn. 2.1.4) genannten Sputteranlage zunächst eine 5 nm Dicke Ti-Schicht

Tabelle 3.2.1: Parameter für die Elektronenlithographie. Der verwendete Negativlack trägt die Bezeichnung AR-N 7500.18.

Energie	10 keV
Dosis	300 $\mu\text{C cm}^{-2}$
Kontrast	51
Helligkeit	43

und darauffolgend eine 180 nm Dicke Au-Schicht aufgedampft. Diese Schichtdicke reicht aus, um Bor-Ionen bis zu einer Energie von 55 keV ausreichend abzubremesen, sodass diese nur im durch die Maske vorgegebenen Bereich implantiert werden. Die Probe wurde daraufhin in eine Aceton-Lösung gegeben, um die belichteten Stellen des Lackes und somit die Goldschicht an diesen Stellen zu entfernen. Abb. 3.2.1b zeigt eine Aufnahme während dieses sogenannten Lift-off-Verfahrens. Der belichtete Lack und das darauf aufgedampfte Material lösen sich allmählich in der Lösung und die eigentliche Implantationsmaske tritt zum Vorschein. In Tabelle 3.2.2 sind die Abstände L zwischen den Kontakten aufgelistet.

Tabelle 3.2.2: Nummerierung und Abstand L zwischen den Kontakten. Gemessen wird der Abstand zwischen den Kontakte 1 bis 9 und Kontakt 10.

Kontakt nr.	L in μm	Kontakt nr.	L in μm
1	106	6	46
2	95	7	36
3	83	8	35
4	70	9	12
5	60		

3.2.2 Dotierung durch Implantation und Ausheizen

Nachdem die Goldmaske erfolgreich hergestellt wurde, konnte die Implantation von Bor, bzw. Stickstoff durchgeführt werden. Die NV-Zentren sollten dabei möglichst tief im Diamanten erzeugt werden und eine entsprechend tiefe und homogene Verteilung des Bors erreicht werden. Dazu wurde wiederum mittels SRIM die geeigneten Werte für die Beschleunigungsspannung und die entsprechende Dosis vor der Implantation ermittelt. Die Bestimmung des Implantationsprofils für Bor richtet sich dabei nach der Eindringtiefe des Stickstoffes in den Diamanten. Da Stickstoff kein stabiles negatives Ion bildet, wurde es in Form von CN^- -Molekülen implantiert. Da Kohlenstoff und Stickstoff in etwa gleich schwer sind, muss eine

3.2. HERSTELLUNG DER P-I-P-STRUKTUR

entsprechend etwa doppelt so hohe Ionenenergie zur Beschleunigung der CN^- -Molekülen verwendet werden, um die geforderte Eindringtiefe von Stickstoffionen in den Diamanten zu erreichen. Die Ergebnisse der Simulation und zu erwartende

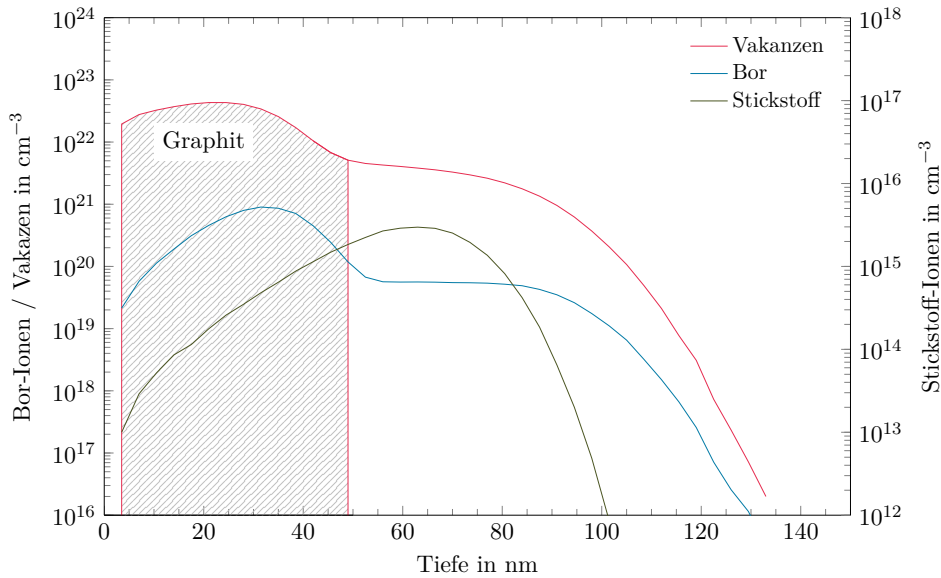


Abbildung 3.2.2: Mit SRIM-2008 erstellte Verteilung von Bor (■) und Stickstoff (■) in Diamant, sowie die erzeugten Vakanzan (■). Die Energien und die Dosen wurden so gewählt, dass eine möglichst große und tiefe Verteilung des Bor erreicht wird und der implantierte Stickstoff in diesem Bereich liegt, siehe Tab. 3.2.3.

Diodenstruktur sind in Abb. 3.2.2 und in Abb. 3.2.3 dargestellt. Eine Übersicht über die gewählten Energien und Dosen ist in Tab. 3.2.3 gezeigt. Die Implantationen bei den Energien 45 keV, 40 keV und 27,5 keV dienen dabei zur Erzeugung einer gleichmäßigen Borverteilung im Diamanten, wohingegen der letzte Implantationschritt bei 15 keV und einer Dosis von $4 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$ eine Graphitisierung bis zur Oberfläche des Diamanten erzeugen soll. Diese Graphitschicht wird vor der Implantation des Stickstoffes weggeätzt. Dadurch wird eine etwaige Kompensation der p-Dotierung durch die Stickstoffimplantation vermieden, da dieser tiefer im Diamant landet.

Tabelle 3.2.3: Für das in Abb. 3.2.2 erstellte Implantationsprofil verwendeten Energien und Dosen, siehe auch Tab. 1.5.1.

Element	B				N
Energien in keV	45	40	27,5	15	50
Dosis in cm^{-3}	$1 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^{14}$	$4 \cdot 10^{15}$	$1 \cdot 10^{10}$

Abb. 3.2.3 zeigt eine schematische Darstellung der zu erwartenden Diodenstruktur. Die hochdotierten p^+ -Kontakte befinden sich nach dem Plasmaätzen an der Oberfläche des Diamanten und können kontaktiert werden. Zum Schalten der NV-Zentren befinden sich diese in gleicher Tiefe wie die Kontakte. Durch die Im-

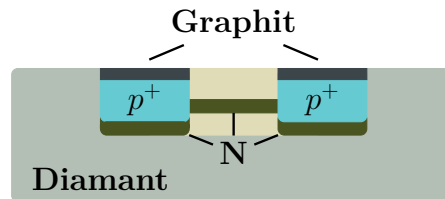


Abbildung 3.2.3: Schematische Darstellung der durch die Implantation erzeugte p-i-p Diodenstruktur. Die etwa 50 nm dicke Graphitschicht wurde vor der N-Implantation mittels Plasma entfernt.

plantationsmaske befindet sich noch eine etwa 50 nm dicke intrinsische Diamantschicht überhalb der Zentren. Dabei wurde die Implantationsdosis des Stickstoffes so gewählt, dass sich die späteren Messungen an einzelnen NV-Zentren durchführen lassen. Die Beschleunigerparameter für die einzelnen Implantationen, sowie ein Massenspektrum der jeweiligen Kathoden sind in Anhang A aufgezeigt. Nach der Implantation des Bor wurde die Probe anschließend für 4 h bei 1600 °C ausgeheizt. Abb. 3.2.4 zeigt den gemessenen Temperaturverlauf des Ofens während dieses Ausheizvorganges. Zur Verbesserung des Vakuums wurde die Probe zunächst bei 300 °C für 1 h ausgeheizt. Dabei verdampfen etwaige Wasserrückstände auf der Probe und im Ofen, sodass die Graphitisierung der Oberfläche des Diamanten verlangsamt wird. Nach diesem Schritt wurde zur Umwandlung der Kristallschäden durch die Implantation in eine Graphitschicht der Diamant zunächst ebenfalls für 1 h bei 900 °C ausgeheizt, bevor Dieser für 4 h bei 1600 °C im Ofen belassen wurde. Dies soll, wie bereits in Abschnitt 3.1 gezeigt, zu einer Einbringung der Boratome in das Diamantgitter führen und so eine p-Dotierung des Diamanten bzw. der Kontakte bewirken. Das Abkühlen des Ofens wurde, wie das Aufheizen, sehr langsam durchgeführt, um thermisch induzierte mechanische Spannungen zu vermeiden. Anschließend wurde die Probe für 8 h im Plasma behandelt. Dies führte bereits bei der optical grade Probe zu einer ausreichend großen Abtragung der Graphitschicht (siehe Abschn. 3.1.1). Schließlich wurde Stickstoff entsprechend Tab. 3.2.3 implantiert und anschließend bei 800 °C für 2 h ausgeheizt. Zur Reinigung und zur Entfernung einer etwaigen oberflächigen Graphitschicht nach der Ausheizen wurde die Probe vor der Kontaktierung für mehrere Minuten in der Plasmakammer behandelt.

3.2. HERSTELLUNG DER P-I-P-STRUKTUR

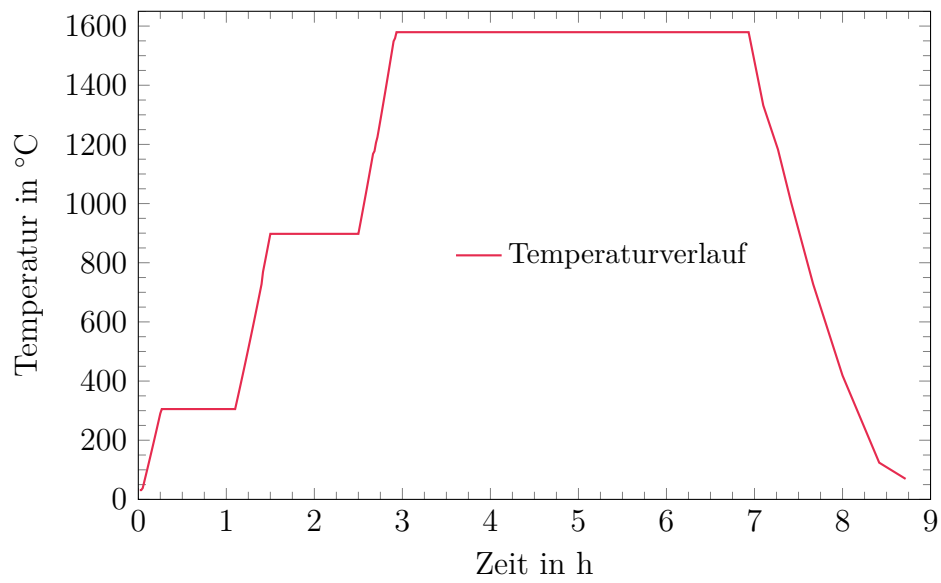


Abbildung 3.2.4: Temperaturverlauf im Ofen während des Ausheizvorganges nach der Borimplantation.

Diese Seite wurde absichtlich frei gelassen.

Kapitel 4

Ergebnisse und Diskussion

Zur elektrischen Charakterisierung der p-i-p-Struktur und zum Einbau der Probe in das Konfokalmikroskop wurde ein neuer Probenhalter entworfen. Dieser muss über ausreichende Kontaktflächen verfügen und die Kontaktdrähte dürfen nicht weiter als der durch das Objektiv vorgegebene Arbeitsabstand hervorstehen. Abb.

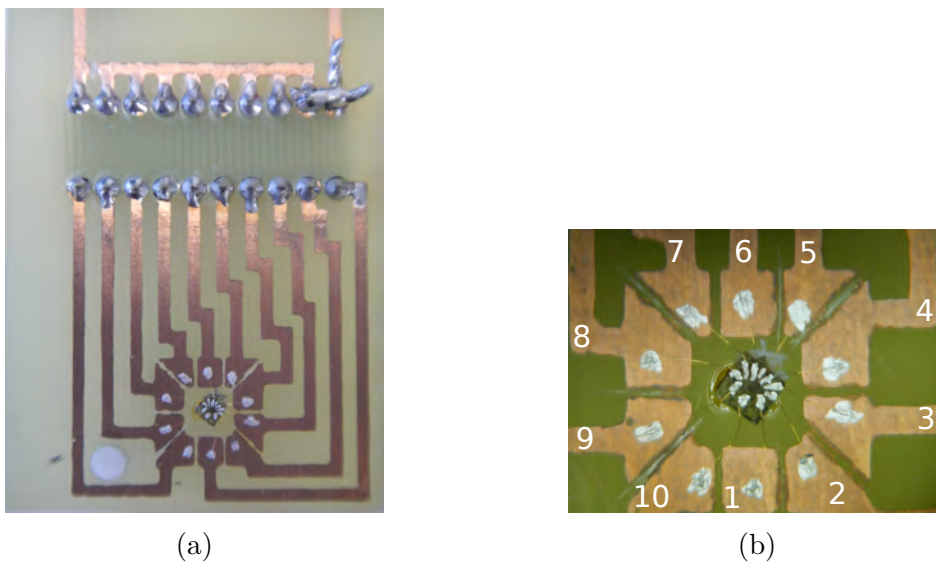


Abbildung 4.0.1: a) Ansicht vom Probenhalter für die Messungen an der p-i-p Struktur. Die Leitungen der Cu-Kontaktflächen führen zu einem 10-poligen Schalter, welchen man von der Rückseite bedienen kann. b) Ansicht der auf den Probenhalter aufgebracht und mit Silberleitlack und Au-Draht kontaktierten Probe, sowie die Nummerierung der Kontakte. Kontakt 10 ist dabei immer am Minuspol angeschlossen.

4.0.1a zeigt die Rückseite des für diesen Zweck hergestellten Probenhalter. Dieser

verfügt über insgesamt zehn Kontaktflächen aus Kupfer, in dessen Mitte die Probe mittels Harz aufgeklebt wurde. Die Leitungen der Kontakte führen zu einen 10-poligen Schalter, an welchem das Keithley 237 (siehe Abschn. 2.2.1) angeschlossen wird. Während die Probe im Konfokalmikroskop eingebaut ist, können so die verschiedenen Kontakte auf der Probe zu- oder weggeschaltet werden. Abb. 4.0.1b zeigt die Kontaktierung der einzelnen Kontakte der p-i-p Struktur mit dem Probenhalter. Dabei wurden Au-Drähte mit Silberleitlack an den Kontakten auf der Probe fixiert und diese zu den Kupferflächen des Probenhalters herausgeführt und an diesen ebenfalls mit Silberleitlack fixiert. Die Spannung liegt jeweils an Kontakt 10 und den Kontakten 1 bis 9 an.

