

Abbildung, Adressierung und Zustandsdetektion zweier Ionen in einem optischen Resonator

Diplomarbeit

durchgeführt am Institut für Experimentalphysik
unter der Leitung von
Univ.-Prof. Dr. Rainer Blatt
an der Fakultät für Mathematik, Informatik und Physik
der Leopold-Franzens-Universität Innsbruck

vorgelegt von

Diana Habicher

Innsbruck, Juli 2011

„Erst wenn der letzte Baum gerodet,
der letzte Fluss vergiftet,
der letzte Fisch gefangen ist,
werdet ihr feststellen,
dass man Geld nicht essen kann!“

Weissagung der Cree

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	4
2.1	Zwei-Niveau-Atom in einem Resonator	4
2.2	Drei-Niveau-Atom in einem Resonator	9
2.3	Das Calciumion als n-Niveau-Atom	13
2.3.1	Fünf Niveaus	13
2.3.2	18 Niveaus	14
2.4	Zwei Calciumionen in einem Resonator	17
3	Das Experiment	18
3.1	Lineare Paul-Falle	18
3.2	Der optische Resonator	21
3.2.1	Beschreibung	21
3.3	Verwendete Laser	23
3.3.1	422 nm und 375 nm	23
3.3.2	397 nm	24
3.3.3	866 nm	24
3.3.4	854 nm	24
3.3.5	729 nm	25
3.3.6	393 nm und 785 nm	25
3.4	Photoelektronenvervielfacher	27
3.4.1	Funktionsweise	27
3.4.2	Verwendung bei der Datenanalyse	27
3.5	Experimentelle Techniken - Ionenmanipulation	28
3.5.1	QFP: Kontrollprogramm des Experiments	28
3.5.2	Mikrobewegung und ihre Kompensation	33

4	Abbildung gefangener Ionen	36
4.1	Andor EMCCD Kamera: technische Daten	36
4.2	Platzierung der Kamera im Experiment	38
4.3	Kamera-Kalibrierung	42
5	Adressierung einzelner Ionen in der Falle	44
5.1	Objektivdesign	44
5.2	Motorisierte Schrauben am XYZ-Tisch	47
5.3	Objektivcharakterisierung und individuelle Einzel-Ionen-Adressierung	48
5.3.1	Adressierung eines einzelnen Ions	49
5.3.2	Objektivcharakterisierung	51
5.3.3	Einzel-Ionen-Adressierung mit Hilfe eines dunklen Ions	55
5.3.4	Einzel-Ionen-Adressierung mit Hilfe von Matlab	56
6	Nachweis der Energiezustände	61
6.1	Generelles	61
6.2	Entwicklung eines Analyseprogramms mit Matlab	62
6.3	Auswertung von Kamerabildern	64
7	Rückblick und Ausblick	70
7.1	Rückblick auf die Projektentwicklung	70
7.1.1	Ionenabbildung	70
7.1.2	Charakterisierung des Objektivs für 729 nm	70
7.1.3	Integration eines Kameraprogramms in TrICS	72
7.2	Zukünftige Experimente	72
7.2.1	„Heralded Entanglement“ – Angekündigte Verschränkung	72
7.2.2	„Mediated Entanglement“ – Induzierte Verschränkung	73
8	Anhang	75
8.1	Matlab-Programme	75
8.1.1	Airy-Fits	75
8.1.2	Fourieranalyse	76
8.1.3	Ionen-Zustandsdetektion	78
	Literaturverzeichnis	84

1 Einleitung

Seit den ersten Vorschlägen zu einem Quantencomputer von Richard Feynman im Jahr 1982 [1] und David Deutsch im Jahr 1985 [2] hat sich auf dem Gebiet der Quanteninformation einiges entwickelt [3, 4]. Es ist bereits möglich, 14 Quantenbits (auch Qubits) miteinander zu verschränken [5] und Quantengatter zur Realisierung des Shor-Algorithmus einzusetzen [3].

Doch was ist ein Qubit? Vergleichbar ist ein Qubit mit einem klassischen Bit, das die Werte 0 und 1 annehmen kann. Das Qubit übersteigt jedoch den Informationsgehalt eines klassischen Bits, da es eine Informationseinheit mit der Fähigkeit ist, zusätzlich zu den Werten 0 und 1 beide Werte gleichzeitig annehmen zu können. Diese Eigenschaft soll dazu genutzt werden, einen Computer zu bauen, dessen Rechenleistung alles bisher Dagewesene übersteigt. Solch ein Quantencomputer konnte bereits realisiert werden. So wurde im Jahr 2001 die Zahl 15 mit dem Shor-Algorithmus in seine Primfaktoren zerlegt [6]. Solche Rechenoperationen können mit einer Rechenzeit $\text{time}_{\text{Shor}} \cong (\ln n)^3$ vorgenommen werden, wobei n den Wert der zu zerlegenden Zahl darstellt. Im Vergleich dazu steigt die Rechenzeit eines klassischen Computers exponentiell [7] mit

$$(1.1) \quad \text{time} \cong \exp \left[1.9 (\ln n)^{1/3} (\ln \ln n)^{2/3} \right],$$

was bedeutet, dass klassische Computer Aufgaben dieser Art für große Zahlen nicht effizient lösen können. Die Primfaktorenzerlegung stellt aber keine unwesentliche Rechenoperation dar, denn sie ist ein wichtiges Werkzeug bei der digitalen Datenübertragung bzw. Datenverschlüsselung. Hier ist sie für die Berechnung des Schlüssels empfangener, kodierter Daten zuständig. Da es auf diese Weise möglich ist, geheime Nachrichten zu öffnen, musste eine neue, sicherere Strategie der Daten-

verschlüsselung ersonnen werden, welche als Quantenkryptographie eingeführt wurde [3, 8].

Damit ein Quantencomputer jedoch auch als ein solcher funktioniert, ist seine Implementierung speziellen Kriterien unterworfen – den DiVincenzo-Kriterien [9]. Diese Kriterien sind mit Calciumionen als Qubits erfüllbar und lauten wie folgt:

- Es muss ein skalierbares, physikalisches System mit wohldefinierten Qubits geben. Als Qubit können zwei Zustände des Calciumions definiert werden, an der Skalierbarkeit wird derzeit geforscht.
- Die Möglichkeit zur Initialisierung des Qubits muss gegeben sein. Im Fall von Calciumionen kann dies durch optisches Pumpen erledigt werden (s. Kapitel 3).
- Die Kohärenzzeit muss sehr viel größer sein als die Rechenzeit der Rechenoperation. Dies ist im Calciumion mit Hilfe des D-Zustandes im Drei-Niveau-System erfüllt (s. Kapitel 2).
- Ein universeller Satz an Quantengattern muss zur Verfügung stehen. Diese können im Experiment mit Hilfe von Laserpulsen realisiert werden (s. Kapitel 5).
- Die Durchführbarkeit Qubit-spezifischer Messungen muss gegeben sein, was experimentell mit Hilfe der Fluoreszenzdetektion umgesetzt wird (s. Kapitel 6).

Es existieren noch zwei weitere Kriterien für die Realisierung eines Quantennetzwerks, an dessen Machbarkeit derzeit geforscht wird. Diese Kriterien sind zum Beispiel erforderlich für die Realisierung von verteiltem Rechnen (engl. distributed computing), welches wiederum die Skalierbarkeit demonstriert. Speziell benennen die Kriterien die Übertragung von Quanteninformation von einem stationären (Ion) auf ein fliegendes Qubit (Photon) sowie die Übertragung von Qubits zwischen verschiedenen Orten. Erstere Bedingung ist mit Hilfe der Atom-Photon-Verschränkung realisierbar und wurde bereits in [10] für das Hohlraum-Quantenelektrodynamik-Experiment (engl. Cavity Quantum Electrodynamics, kurz CQED), an dem diese Diplomarbeit erarbeitet wurde, vorgeschlagen. Die Qubitübertragung könnte durch eine Übermittlung fliegender Qubits realisiert werden. Die Durchführung eines solchen Projektes am CQED-Experiment ist für die Zukunft geplant. Das Experiment ist durch seine Bauweise prädestiniert für die Quantenbitübertragung. Der Aufbau besteht aus

einer Ionenfalle, die Calciumionen über längere Zeiträume einsperren kann. Um die Ionenfalle wurde ein optischer Resonator aufgebaut, der das Einfangen und die Übertragung fliegender Qubits wesentlich erleichtert. Zweck der Qubitübertragung könnte sein, Information von einem stationären Qubit zu einem weit entfernten zweiten Qubit zu senden und so Verschränkung zwischen örtlich getrennten Qubits zu erlangen, was ganz im Sinne der Skalierbarkeit solcher quantenphysikalischen Systeme (erstes DiVincenzo-Kriterium) und damit des Baus eines Quantencomputers stünde. Derzeit besteht am Resonatorexperiment jedoch keine Möglichkeit, fliegende Qubits zu anderen stationären Qubits zu übertragen. Da sich jedoch ein Faser-Resonator-Experiment in der Entwicklungsphase befindet, wird bei dessen Fertigstellung die Übertragung fliegender Qubits auf entfernte stationäre Qubits möglich werden. Bis zu diesem Zeitpunkt kann man jedoch, anstatt zwei entfernte Atome miteinander zu verschränken wie in [11], Verschränkung zwischen zwei Atomen in einem gemeinsamen Resonator erzeugen oder aber zum Beispiel ein fliegendes Qubit über eine Glasfaser zurück zum selben Atom im Resonator schicken und dessen Zustand beeinflussen.

Für die Weiterentwicklung des Resonator-Experiments konnten einige Arbeitsschritte während dieses Diplomprojektes übernommen und ausgeführt werden. Dazu zählen der Aufbau einer CCD-Kamera, die notwendig ist, um Ionenketten zeitlich und vor allem örtlich aufzulösen. Des Weiteren wurden Elemente für die Einzel-Ionen-Adressierung aufgebaut, welche für die kohärente Zustandsmanipulation einzelner Ionen einer Kette von Bedeutung ist. Die letzte Aufgabe bestand in der Auswertung der mit der Kamera aufgenommenen Ionenbilder. Die Dokumentation der gesamten Arbeit findet sich in dieser Diplomarbeit wieder, welche im nächsten Kapitel mit der Beschreibung der relevanten Theorie beginnt. Es folgt eine Beschreibung der während dieses Projektes verwendeten Baugruppen des Experimentes, bevor die oben bereits erwähnten Aufgabenstellungen in aufgezählter Reihenfolge abgehandelt werden.

2 Theorie

In der Quantenoptik und Quanteninformation steht die Wechselwirkung zwischen Atomen und Licht im Vordergrund. Für deren Beschreibung ist jedoch die Kenntnis über die Beschaffenheit der Atome und des Lichts Voraussetzung. Ein Überblick und die theoretischen Grundlagen zur mathematischen Darstellung von Atomen, Lichtwellen und Lichtteilchen sowie deren Wechselwirkung sollen in diesem Kapitel gegeben werden, wobei aufgrund der Vielfalt dieses Themas eine Einschränkung auf die für dieses Diplomprojekt wichtigen Aspekte gemacht werden muss. Mehr zu diesem Thema kann in [12, 13] gefunden werden.

2.1 Zwei-Niveau-Atom in einem Resonator

Die einfachste Variante, ein Atom darzustellen, das für die Quanteninformation genutzt werden soll, ist ein Zwei-Niveau-System. Mit diesen zwei Niveaus ist es möglich, einen Grund- und einen angeregten Zustand des Atoms zu beschreiben. Eine Besonderheit der Quantenmechanik liegt in der Möglichkeit, die zwei atomaren Zustände auch als Überlagerung speichern zu können. Allgemein kann dies als $|\Psi\rangle = c_g(t)|g\rangle + c_e(t)|e\rangle$ beschrieben werden. Die Superposition wird durch die zeitabhängigen Koeffizienten wiedergegeben, welche normiert sind: $|c_g(t)|^2 + |c_e(t)|^2 = 1, \forall t$. Die beiden möglichen Niveaus bilden eine orthonormierte Basis und sind definiert als

$$(2.1) \quad |g\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, |e\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Unterscheiden kann man sie über ihre Energien, die über den Hamiltonoperator definiert werden. Für dieses System wird der Energienullpunkt in der Mitte der beiden Zustände angesetzt (s. Abb. 2.1), sodass in der weiteren Beschreibung lediglich

die Energiedifferenz $\hbar\omega_0$ zwischen den zwei Zuständen mit ihrer Übergangsfrequenz $\omega_0/2\pi$ von Bedeutung ist. Dies führt zu

$$(2.2) \quad \hat{H}_{Atom} = \frac{1}{2}\hbar\omega_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} = \frac{1}{2}\hbar\omega_0\hat{\sigma}_z.$$

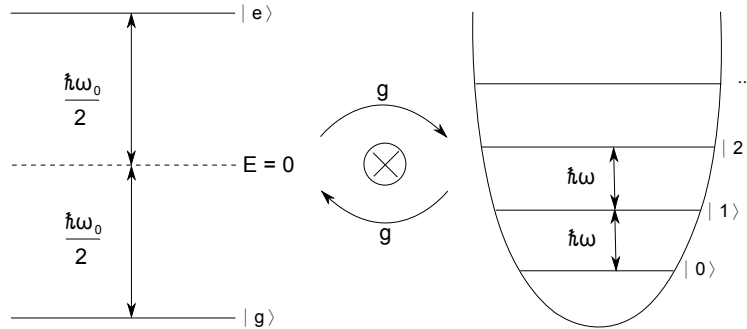


Abbildung 2.1. Die linke schematische Abbildung stellt die Energien eines Zwei-Niveau-Systems dar. Die Niveaus unterscheiden sich um $\hbar\omega_0$. Das Energieschema eines Lichtfeldes kann mit Hilfe eines harmonischen Oszillators skizziert werden, welcher sich auf der rechten Seite der Abbildung befindet. Die Energieebenen des Lichtfeldes haben jeweils eine Energiedifferenz von $\hbar\omega$.

