Gutachter

Prof. Dr. Gerald Kirchner Carl Friedrich von Weizsäcker-Zentrum für Naturwissenschaft und Friedensforschung Universität Hamburg

Prof. Dr. Klaus Sengstock Institut für Laserphysik Universität Hamburg

Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass die vorliegende Arbeit von mir selbständig verfasst wurde und ich keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel – insbesondere keine im Quellenverzeichnis nicht benannten Internet-Quellen – benutzt habe und die Arbeit von mir vorher nicht einem anderen Prüfungsverfahren eingereicht wurde. Die eingereichte schriftliche Fassung entspricht der auf dem elektronischen Speichermedium. Ich bin damit einverstanden, dass die Masterarbeit veröffentlicht wird.

Hamburg, 14 Juni 2017

Friderike Göring

Zusammenfassung

Mit Hilfe des Atom Trap Trace Analysis (ATTA)-Experiments des Carl Friedrich von Weizsäcker-Zentrums für Naturwissenschaft und Friedensforschung (ZNF) an der Universität Hamburg soll die Konzentration von seltenen Kryptonisotopen in atmosphärischen Luftproben ermittelt werden. Dazu werden die Atome mit Hilfe einer magneto-optischen Falle (MOT) gefangen und über die Fluoreszenz des Kühlübergangs detektiert. Im Rahmen der vorliegenden Masterarbeit wurde eine Erweiterung der Detektionsoptik konzipiert und getestet. Zudem wurde ein neues Optikdesign des 819 nm-Umpumplaserstrahls des optischen Anregungssystems eingeführt.

Mit der Erweiterung der Detektionsoptik ist es nun möglich, auch das relativ häufige Kryptoni-⁸³Kr sotop **Z**11 was über die Kühlübergangs messen, Fluoreszenz des $(\lambda = 811, 3 \text{ nm})$ auf Grund von Absorptionseffekten durch die große Anzahl an Atomen in der Atomwolke nicht möglich ist. Um die 877,7 nm-Photonen eines erzwungenen Abregungsprozesses (Quenching) trotz eines hohen Untergrunds an 810,5 nm- und 811,3 nm-Photonen effektiv detektieren zu können, wurde die Detektionsoptik so erweitert, dass über einen einklappbaren Filter die abwechselnde Detektion des Quench- und des Fluoreszenzsignals ermöglicht wird. Dazu wurden Simulationen zu der benötigten Leistung des Quenchlaserstrahls und des Signal-Rausch-Verhältnisses durchgeführt. Anschließend wurde die Erweiterung der Detektionsoptik auf Grundlage dieser Ergebnisse konzipiert, aufgebaut und getestet.

Das neue Strahldesign des Umpumplaserstrahls soll die Effizienz des ATTA-Experiments erhöhen und passt den Strahlengang an den veränderten Aufbau des Deckels der 2D-MOT-Kammer an. Der Strahlengang wurde so konzipiert, dass eine effiziente und maximale Ausleuchtung der Bereiche, die für eine hohe Anregungs- und Einfangrate bedeutsam sind, erreicht wird. Dazu soll der Umpumplaserstrahl unter verschieden Achsen in die 2D-MOT-Kammer eingestrahlt werden, um so eine möglichst große Querschnittsfläche zwischen diesem und den VUV-Lampenkegeln zu erhalten. In der vorliegenden Masterarbeit wurden der Strahlengang simuliert, die optischen Elemente ausgesucht und Teilaspekte der Optik, die für die neue Strahlführung besonders relevant sind, aufgebaut und getestet.

Zudem wurde im Rahmen der Untersuchungen des Umpumplaserstrahls eine neue Methode zur Vermessung von Laserstrahlen mit großen Strahlprofilen, bei denen sich die gängigen Methoden entweder als sehr aufwendig oder als fehlerbehaftet erwiesen haben, konzipiert und im Aufbau getestet und evaluiert.

Abstract

The Carl Friedrich von Weizsäcker-Centre for Science and Peace Research (ZNF) at the University of Hamburg is working on the Atom Trap Trace Analysis (ATTA)-experiment for measuring the concentration of rare krypton isotopes. In this experiment atoms are caught in a magneto-optical trap (MOT) and detected by the fluorescence, which is emitted during the cooling process. In this master thesis an addition to the already existing detecting optics was designed and tested. Apart from that a new optical design of the 819 nm-transfer laser beam was developed.

The addition to the detecting optics is needed to quantify the krypton isotope ⁸³Kr, which occurs in relatively high numbers. Due to absorbition effects caused by its quantity it is not possible to detect this isotope by its fluorescence (while cooling, $\lambda = 811, 3$ nm). To detect the 877,7 nmphoton signal, which is emitted during a forced disexcitation process (quenching), against the high background noise of 810,5 nm- and 811,3 nm-photons a retractable filter was installed in the optics. Thereby it is possible to switch between the detection of the quenching- and the fluorescence-signal. In the context of this thesis the required power of the quenching laser beam and the signal-tonoise ratio were simulated. Based on the simulation result the addition to the detecting optics was developed, built and tested.

The new optical design of the transfer laser beam was necessary for adapting it to the changed top construction of the 2D-MOT chamber. Another reason for choosing the new design was to generate an effective illumination of the zones, which are important for a high capture ratio. Therefore the beam was led through the chamber in different axes to maximise the cross-sectional area between the cone of the VUV-lamps and the laser beam. In this thesis the optical path was simulated, the optical elements were chosen and important aspects of the new beam design were built and tested.

In the progress of the transfer laser beam investigation a new method for beam characterisation was developed and evaluated. The method was especially intended for measuring laser beams with large diameter - a field of function, in which other methods are either time-consuming or errorprone.

Inhaltsverzeichnis

1	1 Einleitung						
2	Theoretische Grundlagen						
	2.1	Aufba	u des ATTA-Experiments	5			
		2.1.1	Erzeugung des metastabilen Zustandes	8			
		2.1.2	Detektion	9			
	2.2	Optik		10			
		2.2.1	Geometrische Optik	11			
		2.2.2	Gaußstrahl	14			
		2.2.3	Gaußstrahlen und abbildende Elemente	17			
		2.2.4	Abbildungsfehler	17			
		2.2.5	Strahldesign mit OSLO EDU	21			
3	Dete	Detektionsoptik 2					
	3.1	Aufba	u der Detektionsoptik	23			
	3.2	Test de	er Detektionsoptik bei $\lambda = 877,7 \mathrm{nm}$	25			
	3.3	Abschätzung der Leistung des Quenchlaserstrahls und der Messdauer					
	3.4	Abschätzung des Signal-Rausch-Verhältnisses					
	3.5	Möglichkeiten zur Signaltrennung 34					
	3.6	Charakterisierung des Flip-Mounts und des Servos					
	3.7	Charakterisierung des Bandpassfilters					
	3.8	Zusätz	liche Erweiterung der Detektionsoptik	50			
	3.9	Fazit .		51			
4	Methoden zur Strahlvermessung 52						
	4.1	Sensor	-, Photo- und Choppermethode	52			
	4.2	Evalui	erung der Photomethode	55			
	4.3	Vergle	ichsmessung mit der Chopper-, Sensor- und Photomethode	61			

5	Neues Optikdesign für den 819 nm-Umpumplaserstrahl					
	5.1 Optische Veränderung am Umpumplaserstrahl					
		5.1.1	Strahlführung unter Weiterverwendung der Strahlaufzüge	70		
		5.1.2	Strahlführung durch die Kühlstrahl-Fenster	72		
	5.2 Planung mit Hilfe von OSLO EDU					
	5.3	Aufbau	1	76		
6	Zusammenfassung und Ausblick					
A	Abbildungen					

Kapitel 1

Einleitung

Die ATTA (Atom Trap Trace Analysis)-Gruppe des Carl Friedrich von Weizsäcker-Zentrums für Naturwissenschaft und Friedensforschung (ZNF), in deren Rahmen die vorliegende Masterarbeit geschrieben wurde, erforscht die Möglichkeit, Krypton als Indikator für die Wiederaufarbeitung zu nutzen.

Die Nichtverbreitung und Abrüstung von Atomwaffen und die zivile Nutzung von spaltfähigem Material werden durch den NPT (Non Proliferation Treaty) geregelt. Durch die Internationale Atomenergieorganisation (IAEO) wird die Einhaltung des NPT überwacht und über verschiedene Sicherheitsmaßnahmen, die sogenannten Safeguards, sichergestellt. In dem Rahmen der Safeguards, die der IAEO zur Verfügung stehen, ist es jedoch schwierig geheime Bemühungen, spaltbares Material für nicht zivile Nutzung zu gewinnen, aufzudecken.

Atomwaffenfähiges Plutonium wird bei einer Kernreaktion im Reaktor¹ erbrütet. Um das Plutonium anschließend aus den Brennelementen zu gewinnen, müssen diese wiederaufgearbeitet werden. Bei diesem Prozess wird auch das Edelgas Krypton freigesetzt, das ebenfalls als ein Spaltprodukt bei der Kernreaktion² entsteht. Krypton ist als Edelgas inert, daher ist es sehr aufwendig dieses Element aus der Abluft, die bei der Wiederaufarbeitung emittiert wird, herauszufiltern. Das Kryptonisotop⁸⁵Kr ist besonders als Spurengas zur Entdeckung von geheimen Wiederaufarbeitungsanlagen geeignet, weil es zum einen überwiegend über die Kernreaktion entsteht³ und weil es zum anderen eine relativ lange Halbwertszeit von 10,76 Jahren hat und damit lange nach der Entstehung detektierbar ist.

Die Bestimmung der ⁸⁵Kr-Konzentration ist allerdings aufgrund der geringen relativen Häufigkeit von $\frac{^{85}\text{Kr}}{\text{Kr}}$ von 2,7 · 10⁻¹¹ kompliziert. Die einfachste Methode ist das Low-Level-Counting, das unter anderem auch von dem Bundesamt für Strahlenschutz in Freiburg (BfS) angewandt wird. Dabei wird die Menge an 85 Kr über die β -Strahlung bei dem radioaktiven Zerfall ermittelt. Der

¹die Reaktionsgleichung lautet: ${}^{238}_{92}U + {}^{1}_{0}n \longrightarrow {}^{239}_{92}U \xrightarrow{\beta^{-}}{}^{239}_{93}Np \xrightarrow{\beta^{-}}{}^{239}_{94}Pu$ ²die Reaktionsgleichung lautet: ${}^{235}_{92}U + {}^{1}_{0}n \longrightarrow {}^{85}_{36}Kr + {}^{148}_{56}Ba + 3 \cdot {}^{1}_{0}n$ ³natürliche Quellen sind um 5 Größenordnungen kleiner (siehe [Roß10])

Nachteil an dieser Methode ist, dass, um ein signifikantes Ergebnis zu erhalten, entweder die Messung mit einer hohen Aktivität durchgeführt oder die Messzeit so erhöht werden muss, dass man eine genügend gute Statistik erhält. Eine hohe Aktivität wird durch ein großes Probenvolumen erreicht. Das BfS benötigt beispielsweise 7 bis 8 ml Krypton, die einer Luftprobe von ungefähr 10 m³ Luft entsprechen. Die untere Grenze der Probengröße für ein signifikantes Ergebnis beträgt 7 m³ Luft. Für eine Anwendung im Rahmen der Safeguards der IAEO wäre es von Bedeutung, kleine Luftproben in einer relativ kurzen Zeitspanne untersuchen zu können, daher ist das Verfahren des Low-Level-Counting für diesen Zweck nicht geeignet. Alternativ kann die ⁸⁵Kr-Konzentration auch über das Verhältnis zu einem Vergleichsisotop ermittelt werden. Dieses Verfahren ist deshalb interessant, weil es erlaubt kleine Proben in kurzer Zeit zu analysieren.

Im ATTA-Experiment des ZNF wird dieses Prinzip genutzt und es wurde ein Aufbau entwickelt, der es ermöglicht kleine Kryptonproben in der Größe von 1 bis 2 µl zu vermessen, die Luftproben von ein bis zwei Litern entsprechen. Dabei wird die ⁸⁵Kr-Konzentration über das Verhältnis von $\frac{^{85}Kr}{^{81}Kr} \approx 52$ bei eine 85 Kr-Konzentration von 1,7 $\frac{Bq}{m^3}$ ermittelt. Als Vergleichsisotop wurde 81 Kr gewählt, weil zum einen seine relative Häufigkeit in einer ähnlichen Größenordnung⁴ liegt, wie die von ⁸⁵Kr. Zum anderen ist die Konzentration von ⁸¹Kr in der Atmosphäre konstant, weil es über keine anthropogenen Prozesse, sondern über Höhenstrahlung entsteht und eine sehr lange Halbwertszeit von 229.000 Jahren hat. Um das Verhältnis von $\frac{^{85}Kr}{^{81}Kr}$ -Atomen im ATTA-Experiment des ZNF zu ermitteln, werden die Atome mit Hilfe einer magneto-optischen Falle (MOT) gefangen und anschließend über die Fluoreszenz des Kühlübergangs detektiert. Um Atome effektiv kühlen zu können, wird ein geschlossenes 2-Niveau-System benötigt. Für Krypton gibt es jedoch keine geeignete Lichtquelle, um über den Übergang zwischen Grundzustand und erstem angeregten Zustand $(4p^55s[3/2]_1)$ zu kühlen. Aus diesem Grund werden die Atome im ATTA-Experiment über einen resonanten 2-Photonen-Absorptions- und einem spontanen Emissionsprozess in den metastabilen 4p⁵5s[3/2]₂-Zustand angeregt, von dem sie mit Hilfe von 811,3 nm-Photonen gekühlt werden können. Die Anregung in den metastabilen Zustand findet in der 2D-MOT-Kammer statt, in der die Atome anschließend in zwei Raumrichtungen gekühlt werden. Der Atomstrahl aus in zwei Raumrichtungen gekühlten, metastabilen ⁸¹Kr und ⁸⁵Kr-Atomen gelangt über eine differentielle Pumpstrecke in die darunter liegende 3D-MOT-Kammer, in der sie gefangen und detektiert werden. Bei der Detektion werden die Atome in der 3D-MOT aus der Anzahl an Photonen quantifiziert, die über die Detektionsoptik in einem Messintervall unter einem Raumwinkel von $0,0126 \cdot 4 \cdot \pi$ gemessen werden. Ein Atom wird innerhalb einer Sekunde ungefähr 10⁵ bis 10⁶ mal von dem metastabilen Zustand in den Kühlzustand $(4p^55p[5/2]_3)$ gepumpt. In dem durch die Detektionsoptik abgedeckten Raumwinkel entspricht die Anzahl dieser Streuphotonen, reduziert um die Effizienz der Abbildung und der Photodiode, ungefähr $10^3 - 10^4$ Photonen pro Sekunde pro Atom. Abhängig davon, wie viele Atome in der 3D-MOT gefangen wurden, bildet sich dann eine Stufenfunktion aus (siehe

 $^{{}^4\}frac{{}^{81}{\rm Kr}}{{\rm Kr}}=(5,2\pm0,4)\cdot10^{-13}$

Abbildung 1.1).

Um die Messdauer weiter reduzieren zu können, könnte anstatt ⁸¹Kr ⁸³Kr als Vergleichsisotop in der ATTA-Anlage verwendet werden. Dies würde zu einer Reduzierung der Messzeit führen, weil diese für ein belastbares Ergebnis von der Statistik des weniger vorhanden Kryptonisotops abhängt. Die Messzeit von ⁸¹Kr ist bei aktuellen Luftproben im Vergleich zu ⁸⁵Kr größer, weil die relative Häufigkeit von diesem Isotop um das 10² fache kleiner ist. Die relative Häufigkeit von ⁸³Kr zu dem gesamten atmosphärischen Krypton (11,5 %) ist um ein Vielfaches größer als die von ⁸⁵Kr und ⁸¹Kr. Das hat zur Folge, dass die Anzahl der ⁸³Kr-Atome nicht über die Fluoreszenz des Kühlübergangs detektiert werden kann, weil es durch Absorptionseffekte im Inneren der Atomwolke aus $\sim 10^6$ Atomen keinen linearen Zusammenhang zwischen dem Fluoreszenzsignal und der Anzahl an Atomen in der 3D-MOT gibt (siehe [HSJ⁺13]). Um die Menge der ⁸³Kr-Atome in dem ATTA-Experiment dennoch bestimmen zu können, wird ein Verfahren angewandt, das auf einer Idee des Argonne National Laboratory (ANL) basiert (siehe [JBL+12]). Dabei werden die ⁸³Kr-Atome über die Absorption eines 810,5 nm-Photons aus dem metastabilen Zustand über den 4p⁵5p[5/2]₂-Zustand in den Grundzustand gepumpt, wobei jedes Atom ein 877,7 nm-Photon emittiert. Weil der Grundzustand in der 3D-MOT-Kammer einen Dunkelzustand darstellt, emittiert jedes Atom nur ein 877,7 nm-Photon. Die Anzahl der ⁸³Kr-Atome kann über dieses Fluoreszenzsignal bestimmt werden.

Die Möglichkeit die ⁸³Kr-Konzentration im ATTA-Experiment des ZNF zu bestimmen, hat einen weiteren Vorteil. Die ATTA-Anlage kann außer für die Bestimmung der ⁸⁵Kr-Konzentration zur Verifizierung des NPT für die Altersbestimmung von Grundwasservorkommen im Rahmen von 0,5 bis 5 Halbwertszeiten der radioaktiven Kryptonisotope genutzt werden. Die Wiederauffrischungsrate von Grundwasservorkommen zu kennen ist wichtig, um heutige und zukünftige Krisen bezüglich dieser Ressource einschätzen und vorhersagen zu können. Über die gemessene Konzentration und die Anfangskonzentration eines radioaktiven Elements kann über das radioaktive Zerfallsgesetz ermittelt werden, wie lange das vermessene Grundwasser keinen Kontakt zur Oberfläche mehr hatte und daraus die Wiederauffrischungsrate bestimmt werden. Für junge Grundwässer mit einem Alter von bis zu 50 Jahren eignet sich das radioaktive Element ⁸⁵Kr. Die Anfangskonzentration kann dabei über die Eintragsfunktion, die auf der Menge von ⁸⁵Kr in der Atmosphäre seit dem Beginn der anthropogenen Produktion basiert, bestimmt werden. Für alte Grundwasser kann anstatt ⁸⁵Kr ⁸¹Kr zur Altersbestimmung verwendet werden, bei dem die Anfangskonzentration aus dem oben genannten Gründen konstant ist.

In der vorliegenden Masterarbeit wird im Rahmen des ATTA-Experiments des ZNF die bestehende Detektionsoptik so erweitert, dass mit ihr auch die Detektion von ⁸³Kr möglich ist. Zudem wurde die Strahlführung des sogenannten 819nm-Umpumplaserstrahls neu gestaltet, um die Einfangeffizienz der Anlage zu erhöhen. Hierfür wurde ebenfalls ein neues Verfahren zur Vermessung von Laserstrahlen konzipiert, getestet und eingesetzt.

In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen für das ATTA-Experiment eingeführt und die grundlegenden Theorien in Bezug zur Arbeit mit Laserstrahlen vorgestellt. Die Neugestaltung der Detektionsoptik wird in Kapitel 3 dargestellt, konzipiert und erprobt. In Kapitel 4 wird das neue Verfahren zur Strahlvermessung, die Photomethode, konzipiert, getestet und mit bestehenden Methoden verglichen. Abschließend wird in Kapitel 5 die Neugestaltung des 819 nm-Umpumplaserstrahls vorgestellt und getestet.



Abbildung 1.1: Die Stufenfunktion, die von der Avalanche-Photodiode aufgenommen wird, wenn Atome in der 3D-MOT gefangen wurden (entnommen aus [KDS⁺14]).

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Aufbau des ATTA-Experiments

Um den Aufbau des ATTA-Experimentes des Carl Friedrich von Weizsäcker-Zentrums für Naturwissenschaft und Friedensforschung an der Universität Hamburg zu erklären, soll nun zunächst der Aufbau einer magneto-optischen Falle (MOT) erläutert werden (siehe [Dem07]).

Ein Atom kann Photonen, welche resonant zu einem Übergang des Atoms sind, absorbieren und emittieren. Bei der spontanen Emission bewegen die Photonen gleichverteilt in alle Raumrichtungen. Dies hat zur Folge, dass sich die Rückstoßimpulse der emittierten Photonen, die auf das Atom übertragen werden, im Mittel ausgleichen. Bei gezielter Stimulation durch einen Laser stammen alle Photonen aus der gleichen Richtung und die Impulse der einzelnen Photonen addieren sich zu einem gesamten Rückstoßimpuls $\overrightarrow{p} = q \cdot \hbar \cdot \overrightarrow{k}$, der einer gesamten Rückstoßenergie von $\delta E_{Rückstoß} = \frac{q \cdot \hbar^2 \cdot \omega^2}{2 \cdot M \cdot c^2}$ mit der Ruhemasse M und dem Sättigungswert der Absorptionszyklen $q = \frac{T}{2 \cdot \tau}$ mit der Aufenthaltsdauer T im Laserfeld und der Lebensdauer τ des spontanen Zerfalls entspricht. Um Atome gezielt abzubremsen, bestrahlt man diese mit einem entgegenlaufenden rotverschobenen Laserstrahl. Dies führt zu einer Geschwindigkeitsänderung im Mittel von $\delta v = \frac{\hbar \cdot \omega}{M \cdot c}$ pro Absorptionszyklus.

Soll ein Atomensemble mit einer 3D-Geschwindigkeitsverteilung abgekühlt werden, benötigt man sechs Laserstrahlen, die aus den drei Raumrichtungen eingestrahlt werden $(\pm x, \pm y, \pm z)$. Dabei muss die Laserfrequenz ω_L kleiner als die Resonanzfrequenz des atomaren Kühlübergangs ω_0 sein. Durch die Dopplerverschiebung erscheint dieser rotverschobene Laserstrahl einem entgegenfliegenden Atom in dessen Ruhesystem blauverschoben, wodurch es zu der Lichtfrequenz in Resonanz liegt. Bewegt sich das Atom in dieselbe Richtung, in die der Laserstrahl eingestrahlt wird, wirkt die Frequenz des Laserstrahls für das Atom in seinem Ruhesystem stärker rotverschoben. Aus diesem Grund ist die Absorptionsrate und damit der Impulsübertrag



Abbildung 2.1: (a) Die magneto-optische Falle (MOT) besteht aus einem Helmholtzspulenpaar, über die durch gegensinnigen Stromfluss ein inhomogenes Magnetfeld erzeugt wird, und aus sechs Laserstrahlen, die in den drei Raumrichtungen ($\pm x, \pm y, \pm z$) eingestrahlt werden. Dabei ist von den Laserstrahlen, die auf einer Achse entgegen gesetzt eingestrahlt werden, der eine σ^+ und der andere σ^- polarisiert; (b) Funktionsprinzip einer MOT: durch die Zeeman-Aufspaltung eines entarteten Zustandes in Abhängigkeit des lokalen Magnetfeldes absorbiert ein Atom abhängig von seinem Ort und seiner Geschwindigkeit bevorzugt den σ^+ - oder den σ^- -Laserstrahl.

auf das Atom größer für Photonen, die dem Atom entgegenfliegen, als für die Photonen, die sich in dieselbe Richtung wie das Atom bewegen. Die entgegenkommenden Photonen wirken wie eine Reibungskraft auf die Atome und verlangsamen diese. Diese Reibungskraft führt zu typischen Dämpfungszeiten von 10^{-5} bis 10^{-6} s. Dieser Effekt wird als optische Melasse bezeichnet, weil sich die Atome wie in einem zähflüssigen Sirup bewegen.

Um Atome mit diesem Aufbau effektiv zu fangen, müsste die Verstimmung δ zwischen der Laserfrequenz ω_L und der Resonanzfrequenz ω_0 systematisch nachgefahren werden und an die Geschwindigkeit der Atome angepasst werden. Zudem ist es nicht möglich, die Atome an einem bestimmten Ort zu fangen. Indem der Aufbau mit einem inhomogenen Magnetfeld kombiniert wird, ist das lokalisierte Fangen der Atome möglich. In einem Magnetfeld führt die Zeeman-Verschiebung zu einer Aufspaltung der Energieniveaus: $\Delta E = -\mu \cdot B = g_F \cdot \mu_B \cdot m_F \cdot B$ mit dem Landé-Faktor g_F , dem Bohr'schen Magneton μ_B , der Projektionsquantenzahl m_F des Gesamtdrehimpulses F in Feldrichtung und dem Magnetfeld B. Durch die Verwendung von einem Anti-Helmholtzspulenpaar wird ein inhomogenes Magnetfeld erzeugt, wodurch sich in der MOT ein örtlich variables Magnetfeld ausbildet, das in der Mitte zwischen den Spulen null ist. In Abbildung 2.1b ist der Übergang der Zeeman-Aufspaltung von $m_F = -1$ zu $m_F = +1$ zu sehen. Über die Aufspaltung und Verschiebung der Energieniveaus ist es möglich, die sich verändernde Dopplerverschiebung während des Bremsvorgangs auszugleichen. Indem zwei unterschiedlich zirkularpolarisierte Laserstrahlen (abhängig vom Magnetfeld) in $\pm z$ ($\pm x$, $\pm y$)-Richtung eingestrahlt werden (siehe Abbildung 2.1a), wird durch den σ^+ -Laserstrahl das $m_F = +1$ Niveau angeregt und



Abbildung 2.2: (a) Termschema Krypton, (b) Schematischer Aufbau des ATTA-Experiments des ZNF's: in der 2D-MOT-Kammer werden die Atome in den metastabilen Zustand angeregt und anschließend in zwei Raumrichtungen gekühlt. Über die differentielle Pumpstrecke gelangt der Atomstrahl in die 3D-MOT-Kammer. Dort werden die Atome gefangen und detektiert.

durch den σ^- -Laserstrahl das $m_F = -1$ Niveau. Für ein Atom, für das gilt $v \gg 0$, ist der entgegenkommende Laserstrahl blauverschoben und deshalb resonant zu dem energetisch höherem m_F -Niveau des entgegenkommenden Laserstrahls. Bei einem langsamen Atom ($v \approx 0 \frac{m}{s}$) spielt die Dopplerverschiebung keine Rolle mehr, weshalb es bevorzugt Photonen des Laserstrahls absorbiert, der es in Richtung des Fallenzentrums treibt. Bei z = 0 und $v \approx 0 \frac{m}{s}$ sind die Absorptionsraten für den σ^- und den σ^+ polarisierten Laserstrahl im Zentrum der MOT gleich groß, weshalb sich dort der Impulsübertrag auf die Atome im Mittel aufhebt.

Bei einer 2D-MOT werden die Atome nur in zwei Raumrichtungen (x, y) abgebremst. Für ein maximales Einfangvolumen werden die vier Laserstrahlen mit einem elliptischen Strahlprofil, bei dem die große Halbachse in z-Richtung liegt, gewählt. Es ist zu beachten, dass das inhomogene Magnetfeld an die veränderte Querschnittsfläche der Laserstrahlen angepasst werden muss. Die $2D^+$ -MOT unterscheidet sich von einer klassischen 2D-MOT dadurch, dass die Geschwindigkeitsverteilung der Atome in z-Richtung durch Brems- bzw. Pushstrahlen verengt wird (siehe [DSWW98]).

Der ATTA-Aufbau verwendet sowohl eine 2D⁺-MOT als auch eine 3D-MOT. In der 2D⁺-MOT wird das Krypton zunächst in einen metastabilen Zustand gepumpt, um von dort mit 811,3 nm-Laserstrahlen gekühlt zu werden. Wie in Abbildung 2.2b zu sehen ist, bewegen sich die Atome durch eine differenzielle Pumpstrecke in die sich unter der 2D-MOT befindenden 3D-MOT, nachdem sie in zwei Raumrichtungen abgebremst worden sind. Dort werden sie in allen drei Raumrich-



Abbildung 2.3: Anregungsschema von Krypton für (a) den Drei-Photonen-Prozess, bestehend aus einem Zwei-Photonen-Absorbtionsprozess und einer spontanen Emission, zur Anregung in den metastabilen Zustand ($4p^55s[3/2]_2$); (b) für den Quench-Übergang.

tungen gekühlt, im Zentrum der 3D-MOT gefangen und über die Fluoreszenz nachgewiesen.

2.1.1 Erzeugung des metastabilen Zustandes

Der Masseneffekt, der Volumeneffekt und die Hyperfeinstruktur führen dazu, dass sich die Anregungsfrequenzen der verschiedenen Kryptonisotope leicht unterscheiden. Um isotopenselektiv Kühlen zu können, muss die verwendete Lichtquelle so schmalbandig sein, dass nur das gewünschte Isotop genügend oft Photonen absorbiert, um gekühlt zu werden. Für den Übergang des Kryptons vom Grundzustand in den ersten angeregten Zustand ($\lambda = 123,6$ nm) gibt es jedoch keine Lichtquelle, die diese Bedingung erfüllt (siehe [Koh11]). Die Wellenlängen, die in der vorliegenden Arbeit angegeben werden, beziehen sich bis auf 123,6 nm alle auf die Ausbreitung in Luft. Nur die vakuum-ultraviolette (VUV) Wellenlänge 123,6 nm wird bezüglich des Vakuums angegeben.