4.1 Elektrische Charakterisierung der Diode

Die Strom-Spannungskennlinien der einzelnen Kontakte ist in Abb. 4.1.1 gezeigt. Die Spannung wurde dabei von -100 V bis 100 V in $0,6\text{ V}$ Schritten eingestellt und der über acht Messungen gemittelte Strom durch die jeweilige Struktur ausgegeben. Der maximale Strom wurde dabei auf $100\text{ }\mu\text{A}$ begrenzt. Alle Kontakte weisen

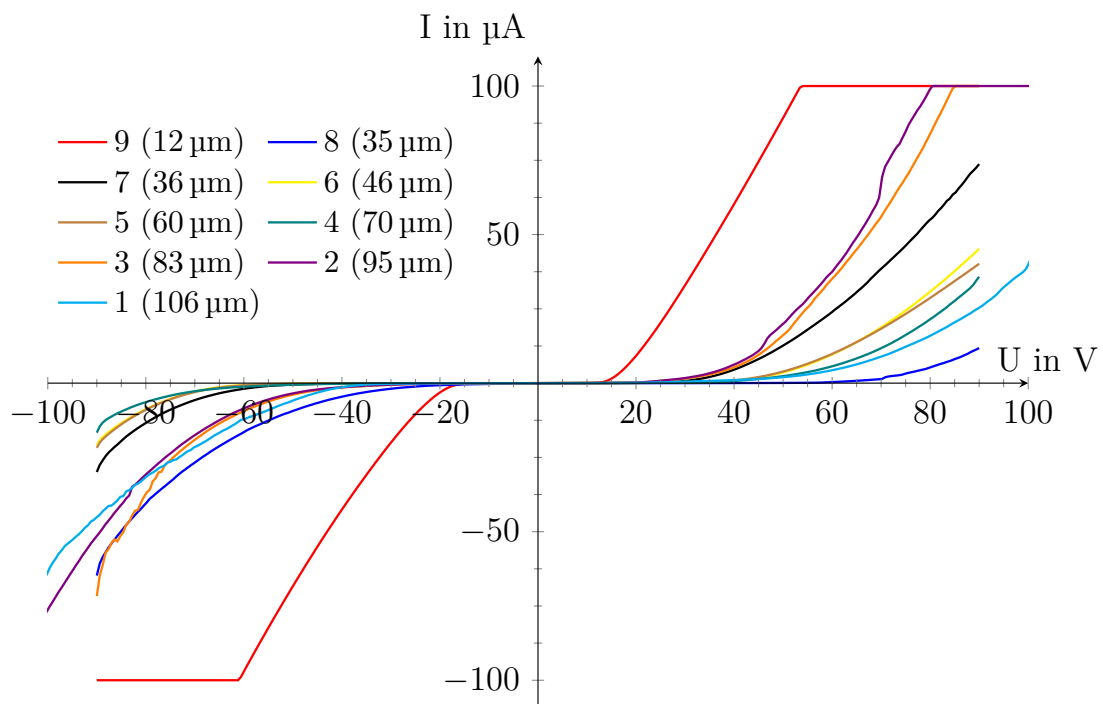


Abbildung 4.1.1: Strom-Spannungskennlinie der insgesamt neun p-i-p Dioden (vgl. Abb. 4.0.1). Die Werte in Klammern bezeichnen die Länge des intrinsischen Bereiches der Diode (vgl. 3.2.2).

4.1. ELEKTRISCHE CHARAKTERISIERUNG DER DIODE

dabei eine Diodencharakteristik auf. Unterhalb einer gewissen Spannung fließt nur ein sehr geringer Strom, welcher im Bereich um $V = V_{RT}$ stark anfängt zu steigen. Wie zu erkennen ist, weisen die Kontakte eine in Hin- und Rückrichtung symmetrische Kennlinie auf. Diese ist auf den symmetrischen Aufbau der Doppeldiodenstruktur des jeweiligen Kontaktpaares zurückzuführen. Einige der Kontakte zeigen jedoch an einigen Punkten in der Kennlinie Unregelmäßigkeiten auf. Diese sind vermutlich auf teilweise gestörte Leiterbahnen (vgl. Abb. 3.2.1b) zurückzuführen, welche während des Lift-offs der Implantationsmaske entstanden sein könnten. Insbesondere Kontakt 9 weist eine ungestörte Kennlinie auf. Bereits ab einer Spannung von etwa 50 V fließt durch die Diode ein Strom von 100 μA . Aufgrund des großen Stromflusses kommt die eingestellte Strombegrenzung des Keithley 237 zu tragen und der Strom kann nicht weiter ansteigen (horizontale Linie in der Kennlinie). Die Kennlinie dieses Kontaktes ist in doppelt-logarithmischer Darstellung noch einmal in Abb. 4.1.2 dargestellt. Ebenfalls ist der Bereich eingezeichnet (■), in welchem der Übergang der Kennlinie von einem linearen in einen super-linearen Bereich statt findet. Dieser findet etwa bei $V = 8\text{ V}$ statt. Wie zu erkennen ist,

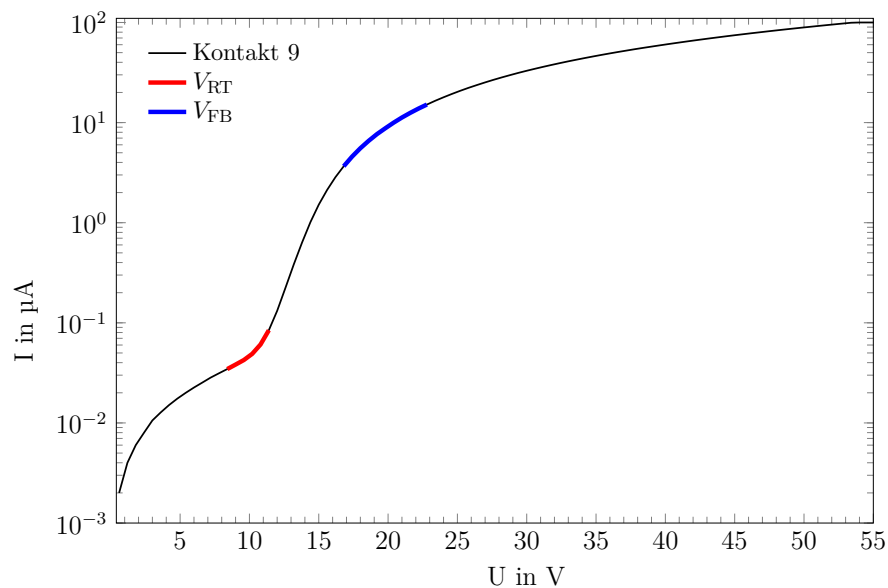


Abbildung 4.1.2: Doppelt-logarithmische Darstellung der Strom-Spannungskennlinie von Kontakt 9. Ebenfalls ist der Übergangsbereich (■) zu einem super-linearem Verhalten und der Bereich (■) eingezeichnet, in dem die Sättigung des Stromflusses stattfindet (vgl. Abschn. 1.2).

weicht die gemessene Kennlinie für $V < V_{RT}$ von der in Abb. 1.2.5 gezeigten idealen Kennlinie ab. Dies ist mittels dem in Abschn. 1.2 gezeigten Ersatzschaltbild erklärbar. Demnach findet für in diesem Bereich ein Stromfluss durch die Diode

über den Parallelwiderstand statt, so dass der Kennlinienverlauf in diesem Bereich nicht konstant ist. Für den Parallelwiderstand einen Wert von etwa $R = 300 \text{ M}\Omega$. Dieser deutet auf eine Diamant-Graphit-Grenzschicht [38] hin. Oberhalb V_{RT} wird die Kennlinie bis V_{FB} durch den Stromfluss durch den p-i-Übergang bestimmt. Wird die angelegte Spannung weiter erhöht, wird ein Spannungswert erreicht, an dem eine Verarmungszone bis in die Verarmungszone des gegenüberliegenden Kontaktes hineinreicht. Dies ist der in Abb. 4.1.2 durch (■) gekennzeichnete Bereich. Die Ladungsträger erreichen hier ihre maximale Geschwindigkeit und der Anstieg des Stromflusses sättigt. Für Kontakt 9 liegt dieser Spannungswert bei etwa $V_{FB} = 17 \text{ V}$. Eine Sättigung des Anstieges kommt dadurch zustande, dass mit zunehmender Spannung und somit mit zunehmender Änderung der Lage des Fermilevels nach und nach Ladungsträger die *trapping-center* besetzen. Oberhalb von V_{FB} sind diese vollständig besetzt. Da diese tief zwischen Valenz- und Leitungsband liegen, tragen diese Ladungsträger nicht mehr zum Stromfluss bei. Abbildung 4.1.3 zeigt die doppelt-logarithmische Darstellung der gleichen Kenn-

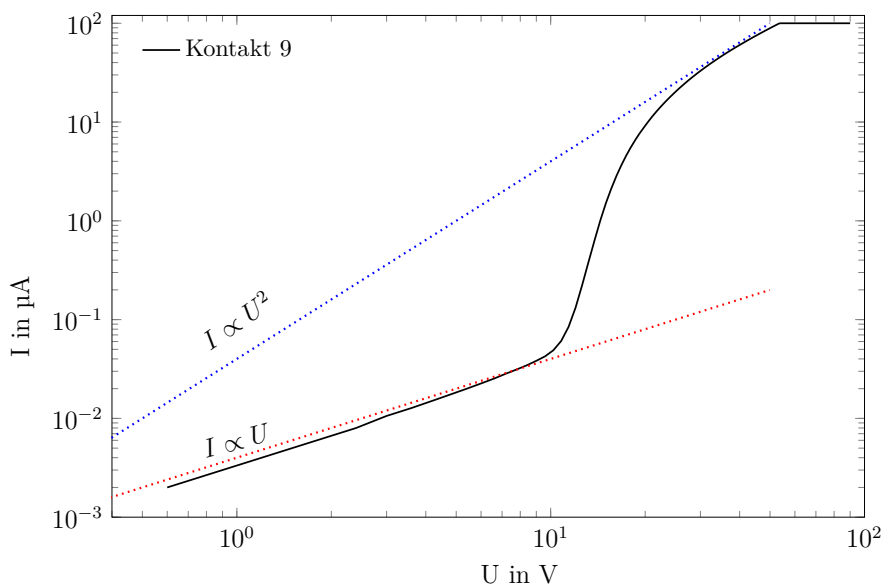


Abbildung 4.1.3: Doppelt-logarithmische Darstellung der Strom-Spannungskennlinie von Kontakt 9. Es sind zwei Geraden eingezeichnet, welche eine lineare (■) und eine quadratische (■) Abhängigkeit des Stromes von der Spannung zeigen.

linie von Kontakt 9. Diese Darstellung verdeutlicht den Übergang vom linearen zu einem Dioden-Verhalten, sowie den Übergang von dem Diodenverhalten zu der quadratischen Abhängigkeit des Stromes von der Spannung. Unterhalb von V_{RT} zeigt der Kontakt, wie bereits erwähnt, ein durch den Parallelwiderstand bestimm-

tes ohmsches Verhalten (■), wohingegen für Spannungen oberhalb von V_{FB} die in Abschn. 1.2 erläuterte quadratische spannungsabhängigkeit des Stromes (■) eintritt.

4.2 Schalten von NV-Zentren

4.2.1 Untersuchung der Kontakte

Die Probe wurde nach der Aufnahme der Kennlinien in das Konfokalmikroskop eingebaut und zunächst untersucht, ob die Kontakte auf der Probe erkennbar sind und ob sich zwischen innerhalb des intrinsischen Bereiches einzelne NV-Zentren zum Schalten befinden. In Abb. 4.2.1 sind zwei Lumineszenzaufnahmen des Kontaktpaares 9 und 10 dargestellt. Die Aufnahme 4.2.1a wurde bei dem größtmöglichen Scanfeld von $80 \times 80 \mu\text{m}^2$ und einer Laserleistung von 3,1 mW aufgenommen. Die

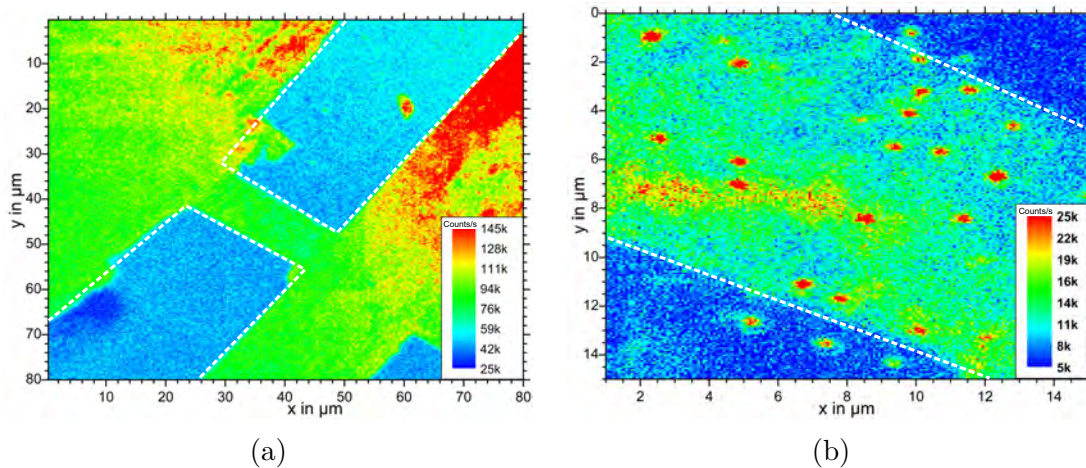


Abbildung 4.2.1: Konfokalmikroskop-Aufnahmen der Kontakte 9 und 10. Zur Verdeutlichung sind die Kontaktflächen weiß umrandet. a) Übersichtsaufnahme des Kontaktpaares 9 und 10 und b) detailliertere Aufnahme des p-i-p Überganges bei einem kleineren Scanfeld. Zwischen den Kontakten in b) sind mehrere, einzelne NV-Zentren im intrinsischen Bereich deutlich an ihrer starken Fluoreszenz zu erkennen.

einzelnen Kontakte heben sich dabei durch eine geringere Lumineszenz deutlich vom intrinsischen Bereich des Diamanten ab. Eine feinere Aufnahme der Kontakte ist ebenfalls in Abb. 4.2.1 gezeigt. Das Scanfeld beträgt hier $15 \times 15 \mu\text{m}^2$ und wurde bei einer Laserleistung von $P=1 \text{ mW}$ aufgenommen. Man erkennt deutlich, dass sich zwischen den Kontakten im intrinsischen Bereich mehrere, einzelne Leuchtzentren

befinden. Von Diesen wurden jeweils ein Spektrum aufgenommen, um nachzuweisen, ob es sich dabei um NV-Zentren handelt. Das Spektrum eines solchen Zentrum ist in Abb. 4.2.2 gezeigt. Wie anhand des deutlich zu erkennenden Peaks bei 637 nm und einer starken Seitenbande bis etwa 820 nm ist, handelt es sich bei den Leuchtzentren um NV^- -Zentren. Neben der Anregungswellenlänge des Laser bei 532 nm sind auch die erste und zweite Ordnung der Ramanlinien bei 572 nm und 612 nm deutlich zu erkennen [30]. An diesem Kontaktpaar wurden auch die nachfolgenden Messungen durchgeführt. Da es sich bei den Leuchtzentren um NV-Zentren han-

