

Kompakte, festkörperbasierte Einzel-Photonen-Quelle

Schriftliche Hausarbeit
für die Zulassung zur Ersten Staatsprüfung
für das Lehramt an bayerischen Gymnasien



vorgelegt von

Johann Baptist Schachaneder

Lehrstuhl für Quantenoptik und Laserspektroskopie
Arbeitsgruppe Prof. Dr. Harald Weinfurter
Fakultät für Physik
Ludwig-Maximilians-Universität München

München, 5. April 2003

Vorwort

Als ich mich dazu entschloss, meine Zulassungsarbeit in Experimentalphysik zu schreiben, hatte ich keine Ahnung wie vielseitig die kommenden Monate für mich sein würden. Ich lernte nicht nur den Umgang mit optischen Komponenten wie zum Beispiel das Einstellen von Faserkopplern sondern auch, wie man mit einer Drehbank arbeitet, eine Fräse bedient oder Gewindeschneider benutzt. Eigentlich Dinge, von denen ich nicht glaubte, sie einmal an einer Univerität beigebracht zu bekommen. Auch meine Englisch-Kenntnisse waren dieser Zeit wieder gefordert. Zuweilen hatte man auch das Gefühl, nicht an einer physikalischen Fakultät zu sein, sondern in den Bavaria-Filmstudios. Nicht nur einmal wurden die Labors von Kamerateams blockiert. Vielleicht aber trägt eine der Dokumentationen, die bei uns gedreht wurden, dazu bei, bei einer Schülerin oder einem Schüler das Interesse an der Physik und am Physikunterricht zu wecken.

An dieser Stelle möchte ich mich auch herzlich bei Prof. Weinfurter bedanken, der mir die Gelegenheit für diese Arbeit gegeben hat. Ich wurde sehr herzlich und offen in seiner Arbeitsgruppe aufgenommen. Nachdem man während des Studiums brav damit beschäftigt ist, Vorlesungen und Übungen abzuklappern um Scheine zu sammeln, war es sehr interessant zu sehen, was in den oberen Stockwerken so gemacht wird und selbst ein paar Monate an forderster Forschungsfront mitzuarbeiten.

Noch bevor ich mit meiner eigentlichen Arbeit begonnen hatte, durfte ich zum jährlichen Seminar Laserspektroskopie des Lehrstuhls von Prof. Hänsch nach Schloß Ringberg am Tegernsee mitfahren. Dies war für mich gleich zu Beginn eine Chance, einen detaillierten Überblick über das zu bekommen, was den Forschungsbereich der Quantenoptik und Laserspektroskopie ausmacht. Wobei ich zugeben muss, nicht alles, was dort gesagt wurde auch wirklich verstanden zu haben. Nebenbei bemerkt haben wir uns dort alle sehr wohl gefühlt, auch wenn man über den kulturellen Geschmack des Schloßerbauers streiten kann. Nach den ganzen Vorträgen fühlte man sich fast wie im Urlaub.

Danken möchte ich ebenfalls den Mitgliedern unserer Arbeitsgruppe. Allen voran Dr. Christian Kurtsiefer, den ich oftmals selbst am Sonntag in der

II

Universität getroffen habe. Zu ihm konnte man stets auch im allergrößten Stress kommen. Sein physikalisch-technisches Verständnis hat mich tief beeindruckt und seine an den Tag gelegte Begeisterung für die Physik war für mich immer wieder ein neuer Ansporn, auch wenn es mal nicht so lief, wie es sollte. Mein Dank gilt auch Patrick Zarda und Chunlang Wang, die beide an dem selben Projekt gearbeitet haben. Patrick mußte leider während ich mit meinen Experimenten beschäftigt war dem Ruf des österreichischen Staates folgen und seinen Zilvildienst in Innsbruck antreten. Seinen Rat und seine Mithilfe hätte ich sicherlich vor allem in der Endphase meines Wirkens gut gebrauchen können. Chunlang war mir insbesondere beim Aufbau und Einjustieren der optischen Komponenten eine große Hilfe. Seine unermüdliche Geduld beim Drehen an diversen Schrauben war bewundernswert.

Nicht unerwähnt lassen möchte ich meinen Leidensgenossen in Sachen Mathematica, Jürgen Volz. Auch ihn konnte man jederzeit mit Fragen löchern, egal ob es um diverse Computerprogramme oder um physikalische Sachverhalte ging. Selbst ein Umzug vom fünften in den dritten Stock konnte Jürgen nicht davor bewahren, dass ich mit mancher mehr oder weniger schlauen Frage zu ihm kam. Er war stets auch eine gute Adresse, wenn es darum ging das eine oder andere physikalische Bauteil abzustauben. Eine große Hilfe in Sachen Computer und Computerprogramme war für mich auch Henning Weier. Es hat sehr viel Spaß gemacht, mit ihm zusammen in einem Zimmer zu arbeiten. Für eine lockere Atmosphäre und manchen Lacher sorgten auch Carsten Schuck, Tobias Schmitt-Manderbach, Markus Weber und Oliver Schulz. Ihnen gilt ebenfalls mein Dank für ein paar sehr interessante aber auch zuweilen lustige Monate und die fachliche Unterstützung, die sie mir zu Teil haben liesen. Bedanken möchte ich mich auch beim „Garching Teil“ unserer Arbeitsgruppe für die vielen interessanten Vorträge und den fachlichen Austausch vor allem bei den Gruppensitzungen. Namentlich sind dies Dr. Mohamed Bourennane, Manfred Eibel, Sascha Gaertner, Pavel Trojek, Julia Lau und Christian Schmid.

Zu guter Letzt bedanke ich mich ganz herzlich bei meiner Frau Steffi. Sie musste meine stressbedingten Launen während meiner Zulassungarbeit geduldig ertragen und ließ mir jede Art von Unterstützung zukommen, die ihr möglich war. Allzuoft musste sie leider mit dem Abendessen bis spät in die Nacht hinein auf mich warten und beschwerte sich auch nicht, wenn ich anschließend wieder in die Universität gefahren bin um weiter im Labor zu basteln. Viel hatten wir in den vergangenen Monaten leider nicht von einander, da ich meistens auch die Wochenenden dort verbracht habe.

Mein Dank gilt aber auch denjenigen, die hier namentlich keine Erwähnung gefunden haben für all die kleinen Tips und Hilfestellungen, sowie die mir entgegengebrachte moralische Unterstützung.

Dem Leser wünsche ich nun viel Vergnügen und Freude beim Studium die-

ser Lektüre. Ich bedaure sehr, dass mir die Zeit davonlief und das Resultat dieser Arbeit leider keine alltagstaugliche „Photonentschenlampe“ ist. Bei realistischer Betrachtung war dies wohl aber auch nicht zu erwarten. Doch wurden erste Ansätze zur Vereinfachung der bestehenden Einzel-Photonen-Quelle gemacht und ich hoffe, dass diese dazu beitragen können, in Zukunft eine kompakte Version, losgelöst von optischen Tischen zu realisieren.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	4
2.1	NV-Zentrum im Diamant	4
2.1.1	Diamantstruktur	4
2.1.2	Spektrum	6
2.1.3	Andere Fehlstellen	8
2.2	Gaußsche Optik	10
2.2.1	Die TEM ₀₀ -Mode	10
2.2.2	Matrix-Methode und ABCD-Gesetz	14
3	Experimentelle Durchführung	19
3.1	Bau eines Vakuumofens	19
3.2	Das konfokale Mikroskop	23
3.3	Verwendete Komponenten	25
3.3.1	Laser	25
3.3.2	Glasfaser	28
3.3.3	Linsen	29
3.3.4	Dichroitischer Spiegel	35
3.3.5	Filter	36
3.3.6	Detektor	38
3.4	Aufbau mit Linse im Detektionsarm	39
3.4.1	Berechnung der Abmessungen	39
3.4.2	Auswirkung von Abstandsänderungen	44
3.4.3	Aufbau und Justage	46
3.4.4	Aufnahmen	49
3.4.5	Kontrolle der Strahltaillen	50
3.5	Aufbau ohne Linse im Detektionsarm	54

3.5.1	Berechnung der Abmessungen	54
3.5.2	Aufbau und Justage	54
3.5.3	Auswirkung von Abstandsänderungen	56
3.5.4	Aufnahmen	58
3.6	Diskussion der Ergebnisse	59
4	Zusammenfassung und Ausblick	62
A	Vakuumofen	69
A.1	Bauteile und Fertigungsskizzen	69
A.2	Fotos	77
B	Konfokales Mikroskop	81
B.1	Fotos vom Aufbau mit Sammellinse	81
B.2	Fotos vom Aufbau ohne Sammellinse	83

Kapitel 1

Einleitung

Am Lehrstuhl für Didaktik der Physik an der Ludwigs-Maximilians-Universität München wurde von Prof. Dr. Rainer Müller und Prof. Dr. Hartmud Wiesner das „Münchener Unterrichtskonzept zur Quantenmechanik“ entwickelt, um dem allgemeinbildenden Auftrag des Gymnasiums gerecht zu werden und den Schülerinnen und Schülern die Gelegenheit zu geben, mit ihrem naturwissenschaftlichen Weltbild über den Stand des 19. Jahrhunderts hinaus zu kommen. Da die Diskussion von Fragen, die die Grenzen der menschlichen Vorstellungskraft erreichen und überschreiten als besonders spannend empfunden wird, ist die Quantenmechanik eines der wenigen der Schulphysik zugänglichen Gebiet in denen die wissenschaftliche Debatte noch nicht abgeschlossen ist. [1]

Teil dieses Konzepts sind diverse Simulationsprogramme, da sich quantenmechanische Effekte nicht so einfach mit den Mitteln einer schulischen Physik-Sammlung demonstrieren lassen. So bleibt beispielsweise nichts anderes übrig, als Einzelphotoneninterferometrie mit polarisierten Photonen am Computer zu simulieren. Gerade hierbei handelt es sich aber um ein äußerst verblüffendes Experiment, da es dem gesunden Menschenverstand vollkommen widerspricht. Es ist aber auch ein Schlüsselexperiment, das zeigt, dass in der Quantenmechanik nur Wahrscheinlichkeitsaussagen getroffen werden können und Teilchen klassische Eigenschaften, wie einen bestimmten Ort oder Impuls nicht besitzen. Aus didaktischer Sicht sind aber derartige simulierte „Black-Box-Experimente“ nicht das Gelbe vom Ei, da beim Schüler letzte Zweifel an der Übereinstimmung von Simulation und Wirklichkeit nicht vollständig ausgeräumt werden können. Um aber quantenmechanische Versuche, wie den oben beschriebenen in Wirklichkeit durchzuführen, bräuchte man eine einfach zu handhabende und stabile Quelle von einzelnen Photonen die für Demonstrationszwecke genutzt werden kann. Auch der Welle-Teilchen-Dualismus von Licht könnte damit eindrucksvoll dargestellt werden. [2]

Da es sich bei der Quantenphysik um ein relativ junges Forschungsgebiet handelt, das erst gut 100 Jahre alt ist, stecken die sich daraus ergebenden Anwendungen zum großen Teil noch in der Anfangsphase ihrer Entwicklung. Hier sei beispielsweise der Quantencomputer und die Quantenkryptographie genannt. Letzteres bezeichnet eine direkte geheime Kommunikation zwischen zwei Personen, die unter Ausnützung der Grundgesetze der Quantenmechanik einen abhörsicheren Schlüssel vereinbaren. Das Prinzip hierbei besteht darin, dass der Schlüssel der zu übermittelnden Nachricht durch einzelne Photonen eines bestimmten definierten Quantenzustands übertragen werden. Bei allen klassischen Methoden kann diese Schlüsselübertragung, wie sie auch immer von statten gehen mag, von einem Abhörer ausgenutzt werden. Man geht hier immer vom schlimmsten Fall aus und billigt einem potentiellen Abhörer unbegrenzte technische Möglichkeiten zu. So kann beispielsweise mit Hilfe einer elektronischen Schaltung ein mit TTL-Impulsen übertragener Schlüssel ohne Signalverlust abgegriffen werden. Oder bei einer Übertragung mittels Glasfaserkabel könnten einige Promille der hindurchgesendeten Lichtimpulse abgeleitet werden. In der Welt der Quantenmechanik können jedoch Messungen nur durch Veränderung oder Zerstörung eines bestimmten Quantenzustands vorgenommen werden. Sendet man also nur jeweils ein einzelnes Photon, das sich in einem definierten Quantenzustand befindet, so kann dadurch vom Empfänger erkannt werden, ob die übermittelte Nachricht abgehört wurde. [4] Arbeitet man bei dieser Schlüsselübertragung mit extrem abgeschwächten Laserpulsen, so sinkt natürlich die Wahrscheinlichkeit, dass sich zwei Photonen in einem Puls befinden. Ein gewisses Restrisiko bleibt natürlich erhalten, welches nur mit einer „tatsächlichen“ Einzel-Photonen-Quelle vermieden werden kann.

Den Grundbaustein eines alltagstauglichen Quantenkryptographiesenders der sich für eine sichere und kommerzielle Anwendung eignet, ist demnach eine Quelle für einzelne Photonen. Die Anforderungen, die daran gestellt werden müssen, sind vielseitig. Sie muss vor allem einfach zu handhaben sein. Ähnlich wie ein Helium-Neon-Laser einfach eingeschaltet werden kann, sollen hier einzelne Photonen mit dem Umlegen eines Kippschalters ohne großen Justageaufwand emittiert werden. Natürlich muss eine geeignete Quelle bei Raumtemperatur funktionieren.

In der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Weinfurter am Lehrstuhl für Quantenoptik und Laserspektroskopie der Ludwig-Maximilians-Universität München wurde eine festkörperbasierte Einzel-Photonen-Quelle entwickelt, die im Gegensatz zu anderen Ansätzen, wie zum Beispiel sogenannten Quantendots viele Vorzüge aufweist. Dabei werden die einzelnen Photonen von angeregten Stickstoff-Fehlstellenkombinationen im Diamantgitter emittiert. Zur Anregung dieser Farbdefekte und Aufsammlung der Einzel-Photonen wird ein konfokales Mikroskop verwendet. [3]

Ziel dieser Arbeit ist es herauszufinden, inwieweit der bestehende Aufbau des konfokalen Mikroskops verkleinert und vereinfacht werden kann, und ob und welche Verschlechterungen sich eventuell daraus ergeben. Auf teure Komponenten wie sie jetzt Verwendung finden, soll in Zukunft verzichtet werden können. Stattdessen soll die Quelle mit einfachen Linsen und preiswerten mechanischen Bauteilen realisiert werden.

Im Folgenden werden zu Beginn die theoretischen Grundlagen für diese Arbeit dargestellt. Dort wird zunächst auf den eigentlichen Ursprung der Einzel-Photonen, den diversen Farbzentren im Diamant, eingegangen. Im Anschluss daran steht eine Einführung in das „physikalische Handwerkzeug“ für die durchgeführten Versuche, die Gaußsche Optik. Ebenso werden dazugehörige Berechnungsmethoden für die Strahlausbreitung vorgestellt.

Zu Beginn des experimentellen Teils steht die Beschreibung des Baus eines Vakuumofens, der speziell dafür entwickelt wurde, Fehlstellen-Kombinationen im Diamant zu erzeugen. Anschließend wird das Prinzip der konfokalen Mikroskopie und des entwickelten Aufbaus erläutert. Nach der Charakterisierung der verwendeten optischen Komponenten werden zwei Ansätze zum Aufbau des konfokalen Mikroskops mit einfachen optischen Bauteilen beschrieben. Dabei wird darauf geachtet, dass die Abstände und Einstellungen zum Zwecke der Justage jederzeit variiert werden können, wobei die Auswirkungen dieser Veränderungen diskutiert werden. Die mit den Mikroskop-Aufbauten getätigten Aufnahmen werden vorgestellt. Den Abschluss dieses Kapitels bildet die Diskussion der erzielten Ergebnisse und möglicher vorhandener Fehlerquellen.

Das letzte Kapitel gibt schließlich eine Zusammenfassung des Erreichten und zeigt weitere Ansätze für die Zukunft.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 NV-Zentrum im Diamant

Mit dem in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Weinfurter gebauten konfokalen Mikroskop [3, 6] werden gezielt Farbzentren im Diamant optisch angeregt und deren Fluoreszenzlicht näher untersucht. Hierbei erwies sich das sogenannte N/V-Zentrum, eine Stickstoff-Fehlstellen-Kombination (engl. Nitrogen/Vacancy) als besonders geeignet zum Bau einer Einzel-Photonen-Quelle, da sie relativ einfach in der gewünschten Häufigkeit im Diamant produziert werden können und die nötige Langzeitstabilität aufweisen. Die Struktur dieses speziellen Defekts und dessen Emmissionsspektrum soll im Folgenden näher dargestellt werden.

2.1.1 Diamantstruktur

Aufgrund seiner besonderen Eigenschaften ist der Diamant ein Kristall, der häufig in Industrie und Forschung eingesetzt wird. Seine außergewöhnliche Härte, die optische Transparenz und eine gute Wärmeleitfähigkeit sind nur ein paar Punkte, die ihn für viele Anwendungen interessant machen. Jedoch treten bei jedem kristallinen Festkörper bereits im Wachstumsprozess Verunreinigungen auf, die eine Abweichung von der idealen Gitterstruktur zur Folge haben. Für diese dadurch bedingten Defekte auf atomarem Niveau wirkt das umgebende Kristallgitter als natürliche Falle. Eine besondere Attraktivität gewinnen viele solcher Störstellen durch ihre optische Aktivität, da sie lokal zu einer geänderten elektronischen Dichteverteilung und damit zur Entstehung neuer Energieniveaus führen. Daher mangelt es auch nicht an diverser wissenschaftlicher Literatur, in der sich die Autoren mit derartigen Verunreinigungen auseinandersetzen. [8, 9] Insgesamt gibt es etwa 100 bekannte Farbzentren des Diamants.

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein künstlich hergestellter Diamant vom Typ Ib verwendet. Diese Typenbezeichnung klassifiziert Diamanten nach ihrem Gehalt an Stickstoff. Während die meisten natürlichen Diamanten zur Gruppe Ia mit einer Stickstoffkonzentration von bis zu 2500 ppm gehören, ist im Typ Ib der Stickstoff in Form von einzelnen substitutionellen Atomen eingebaut, wobei eine Konzentration von ungefähr 200-400 ppm erreicht wird. Die Typen IIa und IIb bezeichnen nicht halbleitende bzw. halbleitende Diamanten mit äußerst niedrigen Stickstoff-Konzentrationen um 1-2 ppm, die kaum mehr messbar sind.

Bei dem benutzten Defekt handelt es sich um eine Stickstoff-Fehlstellen-Kombination, wobei ein substituiertes Stickstoffatom unmittelbar neben einer Fehlstelle zu liegen kommt. (siehe Abb. 2.1)

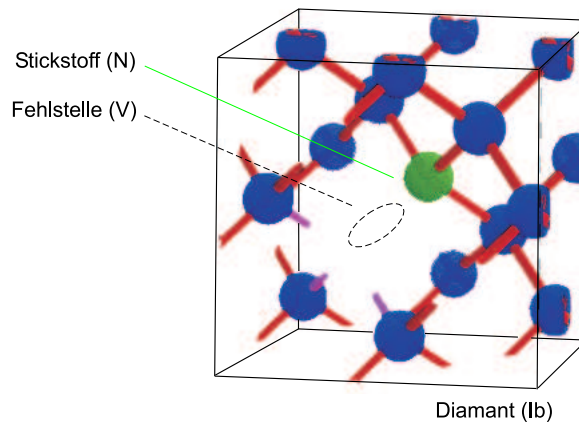


Abbildung 2.1: Atomare Struktur des N/V-Zentrums

Im natürlichen Diamant ist ein solches N/V-Zentrum selten zu finden. Jedoch lässt es sich in Diamanten, die eine ausreichende Stickstoffkonzentration aufweisen relativ einfach präparieren, was beim oben erwähnten Typ Ib der Fall ist. Neben den bereits vorhandenen Stickstoffsubstitutionen müssen dazu nun auch Fehlstellen in der Diamantgitterstruktur erzeugt werden, sofern durch den Wachstumsprozess nicht schon genügend Fehlstellen im Diamant vorhanden sind. Diese lassen sich durch Beschuss des Diamanten mit hochenergetischen Teilchen wie Neutronen, Ionen oder Elektronen generieren, wobei sich hierfür Elektronen aufgrund des erzielten gleichmäßigen Tiefenprofils und der Vermeidung zusätzlicher Verunreinigungen am besten eignen. Um ein N/V-Zentrum zu erhalten, muss schließlich ein erzeugtes Loch an ein Stickstoffatom herangeführt werden. Dieses wird durch Erhitzen des Diamanten im Vakuum erreicht, wodurch die Fehlstellen leicht diffundieren können und zusammen mit den Stickstoffatomen, an die sie sich bei Kontakt stabil binden den gewünschten Kristalldefekt bilden. [11, 12]

2.1.2 Spektrum

Der Stickstoff ist in das Diamantgitter durch ein Doppel-Mulden-Potential (engl. double well potential, DWP) gebunden. Er kann dabei durch einen Tunnelprozess den Platz mit der Fehlstelle tauschen. Dies erklärt Davies [11] zufolge die Aufspaltung der Ein-Phononen-Linie im Absorptionsspektrum. Die möglichen Gleichgewichtspositionen werden durch die beiden Minima des DWP, wie es in Abb. 2.2 zu sehen ist, gebildet.

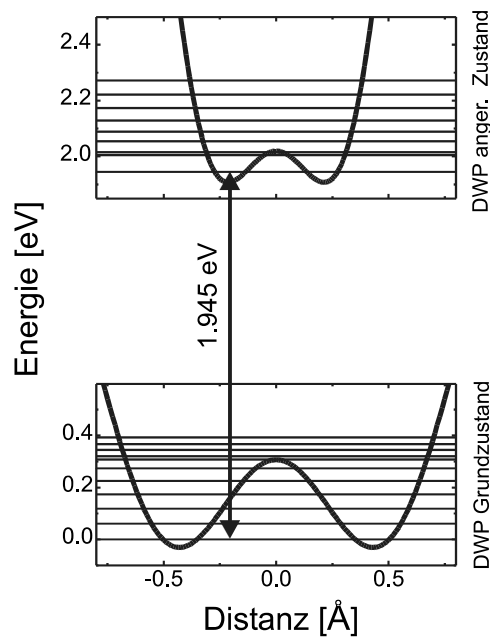


Abbildung 2.2: Doppel-Mulden-Potential für Grund- und Anregungszustand (aus [12]).

Anders als bei einem freien Atom gibt es bei Atomen, die in ein Kristallgitter eingebunden sind, nicht nur elektronische Anregungszustände, sondern auch eine Vielzahl von durch das Kristallgitter bedingten Schwingungszuständen. Dies bedeutet also, dass es nicht nur einen klar abgegrenzten Elektronenübergang geben kann. Ein z. B. durch Laserstrahlung in den angeregten Zustand angehobenes Elektron kann auf verschiedene Schwingungszustände des Grundniveaus zurückfallen. Als Ausgangspunkt im angeregten elektronischen Zustand ist nur der energetisch niedrigste Schwingungszustand von Bedeutung. Denn zeitlich gesehen überragt die Zerfallszeit von Anregungs- in Grundzustand die Übergangsdauer zwischen verschiedenen Schwingungszuständen im angeregten Niveau um mehrerer Größenordnungen. Mögliche Übergänge sind in Abb. 2.3 durch gestrichelte Pfeile dargestellt.

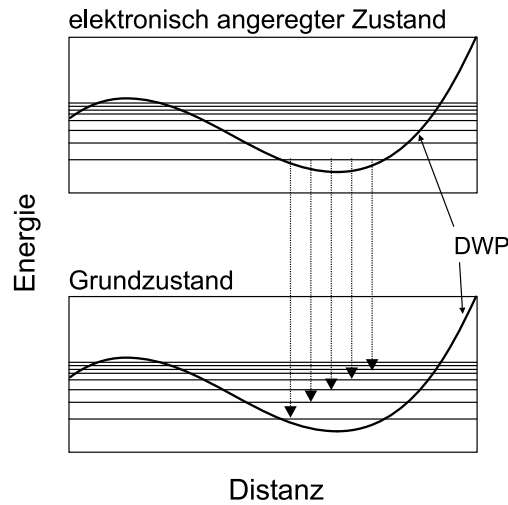


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung möglicher Übergänge vom Anregungszustand in verschiedene Schwingungsniveaus des Grundzustands

In [12] wurde jeweils die Wahrscheinlichkeit für einen bestimmten dieser Übergänge berechnet. Jeder von ihnen hat die Emission von Licht einer gewissen Wellenlänge zur Folge. Durch Überlagerung der einzelnen Emissionswahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Wellenlängen lässt sich das gesamte Emissionsspektrum des N/V-Zentrums simulieren. Wie in Abb. 2.4 zu sehen ist, kann durch Anpassung der Breite der einzelnen Beiträge und mit leichten Veränderungen der Potentialparameter ein gemessenes Spektrum gut angenähert werden.

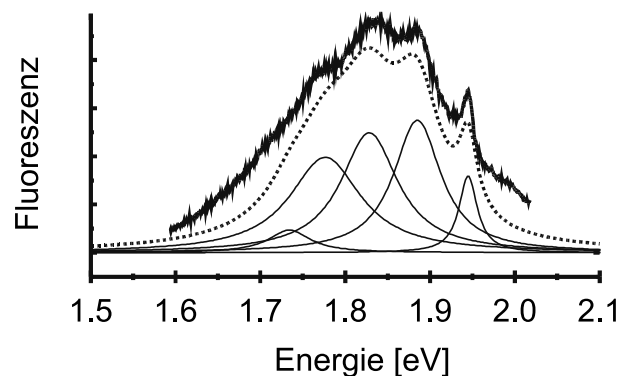


Abbildung 2.4: Emissionsspektrum eines N/V-Zentrums. Die gestrichelte Linie ergibt sich durch Aufsummierung der lorentzförmigen Beiträge (durchgezogene Linien). Darüber ist ein gemessenes Spektrum zu sehen. (aus [12])

Als elektronisches Modell für die Erklärung des Fluoreszenzspektrums des N/V-Zentrums wird von den Autoren Harley und Reddy ein Drei-Niveau-System mit metastabilem Seitenzustand vorgeschlagen [13, 14], welches in Abb. 2.5 schematisch dargestellt ist.

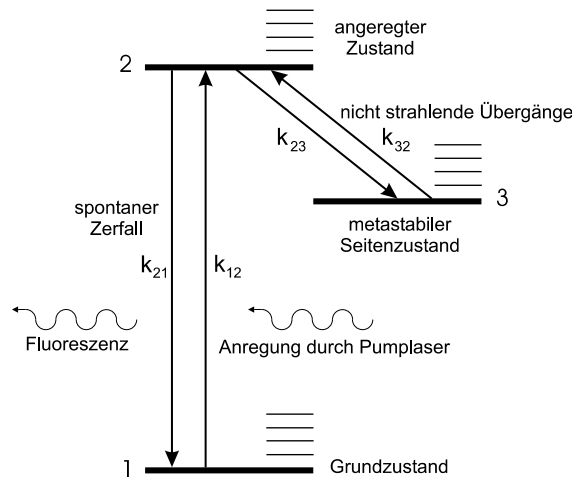


Abbildung 2.5: Drei-Niveau-System der Fluoreszenz des N/V-Zentrums. Durch die dünnen Linien werden verschiedene Schwingungszustände angedeutet. Die Übergänge zwischen den verschiedenen elektronischen Anregungszuständen werden durch k_{ij} dargestellt.

2.1.3 Andere Fehlstellen

In [6] wurde der Einzel-Photonen-Charakter des von einem N/V-Zentrum emittierten Lichts nachgewiesen. Dennoch bestehen hinsichtlich einer zuvor erwähnten Anwendung in der Quantenkryptographie an eine solche Quelle vielfältige Anforderungen, die jedoch von einem N/V-Zentrum nicht in idealer Weise erfüllt werden können. [7]

Der Spektralbereich der emittierten Photonen lässt sich einfach in Glasfasern übertragen, und kann gut von effizienten Einzel-Photon-Detektoren erfasst werden. Dennoch ist die Bandbreite des Emissionsspektrums des N/V-Zentrums relativ groß, was diverse technische Probleme bei langen Übertragungstrecken verursachen kann. Ein breites Spektrum führt bei längeren Übertragungswegen durch auftretende Dispersion zum Auseinanderlaufen der Pulse. Auch gestaltet sich das Herausfiltern von Untergrundrauschen aufgrund der spektralen Breite der Emission technisch schwieriger.

Für die Anwendung in der Quantenkryptographie könnten deshalb auch geeignetere Defekte im Diamant zur Verfügung stehen. Ein anderes Farbzentrum, das diesbezüglich gegenwärtig untersucht wird, ist eine

Silizium-Fehlstellen-Kombination (Si/V), welche ein deutlich schmalbandigeres Spektrum aufweist.

Für den Bau einer Einzel-Photonen-Quelle zu Demonstrationszwecken ist hingegen das hier benutzte N/V-Zentrum vollkommen ausreichend. Außerdem sind die entwickelten optischen Ansätze für eine Vereinfachung des in [3, 6] beschriebenen konfokalen Mikroskops natürlich nicht fest an die Adressierung eines N/V-Zentrums gebunden. Sobald sich also andere Kristalldefekte im Diamant, die Einzel-Photonen emittieren, als geeigneter und als ebenso einfach herstellbar erwiesen haben, könnten diese ebenso in dem hier beschriebenen Aufbau Verwendung finden.