Für effektives optisches Kühlen ist ein geschlossenes Zwei-Niveau-System notwendig. Wenn nicht der Grundzustand als unteres Niveau verwendet werden kann, sollte der untere Zustand metastabil sein. Über dessen relativ lange Lebensdauer kann sichergestellt werden, dass das Atom gekühlt, gefangen und nachgewiesen werden kann, bevor es wieder in den Grundzustand zerfällt. Für Krypton erfüllt der Übergang vom $4p^55s[3/2]_2$ -Zustand in den $4p^55p[5/2]_3$ -Zustand diese Eigenschaften. Der $4p^55s[3/2]_2$ -Zustand ($\tau \approx 40s$) ist metastabil, weil er nur mit mindestens drei Dipolübergängen in den Grundzustand zerfallen kann.

Für die Anregung eines Krypton-Atoms in den metastabilen Zustand muss das Atom zunächst über die Absorption eines vakuum-ultravioletten Photons der Wellenlänge 123,6 nm in den ersten angeregten Zustand $4p^55s[3/2]_1$ ($\tau = 4,44$ ns) gehoben werden. Die 123,6 nm-Photonen werden aus einer VUV-Lampe emittiert, in der ein Krypton-Plasma aufrecht erhalten wird (siehe [Koh11]).

Isotop	relative Häufigkeit
Kr ⁸¹	$5, 2 \cdot 10^{-13}$
Kr ⁸³	0,115
Kr ⁸⁵	$2,7 \cdot 10^{-11}$

Tabelle 2.1: Relative Häufigkeit der verschieden Kryptonisotope zum gesamten Krypton (siehe [Dae11]). Die ⁸⁵Kr-Konzentration beträgt dabei 1,7 $\frac{Bq}{m^3}$.

Aus dem ersten angeregten Zustand wird das Atom über die Absorption eines 819 nm-Photons in den $4p^55p[3/2]_2$ -Zustand gebracht. Von dort zerfällt es mit einer Wahrscheinlichkeit von 25 % wieder zurück in den ersten angeregten Zustand und mit einer Wahrscheinlichkeit von 75 % unter Abstrahlung eines 760,2 nm-Photons in den metastabilen Zustand (siehe Abbildung 2.3a). Von diesem Zustand kann das Atom mit Hilfe von Laserstrahlen der Wellenlänge 811,3 nm gekühlt werden.

2.1.2 Detektion

Der relative Anteil der drei Kryptonisotope ⁸¹Kr, ⁸³Kr und ⁸⁵Kr in einer Luftprobe ist sehr unterschiedlich (siehe Tabelle 2.1). Wie eine Abschätzung von [Dae11] zeigt, ist zu erwarten, dass maximal einzelne wenige ⁸⁵Kr-Atome gleichzeitig in der 3D-MOT gefangen werden und sich voraussichtlich maximal ein ⁸¹Kr-Atom in der Falle befindet. Aus diesem Grund werden die ⁸¹Kr- und ⁸⁵Kr-Atome über die Fluoreszenz des Kühlübergangs detektiert. Pro Sekunde wird ein Atom ungefähr 10⁶ bis 10⁷ mal von dem metastabilen Niveau in das Kühlniveau gehoben. Das Fluoreszenzsignal entspricht der Streurate, reduziert durch den durch die Detektionsoptik abgedeckten Raumwinkel ($\Omega = 4 \cdot \pi \cdot 0,0126$), die Effizienzen der Abbildung und des Detektors, auf ~ 10³ – 10⁴ Photonen pro Sekunde pro Atom (siehe [Woe16]).

Im Gegensatz dazu werden sich in dem Volumen der 2D-MOT-Kammer bei einem Druck von 10^{-6} mbar ungefähr 10^{12} ⁸³Kr-Atome befinden. Die Atomwolke, die sich aus diesen voraussichtlich in der 3D-MOT bildet (~ 10^{6} Atome), ist optisch dicht für Photonen der Wellenlänge 811,3 nm. Optisch dicht heißt in diesem Fall, dass die emittierten Photonen teilweise von Nachbaratomen absorbiert werden, weshalb die Anzahl der Photonen, die in die Detektionsoptik gelangen, nicht mehr linear zu der Anzahl von Atomen in der Atomwolke ist (siehe [HSJ⁺13]). Aus diesem Grund ist die Detektion der ⁸³Kr-Atome über die Fluoreszenz des Kühlübergangs ungünstig. Um die ⁸³Kr-Atome über ein proportionales Signal detektieren zu können, werden sie aus dem metastabilen Zustand über Absorption eines 810,5 nm-Photons in den 4p⁵5p[5/2]₂-Zustand angeregt, von wo das Atom mit einer Wahrscheinlichkeit von 71 % in den ersten angeregten Zustand zerfällt. Bei dem Zerfall in den ersten angeregten Zustand emittiert das Atom genau ein Photon der Wellenlänge

877,7 nm. Anschließend zerfällt es nach $\tau = 4,44$ ns in den Grundzustand. In der 3D-MOT stellt der Grundzustand einen Dunkelzustand dar, weil ein Atom nicht mehr in den metastabilen Zustand zurück gepumpt werden kann. Über die emittierten 877,7 nm-Photonen kann die Anzahl der ⁸³Kr-Atome in der 3D-MOT bestimmt werden, weil jedes Atom nur einmal aus dem 4p⁵5p[5/2]₂-Zustand in den ersten angeregten Zustand zerfällt. Um aus dem ersten angeregten Zustand wieder in den 4p⁵5p[5/2]₂-Zustand zurück gepumpt zu werden, müsste das Atom in der kurzen Lebensdauer des ersten angeregten Zustandes ($\tau = 4,44$ ns) ein 877,7 nm-Photon, das ein anderes ⁸³Kr-Atom emittiert hat, absorbieren. Das bedeutet, dass es zu keiner Doppelzählung kommt, weil nur so viele 877,7 nm-Photonen das Zentrum der MOT verlassen, wie sich ⁵³Kr-Atome dort befinden. Dieser Vorgang wird Quenchen genannt und basiert auf einer Idee des Argonne National Laboratory (ANL) (siehe [JBL⁺12]).

Die ⁸³Kr-Atome werden in der 3D-MOT alle paar Minuten gefangen und detektiert, um den Fluss an metastabilen, gekühlten Atomen von der 2D- in die 3D-MOT zu kontrollieren. Über Kalibrierungsmessungen wurde zuvor ermittelt, welche Abhängigkeit zwischen der Anzahl gefangener Atome und dem Fluss an ⁸³Kr-Atomen besteht. Über diese und über regelmäßig durchgeführte Messung von normierten Proben kann über das Verhältnis des Flusses von ⁸³Kr zu ⁸⁵Kr das Isotopenverhältnis in der zu vermessenden Probe ermittelt werden. Da die Konzentration von ⁸³Kr in der Atmosphäre konstant ist, kann über dieses Verhältnis die ⁸⁵Kr-Konzentration bestimmt werden. Der 810,5 nm-Laserstrahl, der die Kryptonatome in den Grundzustand abregt, wird immer nur dann mit Hilfe eines Shutter-System in die 3D-MOT-Kammer eingestrahlt, wenn die ⁸³Kr-Atome detektiert werden sollen. Sobald der 810,5 nm-Laserstrahl in die 3D-MOT-Kammer trifft, sollte die Atomwolke aus ⁸³Kr-Atomen abhängig von Leistung des Quench-Laserstrahls nach spätestens ~ 1 ms entvölkert sein.

2.2 Optik

In der vorliegenden Masterarbeit beschäftige ich mich mit der Strahlführung von Laserstrahlen. Dazu ist es notwendig, das Verhalten von diesen bezüglich optischer Elemente zu kennen und zu wissen, zu welchen Fehlern es bei der Abbildung von diesen kommen kann. In diesem Unterkapitel soll zunächst die geometrische Optik und dabei im Besonderen die Anwendung von ABCD-Matrizen beschrieben werden (siehe [Dem14]). Anschließend sollen kurz die Eigenschaften von Gaußstrahlen und deren Verhalten bezüglich optischer Elemente vorgestellt werden (siehe [Mes15, ZZ13]). Um einschätzen zu können, zu welchen Fehlern es bei der Abbildung von Laserstrahlen durch Linsen kommen kann, werden anschließend sechs wichtige Abbildungsfehler diskutiert (siehe [Dem14, GM15]). Am Schluss wird in diesem Kapitel das Optik-Designprogramm OSLO EDU vorgestellt und dessen wichtigste Anwendungen erklärt.



Abbildung 2.4: Abbildung eines Lichtstrahls mit dem Einfallswinkel γ_0 zur Strahlachse durch eine Linse mit den Krümmungsradien R₁ und R₂ und der Dicke d. Der Lichtstrahl breitet sich geradlinig von dem Punkt $\begin{pmatrix} x_0 \\ r_0 \end{pmatrix}$ zu dem Punkt $\begin{pmatrix} x_1 \\ r_1 \end{pmatrix}$ aus, bis er dort auf die vordere Linsenoberfläche trifft und durch sie von der Achse weggebrochen wird. Anschließend breitet er sich von dort im Winkel γ_1 (zur Strahlachse) geradlinig in dem Medium mit dem Brechungsindex n₂ aus. An dem Punkt $\begin{pmatrix} x_2 \\ r_3 \end{pmatrix}$ durchläuft der Lichtstrahl die zweite Oberfläche der Linse und wird von dieser zur Strahlachse hingebrochen. Die Winkel α und β geben den Einfalls- bzw. den Ausfallswinkel bezüglich der Linsenoberfläche an. Über den Winkel α_1 kann der Zusammenhang zwischen γ_0 und α bzw. γ_1 und β wie folgt ermittelt werden: $\alpha = \alpha_1 + \gamma_0$ und $\beta = \alpha_1 + \gamma_1$.

2.2.1 Geometrische Optik

In der geometrischen Optik wird zur Vereinfachung der Schwerpunkt auf die Ausbreitungsrichtung und deren Änderung durch abbildende Elemente gelegt. Diese Näherung gilt nur für das Innere eines Lichtbündels, an dessen Rändern können Beugungseffekte nicht vernachlässigt werden. Ein Lichtstrahl ist in jedem Punkt in einem optischen System, das bezüglich der Strahlachse definiert wird, komplett durch den Abstand $r = (x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}}$ und den Winkel γ zur Strahlachse beschrieben. Aus diesen beiden Parametern lässt sich folgender Zustandsvektor bilden:

$$\vec{\mathbf{p}} = \begin{pmatrix} r \\ \gamma \cdot n \end{pmatrix}$$
(2.1)

mit dem Brechungsindex n. Das Verhalten eines Lichtstrahls in einem optischen System wird über dessen Ausbreitung in einem Medium (Translation) und dessen Brechung an Grenzflächen beschrieben. Dazu wird der Vektor des Ausgangszustandes nacheinander mit den Matrizen der verschiedenen Operationen multipliziert und somit der Anfangszustand in den Endzustand transformiert.

Bei der Translation wird angenommen, dass sich ein Lichtstrahl in einem homogenen Medium mit der Brechzahl n₁ geradlinig ausbreitet. Hat er zu Beginn einen Winkel γ_0 zur Strahlachse, legt er auf der y-Achse die Strecke $r = sin(\gamma_0) \cdot \Delta x$ zurück, während er auf der x-Achse, der Strahlachse, die Strecke Δx zurücklegt. Über die paraxiale Näherung, die nur für achsnahe Strahlen gilt, ergibt sich für den Abstand zur Strahlachse über die Näherung kleiner Winkel $r_1 \approx \gamma_0 \cdot \Delta x + r_0$ und damit für die Translationsmatrix folgender Ausdruck:

$$\widetilde{T} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{\Delta x}{n_1} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$
(2.2)

Trifft ein Lichtstrahl auf die Grenzfläche zwischen zwei Medien, wird er dort nach dem Snellius'schen Gesetz gebrochen:

$$\mathbf{n}_1 \cdot \sin(\alpha) = \mathbf{n}_2 \cdot \sin(\beta) \tag{2.3}$$

mit dem Einfallswinkel α , dem Ausfallswinkel β und der Brechzahl des ersten bzw. zweiten Mediums n₁ und n₂.

Die Winkel α und β werden bezüglich dem Lot der gekrümmten Grenzfläche angegeben (siehe Abbildung 2.4). Zwischen dem Winkel γ_0 des Lichtstrahls zur Strahlachse vor der Oberfläche und dem Einfallswinkel α bzw. dem Winkel γ_1 nach der Brechung und dem Ausfallswinkel β gilt folgender Zusammenhang: $\alpha = \alpha_1 + \gamma_0$ und $\beta = \alpha_1 + \gamma_1$. Über diese Gleichungen und die Näherung $\frac{r_1}{R} = \sin(\alpha_1) \approx \alpha_1$ kann die Gleichung 2.3 für das Snellius'sche Brechungsgesetz wie folgt erweitert werden:

$$n_1 \cdot \sin(\frac{r_1}{R} + \gamma_0) = n_2 \cdot \sin(\frac{r_1}{R} + \gamma_1)$$

$$n_2 \cdot \gamma_1 = n_1 \cdot \gamma_0 + (n_1 - n_2) \cdot \frac{r_1}{R}$$
(2.4)

mit dem Einfallswinkel γ_0 bzgl. der Strahlachse, dem Ausfallswinkel γ_1 bzgl. der Strahlachse, dem Abstand r₁ des Brechungspunktes x₁ von der Strahlachse und dem Radius R der sphärischen Oberfläche. Mit r₁ = r₂ ergibt sich daraus die Brechungsmatrix

$$\widetilde{\mathbf{B}} = \begin{pmatrix} 1 & 0\\ \frac{(n_1 - n_2)}{R} & 1 \end{pmatrix}.$$
(2.5)

Die Abbildung eines Lichtstrahls durch ein optisches Element kann über die Brechung an zwei aufeinander folgenden, gekrümmten Grenzflächen und die Ausbreitung des Lichtstrahls im Medium zwischen den Grenzflächen und außerhalb des optischen Elements beschrieben werden. Dazu wird der Vektor des Anfangszustands $\begin{pmatrix} r_0 \\ \gamma_0 \cdot n_1 \end{pmatrix}$ durch die Multiplikation mit folgender Abbildungsmatrix in den Vektor des Endzustands $\begin{pmatrix} r_5 \\ \gamma_2 \cdot n_1 \end{pmatrix}$ überführt:

$$\begin{pmatrix} r_5 \\ \gamma_2 \cdot n_1 \end{pmatrix} = \widetilde{T}_{23} \cdot \widetilde{B}_2 \cdot \widetilde{T}_{21} \cdot \widetilde{B}_1 \cdot \widetilde{T}_{10} \cdot \begin{pmatrix} r_0 \\ \gamma_0 \cdot n_1 \end{pmatrix}$$
(2.6)

mit der Linsenmatrix $\widetilde{L} = \widetilde{B}_2 \cdot \widetilde{T}_{21} \cdot \widetilde{B}_1$. Soll mit Hilfe der Matrixmethode ein System von Linsen beschrieben werden, wird der Vektor des Anfangszustandes mit folgender Matrix multipliziert

$$\widetilde{\mathbf{M}} = \widetilde{\mathbf{L}}_{\mathbf{n}} \cdot \widetilde{\mathbf{T}}_{\mathbf{n}\mathbf{n}-1} \cdot \widetilde{\mathbf{L}}_{\mathbf{n}-1} \cdots \widetilde{\mathbf{L}}_{2} \cdot \widetilde{\mathbf{T}}_{21} \cdot \widetilde{\mathbf{L}}_{1} \,. \tag{2.7}$$

Für eine Linse, die sich in Luft befindet, gilt für den Brechungsindex $n_1 \approx 1$. In diesem Fall hat die Linsenmatrix folgende Form:

$$\widetilde{L} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_2 - 1}{R_2} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & \frac{\Delta x_{21}}{n_2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1 - n_2}{R_1} & 1 \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} 1 - \frac{\Delta x_{21} \cdot (n_2 - 1)}{n_2 \cdot R_1} & \frac{\Delta x_{21}}{n_2 \cdot R_1} \\ (n_2 - 1) \cdot \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} - \frac{\Delta x_{21} \cdot (n_2 - 1)}{n_2 \cdot R_1 \cdot R_2} \right) & 1 + \frac{(n_2 - 1)}{n_2} \cdot \frac{\Delta x_{21}}{R_2} \end{pmatrix}$$
(2.8)

Die Beschreibung der Abbildung eines Lichtstrahls durch optische Elemente lässt sich stark vereinfachen, indem man die Näherung einer dünnen Linse verwendet. Diese Näherung kann angewendet werden, wenn eine Linse betrachtet wird, für die gilt, dass ihre Dicke d $\ll R_1, R_2$ ist. In diesem Fall kann der Abstand zwischen dem Brechungspunkt x₁ und dem Brechungspunkt x₂ als ungefähr gleich Null angenommen werden ($\Delta x_{21} = x_2 - x_1 \longrightarrow 0$). Daraus ergibt sich folgende vereinfachte Linsenmatrix

$$\widetilde{\mathbf{L}}_{\mathrm{d}\ddot{\mathbf{u}}\mathbf{L}} = \begin{pmatrix} 1 & 0\\ D & 1 \end{pmatrix}$$
(2.9)

mit der Brechkraft $D = -(n_2 - 1) \cdot \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1}\right)$. Über die Brechkraft ist die inverse Brennweite $\frac{1}{f}$ einer Linse definiert. Mit der Brennweite f wird angegeben, in welchem Abstand f sich der Fokus einer Linse befindet, wenn senkrecht durch diese ein paralleles Strahlbündel fällt. Neben der Brennweite f sollen hier auch die Begriffe der Gegenstandsweite g und der Bildweite b eingeführt werden. Eine Punktlichtquelle, die sich im Abstand g von einer Linse befindet, wird von dieser auf



Abbildung 2.5: Abbildung eines Lichtstrahls aus der Punktlichtquelle G, die sich im Abstand g zur Linse befindet, auf den Punkt B, der sich in der Enfernung b hinter der Linse befindet, durch eine Linse der Dicke d mit den Krümmungsradien R₁ und R₂. Die Winkel α_1 und α_2 geben dabei den Einfallswinkel bzgl. der vorderen Linsenoberfläche bzw. den Ausfallswinkel bzgl. der hinteren Linsenfläche an.

einen Punkt hinter der Linse abgebildet, der im Abstand b von der Linse entfernt liegt (siehe Abbildung 2.5). Zwischen der Brennweite f einer Linse und der Gegenstandsweite g und der Bildweite b gilt folgender Zusammenhang

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{g} + \frac{1}{b}.$$
 (2.10)

Für die Näherung dünner Linsen gilt dabei, dass die Gegenstandsweite g und die Bildweite b bis zur Mittelebene gerechnet werden. Die Mittelebene einer Linse liegt dort, wo sich die beiden Grenzflächen treffen.

2.2.2 Gaußstrahl

Eine Verbindung der Strahlen- und Wellenoptik ist der Gaußstrahl. In den meisten Herleitungen werden die Formeln für einen idealen Gaußstrahl eingeführt. Bei den Versuchen, die in der vorliegenden Arbeit beschrieben werden, wird jedoch mit einem realen Laserstrahl gearbeitet, dessen Strahlgüte k von der eines idealen Gaußstrahls (k = 1) abweichen kann. Aus diesem Grund werden

hier die Eigenschaften des Gaußstrahls über die Strahlgüte k eines realen Laserstrahls definiert.

In einem isotropen Raum stehen das elektrische und das magnetische Feld transversal zu der Ausbreitungsrichtung. Man spricht dabei von TEM_{mn} -Moden, wobei das TEM für die transversalenelektrischen und transversalen-magnetischen Moden steht, die mit den Indizes m und n bezeichnet werden. Bei den hier betrachteten Laserstrahlen kommt nur die Grundmode, die TEM_{00} -Mode, vor. Die gaußsche Grundmode wird durch den minimalen Strahlradius w₀ und die Rayleighlänge z_R vollständig beschrieben.

Wenn man einen Gaußstrahl beobachtet, stellt man fest, dass sich der Bündeldurchmesser $d(z) = 2 \cdot w(z)$ mit dem Strahlradius w(z) bei der Ausbreitung des Gaußstrahls in z-Richtung ändert. An jeder z-Position kann der Strahldurchmesser aus dem Intensitätsprofil des Gaußstrahls, einer gaußschen Glockenkurve (siehe Abbildung 2.6b), ermittelt werden. Der Strahlradius w(z) ist über den Abstand zum Strahlzentrum definiert, an dem die Intensität auf das $\frac{1}{e^2}$ -Fache des maximalen Intensitätswertes abgefallen ist. Der Verlauf des Strahlradius' eines Gaußstrahles ist über folgende Formel beschrieben

$$\mathbf{w}(\mathbf{z}) = \mathbf{w}_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{(\mathbf{z} - \mathbf{z}_0) \cdot \boldsymbol{\lambda}}{\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\pi} \cdot \mathbf{w}_0^2}\right)^2}$$
(2.11)

mit dem minimalen Strahlradius w₀, dem Abstand z₀ des Brennpunktes von z =0, der Wellenlänge λ und der Strahlgüte k = $\frac{1}{M^2}$ mit der Beugungsmaßzahl M. Anders als bei der geometrischen Optik, die im Fokus einen unendlich kleinen Strahldurchmesser hat, erreicht der Gaußstrahl im Brennpunkt einen endlichen Strahlradius w₀, der dort jedoch auch minimal ist. Der kleinste Strahlradius, die Strahltaille (engl.: waist), kann wie folgt aus der Wellenlänge λ , der Rayleighlänge z_R und der Strahlgüte k berechnet werden

$$\mathbf{w}_0 = \sqrt{\frac{\boldsymbol{\lambda} \cdot \mathbf{z}_{\mathrm{R}}}{\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\pi}}} \,. \tag{2.12}$$

Der Bereich des Nahfeldes des kleinsten Strahlradius' wird über die Rayleighzone $b = 2 \cdot z_R$ (siehe Formel 2.13 für die Rayleighlänge) angegeben. Hier ändert sich die Größe des Strahlradius' nur geringfügig. Für $z \ll z_R$ gleicht der Gaußstrahl einer ebenen Welle und die Änderung der Wellenfront ist gering (siehe Abbildung 2.6a).

$$z_{\rm R} = \frac{\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\pi} \cdot \mathbf{w}_0^2}{\lambda} = \frac{\boldsymbol{\pi} \cdot \mathbf{w}_0^2}{\mathbf{M}^2 \cdot \lambda} \tag{2.13}$$

Im Fernfeld $(z \gg z_R)$ gilt $w(z) \sim z \cdot \frac{w_0}{z_R} = z \cdot \Theta$ mit der Fernfelddivergenz Θ , die sich folgendermaßen bestimmen lässt

$$\Theta = \frac{\lambda}{\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\pi} \cdot \mathbf{w}_0} = \sqrt{\frac{\lambda}{\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\pi} \cdot \mathbf{z}_R}}.$$
(2.14)



(b)

Abbildung 2.6: (a) Ein Gaußstrahl in der Nähe der Strahltaille; (b) Der Querschnitt der Intensitätsverteilung eines Gaußstrahls wird über die gaußsche Glockenkurve angegeben. Der Abstand zum Strahlzentrum, an dem die maximale Intensität auf das $\frac{1}{e^2}$ fache bzw. auf 13,5 % abgefallen ist, definiert den Strahlradius w(z).

2.2.3 Gaußstrahlen und abbildende Elemente

Trifft ein Gaußstrahl auf ein abbildendes Element, kann dessen Wirkung auf den Gaußstrahl genau wie in der geometrischen Optik über die Abbildungsmatrizen berechnet werden. Dazu wird der komplexe Bündelradius q_1 vor der Optik über die Transformationsmatrix \widetilde{M} (siehe Formel 2.7) des abbildenden Elements in den komplexen Bündelradius q_2 hinter der Optik überführt:

$$q_2 = \frac{C + D \cdot q_1}{A + B \cdot q_1}$$
 mit $M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$. (2.15)

Die Definition von q_1 beziehungsweise q_2 lautet

$$q_1 = z_{01} - i \cdot z_{R,1}$$
 und $q_2 = -z_{02} - i \cdot z_{R,2}$ (2.16)

mit dem Abstand der Strahltaille zu dem abbildenden Element (vor z_{01} bzw. nach diesem z_{02}) und der Rayleighlänge des Gaußstrahls vor $z_{R,1}$ bzw. nach dem abbildenden Element $z_{R,2}$.

Ist von einem optischen System die Transformationsmatrix nicht bekannt, kann man über die Brennweite f der jeweiligen Linse aus den Strahlgrößen z_{01} und w_{02} bzw. $z_{R,1}$ des Gaußstrahls vor der Linse die Strahlparameter für den Gaußstrahl nach der Linse über die Formel 2.17 und 2.18 ermitteln (z_{02} , w_{02} , $z_{R,2}$). Diese beiden Formeln wurden in Kapitel 5 für die Berechnung des Strahlverlaufs durch ein Linsensystem verwendet.

$$z_{02} = f + \frac{f^2 \cdot (z_{01} - f)}{(z_{01} - f)^2 + z_{R,1}^2}$$
(2.17)

$$w_{02} = w_{01} \cdot \sqrt{\frac{f^2}{\left(z_{01} - f\right)^2 + z_{R,1}^2}}$$
(2.18)

2.2.4 Abbildungsfehler

In einem realen optischen System treten jedoch nicht nur achsnahe Strahlen auf, für die die paraxiale Näherung gilt. Dies und die Tatsache, dass es zu Abweichungen von der idealen Linsenform kommt, führt dazu, dass die tatsächliche Abbildung von der berechneten Abbildung abweicht. In diesem Fall spricht man von Linsenfehlern (Aberrationen). In diesem Unterkapitel sollen die wichtigsten Linsenfehler vorgestellt und kurz erläutert werden und wie man diese gegebenenfalls korrigieren kann (siehe [Dem14]).

Da nicht nur achsnahe Strahlen auftreten, wird anstatt der Näherung $\sin(\gamma) \approx \gamma$ die Reihenentwicklung $\sin(\gamma) = \gamma + \frac{\gamma^3}{3!} + \frac{\gamma^5}{5!} + \cdots$ verwendet. Die erste Ordnung steht dabei für die paraxiale



Abbildung 2.7: Bei der sphärische Aberration werden achsnahen Lichtstrahlen zu einem anderen Brennpunkt gebrochen als achsferne Strahlen. Dieser Abbildungsfehler kann verringert werden, indem die Linse so in den Strahlengang gestellt wird, dass die gekrümmte Oberfläche mit dem kleineren Winkel bzgl. des einfallenden Lichtstrahls diesem zugekehrt wird. In dem Fall einer plankonvexen Linse sollte (b) die gekrümmte Oberfläche dem kollimierten Lichtstrahl anstatt (a) der planen Oberfläche zugekehrt sein.

Optik, die dritte Ordnung für die primären Abbildungsfehler (Seidelsche Bildfehler) und die fünfte Ordnung für sekundäre Abbildungsfehler. Zu den Seidelschen Aberrationen gehören folgende fünf monochromatische Abbildungsfehler.

Die **sphärische Aberration** trifft auf, wenn Strahlen, die sich unterschiedlich weit von der Strahlachse entfernt befinden, zu unterschiedlichen Brennpunkten hinter der Linse gebrochen werden. Beobachten kann man diesen Fehler, wenn sich hinter der Linse anstatt eines Brennpunktes eine Brennlinie bildet (siehe Abbildung 2.7a). Die Ausprägung dieses Fehlers kann man dadurch beeinflussen, dass man die Linse so in den Strahlengang stellt, dass die gekrümmte Oberfläche dem Strahl mit dem kleineren Öffnungswinkel zugekehrt ist.

Die Koma entsteht, wenn ein paralleles Lichtbündel durch eine schräg stehende Linse fällt. Dann hängen die Brechwinkel nicht mehr nur vom Abstand r zur Strahlachse ab, sondern unterscheiden sich auch abhängig davon, ob der Lichtstrahl ober- oder unterhalb des Mittelstrahls die Linse durchläuft. Die Folge ist, dass die Schnittpunkte der verschiedenen Lichtstrahlen nicht mehr auf der Strahlachse liegen, sondern sich die verschiedenen Brennpunkte räumlich verteilen. So erhält man hinter der Linse keine klare Punktabbildung, sondern eine ungleichmäßig ausgeleuchtete Fläche (siehe Abbildung 2.8a).

Wenn sich der Gegenstandspunkt G nicht auf der Strahlachse, sondern etwas entfernt befindet, führt dies zu einer Verzerrung von der Abbildung von G (siehe Abbildung 2.9a). Denselben Effekt kann man beobachten, wenn bei einer sphärischen Linse die Krümmungsradien der Linsenflächen in horizontaler und vertikaler Richtung nicht identisch sind (siehe Abbildung 2.9b). In diesen Fällen spricht man von einem **Astigmatismus**. Die Lichtstrahlen der horizontalen Schnit-



Abbildung 2.8: (a) Die Koma entsteht, wenn ein paralleles Lichtbündel auf eine schrägstehende Linse fällt; (b) Bei der chromatische Aberration werden die Lichtstrahlen verschiedener Wellenlängen unterschiedlich stark durch eine Linse gebrochen.

tebene (Sagittalebene) werden anders gebrochen als die Lichtstrahlen der vertikalen Schnittebene (Meridionalebene), weshalb die Lichtstrahlen der Sagittalebene in einen Brennpunkt B_S und die Lichtstrahlen der Meridionalebene in einen Brennpunkt B_M abgebildet werden. Das hat zur Folge, dass es hinter der Linse eine horizontale und eine vertikale Bildlinie gibt, die sich im Abstand $\Delta b = |b_M - b_S|$ voneinander befinden.