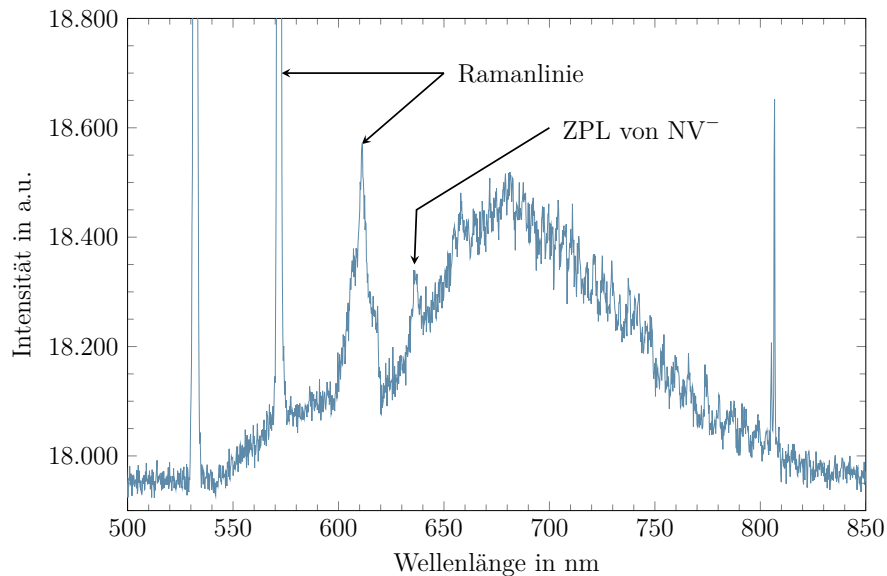


Abbildung 4.2.2: Aufgenommenes Spektrum eines Leuchtzentrum im intrinsischen Bereich zwischen den Kontakten 9 und 10 ohne angelegte Spannung. Deutlich zu erkennen sind neben der Laserwellenlänge die erste (572 nm) und zweite (612 nm) Ordnung der Ramanbande des Diamanten. Des weiteren erkennt man die ZPL des NV^- -Zentrum, sowie dessen starke Phononenseitenbande.

delt, wurde ein erster Versuch unternommen, deren Ladungszustand durch anlegen einer äußeren Spannung zu beeinflussen. Aufgrund der unterschiedlichen Intensitäten, sollte ein merklicher Unterschied in der Zählrate der APD messbar sein, sobald sich der Ladungszustand eines NV-Zentren durch die angelegte Spannung ändert [1, 5]. Aus diesem Grund wurde zunächst ein Funktionsgenerator an die Diode angeschlossen und eine Sinusspannung mit einer Amplitude von 20 V eingestellt. Abb. 4.2.3 zeigt den zeitlichen Verlauf der Zählrate der APD über einen Zeitraum von mehreren Perioden. Der Funktionsgenerator und die APD waren nicht synchronisiert. Zur Verdeutlichung ist ebenfalls das angelegte Sinussignal eingezeichnet. Wie deutlich zu erkennen ist, erzeugt die angelegte Wechselspannung

4.2. SCHALTEN VON NV-ZENTREN

ebenfalls eine zeitliche Änderung der Fluoreszenz des NV-Zentrums. Anhand der ersten Periode des angelegten Sinussignals (schwarzer Verlauf in Abb. 4.2.3) zeigt sich, dass die Zählrate mit steigender Spannung zunächst einmal sinkt, anschließend jedoch, sobald die Spannung wieder fällt, die Fluoreszenz wieder auf ihren Anfangswert steigt. Aus dem Verhältnis der mittleren Lage maximaler und minimaler Intensität (gestrichene Linien in Abb. 4.2.3) lässt sich eine Abnahme der Fluoreszenz um etwa 60 % berechnen. In den Bereichen maximaler Zählraten ist zudem ein Plateau zu erkennen. Dies lässt darauf schließen, dass zunächst ein gewisser Schwellenwert der Spannung überschritten werden muss, ehe sich die Intensität der Fluoreszenz ändert. Anschließend wurde der Funktionsgenerator durch

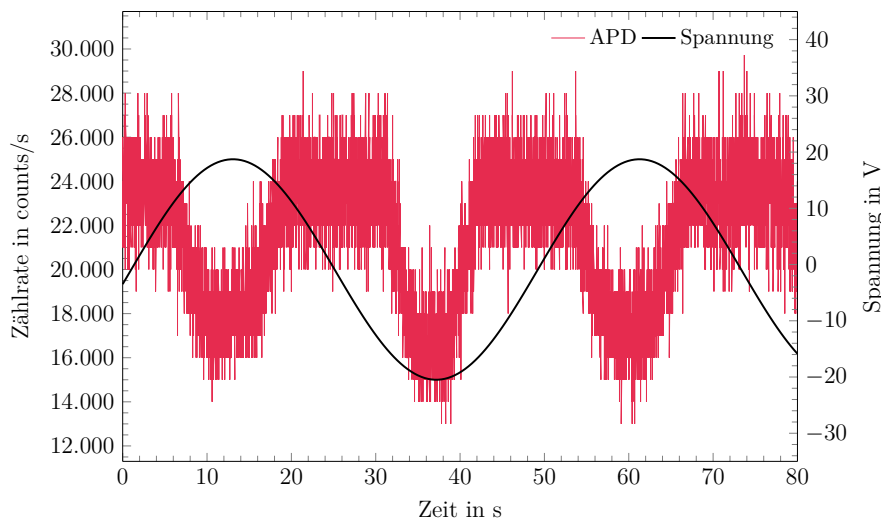


Abbildung 4.2.3: Zeitlicher Verlauf der Zählrate der APD, sowie der Sinusspannung.

das Keithley 237 ersetzt und zunächst Lumineszenzaufnahmen der Diode mit und ohne angelegter Gleichspannung aufgenommen. In Abb. 4.2.4 sind zwei Aufnahmen gezeigt. Der Minuspol befindet sich dabei, wenn nicht anders erwähnt, bei allen nachfolgenden Messungen am Kontakt links unten. Die Aufnahmen wurden bei einer Laserleistung von 1 mW aufgenommen. Die Kontakte befinden sich, wie in Abb. 4.2.1b in der unteren linken, sowie oberen rechten Bildecke. Wie im linken Bild zu erkennen ist, befinden sich im intrinsischen Bereich mehrere, gut unterscheidbare NV-Zentren. Abb. 4.2.4b zeigt den gleichen Bereich der Diode mit einer angelegten Spannung von 50 V. Durch das Anlegen der Spannung zwischen den Kontakten ist die Intensität der NV-Zentren im gesamten intrinsischen Bereich fast bis auf Hintergrundniveau gesunken. Da sich jedoch nur die Intensität der NV-Zentren und nicht die des Untergrundes durch das Anlegen der Spannung ändert, lässt sich darauf schließen, dass die Abnahme der Fluoreszenzintensität

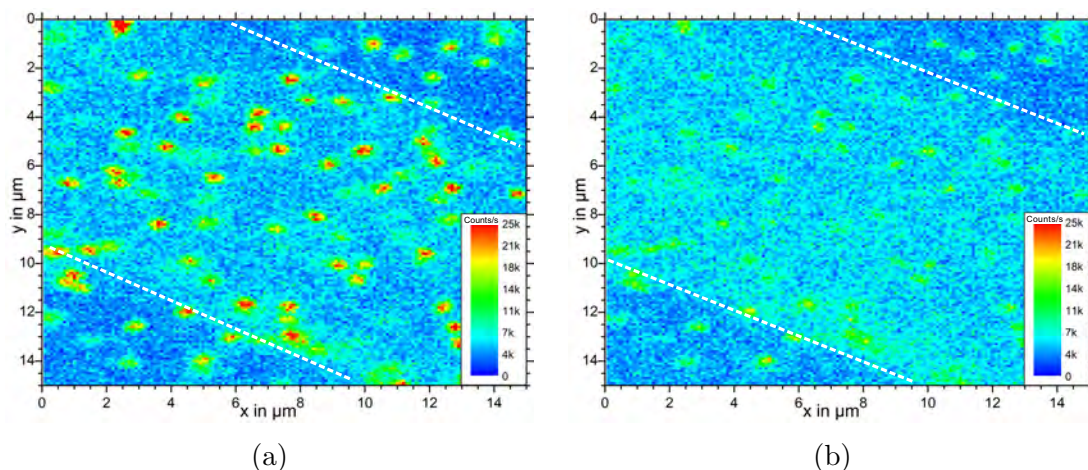


Abbildung 4.2.4: Konfokalmikroskop-Aufnahmen des Kontaktpaares 9 und 10 bei 0 V a) und 50 V b). Die Laserleistung betrug 1 mW. Man erkennt die deutliche Abnahme der Intensität der einzelnen NV-Zentren beim Anlegen einer Spannung.

der Zentren durch eine Änderung dessen Ladungszustandes hervorgerufen wird.

4.2.2 Messung der UI-Kennlinie am Konfokalmikroskop

Nachdem ein erstes Ändern des Ladungszustandes von NV-Zentren gelungen war, wurde zunächst einmal eine weitere elektrische Charakterisierung der Diode vorgenommen. Dazu wurde der Laserstrahl unverändert auf dasselbe NV-Zentrum, an welchem zuvor die Messungen gemacht wurden (siehe Abschn. 4.2.1), eingestellt. Anschließend wurden Strom-Spannungskennlinien der Diode bei verschiedenen Laserleistungen von 0,05 mW bis 2 mW aufgenommen. Diese sind in Abb 4.2.5 dargestellt. Wie zu erkennen ist, bleibt der qualitative Verlauf der Kennlinie erhalten. Insbesondere im Bereich unterhalb von 8 V, bei dem der Strom durch den Parallelwiderstand (vgl. 4.1) bestimmt wird, ist eine Zunahme des Stromes um fast eine Größenordnung durch die Erhöhung der Laserleistung zu erkennen. Unabhängig von der Laserleistung laufen die Kennlinien oberhalb von V_{FB} zusammen und zeigen qualitativ die gleiche Spannungsabhängigkeit. Vergleicht man die unter Laserbestrahlung aufgenommenen Kennlinien mit den Kennlinien aus Abschn. 4.1, so weisen die Kennlinien bei verschiedenen Laserleistungen keine lineare, sondern eine super-lineare Strom-Spannungsabhängigkeit auf. Dies ist durch den eingezeichneten Fit der Form

$$I = I_0 + b \cdot (U - U_0)^2 \quad (4.2.1)$$

an eine Messkurve im Bereich 0 V bis 8 V gezeigt. Demnach weisen die Kennlinien im Bereich unterhalb von 8 V sowohl eine lineare Abhängigkeit, gegeben durch den

4.2. SCHALTEN VON NV-ZENTREN

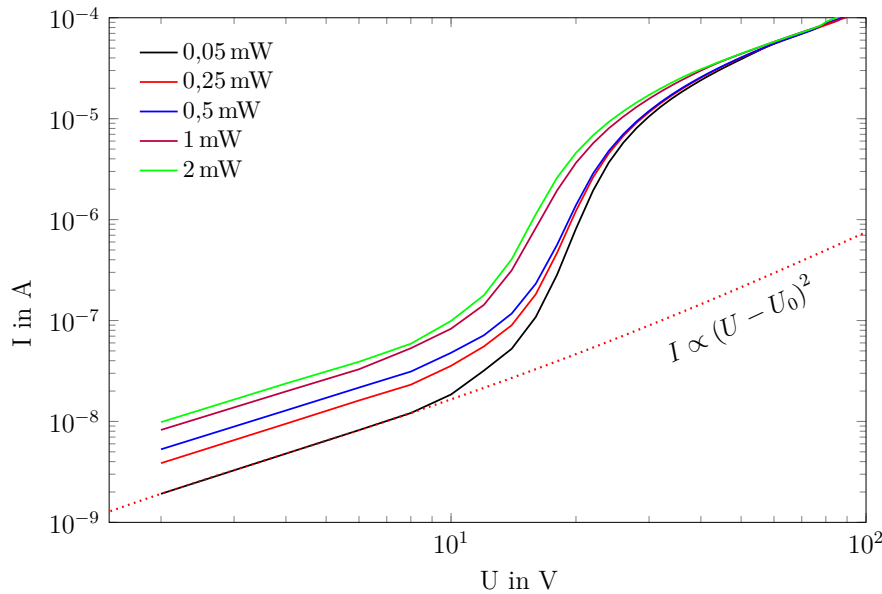


Abbildung 4.2.5: Messung der Strom-Spannungskennlinie der Diode bei verschiedenen Laserleistungen. Der Laser wurde auf ein NV-Zentrum innerhalb des intrinsischen Bereiches fokussiert bevor die Kennlinien aufgenommen wurden. Man erkennt einen mit der Laserleistung ansteigenden Strom durch die Diode.