2.2 Gaußsche Optik

Im Folgenden sollen die theoretischen Grundlagen angesprochen werden, die das „technische Handwerkszeug“ zur Berechnung der Strahlengänge in den Versuchsaufbauten liefern. Dazu befasst sich der erste Teil näher mit der Natur des Lichts, insbesondere mit der Ausbreitung von paraxialen, d.h. achsennahen Strahlen. Anschließend wird dargelegt, wie optische Komponenten die Laserstrahlen und deren Parameter beeinflussen und wie diese Veränderungen berechnet werden können.

2.2.1 Die TEM₀₀-Mode

Da es sich bei Licht um eine elektromagnetische Welle handelt, wird die Grundlage für deren Betrachtung durch die Maxwell-Gleichungen gelegt. Magnetische Eigenschaften von optischen Medien wie Linsen, Spiegel oder Luft können meist vernachlässigt werden. Somit reduzieren sich die Maxwellgleichungen auf

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\nabla \left(\frac{1}{\epsilon} \vec{E} \cdot \nabla \epsilon \right) \quad (2.1)$$

wobei \vec{E} den Vektor des elektrischen Feldes an einem bestimmten Ort beschreibt. Weiter ist μ_0 die magnetische Feldkonstante im Vakuum und ϵ die ortsabhängige elektrische Feldkonstante. Betrachtet man nun der Einfachheit halber die Ausbreitung des Felds im Vakuum, so verschwindet die rechte Seite der Gleichung 2.1 wegen $\nabla \epsilon = 0$. Man erhält somit

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.2)$$

Weiterhin beschränkt man sich auf monochromatisches Licht, was eine einfache Zeitabhängigkeit liefert. Nutzt man diese aus, erhält man mit dem Ansatz

$$\vec{E} = \vec{E}_0(x, y, z) e^{i(\omega t - \vec{k}(\vec{r})\vec{r})} \quad (2.3)$$

eine weitere Vereinfachung von Gleichung 2.2:

$$\nabla^2 \vec{E} + \mu_0 \epsilon_0 \omega^2 \vec{E} = 0 \quad (2.4)$$

Mit der Beziehung $k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$ wird daraus schließlich

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2(\vec{r}) \vec{E} = 0 \quad (2.5)$$

Im vorliegenden Fall soll die Ausbreitung von Lichtstrahlen entlang der optischen Achse (z -Achse) genauer untersucht werden, die bezüglich der (x,y) -Ebene ein rotationsymmetrisches Strahlprofil aufweisen sollen. Berücksichtigt man diese Symmetrie, ändert sich in Gleichung 2.5

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} \quad (2.6)$$

mit $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ als Abstand von der optischen Achse.

Da sich das Licht im wesentlichen in z -Richtung ausbreitet, lässt sich der größte Beitrag zur räumlichen Ableitung in 2.5 durch folgenden Lösungsansatz berücksichtigen:

$$\vec{E}(r, z) = \vec{e} \Psi(r, z) \cdot e^{-ikz} \quad (2.7)$$

Dies entspricht einer ebenen Welle mit einer langsam veränderlichen „Einhüllenden“ $\Psi(r, z)$. Diese langsame Veränderlichkeit schlägt sich in den Näherungen $k \frac{\partial \Psi}{\partial z} \gg \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2}$ und $k^2 \Psi \gg \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2}$ nieder, und führt zur sogenannten paraxialen Wellengleichung:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \Psi(r, z) - 2ik \frac{\partial}{\partial z} \Psi(r, z) = 0 \quad (2.8)$$

Für das Auffinden von allgemeinen Lösungen sei an dieser Stelle auf die einschlägige Literatur (z.B.[16]) verwiesen. Eine Lösung von Gleichung 2.8, die im weiteren von Bedeutung ist, ist die sogenannte TEM_{00} -Mode. Diese spezielle Lösung weist keine Knoten der elektrischen Feldstärke in transversaler Richtung auf, was bei anderen Lösungen nicht der Fall ist.

$$\Psi(r, z) = \exp \left\{ -i \left[-i \ln \left(1 + \frac{z}{q_0} \right) + \frac{k}{2(q_0 + z)} r^2 \right] \right\} \quad (2.9)$$

Darin ist eine Integrationskonstante q_0 enthalten, die wie folgt umgeschrieben wird:

$$q_0 = i \frac{\pi w_0^2 n}{\lambda} \quad \text{mit} \quad \lambda = \frac{2\pi n}{k} \quad (2.10)$$

Dabei bezeichnet λ die Vakuumwellenlänge des Lichtes, und n steht für den Brechungsindex des Mediums, indem sich der Strahl ausbreitet. Betrachtet man monochromatisches Licht, so bildet w_0 den einzigen freien Parameter der Lösung der Wellengleichung. Dieser wird als „Strahltaille“ (engl. „Waist“) bezeichnet. Damit lassen sich einige andere Größen definieren, die für anschauliche physikalische Betrachtungen nützlich sind.

$$z_R = \frac{q_0}{i} = \frac{\pi w_0^2 n}{\lambda} \quad (2.11)$$

$$\Theta = \arctan\left(\frac{\lambda}{\pi w_0}\right) \quad (2.12)$$

$$w(z) = \sqrt{w_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_R^2}\right)} \quad (2.13)$$

$$R(z) = z \left(1 + \frac{z_R^2}{z^2}\right) \quad (2.14)$$

$$\eta(z) = \arctan\frac{z}{z_R} \quad (2.15)$$

Die Bedeutung der einzelnen Parameter ist aus Abb. 2.6 ersichtlich. So gibt die Funktion $w(z)$ den Strahlradius am Ort z der optischen Achse wieder. Dabei liegt die „dünnste Stelle“ am Nullpunkt der z -Achse, d. h. $w(0) = w_0$. Eine charakteristische Größe des Strahls ist auch die sogenannte Rayleigh-Länge z_R . Sie beschreibt den Abstand von $z = 0$ bei dem sich der Strahl um den Faktor $\sqrt{2}$ aufgeweitet hat. Es gilt also $w(z_R) = \sqrt{2}w_0$. Wie aus Gleichung 2.13 ersichtlich ist, wird die Begrenzung des Lichtstrahls durch eine Hyperbelfunktion beschrieben. Diese wird in größerer Entfernung durch eine Asymptote mit dem Winkel Θ angenähert. Der jeweilige Krümmungsradius der Wellenfronten ist schließlich durch $R(z)$ gegeben.

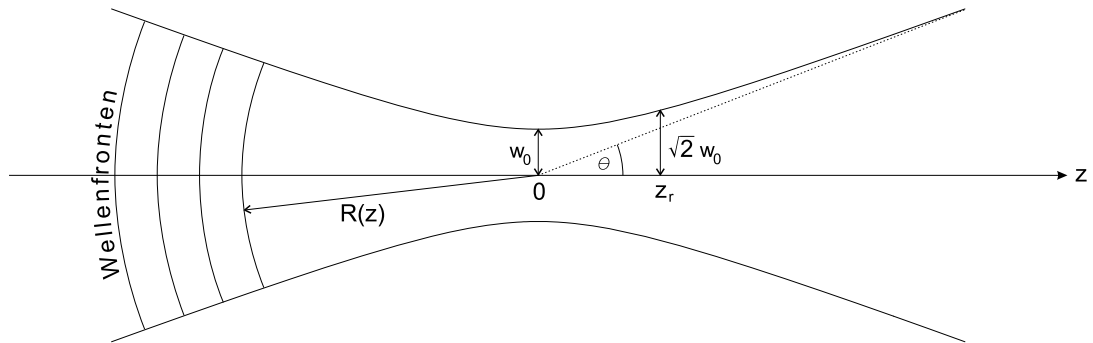


Abbildung 2.6: Geometrie eines sich entlang der z -Achse ausbreitenden Gaußschen Strahls.

Mit diesen Bezeichnungen und dem Lösungsansatz aus Gleichung 2.9 lässt sich jetzt das elektrische Feld der TEM₀₀-Mode angeben:

$$\vec{E}(x, y, z) = E_0 \vec{e} \frac{w_0}{w(z)} \exp \left[-i(kz - \eta(z)) - r^2 \left(\frac{1}{w^2(z)} + \frac{ik}{2R(z)} \right) \right] \quad (2.16)$$

Wenn zuvor von der Begrenzung des Strahls die Rede war, so bedeutet dies nicht, dass der Strahl innerhalb seines Waists eine homogene Intensitätsverteilung aufweist, und diese an dessen Stelle abrupt auf Null absinkt. Vielmehr verdankt der Gaußsche Strahl seinen Namen seiner Intensitätsverteilungsfunktion, die die Form einer Gaußschen Kurve besitzt. Die Intensität wird dabei mit Hilfe des elektromagnetischen Felds \vec{E} wie folgt dargestellt:

$$I = \epsilon_0 |\vec{E}|^2 \quad (2.17)$$

Somit ergibt sich als Intensitätsverteilung am Ort z senkrecht zu optischen Achse (also in r-Richtung)

$$I(r, z) = I_0(z) \cdot e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} \quad (2.18)$$

Als Waist wird nun die Stelle der Intensitätsverteilung bezeichnet, an der diese auf I_0/e^2 abgesunken ist. Dies ist in Abb. 2.8 und 2.7 schematisch dargestellt.

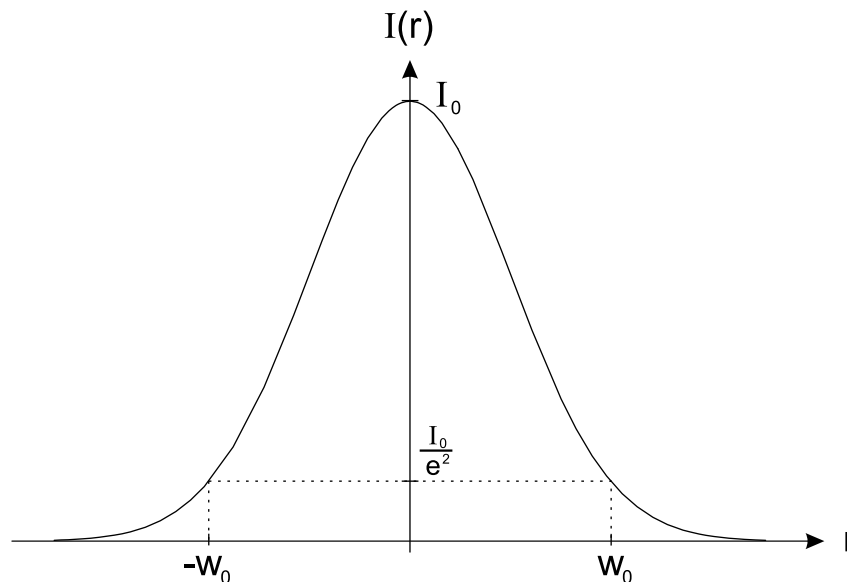


Abbildung 2.7: Intensitätsprofil eines Gaußschen Strahls.

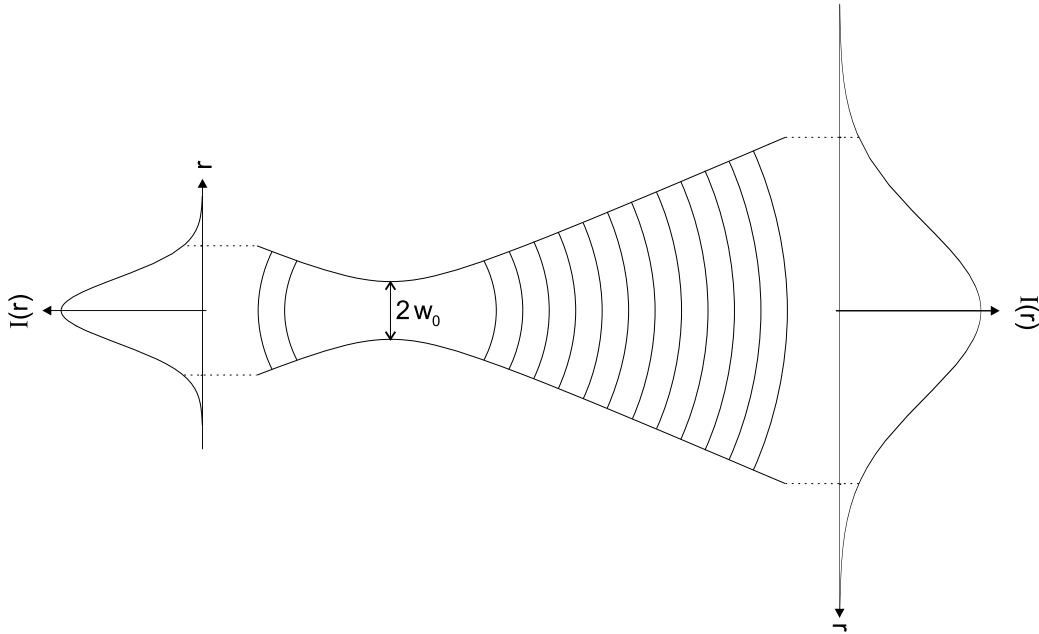


Abbildung 2.8: Räumliche Ausbreitung des Gaußschen Strahls mit zugehörigem Intensitätsprofil.

2.2.2 Matrix-Methode und ABCD-Gesetz

Für physikalische Anwendungen ist es natürlich von Interesse, berechnen zu können, wie sich diverse optische Komponenten auf die Ausbreitung eines eben dargestellten Gaußschen Strahls auswirken. Dazu soll ein Verfahren aus der geometrischen Optik zur Untersuchung und Berechnung komplizierter optischer Systeme näher betrachtet werden. Wie anschließend gezeigt wird, lässt sich diese sogenannte Matrix-Methode auch für die Berechnung eines paraxialen Gaußschen Strahlverlaufs durch solche Systeme verwenden.

In der geometrischen Optik wird der Verlauf von Lichtstrahlen als Geraden dargestellt, die beim Übergang zwischen Medien verschiedener optischer Dichte je nach Einfallswinkel gebrochen werden. Ein solcher Strahl ist also durch zwei freie Parameter charakterisiert. Zum einen durch seinen Abstand zur optischen Achse (z -Achse) r_0 und zum anderen durch seine Steigung in diesem Punkt r'_0 . Diese beiden Größen werden zu einem Vektor zusammengefasst:

$$\vec{r}_0 = \begin{pmatrix} r_0 \\ r'_0 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

Translationsmatrix

Betrachtet man nun zunächst den einfachsten denkbaren Fall, nämlich die Ausbreitung in einem homogenem Medium, so hat ein sich ausbreitender Strahl eine konstante Steigung und damit überall den selben Winkel gegenüber der optischen Achse. Ziel ist es nun, den Strahl \vec{r}_0 vom Punkt 0 in Punkt 1 mit \vec{r}_1 zu überführen, wie dies in Abb. 2.9 dargestellt ist. Offensichtlich gilt mit den Bezeichnungen in Abb. 2.9 für den Abstand r zur z-Achse die Beziehung $r_1 = r_0 + l \cdot r'_0$.

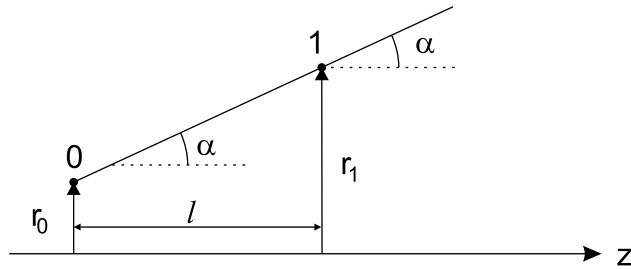


Abbildung 2.9: Translation eines Strahls.

In Matrixschreibweise ergibt sich damit folgende Gleichung:

$$\begin{pmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_0 \\ r'_0 \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

Freie Propagationen der Länge l können also mit Hilfe folgender Matrix beschrieben werden:

$$\mathbf{M}_P(l) = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

Brechung an einer gekrümmten Fläche

Ebenso ergeben sich unter Zuhilfenahme des Snelliusschen Brechungsgesetzes und ähnlicher geometrischer Betrachtungen die Matrizen für die Brechung an Flächen und Linsen. Um diese genauer untersuchen zu können, wird zunächst das Verhalten von geometrischen Strahlen an gekrümmten Grenzflächen betrachtet, wie es im Abb. 2.10 zu sehen ist.

Der Radiusvektor bildet mit der z-Achse den Winkel ϕ und trifft unter einem Einfallswinkel von $\alpha = \phi + \tilde{\alpha}$ auf die Grenzfläche zwischen zwei Medien mit den Brechungsindizes n_1 und n_2 . Nach der Brechung verläuft der Strahl mit dem Winkel $\beta = \phi + \tilde{\beta}$ bezüglich des Einfallslotes weiter.

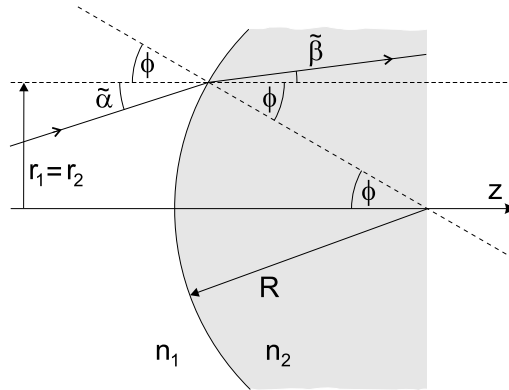


Abbildung 2.10: Brechung eines Strahls an einer gekrümmten Fläche.

Mit dem Snelliusschen Brechungsgesetz und der paraxialen Näherung $\sin\varphi \approx \varphi$ erhält man $n_1\alpha = n_2\tilde{\alpha}$. Ferner gilt für kleine Winkel $\tan\varphi \approx \varphi$, und somit $\phi = r_1/R = r_2/R$. Dadurch ergibt sich schließlich folgende Beziehung:

$$n_1 \left(\tilde{\alpha} + \frac{r_1}{R} \right) = n_2 \left(\tilde{\beta} + \frac{r_2}{R} \right) \quad (2.22)$$

In Matrixschreibweise erhält man somit nachstehende Brechungsmatrix für die Brechung an einer mit Radius R sphärisch gekrümmten Fläche.

$$\mathbf{M}_{\text{gekr. Fl.}}(n_1, n_2, R) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_1 - n_2}{n_2 R} & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

Brechung an einer ebenen Fläche

Die Matrix für die Brechung an einer ebenen Fläche geht einfach aus der einer gekrümmten Fläche hervor, in dem der Krümmungsradius unendlich gesetzt wird. Dadurch verschwindet der Eintrag der zweiten Zeile in der ersten Spalte der Matrix aus Gleichung 2.23 und man erhält

$$\mathbf{M}_{\text{eb. Fl.}}(n_1, n_2) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

Optische Systeme

Für ein optisches System lässt sich nun eine das gesamte System beschreibende Abbildungsmatrix durch einfache Matrizenmultiplikation berechnen. Durchläuft also der Strahl \vec{r}_0 nacheinander verschiedenen optische Komponenten, die durch die einzelnen Matrizen $\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2, \mathbf{M}_3, \dots, \mathbf{M}_{n-1}, \mathbf{M}_n$ erfasst

werden, lässt sich dies wie folgt darstellen:

$$\begin{pmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{pmatrix} = \underbrace{\mathbf{M}_n \cdot \mathbf{M}_{n-1} \cdot \dots \cdot \mathbf{M}_3 \cdot \mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{M}_1}_{\mathbf{M}_{System}} \begin{pmatrix} r_0 \\ r'_0 \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

Linsen

Eine dicke Linse lässt sich somit durch Multiplikation von drei Matrizen berechnen. Ein durch sie hindurch tretender Strahl passiert zunächst eine gekrümmte Fläche, bewegt sich dann geradlinig im Linsenmedium und tritt schließlich wieder durch eine gekrümmte Fläche aus. Die Matrix für eine Linse mit nicht zu vernachlässigender Dicke d und den Krümmungsradien R_1 und R_2 ergibt sich also zu

$$\mathbf{M}_{dicke\ Linse} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_L - n}{nR_2} & \frac{n_L}{n} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n - n_L}{n_L R_1} & \frac{n}{n_L} \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

Dabei befindet sich die Linse in einem Medium mit Brechungsindex n , das Linsenmaterial selbst hat den Brechungsindex n_L . Es empfiehlt sich hier besonders auf die Vorzeichen der Krümmungsradien zu achten.

Bei „dünnen“ Linsen kann deren räumliche Ausdehnung vernachlässigt werden. Als Kriterium hierfür gilt, dass die Krümmungsradien der Grenzflächen erheblich größer als die Dicke der Linse sind. Führt man die Matrizenmultiplikation von Gleichung 2.26 aus, und berücksichtigt man das eben genannte Kriterium für dünne Linsen, so erhält man folgende Matrix:

$$\mathbf{M}_{dünne\ Linse} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ (n-1) \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right) & 1 \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

Dabei wird

$$D = -(n-1) \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right) \quad (2.28)$$

als Brechkraft der Linse bezeichnet. Die Gleichung 2.28 trägt auch den Namen „Linsen-Macher-Gleichung“.

Für dünne Linsen mit Brennweite $f = 1/D$ gilt schließlich die einfache Abbildungsmatrix

$$\mathbf{M}_L(f) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

ABCD-Methode für Gaußsche Strahlen

Wie kann dieses Matrix-Prinzip der klassischen Optik nun für die Brechung von Gaußschen Strahlen eingesetzt werden? Wie in Abschnitt 2.2.1 gezeigt wurde, wird in der gaußschen Optik der Strahlverlauf durch q_0 , den einzig freien Parameter der Gleichung 2.9 beschrieben. Legt man nun auch die Position z_0 des Waists w_0 fest, so ist durch Gleichung 2.11 der Strahlverlauf vollständig durch das Wertepaar (z_r, z_0) beschrieben. Dieses wird nun in einer komplexen Größe $q(z)$ zusammengefasst:

$$q(z) = (z - z_0) + i \cdot z_r \quad (2.30)$$

Der große Vorteil der zuvor entwickelten Matrixmethode besteht nun darin, dass es durch Anwendung der Matrix $\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$ eines optischen Systems auf einen Gaußschen Strahl $q(z)$ möglich ist, den resultierenden Strahl $q'(z)$ zu berechnen. (Für eine genaue Begründung sei hier z.B. auf [15] oder [22] verwiesen.) Dabei gilt:

$$q' = \frac{Aq + B}{Cq + D} \quad (2.31)$$

Diese Beziehung bildet die Grundlage für die anstehenden Berechnungen der Strahlengänge und der erforderlichen Abmessungen des konfokalen Mikroskops, was im nächsten Kapitel beschreiben wird.

Kapitel 3

Experimentelle Durchführung

3.1 Bau eines Vakuumofens

In Abschnitt 2.1.1 wurde dargelegt, dass zur Erzeugung von Farbzentren im Diamant Gitterfehlstellen neben einzelnen substituierten Atomen, wie z.B. einzelne Stickstoff- oder Siliziumatomen zum liegen kommen müssen. Um das Diffundieren eines solchen „Lochs“ zu ermöglichen, werden die Diamanten auf Temperaturen von 800°C bis 1200°C erhitzt.

Aufgrund der hohen Temperaturen kann dies nicht in normaler Sauerstoff-Stickstoff-Atmosphäre geschehen, da hier die winzigen Kristallwürfel verbrennen, bzw. stark verrußt würden. Es ist deshalb notwendig, diesen Heizvorgang im Vakuum durchzuführen. Zum Zwecke der Reproduzierbarkeit müssen die Heiztemperaturen ermittelt werden können. Außerdem muss ein Heizdraht verwendet werden, der für den zu erreichenden Temperaturbereich geeignet ist. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit ein kleiner Vakuumofen gebaut, der die oben genannten Voraussetzungen zur Erhitzung der zu untersuchenden Diamanten schaffen soll.

Zum Bau der Vakuumkammer wurden teils handelsübliche Vakuumbauteile des ISO- und KF-Standards benutzt. Die Bodenplatte und die elektrischen Durchführungen wurden selbst entworfen. Die dazugehörigen technischen Zeichnungen und eine Liste der verwendeten standardmäßigen Vakuumbauteile sind im Anhang beigefügt. Als eigentlicher Ofen wird eine Heizspirale aus Tantaldraht, die um ein Keramikröhrchen gewickelt ist, benutzt. Um die Heizleistung und die entstehende Hitze möglichst räumlich zu begrenzen, sind zwei Hitzeschilde aus Tantalblech um diese Spirale angebracht, da in dem verwendeten Temperaturbereich und besonders im Vakuum die Wärmeausbreitung durch Wärmestrahlung dominiert. Tantal ist ein Metall aus der Vanadiumgruppe und eignet sich wegen seines hohen Schmelzpunkts von knapp 3000°C und der guten elektrischen Leitfähigkeit

für diese Anwendung. Außerdem zeichnet es sich durch eine gute mechanische Verformbarkeit aus, was die Verarbeitung zu Spule und Schild vereinfacht. Die wichtigsten physikalischen Eigenschaften dieses Metalls sind in Tabelle 3.1 zu sehen.

Symbol	Ta
Ordnungszahl	73
relative Atommasse	$180,9479 \text{ g mol}^{-1}$
Dichte	$16,68 \text{ g cm}^{-3}$
Schmelzpunkt	2996°C
Siedepunkt	5425°C
elektrische Leitfähigkeit	$8,1 \cdot 10^6 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$
thermische Leitfähigkeit	$57,5 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
spezifische Wärmekapazität	$0,14 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}$

Tabelle 3.1: Auszug wichtiger Eigenschaften von Tantal.

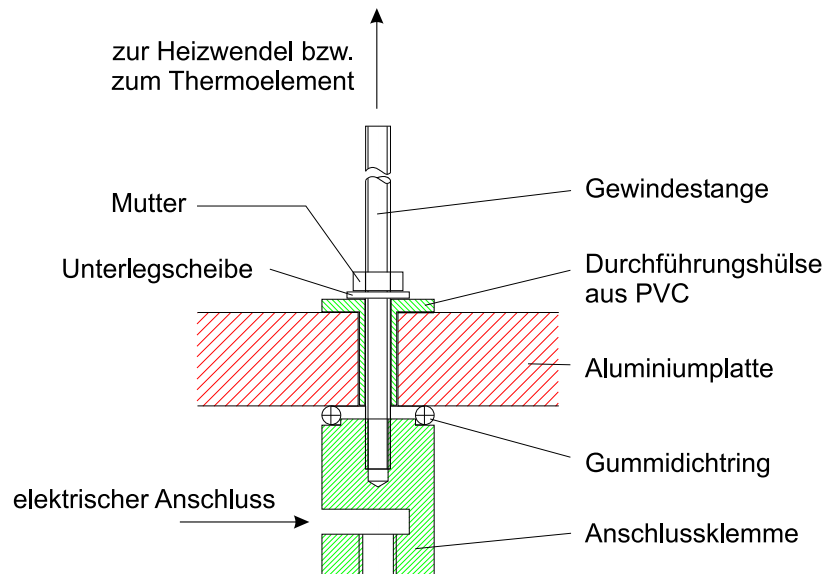


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der dicht schließenden elektrischen Durchführung im Querschnitt.

Zur Halterung der Heizspirale und der Hitzeabschirmung werden Edelstahl-Gewindestangen mit Edelstahl-Muttern und -Unterlegscheiben verwendet. Bei gewöhnlichen, verzinkten Metallstangen würde aufgrund der Hitzeentwicklung die Beschichtung abdampfen. Die Durchführungen für

Heizstrom und Thermospannung müssen zum einen elektrisch von der Kammerwand isoliert sein, zum anderen muss die Vakuumkammer natürlich dicht abschließen. In Abb. 3.1 ist schematisch die dazu entwickelte dicht schließende elektrische Durchführung im Querschnitt dargestellt.

Zur „Beladung“ des Ofens wird das Hitzeschild abmontiert. Damit ist das Keramikröhrchen frei zugänglich, und der Diamant kann mit einer Pinzette hineingelegt werden. Anschließend wird die Spitze eines Thermoelements möglichst nahe an den Diamanten herangeführt. Für diese Arbeit braucht man einiges an Fingerspitzengefühl und Geduld.

Nach dem Anbringen der beiden Schilde muss nocheinmal kontrolliert werden, ob die Drähte des Thermoelements berührungsfrei im Raum liegen. Ein Kurzschluss oder ähnliches würde natürlich die Temperaturmessung verfälschen können. Nachdem die Vakuumkammer verschlossen wurde, wird die Luft abgepumpt. Hierzu wird eine Pumpe von Typ „Trivac E2“ der Firma Leybold verwendet. Damit kann nach einigen Minuten ein Druck von ca. $3 \cdot 10^{-3}$ mbar erreicht werden. Das zur Heizung benutzte Netzgerät kann Strom bis zu zehn Ampère liefern. Die Leistungsaufnahme des Ofens liegt bei 70 bis 100 Watt (6-8 Ampère bei 12-13 Volt), wobei Temperaturen bis 1200°C möglich sind. Allerdings muss für eine längere Heizdauer bei sehr hohen Temperaturen eine Möglichkeit zur besseren Hitzeabschirmung gefunden werden. Weitere Fotos des Vakuumofens sind ebenfalls im Anhang zu finden.