Der Operator $\hat{\sigma}_z$ ist einer der Pauli-Matrix-Operatoren, der auch als $\hat{\sigma}_z = |e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|$ angegeben werden kann. Damit es dem Atom möglich wird, zwischen den Zuständen zu wechseln, muss ein elektro-magnetisches Feld eingestrahlt werden, welches als Überlagerung vieler harmonischer Oszillatoren geschrieben werden kann. Dieses elektro-magnetische Feld kann zum Beispiel das Licht einer Resonatormode sein. In diesem Fall ist es zweckmäßig, das mit dem Atom wechselwirkende Lichtfeld mit nur einer Frequenz ω zu beschreiben, womit sich der Hamiltonoperator für dessen elektrisches Feld wie folgt ergibt:

$$(2.3) \quad \hat{H}_{E-Feld} = \hbar\omega \left(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \right).$$

Die Operatoren \hat{a} und \hat{a}^\dagger stellen den Photonenvernichtungs- und -erzeugungsoperator dar. Der konstante Term $\hbar\omega/2$ kann im weiteren Verlauf vernachlässigt werden, da er bei der Atom – Licht – Wechselwirkung von keinerlei Bedeutung ist. Die Wechsel-

wirkung selbst trägt jedoch zur Energiebilanz des Systems bei. Sie findet zwischen dem Dipolmoment \hat{d} des Atoms und dem elektrischen Feld \hat{E} statt, was in folgendem Energieoperator resultiert:

$$(2.4) \quad \hat{H}_W = -\hat{d}\hat{E} = -e\hat{r}\hat{E}.$$

Für eine detailliertere Beschreibung dieser Wechselwirkung muss zunächst das Dipolmoment charakterisiert werden, welches sich aus den Eigenschaften der Elektronen der äußersten Schale zusammensetzt. Da in unserem Experiment $^{40}\text{Ca}^+$ verwendet wird, ist für das Dipolmoment des Atoms nur ein Elektron in Betracht zu ziehen, sodass sich das Dipolmoment aus der Elektronenladung und dem mittleren Abstand des Valenzelektrons vom Atomkern nähern lässt. Zur Berechnung von \hat{d} können mit diesem Wissen dessen Matrixelemente ausgerechnet werden und ergeben sich zu:

$$(2.5) \quad \hat{d} = e \begin{pmatrix} \langle g|\hat{r}|g\rangle & \langle g|\hat{r}|e\rangle \\ \langle e|\hat{r}|g\rangle & \langle e|\hat{r}|e\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \mu \\ \mu & 0 \end{pmatrix} = \mu(\sigma^+ + \sigma^-) = \mu(|e\rangle\langle g| + |g\rangle\langle e|)$$

mit den Auf- und Absteigeoperatoren der Niveaus

$$(2.6) \quad \sigma^+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix},$$

wobei sich die Elemente der Hauptdiagonalen des Dipolmoments zu null ergeben, da sie aus einer Integration über eine symmetrische multipliziert mit einer unsymmetrischen Funktion berechnet werden: $\int d^3x f_{sym} \times f_{asym} = e\langle g|\hat{r}|g\rangle = e\langle e|\hat{r}|e\rangle = 0$. Der Wechselwirkungsoperator wird damit zu:

$$(2.7) \quad \hat{H}_W = -\mu\hat{E}(\hat{\sigma}^+ + \hat{\sigma}^-).$$

Er gibt die Wechselwirkungsenergie zwischen atomarem Dipol und elektrischem Feld wieder. Für eine ebene Welle kann wiederum folgender elektrischer, quantisierter Feldoperator angeschrieben werden [13]:

$$(2.8) \quad \hat{E}(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t) = E_0 \left[\hat{a} e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} + \hat{a}^\dagger e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \right].$$

Die Polarisation der Welle wird der Einfachheit halber als parallel zum Dipolmoment angenommen. Das Lichtfeld in einem optischen Resonator ergibt sich aus der Überlagerung einer ein- und einer auslaufenden, ebenen Welle und resultiert damit in einer Stehwelle zwischen den zwei Resonatorspiegeln [14]. Gleichung 2.8 muss also umgeschrieben werden und resultiert in

$$(2.9) \quad \begin{aligned} \hat{E}_{RES}(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t) &= \hat{E}(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t) + \hat{E}(-\mathbf{k}, \mathbf{r}, t) \\ &= E_0 \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \left(\hat{a} e^{-i\omega t} + \hat{a}^\dagger e^{i\omega t} \right). \end{aligned}$$

Zusätzlich kann die Ortsabhängigkeit des elektrischen Feldes vernachlässigt werden, da die Atomgröße mindestens um einen Faktor tausend kleiner ist als die Wellenlänge des Lichts. Die Lichtintensität wird daher als homogen betrachtet, das elektrische Feld hängt nur mehr von der Zeit ab. Dies wird als Dipolnäherung bezeichnet. Bei deren Anwendung erhält der Wechselwirkungsoperator folgende Form:

$$(2.10) \quad \begin{aligned} \hat{H}_W &= -\mu (\hat{\sigma}^+ + \hat{\sigma}^-) E_0 \left(\hat{a} e^{-i\omega t} + \hat{a}^\dagger e^{i\omega t} \right) \\ &= -\hbar g (\hat{\sigma}^+ + \hat{\sigma}^-) \left(\hat{a} e^{-i\omega t} + \hat{a}^\dagger e^{i\omega t} \right) \end{aligned}$$

Die eingeführte Größe $g = \mu E_0 / \hbar$ gibt die Kopplungsstärke¹ zwischen Licht und Atom wieder und wird als Rabifrequenz² bezeichnet (Einheit ist s^{-1}). Durch Ausschreiben der Operatortensorprodukte ergeben sich vier Operatorkombinationen bestehend aus Photonenerzeuger bzw. -vernichter sowie Zustandsauf- bzw. -absteigeoperator. Zwei der vier Terme können vernachlässigt werden, da sie, aufgrund ihrer Rotation mit der ungefähr doppelten Anregungsfrequenz, stark nichtresonant sind. Explizit wird auf die Kombinationen von Photonenerzeuger und Zustandsaufsteigeoperator sowie Photonenvernichter und Zustandsabsteigeoperator verzichtet. Man spricht von

¹Die Kopplungsstärke g hat nichts mit dem Grundzustand $|g\rangle$ gemein, welcher in jedem Fall in der Bra-Ket-Schreibweise angegeben wird.

²Die Rabifrequenz wird fallweise auch als Ω bezeichnet.

der Drehwellennäherung [13]. Es resultiert eine Vereinfachung des Wechselwirkungsterms, sodass man diesen schreiben kann als

$$(2.11) \quad \hat{H}_W = -\hbar g \left(\hat{\sigma}^+ \hat{a} e^{-i\omega t} + \hat{\sigma}^- \hat{a}^\dagger e^{i\omega t} \right).$$

Übrig geblieben sind nach der Näherung die Terme für Photonenerzeuger kombiniert mit Zustandsabsteigeoperator und Photonenvernichter kombiniert mit Zustandsaufsteigeoperator.

Somit ist die genaue Beschreibung des Anteils der Atom – Licht – Wechselwirkung an der Gesamtenergie abgeschlossen, sodass der Hamiltonoperator des Systems aus den drei verschiedenen Hamiltonoperatoren aus den Gleichungen 2.2, 2.3 und 2.11 zusammengesetzt werden kann:

$$(2.12) \quad \hat{H} = \hat{H}_{Atom} + \hat{H}_{E-Feld} + \hat{H}_W$$

Dies ist der Jaynes-Cummings-Hamiltonoperator, der eine Beschreibung für die Wechselwirkung zwischen einem Atom und einem quantisierten, harmonischen Oszillator liefert [15].

Dieser Hamiltonoperator wird in weiterer Folge in die wechselwirkungsfreien Operatoren $\hat{H}_0 = \hat{H}_{Atom} + \hat{H}_{E-Feld}$ sowie die Atom-Licht-Wechselwirkung \hat{H}_W eingeteilt, wobei mit Licht die Resonatormode gemeint ist. Außerdem wird hier lediglich der Resonanzfall betrachtet, für den die Übergangsfrequenz ω_0 zwischen den zwei Atomniveaus $|g\rangle$ und $|e\rangle$ gleich der Lichtfrequenz ω der Resonatormode ist: $\Delta = \omega_0 - \omega = 0$ (für $\Delta \neq 0$ siehe [16]).

Betrachtet man zunächst den wechselwirkungsfreien Hamiltonoperator, erhält man die dazugehörigen Eigenzustände $|g, n\rangle$ und $|e, n\rangle$. Sie setzen sich aus einem Tensorprodukt bestehend aus den Atomzuständen sowie der Photonenzahl der Resonatormode zusammen [17]. Da der Resonanzfall betrachtet wird, sind die Zustände $|g, n\rangle$ und $|e, n-1\rangle$ entartet. Wird der Wechselwirkungsoperator \hat{H}_W hinzugezogen, koppeln diese beiden Zustände (immer paarweise) miteinander, woraus sich auch

die Bezeichnung *gekoppelte Zustände* ergibt [18]. Dabei ist es dem System möglich, jeweils zwischen den Zuständen $|g, n\rangle$ und $|e, n - 1\rangle$ hin- und herzuwechseln, solange keine weiteren Photonen von außen hinzukommen. Die Kopplungsstärke bzw. die Frequenz, mit der der Wechsel vom Grundzustand in den angeregten Zustand unter Photonenabsorption $\hat{a}\hat{\sigma}^+$ bzw. der Wechsel vom angeregten Zustand in den Grundzustand unter Photonenemission $\hat{a}^\dagger\hat{\sigma}^-$ vor sich geht, kann beispielsweise aus $\hat{H}_W|g, n\rangle = \hbar\sqrt{n}g|e, n - 1\rangle$ zu $\sqrt{n}g$ bestimmt werden. Zu bemerken ist hierbei, dass das emittierte Photon im Resonator verbleibt. Das Zustandsdiagramm dieses Systems ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Die Energieniveaus sind durch Hinzunahme des Wechselwirkungsoperators nun jedoch keine Eigenzustände des Systems mehr, da die Kopplung eine Energieverschiebung kreiert. Die Zustände $|g, n\rangle$ und $|e, n\rangle$ werden aber der Einfachheit halber weiterhin als Basiszustände verwendet. Der neue Satz von Eigenzuständen, den sogenannten *bekleideten Zuständen* (engl. dressed states), setzt sich wie folgt zusammen:

$$(2.13) \quad \begin{aligned} |+, n\rangle &= (|e, n - 1\rangle + |g, n\rangle) \frac{1}{\sqrt{2}} \longrightarrow E_+ = \hbar g \sqrt{n} \\ |-, n\rangle &= (|e, n - 1\rangle - |g, n\rangle) \frac{1}{\sqrt{2}} \longrightarrow E_- = -\hbar g \sqrt{n} \end{aligned}$$

Die Energieverschiebungen von den ursprünglichen Energieniveaus lassen sich hier mit E_+ und E_- definieren. Daraus können die Energieunterschiede zwischen den Eigenzuständen $|+, n\rangle$ und $|-, n\rangle$ zu $2\hbar g \sqrt{n}$ berechnet werden. Hierbei kann jedes Niveau $|n\rangle$ separat als Zwei-Niveau-System betrachtet werden. In Folge ist es ebenfalls möglich, eine Rabi-Frequenz $\Omega^{(n)}$ zu definieren, die die kohärente Wechselwirkung der Zustände $|+, n\rangle$ und $|-, n\rangle$ angibt. Die verschiedenen Energieniveaus $|n\rangle$ sind des Weiteren durch eine Photonenenergie $\hbar\omega$ voneinander entfernt, wobei $\hbar\omega \gg 2\hbar g \sqrt{n}$ erfüllt sein muss.