Parallelwiderstand in Abb. 1.2.4, als auch eine quadratische Abhängigkeit des Stromes von der Spannung auf. Dies ist vermutlich auf eine Erhöhung des durch den Laser erzeugten Photostromes zurückzuführen. Dieser entsteht durch die Ionisierung des implantierten Stickstoffes im Diamant durch das eintreffende Laserlicht [47, 71]. Es kann sich dabei um die Ionisation von NV-Zentren oder substitutionellen Stickstoff handeln. Während es sich bei der Ionisation von NV-Zentren um einen zwei-Photonen Prozess handelt, ist für die Messung eines Photostromes durch substitutionellen Stickstoff nur ein Photon notwendig, um ein Elektron vom angeregten Zustand in das Leistungsband des Diamanten zu befördern [9, 71]. Der Verlauf der Abhängigkeit des Photostromes von der Laserleistung gibt dabei Aufschlüsse, ob es sich um einen zwei- oder ein-Photon Prozess handelt. Dabei zeigt der Photostrom eines zwei-Photon Prozess eine quadratische Abhängigkeit von der Laserleistung, der ein-Photon Prozess eine Lineare [9]. In Abb. 4.2.6 ist diese Abhängigkeit bei verschiedenen konstanten Spannungen unterhalb von V_{RT} dargestellt. Die Werte wurden aus obiger Kennlinie in Abb. 4.2.5 entnommen. Wie zu erkennen ist, steigt zum einen der gemessene Strom bei gleicher Laserleistung mit zunehmender Spannung. Dies lässt sich auf eine erhöhte Sammlungseffizienz an Ladungsträger (Photoelektronen) bei höheren Spannungen zurückführen. Zum anderen zeigt der Verlauf des Stromes bei niedrigen Leistungen keine quadratische

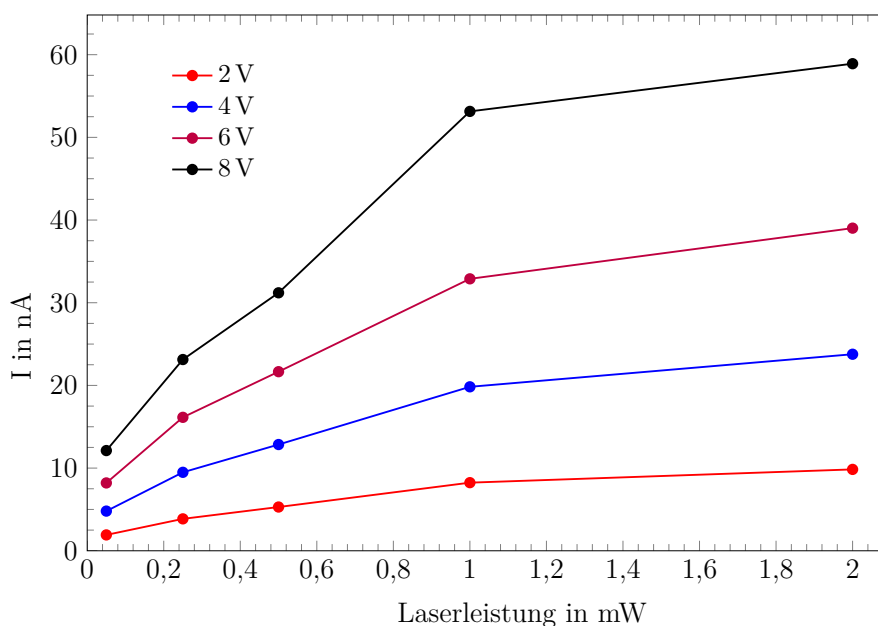


Abbildung 4.2.6: Strom durch die Diode an verschiedenen Stellen der Kennlinie unterhalb V_{RT} aus Abb. 4.2.5 in Abhängigkeit von der Laserleistung.

Abhängigkeit und es tritt eine Sättigung bei zunehmender eingebrachter Leistung ein. Daraus lässt sich schließen, dass die Zunahme des Stromes mit der Laserleistung durch die Photoionisation von substitutionellen Stickstoff verursacht wird, welcher durch die Implantation und aufgrund der geringen Erzeugungsrate von NV-Zentren (siehe Abschnitt 1.3) eingebracht und erzeugt wurde. Da Stickstoff nur mit einer Dosis von 10^{10}cm^{-2} (siehe Tab.3.2.3) ist in Abb. 4.2.6 eine Sättigung des Stromes bereits bei geringen Laserleistungen zu erkennen. Nach Gl. 1.3.1 ergibt sich aus den Verläufen eine mittlere Sättigungsleistung von $P_{\text{Sat}} = 0,97 \text{ mW}$. Ob die Ursache des super-lineares Verhaltens der Diodenkennlinie im Bereich unterhalb 8 V in der Photoionisation durch einen zwei-Photonenprozess (im Falle von NV-Zentren) oder einem ein-Photonen Prozess (im Falle von subst. Stickstoff) begründet liegt, wurde in dieser Arbeit nicht untersucht.

4.2.3 Ladungszustand bei angelegter Spannung

Um systematisch das Schaltverhalten der Zentren zu untersuchen, wurden Spektren von NV-Zentren bei verschiedenen Spannungen aufgenommen und miteinander verglichen. Eine Messung des Untergrundes zum Vergleich wurde dabei immer ca. $1 \mu\text{m}$ neben dem gemessenen Zentrum aufgenommen. Es wurde dazu zunächst eine Aufnahme von den Diodenkontakten 9 und 10 mit dem Konfokalmikroskop

4.2. SCHALTEN VON NV-ZENTREN

erstellt. Abb. 4.2.7 zeigt diese Messung der Kontakte. Das NV-Zentrum für die anschließenden Messungen ist ebenfalls eingezeichnet. Das Konfokalmikroskop und die Spektren wurden bei einer Laserleistung von $200\ \mu\text{W}$ aufgenommen. Um einen Überblick zu gelangen, wurden die Spektren der Zentren und der entsprechenden Untergrundspektren einmal bei Spannungen von $0\ \text{V}$, $35\ \text{V}$ und $125\ \text{V}$ aufgenommen. Für die Messung wurden jeweils 180 Spektren bei einer Verschlusszeit der CCD von $1,5\ \text{s}$ akkumuliert. Abb. 4.2.8a zeigt das von NV-Nr. 1 aufgenommene

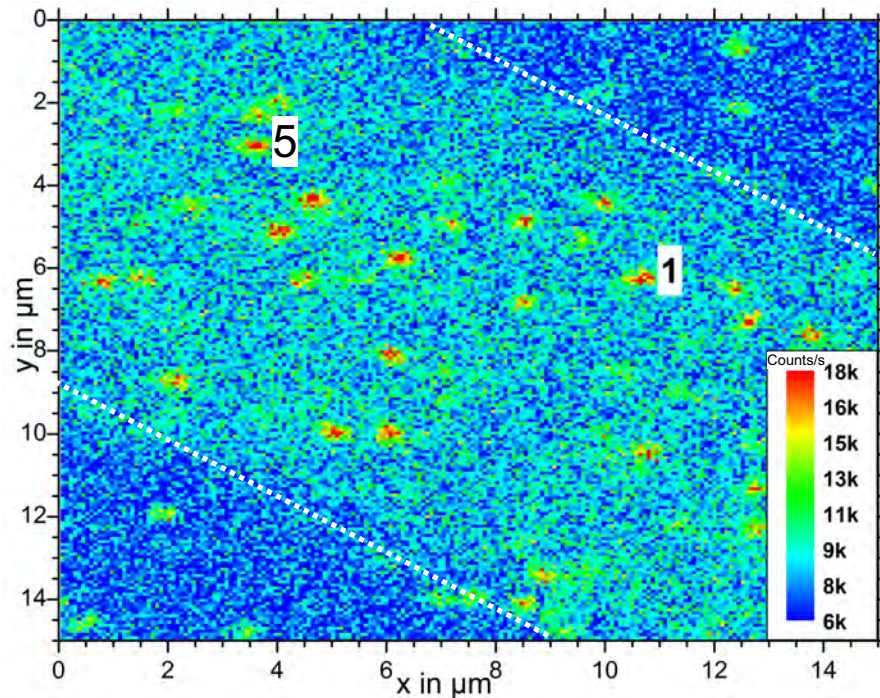


Abbildung 4.2.7: Aufnahme mit dem Konfokalmikroskop und für die folgenden Messungen markiertes NV-Zentrum.

Spektrum ohne angelegte Spannung, sowie das zugehörige Hintergrundspektrum. Deutlich zu erkennen ist die ZPL bei $637\ \text{nm}$ und die zugehörige Phononenseitenbande. Es handelt sich demnach um ein NV^- -Zentrum. Des weiteren erkennt man im Spektrum ebenfalls, wie in Abb. 4.2.2, die erste und zweite Ordnung der Ramanlinie des Diamanten. Wie anschließend in Abb. 4.2.8b gezeigt, ändert sich der Ladungszustand des Zentrums hin zu NV^0 , sobald eine Spannung von $35\ \text{V}$ an die Diode angelegt wird. Dies ist an einer deutlichen Verschiebung der ZPL hin zu einer Wellenlänge von $575\ \text{nm}$ und der prominenten Phononenseitenbande im Spektrum zu erkennen. Die ZPL wird teilweise von der Ramanlinie des Diamanten bei etwa $572\ \text{nm}$ überdeckt. Wird eine noch höhere Spannung angelegt, so ist ebenfalls eine weitere Abnahme der Leuchtintensität des Zentrum zu erkennen.

Ob es sich dabei um eine weitere Änderung des Zustandes des Zentrums handelt, konnte in dieser Arbeit nicht untersucht bzw. gemessen werden. Die Änderung des Ladungszustandes lässt sich ebenfalls wie in Abb. 4.2.9 gezeigt, anhand der Differenzspektren für die verschiedenen Spannungen ausmachen. Dort abgebildet ist die Änderung des Spektrum bei 35 V bzw. 125 V im Vergleich zu 0 V zu sehen. Anhand der Phononenseitenbande erkennt man deutlich die Abnahme der Inten-

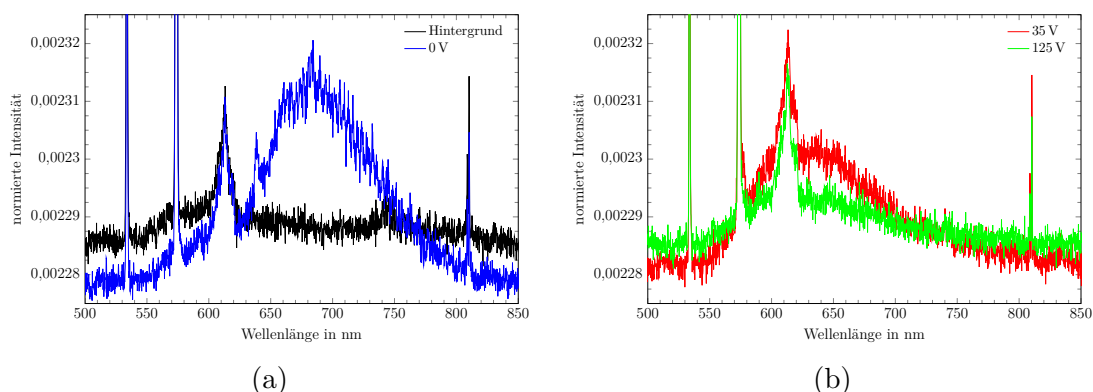


Abbildung 4.2.8: Spektren des NV-Zentrums mit der Nummer 1 (siehe Abb. 4.2.7) bei verschiedenen Spannungen, sowie das zugehörige Hintergrundspektrum. Die Spektren wurden auf deren Fläche normiert. a) Spektrum des NV-Zentrums ohne angelegte Spannung, sowie das Hintergrundspektrum. Man erkennt deutlich die ZPL des NV^- -Zentrums bei 637 nm, sowie dessen starke Phononenseitenbande. b) Spektren des gleichen NV-Zentrums bei angelegten Spannungen.

sität des NV^- - und die entsprechende Zunahme der Intensität des NV^0 -Zentrums oberhalb von Spannungen über 35 V. Bei der angelegten Spannung von 125 V ist die gleiche Abnahme der Intensität des NV^- -Zentrums, wie bei 35 V zu erkennen. Jedoch scheint hier keine vollständige Umladung des Zentrums statt zu finden, da der Intensitätsverlauf im Bereich 500 nm bis 620 nm deutlich flacher ausfällt.

4.2.4 Ladungszustand im Detail

Nachdem das Schaltverhalten im letzten Abschnitt 4.2.3 bei zwei verschiedenen Spannungen gezeigt wurde, wurde die Schrittweite der angelegten Spannung reduziert und jeweils Spektren des NV-Zentrums aufgenommen. Um ein detaillierteres Bild des Schaltvorganges zu erlangen, wurde der Beitrag an NV^- bzw. an NV^0 im Spektrum mittels den in Abb. 1.3.4 gezeigten Referenzspektren bestimmt. Dazu wurden an die gemessenen Daten die Referenzspektren durch lineare Superposition

4.2. SCHALTEN VON NV-ZENTREN

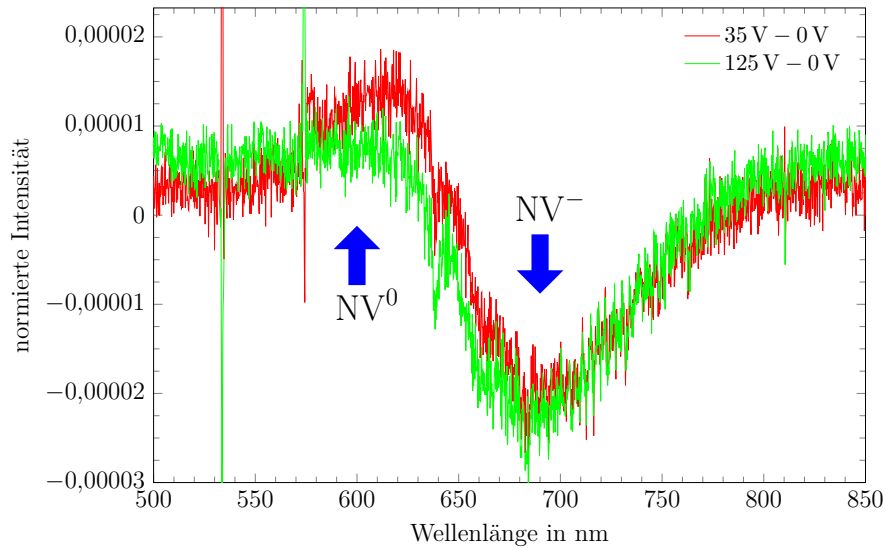


Abbildung 4.2.9: Differenz der normierten Spektren aus Abb. 4.2.8 mit und ohne angelegte Spannung. Man erkennt deutlich eine Abnahme an NV^- und gleichzeitig eine Zunahme an NV^0 bei 35 V.

modelliert,

$$(\text{Spektrum})_V = a \cdot (\text{Spektrum})_{BG} + b \cdot (\text{Spektrum})_{NV^-} + c \cdot (\text{Spektrum})_{NV^0}. \quad (4.2.2)$$

Die Koeffizienten a, b, c spiegeln dabei den Beitrag vom Hintergrund (BG), NV^- und NV^0 am gemessenen Spektrum bei der Spannung V wieder. Nach dem in Abschn. 1.4 gezeigten Modell sollten die so ermittelten Koeffizienten nach deren Normierung die Besetzungswahrscheinlichkeiten des Grundzustandes des NV-Zentrums widerspiegeln. In Abb. 4.2.10 ist das vom NV-Zentrum mit der Nummer 5 gezeigte und nach Gl. 4.2.2 modellierte Spektrum ohne angelegte Spannung gezeigt. Zur Bestimmung der Koeffizienten wurden die gemessenen und die Referenzspektren auf den entsprechenden Wellenlängenbereich interpoliert und normiert. Wie zu erkennen ist, lässt sich das gemessene Spektrum mit den Referenzspektren nach Gl. 4.2.2 nachstellen. Wichtige Peaks, wie die Ramanlinien und die ZPL des NV-Zentrums, werden dabei gut nachgestellt. Die Diskrepanz in der Phononenseitenbande im Bereich von 700 nm bis 800 nm ist vermutlich auf Interferenzeffekte beim Eintritt des Fluoreszenzlichtes in das Spektrometer zurückzuführen. Die Messung wurde für das NV-Zentrum Nummer 5 zunächst über einen Spannungsbereich von 0 V bis 125 V wiederholt. Dazu wurden jeweils in 5 V Schritten Spektren dieses NV-Zentrums aufgenommen und entsprechend Gl. 4.2.2 modelliert. Abb. 4.2.11 zeigt die erhaltenen Koeffizienten a, b , und c in Abhängigkeit

