

Aufbau einer kompakten Einzelphotonenquelle

Bachelorarbeit



Humboldt-Universität zu Berlin
Mathematisch naturwissenschaftliche Fakultät I
Institut für Physik

eingereicht von: Friedemann Gädeke
geboren am: 09.10.1985 in Halle (Saale)

Betreuung: Prof. Oliver Benson
Prof. Achim Peters

eingereicht am: 21.10.2010

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Einleitung	1
1.2	Funktionsprinzip	2
2	Grundlagen und Simulation	4
2.1	Einzelphotonenstatistik	4
2.1.1	Photonenstatistik	4
2.1.2	Hanbury-Brown und Twiss Aufbau	5
2.2	Stickstoff-Fehlstellen-Zentrum in Diamant	6
2.3	Veränderung der Abstrahlcharakteristik des Defektzentrums durch eine Festkörper-Immersionslinse	9
2.4	Simulation der Faserkoppeleffizienz mit ZEMAX	11
3	Design und Konstruktion	14
3.1	Auswahl der Optiken und Filter	14
3.2	Präparation der SIL mit Diamanten	15
3.3	Halterung der SIL	16
3.4	Positionierung der SIL	17
3.5	Gehäusedesign	20
3.6	Anregungslaser	20
4	Charakterisierung des Systems und Ergebnisse	23
4.1	Konfokales Mikroskop	23
4.2	Untersuchung des Strahlprofils der verwendeten Optiken im Fokus	24
4.3	Untersuchung der Abstrahlcharakteristik des Defektzentrums mit Festkörper-Immersionslinse	26
4.3.1	Objektiv mit $NA=0.7$	26
4.3.2	Objektiv mit $NA=0.9$	28
4.3.3	Asphäre	32
4.3.4	Anregung und Aufsammlung in Transmission	32
4.4	Aufbau als kompakte Einzelphotonenquelle	34
4.4.1	Justage	34
4.4.2	Ergebnisse	35
5	Zusammenfassung und Ausblick	37

Abkürzungsverzeichnis

- APD** *Avalanche Photo Diode*, Lawinenfotodiode: Fotodiode zur Detektion einzelner Photonen
- fcc** *face centered cubic*, kubisch-flächenzentriert
- FDTD** *Finite Difference Time Domain*, Numerische Simulation der Zeitentwicklung elektromagnetischer Felder
- FWHM** *Full Width at Half Maximum*, Halbwertsbreite
- LP** *long pass*, Langpassfilter
- NA** numerische Apertur, $NA = n \cdot \sin(\alpha)$, n : Brechungsindex, α : halber Öffnungswinkel
- NV-Zentrum** *Nitrogen-Vacancy-Center*, Stickstoff-Defektzentrum
- ppm** *parts per million*
- SIL** *Solid immersion lens*, Festkörper-Immersionslinse
- SP** *short pass*, Kurzpassfilter
- Upm** Umdrehungen pro Minute

1 Einleitung

1.1 Einleitung

Vor über 110 Jahren legte Max Planck den Grundstein für eine Quantentheorie [1]. Doch auch heute noch ist es eine experimentelle Herausforderung, die einzelnen Quantenobjekte zu untersuchen. In der Optik handelt es sich dabei um die Feldquanten des elektromagnetischen Feldes, die Photonen. Lange Zeit waren sie ein theoretisches Konzept der Physik, um Effekte wie z. B. den Photoeffekt erklären zu können. Es wurde zwar bald möglich, Licht auf dem Intensitätsniveau einzelner Photonen nachzuweisen (z. B. durch hochempfindliche Photomultiplier) [2], doch die Erzeugung echter Quantenzustände des Lichtes, z. B. einzelne Photonen, bereitete größte Schwierigkeiten. Photonen werden grundsätzlich durch Bewegung elektrischer Ladungen erzeugt. Beim klassischen Hertzschen Dipol schwingt eine größere Ladungsmenge und strahlt dadurch Photonen ab. Das emittierte Licht kann aber sehr gut durch eine klassische Theorie beschrieben werden, selbst wenn der Strom nur durch ein einzelnes Elektron erzeugt wird. Zur Erzeugung von Quantenzuständen des Lichtes bedarf es also auch einer Quantenlichtquelle.

Im Wasserstoffatom ist das Elektron auf kleinstem Raum im Coulomb-Potential gebunden, so dass für dieses quantenmechanische, diskrete Energiezustände entstehen. Das Elektron kann zwischen diesen Zuständen wechseln, wenn es Photonen absorbiert oder emittiert. Auf Grund der Energieerhaltung ist die Wellenlänge der Photonen durch die Energiezustände des Elektrons bestimmt. Um dieses physikalische Phänomen zur Erzeugung von einzelnen Photonen zu nutzen, werden einzelne Atome oder Moleküle benötigt, in denen ein einzelnes Elektron Übergänge zwischen diesen Energiezuständen ausführen kann. Die Erzeugung und Speicherung einzelner Atome oder Moleküle ist zwar möglich, aber sehr aufwendig [3].

Eine technisch einfacher zu realisierende Einzelphotonenquelle nutzt daher einzelne sogenannte Fehlstellen in Festkörpern, bei denen einzelne Fremdatome im idealen Gitter des Festkörpers sitzen. Durch diese Fehlstellen werden Energiezustände für einzelne Elektronen erzeugt, mit denen die Realisierung einer Einzelphotonenquelle möglich ist.

Diamant eignet sich auf Grund der vielen verschiedenen Fehlstellen und der Bandlücke im sichtbaren Bereich hervorragend für diese Aufgabe. Die am häufigsten verwendete Fehlstelle ist das Stickstoff-Defektzentrum (NV-Zentrum). In der vorliegenden Arbeit wird dieses verwendet.

Einzelphotonen lassen sich technisch nutzen. Die wohl wichtigste Anwendung ist zur Zeit die Entwicklung der Quanteninformationsverarbeitung. Dabei sind technische Lösungen für die Quantenkryptographie bereits kommerziell erhältlich [4]. Die Quantenkryptographie benötigt einzelne Photonen, um Daten abhörsicher verschlüsseln zu können. Werden mehrere Photonen gleichzeitig mit der glei-

chen Information versendet, so ließe sich diese Information abfangen, ohne die Information zu zerstören. Da die bisher entwickelten Einzelphotonenquellen zu geringe Intensität besitzen und technisch großen Aufwand erfordern, werden in den Quantenkryptographie-Systemen bisher stark abgeschwächte gepulste Laser verwendet, so dass sich in jedem Impuls nach der Poisson-Statistik nur in sehr seltenen Fällen mehr als ein Photon befindet.

Das Ziel dieser Arbeit war es, eine kompakte Einzelphotonenquelle aufzubauen, um diese in Zukunft für technische Anwendungen verwenden zu können. Die eigentliche Quelle der Einzelphotonen (das Defektzentrum im Diamant) ist zwar nur wenige zehn Nanometer groß, doch die nötigen optischen Aufbauten zur Anregung und Aufsammlung des Fluoreszenzlichts (Einzelphotonen) erfordert einen makroskopischen Aufbau. In dieser Arbeit wurde die Anregung und Aufsammlung nicht wie bisher üblich in Auflichtrichtung (Reflexion), sondern in Durchlichtrichtung (Transmission) durch eine Festkörper-Immersionslinse (*solid immersion lens*, SIL) realisiert. Dadurch kann auf einige optische Komponenten verzichtet werden. Im Besonderen kann der Aufbau fasergebunden realisiert werden. Durch Verwendung sehr kleiner fasergebundener Optiken wird die Einzelphotonenquelle kompakt gehalten. Im folgenden Abschnitt ist der genaue Aufbau beschrieben.

1.2 Funktionsprinzip

Das grundlegende Funktionsprinzip der Einzelphotonenquelle ist in Abb. 1.1 dargestellt.

Die Erzeugung der Einzelphotonen wird durch ein Stickstoff-Defektzentrum (NV-Zentrum) eines Nanodiamanten erreicht. Durch das Defektzentrum in der Kristallstruktur entstehen im Bändermodell zusätzliche Zustände, die als Zwei-Niveau-System genähert werden können (s. Abb. 2.4). Die Anregung des Elektrons aus dem Grundzustand erfolgt mit Licht hoher Energie ($\lambda = 532\text{ nm}$), so dass das Elektron in hoch angeregte Zustände gehoben wird, aus denen es ohne Abstrahlung von Photonen in das obere Niveau des Zwei-Niveau-Systems relaxieren kann. Durch Emission eines einzelnen Photons fällt es dann nach einer mittleren Lebensdauer des angeregten Zustands (ca. 13 ns) in den energetisch niedrigeren Zustand des Zwei-Niveau-Systems zurück.

Dadurch, dass die Anregung mit höherer Energie ($\lambda = 532\text{ nm}$) als dem Abstand der beiden Niveaus (637 nm) erfolgt, kann die Anregung von der Fluoreszenz durch optische Filter getrennt werden. Wird nur das Fluoreszenzlicht eines einzelnen Defektzentrums betrachtet, erhält man Licht, bei dem ein zeitlicher Abstand zweier Photonen durch die Lebensdauer des oberen Zustands im Zwei-Niveau-System erzeugt wird. Man erhält zeitlich getrennte Photonen, also Einzelphotonen oder Licht mit Eigenschaften, die sich allein durch die klassische Beschreibung (Maxwellgleichungen) nicht erklären lassen.

Das grüne Laserlicht mit einer Wellenlänge von 532 nm für die Anregung wird von einem Laser mittels einer optischen Faser übertragen (1). Das Licht kommt

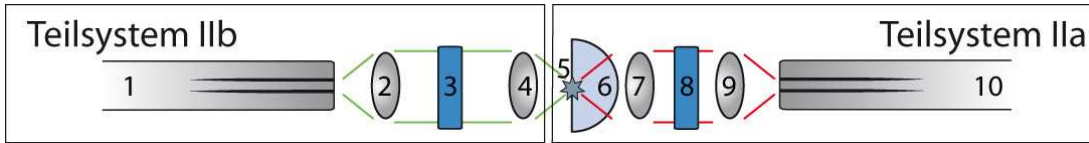


Abb. 1.1: Schematische Abbildung des Funktionsprinzips der Einzelphotonenquelle. Teilsystem IIb ist für die Anregung des NV-Zentrums zuständig, Teilsystem IIa für die Aufsammlung des Fluoreszenzlichts. Das Anregungslicht ($\lambda = 532 \text{ nm}$) wird vom Laser über die Faser (1) geleitet und mit den Asphären (2) und (4) auf das Defektzentrum (5) fokussiert. Das Fluoreszenzlicht des Defektzentrums wird über die SIL (6) und die Asphären (7) und (9) in die Faser (10) eingekoppelt. Der Bandpass 532 nm (3) unterdrückt Faserfluoreszenz, der LP für 600 nm unterdrückt das Anregungslicht.

mit einem durch die numerische Apertur (NA) der Faser bestimmten Winkel gestreut aus der Faser und wird mit einer Asphäre kollimiert (2) und mit einer weiteren Asphäre auf einen möglichst kleinen Punkt fokussiert (4), in den der Diamant mit Defektzentrum gelegt wird (5). Um sicherzustellen, dass nur Licht mit der Wellenlänge von 532 nm fokussiert wird, wird zwischen die Linsen (2) und (4) ein Bandpassfilter für 532 nm gebaut (3).

Der Diamant wird auf einer SIL (6) aufgebracht. Die SIL hat einen großen Brechungsindex ($n=2.17$ bei $\lambda = 600 \text{ nm}$) und sorgt dafür, dass ein großer Teil der Einzelphotonen in die Richtung der Asphäre zum Aufsammeln (7) geleitet wird. Die beiden Asphären (7) und (9) bewirken die Faserkopplung der Einzelphotonen durch Abbildung des Defektzentrums auf den Kern der Faser. Weil das Anregungslicht teilweise mit in die Faser eingekoppelt wird und dort Fluoreszenz im Wellenlängenbereich der Einzelphotonen (590 bis 780 nm) erzeugt, muss es vor der Faserkopplung geblockt werden. Dies wird mit einem Langpassfilter (LP) für ca. 600 nm erreicht (8). Auf die Faser (10) kann ein zusätzlicher Filter für eine höhere Unterdrückung aufgebracht werden.

Die beiden Teilsysteme sind gegeneinander in x, y und z verfahrbar, um die Anregung auf das Defektzentrum einzustellen. Die SIL mit Diamanten ist gegenüber der Aufsammeloptik auch in x, y und z bewegbar, um die Faserkopplung einzustellen.

2 Grundlagen und Simulation

2.1 Einzelphotonenstatistik

2.1.1 Photonenstatistik

Im Rahmen der Quantenmechanik muss bei der Beschreibung des elektromagnetischen Feldes die Quantisierung der Feldenergie in einzelne Photonen berücksichtigt werden. Bei einer Intensitätsmessung über der Zeit ($I(t)$) treten bei Mittelung über große Messzeiten (einige Millisekunden) Fluktuationen auf, die von der Lichtquelle abhängig sind. Diese Fluktuationen sind eine charakteristische Eigenschaft der jeweiligen Quelle. Man unterscheidet drei verschiedene Arten von Photonenstatistik [15]: thermisches Licht, kohärentes Licht und nicht-klassisches Licht. Diese Klassifizierung der Lichtquellen geht auf die Kohärenz zweiter Ordnung zurück. Die Kohärenz vergleicht bestimmte Eigenschaften des Lichts zu einem beliebigen Messzeitpunkt $t = t_1$ und einem zweiten Zeitpunkt t_2 . Die Zeitdifferenz wird mit $\tau = t_2 - t_1$ bezeichnet. Die Kohärenzfunktion erster Ordnung für einen Feldoperator $E(t)$ ist durch

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{\langle E^\dagger(t) E(t + \tau) \rangle}{\langle E^\dagger(t) E(t) \rangle}$$

definiert [15]. Dabei steht † für den hermitesch konjugierten Operator und $\langle \rangle$ für zeitliche Mittelung. Die Kohärenz erster Ordnung ist ein Maß für die Interferenzfähigkeit des Lichts. Um nun klassische elektromagnetische Felder von nicht-klassischen zu unterscheiden, wird die Autokorrelationsfunktion oder auch Kohärenz zweiter Ordnung durch

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

definiert [15]. Die Autokorrelationsfunktion vergleicht also die Intensitäten zu zwei verschiedenen Zeitpunkten mit dem Abstand τ . Interessant ist nun diese Korrelationsfunktion für verschwindende Zeitdifferenz $g^{(2)}(\tau = 0)$. Ist diese größer eins, so handelt es sich um thermisches Licht, ist sie genau eins, um kohärentes Licht (z. B. Laserlicht). Ist sie kleiner als eins, so kann von nicht-klassischem Licht gesprochen werden. Bei diesem treten gleichzeitig nur sehr wenige Photonen auf, und bei einer Einzelphotonenquelle, bei der nie zwei Photonen gleichzeitig auftreten, ist $g^{(2)}(\tau = 0) = 0$. Eine solche Einzelphotonenquelle erzeugt einen Fock-Zustand $n = 1$. Wird ein höherer Fockzustand betrachtet, so ergibt sich [15]:

$$g^{(2)}(\tau = 0) = 1 - \frac{1}{n}.$$

Für den Fock-Zustand $n = 2$ ergibt sich demnach $g^{(2)}(\tau = 0) = 0.5$. Wegen nicht idealer Bedingungen im realen Aufbau ist $g^{(2)}(\tau = 0) = 0$ nicht zu erreichen.

Fehlzählungen und klassisches Streulicht sind in einer Messung nicht vermeidbar. Ergibt die Messung ein $g^{(2)}(\tau = 0) < 0.5$, muss es sich aber im Weiteren um den Fock-Zustand $n = 1$ mit Hintergrund handeln. Für große Zeiten τ wird die Autokorrelationsfunktion eins.

2.1.2 Hanbury-Brown und Twiss Aufbau

Der Hanbury-Brown und Twiss-Aufbau dient zur Messung der normierten Autokorrelationsfunktion $g^{(2)}(\tau)$. Er funktioniert folgendermaßen [10]: Das zu untersuchende Licht wird durch einen Strahlteiler in zwei Strahlen mit je 50% der Intensität des einlaufenden Strahls geteilt. Die beiden Strahlen werden auf jeweils einem Photodetektor absorbiert und gemessen. Die Photodetektoren müssen so empfindlich sein, dass sie bei einem einzelnen Photon ein Ereignis zählen. Dies ist z. B. mit Photomultipliern oder Lawinenphotodioden (*Avalanche Photo Diode*, APD) realisierbar. Nun wird die Zeitdifferenz τ zwischen dem Startsignal der Zeitmessung von Detektor 1 und des Stoppsignals von Detektor 2 gemessen. Das Auftreten eines Photons am Detektor 1 zum Start der Zeitmessung und das Auftreten des ersten Photons nach dem Start wird als Ereignis definiert. Es wird dann die Häufigkeit $h(\tau)$ eines Ereignisses mit der Zeitdifferenz τ über dieser Zeitdifferenz aufgetragen.

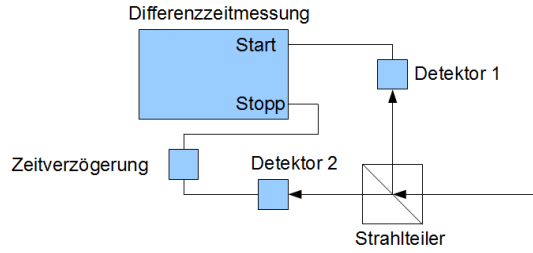


Abb. 2.1: Schematische Darstellung des Hanbury-Brown und Twiss Aufbaus zur Bestimmung der Autokorrelationsfunktion.