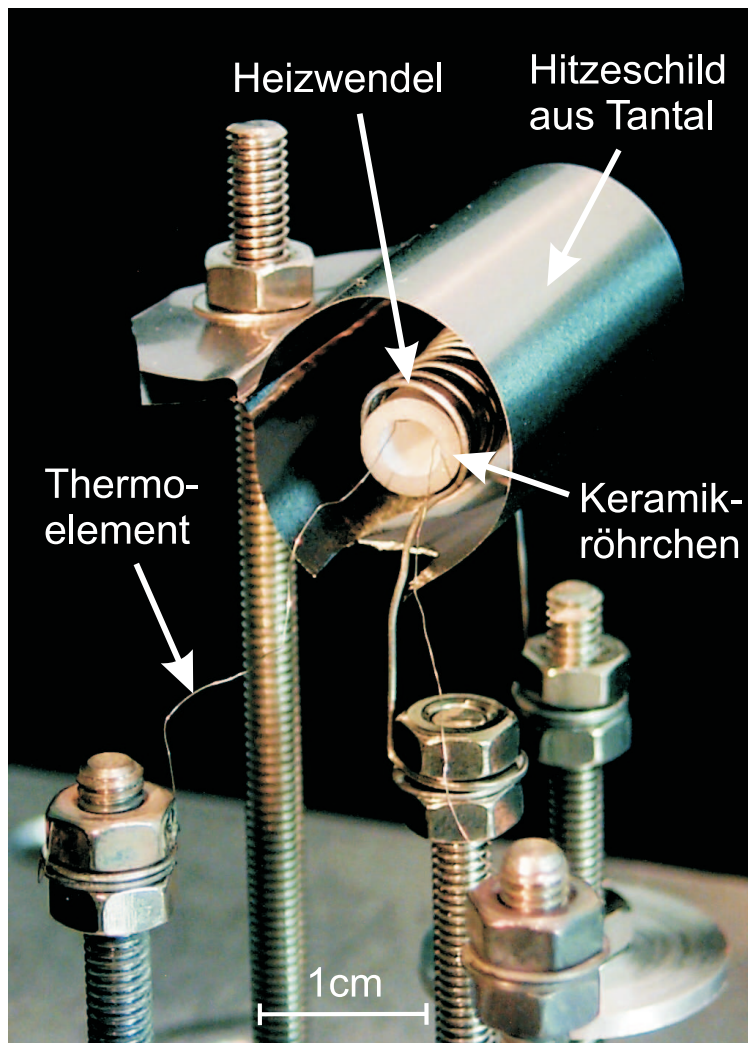


Abbildung 3.2: Abgeschrönte Heizwendel. Die Gewindestangen dienen als Zuleitung für den Heistrom und die Temperaturmessung mit einem Thermo-element.

3.2 Das konfokale Mikroskop

Bevor sich das nächste Kapitel mit den Berechnungen des zu entwickelnden konfokalen Mikroskops befasst, sollen an dieser Stelle kurz die Grundlagen der konfokalen Mikroskopie vorgestellt werden.

Die konfokale Mikroskopie verbindet die hohe Auflösung eines Lichtmikroskops bezüglich der zur optischen Achse senkrechten (x,y) -Ebene mit einer relativ hohen Auflösung in z -Richtung. Es ist gekennzeichnet durch eine sehr geringe Schärfentiefe und bietet daher eine wesentlich bessere Streulichtunterdrückung als ein klassisches Mikroskop. Als Schärfentiefe wird der longitudinale Abstand in Richtung der optischen Achse bezeichnet, über den zwei Punkte noch gemeinsam scharf abgebildet werden können. In Abb. 3.3 ist der prinzipielle Aufbau eines konfokalen Mikroskops dargestellt.

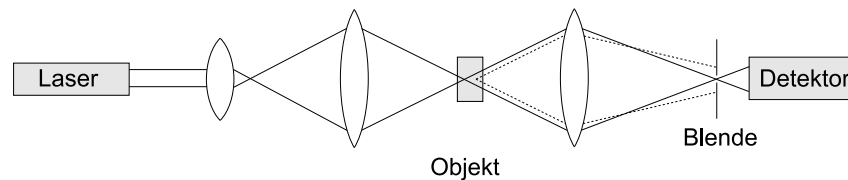


Abbildung 3.3: Prinzip eines konfokalen Transmissionsmikroskops.

Dabei wird das Licht einer punktförmigen Anregungslichtquelle (meistens wird hierzu ein Laser benutzt) mittels eines Objektivs auf die Objektebene fokussiert. Ein zweites Objektiv bildet die Quelle erneut auf einen Detektor ab. Streulicht, das aus der Umgebung des Objektfokus auf den Detektor treffen könnte, wird mit Hilfe einer Lochblende unterdrückt (gestrichelter Strahlengang). Objektpunkte, die sich außerhalb des Fokustiefenbereichs befinden, werden also nicht nur unscharf, sondern nahezu unsichtbar. Die Tatsache, dass beide Objektive auf die selbe Ebene fokussiert sind, gibt dem konfokalen Mikroskop seinen Namen.

Um verschiedene Punkte des Objekts zu betrachten, kann der Fokus mittels eines Spiegels oder einer sogenannten Nipkow-Scheibe in der (x,y) -Ebene verschoben werden. Alternativ dazu kann auch das Objekt selbst bewegt werden. Durch systematisches Abrastern der Probe entsteht so ein zweidimensionales Bild. Der große Vorteil der konfokalen Mikroskopie besteht darin, dass sich solche Aufnahmen in mehreren Ebenen durchführen lassen. Mit den so entstehenden optischen Schnitten kann ein dreidimensionales Bild des Objekts erzeugt werden.

Die Detektion von transmittiertem Licht, wie sie in dem in Abb. 3.3 skizzierten Aufbau vorgenommen wird, setzt eine hohe Transparenz der zu untersuchenden Probe voraus. Ferner kann die Verwendung von zwei un-

abhängigen Objektiven zu Justageproblemen führen. Um dies zu vermeiden und auch weniger transparente Objekte zumindest oberflächlich betrachten zu können, wird meist für Beleuchtung und Detektion dasselbe Mikroskopobjektiv benutzt. D.h., es wird nicht das vom Objekt ausgehende transmittierte, sondern mit Benutzung eines Strahlteilers das von diesem reflektierte oder gestreute Licht aufgefangen.

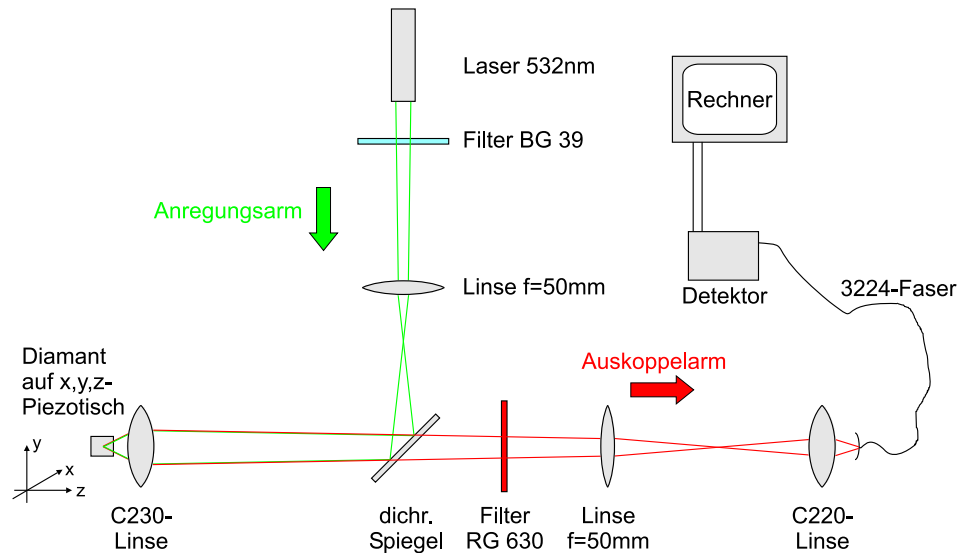


Abbildung 3.4: Prinzipieller Aufbau des gebauten konfokalen Mikroskops.

In Abb. 3.4 ist der prinzipielle Aufbau des zur Anregung von N/V-Zentren verwendeten konfokalen Mikroskops zu sehen. Dabei wird ein grüner Laserstrahl mit einer Wellenlänge von 532nm mit Hilfe eines Objektivs auf den zu betrachtenden Farbzentrum fokussiert. Mit demselben Objektiv wird das Fluoreszenzlicht des Zentrums „ausgekoppelt“ und durch einen dichroitischen Spiegel, einen Farbfilter und weiteren Linsen in eine Ein-Moden-Glasfaser eingekoppelt, welche die aufgesammelten Photonen einem Detektor zuführt. Das Spektrum dieser Fluoreszenz liegt im roten und nahem infraroten Bereich und ist deshalb rot dargestellt. Bei den folgenden Beschreibungen werden deshalb die verschiedenen Strahlengänge mit „grünem“, bzw. „Anregungsarm“ und „rotem“, bzw. „Auskoppelarm“ bezeichnet. Wie in den späteren Abschnitten zu sehen sein wird, wurden sie die in Abb.3.4 dargestellten optischen Komponenten gewählt, da sich mit diesen der Aufbau eines konfokalen Mikroskops besonders in Bezug auf die jeweiligen Abstände gut realisieren lässt.

3.3 Verwendete Komponenten

In diesem Abschnitt sollen die zum Aufbau des konfokalen Mikroskops benutzten optischen Komponenten vorgestellt und deren Eigenschaften charakterisiert werden, um damit spätere Berechnungen durchführen zu können.

3.3.1 Laser

Als Anregungslichtquelle für die N/V-Zentren wird ein frequenzverdoppelter Neodym-Laser Nd:YVO₄ verwendet. Dies ist ein auf einem Vier-Niveau-System beruhendes Lasermaterial, das optisch gepumpt werden kann. Die aktiven Nd³⁺-Ionen können dabei in verschiedenen Wirtsmaterialien, wie bestimmten Gläsern oder Kristallen eingebettet werden. Am gebräuchlichsten sind hierfür Yttrium-Aluminium-Granat (YAG) und Yttrium-Orthovanadat (YVO₄). Neben Neodym (Nd) ist z.B. auch eine Dotierung mit Erbium (Er) oder Chrom (Cr) möglich.

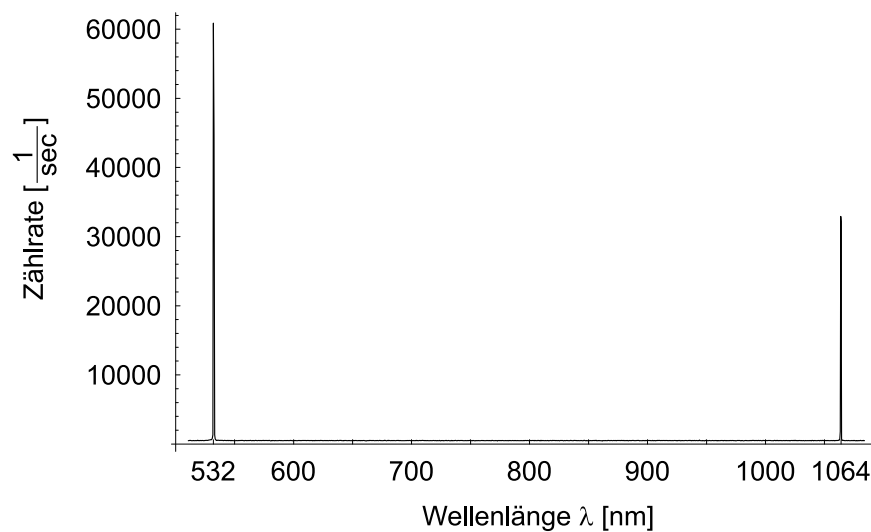


Abbildung 3.5: Spektrum des Anregungslasers.

Die Wellenlänge des Nd:YVO₄-Lasers liegt im nahen Infrarotbereich bei 1064 nm. Durch Verwendung eines nichtlinearen Kristalls wird eine Frequenzverdopplung auf 532 nm erreicht. Für die Anregung von N/V-Zentren hat sich Licht dieser Wellenlänge als besonders geeignet erwiesen [8]. Das aufgenommene Spektrum des verwendeten Lasers ist in Abb. 3.5 zu sehen. Neben der erwünschten „grünen Linie“ bei 532 nm ist auch eine deutliche

Emissionslinie bei 1064 nm vorhanden. Diese wird im Experiment durch Verwendung eines Filters (siehe 3.3.5) blockiert.

Für die anschließende Berechnung des Mikroskopaufbaus ist die genaue Charakterisierung der Strahlgeometrie notwendig. Man muss sich also experimentellen Zugang zu den beiden Strahlparametern (z_r, z_0) verschaffen. Dazu soll nun der vom Laser ausgehende Strahlverlauf vermessen werden. Mit Hilfe eines Mikrometer-Verschiebetischs wird senkrecht zur optischen Achse in x -Richtung eine Rasierklinge in den Strahl gefahren, und dieser dadurch Schritt für Schritt weiter abgedeckt. Der Teil der Leistung, der noch nicht von der Klinge abgeblockt wird, trifft auf eine Photozelle, was in Abb. 3.6 schematisch dargestellt ist.

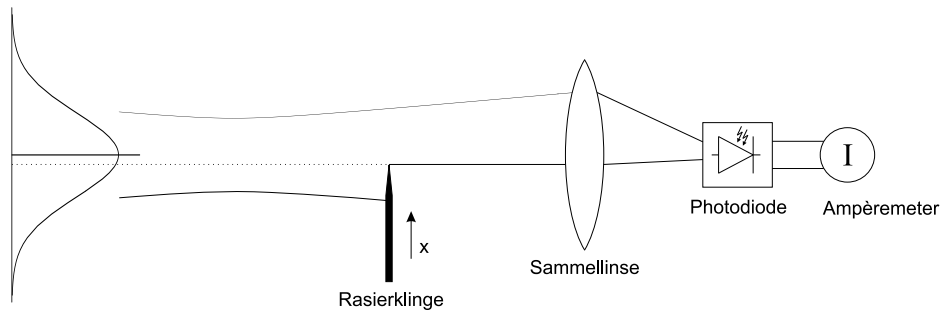


Abbildung 3.6: Waistmessung mit Hilfe einer Rasierklinge.

Der dabei gemessene Photostrom gibt aufgrund der direkten Proportionalität Aufschluss über die Größe der „nicht abgeschnittenen“ Strahlleistung. Betrachtet man die Intensitätsfunktion, so entspricht dieser Anteil dem Integral

$$P(x, z) = I_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^x e^{-2\frac{x'^2+y^2}{w(z)^2}} dx' dy = \tilde{I}_0 \int_{-\infty}^x e^{-\frac{2x'^2}{w(z)^2}} dx' \quad (3.1)$$

wobei x die Position der Rasierklinge senkrecht zum Strahlverlauf angibt. Eine Funktion der Form $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^x \exp(-t^2) dt$ wird auch als Gaußsche Fehlerfunktion (engl. error function) bezeichnet.

Auf diese Weise lässt sich der Strahldurchmesser $w(z)$ an der Stelle der Rasierklinge bestimmen. In Abb. 3.7 ist eine solche Messung dargestellt, wie sie am Laserstrahl vorgenommen wurde. Die einzelnen Messpunkte werden durch eine Fehlerfunktion mit geeigneten Parametern angenähert. Man erhält dadurch die gewünschte Größe $w(z)$ an der vermessenen Stelle. Diese Messung wird nun an verschiedenen Positionen entlang des Laserstrahls wiederholt. Die aus den einzelnen Messungen bestimmten Strahlbreiten liegen auf einer Kurve, die durch Gleichung 2.13 beschrieben wird.

Benutzt man diese als Ausgleichsfunktion der Messpunkte, erhält man die beiden den Laserstrahl charakterisierenden Größen (w_0, z_0) , bzw. mit Gleichung 2.11 das Wertepaar (z_r, z_0) . Im vorliegenden Fall wurde die Strahlbreite des Lasers an fünf verschiedenen Stellen gemessen. Die sich daraus ergebenden Messpunkte und die zugehörige Ausgleichsfunktion sind in Abb. 3.8 dargestellt.

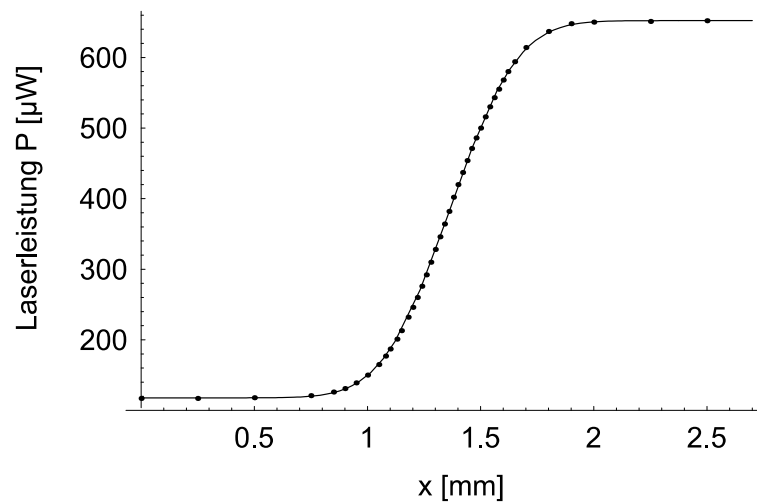


Abbildung 3.7: Waistmessung mittels Rasierklinge im Abstand von 222 cm von der Laseraustrittsschulter.

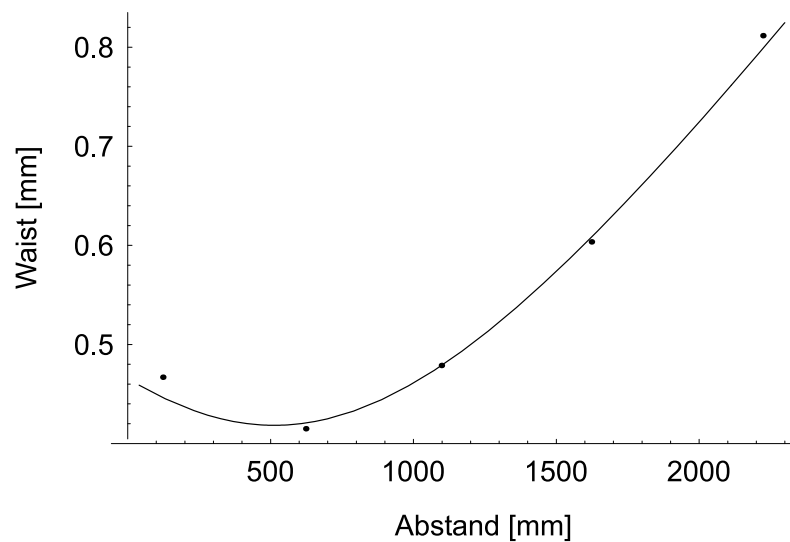


Abbildung 3.8: Waist des 532 nm-Lasers. Die Nullposition der x-Achse ist der Ort der Laseraustrittsschulter.

Aufgrund der durchgeführten Messungen erhält man folgende Strahlparameter:

$$\begin{aligned} z_0 &= (513,4 \pm 30,7) \text{ mm} \\ w_0 &= (418,3 \pm 9,4) \mu\text{m} \\ z_R &= (1,034 \pm 0,123) \text{ m} \end{aligned} \quad (3.2)$$

Wie an der großen Rayleighlänge zu erkennen ist, emittiert der grüne Anregungslaser fast paralleles Licht. Diese Messergebnisse bilden den Ausgangspunkt für die Berechnung des Strahlverlaufs im Anregungsarm des konfokalen Mikroskops.

3.3.2 Glasfaser

Für den Transport des Fluoreszenzlichts und des Lichts des Justierlasers wird eine Single-Mode-Glasfaser vom Typ 3224 der Firma Thorlabs mit einer spezifizierten Grenzwellenlänge von 620 nm verwendet. Um den Strahlengang des Justierlasers im Auskoppelarm des konfokalen Mikroskops berechnen zu können, muss der Faserwaist für die Wellenlänge von 655 nm vermessen werden. Dies geschieht wieder mit Hilfe der „Rasierklingen-Methode“, die schon in Abschnitt 3.3.1 angewendet wurde.

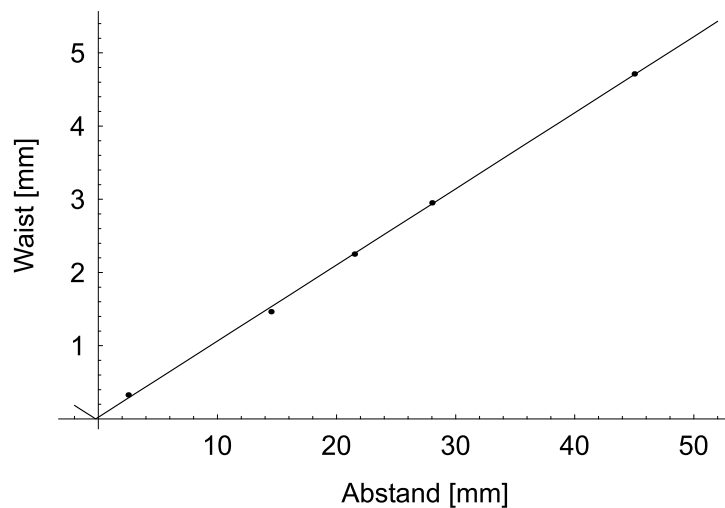


Abbildung 3.9: Gemessener Waist der Ein-Moden-Glasfaser vom Typ 3224 von Thorlabs für eine Wellenlänge von 655 nm.

Man erhält nachfolgende Strahlparameter, die die Grundlage für die Berechnung des Strahlverlaufs im Auskoppelarm liefern.

$$\begin{aligned} z_0 &= (-0,22 \pm 0,38) \text{ mm} \\ w_0 &= (1,99 \pm 0,03) \mu\text{m} \\ z_R &= (19,14 \pm 0,58) \mu\text{m} \end{aligned} \quad (3.3)$$

3.3.3 Linsen

Als Objektiv wird die asphärische Sammellinse C230TM-B der Firma Thorlabs verwendet, da diese eine relativ große Numerische Apertur von $NA=0,55$ bei einer Brennweite von $f = 4,5 \text{ mm}$ aufweist. Die Linse besitzt keine kugelförmigen Oberflächen und ist „auf unendlich“ korrigiert, d.h. die Oberflächenkrümmungen sind für parallel einfallendes Licht derart modifiziert, dass sphärische Aberration für einen Wellenlängenbereich von 600 nm bis 1050 nm soweit wie möglich vermieden wird. Der Funktionsausdruck zur Berechnung des Querschnitts der Oberflächenbegrenzung wird vom Hersteller wie folgt angegeben:

$$f(x) = \frac{\text{CURV} \cdot x^2}{1 + \sqrt{1 - (1 + K) \cdot \text{CURV}^2 \cdot x^2}} + Ax^4 + Bx^6 + Cx^8 + Dx^{10} \quad (3.4)$$

Setzt man in 3.4 die Korrekturkoeffizienten A,B,C,D und K gleich Null, so erhält man mit $\text{CURV}=1/R$ den Funktionsausdruck für einen Halbkreis mit Radius R. Für die Linse C230 werden folgende Koeffizienten angegeben:

Oberfläche	1	2
CURV	0,050195	0,339559
K	0,000000	-0,481104
A	$-4,23719 \cdot 10^{-3}$	$-2,89094 \cdot 10^{-5}$
B	$6,34840 \cdot 10^{-4}$	$-3,76282 \cdot 10^{-5}$
C	$-3,46526 \cdot 10^{-5}$	$3,26442 \cdot 10^{-6}$
D	0,000000	$-1,17572 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 3.2: Koeffizienten zur Berechnung der Oberflächenkrümmung einer C230-Linse von Thorlabs. Die Lage der Oberflächen ist aus Abb. 3.11 ersichtlich. Der Einfachheit halber sind alle Werte dimensionslos angegeben, deren Größe ist jedoch so gewählt, dass sich sämtliche Abmessungen in mm ergeben.

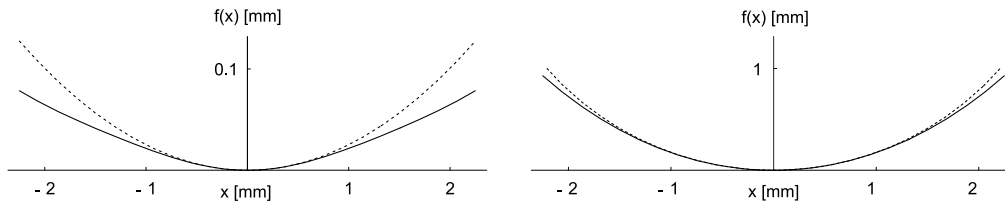


Abbildung 3.10: Krümmung der beiden Linsenoberflächen einer C230-Linse (durchgezogene Linien). Zum Vergleich ist jeweils eine Kreislinie (gestrichelte Linien) mit eingezeichnet. Links: Oberfläche 1 mit Achsenverhältnis von 1:10; Rechts: Oberfläche 2 mit Achsenverhältnis von 1:1.

Um nun den Strahlengang durch diese Linse berechnen zu können, wird deren ABCD-Matrix benötigt. Diese erhält man durch Matrizenmultiplikation der einzelnen Teilmatrizen für gekrümmte Flächen und freie Propagationen (siehe Abschnitt 2.2.2). Dazu müssen die Begrenzungsflächen als sphärische Flächen angenähert werden. In Abb. 3.10 ist der durch Gleichung 3.4 gegebene Querschnitt der Oberflächenbegrenzung einer Kreislinie gegenübergestellt. Die zur Berechnung der ABCD-Matrix der C230-Linse notwendigen Parameter sind aus Tabelle 3.2 und aus Abb. 3.11 ersichtlich.

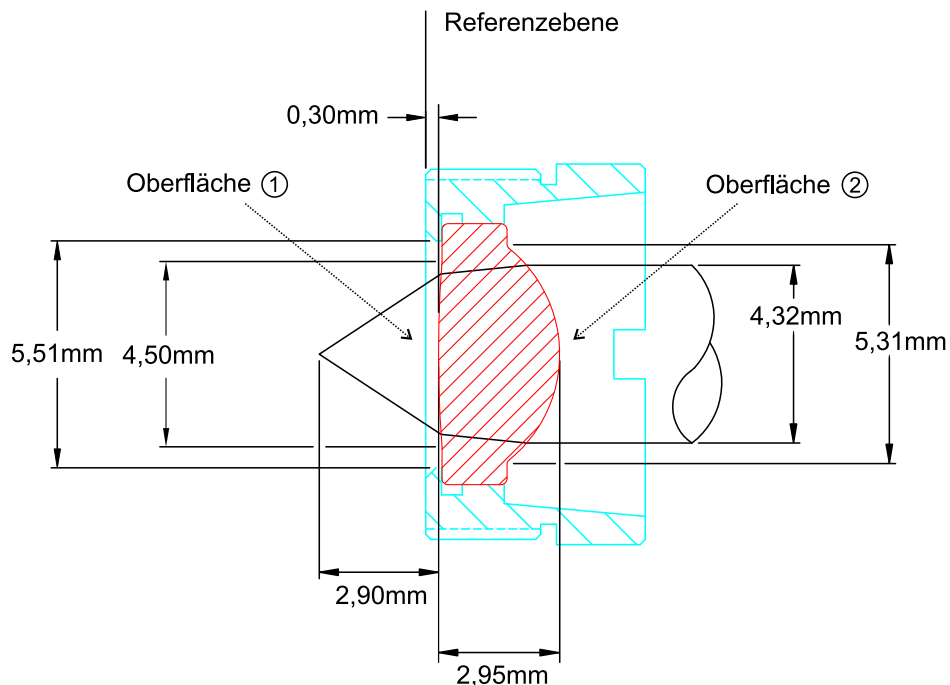


Abbildung 3.11: C230-Linse von Thorlabs (rot) mit Fassung (blau).

Die Auswahl und Anordnung der einzelnen Teilmatrizen wird dabei so vorgenommen, dass die räumliche Ausdehnung der Linse in zukünftigen Berechnungen von Strahlengängen nicht berücksichtigt werden muss. Ziel ist es also, den Ort der Linse alleine an einer Referenzebene festzumachen.