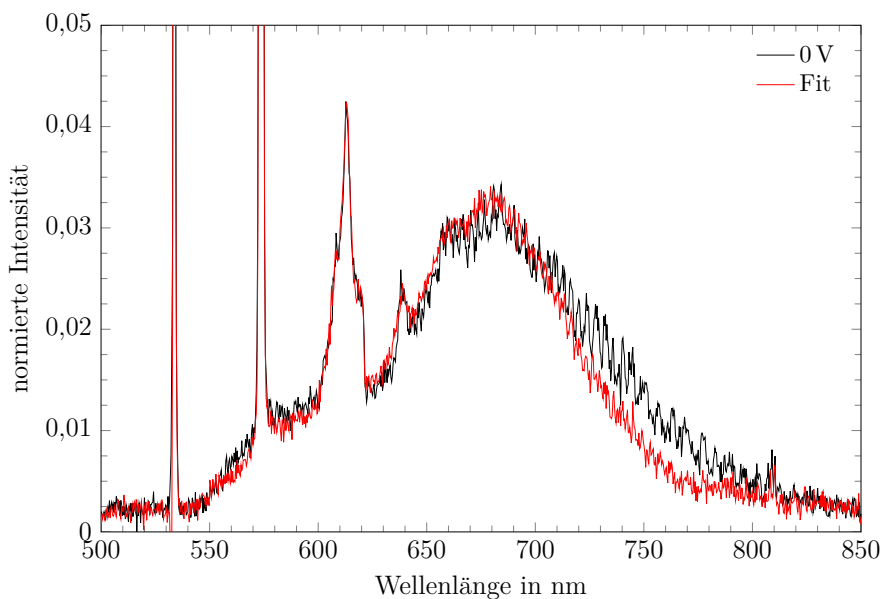


Abbildung 4.2.10: Aufgenommenes, normiertes und nach Gl. 4.2.2 modelliertes Spektrum vom NV-Zentrum mit der Nummer 5 ohne angelegte Spannung.

von der angelegten Spannung. Man erkennt einen über den gesamten Spannungsbereich linearen Beitrag des Untergrundes zu den gemessenen Spektren. Die lineare Regression (■) in Abb. 4.2.10 ergibt eine Abnahme des Koeffizienten a des Hintergrundbeitrages von $(5 \pm 1)\%$ über den gemessenen Spannungsbereich. Diese geringe Abnahme ist vermutlich auf einen leichten Drift der Probe während den Messungen zurückzuführen. Ohne angelegte Spannung befindet sich das Zentrum im NV^- -Zustand. Ab einer Spannung von etwa 10 V ändert sich das Spektrum und ein zunehmender Anteil des NV^0 -Zentrum ist im Spektrum erkennbar. Dies erklärt auch das Zustandekommen des in Abb. 4.2.3 gemessenen Plateaus für das Umschalten des Zentrums, da vom Funktionsgenerator zunächst diese Spannung bereitgestellt werden muss, ehe ein Einbruch in der Zählrate der APD zu erkennen ist. Bis zu einer Spannung von 20 V lässt sich ein Anteil beider Ladungszustände im Spektrum ausmachen. Insbesondere bei 15 V sind die Koeffizienten a , b und c in etwa gleich groß. Dies kann zum einen daran liegen, dass der Ladungszustand in diesem Spannungsbereich schnell von einem zum anderen Zustand wechselt. Aufgrund einer Akquirierungszeit von 1 sec pro Spektrum könnten so beide Zustände innerhalb dieser Zeit durch das Spektrometer gemessen worden sein. Zum anderen kann nicht ausgeschlossen werden, dass es sich tatsächlich um ein einzelnes Zentrum handelt, da keine Autokorrelationsmessung an den Zentren durchgeführt werden konnte. Die Dichte an NV-Zentren (vgl. Abb. 4.2.7) lässt jedoch nur darauf schließen, dass es sich um einzelne Zentren handelt. Im Bereich von 20 V bis etwa

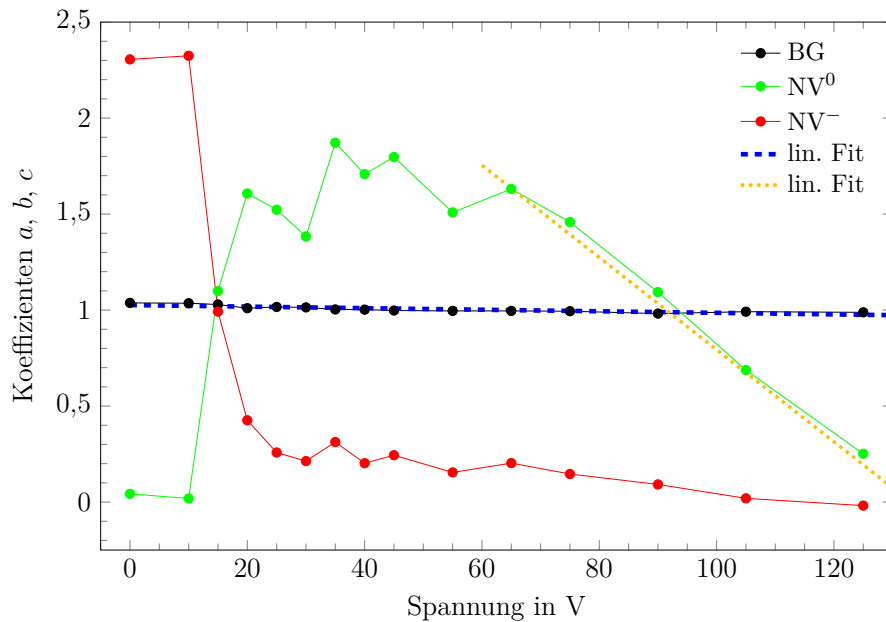


Abbildung 4.2.11: Nach Gl. 4.2.2 ermittelte Koeffizienten in Abhängigkeit von der Spannung. Es handelt sich um das Zentrum Nr. 5 aus Abb. 4.2.7. Ab einer gewissen Spannung nimmt der Anteil an NV^- ab und gleichzeitig der Anteil an NV^0 zu. Mit zunehmender Spannung nimmt jedoch auch der NV^0 -Anteil ab.

60 V befindet sich das Zentrum im NV^0 -Zustand. Die Messungen deuten auf eine weitere Änderung des Zustandes hin. Ab einer Spannung von 65 V nimmt auch die Fluoreszenz des NV^0 -Zentrums linear mit weiter ansteigenden Spannungen ab. Dies auch im Differenzspektrum in Abb. 4.2.9 bei einer Spannung von 125 V beobachtet worden. Eine lineare Regression (■) durch die Messpunkte in Abb. 4.2.11 im Bereich von 65 V bis 125 V ergibt eine Abnahme der Fluoreszenz um $(85 \pm 3) \%$. Ein detaillierteres Bild des Schaltvorganges bei geringen Spannungen zeigt Abb. 4.2.12. Dabei wurde der gemessene Bereich bis 30 V in 1 V Schritten aufgelöst. Die Koeffizienten b und c sind bei dieser Messung kleiner als die in Abb. 4.2.11 ermittelten Koeffizienten, was bedeutet, dass das Zentrum einen geringeren Anteil am Gesamtspektrum besitzt. Die Abb. 4.2.12 zeigt qualitativ einen ähnlichen Verlauf wie in Abb. 4.2.11. Im Vergleich zu vorheriger Messung lässt sich hier eine bei geringeren Spannungen einsetzende Änderung des Zustandes des NV-Zentrums beobachten. So lässt sich ab einer Spannung von 5 V ein zunehmender Anteil des NV^0 -Zustandes des Zentrums messen. Dieser steigt bis zu einer Spannung von etwa 14 V an und zeigt, bis auf wenige Abweichungen, einen ebenfalls konstanten Verlauf. Im Vergleich zu vorheriger Messung in Abb. 4.2.11 zeigt sich eine Abnahme am NV^- -Koeffizienten bereits zu Beginn der Messung.

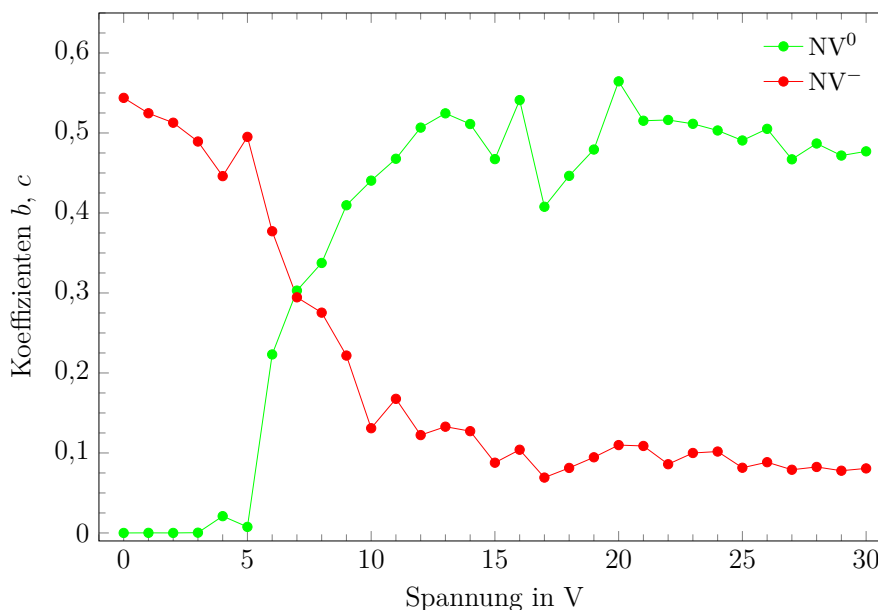


Abbildung 4.2.12: Nach Gl. 4.2.2 ermittelte Koeffizienten für einen kleineren Messbereich und geringere Schrittweite. Gemessen wurde wider das Zentrum Nr. 5 aus Abb. 4.2.7.

Der Anteil des NV^- -Zentrum in den gemessenen Spektren scheint sich jedoch auch, wie das NV^0 -Zentrum, erst ab einer Spannung von 5 V deutlicher zu ändern und scheint ebenfalls bei einer Spannung von etwa 14 V zu sättigen. Vermutlich war auch bei diesen Messungen ein gewisser Probendrift vorhanden, welcher die Abnahme des Koeffizienten b zu Beginn dieser Messungen erklären könnte.

Um das in Abschn. 1.4 erläuterte Modell zu überprüfen, wurden die Koeffizienten aus Abb. 4.2.12 normiert und deren Spannungsverlauf mit der in Gl. 1.4.3 gezeigten Funktion überprüft. Dies ist in Abb. 4.2.13 gezeigt. Es wurde diese Messung ausgewählt, da in diesem Spannungsbereich nur eine Änderung des Ladungszustandes des Zentrums von NV^- zu NV^0 zu erwarten war und nicht in einen evtl. weiteren Zustand, wie dieser in Abb. 4.2.11 bei einer Spannung von über 65 V erkennbar wäre. Die an die Koeffizienten nach Gl. 1.4.3 angepasste Verteilungsfunktion ist ebenfalls in Abb. 4.2.13 eingezeichnet. Die erhaltenen Fit-Parameter für beide Verläufe sind in Tab. 4.2.1 zusammengefasst. Wie zu erkennen ist, gibt Gl. 1.4.3 die Besetzung der beiden Ladungszustände des NV-Zentrums wieder. Für die Lage des zu besetzenden Defektniveaus wurde dabei die Lage Energie des Grundzustandes $E_D = 2,90$ eV von dem NV^- -Zentrums in die Fit-Gleichung eingesetzt. Nimmt die Wahrscheinlichkeit der Besetzung dieses Zustandes durch das Verschieben des Fermilevels ab, so nimmt auch die Wahrscheinlichkeit des optischen Überganges dieses Ladungszustandes ab und entsprechend nimmt die Wahrscheinlichkeit, das

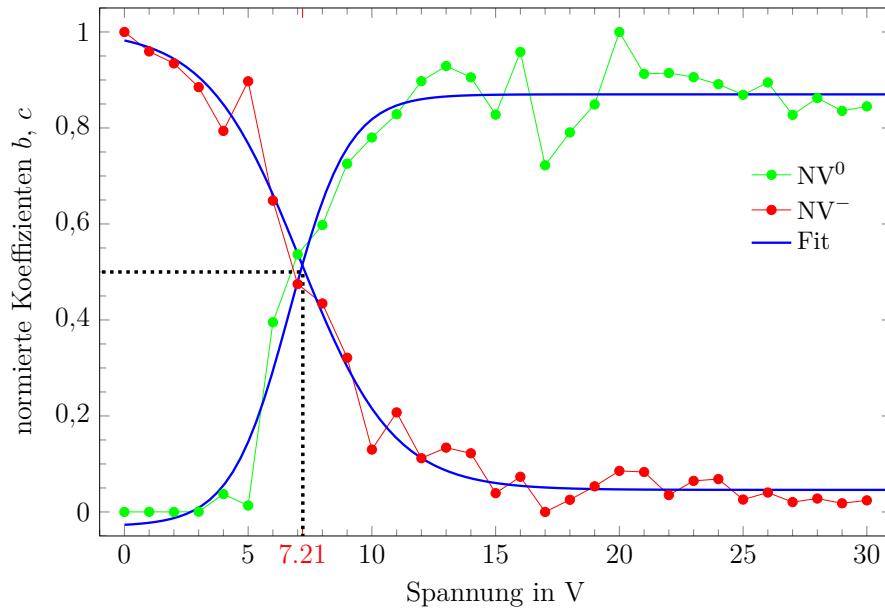


Abbildung 4.2.13: Aus Abb. 4.2.12 normierte und nach Gl. 1.4.3 gefittete Verläufe der Koeffizienten. Die Koeffizienten geben die Wahrscheinlichkeit für die Besetzung des jeweiligen Ladungszustandes an.

Zentrum in dem anderen Ladungszustand zu finden, zu. Dies spiegelt sich in den erhaltenen Fit-Parametern a_0 und b_0 wieder. Vergleicht man die aus dem Fit erhaltenen Fehler für E_F und c von beiden Zuständen, so fallen diese im Fall von NV^0 größer aus. Dies ist dadurch zu erklären, dass bei diesem Fit nur die Möglichkeit der Besetzung des NV^- -Grundzustandes angenommen wurde. Es wird jedoch nicht die Besetzungswahrscheinlichkeit des NV^0 -Grundzustandes berücksichtigt.