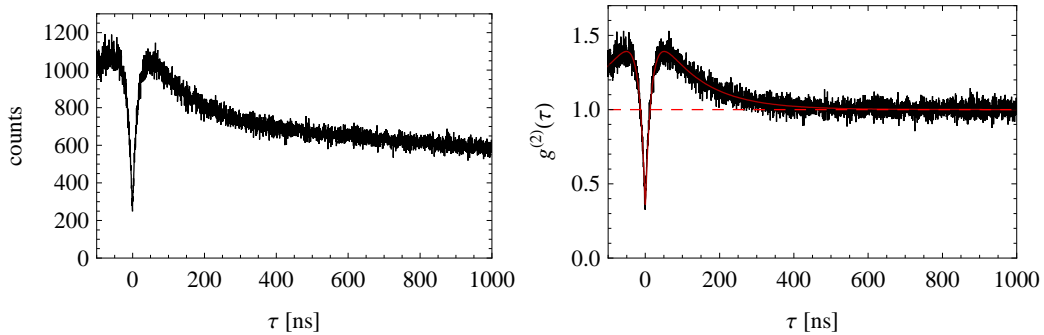


Abb. 2.2: Autokorrelationsfunktion $g^{(2)}(\tau)$ eines NV-Zentrums. Die Messdaten des Hanbury-Brown und Twiss Aufbaus (links) wurden mit Gl. (1) angepasst und anschließend mit Gl. (4) gefittet (rechts).

Um die Totzeit der Detektoren zu umgehen und um die Korrelationsfunktion auch für negative Zeitendifferenzen messen zu können, wird nach Detektor 2 eine elektronische Zeitverzögerungsstrecke eingebaut und diese zur Auswertung verrechnet.

Auf Grund des Messverfahrens beim Hanbury-Brown und Twiss Aufbau stellt die Häufigkeit $h(\tau)$ von Ereignissen mit Zeitdifferenz τ noch nicht die Autokorrelationsfunktion $g^{(2)}(\tau)$ dar. Die Häufigkeit $h(\tau)$ eines Ereignisses wird für $\tau \rightarrow \infty$ Null, da innerhalb eines Zeitintervalls $\tau \gg \tau_l$ die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von mehr als einem Photon auf Detektor 2 eins wird. Das bedeutet, dass die Zeitmessung grundsätzlich zu kleineren τ gestoppt wird und $h(\tau \rightarrow \infty) = 0$ wird. $\tau_l \simeq 13 \text{ ns}$ bezeichnet dabei die Lebensdauer des angeregten Zustands des NV-Zentrums.

Die Autokorrelationsfunktion wird aber auf Grund ihrer Definition für $\tau \gg \tau_l$ eins, wenn angenommen wird, dass die Intensität gemittelt über Zeiträume $\Delta t \gg \tau_l$ konstant ist.

Um die Messdaten $h(\tau)$ auf die theoretische Autokorrelationsfunktion umzurechnen, wird im Weiteren folgende Näherung verwendet:

$$g^{(2)}(\tau) = \alpha \cdot \frac{1}{1 - \beta \cdot \int_0^\tau h(\tau') d\tau'} \cdot h(\tau). \quad (1)$$

Das Integral $\int_0^\tau h(\tau') d\tau'$ gewichtet Messwerte zu großen τ stärker als zu kleinen τ . Für $\tau \rightarrow \infty$ konvergiert es gegen eine Konstante, für $\tau = 0$ ist es Null. Der Parameter β wird so angepasst, dass $g^{(2)}(\tau \simeq 1 \mu\text{s} \gg \tau_l \simeq 13 \text{ ns})$ konstant wird.

Der Parameter α sorgt für die Normierung $g^{(2)}(\tau \gg \tau_l) = 1$. In [12] wird die Berechnung von α aus den Zählraten, der Messzeit und der Zeitauflösung angegeben.

Die Anpassung der Messdaten mit Gleichung (1) ist zwar nur näherungsweise gültig, lässt sich aber für Zeitdifferenzen $\tau < 1 \mu\text{s}$ verwenden.

2.2 Stickstoff-Fehlstellen-Zentrum in Diamant

Diamant wird anhand seines Reinheitsgrades in verschiedene Kategorien eingeteilt. Dabei wird Diamant mit mehr als 5 ppm Stickstoffatomen dem Typ I, bei weniger als 5 ppm dem Typ II zugeordnet. Die Typen sind in Ia und Ib bzw. IIa und IIb unterteilt, wobei a für wenig und b für viel Stickstoffanteil verwendet wird. Für Einzelphotonenquellen ist der Typ Ib mit ca. 0.05% Stickstoffanteil besonders interessant, da in diesem die Anzahl der NV-Zentren gegenüber anderen Fehlstellen dominant ist. Gleichzeitig ist die Dichte der NV-Zentren in Diamant des Typs Ib so gering, dass einzelne NV-Zentren optisch aufgelöst werden können.

Im natürlichen Diamant kommen zwar NV-Zentren vor, sie werden für technische Zwecke aber durch Bestrahlung mit Stickstoffatomen zusätzlich eingebracht.

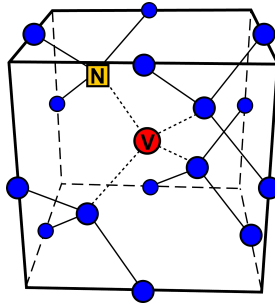


Abb. 2.3: Gitterstruktur des NV-Zentrums. Die Kohlenstoffatome sind blau, das fehlende Kohlenstoffatom ist rot (V) und das Stickstoffatom ist gelb (N).

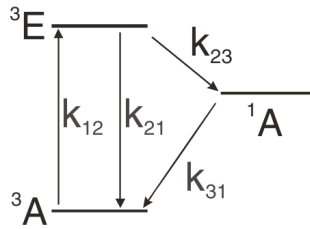


Abb. 2.4: Zustandsmodell des NV⁻-Zentrums. Es handelt sich um ein Drei-Niveau-System, bei dem der Grundzustand 3A und der obere angeregte Zustand 3E auf Grund der Hyperfeinstruktur in Triplets aufgespalten sind. Der metastabile Zwischenzustand 1A ist ein Singlet-Zustand. Die Übergangsraten sind durch k_x angegeben. Quelle: [7]

Es ist auch möglich, bei der Herstellung künstlich erzeugter Diamanten den Stickstoffanteil zu kontrollieren und dadurch höhere Konzentrationen bei höherer Reinheit herzustellen [5].

Diamant besteht aus Kohlenstoffatomen, die sich in einer Gitterstruktur anordnen, die als kubisch-flächenzentriertes (fcc) Gitter mit zwei Kohlenstoffatomen in der Basis im Abstand $1/4$ der Raumdiagonale des fcc-Gitters beschrieben werden kann. Beim NV-Zentrum fehlen zwei Kohlenstoffatome, von denen eines durch das Stickstoffatom ersetzt wird (s. Abb. 2.3). Dadurch verbleiben 5 Elektronen, die nicht an der Kristallbindung beteiligt werden. Der Triplet-Grundzustand (s. Abb. 2.4) lässt sich mit 5 Elektronen nicht erklären. Es muss ein zusätzliches Elektron beteiligt sein, so dass die Gesamtladung in der Umgebung des NV⁻-Zentrums -e ist. Es gibt auch das ungeladene NV⁰-Zentrum, das sich anhand des Spektrums vom NV⁻-Zentrum unterscheiden lässt. Die Null-Phononen-Linie des NV⁰-Zentrums liegt bei 575 nm, die des NV⁻-Zentrums bei 637 nm (s. Abb. 2.5). Die in dieser Arbeit verwendeten NV-Zentren sind NV⁻-Zentren.

Der Diamant liegt entweder in großen Stücken (*bulk*) oder als Nanodiamant vor. Nanodiamanten sind wenige zehn Nanometer groß und besitzen häufig ein einzelnes NV-Zentrum. Durch die bei Nanodiamanten sehr nah am NV-Zentrum liegende Oberfläche und die modifizierte Verspannung des Materials wird die elektronische Struktur des NV-Zentrums beeinflusst. In Abb. 2.5 ist die Null-Phononen-Linie deshalb bei 640 nm statt 637 nm.

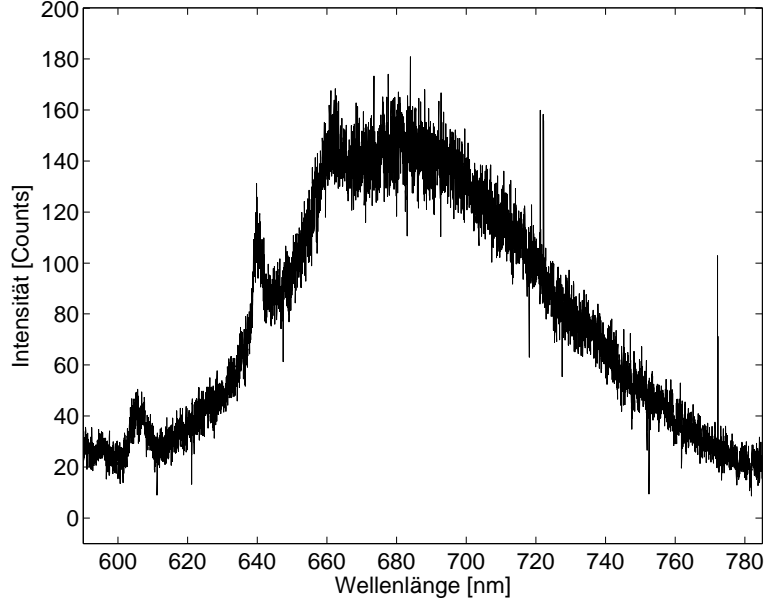


Abb. 2.5: Spektrum eines NV^- -Zentrums auf einer SIL, beobachtet mit Objektiv mit $\text{NA}=0.9$ bei Raumtemperatur. Die Null-Phononen-Linie (*zero phonon line*, ZPL) bei 640 nm ist deutlich erkennbar.

Aus den Übergangsraten (Abb. 2.4) lässt sich die maximal abgestrahlte Photonrate zu

$$I_{\max} = \frac{k_{31}(k_{21} + k_{23})\Phi}{2k_{31} + k_{23}} \quad (2)$$

bestimmen [7]. Φ ist die Quanteneffizienz der Fluoreszenz. Für die Abhängigkeit der Intensität I des NV-Zentrums von der Anregungsleistung P ergibt sich [6]

$$I(P) = \frac{I_0 P}{P_{\text{sat}} + P} \quad (3)$$

P_{sat} ist die Sättigungsanregungsleistung. Die unten gezeigten Sättigungskurven wurden zur Bestimmung von I_0 mit dieser Gleichung und zusätzlich linearem Hintergrund ausgewertet.

Auch die Autokorrelationsfunktion $g^{(2)}(\tau)$ lässt sich durch die Übergangsraten

beschreiben [7]:

$$g^{(2)}(\tau) = 1 - (K + 1)e^{k_1\tau} + K e^{k_2\tau} \quad (4)$$

mit

$$k_{1,2} = -\frac{P}{2} \pm \sqrt{\frac{P^2}{4} - Q}$$

$$P = k_{21} + k_{12} + k_{23} + k_{31} , \quad Q = k_{31}(k_{21} + k_{12}) + k_{23}(k_{31} + k_{12})$$

und

$$K = \frac{k_2 + k_{31} - k_{12} \frac{k_{23}}{k_{31}}}{k_1 - k_2}.$$

Alle gezeigten Fits der Autokorrelationsfunktion sind mit dieser Gleichung durchgeführt worden.

2.3 Veränderung der Abstrahlcharakteristik des Defektzentrums durch eine Festkörper-Immersionslinse

Festkörper-Immersionslinsen (SILs) werden in der Mikroskopie häufig zur Verbesserung des Auflösungsvermögens verwendet [8]. Es existieren Linsen mit hemisphärischer und Weierstrass-Form [9]. Hier wird die hemisphärische Form verwendet. Diese SILs bestehen aus Zirkonium-Dioxid (ZrO_2) mit der Brechzahl $n=2.17$ bei $\lambda = 600 \text{ nm}$ und haben einen Radius von 1 mm . Durch den großen Brechungsindex eignen sie sich auch zur Erhöhung der effektiven numerischen Apertur NA_{eff} des Mikroskop-Objektivs. Die NA_{eff} hängt von dem Aufswinkel α (bzw. der NA in Luft) des Objektivs und des Brechungsindex n des Mediums zwischen Objekt und Objektiv wie folgt ab:

$$\text{NA}_{\text{eff}} = n \cdot \sin(\alpha).$$

Bei Verwendung der SIL ist nur ein Teil des Raums zwischen Objekt und Objektiv mit dem Brechungsindex der SIL ausgefüllt. Liegt das Objekt (also hier das NV-Zentrum) genau im Mittelpunkt der Sphäre, so hat die sphärische Grenzschicht der SIL keine Auswirkung auf die Abstrahlrichtung. Da das NV-Zentrum sehr nah (wenige Nanometer) an der flachen Oberfläche der SIL liegt, ist für die effektive numerische Apertur nur der Brechungsindex der SIL bedeutend. Mit der SIL mit $n=2.17$ wird die NA_{eff} also 2.17 mal so groß wie die NA des Objektivs in Luft.

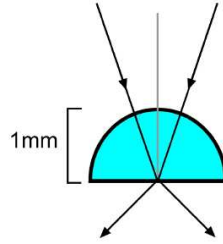


Abb. 2.6: Strahlengang durch eine SIL mit hemisphärischer Form. Quelle: [13]

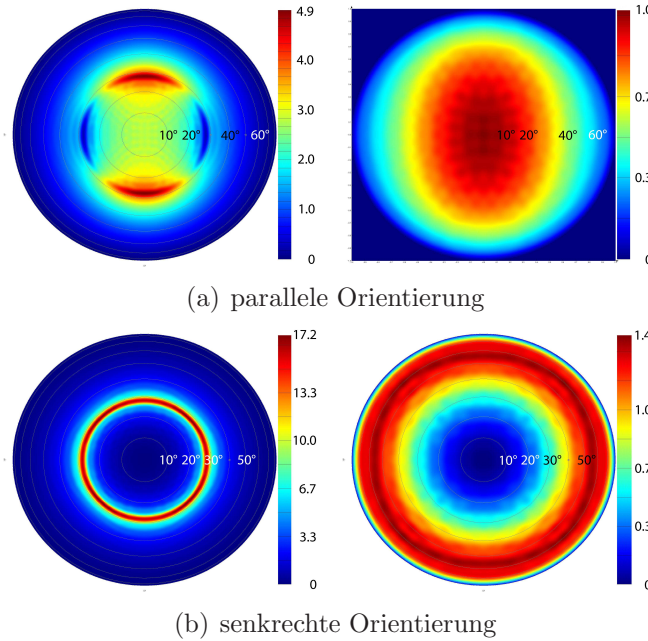


Abb. 2.7: Simulation der Abstrahlcharakteristik eines Dipols, der senkrecht (b) und parallel (a) zur Grenzfläche der flachen Seite einer SIL im Abstand von 50 nm orientiert ist. Links ist der Monitor im Dielektrikum parallel zur Oberfläche der SIL im Abstand von 100 nm, rechts ist der Monitor im gleichen Abstand in der Luft. Die Farbskala der Monitore wurde zum Vergleich der Intensitäten in den vier Abbildungen auf die kleinste Farbskala normiert. Für die Monitore in der SIL ist der Abstrahlwinkel der größten Intensität bei ca. 30° , erfordert also theoretisch ein Objektiv mit $NA > 0.5$.

Dadurch, dass der Diamant auf der flachen Oberfläche der SIL liegt und der Brechungsindex der SIL nur wenig von dem des Diamanten ($n=2.4$) abweicht, sorgt die Grenzfläche zwischen SIL und Luft dafür, dass mehr Photonen des NV-Zentrums in die SIL abgestrahlt werden als in die Luft.

Um eine genauere Betrachtung der Abstrahlcharakteristik des NV-Zentrums mit SIL zu erhalten, wurde mit Hilfe der *Finite Difference Time Domain* (FDTD) Methode [11] die Abstrahlcharakteristik eines NV-Zentrums, genähert als Dipol, in die SIL und in Luft simuliert. Die FDTD-Methode berechnet auf einem Gitter mit einstellbarer Auflösung die Maxwellgleichungen in diskreter Form für festgelegte Lichtquellen, Monitore und die zu simulierende optische Umgebung. Aus

der Bestimmung der elektrischen und magnetischen Feldstärken auf dem gesamten Gitter zu einem Zeitpunkt kann durch Auswertung der Maxwellgleichungen die gesamte Feldverteilung für einen späteren Zeitpunkt und durch Wiederholung die komplette Zeitentwicklung der Felder und damit auch der Intensitäten in diskreter Form bestimmt werden. Als Gitterabstand wurden 12 nm gewählt.

Die Simulation wurde mit dem Programm FDTD-Solutions der Firma Lumerical durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abb. 2.7 zu sehen.

Aus diesen Ergebnissen lässt sich schließen, dass ein Objektiv zum Aufsammeln des Fluoreszenzlichts des NV-Zentrums durch die sphärische Seite der SIL mit einer NA von 0.7 bzw. 0.68 ausreicht. Die Simulationen sind aber nur dann gültig, wenn die SIL eine perfekte Form hat. Das ist in der Realität nicht zu erwarten. Je nach Fertigungsgenauigkeit der SIL können die Abstrahlwinkel anders ausfallen. Auch der Abstand vom NV-Zentrum zur Oberfläche der SIL hat Auswirkung auf die Intensitätsverteilung über den Winkel. Dieser wurde hier nur für 50 nm simuliert.

Das Verhältnis der Intensitäten der Abstrahlung durch die SIL und von der SIL in Luft lässt sich aus den Daten zu etwa 10 abschätzen. Es hängt aber auch von der verwendeten NA des Objektivs und der Orientierung und dem Abstand des Dipolmoments des NV-Zentrums zur Oberfläche der SIL ab. Ein senkrecht orientierter Dipol ist mit $NA_{\text{obj}} = 0.7$ und Blick direkt auf die flache Seite der SIL vermutlich nicht zu sehen.

2.4 Simulation der Faserkoppel-effizienz mit ZEMAX

ZEMAX [21] ist eine recht umfangreiche Simulationssoftware für optische Systeme und erlaubt unter anderem die automatische Optimierung eines Systems durch Auswertung vorgegebener Eigenschaften anhand strahlenoptischer Berechnungen.