2.2 Drei-Niveau-Atom in einem Resonator

Zur Realisierung eines stationären Qubits bedarf es eines Systems, das einen sehr langlebigen, angeregten Zustand enthält, wobei die Lebensdauer eines Zustandes von seiner Übergangsfrequenz zum Grundzustand abhängt. Solch ein Qubit kann mit

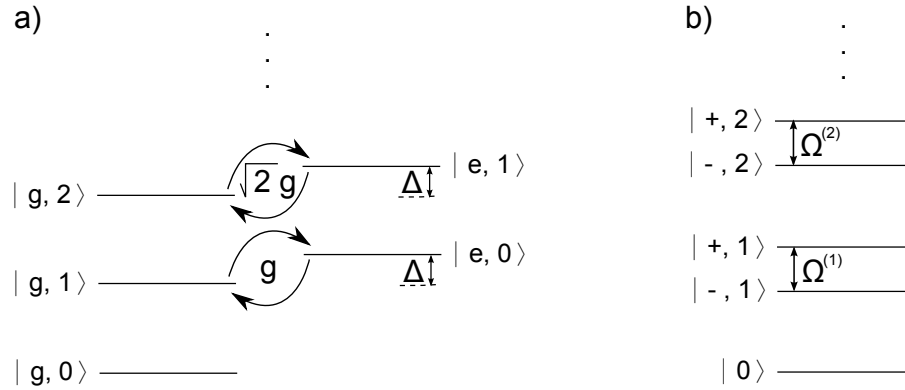


Abbildung 2.2. a) Gezeigt sind die gekoppelten Atom-Photon-Zustände, entstanden durch die Wechselwirkung des Atoms mit dem Resonator. Da nur der Resonanzfall betrachtet wird, kann die Verstimmung $\Delta = \omega_0 - \omega = 0$ gesetzt werden. Für eine genauere Betrachtung des Systems mit $\Delta \neq 0$ kann in [16] nachgeschlagen werden. b) Die Eigenzustände des Systems verschieben sich unter Berücksichtigung der Wechselwirkung des Atoms mit der Resonatormode. Die Niveaus der gleichen Resonatormoden-Photonenanzahl können jeweils als Zwei-Niveau-Systeme mit der Rabi-Frequenz Ω betrachtet werden.

Hilfe eines Drei-Niveau-Systems realisiert werden, wovon effektiv nur zwei Niveaus zur Verwirklichung des Qubits und dessen Zuständen $|g\rangle$ und $|e\rangle$ verwendet werden. Das dritte, sehr kurzlebige Niveau des Systems kann dann dazu verwendet werden, den Qubitzustand auszulesen. Dazu wird der Übergang zwischen diesem und dem Grundzustand getrieben, wobei das emittierte Fluoreszenzlicht detektiert werden kann, sodass der Aufenthalt des Qubits im angeregten Zustand auszuschließen ist.

Die Realisierung eines solchen Drei-Niveau-Systems ist mit einem Calciumion möglich. Calcium gehört zu der Gruppe der Erdalkalimetalle und enthält in der äußersten Schale lediglich ein Elektron, wenn es ionisiert wird. Somit ist seine atomare Struktur dem Wasserstoffatom ähnlich und die Berechnung der Energieniveaus kann in oben angegebener Weise durchgeführt werden. Die drei Energiezustände des Ions gehören den drei verschiedenen Bahndrehimpulswerten S, P und D an, was in Abbildung 2.3 a) dargestellt ist. Für die Umsetzung des Qubits werden jedoch nur die Energielevel S und D verwendet. Ein Übergang vom Grundzustand S in den angeregten, langlebigen Zustand D kann entweder über eine Raman-Passage über den Zustand P oder mit dem direkten Quadrupolübergang von S nach D vorgenommen werden. Die Ausführung eines Zwei-Niveau-Systems mit Dipolübergang wie etwa S – P oder

P – D wäre nicht zweckmäßig, da der angeregte Zustand P viel zu kurzlebig wäre, um kohärente Manipulationen durchzuführen³. Außerdem würden vom Zustand P zuviele Verluste durch Zerfall in den jeweils falschen Zustand auftreten.

Für die Realisierung eines Ramanüberganges (s. Abb. 2.3 a)) muss ein Laser mit der Rabifrequenz Ω_d eingestrahlt werden, um den Übergang zwischen den Zuständen S und P zu treiben. Dieser Laser muss jedoch eine Verstimmung Δ zum S - P - Übergang aufweisen. Außerdem müsste normalerweise ein zweiter Laser mit der Übergangsfrequenz von P nach D eingestrahlt werden, um eine Raman-Passage treiben zu können [19]. In unserem Experiment wird dieser Laser jedoch durch den optischen Resonator ersetzt, der stattdessen den P - D - Übergang mit einer Kopplungsstärke g treibt, die in Kapitel 3 angegeben ist. Dieser Übergang ist für den Resonator gewählt worden, da er im Gegensatz zum S - P - Übergang mit geringeren, optischen Verlusten⁴ getrieben werden kann. So ist es ohne einen zweiten Laser möglich, einen adiabatischen Ramanübergang [20] zwischen den Zuständen S und D zu treiben, ohne das Niveau P jemals zu bevölkern. Zusätzlich ist die Verwendung eines Resonators nützlich, um eine Atom-Photon-Wechselwirkung wie im vorhergehenden Abschnitt zu erwirken. Für den Übergang selbst kann gezeigt werden, dass die effektive Kopplung zwischen den zwei Zuständen S und D mit folgender Rabifrequenz zu charakterisieren ist [21]:

$$(2.14) \quad \Omega_{eff} = \frac{\Omega_d g}{2\Delta}.$$

Diese ist wiederum von der Rabifrequenz Ω_d sowie der Frequenzverstimmung Δ abhängig; alle drei Größen sind in Abbildung 2.3 a) grafisch dargestellt. Mit dem Ramanübergang bzw. über den Quadrupolübergang wird das Drei-Niveau-System auf ein effektives Zwei-Niveau-System reduziert, dessen Eigenzustände und Eigenenergien den Angaben aus Gleichung 2.13 entsprechen.

Es ist jedoch zu erwähnen, dass der Zustand, indem ein Photon im Resonator vorhanden ist, nicht der Grundzustand S sondern der angeregte Zustand D ist. Damit müssen die miteinander wechselwirkenden Zustände $|g, n\rangle$ und $|e, n-1\rangle$ zur Beschrei-

³Unter der Voraussetzung, dass keine ultrakurzen Pulse verwendet werden.

⁴Für den P - D - Übergang sind die Reflektivitäten der Resonatorspiegel besser.

bung der „dressed states“ aus Gleichung 2.13 im effektiven Zwei-Niveau-System so definiert werden, dass der S-Zustand dem angeregten Zustand $|e\rangle$ entspricht und der D-Zustand dem nicht angeregten Zustand $|g\rangle$ entspricht.

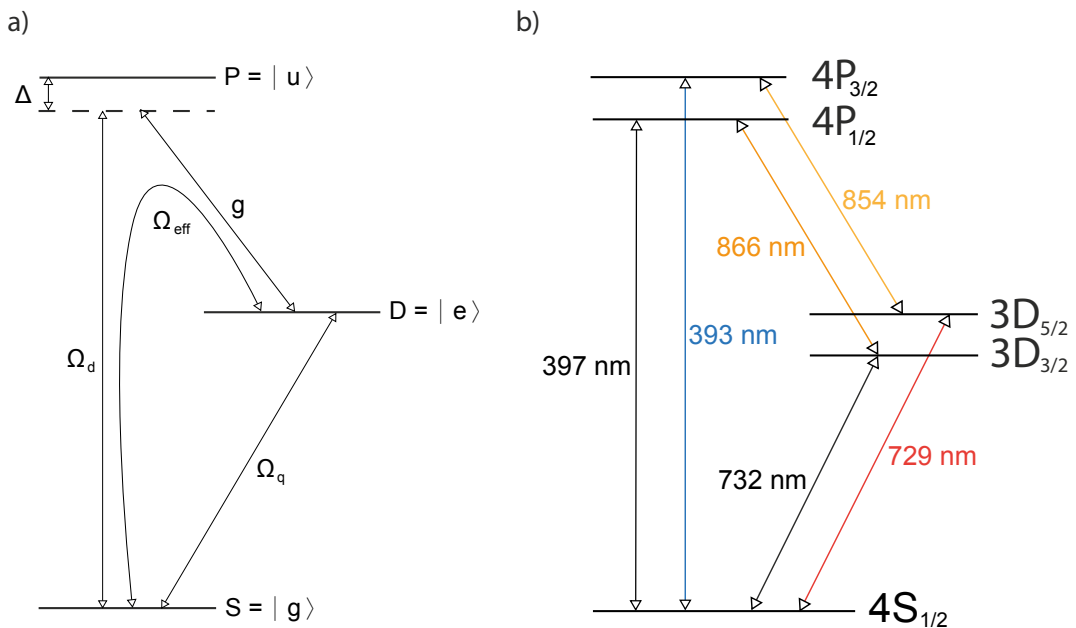


Abbildung 2.3. a) Es ist ein sehr vereinfachtes Termschema von Calcium abgebildet. Das Drei-Niveau-System besteht aus drei verschiedenen hoch angeordneten Energieniveaus, die unterschiedlichen Bahndrehimpulswerten zugeteilt sind. Der Ramanübergang wird mit Hilfe eines Lasers der Rabi-Frequenz Ω_d sowie der Kopplung an den optischen Resonator, der um die Ionenfalle herum gebaut ist, mit der Kopplungskonstante g (s. Kapitel 3) realisiert. Es ist jedoch auch möglich, einen Übergang zwischen den Zuständen S und D mit Hilfe eines Quadrupolüberganges und der Rabi-Frequenz Ω_q zu treiben. b) Das Calciumion hat in der Realität mehr als drei Niveaus. Eine detailliertere Darstellung zeigt bereits fünf Niveaus, von denen eines der Grundzustand ist, zwei Niveaus zwei angeregten Zuständen entsprechen und die letzten zwei Niveaus zwei metastabile Zustände sind. Die Übergänge zwischen diesen Energieniveaus können mit Hilfe der eingetragenen Laserwellenlängen getrieben werden.

2.3 Das Calciumion als n-Niveau-Atom

2.3.1 Fünf Niveaus

Die Beschreibung des Calciumions als Drei-Niveau-System ist in der Realität zu stark vereinfacht. Eine bessere Interpretation liefert ein Fünf-Niveau-System, wie es in Abbildung 2.3 b) gezeigt ist. Die fünf Niveaus setzen sich aus dem Grundzustand $S_{1/2}$, den zwei angeregten Zuständen $P_{1/2}$ und $P_{3/2}$ und den beiden metastabilen Zuständen $D_{3/2}$ und $D_{5/2}$ zusammen und sind deshalb hier gezeigt, da das Calciumion aus den angeregten Zuständen in verschiedene Zustände mit geringeren Energien zerfallen kann.

Wie bereits erwähnt, sind für die experimentelle Implementierung eines Qubits lediglich zwei langlebige Zustände nötig. Es ist also möglich, sich aus den fünf Zuständen des Calciumions die gewünschten Übergänge auszusuchen. Natürlich wird das S-Niveau des Ions, gleich wie beim vereinfachten Drei-Niveau-Modell, als Grundzustand und das D-Niveau als angeregter Zustand des Qubits verwendet, jedoch können die Übergänge von S nach D über verschiedene P-Zustände und zu verschiedenen D-Zuständen getrieben werden. Folgende Möglichkeiten sind offen:

- Am einfachsten ist das Treiben des Ramanüberganges vom Grundzustand $S_{1/2}$ über den angeregten Zustand $P_{1/2}$ zum metastabilen Zustand $D_{3/2}$, da der $D_{3/2}$ – Zustand der einzig mögliche Zustand ist, in den das Ion übergehen kann.
- Eine zweite Möglichkeit ist, den Ramanübergang von $S_{1/2}$ über $P_{3/2}$ nach $D_{3/2}$ zu treiben. Dieser Übergang wird jedoch ebenfalls nicht verwendet, da die Kopplungsstärke des Resonators für diesen Übergang um einen Faktor zehn kleiner wäre. Außerdem bräuchte man für diese Variante einen Laser bei der Wellenlänge 850nm, der das Ion vom angeregten $D_{3/2}$ – Zustand in den $P_{3/2}$ – Zustand zurückpumpen könnte, von wo aus es in den Grundzustand zurückfallen könnte.
- Die dritte Möglichkeit besteht darin, einen Ramanübergang von $S_{1/2}$ über $P_{3/2}$ nach $D_{5/2}$ zu treiben. Dies ist der Übergang, der im Experiment Anwendung findet, da alle notwendigen Laser vorhanden sind, um das Ion in einem vollständigen Zyklus in jeden gewünschten Zustand zu versetzen. Der beim Ra-

manübergang benötigte, für die Rabi-Frequenz Ω_d zuständige Laser wird mit der Wellenlänge 393 nm eingestrahlt. Der Resonator ist auf die Übergangsfrequenz von $P_{3/2}$ nach $D_{5/2}$ stabilisiert. Damit ist alles vorhanden, was für einen Ramanübergang nötig ist. Sollte jedoch zufällig passieren, dass das Ion beim Ramanübergang in den $D_{3/2}$ – statt in den $D_{5/2}$ – Zustand übergeht, kann das Ion mit Hilfe des Lasers bei 866 nm in den $P_{1/2}$ – Zustand zurück gepumpt werden, von wo es in den Grundzustand zerfällt.