Tabelle 4.2.1: Nach Gl. 1.4.3 erhaltene Fit-Parameter für den Verlauf der Koeffizienten aus Abb. 4.2.13 mit $E_D = 2,90$ eV.

	a_0	b_0	c	E_F in eV
NV^0	$0,871 \pm 0,015$	$-0,892 \pm 0,047$	$-0,024 \pm 0,014$	$3,041 \pm 0,099$
NV^-	$0,046 \pm 0,011$	$0,960 \pm 0,046$	$-0,014 \pm 0,003$	$2,979 \pm 0,025$

Die aus dem Fit erhaltene Fermienergie liegt im Bereich von etwa 3 eV. Verglichen mit dem Literaturwert von etwa $E_F = 2,7$ eV [5, 39], fällt der ermittelte Wert somit etwas größer aus. Dies kann evtl. daran liegen, dass der implantierte Stickstoff, wie in Absch. 1.1.3 erwähnt wird, eine n-Dotierung des intrinsischen Bereich verursacht und somit die Fermienergie in Richtung Leitungsband verschiebt.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, durch eine geeignete Diodenstruktur im Diamanten ein elektrisches Schalten des Ladungszustandes zu ermöglichen und zu messen. Diese Diodenstruktur sollte dabei aus einem p-i-p Übergang bestehen. Dazu wurde zunächst untersucht, ob und wie sich durch die Implantation von Bor sowohl eine p-Dotierung nachweisen lässt, als auch eine ohmsche Kontaktierung erzeugen lässt. Dies konnte durch die Implantation hoher Dosen Bor und einem anschließendem Ausheizen bei 1600 °C realisiert werden. Dabei wurde gezielt die Phasenumwandlung von Diamant in Graphit bei hohen Fremdstoffkonzentrationen ausgenutzt. Diese, sowie die Abtragung von Graphit auf Diamanten in einem O₂-Plasma konnten zudem durch die Verwendung eines konfokalen Lasermikroskops untersucht werden und mit vorangegangenen Simulationen mit SRIM verglichen werden.

Durch diese Experimente konnte ein Implantationsprofil und ein Prozessablauf erstellt werden, welcher zu einer erfolgreichen Herstellung von p-i-p-Dioden in Diamant geführt hat. Das elektrische Verhalten bei Aufnahmen von Strom-Spannungskennlinien der Dioden konnte durch ein entsprechendes Ersatzschaltbild erklärt werden. Dieses besteht aus zwei gegeneinander angeordneten Halbleiterdioden, welche jeweils zusätzlich noch einen Parallelwiderstand aufweisen. Bei der Aufnahme von Strom-Spannungskennlinien der Dioden am Konfokalmikroskop konnte zudem noch ein Einfluss der Laserleistung auf die Kennlinie gemessen werden. Dieser wurde auf die Photoionisation von Stickstoff im Diamanten zurückgeführt

Anhand spannungsabhängiger Messungen an einem Konfokalmikroskop konnte anschließend gezeigt werden, dass sich der Ladungszustand der Zentren von NV⁻ hin zu NV⁰ innerhalb des intrinsischen Bereiches der Diode ändern lässt. Die Ergebnisse deuten dabei auf einen weiteren möglichen Ladungszustand des NV-Zentrums hin. Es wurden dabei durch eine einfache Modellierung der gemessenen Spektren mittels Referenzspektren Koeffizienten ermittelt, welche eine spannungsabhängige Besetzung der Ladungszustände widerspiegeln. Dabei konnte an den gemessenen Zentren eine einsetzende Änderung des Ladungszustandes von NV⁻ zu NV⁰ be-

reits bei Spannungen unterhalb von 8 V gemessen werden. Es konnte zudem ein Modell angegeben werden, welches den spannungabhängigen Verlauf der ermittelten Koeffizienten wiedergibt.

Im Rahmen dieser Arbeit war es leider nicht möglich, die Messungen automatisiert durchlaufen zu lassen und so eine größere Anzahl an NV-Zentren zu messen zu können. Dadurch ließen sich weitere Rückschlüsse auf die Besetzungswahrscheinlichkeiten der Zustände der NV-Zentren messen und eine statistische Auswertung der Ergebnisse anschließen. Durch eine entsprechende experimentelle Umsetzung könnten sich daran auch abstandsabhängige Messungen innerhalb des intrinsischen Bereiches der Dioden anschließen, sowie auch das Verhalten von Ensembles von Zentren untersucht und mit den von Einzelzentren verglichen werden. Die Ergebnisse könnten dann verwendet werden, um die in dieser Arbeit angegebenen Modelle weiter zu überprüfen und zu verfeinern. Zudem könnten ähnliche Messungen zum Schalten von Farbzentren sowohl an anderen Zentren in Diamant, als auch an Zentren bspw. in Silizium, durchgeführt und untersucht werden.

Durch die Verwendung von p-i-p-Dioden in Diamant in Kombination mit NV-Zentren ließen sich auch weitere Messmethoden entwickeln, welche es zum Beispiel ermöglichen könnten, den Verlauf der Fermienergie innerhalb des Diamanten zu ermitteln. Dies könnte unter anderem bei der Suche nach neuen Dotierstoffen hilfreich sein. Außerdem ließe sich daraus eine zur Hallmessung alternative Messmethode entwickeln.

Literaturverzeichnis

- [1] V. M. Acosta, E. Bauch, M. P. Ledbetter, C. Santori, K.-M. C. Fu, P. E. Barclay, R. G. Beausoleil, H. Linget, J. F. Roch, F. Treussart, S. Chemerisov, W. Gawlik, and D. Budker. Diamonds with a high density of nitrogen-vacancy centers for magnetometry applications. *Phys. Rev. B*, 80:115202, Sep 2009.
- [2] V. M. Acosta, A. Jarmola, E. Bauch, and D. Budker. Optical properties of the nitrogen-vacancy singlet levels in diamond.
- [3] A. R. Allnatt and A. B. Lidiard. *Atomic Transport in Solids*. Cambridge University Press, 1993.
- [4] H. Armon and J. P. F. Sellschop. Angular dependence of electron-energy-loss spectroscopy: Application to diamond. *Phys. Rev. B*, 26:3289–3296, Sep 1982.
- [5] N. Aslam, G. Waldherr, P. Neumann, F. Jelezko, and J. Wrachtrup. Photo induced ionization dynamics of the nitrogen vacancy defect in diamond investigated by single shot charge state detection.
- [6] Gopalakrishnan Balasubramanian, I. Y. Chan, Roman Kolesov, Mohannad Al-Hmoud, Julia Tisler, Chang Shin, Changdong Kim, Aleksander Wojcik, Philip R. Hemmer, Anke Krueger, Tobias Hanke, Alfred Leitenstorfer, Rudolf Bratschitsch, Fedor Jelezko, and Jörg Wrachtrup. Nanoscale imaging magnetometry with diamond spins under ambient conditions. *Nature*, 455(7213):648–651, Okt 2008.
- [7] R. S. Balmer, J. R. Brandon, S. L. Clewes, H. K. Dhillon, J. M. Dodson, I. Friel, P. N. Inglis, T. D. Madgwick, M. L. Markham, T. P. Mollart, N. Perkins, G. A. Scarsbrook, D. J. Twitchen, A. J. Whitehead, J. J. Wilman, and S. M. Woollard. Chemical vapour deposition synthetic diamond: materials, technology and applications. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 21(36):364221, 2009.

- [8] Harvey Blatt and Robert J. Tracy. *Petrology: Igneous, Sedimentary, and Metamorphic, 2nd Edition*. W. H. Freeman and Company, 1995.
- [9] E. Bourgeois, A. Jarmola, P. Siyushev, M. Gulka, J. Hruby, F. Jelezko, D. Budker, and M. Nesladek. Photoelectric detection of electron spin resonance of nitrogen-vacancy centres in diamond. *Nature Communications*, 6, Okt 2015. Article.
- [10] Carlo Bradac, Torsten Gaebel, and James R. Rabeau. *Nitrogen-Vacancy Color Centers in Diamond: Properties, Synthesis, and Applications*, pages 143–175. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KG, 2013.
- [11] G. Braunstein and R. Kalish. Effective p-type doping of diamond by boron ion implantation. *Journal of Applied Physics*, 54(4):2106, 1983.
- [12] R.C. Burns, J.O. Hansen, R.A. Spits, M. Sibanda, C.M. Welbourn, and D.L. Welch. Growth of high purity large synthetic diamond crystals. *Diamond and Related Materials*, 8(8):1433 – 1437, 1999.
- [13] P. J. Dean C. D. Clark and P. V. Harris. Intrinsic edge absorption in diamond. *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 277(1370):312–329, 1964.
- [14] Gion Calzaferri and Ruedi Rytz. The band structure of diamond. *The Journal of Physical Chemistry*, 100(26):11122–11124, Jan 1996.
- [15] B. Campbell and A. Mainwood. Radiation damage of diamond by electron and gamma irradiation. *physica status solidi (a)*, 181(1):99–107, 2000.
- [16] Veronica Cerletti, W A Coish, Oliver Gywat, and Daniel Loss. Recipes for spin-based quantum computing. *Nanotechnology*, 16(4):R27, 2005.
- [17] Lilian Childress and Ronald Hanson. Diamond nv centers for quantum computing and quantum networks. *MRS Bulletin*, 38(2):134–138, 2013.
- [18] J. I. Cirac and P. Zoller. Quantum computations with cold trapped ions. *Phys. Rev. Lett.*, 74:4091–4094, Mai 1995.
- [19] John Clarke and Frank K. Wilhelm. Superconducting quantum bits. *Nature*, 453(7198):1031–1042, Jun 2008.
- [20] A. T. Collins. The detection of colour-enhanced and synthetic gem diamonds by optical spectroscopy. *Diamond and Related Materials*, 12:1976–1983, 2003.

- [21] A T Collins and A W S Williams. The nature of the acceptor centre in semi-conducting diamond. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 4(13):1789–1800, Sep 1971.
- [22] Alan T. Collins and Isaac Kiflawi. The annealing of radiation damage in type ia diamond. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 21(36):364209, 2009.
- [23] Excelitas Technologies Corp. *Datasheet Photon Detection SPCM-AQRH*. Excelitas Technologies Corp, 2016.
- [24] G. Davies and M. F. Hamer. Optical studies of the 1.945 ev vibronic band in diamond. *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 348(1653):285–298, 1976.
- [25] G. Davies, Simon C. Lawson, Alan T. Collins, Alison Mainwood, and Sarah J. Sharp. Vacancy-related centers in diamond. *Physical Review B*, 46(20):13157–13170, Nov 1992.
- [26] A. Denisenko, W. R. Fahrner, U. Strahle, H. Henschel, and R. Job. Radiation response of p-i-p diodes on diamond substrates of various type: electrical properties of semiconductor-insulator homojunctions. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 43(6):3081–3088, Dez 1996.
- [27] L. DiCarlo, J. M. Chow, J. M. Gambetta, Lev S. Bishop, B. R. Johnson, D. I. Schuster, J. Majer, A. Blais, L. Frunzio, S. M. Girvin, and R. J. Schoelkopf. Demonstration of two-qubit algorithms with a superconducting quantum processor. *Nature*, 460, Jun 2009.
- [28] Marcus W. Doherty, N B Manson, P Delaney, and L. C. L. Hollenberg. The negatively charged nitrogen-vacancy centre in diamond: the electronic solution. *New Journal of Physics*, 13(2):025019, 2011.
- [29] Marcus W. Doherty, Neil B. Manson, Paul Delaney, Fedor Jelezko, Jörg Wrachtrup, and Lloyd C.L. Hollenberg. The nitrogen-vacancy colour centre in diamond. *Physics Reports*, 528(1):1–45, jul 2013.
- [30] M. S. Dresselhaus and R. Kalish. *Ion Implantation in Diamond, Graphite and Related Materials*. Springer Berlin Heidelberg, 1992.
- [31] Jansen Dwan. A new method for precision ion implantation. Bachelorarbeit, Universität Leipzig, 2016.
- [32] Element Six Ltd, Kings Ride Park, Ascot, Berkshire, SL5 8BP, United Kingdom.

- [33] H. Elhadidy, J. Sikula, and J. Franc. Symmetrical current-voltage characteristic of a metal-semiconductor-metal structure of schottky contacts and parameter retrieval of a cdte structure. 27:015006, 12 2011.
- [34] Edward I. Erlich and W. Dan Hausel. *Diamond Deposits: Origin, Exploration, and History of Discovery*. Society for Mining, Metallurgy and Exploration, 2002.
- [35] Ziegler J. et al. *SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter*. Not Stated, 2008.
- [36] S. Felton, A. M. Edmonds, M. E. Newton, P. M. Martineau, D. Fisher, and D. J. Twitchen. Electron paramagnetic resonance studies of the neutral nitrogen vacancy in diamond. *Phys. Rev. B*, 77:081201, Feb 2008.
- [37] F. Fontaine, C. Uzan-Saguy, B. Philosoph, and R. Kalish. Boron implantation/in situ annealing procedure for optimal p -type properties of diamond. *Applied Physics Letters*, 68(16):2264, 1996.
- [38] J. Forneris, S. Ditalia Tchernij, A. Tengattini, E. Enrico, V. Grilj, N. Skukan, G. Amato, L. Boarino, and P. Olivero. Electrical control of deep nv-centers in diamond by means of sub-superficial graphitic micro-electrodes. *Carbon*, 113:76 – 86, 2017.
- [39] J. Forneris, S. Ditalia Tchernij, A. Tengattini, E. Enrico, V. Grilj, N. Skukan, G. Amato, L. Boarino, and P. Olivero. Electrical control of deep nv centers in diamond by means of sub-superficial graphitic micro-electrodes. *Carbon*, 113:76 – 86, 2017.
- [40] Naoji Fujimori, Hideaki Nakahata, and Takahiro Imai. Properties of boron-doped epitaxial diamond films. *Japanese Journal of Applied Physics*, 29(5R):824, 1990.
- [41] T. Gaebel, M. Domhan, I. Popa, C. Wittmann, P. Neumann, F. Jelezko, J. R. Rabeau, N. Stavrias, A. D. Greentree, S. Prawer, J. Meijer, J. Twamley, P. R. Hemmer, and J. Wrachtrup. Room temperature coherent control of coupled single spins in solid. *Nature Physics 2: 408-413 (2006)*.
- [42] Diener Electronic GmbH. *Plasma-Technik 4*. Diener Electronic GmbH, 2011.
- [43] T.A. Grotjohn, D.T. Tran, M.K. Yaran, S.N. Demlow, and T. Schuelke. Heavy phosphorus doping by epitaxial growth on the (111) diamond surface. *Diamond and Related Materials*, 44(Supplement C):129 – 133, 2014.