Eine **Bildfeldwölbung** trifft auf, wenn Lichtstrahlen, die eine Linse in unterschiedlichen Winkeln durchlaufen, unterschiedlich stark gebrochen werden. Das führt dazu, dass die Brennpunkte der verschiedenen Lichtstrahlen nicht mehr in einer Ebene liegen, sondern auf einer gekrümmten Fläche. Die Abbildung hinter der Linse ist nicht gleichmäßig scharf (siehe Abbildung 2.10b).

Ebenfalls von Lichtstrahlen, die die Linse in unterschiedlichen Winkeln durchlaufen, rührt folgender Linsenfehler: Wenn Lichtstrahlen schräg auf die Linse treffen, treten dort auch im paraxialen Fall Bildfehler auf, weshalb in der Abbildung der Linse **Verzeichnungen** zu beobachten sind (siehe Abbildung 2.10c).

Neben den fünf Seidelschen Aberrationen ist der wichtigste Bildfehler die **chromatische Aberration**. Man spricht von dieser, wenn Lichtstrahlen mit verschiedenen Wellenlängen unterschiedlich stark von einer Linse gebrochen werden (siehe Abbildung 2.8b). Die Ursache dafür ist, dass der Brechungsindex n eines Materials wellenlängenabhängig ist. In einer Abbildung würde man diesen Fehler dadurch bemerken, dass man hinter Linse (an einem Brennpunkt) das Bild nur für eine Wellenlänge scharf erkennen kann und sich darum regenbogenfarbige Ringe der anderen Farben bilden.



Abbildung 2.9: Der Astigmatismus kann auftreten, wenn (a) ein Gegenstandpunkt abgebildet wird, der nicht auf der Strahlachse liegt (entnommen aus [Dem14]), oder wenn (b) bei einer sphärische Linse die verschiedenen Linsenflächen unterschiedliche Krümmungsradien haben. Beides hat zur Folge, dass der Brennpunkt der horizontalen Schnittebene (Sagittalebene) in einem anderem Abstand zur Linse liegt, als der Brennpunkt der vertikalen Schnittebene (Meridionalebene) (entnommen aus [GM15]).



Abbildung 2.10: Eine Abbildung mit (a) Koma; (b) Bildfeldwölbung; (c) Verzeichnung (entnommen aus [Dem14]).

2.2.5 Strahldesign mit OSLO EDU

Die Berechnung der zuvor beschriebenen Auswirkungen eines optischen Systems auf einen Lichtbzw. Laserstrahl sind sehr komplex, sobald sie über die paraxiale Optik hinausgehen. Für das Design von Linsensystem und deren Analyse wurde im Rahmen dieser Masterarbeit das Computerprogramm OSLO EDU verwendet.

OSLO EDU ist ein Optik-Designprogramm von LAMBDA RESEARCH mit dem man Linsen designen und den Strahlverlauf durch ein optisches System nachvollziehen und analysieren kann. OSLO EDU ist eine kostenlose Version der Software OSLO. Sie unterscheidet sich hauptsächlich darin von der kostenpflichtigen Version, dass mit ihr nur Linsensysteme mit maximal zehn Ebenen untersucht werden können. Im Folgenden soll die Anwendung von OSLO EDU beschrieben und die Analysemethoden, die in dieser Arbeit hauptsächlich verwendet wurden, vorgestellt werden.

Um ein Linsensystem zu charakterisieren, werden in OSLO die aufeinanderfolgenden Medien und deren Grenzflächen näher beschrieben. Dazu wird für jede Oberfläche (SRF) der Krümmungsradius (RADIUS), der Abstand zu der folgenden Oberfläche (THICKNESS) und die Blendengröße bzw. die Höhe der Linse (APERTURE RADIUS) in mm eingegeben. Zudem wird unter GLASS das Material definiert, aus dem die Linse besteht. Das gewünschte Material kann man aus dem Untermenü "Catalog (C)" wählen. Für die dort gelisteten Materialien hat OSLO den Brechungsindex n und dessen Verlauf für unterschiedlichen Wellenlängen λ hinterlegt. Sollte man für die Oberfläche ein Material wählen wollen, das es nicht im Katalog gibt, kann man unter dem Menüpunkt "Direct" den Brechungsindex für die (maximal drei) Wellenlängen auswählen, für die das System simuliert werden soll. Hat die Oberfläche noch andere spezielle Eigenschaften, wie beispielsweise eine nicht sphärische Symmetrie (zum Beispiel für Zylinderlinsen), können diese unter SPECIAL eingetragen werden.

Um einzustellen, ob die Lichtstrahlen von einer punktförmigen Lichtquelle ausgehen oder ob die Linse von einem parallelen Lichtbündel getroffen wird, muss man entweder einen endlichen oder einen unendlichen $(1,000 \cdot 10^{20})$ Abstand (THICKNESS) für die Objektebene (OBJ) ein-

stellen. Sollte man den Radius eines Gaußstrahls in einer bestimmten Entfernung (Abstand der Objektebene) zur Linse kennen, können diese Informationen unter den Surface Data unter dem Menüpunkt Setup angegeben werden.

Zur Untersuchung des optischen Systems stehen bei OSLO verschiedene Analysemethoden zur Verfügung. Mit Hilfe des Spotdiagramms (Evaluate \rightarrow Spot Diagram \rightarrow Single Spot Diagram) kann ermittelt werden, wie eine Punktquelle von dem Linsensystem abgebildet wird. Dazu wird die Verteilung der Lichtstrahlen in der Bildebene (IMS) für die drei verschiedenen Wellenlängen, die unter dem Unterpunkt "Wavelength" der "Surface Data" eingestellt werden können, dargestellt (siehe Abbildung 3.3). Diese Analysemethode eignet sich besonders gut dazu, die Wirkung eines optischen Systems auf Lichtstrahlen unterschiedlicher Wellenlänge visuell aufzuzeigen.

Über "Source → Paraxial Gaussian Beam (ABCD)" kann OSLO ermitteln, wie sich ein Gaußstrahl in dem Linsensystem verhalten würde. Die Berechnung dazu erfolgt über die zuvor vorgestellte Matrizenmethode. Als Grundlage für diese Rechnung müssen zwei der folgenden vier Gaußstrahlparameter bei einer der Oberflächen bekannt sein: der Strahlradius w bei der Oberfläche, die Strahltaille w₀, die Entfernung z₀ der Strahltaille zur Oberfläche oder der Radius R der Wellenfront.

Soll ein Gaußstrahl betrachtet werden, der nicht rotationssymmetrisch ist, kann über "Source \rightarrow Skew Gaussian Beam" analysiert werden, wie sich der Radius des Gaußstrahls in der x- und y-Achse jeweils bei den Oberflächen ändert. Für diese Berechnung muss der Strahlradius w in der Objektebene angegeben werden.

Mit OSLO EDU ist es zudem möglich, die Linsenfehler eines optischen Systems zu bestimmen. Dazu muss in dem Menü "Evaluate" der Unterpunkt "Aberration Coefficients" gewählt und dort der "Aberrations Typ" auswählt werden. In dieser Arbeit wurden entweder die Seidelschen Aberrationen (Seidel image) oder die chromatische Aberration (Paraxial chromatic) verwendet, um die Linsenfehler für verschiedene optische Systeme zu bestimmen. Die Linsenfehler werden für die einzelnen Oberflächen angegeben und der finale Fehler für das gesamte System aufsummiert. Die fünf Seidelschen Aberrationen werden wie folgt von OSLO abgekürzt: die sphärische Aberration (SA3), die Koma (CMA3), der Astigmatismus (AST3), die Bildfeldwölbung (PTZ3) und die Verzeichnung (DIS3).

Kapitel 3

Detektionsoptik

Die bisher verwendete Detektionsoptik wurde darauf ausgelegt, das Fluoreszenzsignal einzelner ⁸¹Kr- und ⁸⁵Kr-Atome ($\lambda = 811,3$ nm) zu detektieren. Da nun zudem ⁸³Kr-Atome quantifiziert werden sollen, muss sie ebenfalls Signale der Wellenlänge $\lambda = 877,7$ nm erfassen können.

Mit Hilfe der Detektionsoptik werden bisher die 811,3 nm-Photonen, die von den in der 3D-MOT gefangenen Atomen emittiert werden, aus einem Raumwinkel von $\Omega = 4 \cdot \pi \cdot 0,0126$ auf eine Photodiode abgebildet.

In diesem Kapitel soll nun getestet werden, ob diese Optik auch für die Detektion der ⁸³Kr-Atome über das Quenchen geeignet ist, und welche Änderungen gegebenenfalls vorgenommen werden müssen. Dazu wurde zunächst abgeschätzt, welche Leistung der Quenchlaserstrahl maximal haben darf, damit das Quenchsignal mit dem Avalanche-Photodiode gemessen werden kann. Zudem wurde das Signal-Rausch-Verhältnis ermittelt, das sich über das 877,7 nm-Quenchsignal und den Untergrund an 810,5 nm- und 811,3 nm-Photonen ergibt, und daraus abgeleitet, welche Bedingungen die Detektionsoptik für die Vermessung der 877,7 nm-Photonen erfüllen muss. Anschließend wurde eine Erweiterung von dieser, die die zuvor ermittelten Bedingungen erfüllt, konzipiert und charakterisiert.

3.1 Aufbau der Detektionsoptik

Die Detektionsoptik bildet Fluoreszenzsignale aus dem Zentrum der 3D-MOT-Kammer (Ausdehnung der Atomwolke ~ 400 µm) unter einem Raumwinkel von $\Omega = 4 \cdot \pi \cdot 0,0126$ auf eine Avalanche-Photodiode ab. Wie in Abbildung 3.1 zu erkennen, sind die einzelnen Teile von ihr mit Hilfe eines Käfig-Systems (Stababstand 30 mm) aneinander befestigt. Die vordere Seite des Objektivs ist direkt mit der 3D-MOT-Kammer verschraubt.

Das Detektionsobjektiv besteht aus vier verschiedenen Linsen (siehe Abbildung 3.2) und kol-



Abbildung 3.1: Die Detektionsoptik besteht aus dem Objektiv, einem Raumfilter und der Detektionseinheit, die sich aus einer Avalanche-Photodiode und einer Asphäre zusammensetzt (Photographie entnommen aus [Dae11]).



Abbildung 3.2: Das Detektionsobjektiv, das sich im Abstand $d_0 = 44,55 \text{ mm}$ von dem MOT-Zentrum befindet, besteht aus vier Linsen (L1 (f = 75 mm, $\emptyset = 30 \text{ mm}$, Art.Nr.: LA 1765-B, THORLABS), L2 (f = 200 mm, $\emptyset = 1''$, ART.NR.: LE 4467, THORLABS), L3 (f = 88,3 mm, $\emptyset = 1''$, ART.NR.: KBX061, NEWPORT), L4 (f = -100 mm, $\emptyset = 1''$, Art.Nr.: LC 4888, THORL-ABS)), die sich im Abstand $d_1 = 10 \text{ mm}$, $d_2 = 0,9 \text{ mm}$ und $d_3 = 5,1 \text{ mm}$ zueinander befinden.

λ [nm]	SA3	CMA3	AST3	PTZ3	DIS3
811,3	0,483	$-4,84 \cdot 10^{-4}$	$-4,515 \cdot 10^{-9}$	$-2,263 \cdot 10^{-9}$	$-8,401 \cdot 10^{-15}$
877,7	0,231	$-4,87 \cdot 10^{-4}$	$-4,511 \cdot 10^{-9}$	$-2,260\cdot 10^{-9}$	$-8,388 \cdot 10^{-15}$

(a)

λ [nm]	SA3	CMA3	AST3	PTZ3	DIS3			
811,3	$2,557 \cdot 10^{-6}$	$-3,759\cdot 10^{-10}$	$1,062 \cdot 10^{-13}$	$9,937 \cdot 10^{-13}$	$-2,038 \cdot 10^{-17}$			
877,7	$2,63 \cdot 10^{-6}$	$-3,808 \cdot 10^{-10}$	$1,067 \cdot 10^{-13}$	$9,931 \cdot 10^{-13}$	$-2,044 \cdot 10^{-17}$			
(b)								

Tabelle 3.1: Seidelsche Aberrationen für die Wellenlängen $\lambda = 811, 3 \text{ nm}$ und $\lambda = 877, 7 \text{ nm}$ für (a) das Objektiv; und (b) den Raumfilter.

limiert das Fluoreszenzsignal aus dem Zentrum der MOT. Um eine möglichst große Numerische Apertur (NA = 0,216, siehe [Dae11]) zu erreichen, wurde die erste Linse des Objektiv direkt in der Öffnung der Kammer über eine Glas-Metaldichtung angebracht.

Zur Detektion des Fluoreszenzsignals einzelner Atome, wird das Signal über eine Asphäre (f = 20 mm, $\emptyset = 22,5$ mm, Art.Nr.: 25-20 HPX-S/AHL-20, ASPHERICON) auf eine Photodiode (SPCM-AQRH-13), deren aktive Fläche einen Durchmesser von 180 µm hat, abgebildet. Auf Grund der geringen Anzahl an Photonen (~ $5000 \frac{Photonen}{s}$) wird zur Detektion eine Avalanche-Photodiode verwendet. Die Besonderheit dieser Diode ist, dass die Elektronen, die von den Photonen über den Photoeffekt erzeugt werden, über eine angelegte Sperrspannung so beschleunigt werden, dass sie weitere Elektronen über Stoßionisation in der Multiplikationszone erzeugen. Über diese Lawinen-bildung können einzelne Photonen detektiert werden.

Um das Hintergrundrauschen effektiv zu reduzieren, wurde zudem ein Raumfilter, der aus zwei Achromaten (f = 75 mm, $\emptyset = 1''$, Art.Nr.: AC 254-075-B, THORLABS) und einer Irisblende mit einem Durchmesser $\emptyset = 616 \mu m$ besteht, zwischen das Detektionsobjektiv und die Asphäre, die das Fluoreszenzsignal auf die Photodiode abbildet, gebaut.

3.2 Test der Detektionsoptik bei $\lambda = 877,7$ nm

In der Diplomarbeit [Her09] wurde die Detektionsoptik für die Fluoreszenzstrahlung der Wellenlänge $\lambda = 811,3$ nm konzipiert. Um eine bestmögliche Abbildung zu erreichen, wurde dabei die Linsenkombination so gewählt, dass die Linsenfehler minimal wurden. Diese Optik soll zukünftig auch für die Detektion des Quenchsignals der Kr⁸³-Atome verwendet werden, deshalb wurden Vergleichsrechnungen zu den Abbildungseigenschaften und den Bildfehlern des Detektionsobjektivs und des Raumfilters bei der Wellenlänge $\lambda = 877,7$ nm mit Hilfe des Optikdesign-Programms OSLO EDU durchgeführt, die in diesem Kapitel vorgestellt werden sollen.

In Tabelle 3.1a sind die Werte für die Seidelschen Aberrationen des Detektionsobjektivs zu



(a)



Abbildung 3.3: Spotdiagramm im Abstand d_i vom Objektiv (a) $d_1 = 0, 3 \text{ m}$, (b) $d_2 = 1 \text{ m}$, (c) $d_3 = 2 \text{ m}$. Die Symbole stehen für folgende Wellenlängen $\triangle = 878 \text{ nm}$, $\Box = 810 \text{ nm}$ und + = 811, 5 nm.

entnehmen. Die Größen der Koma (CMA3), des Astigmatismus' (AST3), der Bildfeldwölbung (PTZ3) und der Verzeichnung (DIS3) unterscheiden sich für die beiden Wellenlängen kaum. Bei der sphärischen Aberration (SA3) hat das Objektiv für die Wellenlänge $\lambda = 877,7$ nm sogar einen um mehr als einen Faktor zwei besseren Wert. Generell haben die sphärische Aberration und die Koma den größten Einfluss auf die Güte des Objektivs.

Wenn man den Durchgang der verschiedenen Wellenlängen durch das Objektiv vergleicht, zeigt sich, dass das Licht der Wellenlänge $\lambda = 877,7$ nm etwas weniger stark kollimiert wird. Dieser Effekt ist jedoch sehr gering und erst ab einer Entfernung von ein bis zwei Metern hinter dem Objektiv zu beobachten (siehe Abbildung 3.3). Da die gesamte Detektionsoptik jedoch eine Länge von ungefähr 0,3 m nicht überschreitet, kann dieser kleine Unterschied vernachlässigt werden.

Die Untersuchung des Raumfilters hat ergeben, dass der Strahl mit der gewählten Linsenkonfiguration nach dem Raumfilter leicht divergent ist. Da jedoch kurz hinter diesem der Strahl mittels der Asphäre auf die Photodiode fokussiert wird, stellt dies keine Einschränkung bei dem Einsatz dar. Die Seidelschen Bildfehler sind für die zwei Wellenlängen sehr klein und unterscheiden sich nur geringfügig (siehe Tabelle 3.1b).

Insgesamt ist festzustellen, dass die Detektionsoptik auch für die Detektion des Quenchsignals der Wellenlänge $\lambda = 877,7$ nm geeignet ist. Die Linsenfehler sind für diese Wellenlänge in derselben Größenordnung wie für $\lambda = 811,3$ nm und für die sphärische Aberration sogar bis um einen Faktor zwei kleiner. Auch die Abbildungen der beiden Signale durch die Optik unterscheiden sich nur geringfügig voneinander.



Abbildung 3.4: Der Quenchübergang mit den Einsteinkoeffizienten für die stimulierte Emission und Absorption B_{10} und für die spontanen Emissionen A_{10} , A_{12} und A_{23} und dem Kühlübergang mit dem Einsteinkoeffizienten für stimulierte Emission und Absorption B_{40} und spontane Emission A_{40} .

3.3 Abschätzung der Leistung des Quenchlaserstrahls und der Messdauer

Wie schnell der metastabile Zustand $(4p^55s[3/2]_2)$ bei dem Quenchvorgang entvölkert wird, hängt von der Leistung des Quenchlaserstrahls ab. Diese Leistung hat ebenso einen Einfluss darauf, wie viele 810,5 nm-Photonen innerhalb eines bestimmten Zeitraums von der Atomwolke emittiert werden. Die Avalanche-Photodiode kann maximal 3, $1 \cdot 10^7 \frac{\text{Photonen}}{s}$ detektieren. Um abzuschätzen, wie groß die Laserleistung maximal sein darf, damit die Vermessung des Quenchvorgangs mit dieser durchgeführt werden kann, wurden die Ratengleichungen für den Quenchübergang (siehe Abbildung 3.4) aufgestellt und für verschiedene Laserleistungen gelöst. Als Anfangsbedingung wurde angenommen, dass sich die eine Hälfte der Atome im N₀-Zustand, dem metastabilen Zustand, und die andere Hälfte der Atome im N₄-Zustand (4p⁵5p[5/2]₃) befindet.

Für den Strahlquerschnitt wurde für den Quench- und den Kühllaserstrahl die Größe von 0,5 cm² angenommen. Dieser Strahlquerschnitt ergibt sich für die in [Woe16] entwickelte und in das ATTA-Experiment implementierte Baugruppe, über die die Kühllaserstrahlen in die 3D-MOT-Kammer eingestrahlt werden. Da die Quenchlaserstrahlen über dieselben Baugruppen wie die Kühllaserstrahlen in die 3D-MOT-Kammer eingestrahlt werden, kann dieser Strahlquerschnitt auch für die Quenchlaserstrahlen verwendet werden. Für eine konservative Abschätzung wird für die Leistung des Kühllaserstrahls mit 200 mW der maximale Wert, der über die sechs Laserstrahlen im ATTA- Experiment erreicht werden kann, angenommen.

$$\begin{aligned} \frac{dN_0}{dt} &= B_{10} \cdot n_{810,5} \left(I, \Gamma_L, \Gamma_{\ddot{U}} \right) \cdot \left(N_1 - \frac{g_2}{g_0} \cdot N_0 \right) \\ &+ B_{40} \cdot n_{811,3} \left(I, \Gamma_L, \Gamma_{\ddot{U}} \right) \cdot \left(N_4 - \frac{g_4}{g_0} \cdot N_0 \right) + A_{10} \cdot N_1 + A_{40} \cdot N_4 \\ \\ \frac{dN_1}{dt} &= B_{10} \cdot n_{810,5} (I, \Gamma_L, \Gamma_{\ddot{U}}) \cdot \left(\frac{g_2}{g_0} \cdot N_0 - N_1 \right) - A_{10} \cdot N_1 - A_{12} \cdot N_1 \\ \\ \frac{dN_2}{dt} &= A_{12} \cdot N_1 - A_{23} \cdot N_2 \end{aligned}$$
(3.1)

$$\frac{\mathrm{d}\mathrm{N}_3}{\mathrm{d}\mathrm{t}} = \mathrm{A}_{23} \cdot \mathrm{N}_2$$

$$\frac{\mathrm{d}N_4}{\mathrm{d}t} = B_{40} \cdot n_{811,3} \left(I, \Gamma_L, \Gamma_{\ddot{U}} \right) \cdot \left(\frac{g_4}{g_0} \cdot N_0 - N_4 \right) - A_{40} \cdot N_4$$

mit den Einsteinkoeffizienten $A_{10} = 8,96 \frac{10^6}{s}$, $A_{12} = 22,17 \frac{10^6}{s}$, $A_{23} = 2,25 \frac{10^8}{s}$, $A_{40} = 36,1 \frac{10^6}{s}$, $B_{10} = A_{10} \cdot \frac{\lambda_{10}^3}{8 \cdot \pi \cdot h} = 2,86 \cdot 10^{20} \frac{m^3}{J_{5 \cdot s}}$, $B_{40} = 1,16 \cdot 10^{21} \frac{m^3}{J_{5 \cdot s}}$ (siehe [DVNG00]), den Wellenlängen $\lambda_{10} = 810,5$ nm und $\lambda_{40} = 811,3$ nm, den Gewichtungsfaktoren $g_0 = 2 \cdot j + 1 = 5$, $g_2 = 5$ und $g_4 = 7$ und der spektralen Energiedichte n(I, Γ_L, Γ_{U}). Die Energiedichte, die sich aus dem Integral über die Linienprofile ergibt, wenn der Laserstrahl in Resonanz mit dem Übergang ist, kann über folgende Formel ermittelt werden:

$$\mathbf{n}(\mathbf{I}, \Gamma_{\mathrm{L}}, \Gamma_{\mathrm{\ddot{U}}}) = \frac{\mathbf{I} \cdot 2}{\mathbf{c} \cdot \pi \cdot (\Gamma_{\mathrm{L}} + \Gamma_{\mathrm{\ddot{U}}})}$$
(3.2)

mit den Leistungsdichten von $I_{810,5} = \frac{xmW}{0.5\,cm^2}$ und $I_{811,3} = \frac{200\,mW}{0.5\,cm^2}$, der Linienbreiten der Laser $\Gamma_{L,810,5}$ und $\Gamma_{L,811,3} = 3.141.592,65\frac{1}{s}$ und der Linienbreite des Übergangs $\Gamma_{\ddot{U},N_0-N_1} = \tau_0^{-1} + \tau_1^{-1} = 3,33 \cdot 10^7 \frac{1}{s}$ und $\Gamma_{\ddot{U},N_0-N_4} = 3,61 \cdot 10^7 \frac{1}{s}$. Mit Hilfe von MATHEMATICA wurde dieses System aus Differenzialgleichungen gelöst und der zeitliche Verlauf der Besetzung der verschiedenen Zustände in Abhängigkeit von der Leistung des Quenchlaserstrahls ermittelt. Indem die Besetzungszahl N_i(t) mit der spontanen Emissionsrate A_{ik} multipliziert wird, kann daraus die Anzahl der Photonen, die zu einem Zeitpunkt t in $4 \cdot \pi$ emittiert werden, bestimmt werden. Indem zusätzlich über die Messzeit Δt integriert wird, kann die Gesamtanzahl der Photonen, die auf die Avalanche-Photodiode treffen, ergibt sich aus der Streurate der Atome multipliziert mit dem Raum-
	Effizienz [%]	Quelle
$\Omega_{ m Obj}$	1,26	[Dae11]
$\eta_{ m Abb}$	10	[Woe16]
$\eta_{\text{Det},\lambda=810,5\text{nm}}$	60	[Exc]
$\eta_{\text{Det},\lambda=811,3\text{nm}}$	60	[Exc]
$\eta_{\mathrm{Det},\lambda=877,7\mathrm{nm}}$	45	[Exc]

Tabelle 3.2: Die Teileffizienzen für die Detektionsoptik mit der Nummerischen Apertur des Objektivs Ω_{Obj} , der Effizienz der Abbildung η_{Abb} und der Avalanche-Photodiode η_{Det} für die Wellenlängen $\lambda = 810,5$ nm, $\lambda = 811,3$ nm und $\lambda = 877,7$ nm.

winkel Ω_{Obj} , den die Detektionsoptik abdeckt, und der Effizienz der Abbildung auf die Photodiode η_{Abb} . Über die Multiplikation mit der Effizienz der Avalanche-Photodiode $\eta_{Det,\lambda}$ für die Wellenlänge λ kann bestimmt werden, wie viele von diesen Photonen von der Photodiode gemessen werden. In Tabelle 3.2 sind die Werte der Teileffizienzen angegeben.

Die Entscheidung, wie groß die Laserintensität des Quenchlaserstrahls maximal sein darf, hängt davon ab, wie hoch der Peakwert des Emissionsverlaufs ist. Damit nicht mehr als $3, 1 \cdot 10^7 \frac{\text{Photonen}}{\text{s}}$ die Avalanche-Photodiode erreichen, darf der Peakwert nicht größer als $2, 5 \cdot 10^{10} \frac{\text{Photonen}}{\text{s}}$ sein. Wie in Abbildung 3.5a abzulesen ist, entspricht dies einer Leistung des Quenchlaserstrahls von ungefähr 0,25 mW. Genauere Berechnungen haben ergeben, dass bei 0,25 mW ~ $3, 3 \cdot 10^7 \frac{\text{Photonen}}{\text{s}}$ die Photodiode erreichen. Bei einer Laserleistung von 0,15 mW wird im Peak ein Wert von $\sim 1, 6 \cdot 10^{10} \frac{\text{Photonen}}{\text{s}}$ erreicht. Dieser Peak entspricht $2 \cdot 10^7 \frac{\text{Photonen}}{\text{s}}$, die auf die Photodiode gelangen. Daher soll als konservativ abgeschätzter Wert für die Leistung der Quench-Laserstrahlen zukünftig 0,15 mW verwendet werden. Bei dieser Laserleistung ist der Quenchprozess innerhalb von zirka einer Millisekunde abgeschlossen.

3.4 Abschätzung des Signal-Rausch-Verhältnisses

Bei der Detektion der ⁸³Kr-Atome treffen neben den Photonen des Quenchübergangs auch 811,3 nmund 810,5 nm-Photonen auf die Detektionsoptik. Diese Photonen stammen zum einen aus den an den Fenstern und Wänden gestreuten Kühl- und Quenchlaserstrahlen (Streuphotonen) (siehe [Woe16]). Zum anderen sind es Photonen, die durch die MOT-Fluoreszenz bzw. den Zerfall des $4p^55p[5/2]_2$ -Zustandes zurück in den metastabilen Zustand emittiert werden. Im folgenden Abschnitt soll die Anzahl der 810,5 nm-, 811,3 nm- und 877,7 nm-Photonen, die in einem Messintervall $\Delta t = 1$ ms auf die Avalanche-Photodiode treffen, abgeschätzt werden, um zu überprüfen, ob das 877,7 nm-Quenchsignal in Bezug auf das Untergrundsignal ein ausreichendes Signal-Rausch-Verhältnis besitzt.

Um die Anzahl der Streuphotonen zu reduzieren, wurde die Wand der 3D-MOT-Kammer, die



(b)

Abbildung 3.5: Die Anzahl der emittierten 877,7 nm-Photonen in $4 \cdot \pi$ in Abhängigkeit von der Leistung des Quenchlaserstrahls: (a) blau = 3 mW, orange = 2 mW, grün = 1 mW, rot = 0,5 mW, lila = 0,25 mW; (b) blau = 0,25 mW, orange = 0,2 mW, grün = 0,15 mW, rot = 0,125 mW, lila = 0,1 mW.



Abbildung 3.6: Besetzungsverlauf des (a) N_0 -Niveaus; (b) N_1 -Niveaus.

gegenüber der Detektionsoptik liegt, geschwärzt. Zudem wurde in die Detektionsoptik ein Raumfilter implementiert, um Photonen, die nicht aus dem Zentrum der Falle (~ 400 µm) stammen, herauszufiltern (siehe [Her09, Dae11]). Die Streuphotonen, die dennoch auf die Photodiode treffen, stammen zum Großteil (~ $\frac{2}{3}$) aus den Kühl- und Quenchlaserstrahlen, die seitlich neben der Detektionsoptik in die 3D-MOT-Kammer eingestrahlt werden. Von dort treffen die Photonen, die an den Kammerfenstern gestreut werden, auf die Wand gegenüber der Detektionsoptik, von wo sie in diese reflektiert werden können. Da ihr Einfallwinkel dem der Fluoreszenzphotonen aus dem MOT-Zentrum gleicht, können sie nicht über den Raumfilter eliminiert werden (siehe [Woe16]).