In dem zu entwickelnden konfokalen Mikroskop verlaufen die Strahlengänge des grünen Anregungslasers, wie auch des roten Justierlasers derart, dass das Licht zuerst auf Oberfläche 2, dann auf Oberfläche 1 trifft (siehe Abb. 3.11). Die Objektseite bildet also die flachere Seite der Linse, wo sich später der Diamant befindet. Dies wurde deswegen so gewählt, damit die Brechung an den Linsenoberflächen möglichst gleichmäßig verteilt ist. So können auftretende Linsenfehler minimiert werden. Für die Berechnung der Gesamtmatrix der gefassten C230-Linse mit der eingezeichneten Referenzebene ergeben sich also folgende Teilschritte:

- Zurückrechnen der freien Wegstrecke von der Referenzebene bis zur Oberfläche 2 ($d_{O2-R} = -0,30 \text{ mm} - 2,95 \text{ mm} = -3,25 \text{ mm}$)
- Brechung an der gekrümmten Oberfläche 2
- Freie Propagation durch die Linse von Oberfläche 2 zu Oberfläche 1 ($d_{O1-O2} = 2,95 \text{ mm}$)
- Brechung an der gekrümmten Oberfläche 1
- Freie Wegstrecke von Oberfläche 1 bis zum Rand der Linsenfassung, die als Referenzebene dient ($d_{O1-R} = 0,30 \text{ mm}$)

Die Gesamtmatrix der Linse ergibt sich aus der Multiplikation folgender Einzelmatrizen:

$$\begin{pmatrix} 1 & d_{O1-R} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n-1}{r_1} & n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_{O1-O2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1-n}{n \cdot r_2} & \frac{1}{n} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_{O2-R} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Hierbei ist darauf zu achten, dass die Krümmungsradien mit dem entsprechenden richtigen Vorzeichen verwendet werden. In diesem Fall ist r_2 positiv und r_1 negativ. Der Brechungsindex von Luft als umgebendes Medium wird dabei gleich eins gesetzt. Unter Berücksichtigung der verschiedenen Brechungsindizes des Linsenmaterials CO550-Glas (oben als n bezeichnet) für 532 nm (Anregungslaser) mit $n_{532nm} = 1,60904$ und 655 nm (Justierlaser) mit $n_{655nm} = 1,60170$ ergeben sich folgende wellenlängenabhängigen Matrizen für die C230-Linse:

$$\mathbf{M}_{C230}^{655nm} = \begin{pmatrix} 0,55675 & 0,31565 \text{ mm} \\ -0,22315 \text{ mm}^{-1} & 1,6696 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

$$\mathbf{M}_{C230}^{532nm} = \begin{pmatrix} 0,55311 & 0,31897 \text{ mm} \\ -0,22578 \text{ mm}^{-1} & 1,6778 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

Zum Einkoppeln des Fluoreszenzlichts in eine Ein-Moden-Glasfaser kommt die Plan-Konvex-Linse C220TM-B von Thorlabs zum Einsatz.

Oberfläche	1	2
CURV	plan	0,140884
K		-0,554366
A		$4,39140 \cdot 10^{-6}$
B		$-3,81456 \cdot 10^{-7}$
C		0,00000
D		0,00000

Tabelle 3.3: Koeffizienten zur Berechnung der Oberflächenkrümmung einer C220-Linse von Thorlabs. Die Lage der Oberflächen ist aus Abb. 3.13 ersichtlich. Der Einfachheit halber sind alle Werte dimensionslos angegeben, deren Größe ist jedoch so gewählt, dass sich sämtliche Abmessungen in mm ergeben.

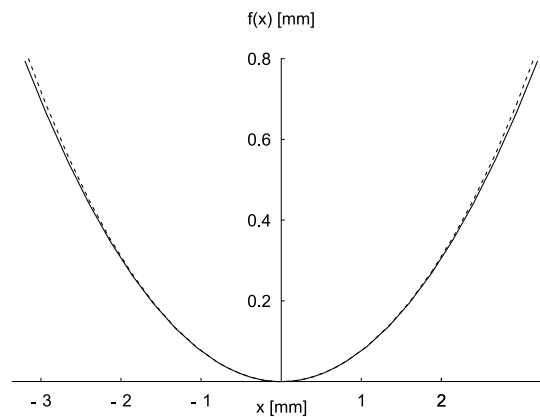


Abbildung 3.12: Gekrümmte Linsenoberfläche der C220-Linse (durchgezogene Linie) im Vergleich zu einer Kreislinie (gestrichelte Linie) mit Achsenverhältnis 1:5.

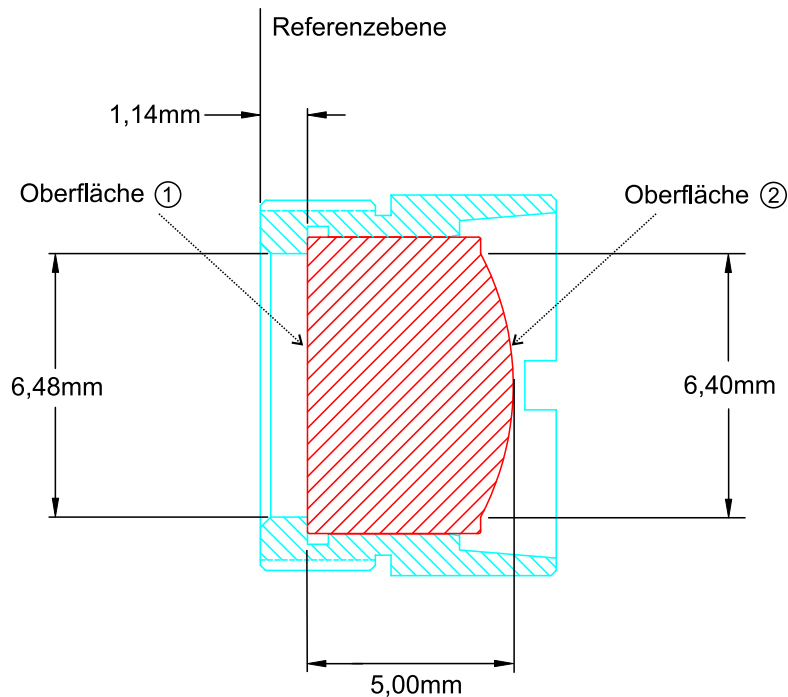


Abbildung 3.13: C220-Linse von Thorlabs (rot) mit Fassung (blau).

Wie zuvor bei der C230-Linse handelt es sich ebenfalls um eine asphärische Linse, die für einen Wellenlängenbereich von 600nm bis 1050nm korrigiert ist. Die Oberflächenkoeffizienten zur Beschreibung der gekrümmten Seite sind in Tabelle 3.3 angegeben. Abb. 3.12 zeigt den Vergleich zwischen dem sich aus Gleichung 3.4 ergebenden Querschnitt der Oberflächenbegrenzung und einer Kreislinie mit Radius $1/CURV$.

Die Linse wird mit der planen Seite in Richtung zum Faserende benutzt. Dies entspricht einem Strahlengang in Abb. 3.13 von links nach rechts. Um nun wieder eine Gesamtmatrix für diese Linse berechnen zu können, wird ähnlich wie im vorangegangenen Fall vorgegangen. Aus praktischen Erwägungen heraus soll auch hier der Ort der Linse durch die Lage einer Referenzebene bestimmt sein.

- Freie Wegstrecke von der Referenzebene bis zur Oberfläche 1 ($d_{R-O1} = 1,14 \text{ mm}$)
- Brechung an der planen Seite der Linse
- Freie Propagation durch die Linse von Oberfläche 1 zu Oberfläche 2 ($d_{O1-O2} = 5,00 \text{ mm}$)
- Brechung an der gekrümmten Oberfläche 2

- Zurückrechnen der freien Wegstrecke von Oberfläche 2 bis zur Referenzebene ($d_{O2-R} = -5,00 \text{ mm} - 1,14 \text{ mm} = -6,14 \text{ mm}$)

Dadurch ergibt sich folgendes Produkt von Teilmatrizen:

$$\begin{pmatrix} 1 & d_{O2-R} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n-1}{r_2} & n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_{O1-O2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{n} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_{R-O1} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Für die Wellenlänge von 655nm des Justierlasers erhält man somit:

$$\mathbf{M}_{C220}^{655nm} = \begin{pmatrix} 1,55743 & 0,497276 \text{ mm} \\ -0,0907862 \text{ mm}^{-1} & 0,613097 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

Die nun im ersten geschilderten Aufbau im Auskoppelarm zusätzlich verwendete Linse ist eine gewöhnliche sphärische Plan-Konvex-Linse mit einem Durchmesser von einem Zoll. Diese wird so eingebaut, dass sich der im Auskoppelarm entstehende Zwischenfokus ¹ auf der flachen Seite der Linse befindet. Dadurch soll wieder eine gleichmäßige Verteilung der Brechungen an den Linsenoberflächen erreicht, und damit zusätzliche Linsenfehler vermieden werden. Diese Linse kann aufgrund des Verhältnisses von Krümmungsradien zu Linsendicke als dünne Linse betrachtet werden. Es wird also hierfür eine Linsenmatrix vom Typ, wie sie in Abschnitt 2.2.2 (dünne Linsen) vorgestellt wurde, benutzt.

¹siehe Abschnitt 3.4

3.3.4 Dichroitischer Spiegel

Als Strahlteiler kommt ein dichroitischer Spiegel der Firma Laseroptik zum Einsatz. Dieser runde Spiegel besitzt einen Durchmesser von 25 mm und eine Dicke von 6,53 mm. Durch eine spezielle Beschichtung ist er unter einem Winkel von 45° hochreflektierend für 532 nm und 1064 nm, sowie hochtransmittierend für einen Wellenlängenbereich von 580 nm bis 750 nm. Dadurch wird Licht aus dem sichtbarem roten Bereich, wie es von N/V-Zentren emittiert wird, durch den Spiegel transmittiert. In Abb. 3.14 ist das Reflexionsspektrum, das unter einem Winkel von 45° aufgenommen wurde zu sehen.

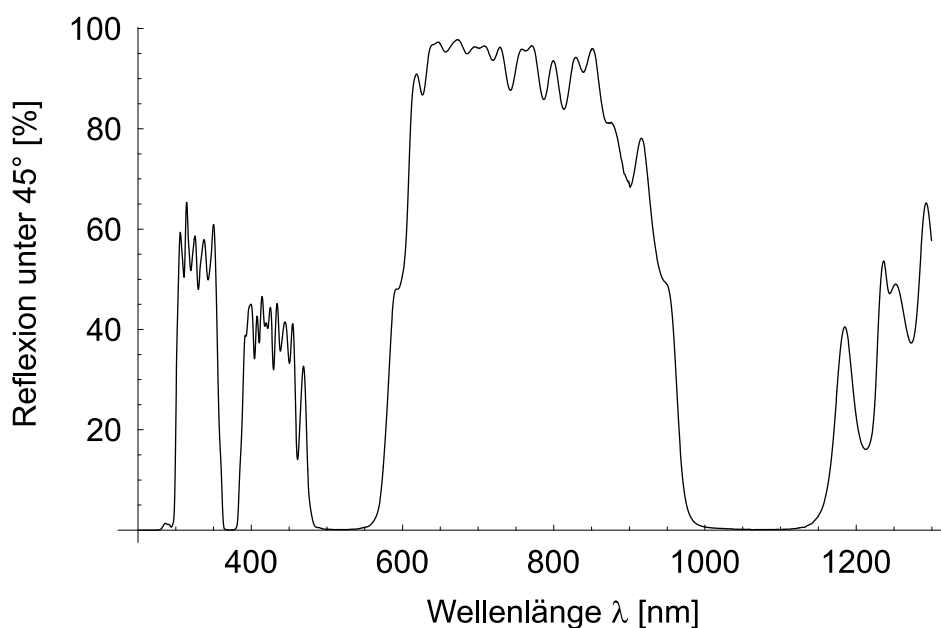


Abbildung 3.14: Reflexionsspektrum des dichroitischen Spiegels unter einem Einfallswinkel von 45° . Die Messdaten wurden von der Herstellerfirma Laseroptik zur Verfügung gestellt.

Auch hier hat der Brechungsindex des Spiegelmaterials natürlich wieder Einfluss auf die berechneten Weglängen. Allerdings ist diesmal die Änderung leider nicht so einfach zu erhalten wie in Abschnitt 3.3.5. Da das Licht nicht entlang des Einfallslots auf den Spiegel trifft, kommt es zu Brechungserscheinungen und damit zu einem Strahlversatz. Mit den anschließenden geometrischen Überlegungen soll der genaue Unterschied zwischen optischem und geometrischem Weg des Lichts ermittelt werden. Die folgende Zeichnung (Abb. 3.15) zeigt die dazu benutzten Bezeichnungen.

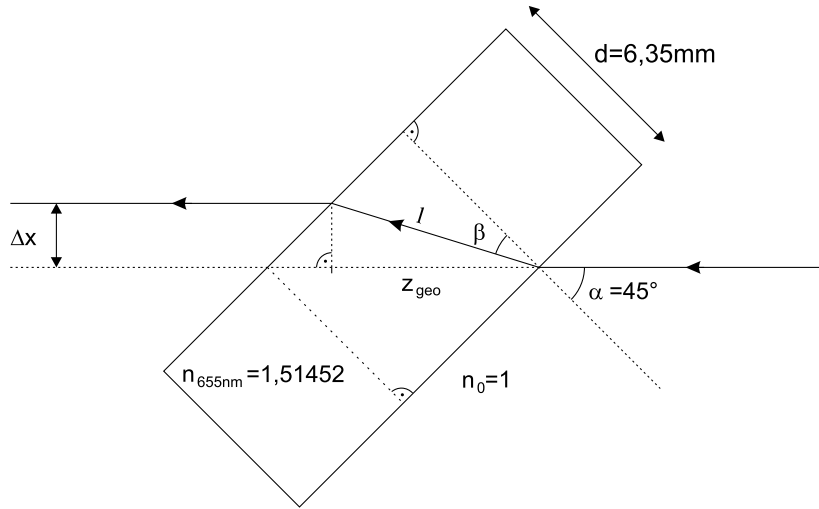


Abbildung 3.15: geometrischer Strahlverlauf innerhalb des dichroitischen Spiegels.

$$\begin{aligned}
 \beta &= \arcsin\left(\frac{\alpha}{n_{655nm}}\right) = \arcsin\left(\frac{\sin 45^\circ}{1,51452}\right) = 27,83^\circ \\
 l &= \frac{d}{\cos\beta} = \frac{6,35 \text{ mm}}{\cos 27,83^\circ} = 7,18 \text{ mm} \\
 z_{geo} &= l \cdot \cos(45^\circ - \beta) = 6,86 \text{ mm} \\
 z_{opt} &= l \cdot n_{655nm} = 10,88 \text{ mm} \\
 \Delta z &= z_{opt} - z_{geo} = 4,02 \text{ mm} \\
 \Delta x &= l \cdot \sin(45^\circ - \beta) = 2,12 \text{ mm}
 \end{aligned} \tag{3.8}$$

Durch den Einsatz des dichroitischen Spiegels muss also der betreffende geometrische Abstand im Auskoppelarm um $\Delta z = 4,02 \text{ mm}$ verkürzt werden. Außerdem kommt es zu einem Strahlversatz parallel zur optischen Achse von $\Delta x = 2,12 \text{ mm}$.

3.3.5 Filter

Um die 1064 nm-Linie des Anregungslasers (siehe 3.3.1) aus dem grünen Laserstrahl zu unterdrücken, wird in dessen Strahlverlauf ein Bandpassfilter BG39 der Firma Schott gestellt. Das gemessene Transmissionsspektrum des hier verwendeten 2 mm dicken Farbglasfilters ist in Abb. 3.16 dargestellt. Zwar ist mit dem zur Vermessung des Transmissionsspektrums verwendeten Spektrometer der Wellenlängenbereich von über 800 nm nicht mehr zugänglich, doch gibt der Hersteller für eine Wellenlänge von 1064 nm einen Trans-

missionsgrad von 0,018 % an. Neben dem eigentlichen Filterzweck muss für eine Verwendung im konfokalen Mikroskop außerdem eine durch den Brechungsindex des Filterglasmaterials bedingte Verkürzung der errechneten Abstände berücksichtigt werden. Dieses besteht aus BK7-Glas und hat für eine Wellenlänge von 532 nm einen Brechungsindex von $n_{532\text{nm}} = 1,51947$. Die Weglängenänderung errechnet sich wie folgt:

$$\begin{aligned}
 \text{geometrischer Weg: } z_{geo} &= 2 \text{ mm} \\
 \text{optischer Weg: } z_{opt} &= n_{532\text{nm}} \cdot z_{geo} \\
 &= 1,51947 \cdot 2 \text{ mm} = 3,04 \text{ mm} \\
 \text{Weglängendifferenz: } \Delta z &= z_{opt} - z_{geo} = 1,04 \text{ mm}
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

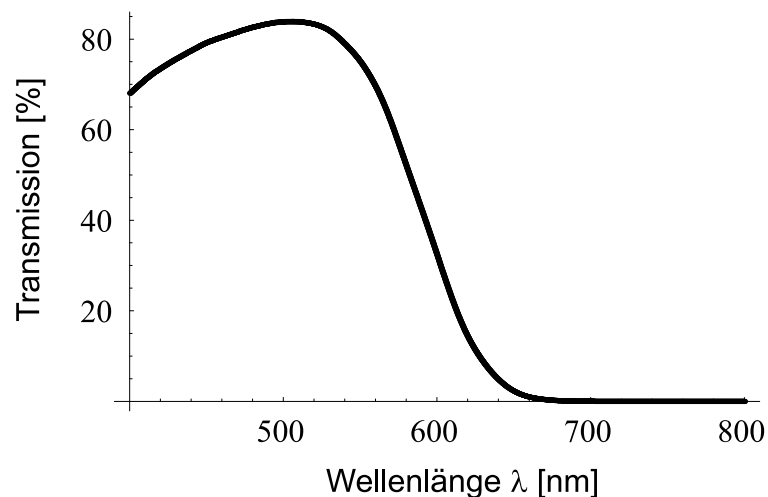


Abbildung 3.16: Transmissionsspektrum des Bandpassfilters BG 39.

Neben der „Bereinigung“ des grünen Laserstrahls muss außerdem bei der Aufsammlung des roten Transmissionslichts verhindert werden, dass außer dem Fluoreszenzlicht auch vom Diamanten reflektiertes grünes Laserlicht mit detektiert wird. Durch die, trotz des dichroitischen Strahlteilers immer noch relativ hohe Intensität dieses Streulichts würde man den durch Einzel-Photonen-Emission bedingten Anteil der Zählrate nicht mehr erkennen können. Deshalb wird in den Auskoppelarm ein Farbfilter gestellt, der Licht unterhalb einer Wellenlänge von 630 nm abblockt. Das gemessene Transmissionsspektrum des verwendeten Filters RG630 von Schott ist in Abb. 3.17 zu sehen.

Auch bei diesem 3 mm dicken Farbfilter muss die durch den Brechungsindex bedingte Veränderung der berechneten Abstände berücksichtigt werden. Wie später zu lesen ist, wird für die Justage des Mikroskopaufbaus das

Licht einer Laser-Diode mit einer Wellenlänge von 655 nm benutzt. Der Brechungsindex von BK 7-Glas beträgt für diese Wellenlänge $n_{655\text{nm}} = 1,51452$.

$$\begin{aligned}
 \text{geometrischer Weg: } z_{geo} &= 3 \text{ mm} \\
 \text{optischer Weg: } z_{opt} &= n_{655\text{nm}} \cdot z_{geo} \\
 &= 1,51452 \cdot 3 \text{ mm} = 4,54 \text{ mm} \\
 \text{Weglängendifferenz: } \Delta z &= z_{opt} - z_{geo} = 1,54 \text{ mm}
 \end{aligned} \tag{3.10}$$

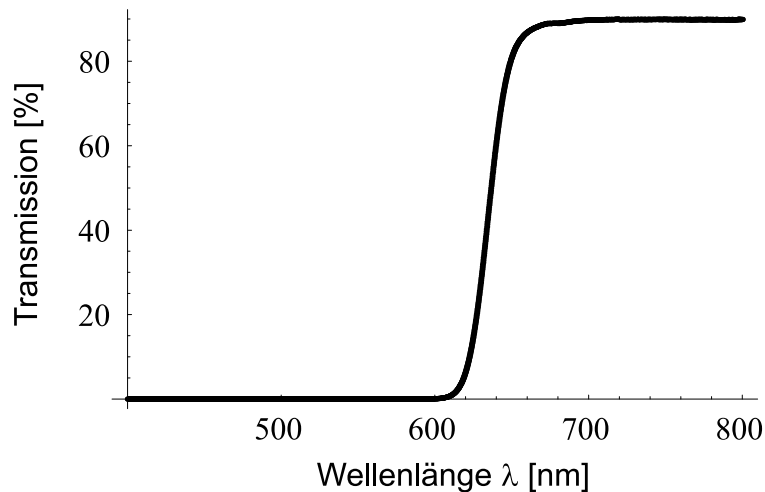


Abbildung 3.17: Transmissionsspektrum des Farbfilters RG 630.

3.3.6 Detektor

Für die Detektion des Fluoreszenzlichts wird ein von Patrick Zarda im Rahmen seiner Diplomarbeit an der Universität Innsbruck angefertigtes Detektormodul verwendet. Dessen Herzstück ist eine Silizium-Single-Photon-Avalanche-Diode (Si-SPAD). Eine spezielle mechanische Konstruktion und eine Elektronik sorgen dabei für eine kompakte Handhabung. Die Dunkelzählrate des hier verwendeten Detektors beträgt ca. 550 s^{-1} .

3.4 Konfokales Mikroskop mit zusätzlicher Sammellinse im Detektionsarm

3.4.1 Berechnung der Abmessungen

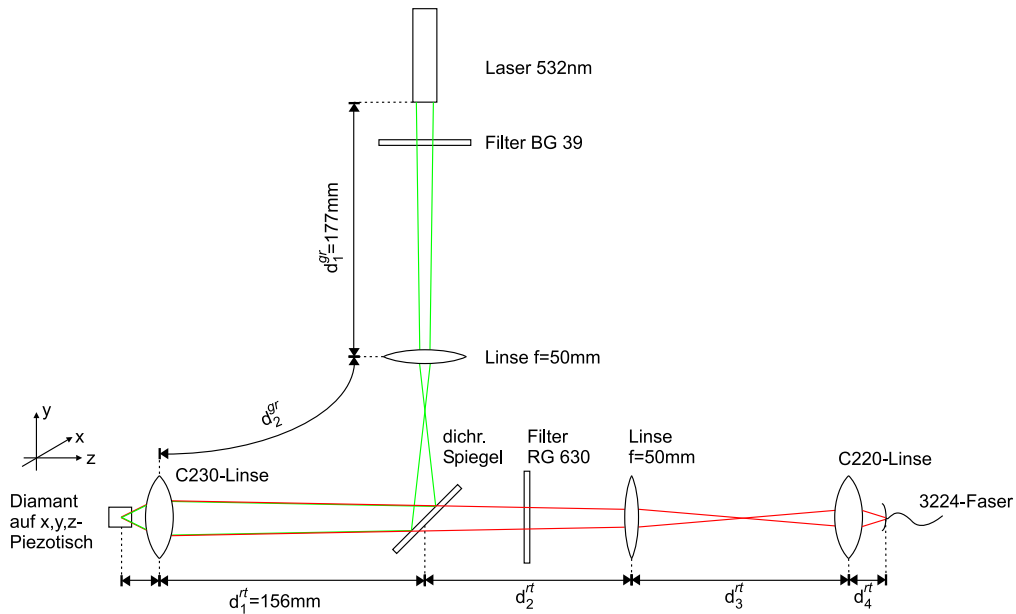


Abbildung 3.18: Aufbau des konfokalen Mikroskops mit zu berechnenden Abständen.

Nachdem zuvor die ABCD-Matrizen der Linsen und die Längenänderungen der geometrischen Wege durch die Filter und den dichroitischen Spiegel berechnet wurden, sollen nun die Abstände zwischen den einzelnen optischen Komponenten ermittelt werden. Durch geeignete Wahl der Abstände im Anregungsarm soll möglichst viel der Laserleistung des Anregungslasers auf das N/V-Zentrum fokussiert werden. Dazu müssen die Strahlparameter (z_R, z_0) an die Numerische Apertur der C230-Linse angepasst werden. Aus den Gleichungen 2.6 und 2.18 geht hervor, welcher Prozentsatz der Intensität eines Gaußschen Strahls eine senkrecht zur optischen Achse stehende Lochblende mit Radius R passieren würde:

$$\rho = 1 - e^{-2 \frac{R^2}{w^2(z)}} \quad (3.11)$$

Damit die Blende 99,5% der Leistung einer Gauß-Mode passieren lässt, benötigt man folgendes Verhältnis von Blendenradius zu Waist:

$$\sigma = \frac{R}{w} = \frac{1}{2} \sqrt{-2 \cdot \ln(1 - \rho)} = 1,628 \quad (3.12)$$

Der Divergenzwinkel, der den Anteil ρ der Intensität einschließt, errechnet sich nun in Abhängigkeit des Gaußschen Divergenzwinkels $\Theta_{Gauß}$ aus Gleichung 2.6 wie folgt:

$$\tan\Theta = \frac{\tan\Theta_{Gauß}}{\rho} \quad (3.13)$$

Mit der Numerischen Apertur $NA=n \cdot \sin\Theta$ folgt unter Verwendung von Gleichung 2.6 für die Strahltaile untenstehende Bedingung:

$$w_0 = \frac{\lambda \cdot \sigma}{\pi \cdot \tan(\arcsin(NA))} \quad (3.14)$$

Der Strahl des Anregungslasers soll auf der Objektseite der C230-Linse, die als Objektiv dient, folgenden Waist aufweisen:

$$(w_0)_{soll}^{gr} = \frac{532 \text{ nm} \cdot 1,628}{\pi \cdot \tan(\arcsin(0,55))} = 419 \text{ nm} \quad (3.15)$$

Dies entspricht einer Rayleigh-Länge von

$$(z_R)_{soll}^{gr} = 1,035 \text{ } \mu\text{m} \quad (3.16)$$

Um dies zu erreichen, wird zunächst die Gesamtmatrix des optischen Systems des Anregungsarms berechnet. Dabei genügt es, die Länge d_2^{gr} (siehe Abb. 3.18) als Variable einzusetzen, da nur ein Strahlparameter (nämlich w_0) angepasst werden soll.

$$\mathbf{M}_{sys}^{gr} = \mathbf{M}_{C230}^{532nm} \cdot \mathbf{M}_P(d_2^{gr}) \cdot \mathbf{M}_L(50 \text{ mm}) \cdot \mathbf{M}_P(d_1^{gr}) \quad (3.17)$$

Setzt man nun alle bekannten Parameter ein, erhält man \mathbf{M}_{sys}^{gr} in Abhängigkeit von d_2^{gr} :

$$\mathbf{M}_{sys}^{gr} = \begin{pmatrix} 0,547 - 0,011 \cdot d_2^{gr} & 97,090 - 1,405 \cdot d_2^{gr} \\ -0,259 + 0,005 \cdot d_2^{gr} & -44,225 + 0,573 \cdot d_2^{gr} \end{pmatrix}$$

Zum Zwecke der besseren Übersichtlichkeit sind die obigen Matrixeinträge dimensionslos dargestellt. Die Einheiten sind jedoch so gewählt, dass sich alle Abstände in mm ergeben.

Aus der in Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Messung ist der komplexe Strahlparameter q_{Laser}^{gr} des grünen Anregungslasers bekannt.

$$q_{Laser}^{gr} = -513,4 \text{ mm} + i \cdot 1,034 \text{ m} \quad (3.18)$$

Mit Gleichung 2.31 bekommt man den Strahlparameter q_{C230}^{gr} des grünen Laserlichts auf der Objektseite der C230-Linse, also an dem Ort, wo später ein N/V-Zentrum adressiert werden soll. Dieser hängt wegen \mathbf{M}_{sys}^{gr} noch von d_2^{gr} ab. Um nun diesen Abstand für die gewünschte Einstellung berechnen zu können, muss folgende Gleichung gelöst werden:

$$(z_R)_{soll}^{gr} = \text{Im}(q_{C230}^{gr}) \quad (3.19)$$

Damit erhält man schließlich für die Position der Linse

$$d_2^{gr} = 257,2 \text{ mm} \quad (3.20)$$

und einen Strahlparameter von

$$q_{C230}^{gr} = (z_0)_{C230}^{gr} + i \cdot (z_R)_{C230}^{gr} = -2,547 \text{ mm} + i \cdot 1,035 \mu\text{m} \quad (3.21)$$

Der Anregungsfokus befindet sich also 2,547 mm von der Referenzebene der C230-Linse entfernt.