- [44] Marius Grundmann. *The Physics of Semiconductors*. Springer International Publishing, 2015.
- [45] S. Hell, G. Reiner, C. Cremer, and E. H. K. Stelzer. Aberrations in confocal fluorescence microscopy induced by mismatches in refractive index. *Journal of Microscopy*, 169(3):391–405, 1993.
- [46] L. A. Hemstreet, C. Y. Fong, and M. L. Cohen. Calculation of the Band Structure and Optical Constants of Diamond Using the Nonlocal-Pseudopotential Method. *Physical Review B*, 2:2054–2063, September 1970.
- [47] K. Iakoubovskii and G. J. Adriaenssens. Optical transitions at the substitutional nitrogen centre in diamond. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 12(6):L77, 2000.
- [48] Keithley Instruments Inc. *Keithley Model 236/237/238 Source Measure Units Operator's Manual*, März 2001.
- [49] F. Jelezko and J. Wrachtrup. Single defect centres in diamond: A review. *physica status solidi (a)*, 203(13):3207–3225, Okt 2006.
- [50] A. Joshi and R. Nimmagadda. Erosion of diamond films and graphite in oxygen plasma. *Journal of Materials Research*, 6(7):1484–1490, 1991.
- [51] R. Kalish. Doping of diamond. *Carbon*, 37(5):781–785, Apr 1999.
- [52] R. Kalish, A. Reznik, K.W. Nugent, and S. Praver. The nature of damage in ion-implanted and annealed diamond. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 148(1-4):626–633, Jan 1999.
- [53] Hiromitsu Kato, Toshiharu Makino, Satoshi Yamasaki, and Hideyo Okushi. n-type diamond growth by phosphorus doping on (001)-oriented surface. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 40(20):6189, 2007.
- [54] Keyence Corp. *3D Laser Scanning Microscope VK-X200K User's Manual*, 2012.
- [55] D. Kielpinski, C. Monroe, and D. J. Wineland. Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer. *Nature*, 417(6890):709–711, Jun 2002.
- [56] J. Koike, D. M. Parkin, and T. E. Mitchell. Displacement threshold energy for type IIa diamond. *Applied Physics Letters*, 60(12):1450, 1992.

- [57] Satoshi Koizumi and Mariko Suzuki. n-type doping of diamond. *physica status solidi (a)*, 203(13):3358–3366, 2006.
- [58] G. Kucsko, P. C. Maurer, N. Y. Yao, M. Kubo, H. J. Noh, P. K. Lo, H. Park, and M. D. Lukin. Nanometre-scale thermometry in a living cell. *Nature*, 500(7460):54–58, Aug 2013.
- [59] Christian Kurtsiefer, Sonja Mayer, Patrick Zarda, and Harald Weinfurter. Stable solid-state source of single photons. *Phys. Rev. Lett.*, 85:290–293, Jul 2000.
- [60] J.P. Lagrange, A. Deneuve, and E. Gheeraert. A large range of boron doping with low compensation ratio for homoepitaxial diamond films. *Carbon*, 37(5):807–810, Apr 1999.
- [61] Murray A. Lampert. Simplified theory of space-charge-limited currents in an insulator with traps. *Phys. Rev.*, 103:1648–1656, Sep 1956.
- [62] Murray A. Lampert. *Current injection in solids*. Electrical science. Acad. Pr., New York u.a., 1970.
- [63] M. Lannoo, G. A. Baraff, and M. Schlüter. Self-consistent second-order perturbation treatment of multiplet structures using local-density theory. *Phys. Rev. B*, 24:943–954, Jul 1981.
- [64] Sheng S. Li. *Semiconductor Physical Electronics*. Springer New York, 2007.
- [65] Jens Lindhard. *Range concepts and heavy ion ranges*. Notes on atomic collisions. Munksgaard, 1963.
- [66] S. Logothetidis, J. Petalas, H. M. Polatoglou, and D. Fuchs. Origin and temperature dependence of the first direct gap of diamond. *Phys. Rev. B*, 46:4483–4494, Aug 1992.
- [67] J.H. N. Loubser and J A van Wyk. Electron spin resonance in the study of diamond. *Reports on Progress in Physics*, 41(8):1201, 1978.
- [68] Quorum Technologies LTD. *SC7620 Mini Sputter Coater Operating Manual*, 2011.
- [69] T. Lühmann, R. Wunderlich, R. Schmidt-Grund, J. Barzola-Quiquia, P. Esquinazi, M. Grundmann, and J. Meijer. Investigation of the graphitization process of ion-beam irradiated diamond using ellipsometry, raman spectroscopy and electrical transport measurements. *Carbon*, 121(Supplement C):512 – 517, 2017.

-
- [70] Rinat F. Mamin and Takashi Inushima. Conductivity in boron-doped diamond. *Physical Review B*, 63(3), Jan 2001.
- [71] N. B. Manson and J.P. Harrison. Photo-ionization of the nitrogen-vacancy center in diamond. *Diamond and Related Materials*, 14(10):1705 – 1710, 2005.
- [72] J. R. Maze, A Gali, E Togan, Y Chu, A Trifonov, E Kaxiras, and M D Lukin. Properties of nitrogen-vacancy centers in diamond: the group theoretic approach. *New Journal of Physics*, 13(2):025025, Feb 2011.
- [73] J. Meijer, B. Burchard, M. Domhan, C. Wittmann, T. Gaebel, I. Popa, F. Jelezko, and J. Wrachtrup. Generation of single colour centers by focussed nitrogen implantation. *Appl. Phys. Lett. 87: Art. No. 261909 (2005)*.
- [74] J. Meijer, S. Pezzagna, T. Vogel, B. Burchard, H.H. Bukow, I.W. Rangelow, Y. Sarov, H. Wiggers, I. Plümel, F. Jelezko, J. Wrachtrup, F. Schmidt-Kaler, W. Schnitzler, and K. Singer. Towards the implanting of ions and positioning of nanoparticles with nm spatial resolution. *Applied Physics A*, 91(4):567–571, Jun 2008.
- [75] Koichi Momma and Fujio Izumi. VESTA 3for three-dimensional visualization of crystal, volumetric and morphology data. *Journal of Applied Crystallography*, 44(6):1272–1276, Okt 2011.
- [76] National Electrostatics Corp. *Instruction Manual No. 2JT001110 for Operation and Service of SCNICS II ION SOURCE Model 2JA001110*, August 2006.
- [77] National Electrostatics Corp. *Instruction Manula No. 2JT067650 for Operation and Service of EXTRACTOR/EINZEL LENS - ASSEMBLY*, 2006.
- [78] F. Nava, C. Canali, C. Jacoboni, L. Reggiani, and S. F. Kozlov. Electron effective masses and lattice scattering in natural diamond. *Solid State Communications*, 33:475–477, 1980.
- [79] P. Neumann, I. Jakobi, F. Dolde, C. Burk, R. Reuter, G. Waldherr, J. Honert, T. Wolf, A. Brunner, J. H. Shim, D. Suter, H. Sumiya, J. Isoya, and J. Wrachtrup. High-precision nanoscale temperature sensing using single defects in diamond. *Nano Letters*, 13(6):2738–2742, 2013. PMID: 23721106.
- [80] P. Neumann, R. Kolesov, V. Jacques, J. Beck, J. Tisler, A. Batalov, L. Rogers, N. B. Manson, G. Balasubramanian, F. Jelezko, and J. Wrachtrup. Excited-state spectroscopy of single nv defects in diamond using optically detected magnetic resonance. *New Journal of Physics*, 11(1):013017, 2009.

- [81] Lawrence S. Pan and Don R. Kania, editors. *Diamond: Electronic Properties and Applications*. Springer US, 1995.
- [82] J. Pernot, P. N. Volpe, F. Omnès, P. Muret, V. Mortet, K. Haenen, and T. Teraji. Hall hole mobility in boron-doped homoepitaxial diamond. *Physical Review B*, 81(20), Mai 2010.
- [83] S. Pezzagna, B. Naydenov, F. Jelezko, J. Wrachtrup, and J. Meijer. Creation efficiency of nitrogen-vacancy centres in diamond. *New Journal of Physics*, 12(6):065017, 2010.
- [84] S. Pezzagna, Detlef Rogalla, Dominik Wildanger, Jan Meijer, and Alexander Zaitsev. Creation and nature of optical centres in diamond for single-photon emission—overview and critical remarks. *New Journal of Physics*, 13(3):035024, März 2011.
- [85] H. R. Philipp and E. A. Taft. Optical Properties of Diamond in the Vacuum Ultraviolet. *Physical Review*, 127:159–161, July 1962.
- [86] Galina Popovici, R. G. Wilson, T. Sung, M. A. Prelas, and S. Khasawinah. Diffusion of boron, lithium, oxygen, hydrogen, and nitrogen in type IIA natural diamond. *Journal of Applied Physics*, 77(10):5103–5106, 1995.
- [87] L. Reggiani, S. Bosi, C. Canali, F. Nava, and S. F. Kozlov. On the lattice scattering and effective mass of holes in natural diamond. *Solid State Communications*, 30:333–335, 1979.
- [88] L. Rondin, G. Dantelle, A. Slablab, F. Grosshans, F. Treussart, P. Bergonzo, S. Perruchas, T. Gacoin, M. Chaigneau, H. C. Chang, V. Jacques, and J. F. Roch. Surface-induced charge state conversion of nitrogen-vacancy defects in nanodiamonds. *Phys. Rev. B* 82, 115449 (2010).
- [89] W. Saslow, T. K. Bergstresser, and Marvin L. Cohen. Band structure and optical properties of diamond. *Physical Review Letters*, 16(9):354–356, Feb 1966.
- [90] R. Sauer. Diamant als elektronikmaterial. *Physik Journal*, 51(5):399–404, 1995.
- [91] Günter Schatz, Alois Weidinger, and Manfred Deicher. *Nukleare Festkörperphysik*. Vieweg+Teubner Verlag, 2010.
- [92] Christoph Schreyvogel, Vladimir Polyakov, Sina Burk, Helmut Fedder, Andrej Denisenko, Felipe Fávoro de Oliveira, Ralf Wunderlich, Jan Meijer,

- Verena Zuerbig, Jörg Wrachtrup, and Christoph E. Nebel. Active and fast charge-state switching of single nv centres in diamond by in-plane al-schottky junctions. *Beilstein J Nanotechnol*, 7:1727–1735, Nov 2016.
- [93] Tim Schröder, Sara L. Mouradian, Jiabao Zheng, Matthew E. Trusheim, Michael Walsh, Edward H. Chen, Luozhou Li, Igal Bayn, and Dirk Englund. Quantum nanophotonics in diamond. *J. Opt. Soc. Am. B*, 33(4):B65–B83, Apr 2016.
- [94] Karlheinz Seeger. *Semiconductor Physics*. Springer, 2010.
- [95] Kwok K. Ng Simon M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, 2007.
- [96] Element Six. The element six cvd diamond handbook. 2017.
- [97] Andrew Steane. Quantum computing. *Rept.Prog.Phys.*61:117-173,1998.
- [98] H. Sumiya, N. Toda, and S. Satoh. Growth rate of high-quality large diamond crystals. *Journal of Crystal Growth*, 237(Part 2):1281 – 1285, 2002. The thirteenth international conference on Crystal Growth in conj unction with the eleventh international conference on Vapor Growth and Epitaxy.
- [99] T. Sung, G. Popovici, M. A. Prelas, and R. G. Wilson. Boron diffusion coefficient in diamond. *MRS Proceedings*, 416, 1995.
- [100] S. M. Sze, D. J. Coleman, and A. Loya. Current transport in metal-semiconductor-metal (MSM) structures. *Solid State Electronics*, 14:1209–1218, 1971.
- [101] Klaus Thonke. The boron acceptor in diamond. *Semiconductor Science and Technology*, 18(3):S20–S26, Feb 2003.
- [102] E. Togan, Y. Chu, A. S. Trifonov, L. Jiang, J. Maze, L. Childress, M. V. G. Dutt, A. S. Sorensen, P. R. Hemmer, A. S. Zibrov, and M. D. Lukin. Quantum entanglement between an optical photon and a solid-state spin qubit. *Nature*, 466(7307):730–734, Aug 2010.
- [103] Nobuteru Tsubouchi, M. Ogura, N. Mizuochi, and H. Watanabe. Electrical properties of a b doped layer in diamond formed by hot b implantation and high-temperature annealing. *Diamond and Related Materials*, 18(2-3):128–131, Feb 2009.

- [104] Nobuteru Tsubouchi, Masahiko Ogura, Akiyoshi Chayahara, and Hideyo Okushi. Formation of a heavily b doped diamond layer using an ion implantation technique. *Diamond and Related Materials*, 17(4-5):498–501, Apr 2008.
- [105] Mahtab Ullah, Ejaz Ahmed, Fayyaz Hussain, Anwar Manzoor Rana, and Rizwan Raza. Electrical conductivity enhancement by boron-doping in diamond using first principle calculations. *Applied Surface Science*, 334:40–44, Apr 2015.
- [106] J. Ullmann, A. Delan, and G. Schmidt. Ion etching behaviour and surface binding energies of hard diamond-like carbon and microwave chemical vapour deposition diamond films. *Diamond and Related Materials*, 2(2):266 – 271, 1993. Diamond 1992 Proceedings of the Third International Conference on the New Diamond Science and Technology.
- [107] C. Uzan-Saguy, C. Cytermann, R. Brener, V. Richter, M. Shaanan, and R. Kalish. Damage threshold for ion-beam induced graphitization of diamond. *Applied Physics Letters*, 67(9):1194, 1995.
- [108] Tsirelson V. G. Tsirelson. *Electron Density and Bonding in Crystals*. Inst. of Physics Pub., 1996.
- [109] L. J. van der Pauw. A method of measuring specific resistivity and hall effect of discs of arbitrary shape. *Philips Research Reports*, 13:1–9, 1958.
- [110] E. van Oort, N B Manson, and M Glasbeek. Optically detected spin coherence of the diamond n-v centre in its triplet ground state. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 21(23):4385, 1988.
- [111] V. Venkatesan, D. M. Malta, K. Das, and A. M. Belu. Evaluation of ohmic contacts formed by b implantation and ti au metallization on diamond. *Journal of Applied Physics*, 74(2):1179–1187, 1993.
- [112] K. Visscher, G. J. Brakenhoff, and T. D. Visser. Fluorescence saturation in confocal microscopy. *Journal of Microscopy*, 175(2):162–165, 1994.
- [113] Thomas Vogel, Jan Meijer, and Alexander Zaitsev. Highly effective p-type doping of diamond by MeV-ion implantation of boron. *Diamond and Related Materials*, 13(10):1822–1825, Okt 2004.
- [114] W. C. Walker and J. Osantowski. Ultraviolet optical properties of diamond. *Phys. Rev.*, 134:A153–A157, Apr 1964.