Zusätzlich besteht die Möglichkeit, den Ramanübergang durch den direkten Quadrupolübergang von $S_{1/2}$ nach $D_{5/2}$ zu ersetzen. Zu diesem Zweck wird ein Laser bei 729 nm eingestrahlt, der für die direkte, kohärente Manipulation des Ions vorgesehen ist. Falls das Ion dann vom $D_{5/2}$ – Zustand in den $S_{1/2}$ – Zustand zurückgepumpt werden soll, kann der Laser bei 854 nm das Ion in den $P_{3/2}$ – Zustand hinaufheben, von wo es spontan in den Grundzustand zurückfallen kann.

In jedem Fall wird der Zustandsnachweis mit dem Laser der Wellenlänge 397 nm durchgeführt. Dieser Laser treibt den Übergang $S_{1/2} - P_{1/2}$. Da der angeregte P-Zustand sehr kurzlebig ist, fluoresziert das Ion. Daraus kann gefolgert werden, dass sich das Ion im Qubit-Grundzustand $S_{1/2}$ und nicht im angeregten Dunkelzustand $D_{5/2}$ befindet.

Das hier beschriebene Calciumschema ist gültig, falls kein externes Magnetfeld angelegt wird. Ist dies jedoch der Fall, spalten die hier genannten Energieniveaus in Zeeman-Unterkomponenten auf (s. nächstes Unterkapitel).

2.3.2 18 Niveaus

Wie bereits erwähnt, wird das 5-Niveau-Schema des Calciumions aufgespalten, falls es sich in einem Magnetfeld befindet. Der anomale Zeeman-Effekt sorgt dann für Energieniveaus der Form $|L_J, m_J\rangle$, wobei L den Bahndrehimpuls eines jeden Zustandes, J den gesamten Drehimpuls und m_J seine Projektion auf die Quantisierungsachse, parallel zur Magnetfeldrichtung, darstellt. Die Energieverschiebungen ergeben sich dabei zu

$$(2.15) \quad \Delta E_{L_J, m_J} = -m_J g_{L_J} \mu_B B,$$

wobei $g_{L,J}$ der Landé-Faktor und μ_B das Bohr'sche Magneton ist. Das Termschema ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Die gewünschten Übergänge können hier ebenfalls frei gewählt werden. Der Resonator lässt sich jedoch nur auf einen spezifischen P - D -Übergang einstellen, sodass die Auswahl der Übergänge hier bereits drastisch eingeschränkt wird. Des Weiteren ist in diesem System die Polarisation des Lichtes nicht mehr zu vernachlässigen, wobei deren Bezeichnung auf die Quantisierungsachse bezogen wird. Einerseits ist die Polarisation des eingestrahlt Laserlichtes bedeutend, da für verschiedene Übergänge verschiedene Polarisationen eingestrahlt werden müssen, andererseits haben damit aber auch die emittierten Photonen bestimmte Polarisationen. Diese Eigenschaft lässt sich wiederum für zukünftige Experimente einsetzen, wie zum Beispiel bei der Atom-Photon-Verschränkung und in weiterer Folge bei der Atom-Atom-Verschränkung.

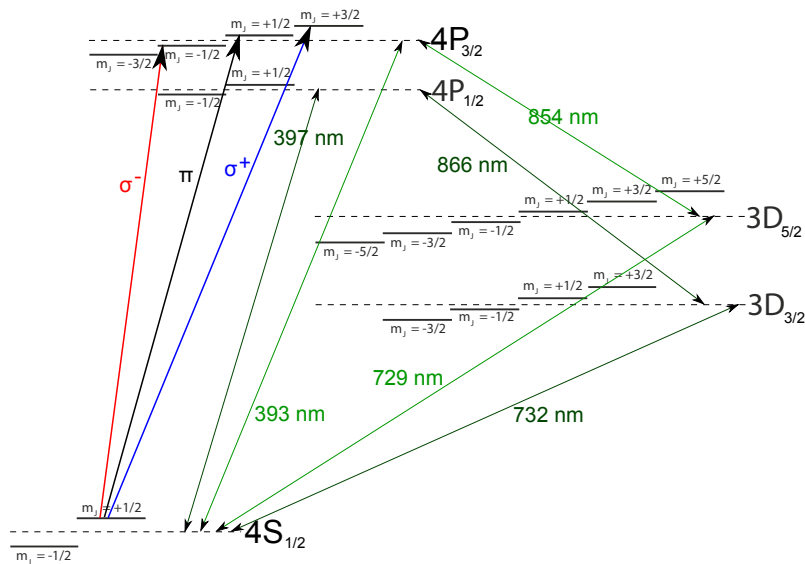


Abbildung 2.4. Unter dem Einfluss eines externen Magnetfeldes spaltet das Fünf-Niveau-System des Calciumions durch den Zeeman-Effekt in ein 18-Niveau-System auf. m_J sind die Projektionen der Gesamtdrehimpulse auf die Quantisierungsachse parallel zum Magnetfeld.

Atom-Photon-Verschränkung

Für die Darstellung eines Atom-Photon-Systems wird, wie oben bereits erwähnt, ein Tensorprodukt aus Atomzustand und Photonenzahl oder auch Photonpolarisati-

on definiert, wobei auch für diese Systeme Zustände aus Superpositionen verschiedener Tensorprodukte entstehen können. Diese Superpositionen werden in der Folge in Produkt- und verschränkte Zustände eingeteilt. Die nachstehenden, ganz allgemein gehaltenen Beispiele mit den Basiszuständen $|0\rangle$ und $|1\rangle$ sollen dies veranschaulichen:

$$(2.16) \quad \begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{2}} (|00\rangle - |01\rangle) &= |0\rangle \otimes \frac{1}{\sqrt{2}} (|0\rangle - |1\rangle) \longrightarrow \text{Produktzustand} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (|00\rangle - |11\rangle) &\longrightarrow \text{verschränkter Zustand} \end{aligned}$$

Die Verschränkung ist eine Besonderheit der Quantenmechanik. Es nicht möglich, eine Verschränkung als Tensorprodukt aus zwei verschiedenen Zuständen zu beschreiben. Die möglichen Verschränkungszustände sind durch die sogenannten Bellzustände definiert. Anschaulich kann man Verschränkung wie folgt erklären: Zwei Teilchen A und B sind keinem definierten Zustand zugeordnet (der Ausgang einer Zustandsmessung ist unbekannt). Wird jedoch der Zustand eines Teilchens (A) gemessen, entscheidet sich dieses für einen Wert und der Zustand des zweiten Teilchens (B) ist automatisch ohne dessen Nachweis bestimmt. Eine Informationsübertragung zwischen A und B ist auszuschließen.

Soll sichergestellt werden, dass es sich bei dem erzeugten Zustand nicht um einen gemischten Zustand handelt, sondern tatsächlich um eine Verschränkung, muss der Zustand in zwei verschiedenen, zueinander um 45° verdrehten Basen gemessen werden. Das Ergebnis sollte antikorrelierte Zustände in jeder Basis liefern.

Die praktische Umsetzung einer Atom-Photon-Verschränkung könnte in unserem Experiment dabei wie folgt aussehen: Das Ion wird im Grundzustand $|L_J, m_J\rangle = |S_{1/2}, -1/2\rangle$ initialisiert. Dann werden gleichzeitig die zwei Ramanübergänge $|S_{1/2}, -1/2\rangle \leftrightarrow |P_{3/2}, -3/2\rangle \leftrightarrow |D_{5/2}, -5/2\rangle$ und $|S_{1/2}, -1/2\rangle \leftrightarrow |P_{3/2}, -3/2\rangle \leftrightarrow |D_{5/2}, -3/2\rangle$ mit einem σ^- -polarisierten Antriebslaser mit zwei nahe beieinander liegenden Rabi-Frequenzen Ω_{d1} und Ω_{d2} getrieben. Dabei wird ein Photon in den Resonator emittiert und es ergibt sich der folgende verschränkte Zustand:

$$(2.17) \quad \frac{1}{\sqrt{2}} (|D_{5/2}, -5/2\rangle|H\rangle + |D_{5/2}, -3/2\rangle|V\rangle),$$

wobei H die horizontale und V die vertikale Photonenpolarisation darstellen. Die Energie des emittierten Photons ist dabei für die zwei möglichen Ramanübergänge ununterscheidbar [10].

2.4 Zwei Calciumionen in einem Resonator

Ein zukünftiges Ziel des Experiments ist die Verschränkung von zwei Ionen mit Hilfe eines optischen Resonators. Für die Beschreibung einer Zwei-Ionen-Kette, die mit dem elektrischen Feld eines optischen Resonators wechselwirken soll, muss der Hamiltonoperator nach dem Tavis-Cummings- [22] oder auch Dicke-Modell [23] beschrieben werden. Auch dieser wird in zeitabhängige und zeitunabhängige Anteile aufgespalten:

$$\begin{aligned}
 H &= H_0 + H_W \\
 (2.18) &= \hbar\omega \left(a^\dagger a + \frac{1}{2}\sigma_z^{(1)} + \frac{1}{2}\sigma_z^{(2)} \right) + \hbar g \left[\left(\sigma_-^{(1)} + \sigma_-^{(2)} \right) a^\dagger + \left(\sigma_+^{(1)} + \sigma_+^{(2)} \right) a \right].
 \end{aligned}$$

Der Hamiltonoperator bezieht sich auf die idealisierte Form eines Atoms - das Zwei-Niveau-System. Für Mehr-Niveau-Systeme kann der Operator jedoch beliebig erweitert werden. (1) und (2) stehen in diesem Zusammenhang für die zwei Ionen. Dem Wechselwirkungsterm ist zu entnehmen, dass die beiden Ionen über die Resonatormode wechselwirken können. So ist es möglich, dass ein emittiertes Photon, welches mit einem Atom verschränkt ist, das andere Atom anregt („mediated interaction“), womit die Atom-Atom-Verschränkung zweier Ionen in einem Resonator verwirklicht werden kann (s. Kapitel 7) [21].

Damit ist die Skizzierung der für ein Resonator-Quantenelektrodynamik-Experiment wichtigen Theorie abgeschlossen, wobei die Wechselwirkung zweier Ionen in einem Resonator aus dem letzten Absatz für zukünftige Experimente dargestellt wurde. Im nun folgenden Kapitel sollen die für dieses Projekt wichtigen Elemente des Experimentaufbaus näher erläutert werden.

3 Das Experiment

3.1 Lineare Paul-Falle

Nach der Erfindung des Quadrupol-Massenspektrometers gelang Wolfgang Paul dessen Weiterentwicklung zu einer nach ihm benannten Ionenfalle [24]. Die lineare Paul-Falle besteht, wie das Massenspektrometer, aus vier in einem Quadrat angeordneten Elektroden, die diagonal zueinander mit gleichen RF-Spannungen versorgt werden. Dabei entsteht ein elektrisches Quadrupolfeld, in dessen Zentrum, dem Potentialnullpunkt, es für geladene Teilchen möglich ist, für längere Zeit zu verweilen. Zu diesen Elektroden wurde an deren Enden ein weiteres Elektrodenpaar hinzugefügt, um die geladenen Teilchen bzw. die in unserem Experiment verwendeten Calciumionen auch entlang der Elektroden (3. Dimension) einschließen zu können. Der Aufbau solch einer Ionenfalle ist in Abbildung 3.1 grafisch dargestellt.

