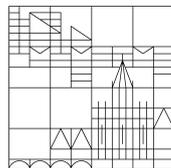

Faseroptische Detektion gespeicherter Calciumionen in einer Mikrofalle

Diplomarbeit

**vorgelegt von
Florian Alexander Zähringer**



**Fachbereich Physik
Universität Konstanz**

Juli 2007

Erstgutachter: Prof. Dr. Thomas Dekorsy
Zweitgutachter: Prof. Dr. Alfred Leitenstorfer

Diese Diplomarbeit wurde extern in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Blatt am Institut für Experimentalphysik der Leopold-Franzens-Universität Innsbruck durchgeführt.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----------|
| Einleitung | 1 |
| 1 Quanteninformationsverarbeitung mit Ionenfallen | 3 |
| 1.1 Aufbau und Funktionsweise von Ionenfallen | 3 |
| 1.2 Eigenschaften von $^{40}\text{Ca}^+$ | 5 |
| 1.2.1 Das Energieschema von $^{40}\text{Ca}^+$ | 5 |
| 1.2.2 Fluoreszenzrate von $^{40}\text{Ca}^+$ | 7 |
| 1.3 Optischer Zugang zu den Calciumionen | 12 |
| 1.3.1 Räumliche Anordnung der verwendeten Laser und der Detektion | 12 |
| 1.3.2 Fluoreszenznachweis von $^{40}\text{Ca}^+$ | 14 |
| 1.4 Segmentierte Zweilagigen-Mikrofallen | 18 |
| 1.5 Planare Ionenfallen | 21 |
| 2 Aufbau und optische Eigenschaften von Glasfasern | 25 |
| 2.1 Allgemeines | 25 |
| 2.2 Einzelmodenfasern | 27 |
| 2.3 Gaußsche Strahlen | 27 |
| 3 Vorüberlegungen zur faseroptischen Detektion | 29 |
| 3.1 Vorschläge für die Umsetzungen der Detektion | 30 |
| 3.1.1 Blanke Faser zur Detektion | 32 |
| 3.1.2 Beleuchtung und Detektion in einer Ebene | 33 |
| 3.1.3 Einsatz einer (Mikro-)Linse | 34 |
| 3.1.4 Linsenförmige Faserendfläche | 35 |
| 3.2 Abschätzungen zu den möglichen Umsetzungen | 36 |
| 3.2.1 Detektion senkrecht zur Fallenlängsachse | 37 |
| 3.2.2 Nachweis und Beleuchtung innerhalb der Chipenebene | 38 |
| 4 Messungen und Ergebnisse | 41 |
| 4.1 Transmissionseffizienz der Multimodenfaser | 41 |
| 4.2 Hintergrund der verwendeten segmentierten Zweilagigen-Mikrofaller | 41 |
| 4.3 Nachweis eines Ions mittels Glasfaser | 43 |
| 4.3.1 Aufbau der planaren Ionenfalle | 43 |
| 4.3.2 Experimentelle Ergebnisse | 48 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 4.4 | Schlussfolgerungen | 48 |
| 4.4.1 | Segmentierte Zweilagigen-Mikrofalle | 49 |
| 4.4.2 | Planare Falle mit Glasfasern | 50 |
| 5 | Zusammenfassung und Ausblick | 51 |
| A | Herleitung der Beziehung zwischen Kegelöffnungs- und Raumwinkel | 53 |
| B | Gradient-Index-Linsen | 55 |
| | Literaturverzeichnis | 58 |

Einleitung

Die Idee, quantenmechanische Systeme für Berechnungen zu verwenden, kam erstmals durch Richard P. Feynman auf [1], der bemerkte, wie ineffizient es ist, mit klassischen Computern Quantensysteme zu simulieren bzw. zu berechnen, anstatt direkt ein analoges quantenmechanisches System zu realisieren und dieses zu vermessen. In den neunziger Jahren des vergangenen Jahrhunderts wurden die ersten Vorschläge gemacht, quantenmechanische Systeme für spezielle Berechnungen einzusetzen, da diese enorme Geschwindigkeitsverbesserungen im Vergleich zu klassischen Computern versprechen [2]. Die neu entstehende Quanteninformatik unterscheidet sich von der klassischen Informatik dadurch, dass sie anstelle des Bits 0 und 1 quantenmechanische Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ als Basis verwendet. Das Rechnen mit Quantenbits (Qubits) ermöglicht das Ausnutzen interessanter quantenmechanischer Eigenschaften, nämlich der Superposition, bei der sich das Qubit in einem "Mischzustand" zwischen $|0\rangle$ und $|1\rangle$ befindet. Für Mischzustände mit mehreren Qubits kann dabei das Phänomen der Verschränkung auftreten, bei der die Zustände der Qubits korreliert sind.

Während die theoretische Physik sich zu diesem Thema rasant entwickelte, gestaltet sich die experimentelle Realisierung des Quantencomputers bis heute schwierig. Da quantenmechanische Effekte nur auf Skalen geringer Energien und Größen auftreten, ist bis dato das Unterdrücken störender Einflüsse der Umgebung die größte Schwierigkeit. Zahlreiche Quantensysteme werden zu diesem Zwecke untersucht und Ionenfallen [3] gehören davon zu den erfolgreichsten Kandidaten. Die ersten Versuche zur experimentellen Demonstration der Quanteninformatik gelangen mittels Photonen [4]. Allerdings waren diese Experimente nicht-deterministisch, da die Messung an allen beteiligten Photonen gleichzeitig durchgeführt wurde und somit keine Rückwirkung von Einzelmessungen auf die restlichen Photonen möglich war. Bei gespeicherten Ionen hingegen können die Zustände der an einem Algorithmus beteiligten Ionen einzeln und somit bei Bedarf ausgelesen werden. Die deterministische Realisierung von einfachen Quantenalgorithmen wurde mit Ionenfallen bereits gezeigt [5–8]. Der Erfolg der Ionenfallen liegt darin begründet, dass sie es erlauben, die Ionen in einer Ultrahochvakuumumgebung effektiv von äußeren Einflüssen abzuschirmen. Ein elektrisches Wechselfeld wird verwendet, um die geladenen Teilchen in der Schwebe zu halten. Die eingesetzten Ionen besitzen langlebige elektrische Niveaus, welche als Qubit verwendet und mittels Laserlicht manipuliert werden können. Unterdessen bewirkt die elektrostatische Abstoßung eine Wechselwirkung der einzelnen Ionen über Schwingungsmoden, die ebenfalls über Laserlicht gezielt gesteuert werden kann.

Bei den bisher verwendeten Fallen ergibt sich jedoch eine Obergrenze für eine sinnvolle Anzahl an Ionen [9], was auch eine Grenze für die Komplexität der Algorithmen darstellt.

Um die Ionenanzahl erhöhen zu können, wird vielerorts an sogenannten segmentierten Mikrofallen geforscht. Durch die Verwendung segmentierter Elektroden kann das Fallenpotential variabel geformt werden, so dass Ionen an verschiedenen Bereichen gehalten und zwischen diesen verschoben werden können [10].

Für die Zustandsmanipulation der Ionen wird ein optischer Zugang zu den jeweiligen Bereichen benötigt. Während es bei einfachen Fallengeometrien möglich ist, makroskopische Optik für Detektion und Manipulation der Ionen zu verwenden, lässt sich die Vielzahl der entstehenden Fallenbereiche nur schwer auf diese Art bedienen. Durch die Verwendung von Glasfasern kann dies vereinfacht und die Anzahl der gleichzeitig optisch zugänglichen Bereiche erhöht werden. Die mit der Segmentierung einhergehende Miniaturisierung erschwert den optischen Zugang zusätzlich und resultiert in größeren Problemen durch Streulicht.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine faseroptische Detektionsmethode entwickelt, die sich ohne aufwendige Optik in segmentierten Ionenfallen einsetzen lässt. Diese Technik kommt nicht nur ohne Objektiv aus, sie ermöglicht es außerdem, die Ionenfluoreszenz in verschiedenen Fangbereichen einer Miniaturfalle nachzuweisen.

Während im ersten Testaufbau die Beleuchtung der Ionen noch über makroskopische Optik außerhalb der Vakuumkammer geschieht, ist es für zukünftige Apparaturen wünschenswert, auch alle beteiligten Laserstrahlen über Glasfasern zu den Ionen zu führen. Die Ionenfallentechnologie würde so unabhängig von Vakuumfenstern werden. Vor allem Experimente, die zur Erhöhung ihrer Genauigkeit bei kryogenen Temperaturen durchgeführt werden, würden davon profitieren, da hier Vakuumfenster nur begrenzt einsetzbar sind.

1 Quanteninformationsverarbeitung mit Ionenfallen

Im folgenden Kapitel sollen die physikalischen Grundlagen erläutert werden, auf denen Ionenfallenexperimente zur Quanteninformationsverarbeitung beruhen. Dabei wird insbesondere auf die Eigenschaften der verwendeten Ionen und Fallen eingegangen, welche für eine faseroptische Detektion relevant sind.

1.1 Aufbau und Funktionsweise von Ionenfallen

Die in unserer Arbeitsgruppe verwendeten Ionenfallen gehen in ihrer prinzipiellen Funktionsweise auf die Arbeiten von Wolfgang Paul [11] zurück, dem es gelang, geladene Teilchen auf einem kleinen Raumvolumen einzuschließen. Aufgrund der Maxwell-Gleichungen ist es nicht möglich, elektrisch geladene Teilchen durch ein elektrostatisches Feld einzuschließen, jedoch können diese durch ein elektrodynamisches \mathbf{E} -Feld in einem Raumvolumen fixiert werden. In unseren Experimenten verwenden wir eine sogenannte lineare Falle, in welcher der radiale Einschluss wie bei einem Quadrupol-Massenfilter durch ein dynamisches, elektrisches Feld in zwei Dimensionen, im Folgenden die x - y -Ebene genannt, erfolgt. Auf der Längsachse der Falle, welche auf der z -Achse liegt, wird der Einschluss durch zwei statisch geladene Elektroden erreicht.

Die Möglichkeiten zur Konstruktion einer Ionenfalle sind zahlreich, und in diesem Kapitel sollen drei davon vorgestellt werden. Als erstes sei die makroskopische lineare Falle aufgeführt (Abbildung 1.1), da diese sich gut zur Veranschaulichung der prinzipiellen Funktionsweise von Ionenfallen eignet.

Das zweidimensionale Quadrupolfeld wird von Längselektroden erzeugt, deren Querschnitt ein Viereck bildet. Die diagonal gegenüberliegenden Elektroden bilden jeweils ein Paar, von denen eines geerdet und das andere an eine Wechselspannung $U(t) = U + V \cos \Omega t$ angeschlossen wird. Daraus resultiert ein elektrisches Potential in der Nähe des Zentrums in der x - y -Ebene mit

$$\phi(x, y, t) = \frac{x^2 - y^2}{2r_0^2} U(t) \tag{1.1}$$

wobei r_0 der Abstand des Zentrums zu einer der Elektroden ist. Für ein einfach geladenes Ion mit der Masse m folgen daraus die Bewegungsgleichungen in der x - y -

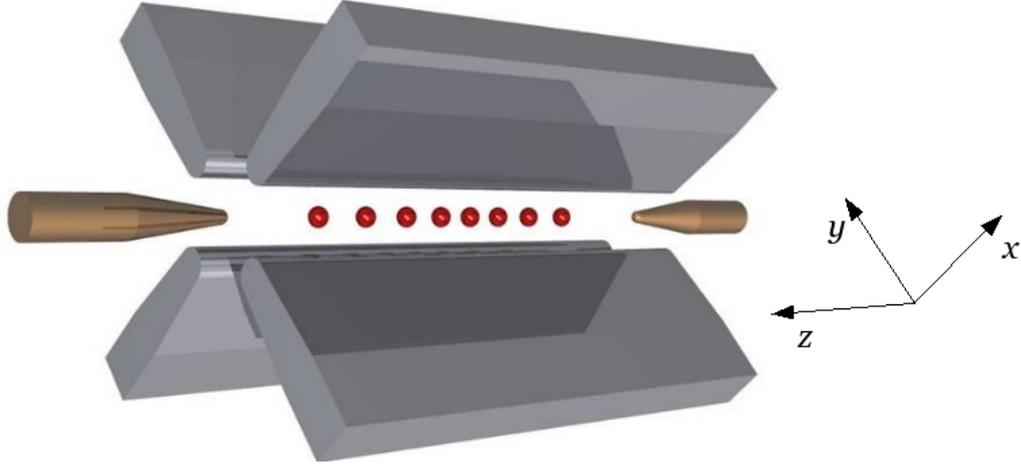


Abbildung 1.1: Darstellung der in unserer Arbeitsgruppe verwendeten makroskopischen linearen Ionenfalle. Die Abmessungen betragen sechs Millimeter in der Länge und einen Millimeter zwischen den “Klingen”. Der radiale Einschluss in der x - y -Ebene wird durch die vier “Klingen” erreicht, von denen je zwei gegenüberliegende geerdet und das andere Paar auf eine Wechselspannung $U(t)$ gelegt sind. Die beiden nadelförmigen Elektroden erzeugen durch statisch angelegte Spannungen einen Einschluss in z -Richtung, der entlang dieser Achse durch ein harmonisches Potential beschrieben werden kann. Zusätzlich sind, stark vergrößert, acht Ionen eingezeichnet, wie sie sich im Fallenpotential linear anordnen.

Ebene mit

$$\ddot{x} + (a - 2q \cos(\Omega t)) \frac{\Omega^2}{4} x = 0 \quad (1.2)$$

$$\ddot{y} - (a - 2q \cos(\Omega t)) \frac{\Omega^2}{4} y = 0 \quad (1.3)$$

wobei

$$a = \frac{4eU}{m\Omega^2 r_0^2} \quad \text{und} \quad q = \frac{2eV}{m\Omega^2 r_0^2} \quad (1.4)$$

Die Form entspricht einer Mathieu-Differentialgleichung und besitzt stabile Lösungen für bestimmte Bereiche von U , V und Ω , in denen die Beschränkung der Bewegungsbahn eines Ions in der Falle gegeben ist. Dies gilt insbesondere für $|a| \ll 1$ und $|q| \ll 1$.

Die radiale Bewegung lässt sich in zwei Komponenten zerlegen [12]: Eine kleine Zitterbewegung (Mikrobewegung) mit der Antriebsfrequenz und eine langsame Bewegung des mittleren Schwerpunkts (Säkularbewegung). Die Amplitude der Mikrobewegung hängt vom Abstand zum Zentrum ab und wird daher von statischen Streufeldern beeinflusst. Diese müssen kompensiert werden, um die Mikrobewegungen effektiv unterdrücken zu können.

Die Säkularbewegung lässt sich durch eine periodische Bewegung in einem harmonischen (Pseudo-)Potential annähern, deren Frequenz mit

$$\omega_r = \omega_x = \omega_y = \frac{\Omega}{2} \sqrt{\left(\frac{q}{2}\right)^2 + a} \quad (1.5)$$

gegeben ist.

Während das Potential in x - y -Richtung sehr steil gewählt wird, ist es entlang der Fallenlängsachse (z -Richtung) relativ flach. Sind mehrere Ionen in der Falle, so reihen sie sich in Form einer Kette mit einem typischen Abstand von $5\ \mu\text{m}$ entlang der z -Achse auf. Ebenso sind axiale Schwingungen in z -Richtung den radialen energetisch bevorzugt und somit leichter anregbar.

1.2 Eigenschaften von $^{40}\text{Ca}^+$

Eine notwendige Bedingung für den Einsatz eines Ions als Quanteninformationsträger ist die Existenz zweier langlebiger Niveaus, welchen die Qubit Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ zugeordnet werden können. Zudem ist eine einfache Energiestruktur von Vorteil, da diese sowohl die Manipulation der Zustände, als auch die Laserkühlung vereinfacht. Das in unserer Arbeitsgruppe verwendete $^{40}\text{Ca}^+$ zeigt genau diese Eigenschaften. Die Energiestruktur enthält langlebige, angeregte Zustände und besitzt wegen des Kernspins von $I = 0$ keine Hyperfeinstruktur, welche die Energiestruktur deutlich komplexer gestalten würde. Ein zusätzlicher Vorteil von $^{40}\text{Ca}^+$ ist, dass die zur Quanteninformationsverarbeitung wichtigen Niveaus alle mit kommerziell erhältlichen Lasersystemen getrieben werden können.

1.2.1 Das Energieschema von $^{40}\text{Ca}^+$

Einfach ionisiertes $^{40}\text{Ca}^+$ weist im Vergleich zu Argon ein zusätzliches Elektron in der 4S-Schale auf und kann daher als wasserstoffähnliches System beschrieben werden. Wie bei vielen Erdalkaliionen liegen auch bei $^{40}\text{Ca}^+$ die 3D-Niveaus zwischen den der nächsthöheren Quantenzahl (4P und 4S). Die im Folgenden beschriebenen Energieniveaus sind in Abbildung 1.2 dargestellt. Die Lebensdauer der einzelnen Übergänge können aus der Tabelle 1.1 entnommen werden. Der D-S-Übergang ist dipol-verboden, weil die Drehimpulsquantenzahl beider Zustände sich um $\Delta\ell = 2$ unterscheidet. Es ergibt sich dennoch durch Quadrupolkopplung eine endlich lange

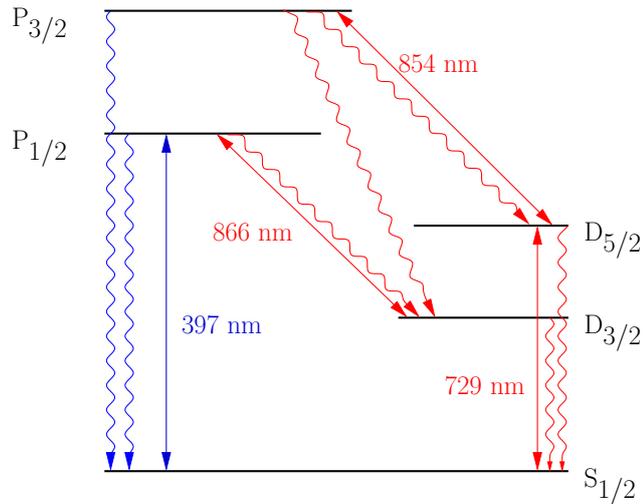


Abbildung 1.2: Termschema von $^{40}\text{Ca}^+$. Durch gerade Doppelpfeile sind die Übergänge (und ihre entsprechende Wellenlänge) eingezeichnet, die im Versuch mit Lasern getrieben werden. Zudem sind die möglichen spontanen Zerfälle eingezeichnet.

Lebensdauer für das D-Niveau von circa einer Sekunde. Die für die später beschriebene Quanteninformationsverarbeitung wichtigen Niveaus sind $S_{1/2}$, $D_{5/2}$ und $P_{1/2}$, wobei die zwei ersteren als Qubitzustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ verwendet werden. Neben der bereits erwähnten Lebensdauer ist es notwendig, entsprechende Zustände des Qubits präparieren und abfragen zu können.

Ein schmalbandiger Titan:Saphir-Laser mit High-Finesse Resonator ($F = 480.000$) wird bei 729 nm verwendet, um die Quantenmanipulation auf dem Quadrupolübergang zu treiben, welcher eine Kurzzeitlinienbreite von < 3 Hz und eine Langzeitlinienbreite von ≈ 40 Hz erreicht. Zum Auslesen des Quantenzustandes wird das sogenannte “electron-shelving” benutzt: Sitzt das Elektron im $S_{1/2}$ -Niveau, so kann das Ion mittels Licht bei 397 nm zur Fluoreszenz in das P-Niveau angeregt werden. Die vom Ion emittierten Photonen können nachgewiesen und so auf den S-Zustand rückgeschlossen werden. Befindet sich dagegen das Elektron in einem D-Niveau, so kann das Ion nicht zur Fluoreszenz angeregt werden und bleibt dunkel.

Bei der Fluoreszenz zerfallen circa 7% des $P_{1/2}$ -Niveaus nicht in das $S_{1/2}$ -Niveau, sondern in das langlebige $D_{3/2}$ -Niveau, wobei das Ion bis zu über einer Sekunde dunkel erscheinen würde. Aus diesem Grund wird das $D_{3/2}$ -Niveau durch konstantes Einstrahlen eines “Rückpump lasers” bei 866 nm leer gehalten. Ein weiterer Rückpump laser bei 854 nm wird gegebenenfalls verwendet, um Elektronen im $D_{5/2}$ -Niveau über das $P_{3/2}$ -Niveau in den Grundzustand zu bringen, was die Ionen für ein neues Experiment präpariert.

| Übergang | Wellenlänge in Luft | natürliche Lebensdauer |
|-----------------------|---------------------|------------------------|
| $S_{1/2}$ - $P_{1/2}$ | 396,847 nm | 7,7 ns |
| $S_{1/2}$ - $P_{3/2}$ | 393,366 nm | 7,4 ns |
| $P_{1/2}$ - $D_{3/2}$ | 866,214 nm | 94,3 ns |
| $P_{3/2}$ - $D_{3/2}$ | 849,802 nm | 901 ns |
| $P_{3/2}$ - $D_{5/2}$ | 854,209 nm | 101 ns |
| $S_{1/2}$ - $D_{5/2}$ | 729,147 nm | 1,045 s |
| $S_{1/2}$ - $D_{5/2}$ | 732,389 nm | 1,080 s |

Tabelle 1.1: Wellenlängen in Luft und Lebensdauer der Übergänge aus Abbildung 1.2. Quelle: [13].