Die Anzahl an Streuphotonen aus den Kühllaserstrahlen, die in die Detektionsoptik gelangen, wurden in [Woe16] vermessen. Zudem wurden in der Arbeit zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses eine neue Optik zur Formung der Kühllaserstrahlen entwickelt und in den Aufbau der ATTA implementiert. Da für diese keine Streucharakteristik vermessen wurde, wird für eine konservative Abschätzung der Anzahl der Streuphotonen die bekannte Streucharakteristik verwendet. Für diese wurde ermittelt, dass abhängig von der Leistung der Laserstrahlen N(P)_{Streu} = $10^5 \frac{Photonen}{mW \cdot s} \cdot \frac{P}{6}$ auf die Avalanche-Photodiode treffen. Bei einer verwendeten Laserleistung von 200 mW werden somit $\sim 3 \cdot 10^6 \frac{Photonen}{s} = 3 \cdot 10^3 \frac{Photonen}{ms}$ in die Detektionsoptik gestreut.

Die Quenchlaserstrahlen werden über dieselbe Optik wie die Kühllaserstrahlen in die 3D-MOT-Kammer eingestrahlt. Aus diesem Grund kann die in [Woe16] ermittelte Streucharakteristik auch für die Bestimmung der Anzahl der 810,5 nm-Streuphotonen verwendet werden. Die Leistung der Quench-Laserstrahlen, die in Abschnitt 3.3 abgeschätzt wurden, beträgt 0,15 mW. Somit beträgt die Anzahl der Streuphotonen, die von den Quench-Laserstrahlen in die Detektionsoptik gelangen, $\sim 2,5 \cdot 10^3 \frac{\text{Photonen}}{\text{s}} = 2,5 \frac{\text{Photonen}}{\text{ms}}$.

Die Anzahl der 810,5 nm- und 811,3 nm-Photonen, die beim Zerfall des $4p^55p[5/2]_2$ - bzw. $4p^55p[5/2]_3$ -Zustandes zurück in den metastabilen Zustand während der Messdauer von 1 ms emit-

tiert werden, und die Größe des 877,7 nm-Fluoreszenzsignals der ⁸³Kr-Atome, können aus den in Abschnitt 3.3 aufgestellten und gelösten Ratengleichungen abgeschätzt werden.

Von den ~ 10^6 877,7 nm-Photonen, die innerhalb der Messzeit Δt von den ⁸³Kr-Atomen emittiert werden, werden ungefähr 567 Photonen durch die Detektionsoptik detektiert.

In einer Millisekunde werden zudem ca. $1, 2 \cdot 10^9$ Photonen des Kühlübergang ($\lambda = 811, 3$ nm) fluoresziert. Für eine konservative Abschätzung wird angenommen, dass alle Photonen, die von den $\sim 10^{6}$ ⁸³Kr-Atomen beim Kühlübergangs emittiert werden, gleichmäßig in $4 \cdot \pi$ abgestrahlt werden, und dass es zu keiner Abschwächung durch Absorptionseffekte innerhalb der Atomwolke kommt. Folglich sollten $\sim 9 \cdot 10^5$ Photonen auf den Detektor gelangen.

Über den Zerfall des $4p^55p[5/2]_2$ -Zustands in den metastabilen Zustand werden weitere $\sim 4 \cdot 10^5 \frac{\text{Photonen}}{\text{s}}$ der Wellenlänge $\lambda = 810, 5 \text{ nm}$ emittiert. Das entspricht in einer Millisekunde ungefähr 300 Photonen auf dem Detektor.

Für das Signal-Rausch-Verhältnis SNR ist nicht der Untergrund, sondern dessen Schwankung bedeutsam. Deshalb wurde über die Formel 3.3 das Schrotrauschen ermittelt.

$$\sigma_{\text{Schrot}} = \sqrt{\frac{N}{\Delta t}} = \sqrt{\frac{N_{\text{Signal}} + N_{\text{Fluor}} + N_{\text{Streu}}}{\Delta t}}$$
(3.3)

mit dem Messinterval $\Delta t = 1 \text{ ms}$ und der Anzahl der 877,7 nm-Photonen $N_{Signal}/\Delta t = 567 \text{ Photonen/ms}$, der spontan emittierten Photonen (810,5 nm und 811,3 nm) $N_{Fluor}/\Delta t = (9 \cdot 10^5 + 300) \text{ Photonen/ms}$ und der an den Kammer-Fenstern gestreuten Photonen $N_{Streu}/\Delta t = (3 \cdot 10^3 + 2, 5) \text{ Photonen/ms}$. Daraus ergibt sich ein Schrotrauschen von $\sigma_{Schrot} \approx 950$.

Mit Hilfe der folgenden Formel kann über das Schrotrauschen das Signal-Rausch-Verhältnis bestimmt werden

$$SNR = \frac{N_{Signal}}{\sigma_{Schrot}}.$$
(3.4)

Das so ermittelte Signal-Rausch-Verhältnis beträgt ~ 0,6. Um effizient die Anzahl der ⁸³Kr- Atome in der 3D-MOT zu bestimmen, ist es notwendig, dass jedes der 567 Quenchphotonen detektiert werden kann. Die Anzahl der Photonen ist selbst mit einer statistischen Schwankung von $\sqrt{567} \approx 23,8$ behaftet. Idealerweise sollte das Schrotrauchen σ_{Schrot} nur durch das 877,7 nm-Quenchsignal verursacht werden (SNR $\approx 23,8$), damit das Signal-Rausch-Verhältnis nicht die Genauigkeit des Messergebnisses beeinträchtigt.

Das Signal-Rausch-Verhältnis kann auf verschiedene Weisen verbessert werden. Indem die Kühllaserstrahlen während des Quenchvorgangs geblockt werden, kann das große Untergrundsignal an 811,3 nm-Photonen eliminiert werden. Dadurch würde sich das Signal-Rausch-Verhältnis auf $\frac{567}{\sqrt{870}} \approx 19$ verbessern. Diese Methode senkt den Untergrund jedoch nicht um das gewünschte Maß ab.

Eine andere Möglichkeit den Untergrund zu reduzieren, ist die 810,5 nm- und 811,3 nm-

Photonen selbst abzuschwächen bzw. zu blocken. Um ein Signal-Rausch-Verhältnis von fast 23,8 zu erhalten, müsste das Untergrundsignal um mindestens das 10⁵ fache verringert werden.

3.5 Möglichkeiten zur Signaltrennung

Wie zuvor in Abschnitt 3.4 erklärt wurde, müssen bei der Detektion des 877,7 nm-Quenchsignals der Untergrund der Wellenlängen $\lambda = 810,5$ nm und $\lambda = 811,3$ nm um mindestens fünf Größenordnungen unterdrückt werden. Dieser Untergrund stammt zum einen von den Atomen, die entweder aus dem 4p⁵5p[5/2]₂-Zustand oder aus dem Kühlzustand wieder in den metastabilen Zustand zerfallen und dabei Photonen dieser Wellenlängen emittieren, und zum anderen von Photonen des Kühl- oder Quenchlaserstrahls, die an den Kammerfenstern gestreut wurden.

Damit die Detektionsoptik sowohl für die Detektion der ⁸¹Kr- und ⁸⁵Kr-Atome als auch für die Detektion der ⁸³Kr-Atome verwendet werden kann, dürfen die Photonen der Wellenlänge $\lambda = 811,3$ nm nur temporär abgeschwächt bzw. geblockt werden. Wie in Abschnitt 2.1.2 erläutert wurde, findet die Einzelatomdetektion der ⁸¹Kr- und ⁸⁵Kr-Atome über die Messung des Fluoreszenzsignals des Kühlübergangs statt. In der vorliegenden Masterarbeit wurde deshalb eine Erweiterung der Detektionsoptik zur abwechselnden Detektion der 811,3 nm- und der 877,7 nm-Photonen entwickelt, aufgebaut und getestet.

Es wurden verschiedene technische Lösungen zur Erweiterung der Detektionsoptik in Betracht gezogen, die folgende Bedingungen erfüllen mussten:

- geringe, optische Verluste,
- mit möglichst geringem Aufwand realisierbar,
- möglichst einfach in die Detektionsoptik integrierbar,
- und kostengünstig.

Folgender Aufbau kommt für die temporäre Blockade des 810,5 nm- und 811,3 nm-Untergrundsignals in Betracht: Wie in Abbildung 3.7 zu sehen, müssten dafür die 810,5 nm- und 811,3 nm-Photonen von den 877,7 nm-Photonen optisch getrennt werden, damit der Untergrund während des Quenchvorgangs geblockt werden kann. Zur Trennung der verschiedenen Photonen könnte ein dichroitischer Strahlteiler verwendet werden, der aufgrund von aufgedampften Schichten für einen bestimmten Wellenlängenbereich hochreflektiv wirkt (siehe Interferenzschichtsysteme). Indem solch ein Strahlteiler im 45°-Winkel in den kollimierten Strahlengang der Detektionsoptik gestellt wird, werden die Photonen, für die er reflektierend wirkt - in diesem Fall 810,5 nm- und 811,3 nm-Photonen -, im rechten Winkel abgelenkt. Über zwei Spiegel und einen weiteren Strahlteiler, der für 810,5 nm- und 811,3 nm-Photonen reflektierend wirkt, können diese



Abbildung 3.7: Erweiterung der Detektionsoptik zur Signaltrennung mit zwei dichroitischen Strahlteilern (ST), zwei Spiegeln (SP) und einer einklappbaren Blende.

Photonen anschließend wieder in den ursprünglichen Strahlengang und damit in die Detektionsoptik integriert werden. In dem Fall, dass die ⁸³Kr-Atome in der 3D-MOT über den Quenchvorgang detektiert werden sollen, würden die 810,5 nm- und 811,3 nm-Photonen über eine Blende geblockt, die zu diesem Zeitpunkt in den Bereich eingeklappt wird, in den die Untergrund- Photonen umgeleitet werden.

Alternativ kann das 810,5 nm- und 811,3 nm-Untergrundsignal mit Hilfe eines Filters, der dieses um mindestens das 10⁵fache abschwächt, das 877,7 nm-Quenchsignal jedoch ohne Abschwächung transmittiert, herausgefiltert werden. Dazu müsste der Filter in den kollimierten Strahlengang der Detektionsoptik eingefahren werden, kurz bevor das Quenchsignal der Kr⁸³-Atome detektiert werden soll.

Für die Erweiterung der Detektionsoptik wurde die Variante mit dem einklappbaren Filter gewählt, weil diese Variante geringere optische Verluste erzeugt, kostengünstiger und leichter zu realisieren ist. Dazu wurden ein Bandpassfilter (FF01-889-42) von SEMROCK, dessen Transmissionscharakteristik in Abbildung 3.8a zu sehen ist, mit einem Flip-Mount (TRF90/M) von THORLABS, der um 90° kippbar ist, und einem Servo (BLUE BIRD, BMS-631) kombiniert. Zum Einklappen des Bandpassfilters wurde ein unmotorisierter Flip-Mount, der mit Hilfe eines Servos angetrieben wird, anstatt eines motorisierten Flip-Mounts gewählt, weil dies zum einen ermöglicht, den Flip-Mount direkt in den vorhandenen Aufbau zu integrieren, ohne die Strahlführung verändern zu müssen. Zum anderen führte dies zu einer Senkung der Anschaffungskosten um mehr als einen Faktor sechs.

Um den Flip-Mount mit dem Servo antreiben zu können, wurde, wie in Abbildung 3.9a zu sehen ist, ein Fünf-Loch-Bauteil an den oberen Schaft des Flip-Mounts geschraubt. In die Löcher des Bauteils kann ein Gabelkopf verankert werden, über den der Servoarm mit Hilfe einer Gewindestange seine Bewegung auf den Flip-Mount überträgt. Eine genaue Untersuchung des Bewegungs-



(b)

Abbildung 3.8: (a) Die Transmissionscharakteristik des Bandpassfilters FF01-889-42, wie sie im Datenblatt der Firma SEMROCK angegeben ist (siehe [Sem]); (b) Der Flip-Mount und der Servo, die über die Käfig-Halterung in ein Käfig-System integriert wurden.



Abbildung 3.9: (a) Der Servo ist über eine Metallplatte direkt an der Halterung für das Käfig-System verschraubt und der Flip-Mount ist mit Hilfe einer Montage-Stange an diesem befestigt. Über eine Gewindestange überträgt der Servo seine Bewegung auf den Flip-Mount; (b) Die Käfig-Halterung für Servo und Flip-Mount (die technische Zeichnung befindet sich im Anhang A.2).

verhaltens des Flip-Mounts, der über den Servo bewegt wird, wird in Abschnitt 3.6 beschrieben.

Die metallene Käfig-Halterung, die in Abbildung 3.9b zu erkennen ist, wurde entwickelt, um den Filteraufbau in die Detektionsoptik zu integrieren. Zudem werden über die Halterung der Flip-Mount und der Servo miteinander fixiert. Dafür wird eine Montage-Stange durch das obere Loch der Käfig-Halterungen und den Flip-Mount geführt. Der Servo wurde über eine Metallplatte, die oberhalb der Käfig-Halterung verschraubt ist, direkt an der Halterung angebracht. Um die Filtereinheit in die Detektionsoptik zu integrieren, werden, wie in Abbildung 3.8b zu erkennen ist, die Montage-Stangen der Detektionsoptik in den vier im Quadrat angeordneten Löchern befestigt.

Im den folgenden Abschnitten soll nun untersucht werden, welche Verzögerung durch den Einund Aufklappvorgang des Flip-Mounts in die Detektionsoptik entsteht und daraus abgeschätzt werden, was für eine Zeitspanne für die ⁸³Kr-Quenchmessung benötigt wird. Zudem soll die Transmissionscharakteristik, die von SEMROCK angegeben wurde, für die kritische Wellenlänge $\lambda = 811,3$ nm überprüft werden.

3.6 Charakterisierung des Flip-Mounts und des Servos

Um das Zeitintervall, das für eine ⁸³Kr-Messung benötigt wird, abschätzen zu können, muss die Verzögerung, die durch das Ein- und Ausklappen des Flip-Mounts in die Detektionsoptik ent-



Abbildung 3.10: Versuchsaufbau zur Charakterisierung des Flip-Mounts, der mit Hilfe eines Servos angetrieben wird.

steht, bekannt sein. Daher soll in diesem Abschnitt die minimale Auf- und Einklappdauer des Flip-Mounts, der über einen Servo (BLUE BIRD, BMS-631) angetrieben wird, ermittelt werden.

Der Servo wird über einen Mikrocontroller "Arduino Nano" angesteuert. Zur Ansteuerung wurde ein Programm geschrieben, das auf der Bibliothek "servo.h" basiert. Mit dem Befehl "servo.writeMircoseconds" kann dem Servo ein Positionswert zwischen ~ 1000 und 2000 vorgegeben werden, den er dann anfährt. In dem verwendeten Programm wurden alle Schritte zwischen der ausgeklappten und der eingeklappten Position des Flip-Mounts angefahren und zwischen jedem Schritt eine kleine Verzögerung (delay) eingefügt. Die Überlegung dahinter war, durch verschiedene Delay-Zeiten die Geschwindigkeit zu variieren und so den Start- und Stoppimpuls bei den Einund Aufklappvorgängen zu dämpfen. Das vollständige Programm ist im Anhang A.1 zu sehen.

Für die Abschätzung der Dauer des Ein- und Aufklappvorgangs, wurde eine Lochblende mittig vor der Filterhalterung des Flip-Mounts befestigt und diese so in den Strahlengang eines nahezu kollimierten Laserstrahls gestellt, dass sich das Loch der Blende bei eingeklapptem Flip-Mount genau im Strahlengang des Laserstrahls befindet (siehe Abbildung 3.10). Die Blende beschneidet den Laserstrahl, so dass nur ein Teil der Leistung diese passiert. Das durch die Blende transmittierte Licht wurde mit einer Photodiode, die an einem Oszilloskop angeschlossen war, gemessen. Anschließend wurde der Flip-Mount mit Hilfe des Servos auf- und zugeklappt und die Leistungsänderung aufgenommen. Aufgeklappt heißt, dass der Flip-Mount soweit ausgefahren wurde, dass er nicht mehr den inneren Kreis (d = 23,9 mm) der Halterung für die Flip-Mount-Servo-Kombination



Abbildung 3.11: (a) Schematische Darstellung des eingeklappten (Positionswert: 1045) und des aufgeklappten Flip-Mounts (Positionswert: 1900) mit der schraffiert dargestellten Blende; (b) Verlauf des Spannungssignals der Diode (schwarz) und des Arduino-Pins (rot) bei dem Ein- und Aufklappvorgang mit einem kleinen Plateau (1) und zwei hohen Plateaus (2.a und 2.b). Die Schwankungen des 5 V-Signals des Arduino-Pins können mit Störungen durch den Motor des Servos erklärt werden, da beide dieselbe Spannungsversorgung haben.

verdeckte und somit der vollständige Laserstrahl auf die Photodiode trifft (siehe Abbildung 3.10). Es wurde ermittelt, dass die eingeklappte Stellung dem Positionswert 1045 des Servos und die ausgeklappte Stellung dem Positionswert 1900 entspricht. Um messen zu können, wann der Flip-Mount komplett ausgeklappt ist, wurde zusätzlich eine rechteckige Blende aus schwarzem Karton angebracht. Der Karton blockiert den Laserstrahl, wenn der Flip-Mount vollständig ausgefahren ist (siehe Abbildung 3.11a).

Der Spannungsverlauf, der von der Photodiode bei einen Auf- und Einklappvorgang aufgenommen wird, weist zwei hohe Plateaus (2.a und 2.b) und ein niedrigeres Plateau (1) auf (siehe Abbildung 3.11b). Die hohen Plateaus werden von der Photodiode aufgenommen, wenn sich weder die Blende noch der rechteckige Karton im Strahlengang des Laserstrahls befindet. Das niedrige Plateau ist zu sehen, wenn der Flip-Mount eingeklappt ist und die Blende die Laserleistung abschwächt. Bei jedem Einklappvorgang ist zunächst ein hohes Plateau (2.a), gefolgt von dem langsam ansteigenden, niedrigeren Plateau (1) zu beobachten. Dass das kleine Plateau langsamer ansteigt als die hohen Plateaus hat konstruktionsbedingte Gründe und soll in einem späteren Abschnitt dieses Unterkapitels analysiert und erläutert werden. Das Spannungssignal, das während des Aufklappvorgangs aufgenommen wird, zeigt zunächst den Abfall des niedrigen Plateaus (1). Auf diesen folgt anschließend ein hohes Spannungsplateau (2.b), nach dessen Abfall sich der Flip-

Messreihe	1	2	3	4	5	6	7	8
Ak [ms]	0	5	3	1	0,8	0,6	0,4	0,2
Zk [ms]	0	5	3	1	0,8	0,6	0,4	0,2
				(a)				

Messreihe	1	2	3	4	5	6	7	8
Ak [ms]	$\pm 0,008$	$\pm 0,08$	$\pm 0,02$	$\pm 0,008$				
Zk [ms]	$\pm 0,008$	$\pm 0,08$	$\pm 0,08$	$\pm 0,02$	$\pm 0,02$	$\pm 0,008$	$\pm 0,008$	$\pm 0,008$

(b)

Tabelle 3.3: (a) Die eingestellten Verzögerungszeiten zwischen jedem Schritt bei dem Auf- (Ak) und Einklappvorgang (Zk); (b) Die systematischen Messfehler, mit denen die Messwerte der verschiedenen Messreihen behaftet sind.

Mount in der aufgeklappten Position befindet.

Um die Reaktionszeit des Servos abzuschätzen, wurde mit Beginn jedes Aufklappvorgangs ein Pin des Arduinios auf "high" und mit jedem Einklappvorgang auf "low" gesetzt. Wenn ein Pin des Arduinos auf "high" bzw. "low" gesetzt wird, bedeutet dies, dass dort entweder eine Spannung von 5 V oder 0 V anliegt. Indem diese Spannungsänderung parallel zu der Diodenspannung mit dem Oszilloskop aufgenommen wurde, konnte aus der Verzögerung zwischen der Spannungsänderung an dem Pin des Arduinos und an der Photodiode die Reaktionszeit des Servos und damit die gesamte Dauer des Ein- und Aufklappvorgangs abgeschätzt werden. Mit der gesamten Dauer wird in diesem Kapitel die Zeitspanne bezeichnet, die zwischen dem Zeitpunkt vergeht, an dem der Arduino das Signal zum ein- oder aufklappen geben hat (Pin "high" oder Pin "low"), und dem Zeitpunkt, an dem sich der Flip-Mount in der ein- oder aufgeklappten Position befindet (siehe Abbildung 3.11b).

Das Verhalten der Kombination aus Servo und Flip-Mount wurde bei verschiedenen Verzögerungszeiten zwischen den Schritten des Servos untersucht, indem acht Messreihen mit verschiedenen Verzögerungszeiten zwischen 0 ms und 5 ms durchgeführt wurden (siehe Tabelle 3.3a). Zudem wurde eine Messung durchgeführt, bei der der Servo direkt die Randpositionen 1045 und 1900 anfährt und keine 855 Schritte zwischen diesen durchführt, um zu überprüfen, ob auf diese Weise die Ein- und die Aufklappgeschwindigkeit erhöht werden kann. In jeder Messreihe wurden sechs Messungen, jeweils drei für den Ein- und jeweils drei für den Aufklappvorgang, durchgeführt.

Aus den vom Oszilloskop aufgenommenen Werten wurden anschließend die Dauer des Einbzw. Aufklappvorgangs ermittelt. Hierzu wurde die Abtastperiode mit der Anzahl der Messpunkte multipliziert, die zwischen dem Startsignal des Arduinos und dem Spannungssignal der Photodiode der ein- oder aufgeklappten Position des Flip-Mounts liegen. Die Abtastperioden der verschieden Messreihen unterscheiden sich, da das Messinterval bei den verschiedenen Messungen variiert werden musste, um jeweils einen gesamten Ein- bzw. Aufklappvorgang aufnehmen zu können. In Ta-

Delay [me]	Gesamte Dauer Ek		Alleinige Dauer Ek		
	Mittelwert [s]	Kombi.Fehler [s]	Mittelwert [s]	Kombi. Fehler [s]	
0	0,449	$\pm 0,008$	0,39	$\pm 0,01$	
0,2	0,457	$\pm 0,005$	0,38	$\pm 0,006$	
0,4	0,773	$\pm 0,01$	0,66	$\pm 0,01$	
0,6	0,833	$\pm 0,022$	0,69	$\pm 0,022$	
0,8	0,987	$\pm 0,016$	0,81	$\pm 0,017$	
1	1,33	$\pm 0,016$	0,92	$\pm 0,016$	
3	2,96	$\pm 0,056$	2,44	$\pm 0,056$	
5	4,587	$\pm 0,028$	3,72	$\pm 0,031$	

(a)

	Gesamt	e Dauer Ak	Alleinige	Dauer Ak	
Delay [ms]	Mittelwert [s]	Kombi. Fehler [s]	Mittelwert [s]	Kombi. Fehler	
0	0,17	$\pm 0,005$	0,142	$\pm 0,005$	
0,2	0,196	$\pm 0,005$	0,152	$\pm 0,005$	
0,4	0,349	$\pm 0,005$	0,292	$\pm 0,005$	
0,6	0,492	$\pm 0,005$	0,428	$\pm 0,005$	
0,8	0,644	$\pm 0,005$	0,571	$\pm 0,006$	
1	0,786	$\pm 0,007$	0,707	$\pm 0,006$	
3	2,257	$\pm 0,012$	2,123	$\pm 0,012$	
5	3,724	$\pm 0,029$	3,573	$\pm 0,028$	
		(1.)			

(b)

Tabelle 3.4: Die Mittelwerte für verschiedene Verzögerungszeiten (delay) mit kombiniertem Fehler für: (a) den gesamten bzw. den alleinigen Einklappvorgang (Ek); (b) den gesamten bzw. den alleinigen Aufklappvorgang (Ak).

Verzögerung [ms]	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1	3	5
Diff. einklappen [s]	0,028	0,044	0,057	0,064	0,073	0,079	0,133	0,151
Diff. aufklappen [s]	0,061	0,08	0,116	0,154	0,177	0,407	0,52	0,862

Verzögerung [ms]	Mittelwert [s]	Kombi. Fehler [s]
0	0,124	$\pm 0,005$
0,2	0,128	$\pm 0,005$
0,4	0,177	$\pm 0,006$
0,6	0,128	$\pm 0,009$
0,8	0,12	$\pm 0,012$
1	0,1233	$\pm 0,016$
3	0,2	$\pm 0,05$
5	0,182	$\pm 0,031$
	(b)	

(a)

Tabelle 3.5: (a) Die Differenz zwischen der gesamten Dauer und der alleinigen Dauer des Ein- bzw. Aufklappvorgangs; (b) Die Messwerte für die Dauer des Anstiegs des kleineren Plateaus.

belle 3.3b sind die systematischen Messfehler, die sich aus den unterschiedlichen Abtastperioden ergeben, eingetragen. Neben der gesamten Dauer wird in diesem Kapitel der Begriff "alleinige Dauer" verwendet. Mit der alleinigen Dauer ist der Zeitraum gemeint, in dem sich während des Ein- oder Aufklappvorgangs das Spannungssignal der Photodiode ändert. Das bedeutet, dass sie der gesamten Dauer abzüglich der Verzögerung zwischen dem Startsignal des Arduinos und der Reaktion des Servos entspricht. Die ermittelten Ergebnisse für die gesamte Dauer und die alleinige Dauer sind in Tabelle 3.4 eingetragen. In Abbildung 3.12 sind die Messergebnisse für den Ein- bzw. Aufklappvorgang über die verschiedenen Verzögerungen eingetragen. Die eingezeichneten Fehler sind die kombinierten Fehler, die mittels der Fehlerfortpflanzung aus den systematischen und den statistischen Fehlern bestimmt wurden.

Ein Vergleich der Messwerte für die gesamte Dauer des Ein- und Aufklappvorgangs mit der alleinigen Dauer des Vorgangs zeigt, dass sich die Verzögerung zwischen dem Signal des Arduinos und dem Beginn des Ein- bzw. Aufklappvorgangs kontinuierlich mit steigender Verzögerung zwischen den Schritten des Servos erhöht (siehe Tabelle 3.5a). Die geringe Erhöhung bei dem Aufklappvorgang ist damit zu erklären, dass der Servo wahrscheinlich ein paar Schritte fährt, bis die Blende den Laserstrahl messbar blockiert. Durch die unterschiedlichen Verzögerungen zwischen den einzelnen Schritten würde dadurch die Reaktionszeit des Servos unterschiedlich lang erscheinen. Bei dem Einklappvorgang ist die Zeitspanne zwischen dem Signal des Arduinos und dem Beginn des Einklappvorgangs bis zu einer Verzögerung von 0,8 ms in einer ähnlichen Größenordnung wie die des Aufklappvorgangs. Danach steigt diese Zeitspanne rapide an. Dass die



(b)

Abbildung 3.12: Die gesamte Dauer (schwarz) und die alleinige Dauer (rot): (a) des Einklappvorgangs; und (b) des Aufklappvorgangs sind jeweils mit dem kombinierten Fehler aus statistischem und systematischem Fehler über die verschiedenen Verzögerungen zwischen den Schritten des Servos aufgetragen. Die eingezeichneten Fits wurden mit Hilfe einer linearen Kurvenanpassung für den Einklappvorgang (schwarz: $f(x) = 0,32 + 873,58 \cdot x$, rot: $f(x) = 0,27 + 697,15 \cdot x$) und den Aufklappvorgang (schwarz: $f(x) = 0,05 + 735,32 \cdot x$, rot: $f(x) = 0,007 + 706,36 \cdot x$) ermittelt. Die Messwerte bei der Verzögerung von 0 s wurden nicht in den Fit einbezogen.

Verzögerung zwischen dem Signal des Arduinos und dem Beginn des Einklappvorgangs größer ist als die des Aufklappvorgangs, kann zum einen damit erklärt werden, dass bei der Lochblende, auf deren Öffnung die Größe des Laserstrahls abgestimmt wurde, eine Bewegung des Flip-Mounts schneller in der Laserleistung abzulesen ist als bei der rechteckigen Blende, die zum Beginn des Einklappvorgangs den Laserstrahl blockiert. Zum anderen wurde beobachtet, dass sich die gebogene Gewindestange, die die Bewegung des Servos auf den Flip-Mount überträgt, bei einer Kraftauswirkung leicht nach innen verbiegt, das heißt, dass der Winkel zwischen den Schenkeln der Gewindestange geringer wird. Für die Erklärung der größeren Zeitspanne zwischen dem Startsignal des Arduinos und dem Beginn des Einklappvorgangs lässt sich folgendes Szenario vorstellen: Bei dem Einklappvorgang verbiegt sich beim Losfahren des Servos zunächst die Gewindestange aufgrund der Trägheit und der Haftreibung des Flip-Mounts. Nach einer gewissen Zeit ist der Federwirkung der Gewindestange durch den Kraftübertrag entsprechend vorgespannt, bis sich der Flip-Mount in Bewegung setzt. Sobald der Servo seine Endposition erreicht hat und keine Kraft mehr auf die Gewindestange wirkt, biegt sich diese aufgrund der Restentspannung der Federwirkung wieder in ihre Ursprungsform zurück. Dieses Verhalten würde ebenfalls das langsame Ansteigen des kleineren Plateaus (1) erklären (siehe Abbildung 3.11b), denn in diesem Bereich wäre dann die Einklappgeschwindigkeit nicht durch den Servo sondern durch die Bewegung der Gewindestange gegeben. Diese Vermutung deckt sich mit den in Tabelle 3.5b eingetragenen Messwerten für die Anstiegsdauer des niedrigen Plateaus, denn ihr ist zu entnehmen, dass diese Dauer nahezu konstant ist. Die Schwankungen zwischen den einzelnen Messwerten sind damit zu erklären, dass es aufgrund der Signalschwankung schwierig ist, eindeutig festzustellen wann der Anstieg des Plateaus beginnt und wann er endet. Das dieser Effekt nicht bei dem Aufklappvorgang zu sehen ist, kann mit der Steifigkeit des Arms, dass er leichter zusammen gebogen als aufgebogen werden kann, erklärt werden.