Die Einkoppel-effizienz einer Punktquelle (als Näherung für das Defektzentrum) in die Ausgangsfaser mit der verwendeten Mikrofokuso-optik (s. Kap. 3.1) wurde mit ZEMAX im sequentiellen Modus simuliert. In diesem Modus wird zur Vereinfachung nur der Strahlengang durch das optische System in einer Richtung verfolgt. Für die Berechnungen an der Aufsammel-optik genügt dieser Modus, da optische Wege in entgegengesetzter Richtung nur durch Reflexionen an den Linsenoberflächen auftreten. Diese werden nur zu einem vernachlässigbar kleinen Anteil in die Faser eingekoppelt.

Die beiden Asphären (7) und (9) in Abb. 1.1 wurden anhand der Herstellerangaben zu den Maßen und asphärischen Koeffizienten in ZEMAX eingetragen. Als Lichtquelle wurde eine Punktquelle mit einem variablen Abstand zur Asphäre (7) eingebaut. Der Abstrahlwinkel der Quelle wurde so gewählt, dass alles abgestrahlte Licht in das simulierte System gelangt und gleichzeitig den nutzbaren Öffnungswinkel ausnutzt, um bei der Berechnung der Faserkopplung den Verlust durch die Abstrahlcharakteristik der SIL auszuschließen. Es soll hier nur die Güte

der Faserkopplung untersucht werden. In der realen Optik ist die z-Position (z in Richtung der Strahlachse) der zweiten Asphäre (9) gegenüber dem restlichen System verstellbar. Dies ist in ZEMAX so nicht simulierbar. Deshalb wurde der Abstand zwischen den beiden Asphären fest eingestellt, gerade so, dass die Gesamtlänge des Systems ungefähr mit der des realen Systems übereinstimmt. Diese Vorgabe wirkt sich auf das Ergebnis kaum aus, wenn der Strahlengang zwischen den Asphären gut kollimiert ist. Um die Verstellbarkeit der z-Achse der Asphäre (9) nun zu simulieren, wurde der Abstand zwischen der Asphäre (9) und der Faserfacette variabel gewählt. Die beiden variablen Abstände wurden von ZEMAX mittels Optimierung der Faserkuppeffizienz eingestellt.

Zur Berechnung der Einkuppeffizienz wird in ZEMAX die NA und der Modenfelddurchmesser der Faser (Single-Mode) eingegeben. Die Faser wurde auf der z-Achse positioniert. ZEMAX wertet mit der Funktion "Fiber-Coupling-Efficiency" (FICL) nun den Energietransport und die Übereinstimmung der Moden für das System (*System Efficiency*) und für den Eingang in die Faser aus (*Receiver Efficiency*). Daraus wird dann die Gesamtkuppeffizienz bestimmt (*Coupling Efficiency*). Die Berechnung kann jeweils nur für eine feste Wellenlänge ausgeführt werden. In der Berechnung kann außerdem die Polarisation berücksichtigt werden. Wird diese Option verwendet, wird die Transmission durch das System durch Absorption in den Linsen und Reflexionen an den Oberflächen beeinflusst. Da die verwendeten Linsen eine Anti-Reflexionsbeschichtung für 600 nm bis 1050 nm besitzen und diese in ZEMAX nicht mit simuliert wurden, ist nur die Berechnung ohne Berücksichtigung der Polarisation zu verwenden.

In Abb. 2.9 sind die Ergebnisse der Berechnung der *Coupling Efficiency* für Wellenlängen zwischen 600 nm und 830 nm dargestellt. In diesem Bereich liegt das Spektrum des NV-Zentrums. Das Maximum des Spektrums liegt bei etwa 680 nm. Die Faserkuppeffizienz ohne Berücksichtigung der *System Efficiency* bei 680 nm beträgt 23.6%. Für die umliegenden Wellenlängen ist die Kuppeffizienz kleiner, erst für große Wellenlängen wird sie größer.

In Abb. 2.8 unten ist die Fokusgröße in der Ebene der Faserfacette für 600 nm, 680 nm und 830 nm abgebildet. Die variablen Abstände wurden für diese Graphik für 680 nm optimiert. Die Fokusgrößen für die nicht optimierten Wellenlängen haben einen bis zu drei mal größeren Durchmesser. Das bedeutet, dass fast nur Licht der optimierten Wellenlänge gekoppelt wird. Um das zu vermeiden, müssten Achromaten eingesetzt werden, die in dieser Größe nicht erhältlich sind.

Um die tatsächliche Kuppeffizienz für Einzelphotonen zu bestimmen, müsste die Kuppeffizienz für jede Wellenlänge gewichtet mit der relativen Intensität dieser Wellenlänge im Spektrum des NV-Zentrums bei einer festen Einstellung der Abstände bestimmt und diese dann aufaddiert werden. Diese sehr aufwendige Berechnung wurde nicht durchgeführt. Eine grobe Abschätzung für eine obere Schranke ist jedoch möglich, wenn man annimmt, dass etwa die Hälfte der Photonen im Spektrum um 680 nm mit den bestimmten 23.6% und alle anderen Wellenlängenbereiche überhaupt nicht gekoppelt werden, wenn das System

auf die Kopplung von 680 nm optimiert wird. Die Gesamtkoppeffizienz ist dann maximal 11.8%.

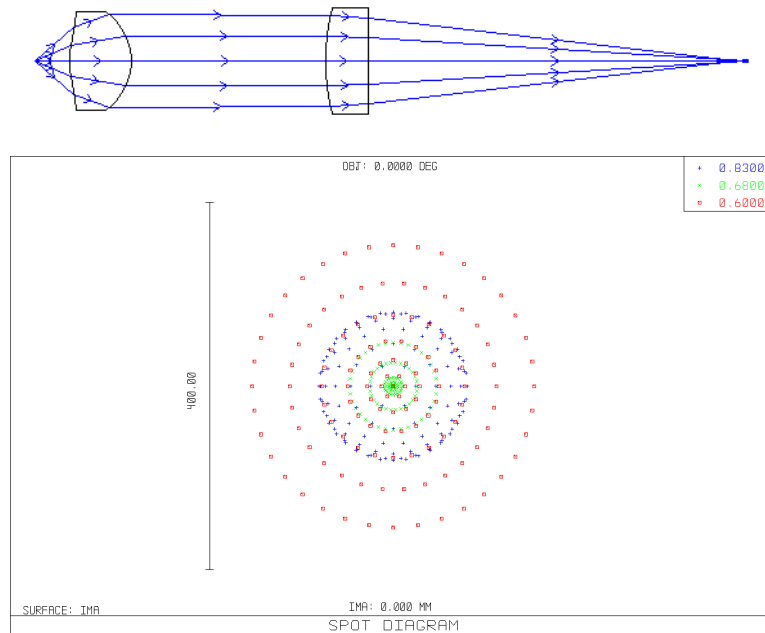


Abb. 2.8: ZEMAX-Simulation: Strahlengang durch das System. Links liegt die Punktquelle und rechts die Faser zum Einkopplern.

Unten: Spotgröße in der Ebene der Faserfacette für $\lambda = 600$ nm (rot), 680 nm (grün) und 830 nm (blau), optimiert für 680 nm. Der größte dargestellte Durchmesser für $\lambda = 600$ nm ist ca. $300 \mu\text{m}$ groß.

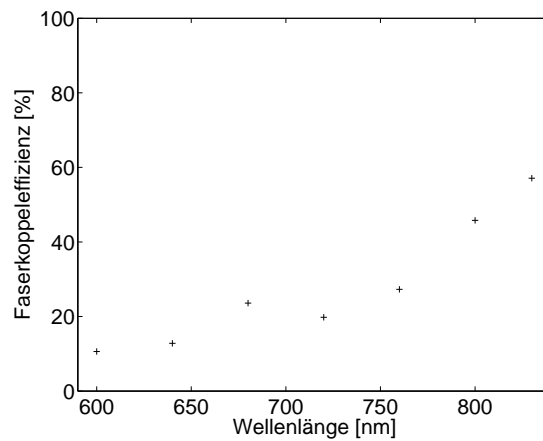


Abb. 2.9: Faserkoppel-effizienz für verschiedene Wellenlängen. Die Abstände zwischen den Objekten wurden automatisch angepasst, um die Koppel-effizienz zu maximieren.

3 Design und Konstruktion

3.1 Auswahl der Optiken und Filter

Die Faserein- und Auskopplung sowie die Fokussierung der Anregung auf das NV-Zentrum im Diamanten und die Kollimation des aufgesammelten Einzelphotonenlichts erfolgen mit Faseroptiken der Schäfter und Kirchhoff GmbH. Diese Optiken bieten eine Faserkollimation und die Möglichkeit, beliebige Linsen und Filter anzubauen. Sie haben einen Durchmesser von 12 mm und erlauben dadurch einen sehr kleinen Aufbau.

Für die Anregung wird der Faserkollimator 60FC-4-A15-01 zusammen mit einem Laserlinefilter 5F-BP-532-10-L (Bandpass 532 nm, Halbwertsbreite 10 nm) und der Mikrofokusoptik 5M-A6.2-01-S mit einer Brennweite von 6.2 mm und einer NA von 0.4 verwendet. Die Linsen sind mit einer Anti-Reflex-Beschichtung für 370-600 nm versehen. Der Faseranschluss ist vom Typ FC-APC und hat eine um 8° schrägorientierte Koppelachse, so dass Reflexionen am Faserende in die Optik vermieden werden. Der Filter dient zur Unterdrückung der Fluoreszenz, die in der Faser bei Leitung des Anregungslichts entsteht. Diese ist im Wellenlängenbereich der Einzelphotonen und muss deshalb vor dem NV-Zentrum gefiltert werden.

Für die Einkopplung der Einzelphotonen wird eine ähnliche Optik verwendet. Sie besteht aus dem Faserkollimator 60FC-0-A18-02 und der Mikrofokusoptik 5M-A3.1-02-S. Die hier verbauten Linsen sind mit einer Anti-Reflexions-Beschichtung für 600-1050 nm versehen. Die Filter zur Unterdrückung des Anregungslichts vor der Faser zur Leitung der Einzelphotonen wurden mit Hilfe des Transferverfahrens der Firma OIB Jena [19] auf die Asphäre zur Faserkopplung und direkt auf die Faserfacette aufgebracht.

Als Faser wird eine Single-Mode-Faser für 680 nm Wellenlänge verwendet. Ihr Modenfelddurchmesser beträgt 3.8 μm . Die Asphäre zur Fasereinkopplung des kollimierten Strahls hat eine Brennweite von 18.4 mm, die Asphäre zur Kollimation der Einzelphotonen hat eine Brennweite von 3.1 mm. Daraus ergibt sich ein Abbildungsmaßstab a zwischen der Probe und der Faser von

$$a = \frac{18.4}{3.1} = 5.94.$$

Mit der Annahme, dass nur Licht innerhalb des Modenfelddurchmessers in die Faser gelangt, erhält man für den in die Faser eingekoppelten Bereich auf der Probe einen Durchmesser von $3.8 \mu\text{m} / 5.94 = 640 \text{ nm}$. Sollte die Aufsammel-Optik eine größere Halbwertsbreite des Strahlprofils im Fokus als 640 nm haben, würde ein Teil des Fluoreszenzlichts des NV-Zentrums nicht eingekoppelt werden können.

Bei der Auswahl muss besonders auch der Arbeitsabstand der Aufsammeloptik von mehr als 1 mm (Radius der SIL) berücksichtigt werden. Dadurch wird die verwendbare NA zum Aufsammeln begrenzt.

Ein Vorteil der fasergebundenen Optiken von Schäfter+Kirchhoff ist die Einstellbarkeit der z-Position der Asphäre zur Faserkollimation. Dadurch kann je

nach verwendeter Wellenlänge die Kollimation zwischen den Asphären optimal eingestellt werden.

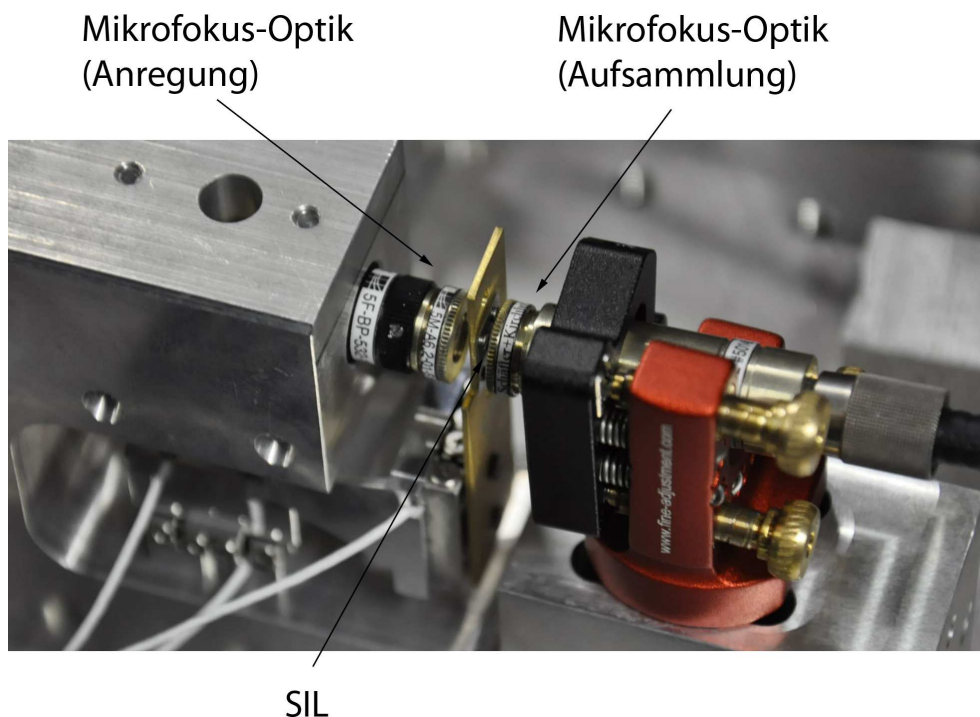


Abb. 3.1: Foto der Mikrofokusoptiken im fertig eingerichteten System. Die SIL ist auf dem Messing-SIL-Halter montiert, der die Betrachtung mit $NA=0.9$ zulässt.

3.2 Präparation der SIL mit Diamanten

Die verwendeten Nanodiamanten mit NV-Zentren müssen auf der SIL so aufgebracht werden, dass in der Mitte der flachen Seite der SIL einige Diamanten zur Untersuchung zur Verfügung stehen, gleichzeitig aber der Abstand der NV-Zentren so groß ist, dass sie einzeln aufgelöst werden können. Um dies zu erreichen, wird die im Folgenden beschriebene Präparationsmethode verwendet.

Vor der Präparation der SIL muss diese gereinigt werden, um den Fluoreszenzhintergrund möglichst klein zu halten. In den meisten Fällen reichte eine Reinigung mit Hellmanex II der Firma Hellma Analytics 40 Minuten im Ultraschallbad bei ca. 30°C aus. Für eine bessere Reinigung kann vorher noch mit Aceton und Methanol gereinigt werden. Durch Hintergrundmessungen an leeren SILs wurde festgestellt, dass diese Reinigung nicht unbedingt nötig ist.

Die Diamanten liegen in einer Wasserlösung vor. Ihre Größe ist kleiner als 50nm und im Mittel etwa 25nm . In der Lösung sind außer den Diamanten auch weitere Verunreinigungen enthalten. Diese werden in einem ersten Schritt durch Zentrifugieren weitgehend entfernt. Dazu wird eine feste Menge Lösung (z. B.

1 ml) 30 Minuten lang bei 14000 Umdrehungen pro Minute (Upm) zentrifugiert. Anschließend wird die Flüssigkeit abgegossen, so dass nur noch die schweren Diamanten am Boden des Gefäßes bleiben. Dann werden die Diamanten wieder mit der gleichen Menge deionisiertem Wasser aufgefüllt. Im Ultraschallbad werden sie 30 Minuten lang mit dem sauberen Wasser durchmischt. Der ganze Vorgang wird mehrfach (etwa 10 mal, je nach erforderlichem Reinheitsgrad) wiederholt. Am Ende steht eine saubere Diamant-Lösung zur Verfügung.

Im Idealfall befinden sich auf der Probe so viele Diamanten, dass auf einer Fläche von ca. $10\text{ }\mu\text{m} \times 10\text{ }\mu\text{m}$ einige zu finden sind. Es dürfen allerdings auch nur so viele sein, dass der Großteil einzeln liegt, also mit einem minimalen Abstand von $2\text{ }\mu\text{m}$. Bei einem Abstand, der in der Größenordnung der Auflösung des optischen Aufbaus liegt, tragen die nebenliegenden Diamanten zu einem hohen Hintergrund in der Autokorrelationsfunktion bei.

Um diese ideale Verteilung möglichst gut zu realisieren, werden verschiedene Verfahren zum Aufbringen der Diamanten auf einer SIL oder einem Deckglas verwendet. Dabei kommt es auch darauf an, wie hoch die Konzentration von Diamanten in der Lösung ist. Zur besseren Verteilung der Diamanten auf der Probe wird zusätzlich noch Polyvinylalkohol (PVA) zur Lösung gemischt. Bewährt hat sich in der Praxis ein Mischungsverhältnis von 1:2 von zentrifugierter Diamantlösung zu deionisiertem Wasser und insgesamt etwa 0.02% PVA.

Eine kleine Menge der fertigen Lösung wird dann auf die Probe aufgebracht. Durch das Spincoatingverfahren (schnelles Drehen der Probe und gleichzeitiges Auftragen der Lösung) werden die Diamanten verteilt. Bei zu hoher Drehzahl befanden sich grundsätzlich keine Diamanten mehr auf der Probe, bei zu langsamer Drehzahl zu viele. Die ideale Drehzahl für das Spincoatingverfahren muss durch Ausprobieren festgelegt werden. Typische Drehzahlen sind zwischen 500 Upm und 2000 Upm.