Entscheidend für die Verwendung von $^{40}\text{Ca}^+$ in der Quanteninformation ist zudem die Tatsache, dass das $P_{1/2}$ -Niveau aufgrund der Auswahlregel $\Delta J = 0, \pm 1$ nicht nach $D_{5/2}$ zerfallen kann. Das $D_{5/2}$ -Niveau ist somit von einer Fluoreszenzmessung mit eingestrahlem Rückpumpplaser nicht betroffen.

1.2.2 Fluoreszenzrate von $^{40}\text{Ca}^+$

Wie oben beschrieben wird zur Zustandsbestimmung der Ionen das Fluoreszenzlicht des $P_{1/2}$ - $S_{1/2}$ -Überganges benutzt. Es ist somit von Interesse, wieviele Photonen von einem Ion in einem bestimmten Zeitintervall emittiert werden können. Dies ermöglicht Abschätzungen für die Signalstärke und Anforderungen an die Detektorvorrichtung.

Eine generelle Bearbeitung dieser Fragestellung findet sich in [14], welche in [15] speziell für $^{40}\text{Ca}^+$ angewendet wurde. Für eine ausführliche Beschreibung sei auf diese Arbeiten verwiesen und hier die Rechnung kurz skizziert.

Das $^{40}\text{Ca}^+$ -Ion wird als 3-Niveau-System mit zwei stabilen Zuständen $|1\rangle \equiv S_{1/2}$ und $|3\rangle \equiv D_{3/2}$ und einem instabilen angeregten Zustand $|2\rangle \equiv P_{1/2}$ beschrieben. Diese Zustandsverteilung wird als Λ -Konfiguration bezeichnet. Der angeregte Zustand kann mit den Raten Γ_{21} und Γ_{23} in einen der Grundzustände $|1\rangle$ respektive $|3\rangle$ zerfallen.

Die beiden Grundzustände wiederum können jeweils mittels Lasereinstrahlung in den oberen Zustand angeregt werden. Das Laserlicht wird als klassische Welle beschrieben und koppelt an die Dipolmomente \mathbf{p}_{12} und \mathbf{p}_{23} der Übergänge mit den jeweiligen Frequenzen ω_{12} und ω_{23} . Die durch die Kopplung auftretende Oszillation zwischen den Zuständen wird durch die Rabi-Frequenzen Ω_{12} und Ω_{23} beschrieben. Diese sind über die reellen Dipolmatrixelemente \mathbf{d}_{ij} der Wechselwirkung, die Amplitude E der eingestrahnten Lichtwelle und deren Polarisationsrichtung $\boldsymbol{\epsilon}$ mit

$$\Omega_{ij} = \frac{\mathbf{d}_{ij} \cdot \boldsymbol{\epsilon} \cdot E}{\hbar} \quad (1.6)$$

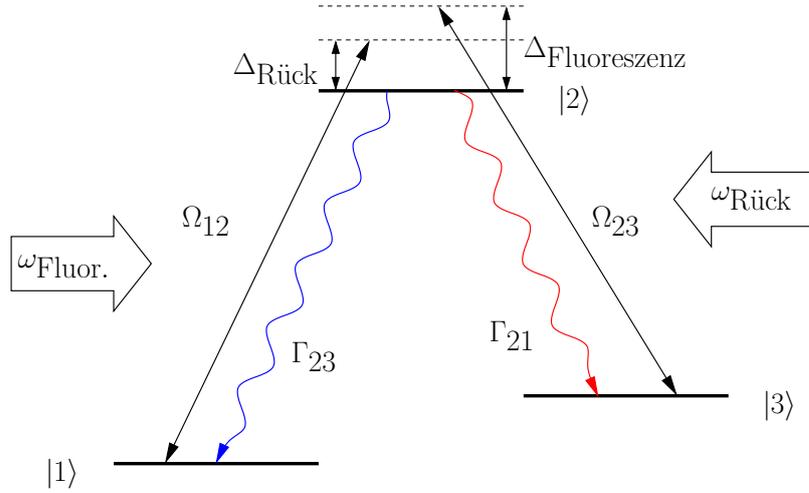


Abbildung 1.3: Λ -Konfiguration der drei Energiezustände des verwendeten Modells zur Berechnung der Fluoreszenzrate. Die Übergänge der beiden Grundzustände $|1\rangle$ und $|3\rangle$ in den angeregten Zustand $|2\rangle$ können durch entsprechende Laserfelder mit den Frequenzen $\omega_{\text{Fluoreszenz Laser}}$ beziehungsweise $\omega_{\text{Rück}}$ mit den Verstimmungen $\Delta_{\text{Fluoreszenz}}$ und $\Delta_{\text{Rück}}$ mit der Rabi-Frequenz Ω_{12} respektive Ω_{23} getrieben werden. Der spontane Zerfall des angeregten Zustandes in einen der beiden Grundzustände erfolgt mit der entsprechenden Rate Γ_{21} oder Γ_{23} .

definiert. Zudem werden noch die Verstimmungen $\Delta_{\text{Fluoreszenz}} = \omega_{\text{Fluoreszenz Laser}} - \omega_{12}$ und $\Delta_{\text{Rück}} = \omega_{\text{Rückpumplaser}} - \omega_{32}$ der Laser zu ihren jeweiligen Übergängen berücksichtigt. Des Weiteren besitzen die verwendeten Laser eine endliche Linienbreite $\Gamma_{\text{Fluoreszenz Laser}}$ und $\Gamma_{\text{Rückpumplaser}}$.

Für das System aus Ion und wechselwirkendem Licht lässt sich der zugehörige Hamilton-Operator angeben. Unter Ausnutzung der Drehwellennäherung und durch Übergang in ein rotierendes Bezugssystem erhält man

$$H = \hbar \begin{pmatrix} \Delta_{\text{Fluoreszenz}} & \frac{\Omega_{12}}{2} & 0 \\ \frac{\Omega_{12}}{2} & 0 & \frac{\Omega_{23}}{2} \\ 0 & \frac{\Omega_{23}}{2} & \Delta_{\text{Rück}} \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

Anstelle der Schrödinger-Gleichung $\frac{d}{dt}|\Psi(t)\rangle = -\frac{i}{\hbar}H|\Psi(t)\rangle$, bei der die Dephasierung und spontane Zerfälle aufwendig als Kopplung an die Moden des Vakuumfeldes beschrieben werden müssen, wird zur einfacheren Rechnung der Dichtematrixformalismus verwendet und die Umgebung als ein an das System gekoppeltes Reservoir an-

genommen. Die Zeitentwicklung der Dichtematrix ϱ ist durch die Liouville-Gleichung

$$\frac{d\varrho}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[H, \varrho] + \mathcal{L}_{\text{relax}}(\varrho) \quad (1.8)$$

gegeben. Die Relaxation durch spontane Zerfälle und Dephasierung wird in dieser Beschreibung durch die Lindblad-Terme

$$\mathcal{L}_{\text{relax}}(\varrho) = -\frac{1}{2} \sum_m (C_m^\dagger C_m \varrho + \varrho C_m^\dagger C_m - 2C_m \varrho C_m^\dagger) \quad (1.9)$$

dargestellt. Die darin enthaltenen Operatoren C_m beschreiben die vier möglichen Zerfallskanäle des Systems. Explizit lauten diese $C_1 = \sqrt{\Gamma_{21}}|1\rangle\langle 2|$ und $C_2 = \sqrt{\Gamma_{23}}|3\rangle\langle 2|$ für die Spontanzerfälle und $C_3 = \sqrt{2\Gamma_{\text{Fluoreszenz}}}|1\rangle\langle 1|$ und $C_4 = \sqrt{2\Gamma_{\text{Rückpumplaser}}}|1\rangle\langle 1|$ für die Dephasierung durch die endliche Linienbreite der verwendeten Lasersysteme.

Die Liouville-Gleichung ist eine Matrixdifferentialgleichung und kann durch Umwandlung in eine Vektordifferentialgleichung leichter gelöst werden. Dadurch erhält man die optischen Bloch-Gleichungen für dieses System.

Da die Fluoreszenzdetektion einen stationären Zustand darstellt, kann $\frac{d\varrho}{dt} = 0$ gesetzt und die Normierungsbedingung $\sum_{i=1}^3 \varrho_{ii} = 1$ angewendet werden. Unter diesen Voraussetzungen lässt sich eine analytische Lösung für $\varrho^{\text{stationär}}$ finden, bei der für die ursprüngliche Fragestellung der Fluoreszenzphotonenanzahl die Besetzungswahrscheinlichkeit des $|2\rangle$ -Zustandes $\varrho_{22}^{\text{stationär}}$ von Interesse ist. Für den Fall, dass die Linienbreite der Laser gegenüber der atomaren Linienbreite vernachlässigbar ist, kann man $\Gamma_{\text{Fluoreszenz}} = \Gamma_{\text{Rückpumplaser}} = 0$ setzen. Mit den Definitionen

$$\Delta = \Delta_{\text{Fluoreszenz}} - \Delta_{\text{Rück}} \quad \text{und} \quad \Gamma = \Gamma_{21} + \Gamma_{23} \quad (1.10)$$

erhält man dann

$$\begin{aligned} \varrho_{22}^{\text{stationär}} = & (4\Gamma\Delta^2\Omega_{12}^2\Omega_{23}^2) / \\ & (\Gamma_{23}\Omega_{12}^2(4\Delta^2(\Gamma^2 + 4\Delta_{\text{Rück}}^2) + 8\Delta\Delta_{\text{Rück}}\Omega_{12}^2 + \Omega_{12}^4) \\ & + (4\Gamma_{21}(\Gamma^2 + 4\Delta_{\text{Fluoreszenz}}^2)\Delta^2 + 8\Gamma\Delta^2\Omega_{12}^2 \\ & + (\Gamma_{21} + 2\Gamma_{23})\Omega_{12}^4)\Omega_{23}^2 \\ & + (-8\Gamma_{21}\Delta_{\text{Fluoreszenz}}\Delta + (2\Gamma_{21} + \Gamma_{23})\Omega_{12}^2)\Omega_{23}^4 + \Gamma_{21}\Omega_{23}^6) \end{aligned} \quad (1.11)$$

Man sieht, dass bei einer identischen Verstimmung beider Laser $\varrho_{22}^{\text{stationär}} = 0$ folgt und das Phänomen der Dunkelresonanz auftritt. In diesem Fall gelangt das System in einen kohärenten Überlagerungszustand aus $|1\rangle$ und $|3\rangle$, welcher nicht mehr zur Fluoreszenz angeregt wird.

Für den Fluoreszenznachweis möchte man nun eine hohe Besetzungswahrscheinlichkeit des $|2\rangle$ -Zustandes erreichen, welche durch ein möglichst großes ϱ_{22} repräsentiert wird. Bis auf Δ und die Rabi-Frequenzen Ω_{21} und Ω_{23} sind alle in Gleichung 1.11 auftretenden Größen fest vorgegeben. Die Zerfallsraten für Calcium sind $\Gamma_{21} =$

$(22, 3 \pm 5, 6) \text{ s}^{-1}$ und $\Gamma_{23} = (1, 69 \pm 0, 42) \text{ s}^{-1}$ und können nicht variiert werden. Die Linienbreiten der im Labor eingesetzten Lasersysteme betragen $\Gamma_{\text{Rückpump Laser}} \approx 0,5 \text{ MHz}$ und $\Gamma_{\text{Fluoreszenz Laser}} \approx 0,5 \text{ MHz}$ und bewirken keine signifikante Abweichung von der oben gemachten Näherung. Dies bedeutet, dass die Verstimmung der beiden Lasersysteme zueinander (Δ), zu den entsprechenden Energieabständen (Ω_{21} und Ω_{23}) und die verwendete Intensität (ebenfalls in Ω_{21} und Ω_{23} enthalten) zur Optimierung des Fluoreszenzsignals variiert werden können. Hier lässt sich ein maximaler Wert von

$$\varrho_{22}^{\text{stationär}} \approx 0,37 \quad (1.12)$$

erreichen.

Der mit einer Wahrscheinlichkeit von ϱ_{22} besetzte Zustand $|2\rangle$ zerfällt mit der Rate Γ_{21} in das $|1\rangle$ -Niveau, was für die Anzahl N_{Photonen} der bei diesem Übergang pro Sekunde emittierten Photonen

$$N_{\text{Photonen}} = \Gamma_{21} \cdot \varrho_{22}^{\text{stationär}} = 8,25 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} \quad (1.13)$$

bedeutet.

Als Resultat dieser Betrachtung erhält man somit, dass pro Sekunde etwa acht Millionen Photonen von einem Ion emittiert werden können.

Bei der direkten Messung der Fluoreszenzrate im Labor ergibt sich eine Zahl von $6,15 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Die Ursache für diese leichte Abweichung vermuten wir in der Unterstruktur der Niveaus, welche insgesamt ein Acht- und kein Drei-Niveausystem bilden, sowie in Unsicherheiten bei der Bestimmung der Abbildungsgeometrie. Für weitere Rechnungen mit der Fluoreszenzrate von $^{40}\text{Ca}^+$ wird der experimentell ermittelte Wert verwendet.

Die Modellrechnung mit einem Drei-Niveausystem liefert beinahe den richtigen Wert. Mit vergleichbarer Zuverlässigkeit lässt es sich zur Abschätzung der Sättigungsintensitäten verwenden. Diese geben an, bei welcher eingestrahelten Laserleistung eine gewisse Besetzungswahrscheinlichkeit für die einzelnen Zustände erreicht wird. Dies soll hier genutzt werden, um eine geeignete Leistung für den Fluoreszenz Laser zu finden.

Aus Gleichung 1.11 lässt sich die Besetzungswahrscheinlichkeit $\varrho_{22}^{\text{stationär}}$ in Abhängigkeit der Laserintensitäten berechnen, wie es für verschiedene Laserintensitäten in Abbildung 1.4 eingezeichnet ist. Für unsere Zwecke möchte man eine hohe Besetzungswahrscheinlichkeit bei möglichst niedriger Laserintensität. Für die spätere Rechnung wurde die Laserintensität am Punkt $(\Omega_{12}/\Gamma_{21})^2 = 2$ gewählt, da dies einen guten Kompromiss darstellt.

Die diesem Punkt entsprechende Intensität lässt sich über

$$I_{\text{Sättigung}} = \frac{4\pi^2 \hbar c (2\pi\Gamma_{ij})}{3\lambda_{ij}^3} \quad (1.14)$$

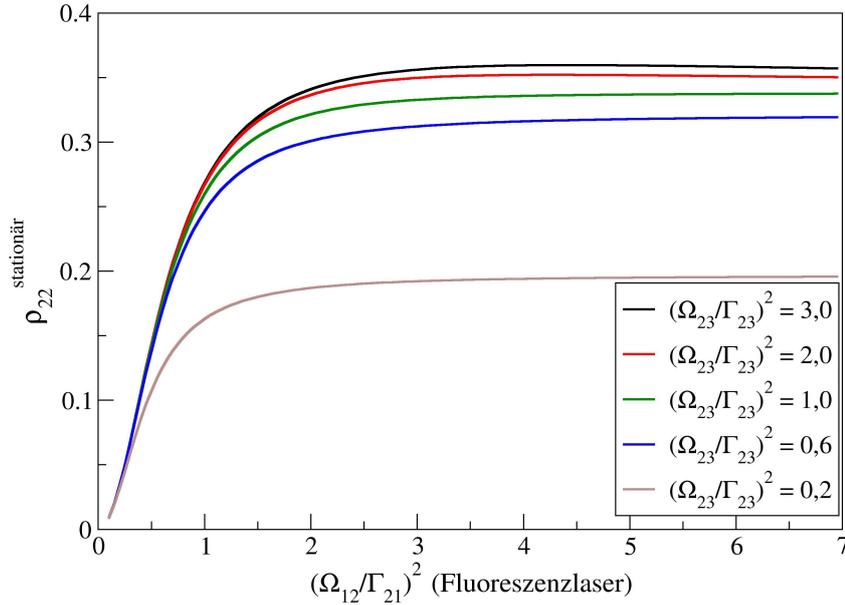


Abbildung 1.4: Besetzungswahrscheinlichkeit $\rho_{22}^{\text{stationaer}}$ in Abhängigkeit der Rabi-frequenzen des Fluoreszenzlasers für verschiedene Intensitäten des Rückpump-lasers. Die verwendete Intensität wird jeweils über das Verhältnis von Rabi-frequenz Ω_{ij} zu der Zerfallsrate Γ_{ji} des entsprechenden Übergangs angegeben. Die Besetzungswahrscheinlichkeit ist direkt proportional zur Fluoreszenzrate.

und

$$I = I_{\text{Sättigung}} \cdot \left(\frac{\Omega_{ij}}{\Gamma_{ji}} \right)^2 \quad (1.15)$$

bestimmen [15]. Das Intensitätsprofil des Strahles entspricht einer Gauß-Glocke und die Intensität entlang einer zum Strahl senkrechten Raumachse ist somit durch

$$I = I_0 \cdot e^{-\frac{2x^2}{w_0}} \quad (1.16)$$

gegeben, wobei I_0 die Intensität im Maximum und w_0 die später in Abschnitt 2.3 genauer erklärte Strahl-taille sind. Da bei gut justierter Optik das Ion direkt im Fokus sitzt, wird die errechnete Intensität nur im Maximum benötigt.

Für die Leistung auf einer Fläche senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Strahles

gilt

$$P = I_0 \int_x \int_y e^{-\frac{2y^2}{w_0}} \cdot e^{-\frac{2x^2}{w_0}} dx dy \quad (1.17)$$

$$= 2I_0\pi \frac{w_0^2}{4} \quad (1.18)$$

Mit Kenntnis von I_0 und w_0 lässt sich folglich die benötigte Intensität des Fluoreszenzlasers berechnen.

1.3 Optischer Zugang zu den Calciumionen

1.3.1 Räumliche Anordnung der verwendeten Laser und der Detektion

Die meisten der im Versuch verwendeten Laserwellenlängen wurden bereits in Abschnitt 1.2.1 vorgestellt. Die folgende Liste enthält die für ein vollständiges Ionenfallenexperiment zur Quanteninformationsverarbeitung mit $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen verwendeten Laser mit einer Erklärung ihrer Funktion in der zeitlichen Abfolge, in der sie während eines Experimentes eingesetzt werden.

Photoionisation Die Erzeugung von Ionen in unserer Falle geschieht mit Hilfe von Photoionisation von neutralen Calciumatomen. Zunächst bewirkt ein Laser bei 422 nm im Atom den Übergang vom Grundzustand 4^1S_0 in den 4^1P_1 -Zustand. Von dort wird das angeregte Elektron durch einen zweiten Laser mit 375 nm Wellenlänge ins Ionisationskontinuum gehoben. Die beiden erforderlichen Laserstrahlen werden in einer Glasfaser überlagert und mit einer Linse auf den Fangbereich der Falle fokussiert.

Fluoreszenz und Laserkühlung Der Laser zur Fluoreszenzanregung ($\lambda = 397$ nm) wird nicht nur zur Detektion, sondern auch zur Laserkühlung verwendet. Die Fähigkeit, Ionen in der Falle zu kühlen und damit zu "kristallisieren", ist eine elementare Voraussetzung dafür, die gespeicherten Ionen gezielt einzeln manipulieren zu können. Dies kann sehr effektiv durch "Dopplerkühlung" erreicht werden. Die Raumachse auf der dieser Zugang zu den Ionen erfolgt, sollte Komponenten aller drei Fallenachsen enthalten, um Schwingungen in allen Raumrichtungen kühlen zu können.

Aus den in Abschnitt 1.2.1 erwähnten Gründen wird zu dem Fluoreszenz laser zeitgleich der Rückpump laser ($\lambda = 866$ nm) eingestrahlt. Beide können überlagert werden, da sie stets gemeinsam verwendet werden.