Die Aufgabe besteht nun darin, ein elektrisches, harmonisches Potential zu erzeugen, in dem die Ionen dauerhaft gefangen werden können. Die Laplace-Gleichung $\Delta\Phi = 0$ legt dafür die Randbedingungen fest und es folgt, dass für den Einschluss in allen drei Raumrichtungen kein statisches, positives Potential verwendet werden kann. Es besteht jedoch die Möglichkeit, ein zweidimensionales RF-Potential (RF = Radiofrequenz) herzustellen. Dieses kann mit Hilfe eines Pseudopotentials beschrieben werden und löst die Laplace-Gleichung [25]:

$$\Phi = \frac{U}{2R^2} (X^2 - Y^2).$$

Bei der experimentellen Umsetzung legt man an die vier im Quadrat angeordneten Elektroden abwechselnd Spannungen der Form $U = U_0 + V_0 \cos(\omega_{rf}t)$ an und erzeugt so ein sich zeitlich mit der Radiofrequenz ω_{rf} veränderndes elektrisches Feld. Daraus resultiert ein periodisch umklappendes Sattelpotential Φ , das die Ionen durch seine

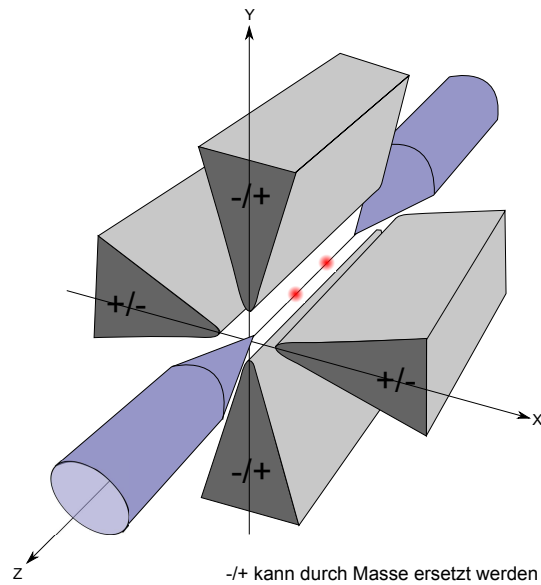


Abbildung 3.1. Dies ist der Aufbau einer linearen Paulfalle. Sie besteht aus vier diagonal zueinander angeordneten RF-Elektroden sowie zwei in Z -Richtung angeordneten Gleichspannungselektroden. In der Mitte der Falle können Ionen stabil gefangen gehalten werden.

sich ständig wechselnde Raumrichtung im Fallenvolumen einsperren kann. Die Größe R stellt hier den Abstand zwischen dem Ion und der nächsten Elektrode dar, X und Y geben Achsenabschnitte eines Koordinatensystems wieder, dessen Ursprung in der Mitte der Elektrodenanordnung liegt (s. Abb. 3.1). Die Achsenabschnitte definieren die Auslenkung des Ions vom Zentrum, wobei die Richtungen von X und Y senkrecht zu den Elektroden angeordnet sind. Zum räumlichen Einschluss des Ions in der dritten Dimension Z parallel zu den RF-Elektroden werden Gleichspannungselektroden an den Enden der Falle angebracht.

An diesem Punkt ist die Form des elektrischen Feldes klar definiert, es müssen jedoch noch die Werte der anzulegenden Spannungen eruiert werden. Dazu können für die Ionen, die sich im Fallenvolumen befinden, Bewegungsgleichungen angeschrieben werden, die auch als Mathieu'sche Differentialgleichungen bezeichnet werden [26]:

$$(3.1) \quad \begin{aligned} \frac{d^2 X}{dt^2} + \frac{\omega_{rf}^2}{4} (a + 2q \cos(\omega_{rf} t)) X &= 0, \\ \frac{d^2 Y}{dt^2} - \frac{\omega_{rf}^2}{4} (a + 2q \cos(\omega_{rf} t)) Y &= 0. \end{aligned}$$

Deren frei wählbare Parameter [24]

$$(3.2) \quad a = \frac{4eU_0}{mR^2\omega_{rf}^2}, \quad q = \frac{2eV_0}{mR^2\omega_{rf}^2}$$

mit den Größen m als Ionenmasse und e als Ionenladung, hängen von der Fallenfrequenz ω_{rf} (= Frequenz im Pseudopotential) ab. Außerdem ist a direkt proportional zum Gleichanteil der angelegten Spannung U , während q von der Amplitude der Wechselspannung von U bestimmt wird, die die Potentialtiefe festlegt. Die Lösungen der Mathieu'schen Differentialgleichungen [26] zeigen eine harmonische Oszillation der gefangenen Ionen in X- und Y-Richtung des Potentials. Ihre Frequenz wird beschrieben durch

$$(3.3) \quad \omega_s = \frac{\omega_{rf}}{2} \sqrt{\frac{q^2}{2} + a}$$

und säkulare (=langsame) Fallenfrequenz genannt. Für unser Experiment ergibt sich diese zu ungefähr 3 MHz. Man sieht in der Gleichung, dass die Amplitude dieser Frequenz moduliert wird von der Fallenfrequenz ω_{rf} . Dies ist als Bewegung um eine Gleichgewichtsposition herum registrierbar und wird als *Mikrobewegung* der Ionen mit der Antriebsfrequenz ω_{rf} bezeichnet (genauer am Ende des Kapitels diskutiert).

Die Realisierung der Ionenfalle in unserem Experiment sieht vor, dass der Gleichspannungsanteil $U_0 = 0$ gesetzt wird, woraus $a = 0$ resultiert. Außerdem wird, statt wie in Abbildung 3.1 negative und positive Spannungen an den Elektroden abzuwechseln, ein Massepotential an ein Elektrodenpaar und U an das andere Elektrodenpaar angelegt. Die Amplitude V_0 sowie die Frequenz ω_{rf} der Elektrodenspannung müssen dann so gewählt werden, dass $0 \leq |q| \leq 0.92$ erfüllt ist, was ein stabiles Fallenpoten-

tial garantiert [24]. Für unsere Falle wird eine Antriebsfrequenz $\omega_{rf} = 23.4$ MHz verwendet und eine Leistung von 5 W an die Elektroden angelegt. Zusätzlich zu den beschriebenen Bewegungen schwingt das Ion jedoch auch in Z -Richtung mit einer Frequenz ω_z , die sich für unser Experiment zu 1 MHz ergibt.

3.2 Der optische Resonator

Ein optischer Resonator, um die Ionenfalle herum gebaut, erhöht die Wahrscheinlichkeit einzelne Photonen zu detektieren. Bedingt durch den Resonator emittieren die Ionen viel wahrscheinlicher Photonen in die Resonatormode anstatt in eine beliebige Raumrichtung (die Wahrscheinlichkeit hängt von der Kopplung zwischen Atom und Resonatormode ab), von wo die Photonen durch Auskoppeln aus dem Resonator für verschiedenste Anwendungen weitergeleitet werden können.

3.2.1 Beschreibung

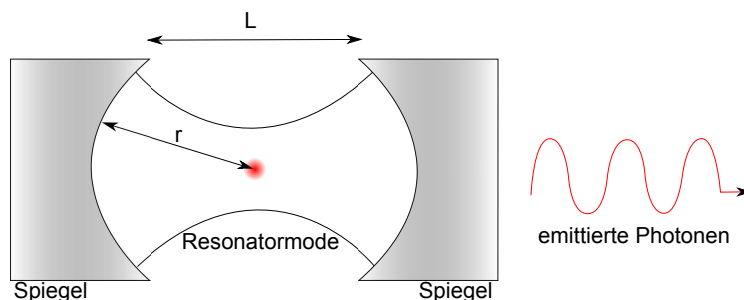


Abbildung 3.2. Dies ist die graphische Darstellung des Resonators.

Mit einer Länge von 19.92 mm und Spiegelradien von 10 mm ist der Resonator unseres Experiments in einer fast-konzentrischen Konfiguration aufgebaut (s. Abb. 3.2). Die Spiegel selbst weisen unterschiedliche Reflektivitäten auf, was zu einer bevorzugten Transmissionsrichtung der Photonen führt und wiederum nützlich für die Verwendung des Systems als Einzel-Photonen-Quelle ist, da die Photonen so direkt in einen Lichtleiter eingekoppelt werden können. Bevor dies jedoch der Fall ist, müssen die Photonen in die Resonatormode emittiert werden, was von der Größe der Kopplungsrate $2g$ abhängt. Diese ergibt sich maximal zu $2g_0$, wobei

$$(3.4) \quad g_0 = \sqrt{\frac{3c\lambda^2\gamma_{PD}}{\pi^2 L w_0^2}}$$

mit der atomaren Zerfallsrate γ_{PD} des Übergangs $P_{3/2} \rightarrow D_{5/2}$, auf dem der Resonator wirkt¹, der Wellenlänge $\lambda = 854$ nm, auf der der Resonator arbeitet, der bereits angegebenen Resonatorlänge L und dem Radius der Resonatormode w_0 an der Strahltaile (entnommen aus [31]). Die allgemeine Kopplungsrate g (s. Kapitel 2) hängt zusätzlich von der Position des Ions relativ zur Resonatormode ab, die mit einer Stehwelle beschreibbar ist (s. Kapitel 2). Daher muss zur maximalen Kopplungsrate die Form der Stehwelle, also ein Kosinus, sowie eine Gaußfunktion für den Strahlverlauf im Resonator dazu multipliziert werden. Für eine maximale Wahrscheinlichkeit der Photonenemission in die Resonatormode soll die Kopplungsrate so groß wie möglich sein. Das heißt, das Ion sollte an einem Modenbauch in der Mitte des Resonators platziert werden, wo auch die Kopplungsrate ihren maximalen Wert g_0 annehmen kann, sodass die Wahrscheinlichkeit für kohärente Prozesse (Übergänge) maximal wird.

Zur bestmöglichen Platzierung der Ionen im Resonator wurden die Spiegel auf zwei verschiedenen Piezoplattformen montiert, sodass sie räumlich verschiebbar sind. Einerseits kann dies als Stellglied verwendet werden, um den Resonator mit Hilfe des Pound-Drever-Hall Verfahrens [32] auf eine bestimmte Länge zu fixieren (in [31] beschrieben als „Transfer Lock“, nicht nötig für die Durchführung dieses Projekts), andererseits kann der ganze Resonator verschoben bzw. der Abstand zwischen den Spiegeln verändert werden. Das Verschieben des Resonators ist zum Beispiel von größter Bedeutung, wenn Ionen geladen werden sollen. Durch eine Fehlkonstruktion der Falle hat der Resonator Kontakt mit dem Ofen, was beim Heizen des Ofens zu einer zu starken Erhitzung des Resonators und einer zu geringen Erhitzung des Ofens

¹Zu Beginn des CQED-Experiments wurde der Resonator auf den $P_{1/2} - D_{3/2}$ - Übergang abgestimmt, da für Messungen nur der Laser bei 397 nm sowie der Laser bei 866 nm benötigt werden. Erste Ergebnisse unter Verwendung dieses Übergangs werden in [27, 28, 29] beschrieben. Es bestand jedoch immer der Plan, den Resonator auf dem $P_{3/2} - D_{5/2}$ - Übergang wirken zu lassen, da dieser Qubit-Übergänge ermöglicht, die die vorherige Ionenmanipulation mit Hilfe des Lasers bei 729 nm verwenden. Zusätzlich ist die Qubit-Auslese mit einer Zustandstomographie [30] mit dem 729 nm - Laser möglich. Dies war anfänglich zu aufwendig, ist unterdessen jedoch realisiert worden.

führen würde. Damit wäre es unmöglich, Calciumatome in die Falle zu senden. Wenn also geladen werden soll, wird der Resonator in eine vom Ofen entfernte Position verschoben, um den Kontakt zu unterbrechen. Zur Durchführung von Experimenten kann der Resonator anschließend in seine Ausgangsposition zurückgefahren werden.

3.3 Verwendete Laser

Dieser Abschnitt gibt eine kurze Zusammenfassung der für das Experimentieren mit $^{40}\text{Ca}^+$ – Ionen signifikanten Laser. Alle hier erwähnten Laser, mit Ausnahme der Photoionisationslaser, sind über einen externen Resonator mit dem Pound-Drever-Hall Verfahren frequenzstabilisiert. Außerdem wird das Laserlicht auf vier verschiedene Experimentiertische aufgeteilt. In Abbildung 3.3 sind die benötigten Wellenlängen noch einmal grafisch dargestellt.

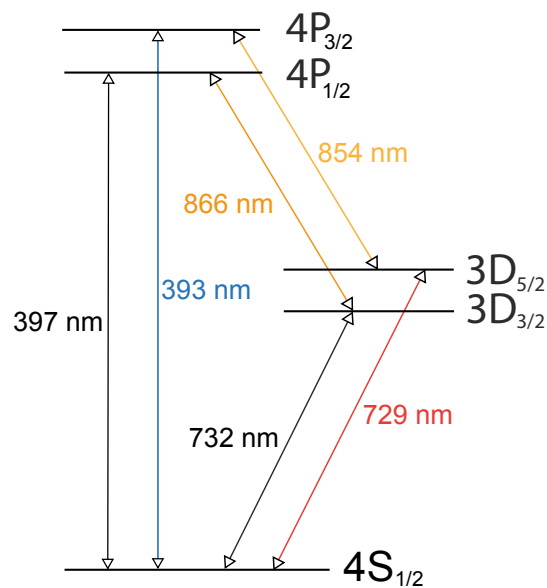


Abbildung 3.3. Das vereinfachte Termschema von Calcium mit fünf Niveaus.