3.3 Halterung der SIL

Die fertig präparierte SIL wird in einen dafür entwickelten Halter eingebaut. Zunächst wurde ein für frühere Untersuchungen bereits verwendeter Halter eingesetzt, der lediglich mit einem Adapter-Blech an der Positioniervorrichtung befestigt wurde. Dieser SIL-Halter hat jedoch den Nachteil, dass er auf die beiden Seiten der SIL nur einen Blickwinkel von etwa 45° ($\text{NA}=0.7$) zulässt. Das ist ausreichend für das fertige Einzelphotonen-System. Allerdings ist es zur Einrichtung hilfreich, mit einem Objektiv mit größerer numerischer Apertur (bis $\text{NA}=0.9$) aufzusammeln. Daher wurde eine neue Version des SIL-Halters konstruiert, die eine maximale NA von 0.9 zulässt und außerdem platzsparend direkt an der Positioniervorrichtung montiert werden kann. Durch diesen Halter ist ein Mitutoyo-Objektiv mit einem Arbeitsabstand von 1.3 mm und einer NA von 0.9 für Messungen an der SIL und zum Einrichten verwendbar.

3.4 Positionierung der SIL

Als Positioniervorrichtung für die Diamanten auf der SIL wird ein 3D-Piezo-System der Firma SmarAct [20] verwendet. Dieses hat drei Translationsachsen und keine Drehachsen. Das ganze 3D-System ist nur etwa 40 mm x 30 mm x 25 mm groß. Die Achsen sind vom Typ SLC-1720.

Das Funktionsprinzip einer Achse ist folgendes (s. Abb. 3.2): Der Schlitten ist gegen die Führung mit einem halb haftenden Material gegen Verrutschen gesichert. Dadurch wird eine Haltekraft erzeugt. Das halb haftende Material auf der Seite der Führung kann mit einem Piezo bewegt werden. Wird der Piezo langsam bewegt, bewegt sich auch der Schlitten langsam mit (Scan-Mode). Wird der Piezo sehr schnell bewegt, dann wird die Trägheitskraft des Schlittens größer als die Haltekraft und der Schlitten bewegt sich nicht mit. Wird der Piezo wieder an seine Ausgangsposition gestellt, dann bewegt sich der Schlitten um einen Schritt (Step-Mode).

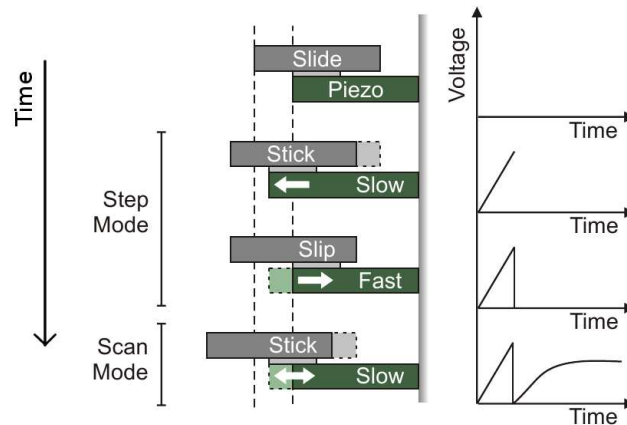


Abb. 3.2: Funktionsprinzip einer Achse des Piezo-Systems. Quelle: [16].

Die wichtigen Eigenschaften einer Achse sind laut Hersteller:

Haltekraft:	3 N
Verfahrbereich:	12 mm
Schrittgröße:	50 - 500 nm
Piezo-Weg:	ca. 750 nm
Auflösung:	Sub-Nanometer

Außerdem gibt der Hersteller an, dass ein horizontaler oder vertikaler Einbau möglich sei. Die Achsen sind auch mit zusätzlichem Nano-Positionssensor erhältlich. Aus Kostengründen wurde auf diese Option jedoch verzichtet.

Die oben gezeigten Eigenschaften erfüllen die Anforderungen für das Suchen von NV-Zentren auf der SIL. Mit einer Schrittgröße von 50 nm lassen sich mehrere Mikrometer große Bereiche mit der nötigen Auflösung scannen.

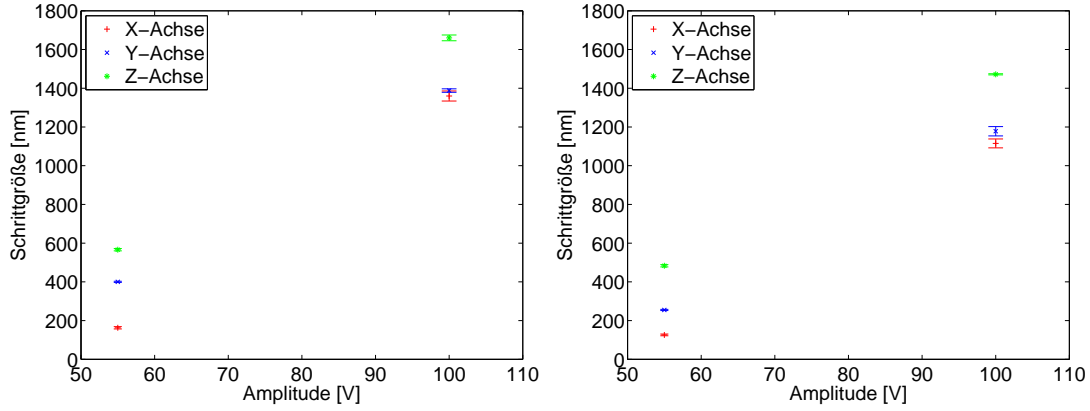


Abb. 3.3: Schrittgrößen der drei Achsen in Abhängigkeit der Amplitude für beide Fahrtrichtungen. Die Schritte jeder Achse für den Hinweg wurden links, die für den Rückweg rechts zusammengefasst in einer Graphik dargestellt. Die Werte für 100 Volt wurden bei $f = 1$ kHz, die Werte für 55 Volt bei $f = 4$ kHz gemessen.

Die Ansteuerung des Systems erfolgt über einen mitgelieferten Controller. Dieser besitzt selbst Bedienelemente, kann aber auch über eine USB-Schnittstelle vom Computer gesteuert werden. Dafür wurde eine Steuersoftware in LabView implementiert, die außerdem die Zählrate der APDs auslesen kann. Dadurch wird es möglich, die SIL in der Ebene zu verfahren (scannen) und dabei ein Bild zu bekommen, auf dem Diamanten mit NV-Zentren identifizierbar sind.

Bei der Implementierung des 2D-Intensitätsscans im Step-Mode hat sich herausgestellt, dass die Schrittgröße nicht allein von der Spannungsamplitude der Piezos abhängt, sondern auch von der Frequenz und Richtung der Schritte. Die Schrittgrößen wurden für jede Achse und Richtung für eine möglichst kleine und eine große Amplitude bei fester Frequenz vermessen, indem eine bekannte Länge mehrfach gefahren und dabei die Anzahl der Schritte gezählt wurde. Die kleinen Schritte wurden bei der Amplitude von ca. 55 Volt gewählt, so dass alle Achsen gerade noch Schritte ausführen. Aus Gründen der Messzeit wurde dafür eine Frequenz von 4 kHz verwendet. Die großen Schritte wurden bei der maximalen Amplitude von ca. 100 Volt gemessen, aber mit einer Frequenz von 1 kHz. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abb. 3.3 dargestellt. Die Unsicherheit wurde durch Mittelwertbildung bestimmt. Diese Unsicherheit gibt dabei hauptsächlich die zufälligen Abweichungen des Ablesens der gefahrenen Weglänge an. Die relative zufällige Unsicherheit vom Ablesen liegt für alle Achsen, Richtungen und Amplituden in der Größenordnung von einigen Prozent.

Wegen der hohen Messzeit für kleinere Schrittgrößen bei niedrigen Frequenzen wurden nur die abgebildeten Werte systematisch vermessen. Um sinnvolle Werte auszuwählen, wurden auch andere Werte kurz getestet. Außerdem wurde die Funktionalität des Scannens an einem Kupfer-Lochgitter mit einer Gitterkonstante von $12.7 \mu\text{m}$ getestet. Dabei stellte sich heraus, dass die Schrittgrößen bei fester Amplitude von der Frequenz, der Belastung in Fahrtrichtung und von der Um-

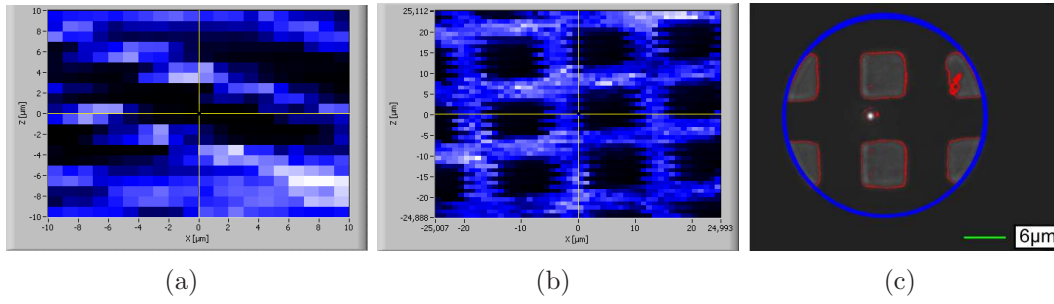


Abb. 3.4: Test der Scan-Funktion mit einem Lochgitter mit Gitterkonstante $12.7 \mu\text{m}$. In Bild (a) wurden die in Abb. 3.3 bestimmten Schrittgrößen verwendet. In Bild (b) wurde der Faktor 0.82 in das Verhältnis der Schrittgrößen der beiden Fahrtrichtungen der x-Achse eingebaut, um die Verzerrungen in Bild (a) auszugleichen. Die Bezeichnung der zweiten Achse mit Z in Bild (a) und (b) stammt aus einer anderen Achsenbenennung während der Software-Entwicklung. Gemeint ist die y-Achse im optischen Aufbau. Aus der Kenntnis der Gitterkonstanten lässt sich eine Abweichung der Achsenbeschriftung von etwa 20% nach oben feststellen. In Bild (c) ist das Gitter unter Weißlichtbeleuchtung auf der Kamera abgebildet. Bild (c) wurde in einem anderen Aufbau erstellt, deshalb ist der Drehwinkel des Gitters zur x-Achse in (b) und (c) unterschiedlich.

gebungstemperatur abhängen. Diese Abhängigkeiten sind besonders bei kleinen Schritten groß. Bei der Amplitude von ca. 55 Volt war festzustellen, dass allein eine Temperaturänderung von ca. 30°C auf 23°C dazu führt, dass die x-Achse keine Schritte mehr ausführt. Außerdem kann eine Lageänderung zum Stillstand der Achse führen. Die Schrittgrößen bei 55 Volt Amplitude wurden bei 4 kHz gemessen. Bei etwa 100 Hz Schrittfrequenz werden sie einige Prozent größer. Der größte Wert für die Schrittgrößen bei 55 Volt liegt bei etwa 600 nm. Das bedeutet, dass die Schrittbewegung bei 55 Volt Amplitude zwar eine Auflösung in der Größenordnung der optischen Auflösung bietet, aber gegenüber Umwelteinflüssen nicht stabil genug ist.

Die Abhängigkeit von Temperatur und Schrittfrequenz der Schritte bei 100 Volt Amplitude erwies sich als ausreichend zum Scannen. Je nach Aufbau des Systems müssen die Achsen (hauptsächlich die x-Achse) sowohl in Richtung der Erdbeschleunigung wie auch senkrecht dazu fahren. Die Belastung durch die Schwerkraft beeinflusst die Schrittgröße so stark, dass der Scan mit den oben bestimmten Schrittgrößen unbrauchbar wird. Um dieses Problem zu umgehen, wurde ein Faktor eingeführt, der die Schrittgröße in einer Richtung der x-Achse verändert. Die Scan-Tests an dem Gitter in Abb. 3.4 zeigen, dass dadurch die Proportionen des Scans verbessert werden können. Dieser Faktor muss allerdings dem jeweiligen Messaufbau angepasst werden.

Auf Grund der geringen Stabilität bei 55 Volt Amplitude bleibt nur die Verwendung der Amplitude von 100 Volt. Die Schrittgröße liegt dann bei $1.1 \mu\text{m}$ bis $1.6 \mu\text{m}$. Die optische Auflösung liegt in der Größenordnung von $1 \mu\text{m}$. Das bedeutet, dass die Schrittgröße bei 100 Volt Amplitude das Auffinden von Diamanten mit NV-Zentren erschwert. Durch Verwendung der Schritte bei 100 Volt Amplitude für den *Step Mode* und zusätzliche Verwendung des Piezo-Scans (*Scan Mode*) ist das Auffinden von Defektzentren möglich.

Alle hier aufgetretenen Probleme ließen sich durch die Verwendung von Nano-Positionssensoren vermeiden. Mit Sensoren wäre außerdem eine automatisierte Einrichtung von NV-Zentren realisierbar.

3.5 Gehäusedesign

Für die beiden Mini-Optiken und die Positioniervorrichtung wurde ein Gehäuse gebaut, das einen möglichst kleinen und stabilen Aufbau ermöglicht. Außerdem sind Zugentlastungen für die Faser zum Anregen und die Faser für die Einzelphotonen notwendig. Diese vergrößern den Aufbau in der Länge, verbessern aber die Stabilität.

Das Gehäuse bekam die Maße 200 mm x 80 mm x 30 mm. Es wurden zwei wesentliche Eigenschaften implementiert: Erstens wurde eine der Optiken mit einem 1/2-Zoll Spiegelhalter der Serie “Jupiter” (besonders stabiler Aufbau) der Firma FineAdjustment [18] befestigt. Dieser besitzt drei Schrauben mit einer Steigung von 0.15 mm. Durch Verwendung einer der drei Schrauben ist eine Bewegung des Fokus der Mikrofokusoptik in der x,y-Ebene möglich, wenn alle drei Schrauben verwendet werden, ist eine Bewegung in z-Richtung (entlang der Strahlrichtung) möglich. Die Bewegung in der x,y-Ebene ist zwar eine kreisförmige Bewegung, bei der auch die z-Achse mit verstellt wird, für Auslenkungen kleiner als 100 μm ist das aber vernachlässigbar. Nimmt man an, dass eine Schraube von Hand auf 10° genau eingestellt werden kann, dann ergibt sich als Positioniergenauigkeit für den Fokus in der x,y-Ebene 3.4 μm , für die Positioniergenauigkeit in z-Richtung etwa 4.2 μm (s. Anhang). In der Realität ist die Einstellbarkeit etwas genauer, da die Schrauben genauer als auf 10° eingestellt werden können. Zweitens wurde das Gehäuse teilbar entwickelt, so dass für die Einrichtung der Spiegelhalter mit einer der Mikrofokusoptiken gegen ein größeres Objektiv ersetzt werden kann.

3.6 Anregungslaser

Für die Anregung wurde ein besonders kleiner fasergekoppelter Laser gebaut. Um die geringe Größe zu erreichen, wurde dafür ein grüner Laserpointer mit $\lambda = 532\text{ nm}$ und laut Hersteller 50 mW Ausgangsleistung fasergekoppelt. Um eine ausreichende Faserkoppeleffizienz zu erreichen, wurde ein Faserkollimator der Firma Schäfter und Kirchhoff GmbH [22] eingesetzt, dessen Asphäre zur Einkoppelung in der z-Achse verstellbar ist. Das ist nötig, da der Strahl des Laserpointers leicht divergent ist. Um die Brennweite für die Asphäre zu bestimmen, wurde das Strahlprofil etwa 60 mm hinter dem Ausgang des Laserpointers vermessen, um den Strahldurchmesser bestimmen zu können. Dazu wurde der Strahl mit der Kante einer Rasierklinge, die auf einem Mikrometertisch befestigt wurde, durch Fahren des Tisches abgedunkelt und zu verschiedenen Tischpositionen die Leistung des abgedunkelten Strahls mit einem digitalen Leistungsmessgerät der Firma Thorlabs vermessen. Die Messdaten und auch das durch numerische Dif-

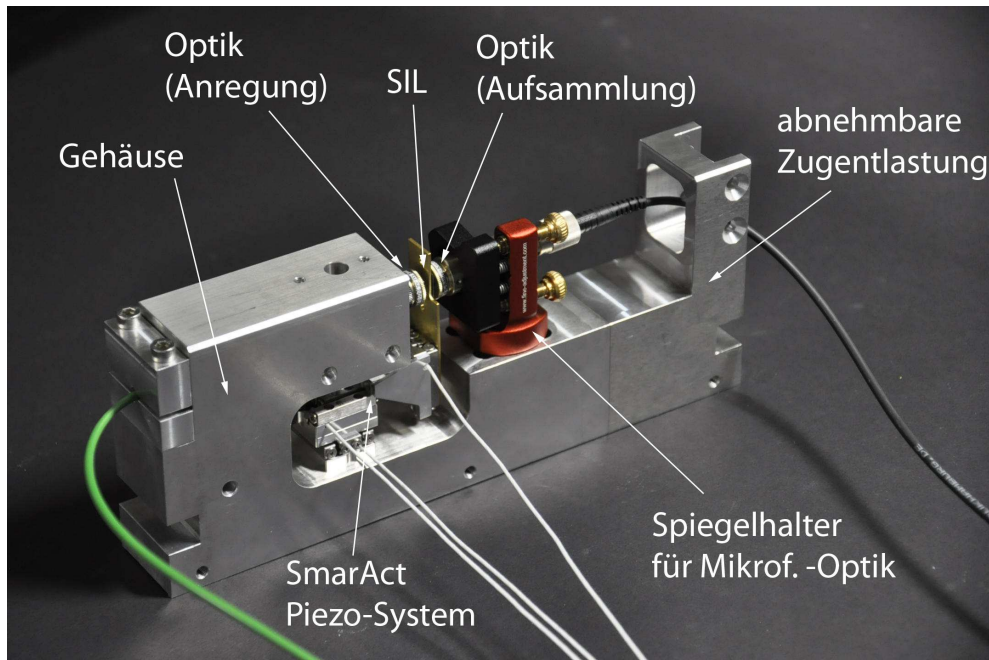


Abb. 3.5: Das aufgebaute System. Zu sehen ist das Gehäuse, in dem eine Mikrofokusoptik fest verschraubt ist und der Spiegelhalter, auf dem die andere Optik montiert ist. Das Positioniersystem für die SIL liegt unterhalb des Strahlengangs. Die Gesamtlänge des Systems ist 200 mm.

ferentiation bestimmte Strahlprofil sind in Abb. 3.6 dargestellt. Der Strahldurchmesser ergibt sich aus der Differenz der beiden Punkte, an denen die Intensität vom Maximum auf das $1/e^2$ -fache abgefallen ist. Der Strahldurchmesser ist also $d = 1.2 \text{ mm}$. Mit der folgenden Beziehung [17] lässt sich daraus zusammen mit der numerischen Apertur der Faser $NA = 0.13$ die nötige Brennweite f der Asphäre bestimmen:

$$d = 2 \cdot f \cdot NA \cdot 0.82 \Leftrightarrow f = \frac{d}{1.64 \cdot NA} = 5.63 \text{ mm}.$$

Der Faktor 0.82 ist für die Anpassung der Definitionen von Strahldurchmesser (Intensitätsabfall auf $1/e^2 = 13.5\%$) und numerischer Apertur (Intensitätsabfall auf 5%) nötig. Ansonsten ist die Beziehung einfache Trigonometrie. Als Brennweite wurde die nächstliegende $f = 6.24 \text{ mm}$ gewählt. Die mit diesem Koppler erreichte Einkoppeleffizienz beträgt etwa 20%.