Quantenmanipulation Das zur Quantenmanipulation verwendete Licht bei einer Wellenlänge von 729 nm wird unter einem Winkel zur z -Achse der Falle einge-

strahlt. Hierbei wird nicht nur der S-D-Übergang getrieben, sondern über Seitenbänder auch Schwingungen der Ionen gezielt an- oder abgeregt. Dies erfolgt ebenfalls durch Verstimmung des Laserstrahles, dessen Ausbreitungsrichtung eine Komponente in die Raumrichtung besitzt, in die die Schwingung erfolgen soll.

Detektion Zum Auslesen des Quantenzustandes der Ionen am Ende eines quanteninformatischen Algorithmus wird deren Fluoreszenzlicht nachgewiesen, da dadurch eine Projektionsmessung des Qubits erfolgt und dessen Zustand mit $|0\rangle$ oder $|1\rangle$ bestimmt wird. Dies kann je nach Anwendung über einen Photomultiplier oder eine Kamera geschehen, wobei das verwendete Abbildungssystem einen möglichst großen Raumwinkel abdecken muss. Dieser Punkt wird, wegen seiner herausgehobenen Bedeutung für diese Diplomarbeit, weiter unten noch ausführlicher behandelt.

Präparation für eine neue Messung Nach dem Auslesen der quantenmechanischen Zustände der Ionen ist es notwendig, die im $D_{5/2}$ -Niveau befindlichen Ionen wieder im Grundzustand zu präparieren, um sie bereits nach circa 20 ms in einer folgenden Messung verwenden zu können. Für ein Experiment mit acht Ionen würde ein Warten auf den spontanen Zerfall aller $D_{5/2}$ -Zustände ungefähr zehn Sekunden und damit zu lange dauern. Aus diesem Grund wird der schon erwähnte Laser mit $\lambda = 854$ nm nach einer Messung kurz eingestrahlt.

Die bis hier vorgestellten optischen Wege zu den Ionen sind notwendig, um ein Quanteninformationsprotokoll mit $^{40}\text{Ca}^+$ durchführen zu können. Es werden in unserem Aufbau noch weitere verwendet, die hier ebenfalls erwähnt werden sollen:

Präparation vor einer Messung Um die verschiedenen Zeeman-Zustände zu trennen, wird ein Magnetfeld angelegt, zu welchem bei Beginn eines jeden Experiments ein paralleler σ^- Strahl mit einer Wellenlänge von 397 nm auf das Ion gestrahlt wird, welcher dieses in den $|S, m = -\frac{1}{2}\rangle$ Zustand pumpt. Eine eventuelle Population im $|S, +\frac{1}{2}\rangle$ -Niveau wird dadurch in den $|P, -\frac{1}{2}\rangle$ -Zustand angeregt, welcher mit gleicher Wahrscheinlichkeit zurück in den $|S, -\frac{1}{2}\rangle$ - oder den $|S, +\frac{1}{2}\rangle$ -Zustand zerfallen kann. Mit einer relativ kurzen Einstrahldauer erfolgt eine fast 100 prozentige Wahrscheinlichkeit für die Besetzung des $|S, -\frac{1}{2}\rangle$ -Zustandes. Alternativ kann das gleiche Ziel auch über den Einsatz der beiden Laser ($\lambda = 729$ nm und $\lambda = 854$ nm) zur Kontrolle des $D_{5/2}$ -Zustandes erreicht werden.

Zweite Möglichkeit für den Fluoreszenznachweis In den meisten Experimenten werden sowohl eine Kamera, als auch ein Photomultiplier verwendet; jedoch ist eines von beiden hierfür meist ausreichend. Die Vor- und Nachteile des jeweiligen Detektionsgerätes werden ebenfalls später noch näher behandelt.

Sämtliche aufgezählten optischen Wege gilt es geometrisch anzuordnen, was sich bei einer einzelnen Fallenregion im Aufbau noch relativ leicht realisieren lässt, zumal die Strahlen teilweise überlagert werden können. Als Beispiel für die räumliche Anordnung der Optik eines Experiments ist in Abbildung 1.5 ein in unserer Gruppe verwendeter Aufbau schematisch dargestellt. Alle Zugänge erfolgen über ein Linsensystem, da eine makroskopische Falle durch ihren Aufbau einen leichten Zugang aus relativ vielen Richtungen erlaubt.

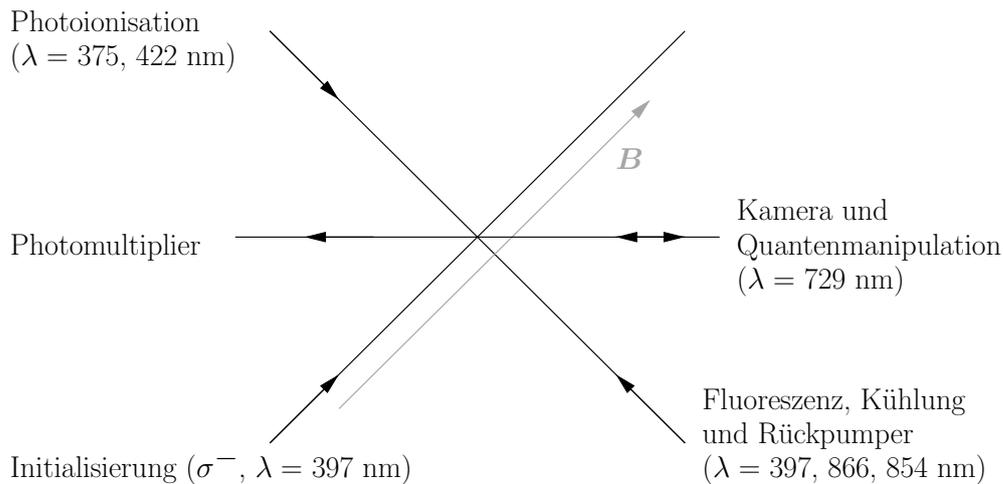


Abbildung 1.5: Räumliche Anordnung der Optik, wie sie in unserer Arbeitsgruppe bei der in Abbildung 1.1 gezeigten Falle aufgebaut ist. Der Photomultiplier dient zur Detektion bei 397 nm und besitzt einen vorgeschalteten Filter, um Streulicht und den gegenüberliegenden Laserstrahl von 729 nm Wellenlänge auszublenden. Der gesamte optische Zugang erfolgt in einer Ebene.

Aus der obigen Aufzählung wird auch eine notwendige Voraussetzung für die Skalierbarkeit zukünftiger Fallen deutlich: Für jeden Fallenbereich, in dem Ionenzustände kontrolliert werden sollen, muss ein Großteil der genannten Laserquellen gegeben sein.

1.3.2 Fluoreszenznachweis von $^{40}\text{Ca}^+$

Da der Fluoreszenznachweis von Ionen für diese Diplomarbeit eine zentrale Rolle spielt, soll sie hier noch einmal ausführlich behandelt werden.

Um ein möglichst großes Signal nachweisen zu können, ist es wichtig einen möglichst großen Raumwinkel mit der Detektionsvorrichtung abzudecken. Es wird daher ein großes Objektiv möglichst nah am Aufbau verwendet. Typische Größenordnungen

sind hier 55 mm Abstand bei einem Objektivdurchmesser von 40 mm, was einer numerischen Apertur von 0,34 entspricht.

Der Raumwinkel eines Kegels ist durch

$$\Omega = 4\pi \sin^2 \frac{\gamma}{2} \quad (1.19)$$

gegeben, wobei γ den Öffnungswinkel desselben angibt, wie in Abbildung 1.6 eingezeichnet. Die geometrische Herleitung dieser Formel ist in Appendix A zu finden.

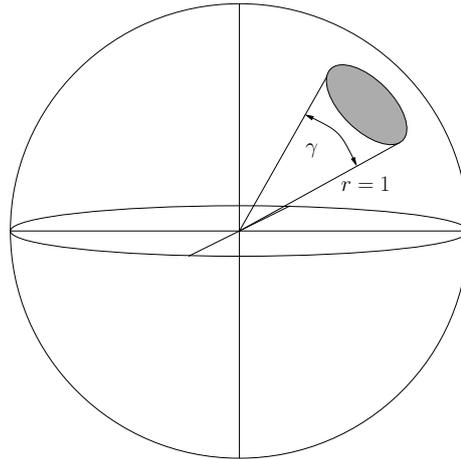


Abbildung 1.6: Raumwinkel eines Kegels: Analog dem Bogenmaß eines Kreises ist der Raumwinkel durch die zugehörige Fläche auf dem Einheitskreis definiert. Alle Flächen auf der Kugel, die gleich groß wie die eingezeichnete graue Teilfläche sind, haben den gleichen Raumwinkel. Bei einem Kegel ist der Raumwinkel nicht vom Radius r , sondern lediglich vom Öffnungswinkel γ abhängig.

Für die Detektion kann sowohl eine hochempfindliche Kamera, als auch ein Photomultiplier verwendet werden. Während der Photomultiplier eine hohe Zeitauflösung (bis zu 0,5 ms) bei kleinem Ausleserauschen liefert, bietet der Einsatz der etwas langsameren Kamera (Belichtungszeit ≥ 3 ms, Auslesezeit ≥ 3 ms) den Vorteil der Ortsauflösung.

Im Falle der Kamera wird eine hochempfindliche EMCCD-Kamera (Electron Multiplying Charge-Coupled Device) verwendet (Andor Technology, Modellnummer DV-885 JCS-VP). Diese erlaubt eine ortsaufgelöste Detektion der Ionen, was für gezielte Zustandsbestimmung einzelner Ionen oder das Verfolgen der Bewegungen von Ionen notwendig ist. Mittels der Steuerungssoftware lassen sich außerdem Bildausschnitte auswählen und statistisch auswerten. Die Kamera ist folglich ebenfalls wie ein Photomultiplier einsetzbar, besitzt auch eine höhere Quanteneffizienz, allerdings mit der Einschränkung eines höheren Ausleserauschens.

Der Photomultiplier dagegen besitzt keine direkte Ortsauflösung, da er lediglich die Anzahl der von ihm nachgewiesenen Photonen ausgibt. Hier lässt sich mit Hilfe von geeigneten Blenden eine Raumfilterung des Signals erreichen, so dass eine gute Unterdrückung von Streulicht möglich ist.

Für die Zustandsbestimmung eines Ions muss festgestellt werden, ob dieses Fluoreszenzlicht aussendet oder nicht, wobei das Qubit in den $|0\rangle$ - oder $|1\rangle$ -Zustand projiziert wird. Dazu wird über einen gewissen Zeitraum, meist im Bereich von 0,5 bis 5 ms, belichtet und aufgrund der gemessenen Photonenzahl auf den Zustand des Ions rückgeschlossen. Dies ist allerdings nicht ohne weiteres zu bewerkstelligen, da Rauschen durch Streulicht oder über die Messapparatur auftritt. Generell gilt, dass das relative Rauschen bei N Messungen proportional zu $1/\sqrt{N}$ ist. Mehrere Messungen verbessern somit das Signal-Rausch-Verhältnis und damit die Qualität der Messung.

Zur Abschätzung der Detektionseffizienz betrachten wir ein Modell, bei dem eine mittlere Fluoreszenzrate Φ_{Signal} vom Ion angenommen wird, welche durch einen Streulichthintergrund mit Zählrate $\Phi_{\text{Hintergrund}}$ überlagert wird. Von Interesse ist dabei der Zusammenhang zwischen der Detektionszeit T und der Zuverlässigkeit, mit der bei gegebenem Signal und Hintergrund das Signal vom Rauschen getrennt werden kann.

Das Signal-Rausch-Verhältnis ist hier

$$\frac{S}{N} = \frac{\Phi_{\text{Signal}}T}{\sqrt{(\Phi_{\text{Signal}} + \Phi_{\text{Hintergrund}})T}} = \frac{S}{\sqrt{S + H}} \quad (1.20)$$

Die gemessene Photonenzahl folgt der Poissonverteilung, die den natürlichen Zahlen $k = 0, 1, 2, \dots$ die Wahrscheinlichkeit $p_{\lambda}(k)$

$$p_{\lambda}(k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda} \quad (1.21)$$

zuordnet. Der Parameter λ ist hierbei sowohl der Erwartungswert, als auch die Varianz der Verteilung.

Ohne Signal erhält man den Erwartungswert des Hintergrundes $\langle H \rangle$ und im Falle eines Signals die Summe der Erwartungswerte aus Signal und Hintergrund $\langle H \rangle + \langle S \rangle$. Ist nun das Signal gegenüber dem Hintergrund gering, ist die Überlappung der beiden Poissonverteilungen recht groß. Abbildung 1.7 zeigt hierzu ein Beispiel für verschiedene Aufnahmezeiten. Für eine Unterscheidungsmessung definiert man eine Schwelle s zwischen $\langle H \rangle$ und $\langle H \rangle + \langle S \rangle$, unterhalb derer ein Messergebnis dem Hintergrund zugeordnet wird und oberhalb derer auf Fluoreszenz geschlossen wird. Daraus folgt direkt, dass etwaige Messfehler dieses Verfahrens durch die Überlappung der beiden Poissonkurven entstehen und längere Aufnahmezeiten einen geringeren Fehler zur Folge haben.

Durch die Festlegung einer Schwelle und die Gestalt der Poissonverteilung ergibt sich immer eine endliche Wahrscheinlichkeit, dass eine Zählrate auftritt, welche dem falschen Zustand zugeordnet wird. Diese ist die Summe aller Wahrscheinlichkeiten

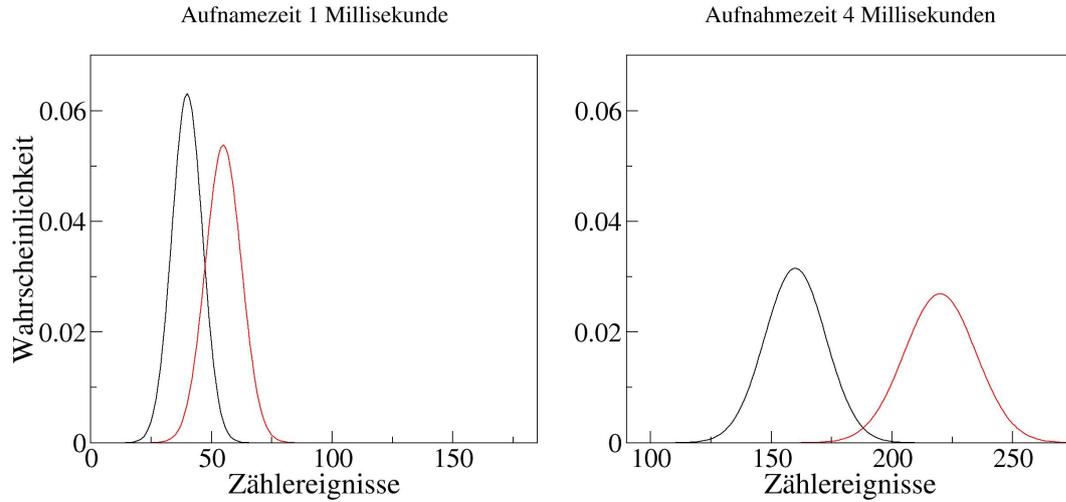


Abbildung 1.7: Beispiel zum Einfluss der Poissonverteilung der Photonenstatistik auf die Aussagekraft einer Messung. Die Simulation geht von einem Hintergrund von 40 Ereignissen pro Millisekunde und einem Signal eines einzelnen Ions von 15 Ereignissen pro Millisekunde aus. Die schwarze Kurve ist jeweils eine Aufnahme ohne Ion, während die rote die Photonenanzahl von Hintergrund und Signal beinhaltet. Links abgebildet ist eine Messung von einer Millisekunde, während rechts über vier Millisekunden aufgenommen wurde. Es ist deutlich sichtbar, dass die Überlappung der Kurven bei einer längeren Messung abnimmt. Beide Graphen sind mit den gleichen Achsenskalen gezeichnet, so dass die Formveränderung der Poissonkurven ebenfalls deutlich wird.

der Zählraten, welche zwar einem Zustand zugehören, aber auf der anderen Seite der Schwelle liegen. Der dadurch entstehende Fehler kann vermöge folgender Fehlerfunktion charakterisiert werden:

$$f(S, H, s) = \frac{1}{2} \sum_{k=-\infty}^s p_{\langle(H)+\langle S \rangle\rangle}(k) + \frac{1}{2} \sum_{k=s}^{\infty} p_{\langle(H)\rangle}(k) \quad (1.22)$$

wobei S und H hier für die in der Zeit T nachgewiesenen Signal- respektive Hintergrundereignisse stehen. Der Faktor $\frac{1}{2}$ vor den Termen begründet sich damit, dass jeweils nur eine Fehlzuweisung passieren kann und wir hier annehmen, dass ein Signal mit einer Wahrscheinlichkeit von 0,5 auftritt. Bei den derzeit geplanten Experimenten wird ein Fehler $< 1\%$ angestrebt, was, wenn man die dafür typischen Werte in Gleichung 1.20 einsetzt, einem $S/N \approx 5,5$ entspricht.

Der in Gleichung 1.22 beschriebene Fehler hängt neben H und S von der Platzierung der Schwelle s ab, welche somit optimal gewählt werden sollte. Diese erhält man, indem das Minimum der Fehlerfunktion bei fixem $\langle H \rangle$ und $\langle S \rangle$ errechnet wird.

In den derzeitigen Versuchen kann ein geringer Fehler relativ leicht über Blenden vor dem Photomultiplier realisiert werden, da diese außerhalb der Vakuumkammer zugänglich sind. Eine solche Raumfilterung, welche es erlaubt das Signal-Rausch-Verhältnis deutlich zu verbessern, ist für Glasfasern schwieriger zu realisieren.

Durch den spontanen Zerfall des $D_{5/2}$ Niveaus in einer endlichen Zeit von ungefähr einer Sekunde ergibt sich ein kleiner, nichtvermeidbarer Fehler, da nach dem Zerfall das Ion zu Fluoreszenz angeregt wird, was in einer erhöhten Zählrate resultiert. Dadurch erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, dass trotz einer Zählrate jenseits der Schwelle s ursprünglich ein $D_{5/2}$ -Zustand vorlag. Die Wahrscheinlichkeit für einen solchen Messfehler lässt sich durch den zusätzlichen Term

$$p_{\text{Zerfall}} \approx \frac{T}{\tau} \frac{\langle S \rangle - s}{\langle S \rangle - \langle H \rangle} \quad (1.23)$$

ausdrücken, wobei τ die Lebensdauer des $D_{5/2}$ -Zustandes ist. Eine ausführlichere Behandlung und die Herleitung dieser Formel findet sich in [16]. Die Fehlerfunktion aus Gleichung 1.22 ändert sich dadurch zu

$$f(S, H, s) = \frac{1}{2} \left(\sum_{k=-\infty}^s p_{(\langle H \rangle + \langle S \rangle)}(k) + \sum_{k=s}^{\infty} p_{(\langle H \rangle)}(k) + \frac{T}{\tau} \frac{\langle S \rangle - s}{\langle S \rangle - \langle H \rangle} \right) \quad (1.24)$$

Ein weiterer Aspekt für eine passende Wahl der Aufnahmezeit ist die Anzahl der Ionen, die zu messen sind. Da die Poissonverteilung für größere k breiter wird, nimmt folglich bei gleichbleibender Zeit auch die Überlappung zu, wenn aus dem Signal auf die Anzahl der fluoreszierenden Ionen geschlossen werden soll.

1.4 Segmentierte Zweilagigen-Mikrofallen

In einer einzelnen linearen Falle, wie sie oben vorgestellt wurde, wurden bisher für die Quanteninformation bis zu acht Ionen verwendet. Eine größere Ionenzahl gestaltet sich zunehmend schwierig, da mit wachsender Ionenanzahl die Zahl der Schwingungsmoden steigt. Bei gleichbleibendem minimalem Ionenabstand rücken die Schwingungsmoden im Frequenzraum zusammen, was eine gezielte Adressierung und damit die Ausnutzung für die Quanteninformationsverarbeitung immer schwieriger macht.

Für komplexere Algorithmen wird jedoch eine wesentlich größere Anzahl an Qubits, sprich Ionen, benötigt. Um dies zu erreichen, wird derzeit in vielen Forschungsgruppen an "segmentierten Ionenfallen" gearbeitet (siehe Abbildung 1.8) [17].