3.3.1 422 nm und 375 nm

Die Erzeugung von Calciumionen wird mit Hilfe der Photoionisation durchgeführt [33]. Dabei werden die aus dem Ofen ausgesendeten Calciumatome mit den zwei

Laserwellenlängen 422 nm und 375 nm gleichzeitig angestrahlt. Diese Laserstrahlen werden von Diodenlasern (DL100 von Toptica) erzeugt. Die Laserwellenlänge 422 nm hebt die Calciumatome vom $4s^2\ ^1S_0$ – Grundzustand in den $4s4p\ ^1P_1$ – Zustand hinauf. Zu diesem Zweck muss die Wellenlänge bis auf die Größe der natürlichen Linienbreite des Atomübergangs eingestellt werden. Dort wird der Laser zusätzlich um die eingestellte Wellenlänge herum variiert, um Wellenlängenverschiebungen aufgrund des Dopplereffekts zu berücksichtigen.

Der zweite Laser mit der Wellenlänge 375 nm bezweckt die eigentliche Ionisation der Atome, indem er die Elektronen der angeregten Atome aus den Atomverbänden herauslöst.

3.3.2 397 nm

Der Laser bei 397 nm ist ein frequenzverdoppelter Titan-Saphir-Laser (794 nm), betrieben von einem diodengepumpten Festkörperlaser (Coherent Verdi V10 bei 532 nm). Die Hauptaufgabe des Lasers besteht in der Zustandsdetektion gefangener Ionen, wobei der Übergang $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$ getrieben wird (s. Abb. 3.3). Auf diese Weise regt man das Ion zum Fluoreszieren an, falls es sich nicht in einem Dunkelzustand (D - Zustände) befindet. Weitere Verwendungszwecke sind die Dopplerkühlung, bei der der Laser etwas rot verstimmt sein sollte, sowie das Optische Pumpen zur Zustandsinitialisierung [34, 35, 19] (Details in Abschnitt 3.5.1.1).

3.3.3 866 nm

Zur Erzeugung der Wellenlänge 866 nm wird ein Diodenlaser (DL100 von Toptica) mit einem externen Resonator zur Wellenlängenstabilisierung eingesetzt. Er fungiert als Rückpumplaser, falls das angeregte Ion vom $P_{1/2}$ – Zustand spontan in den $D_{3/2}$ – Zustand zerfällt, wo es dauerhaft verweilen würde (Lebensdauer $\tau_{D_{3/2}} \approx 1$ s). Mit dem 866 nm - Laser kann das Ion in den $S_{1/2}$ – Zustand über den $P_{1/2}$ – Zustand zurück gepumpt werden (s. Abb. 3.3).

3.3.4 854 nm

Die technischen Details dieses Lasers gleichen denen des Lasers bei 866 nm. Er erfüllt ebenfalls die Funktion eines Rückpumplasers, allerdings für das $D_{5/2}$ – Niveau. Das

Ion wird dabei vom $D_{5/2}$ – Zustand in den $P_{3/2}$ – Zustand hochgehoben (s. Abb. 3.3) und zerfällt von dort in den $S_{1/2}$ – Zustand [30]. Der Laser bei 854 nm wird stets in Kombination mit dem 866 nm - Laser verwendet, da es für das Ion auch möglich ist, von $P_{1/2}$ spontan in den $D_{3/2}$ – Zustand zu fallen.

3.3.5 729 nm

Bei diesem Laser handelt es sich ebenfalls um einen gepumpten Titan-Saphir-Laser². Im Experiment wird die Wellenlänge 729 nm zum Beispiel für die Realisierung kohärenter Manipulationen des Quadrupolübergangs $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$ (s. Abb. 3.3) sowie für die Kühlung und Initialisierung des Ions verwendet. Eine Besonderheit des Lasers ist seine extrem geringe Frequenzinstabilität, die zu einer Linienbreite kleiner 10 Hz führt [36]. Diese kann durch Stabilisierung auf einen Hoch-Finesse Resonator erreicht werden. Für das CQED-Experiment ergibt sich eine aufgeweitete Linienbreite von 0.4 kHz durch Rauschen der Glasfasern, die das Laserlicht zu unserem Experiment leiten [10]).

Der Pfad des Laserstrahls für unser Experiment verläuft über einen Trapezverstärker. Am Experimentiertisch selbst kann zwischen drei verschiedenen Einfallsrichtungen gewählt werden, aus denen der Laser in die Falle fokussiert werden kann (s. Abb. 3.4). In zwei der drei Richtungen verläuft ein sogenannter globaler Strahl, dessen Strahlfokus um ca. zwei Größenordnungen größer ist als der Ionenabstand, womit die Umgebung der Ionen großräumig ausgeleuchtet werden kann. Diese globalen Strahlen werden mit Strahlkollimatoren fokussiert und auf die Falle gerichtet. Der Laserstrahl aus der dritten Richtung wird durch ein Objektiv gelenkt, das ihn auf die Größenordnung des Ionenabstandes herunter fokussiert und somit eine Einzel-Ionen-Adressierung ermöglicht. Die Installation dieses Pfades war Teil dieses Diplomprojektes (s. Kapitel 5).

3.3.6 393 nm und 785 nm

In unserem Experiment werden außerdem Laser der Wellenlängen 393 nm und 785 nm verwendet. Erstere wird für das Treiben des Ramanüberganges zum $D_{3/2}$ – Zu-

²Dieser wird ebenfalls mit einem diodengepumpten Festkörperlaser (Coherent Verdi V10) betrieben.

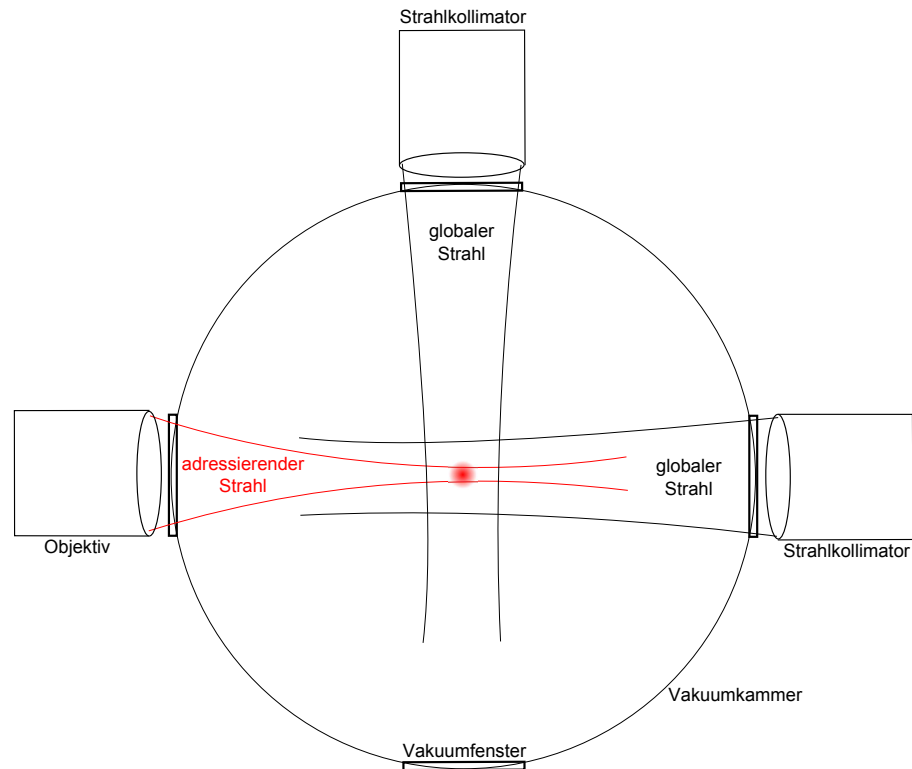


Abbildung 3.4. Der Laser bei 729 nm kann am Experimenttisch aus drei verschiedenen Richtungen in die Ionenfalle fokussiert werden. Zwei der drei Strahlen sind globale Strahlen, da ihr Strahlfokus zu groß ist, um einzelne Ionen einer Kette zu manipulieren. Einer der drei Strahlen ist der adressierende Strahl, der mit Hilfe eines eigens entwickelten Objektivs eine Einzel-Ionen-Adressierung ermöglicht.

stand verwendet (s. Abb. 3.3), der Laser bei 785 nm wird zur Stabilisierung des optischen Resonators um die Falle eingesetzt. Diese beiden Laser sind ausschließlich am CQED-Experiment im Einsatz und werden nicht, wie alle anderen Laser, von anderen Quanteninformationsexperimenten unserer Arbeitsgruppe mitverwendet. Beide Laser wurden jedoch nicht für dieses Projekt benötigt.

3.4 Photoelektronenvervielfacher

3.4.1 Funktionsweise

Photoelektronenvervielfacher (PMTs) werden in der Optik häufig zur Verstärkung von Lichtsignalen und deren Umsetzung in elektrische Signale eingesetzt. Dies geschieht durch Ausnutzen des photoelektrischen Effekts, wobei einzelne Photonen beim Auftreffen auf eine Metallplatte (Photokathode) Elektronen aus dem Material herauslösen. Diese sogenannten Photoelektronen werden durch eine angelegte Spannung auf eine weitere Oberfläche (Festkörper) gelenkt, wo sie dann, abhängig von der Spannung, bis zu zehn Sekundärelektronen freisetzen können, welche wiederum auf die nächste Oberfläche beschleunigt werden und so weiter. Nach einer Reihe von Festkörperoberflächen, auch Dynoden bezeichnet, ergibt sich an einer am Ende positionierten Anode ein messbarer Spannungsimpuls

$$U_a = \eta^m \cdot e/C_a$$

wobei m die Anzahl der Dynoden, η die Anzahl der heraus geschlagenen Elektronen pro Aufprall eines Elektrons auf eine Dynode und C_a die Ausgangskapazität darstellt, an der die Spannung abfällt.

3.4.2 Verwendung bei der Datenanalyse

Die Technologie eines PMT ermöglicht den Nachweis einzelner Photonen, was ihn zur Beobachtung des von Ionen emittierten Fluoreszenzlichtes prädestiniert. Das Fluoreszenzlicht wird mit Hilfe eines Objektivs gesammelt und gebündelt, seine Intensität wird vom PMT bestimmt, die Messwerte werden an das Kontrollprogramm QFP weitergeleitet, wo die übermittelten Spannungspulse in eine Anzahl der pro Sekunde emittierten Photonen umgerechnet werden (weitere Details s. nächster Abschnitt).

3.5 Experimentelle Techniken - Ionenmanipulation

3.5.1 QFP: Kontrollprogramm des Experiments

Zum Steuern des gesamten Experiments wird ein Programm namens QFP verwendet. Dieses Programm kontrolliert hauptsächlich, wann welcher Laser mit welcher Intensität und Verstimmung eingeschaltet und wieder ausgeschaltet wird. Dazu verwendet QFP sogenannte Impulssequenzen, die die Ein- und Ausschaltimpulse für die Laser liefern. Zwei der wichtigsten Impulssequenzen, mit denen hier gearbeitet wurde, sind der Differenzmodus und der Anregungsmodus. Beide werden im Folgenden ausführlicher beschrieben.

Im Differenzmodus ist es möglich, jeden zur Verfügung stehenden Laser manuell zu steuern. Die Laser können ein- bzw. ausgeschaltet werden, aber auch die Intensität sowie die Verstimmung sind regulierbar, wobei Letztere über die Veränderung der Frequenz von akusto-optischen Modulatoren (AOMs) bestimmt wird. Läuft der Differenzmodus in QFP, werden das Ionensignal (Fluoreszenzlicht), das Hintergrundsignal sowie das Signal/Rausch-Verhältnis aufgezeichnet. Diese Werte werden aus dem Messsignal des PMT berechnet. Dabei wird das Hintergrundsignal ermittelt, indem der Laser bei 866 nm ausgeschaltet wird, das heißt die Ionen können nicht fluoreszieren, da sie aufgrund seiner langen Lebensdauer im $D_{3/2}$ - Zustand verharren, und nur das Licht der übrigen Laser wird gemessen. Nachdem der Laser bei 397 nm wieder angeschaltet ist, wird das gesamte Licht gemessen, das Hintergrundsignal abgezogen und so das Ionensignal festgestellt. Dieser Modus ist besonders geeignet, die Parameter für das Dopplerkühlen einzustellen (s. nächster Abschnitt).