Um die Federwirkung der Gewindestange zu minimieren, wurden unterschiedlich lange und gebogene Gewindestangen und verschiedene Positionen des Servos bezüglich des Flip-Mounts getestet. Bisher konnte jedoch kein Aufbau gefunden werden, der diesen Effekt maßgeblich reduziert.

Ein Vergleich der alleinigen Auf- und Einklappdauer, bei der der Anstieg des kleinen Plateaus herausgerechnet wurde, ergibt, dass der der Flip-Mount schneller auf- als eingeklappt wird. Dies kann beispielsweise daran liegen, dass der Servo unterschiedliche Geschwindigkeiten für die beiden Drehrichtungen hat.

Ob der Servo direkt die Positionswerte der ein- oder aufgeklappten Stellung anfährt, oder ob er zwischen diesen jeweils 855 Schritte macht, hat bei einer Verzögerung von 0 s keinen Einfluss auf die Dauer des Ein- oder Aufklappvorgangs (siehe Tabelle 3.6). Aus diesem Grund empfielt sich bei der späteren Integration in die Detektionsoptik den Servo schrittweise ein- und aufklappen zu lassen, da dabei die Möglichkeit besteht, dass, wenn die Detektionsoptik bei direktem Anfahren und Bremsen zu sehr wackelt, variable Geschwindigkeiten für die einzelnen Schritte eingestellt werden

	Einkla	ppvorgang	Aufklappvorgang		
	Mittelwert [s] Kombi. Fehler [s]		Mittelwert [s]	Kombi. Fehler [s]	
Gesamte Dauer	0,482	$\pm 0,017$	0,171	$\pm 0,004$	
Alleinige Dauer	0,412	$\pm 0,018$	0,138	$\pm 0,004$	

Tabelle 3.6: Die Dauer des Ein- bzw. Aufklappvorgangs, bei dem der Servo direkt die eingeklappte (Positionswert: 1045) und die aufgeklappte Position (Positionswert: 1900) anfährt.

können.

Das Ergebnis dieser Messreihe ist, dass die minimale Aufklappdauer des Flip-Mounts, der über den Servo angetrieben wird, 0,17 s und die minimale Einklappdauer 0,45 s beträgt. Das bedeutet, dass der Shutter, der den 810,5 nm-Quenchlaser zur Detektion der ⁸³Kr-Atomen freigibt, ungefähr 0,5 s nach dem Startsignal des Arduinos zum Einklappen des Flip-Mounts geöffnet werden kann, da so sichergestellt ist, dass kein Atom gequencht wird, bevor der Bandpassfilter komplett in den Strahlengang eingefahren wurde. Nach der Quenchmessung kann nach ungefähr 0,2 s mit der Detektion der ⁸¹Kr - und ⁸⁵Kr-Atome fortgefahren werden.

3.7 Charakterisierung des Bandpassfilters

Die Transmissionscharakteristik des Bandpassfilters (FF01-889-42), der zur Unterdrückung von Untergrundphotonen mit den Wellenlängen $\lambda = 810,5$ nm und $\lambda = 811,3$ nm verwendet werden soll, wurde von SEMROCK bereitgestellt. In Tabelle 3.7 sind die vom Hersteller genannten Daten für die Wellenlängen, die für die Detektion interessant sind, eingetragen. Da für die Detektion das Maß der Abschwächung der Wellenlängen $\lambda = 811,3$ nm bzw. $\lambda = 810,5$ nm besonders wichtig ist, wurde das Abschwächungsverhalten des Bandpassfilters für die Wellenlänge $\lambda = 811,3$ nm experimentell überprüft. Das Ergebnis dieser Messung soll in diesem Abschnitt vorgestellt werden.

Dem Datenblatt des Bandpassfilters ist zu entnehmen, dass er bis zu einer Laserintensität von $1,2 \frac{W}{cm^2}$ zugelassen ist. Der Bandpassfilter wurde mit zwei verschiedenen Lasern, die im ATTA-Experiment die Bezeichnungen "S1" und "M1" tragen, jeweils mit der Wellenlänge $\lambda = 811,3$ nm vermessen. Die beiden Laserstrahlen haben einen Strahldurchmesser von $\sim 0,5$ mm. Um den Filter nicht zu beschädigen, wurde die Laserleistung auf maximal 2,5 mW eingestellt. Bei dieser Leistung ist nach den Herstellerangaben durch den Filter eine abgeschwächte Leistung von ungefähr $1 \cdot 10^{-7}$ mW zu erwarten. Dieser Wert ist jedoch so klein, dass er nicht mehr von einer Standard-Photodiode aufgelöst werden kann. Aus diesem Grund wurde das Signal der Photodiode für die Messung der Abschwächung mit Hilfe eines Lock-in-Verstärkers verstärkt und so das Signal-Rausch-Verhältnis verbessert.

Für die Messung mit einem Lock-in-Verstärker wird das zu vermessende Signal idealerweise

Wellenlänge [nm]	810,5	811,3	877,7
Transmission	$1 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-7}$	0,99682

Tabelle 3.7: Transmission durch den Bandpassfilter (FF01-889-42) (siehe [Sem]).

sinusförmig moduliert. Für die Charakterisierung des Filters wurde dazu ein Chopper-Rad verwendet, das dem Signal eine eher rechteckförmige Modulation aufprägt. Die Modulationsfrequenz wird neben dem Messsignal dem Lock-in-Verstärker als Referenz übermittelt, der dann die beiden Signale multipliziert. Das Ausgangssignal des Lock-in-Verstärkers hat dann folgende Form

$$\begin{split} \mathbf{S}_{\mathrm{LiV}} &= \frac{1}{\mathrm{T}} \cdot \int_{0}^{\mathrm{T}} \left(\mathbf{S}_{\mathrm{m}_{0}} \cdot \cos\left(\mathbf{f}_{\mathrm{m}} \cdot 2 \cdot \boldsymbol{\pi} \cdot \mathbf{t} + \boldsymbol{\varphi}_{\mathrm{m}}\right) \right) \cdot \left(\mathbf{S}_{\mathrm{r}_{0}} \cdot \cos\left(\mathbf{f}_{\mathrm{r}} \cdot 2 \cdot \boldsymbol{\pi} \cdot \mathbf{t} + \boldsymbol{\varphi}_{\mathrm{r}}\right) \right) \mathrm{dt} \\ &= \frac{1}{\mathrm{T}} \cdot \int_{0}^{\mathrm{T}} \frac{1}{2} \cdot \mathbf{S}_{\mathrm{m}_{0}} \cdot \mathbf{S}_{\mathrm{r}_{0}} \cdot \cos\left(\left(\mathbf{f}_{\mathrm{m}} - \mathbf{f}_{\mathrm{r}}\right) \cdot 2 \cdot \boldsymbol{\pi} \cdot \mathbf{t} + \boldsymbol{\varphi}_{\mathrm{m}} - \boldsymbol{\varphi}_{\mathrm{r}}\right) \mathrm{dt} \\ &- \frac{1}{\mathrm{T}} \cdot \int_{0}^{\mathrm{T}} \frac{1}{2} \cdot \mathbf{S}_{\mathrm{m}_{0}} \cdot \mathbf{S}_{\mathrm{r}_{0}} \cdot \cos\left(\left(\mathbf{f}_{\mathrm{m}} + \mathbf{f}_{\mathrm{r}}\right) \cdot 2 \cdot \boldsymbol{\pi} \cdot \mathbf{t} + \boldsymbol{\varphi}_{\mathrm{m}} + \boldsymbol{\varphi}_{\mathrm{r}}\right) \mathrm{dt} \end{split}$$
(3.5)

mit der Zeitkonstanten T, der Amplitude des Mess- bzw. des Referenzsignals S_{m_0} bzw. S_{r_0} , der Frequenz des Mess- bzw. des Referenzsignals f_m bzw. f_r und der Phase des Mess- bzw. des Referenzsignals φ_m bzw. φ_r . Die Phasenverschiebung zwischen den beiden Eingangssignalen wird bei dem Lock-in-Verstärker durch einen einstellbaren Phasenschieber kompensiert, so dass sie minimal und damit das Ausgangssignal maximal wird. Indem alle Signale herausgefiltert werden, bei denen die Differenz zwischen der Frequenz des Mess- und des Referenzsignals größer als eine zuvor festgelegte Frequenzdifferenz ist, wird erreicht, dass nur eine kleine Bandbreite um die Referenzfrequenz beachtet wird. Diese Bandbreite kann über den Kehrwert der Zeitkonstante T eingestellt werden.

Der Untergrund des Messsignals wird von einem Lock-in-Verstärker eliminiert, indem der negative Teil der Sinusschwingung integriert und von dem positiven Teil der Sinusschwingung (ebenfalls integriert) abgezogen wird. Der negative Anteil der Sinusschwingung entspricht dem Zeitraum, in dem der Laser durch das Chopper-Rad blockiert wird und damit dem Untergrund. In dem positiven Anteil der Sinuskurve wird der Laser nicht durch das Chopper-Rad verdeckt und die Photodiode misst das abgeschwächte Lasersignal zusammen mit dem Untergrund.

Zur Charakterisierung des Filters wurden zwei Messreihen mit zwei unterschiedlichen Lichtquellen durchgeführt. Wie in Abbildung 3.13 zu sehen, wurden die Laserstrahlen für die Messungen auf eine Photodiode geführt, deren Signal mit Hilfe eines Chopper-Rades und eines Lock-in-Verstärkers gefiltert und selektiv verstärkt wurde. Vor jeder Messreihe wurde die Laserleistung



Abbildung 3.13: Versuchsaufbau zur Charakterisierung des Bandpassfilters.

mit einem Leistungsmessgerät bestimmt und anschließend eine Messung mit einem bekannten Abschwächer (Abschwächungsfaktor 20) durchgeführt. Dadurch konnte die von der Photodiode gemessene Spannung im Bezug zur Laserleistung gesetzt werden. Eine direkte Messung des nicht abgeschwächten Laserstrahls war mit dem Lock-in-Verstärker aufgrund der Signalgröße nicht möglich. Für die Filtermessung selbst wurde der Abschwächer durch den Filter ersetzt. Vor jeder Messung wurde eine Untergrundmessung mit dem selben Verstärkungsfaktor durchgeführt.

Um möglichst genaue Ergebnisse zu erhalten und um den Einfluss von möglichen Leistungsschwankungen des Laserstrahls und anderer Störeffekte zu minimieren, wurden die einzelnen Messungen über einen Zeitraum von ~ 5 min durchgeführt und anschließend gemittelt. Die Mittelwerte der Untergrund-, Abschwächer- und Filtermessungen sind für den Laserstrahl S1 mit einer Laserleistung von 2,53 mW in Tabelle 3.8a und für den Laserstrahl M1 mit einer Laserleistung von 1,18 mW in Tabelle 3.8b dokumentiert. Indem der Untergrund von dem Signal abgezogen und der Verstärkungsfaktor herausgerechnet wurde, war es möglich, das abgeschwächte Signal mit der Spannung des unabgeschwächten Laserstrahls (das 20fache der Abschwächermessung) zu vergleichen.

Zwischen der ersten und der zweiten Messreihe wurde der Versuchsaufbau so verändert, dass das Chopper-Rad weiter entfernt von dem Filter und der Photodiode aufgestellt wurde. Diese Veränderung wurde durchgeführt, um zu verhindern, dass durch das Chopper-Rad Streulicht auf die Photodiode trifft und damit die Messung verfälscht. Zudem wurde die Photodiode mit Blenden zusätzlichen abgeschirmt. Ein Vergleich der Messergebnisse der ersten und zweiten Messreihe zeigt, dass kein nennenswertes Streulicht durch das Chopper-Rad auf die Photodiode gelangte. Ebenso führt mögliches Streulicht, das sowohl bei der Untergrundmessung als auch bei der Signalmessung auftritt, zu keiner Verfälschung der Messergebnisse. Zu diesem Ergebnis kommt man auch, wenn

J	Messung	Messart	Verstärkung	Mittelwert [V]	Signal - Untergrund (ohne Verstärkung) [V]	Abschwächung
	1	Untergrund	10	$5,87 \cdot 10^{-4}$		
	2	Abschwächer (0,05)	10	4,39	0,44	0,05
	ю	Untergrund	$3,33 \cdot 10^{5}$	0,58		
(;	4	Filter	$3,33\cdot10^5$	4,18	$1,08 \cdot 10^{-5}$	$1,23\cdot 10^{-6}$
a)	S	Untergrund	$1 \cdot 10^{5}$	0,47		
	9	Filter	$1\cdot 10^5$	6,76	$6, 29 \cdot 10^{-5}$	$7,17\cdot 10^{-6}$
		(gedreht: $\sim 45^{\circ}$)				
	7	Untergrund	$3,33 \cdot 10^{5}$	0,85		
	8	Filter	$3,33 \cdot 10^{5}$	9,29	$2,53\cdot 10^{-5}$	$2,89\cdot 10^{-6}$
		(gedreht: $\sim 22,5^{\circ}$)				
Ĺ						
	Messung	Messart	Verstärkung	Mittelwert [V]	Signal - Untergrund	Abschwächung
					(ohne Verstärkung) [V]	
	-	Untergrund	10	$-1,7\cdot 10^{-4}$		
	2	Abschwächer (0,05)	10	1,9	0,19	0,05
	Э	Untergrund	$1\cdot 10^{6}$	0,21		
	4	Filter	$1 \cdot 10^{6}$	4,95	$4,74 \cdot 10^{-6}$	$1,25\cdot 10^{-6}$
	S	Untergrund	$1 \cdot 10^{6}$	0,25		
	9	Filter	$1 \cdot 10^{6}$	2,77	$2,53\cdot 10^{-6}$	$6,65\cdot 10^{-7}$
(ł		(gedreht: $\sim 5^{\circ}$)				
)	L	Untergrund	$1\cdot 10^{6}$	0,15		
	8	Filter	$1\cdot 10^{6}$	4,51	$4,37 \cdot 10^{-6}$	$1,15\cdot 10^{-6}$
		(gedreht: $\sim 8^{\circ}$)				
	6	Untergrund	$1\cdot 10^{6}$	0,12		
	10	Filter	$1\cdot 10^{6}$	4,48	$4,36 \cdot 10^{-6}$	$1,15\cdot 10^{-6}$
		$(gedreht: \sim 8^{\circ})^*$				
	11	Untergrund	$1\cdot 10^{6}$	0,09		
	12	Filter	$1\cdot 10^{6}$	4,19	$4,1\cdot 10^{-6}$	$1,8\cdot 10^{-6}$
		(gedreht: $\sim 10^{\circ}$)				

Tabelle 3.8: (a) Messung mit Laser S1 bei der Laserleistung 2,53 mW, die einem Messsignal von 8,77 V entspricht; (b) Messung mit Laser M1 mit Laserleistung 1,18 mW, die einem Messsignal von 3,8 V entspricht (* Wiederholung der Messung 9 und 10 mit korrigierter Streulicht-Abschirmung, weil diese zuvor verrutscht war).

man in der zweiten Messreihe die Versuche 7 bis 10 vergleicht, bei denen dieselbe Messung mit unterschiedlicher Abschirmung der Photodiode durchgeführt wurde.

Bei dem Vergleich der beiden Messreihen fällt auf, dass die Transmissionswerte bei senkrechten Einfall auf den Filter im Rahmen der Messungenauigkeit gleich sind. Die Abschwächung ist mit $\sim 10^{-6}$ um eine Größenordnung kleiner als der Wert, der im Datenblatt angegeben wurde. Da es sich bei den im Datenblatt angegebenen Transmissionswerten um typische Messwerte handelt, die mit einem baugleichen Bandpassfilter ermittelt wurden, und es nicht Angaben sind, die im Speziellen auf den hier verwendeten Filter zutreffen, kann dies mit einer individuellen produktionsbedingten Abweichung erklärt werden.

Bei der ersten Messreihe wurde der Filter bei zwei Messungen stark verkippt. Es ist klar zu erkennen, dass der Transmissionsgrad bei der Verkippung um 45° um ein Vielfaches im Bezug auf den Transmissionswert eines nicht verkippten Filters ansteigt. Auch bei der Messung mit dem um 22,5°-verkippten Filter ist zu erkennen, dass das Signal sich um ungefähr das Doppelte erhöht. Bei dem Einbau des Filters ist zu beachten, dass es zu keinem schrägen Einfall auf den Filter kommt. Es ist jedoch unwahrscheinlich, dass der Filter im Versuchsaufbau stark bezüglich des Strahlengangs verkippt wird. Der Filter wird mit Hilfe eines Justagerings auf den Flip-Mount ausgerichtet und dieser ist so an dem Käfig-System der Detektionsoptik befestigt, dass er nur senkrecht zum kollimierten Strahlengang eingefahren werden kann.

In der zweiten Messreihe wurde der Filter nur minimal bezüglich des Laserstrahls verkippt. Tabelle 3.8b ist zu entnehmen, dass das Signal bei kleiner Verkippung sogar noch stärker reduziert ist als bei senkrechtem Einfall. Bei einer Verkippung um 5° scheint die Laserleistung um zusätzlich einen Faktor 2 abgeschwächt zu sein. Der Effekt, dass ein Filter bei leichter Verkippung bessere Reflexionseigenschaften hat, wurde im ATTA-Experiment auch schon bei anderen Filtern beobachtet und lässt sich über den Aufbau des Filters als ein Interferenzschichtsystem erklären. Über einen kleinen Verkippungswinkel kann die optimale Schichtdicke angepasst werden.

Für den Aufbau der Detektionsoptik bedeutet das Messergebnis, dass der Filter auch bei leicht schrägem Einfall mindestens eine Abschwächung von $\sim 10^{-6}$ für das Licht der Kühlstrahlen und der MOT-Fluoreszenz der Wellenlänge 811,3 nm bewirkt. Es ist davon auszugehen, dass der Filter etwa das gleiche Abschwächungsverhalten bei der benachbarten Wellenlänge 810,5 nm des Quenchlasers erreicht. Damit übertrifft der Filter die in Abschnitt 3.4 geforderte Mindest-Abschwächung um eine Größenordnung und es kann ein Signal-Rausch-Verhältniss von ungefähr 23,8 erreicht werden.



Abbildung 3.14: Schematischer Aufbau der Detektionsoptik mit drei verschiedenen Detektoren (K = Kamera, AP = Avalanche-Photodiode und P = Photodiode). Über einklappbare Spiegel kann ausgewählt werden, welcher Detektor für die Messung verwendet werden soll.

3.8 Zusätzliche Erweiterung der Detektionsoptik

Momentan ist es nur möglich einen einzigen Detektor am Ende der Detektionsoptik anzubringen. Abhängig davon, ob die ⁸¹Kr-,⁸³Kr- oder ⁸⁵Kr-Atome detektiert oder ob die Kühllaserstrahlen in der 3D-MOT bzw. die Detektionsoptik justiert werden sollen, wird entweder eine empfindliche Avalanche-Photodiode, eine Standard-Photodiode oder eine Kamera benötigt. Da für die Justage der Kühllaserstrahlen eine größere MOT (z.B. aus ⁸⁴Kr-Atomen) verwendet wird, muss dazu eine Standart-Photodiode anstatt der empfindlichen Avalanche-Photodiode benutzt werden. Mit Hilfe einer Kamera kann die Ausrichtung der Detektionsoptik bezüglich der Atomwolke bestimmt und eingestellt werden.

Der Ab- und Anbau der verschiedenen Detektoren an die Optik für die verschiedenen Arbeitsschritte hat den Nachteil, dass dieser Umbau zu deren Dejustierung führen kann und jeder Detektor nach dem Einbau seinerseits auf die Optik justiert werden muss. Zudem macht dies eine kurze Kontrolle der Justierung vor oder nach einer Messung unmöglich. Aus diesem Grund wäre es wünschenswert, einen Aufbau zu entwickeln, bei dem die drei verschiedenen Detektoren gleichzeitig an der Detektionsoptik angebracht sind.

In dieser Arbeit wurde ein möglicher Aufbau für eine solche Erweiterung dieser Optik konzipiert. In Abbildung 3.14 ist zu sehen, dass die drei verschiedenen Detektoren über das Käfig-System an der Detektionsoptik befestigt sind. Über einklappbare Spiegel kann ausgewählt werden, auf welches Detektionssystem das Licht aus der 3D-MOT-Kammer abgebildet werden soll. Vor die Standard-Photodiode muss zudem eine Linse, die das Signal auf deren aktive Fläche fokussiert, montiert werden. Vor der Avalanche-Photodiode befindet sich dazu eine Asphäre, die in Abschnitt 3.1 beschrieben ist.

3.9 Fazit

Über die Simulation des Quenchvorgangs hat sich ergeben, dass die Laserleistung des Quenchlaserstrahls bei einer konservativen Abschätzung 0,15 mW betragen soll. Bei dieser Laserleistung empfiehlt sich das Quenchsignal über ein Messinterval von $\Delta t = 1$ ms aufzunehmen. Um ein Signal-Rausch-Verhältnis zu erhalten, dass nur durch die 877,7 nm-Photonen verursacht wird, muss der Untergrund aus 810,5 nm und 811,3 nm-Photonen um mindestens fünf Größenordnungen reduziert werden. Eigenen Messungen haben ergeben, dass der verwendete Bandpassfilter 811,3 nm-Photonen um das 10⁶fache abschwächst.

Die Erweiterung der Detektionsoptik, die in diesem Kapitel konzipiert, aufgebaut und getestet wurde, verringert durch einen einklappbaren Filter, der mit Hilfe eines mit einem Servo angetriebenen Flip-Mounts bewegt wird, temporär die Lichtleistung dieser Wellenlängen. Über Charakterisierungsmessungen wurde ermittelt, dass es ungefähr 0,5 s dauert bis der Filter in den Strahlengang ein- und ungefähr 0,2 s dauert bis er ausgeklappt wird.

Für den Messablauf im ATTA-Experiment bedeutet dies, dass die Quenchmessung, in deren Zeitraum kein Einzelatomnachweis der ⁸¹Kr- und ⁸⁵Kr-Atome stattfinden kann, nach ein paar Sekunden abgeschlossen ist.

Kapitel 4

Methoden zur Strahlvermessung

In Kapitel 5 soll die neue Strahlgeometrie und der neue Verlauf des 819 nm-Umpumplaserstrahls konzipiert und getestet werden. Dazu müssen die Anfangsparameter des Laserstrahls ermittelt werden.

Die Strahlparameter eines Gaußstrahls können ermittelt werden, indem der Radius des Laserstrahls über den Intensitätsverlauf senkrecht zur Ausbreitungsrichtung an verschiedenen Positionen entlang des Strahlverlaufs bestimmt wird. Aus diesen Messwerten können unter der Annahme, dass der betrachtete Laserstrahl ein Gaußstrahl ist, anschließend mit der Funktion 2.11 die Parameter w₀, z_0 und M berechnet und der Intensitätsverlauf eines Gaußstrahls entlang der Ausbreitungsrichtung bestimmt werden.

In diesem Kapitel sollen zwei etablierte und eine in dieser Arbeit entwickelte Methode zur Vermessung des Intensitätsprofils zur Gewinnung der Parameter des Gaußstrahls vorgestellt und miteinander verglichen werden.

4.1 Sensor-, Photo- und Choppermethode

Bei der **Choppermethode** wird ein Laserstrahl senkrecht und waagrecht von einer sich mit konstanter Frequenz f drehenden Scheibe mit einem ausgeschnittenen Segment durchschnitten (siehe Abbildung 4.1a). Die transmittierte Leistung des Laserstrahls wird über eine Photodiode gemessen, deren Spannungsverlauf von einem Oszilloskop erfasst und aufgezeichnet wird. Wenn eine bewegliche Klinge einen Laserstrahl mit konstanter Geschwindigkeit durchschneidet, bildet dessen Leistungsverlauf eine Fehlerfunktion aus. Bei der Messung mit einem Chopper-Rad zeigen die Ränder des Plateaus, das von der Photodiode aufgenommen wird, den gleichen Verlauf. Indem die Steigung der Kurve zwischen 20 % und 80 % der maximalen Leistung ermittelt wird, kann daraus



Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der: (a) Choppermethode; (b) Sensormethode.

 $\Delta t_{0,2-0,8}$ und damit der Strahlradius w(z) an der Stelle z über folgende Formel ermittelt werden:

$$\mathbf{w}(\mathbf{z}) = \frac{2 \cdot \pi \cdot \Delta \mathbf{t}_{0,2-0,8} \cdot \mathbf{f} \cdot \mathbf{R}}{0,842}$$

Hierbei ist $\Delta t_{0,2-0,8}$ die Zeit zwischen 20 % und 80 % der maximalen Leistung, f die Frequenz des Chopper-Rades und r der Abstand zwischen dem Zentrum des Laserstrahls und dem Drehpunkt des Chopper-Rades. In der Masterarbeit [Woe16] wurde für die Bestimmung des Strahlradius' eine Auswertungs-Software entwickelt. Dabei wird das Spannungssignal der Photodiode über einen Computer aus dem Oszilloskop ausgelesen und mit der Frequenz des Chopper-Rades und dem zuvor manuell eingegebene Abstand R automatisch der Strahlradius w(z) berechnet.

Der Strahlradius kann alternativ auch über die **Sensormethode** bestimmt werden, die in [Woe16] konzipiert und getestet wurde. Dabei wird ein Bildsensor, in diesem Fall der CMOS-Sensor einer Kamera, direkt in den Strahlengang des Laserstrahls gestellt und das Signal über einen Computer ausgelesen (siehe Abbildung 4.1b). Das Signal erzeugt eine Echtzeitaufnahme eines zweidimensionalen Intensitätsprofils. Mit Hilfe eines Programms wird über die Kurvenanpassung einer gaußschen Glockenkurve (siehe Formel 4.1) der Strahlradius w(z) aus dem Intensitätsprofil in vertikaler und horizontaler Richtung bestimmt:

$$\mathbf{I}(\mathbf{r}) = \mathbf{I}_0 \cdot \mathbf{e}^{-2\left(\frac{\mathbf{r}}{\mathbf{w}(\mathbf{z})}\right)^2}.$$
(4.1)

Hierbei ist I_0 die maximale Intensität und r der Abstand des Messpunktes zum Strahlzentrum. Die Messpunkte, aus denen mittels der Kurvenanpassung in vertikaler und horizontaler Richtung der Strahlradius bestimmt wird, werden aus einer vertikalen und einer horizontalen Linie ausgelesen, deren Lage mit Hilfe eines Masseschwerpunkt-Algorithmus' aus dem zwei-dimensionalen Intensi-



Abbildung 4.2: (a) Ein Strahlprofil, in das mit Hilfe eines Masseschwerpunkt-Alogarithmus' eine vertikale und eine horizontale Linie gelegt wurde; (b) Die Messwerte, die über die horizontale Linie ausgelesen wurden, und die über die Kurvenanpassung ermittelte Fit-Funktion (rot).

tätsprofil ermittelt werden (siehe Abbildung 4.2).

Dieses Verfahren ist dadurch limitiert, dass im optimalen Fall das Strahlprofil bis hinab zum Rauschniveau des Sensors auf die Sensorfläche abgelichtet werden muss. Die Praxis zeigt, dass die Analyse mittels der Kurvenanpassung auch funktioniert, wenn ein kleinerer Bereich des Strahlprofils aufgenommen wird. Jedoch führt solch eine Aufnahme dazu, dass ein geringerer Anteil der Flanke für die Kurvenanpassung einer gaußschen Glockenkurve verwendet werden kann und somit das Ergebnis stärker fehlerbehaftet ist. Die Größe des verwendeten CMOS-Sensors beträgt (11,26 x 11,26) mm. Unter der Annahme, dass mindestens 99 % des Strahlprofils durch den CMOS-Sensor abgelichtet werden sollen, darf der Durchmesser des Laserstrahls, der vermessen werden soll, maximal ~ 10 mm betragen.

Um Strahlen mit einem Strahldurchmesser, der größer als die CMOS-Sensorfläche ist, vermessen zu können, wurde in der vorliegenden Arbeit eine weitere Methode zur Strahlvermessung entwickelt und charakterisiert, die **Photomethode**. Bei der Photomethode wird ein Schirm in den Strahlengang des Laserstrahls gestellt und anschließend seine diffuse Reflexion auf der Vorderoder alternativ seine Transmission auf der Rückseite von einer Kamera aufgenommen (siehe Abbildung 4.3a und 4.3b). Mit Hilfe des für die Sensormethode entwickelten Programms kann aus dem Intensitätsverlauf über die Kurvenanpassung der Strahlradius w(z) errechnet werden.