Wie der Name schon andeutet, sind bei einer segmentierten Ionenfalle die Gleichspannungselektroden in Untereinheiten unterteilt, so dass es möglich ist, präziser auf

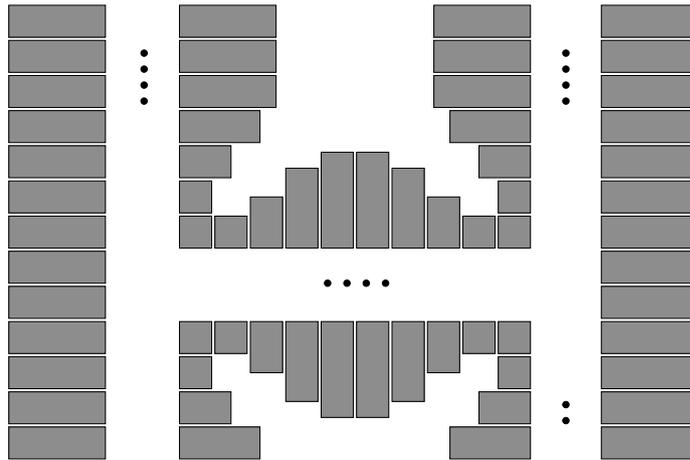


Abbildung 1.8: Schematische Darstellung einer segmentierten Ionenfalle. Durch Variation der Spannung an den Elektroden können eine Vielzahl an verschiedenen Potentialen geformt werden, die es erlauben Ionen in verschiedenen Fallen zu speichern und dazwischen hin- und her zu bewegen [17].

das elektrostatische Potential Einfluss zu nehmen. Durch Variation der angelegten Spannung ist es so möglich, die Ionen innerhalb der Falle zu bewegen [7]. Somit lassen sich eindimensionale Ionenkristalle bilden und wieder auflösen, je nachdem, welche Ionenanzahl gerade benötigt wird. Ebenso lassen sich mehrere Fallen in einem Aufbau realisieren, die entsprechend des Algorithmus angesprochen werden können.

Da bei der Fallengeometrie einer Paulfalle die komplexen Strukturen, mit der das elektrische Potential geformt werden kann, in der Größenordnung der erzeugenden Elektroden liegen, wird hier eine Miniaturisierung angestrebt. Dadurch wird eine möglichst detaillierte Kontrolle über das Potential erreicht. Die resultierenden Abmessungen im Bereich von 50 bis 250 μm erklären die Bezeichnung “Mikrofalle” und legen den Einsatz von computerchipähnlichen Bauteilen nahe. Dadurch lässt sich die auf diesem Gebiet enorme Vielfalt an Fertigungstechniken nutzen. Ein in unserer Gruppe verfolgter Ansatz ist es, zwei geschlitzte Leiterbahnchips so zu montieren, dass das Zentrum der Aussparung wie bei einer makroskopischen linearen Falle von vier Längselektroden umgeben wird (siehe Abbildung 1.9).

Die räumliche Anordnung der Elektroden zum Ion ist in Abbildung 1.10 im Querschnitt dargestellt. Der Vorteil einer solchen symmetrischen Elektrodenanordnung besteht darin, dass das Fallenzentrum sich in der Mitte der Anordnung befindet, auch wenn die Trägermaterialien durch ihre Dielektrizitätskonstante das elektrische Potential verformen. Typische Elektrodenabstände sind 250 μm und kleiner, was im Vergleich zu makroskopischen Fallen höhere Anforderungen an die Justage der Optik

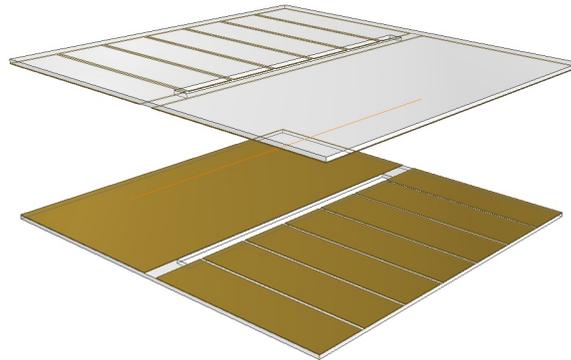


Abbildung 1.9: Die beiden Leiterbahnchips werden so mit den Elektroden gegeneinander montiert, dass die Aussparung von vier Längselektroden umrahmt wird. Der vertikale Abstand ist in dieser Zeichnung vergrößert. In der Endposition nehmen die Elektroden im Schlitz eine Anordnung ein, wie sie in Abbildung 1.10 eingezeichnet ist.

und den Fokus der Beleuchtung stellt. Eine direkte Folge ist, dass die Unterdrückung von Streulicht eine größere Herausforderung bedeutet.

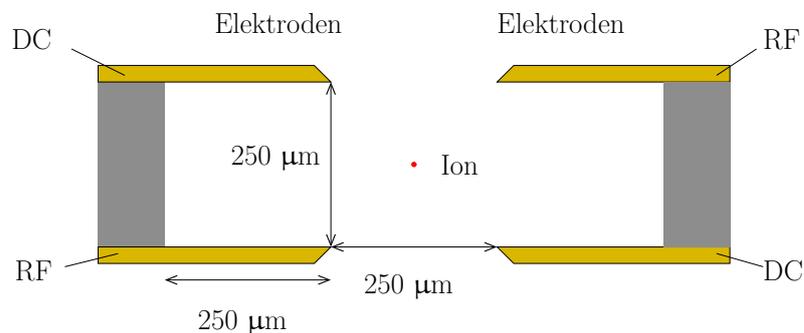


Abbildung 1.10: Querschnitt durch den Fallenbereich einer segmentierten Zweilagenn-Mikrofalle. Die Abstandhalter zwischen den Chips sind grau eingezeichnet; an ihrer Stelle sollen die Glasfasern zur Fluoreszenzmesung positioniert werden. Die Wechselspannungs- (RF) und Gleichspannungselektroden (DC) sind jeweils gekennzeichnet.

Abbildung 1.11 zeigt einen der beiden Chips, die eine T-Mikrofalle ergeben. Die Wechselspannungselektrode erstreckt sich unterhalb des Schlitzes, während die Gleichspannungselektroden oberhalb unterteilt sind. Zudem sind noch Ausgleichselektroden hinter den Wechselspannungselektroden angebracht, um Mikrobewegungen zu kom-

pensieren. Am Fuß des Hauptarms sitzt die Ladezone, die sich durch einen breiteren Schlitz von $500\ \mu\text{m}$ auszeichnet. Die Länge des Hauptarms beträgt $1,3\ \text{mm}$, die Seitenarme sind etwa $0,5\ \text{mm}$ lang. Bei diesen Abmessungen kann ein Objektiv mit einer typischen Vergrößerung von 1:20 nur einen dieser Arme auf die Kamera abbilden, womit die Zustände der Ionen in anderen Fallenbereichen nicht mehr durch Detektion bestimmt werden können.

Für einen Messaufbau außerhalb des Vakuums wurde eine derartige T-Falle verwendet.

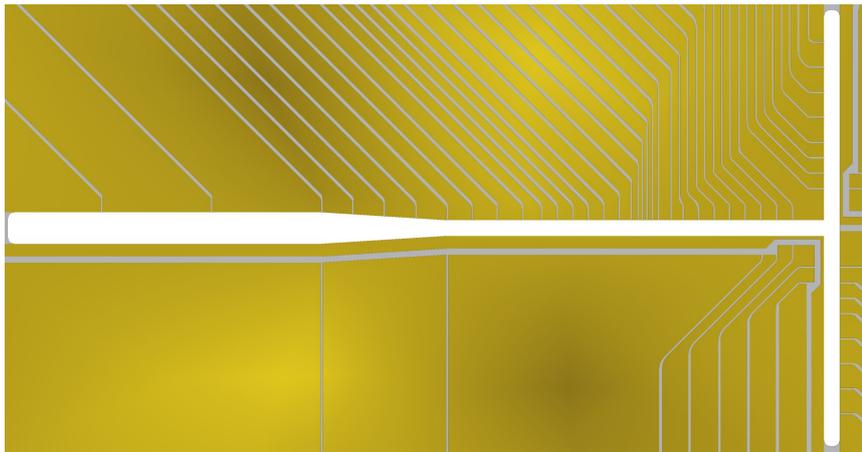


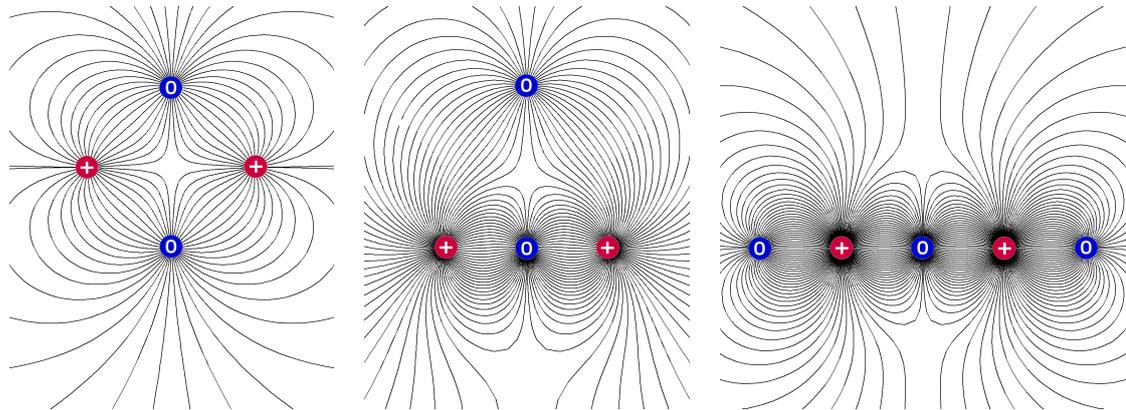
Abbildung 1.11: Konstruktionszeichnung eines der zwei Chips, für eine segmentierte Zweilagengefallen. In der T-förmigen Aussparung können Ionen bewegt werden und an der Verzweigung in die beiden Seitenarme gelenkt werden. Der etwas breitere “Fuß” des T’s wird als Ladezone verwendet.

1.5 Planare Ionenfallen

Ein weiterer Typus von Ionenfallen sind planare Ionenfallen [18]. Diese werden auf einer einzigen strukturierten Oberfläche realisiert und bieten somit den Vorteil einer relativ einfachen Fertigung. In Abbildung 1.12 wird veranschaulicht, wie sich die Quadrupolstruktur des elektrischen Feldes mit Hilfe einer planaren Elektrodenanordnung erreichen lässt.

Die bedeutendste Auswirkung der Verschiebung der Elektroden ist das Abflachen des elektrischen Pseudo-Potentials, welches deutlich geringer ist als das einer linearen Paulfalle.

Der Strahlengang der verwendeten Laser ist aufgrund der Fallengeometrie auf die Ebene parallel zur Fallenoberfläche, oder in kleinem Winkel dazu gekippt, limitiert,



(a) Feldlinien eines klassischen Quadrupolfeldes, wobei die obere und untere Elektrode geerdet sind. (b) Feldlinien einer Anordnung bei der die Wechselspannungselektroden auf gleiche Höhe wie die untere geerdete Elektrode gebracht wurden. (c) Feldlinien einer planaren Falle. Die obere Elektrode wurde aufgeteilt und jeweils seitlich neben den Wechselspannungselektroden platziert.

Abbildung 1.12: Erzeugung eines Quadrupolfeldes mit einer planaren Elektrodenanordnung: Ausgangspunkt ist eine klassische Quadrupolkonfiguration aus vier Längselektroden (a). In einem ersten Schritt werden die beiden Wechselspannungselektroden auf Höhe der unteren geerdeten Elektrode gezogen (b). Zuletzt wird die obere geerdete Elektrode aufgeteilt und links und rechts außen neben den Wechselspannungselektroden platziert (c). Die Abweichung der Feldlinie von der in (a) erwarteten Punktsymmetrie liegt an der Berücksichtigung der Randbedingungen, dass das Potential im Unendlichen Null ist. Die gleiche Randbedingung sorgt in (c) dafür, dass der Quadrupol aus dem Unendlichen ins Endliche rückt. Eine Vertauschung von Masse- und Wechselspannungselektroden ist hier nicht möglich.

da sonst die Falle getroffen wird und störendes Streulicht auftritt. Dadurch gestaltet sich die Dopplerkühlung der Ionen schwieriger, da es nur in begrenztem Umfang möglich ist, einen Strahl auf die Ionen zu richten, der Komponenten aller drei Fallachsen enthält. Vorteilhaft ist das geringe Streulicht und dass die Detektion aus praktisch jeder Position oberhalb der Fallenebene erfolgen kann.

In unserer Arbeitsgruppe wird derzeit in zwei Projekten eine planare Falle verwendet, die uns freundlicherweise von der Arbeitsgruppe von I. Chuang am MIT (Cambridge) zur Verfügung gestellt wurde (siehe Foto in Abbildung 1.13). Durch die Segmentierung der äußeren Gleichspannungselektroden kann die Falle in drei Regionen ein Potentialminimum ausbilden in dem Ionen gefangen werden können.

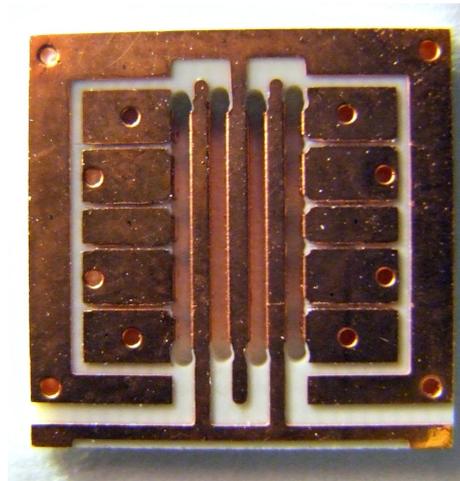


Abbildung 1.13: Planare Ionenfalle mit Kupferelektroden auf Rogers-4350-Material. Der zentrale Steg in der Mitte liegt auf Gleichspannung, während die beiden Stege rechts und links daneben die Radiofrequenz führen. Die äußeren Elektroden sind segmentiert und erlauben über die Wahl ihrer Gleichspannungspotentiale ein Verschieben der Ionen und das gleichzeitige Fangen in verschiedenen Bereichen. Die Abmessungen des Chips betragen 11 mal 11 mm.

2 Aufbau und optische Eigenschaften von Glasfasern

Das folgende Kapitel erläutert den Aufbau der eingesetzten Glasfasern und erklärt die verwendeten Begriffe.

2.1 Allgemeines

Glasfasern bieten eine einfache Möglichkeit Licht sehr positionsgenau an einen Bestimmungsort zu leiten. Dabei gibt es eine Vielzahl an verschiedenen Glasfasertypen, die je nach geforderten Eigenschaften zum Einsatz kommen.

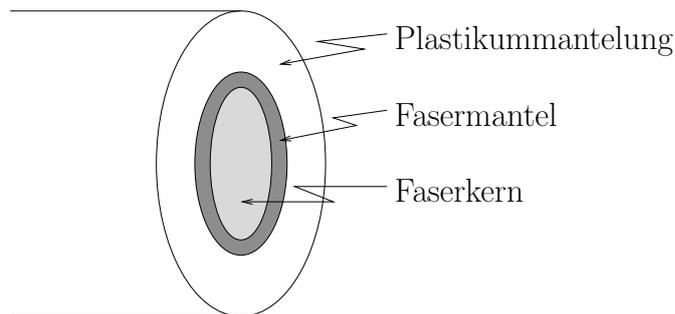


Abbildung 2.1: Schnitt durch eine Glasfaser. Die äußere Ummantelung besteht aus einem Kunststoff und dient dem mechanischen Schutz der Glasfaser. Fasermantel und Faserkern bestehen meist aus dotiertem respektive reinem Quarzglas.

Der generelle Aufbau einer Glasfaser ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Der Faserkern (englisch “*core*”) mit Brechungsindex n_1 ist von einem dünnen Fasermantel (“*cladding*”) aus einem Material mit niedrigerem Brechungsindex n_2 umgeben. Eine äußere Ummantelung (“*coating*”), welche keine optische Funktion besitzt, erhöht die mechanische Belastbarkeit der Faser. Diese ist häufig aus Polyvinylchlorid; für Vakuumanwendungen werden meist andere Materialien, zum Beispiel Kupfer oder Polyimid, eingesetzt. Zur Behandlung des Faserendes, zum Beispiel das Schneiden

einer Faserfacette, ist es notwendig, diese Schutzummantelung mit geeignetem Werkzeug zu entfernen. Dies geschieht meist auf mechanischem Weg. Bei der kupferummantelten Faser haben wir mit Elektrolyse in einer 1-molaren Kupfersulfatlösung eine Möglichkeit gefunden, das Kupfer ohne mechanische Belastung von der Faser zu entfernen. Als zusätzlicher Schutz wird eine Faser meist noch durch ein “jacket” geführt. Dieses besteht aus einem inneren, dünnen Plastikrohr, einer Umwicklung aus Kevlarfasern und einem äußeren Plastikschlauch.

Das Prinzip der Lichtleitung in Glasfasern beruht auf vielfacher Totalreflexion. Diese tritt an Grenzflächen unterschiedlicher Brechungsindizes auf, wenn der Übergang von einem optisch dichteren (n_1) in ein dünneres (n_2) Medium erfolgt. Es folgt somit die Bedingung $n_2 < n_1$. Ob Totalreflexion auftritt, hängt vom Einfallswinkel ab: Dieser muss größer oder gleich $\beta_{\text{Totalreflexion}} = \arcsin n_2/n_1$ sein. Licht, welches in einem nicht zu großen Winkel zur Faserlängsachse in die Faser eingestrahlt wird, trifft in einem Winkel $\beta > \beta_{\text{Totalreflexion}}$ auf den Fasermantel auf und erfährt dadurch Totalreflexion (siehe Abbildung 2.2). Von Absorptionsverlusten innerhalb der Faser abgesehen, wird das Licht praktisch verlustfrei transportiert.

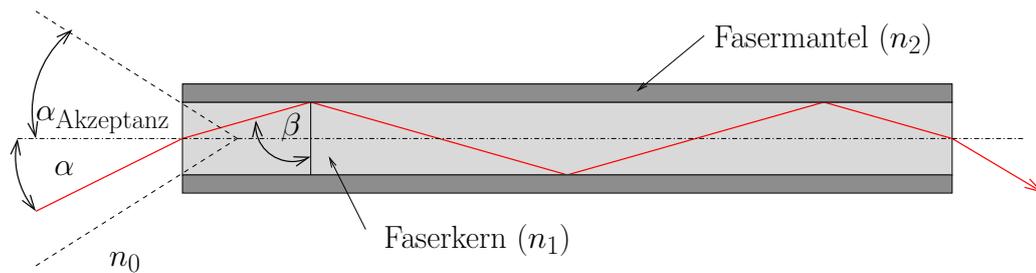


Abbildung 2.2: Prinzip der Lichtleitung in einer Glasfaser. Durch vielfache Totalreflexion des Lichtstrahles im Faserkern am Fasermantel wird Licht praktisch verlustfrei innerhalb der Faser transportiert.

In welchem Winkel Licht auf das Faserende treffen muss, damit es noch von der Faser geleitet wird, wird durch die numerische Apertur (NA) angegeben, welche folglich von n_1 und n_2 abhängt. Aus dem Öffnungswinkel des Lichtkegels, dem sogenannten Akzeptanzwinkel $\alpha_{\text{Akzeptanz}}$, lässt sich diese berechnen, wobei der Brechungsindex der Umgebung n_0 mit einfließt. Der genaue mathematische Zusammenhang ist

$$NA = n_0 \cdot \sin \alpha_{\text{Akzeptanz}} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.1)$$

Typische Werte sind hier 0,22; 0,37 und 0,48. Die verwendete numerische Apertur hängt von der jeweiligen Anwendung ab, da diese entscheidet, welchen Akzeptanzwinkel die Faser haben sollte. Die numerische Apertur stellt daher eine wichtige Charakteristik einer Faser für die geplante Detektion dar.

Für sogenannte “Multimodenfasern” ist die angegebene Beschreibung ausreichend. Der Name bezieht sich auf die Eigenschaft der Fasern, das Licht auf verschiedenen Wegen, das heißt in unterschiedlichen transversalen Moden, zu leiten.

2.2 Einzelmodenfasern

Möchte man allerdings hinter der Glasfaser Licht mit einer wohldefinierten Mode verwenden, so wird hierzu eine Einzelmodenfaser verwendet. Ein schmaler Faserkern, dessen Durchmesser typischerweise wenige Mikrometer beträgt, leitet nur die Grundmode (TEM_{00}), während alle höheren Moden in der Faser stark gedämpft oder gar nicht geleitet werden.

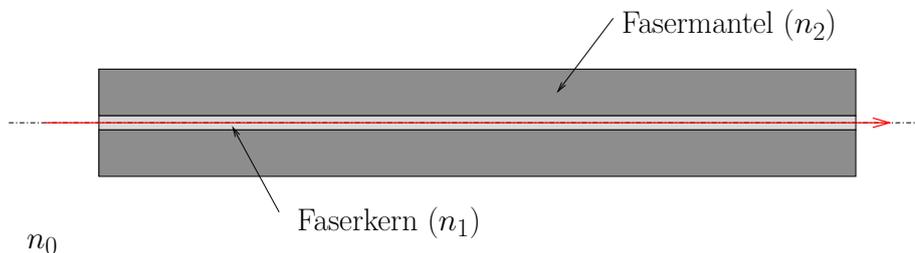


Abbildung 2.3: Prinzip der Lichtleitung in einer Einzelmodenfaser. Durch den sehr dünnen Kern können sich nur Strahlen fortpflanzen, die parallel zur Faserachse verlaufen. Dadurch bildet sich nur eine Grundmode aus.