Der Anregungsmodus ist für die Messung der Anregungswahrscheinlichkeit der Ionen zuständig. In diesem Modus hat man die Möglichkeit, Laserwellenlängen sowie Laserintensitäten zu messen oder aber zum Beispiel Rabirotationen aufzunehmen. Die Impulssequenz kann wahlweise aus Dopplerkühlen, Seitenbandkühlen und Optischem Pumpen bestehen (Länge und Intensität der Laser für diese Prozesse auch regulierbar) und enthält in jedem Fall eine Ionenmanipulation mit Hilfe des 729 nm - Lasers sowie der anschließenden Ionenzustandsdetektion mit Hilfe des 397 nm - Lasers. Die gewählte Impulssequenz wird mit einer bestimmten Anzahl von Wieder-

holungen (einstellbar) durchgeführt. Die Anzahl der als hell oder dunkel gemessenen Ionen ergibt die Anregungswahrscheinlichkeit.

3.5.1.1 Kühlung

3.5.1.1.1 Dopplerkühlung Für die Abkühlung neu geladener Ionen verwendet man zunächst die Dopplerkühlung. Diese arbeitet mit dem Prinzip des Photonenrückstoßes [37]. Dabei werden die zu kühlenden Ionen von einem rot verstimmt 397 nm - Laserstrahl beleuchtet. Bewegen sich die Ionen entgegen der Strahlrichtung, können sie durch den Dopplereffekt die rot verstimmt Photonen absorbieren, die den $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$ Übergang der Ca^+ - Ionen treiben. Bei der Absorption wird der Photonenimpuls auf das Ion übertragen, sodass dieses in seiner Bewegungsrichtung abgebremst wird. Das absorbierte Photon wird jedoch nach der Lebensdauer des Energiezustandes wieder spontan emittiert und in eine beliebige Richtung ausgesendet, sodass sich dessen Rückstoß nach einer Vielzahl von Wiederholungen herausmittelt, während sich die Impulsüberträge bei der Absorption summieren und somit das Ion in einer Bewegungsrichtung bremsen. Dieser Prozess ist jedoch nur bis zu einem bestimmten Grad wirkungsvoll, bei dem die Verstimmung des Lasers Δ , die zum Kühlen notwendig ist, die natürliche Linienbreite Γ des S - P - Übergangs erreicht: $\Delta = -\Gamma/2$ (nähere Details in [12]). Das minimal zu erreichende Energieniveau kann mit Hilfe der minimal zu erreichenden Ionentemperatur über folgenden Zusammenhang berechnet werden [12]:

$$\begin{aligned} k_B T_{min} &= \frac{\hbar\Gamma}{2} \\ \frac{1}{2}k_B T_{min} &= \hbar\omega_{ax} \left(n + \frac{1}{2} \right) \\ \rightarrow n &= \frac{\Gamma}{4\omega_{ax}} - \frac{1}{2} \approx 5 \end{aligned}$$

T_{min} wird hierbei als Dopplerlimit bezeichnet, in welches die Lebensdauer des Zustandes $P_{1/2}$ mit $\tau = 1/\Gamma = 7.1$ ns [38] eingesetzt wird. Die axiale Bewegungsfrequenz des Ions wird mit ω_{ax} benannt und hat bei einer Endkappenspannung von 900 V einen Wert von $2\pi \cdot 1.087$ MHz. Damit ergibt sich im harmonischen Oszillator eine Schwingungsquantenzahl von ungefähr 5. Um das Ion in den Grundzustand zu

kühlen, muss eine andere Technik verwendet werden.

3.5.1.1.2 Seitenbandkühlen Wenn das Dopplerkühlen sein Limit erreicht hat, kommt das Seitenbandkühlen zum Einsatz. Für ein besseres Verständnis stelle man sich vereinfacht ein eindimensionales harmonisches Oszillatorpotential mit Schwingungsfrequenz ω_s (entspricht der Ionenbewegung) gekoppelt mit dem internen Ionenenergieschema mit einer sehr schmalen natürlichen Linienbreite vor (Kopplung des internen Ionenenergieschemas mit Phononen der Ionenbewegung). Das gekoppelte Energieschema ist in Abbildung 3.5 dargestellt.

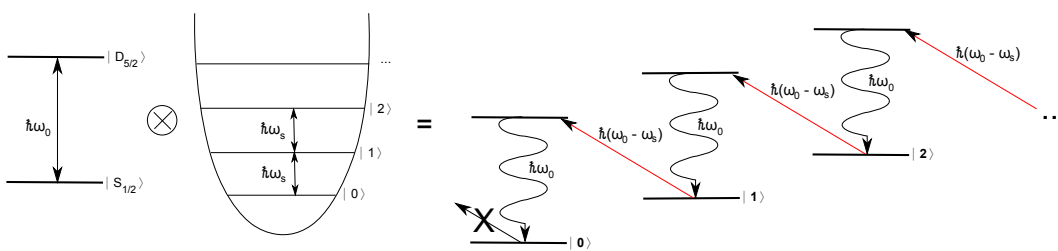


Abbildung 3.5. Dargestellt ist das gekoppelte Energieschema Zwei-Niveau-Systems, das sich in einem harmonischen Oszillatorpotential befindet.

Nun wird ein Laser mit der Frequenz ω entlang der Bewegungsrichtung der Ionen eingestrahlt. Es ergibt sich ein Absorptionsspektrum, das aus dem sogenannten Träger mit Frequenz ω_0 und den durch den Dopplereffekt generierten Seitenbändern mit einem Frequenzunterschied zum Träger ω_s besteht. Soll nun Seitenbandkühlung betrieben werden, muss der Laser zum niedrigeren, roten Seitenband $\omega = \omega_0 - \omega_s$ verstimmt werden. In unserem Experiment entspricht dies einem rot verstimmt 729 nm - Lichtstrahl. Durch das gekoppelte Energieschema absorbiert das Ion Photonen der Energie $\hbar(\omega_0 - \omega_s)$ (s. Abb. 3.5), was es vom Grundzustand $S_{1/2}$ eines Bewegungsniveaus in den angeregten Zustand $D_{5/2}$ des nächst niedrigeren Bewegungsniveaus (entspricht einer Herabsetzung der Schwingungsquantenzahl) befördert (für den S-D - Übergang wird daher der Laser bei 729 nm benötigt). Durch die spontane Emission eines Photons springt das Ion in den initialisierten internen Grundzustand zurück. Die kinetische Energie des Ions wird bei diesem Vorgang um $\hbar\omega_s$ reduziert, wobei wichtig ist, dass der Lamb-Dicke-Parameter klein ist, was jedoch für starke Fallenpotentiale der Fall ist [19]. Damit das Calciumion jedoch tatsächlich vom angeregten $D_{5/2}$ - Zustand in seinen internen Grundzustand $S_{1/2}$ zurückkehren kann,

wird der Einsatz des Rückpumpasers der Wellenlänge 854 nm benötigt, um das Ion zuerst in den $P_{3/2}$ – Zustand hinaufzuheben, bevor es nach $S_{1/2}$ zerfallen kann. Sollte das Ion jedoch stattdessen vom $P_{3/2}$ – Zustand in den angeregten $D_{3/2}$ – Zustand zerfallen, muss es auch von dort wieder nach P zurückgepumpt werden können, wodurch der Einsatz des Lasers bei 866 nm nötig ist. In Summe sind die Laser der Wellenlängen 854 nm, 866 nm und 729 nm beim Seitenbandkühlen einzuschalten. Der gesamte Prozess ist für die Grundzustandskühlung solange zu wiederholen, bis kein Fluoreszenzlicht durch emittierte Photonen mehr zu sehen ist, wobei das Ion auf dem Weg zum Grundzustand wie auf einer Leiter absteigend herunter gekühlt wird (s. Abb. 3.5).

3.5.1.2 Optisches Pumpen

Das Optische Pumpen steht für die Initialisierung des Ions. Dafür stehen zwei verschiedene experimentelle Lösungsansätze zur Verfügung (s. Abb. 3.6). Der erste arbeitet mit der Polarisation des 397 nm - Lasers, der zweite mit Hilfe des Zeeman-Effekts und Zustandsmanipulation durch den Laser bei 729 nm. Der durch die Initialisierung zu erreichende Zustand für eine kohärente Manipulation ist der $|L_J, m_J\rangle = |S_{1/2}, \pm 1/2\rangle$ – Zustand.

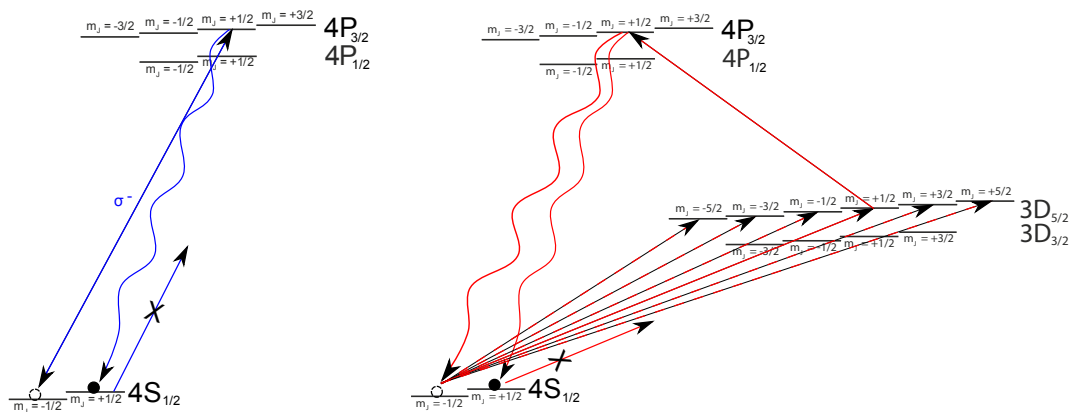


Abbildung 3.6. Links: Graphische Darstellung des Termschemas für das Optische Pumpen mit Hilfe von σ^- – polarisiertem 397 nm - Licht. Rechts: Termschema für optisches Pumpen mit Hilfe des Lasers bei 729 nm.

Für ein Optisches Pumpen mit dem Laser bei 397 nm ist kein äußeres Magnetfeld nötig, was eine Entartung der Energiezustände bedeutet. Verschiedene zirkuläre

Polarisationen des Lasers bei 397 nm treiben jedoch trotzdem nur bestimmte Übergänge. Befindet sich das Ion anfangs im $|S_{1/2}, -1/2\rangle$ - Zustand, kann mit der σ^- - Polarisation der Übergang zum $|P_{3/2}, +1/2\rangle$ - Zustand solange getrieben werden, bis das Ion zufällig in den $|S_{1/2}, +1/2\rangle$ - Zustand fällt, welcher für diese Polarisationsrichtung blind ist. Es werden keine weiteren Übergänge getrieben und das Ion verharrt im initialisierten Zustand (s. Abb. 3.6 links). Analog kann dieser Prozess auch für die Initialisierung des $|S_{1/2}, -1/2\rangle$ - Zustandes durchgeführt werden.

Die zweite Variante des Optischen Pumpens arbeitet mit einem äußeren magnetischen Feld, das die Entartung der Energiezustände aufhebt. Für eine Initialisierung des $|S_{1/2}, +1/2\rangle$ - Zustandes wird der 729 nm - Laser auf einen der sechs möglichen Quadrupolübergänge von $|S_{1/2}, -1/2\rangle \rightarrow D_{5/2}$ gestimmt, von wo aus das Ion mit dem Laser bei 854 nm in einen P-Zustand gehoben wird und wieder spontan in den zu Anfang besetzten $|S_{1/2}, -1/2\rangle$ - Zustand fällt. Es ist jedoch möglich, dass das Ion in den zu initialisierenden $|S_{1/2}, +1/2\rangle$ - Zustand zerfällt, der für den 729 nm - Laser unsichtbar ist. Wird nach einer gewissen Zeit also kein Fluoreszenzlicht mehr nachgewiesen, ist das Ion initialisiert (s. Abb. 3.6 rechts). Analog kann dieser Prozess auch zur Initialisierung des $|S_{1/2}, -1/2\rangle$ - Zustandes angewendet werden.

3.5.1.3 Rabioszillationen

Als Rabioszillation wird das Oszillieren zwischen den Zustandsbesetzungen eines Zwei-Niveau-Atoms, beim $^{40}\text{Ca}^+$ - Ion zum Beispiel zwischen den Zuständen $S_{1/2}$ und $D_{5/2}$, bezeichnet [12]. Ihre mathematische Beschreibung ist in Gleichung 3.5 angegeben. Berechnet wird hier die Anregungswahrscheinlichkeit (Zustandsbesetzung) des energetisch höheren Zustandes ($D_{5/2}$ - Niveau). P hängt von der Rabifrequenz Ω ab, die wiederum angibt, in welcher Zeit t das Ion wieder in den energetisch niedrigeren Zustand ($S_{1/2}$ - Niveau) zurückkehrt:

$$(3.5) \quad P(\Omega) = \frac{1}{2} \left(\exp^{-\alpha t} \cdot \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) + 1 \right) = \frac{1}{2} (1 - \exp^{-\alpha t} \cdot \cos(\omega t)) .$$

Die Konstante α stellt eine Dämpfungskonstante des Systems dar, die sich aus verschiedenen Anteilen, wie zum Beispiel schlechter Kühlung des Ions, Intensitätsschwankungen der Laser oder Dephasierung des Magnetfeldes ergibt. α ist jedoch nur eine Näherung der Dämpfung und kann unter der Voraussetzung gemacht werden,

dass zumindest die Dopplerkühlung vorgenommen wurde.