Als nächstes müssen nun die Distanzen im Auskoppelarm so berechnet werden, dass eine optimale Aufsamlung des roten Fluoreszenzlichts des N/V-Zentrums gegeben ist. Die anstehenden Rechnungen basieren auf den Strahlparametern eines durch die Faser eingestrahlteten roten Diodenlasers, der später auch zur Justage des Aufbaus verwendet wird. Dieser besitzt eine Wellenlänge von 655 nm, die auch im Fluoreszenzspektrum eines N/V-Zentrums vorhanden ist. Ziel ist es einerseits, die Fokusposition dieses Justierlaserstrahls mit der des grünen Anregungslasers zur Deckung zu bringen. Damit wird erreicht, dass das Fluoreszenzlicht eines angeregten N/V-Zentrum auch wirklich in die Ein-Moden-Glasfaser eingekoppelt wird. Andererseits soll unter Berücksichtigung der Numerischen Apertur der C230-Linse so viel wie möglich des Fluoreszenzlichts aufgesammelt werden. Um letzteres zu erreichen, ergibt sich folgende Bedingung an die minimale Strahltaile des roten Strahls:

$$(w_0)_{soll}^{rt} = \frac{655 \text{ nm} \cdot 1,628}{\pi \cdot \tan(\arcsin(0,55))} = 511 \text{ nm} \quad (3.22)$$

was einer Rayleigh-Länge von

$$(z_R)_{soll}^{rt} = 1,264 \mu\text{m} \quad (3.23)$$

entspricht. Um nun den Strahlengang durch den Auskoppelarm auszurechnen, muss zunächst der Abstand zwischen C220-Linse und der Faser eingestellt werden. Dabei hat sich für die folgenden Berechnungen eine Länge

von 8,121 mm als günstig erwiesen. Da der Strahlparameter $q_{Koppler}^{rt}$, den nach der C220-Linse erhält, äußerst empfindlich bezüglich einer genauen Einstellung dieses Abstands ist, wird diese Länge anhand der errechneten Zwischenfokusposition von 93,5 mm eingestellt. Um nun den tatsächlich eingestellten Parameter $q_{Koppler}^{rt}$ möglichst gut zu bestimmen, wird der Waist des roten Lasers auf nach der C220-Linse mit der „Rasierklingen-Methode“ gemessen. Man erhält

$$q_{Koppler}^{rt} = -93,50 \text{ mm} + i \cdot 0,95 \text{ mm} \quad (3.24)$$

Die Abbildungsmatrix des Auskoppelarms setzt sich wie folgt zusammen:

$$\mathbf{M}_{sys}^{rt} = \mathbf{M}_{C230}^{655nm} \cdot \mathbf{M}_P(d_1^{rt}) \cdot \mathbf{M}_P(d_2^{rt}) \cdot \mathbf{M}_L(50 \text{ mm}) \cdot \mathbf{M}_P(d_3^{gr}) \quad (3.25)$$

Unter Verwendung der variablen Weglängen d_2^{rt} und d_3^{rt} erhält man dafür nach Einsetzen der bekannten Parameter nachfolgende Matrix. Aus Gründen der besseren Lesbarkeit sind deren Einträge komponentenweise dargestellt. Dabei bezeichnet $\mathbf{M}(a,b)$ den Eintrag in der a-ten Zeile der b-ten Spalte. Auch auf die Darstellung der Einheiten wurde erneut verzichtet. Alle Abstände ergeben sich wieder in mm.

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{sys}^{rt}(1,1) &= -1,187 - 0,011 \cdot d_2^{rt} \\ \mathbf{M}_{sys}^{rt}(1,2) &= (-1,187 - 0,011 \cdot d_2^{rt}) \cdot d_3^{rt} + 0,557 \cdot d_2^{rt} + 87,170 \\ \mathbf{M}_{sys}^{rt}(2,1) &= 0,440 + 0,004 \cdot d_2^{rt} \\ \mathbf{M}_{sys}^{rt}(2,2) &= (0,440 + 0,004 \cdot d_2^{rt}) \cdot d_3^{rt} - 0,223 \cdot d_2^{rt} - 33,141 \end{aligned}$$

Unter Verwendung der obigen Matrix errechnet sich der Strahlparameter q_{C230}^{rt} des roten Strahls auf der Objektseite der C230-Linse, der noch von den freien Variablen d_2^{rt} und d_3^{rt} abhängt. Um diese nun zu bestimmen, ergibt sich folgendes Gleichungssystem:

$$\text{Re}(q_{C230}^{rt}) = (z_0)_{C230}^{gr} \quad (3.26)$$

$$\text{Im}(q_{C230}^{rt}) = (z_R)_{soll}^{rt} \quad (3.27)$$

Durch Gleichung 3.26 wird die Überlappung von rotem und grünem Fokus gefordert. In Abb. 3.19 ist dies schematisch dargestellt. Gleichung 3.27 trägt der Forderung nach einer optimalen Aufsammlung der emittierten Einzel-Photonen Rechnung.

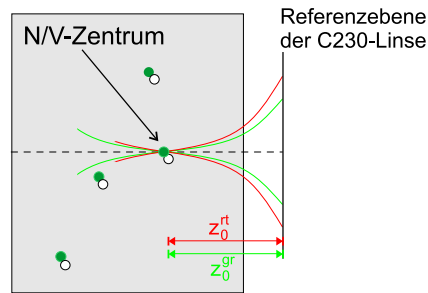


Abbildung 3.19: Überlappung des roten und grünen Fokus (Anregungs- und Aufsammeloptik).

Daraus erhält man für die zu berechnenden Abstände:

$$d_2^{rt} = 128,2 \text{ mm} \quad (3.28)$$

$$d_3^{rt} = 127,5 \text{ mm} \quad (3.29)$$

Unter Berücksichtigung der in den Abschnitten 3.3.5 und 3.3.4 dargestellten Einflüsse des RG630-Filters und des dichroitischen Spiegels ergeben sich die geometrische Abmessungen des Versuchsaufbaus, wie sie auf der Abbildung dargestellt sind.

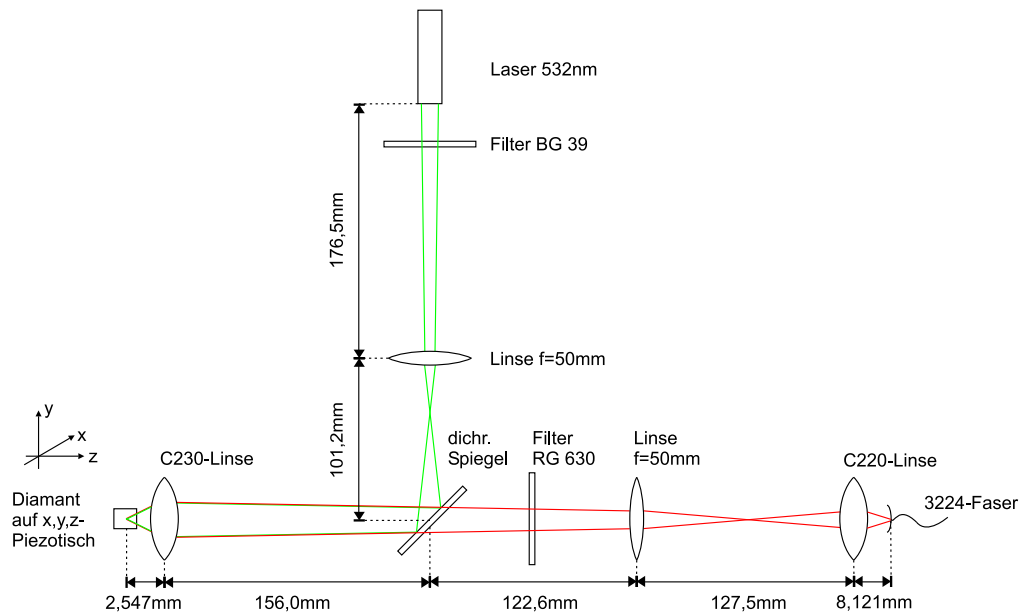


Abbildung 3.20: Aufbau des konfokalen Mikroskops mit Sammellinse und Zwischenfocus im Auskoppelarm.

3.4.2 Auswirkung von Abstandsänderungen

Für eine optimale Feinjustage des in Abb. 3.20 dargestellten Aufbaus wird nun untersucht, welche Auswirkungen die verschiedenen möglichen Abstandsänderungen auf die Fokusposition und die Waistgröße des roten Justierlasers und des grünen Anregungslasers haben. Ziel ist es herauszufinden, welcher Abstand im konfokalen Mikroskop durch den Einbau eines Verschiebtisches einstellbar sein soll. Es soll vor allem eine Verschiebung der Waistposition im Diamanten bei gleichzeitig damit verbundener möglichst kleiner Änderung der Waistgröße erreicht werden, um die beiden Foki (rot und grün) zur Überlappung bringen zu können. Dabei werden die Längenänderungen, die allesamt den Auskoppelarm betreffen, in den dargestellten Diagrammen wie folgt bezeichnet:

- δ_1 → Variation des Abstands zwischen dichroitischem Spiegel und 50 mm-Linse
- δ_2 → Variation des Abstands zwischen 50 mm-Linse und C220-Linse
- δ_3 → Verschieben der 50 mm-Linse, wobei der Abstand zwischen dichroitischem Spiegel und C220-Linse unverändert bleibt

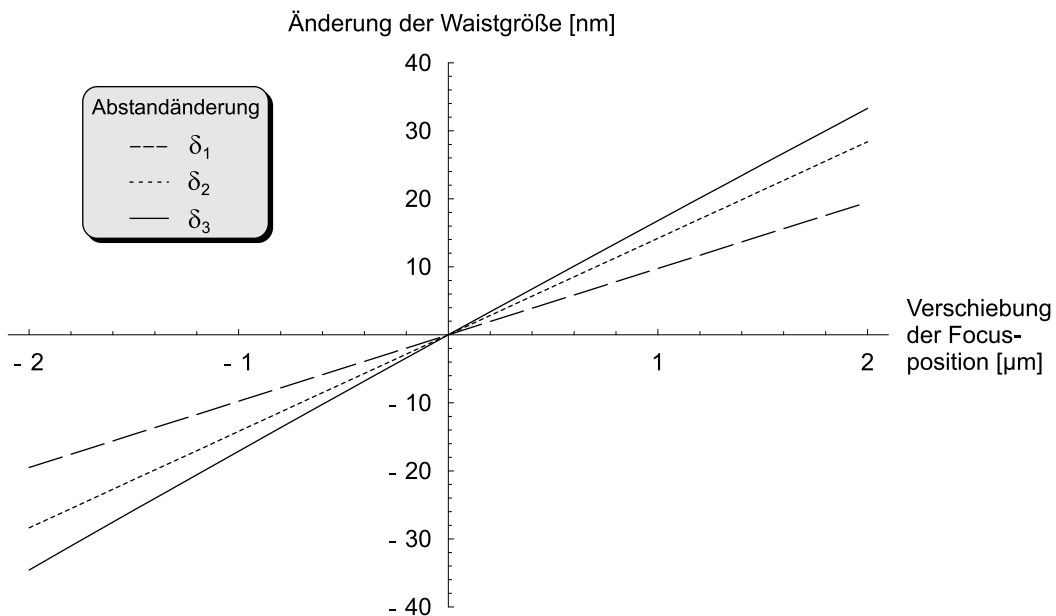


Abbildung 3.21: Veränderung der Waistgröße bei Änderung der Fokusposition. Die Gerade δ_1 ist entgegen der Berechnung mit positiver Steigung dargestellt, da so ein Vergleich besser möglich ist.

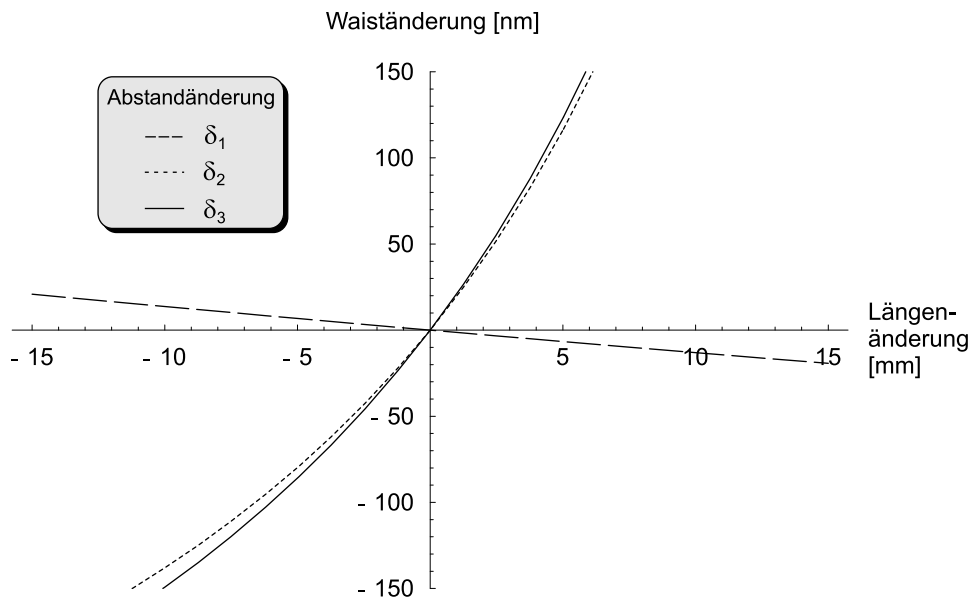


Abbildung 3.22: Auswirkung der verschiedenen Abstandänderungen auf den Waist des roten „Strahls“ auf der Objektseite der C230-Linse.

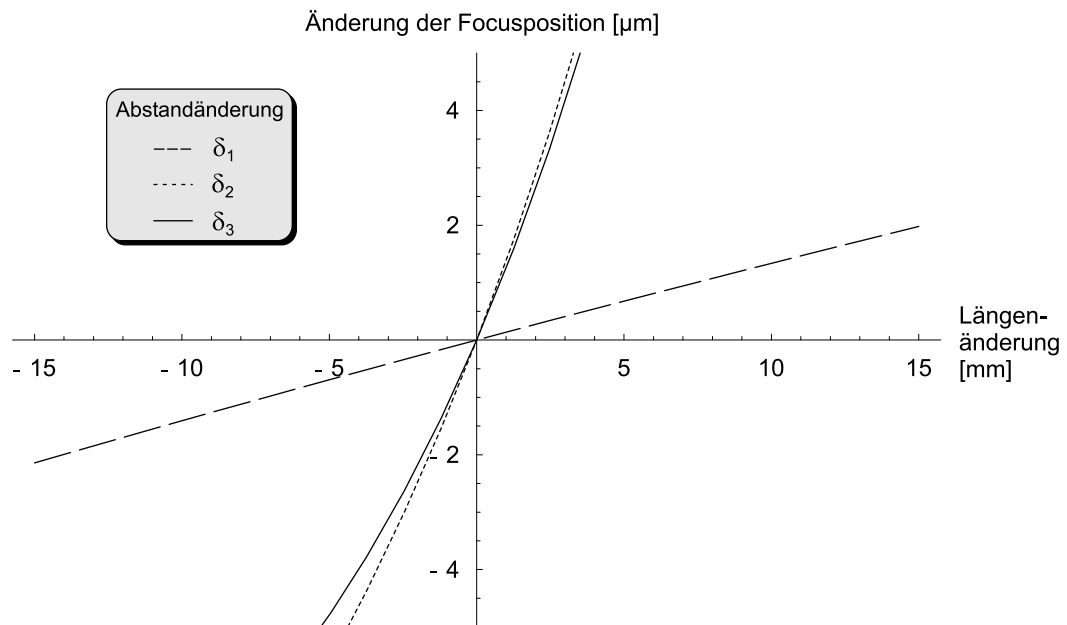


Abbildung 3.23: Auswirkung der verschiedenen Abstandänderungen auf die Position des Focus des roten „Strahls“ auf der Objektseite der C230-Linse.

Abb. 3.21 zeigt, welcher „Preis an Waiständerung“ jeweils für eine Verschiebung des Fokus zu zahlen ist. Die Abb. 3.22 und 3.23 zeigen, um welche Länge die drei Strecken δ_1 , δ_2 und δ_3 jeweils variiert werden müssen, damit eine gewisse Veränderung der Waistgröße oder der Fokusposition erreicht wird. Darin ist zu erkennen, dass durch Variation des Abstands δ_1 , also Veränderung der Länge zwischen dichroitischem Spiegel und 50 mm-Linse die Größenänderung des Waists bei Verschieben des Fokus am geringsten ausfällt. Der Versuchsaufbau ist also so zu gestalten, dass diese Wegstrecke leicht verändert werden kann.

3.4.3 Aufbau und Justage

Mit den vorangegangenen Berechnungen und Überlegungen wird das konfokale Mikroskop nun folgendermaßen aufgebaut:

- Das zur Justage dienende Licht der 655 nm-Laserdiode wird in eine Thorlabs-3224-Faser eingekoppelt.
- Der Faserkoppler (Halterung der Ein-Moden-Glasfaser mit C220-Linse) wird auf eine Aluminiumplatte montiert, die auf einem Verschiebetisch angebracht ist.
- Anschließend wird im Mikroskop der Abstand zwischen Faser und C220-Linse so eingestellt, dass ein Zwischenfokus in einer Entfernung von 93,5 mm von der C220-Linse entsteht.
- Der Laserstrahl wird entlang einer Lochreihe parallel zur Oberfläche des optischen Tisches ausgerichtet. Es wird eine Strahlhöhe von 12,0 cm gewählt.
- Um die genauen Strahlparameter zu erhalten, wird nach erfolgter Kopplereinstellung der Waist des roten Justierlasers nach der C220-Linse vermessen.
- Die 50 mm-Linse wird auf der Aluminiumplatte im Abstand von 127,5 mm zur C220-Linse angebracht. Dabei ist darauf zu achten, dass sich Richtung und Höhe des Strahlverlaufs nicht verändern. Dies lässt sich gut anhand der Rückreflexion an der Oberfläche der 50 mm-Linse erkennen. Der Strahl soll in sich zurückgeworfen werden.
- Durch die Montage des 532 nm-Lasers auf dem optischen Tisch in einem Spiegelhalter kann der Laser in der (x,y)-Ebene verkippt werden. Der grüne Strahl soll entlang einer Lochreihe verlaufen, so dass er senkrecht auf den roten Strahl trifft. Dabei ist wieder darauf zu achten,

dass auch der Anregungsstrahl parallel zum optischen Tisch in einer Höhe von 12,0 cm verläuft. Der Schnittpunkt der beiden Laserstrahlen liegt 122,6 cm von der 50 mm-Linse des Auskoppelarms entfernt.

- In den grünen Strahlengang wird im Abstand von 176,5 mm ebenfalls eine 50 mm-Linse eingebaut. Deren Justage erfolgt wieder mit Hilfe der Rückreflexion. Auch hier soll der Strahlverlauf nicht verändert werden.
- Zur Kontrolle, dass der rote und grüne Strahl sich treffen, kann in deren Schnittpunkt ein dünnes Linsenputztuch gehalten werden, womit sich die Überlappung gut kontrollieren lässt.
- In 156,0 mm Entfernung von diesem Schnittpunkt wird nun in den roten Strahl die C230-Linse gestellt. Anhand des entstehenden Lichtflecks auf einem dahinter aufgestelltem Schirm lässt sich diese gut zentriert in den Strahlengang ausrichten.
- Schließlich wird der dichroitische Spiegel so in den Schnittpunkt der beiden Strahlen gestellt, dass der grüne Laserstrahl in die C230-Linse gelenkt wird. Wie zuvor in 3.14 berechnet, kommt es dadurch zu einem Strahlversatz des roten Strahls in x-Richtung. Dieser wird durch verstellen des Faserkopplers wieder ausgeglichen. Der dichroitische Spiegel wird auf einem Spiegelhalter montiert, der eine Verkipfung in der (x,y)-Ebene zulässt.
- Als letzte optische Komponenten werden die beiden Filter in die jeweiligen Strahlengänge gestellt. Dabei ist darauf zu achten, dass diese senkrecht zum Strahlverlauf stehen, damit es hier zu keinem Strahlversatz kommt. Wie bei den beiden 50 mm-Linsen lässt sich dies auch hier mit Hilfe des entstehenden Rückreflexes an der Filteroberfläche berwerkstelligen.
- Durch abwechselndes Abdecken des roten und grünen Strahlengangs kann die Überlappung der beiden auf dem Schirm zu sehenden Leuchtpunkte in der (x,y)-Ebene und damit die transversale Überlappung der Foki kontrolliert und gegebenenfalls nachjustiert werden.
- Zu letzt wird der Piezotisch mit dem Diamanten unmittelbar hinter der C230-Linse montiert. Um eine grobe Verschiebung in z-Richtung zu gewährleisten, ist dieser auf einem Mikrometer-Verschiebetisch befestigt. Schiebt man mit dessen Hilfe den Diamanten schrittweise durch den Fokus des Anregungslasers, so lässt sich an den beiden Oberflächen eine deutliche Rückreflexion an der Laseraustrittschulter erkennen.

Nach erfolgtem Aufbau kann der Justierlaser abgeschaltet werden. Die vom Faserkoppler ausgehende Faser wird nun an den Detektor angeschlossen. Um für die folgende Feinjustage eine genügend hohe Zählrate zu erhalten, wird der RG630-Filter aus dem Auskoppelarm entfernt. Dadurch gelangt grünes Streulicht von Diamanten in den Detektor, was eine relativ hohe Zählrate mit sich bringt. Mit Hilfe des Piezotisches wird nun eine Aufnahme des longitudinalen Streuprofiles in z-Richtung über die Oberfläche des Diamanten hinweg gemacht. Dabei ergibt sich das in Abb. 3.24 dargestellte Diagramm. Das darin deutlich zu erkennende Maximum ist auf die Reflexion des grünen Strahls an der Oberfläche des Diamanten zurückzuführen, die nun für die weitere Justage verwendet wird. Durch Variation des Abstand zwischen dichroitischen Spiegel und der 50 mm-Linse im Auskoppelarm, sowie der (x,y)-Position der Faser wird nun versucht, diese Streurrate zu maximieren. Dadurch werden die beiden Foki (gemeint ist hier der Fokus der Anregungs- und Aufsammeloptik) so gut wie möglich zur Deckung gebracht.

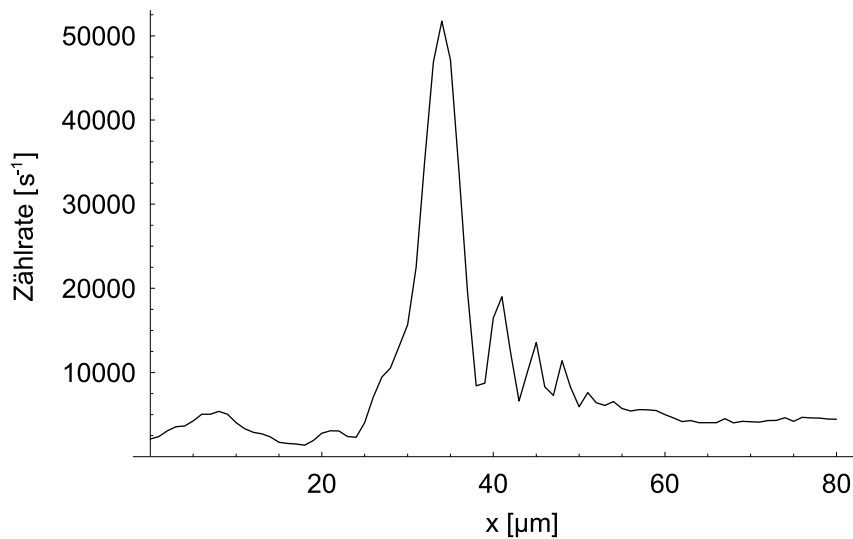


Abbildung 3.24: Detektierte Intensität als Funktion der longitudinalen Position des Diamanten relativ zum Fokus. Das deutlich erkennbare Maximum rührt von der Reflexion des grünen Anregungslasers an der Oberfläche des Diamanten her.

Durch das Entfernen des RG630-Filters wird die Justage weitgehend für grünes Licht vorgenommen, da Faserkoppler und Abstände so angepasst werden, dass möglichst viel des an der Oberfläche reflektierten grünen Lichts aufgesammelt wird. Optimaler wäre es natürlich, wenn dies für rotes Licht möglich wäre, denn später soll schließlich das Fluoreszenzlicht

möglichst gut detektiert werden können. Leider ist aber bei einem z-Scan mit Filter (wodurch das grüne Anregungslicht herausgefiltert wird) kein durch Oberflächenreflexion bedingtes Maximum zu erkennen. Somit ist die hier geschilderte Methode die einzige Möglichkeit, eine Feinüberlappung von Anregungs- und Detektionsfokus sicherzustellen. Ist einmal ein N/V-Zentrum im Diamant gefunden, so kann diese Einteilung anhand dieser Fehlstelle, und somit für rotes Licht verfeinert werden. Es hat sich aber gezeigt, dass dies später kaum eine Verbesserung bringt.

3.4.4 Aufnahmen

Nachdem die Fokusüberlappung mit Hilfe der Reflexion an der Oberfläche des Diamanten justiert wurde, kann nun mit zweidimensionalen Aufnahmen senkrecht zur Beobachtungsrichtung im Inneren des Kristalls begonnen werden. Der Diamant wird mit dem Verschiebetisch in z-Richtung so positioniert, dass sich der Anregungsfokus innerhalb des Diamantwürfels befindet. Anhand der Reflexionen des grünen Strahls an dessen Vorder- und Rückseite, die deutlich an der Laserhalterung zu erkennen sind, kann relativ einfach festgestellt werden, ob man sich innerhalb oder außerhalb des Kristalls befindet. Durch die Verwendung eines Piezotisches kann mit Hilfe einer computergestützten Steuerung die Diamantprobe rasterartig transversal zur optischen Achse in kleinen Schritten von bis zu $0,1 \mu\text{m}$ verschoben werden. Der verwendete Piezotisch erlaubt in allen drei Raumrichtungen eine Verstelllänge von je $80 \mu\text{m}$.

Die z-Richtung des Piezotisches wird zu Beginn auf $40 \mu\text{m}$ eingestellt und eine $80 \mu\text{m} \times 80 \mu\text{m}$ große Aufnahme in der (x,y)-Ebene durchgeführt. Dabei zeigen sich einzelne helle Zentren, von denen nun Aufnahmen mit einer feineren Auflösung gemacht werden können. Durch die vorherige mittige Einstellung der z-Richtung des Piezotisches kann über das Farbzentrum hinweg eine Aufnahme in longitudinaler Richtung durchgeführt werden. So lässt sich das Mikroskop optimal auf den hellsten fluoreszierenden Punkt einstellen. Abb. 3.25 zeigt eine Aufnahme eines solchen Zentrums. Die Untersuchung von anderen Zentren im selben Diamanten bringt ähnliche Resultate in Bezug auf Zählrate und Auflösung hervor. Es wurden Zählraten 2700 s^{-1} bis 3000 s^{-1} erzielt. Die Breite der gemessenen N/V-Zentren beträgt je nach Justage des konfokalen Mikroskops zwischen $3 \mu\text{m}$ und $6 \mu\text{m}$. Man würde allerdings eine Auflösung von $1 \mu\text{m}$ erwarten. Dies legt die Vermutung nahe, dass entweder die errechneten Strahltaillien auf der Objektseite der C230-Linse nicht den tatsächlichen entsprechen oder die Foki von Anregungs- und Auskopplungsoptik in z-Richtung nicht optimal überlappen. Um ersteres auszuschließen, werden im nächsten Abschnitt die Waists des grünen Anregungslasers und des roten Justierlasers vermessen.

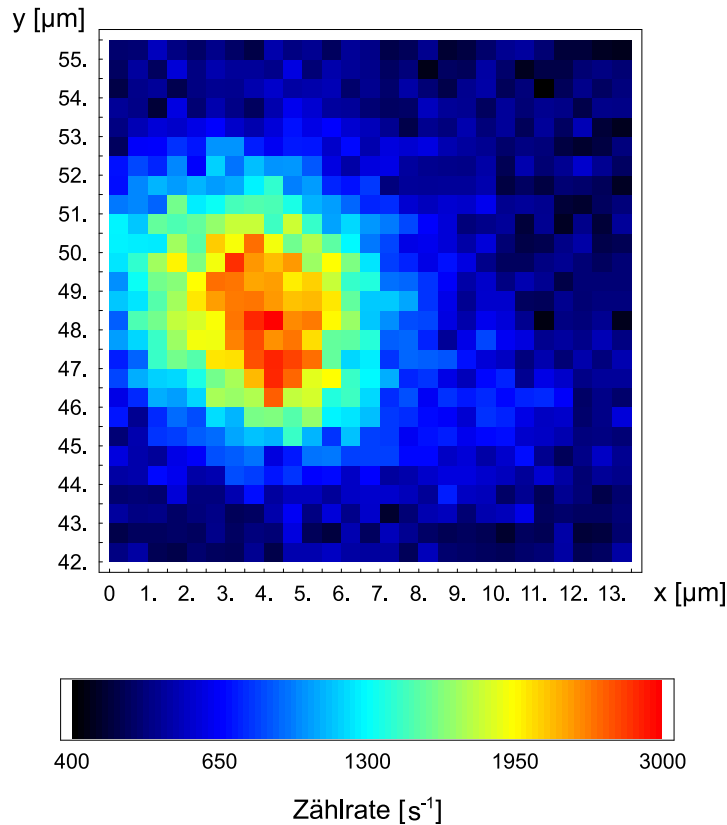


Abbildung 3.25: 2-dimensionale Aufnahme eines N/V-Zentrums mit dem konfokalen Mikroskop. Die Messzeit pro Punkt beträgt 200 ms.

3.4.5 Kontrolle der Strahltaillen

Die Messung der Strahltaillen der beiden Strahlen auf der Objektseite der C230-Linse gestaltet sich aufgrund der großen Divergenzwinkel etwas schwieriger als bei den vorangegangenen Messungen. Bei der bisher angewandten „Rasierklings-Methode“ muss der Lichtstrahl auf die Fläche einer Photodiode fokussiert werden, um dadurch dessen Restleistung zu bestimmen. Genau dies ist hier aber schwierig, da man, um eine Fokussierung auf wenige mm Durchmesser zu erreichen, mit einer sehr kurzbrennweitigen Linse mit hoher Numerischer Apertur nahe an die C230-Linse herangehen müsste. Es bleibt dabei kaum Platz, um mit einer Rasierklinge in mehreren Abständen zur Linse durch den Strahlverlauf zu fahren.