Da am Ende einer Einzelmodenfaser ein wohldefinierter Strahl austritt, ist dieser Fasertyp auch zum Filtern von Licht geeignet. Die Einkopplung erweist sich wegen des deutlich kleineren Faserkerns häufig als schwierig. Die Einkoppeleffizienz liegt typischerweise zwischen 30% und 80%.

2.3 Gaußsche Strahlen

Das aus einer Einzelmodenfaser austretende Licht kann durch sogenannte “Gaußsche Strahlen” beschrieben werden. Diese stellen paraxiale Näherungslösungen der aus den Maxwell-Gleichungen folgenden Wellengleichung für das elektromagnetische Feld dar. Für das elektrische Feld lautet die einfachste dieser Lösungen

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} A e^{-i\phi(z)} e^{ik(x^2+y^2)/2R(z)} e^{-(x^2+y^2)/w(z)^2} \quad (2.2)$$

wobei die Definitionen

- $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ (Rayleigh-Länge)
- $R(z) = z + \frac{z_R^2}{z}$ (Krümmungsradius)
- $\phi = \arctan \frac{z}{z_R}$ (Gouy-Phase) und
- $w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z^2}{z_R^2}\right)}$ (Strahlbreite, w_0 Strahltaile)

verwendet wurden und A die Amplitude des Feldes repräsentiert. Die aufgeführten Größen können Abbildung 2.4 entnommen werden.

Das Intensitätsprofil des Strahls verläuft in x - y -Richtung gaußförmig. Die Strahlbreite $w(z)$ ist durch den Radius definiert, an dem die Intensität des Strahls auf $1/e^2$ abgefallen ist und wird an ihrem Minimum als Strahltaile w_0 bezeichnet.

Ein dergestaltiger Lichtstrahl lässt sich folglich vollständig über die Wellenlänge λ und die Strahltaile w_0 charakterisieren.

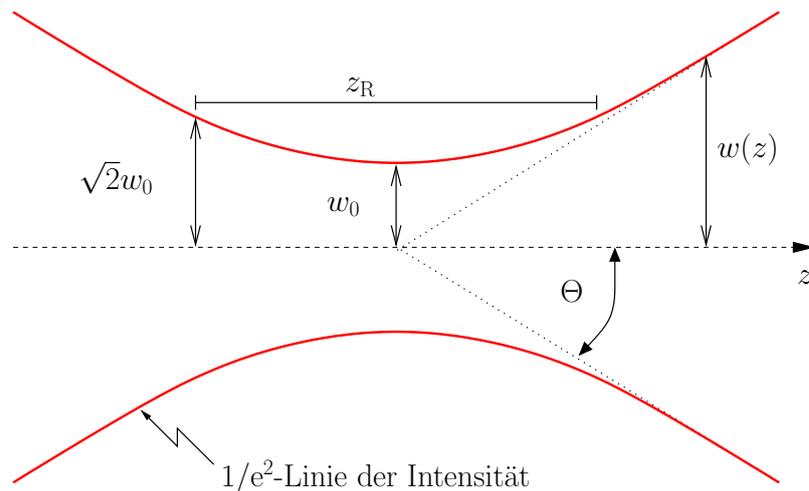


Abbildung 2.4: Verlauf eines Gaußschen Strahles.

Im Falle einer Glasfaser liegt die Facette der Faser genau an der Stelle der Strahltaile und das aus der Faser austretende Licht wird durch die oben angegebene Gleichung beschrieben. Zur Charakterisierung von Einzelmodenfasern wird häufig die Strahltaile w_0 angegeben, welche durch den Durchmesser des Faserkerns bestimmt wird. Durch diese — zuzüglich der Information über die verwendete Wellenlänge — folgen alle übrigen Parameter des Gaußstrahls. Insbesondere ist der Divergenzwinkel $\Theta = \arctan \frac{\lambda}{\pi w_0} \approx \frac{\lambda}{\pi w_0}$ dadurch festgelegt.

3 Vorüberlegungen zur faseroptischen Detektion

Dieses Kapitel stellt die Überlegungen vor, welche dem experimentellen Teil der Arbeit vorausgegangen sind. Es werden verschiedene Ideen einer faseroptischen Detektion erläutert und deren Vor- und Nachteile diskutiert.

Für die Umsetzung einer faseroptischen Detektion gibt es eine Vielzahl von Möglichkeiten und der letztlich eingeschlagene Weg ist nur eine Variante davon. In diesem Kapitel werden verschiedene von uns erarbeitete Vorschläge einer faseroptischen Detektion diskutiert und miteinander verglichen. Anschließend werden jene, welche uns geeignet scheinen, näher charakterisiert. Die daraus gewonnenen Einsichten erlauben eine gezielte Wahl für die erste experimentelle Umsetzung. Die typischen Rahmenbedingungen von Ionenfallen stellen einige grundlegende Anforderungen an den experimentellen Aufbau. Daneben ergeben sich aus der Wahl des Fallentyps weitere Besonderheiten, die in die Konzeption der faseroptischen Detektion mit einbezogen werden müssen. Diese Überlegungen gehen von einer Zweilagigen-Mikrofalle aus, die aus zwei getrennten Leiterbahnchips zusammengesetzt ist.

Vakuumentauglichkeit Da die Versuche bei Drücken im Bereich von 10^{-13} bis 10^{-14} bar ablaufen, müssen alle eingesetzten Komponenten ultrahochvakuumtauglich sein.

Hitzebeständigkeit bis 180° C Das Ausheizen der Kammer erfordert Temperaturen in diesem Bereich. Hauptgrund hierfür ist, dass bei diesen Temperaturen besonders Wasserablagerungen an den Metallwänden innerhalb kurzer Ausheizzyklen entfernt werden können.

250 µm Abstand zwischen den Chips Der typische Abstand zwischen den oberen und unteren Elektroden beträgt derzeit circa 250 µm. Soll die Faser zwischen den Chips platziert werden, so darf sie diese "Höhe" nicht überschreiten. Ausdehnung in die anderen beiden Dimensionen sind weniger kritisch — limitieren jedoch die Anzahl der Detektionsstellen innerhalb einer Falle.

Fehlertoleranz bis zu 50 µm Unsere Experimente zielen auf ein Verfahren, bei dem die Fasern nach der Montage nicht mehr aktiv justiert werden können. Das Design der optischen Elemente muss daher typische Fertigungstoleranzen von

10 bis 50 μm berücksichtigen. Zudem können noch Verschiebungen des Aufbaus beim Ausheizen auftreten.

Geringes Streulicht Um das Streulicht, welches in die Faser gelangen kann, möglichst gering zu halten, bieten sich Geometrien an, bei denen die Detektion orthogonal zur Beleuchtung erfolgt.

Einbettung in vorhandene Strukturen Prinzipiell ist eine größtmögliche Nähe der Glasfaser zum Ion wünschenswert, da dadurch ein größerer Raumwinkel abgedeckt werden kann. Allerdings beeinflusst die Präsenz der Faser das elektrische Feld der Ionenfalle, was es verbietet diese zu dicht an das Ion zu positionieren. Daher wurden mögliche Platzierungen der Fasern stets so gewählt, dass diese in vorhandene, dielektrische Strukturen eingebettet sind.

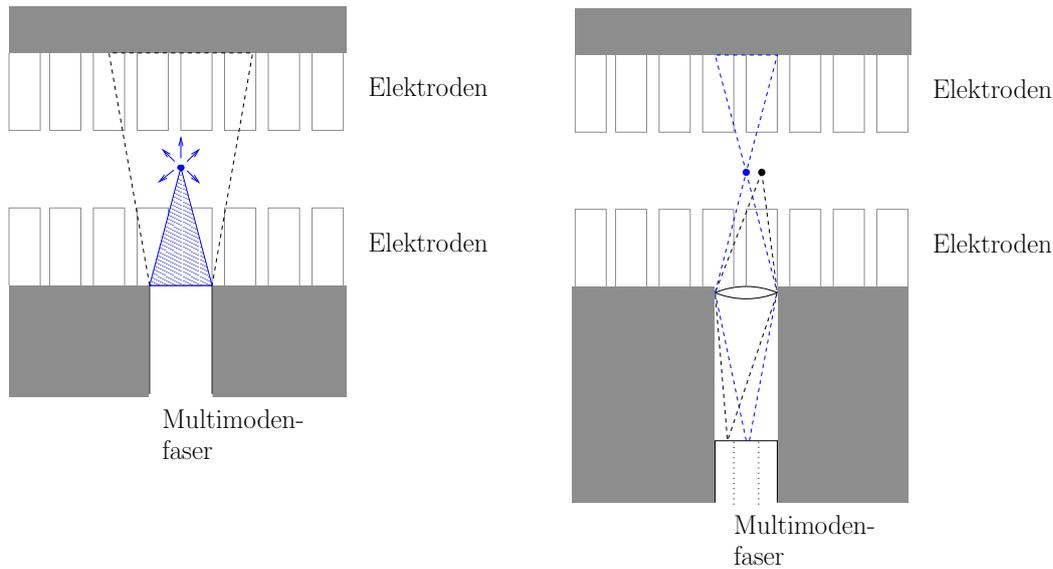
3.1 Vorschläge für die Umsetzungen der Detektion

Bei der Wahl der Detektionsmethode gilt es zunächst ein möglichst großes Signal bei geringem Streulicht zu erreichen. Weiterhin ist zu entscheiden, wie die Positionierung der Faser erfolgen soll und wie empfindlich die Detektion auf die Ionenposition ist. Ein weiteres Kriterium ist die technische Machbarkeit und die Verfügbarkeit der für den Einsatz erforderlichen Komponenten. Zwei grundlegende Varianten bieten sich an:

- Direkte Einkopplung in eine gerade geschnittene Faser
- Verwendung einer Linse, welche der Faser vorgestellt ist

Beide Umsetzungsmöglichkeiten sind in Abbildung 3.1 dargestellt. Entscheidend für die Wahl sind die mit den jeweiligen Aufbauten verbundenen Vor- beziehungsweise Nachteile, welche hier bei den entsprechenden Punkten einander gegenübergestellt werden sollen.

Signalmaximierung Die Verwendung einer blanken Faser ohne zusätzliche Optik ist möglich, wenn es gelingt die Faser sehr nahe am fluoreszierenden Objekt zu positionieren. Eine Linse ist für die Signalmaximierung genau dann von Vorteil, wenn sie einen größeren Raumwinkel abdeckt, als der Faserkern, der an ihrer Stelle platziert wird oder wenn die numerische Apertur der Faser nicht ausreicht, alle ankommenden Lichtstrahlen weiterzuleiten. In unserem Fall einer Zweilagigen-Mikrofalle ist der Faserkerndurchmesser vergleichbar mit dem Durchmesser einer einsetzbaren Linse. Darüber hinaus wird sich zeigen, dass die numerische Apertur der Faser ohne zusätzliche Linse ausreichend ist. Dadurch ergibt sich keine Bevorzugung einer Linse gegenüber einer blanken Faser.



(a) Detektionsaufbau mit einer blanken Faser. Zusätzlich eingezeichnet ist ein Ion und der von der Faser aufgesammelte Fluoreszenzlichtkegel. (b) Aufbau mit einer Linse vor der Detektionsfaser.

Abbildung 3.1: Grundvarianten der faseroptischen Detektion: (a) Einsatz einer blanken geschnittenen Faser und (b) einer vor der Faser positionierten Linse. Die Skizze präsentiert die Aufsicht auf die Zwischenebene der Zweilagigen-Mikrofalle. Angedeutet sind sowohl die zum Fallenzentrum orientierten Elektroden, als auch der von dem Abstandhalter eingenommene Bereich. Gestrichelt eingezeichnet ist der von der jeweiligen Faser abgedeckte Raumwinkel im Falle (a) einer blanken Faser und (b) bei Verwendung einer Linse vor der Faser. Es ist erkennbar, dass der Fallenbereich auf der gegenüberliegenden Seite, welcher Streulicht in die Faser einkoppeln kann, in (a) größer ist, als in (b).

Streulichtunterdrückung Durch den Einsatz einer Linse kann hinter dieser mittels räumlicher Selektion das in die Faser eingekoppelte Streulicht deutlich reduziert werden. Wie aus Abbildung 3.1 ersichtlich ist, kann bei einer blanken Faser (Abbildung 3.1(a)) wesentlich mehr Streulicht in die Faser gelangen, als bei dem Aufbau mit Linse (Abbildung 3.1(b)). Zum einen ist durch die Linse die Fläche kleiner, von der das Streulicht kommen kann, zum anderen wird nur Streulicht weitergeleitet, welches durch einen engen Bereich um den Fokuspunkt der Linse gelangt.

Positionierungsempfindlichkeit/Justage Hier ist der Einsatz einer blanken Faser vorteilhaft, da es lediglich ein Bauteil einzusetzen gibt, welches zudem mit ei-

ner höheren Fehlertoleranz platziert werden kann, da alle im Bereich vor der Faser befindlichen Ionen ihr Licht in die Faser einkoppeln. Andererseits kann durch Platzierung auf das Streulicht wenig Einfluss genommen werden. Bei einer Anordnung mit Linse dagegen muss diese mit hoher Genauigkeit vor der Faser eingesetzt werden, um auf den Ionenbereich fokussieren zu können. Dies ist bei Ionenfallen insbesondere deswegen schwierig, weil die gesamte Fallenapparatur bei 180° C ausgeheizt wird und sich durch thermische Verspannungen die optischen Elemente verschieben können. Immerhin besteht bei einer segmentierten Falle die Möglichkeit, die Ionen vor der Faser zu platzieren. Bei sehr präziser Justage ist es sogar vorstellbar einzelne Ionen abzubilden.

Technische Umsetzung Da es sich um einen mikrooptischen Aufbau handelt, ist eine vergleichbar einfache Verfügbarkeit optischer Elemente wie in der makroskopischen Optik nicht gegeben. Der Einsatz eines genau spezifizierten, mikrooptischen Bauteils ist meist mit hohen Anschaffungs- beziehungsweise Entwicklungskosten verbunden.

Es lässt sich zusammenfassen, dass beide Varianten Vor- und Nachteile haben. Während eine Detektion mit einer blanken Faser relativ leicht realisierbar ist, ergeben sich beim Einsatz weiterer mikrooptischer Elemente zusätzliche Hürden. Diese liegen zum einen in der Anforderung für eine präzise Montage des Aufbaus, zum anderen in der geringen Verfügbarkeit solcher Bauteile.

In den folgenden Unterabschnitten werden die gesammelten Konzeptionen vorgestellt, wie eine faseroptische Detektion in einer segmentierten Mikrofalle bewerkstelligt werden könnte.

3.1.1 Blanke Faser zur Detektion

Dieser Ansatz stellt die einfachste Umsetzung einer faseroptischen Detektion dar. Eine Multimodenfaser wird zwischen den Chips so dicht wie möglich vor dem Ion positioniert. Dabei wird sie senkrecht zur z -Achse der Falle platziert und die Faserfacette bündig mit dem Abstandhalter zum Abschluss gebracht (siehe Abbildung 3.1(a)). Die Vorteile dieses Ansatzes sind der Verzicht auf weitere Bauteile, die größtmögliche Nähe zum Ion und somit der größtmögliche Raumwinkel zur Detektion, sowie das Vermeiden von schwierigen Anordnungen von Fasern. Ein Nachteil bei dieser Konfiguration ist, dass das Ion weiterhin durch den Spalt beleuchtet werden muss. Dennoch wurde dieser Ansatz für die erste Realisierung gewählt, da er am leichtesten zu verwirklichen ist und die Berechnungen (siehe Abschnitt 3.2.1) ergaben, dass eine Detektion mit einer blanken Faser möglich ist. Grund hierfür ist, dass der Winkel, unter dem der Lichtkegel des Ions auf die Faser trifft, in der Nähe des Akzeptanzwinkels der Faser liegt. Dadurch wird eine hohe Signaltransmission erreicht, während der eingekoppelte Hintergrund auf einen gewissen Bereich beschränkt ist. Des Wei-

teren lässt die Detektion orthogonal zur Beleuchtung nur geringe Hintergrundraten erwarten.

3.1.2 Beleuchtung und Detektion in einer Ebene

Ein weiterer Schritt wäre die Beleuchtung der Ionen, also die Fluoreszenzanregung, ebenfalls durch Glasfasern zu realisieren. Dies soll mit Hilfe einer Einzelmodenfaser geschehen, weil dadurch eine wohldefinierte Mode in der Falle gegeben ist. Der hier genannte Vorschlag greift dies auf und versucht, sowohl Beleuchtung, als auch Detektion in der Ebene zwischen den Chips zu platzieren. Durch die wegfallende Beleuchtung durch makroskopische Optik stünde mehr Raum für die restliche, außerhalb der Falle aufgebaute Optik zur Verfügung. Für diesen Ansatz wird eine kreuzförmige Anordnung gewählt (siehe Abbildung 3.2), da so wieder Beleuchtung und Detektion in rechtem Winkel zueinander stehen und diese Anordnung das geringste Streulicht verspricht. Zur Vermeidung von Streulicht ist es notwendig, das beleuchtende

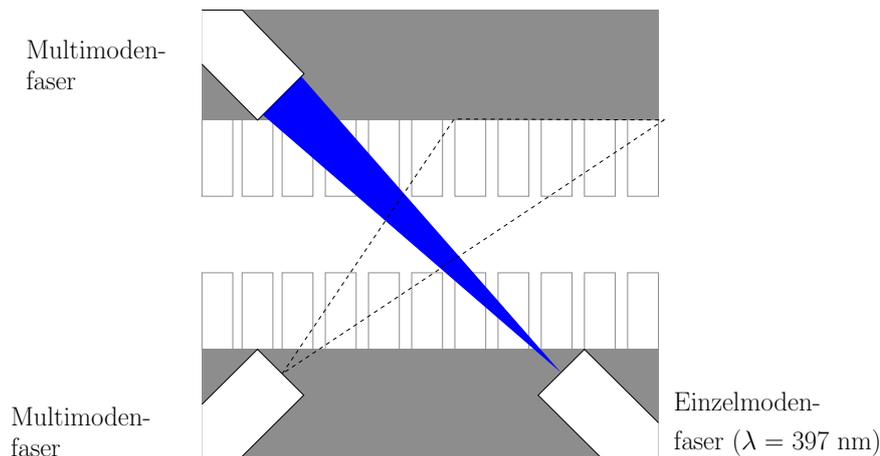


Abbildung 3.2: Kreuzförmige Anordnung von Beleuchtung und Detektion mittels Fasern zwischen den Chips. Eingezeichnet sind die geplanten Fasern, die Strahlaufweitung des Beleuchtungslichtes (blau), sowie den von Detektionsfaser abgedeckten Raumwinkel, welcher durch die numerische Apertur vorgegeben ist.

Licht hinter den Ionen mittels einer Multimodenfaser wieder aus der Falle zu leiten. Der aus einer Einzelmodenfaser austretende Strahl kann über die in Abschnitt 2.3 angegebenen Formeln berechnet werden, wobei der Strahldurchmesser bei der verwendeten Wellenlänge typischerweise zwischen drei und vier Mikrometer liegt. Die Aufweitung des Strahles ist gering genug, um vollständig die Facette einer $200 \mu\text{m}$ Faser zu treffen, wie in Abbildung 3.3 zu sehen ist, allerdings ist für diesen Aufbau

die Fehlertoleranz recht gering. Des Weiteren muss durch die Kreuzkonfiguration der

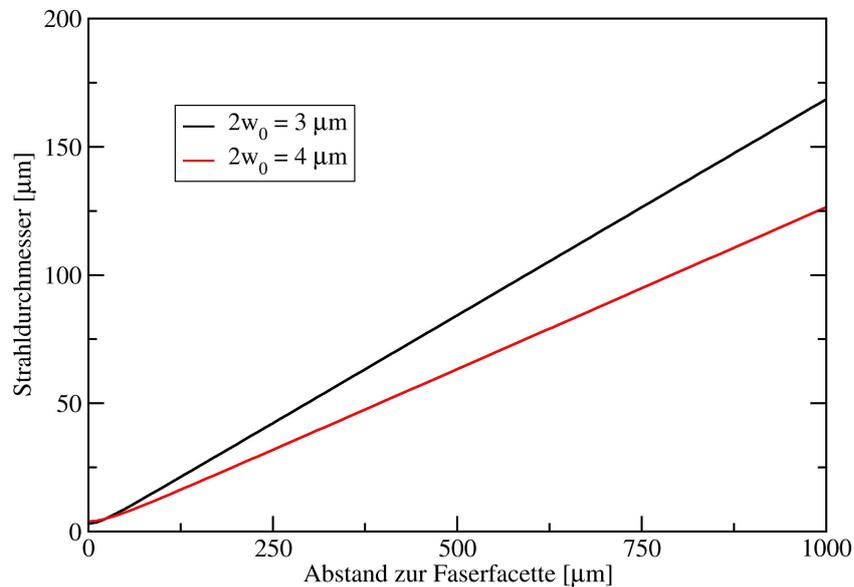


Abbildung 3.3: Durchmesser eines Lichtfeldes mit einer Wellenlänge von 397 nm, das aus einer Einzelmodenfaser austritt, welche einen Strahldurchmesser von 3 respektive 4 μm an der Faserfacette besitzt. Für die Berechnung wurden die in 2.3 vorgestellten Gleichungen verwendet.