Die Leistungseinstellung des Lasers wurde durch eine einfache Spannungsregelung realisiert. Bei Betrieb mit der vorgesehenen Spannung von 3 Volt ist die Gesamtausgangsleistung zwar etwa 50 mW, durch Untersuchung des Laserlichts mit einem Kurzpassfilter (SP), der $\lambda = 1064 \text{ nm}$ blockiert und $\lambda = 532 \text{ nm}$ durchlässt, stellt sich jedoch heraus, dass nur ca. 4 mW bei $\lambda = 532 \text{ nm}$ abgestrahlt werden. Für die Anregung stehen hinter der Mikrofokusoptik etwa $500 \mu\text{W}$ zur Verfügung.

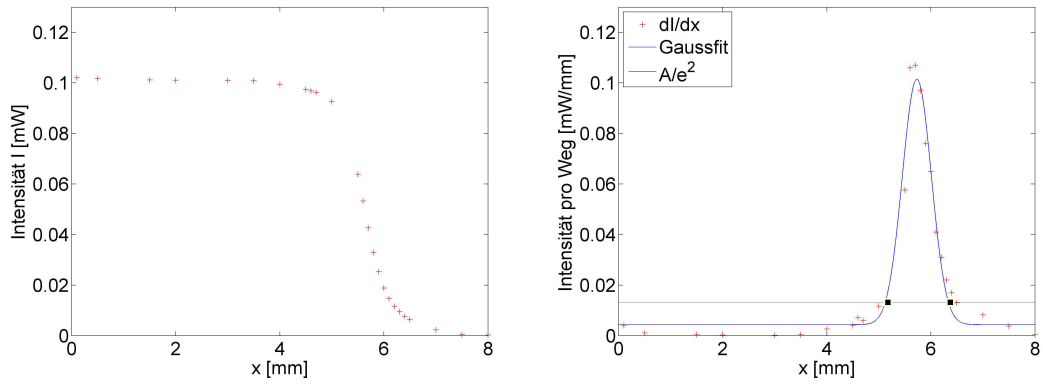


Abb. 3.6: Vermessung des Strahlprofils des Laserpointers.

Links: Intensitätsmessdaten in Abhängigkeit des Ortes der Rasierklinge.

Rechts: Numerische Differentiation der Messdaten und Fit mit Gaußprofil. Die Markierungen geben den Intensitätsabfall um $1/e^2$ gegenüber dem Maximum an. Der Abstand der Markierungen (Strahldurchmesser) ist 1.2 mm.

4 Charakterisierung des Systems und Ergebnisse

Von den verschiedenen SILs, die mit Diamanten versehen wurden, wurde eine ausgewählt, auf der so viele Diamanten liegen, dass beim Betrachten kleiner Bereiche ($10\text{ }\mu\text{m} \times 10\text{ }\mu\text{m}$) in der Mitte der Hemisphäre der SIL einige NV-Zentren zu finden sind. Das führt zwar stellenweise zu einem erhöhten Hintergrund, erleichtert aber die Einrichtung. Alle im Folgenden gezeigten Messergebnisse wurden an dieser SIL aufgenommen.

In diesem Kapitel soll gezeigt werden, welchen Einfluss die zum Betrachten der NV-Zentren auf der SIL verwendete Optik auf die Ergebnisse hat.

4.1 Konfokales Mikroskop

Zunächst wird kurz auf den Messaufbau eingegangen, der für die hier gezeigten Ergebnisse verwendet wurde. Es handelt sich um den Aufbau eines konfokalen Mikroskops [6] mit integrierter Strahlsteuerung und drei verschiedenen Messgeräten: eine Kamera, ein Spektrometer und ein Hanbury-Brown und Twiss Aufbau mit zwei APDs. Die APDs haben eine Quanteneffizienz von 50%. Das bedeutet, dass die tatsächlichen Photonennraten doppelt so groß wie die gemessenen sind.

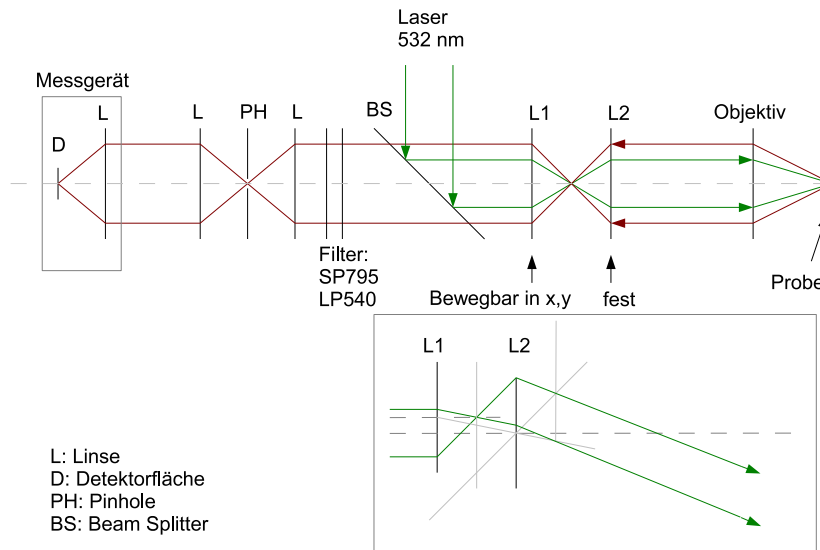


Abb. 4.1: Schematischer Aufbau eines konfokalen Mikroskops mit integrierter Strahlsteuerung. Für die Konstruktion der Strahlableitung wurden ideale Linsen verwendet. Trotz sehr großem Ablenkwinkel ist der Strahl gut kollimiert.

Der Strahlteiler besitzt für alle Wellenlängen 90% Transmission und 10% Reflexion. Dieser Strahlteiler ermöglicht die Verwendung von Lasern mit verschiedenen Wellenlängen. Es ist jedoch zu beachten, dass dadurch die Photonenzählraten um 10% reduziert werden.

Die Strahlsteuerung wird durch die Bewegung der Linse L1 in Abb. 4.1 in der x,y-Ebene realisiert. Die Verschiebung der Linse L1 bewirkt vor dem Objektiv eine Richtungsänderung des Strahls, so dass der Fokus des Objektivs auf der Probe in der x,y-Ebene verschoben wird. Da bei dieser Verschiebung auch bei Ablenk winkeln von einigen Grad der Strahl kollimiert bleibt, bleibt der Fokus des Objektivs in z-Richtung auf der Probe.

Das Pinhole (Lochblende) sorgt dafür, dass nur Licht aus einem bestimmten Bereich der Probe in x, y und z zum Detektor gelangt.

4.2 Untersuchung des Strahlprofils der verwendeten Optiken im Fokus

Es wurde für die Mitutoyo-Objektive mit $NA=0.7$ und $NA=0.9$ ein Kamerabild der Reflexion von Licht mit $\lambda = 532 \text{ nm}$ auf der flachen Seite der SIL durch die runde Seite aufgenommen. Dazu wurde die Position der SIL so gewählt, dass die Intensität und Symmetrie optimal wurden. Die Kamera liefert für jedes Pixel des Sensors (1344×1024) den Intensitätswert. Zur Auswertung wird eine Pixelzeile aus dem Bild geschnitten, die durch das Maximum läuft. Das Hauptmaximum wird dann ohne Berücksichtigung der Nebenmaxima mit einem Gaußprofil gefittet. Die Halbwertsbreite (*Full Width at Half Maximum*, FWHM) des Gaußfits wird dann als Strahldurchmesser im Fokus verwendet. Um den erhaltenen Wert in Pixeln in eine SI-Einheit umzurechnen, muss die Vergrößerung in der optischen Abbildung zwischen Reflexionsschicht und Bildsensor und die Größe eines Pixels auf dem Bildsensor bekannt sein. Da der Hersteller keine Angaben zu der in der Kamera verbauten Optik macht, ist eine einfache Umrechnung nicht möglich. Aus diesem Grund wird der Vergleich der Optiken im folgenden in der Einheit Pixel vorgenommen.

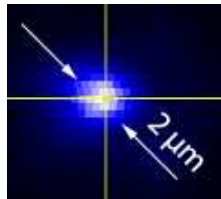


Abb. 4.2: Intensitätsscan mit Strahlsteuerung durch die runde Seite der SIL. Die Anregung erfolgte mit der Mikrofokusoptyk mit $\lambda = 532 \text{ nm}$ in Transmission. Eingezeichnet ist die Halbwertsbreite des Fokus mit $2 \mu\text{m}$.

Die Halbwertsbreite des Strahlprofils im Fokus wurde auch für die Mikrofokusoptyk gemessen. Dazu wurde mit Licht der Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ durch die Mikrofokusoptyk auf das Mitutoyo-Objektiv mit $NA=0.7$ geleuchtet. Durch Intensitätsmaximierung wurden die Fokusse der beiden Optiken übereinander gelegt. Die Auswertung wurde wie für die Reflexionsmessungen durchgeführt.

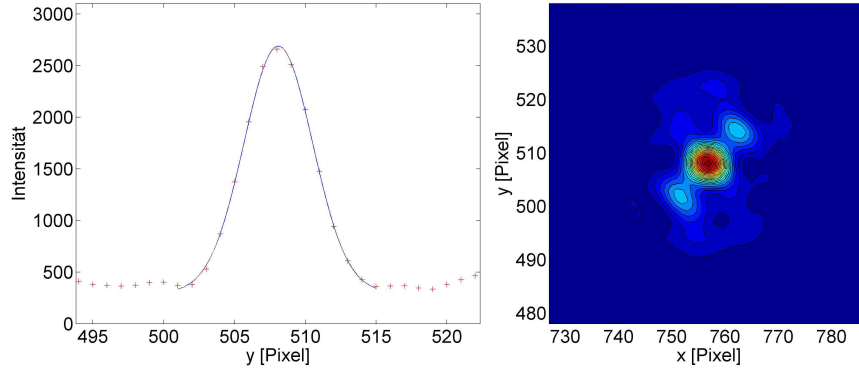


Abb. 4.3: Links: Gaußfit durch Strahlprofil im Fokus des Objektivs mit $NA=0.7$ und durch SIL bei $\lambda = 532$ nm. Rechts: Kamerabild vom Fokus. FWHM=5.8 Pixel

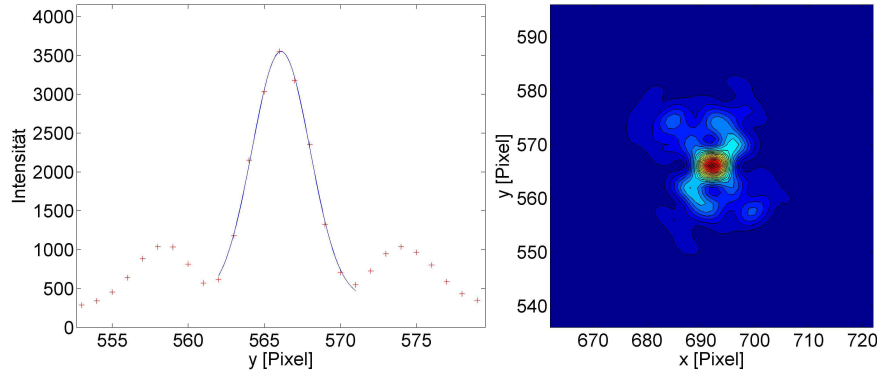


Abb. 4.4: Links: Gaußfit durch Strahlprofil im Fokus des Objektivs mit $NA=0.9$ und durch SIL bei $\lambda = 532$ nm. Rechts: Kamerabild vom Fokus. FWHM=4.5 Pixel

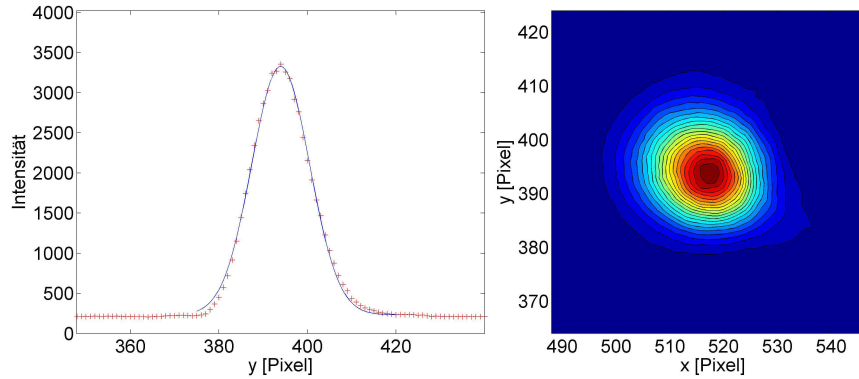


Abb. 4.5: Links: Gaußfit durch Strahlprofil im Fokus der Mikrofokusoptik zum Anregen bei $\lambda = 532$ nm. Rechts: Kamerabild vom Fokus. FWHM=15.4 Pixel

Eine grobe Abschätzung der Strahldurchmesser in μm ist durch Auswertung eines Intensitätsscans auf der SIL bei Anregung in Transmission mit der Mikro-

fokusoptik möglich. In Abb. 4.2 ist die Halbwertsbreite mit ca. $2\text{ }\mu\text{m}$ eingetragen. Es ergibt sich dann ein Umrechnungsfaktor von $0.13\text{ }\mu\text{m}$ pro Pixel.

Zum Vergleich sind die Ergebnisse und Verhältnisse in Tab. 1 gezeigt.

Optik	FWHM [Pixel]	FWHM [μm]	FWHM
			$\frac{\text{FWHM}(\text{Obj. NA} = 0.9)}{\text{FWHM}(\text{Obj. NA} = 0.7)}$
Obj. NA=0.9	4.5	0.58	1.0
Obj. NA=0.7	5.8	0.75	1.3
Mikrof.-Optik	15.4	2	3.4

Tabelle 1: Ergebnisse der Untersuchung des Strahldurchmessers im Fokus. Der Vergleich zeigt, dass die Mikro-fokusoptiken einen etwa 3 mal größeren Fokus besitzen als die Mitutoyo-Objektive. Mit der Mikro-fokusoptik wird also etwa die 9-fache Fläche auf der SIL angeregt.

4.3 Untersuchung der Abstrahlcharakteristik des Defektzentrums mit Festkörper-Immersionslinse

4.3.1 Objektiv mit NA=0.7

In Abbildung 4.6 befindet sich ein typischer x,y-Intensitätsscan der Oberfläche der SIL, betrachtet im konfokalen Aufbau mit einem Mitutoyo-Objektiv (100x, $f=2\text{ mm}$, NA=0.7) durch die SIL. Das Bild wurde durch Scannen mit der Strahlsteuerung und Auslesen der Zählrate einer APD aufgenommen. Die hellen Stellen deuten auf Diamanten mit NV-Zentren hin. Um zu bestimmen, ob es sich um ein einzelnes NV-Zentrum handelt, muss an jeder zu untersuchenden Stelle eine Autokorrelationsfunktion gemessen werden. In dem hier gezeigten Scan zeigen mehrere helle Stellen Antibunching, allerdings sinkt das Minimum nur bei der markierten unter 0.5, so dass nur hier sicher gesagt werden kann, dass es sich um ein einzelnes Defektzentrum handelt. In Abb. 4.7 ist die Autokorrelationsfunktion des in Abb. 4.6 markierten NV-Zentrums für das $100\text{ }\mu\text{m}$ - und $50\text{ }\mu\text{m}$ -Pinhole gezeigt. Aus der Messung mit dem $100\text{ }\mu\text{m}$ -Pinhole kann nicht auf ein einzelnes Defektzentrum geschlossen werden. Ein Diamant mit zwei gleich hellen Defektzentren und etwa 5% Hintergrund wäre ebenfalls möglich. Die Photonenrate mit $100\text{ }\mu\text{m}$ -Pinhole lag bei etwa 60 kcts/s. Um den Hintergrund zu quantifizieren, wurde die Photonenrate in ca. $1\text{ }\mu\text{m}$ Entfernung zum NV-Zentrum bestimmt. Sie lag je nach Richtung bei 20 kcts/s bis 30 kcts/s. Das ist etwas weniger als 50% Hintergrund. Die Auswertung der Autokorrelationsfunktion mit $100\text{ }\mu\text{m}$ -Pinhole zeigt einen Hintergrund von 55%. Daraus lässt sich vermuten, dass es sich um ein einzelnes Defektzentrum mit viel Hintergrund durch Fluoreszenz von Verunreinigungen oder der SIL handelt. Der Hintergrund könnte auch durch zusätzliche Defektzentren mit geringerer Intensität hervorgerufen worden sein.