Man muss sich also mit einer anderen Methode zur Waistbestimmung behelfen, die im folgenden als „Lochblenden-Methode“ bezeichnet wird. Das Prinzip dieser Messung ist aus Abb. 3.26 ersichtlich. Dabei wird eine Lochblende mit Radius R in das Zentrum des Strahlverlaufs gestellt, wodurch

diese nur noch ein Bruchteil der Laserleistung passieren kann. Man erhält dabei den Waist an der Stelle z durch das Verhältnis der Lichtleistung nach der Lochblende P_{LB} zur Gesamtleistung P_{ges} , die vor der Lochblende gemessen wird. Die Gesamtleistung eines Gaußschen Strahls ist dabei durch Gleichung 2.18 gegeben und wird hier aufgrund der vorhandenen Radialsymmetrie in Polarkoordinaten angegeben.

$$P_{ges} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} I_0 \cdot e^{-2\frac{r^2}{w^2(z)}} r dr d\varphi = \frac{\pi}{2} I_0 w^2 \quad (3.30)$$

Der Teil der Lichtleistung, der die Lochblende mit Radius R passieren kann, ist dabei gegeben durch

$$\begin{aligned} P_{LB} &= \int_0^{2\pi} \int_0^R I_0 \cdot e^{-2\frac{r^2}{w^2(z)}} r dr d\varphi \\ &= \frac{\pi}{2} I_0 w^2 - \frac{\pi}{2} I_0 w^2 e^{-2\frac{R^2}{w^2(z)}} \\ &= P_{ges} \left(1 - e^{-2\frac{R^2}{w^2(z)}} \right) \end{aligned} \quad (3.31)$$

Mit dem gemessenen Verhältnis P_{LB}/P_{ges} wird der Waist am Ort z der Lochblende durch nachstehende Gleichung berechnet.

$$w(z) = \frac{\sqrt{-2 \cdot \ln \left(1 - \frac{P_{LB}}{P_{ges}} \right) \cdot R}}{-\ln \left(1 - \frac{P_{LB}}{P_{ges}} \right)} \quad (3.32)$$

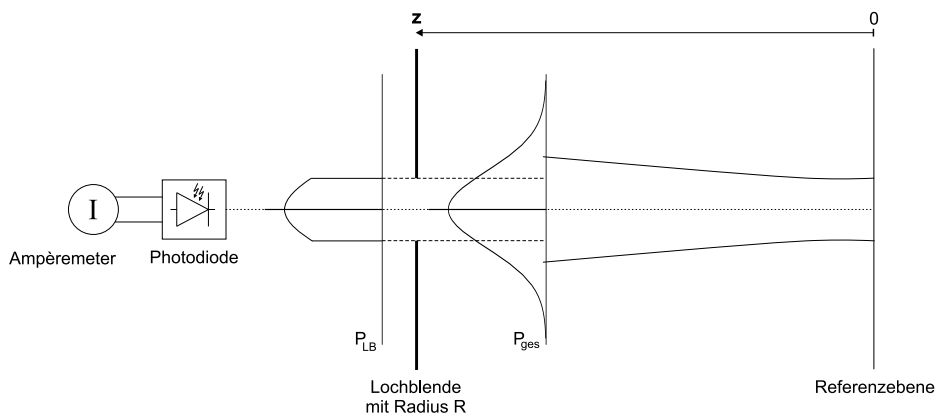


Abbildung 3.26: Waistmessung mit Hilfe einer Lochblende.

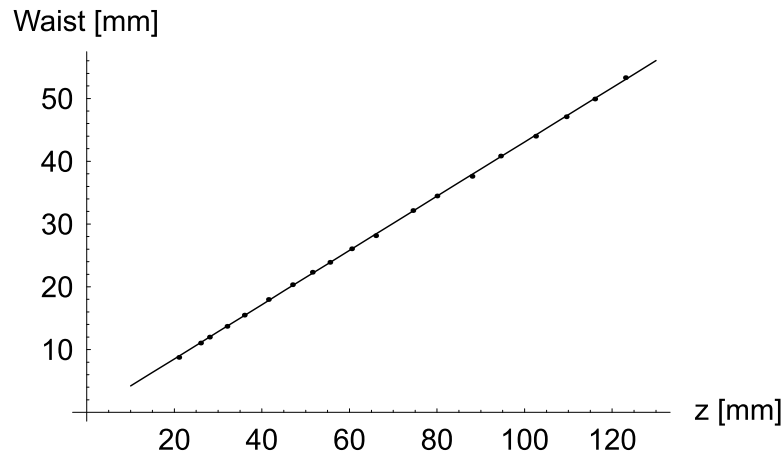


Abbildung 3.27: Waist des Anregungslasers (532nm) auf der Objektseite der C230-Linse, die sich an der Position $z = 0$ befindet.

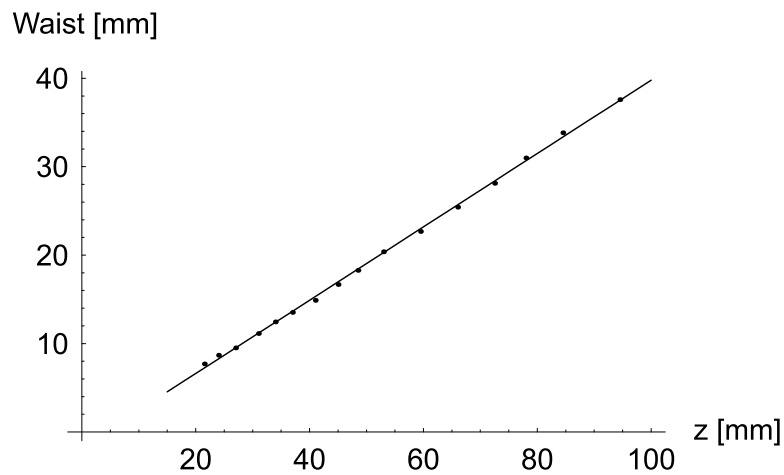


Abbildung 3.28: Waist des Justierlasers (655nm) auf der Objektseite der C230-Linse, die sich an der Position $z = 0$ befindet.

Mit dem hier beschriebenen Verfahren wird sowohl der Waist des roten Justierlasers als auch der des grünen Anregungslasers an mehreren Orten auf der Objektseite der C230-Linse bestimmt. Durch die so erhaltenen Messpunkte wird eine Ausgleichsgerade gelegt, aus deren Steigung der Divergenzwinkel und damit die minimale Strahltaile w_0 errechnet werden kann. Da sich deren Größe im Nanometerbereich bewegt, macht eine numerische Annäherung einer Hyperbel nach Gleichung 2.13 keinen Sinn, da die tatsächlich gemessenen Längen ungefähr um den Faktor 10^6 differieren. Die zugehörigen Diagramme sind in Abb. 3.27 und 3.28 dargestellt.

Für die Berechnung von w_0 aus der Geradensteigung m gilt:

$$w_0 = \frac{\lambda}{\pi \cdot m} \quad (3.33)$$

Man erhält schließlich für die beiden Wellenlängen von 532 nm und 655 nm nachstehende Ergebnisse für die gemessenen Strahltaillen $(w_0)_{gem}^{gr}$ und $(w_0)_{gem}^{rt}$. Zum Vergleich sind die errechneten Werte $(w_0)_{err}^{gr}$ und $(w_0)_{err}^{rt}$ mit angegeben.

$$\begin{aligned} (w_0)_{gem}^{gr} &= (392 \pm 1) \text{ nm} & (w_0)_{err}^{gr} &= 419 \text{ nm} \\ (w_0)_{gem}^{rt} &= (503 \pm 4) \text{ nm} & (w_0)_{err}^{rt} &= 511 \text{ nm} \end{aligned} \quad (3.34)$$

Daraus ist zu erkennen, dass die gemessenen Werte mit einer Abweichung von 6,4% für den Anregungsfokus bzw. 1,6% für den Detektionsfokus relativ gut den Erwartungen entsprechen. Dabei wird natürlich vorausgesetzt, dass der Strahlverlauf in z-Richtung auch wirklich dem eines Gaußschen Strahls entspricht, wie sie durch Gleichung 2.13 beschrieben wird. Möglicherweise verursachen Linsenfehler eine Aufweitung des Strahls an dieser Stelle, was die relativ große Breite der detektierten N/V-Zentren erklären würde.

3.5 Konfokales Mikroskop ohne zusätzliche Sammellinse im Detektionsarm

Wie zuvor in Abschnitt 3.3.3 ausgeführt, ist die asphärische C220-Linse, die zum Einkoppeln des Fluoreszenzlichts in die Faser verwendet wird, so korrigiert, dass parallel einfallende Lichtbündel möglichst gut auf einen Punkt fokussiert werden. In dem im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Aufbau des konfokalen Mikroskops ist jedoch im Abstand von 93,5 mm ein Zwischenfokus vor der zur Faserkopplung benutzten C220-Linse. Dadurch könnten mögliche Aberrationsfehler bei der Einkopplung entstehen, da diese Kopplerlinse dafür nicht konzipiert ist. Um diese zu vermeiden, wird im folgenden ein Aufbau entworfen, der ohne einen Zwischenfokus im Auskoppelarm auskommt. Dadurch kann auf die weitere Sammellinse in diesem Strahlengang verzichtet werden.

3.5.1 Berechnung der Abmessungen

Die Berechnungen für die notwendigen Abstände der einzelnen Komponenten werden wieder nach dem selben Prinzip wie im Abschnitt 3.4.1 durchgeführt. Nachdem der Strahlengang des Anregungslasers berechnet wurde, ist für den Auskoppelarm wieder ein Gleichungssystem aus zwei Gleichungen (für Fokusposition und Waistgröße) zu lösen. Als variable Weglängen stehen dafür die Strecken zwischen C230- und C220-Linse, sowie die zwischen C220-Linse und Faserende zur Verfügung. Bei den so errechneten optischen Weglängen müssen natürlich wieder die Einflüsse der Farbfilter und des dichroitischen Spiegels berücksichtigt werden.

3.5.2 Aufbau und Justage

Es zeigt sich, dass für die Faserkopplereinstellung ein Abstand von 6,031 mm zwischen Linse und Faserende zu wählen ist. Der Strahl des roten Justierlasers muss also nach passieren der C220-Linse folgende Strahlparameter bezüglich der gewählten Referenzebene der Linse aufweisen:

$$q = 224,33 \text{ mm} + i \cdot 9,21 \text{ mm} \quad (3.35)$$

Da diesmal kein Zwischenfokus entsteht, anhand dessen die genaue Einstellung des notwendigen Abstands vorgenommen werden kann, muss man sich hier für die Justage mit einer Lochblende behelfen. Dabei wird im Abstand d zur Referenzebene der C220-Linse eine Lochblende mit Radius R aufgestellt und die Lichtleistung vor und hinter der Lochblende gemessen. Um die gewünschte Rayleigh-Länge z_R einzustellen, muss ein bestimmtes

Verhältnis der beiden Lichtleistungen erreicht werden, das sich mit Hilfe von Gleichung 3.31 wie folgt ergibt:

$$\frac{P_{LB}}{P_{ges}} = 1 - \exp\left(-2 \frac{R^2 \cdot r_R \cdot \pi}{\lambda \cdot (z_R^2 + (d + z_R)^2)}\right) \quad (3.36)$$

Die so vorgenommene Kopplerjustage wird anschließend durch die Vermessung des eingestellten Waists mit der „Rasierklingen-Methode“ kontrolliert. Abb. 3.29 stellt das Ergebnis dieser Messung dem in Gleichung 3.35 geforderten Strahlverlauf gegenüber.

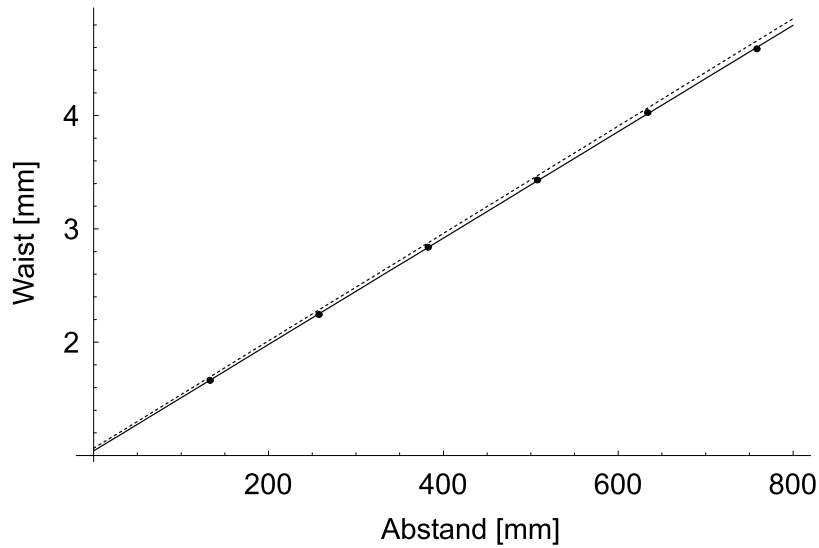


Abbildung 3.29: Waistmessung nach erfolgter Kopplereinstellung. Messpunkte mit Ausgleichskurve (durchgezogene Linie), errechnete Solleinstellung (gestrichelte Linie).

Als Messergebnisse erhält man nachstehende Werte. Zum Vergleich sind die errechneten Sollwerte mit angegeben:

$$\begin{aligned} z_0 &= (221,5 \pm 2,8) \text{ mm} & z_0^{soll} &= 224,33 \text{ mm} \\ w_0 &= (44,4 \pm 0,2) \mu\text{m} & w_0^{soll} &= 43,8 \mu\text{m} \\ z_R &= (9,45 \pm 0,09) \text{ m} & z_R^{soll} &= 9,21 \text{ m} \end{aligned} \quad (3.37)$$

Die Einstellung des Faserkopplers für den gewünschten Strahlverlauf konnte also relativ gut realisiert werden.

Die Reihenfolge des Aufbaus der einzelnen optischen Komponenten entspricht im wesentlichen der in Abschnitt 3.4.3 geschilderten Vorgehensweise. Auch hier wird mit der Montage des Faserkopplers auf einem Mikrometer-Verschiebetisch begonnen, um sich spätere Feinjustagemöglichkeiten offen

zu halten. Als Hilfestellung zum Aufbau wird wieder das Licht des roten Justierlasers am anderen Ende der Faser eingekoppelt. Nach Ausrichtung dieses Justierstrahls wird der Anregungsarm aufgebaut, in dem diesmal eine Sammellinse mit einer Brennweite von $f = 30\text{ mm}$ verwendet wird, die auf einem Verschiebetisch befestigt ist, sodass diese in z-Richtung verschoben werden kann. Schließlich wird am Schnittpunkt der beiden Strahlen der dichroitische Spiegel montiert. Zu guter Letzt wird wieder die C230-Linse und der Piezotisch mit Diamant an den Strahlengängen ausgerichtet.

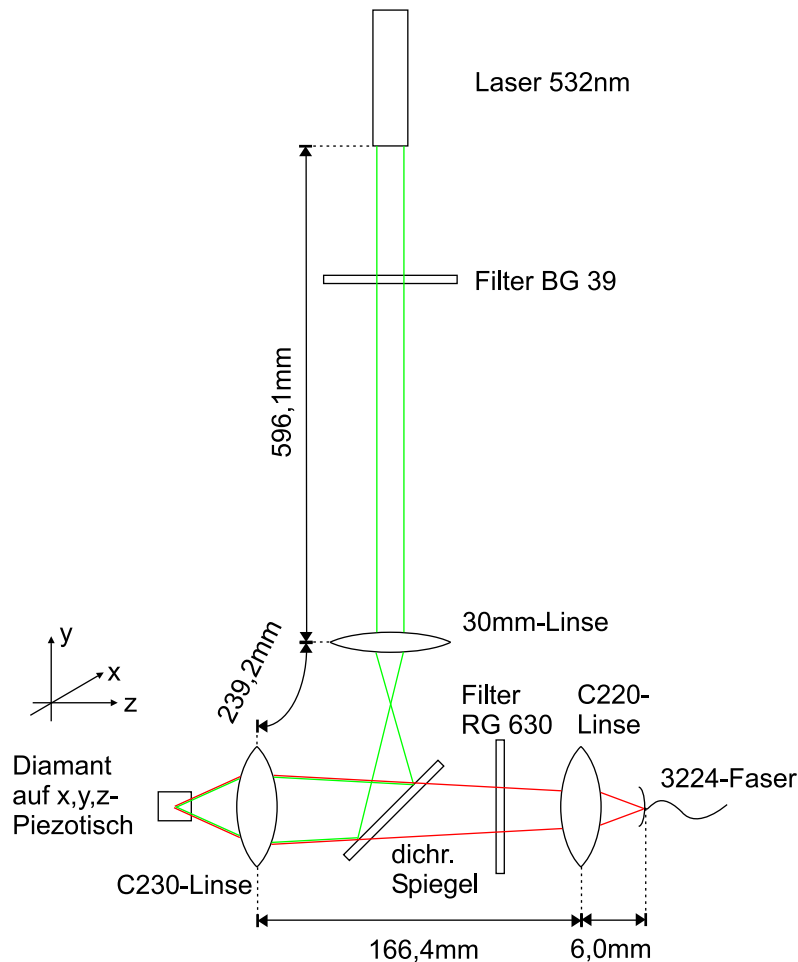


Abbildung 3.30: Aufbau des konfokalen Mikroskops ohne Sammellinse und Zwischenfokus im Auskoppelarm.

3.5.3 Auswirkung von Abstandsänderungen

Zur Feineinstellung der Überlappung von grünem Anregungsfokus und dem Fokus des roten Justierlasers auf der Objektseite der C230-Linse wird die

30mm-Linse im Anregungsarm in Richtung der optischen Achse verschieben. Da auch der Faserkoppler auf einem Verschiebetisch montiert ist, lässt sich ebenfalls der Abstand zwischen C230-Linse und Faserkoppler variieren. Die folgende Abbildung zeigt, welche Auswirkung dies jeweils auf die Fokuspositionen und Waistgrößen hat.

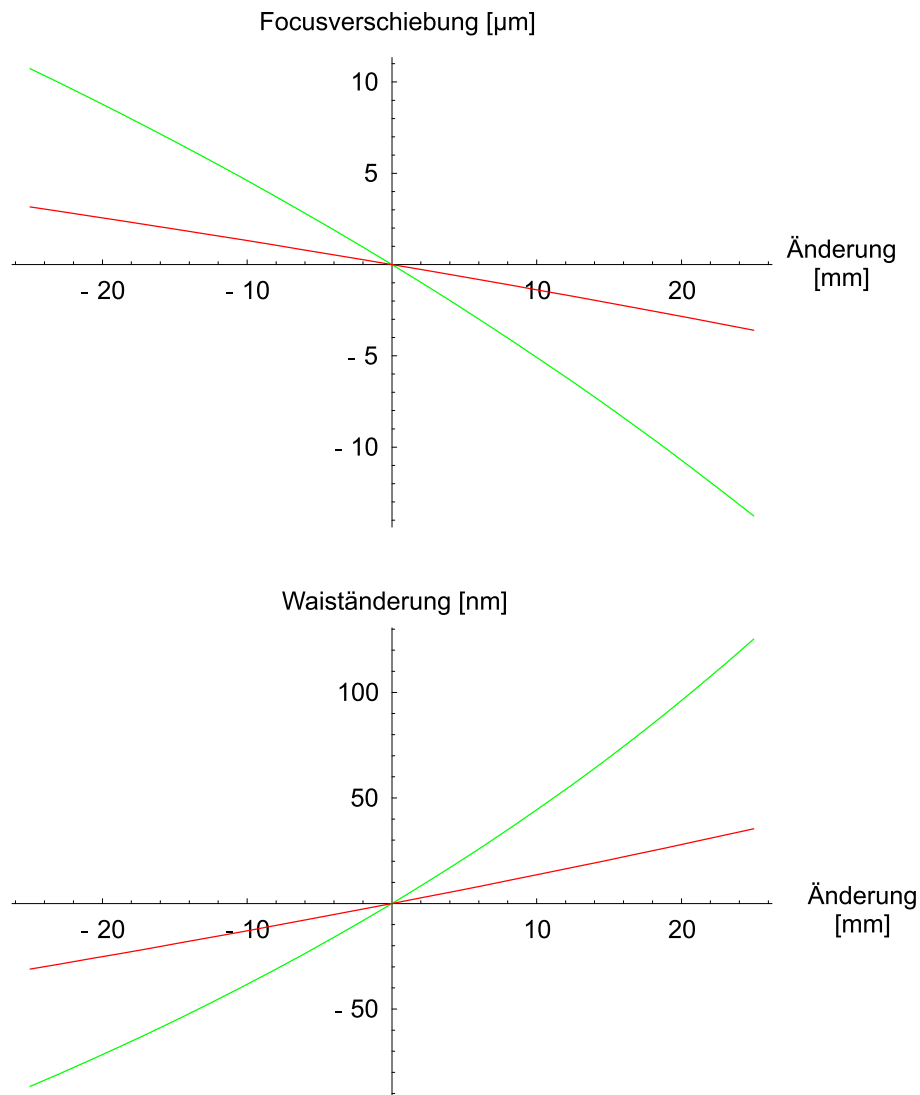


Abbildung 3.31: Auswirkungen der Abstandsänderung zwischen C220- und C230-Linse im Auskoppelarm (rot) und Verschieben der 30mm-Linse im Anregungsarm (grün).

3.5.4 Aufnahmen

Die Aufnahmen von einzelnen Fluoreszenzpunkten wird auf die selbe Art und Weise wie in Abschnitt 3.4.4 vorgenommen. Es zeigt sich allerdings keine Verbesserung in Bezug auf die Zählrate und Auflösung. Es lassen sich Zählraten von bis zu 2500s^{-1} erreichen, wobei die Größe der detektierten Zentren wieder bei ca. $6\text{ }\mu\text{m}$ liegt.

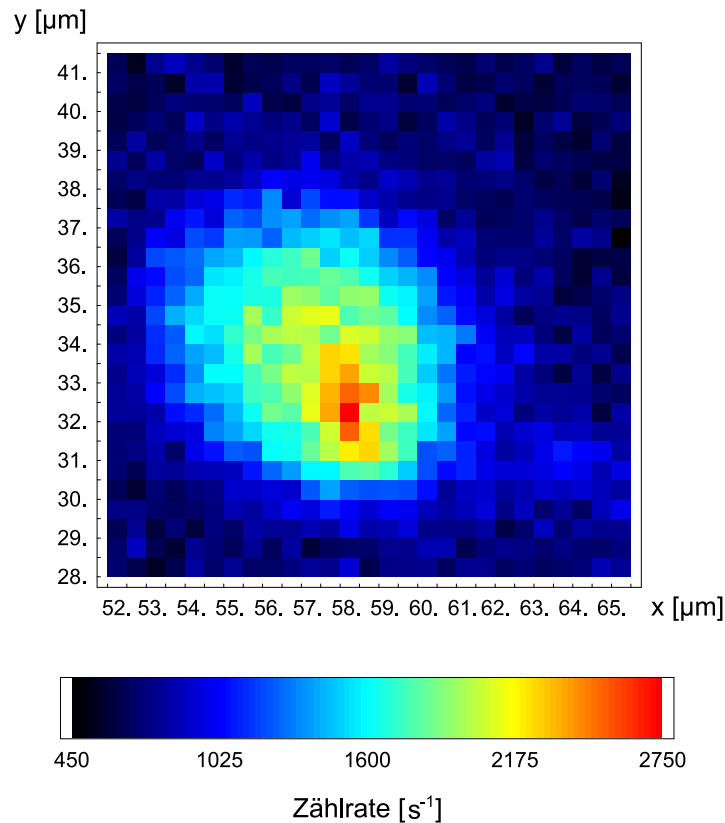


Abbildung 3.32: 2-dimensionale Aufnahme eines N/V-Zentrums mit dem konfokalen Mikroskop. Die Messzeit pro Punkt beträgt 200 ms.

3.6 Diskussion der Ergebnisse und mögliche Fehlerquellen

In diesem Abschnitt sollen die mit den hier beschriebene Aufbauten erzielten Ergebnisse diskutiert werden. Ferner werden mögliche Fehlerquellen aufgezeigt sowie diesbezüglich Hinweise auf Messungen zu deren Identifizierung gegeben.

In dem in [3] beschriebenen Aufbau eines konfokalen Mikroskops wurden Zählraten von 4000 s^{-1} gemessen, wobei bei diesem Ergebnis schon die Dunkelzählrate des Detektors abgezogen ist. Dabei wurde ein Mikroskopobjektiv mit einer Numerischen Apertur von $\text{NA}=0,85$ benutzt.

Wie in den vorangegangenen Abschnitten ausgeführt, beträgt die Numerische Apertur der im Rahmen dieser Arbeit als Objektiv benutzten C230-Linse $\text{NA}=0,55$. Geht man davon aus, dass ein Farbzentrum Fluoreszenzlicht in Form einer Kugelwelle emittiert, so geht die Numerische Apertur des jeweiligen Objektivs quadratisch in die Aufsammeleffizienz ein, da nur ein bestimmter Raumwinkel des emittierten Lichts erfasst werden kann. Mit dem Verhältnis der oben erwähnten Numerischen Aperturen, liegt die zu erwartende Zählrate bei

$$\left(\frac{0,55}{0,85}\right)^2 \cdot 4000 \text{ s}^{-1} \approx 1700 \text{ s}^{-1} \quad (3.38)$$

Mit dem in Abschnitt 3.4 dargestellten Mikroskop wurde eine Zählrate von 2900 s^{-1} gemessen. Nach Abzug der Dunkelzählrate von 550 s^{-1} , liegt die hintergrundbereinigte Zählrate bei 2350 s^{-1} , mit dem in 3.5 beschriebenen Aufbau beträgt sie 2150 s^{-1} . Dies zeigt, dass die hier detektierten Zählraten sogar über dem Bereich der rechnerisch zu erwartenden Größenordnung liegen.

Ein Messergebnis, das nicht so leicht zu erklären ist, stellt die Breite der aufgenommenen N/V-Zentren von ca. $6 \mu\text{m}$ dar. Zu erwarten wäre hier etwa $1 \mu\text{m}$. Hier könnte man vermuten, dass die beiden Foki auf der Objektseite der C230-Linse (Anregungs- und Detektionsfokus) nicht dem errechneten Durchmesser von ungefähr einem Mikrometer entsprechen. Zwar wurden diese Foki in Abschnitt 3.4.5 vermessen, jedoch wurde diese Messung im Fernfeld des jeweiligen Gaußschen Strahls durchgeführt und rechnerisch durch Betrachtung des Divergenzwinkels auf die Fokusbreite geschlossen.

Hier könnten Linsenfehler eine Abkehr vom theoretischen Gaußschen Strahlverlauf im Punkt des Fokus zur Folge haben. D.h. die minimale Strahltaille ist breiter als bei einem Gaußschen Strahl, obwohl die Strahlparameter im Fernfeld den rechnerischen Erwartungen entsprechen. Mögliche Ursache könnte hier sein, dass die asphärische C230-Linse nicht wie spezifiziert

für einen kollimierten, sondern für eine divergenten Strahl benutzt wird. Um einer dadurch bedingten eventuellen Fokusverbreiterung auf die Spur zu kommen, wurde die Lichtbrechung an den beiden asphärischen Oberflächen der C230-Linse für ein geometrisches Strahlenbündel im Computer simuliert. Dessen Randstrahlen besitzen denselben Divergenzwinkel, wie der hier vorhandene Gaußschen Strahlverlauf. Das Ergebnis für das grüne Anregungslaserlicht mit 532 nm und des roten Justierlaserlichts mit 655 nm ist schematisch in Abb. 3.33 dargestellt.