In den folgenden Abschnitten wird zunächst die Anwendbarkeit der Photomethode getestet und evaluiert. In Abschnitt 4.3 werden anschließend Vergleichsmessungen mit Hilfe der drei verschie-



Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der Photomethode in: (a) Reflexion; (b) Transmission.

denen Methoden zur Bestimmung des Strahlradius' w(z) vorgestellt und die Ergebnisse miteinander verglichen. Hierzu wurde ein Laserstrahl vermessen, dessen Strahldurchmesser größer als 10 mm ist, um die Anwendbarkeit der Verfahren in Bezug auf Laserstrahlen mit einem großen Strahldurchmesser im Vergleich mit dem CMOS-Sensor der Kamera zu testen.

4.2 Evaluierung der Photomethode

Die Photomethode wurde zunächst mit der Reflexionsmessung getestet. Von der Reflexionsmessung ist dann die Rede, wenn sich die Kamera auf der Vorderseite des Schirms befindet und die Streuung des Laserstrahls von diesem aufnimmt. Wie in Abbildung 4.3a zu sehen ist, kann dabei die Kamera mit den zur Verfügung stehenden Objektiven nicht senkrecht vor den Schirm gestellt werden, weil sie sich sonst im Strahlengang befinden würde, sondern muss daher schräg zum Schirm aufgestellt werden. Um dennoch den Radius des Laserstrahls in vertikaler und horizontaler Richtung ohne Verzerrung zu ermitteln, muss die Verkippung der Kamera bestimmt werden. Dies ist beispielsweise unter Verwendung eines Bezugsmaßstabs möglich, bei dem bekannt ist, wie groß die Abstände in vertikaler und horizontaler Richtung sind. Dieser Maßstab kann zudem als Bezugsgröße für den abgebildeten Laserstrahl verwendet werden, um dessen Strahlradius zu bestimmen.

Für die Photomethode wurden zunächst verschiedene Schirme auf ihre Eigenschaften bei der Reflexionsmessung untersucht. Ein idealer Schirm sollte folgende Eigenschaften vereinen:

- homogenes Reflexionsverhalten, was bedeutet, dass es auf dem Schirm nicht aufgrund seiner Oberflächenstruktur zu unterschiedlichen Reaktionen kommen darf,
- lineares Verhalten zwischen der Leistung des Laserstrahls und der Reflexion,



Abbildung 4.4: (a) Ein Strahlprofil, das über die Reflexionsmessung mit Millimeter-Papier als Schirmmaterial aufgenommen wurde, mit der über den Masseschwerpunkt-Alogarithmus ermittelten horizontalen Linie; (b) Die Messwerte und die daraus über die Kurvenanpassung bestimmte Fit-Funktion (rot) für die horizontale Achse.

• Absorptions- bzw. Reflexionsverhalten, das für die Anwendung bei verschiedenen Laserleistungen geeignet ist, so dass jeweils das gesamte Intensitätsprofil von 0 % bis 100 % der maximalen Intensität aufgenommen werden kann.

Als mögliche Schirmmaterialien wurden aufgrund ihrer verschiedenen Eigenschaften kariertes Papier, Millimeter-Papier, Paketband, durchsichtiges Klebeband auf weißem oder schwarzem Grund, milchiges Klebeband auf schwarzem Grund, Whitebord-Folie, Frischhaltefolie und schwarzes Kartonpapier untersucht. Um das Verhalten der verschiedenen Materialien bei unterschiedlichen Laserleistungen abzuschätzen, wurden bei jeder Messung vier verschiedene Laserleistungen (23 mW, TA-Strom: 1,25 A¹, 85 mW, 435 mW) eingestellt. Dabei hat sich herausgestellt, dass es an glänzenden Oberflächen, wie beispielsweise dem Paketband oder dem Tesafilm, zu starken Reflexionen kommt. Dies ist nachteilhaft, weil dadurch zum einen die maximale Laserintensität, die vermessen werden kann, beschränkt ist, und weil zum anderen vermehrt Streulicht in die Detektionsoptik reflektiert wird. Im Gegensatz dazu wird bei durchsichtigen Folien ohne weiteren Schirm nur wenig reflektiert und es ist nicht möglich, das Intensitätsprofil der Laserstrahls abzulichten. Bei der Vermessung von Schirmmaterialien mit aufgedruckten Skalen, wie zum Beispiel bei kariertem Papier oder Millimeter-Papier, wurde festgestellt, dass dies zu einem ungleichmäßig ausgeleuchteten Reflexionsbild führt (siehe Abbildung 4.4a). Die Ursache für diesen Effekt ist, dass es in den bedruckten Bereichen zu einer geringeren Reflexion als bei den unbedruckten kommt. Für die

¹die entsprechende Leistungsmessung war fehlerhaft



Abbildung 4.5: Der Maßstab für die Bestimmung des Verkippungswinkels der Kamera und des Abbildungsmaßstabs. Ein Kästchen hat dabei die Größe von (0,5 x 0,5) cm.

Analyse ist dies problematisch, da die Gebiete des Laserstrahls, die auf den bedruckten Untergrund treffen, nicht für die Auswertung über die Kurvenanpassung verwendet werden können (siehe Abbildung 4.4b) und sich somit die Auflösung verringert. Aus diesem Grund empfiehlt sich, für das Schirmmaterial eine Oberfläche ohne aufgedruckte Skala zu verwenden. Um weiterhin die Größe der Abbildung (x Pixel = y mm) und die Verkippung der Kamera bezüglich des Schirms zu ermitteln, wurde ein Maßstab neben dem Reflexionsbild positioniert (siehe Abbildung 4.5). Indem dieser außerhalb des zur Vermessung verwendeten Bereichs auf den Schirm geklebt wird, können daraus nach der Messung manuell oder über die Software die beiden Kenngrößen Abbildungsmaßstab und Verkippungswinkel errechnet werden. Das beste Reflexionsverhalten wurde bei den Messung enutzt werden soll.

Die Variante der Photomethode, bei der der Strahlradius über die Transmission durch einen Schirm bestimmt wird, ist gegenüber der Reflexionsmessung im Vorteil, weil bei ihr die Kamera senkrecht zum Schirm positioniert werden kann und es hierdurch zu keinen Verzerrungen des aufgenommenen Strahlprofils kommt. Um eine Transmission zu erhalten, bei der das gesamte Intensitätsprofil aufgenommen werden kann, kann bei dieser Methode kein schwarzes Kartonpapier verwendet werden. Stattdessen hat sich weißes Papier als geeignet erwiesen. Dabei muss jedoch darauf geachtet werden, dass das Papier eine bestimmte Mindestdicke aufweist, weil es sonst zu einer zu großen Transmission und damit zu einer Sättigung auf dem Sensor kommt (siehe Abbildung 4.6).

Um bei diesem Verfahren das reflektierte oder transmittierte Abbild des Strahlprofils des Laserstrahls auf dem Sensor abzubilden, muss ein Objektiv verwendet werden. Objektive können jedoch nur in einer bestimmten Abstandsspanne scharfe Abbildungen erzeugen. Aus diesem Grund wurden zunächst alle Aufnahmen des Strahlprofils mit der Kamera-Objektiv-Kombination in einem Abstand von ~ 1 m zum Schirm aufgenommen. Dies hat zur Folge, dass der Bereich des Laserstrahls auf der Abbildung nur ein Bruchteil des gesamten Bildes ausmacht. Bei der Aufnahme eines Laserstrahls mit einem elliptischen Strahlprofil mit einer kleinen Halbachse von ~ 3 mm und einer großen Halbachse von ~ 6 mm entspricht dies (180x290) Pixel bei einer Sensorgröße von



Abbildung 4.6: Die Transmissionsmessung mit Hilfe: (a) eines dünnes Papiers; (b) eines dicken Papiers. Die beiden Aufnahmen wurde jeweils bei einer Belichtungszeit $150 \cdot 10^3 \,\mu s$ und einem TA-Strom auf 1,5 A durchgeführt.

(2040x2040) Pixel. Das heißt in diesem Fall, dass die Photomethode nur ungefähr 9 % der Pixel des Sensors in vertikaler und ungefähr 14 % der Pixel in horizontaler Richtung nutzt und damit nur dieser Anteil an Bildpunkten für die Auswertung mit Hilfe der Kurvenanpassung verwendet werden kann (siehe Abbildung 4.8a). Dies führt zu einem erhöhten Fehler im Vergleich zur Sensormethode. Um einen größeren Anteil der Pixel des Sensors nutzen zu können, muss die Kamera in kleinerer Entfernung zum Schirm aufgestellt werden. Dies ist möglich, wenn zwischen das Objektiv und den Sensor Makroringe eingesetzt werden. Damit wird der Abstand zwischen dem Objektiv und dem Sensor vergrößert und zugleich der minimale Abstand, den das Objektiv für eine scharfe Abbildung haben muss, verringert (siehe Abbildung 4.7). In der vorliegenden Arbeit wurden Transmissionsmessungen mit einem, zwei und drei Makroringen durchgeführt. Dadurch konnte die Anzahl der Achsenpixel, die für die Ermittlung des Strahlradius' verwendet werden können, auf (292 x 594) Pixel für einen Makroring, (464 x 1084) Pixel für zwei Makroringe und (780 x 1826) Pixel für drei Makroringe vergrößert werden. Der Anteil der Pixel, die zur Radiusbestimmung genutzt werden können, steigt damit in horizontaler Richtung, das entspricht der langen Halbachse der Ellipse, für drei Makroringe auf 89,5 % (siehe Abbildung 4.8b). Der Bildausschnitt, der mit drei Makroringen aufgenommen wurde, entspricht einer Größe von (17,5 x 17,5) mm. Dies ist ausreichend groß für die Vermessung der zuvor beschriebenen Ellipse. Wenn ein Laserstrahl mit einem größeren Strahlprofil vermessen werden soll, können stattdessen zwei Makroringe verwendet werden. Mit diesen deckt der Bildausschnitt eine Größe von (30,6 x 30,6) mm ab.

Die Größe des Strahlradius' wurde bisher über den aufgeklebten Maßstab bestimmt, indem ermittelt wurde, wie viele Pixel einem Zentimeter entsprechen. Diese Angabe wurde anschließend bei der Kurvenanpassung zur Ermittlung des Radius' verwendet, um die reale Größe des Strahls zu bestimmen. Bei diesem Verfahren muss bei jeder Aufnahme darauf geachtet werden, dass sich ein genügend großer Ausschnitt des Maßstabes - mindestens die vier Randlinien eines Quadrats - auf der Aufnahme befindet, und dass dieser ausreichend belichtet ist. Bei hohen Laserleistungen und



Abbildung 4.7: Die Verwendung eines Makrorings ermöglicht eine Reduzierung der minimalen Objektdistanz, indem der Abstand zwischen dem Sensor und dem Objektiv vergrößert wird.

damit bei kurzen Belichtungszeiten besteht sonst das Risiko, dass der Maßstab auf dem Bild nicht zu erkennen ist. Um die Messung zu vereinfachen, könnte der Schirm mit einem Tubus in einem festen Abstand (abhängig von der Anzahl der Makroringe) direkt an dem Objektiv der Kamera befestigt werden. In diesem Fall könnte der Abbildungsmaßstab über eine Normierungsmessung einmalig zu Beginn ermittelt werden. Gleichzeitig würde solch ein Aufbau die Messgenauigkeit und die Geschwindigkeit der Messung erhöhen, weil so sichergestellt wäre, dass sich der Schirm auf jeden Fall senkrecht zur Kamera befindet, und so nur die Kamera-Objektiv-Kombination mit dem fest montierten Schirm senkrecht zum Strahl aufgestellt werden muss.

Bei den bisherigen Messungen wurden die Transmissionseigenschaften des Schirms vernachlässigt. Für eine noch genauere Bestimmung des Strahlradius' wäre es sinnvoll, diesen Einfluss des Schirms auf das aufgenommene Strahlprofil zu berücksichtigen. Bei dem verwendeten Schirm aus Papier ist es aufgrund seiner inhomogenen Struktur schwierig sein Transmissionsverhalten genau zu bestimmen. Um die Genauigkeit zu erhöhen, könnte anstatt des Papierschirms ein Schirm aus einem Material verwendet werden, dessen Transmissionseigenschaften bekannt sind. Dazu könnte beispielsweise eine Glasplatte mit aufgedampften Schichten zur Abschwächung in Betracht gezogen werden.

Insgesamt ist festzustellen, dass das Ergebnis der Photomethode unter Transmission genauer und weniger fehlerbehaftet ist, als das Ergebnis der Reflexionsmessung, bei der das Streulicht des Laserstrahls von dem Schirm aufgenommen wird. Zudem ist die Platzierung der Kamera für die Transmissionsmessung einfacher, weil dabei nicht darauf geachtet werden muss, ob sich Teile der







Abbildung 4.8: Die Messwerte, die über die horizontale Linie ausgelesen wurden, und die daraus über die Kurvenanpassung ermittelte Fit-Funktion (rot) für: (a) keinen Makroring (290 Pixel); (b) drei Makroringe (1826 Pixel). Die Bilder, aus denen die Messwerte ausgelesen wurden, wurden für das selbe Strahlprofil, an der gleichen Stelle mit einem TA-Strom von 1,5 A aufgenommen.



Abbildung 4.9: Schematische Darstellung des Schneideverhaltens einer rotierenden Klinge.

Detektionsoptik im Strahlengang befinden. Wenn es der Versuchsaufbau jedoch nicht erlaubt, dass die Transmissionsmethode verwendet werden kann, kann als Alternative die Reflexionsmethode angewandt werden.

Im folgenden Abschnitt soll abschließend die Genauigkeit der drei verschiedenen Messverfahren zur Bestimmung des Strahlradius' bei einem Laserstrahl mit großem Strahlprofil (d > 10 mm) verglichen werden.

4.3 Vergleichsmessung mit der Chopper-, Sensor- und Photomethode

Für die Vergleichsmessung wurde an derselben Stelle im Strahlengang der Strahlradius eines Laserstrahls mit einem großen Strahlprofil (d > 10 mm) mit den drei verschiedenen Methoden bestimmt.

Bei der Choppermethode wurde der Strahlradius in horizontaler und vertikaler Richtung vermessen. Zur Ermittlung des horizontalen Strahlradius' wurden fünf Messwerte genommen und der Mittelwert sowie der kombinierte Fehler, der aus dem systematischen und dem statistischen Fehler berechnet wurde, w(z)_{hor} = $(5, 28 \pm 0, 58)$ mm bestimmt. Um den Strahlradius in vertikaler Richtung zu ermitteln, wurde anschließend das Chopper-Rad so eingesetzt, dass es den Laserstrahl in vertikaler Richtung durchschneidet. Insgesamt wurden bei dieser Messung vier Messwerte genommen, aus denen der Mittelwert und der kombinierte Fehler für den vertikalen Strahlradius w(z)_{vert} = $(3,21\pm0,08)$ mm errechnet wurde. Ein Vergleich der fünf horizontalen und der vier vertikalen Messergebnisse zeigt, dass es zu großen Schwankungen bei den ermittelten horizontalen Strahlradien kommt (siehe statistischer Fehler von ±0,57 mm), bei den vertikalen Strahlradien gibt es hingegen eine geringe Schwankung (siehe statistischer Fehler von $\pm 0,05$ mm). Dieser große Unterschied zwischen der Messgenauigkeit in vertikaler und horizontaler Richtung lässt sich unter anderem damit erklären, dass die Frequenz des Chopper-Rades in der Position zur horizontalen Radiusbestimmung stärker variiert als bei vertikalen Messungen.

Zudem ist der Strahlradius in horizontaler Richtung ungefähr doppelt so groß wie in vertikaler Richtung. Damit tritt dort stärker hervor, dass nur näherungsweise angenommen werden kann, dass die drehende Klinge den Strahl in horizontaler bzw. vertikaler Richtung durchschneidet. Tatsächlich schneidet die Klinge den Laserstrahl bei dem Durchgang durch diesen zunächst schräg an (siehe Abbildung 4.9). Ebenso durchfährt die Klinge das Strahlprofil am Ende des Durchgangs (3) nicht parallel zu der vertikalen bzw. horizontalen Achse. Nur in der Mitte des Strahls (2) kann angenommen werden, dass er wirklich vertikal bzw. horizontal durchschnitten wird. Die Folge ist, dass bei der Vermessung mit einer drehenden Klinge tatsächlich nicht der Intensitätsverlauf parallel zu der vertikalen und horizontalen Achse aufgenommen wird. Dies ist vor allem dann problematisch, wenn der zu vermessende Strahl kein rotationssymmetrisches Strahlprofil besitzt.

Weil der Strahlradius des Laserstrahls zu groß war, um ihn mit der Sensormethode komplett auf den CMOS-Sensor der Kamera abzubilden, wurde ein Verfahren angewandt, bei dem die Kamera auf einem Verschiebetisch befestigt wurde, über den sie in vertikaler und horizontaler Richtung verschoben werden konnte. Die Verschiebung in vertikaler und horizontaler Richtung erfolgte mit Hilfe von Gewindestangen. Um das komplette Strahlprofil aufzunehmen, wurden fünf Bilder mit der Kamera aufgenommen, bei der sie einmal mittig im Strahl stand und anschließend jeweils einmal um 11,26 mm nach links, nach rechts, nach oben und nach unter verschoben worden ist. Über das Bildbearbeitungsprogramm GIMP wurden die fünf Aufnahmen zusammengefügt. Dieses zusammengefügte Bild wurde anschließend mit Hilfe der Kurvenanpassung, die für die Sensormethode verwendet wird, analysiert. Der so ermittelte Strahlradius beträgt in horizontaler Richtung 5,8 mm und in vertikaler Richtung 3,1 mm. Es ist davon auszugehen, dass die zusammengesetzte Sensormethode eine vergleichbare Genauigkeit aufweist, wie die einfache Sensormethode. Zu Einschränkungen könnten Beugungseffekte am Rand des CMOS-Sensor führen. Zudem lässt sich die Kamera über den Verschiebetisch zwar sehr fein justieren, ein geringer systematischer Messfehler ist jedoch nicht auszuschließen.

Bei der Photomethode wurden vier Transmissionsmessungen durchgeführt, jeweils eine ohne, mit einem, mit zwei und mit drei Makroringen. Für die Transmissionsmessung wurde der Papierschirm senkrecht in den Strahlengang gestellt und die Kamera in verschiedenen Abständen entsprechend der Anzahl an Makroringen dahinter positioniert. Über die Messungen mit unterschiedlicher Anzahl von Makroringen sollte überprüft werden, wie stark sich das Ergebnis für die Messung mit unterschiedlich vielen Pixeln für die Kurvenanpassung unterscheidet. Die Messergebisse sind

	Strahlrad	ius [mm]
	horizontal	vertikal
Choppermethode	$5,28 \pm 0,58$	$3,21 \pm 0,08$
Sensormethode	5,8	3,1
Photomethode oM	6,3	2,8
Photomethode m1M	6,2	2,5
Photomethode m2M	5,9	2,5
Phot-Methode m3M	5,9	2,7

Tabelle 4.1: Die Messwerte für den horizontalen und vertikalen Strahlradius, die über die Chopper-, Sensor- und Photomethode bestimmt wurden. Bei der Photomethode wurde jeweils eine Transmissionsmessung ohne (oM), mit einem (m1M), mit zwei (m2M) und mit drei Makroringen (m3M) durchgeführt.

in Tabelle 4.1 dargestellt. Ein Vergleich der Messergebnisse für unterschiedlich viele Makroringe zeigt, dass sich die Werte, die über die Photo- und die Sensormethode bestimmt wurden, in der Tendenz einander annähern, umso mehr Pixel bei der Photomethode zur Auswertung zur Verfügung stehen. Aus diesem Grund soll für den Vergleich der drei Messmethoden das Ergebnis, das mit drei Makroringen aufgenommen wurde, herangezogen werden.

Um einzuschätzen, wie stark die Transmissionseigenschaften des Schirms das Messergebnis beeinflussen, wurden die Messpunkte, die für die Kurvenanpassung bei der Sensor- und Photomethode aufgenommen wurden, miteinander verglichen. Der Vergleich zeigt, dass die Messpunkte der Sensormethode auf einer Linie liegen, während es bei der Photomethode zu einer Streuung im Bereich von 30 bis 40 Pixeln kommt (siehe Abbildung 4.10). Diese Abweichungen lassen sich damit erklären, dass die Transmission des Laserstrahls durch den Schirm bei der Photomethode zu einer Ausschmierung der Maxima führt. Das hat zur Folge, dass sich die Ergebnisse der Photo- und Sensormethode trotz ähnlich großer Pixelanzahl zu einem gewissen Grad unterscheiden. Eine Lösung könnte sein, wie schon in Abschnitt 4.2 vorgeschlagen, einen anderen Schirm für die Photomethode in Transmission auszuwählen, dessen bekannte Transmissionseigenschaften eine Rückrechnung von dem Transmissionsbild zu dem tatsächlichen Strahlprofil erlauben.

Ein visueller Vergleich der Bilder, aus denen über die Software der Strahlradius bestimmt wurde, und der Geraden in vertikaler und horizontaler Richtung, über die die Messpunkte für die Kurvenanpassung von der Software ausgelesen wurden, zeigt, dass es bei der Kurvenanpassung und der Datenentnahme bei bestimmten Strahleigenschaften zu Schwierigkeiten kommen kann. In Abbildung 4.11 ist zu erkennen, dass es bei einem mit Interferenzmustern behafteten Strahlprofil zu Problemen kommen kann, wenn entweder durch den Masseschwerpunkt-Algorithmus der Mittelpunkt des Strahlprofils in einen Bereich zwischen zwei Interferenzmaxima gelegt wurde, oder wenn die Interferenzstreifen nicht parallel zur vertikalen oder horizontalen Achse liegen. Die beobachteten Interferenzmuster stammen wahrscheinlich von dem Abschwächer, der in den Strahlengang ein-







Abbildung 4.10: Die Messwerte, die über die horizontale Linie ausgelesen wurden, und die daraus über die Kurvenanpassung ermittelte Fit-Funktion (rot) für ein Strahlprofil, das: (a) über die Photomethode, oder (b) über die Sensormethode aufgenommen wurde.



Abbildung 4.11: Die Aufnahme des Strahlprofils über (a) die Photomethode, und (b) die Sensormethode.



Abbildung 4.12: (a) Die Abbildung des Strahlprofils wurde so gedreht, dass die Interferenzstreifen parallel zu der vertikalen Achse verlaufen; (b) Für die Bestimmung des vertikalen Strahlradius' wurde anschließend ein einziger Interferenzstreifen aus dem Zentrum des Strahlprofils ausgeschnitten.

gestellt wurde, um eine Sättigung bzw. eine Beschädigung des CMOS-Sensors zu verhindern. Da eine möglichst genaue Bestimmung des in diesem Fall vertikalen Strahlradius' bei schräg liegenden Interferenzstreifen fehleranfällig ist, wurden die beiden Bilder mit Hilfe des Bildbearbeitungsprogramms GIMP so ausgerichtet, dass die Interferenzmuster parallel zu der vertikalen Achse stehen (siehe Abbildung 4.12a). Die anschließende Analyse hat einen vertikalen Strahlradius für die Sensormethode von 3,3 mm und für die Photomethode von 3,7 mm ergeben. Die Vertikale, die über den Masseschwerpunkt-Algorithmus ermittelt wurde, befindet sich auch in den gedrehten Bildern nicht in einem Bereich, in dem sich ein Interferenzmaximum befindet, sondern genau zwischen zwei Maxima. Um zu erreichen, dass der vertikale Strahlradius an einer Stelle ermittelt wird, an der sich ebenfalls ein Interferenzmaximum befindet, wurde mit GIMP ein einzelner Interferenzstreifen in der Mitte des Strahlprofils ausgeschnitten (siehe Abbildung 4.12b) und anschließend mit Hilfe der Software ausgewertet. So konnte der vertikale Strahlradius für die Sensormethode auf 2,8 mm und für die Photomethode auf 3,0 mm bestimmt werden.

Ein Vergleich der verschiedenen Messergebnisse zeigt, dass die ermittelten Strahlradien der
drei Methoden nah beieinander liegen. Bei der Photomethode weicht der horizontale Strahlradius um 1,7 % und der vertikale Strahlradius um 12,9 % von den Radien, die über die Sensormethode bestimmt wurden, ab. Das Ergebnis der Choppermethode ist bei dem horizontalen Strahlradius um 9,0 % größer und bei dem vertikalen Strahlradius um 3,5 % kleiner als das Ergebnis der Sensormethode. Nach der Ausrichtung der Bilder der Photo- und der Sensormethode hat sich die Abweichung zwischen dem Ergebnis der Photo- und der Sensormethode für den vertikalen Strahlradius auf 6,7 % verringert und in Bezug zur Choppermethode auf 14,6 % erhöht.

Insgesamt ergibt sich, dass die Choppermethode zur Vermessung von kleinen Strahlradien gut geeignet ist, weil die Schneide des Chopper-Rades den Strahl näherungsweise senkrecht oder waagerecht durchläuft. Bei der Analyse von größeren Laserstrahlen ist diese Methode jedoch mit einem größeren Fehler behaftet. Zudem ist die Strahlvermessung mit Hilfe eines Chopper-Rades durch den zusätzlichen optischen Aufbau generell zeitaufwendig.

Die Sensormethode ist für die Vermessung von Laserstrahlen mit kleinen Strahlradien die zuverlässigste Messmethode, da bei ihr der maximale Anteil der Pixel für die Kurvenanpassung verwendet werden kann und die Kamera zudem schnell und einfach aufzubauen ist. Wenn jedoch Strahlen vermessen werden sollen, bei denen der Strahlradius größer als die CMOS-Sensorfläche ist, wird der Aufbau komplizierter und die Messung und die Auswertung ebenfalls zeitaufwendiger.

Bei der Photomethode hat sich gezeigt, dass über Makroringe eine ähnlich große Anzahl an Pixeln für die Kurvenanpassung wie bei der Sensormethode erreicht werden kann. Das momentan verwendete inhomogene Schirm-Material führt jedoch zu einer Ausschmierung des Strahlprofils besonders in den nicht linearen Bereichen mit hoher Intensität, weshalb die Genauigkeit der ermittelten Strahlradien nicht so hoch wie bei der Sensormethode ist. Dieses Problem könnte jedoch mit einem anderem Schirm verringert werden. Sollte der Schirm über einen Tubus direkt an der Kamera befestigt worden sein, ist die Photomethode eine schnelle und zugleich genaue Methode zur Bestimmung des Strahlradius' von großen Laserstrahlen.

Insgesamt sollte zur Vermessung von kleinen Strahlradien die Sensormethode verwendet werden, weil sie am genauesten ist. Um große Strahlprofile zu vermessen, bietet sich die Photomethode an, denn es hat sich gezeigt, dass sie eine genaue und gleichzeitig schnelle Messmethode zur Bestimmung des Strahlradius' ist. Unter der Bedingung, dass anstatt des Papierschirms ein Schirm verwendet wird, dessen Transmissionsverhalten bekannt ist, könnte die Genauigkeit noch verbessert werden.

Kapitel 5

Neues Optikdesign für den 819 nm-Umpumplaserstrahl

Um die Atome in der 2D-MOT-Kammer in den metastabilen Zustand $(4p^55s[3/2]_2)$ anzuregen, werden sie, wie in Abschnitt 2.1.1 beschrieben, zunächst von einem 123,6 nm-Photon in den ersten angeregten Zustand $(4p^55s[3/2]_1)$ gehoben. Von dort werden sie mit einem 819 nm-Photon in den Zustand $(4p^55p[3/2]_2)$ angeregt, von dem sie mit einer Wahrscheinlichkeit von 75 % in den metastabilen Zustand zerfallen. Die 123,6 nm-Photonen stammen aus VUV-Lampen, die senkrecht in den Deckel der 2D-MOT-Kammer eingelassen worden sind und das Zentrum der 2D-MOT-Kammer bestrahlen (siehe Abbildung 5.3). Der 819 nm-Laserstrahl wird über zwei Prismenkonstruktionen, die Strahlaufzug genannt werden, unter einem 45°-Winkel zu den Kühllaserstrahlen 24 mal durch die Kammer geleitet (wie in Abbildung 5.4b zu sehen jeweils dreimal in der Horizontalen und achtmal in der Vertikalen). Die metastabilen Kryptonatome, die in der 2D-MOT-Kammer erzeugt werden, werden anschließend von den elliptischen Kühllaserstrahlen ($\lambda = 811, 3$ nm) in zwei Raumrichtungen gebremst und in einem Atomstrahl gekühlt.

Der Umpumplaserstrahl besteht aus zwei überlagerten Laserstrahlen, wobei der eine auf die Wellenlänge des Übergangs der ⁸¹Kr-Atome und der andere auf die Wellenlänge des Übergangs der ⁸⁵Kr-Atome stabilisiert worden ist. Um eine ausreichend hohe Sättigung zu erreichen, werden die Laserstrahlen nicht über eine optische Faser in die 2D-MOT-Kammer geleitet, sondern direkt an der Kammer aus dem sogenannten Umpump-Modul emittiert (siehe [Tip10]). Dazu werden die stabilisierten Laserstrahlen über Fasern vom optischen Tisch in einen "Tapered Amplifier" (TA) geführt, von diesem verstärkt und anschließend über Linsen kollimiert und aufgeweitet (siehe Abbildung 5.1). Die beiden Laserstrahlen, die ein elliptisches Strahlprofil haben sollen (große Halbachse: 12,5 mm, kleine Halbachse: 5 mm), werden anschließend an einem Polarisationsstrahlteilerwürfel überlagert und über zwei Spiegel in die 2D-MOT-Kammer geführt.