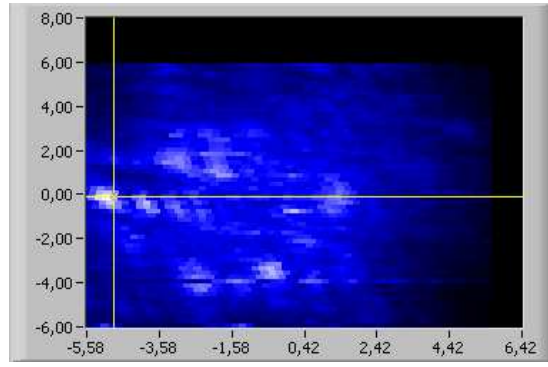


Abb. 4.6: x,y-Scan über die flache Seite der SIL mit dem Objektiv mit NA=0.7 und 100 μm -Pinhole. Die Achsenkoordinaten sind in μm . Die Anregungsleistung war 313 μW im Fokus. Das gelbe Kreuz markiert den in Abb. 4.7 untersuchten Diamanten. Die Photonenrate mit 100 μm -Pinhole war 60 kcts/s, mit 50 μm -Pinhole 26 kcts/s

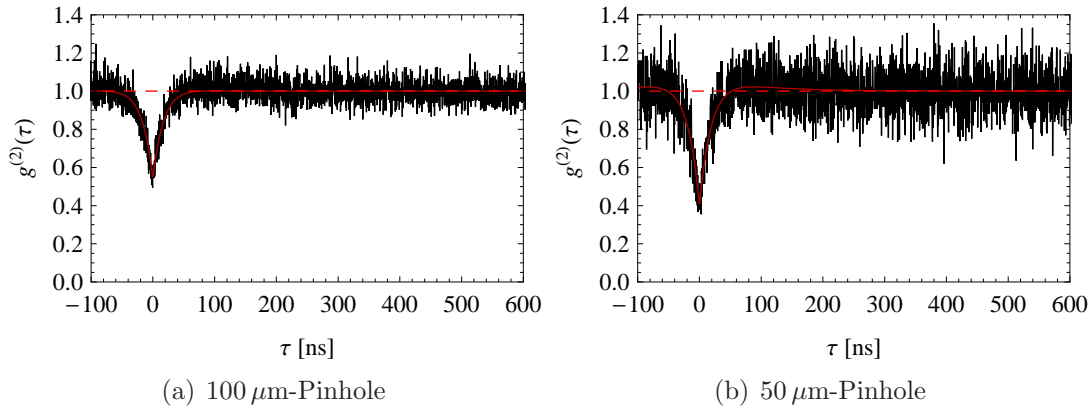


Abb. 4.7: Autokorrelationsfunktion für verschiedene Pinholes, gemessen mit Objektiv mit NA=0.7. Das Minimum liegt für das 100 μm -Pinhole bei 0.54, für das 50 μm -Pinhole bei 0.40.

Bei Verwendung des 100 μm -Pinholes wird in der Ebene ein Bereich mit einem Durchmesser von 2 μm betrachtet. Ein Großteil des Hintergrunds kann also von der Umgebung stammen. Durch Verwenden des 50 μm -Pinholes sollte dieser Hintergrund reduziert werden. Auch die Tiefenschärfe wird dann besser, so dass Fluoreszenz der SIL reduziert wird. Der Bereich der Anregung wird dabei nicht verändert. Die Auswertung der Autokorrelationsfunktion mit 50 μm -Pinhole des gleichen NV-Zentrums zeigt eine deutliche Reduktion des Hintergrunds auf 40%. Dabei sinkt die Photonenrate allerdings auf ca. 26 kcts/s und die Photonenrate der Umgebung auf 8 kcts/s bis 10 kcts/s. Das bedeutet, dass die Gesamtintensität um den Faktor 2.3, die Umgebungsintensität um den Faktor 2.8 und der Hintergrund im Antibunching um den Faktor 1.4 sinkt. Das bedeutet, dass der Hintergrund stärker reduziert wird als die Einzelphotonen, aber auch viele Einzelphotonen geblockt werden. Außerdem stammt ein Großteil des Hintergrunds aus dem Bereich des NV-Zentrums selbst, könnte also z. B. Fluoreszenz

der SIL sein. Durch die recht hohe Anregungsleistung von $313\text{ }\mu\text{W}$ könnte das NV-Zentrum bereits in Sättigung angeregt sein, so dass der Hintergrund insgesamt sehr hoch wäre. Da an diesem Diamant keine Sättigungsmessung durchgeführt wurde, muss die Sättigungsleistung aus einem Vergleich mit anderen Messungen abgeschätzt werden. Die Sättigungsleistung beim Objektiv mit der $\text{NA}=0.9$ beträgt etwa $54\text{ }\mu\text{W}$ (s. Abschnitt 4.3.2). Durch die unterschiedlichen Fokusgrößen erhält man einen Faktor von etwa 1.7 (s. Abschnitt 4.2) in der Energieflussdichte am Diamanten. Die Sättigungsleistung wäre also bei etwa $92\text{ }\mu\text{W}$ und die Anregungsleistung an dem hier untersuchten Diamanten wäre etwa drei mal so groß wie die Sättigungsleistung.

Aus der Tatsache, dass das Minimum in der Autokorrelationsfunktion mit $50\text{ }\mu\text{m}$ -Pinhole bei 40% liegt, wird die Vermutung, dass es sich um ein einzelnes Defektzentrum handelt, bestätigt. Vergleicht man mehrere NV-Zentren, die mit dem hier verwendeten Objektiv auf der gleichen SIL betrachtet wurden, ist das in Abb. 4.6 gezeigte eines der helleren NV-Zentren.

Die flache Seite der SIL wurde mit diesem Objektiv nicht direkt betrachtet, da hier die Zählraten bei ca. 3 kcts/s liegen, also zu klein sind, um NV-Zentren zu finden.

4.3.2 Objektiv mit $\text{NA}=0.9$

In diesem Abschnitt wird die gleiche Untersuchung wie im Abschnitt 4.3.1, aber mit einem Objektiv mit einer NA von 0.9 gezeigt. Das Objektiv ist wie das Objektiv mit $\text{NA}=0.7$ von Mitutoyo und hat die gleiche Brennweite und die gleiche Vergrößerung. Der Arbeitsabstand ist statt 6 mm allerdings nur noch 1.3 mm groß, so dass ein Betrachten der SIL durch die runde Seite gerade noch möglich ist. Durch die höhere NA wird die Auflösung erhöht.

Unter Berücksichtigung der Simulationen aus Abschnitt 2.3 zur Simulation der Abstrahlcharakteristik der SIL ist zu erwarten, dass mit der $\text{NA}=0.7$ der Großteil an Einzelphotonen bereits aufgesammelt wird. Abb. 4.8 zeigt einen typischen Scan auf der SIL. Es sind mehrere NV-Zentren zu sehen, viele von ihnen zeigen auch Antibunching. Der hellste in diesem Bild wird im Weiteren untersucht. Aus der Sättigungsmessung (Abb. 4.10) folgt eine Sättigungszählrate von 379 kcts/s für das $100\text{ }\mu\text{m}$ -Pinhole bei der Sättigungsleistung $P_{\text{Sat}} = 54\text{ }\mu\text{W}$. Für das $50\text{ }\mu\text{m}$ - und $25\text{ }\mu\text{m}$ -Pinhole wurde keine Sättigungskurve aufgenommen, so dass nur die Zählraten bei etwa $3 \cdot P_{\text{Sat}}$ verglichen werden können. Die Zählraten sind in Abb. 4.8 angegeben. Für jedes Pinhole wurde nun eine Autokorrelationsfunktion gemessen und gefittet (s. Abb. 4.9). Es zeigt sich, dass auch hier der Hintergrund durch Verwenden eines kleineren Pinholes reduzierbar ist. Der Faktor zwischen dem Hintergrund beim $100\text{ }\mu\text{m}$ -Pinhole und beim $50\text{ }\mu\text{m}$ -Pinhole ist nun 1.26, also etwas kleiner als beim Objektiv mit $\text{NA}=0.7$ (Faktor 1.4). Die gemessene Zählrate verkleinert sich um den Faktor 2, statt 2.3 beim Objektiv mit $\text{NA}=0.7$. Die etwas kleineren Faktoren sind auf die kleinere Fokusgröße zurückzuführen.

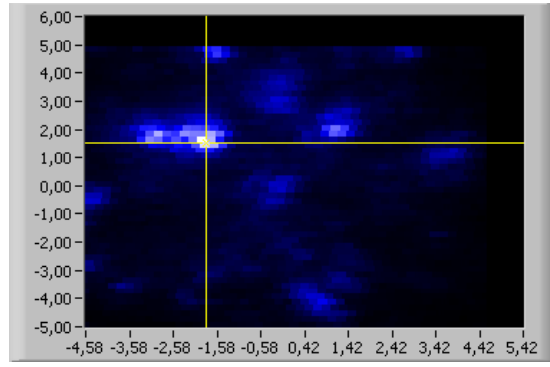


Abb. 4.8: x,y-Scan über die flache Seite der SIL mit dem Objektiv mit NA=0.9 und 50 μm -Pinhole. Die Achsenkoordinaten sind in μm . Die Anregungsleistung war 430 μW vor dem Objektiv. Das gelbe Kreuz markiert den in Abb. 4.9 untersuchten Diamanten. Die Photonenzählrate mit 100 μm -Pinhole war 440 kcts/s, mit 50 μm -Pinhole 220 kcts/s und mit 25 μm -Pinhole 76 kcts/s

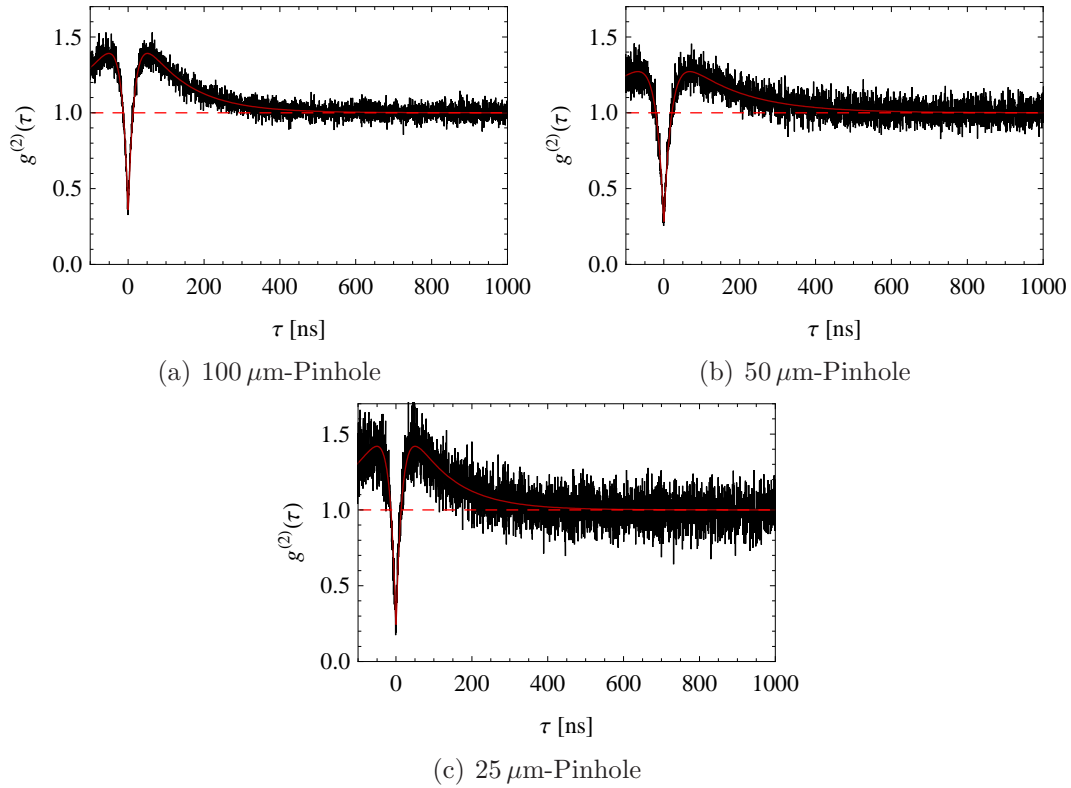


Abb. 4.9: Autokorrelationsfunktion für verschiedene Pinholes, gemessen mit Objektiv mit NA=0.9. Das Minimum liegt für das 100 μm -Pinhole bei 0.34, für das 50 μm -Pinhole bei 0.27 und für das 25 μm -Pinhole bei 0.22.

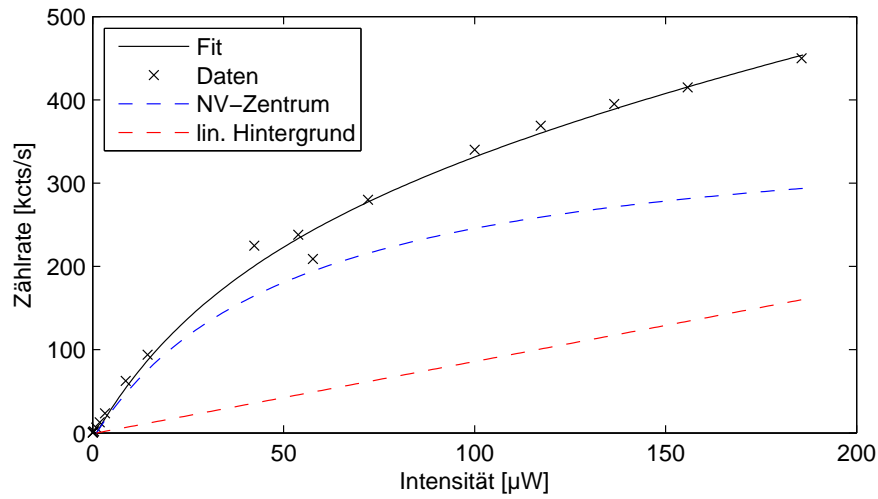


Abb. 4.10: Sättigungskurve des Diamanten aus Abb. 4.8. Gemessen mit $\text{NA}=0.9$ -Objektiv und $100\mu\text{m}$ -Pinhole. Die Sättigungszählrate ergab 379 kcts/s bei $54\mu\text{W}$.

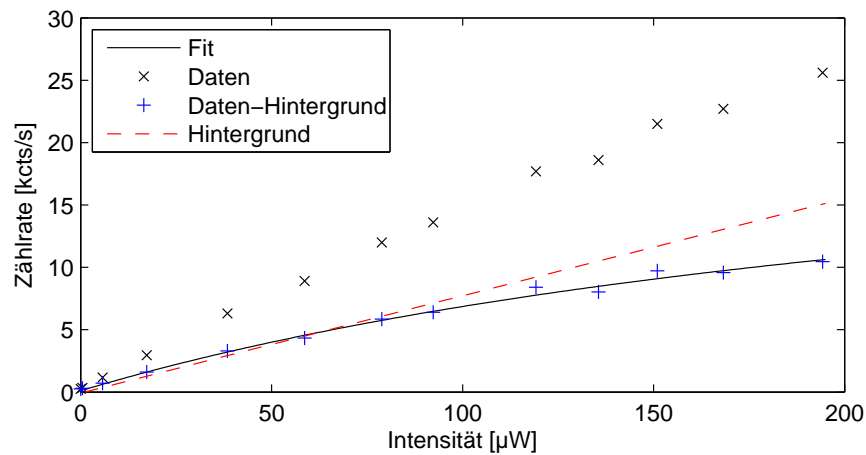


Abb. 4.11: Sättigungskurve eines Diamanten, der durch direkte Aufsicht auf die flache Seite der SIL betrachtet wurde. Gemessen mit $\text{NA}=0.9$ -Objektiv und $100\mu\text{m}$ -Pinhole. Auf Grund der geringen Krümmung ist ein Fit der Messdaten nicht sinnvoll. Deshalb wurde vorher der geschätzte Hintergrund abgezogen. Die Sättigungszählrate ergab 25 kcts/s bei $279\mu\text{W}$.

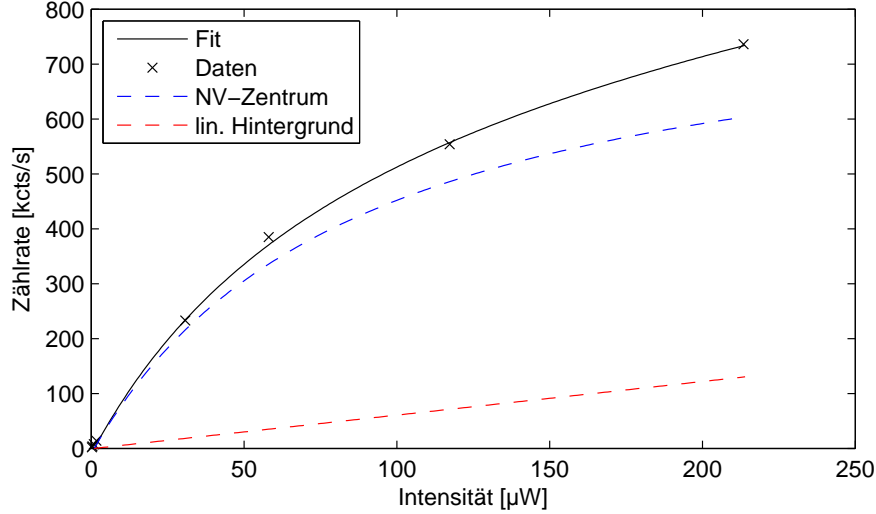


Abb. 4.12: Sättigungskurve des NV-Zentrums, das die größte gemessene Sättigungszählrate bei kontinuierlicher Anregung auf der untersuchten SIL zeigt, gemessen mit Objektiv mit $NA=0.9$ und $100\text{ }\mu\text{m}$ -Pinhole. Die Sättigungszählrate ist 853 kcts/s bei einer Sättigungsleistung von $88\text{ }\mu\text{W}$. Bei Sättigungsleistung ist der lineare Hintergrund im Verhältnis zur Intensität des NV-Zentrums ca. 22%.