Strahlenwege die Detektionsfaser weiter weg vom Ion positioniert werden, was den abgedeckten Raumwinkel etwa um den Faktor zwei verkleinert. Dies könnte durch eine der Detektionsfaser gegenüberliegende zweite Detektionsfaser kompensiert werden.

Ein bedeutender Nachteil dieser Konfiguration ist der Platzverbrauch, da die Fasern zwischen den Chips zum Fallenbereich geführt werden müssen, ohne dabei zu stark gekrümmt zu werden. Bei zwei oder mehr solcher Arrangements kann es hier zu räumlichen Überschneidungen kommen.

3.1.3 Einsatz einer (Mikro-)Linse

Mittels Mikrolinsen wäre es möglich, gezielt auf den Bereich des Ions beziehungsweise der Ionen zu fokussieren und somit eine Verbesserung des Verhältnisses von Signal zu Hintergrund zu erreichen. Ein schematischer Aufbau ist dazu in Abbildung 3.1(b) zu sehen.

Problematisch sind hierbei jedoch zwei Punkte: Zum einen darf die Linse in eine Richtung maximal eine Ausdehnung von 250 μm annehmen, zum anderen muss die

Justage mit hoher Präzision erfolgen. Ersteres stellt das größere Problem dar, da kein Hersteller gefunden werden konnte, der eine Linse mit dem gewünschten Durchmesser anbietet, welche im Wellenlängenbereich von 400 nm eine zufriedenstellende Transmission besitzt. Typische Mikrolinsen haben einen Durchmesser von 500 μm und mehr und erfüllen daher nicht die Anforderungen. Dennoch ist es möglich, dass sich in Zukunft auf dem Gebiet der GRIN-Linsen (Gradient-Index-Linsen, siehe Appendix B) Entwicklungen ergeben, die einen solchen Einsatz attraktiv machen.

3.1.4 Linsenförmige Faserendfläche

Eine in der Arbeitsgruppe von Michael Drewsen in Århus, Dänemark, derzeit erforschte Technik kommt ohne eine separate Mikrolinse aus, da die Faserendoberfläche direkt linsenförmig gestaltet wird. An die zur Lichtleitung bestimmte Faser wird eine Faser mit einem breiteren Kern geklebt und deren Facette linsenförmig abgeschliffen. Anschließend wird der Aufbau wieder auf den Durchmesser der ersten Faser geschliffen. Dadurch wird ein definierter Abstand zwischen Faser und Linse erreicht, was die

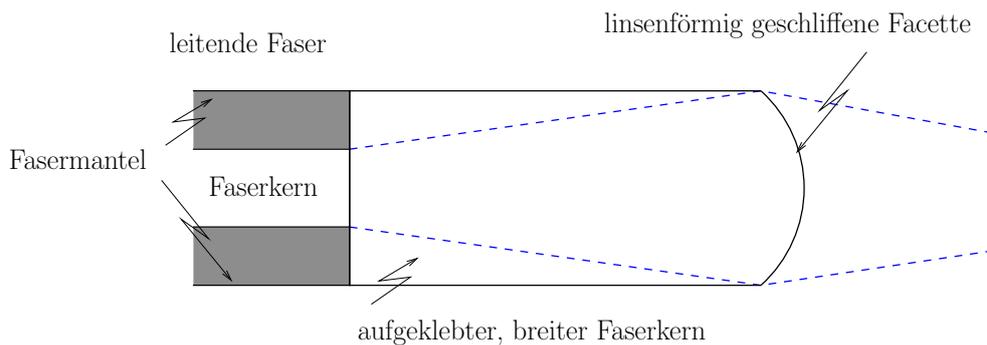


Abbildung 3.4: Aufbauskizze des von Drewsen entwickelten Verfahrens zur Herstellung von Fasern mit Linse. An die Detektionsfaser angeklebt ist ein Stück Glas aus einer breiteren Multimodenfaser, in dem sich die Strahlen ausbreiten können. Die Facette dieser Faser wird linsenförmig gestaltet, was eine Fokussierung oder Kollimierung eines Lichtstrahles erlaubt.

räumliche Selektion der Strahlen erlaubt und somit einen geringeren Hintergrund in die Faser einkoppelt. Diese räumliche Selektion ist nicht möglich, wenn direkt die Facette der lichtleitenden Faser linsenförmig gestaltet ist.

Ein Vorteil dieses Ansatzes ist es, dass lediglich ein Bauteil platziert werden muss, wobei dies mit hoher Präzision geschehen muss, um das Ion im Fokus positionieren zu können. Erste Fasern aus diesem Verfahren sollten auf ihre Möglichkeiten in unserem

Aufbau geprüft werden. Bei Verwendung einer Einzelmodenfaser bietet sich diese Technologie sowohl zur Beleuchtung als auch zum Nachweis von Einzelionen an.

3.2 Abschätzungen zu den möglichen Umsetzungen

Von den in Abschnitt 3.1 vorgestellten Vorschlägen werden im Folgenden die beiden Aufbauten ohne Linse näher betrachtet. Die Wahl liegt hauptsächlich in der leichteren Umsetzbarkeit begründet und beide Vorschläge scheinen für unsere Zwecke ausreichend, so dass der Mehraufwand einer Linse vermieden werden kann. Im Laufe dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass diese Wahl berechtigt und eine faseroptische Detektion mit einer blanken Faser realisierbar ist.

In beiden hier genauer betrachteten Fällen wird eine glatt geschnittene Faser in einem gewissen Abstand zum Ion angeordnet, so dass die dadurch zu erwartende Signalstärke im Folgenden zuerst allgemein behandelt werden soll.

Wie in Abschnitt 1.2.2 dargestellt, sendet ein beleuchtetes $^{40}\text{Ca}^+$ -Ion circa 6,15 Millionen Photonen pro Sekunde ($\Gamma_{\text{Ion}} = 6,15 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$) aus. Entscheidend für die Zahl der nachgewiesenen Photonen ist der Raumwinkel, den die effektive Detektionsvorrichtung abdeckt. Wie sich aus dem Zusammenhang zwischen dem Öffnungswinkel und dem Raumwinkel (Gleichung 1.19) ergibt, kann man bei einem Öffnungswinkel γ eine Photonenrate von $\Gamma(\gamma) = \Gamma_{\text{Ion}} \cdot \sin^2 \frac{\gamma}{4}$ im betrachteten Raumwinkel erwarten.

Unter der Annahme, dass das Ion kristallisiert an einer fixen Position in der Falle sitzt, lässt sich die Anzahl der Photonen berechnen, die auf die Faserfacette treffen. Der Öffnungswinkel γ ist durch den Abstand der Faser zum Ion und den Durchmesser der Detektionsfaser bestimmt, wie in Abbildung 3.5 gezeigt.

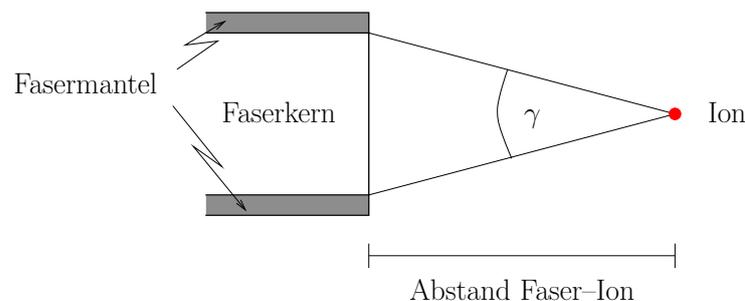


Abbildung 3.5: Der Lichtkegel, der vom Ion aus auf die Faserfacette trifft, ist durch den Abstand zwischen Faser und Ion sowie den Faserkerndurchmesser bestimmt. Aus dem sich ergebenden Öffnungswinkel γ kann der Raumwinkel Ω errechnet werden.

Die am Ende tatsächlich nachgewiesene Anzahl von Photonen hängt des Weiteren von der Effizienz η des Messaufbaus ab. Diese lässt sich durch das Produkt der

Effizienzen der in einer Messung verwendeten Bauteile beziehungsweise Messgeräte darstellen.

$$\eta = \eta_{\text{Faser}} \cdot \eta_{\text{Photomultiplier}} \cdot \dots \quad (3.1)$$

In der folgenden Abschätzung wird lediglich η_{Faser} und $\eta_{\text{Photomultiplier}}$ berücksichtigt und mögliche weitere Verlustmechanismen, wie etwaige Spiegel et cetera vernachlässigt.

Experimentell wurde die Transmissionseffizienz der Faser mit $\eta_{\text{Faser}} = 0,75$ (siehe Abschnitt 4.1) und die Quanteneffizienz des Photomultipliers (Electron Tubes, P25PC) mit $\eta_{\text{Photomultiplier}} = 0,27$ bestimmt, was seiner Spezifikation für die verwendete Wellenlänge entspricht. Daraus ergibt sich eine Gesamteffizienz von $\eta = 0,20$.

Unter der Verwendung dieser Effizienz wurde in Abbildung 3.6 die zu erwartende Zählrate jeweils für eine Multimodenfaser mit einem Kerndurchmesser von 200 μm und 105 μm eingezeichnet, für die eine numerische Apertur von 0,22 angenommen wurde. Dies ist ein typischer Wert für kommerziell erhältliche Multimodenfasern und wird auch im Folgenden für die Abschätzungen verwendet. Dadurch ergibt sich ab einer bestimmten Nähe der Faser zum Ion eine Obergrenze für die Signalstärke, da zwar mehr Strahlen auf die Faserfacette treffen, jedoch unter einem Winkel größer als $\alpha_{\text{Akzeptanz}}$ nicht von der Faser geleitet werden können.

Eine Faser mit einem Kerndurchmesser von 200 μm ist generell gut geeignet, da sie inklusive Fasermantel eine Dicke von ungefähr 250 μm aufweist und somit den vorhandenen Platz optimal ausnutzt. Dennoch wurden die meisten Berechnungen ebenfalls für eine Faser mit einem Kerndurchmesser von 105 μm gemacht, da diese den Vorteil des standardisierten Fasermanteldurchmessers von 125 μm besitzen und eventuell für einen Einsatz in zukünftigen, kleineren Fällen besser geeignet sind.

3.2.1 Detektion senkrecht zur Fallenlängsachse

Dieser Aufbau wurde bereits in Abbildung 3.1(a) vorgestellt. In der gewählten Konfiguration ist der Abstand zwischen Ion und Faserfacette mit 375 μm (vergleiche Abbildung 1.10) gegeben. Wie in Abbildung 3.6 zu sehen, ist bei dieser Distanz für eine 200 μm Faser die numerische Apertur der begrenzende Faktor. Die erwarteten Ereignisraten liegen bei 5.900 s^{-1} für die 105 μm Faser und 15.100 s^{-1} für die Faser mit 200 μm Kerndurchmesser.

Während sich die Signalrate der Ionenfluoreszenz recht zuverlässig abschätzen lässt, muss die Stärke des Hintergrunds experimentell bestimmt werden. Sie hängt in hohem Maße von der Strahlqualität und der verwendeten Optik ab. Daneben haben die Materialien und die Oberflächenstruktur der Falle einen entscheidenden Einfluss.

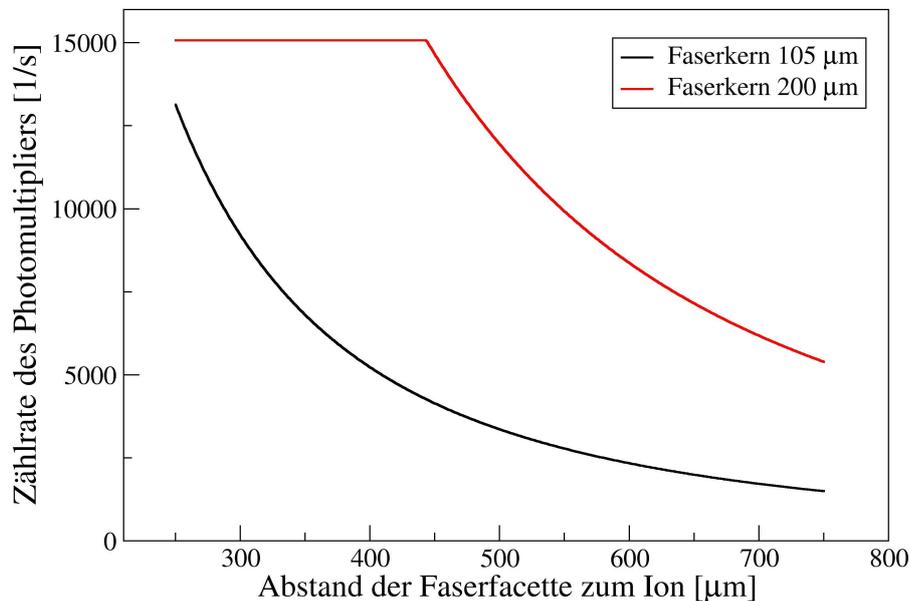


Abbildung 3.6: Zu erwartende Zählrate des Photomultipliers in Abhängigkeit des Abstandes der Faser zum $^{40}\text{Ca}^+$ -Ion in einem Bereich von 250 μm bis 750 μm . Berechnet wurde diese jeweils für Fasern mit einem Kerndurchmesser von 105 μm und 200 μm und einer numerischen Apertur von 0,22. Auch hier wurde $\eta = 0,2$ angenommen. Deutlich sichtbar ist der zu erwartende quadratische Abfall der Zählrate bei größer werdendem Abstand. Durch die numerische Apertur ergibt sich ein Plateau bei geringeren Abständen, da hier Licht, welches aus zu großen Winkeln auf die Facette trifft nicht mehr eingekoppelt werden kann. Für die 200 μm -Faser beginnt dieser Bereich bei circa 450 μm ; für die 105 μm Faser dagegen liegt dieser Punkt unterhalb von 250 μm und ist daher nicht mehr eingezeichnet.

3.2.2 Nachweis und Beleuchtung innerhalb der Chip ebene

Erfolgt die Detektion und die Beleuchtung zwischen den Chips, so bietet sich an, zur Reduzierung des Streulichtes die Strahlengänge von Beleuchtungs- und Detektionsfaser im rechten Winkel anzuordnen (siehe Abbildung 3.2). Dadurch vergrößert sich der Abstand der Detektionsfaser zum Ion von 375 μm auf 530 μm . Bei einer Multimodenfaser mit einem Kerndurchmesser von 200 μm und einer numerischen Apertur von 0,22 kann diese nun alle auftreffenden Strahlen weiterleiten. Analog zu oben kann daraus der abgedeckte Raumwinkel berechnet werden und die zu erwartende Zählrate

| | | | |
|--|--------|---------|--------|
| Faserdurchmesser [μm] | 105 | 200 | 200 |
| Abstand zum Ion [μm] | 375 | 375 | 530 |
| numerische Apertur der Anordnung | 0,14 | 0,28 | 0,19 |
| numerische Apertur der Faser | 0,22 | 0,22 | 0,22 |
| auftreffende Photonennrate [s^{-1}] | 29.700 | 103.900 | 53.300 |
| erwartete Zählrate [s^{-1}] | 5.900 | 15.100 | 10.700 |

Tabelle 3.1: Übersicht der in diesem Kapitel errechneten experimentellen Rahmenbedingungen. Für die erwartete Zählrate wurde eine Effizienz des Gesamtaufbaus von $\eta = 0,2$ angesetzt.

mit 10.700 s^{-1} im Photomultiplier angegeben werden.

Eine Abschätzung bezüglich des Streulichtes jedoch zeigt, dass diese Umsetzung in der vorgestellten Form wenig Aussicht auf Erfolg hat. Möchte man den Bereich der Ionen mit einer Leistung von $P = 10 \mu\text{W}$ bei 397 nm ausleuchten, so folgt über $P = N \cdot \hbar\omega$, dass $N \approx 10^{14}$ Photonen pro Sekunde entspricht. Selbst bei perfekter Einkopplung in die gegenüberliegende Multimodenfaser tritt bei einer unbehandelten Faser eine Reflexion von circa 4% auf. Wie oben errechnet, ergibt sich eine Signalstärke von ungefähr 10^6 Photonen pro Sekunde, welche auf die Faserfacette auftreffen. Für eine geringe Aufnahmezeit ist eine Hintergrundrate in der gleichen Größenordnung erstrebenswert. Dies würde bedeuten, dass das an der Multimodenfaser in die Falle zurückreflektierte Licht um sechs Größenordnungen abgeschwächt werden müsste, bevor es in die Detektionsfaser eintritt. Dies ist nur mit sehr präzise platzierten Fasern und sehr gut absorbierenden Bauteilen erreichbar; besonders in unserem Aufbau mit geforderter Ultrahochvakuumtauglichkeit und Goldelektroden.

Der Einsatz dieser Konstruktion lässt sich nicht vollständig ausschließen, bedarf aber einiger Verbesserungen, wie zum Beispiel den Einsatz von Linsen und einer Antireflexbeschichtung der lichtabführenden Multimodenfaser.

Die Ergebnisse der Signalstärke der letzten beiden Unterabschnitte sind in der Tabelle 3.1 noch einmal zusammengefasst.

Von den gemachten Vorschlägen fiel unsere Wahl somit auf die Detektion mit einer blanken Faser, welche senkrecht zur Fallenlängsachse ausgerichtet ist. Dieser Aufbau wurde experimentell genauer untersucht.

4 Messungen und Ergebnisse

Die im vorigen Kapitel für die experimentelle Untersuchung empfohlene Idee eine blanke Faser zur Detektion zu verwenden, wurde umgesetzt und charakterisiert. Die Ergebnisse werden in diesem Kapitel beschrieben.

4.1 Transmissionseffizienz der Multimodenfaser

Wie in Abschnitt 3.2.1 bereits erwähnt, wurde die Transmissionseffizienz η_{Faser} einer geschnittenen Multimodenfaser mit 0,76 bestimmt.

Dazu wird ein circa fünf Millimeter breiter, kollimierter Laserstrahl auf einen leeren Faserstecker (*bare fiber connector*) gerichtet und dieser parallel zum Strahl ausgerichtet. Der Faserstecker besitzt in der Mitte eine Durchführung, die mit 125 μm genau dem Durchmesser von Kern und Mantel der Faser (ohne Plastikummantelung) entspricht. Die durch diese Öffnung tretende Lichtintensität wird gemessen und mit der Intensität am Ende einer Multimodenfaser verglichen, welche in den Faserstecker eingesetzt ist.

Berücksichtigt man, dass zur Lichtleitung nur der 105 μm starke Kern beiträgt, so erhält man eine Effizienz von

$$\eta_{\text{Faser}} = \eta_{\text{total}} \cdot \left(\frac{125 \mu\text{m}}{105 \mu\text{m}} \right)^2 \quad (4.1)$$

Gemessen wurde eine Intensität von 2,85 μW ohne Faser im Vergleich zu 1,53 μW mit Faser. Daraus folgt ein η_{total} von 0,54, welches mit Gleichung 4.1 $\eta_{\text{Faser}} = 0,76$ ergibt. Dies stellt eine untere Abschätzung dar, da man theoretisch eine maximale Effizienz von knapp über 90% erwarten würde. Diese begründet sich aus der durch den Brechungsindex bedingten Reflexion von circa 4% an beiden Enden der Faser.