In den VUV-Lampen befindet sich ein Kryptongas, in dem ein Plasma aufrecht erhalten wird (siehe [Koh11]). Der Prozess, der in den Lampen abläuft, kann wie folgt beschrieben werden:



Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Umpump-Moduls.

Durch den Stoß zwischen einem freien Elektron, das über Mikrowellen beschleunigt worden ist, und einem neutralen Kryptonatom, wird dieses angeregt. Unter Emission eines für den Übergang charakteristischen Photons zerfällt der angeregte Zustand anschließend wieder. Die optischen Übergänge, die dabei erlaubt sind, werden über die Dipol-Auswahlregeln (siehe für weitere Erklärungen [HS15]]) bestimmt. Bei den optischen Zerfallsketten, die für dieses Experiment interessant sind, zerfallen die Atome entweder über den ersten angeregten Zustand ($4p^55s[3/2]_1$) in den Grundzustand oder in den metastabilen Zustand ($4p^55s[3/2]_2$). Bei der Abregung des ersten angeregten Zustand werden dabei die 123,6 nm-Photonen, die VUV-Photonen, welche für die Anregung der Kryptonatome in der 2D-MOT-Kammer in den metastabilen Zustand benötigt werden, emittiert.

Falls das Atom in den metastabilen Zustand zerfällt, werden jedoch Photonen emittiert, die Kryptonatome in der 2D-MOT-Kammer, die sich bereits im metastabilen Zustand befinden, abregen können, wodurch diese nicht mehr von Kühllaserstrahlen angeregt und gekühlt werden können. Wie in Abbildung 5.2a zu sehen ist, werden beispielsweise Quenchphotonen ($\lambda = 810, 5$ nm) oder Photonen der Wellenlänge 760,2 nm erzeugt, wenn entweder der 4p⁵5p[5/2]₃-Zustand oder der 4p⁵5p[3/2]₂-Zustand in den metastabilen Zustand zerfällt. Die Auswirkung dieses zerstörerischen Abregungsprozesses ist vor allem bei Atomen problematisch, die sich schon im Kühlprozess oder in der Driftstrecke in die 3D-MOT-Kammer befinden, da diese langsam sind und somit eine längere Wechselwirkungszeit haben.

Um die Einfang-Effizienz des ATTA-Experiments zu erhöhen, wurden die VUV-Lampen so angebracht, dass sie nicht mehr direkt das Einfangvolumen der 2D-MOT bestrahlen. Dazu wurden die VUV-Lampen unter einem 45°-Winkel auf dem Deckel befestigt und zudem mit Blenden versehen,



Abbildung 5.2: (a) Abregungsschema des metastabilen Zustands über 760,2 nm- und 810,5 nm-Photonen; (b) Die Blenden der VUV-Lampen befinden sich bei dem neuen Deckel teilweise im ursprünglichen Strahlengang des Umpumlaserstrahls (dunkel rot), der durch die Strahlaufzüge durch die 2D-MOT-Kammer geführt wird.

die die Lampenkegel auf der Innenseite zum Einfangbereich hin beschneiden (siehe Abbildung 5.6a). Eine Folge des Umbaus ist, dass sich Teile der Blenden im ursprünglichen Strahlengang des Umpumplaserstrahls befinden (siehe Abbildung 5.2b) und deshalb der bisherige Aufbau zur Strahlführung des 819 nm-Umpumplaserstrahls über die Strahlaufzüge nicht mehr verwendet werden kann. Daher soll in diesem Kapitel ein neues Strahldesign für den 819 nm-Laserstrahl durch die 2D-MOT-Kammer eingeführt und getestet werden.

5.1 Optische Veränderung am Umpumplaserstrahl

Bei der neuen Strahlführung werden zwei Ziele verfolgt. Zum einen soll diese so gewählt werden, dass der Laserstrahl durch die 2D-MOT-Kammer geführt wird, ohne durch den neuen Aufbau beschnitten zu werden. Zum anderen sollen vor allem die Randbereiche der Lampenkegel in Richtung des Einfangvolumens der 2D-MOT vollständig ausgeleuchtet werden. Dies ist wichtig, weil nur bei den metastabilen Kryptonatomen, die in diesem Randbereich der VUV-Lampenkegel erzeugt werden, die verkürzte Lebensdauer durch das Quenchlicht innerhalb der Lampenkegel ausreicht, um diese zu verlassen, ohne aus dem metastabilen Zustand abgeregt zu werden. Das bedeutet, dass die Atome, die anschließend in der 2D-MOT gekühlt werden können, hauptsächlich aus diesem Bereich und dem Volumen, in dem sich die Lampenkegel kreuzen, stammen (siehe Abbildung 5.6a). Eine vollständige Ausleuchtung mit dem 819 nm-Umpumplaserstrahl ist auch deshalb attraktiv, weil über diesen Atome, die aus dem metastabilen Zustand in den ersten angeregten Zustand ge-



Abbildung 5.3: (a) Die 2D-MOT-Kammer von oben mit der ursprünglichen Strahlkonfiguration des Umpumplaserstrahls (819 nm), des Kühllaserstrahls (811,3 nm) und der VUV-Lampen (123,6 nm). Die schwarz gestrichelten Linien stellen die Fenster der Kammer dar; (b) Der ursprüngliche Aufbau der VUV-Lampenkegel.

quencht wurden, zurück in den metastabilen Zustand gepumpt werden können.

5.1.1 Strahlführung unter Weiterverwendung der Strahlaufzüge

Bei der bisherigen Strahlführung des 819 nm-Umpumplaserstrahls wurde der Laserstrahl unten links in die 2D-MOT-Kammer eingestrahlt und anschließend zwischen den beiden Strahlaufzügen, die sich auf jeweils einer Seite der MOT-Kammer befinden, hin und zurück reflektiert. Die Prismenkonstruktionen (siehe[Tip10]) bestehen jeweils aus einem großem Prisma (Hypotenuse: 50 mm, Höhe: 100 mm), welches den Laserstrahl jeweils seitlich versetzt, und aus vier bzw. drei kleinen Prismen (Hypotenuse: 20 mm, Höhe: 30 mm), die dafür sorgen, dass der Laserstrahl eine Ebene in der Vertikalen versetzt wird (siehe Abbildung 5.4a). Der Strahl durchläuft insgesamt 24 mal die Kammer, wobei er durch die Prismen so versetzt wird, dass der Strahlengang ein Raster aus drei mal acht nebeneinander liegenden Laserstrahlen bildet (siehe Abbildung 5.4b). Indem ein 0°-Spiegel vor den Ausgang des Strahlaufzuges gesetzt wird, kann erreicht werden, dass der Laserstrahl die 2D-MOT-Kammer weitere 24 mal durchläuft.

Durch den neuen Aufbau der VUV-Lampen befindet sich nun ein Teil der Blenden in dem Strahlengang der oberen Laserstrahlen des Rasters (siehe Abbildung 5.2b). Um weiterhin den 819 nm-Laserstrahl mit Prismen durch die 2D-MOT-Kammer führen zu können, müssen die Strahlaufzüge so verändert werden, dass der Laserstrahl erst unterhalb der Blenden in die Kammer eingestrahlt wird und er somit die 2D-MOT-Kammer nur noch 3 x 6 anstatt 3 x 8 mal durchläuft. Dazu müsste



Abbildung 5.4: (a) Der Umpumplaserstrahl (819 nm) wird über die Strahlaufzüge 24 mal durch die 2D-MOT-Kammer geführt. Die Strahlaufzüge bestehen aus drei bzw. vier kleinen Prismen (Hypotenuse: 20 mm, Höhe: 30 mm), die den Laserstrahl in der Vertikalen versetzten, und einem großem Prisma (Hypotenuse: 50 mm, Höhe: 100 mm), über den der 819 nm-Laserstrahl in der Horizontalen versetzt wird. Dabei wird er auf einer Seite unten rechts in die Kammer eingestrahlt und verlässt die Kammer auf der selben Seite oben rechts wieder; (b) Raster, das über die Strahlaufzüge durch den Umpumplaserstrahl erzeugt wird. Die Spiegel für die Bremsstrahlen der 2D⁺ – MOT begrenzen den Bereich der Fenster für den Umpumplaserstrahl, durch den dieser durchgeführt werden kann, auf 85 mm.

aus der Prismenkonstruktion auf jeder Seite ein kleines Prisma entfernt werden und zusätzlich das große Prisma gekürzt bzw. durch ein Prisma mit geringerer Höhe ($h \sim 60 \text{ mm}$) ersetzt werden (siehe Abbildung 5.5a). Die Querschnittsvolumen der VUV-Lampenkegel und damit die größte Dichte an 123,6 nm-Photonen befindet sich jedoch oben mittig in der 2D-MOT-Kammer. Um diesen Bereich ebenfalls auszuleuchten, müsste der Umpumplaserstrahl zunächst mittig oben durch diese geführt werden, bevor er über Spiegel eine Ebene nach unten versetzt rechts oben in die Prismenkonstruktion eingestrahlt wird (siehe Abbildung 5.5b).

Mit der Prismenkonstruktion können die Laserstrahlen jedoch nur maximal so nah aneinander angeordnet werden, dass sich die elliptischen Strahlprofile an den Rändern berühren (siehe Abbildung 5.4b). Über dieses Raster kann die 2D-MOT-Kammer nicht gleichmäßig ausgeleuchtet werden und es gibt Gebiete in denen keine Anregung bzw. kein Rückpumpen der Atomen, die gerade von dem metastabilen Zustand in den ersten angeregten Zustand gequencht wurden, durch den 819 nm-Umpumplaserstrahl stattfindet. Wie zuvor erklärt, ist es wichtig, um eine hohe Einfangeffizienz zu erreichen, dass die Randbereiche der VUV-Lampenkegel auf der Seite zum Einfangvolumen komplett ausgeleuchtet werden. Da dies über den Aufbau mit den Prismen nicht gewährleistet werden kann, wird in der vorliegenden Masterarbeit eine alternative Strahlführung konzipiert.



Abbildung 5.5: (a) Der neue Aufbau der Strahlaufzüge; (b) Die neue Strahlführung des 819 nm-Laserstrahls durch die 2D-MOT-Kammer. Dabei wird der Laserstrahl einmal direkt und 3 x 6 mal mit Hilfe der umgebauten Prismen durch die Kammer gestrahlt.

5.1.2 Strahlführung durch die Kühlstrahl-Fenster

Um zu erreichen, dass die Randbereiche der VUV-Lampenkegel komplett mit den 819 nm-Laserstrahlen ausgeleuchtet werden, wurde in der vorliegenden Masterarbeit eine neue Strahlführung der 819 nm-Umpumplaserstrahlen konzipiert und getestet (siehe Abbildung 5.6b). Für eine hohe Einfangeffizienz ist es wichtig, dass viele Atome in den metastabilen Zustand angeregt werden und in den Einfangbereich der MOT gelangen.

Wie in Abbildung 5.6a zu sehen ist, stehen die meisten 123,6 nm-Photonen in dem Kreuzungsbereich der beiden VUV-Lampenkegel zur Verfügung. In diesem Bereich werden somit die meisten Atome in den ersten angeregten Zustand gehoben. Um möglichst viele von diesen Atomen in den $4p^55p[3/2]_3$ -Zustand anzuregen (siehe Abschnitt 2.1.1), wird dort eine hohe Intensitätsdichte des 819 nm-Umpumplaserstrahls benötigt. Die Atome, die in diesem Gebiet in den metastabilen Zustand angeregt werden, müssen anschließend noch in den Bereich der Kühllaserstrahlen driften, um in zwei Raumrichtungen gekühlt werden zu können.

Um alle Atome, die im Randbereich der VUV-Lampenkegel in den ersten angeregten Zustand angeregt wurden, zu erreichen, muss der 819 nm-Umpumplaserstrahl dieses Randgebiet vollständig ausleuchten. Dies kann am besten bewerkstelligt werden, indem der 819 nm-Laserstrahl so aufgeweitet wird, dass er den gesamten Randbereich bestrahlt. Um die größte Querschnittsfläche zwischen dem 819 nm-Umpumplaserstrahl und den Lampenkegeln zu erreichen, soll der 819 nm-Laserstrahl nicht frontal durch die Umpumplaserstrahl-Fenster, sondern im 45°-Winkel zu diesen durch die Kühllaserstrahl-Fenster eingestrahlt werden (siehe Abbildung 5.6b). Dies hat neben der größeren Querschnittsfläche den Vorteil, dass sich die Atome, sobald sie sich im metastabilen Zustand befinden, direkt in dem Bereich befinden, in dem sie prinzipiell gebremst werden können.



Abbildung 5.6: (a) Neue Anordnung der VUV-Lampen mit dem Kreuzungsvolumen mit dem Umpumplaserstrahl (rot); (b) Neue Strahlführung des 819 nm-Umpumplaserstrahls durch die 2D-MOT-Kammer. Dabei wird der Laserstrahl zunächst oben mittig zwischen den Blenden der VUV-Lampen durch das Fenster der Umpumplaserstrahlen in die Kammer eingestrahlt und anschließend in vertikaler Richtungen aufgeweitet und einmal in x- und einmal in y-Richtung durch die Kühllaserstrahl-Fenster geführt.

Während des Durchlaufs durch die 2D-MOT-Kammer muss der Laserstrahl für eine ideale Ausleuchtung zwei verschieden große Strahlprofile haben. Für die Einstrahlung des Laserstrahl auf Höhe der Querschnittsfläche der beiden VUV-Lampen, sollte er ein elliptisches Strahlprofil mit einem vertikalen Strahlradius von w(z)_{vert} = 15 mm und einem horizontalen Strahlradius von w(z)_{hor} = 13 mm haben, um so wenig wie möglich durch die Blenden beschnitten zu werden (siehe Abbildung 5.15). Bevor der Umpumplaserstrahl über die Kühllaserstrahl-Fenster eingestrahlt wird, sollte er über Zylinderlinsen in vertikaler Richtung aufgeweitet werden, damit ein elliptisches Strahlprofil erzeugt wird, über das ein größtmöglicher Anteil der VUV-Lampenkegel bestrahlt werden kann. Die maximale Größe des Strahlprofils ist durch die Größe des Kühllaserstrahl-Fensters (94 x 34 mm) gegeben, wobei von den 94 mm zirka 10 mm am unteren Fensterrand durch die Spiegel für die Bremsstrahlen der 2D⁺-MOT blockiert sind (siehe Abbildung 5.6a).

Mit Hilfe dieses Strahlengangs ist es möglich, sowohl die Querschnittsfläche der zwei VUV-Lampenkegel als auch den Randbereich der Lampenkegel vollständig auszuleuchten.

5.2 Planung mit Hilfe von OSLO EDU

In diesem Abschnitt wird mit Hilfe von OSLO EDU der ideale Strahlengang und die Linsen, die zur Aufweitung des Umpumplaserstrahls verwendet werden sollen, simuliert. Die Angaben, die bisher in diesem Kapitel zu den Strahlkonfigurationen gemacht wurden, haben sich immer auf die von [Tip10] und [Koh11] angenommen Werte bezogen. Für die Simulation ist es jedoch wichtig,



Abbildung 5.7: Das Galileiteleskop mit der Streulinse L1 (f = -100 mm) und der Sammellinse L2 (f = 400 mm), die sich im Abstand $\overline{L_1L_2} = 297 \text{ mm}$ zueinander befinden.

den tatsächlichen Stand zu kennen. Deshalb soll zunächst das Strahlprofil des 819 nm-Laserstrahls, der in dem Umpump-Modul generiert wird, bestimmt werden. Die Messung führt zu einer Größe des Strahlprofils von $w(z)_{vert} = 1,61 \text{ mm}$ für die kurze Halbachse und $w(z)_{hor} = 3,87 \text{ mm}$ für die große Halbachse. Diese Werte wurden mit Hilfe der Choppermethode ermittelt. In diesem Kapitel wird zunächst schwerpunktmäßig die Choppermethode angewendet, der Grund dafür ist, dass dies die Standard-Methode ist, die zur Vermessung des Strahlradius' im ATTA-Labor verwendet wird. Die Schwierigkeiten bei der Vermessung von großen Laserstrahlen mit Hilfe der Choppermethode wurde erst im Laufe der Laserstrahlcharakterisierung des 819 nm-Umpumplaserstrahls identifiziert. Aus diesem Grund wurde die Photomethode erst während der Arbeit mit dem 819 nm-Laserstrahl konzipiert und getestet (siehe Abschnitt 4.2) und findet nur am Ende Anwendung bei der Charakterisierung des Umpumplaserstrahls.

Die gemessenen Werte für das Strahlprofil sind um einiges kleiner als das Strahlprofil das in [Tip10, Koh11] angenommen worden ist und was die Voraussetzung dafür gewesen wäre, dass die 2D-MOT-Kammer großflächig abgerastert wird. Das Raster, das sich in der 2D-MOT durch den Laserstrahl mit dem ermittelten Strahlprofil ausbildet, leuchtet einen Großteil der Kammer nicht aus. Dies könnte ebenfalls eine Erklärung für die geringe Einfangeffizienz sein, die bisher bei dem ATTA-Experiment festgestellt wurde. Dass zuvor nicht festgestellt wurde, dass das Strahlprofil des 819 nm-Lasertstrahls kleiner ist als angenommen, kann damit erklärt werden, dass bei der Strahlbeobachtung mit Hilfe eines Viewers oder mit einer Sichtkarte beispielsweise zur Einjustage

SA3	CMA3	AST3	PTZ3	DIS3
$-8,15\cdot 10^{-7}$	$-8,23 \cdot 10^{-11}$	$-4,74 \cdot 10^{-15}$	$6,15\cdot 10^{-16}$	$-4,93 \cdot 10^{-19}$

Tabelle 5.1: Mit Hilfe von OSLO EDU wurden die Linsenfehler für das Galileiteleskop ermittelt.

das Strahlprofil größer wirkt als es tatsächlich ist, weil diese kein lineares Verhalten bezüglich der Leistung des Laserstrahl aufweisen.

Für den ersten Durchgang durch die 2D-MOT-Kammer soll der Laserstrahl, wie oben beschrieben, auf ein elliptisches Strahlprofil mit einem vertikalen Strahlradius $w(z)_{vert} = 15 \text{ mm}$ und einem horizontalen Strahlradius $w(z)_{hor} = 13 \text{ mm}$ aufgeweiten werden. Dazu müsste der 819 nm-Laserstrahl auf Grundlage der zuvor ermittelten Größe des Strahlprofils in der Vertikalen um ungefähr das Neunfache und in der Horizontalen um ungefähr das Dreifache vergrößert werden. Um diese Vergrößerung zu erreichen wären ein Aufbau mit zwei Varianten aus jeweils zwei Teleskopen möglich. Entweder könnten zwei Zylinderteleskope, die den Laserstrahl zunächst in vertikaler und dann in horizontaler Richtung aufweiten, verwendet werden. Oder es könnte alternativ ein Zylinderteleskop, mit dem die beiden Strahlradien entsprechend den gewünschten Endradien aneinander angeglichen werden, und ein sphärisches Teleskop, das den Strahl in beiden Richtungen gleich stark aufweitet, genutzt werden. Um den Aufbau zu vereinfachen, wurde entschieden, dass der Laserstrahl über ein einziges Teleskop mit sphärischen Linsen gleichmäßig aufgeweitet und mit einem elliptischen Strahlprofil oben mittig in die 2D-MOT-Kammer eingestrahlt werden soll. Damit der Bereich zwischen den Blenden komplett ausgeleuchtet wird, soll der horizontale Strahlradius auf ungefähr 15 mm aufgeweitet werden. Mit Hilfe des Optikdesignprogramms OSLO EDU wurden verschiedene Linsenkombinationen sowohl für Galilei- als auch Keplerteleskope getestet und auf ihre Strahlführung und ihre Linsenfehler untersucht. Dabei hat eine Linsenkombination aus einer plankonkaven Linse (f = -100 mm, THORLABS, Art.Nr.: LC1120-B) und einer plankonvexen Linse (f = 400 mm, THORLABS, Art.Nr.: LA1725-B) in einem Abstand von 297 mm zueinander den am besten kollimierten Strahl mit den wenigsten Bildfehlern ergeben (siehe Tabelle 5.1). Nach dem Durchgang durch dieses Galileiteleskop (siehe Abbildung 5.7) sollte das Strahlprofil laut OSLO EDU einen vertikalen Strahlradius $w(z)_{vert} = 6,45 \text{ mm}$ und einen horizontalen Strahlradius $w(z)_{hor} = 15,49 \,mm$ haben.

Nachdem der 819 nm-Umpumplaserstrahl mittig oben durch die 2D-MOT-Kammer gestrahlt worden ist, soll der Laserstrahl durch die Kühlstrahlteleskope, die direkt vor dem Zugang zur Kammer montiert sind, zunächst in der einen und dann in der anderen Kühlrichtung in die Kammer eingestrahlt werden (siehe Abbildung 5.6b). Die Kühlstrahlteleskope bestehen jeweils aus zwei Zylinderlinsen ($f_1 = 150 \text{ mm}, f_2 = 450 \text{ mm}$), die sich im Abstand von 581 mm zueinander befinden. Um den Umpumplaserstrahl in das Kühlstrahlteleskop einzukoppeln, soll der Laserstrahl zunächst über eine mit der ersten Linse des Kühlstrahlteleskops identische Zylinderlinse, die sich im 45°-Winkel in einem Abstand A von ca. 150 mm vom Kühlstrahlteleskop befindet, in der Vertikalen gebün-



Kühlstrahlteleskop

Abbildung 5.8: Schematische Darstellung der Einstrahlung des 819 nm-Laserstrahls (rot) in das Kühlstrahlteleskop mit dem Kühllaserstrahl (orange).

delt werden (siehe Abbildung 5.8). An der Stelle des kleinsten vertikalen Strahlradius' soll der Laserstrahl über einen Spiegel, der sich ebenfalls am kleinsten vertikalen Strahlradius des Kühllaserstrahls befindet, in das Teleskop eingekoppelt werden. Durch die hintere Zylinderlinse des Kühlstrahlteleskops wird der 819 nm-Laserstrahl anschließend wieder kollimiert. An dieser Stelle sollte das Strahlprofil laut OSLO EDU eine vertikal liegende Ellipse sein, deren große Halbachse, der vertikale Strahlradius, w(z)_{vert} = 19,29 mm und deren kleine Halbachse, der horizontale Strahlradius, w(z)_{hor} = 15,48 mm beträgt. Nachdem der Laserstrahl die Kammer durchlaufen hat, soll er ,genau wie er zuvor in das Kühlstrahlteleskop eingekoppelt wurde, wieder mit Hilfe eines Spiegels aus dem Teleskop herausgeführt werden und mit einer weiter Zylinderlinse mit der Brennweite f=150 mm kollimiert werden. Der kollimierte Laserstrahl wird dann über Spiegel zu dem Kühlstrahlteleskop der anderen Kühlrichtung geführt und dort analog zu dem ersten Zylinderteleskop mit einer Zylinderlinse (f = 150 mm) und einem Spiegel in das Teleskop eingekoppelt.

5.3 Aufbau

Der Aufbau der neuen Strahlführung des 819 nm-Umpumplaserstrahls ist im Rahmen der vorliegenden Masterarbeit in den gleichen Zeitraum gefallen, wie der Aufbau der neuen Lampengeometrie. Aus diesem Grund war es nicht möglich, die neue Strahlführung bei laufendem Betrieb zu testen und die Einfangeffizienz, die mit diesem erreicht wird, zu überprüfen. Deshalb werden in dem folgenden Abschnitt nur Teilaspekte des neuen Optikdesigns, die für die neue Strahlführung des 819 nm-Laserstrahls relevant sind, aufgebaut und getestet. Dazu wurde zunächst das Galileiteleskop aufgebaut und anschließend der aufgeweitete Strahl in das Zylinderteleskop eingekoppelt.

Zur Aufweitung des 819 nm-Umpumplaserstrahls wurde das Galileiteleskop direkt hinter dem Umpump-Modul aufgebaut. Dabei wurde die Streulinse L1 (f = -100 mm) direkt hinter dem Ausgang des Umpump-Moduls und die Sammellinse L2 (f = 400 mm) in einem Abstand von 280 mm zu dieser nach dem ersten Spiegel zur Einstrahlung in die 2D-MOT-Kammer aufgestellt. Anschließend wurde hinter der 2D-MOT-Kammer mit Hilfe der Choppermethode einmal der Umpumplaserstrahl für die ⁸¹Kr-Atome (UP81) und einmal für die ⁸⁵Kr-Atome (UP85) vermessen. Die beiden Umpumplaserstrahlen UP81 und UP85 wurden nacheinander analysiert, um sicher zu stellen, dass die beiden Laserstrahlen auch nach dem Teleskop noch gut übereinander liegen. Für die getrennte Messung wurde jeweils der andere 819 nm-Laserstrahl im Umpump-Modul geblockt.

Weil die Bestimmung der Gaußstrahl-Parameter über die Kurvenanpassung (siehe Gleichung 2.11) bei einem nahezu kollimierten Laserstrahl fehlerbelastet ist, wurde über eine plankonvexe Linse L3 (f = 150 mm) künstlich ein Fokus erzeugt. Die Linse wurde dazu hinter der 2D-MOT-Kammer in einem Abstand von 955 mm zur Sammellinse des Teleskops aufgestellt. Um die Parameter des Laserstrahls zu ermitteln, wurde mit Hilfe des Chopper-Rades hinter der Linse an sieben Positionen der Strahlradius in vertikaler und horizontaler Richtung sowohl für den UP81 als auch für den UP85 bestimmt. In Abbildung 5.9 sind die Messergebnisse und die Funktionen, die über die Kurvenanpassung bestimmt wurden, und in Tabelle 5.2 die Strahlparameter, die aus diesen

		М	z ₀ [mm]	w ₀ [mm]	
UP81	vertikal	$2,66\pm1,96$	$159,07\pm 1,71$	$0,09 \pm 0,14$	
	horizontal	$7,86 \pm 3,59$	$167, 23 \pm 3, 99$	$0,33\pm0,3$	
UP85	vertikal	$5,51 \pm 12,31$	$158,85\pm 2,08$	$0,15\pm 0,68$	
	horizontal	$5,39 \pm 2,76$	$163, 50 \pm 0, 91$	$0,14\pm 0,15$	

Tabelle 5.2: Strahlparameter, die mit Hilfe von Origin durch die Kurvenanpassung an die Gleichung 2.11 ermittelt wurden, für den UP81 und den UP85.

ermittelt wurden, zu sehen.

Aus den bestimmten Parametern wurden anschließend über die ABCD-Matrizen mit Hilfe VON OSLO EDU und mit Hilfe von MATHEMATICA der Strahlverlauf vor der Sammellinse L3 rekonstruiert. Für einen besseren Vergleich wurde der Strahlverlauf in der Vertikalen und in der Horizontalen jeweils für den UP81 und den UP85 mit Hilfe von MATHEMATICA in einen Graphen gezeichnet (siehe Abbildung 5.10). Während der Strahlverlauf der beiden Umpumplaserstrahlen in horizontaler Richtung ähnlich ist und die horizontalen Strahlradien nach den Galileiteleskop sich nicht stark von einander unterscheiden, ist der UP85-Laserstrahl in der Vertikalen ungefähr doppelt so



Abbildung 5.9: Ergebnisse der Messung des Strahlradius' für den UP81 in (a) vertikaler, und (b) horizontaler Richtung und für den UP85 in (c) vertikaler; und (d) horizontaler Richtung.

groß wie der UP81 (siehe Abbildung 5.11). Es ist wichtig, dass sich die beiden Umpumplaserstrahlen gleichen, damit für beide Kryptonisotope die maximale Ausleuchtung der VUV-Lampenkegel erreicht werden kann. Es hat sich im Verlauf dieser Messungen herausgestellt, dass der Aufbau des Umpump-Moduls grundlegend geändert werden muss, um die Strahlprofile des UP81 und des UP85 anzugleichen. Dieser Umbau war jedoch im Rahmen der vorliegenden Masterarbeit nicht möglich, weshalb entschieden wurde, dass die beiden Umpumplaserstrahlen zunächst weiter verwendet werden sollen, um den Aufbau für die neue Strahlführung des 819 nm-Laserstrahls zu testen.

Um die Anwendbarkeit der Einkopplung des Umpumplaserstrahls über die Kühlstrahlteleskope zu verifizieren, wurde, wie in Abbildung 5.12 zu sehen ist, der Laserstrahl 1380 mm hinter dem



Abbildung 5.10: Strahlverlauf des UP81 (blau) und des UP85 (organge) durch das Galileiteleskop, durch die 2D-MOT-Kammer und nach der Sammellinse L3: (a) in der Vertikalen; (b) in der Horizontalen.