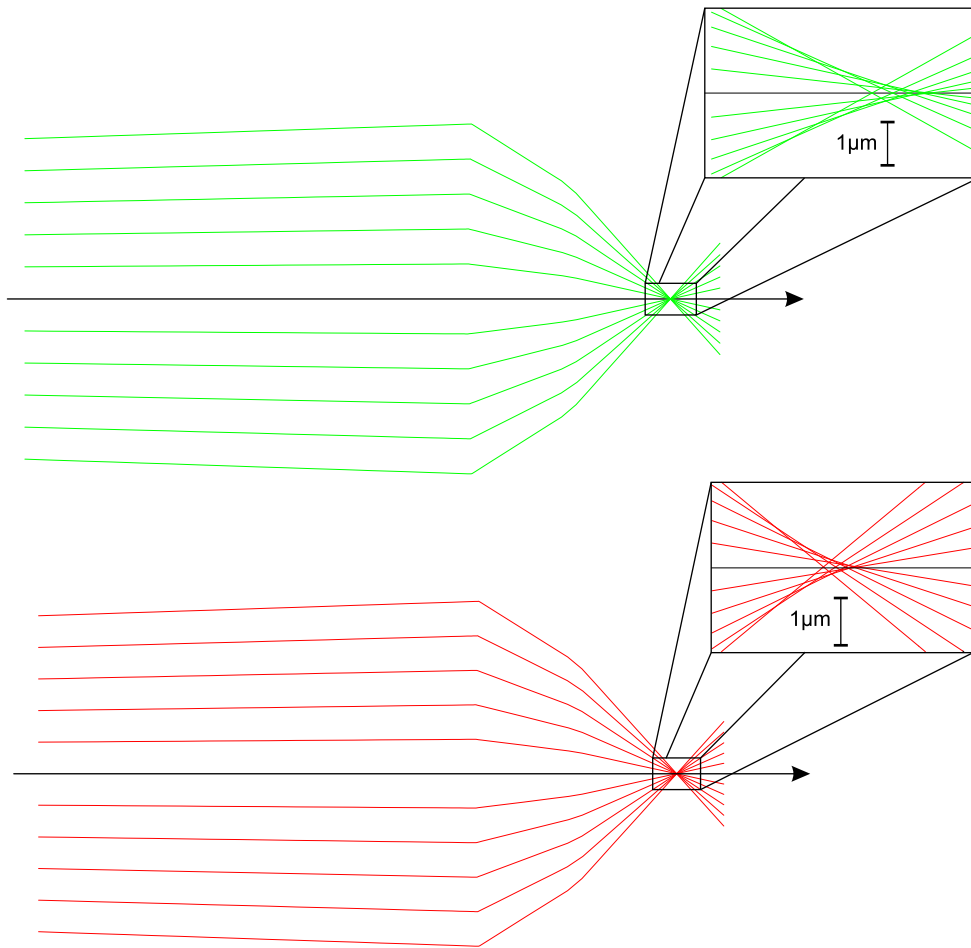


Abbildung 3.33: Im Computer simulierte Brechung eines geometrischen Strahlenbündels durch die asphärischen Oberflächen der C230-Linse für grünes Licht mit 532 nm (oben) und rotes Licht mit 655 nm (unten).

In dieser Simulation zu erkennen, dass es zu keiner nennenswerten Fokusverbreiterung kommt, welche eine Ursache für die relativ Durchmesser von aufgenommenen N/V-Zentren sein könnte. Um auszuschließen, dass es trotzdem zu einer Fokusverbreiterung kommt, müsste der Waist der bei-

den Strahlverläufe unmittelbar im Bereich der Foki vermessen werden. Da, wie bereits erwähnt, deren rechnerische Größe bei einem Durchmesser von ca. einem Mikrometer liegt, kann eine solche Messung nicht mit einer auf einem Verschiebetisch befestigten Rasierklinge erfolgen. Dazu wären nämlich Verschiebschritte im Zehntel-Mikrometer-Bereich nötig, was sich mit der Mechanik eines Verschiebtisches nicht realisieren lässt. Daher könnte die Rasierklinge auf einem Piezotisch befestigt werden, mit dem man die Rasierklinge in sehr kleinen Schritten transversal in den Strahlverlauf fahren könnte. Natürlich muss die Klinge auch eine ausreichend scharfe Kante aufweisen, um die Messergebnisse nicht zu verfälschen. Dies müsste zuvor durch einen Blick durch ein Lichtmikroskop überprüft werden.

Die Tatsache, dass die gemessenen Zählraten im Bereich des erwarteten liegen, schließt die Möglichkeit einer nicht optimalen Fokusüberlappung von Anregungs- und Detektionsfokus aus. Dies hätte auch die Breite der aufgenommenen Bilder erklären können.

Eine mögliche Ursache für die Breite der Aufnahmen der N/V-Zentren wäre ein Fehler in der Steuerung des Piezotisches. Dies würde bedeuten, dass zwar eine transversale Verschiebung von z.B. $10\ \mu\text{m}$ angezeigt wird, der Diamant sich aber in Wirklichkeit nur um $1\ \mu\text{m}$ bewegt hat. Um dem auf den Grund zu gehen, muss die Kalibrierung des Piezotisches überprüft werden. Hier ist es natürlich schwierig, Vergleichslängen im Nanometerbereich zu finden, doch ließe sich der Tisch in ein Interferometer einbauen. Durch Abzählen von Interferenzringen ließen sich so auch so sehr kleine Längenänderungen sichtbar machen.

Kapitel 4

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden zwei Ansätze zum Bau eines konfokalen Mikroskops als Einzel-Photonen-Quelle entwickelt. Dazu wurden Stickstoff-Fehlstellen-Kombinationen, sogenannte N/V-Zentren im Diamantkristall verwendet. Ziel war es, den Aufbau mit einfachen optischen Komponenten möglichst schlicht zu gestalten, so dass dies einen Ausgangspunkt für eine kompakte, stabile und handliche Einzel-Photonen-Quelle darstellt.

Im ersten Teil wurden die theoretischen Grundlagen für die Einzel-Photonen-Emission durch angeregte N/V-Zentren vorgestellt. Im Anschluss daran stand eine Beschreibung der Gaußschen Strahlenoptik. Der Matrixformalismus zur Berechnung von Strahlverläufen wurde relativ umfangreich erläutert.

Zu Beginn des experimentellen Teils wurde der Bau eines Vakuumofens, der zur Erzeugung von Fehlstellenkombinationen im Diamantgitter benutzt wird, beschrieben. Anschließend wurde das Prinzip der konfokalen Mikroskopie, sowie die prinzipielle Konstruktion des zu entwickelnden Mikroskops erörtert. Der darauffolgende Abschnitt widmete sich den zum Aufbau des konfokalen Mikroskops benutzten optischen Komponenten. Diese wurden ausreichend charakterisiert, um die darauffolgenden Berechnungen der Strahlengänge im Mikroskop zu ermöglichen.

In den beiden folgenden Abschnitten wurden zwei Varianten des Aufbaus eines konfokalen Mikroskops mit den dazugehörigen Berechnungen der notwendigen Abmessungen realisiert. Die jeweilige Justage der Versuchsaufbauten wurde ausführlich erklärt. Die erzielten Zählraten lagen, verglichen mit denen früherer Experimente in der zu erwartenden Größenordnung. Allerdings war der Durchmesser von aufgenommenen N/V-Zentren zu groß.

Zum Abschluss wurden die erzielten Ergebnisse diskutiert und mögliche

Fehlerquellen, sowie Wege zu deren Identifizierung angesprochen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, dass eine Vereinfachung des Aufbaus einer bereits bestehenden festkörperbasierten Einzel-Photonen-Quelle durchaus realisierbar ist.

Um aber zum Beispiel eine hohe Übertragungsrate bei der Verwendung dieser Einzel-Photonen-Quelle in der Quantenkommunikation zu erhalten, ist das Erreichen höherer Zählraten mit einem möglichst einfachen Aufbau sehr wünschenswert. Dazu muss die Numerische Apertur der Auskoppeloptik erhöht werden. Ein Schritt in diese Richtung wäre die Verwendung von Immersionslinsen. Dabei handelt es sich um sehr kurzbrennweitige Plan-Konvex-Linsen, die direkt auf die Oberfläche des Diamanten geklebt werden. Es gilt hier herauszufinden, inwieweit dadurch eine Erhöhung der Zählrate verwirklicht werden kann.

Um schließlich eine Loslösung vom optischen Tisch und vom Piezotisch zu erreichen, muss eine Fassung des Diamanten entwickelt werden, bei der ein einmal anvisiertes N/V-Zentrum nicht mehr aus dem Focus wegdriften kann. Idealerweise sollte die Optik mit Hilfe einer sehr feinen Mechanik nachjustiert werden können.

Die hier vorliegende Arbeit hat gezeigt, dass zumindest erste Schritte in Richtung einer Vereinfachung des Aufbaus des konfokalen Mikroskops möglich sind. Bis daraus aber eine „Einzel-Photonen-Taschenlampe“ mit einer ähnlichen Handhabung wie der eines Laserpointers wird, dürfte es noch ein längerer Weg sein.

Literaturverzeichnis

- [1] R. Müller, H. Wiesner: *Das Münchener Unterrichtskonzept zur Quantenmechanik*, <http://www.physik.uni-muenchen.de/didaktik/quanten/Konzept.pdf>
- [2] C. Braig, P. Zarda, C. Kurtsiefer and H. Weinturter: *Experimental Demonstration of Complementarity with Single Photos*, submitted to Applied Physics B
- [3] C. Kurtsiefer, S. Mayer, P. Zarda and H. Weinfurter: *Stable Solid-State Source of Single Photons*, Phys. Rev. Lett. **85**, 290, Juli 2000
- [4] P. Zarda: *Quantenkryptographie, Ein Experiment im Vergleich*, Diplomarbeit an der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Innsbruck, September 1999
- [5] R. Bouri, A. Beveratos, J.-P. Poizat and P. Grangier: *Single-photon generation by pulsed excitation of a single dipol*, Phys. Rev. A, **62**, 063817, November 2000
- [6] S. Mayer: *N/V-Zentren als Einzel-Photonen-Quelle*, Schriftliche Hausarbeit für die Zulassung zur Erste Staatsprüfung für das Lehramt an bayerischen Gymnasien an der Fakultät für Physik der Universität München, Mai 2000
- [7] C. Braig: *Festkörperbasierte Einzelphotonenquelle*, Diplomarbeit an der Fakultät für Physik der Universität München, Dezember 2001
- [8] J. E. Field (Ed.): *The Properties of Natural and Synthetic Diamond*, Academic Press, 1992
- [9] A. Paoletti, A. Tucciarone (Ed.): *Proceedings of the International School of Physics „Enrico Fermi” ’, Course CXXXV, The Physics of Diamond*, IOS Press, 1997
- [10] A. Beveratos, R. Brouri, J.-P. Poizat, P. Grangier: *Bunching and Antibunching from Single Color Centers in Diamond*, Quant.-Ph. , **0010044**, Oktober 2000

- [11] G. Davies, M. F. Hammer, Proc. R. Soc. Lond. A. **348**, 285-298, 1976
- [12] A. Dräbenstedt: *Hochauflösende Spektroskopie und Mikroskopie einzelner Moleküle und Farbzentren bei tiefen Temperaturen*, Dissertation an der Fakultät für Naturwissenschaften der Technischen Universität Chemnitz
- [13] R. T. Harley, M. J. Henderson, R. M. Macfarlane, J. Phys. C **17**, L233, 1984
- [14] N. R. S. Reddy, N. B. Manson, E. R. Krausz, J. Lumin. **38**, 46, 1987
- [15] E. Pedrotti et. al. : *Optik für Ingenieure*, 2. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, 2002
- [16] A. Yariv: *Quantum electronics*, 3. Auflage, Wiley, New York, 1989
- [17] H. Niedrig (Hrsg.): *Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. 3, Optik*, 9. Auflage, Walter de Gruyter-Verlag, Berlin, 1993
- [18] C. Kittel: *Einführung in die Festkörperphysik*, 7. Auflage, Oldenbourg-Verlag, München, 1988
- [19] M. Young: *Optik, Laser Wellenleiter*, Springer-Verlag, Berlin, 1997
- [20] W. Demtröder: *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*, 2. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, 1999
- [21] W. Demtröder: *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*, Springer-Verlag, Berlin, 1996
- [22] D. Meschede: *Optik, Licht und Laser*, Teubner-Verlag, Stuttgart, 1999
- [23] E. Hering, R. Martin, M. Stohrer: *Physik für Ingenieure*, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1998
- [24] P. A. Tipler: *Physik*, Spektrum-Verlag, Heidelberg, 1994

Abbildungsverzeichnis

2.1	Atomare Struktur des N/V-Zentrums	5
2.2	Doppel-Mulden-Potential für Grund- und Anregungszustand	6
2.3	Schematische Darstellung möglicher Übergänge vom Anregungszustand in verschiedene Schwingungsniveaus des Grundzustands	7
2.4	Emissionsspektrum eines N/V-Zentrums.	7
2.5	Drei-Niveau-System der Fluoreszenz des N/V-Zentrums. . .	8
2.6	Geometrie eines sich entlang der z-Achse ausbreitenden Gaußschen Strahls.	12
2.7	Intensitätsprofil eines Gaußschen Strahls.	13
2.8	Räumliche Ausbreitung des Gaußschen Strahls mit zugehörigem Intensitätsprofil.	14
2.9	Translation eines Strahls.	15
2.10	Brechung eines Strahls an einer gekrümmten Fläche.	16
3.1	Schematische Darstellung der dicht schließenden elektrischen Durchführung im Querschnitt.	20
3.2	Abgeschirmte Heizwendel.	22
3.3	Prinzip eines konfokalen Transmissionsmikroskops.	23
3.4	Prinzipieller Aufbau des gebauten konfokalen Mikroskops. . .	24
3.5	Spektrum des Anregungslasers.	25
3.6	Waistmessung mit Hilfe einer Rasierklinge.	26
3.7	Waistmessung mittels Rasierklinge im Abstand von 222 cm von der Laseraustrittsschulter.	27
3.8	Waist des 532 nm-Lasers.	27
3.9	Gemessener Waist der Ein-Moden-Glasfaser vom Typ 3224 von Thorlabs für eine Wellenlänge von 655 nm.	28
3.10	Krümmung der beiden Linsenoberflächen einer C230-Linse .	30
3.11	C230-Linse von Thorlabs mit Fassung.	30

3.12	Gekrümmte Linsenoberfläche der C220-Linse.	32
3.13	C220-Linse von Thorlabs mit Fassung.	33
3.14	Reflexionsspektrum des dichroitischen Spiegels unter einem Einfallswinkel von 45°	35
3.15	geometrischer Strahlverlauf innerhalb des dichroitischen Spiegels.	36
3.16	Transmissionsspektrum des Bandpassfilters BG 39.	37
3.17	Transmissionsspektrum des Farbfilters RG 630.	38
3.18	Aufbau des konfokalen Mikroskops mit zu berechnenden Abständen.	39
3.19	Überlappung des roten und grünen Fokus (Anregungs- und Aufsammeloptik).	43
3.20	Aufbau des konfokalen Mikroskops mit Sammellinse und Zwischenfokus im Auskoppelarm.	43
3.21	Veränderung der Waistgröße bei Änderung der Fokusposition.	44
3.22	Auswirkung der verschiedenen Abstandänderungen auf den Waist des roten „Strahls“ auf der Objektseite der C230-Linse.	45
3.23	Auswirkung der verschiedenen Abstandänderungen auf die Position des Focus des roten „Strahls“ auf der Objektseite der C230-Linse.	45
3.24	Detektierte Intensität als Funktion der longitudinalen Position des Diamanten relativ zum Fokus.	48
3.25	2-dimensionale Aufnahme eines N/V-Zentrums mit dem konfokalen Mikroskop.	50
3.26	Waistmessung mit Hilfe einer Lochblende.	51
3.27	Waist des Anregungslasers (532nm) auf der Objektseite der C230-Linse.	52
3.28	Waist des Justierlasers (655nm) auf der Objektseite der C230-Linse.	52
3.29	Waistmessung nach erfolgter Kopplereinstellung.	55
3.30	Aufbau des konfokalen Mikroskops ohne Sammellinse und Zwischenfokus im Auskoppelarm.	56
3.31	Auswirkungen der Abstandsänderung zwischen C220- und C230-Linse im Auskoppelarm und Verschieben der 30mm-Linse im Anregungsarm.	57
3.32	2-dimensionale Aufnahme eines N/V-Zentrums mit dem konfokalen Mikroskop.	58
3.33	Im Computer simulierte Brechung eines geometrischen Strahlenbündels.	60

A.1	Offener Vakuumofen mit beiden Hitzeschildern.	77
A.2	Offener Vakuumofen mit einem Hitzeschild.	78
A.3	Ofen mit einem Hitzeschild und Kammerwand.	79
A.4	Elektrische Anschlüsse unterhalb des Ofenbodens.	79
A.5	Geschlossener Vakuumofen in Betrieb mit Netzgerät.	80
A.6	Geschlossener Vakuumofen in Betrieb mit Pumpe.	80
B.1	Konfokales Mikroskop mit Sammellinse im Detektionsarm. .	81
B.2	Konfokales Mikroskop mit Sammellinse im Detektionsarm. .	82
B.3	Konfokales Mikroskop mit Sammellinse im Detektionsarm. .	82
B.4	Konfokales Mikroskop ohne Sammellinse im Detektionsarm.	83
B.5	Detektionsarm des konfokalen Mikroskops ohne zusätzliche Sammellinse.	83
B.6	Auskoppelarm des konfokalen Mikroskops ohne Sammellinse.	84
B.7	Konfokalen Mikroskops ohne Sammellinse im Detektiosarm.	85

Anhang A

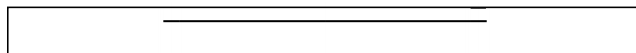
Vakuumofen

A.1 Bauteile und Fertigungsskizzen

Anzahl	KF	ISO	Bauteil
1		×	Zwischenstück, Edelstahl \varnothing 100mm, Höhe 100mm
1		×	Blindflansch, Edelstahl \varnothing 100mm
4		×	Klammerschraube, Edelstahl M10
4		×	Pratze, Edelstahl M8
2		×	Zentriering, Aluminium, Viton \varnothing 100mm
4	×		Pratze, Aluminium M6
4	×		Zentrierring, Aluminium, Viton \varnothing 16mm
1	×		Krümmmer 90°, Aluminium \varnothing 16mm
1	×		T-Stück, Aluminium \varnothing 16mm
1	×		Wellschlauch, Edelstahl, \varnothing 16mm, Länge 75cm
4	×		Spannring, Aluminium \varnothing 16mm

Tabelle A.1: Verwendete standardmäßige Bauteile für Vakuumofen.

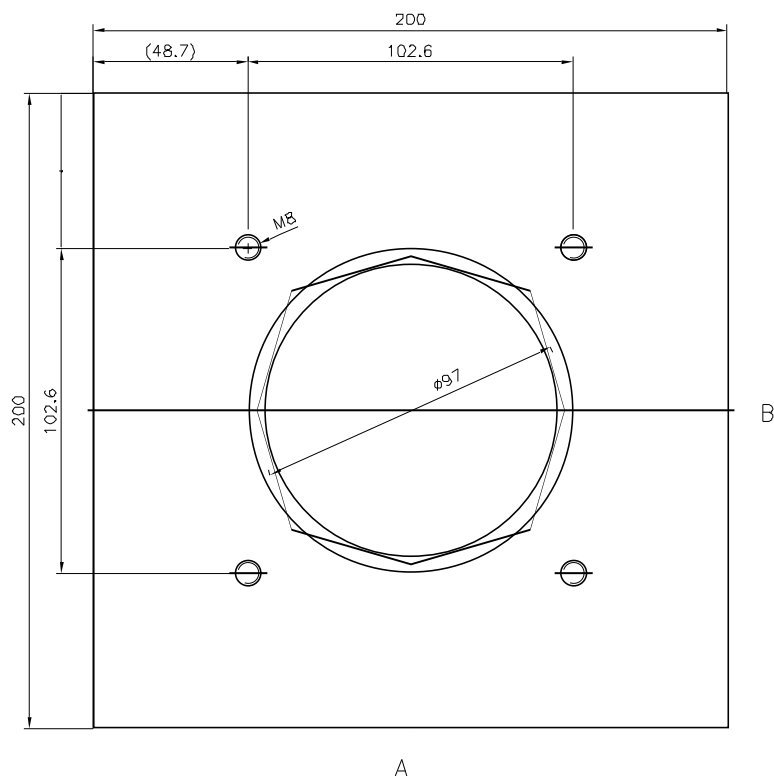
1. Bearbeitungsphase:
–eine Ringfraesung
–vier Durchgangsgewinde M8

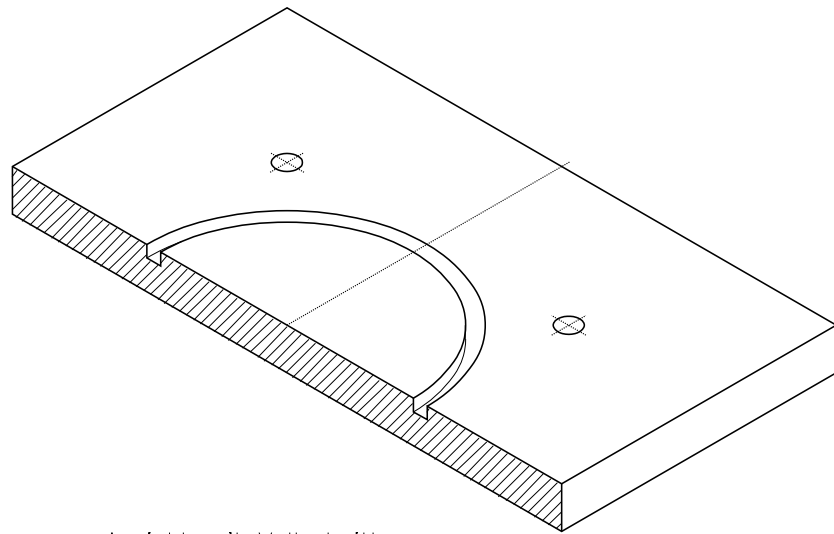


Ansicht ohne Schnitt

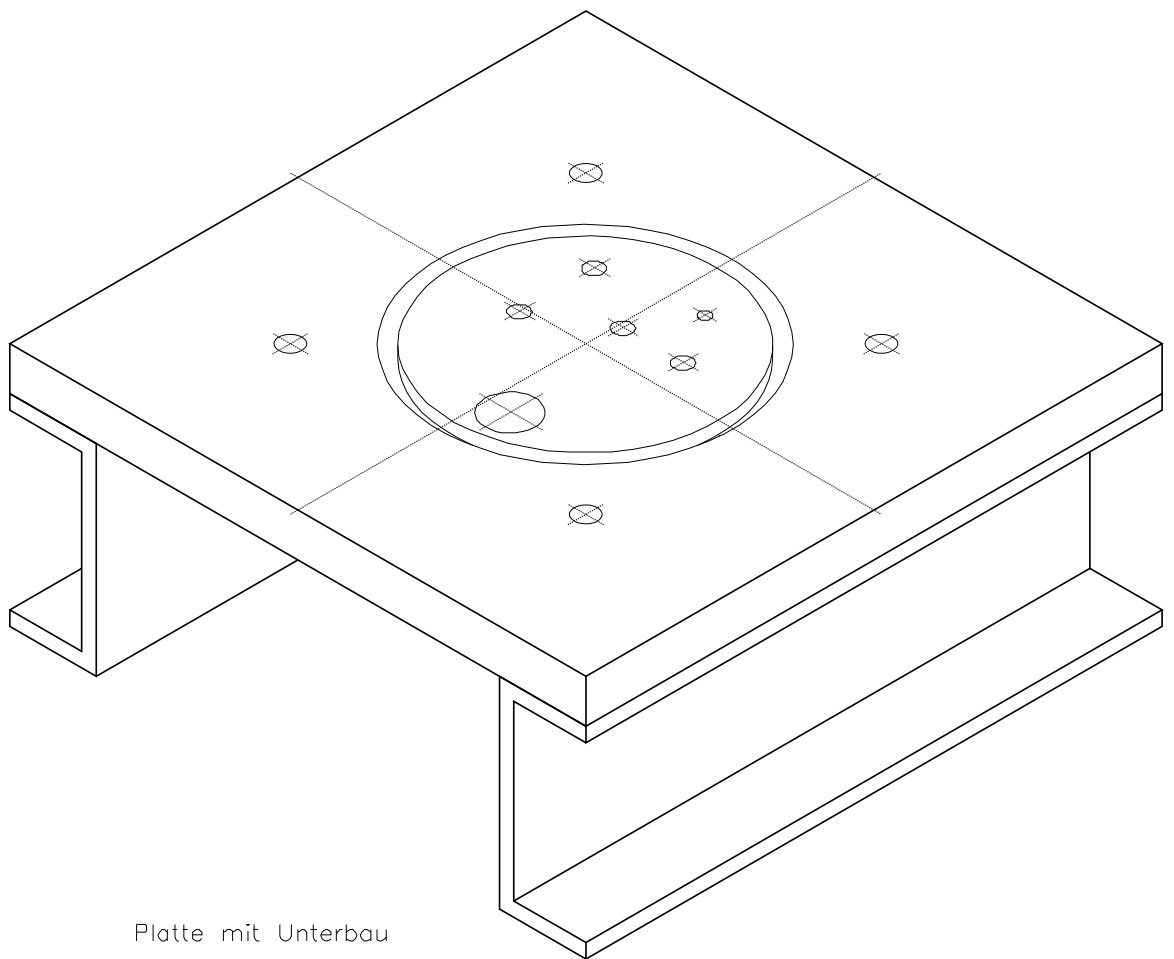


Ansicht mit Schnitt AB



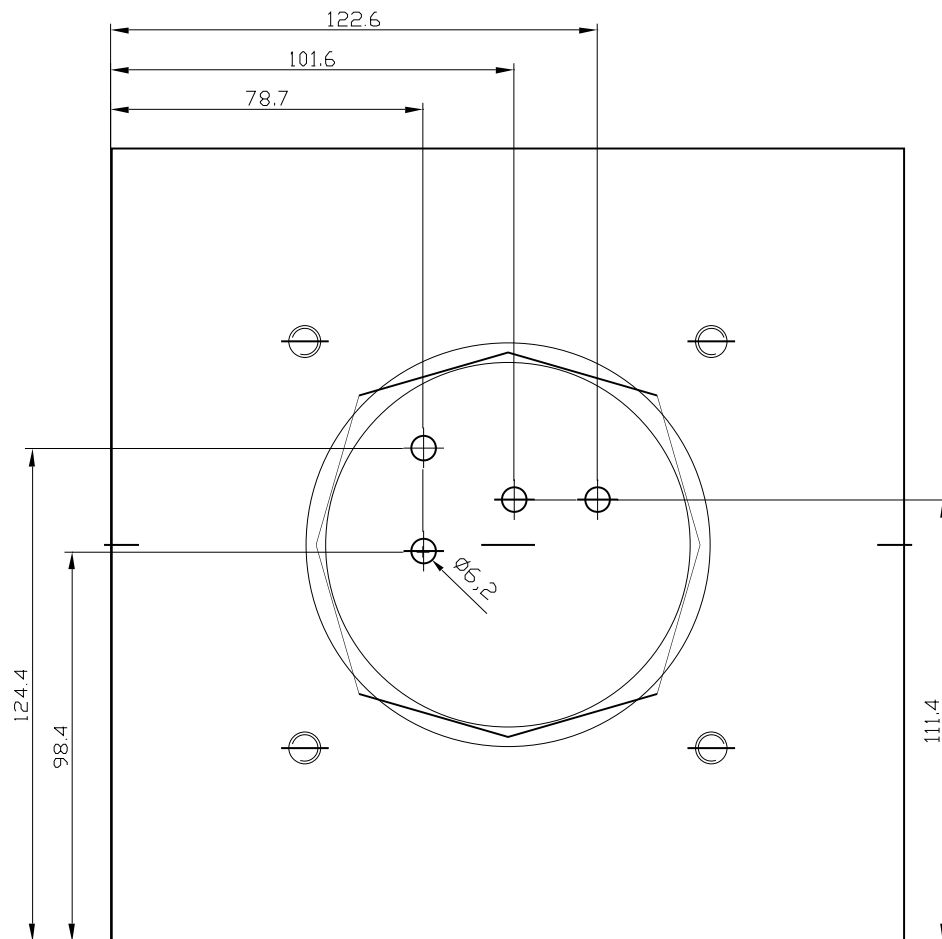


Ansicht mit Vollschnitt

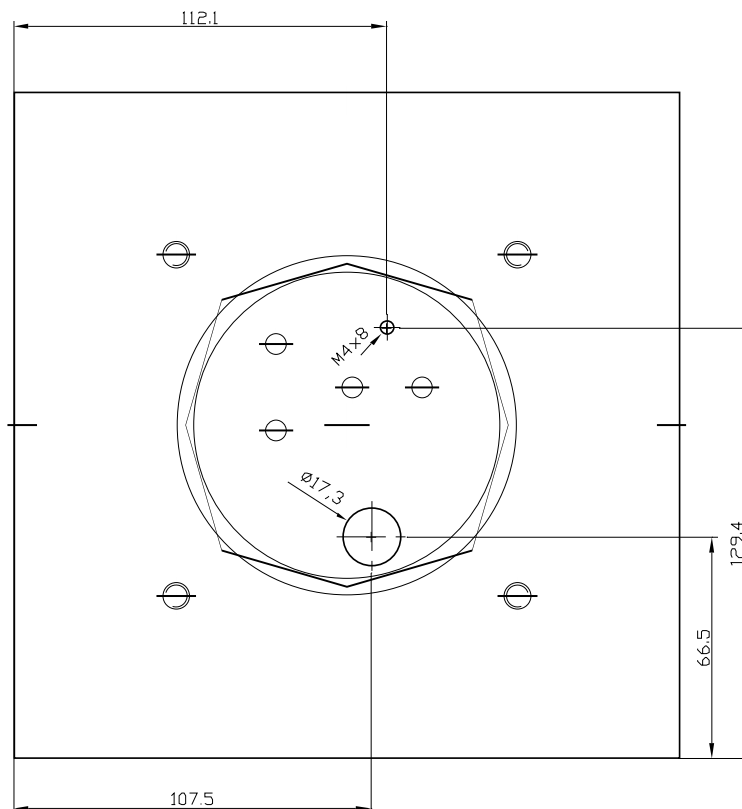


Platte mit Unterbau

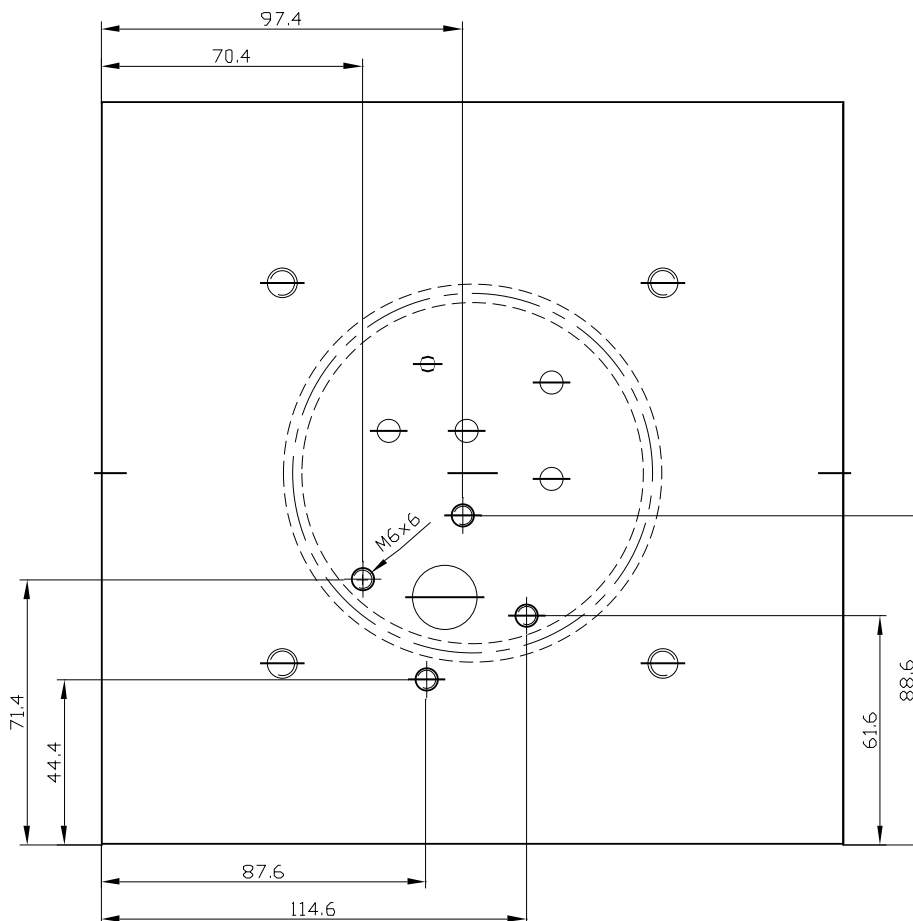
2. Bearbeitungsphase:
– vier Durchgangsbohrungen $\varnothing 6,2$