- [115] Junfeng Wang, Fupan Feng, Jian Zhang, Jihong Chen, Zhongcheng Zheng, Liping Guo, Wenlong Zhang, Xuerui Song, Guoping Guo, Lele Fan, Chongwen Zou, Liren Lou, Wei Zhu, and Guanzhong Wang. High-sensitivity temperature sensing using an implanted single nitrogen-vacancy center array in diamond. *Phys. Rev. B*, 91:155404, Apr 2015.
- [116] Robert H. Webb. Confocal optical microscopy. *Reports on Progress in Physics*, 59(3):427, 1996.
- [117] J. A. Weima, J. von Borany, K. Meusinger, J. Horstmann, and W. R. Fahrner. Double injection of charge carriers in chemical vapor deposited diamond-based diodes. *Journal of Applied Physics*, 92:4047–4052, 2002.
- [118] Chris J.H. Wort and Richard S. Balmer. Diamond as an electronic material. *Materials Today*, 11(1-2):22–28, Jan 2008.
- [119] Jörg Wrachtrup and Fedor Jelezko. Processing quantum information in diamond. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 18(21):S807, 2006.
- [120] J. Q. You and Franco Nori. Superconducting circuits and quantum information. *Phys. Today* 58(11), 42 (2005).
- [121] Congmian Zhen, Xueqin Liu, Zhijun Yan, Hengxiang Gong, and Yinyue Wang. Characteristics of au/ti/p-diamond ohmic contacts prepared by r.f. sputtering. *Surface and Interface Analysis*, 32(1):106–109, 2001.
- [122] J. F. Ziegler. *The Stopping and Range of Ions in Solids (Stopping and Range of Ions in Matter, Vol 1)*. Pergamon Pr, 1985.
- [123] J. F. Ziegler, M. D. Ziegler, and J. P. Biersack. SRIM - The stopping and range of ions in matter (2010). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 268:1818–1823, June 2010.

Anhang A

Massenspektren und Beschleunigerparameter

Massenspektren

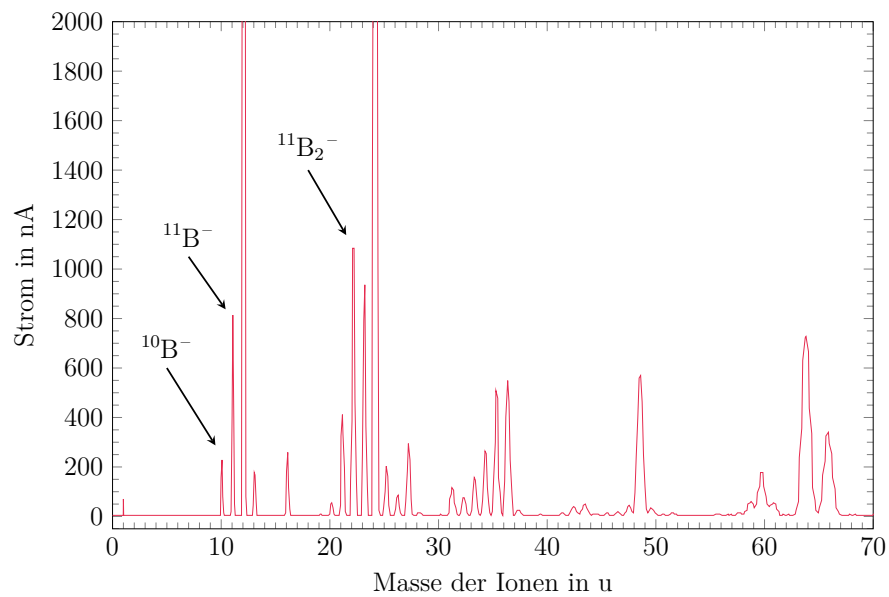


Abbildung A.0.1: Am zweiten Faradaycup (siehe Abb. 2.1.2) aufgenommenes Massenspektrum vor der Implantation von Bor in den Diamanten. Bei dem Kathodenmaterial handelt es sich um ein Gemisch aus kristallinem Borpulver und Graphit.

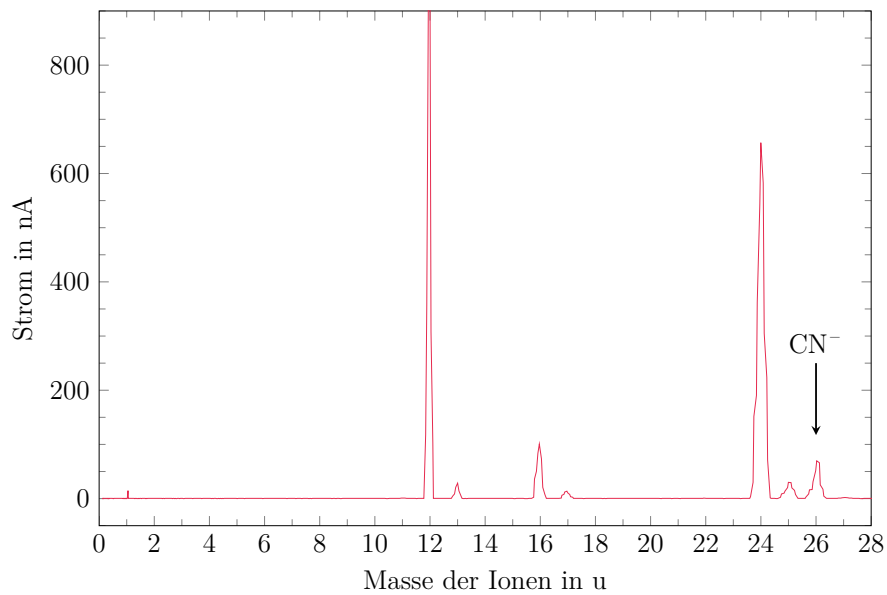


Abbildung A.0.2: Am zweiten Faradaycup (siehe Abb. 2.1.2) aufgenommenes Massenspektrum vor der Implantation von Stickstoff in den Diamanten. Bei dem Kathodenmaterial handelt es sich um ein Gemisch aus NH_4Cl und Kohlenstoff.

Beschleunigerparameter

Tabelle A.0.1: Am 100 keV-Beschleuniger eingestellte und gemessene Werte für die Implantation von Bor bei 45 kV.

U_{Extr}	7400 V	U_{Fok}	490 V
U_{Kath}	2100 V	U_{HV}	35,5 kV
U_{Linse}	27 kV		
I_{FC3}	4 nA		

Tabelle A.0.2: Am 100 keV-Beschleuniger eingestellte und gemessene Werte für die Implantation von Bor bei 40 kV.

U_{Extr}	6800 V	U_{Fok}	390 V
U_{Kath}	2100 V	U_{HV}	31,1 kV
U_{Linse}	27 kV		
I_{FC3}	4 nA		

Tabelle A.0.3: Am 100 keV-Beschleuniger eingestellte und gemessene Werte für die Implantation von Bor bei 27,5 kV. Es wurde das Ion $^{11}\text{B}_2^-$ mit der doppelten Energie und halber Dosis implantiert.

U_{Extr}	7200 V	U_{Fok}	1090 V
U_{Kath}	1900 V	U_{HV}	45,9 kV
U_{Linse}	31,5 kV		
I_{FC3}	9 nA		

Tabelle A.0.4: Am 100 keV-Beschleuniger eingestellte und gemessene Werte für die Implantation von Bor bei 15 kV. Es wurde das Ion $^{11}\text{B}_2^-$ mit der doppelten Energie und halber Dosis implantiert.

U_{Extr}	4700 V	U_{Fok}	0 V
U_{Kath}	2500 V	U_{HV}	22,8 kV
U_{Linse}	25,2 kV		
I_{FC3}	7 nA		

Tabelle A.0.5: Am 100 keV-Beschleuniger eingestellte und gemessene Werte für die Implantation von Stickstoff.

U_{Extr}	9700 V	U_{Fok}	1600 V
U_{Kath}	500 V	U_{HV}	89,8 kV
U_{Linse}	31 kV		
I_{FC3}	4 pA		

Anhang B

Kennlinien der p-i-p Dioden

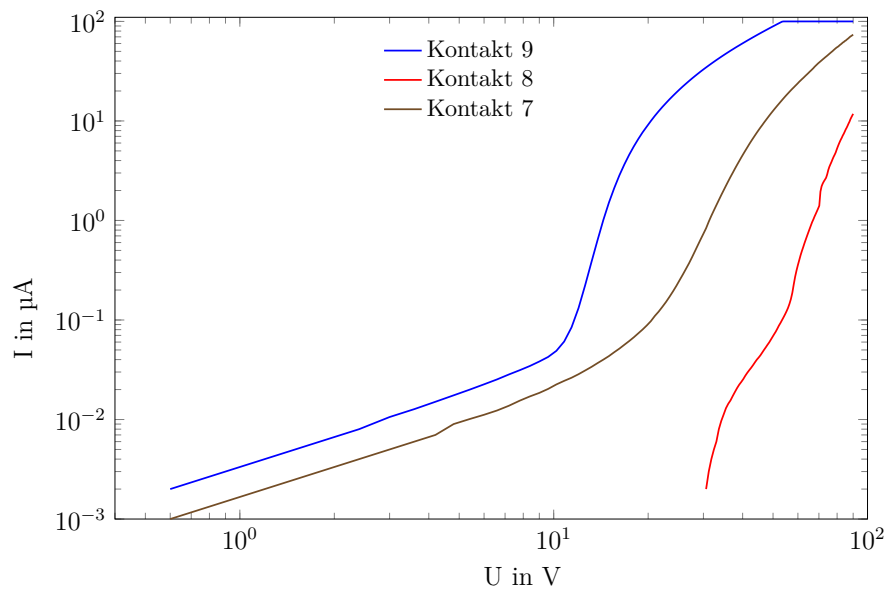


Abbildung B.0.1: Strom-Spannungskennlinie in doppelt-logarithmischer Darstellung der Kontakte 9, 8 und 7.

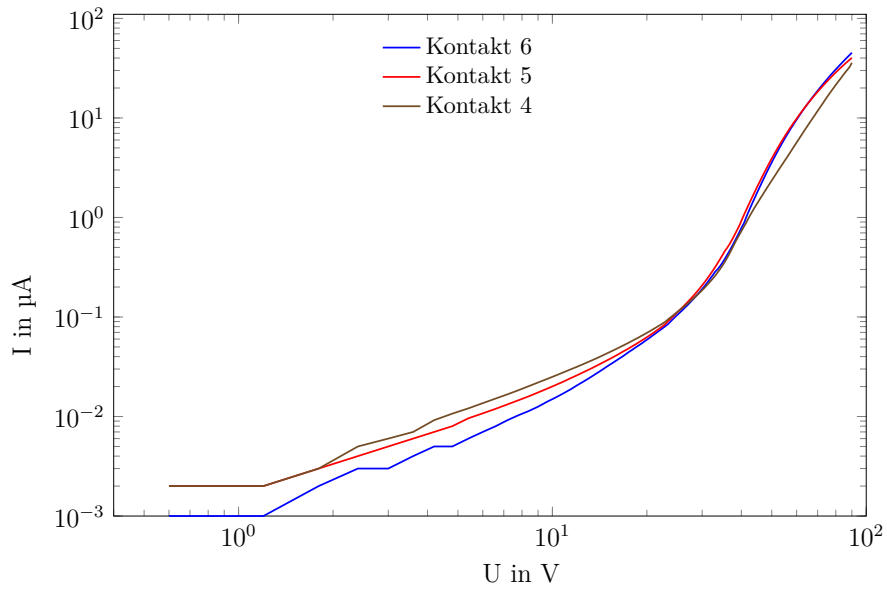


Abbildung B.0.2: Strom-Spannungskennlinie in doppelt-logarithmischer Darstellung der Kontakte 6, 5 und 4.

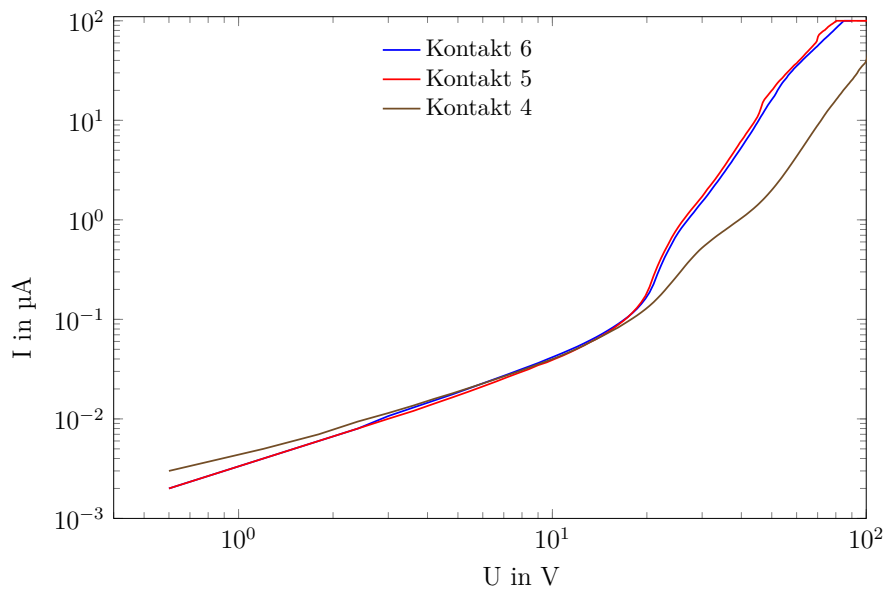


Abbildung B.0.3: Strom-Spannungskennlinie in doppelt-logarithmischer Darstellung der Kontakte 3, 2 und 1.

Diese Seite wurde absichtlich frei gelassen.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Masterarbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Stellen sind als solche kenntlich gemacht.

Diese Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Johannes Küpper
Leipzig, November 2017

Ich bin damit einverstanden, dass diese Arbeit nach positiver Begutachtung in der Universitätsbibliothek zur Verfügung gestellt wird.

Johannes Küpper
Leipzig, November 2017

Danksagung

Ich möchte mich bei Prof. Dr. Jan Meijer für die Aufnahme in der Arbeitsgruppe der Nuklearen Festkörperphysik an der Universität Leipzig und für die Vergabe des Themas dieser Arbeit bedanken. Ich bedanke mich außerdem bei Dr. Sébastien Pezzagna für die Erstellung des Zweitgutachtens.

Desweiteren möchte ich mich bei Dr. José Barzola-Quiquia für die Hilfe bei Herstellung der Implantationsmaske, sowie der Kontaktierung der Proben bedanken. Für die Schaffung einer angenehmen Arbeitsatmosphäre, sowie der Hilfestellung bei experimentellen und inhaltlichen Problemen während dieser Arbeit möchte ich mich insbesondere bei Marcel Ritzschke, Tobias Lühmann, Tobias Herzig und Jakob Helbig, sowie bei der gesamten Arbeitsgruppe bedanken.

Weitherhin danke ich der Abteilung Halbleiterphysik und insbesondere Frau Monika Hahn für die Benutzung und Hilfestellung der Geräte zur Photolithografie und zur Messung des Halleffekts.

Besonderen Dank möchte ich gerne auch Robert Staacke für die wertvolle Betreuung während dieser Arbeit zukommen lassen.