Die Beobachtungen an den Pinholes erklären den großen Unterschied in den Zählraten zwischen den Objektiven (ungefähr Faktor 10) nicht. Das bedeutet, dass die Abstrahlcharakteristik der SIL anders als in den Simulationen sein muss. Es wird offensichtlich ein Großteil des Lichts in den Raumwinkel abgestrahlt, der zwischen der $NA=0.7$ (44.4° halber Öffnungswinkel) und $NA=0.9$ (64.2° halber Öffnungswinkel) liegt. Das könnte an Fertigungstoleranzen der SIL liegen. Ist die flache Seite nur leicht gewölbt, so verschiebt sich die Position des Diamanten in z-Richtung und die Abstrahlcharakteristik verändert sich erheblich.

Die SIL wurde auch direkt auf der flachen Seite mit dem Objektiv untersucht. Die Zählraten sind dann sehr viel niedriger, und es ist selten ein NV-Zentrum zu finden, das Antibunching zeigt. Hellere Stellen bleichen meist aus. Es wurde ein NV-Zentrum mit Antibunching gefunden. An diesem wurde eine Sättigungskurve aufgenommen. Sie zeigt im wesentlichen einen linearen Anstieg (s. Abb. 4.11). Der direkte Fit der Messdaten ergibt, dass der lineare Hintergrund sehr klein ist. $g^{(2)}(0)$ fällt allerdings nur auf etwa 60% ab. Auf Grund der Tatsache, dass bei der Betrachtung der SIL direkt auf der flachen Seite kaum NV-Zentren zu sehen sind, lässt sich schließen, dass es sich bei dem untersuchten um ein einzelnes NV-Zentrum mit etwa 60% Hintergrund handelt. Deshalb wurde vor dem Fit der lineare Hintergrund mit 60% von den Messdaten abgezogen und danach der Fit ausgeführt. Es ergibt sich dann eine Sättigungszählrate von 25 kcts/s . Der Intensitätsfaktor zwischen den beiden Seiten der SIL ergibt dann ungefähr 15. Dabei ist jedoch zu beachten, dass von den verschiedenen Seiten nicht das selbe NV-Zentrum gefunden werden kann. Der Faktor muss also über statistische Betrachtungen ermittelt werden, die auf Grund der wenigen zu findenden

NV-Zentren bei Betrachtung direkt auf der flachen Seite sehr fehleranfällig sind. Nimmt man den Intensitätsfaktor von 15 zwischen den verschiedenen Seiten der SIL als gegeben, bedeutet das, dass über 90% der Einzelphotonen durch die SIL auf der runden Seite abstrahlen.

In Abb. 4.12 ist eine Sättigungsmessung gezeigt, die an einem NV-Zentrum durchgeführt wurde, das sehr große Zählraten zeigte. Die Zählrate in Sättigung ergab 853 kcts/s bei 54 kcts/s linearem Hintergrund. Das ist ca. 22% Hintergrund. Es wurden weitere NV-Zentren gefunden, deren Intensität zwischen 400 kcts/s und 800 kcts/s bei Verwendung der 100 μm -Pinholes lag. Zählraten mit dem Objektiv mit NA=0.9 von 500 kcts/s sind also typisch.

Es wurde auch ein einzelnes NV-Zentrum mit besonders hoher Sättigungszählrate von 2 Mkts/s gefunden. Dieses leuchtete jedoch nur einige 10 Sekunden und danach für mehrere Sekunden nicht mehr. Die Sättigungszählrate wurde nur durch Auswertung der Intensität innerhalb der Zeiträume aufgenommen, in denen das NV-Zentrum leuchtete.

4.3.3 Asphäre

Die Untersuchung der SIL müsste nun auch mit der Asphäre, die in der Einzelphotonenquelle als Aufsammellinse verwendet wird, durchgeführt werden. Aufgrund der starken chromatischen Abberation war es aber nicht möglich, damit NV-Zentren durch die runde Seite der SIL gleichzeitig anzuregen und die Fluoreszenz aufzusammeln. Das bedeutet, dass auf diese Weise auch keine Diamanten eingemessen werden konnten, um sie dann in Transmission anzuregen.

Aufgrund der oben gezeigten Abstrahlcharakteristik und der NA=0.68 erwartet man nochmals schlechtere Ergebnisse als mit dem Mitutoyo-Objektiv mit NA=0.7, besonders auch wegen des viel größeren Aufsammelfokus und der allgemein schlechteren optischen Eigenschaften im Vergleich zum Objektiv.

4.3.4 Anregung und Aufsammlung in Transmission

Für einige NV-Zentren, die wie in Abschnitt 4.3.1 und 4.3.2 betrachtet wurden, wurden auch Messungen der Autokorrelationsfunktion bei Anregung direkt auf der flachen Seite der SIL mit der Mikrofokusoptik (Transmission) aufgenommen. Aus dem Vergleich von $g^{(2)}(0)$ für Reflexions- und Transmissionsanregung und Aufsammlung durch die runde Seite der SIL lässt sich die Vergrößerung des Hintergrunds bei Anregung in Transmission mit der Mikrofokusoptik bestimmen.

Für das Objektiv mit NA=0.7 steigt der Hintergrund von Anregung in Reflexion zu Anregung in Transmission von 52% auf 67% (s. Abb. 4.13), also um den Faktor 1.29 an. Mit dem Objektiv mit NA=0.9 steigt der Hintergrund von 18% auf 30% (s. Abb. 4.14) oder um den Faktor 1.67 an. Der größere Anstieg beim Objektiv mit NA=0.9 lässt sich durch die unterschiedliche Fokusgröße der beiden Objektive erklären. Der kleine Fokus des Objektivs mit NA=0.9 regt wenig Fluo-

reszenz der SIL an. Bei Anregung mit der Mikrofokusoptik vergrößert sich der angeregte Bereich auf der SIL mehr als beim Objektiv mit $NA=0.7$. Der insgesamt höhere Hintergrund bei der Aufsammlung mit $NA=0.7$ als mit $NA=0.9$ lässt sich durch die Abstrahlcharakteristik der SIL begründen. Der Hintergrund strahlt gleichmäßig über den Raumwinkel ab, der Diamant hauptsächlich oberhalb der 45° zur optischen Achse ($NA=0.7$) (s. Abschnitt 4.3.2).

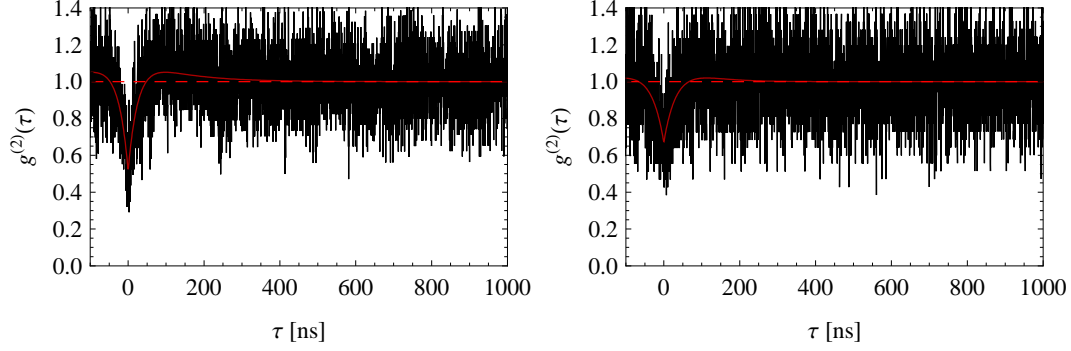


Abb. 4.13: Autokorrelationsfunktion aufgenommen mit $50\mu\text{m}$ -Pinhole. Links: Anregung und Aufsammlung durch Objektiv mit $NA=0.7$. Rechts: Wie links, aber Anregung in Transmission. Das Minimum bei Anregung in Reflexion liegt bei 0.52, das Minimum bei Anregung in Transmission bei 0.67.

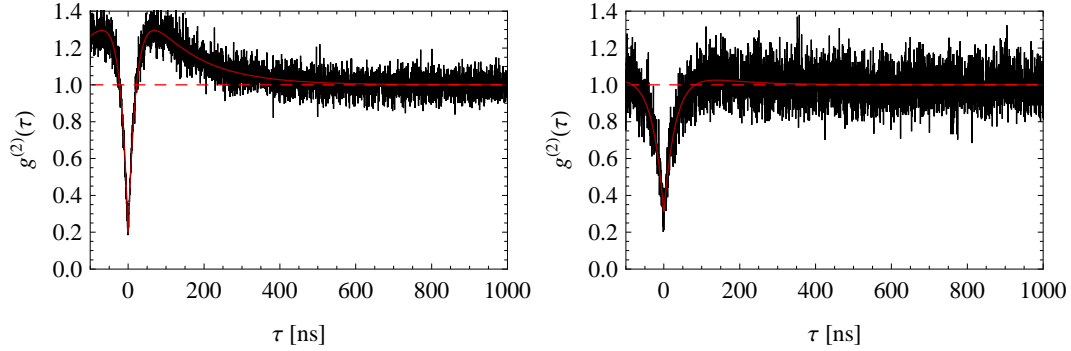


Abb. 4.14: Autokorrelationsfunktion aufgenommen mit $50\mu\text{m}$ -Pinhole. Links: Anregung und Aufsammlung durch Objektiv mit $NA=0.9$. Rechts: Wie links, aber Anregung in Transmission. Das Minimum bei Anregung in Reflexion liegt bei 0.18, das Minimum bei Anregung in Transmission bei 0.30.

4.4 Aufbau als kompakte Einzelphotonenquelle

4.4.1 Justage

Zur Justage musste das in Abschnitt 1.2 vorgestellte Konzept so geändert werden, dass die SIL in Bezug auf die Anregungsoptik und die Aufsammeloptik gegenüber der angeregten SIL beweglich sind. Das wurde realisiert, indem die Mikrofokusoptik zur Anregung fest im Gehäuse verbaut und die Mikrofokusoptik zum Aufsammeln im Spiegelhalter montiert wurde. Um die Anregung und Aufsammlung gemeinsam auf ein NV-Zentrum auf der SIL einzustellen, ist eine umfangreiche Justageprozedur nötig, die aus den folgenden Schritten besteht:

1. Einstellung der SIL mittig in x und y in Bezug auf die Anregung anhand der Transmission des Anregungslichts durch die SIL.
2. Einstellung der SIL in z-Richtung so, dass der Fokus, der durch die Abbildung der Faserfacette der Anregungsfaser durch die beiden Asphären in der Mikrofokusoptik entsteht, auf die flache Seite der SIL gelegt wird.
Dies lässt sich besonders leicht erreichen, wenn die Reflexion der flachen Seite der SIL durch die Faser betrachtet wird. Zur Einkopplung des Anregungslichts, mit dem die Reflexion beobachtet werden soll, kann das konfokale Mikroskop verwendet werden. Das Objektiv darf dann maximal die gleiche NA wie die Faser besitzen, damit die Intensität der Reflexion an der Faserfacette kleiner als die Intensität der Reflexion an der SIL ist. Durch Maximierung der Intensität aller Reflexionen, die durch die Faser in das Mikroskop gelangen, im Besonderen der Reflexion an der flachen Seite der SIL, kann die z-Achse der SIL in Bezug auf die Mikrofokusoptik eingestellt werden.
3. Das Gehäuse mit der auf die SIL eingestellten Anregung wird in x, y und z beweglich vor dem Objektiv des konfokalen Mikroskops aufgebaut, so dass NV-Zentren durch die runde Seite der SIL betrachtet werden können (s. Abb. 4.15). Es empfiehlt sich die Verwendung eines Objektivs mit $NA=0.9$. Die SIL wird mit diesem Aufbau auf ein NV-Zentrum eingerichtet. Dabei darf die Anregung gegenüber der SIL nicht verstellt werden.
4. Justage der Transmission auf das in 3. eingemessene NV-Zentrum. Dazu muss die SIL gegenüber der Anregung in x und y verstellt werden und Anregung mit SIL auf die Aufsammlung mit Objektiv zurückgestellt werden. Dieser Schritt ließe sich beschleunigen, wenn die Anregung gegenüber der SIL unabhängig vom Gehäuse verstellbar wäre.
5. Der Spiegelhalter mit Mikrofokusoptik zum Aufsammeln wird am Gehäuse montiert und so eingestellt, dass das Fluoreszenzlicht des in 4. auf Transmissionsanregung eingestellten NV-Zentrums aufgesammelt wird. Zur Justage der z-Achse kann das in 2. beschriebene Verfahren angewendet werden.

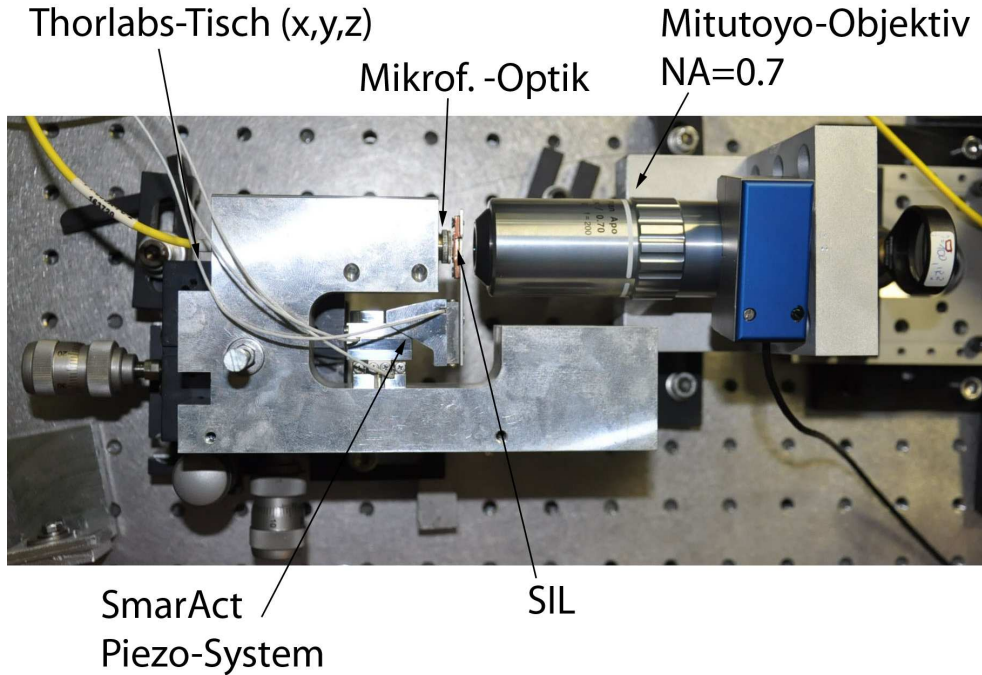


Abb. 4.15: Foto vom Aufbau des Gehäuses auf einem 3D-Nanopositioniertisch von Thorlabs zur Justage des Systems.

4.4.2 Ergebnisse

Der in Abschnitt 4.4.1 beschriebene Vorgang wurde mit der im Abschnitt 4.3.1 und 4.3.2 charakterisierten SIL durchgeführt. Mit diesem Einstellvorgang wurde erreicht, dass in der Autokorrelationsfunktion sogenanntes Antibunching, d. h. $g^{(2)}(0) < 1$, zu erkennen war. In Abb. 4.16 ist dies dargestellt. $g^{(2)}(0)$ ergab 0.86, das heißt, dass etwa 86% Hintergrund gemessen wurden. Die gemessene Photonenrate während der Messung der Autokorrelationsfunktion war etwa 22 kcts/s.

In Abb. 4.17 ist die nach der Justage durchgeführte Sättigungsmessung zu sehen. In der Sättigungsmessung ist der Hintergrund durch den linearen Anteil in der Fitfunktion bestimmt worden. Er ist nur etwa 50% des Signals. Da $g^{(2)}(0) = 0.86$ gemessen wurde, ist anzunehmen, dass ein Teil des Hintergrunds durch umliegende NV-Zentren bestimmt wird, so dass dieser Hintergrund in die Sättigungszählrate eingeht. Die Sättigungszählrate ergab 89 kcts/s.

Mit diesen Messdaten ist die prinzipielle Funktion der kompakten Einzelphotonenquelle mit Anregung des NV-Zentrums auf der SIL in Transmission und Verwendung der fasergekoppelten Mikrofokusoptiken gezeigt. Es muss jedoch darauf hingewiesen werden, dass $g^{(2)}(0) = 0.86 > 0.5$ ist, also der Fock-Zustand $n = 1$ nicht nachgewiesen werden konnte.

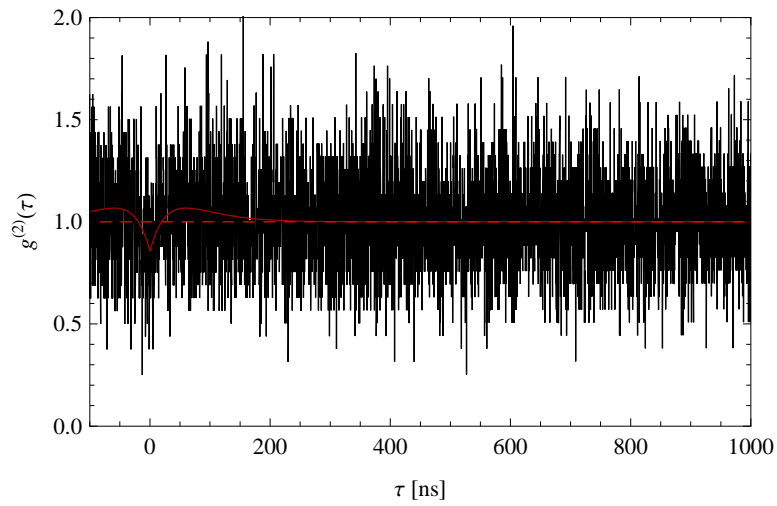


Abb. 4.16: Antibunching der eingerichteten Einzelphotonenquelle. Der Fit ergab 86% Hintergrund. Die Zählrate auf den APDs war 22 kcts/s.