Galileiteleskop durch eine Zylinderlinse, die die selben Eigenschaften wie die erste Linse im Kühlstrahlteleskop aufweist, vor dem Kühlstrahlteleskop in vertikaler Richtung fokussiert. Die Zylinderlinse wurde dabei im 45°-Winkel und der Entfernung zu dem Kühltelekop in den Strahlengang aufgestellt, dass sich der kleinste Strahlradius des 819 nm-Laserstrahls genau über dem kleinsten Strahlradius des Kühllaserstrahls ($\lambda = 811, 3$ nm) befindet. Über einen Spiegel wurde der Umpumplaserstrahl anschließend parallel zu dem Kühllaserstrahl in das Kühlstrahlteleskop eingeführt. Dabei wurde der Spiegel so positioniert, dass er so nah wie möglich von oben an dem Waist des Kühllaserstrahls lag, diesen jedoch gerade noch nicht beschnitten hat. Da der 819 nm-Laserstrahl etwas über dem Kühllaserstrahl durch das Kühlstrahlteleskop verläuft, ist es sinnvoll, den Umpumplaserstrahl leicht verkippt durch das Teleskop und die 2D-MOT-Kammer zu schicken. So wird erreicht, dass der Laserstrahl leicht unterhalb der Strahlachse durch die hintere Zylinderlinse läuft. Dieser Aufbau wurde gewählt, um zu erreichen, dass der Laserstrahl parallel zu den Kühlachsen durch die 2D-MOT-Kammer verläuft. Würde der Umpumplaserstrahl auf der Höhe, in der er ins Kühlstrahlteleskop eingekoppelt wurde, die hintere Zylinderlinse durchlaufen, wäre die Folge, dass er die Kammer schräg durchläuft. Dies wäre unter dem Aspekt der größten Querschnittsfläche zwischen dem 819 nm-Laserstrahl und den VUV-Lampenkegel nachteilhaft. Damit der Laserstrahl nicht beim Durchgang durch das hintere Kühllaserstrahl-Fenster abgeschnitten wird, sollte zum einen die Verkippung so klein wie möglich gehalten und zum anderen nicht die gesamte Größe des Kühllaserstrahl-Fensters in vertikaler Richtung durch die Größe des Laserstrahls ausgenutzt werden.

Auf Höhe der hinteren Zylinderlinse im Kühlstrahlteleskop wurden mit Hilfe der Photomethode die Strahlprofile des UP81 und des UP85 aufgenommen, um die Strahleigenschaften der beiden



Abbildung 5.11: Der drei-dimensionale Strahlverlauf des Umpumplaserstrahls UP81 und UP85 im Galileiteleskop, bestehend aus einer Steulinse (f = -100 mm) und einer Sammellinse (f = 400 mm), und in der 2D-MOT-Kammer. (a) UP81; (b) UP85.



Abbildung 5.12: Einkopplung des 819 nm-Umpumplaserstrahls (rot) in das Kühlstrahlteleskop (Kühllaserstrahl: orange).

Laserstrahlen näher zu untersuchen. Dabei wurden für jeden Laserstrahl jeweils eine Aufnahme bei einem TA-Strom von 0 A, 1,25 A, 1,5 A und 2,5 A gemacht. Zudem wurde bei einem TA-Strom von 2,5 A das Strahlprofil bei geblocktem Seed-Strahl, der von dem TA verstärkt wird, aufgenommen. Mit dieser Aufnahme kann die verstärkte Spontanemission des TA sichtbar gemacht werden. In Abbildung 5.13 sind die aufgenommenen Strahlprofile für den UP81 und in Abbildung 5.14 die für den UP85 zu sehen. Es ist zu erkennen, dass sich das Profil des Laserstrahls geringfügig verändert. Bei einem TA-Strom bis zu 1,5 A hat es den Anschein, als würde das bestehende Strahlprofil nur besser ausgeleuchtet. Ab einem TA-Strom von 2,5 A wirkt es so, als würde sich die Form des Strahlprofils selbst ändern. Mittels der Kurvenanpassung einer gaußschen Glockenkurve wurde für die Aufnahmen des Strahlprofils bei 1,25 A, 1,5 A und bei 2,5 A der Strahlradius in vertikaler und horizontaler Richtung für den UP81 und den UP85 bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.3 eingetragen. Bei dem UP81 sind die Strahlradien bei einem TA-Strom von 1,25 A und 1,5 A ungefähr gleich groß. Die Größe des Strahlprofils bei einem TA-Strom von 2,5 A hat einen größeren vertikalen und einen kleineren horizontalen Strahlradius. Das Strahlprofil des Umpumplaserstrahls UP85 wird bei höherem TA-Strom in vertikaler Richtung kleiner und in horizontaler Richtung größer. Wie in Abbildung 5.14 zu sehen ist, haben die Strahlprofile des UP85 bei 1,25 A und 1,5 A Ähnlichkeiten mit dem Strahlprofil, das von dem TA emittiert wird, wenn der Seed-Strahl geblockt wurde. Aus diesem Grund liegt die Vermutung nahe, dass das größere vertikale Strahlprofil des UP85 bei geringeren TA-Strömen durch die Eigenemission des TA verursacht wird, weil bei ge-





Abbildung 5.13: Aufnahmen des UP81 auf Höhe der hinteren Zylinderlinse im Kühlstrahlteleskop bei: (a) einem TA-Strom von 0 A (Belichtungszeit: $2 \cdot 10^4 \ \mu$ s); (b) einem TA-Strom von 2,5 A mit geblocktem Seed-Strahl (Belichtungszeit: $1 \cdot 10^5 \ \mu$ s); (c) einem TA-Strom von 1,25 A (Belichtungszeit: 400 \ \mus); (d) einem TA-Strom von 1,5 A (Belichtungszeit: 200 \ \mus); (e) einem TA-Strom von 2,5 A (Belichtungszeit: 40 \ \mus).

	Strahlradius [mm]				
TA-Strom [A]	UP81		UP85		
	vert.	hor.	vert.	hor.	
1,25	7,8	6,15	17	8,7	
1,5	7,5	6,2	14	9,0	
2,5	9,0	5,7	11	9,5	

Tabelle 5.3: Der Strahlradius der Umpumplaserstrahlen auf Höhe der hinteren Zylinderlinse des Kühlstrahlteleskops bei verschiedenen TA-Strömen.





Abbildung 5.14: Aufnahmen des UP85 auf Höhe der hinteren Zylinderlinse im Kühlstrahlteleskop bei: (a) einem TA-Strom von 0 A (Belichtung: $8 \cdot 10^4 \,\mu$ s); (b) einem TA-Strom von 2,5 A mit geblocktem Seed-Strahl (Belichtungszeit: $1 \cdot 10^4 \,\mu$ s); (c) einem TA-Strom von 1,25 A (Belichtungszeit: 800 μ s); (d) einem TA-Strom von 1,5 A (Belichtungszeit: 400 μ s); (e) einem TA-Strom von 2,5 A (Belichtungszeit: 50 μ s).

ringerem TA-Strom nicht die gesamte Inversion durch den Seed-Strahl abgeräumt wird und es zu verstärkter Spontanemission um die Centerwellenlänge $\lambda = 808 \text{ nm}$ kommt (siehe [Tip10]). Neben der Veränderung des Strahlprofils ist in den Abbildungen eine weitere Eigenschaft des TA-Strahls abzulesen. Der Laserstrahl, der aus dem TA emittiert wird, ist kein idealer Gaußstrahl. Das ist gut daran zu erkennen, dass die Ausleuchtung des Strahlprofils nicht dem Intensitätsverlauf einer gaußschen Glockenkurve gleicht.

Die Betrachtung der beiden Aufnahmen der Laserstrahlen mit geblocktem Seed-Strahl zeigt, dass die Eigenemission des TA hauptsächlich in einem schmalen Streifen in der Vertikalen auftritt. Um diese Aufnahmen zu machen, wurde die Belichtungszeit von 40-50 µs auf 0,01 s für den UP85 und auf 0,1 s für den UP81 erhöht. Daraus kann abgelesen werden, wie gering die Intensität der Eigenemission des TA im Vergleich zur Verstärkung des Seed-Laserstrahls ist. Trotzdem sollte man beachten, dass die Eigenemission des TA ein Maximum bei 808 nm hat, weil dies die Verstärkungswellenlänge ist, für die der TA ursprünglich konzipiert wurde. In direkter Nachbarschaft dazu befindet sich die Wellenlänge $\lambda = 810,5$ nm, die, wie oben im Kapitel beschrieben wurde, eine zerstörerische Wirkung auf die Atome im metastabilen Zustand hat.

Durch die Veränderung des Strahlprofils bei unterschiedlichen TA-Strömen, ergibt sich, dass die Strahlvermessung der TA-Strahlen idealerweise bei dem Strom durchgeführt werden sollte, bei dem die Umpumplaserstrahlen auch im Regelbetrieb der ATTA-Anlage betrieben werden sollen.

An den Umpumplaserstrahl, der nach dem Umbau aus dem Umpump-Modul kommt, können folgende Forderungen gestellt werden. Der aufgeweitete Laserstrahl für den ersten Durchlauf der 2D-MOT-Kammer ist durch die Blenden der VUV-Lampen limitiert, wenn er die Bedingung erfüllen soll, dass das Strahlzentrum den Bereich zwischen den Blenden gut ausleuchten und er gleichzeitig nur geringfügig durch die Blenden abgeschnitten werden soll. Wie in Abbildung 5.15 zu sehen ist, ergibt sich für das Strahlprofil folgende Größe mit $w_{vert, max} \approx 15 \, mm$ und $w_{hor,max} \approx 13 \, mm$. Unter der Bedingung, dass zur Aufweitung des Umpumplaserstrahls für den ersten Durchgang durch die 2D-MOT-Kammer weiterhin das Galileiteleskop aus der plankonkaven Linse L1 (f = -100 mm) und der plankonvexen Linse L2 (f = 400 mm) verwendet werden soll, kann die Größe des Umpumplaserstrahls, die er nach dem Umbau des Umpump-Moduls idealerweise haben sollte, mit Hilfe von OSLO EDU vorhergesagt werden. Über das Optik-Designprogramm wurde ermittelt, dass der 819 nm-Laserstrahl, der von dem Umpump-Modul emittiert wird, idealerweise einen vertikalen Strahlradius von $w(z)_{vert} = 3,75 \text{ mm}$ und einen horizontalen Strahlradius von $w(z)_{hor} = 3,25 \text{ mm}$ hat, damit der Umpumplaserstrahl nach dem Durchlauf des Galileiteleskops (mit dem Linsenabstand $\overline{L_1L_2}$: 297 mm) eine Fläche von 30 x 26 mm abdeckt. Wenn dieser Laserstrahl nach dem Galileiteleskop in das Zylinderteleskop eingekoppelt wird, wäre die große Halbachse der Ellipse auf Höhe der hinteren Zylinderlinse im Kühlstrahlteleskop $w(z)_{vert} = 44,64 \text{ mm}$ und die kleine Halbachse $w(z)_{hor} = 13 \text{ mm}$ groß. Um zu erreichen, dass der



Abbildung 5.15: Die Begrenzung des Strahlprofils durch die Blenden der VUV-Lampen.

Umpumplaserstrahl nach dem Zylinderteleskop kollimiert ist, sollten sich die erste und die zweite Zylinderlinse in einem Abstand von 589 mm zueinander befinden. Das Strahlprofil, das über diesen Aufbau erzeugt wird, entspricht ungefähr den Anforderungen, die der Umpumplaserstrahl haben sollte, um die VUV-Lampenkegel bestmöglich auszuleuchten. Der vertikale Strahlradius wäre nach der Simulation so groß, dass er zwar gut durch die Kühllaserstrahl-Fenster passt, aber von den Spiegeln für die Bremsstrahlen der 2D⁺-MOT bzw. von den Blenden, die in dem Kühlstrahlteleskop diesen Bereich abschirmen, abgeschnitten wird. Durch die leicht verkippte Einstrahlung in die 2D-MOT-Kammer könnte dieser Effekt bei der Blende im zweiten Kühlstrahlteleskop verstärkt auftreten. Aus diesem Grund muss beim späteren Aufbau überprüft werden, wie viel durch die Blenden von dem Umpumplaserstrahl abgeschnitten wird und welchen Einfluss dies auf den späteren Strahlverlauf hat.

Die neu überlegte Strahlführung bietet den Vorteil, dass es zum einen über sie möglich ist, die Bereiche gut auszuleuchten, die für eine hohe Einfangeffizienz wichtig sind. Zum anderen ist die Strahljustage einfacher und besser zu überprüfen. Zudem ist es bei diesem Aufbau nicht so problematisch, wenn das Strahlprofil des Umpumplaserstrahls nicht so groß ist, wie es idealerweise wäre, wie es bei dem ursprünglichen Aufbau war. Der neue Aufbau hat gleichzeitig den Nachteil, dass durch die starke Aufweitung die Photonendichte abnimmt, die positiven Effekte im Vergleich zu der Strahlführung über die Strahlaufzüge überwiegen jedoch.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Masterarbeit wurden wichtige Grundlagen zur Fortentwicklung des ATTA-Aufbaus unter anderem zur Datierung alter Grundwasser getroffen. Hintergrund hierfür ist die Erweiterung der vergleichenden Messung zur Bestimmung seltener Kryptonisotope um das stabile Isotop ⁸³Kr mittels der Quenchmethode. Hierfür wurde folgende Schritte, die in zwei Bereiche unterteilt werden können, durchgeführt. Zunächst wurde die Detektionsoptik, die bisher in der 3D-MOT-Kammer dazu verwendet wurde, das Fluoreszenzsignal des Kühlübergangs von einzelnen ⁸¹Kr- und ⁸⁵Kr- Atome zu detektieren, so erweitert, dass es mit ihr auch möglich ist, das Quenchsignal der ⁸³Kr-Atome zu messen. Anschließend wurde der Strahlengang des 819 nm-Umpumplasers, der für die Anregung der Kryptonatome in den metastabilen Zustand (4p⁵5p[3/2]₂) verwendet wird, neu konzipiert und getestet. Im Rahmen der Charakterisierung des 819 nm-Laserstrahls wurde zudem eine neue Methode zur Strahlvermessung implementiert.

Die Erweiterung der Detektionsoptik basiert auf einem Flip-Mount, der mit Hilfe eines Servos in den kollimierten Strahlengang der Detektionsoptik geklappt wird, bevor die Größe der gefangenen ⁸³Kr-Atomwolke bestimmt werden soll. Mit dem Flip-Mount wird ein Bandpassfilter in der Detektionsoptik platziert, der nach eigenen Messungen die Anzahl der 811,3 nm-Photonen um das 10⁶fache reduziert. Um den Servo und den Flip-Mount in die Detektionsoptik einzubauen, wurde eine Halterung konzipiert, mit der sie in das Käfig-System von dieser integriert werden können.

Der Quenchvorgang soll durch das Aufklappen eines Shutters, der in der Masterarbeit [Jer14] grundlegend konzipiert und in der Masterarbeit von Niko M. Lehmkuhl weiterentwickelt, aufgebaut und getestet wurde, begonnen werden. Der zuvor von diesem geblockte 810,5 nm-Quenchlaserstrahl wird daraufhin in die 3D-MOT-Kammer eingestrahlt und regt die ⁸³Kr-Atome so an, dass sie unter Emission eines 877,7 nm-Photons in den ersten angeregten Zustand (4p⁵5s[3/2]₁) zerfallen. Mit dem Beginn des Quenchvorgangs soll das Signal-Rausch-Verhältnis für die Detektion der 877,7 nm-Photonen geeignet groß sein, dafür muss der Bandpassfilter mit Hilfe eines Flip-Mounts vor dem Start des Quenchvorgangs in den Strahlengang geklappt werden. In der vorliegenden Ar-

beit wurde ermittelt, dass die Quenchmessung, die aus dem Ein- und Aufklappvorgang und dem Quenchvorgang besteht, nach ein paar Sekunden abgeschlossen ist. Nach diesem Zeitraum kann der Einzelatomnachweis der ⁸¹Kr- und ⁸⁵Kr-Atome fortgeführt werden.

Das mit Hilfe von OSLO EDU neu entwickelte Strahldesign des 819 nm-Umpumplaserstrahls soll den Strahlengang an den geänderten Aufbau des Deckels der 2D-MOT-Kammer anpassen. Bei dem Umbau wurden die zuvor senkrecht stehenden VUV-Lampen im 45°-Winkel auf dem Deckel befestigt, wodurch sich Teile von diesen im ursprünglichen Strahlengang der Optik befinden. Durch die Neukonstruktion wird erreicht, dass die VUV-Lampenkegel und mit ihnen unter anderem die zerstörerische 760,2 nm- und 810,5 nm-Quenchstrahlung nicht mehr den Einfangbereich der 2D-MOT bestrahlen. Dadurch soll die Einfangeffizienz des ATTA-Experiments erhöht werden.

Die Grundidee der neuen Strahlführung war neben der Anpassung des Strahlengangs an den veränderten Aufbau der Kammer, eine effektive und maximale Ausleuchtung der Bereiche, die für eine hohe Einfangeffizienz von Bedeutung sind, zu erreichen. Aus diesem Grund wurde in der vorliegenden Masterarbeit eine Strahlführung des Umpumplaserstrahls erdacht, bei der der Strahl unter verschiedenen Achsen in die 2D-MOT-Kammer eingestrahlt wird, wodurch die Querschnittsfläche zwischen diesem und den VUV-Lampen maximiert wird.

Die in diesem Zusammenhang erarbeitete neue Methode zur Strahlvermessung hat sich als gut geeignet für die Charakterisierung von großen Laserstrahlen, bei denen sich die gängigen Methoden, wie die Chopper- und Sensormethode, entweder als sehr aufwendig oder als fehlerbehaftet erwiesen haben, herausgestellt.

Mit Hilfe der hier entwickelten Methoden ist nun prinzipiell die vergleichende Messung mit dem Kryptonisotop ⁸³Kr möglich, was sowohl für die Analyse von sehr alten Grundwasservorkommen notwendig ist, als auch ein Verkürzung der Messdauer einer aktuellen Luftprobe mit sich bringt. Darüber hinaus wurde die Einfangeffizienz über den neuen Aufbau des 819 nm-Umpumplaserstrahls erhöht, wodurch ebenfalls die Messdauer des ATTA-Experimentes reduziert werden kann.

Vor dem Einbau des Filter-Aufbaus, bestehend aus einem Flip-Mount in Kombination mit einem Servo, in die Detektionsoptik sollte getestet werden, ob durch den Impuls des Ein- und Aufklappvorgangs die Optik zu Schwingungen angeregt wird. Sollte dies der Fall sein, empfiehlt sich die Erschütterung durch das Variieren der Schrittgeschwindigkeiten zu dämpfen.

Um das neue Strahldesign des 819 nm-Umpumplaserstrahls in den ATTA-Aufbau zu implementieren, muss zunächst der Aufbau des Umpump-Moduls so verändert werden, dass die Strahlprofile der Laserstrahlen UP81 und UP85 aneinander angepasst sind. Dabei sollten die Strahlparameter denen gleichen, die in dieser Arbeit mit Hilfe von OSLO EDU für einen idealen Strahlengang durch die 2D-MOT-Kammer ermittelt wurden. Sind diese Voraussetzungen gegeben, kann das neue Optikdesign des 819 nm-Laserstrahls aufgebaut werden.

Zudem bietet es sich an, die Einfangeffizienz in Abhängigkeit von der Strahlführung zu testen. Über diese Messung kann ein weiteres Verständnis für den optischen Anregungsvorgang in den metastabilen Zustand erlangt werden. Dazu kann durch Blocken von Teilstrahlen in dem neuen Aufbau der Anteil der verschiedenen Gebiete in der 2D-MOT-Kammer an der gesamten Einfangrate bestimmt werden. Des Weiteren sollte die Einfangeffizienz, die über das alte Strahldesign mit den Strahlaufzügen erreicht wird, mit der der neuen Strahlführung verglichen werden.

Anhang A

Abbildungen

```
#include <Servo.h>
Servo myservo;
                                                         // create servo object to control a servo
int pos = 1045;
                                                         // variable to store the servo position
int pin = 7;
                                                         // arduino pin for high and low
void setup() {
                                                         // attaches the servo on pin 9 to the servo object
  myservo.attach(9);
                                                         // parameter values between 1000 and 2000
  myservo.writeMicroseconds(1136);
                                                         // values of the parameter in microseconds
  pinMode(pin, OUTPUT);
                                                         // defines pin 7 as output
}
void loop() {
  delay(1000);
  digitalWrite(pin, HIGH);
                                                         // sets the arduino pin high
  for (pos = 1045; pos <= 1900; pos += 1) {
                                                         // goes from position 1045 to position 1900
                                                         // in steps of 1 degree
    myservo.writeMicroseconds(pos);
                                                         // tell servo to go to position in variable 'pos'
    delayMicroseconds(x);
                                                         // waits x µs for the servo to reach the position
 }
  delay(1000);
  digitalWrite(pin, LOW);
                                                         // sets the arduino pin low
  for (pos = 1900; pos >= 1045; pos -= 1) {
                                                         // goes from position 1900 to positiopn 1045
    myservo.writeMicroseconds(pos);
                                                         // tell servo to go to position in variable 'pos'
    delayMicroseconds(y);
                                                         // waits y \mus for the servo to reach the position
 }
}
```

Abbildung A.1: Das Programm zum Ein- und Aufklappen des Flip-Mounts mit Hilfe des Servos über den Mikrocontroller "Arduino Nano".



Abbildung A.2: Die technische Zeichnung der Halterung für den Flip-Mount und den Servo. Alle Maße sind in Millimeter angegeben.



Abbildung A.3: Die technische Zeichnung des Flip-Mounts [Tho].

Literaturverzeichnis

- [Blu] BLUEBIRDTECHNOLOGYCO: Datenblatt BMS-631, http: //www.rc – netbutik.dk/getdoc.asp?id = 19&md5hash = 7C6FA6C9042679B1859050148E37CBA1. – zuletzt aufgerufen am: 08.06.2017
- [Dae11] DAERR, Heiner: Optische Systeme und Konzeptionen für die Ultraspurenanalyse von Krypton-Isotopen. Dissertation, Universität Hamburg, 2011
- [Dem07] DEMTRÖDER, W.: Laserspektroskopie 1: Grundlagen und Technik. Springer Berlin Heidelberg, 2007 (SpringerLink : Bücher). – ISBN 9783642213069
- [Dem14] DEMTRÖDER, W.: *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. Springer Berlin Heidelberg, 2014 (Springer-Lehrbuch). ISBN 9783642299445
- [DSWW98] DIECKMANN, K.; SPREEUW, R. J. C.; WEIDEMÜLLER, M.; WALRAVEN, J. T. M.: Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. In: *PhyPhysical Review A*, 3891 (1998)
- [DVNG00] DZIERZEGA, Krzysztof ; VOLZ, Udo ; NAVE, Gillian ; GRIESMANN, Ulf: Accurate transition rates for the 5p-5s transitions in KrI. In: *Physical Review A 62, 022505* (2000)
 - [EE10] EICHLER, J.; EICHLER, H.J.: *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen.* Springer, 2010 (Laser in Technik und Forschung). – ISBN 9783540419174
 - [Exc] EXCELITASTECHNOLOGIES: Datenblatt SPCM-AQRH, http: //www.excelitas.com/Downloads/DTS_SPCM - AQRH.pdf. - zuletzt aufgerufen am: 08.06.2017
 - [GM15] GERTHSEN, C. ; MESCHEDE, D.: *Gerthsen Physik.* 25. Springer, 2015 (Springer-Lehrbuch). ISSN 9783540026228
 - [Her09] HERRMANN, Franziska: Entwicklung optischer Elemente für das Atom Trap Trace Analysis Experiment zur Spurengasanalyse von Kryptonisotopen. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2009

- [HS10] HERTEL, I.V.; SCHULZ, C.P.: Atome, Molekule Und Optische Physik 2: Molekule Und Photonen - Spektroskopie Und Streuphysik. Springer Berlin Heidelberg, 2010 (Atome, Moleküle und optische Physik). – ISBN 9783642119736
- [HS15] HERTEL, I.V.; SCHULZ, C.P.: Atome, Moleküle und optische Physik 1: Atomphysik und Grundlagen der Spektroskopie. Springer Berlin Heidelberg, 2015 (Springer-Lehrbuch). – ISBN 9783662468081
- [HSJ⁺13] HUME, D.B.; STROESCU, I.; JOOS, M.; MUESSEL, W.; STROBEL, H.; OBERTHA-LER, M. K.: Accurate Atom Counting in Mesoscopic Ensembles. In: *PhysPhysical Review Letters*, 253001 (2013)
- [JBL⁺12] JIANG, W.; BAILEY, K.; LU, Z.-T.; MUELLER, P.; O'CONNOR, T. P.; CHENG, C.-F.
 ; HU, S.-M.; PURTSCHERT, R.; STURCHIO, N. C.; SUN, Y. R.; WILLILAMS, W. D.
 ; YANG, G.-M.: An atom counter for measuring Kr-81 and Kr-85 in environmental samples. In: *Geochimica et Cosmochimica Acta 91* (2012)
 - [Jer14] JERSCHABEK, Norman: Messverfahren einer Atomfalle zur selektiven Detektion von Kryptonisotopen durch Verwendung von Kr-83. Masterarbeit, Universität Hamburg, 2014
- [KDS⁺14] KOHLER, Markus ; DAERR, Heiner ; SAHLING, Peter ; SIEVEKE, Carsten ; JER-SCHABEK, Norman ; KALINOWSKI, Martin B. ; BECKER, Christoph ; SENGSTOCK, Klaus: All-optical production and trapping of metastable noble-gas atoms down to the single-atom regime. In: *EuroEurophysics Letters*, 13001 (2014)
 - [Kit15] KITTEL, Achim: *Physikalische Messtechnik*, 2015. *http://www.physik.uni oldenburg.de/Docs/epkos/Messtechnik.pdf*. zuletzt aufgerufen am: 08.06.2017
 - [Koh11] KOHLER, Markus: Vakuum-Ultra-Violette-Lichtquelle und Konzeptionen f
 ür die Ultraspurenanalyse von seltenen Kryptonisotopen. Dissertation, Universit
 ät Hamburg, 2011
 - [Lam06]LAMBDARESEARCHCORPORATION:OlsoProgrammRe-ference,2006.https://www.lambdares.com/wp-content/uploads/support/oslo/osloreleases/OSLOProgramReference.pdf.--zuletzt aufgerufen am:08.06.2017-
 - [Lam09] LAMBDARESEARCHCORPORATION: Oslo User Guide, 2009. https: //www.lambdares.com/wp - content/uploads/support/oslo/oslo_edu/oslo user - guide.pdf. - zuletzt aufgerufen am: 08.06.2017

- [Lam11] LAMBDARESEARCHCORPORATION: Oslo Optics Reference, 2011. https: //www.lambdares.com/wp - content/uploads/support/oslo/oslo_edu/oslo optics - reference.pdf. - zuletzt aufgerufen am: 08.06.2017
- [Mes15] MESCHEDE, D.: *Optik, Licht und Laser*. Vieweg+Teubner Verlag, 2015 (Teubner Studienbücher Physik). ISBN 9783663109549
 - [Neu] NEUMANN, Volker: Zusammenstellung wellenoptischer Berechnungsgleichungen für den realen Laserstrahl, http: $//laz.htwm.de/3_{f}orschung/80_{p}hotonik%20simulation/60_{strahl}$ berechnungen/9_infomaterial/Realer%20Laserstrahl -Berechnungsgrundlagen%20end.pdf. – zuletzt aufgerufen am: 08.06.2017
- [Roß10] ROSS, Jens O.: Simulation of atmospheric krypton-85 transport to asses the detectability of clandestine nuclear reprocessing. Dissertation, Universität Hamburg, 2010
 - [Sem] SEMROCK: Datenblatt 889/42 nm BrightLine single-bandpass filter, https: //www.semrock.com/FilterDetails.aspx?id = FF01 - 889/42 - 25. – zuletzt aufgerufen am: 08.06.2017
 - [Tho] THORLABS: Datenblatt TRF90/M, https://www.thorlabs.de/thorproduct.cfm? partnumber = TRF90/M. – zuletzt aufgerufen am: 08.06.2017
- [Tip10] TIPPENHAUER, Sandra: Lasersystemkomponenten und Plasma-Lampe zur optischen Anregung von Krypton. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2010
- [Woe16] WOELK, Pablo: Implementierung einer auf Einelatomnachweis hin optimierten 3D-MOT Kühlstrahloptik und Entwicklung einer Strahlanalysetechnik auf Basis eines CMOS-Sensors. Masterarbeit, Universität Hamburg, 2016
- [ZZ13] ZINTH, W.; ZINTH, U.: Optik: Lichtstrahlen Wellen Photonen. Oldenbourg Verlag München, 2013. – ISBN 9783486735819

Danksagung

Mein Dank gilt allen, die mich während meiner Masterarbeit unterstützt haben.

Bedanken möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Kirchner für die Möglichkeit meine Masterarbeit am ZNF durchzuführen und seine Bereitschaft zur Unterstützung. Mein Dank gilt ebenfalls Herrn Prof. Dr. Sengstock dafür, dass er sich bereit erklärt hat, das Zweitgutachten zu übernehmen.

Zudem möchte ich mich bei allen Mitarbeitern im Labor für die gute Zusammenarbeit und die produktive Atmosphäre bedanken. Besonderer Dank gilt hierbei Markus Kohler und Carsten Sieveke dafür, dass sie stets ein offenes Ohr für meine Fragen und Überlegungen hatten und ich jegliche Problemstellung mit ihnen diskutieren konnte.

Großer Dank gilt zudem meiner Familie dafür, dass sie mich in der Zeit des Studiums und der Masterarbeit immer unterstützt und gefördert hat.