4.2 Hintergrund der verwendeten segmentierten Zweilagigen-Mikrofalle

Das Streulicht der faseroptischen Detektion wurde in einem Testaufbau außerhalb des Vakuums gemessen. Dazu wurde eine Multimodenfaser mit einem Kerndurchmesser von 200 μm in eine segmentierte Mikrofalle mit T-Struktur, wie in Abbildung 1.11 dargestellt, eingeklebt. Die verwendete Faser hat, inklusive äußerer Ummantelung,

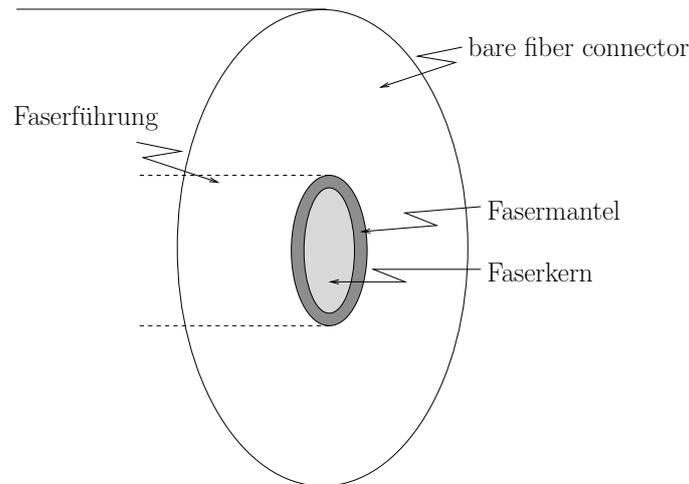


Abbildung 4.1: In einen Faserstecker montierte Glasfaser. Zur Bestimmung der Transmissionseffizienz der Faser wurde die durch den leeren Faserstecker gelangende Lichtleistung mit der geleiteten Lichtleistung bei eingesetzter Faser verglichen.

einen Durchmesser von $270\ \mu\text{m}$ (Oxford Electronics, HPSUV200CB) und passt somit relativ gut zwischen die beiden Chips, welche einen Abstand von $250\ \mu\text{m}$ haben sollen. Die gewählte Anordnung entspricht Abbildung 3.1(a).

Die so präparierte Falle wurde in einen Aufbau eingesetzt, wie er in Abbildung 4.2 zu sehen ist. Ein Laserstrahl von $397\ \text{nm}$ Wellenlänge und einer Leistung von $100\ \mu\text{W}$ wurde durch den Spalt der Falle fokussiert. Die Positionierung der Linsen L_2 und L_3 sowie der Falle selbst erlaubt dabei eine kontinuierliche Veränderung der Strahltaile, so dass der Strahl optimal an die Fallenöffnung angepasst werden kann. In der günstigsten Einstellung ließ sich eine Hintergrundzählrate von $60.000\ \text{s}^{-1}$ erreichen. Das durch die Multimodenfaser geleitete Licht wurde auf einen Photomultiplier gerichtet und so direkt die Hintergrundzählrate gemessen.

Bei der Messung verschiedener Konfigurationen konnte eine gute Reproduzierbarkeit erreicht und der Einfluss der Unsicherheit daher mit circa 20% abgeschätzt werden.

Mögliche Unsicherheiten dieses Versuches sind hauptsächlich durch die Platzierung der einzelnen Bauteile von Hand unter dem Stereomikroskop bedingt und liegen je nach Bauteil zwischen 20 und $50\ \mu\text{m}$. Des Weiteren können trotz Vorsichtsmaßnahmen Staubpartikel auf die Faserfacetten geraten und somit die Transmissionseffizienz der Faser vermindern.

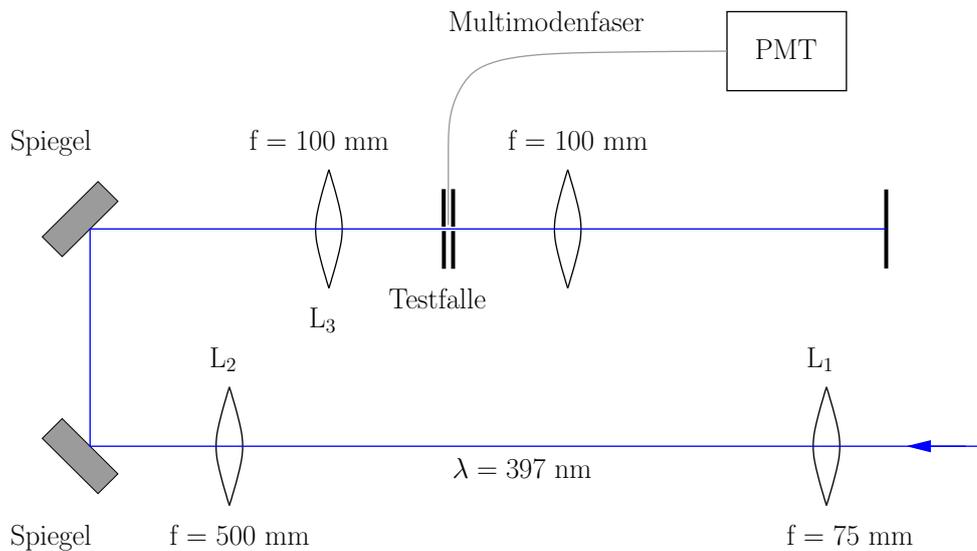


Abbildung 4.2: Aufbau zur Messung des Streulichtes der geplanten Detektion: Der Laserstrahl von 397 nm wird durch ein Teleskop aufgeweitet und anschließend durch den Schlitz der Falle auf Höhe der Faser fokussiert.

4.3 Nachweis eines Ions mittels Glasfaser

Wie in Abschnitt 1.3.2 näher dargelegt ist für die Qualität der Detektion das Signal-Rausch-Verhältnis entscheidend. Die experimentelle Bestimmung des Hintergrundes, wurde im vorangehenden Abschnitt vorgestellt und über die Signalstärke wurden in Abschnitt 3.2 genaue Vorhersagen getroffen.

Zielsetzung dieser Arbeit war die Detektion eines Ions in einer Zweilagigen-Mikrofalle, an der auch die Streulichtmessungen durchgeführt wurden. Wegen ungelöster technischer Probleme bei den von uns in Auftrag gegebenen Zweilagigen-Mikrofallen konnte dieses Ziel nicht erreicht werden. Stattdessen bestand die Möglichkeit, die in Abschnitt 1.5 vorgestellte planare Falle für die Demonstration einer faseroptischen Detektion zu verwenden. Zudem besteht die Möglichkeit, die bereits erwähnten Rechnungen zur Signalstärke experimentell zu überprüfen.

4.3.1 Aufbau der planaren Ionenfalle

Die Geometrie einer planaren Falle erlaubt einen relativ einfachen Zugang zum Fangbereich der Ionen. Wegen der großen Entfernung und der indirekten Wirkung der Elektroden gestaltet es sich jedoch schwierig, Materie in der Nähe der Falle zu platzieren ohne das Fallenpotential zu verzerren oder völlig zu zerstören. Dieser Umstand macht planare Fallen sehr sensibel auf äußere Einwirkungen und bedeutet auch für

die faseroptische Detektion eine Herausforderung: Bei Verwendung einer Faser mit 200 μm Kerndurchmesser wäre, wie in Abbildung 3.6 zu sehen, ein Abstand von ungefähr 500 μm zum Ion für ein deutliches Signal wünschenswert. Prinzipiell besteht die Möglichkeit, Fasern mit einer dielektrischen oder leitenden Ummantelung zu verwenden. Bei Glasfasern mit einer Hülle aus nichtleitendem Material besteht die Gefahr, dass sich die Oberfläche elektrostatisch auflädt und dadurch das Fallenpotential unkontrolliert stört. Mit kupferummantelten Glasfasern dagegen lässt sich dieser Nachteil umgehen. Dafür ist allerdings die Beeinflussung des Fallenpotentials wesentlich stärker. Dies lässt sich in positiver Weise nutzen, wenn die Leitfähigkeit für die aktive Gestaltung des Potentials verwendet wird. Diese Fasern sind ebenfalls mit einem Kerndurchmesser von 200 μm erhältlich (Oxford Electronics, HPSUV200CB), so dass die vorhergehenden Rechnungen zur Signalstärke direkt übertragen werden konnten. Die Kupferummantelung ist zudem robust genug, um eine Wechselspannung von circa 400 V bis an die Faserspitze zu transportieren.

Bevor die Fasern eingebaut wurden, galt es die verwendete Falle auf ihre generelle Funktionsfähigkeit zu überprüfen. Da ein weiteres Projekt in unserer Arbeitsgruppe den gleichen Fallentyp verwendet, konnten die entsprechenden Parameter direkt übernommen werden:

- Die Wechselspannungselektroden werden mit einer Spannungsamplitude von 450 V betrieben. Die Frequenz liegt bei 10,3 MHz und wird über einen Topfkreisresonator erreicht. Für eine genauere Beschreibung sei auf [19] verwiesen.
- Die äußeren Gleichspannungselektroden werden mit einer Spannung von 49 V betrieben.
- Die innere Gleichspannungselektrode wird auf -19 V gelegt.

Mit dem hier beschriebenen Messaufbau gelang es, einzelne Ionen oder Ionenketten zu fangen und zu kristallisieren. Die Aufnahme in Abbildung 4.3 von drei Ionen in der Falle wurde mit einer EMCCD-Kamera vom Typ DV885 JCS-VP (Andor Technology) aufgenommen.

Für den Einbau der Fasern wurden verschiedene Anordnungen mit dem Computer simuliert. Dabei wurde eine symmetrische Anordnung mit zwei Fasern favorisiert. Die Simulationen ergaben, dass die Kupferummantelung der Glasfasern nicht mit einer Gleichspannung betrieben werden können, da diese sonst die Wechselspannung der unter ihnen liegenden Elektroden abschirmen und damit das Fallenpotential stören. Um dies zu verhindern müsste die Fasern hinter den Wechselspannungselektroden platziert werden. Damit wären sie mindestens 1,5 mm vom Ion entfernt und das Signal circa zehn mal schwächer.

Ein anderes Bild ergibt sich jedoch, wenn die Fasern auf die gleiche Wechselspannung wie die Elektroden der planaren Falle gelegt werden. Eine Anordnung von zwei mit Wechselspannung betriebenen Drähten stellt alleine schon eine Falle mit ähnlicher Polung dar, so dass es nicht überrascht, dass auch die Überlagerung von planarer

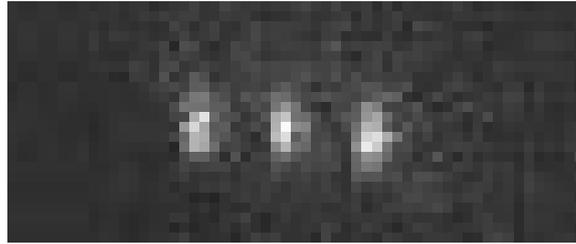
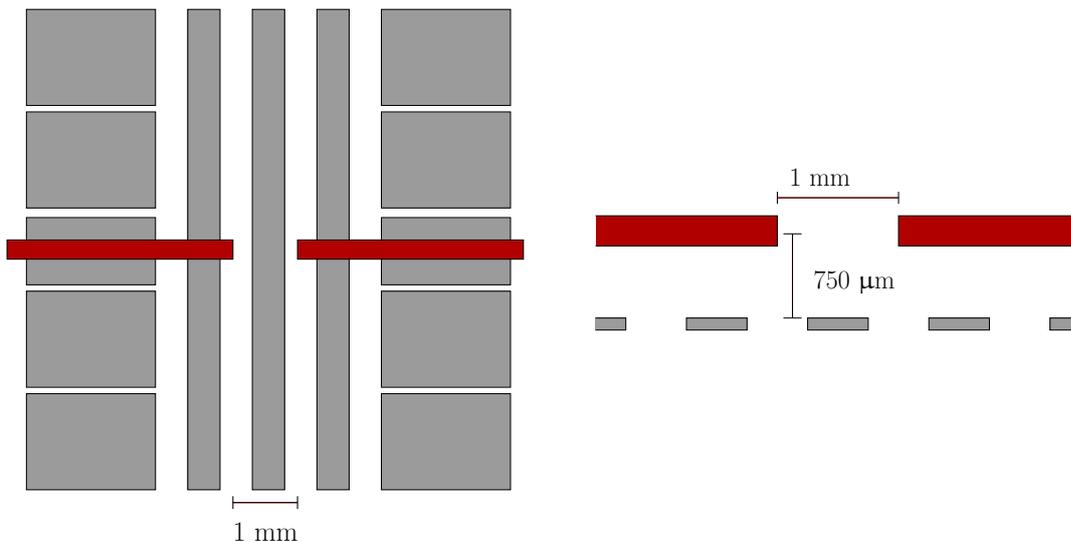


Abbildung 4.3: Kameraaufnahme einer in der planaren Falle gefangenen Kette von drei Calciumionen.

Falle und Drahtfalle eine funktionierende Ionenfalle ergibt. Für den Testaufbau wurde eine Anordnung gewählt, wie sie in Abbildung 4.4 zu sehen ist. Die Glasfasern liegen einander gegenüber und sind dabei senkrecht zur Längsachse der Falle ausgerichtet. Der Computersimulation zufolge ergibt sich ein effektives Potential, das in der y -Achse leicht abgeschwächt, aber in der schwachen Achse entlang x deutlich verstärkt ist (Tabelle 4.1). Die resultierenden Potentiale sind in Abbildung 4.5



(a) Aufsicht der planaren Falle mit den rot eingezeichneten kupferummantelten Glasfasern

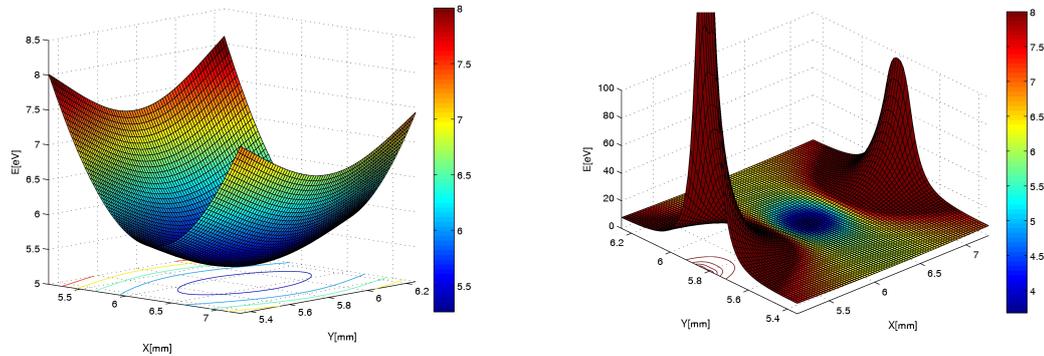
(b) Seitenansicht der planaren Falle mit den rot eingezeichneten kupferummantelten Glasfasern

Abbildung 4.4: Konstruktionszeichnung der Platzierung der Glasfasern über der planaren Falle. Der Abstand der Fasern zueinander beträgt 1 mm und somit $500\ \mu\text{m}$ zum Ion. Die Mitte der Fasern liegt auf einer Höhe von $750\ \mu\text{m}$, was der Höhe der Ionen über der Falle entspricht.

| Achse | ohne Fasern | | | mit Fasern | | |
|----------------------|-------------|------|------|------------|------|------|
| | x | y | z | x | y | z |
| Minimum [mm] | 6,2 | 5,8 | 0,6 | 6,2 | 5,8 | 0,89 |
| Potentialtiefe [eV] | 0,23 | 5,26 | | 1,52 | 3,65 | |
| Fallenfrequenz [MHz] | 0,25 | 1,08 | 1,68 | 1,54 | 3,76 | 2,51 |

Tabelle 4.1: Ergebnis der Computersimulationen der planaren Falle mit und ohne kupferummantelte Fasern. Aus den Daten ist ersichtlich, dass die Falle auch mit Fasern ein Potentialminimum ausbildet, welches tief genug ist, um Ionen fangen zu können.

graphisch dargestellt.



(a) Fallenpotential der planaren Falle ohne Glasfasern bei einer Wechselspannungsamplitude der Fallenelektroden von 450 V. (b) Fallenpotential der planaren Falle mit kupferummantelten Glasfasern, welche mit der gleichen Wechselspannung wie die Falle betrieben werden.

Abbildung 4.5: Computersimulationen des Potentials im Zentrum der planaren Falle ohne (a) und mit (b) kupferummantelten Glasfasern. Dargestellt ist das Potential auf Höhe des zentralen Potentialminimums. Die x - und y -Achse entspricht jeweils der räumlichen Achse auf der Falle, während das Potential in z -Richtung aufgetragen ist. Die Farbskala ist in beiden Bildern gleich, so dass sich die Potentiale gut vergleichen lassen. Es ist deutlich erkennbar, dass in (b), trotz der sichtbaren Auswirkung der Glasfasern auf das Potential ein Minimum in der Fallenmitte gegeben ist.

Wichtig hierbei ist, dass die Phase auf allen Wechselspannungselektroden und damit auch den Fasern gleich sein muss. Dies kann erreicht werden, indem die Fasern

jeweils in gleichem Abstand zur Faserspitze mit der Wechselspannungsquelle kontaktiert werden.

Eine Fotografie des Aufbaus der planaren Falle mit den Fasern ist in Abbildung 4.6 zu sehen.

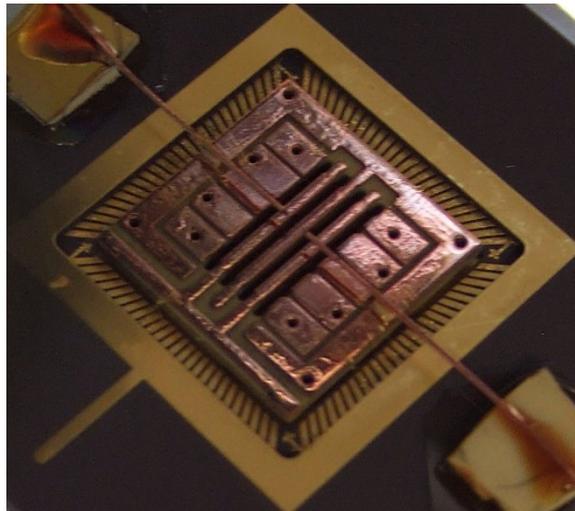


Abbildung 4.6: Fotografie der modifizierten planaren Falle aus Abschnitt 1.5. Die Falle ist auf einen Trägerchip geklebt und über Drahtbrücken mit den elektrischen Kontakten verbunden. Links oben und rechts unten sind die beiden Glasfasern zu sehen, welche je einen Abstand von $500\ \mu\text{m}$ zum Fallenzentrum aufweisen. Der Mittelpunkt der Fasern ist mit ungefähr $750\ \mu\text{m}$ über der Fallenoberfläche auf gleicher Höhe mit den Ionen. Die kupferummantelten Glasfasern wurden mit der gleichen Wechselspannung wie die Falle betrieben.

Die Führung der Fasern in die Vakuumkammer wird über ein gebohrtes Vakuumfenster bewerkstelligt, auf das ein Keramikplättchen mittels vakuumtauglichen Klebers (Epotek 353ND) befestigt wird. Dieses Plättchen besitzt zwei je $300\ \mu\text{m}$ starke Bohrlöcher, in denen die Glasfasern mit dem gleichen Kleber fixiert werden, so dass die Bohrungen zugleich ultrahochvakuumdicht versiegelt werden. Die beiden Fasern sind dadurch nicht leitend verbunden und können getrennt mit einer bestimmten Phase betrieben werden. Auch wenn diese Durchführung erfolgreich getestet wurde, wird für die Zukunft eine Faserdurchführung mit einem Teflonpfropfen angestrebt [20], da diese wiederverwendbar ist.

4.3.2 Experimentelle Ergebnisse

Die modifizierte Falle wurde wie im vorherigen Durchgang aufgebaut und die Fasern zusätzlich mit der Wechselspannungsquelle kontaktiert. Die Resonanzfrequenz des Topfkreisresonators, der für die Verstärkung der Radiofrequenzspannung verwendet wird, sank dabei von 10,3 auf 8,9 MHz. Bei dieser kleinen Änderung war es nicht nötig, den Resonator zu modifizieren.

Eine der beiden Glasfasern wurde beim Einbau beschädigt, erfüllte aber weiterhin die Funktion einer Elektrode, ohne jedoch optisch leiten zu können. Durch die andere Faser dagegen war es möglich Streulicht nachzuweisen, was den funktionierenden optischen Zugang über Glasfasern zum Fangbereich der Falle demonstriert. Bei einer eingestrahnten Leistung von $100 \mu\text{W}$ ergab sich ohne Optimierung der Strahlparameter eine Streulichtrate von 12.000 s^{-1} , was als obere Abschätzung verwendet wird. Aufgrund der makroskopischen Abmessungen der Falle sind noch kleinere Streulichtraten bei diesem Aufbau zu erwarten.