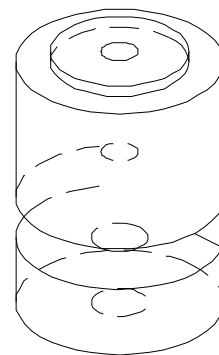
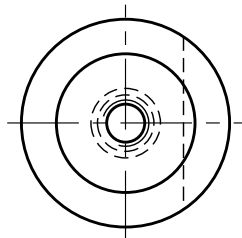
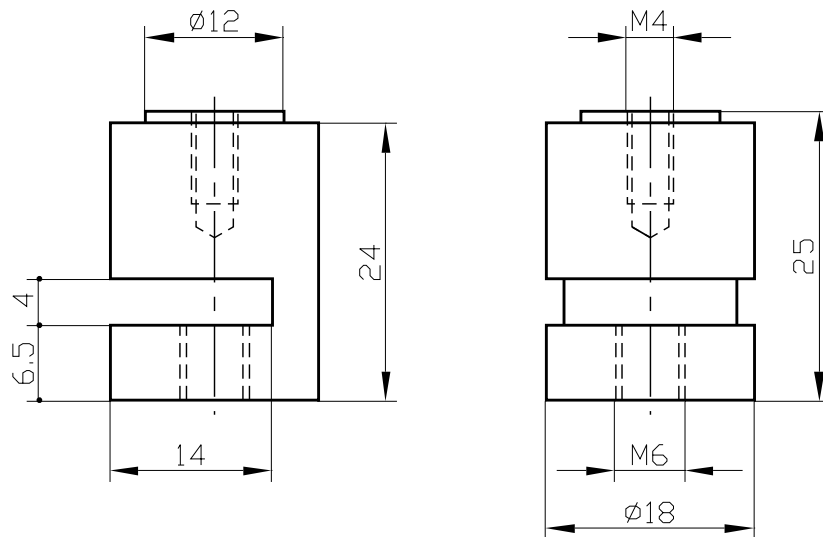


3. Bearbeitungsphase:
- eine Durchgangsbohrung $\varnothing 17,3$
 - ein Sacklochgewinde M4 / Tiefe 8,0



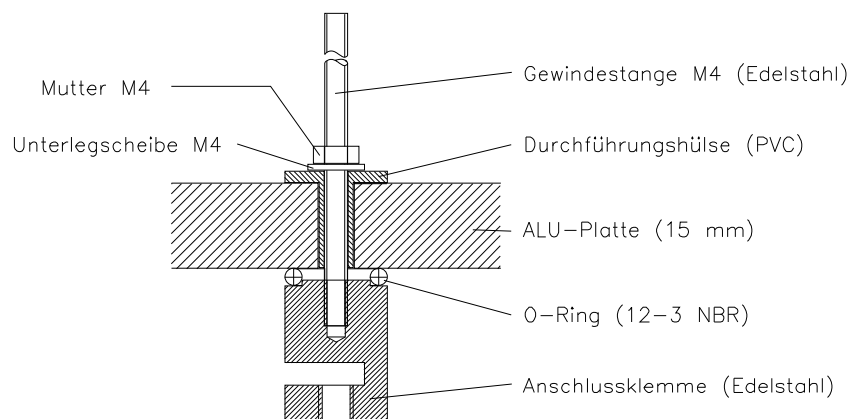
4. Bearbeitungsphase (Plattenunterseite):
– vier Sacklochgewinde M6 / Tiefe 6,0





Anschluss-Klemme

Elektrische Durchführung



A.2 Fotos



Abbildung A.1: Offener Vakuumofen mit beiden Hitzeschildern. Durch das Loch in der Platte wird die Luft abgepumpt.



Abbildung A.2: Offener Vakuumofen mit einem Hitzeschild.

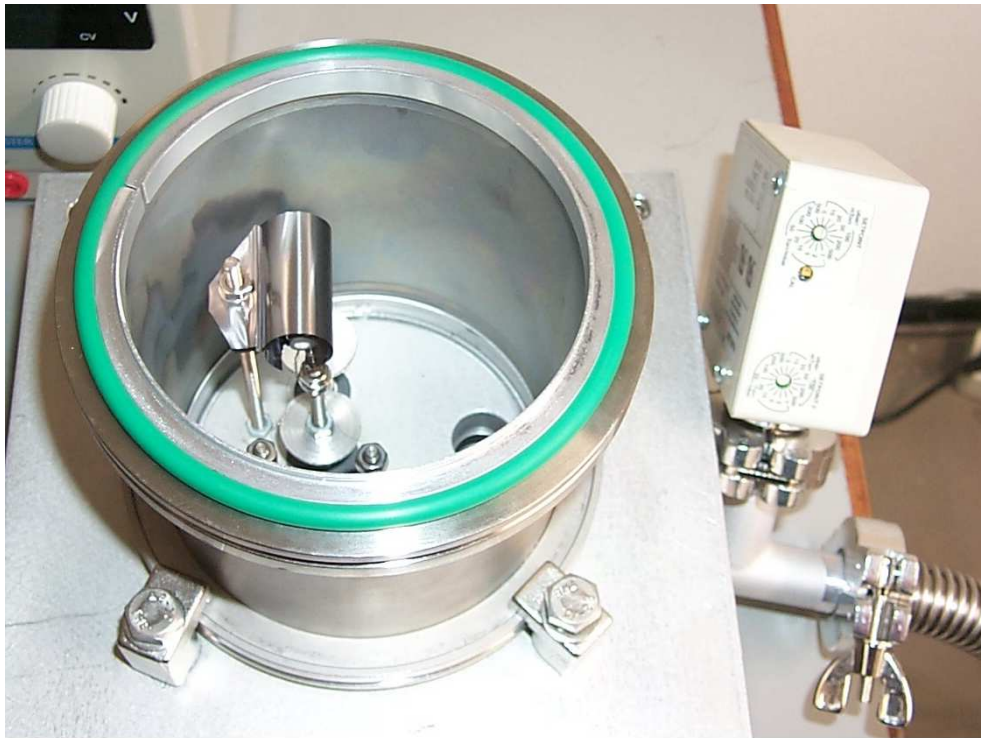


Abbildung A.3: Ofen mit einem Hitzeschild und Kammerwand. Das weiße Gerät rechts ist die Messgerät zur Druckkontrolle.

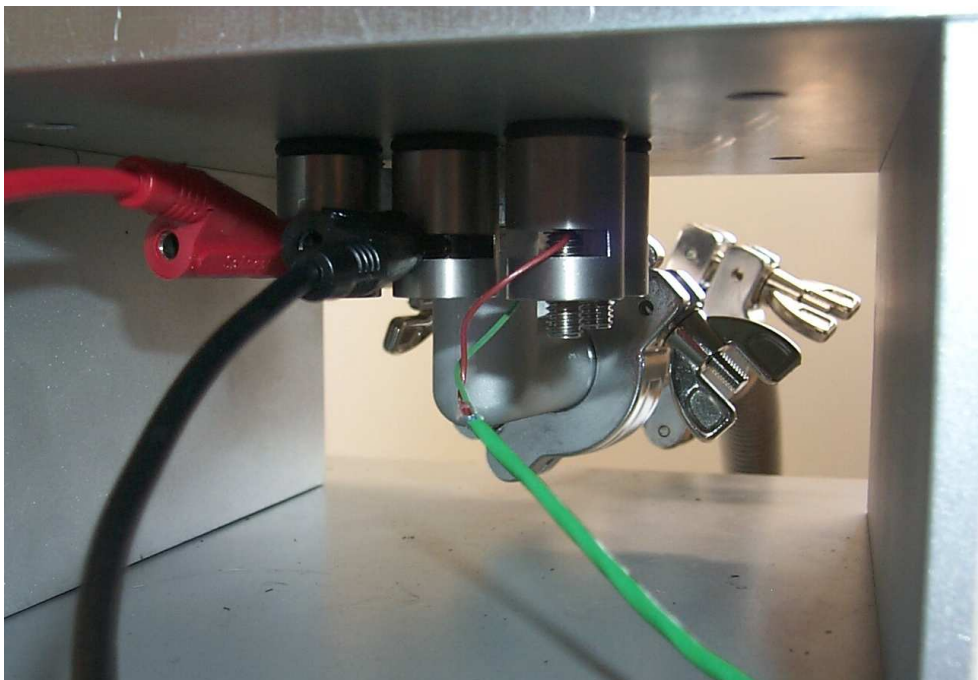


Abbildung A.4: Elektrische Anschlüsse unterhalb des Ofenbodens.



Abbildung A.5: Geschlossener Vakuumofen in Betrieb. Geräte von links nach rechts: Temperaturmessgerät, Ampèremeter, Netzgerät, Vakuumofen, Drucksonde

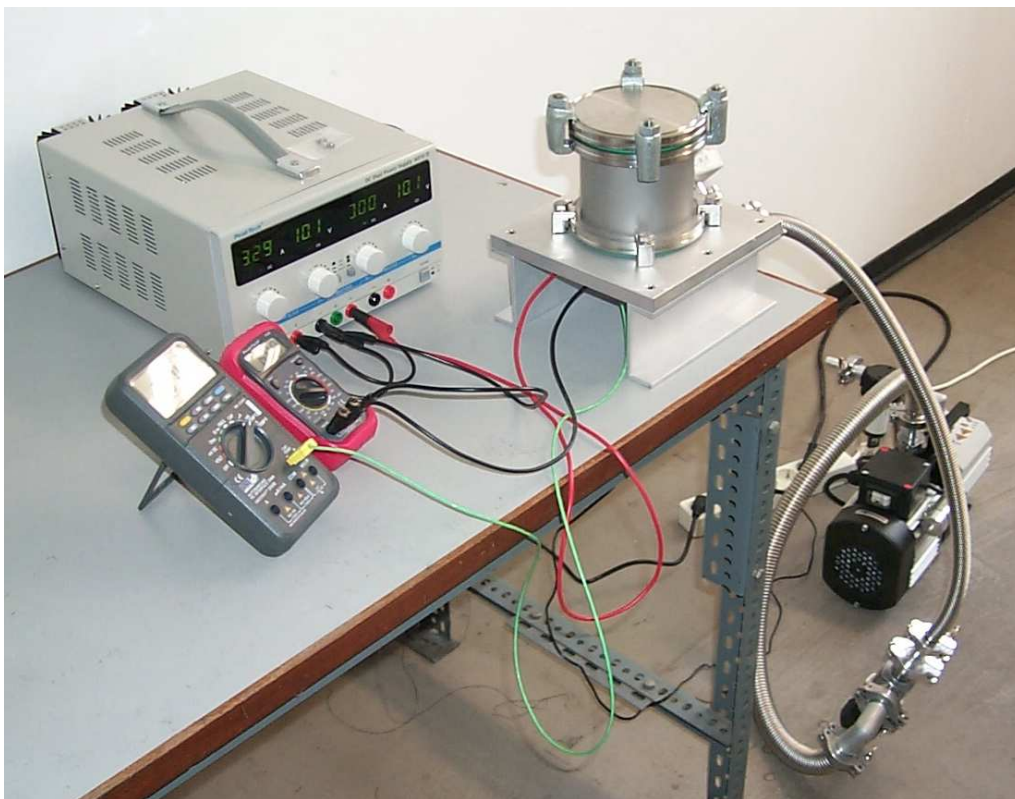


Abbildung A.6: Geschlossener Vakuumofen in Betrieb. Rechts unten befindet sich die Vakuumpumpe mit Druckventil.

Anhang B

Konfokales Mikroskop

B.1 Fotos vom Aufbau mit Sammellinse



Abbildung B.1: Konfokales Mikroskop mit Sammellinse im Detektionsarm.

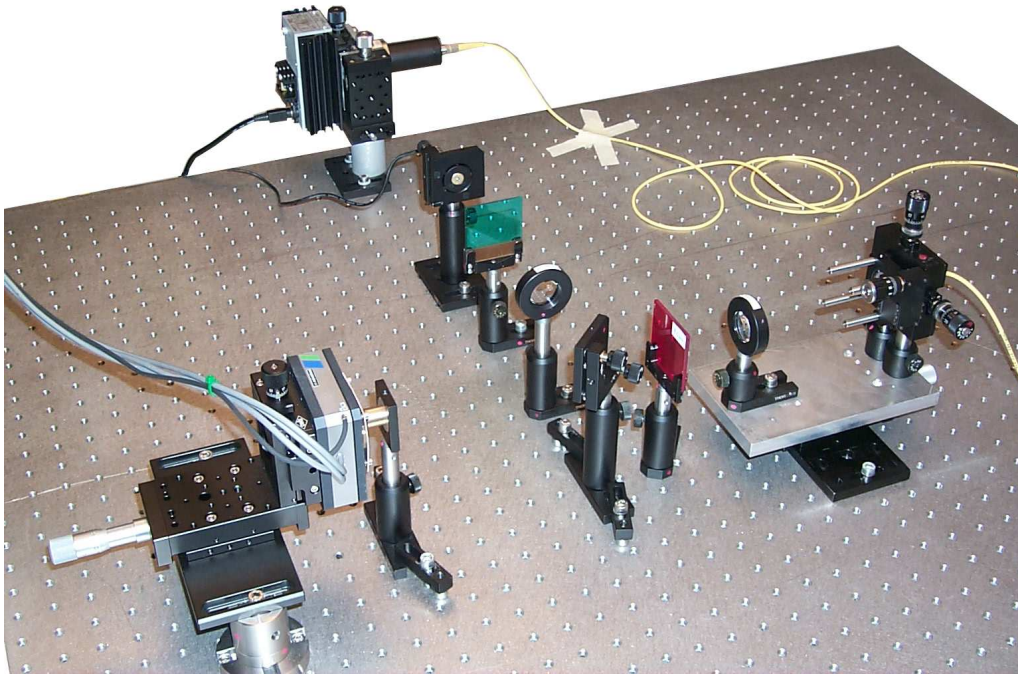


Abbildung B.2: Konfokales Mikroskop mit Sammellinse im Detektionsarm.

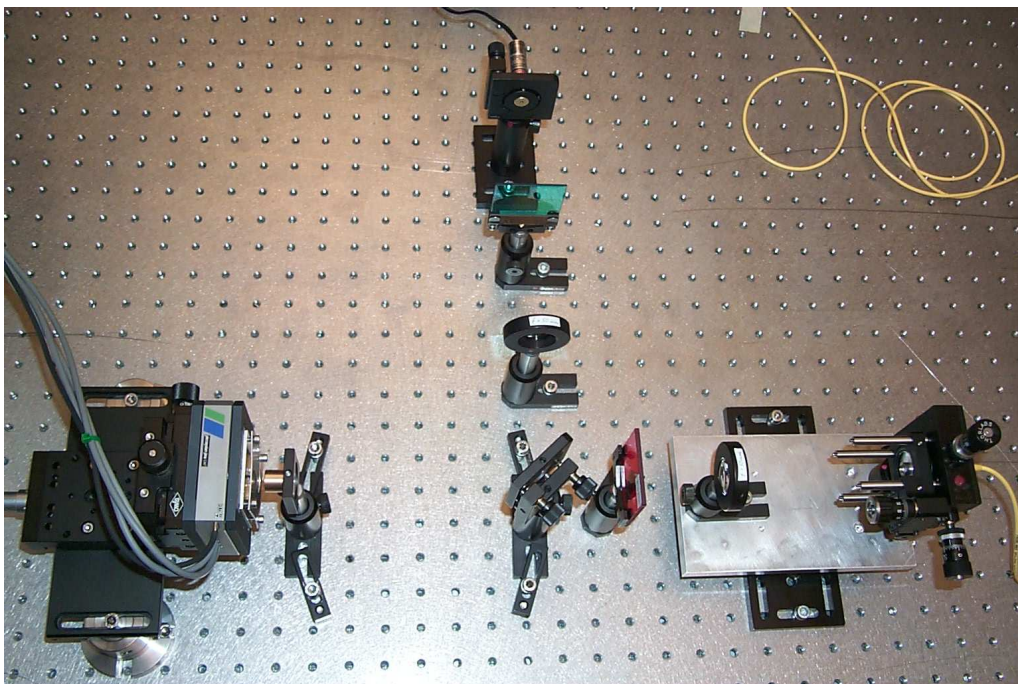


Abbildung B.3: Konfokales Mikroskop mit Sammellinse im Detektionsarm.

B.2 Fotos vom Aufbau ohne Sammellinse

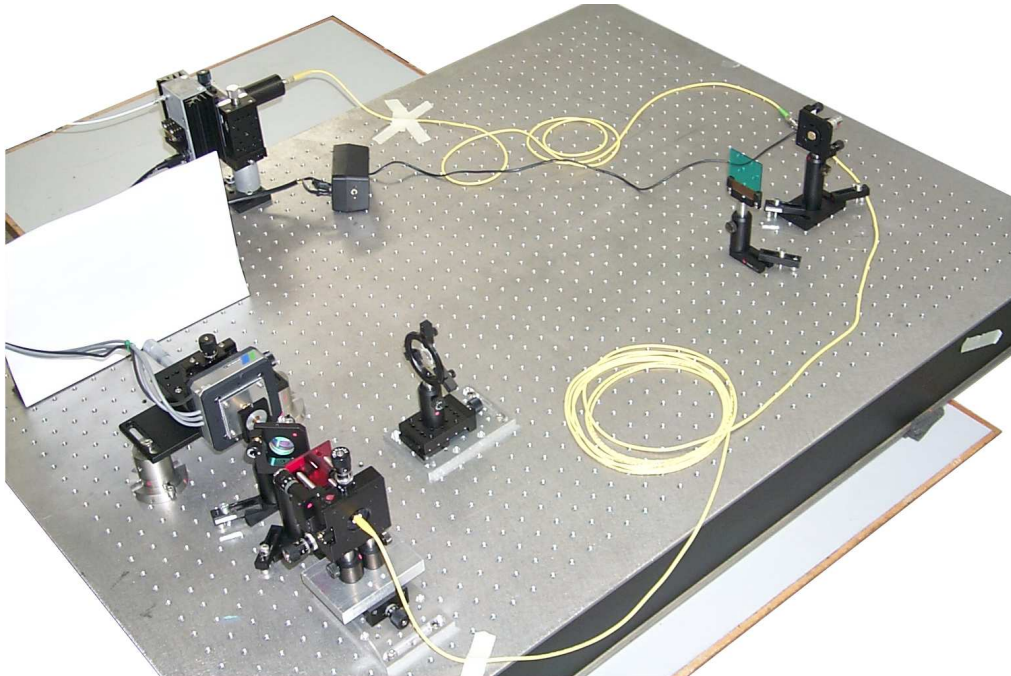


Abbildung B.4: Konfokales Mikroskop ohne Sammellinse im Detektionsarm. Links ist der weiße Schirm, der zur Justage dient, zu sehen; schräg dahinter steht der Detektor.

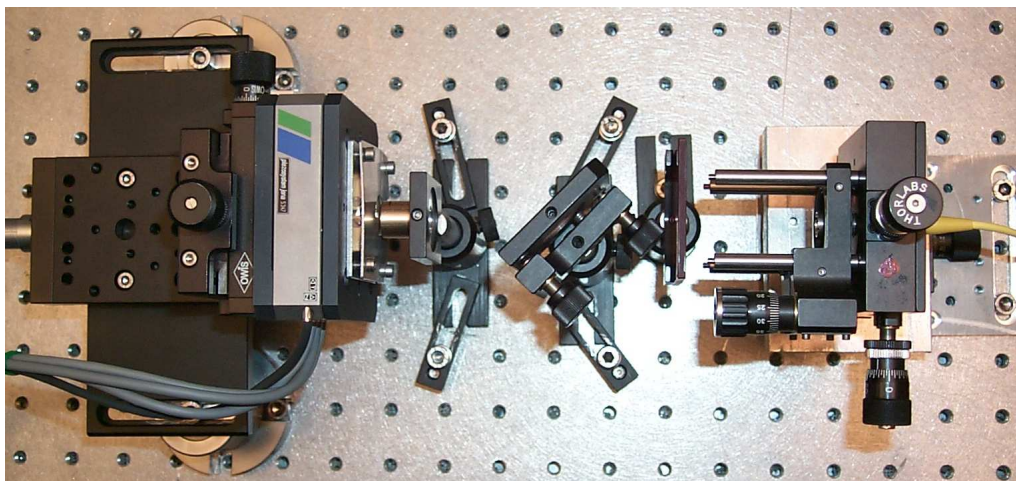


Abbildung B.5: Detektionsarm des konfokalen Mikroskops ohne zusätzliche Sammellinse.

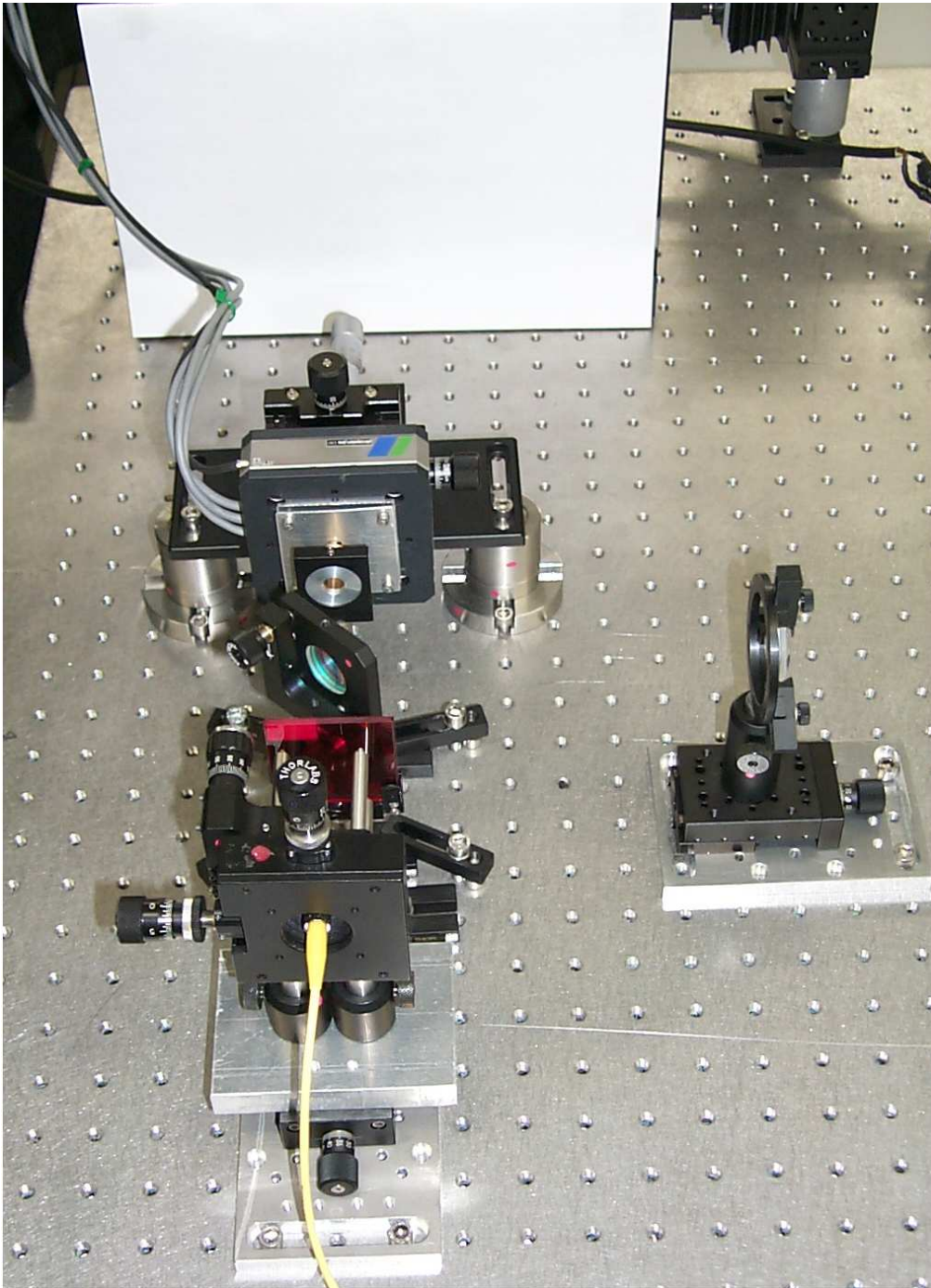


Abbildung B.6: Auskoppelarm des konfokalen Mikroskops ohne Sammellinse. Im Hintergrund ist der weiße Schirm, der zur Justage benutzt wird, zu sehen. Rechts auf dem Verschiebetisch steht die 30mm-Linse des Anregungsarms.

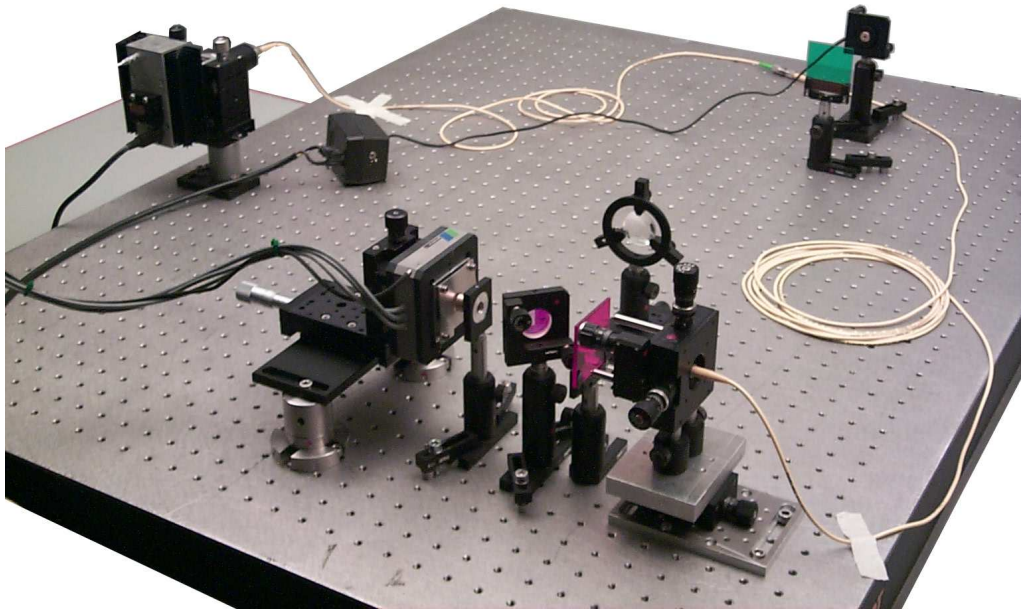


Abbildung B.7: Konfokalen Mikroskops ohne Sammellinse im Detektiosarm. Links ist der Detektor zu sehen. Daneben liegt das Netzgerät für den Anregungslaser.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und dazu nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

München, den 05. April 2003

Johannes Schachaneder