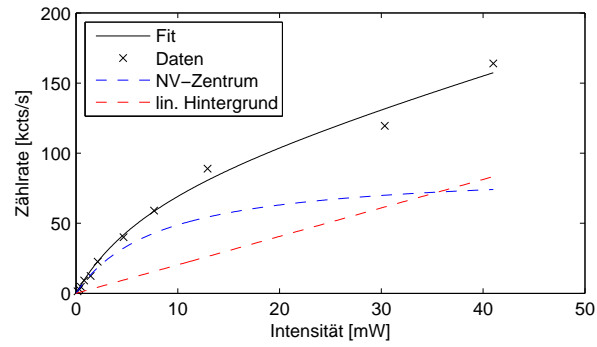


Abb. 4.17: Sättigungsmessung der eingerichteten Einzelphotonenquelle. Der lineare Hintergrund entspricht sehr wahrscheinlich nicht dem realen Hintergrund (s. Text). Die Sättigungszählrate ist 89 kcts/s bei der Sättigungsleistung von 8 mW.

5 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde gezeigt, dass es möglich ist, eine sehr kompakte fasergekoppelte Einzelphotonenquelle ähnlich wie geplant aufzubauen. Dabei wurde nicht-klassisches Licht mit $g^{(2)}(0) = 0.86$ und einer Sättigungszählrate von fast 90 kcts/s aufgesammelt.

Damit wurde zum ersten Mal mit einem sehr kompakten optischen Aufbau mit Ausmaßen von nur 200 mm x 80 mm x 30 mm nicht-klassisches Licht erzeugt. Der Aufbau kann auch mobil benutzt werden, da der Laserpointer zur Anregung auch mit Batterien betrieben werden kann und Anregung und Aufsammlung der Einzelphotonen in einem Bauteil integriert sind.

Neben der experimentellen Realisierung der kompakten Einzelphotonenquelle wurde nachgewiesen, dass man mit Hilfe einer SIL und einer NA von 0.9 Zählraten von NV-Zentren erreichen kann, die 1 Mcts/s sehr nahe kommen. Dieses experimentell sehr einfache Mittel ermöglicht es, vielfach höhere Einzelphotonenraten zu erzielen als bisher möglich. Darüber hinaus ist die verwendete Methode übertragbar auf jede Art von Defektzentren in Nanodiamanten. D.h. auch die sehr hellen Si-V-Zentren (bis 4.8 Mcts/s) [14] könnten implementiert werden. Dadurch könnte deren Photonenzählrate um ein Vielfaches erhöht werden. Dies eröffnet den Weg zu Interferenzexperimenten mit Einzelphotonen aus Diamant. Derartige Quanteninterferenzexperimente markieren einen wichtigen Schritt auf dem Weg zum linearen Quantencomputer.

Der Fock-Zustand $n = 1$ konnte bei dem sehr kleinen Aufbau jedoch nicht nachgewiesen werden. Das heißt, dass die Reinheit des nicht-klassischen Lichts durch klassischen oder auch nicht-klassischen Hintergrund begrenzt wird. Bei dem hier verwendeten Prinzip mit dem NV-Zentrum auf einer Festkörper-Immersionslinse (SIL) und der Anregung und Aufsammlung von verschiedenen Seiten der SIL mit den Mikrofokusoptiken von Schäfter + Kirchhoff GmbH haben sich dabei drei wesentliche Probleme der Optiken aufgezeigt:

Erstens haben die Mikrofokusoptiken verglichen mit den Mitutoyo-Objektiven einen etwa 3 mal größeren Strahldurchmesser im Fokus und regen dadurch eine etwa 9 mal größere Fläche auf der SIL an und sammeln auch von dieser Fläche auf. Die auf dieser Fläche angeregte Fluoreszenz der SIL wird dadurch als Hintergrund aufgesammelt, so dass das Signal-zu-Hintergrund-Verhältnis verschlechtert wird. Im fertigen Aufbau ergab sich dieses Verhältnis zu nur 16%. Mit der Sättigungsmessung wird deutlich, dass ein Teil des großen Hintergrunds von mehreren Defektzentren stammt. Das bedeutet, dass die großen Strahldurchmesser im Fokus keine ausreichende Auflösung einzelner Defektzentren auf der SIL zulassen. Letzteres lässt sich durch größere Abstände der NV-Zentren auf der SIL vermeiden. Dies ist durch eine präzise Präparation der SIL erreichbar.

Zweitens ist die Aufsammeleffizienz für Einzelphotonen durch die SIL durch die numerische Apertur (NA) der Mikrofokusoptik zum Aufsammeln begrenzt. Zur Zeit ist eine Linse in dieser Größe und einem Arbeitsabstand von mehr als 1 mm

nur mit der $NA=0.68$ erhältlich. Mit dem Objektiv mit $NA=0.9$ sind Zählraten von 853 kcts/s typisch, mit $NA=0.7$ nur noch etwa 80 kcts/s. Die Intensität wird durch die kleine NA also etwa auf $1/10$ reduziert.

Drittens werden in den Mikrofokusoptyken Asphären eingesetzt, die chromatischer Abberation unterliegen. Das Fluoreszenzlicht eines NV-Zentrums ist spektral von etwa 600-780 nm verteilt. Dadurch wird die Einkoppeleffizienz der Einzelphotonen in die Faser laut Simulation auf etwa 10% gesenkt. Die erreichbare Zählrate von Einzelphotonen wird dadurch um den Faktor 10 verringert.

Zusätzlich zu den eben genannten Qualitätsproblemen der hier untersuchten Einzelphotonenquelle kommt die sehr aufwendige Justagearbeit hinzu.

Die oben genannten Schwierigkeiten der kompakten Einzelphotonenquelle legen die Verwendung eines anderen Funktionsprinzips nahe. Mit dem Mitutoyo-Objektiv mit $NA=0.9$ in Verbindung mit dem NV-Zentrum auf der SIL ließen sich hervorragende Intensitäten bis 853 kcts/s bei gleichzeitig relativ niedrigem Hintergrund von ca. 22% bei kontinuierlicher Anregung erzielen.

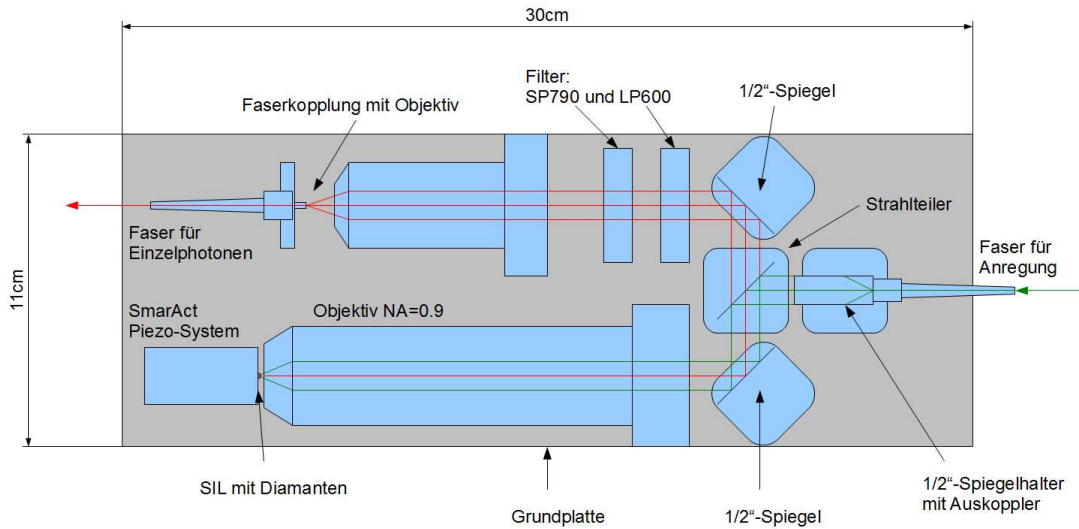


Abb. 5.1: Möglicher Aufbau für eine Einzelphotonenquelle, die alle Probleme des sehr kompakten Aufbaus behebt bei einer nur etwa doppelt so großen Abmessung des Gesamtaufbaus. Es handelt sich um ein konfokales Mikroskop in kompakter Bauweise. Es wird eine Höhe von etwa 50 mm benötigt.

Aus den genannten Untersuchungen kann in einem nächsten Schritt eine kompakte, fasergekoppelte Einzelphotonenquelle mit hervorragenden Eigenschaften (Zählrate von 853 kcts/s bei 22% linearem Hintergrund) entwickelt werden, wenn der konfokale Aufbau in miniaturisierter Ausführung verwendet wird. Die Länge des Mitutoyo-Objektivs mit $NA=0.9$ ist kleiner als 150 mm und der Durchmesser etwa 30 mm. Bei Verwendung dieses Objektivs, zwei Spiegeln und dichroischem Strahlteiler in 1/2-Zoll-Größe und dem Piezo-Positioniersystem der Firma SmarAct zur Halterung und Bewegung der SIL mit Diamanten wäre die Größe

dieser Einzelphotonenquelle mit etwa 300 mm x 110 mm x 50 mm großzügig bemessen. Es wäre außerdem ausreichend Platz für Filter vorhanden. Durch die Verwendung von Spiegeln würde die Einrichtung erheblich vereinfacht werden. Um eine bessere Einkoppleffizienz der Einzelphotonen zu erreichen, könnte ein Objektiv verwendet werden, das im Bereich des Spektrums des NV-Zentrums möglichst geringe chromatische Abberation besitzt.

Durch Verwendung von Nano-Positionssensoren für alle drei Achsen des Piezo-Positioniersystems wäre eine voll automatisierte Untersuchung der Oberfläche der SIL nach NV-Zentren möglich. Dadurch könnte erstens eine genaue Untersuchung der Größe der nutzbaren Fläche auf der SIL durchgeführt und zweitens eine umfangreichere Statistik über die Intensitäten verschiedener NV-Zentren aufgenommen werden. Auch die Untersuchung der Ergebnisse bei der Präparation einer SIL wäre voll automatisiert möglich. Bei Verwendung der Einzelphotonenquelle unter ungünstigen Umgebungsbedingungen (schwankende Umgebungstemperatur, äußere Belastungen) könnte die Automatisierung der Einrichtung von NV-Zentren einen stabilen Betrieb ermöglichen.

Literatur

- [1] M. Planck: *On an improvement of wiens equation for the spectrum.*
Verhandlungen Deutsche Physikalische Gesellschaft, 2, p. 202-204, 1900.
- [2] H. Iams, B. Salzberg: *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*
Vol. 23, p. 55-64, Jan. 1935
- [3] Tatjana Weikum: *Ein System zur Fluoreszenzdetektion einzelner Cäsiumatome in einem Rubidium-Bose-Einstein-Kondensat*
Diplomarbeit, Universität Bonn, 2009
<http://agmeschede.iap.uni-bonn.de/diplomarbeiten/diplweitat.pdf>
- [4] Quantum Communications Victoria SPS 1.01 Product Brochure, 2010.
<http://qcvictoria.com/content/download/418/1785/file/SPS%201.01%20product%20brochure.pdf>
- [5] M. Domhan, C. Wittmann, T. Gaebel, I. Popa, F. Jelezko und J. Wrachtrup: *Generation of single color centers by focused nitrogen implantation*
Appl. Phys. Lett. 87, 261909 (2005)
- [6] C. Kurtsiefer, S. Mayer, P. Zarda und H. Weinfurter: *Stable Solid-State Source of Single Photons*,
Physical Review Letters, Volume 85, Number 2, 10. Juli 2000
- [7] F. Jelezko, J. Wrachtrup: *Single defect centers in diamond: A review.*
phys. stat. sol. (a) 203, No. 13, 3207-3225, 2006
- [8] S. M. Mansfield, G. S. Kino : *Solid immersion microscope.*
Appl. Phys. Lett., Vol. 57, No. 24, p. 2615-2616, 10. Dezember 1990
- [9] B. Terris, H. Mamin, D. Rugar, W. Studenmund und G. Kino: *Near Field optical data storage using a solid immersion lens.*
Appl. Phys. Lett., Vol. 65, p. 388-390, 1994
- [10] R. Hanbury and R. Twiss: *Interferometry of the intensity fluctuations in light.*
Proceedings of the Royal Society of London A, 242:300, 1957.
- [11] K. Yee: *Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media.*
IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 14(3):302-307, 1966.
- [12] A. Beveratos, S. Kühn, R. Brouri, T. Gacoin, J.-P. Joizat und P. Grangier: *Room temperature stable single-photon source*
Eur. Phys. J. D 18, p. 191-196, 2002

- [13] Moritz Banholzer: *Fluoreszenzuntersuchungen an Defektzentren in Diamant bei kryogenen Temperaturen*, Diplomarbeit
Universität Konstanz, 15. Februar 2010
- [14] Elke Neu *et al.*: *Single photon emission from silicon-vacancy colour centres in CVD-nano-diamonds on iridium*
http://arxiv.org/PS_cache/arxiv/pdf/1008/1008.4736v1.pdf
- [15] Dieter Meschede: *Optik, Licht und Laser*, Kapitel 12: Grundlagen der Quantenoptik, (Abschnitt 12.6)
Vieweg+Teubner, 3. Auflage, 2008
- [16] Produktkatalog der Firma SmarAct, First Edition 2010, Volume 6
http://www.smaract.de/downloads/SmarAct_Catalogue_Vol6.pdf
- [17] Faserkollimatorprodukte der Firma Schäfter + Kirchhoff GmbH, Hamburg.
http://www.sukhamburg.de/download/fk60fc_e.pdf
- [18] ERÜ Kunststofftechnik GmbH
Dahlienstraße 21, D-42477 Radevormwald
<http://www.fine-adjustment.com/>
- [19] Optische Interferenz Bauelemente GmbH
Göschwitzer Straße 22, D-07745 Jena
<http://www.oib-jena.de/>
- [20] SmarAct GmbH
Flötenstraße 70, 26125 Oldenburg
<http://www.smaract.de/>
- [21] ZEMAX Development Corporation,
3001 112th Avenue NE, Suite 202, Bellevue, WA 98004-8017 USA
<http://www.zemax.com/>
- [22] Schäfter + Kirchhoff GmbH
Kieler Str. 212, D-22525 Hamburg
<http://www.sukhamburg.de/>

Anhang

Berechnung der Einstellgenauigkeit mit Spiegelhalter

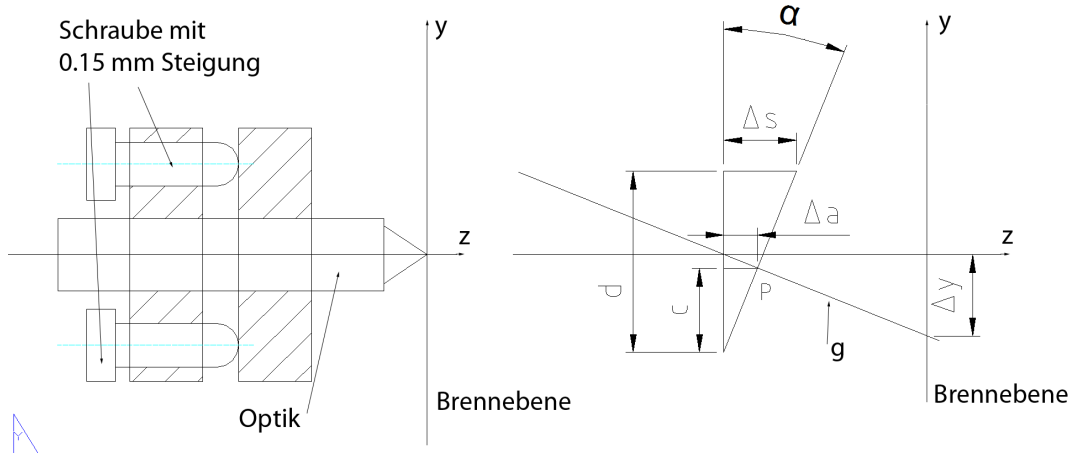


Abb. 5.2: Links: Skizze des Spiegelhalters mit Mikrofokusoptik, rechts: geometrische Konstruktion der Verschiebung.

Es soll die Auslenkung in y-Richtung des Fokus der Optik im Spiegelhalter bestimmt werden, wenn eine der Schrauben mit Steigung 0,15 mm um 10° gedreht wird. Als Näherung wird angenommen, dass die Auslenkungen hinreichend klein sind, so dass die Verschiebung der Brennebene in Bezug auf den Spiegelhalter vernachlässigt werden kann. Der Weg Δs , mit dem die Schraube eingedreht wird, ergibt

$$\Delta s = 0.0042 \text{ mm.}$$

Dieser Wert kann auch als Einstellgenauigkeit für die Bewegung in z-Richtung verwendet werden, wenn diese mit allen drei Schrauben des Spiegelhalters durchgeführt wird. Der Abstand zwischen Drehpunkt und Brennebene wird mit a bezeichnet. Um die Auslenkung Δy zu bestimmen, wird die Geradengleichung für g durch den Punkt P und $(z = 0, \Delta y)$ aufgestellt:

$$g : y = m \cdot z + b \quad \text{mit } m = -\frac{\Delta s}{d} \text{ und } b = -\Delta y.$$

Der Punkt P hat die Koordinaten $z_p = -a + \Delta a$ und $y_p = -d/2 + c$. Es lassen sich die folgenden trigonometrischen Beziehungen ablesen:

$$\begin{aligned} \alpha &= \arctan \frac{\Delta s}{d} \\ \Delta a &= \frac{d}{2} \sin(\alpha) \\ c &= \frac{d}{2} \cos(\alpha). \end{aligned}$$

Es folgt:

$$\begin{aligned}z_p &= -a + \frac{d}{2} \sin(\alpha) \\ y_p &= \frac{d}{2} (\cos(\alpha) - 1) .\end{aligned}$$

Nach Einsetzen in g ergibt sich:

$$\Delta y = -\frac{\Delta s}{d} \cdot z_p - y_p = \Delta s \left(\frac{a}{d} - \frac{\sin \alpha}{2} \right) + \frac{d}{2} (1 - \cos \alpha) .$$

Setzt man die Werte $a = 20 \text{ mm}$, $d = 25 \text{ mm}$ und $\Delta s = 4.2 \text{ }\mu\text{m}$ ein, so ergibt sich

$$\Delta y = 3.4 \text{ }\mu\text{m} .$$

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen, als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Berlin, den 21.10.2010

(Unterschrift)