Leider ergaben sich kurz vor Fertigstellung dieser Arbeit technische Probleme mit dem Calciumofen. Es war nicht möglich, durch makroskopische Optik Atomfluoreszenz bei einer Wellenlänge von 422 nm nachzuweisen. Dies ist ein wichtiger Hinweis, ob der Ofen funktioniert und atomares Calcium in den Fallenbereich gelangt, wo es dann photoionisiert und gefangen werden kann. Daher war es leider nicht möglich, das Fangen eines Ions zu probieren, welches dann im letzten Schritt dieses Versuches über die Glasfaser nachgewiesen werden kann.

4.4 Schlussfolgerungen

Die benötigte Aufnahmezeit, um mit einem bestimmten Fehler zwischen Signal und Hintergrund unterscheiden zu können, kann mit Kenntnis der Signal- beziehungsweise Hintergrundraten berechnet werden (vergleiche Abschnitt 1.3.2). Der für die beiden Aufbauten mit segmentierter und planarer Falle gemessene Hintergrund wurde jeweils bei einer Laserleistung von $100 \mu\text{W}$ aufgenommen, wobei eine so hohe Leistung in einem Experiment nicht verwendet werden muss.

Wie bereits in Abschnitt 1.2.2 genannt, ziehen wir zur Berechnung der benötigten Leistung des Fluoreszenzlasers eine Intensität heran, welche $(\Omega_{ij}/\Gamma_{ji})^2 = 2$ entspricht. Aus den Gleichungen 1.14 und 1.15 folgt $I_0 = 1863 \text{ W/m}^2$.

Die Strahltaile w_0 mit minimalem Streulicht wurde experimentell in der segmentierten Zweilagigen-Mikrofalle mit $66,5 \mu\text{m}$ bestimmt. Somit sind alle Parameter von Gleichung 1.18 bekannt und die Laserleistung, welche zu ausreichender Fluoreszenz führt, kann mit $13 \mu\text{W}$ angegeben werden. Dies entspricht ungefähr den Leistungen, wie sie bei uns in den bestehenden Fallen eingesetzt werden. Die Hintergrundrate im Experiment wird daher etwa um den Faktor 0,13 geringer sein als die im Testaufbau aufgenommenen Raten.

4.4.1 Segmentierte Zweilagigen-Mikrofalle

Auch wenn in Ermangelung einer funktionierenden segmentierten Zweilagigen-Mikrofalle eine direkte Detektion eines Ions in dieser nicht möglich war, lassen sich mit den Ergebnissen aus den Berechnungen der Signalstärke eines Ions und den Hintergrundmessungen der segmentierten Falle Aussagen über die Möglichkeiten der angestrebten faseroptischen Detektion treffen.

Diese ergeben sich in unserem Fall aus der theoretischen Abschätzung des Signals mit 15.100 s^{-1} (vergleiche Tabelle 3.1) und aus der Hintergrundmessung mit 7.800 s^{-1} . Der sich nach Gleichung 1.24 ergebende Fehler ist in Abbildung 4.7 in Abhängigkeit von der Aufnahmezeit schwarz eingezeichnet.

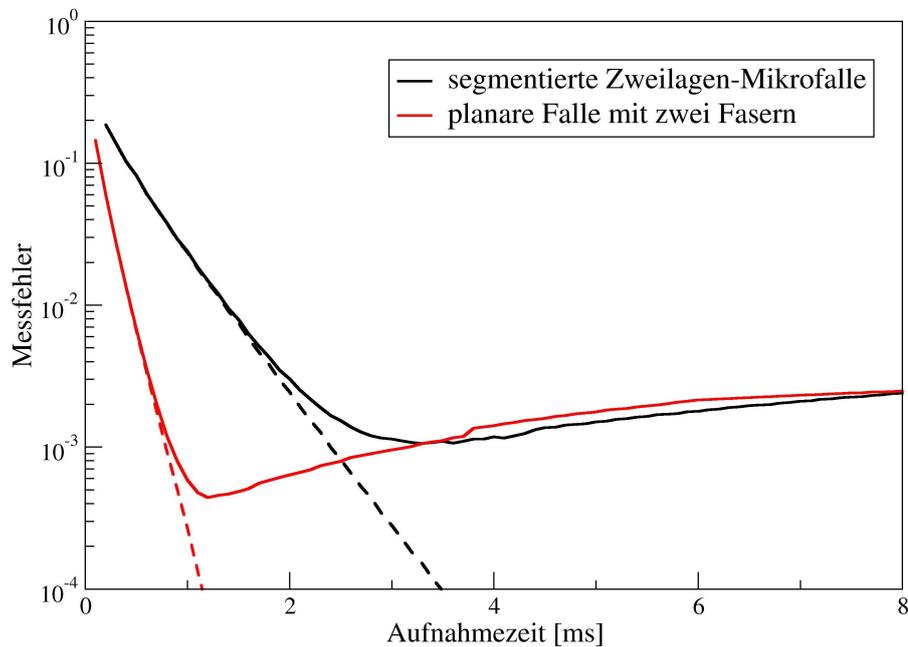


Abbildung 4.7: Graph zu den nach Gleichung 1.24 auftretenden Fehlern in Abhängigkeit von der Aufnahmezeit. Berechnet wurde sowohl der Fehler bei der Verwendung einer Faser in einer segmentierten Zweilagigen-Mikrofalle (schwarz) als auch bei zwei Fasern in einer planaren Falle (rot). Der Messfehler ohne spontanen Zerfall des $D_{5/2}$ -Niveaus (Gleichung 1.22) ist jeweils gestrichelt eingezeichnet. Dass sich die beiden durchgezogenen Linien nach einiger Zeit kreuzen liegt daran, dass die Schwelle bei der planaren Falle niedriger gewählt und daher der Fehler durch den spontanen Zerfall bei größeren Zeiten stärker ins Gewicht fällt.

Die angestrebte Fehlerquote von 1% lässt sich folglich bei einem einzelnen Ion mit

einer Aufnahmezeit von 1,4 ms erreichen, was eine zufriedenstellende Messzeit für die geplanten Experimente sein wird. Ein Fehler von unter 10^{-3} wird aufgrund des spontanen Zerfalls des $D_{5/2}$ -Niveaus bei den gegebenen Bedingungen knapp verfehlt. Ein minimaler Messfehler von etwas über 10^{-3} wird bei einer Messzeit von circa 3,25 ms erreicht.

4.4.2 Planare Falle mit Glasfasern

Für die planare Falle ergeben sich sogar noch kleinere Aufnahmezeiten als für die segmentierte Zweilagigen-Mikrofalle. Dies liegt zum einen an dem geringeren Hintergrund von 1.560 s^{-1} , zum anderen daran, dass bei dieser Falle jeweils zwei Fasern verwendet werden, was Signal und Hintergrund verdoppelt und damit das Signal-Rausch-Verhältnis um den Faktor $\sqrt{2}$ verbessert. Das zu erwartende Signal eines Ions bei dem vorliegenden Abstand von $500 \text{ }\mu\text{m}$ zur Faser beträgt 12.000 s^{-1} und liegt damit gut zehn mal größer als der Hintergrund.

Der Fehler in Abhängigkeit der Messzeit für die planare Falle, welche zwei detektierende Fasern verwendet, ist in Abbildung 4.7 rot eingezeichnet.

Für einen Fehler von 1% wird eine Messzeit von 0,5 ms benötigt und 0,85 ms, wenn ein Fehler von einem Promille erzielt werden soll, was mit diesem Aufbau möglich ist. Das Minimum des Messfehlers von $4 \cdot 10^{-4}$ liegt hier bei einer Messzeit von 1,2 ms.

In der makroskopischen, linearen Falle werden derzeit mit Hilfe von makroskopischer Optik ein Signal von 48.000 s^{-1} und eine Hintergrundrate von circa 500 s^{-1} erreicht. Somit liegt das Signal ungefähr drei bis vier mal so hoch, wie bei den in dieser Arbeit untersuchten Aufbauten. Das Streulicht dagegen fällt deutlich geringer aus, was im Falle der segmentierten Zweilagigen-Mikrofalle nicht auf die faseroptische Detektion, sondern die Abmessungen zurückzuführen ist. Auch bei Verwendung makroskopischer Optik liegen die Streuraten hier um ein vielfaches über den Werten einer makroskopischen Falle. Für die planare Falle lässt sich durch Optimierung des Fluoreszenzstrahls und Abschirmung des gesamten Aufbaus der Hintergrund sicher weiter reduzieren und somit der Messfehler verkleinern.

5 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde eine faseroptische Detektionsmethode für segmentierte Ionenfallen entwickelt. Die dafür nötigen Grundlagen in der Faseroptik und der Fallengeometrie wurden erarbeitet und auf diesen basierend Vorschläge für verschiedene Umsetzungen vorgestellt. Daraus konnten Anwendungen sowohl für Zweilageng-Mikrofallen als auch planare Ionenfallen entwickelt werden, welche experimentell untersucht wurden. In einer Zweilageng-Mikrofaller erfolgt der Einsatz einer dielektrisch ummantelten Glasfaser, welche in die ebenfalls dielektrischen Strukturen der Falle eingebettet wird und damit wenig invasiv ist. Bei der planaren Falle dagegen werden kupferummantelte Glasfasern verwendet, die nicht nur zur Detektion, sondern auch als aktives elektrisches Element der Falle dienen. Hierdurch kann eine entsprechende Nähe zum Ion in solch einer Falle hergestellt werden, ohne das Fallenpotential zu zerstören.

Durch Berechnung der Fluoreszenzrate der eingesetzten Calciumionen und der gegebenen Geometrie in Verbindung mit den experimentell gewonnenen Daten wurde die Machbarkeit einer faseroptischen Detektion durch eine blanke Faser in den verwendeten Fallen gezeigt und die Effizienz der Detektion untersucht. In beiden Fällen ist ein Fluoreszenznachweis innerhalb sehr kurzer Aufnahmezeiten möglich, wobei diese für eine segmentierte Zweilageng-Mikrofaller mit circa 1,4 ms und 0,5 ms bei einer planaren Falle bestimmt wurden, wenn ein Fehler unter einem Prozent angestrebt wird.

Wegen ungelöster Probleme bei der Fertigungstechnik und den verwendeten Materialien war mit den eingesetzten segmentierten Zweilageng-Mikrofallen das Fangen von Ionen und damit der direkte Nachweis eines Ions in solch einer Falle nicht möglich.

Ein Testaufbau mit einer planaren Ionenfaller dagegen wurde erfolgreich zum Fangen von Ionen eingesetzt und anschließend für die faseroptische Detektion modifiziert. Dabei wurde sowohl die Vakuumtauglichkeit der Faseroptik überprüft, als auch ein faseroptischer Zugang zum Fangbereich einer Falle demonstriert.

Zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit war der Testaufbau für den Nachweis einer faseroptischen Detektion fast vollständig, so dass hier weitere Ergebnisse in näherer Zukunft zu erwarten sind.

Durch den Ansatz, kupferummantelte Glasfasern als elektrisches Element einer Falle zu verwenden, konnte diese Arbeit neue Möglichkeiten für die Konstruktion zukünftiger Ionenfallen aufzeigen und Impulse für deren weitere Entwicklung setzen.

A Herleitung der Beziehung zwischen Kegelöffnungs- und Raumwinkel

Da Gleichung 1.19 in dieser Diplomarbeit häufig Verwendung findet, soll sie hier kurz nachvollziehbar hergeleitet werden.

Der Raumwinkel Ω ist definiert über

$$\Omega = \frac{M}{r^2} \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist M das Oberflächenstück, das der Kegel mit Radius r aus einer Kugel ausschneidet, wie in Abbildung A.1 dargestellt.

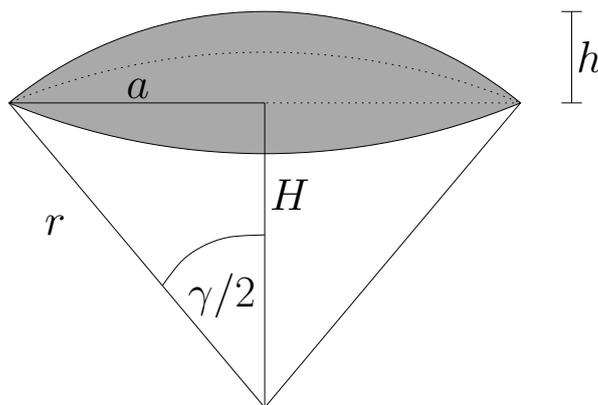


Abbildung A.1: Darstellung der Manteloberfläche eines Kugelabschnittes

Die Manteloberfläche ist gegeben durch $M = 2\pi r h$. Zudem gelten die fundamentalen Beziehungen $r = h + H$ und $H = r \cos \frac{\gamma}{2}$, wobei die verwendeten Bezeichnungen ebenfalls Abbildung A.1 entnommen werden können. Es folgt

$$h = r + H = R - R \cos \frac{\gamma}{2} = R(1 - \cos \frac{\gamma}{2}) \quad (\text{A.2})$$

Für den Raumwinkel führt dies auf

$$\Omega = \frac{2\pi r h}{r^2} = \frac{2\pi r \cdot r(1 - \cos \gamma/2)}{r^2} \quad (\text{A.3})$$

A Herleitung der Beziehung zwischen Kegelöffnungs- und Raumwinkel

Mit der trigonometrischen Funktion des halben Winkels für den Sinus $\sin \frac{\gamma}{2} = \sqrt{\frac{1}{2}(1 - \cos \gamma)}$ ergibt sich:

$$\Omega = 4\pi \sin^2 \frac{\gamma}{4} \tag{A.4}$$

B Gradient-Index-Linsen

Gradient-Index-Linsen, oder kurz GRIN-Linsen, unterscheiden sich von normalen Linsen dadurch, dass sie ihre optischen Eigenschaften durch die kontinuierliche, räumliche Änderung des Brechungsindex erhalten. In Abbildung B.1 ist eine solche Linse dargestellt. Üblicherweise sind diese Linsen zylinderförmig und besitzen eine Länge

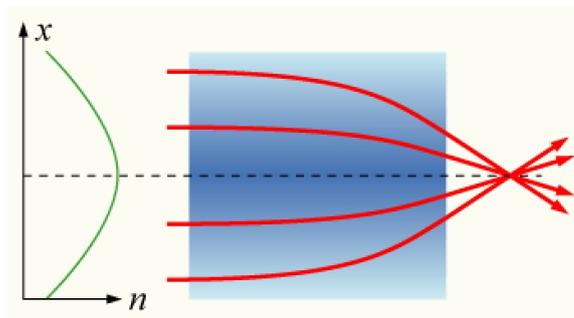


Abbildung B.1: Darstellung einer radialen GRIN-Linse. Durch eine kontinuierliche Erhöhung des Brechungsindex zur Linsenmitte hin (links eingezeichnet), werden kollimierte Lichtstrahlen, wie bei einer normalen Linse, hinter der Linse fokussiert.

beziehungsweise einen Durchmesser von mehreren Millimetern. Die Variation des Brechungsindex wird mittels dotiertem Glas erreicht.

Literaturverzeichnis

- [1] R. P. Feynman. Quantum mechanical computers. *Foundations of physics*, 16:507–531, 1982.
- [2] L. K. Grover. Quantum mechanics helps in searching for a needle in a haystack. *Phys. Rev. Lett.*, 79:325–328, 1997.
- [3] I. Cirac and P. Zoller. Quantum Computations with Cold Trapped Ions. *Phys. Rev. Lett.*, 74:4091–4094, 1995.
- [4] D. Bouwmeester, J.-W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter, and A. Zeilinger. Experimental quantum teleportation. *Nature*, 390:575–579, 1997.
- [5] F. Schmidt-Kaler, H. Häffner, M. Riebe, S. Gulde, G. P T Lancaster, T. Deuschle, C. Becher, C. F Roos, J. Eschner, and R. Blatt. Realization of the Cirac-Zoller controlled-NOT quantum gate. *Nature*, 422:408–411, 2003.
- [6] M. Riebe, H. Häffner, C. F. Roos, W. Hänsel, J. Benhelm, G. P T Lancaster, T. W. Körber, C. Becher, F. Schmidt-Kaler, D. F V James, and R. Blatt. Deterministic quantum teleportation with atoms. *Nature*, 429:734–737, 2004.
- [7] M. D. Barrett, J. Chiaverini, T. Schaetz, J. Britton, W.M. Itano and J.D. Jost, E. Knill, C. Langer, D. Leibfried, and R. Ozeri and D.J. Wineland. Deterministic quantum teleportation of atomic qubits. *Nature*, 429:737–739, 2004.
- [8] J. Chiaverini, D. Leibfried, T. Schaetz, M. D. Barrett, R. B. Blakestad, J. Britton, W. M. Itano, J. D. Jost, E. Knill, C. Langer, R. Ozeri, and D. J. Wineland. Realization of quantum error correction. *Nature*, 432:602–605, 2004.
- [9] H. Häffner, W. Hänsel, C. F. Roos, J. Benhelm, D. Chek al Kar, M. Chwalla, T. Körber, U. D. Rapol, M. Riebe, P. O. Schmidt, C. Becher, O. Gühne, W. Dür, and R. Blatt. Scalable multiparticle entanglement of trapped ions. *Nature*, 438:643–646, 2005.
- [10] R. Reichle, D. Leibfried, R.B. Blakestad, J. Britton, J.D. Jost, E. Knill, C. Langer, R. Ozeri, S. Seidelin, and D.J. Wineland. Transport dynamics of single ions in segmented microstructured paul trap arrays. *Fortschr. Phys.*, 54:666, 2006.

- [11] W. Paul, O. Osbегhaus, and E. Fischer. Ein Ionenkäfig. *Forschungsberichte des Wirtschafts- und Verkehrsministeriums Nordrhein-Westfalen*, 415, 1958.
- [12] P. K. Ghosh. *Ion traps*. Clarendon Press, 1995.
- [13] National Institute of Standards and Technology (NIST). *Atomic Spectra Database (ASD)*, 2007. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>.
- [14] H. Oberst. Resonance fluorescence of single Barium ions. Master's thesis, Universität Innsbruck, 1999.
- [15] R. Maiwald. Abbildungs- und Steuerungssysteme für ein Experiment mit einzelnen Ionen. Master's thesis, Universität Ulm, 2006. available at <http://www.uni-ulm.de/qiv/veroeffentlichungen.html>.
- [16] C. Roos. *Controlling the quantum state of trapped ions*. PhD thesis, Universität Innsbruck, 2000.
- [17] D. Kielpinski, C. Monroe, and D.J. Wineland. Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer. *Nature*, 417:709–711, 2002.
- [18] J. Chiaverini, R. B. Blakestad, J. Britton, J. D. Jost, C. Langer, D. Leibfried, R. Ozeri, and D.J. Wineland. Surface-electrode architecture for ion-trap quantum information processing. *Quantum Information and Computation*, 5:419–439, 2005.
- [19] S. Gulde. *Experimental realization of quantum gates and the Deutsch-Josza algorithm with trapped $^{40}\text{Ca}^+$ -ions*. PhD thesis, Universität Innsbruck, 2003.
- [20] Eric R. I. Abraham and Eric A. Cornell. Teflon feedthrough for coupling optical fibers into ultrahigh vacuum systems. *Applied Optics*, 37(10):1762–1763, 1998.

Danksagungen

Als erstes möchte ich Herrn Prof. Dr. Rainer Blatt danken, dass er mich in seiner Arbeitsgruppe aufgenommen hat und es mir so ermöglichte, in meinem Wunsch-Forschungsgebiet zu arbeiten. Mein weiterer Dank gilt in diesem Zusammenhang Prof. Dr. Thomas Dekorsy und Prof. Dr. Leitenstorfer, die sich freundlicherweise bereit erklärten diese externe Diplomarbeit zu betreuen.

Mein weiterer Dank gilt meinem Betreuer Wolfgang Hänsel und meinen beiden Projektmitstreitern Maximilian Harlander und Felicity Splatt. Durch sie konnte ich viel in diesem Jahr lernen und möchte mich insbesondere bei Wolfgang Hänsel und Maximilian Harlander für die intensive Unterstützung während der Endphase dieser Diplomarbeit bedanken.

Von großer Hilfe für die experimentelle Arbeit war Rob Clark (MIT), der uns die verwendete planare Falle für unseren Aufbau zur Verfügung stellte, wofür ich mich ebenfalls bedanken möchte.

Besonderer Dank gilt an dieser Stelle Andreas Stute für die zahlreichen interessanten Diskussionen, sowohl in der Physik als auch während vieler Unternehmungen in unserer Freizeit.

Insgesamt möchte ich mich bei allen bedanken, die mir während dieser Diplomarbeit mit Rat und Tat geholfen haben. Dies gilt sowohl für die Arbeitsgruppe als auch für meine Freunde in Innsbruck.

Schließlich möchte ich von ganzem Herzen meinen Eltern danken, die mich bei meinem gesamtem Studium stets unterstützt und begleitet haben.