Zur Beobachtung solcher Rabioszillationen muss QFP folgende Impulssequenz im Anregungsmodus starten: Dopplerkühlung, Seitenbandkühlung³, Initialisierung (optisches Pumpen), Anregung mit dem 729 nm - Laser (kohärente Manipulation), anschließendes Ausschalten des 729 nm - Lasers und gleichzeitiges Einschalten des 397 nm - Lasers für die Ionenzustandsdetektion (s. Abb. 3.7). Dieser Zyklus muss für einen Messpunkt der Rabioszillation je nach Messgenauigkeit wiederholt werden. Typischerweise werden einhundert Zyklen durchgeführt. Die Anzahl der hell und dunkel detektierten Wiederholungen ergibt auch hier die Anregungswahrscheinlichkeit. Zur Erstellung einer gesamten Rabioszillationskurve muss die Dauer der Einstrahlung des Lasers bei 729 nm variiert werden.

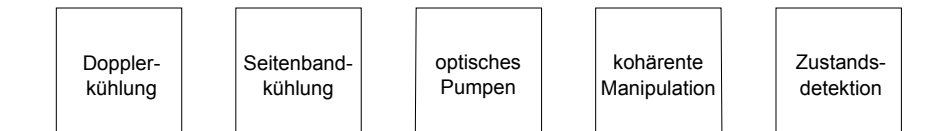


Abbildung 3.7. Dies ist die Impulssequenz für die Messung von Rabioszillationen.

3.5.2 Mikrobewegung und ihre Kompensation

Wie zu Beginn des Kapitels bereits erwähnt, wird das Ion in der Falle zu einer Mikrobewegung angeregt, getrieben von der Fallenantriebsfrequenz ω_{rf} . Die Amplitude dieser Bewegung nimmt mit dem Abstand des Ions zum Fallenzentrum zu, da das Fallenpotential, erzeugt von der angelegten Wechselspannung an die Elektroden, außerhalb des Zentrums mit der Entfernung vom Fallenzentrum wächst. Verantwortlich für die Verschiebung des Ions vom Zentrum zeigen sich elektrische Streufelder. Daraus ergibt sich ein verschobener Potentialnullpunkt, der nicht im Fallenzentrum liegt. Wird dieser Potentialnullpunkt zurück in den Fallenzentrum geschoben, kann die Mikrobewegung minimiert werden. Solange dies jedoch nicht der Fall ist, oszilliert das Ion mit der Fallenfrequenz um einen Gleichgewichtspunkt herum aufgrund der elektrischen Wechselfelder. Aus dieser Oszillation heraus

³Das Seitenbandkühlen ist in diesem Fall optional. Es reduziert die Dekohärenz, wodurch die Dämpfung der Oszillation geringer wird. Die Seitenbandkühlung nimmt jedoch auch mehr Zeit in Anspruch. Für die Durchführung der Messungen meines Projektes war das Seitenbandkühlen nicht notwendig.

ergibt sich eine Doppler-Verschiebung. Damit wird die Durchführung der Experimente erschwert, welche in die Falle eingestrahlte Lichtfelder verwenden, die mit den Zustandsübergängen der Ionen resonant sind. Dies betrifft zum Beispiel Experimente mit dem Resonator, bei denen es nur mehr schwer möglich wäre, das Ion an einem gewissen Punkt der Lichtstehwelle zu platzieren, sowie die Dopplerkühlung. Diese verliert dabei an Effizienz durch die Verbreiterung des Übergangs (durch die Ionenbewegung), auf den die Kühlung resonant ist. Es ist also das Ziel, die elektrischen Streufelder mit Hilfe von Kompensationsspannungen zu neutralisieren und das Ion so zurück in den Fallenursprung zu verschieben.

Die Kompensation der Mikrobewegung wird in unserem Experiment in der X- und Y-Richtung anhand von Kompensationselektroden durchgeführt. Die Bewegung in der dritten Dimension Z kann mit Hilfe der Endkappenelektroden beeinflusst werden. Die Spannungsversorgung der Endkappen- und Kompensationselektroden wird seit diesem Jahr⁴ von einem Hochspannungsnetzgerät (Firma iseg Spezialelektronik GmbH) übernommen, das in der Lage ist, maximale Spannungen von ± 1000 V auf acht Kanälen auszugeben. Zusätzlich wurde mit der ISEG-Box eine einfache Möglichkeit geschaffen, die Endkappenelektrodenspannung zu verändern, wodurch der Abstand zwischen den Ionen durch Veränderung der Steifigkeit der Falle (Veränderung der Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden) variiert, aber auch die Potentialdifferenz in niedrigere oder höhere Spannungsbereiche verschoben werden kann (ohne Veränderung der Differenz selbst), was die Ionen entlang der axialen Fallenrichtung verschiebt.

Die experimentelle Vorgehensweise für die Mikrobewegungskompensation sieht dabei wie folgt aus: Die Trägerfrequenz des 729 nm - Lasers wurde auf das Seitenband der Mikrobewegung⁵ des Ions abgestimmt. Der $S_{1/2} - D_{5/2}$ - Übergang des Ions wird am Seitenband angeregt und es werden Rabioszillationen aufgenommen. Für eine konstante 729 nm - Impulslänge, die auf der ersten Steigung der Rabioszillationskurve liegt, wird die Anregungswahrscheinlichkeit des $D_{5/2}$ - Zustandes ange-

⁴Vorher wurde die Kompensation mit Hilfe eines selbst entwickelten Hochspannungsnetzgerätes durchgeführt [16]. Dessen Feinabstimmung war per Hand einzustellen und daraus resultierend nicht empfindlich genug. Auch wurde bei dem Gerät ein Signalrauschen festgestellt.

⁵Das Seitenband kommt durch die Kopplung der Atomniveaus mit der Mikrobewegung zustande.

schauf. Die Elektrodenspannungen werden mit Hilfe der ISEG-Box verändert, sodass die Anregungswahrscheinlichkeit abfällt. Ihr Sinken indiziert, dass das Ion nicht mehr auf Seitenbandfrequenz angeregt werden kann und damit die Mikrobewegung eingeschränkt wurde. Das Absinken der Anregungswahrscheinlichkeit wird solange erzwungen, bis die π -Zeit der Rabioszillation ca. einen Faktor 100 größer ist als die π -Zeit der Rabioszillation getrieben von der Trägerfrequenz. Bei einer Zeit dieser Größe wird angenommen, dass die Mikrobewegung ausreichend kompensiert wurde.

Wie bereits in Abschnitt 3.3 erwähnt wurde, werden 729 nm - Laserstrahlen aus drei verschiedenen Richtungen in die Falle eingestrahlt, was einer dreidimensionalen Kompensation zu Gute kommt (s. Abb. 3.4). In [39] wurde bewiesen, dass drei beliebig gewählte Achsen, die nicht orthogonal aufeinander stehen müssen, ausreichen, um die Bewegung des Ions maximal zu beeinflussen. Durch die Installation des dritten 729 nm - Laserpfades ist uns dies nun möglich. In der Vergangenheit wurde zwar auch kompensiert, jedoch hatte man nur zwei Achsen für den Vorgang zur Verfügung, sodass die Mikrobewegung des Ions nur in einer Ebene minimiert werden konnte. Die drei, aus verschiedenen Einstrahlrichtungen kommenden Laserlichtstrahlen in Kombination mit der ISEG-Box machen nun eine komplette Mikrobewegungskompensation möglich.

Zur optimalen Kompensation der Mikrobewegung genügt es an unserem Experiment jedoch nicht, die Spannungen einmal für immer einzustellen. Die Mikrobewegung muss nach jedem Ladevorgang kompensiert werden, da das Experiment einen optischen Resonator verwendet, der jedes mal nach dem Laden eine neue Position einnimmt durch die Verschiebung von der Lade- in die Experimentierposition.

Bis zu diesem Punkt wurden die theoretischen Grundlagen und die experimentelle Realisierung von Ionenfallen sowie Ionenmanipulationen zusammengestellt. In den nächsten Kapiteln folgt eine detaillierte Beschreibung dieses Diplomprojekts, beginnend mit dem Aufbau einer CCD-Kamera.

4 Abbildung gefangener Ionen

4.1 Andor EMCCD Kamera: technische Daten

Der Fluoreszenznachweis wurde in den letzten zwei Jahren ausschließlich mit dem PMT (photomultiplier tube) vorgenommen. Diese Methode der Beobachtung ist jedoch nur mehr begrenzt zweckmäßig, da lediglich eine zeitlich aufgelöste Messung des Fluoreszenzlichtes vorgenommen werden kann, das heißt, es kann maximal zwischen der Anzahl der fluoreszierenden Ionen unterschieden werden. Da sich das Experiment weiterentwickeln soll, wird eine örtliche Auflösung der fluoreszierenden Lichtquellen in Zukunft unerlässlich sein. Daher ist die Installation einer Kamera der erste Schritt, wobei erwähnt werden muss, dass zu Beginn des Experiments vor einigen Jahren die Kamera eines anderen Quanteninformationsexperiments mitverwendet wurde [16]. Die Kamera wurde dann jedoch vergesetzt und die Entscheidung für die Anschaffung einer eigenen Kamera fiel.

Während dieser Diplomarbeit wurde letztlich die Kamera eines anderen Experiments durch ein neues Modell ersetzt, wodurch die ausgetauschte Kamera in unserem Experiment eingebaut werden konnte. Es handelt sich dabei um eine rückwärtig belichtete (backside-illuminated) EMCCD-Kamera (electron multiplying charge-coupled device) von Andor. Backside-illuminated bedeutet, dass der CCD-Chip bzw. der Siliziumkristall direkt von hinten beleuchtet wird und das Licht nicht erst die Metallisierungsschichten passieren muss, die vorne aufgebracht sind, was generell den Vorteil höherer Lichtempfindlichkeit ausnutzt [40]. Elektronenvervielfachung (electron multiplying) besagt, dass ein Verstärkungsregister zwischen dem Ausleseregister des CCD-Sensors und dem Ausgangsverstärker für eine zusätzliche Verstärkung (je nach Anzahl der Verstärkerstufen) durch Stoßionisation sorgt. Mit der EMCCD-Technologie ist die Beobachtung von einzelnen Photonen möglich, ohne dafür an Quanteneffizienz¹ zu verlieren. Dies ist auch der intrinsischen Rauschreduktion zu

¹Die Quanteneffizienz ist definiert als Prozentanteil aller eintreffenden Photonen, die auf einer

verdanken, die Dunkelstrom- und Ausleserauschen minimiert. Das Dunkelstromrauschen wird dabei durch thermoelektrische Kühlung auf vernachlässigbare Werte reduziert, das Ausleserauschen kann effektiv mit Hilfe einer über die Software steuerbaren Verstärkung verkleinert werden, indem das schwache, auszulesende Signal (größer als das Ausleserauschen des Detektors) multipliziert wird [41]. Alle hier genannten Eigenschaften qualifizierten die Kamera für den Einsatz zum Nachweis von Ionenfluoreszenzlicht.

Eine CCD-Kamera ohne die Elektronenvervielfacher-Eigenschaft wäre für die Anwendung in unserem Experiment nicht in Frage gekommen, da diese nicht in der Lage ist, einzelne Photonen zu detektieren. Eventuell hätte statt einer Andor iXon Kamera auch eine Andor Luca Kamera verwendet werden können. Beide Kameratypen werden in Tabelle 4.1 miteinander verglichen. Da an einem anderen Experiment jedoch eine alte Andor iXon gegen eine neue Kamera ausgetauscht wurde, fiel die Entscheidung auf die Andor iXon Kamera (die Spezifikationen sind in Tab. 4.1 aufgelistet).

Name	Andor iXon	Andor Luca
Typ	EMCCD	EMCCD
Modell	DV860AC-BV	DL-658M
Seriennummer	X-1195 (März 2004)	
Pixelanzahl	128 × 128	658 × 496 (VGA)
Pixelgröße	24 μm × 24 μm	10 μm × 10 μm
Bildfläche	3.1 mm × 3.1 mm	6.58 mm × 4.96 mm
Pixel-Potentialtopftiefe	200000 e ⁻	26000 e ⁻
Verstärkungsregister-Potentialtopftiefe	800000 e ⁻	100000 e ⁻
Maximale Ausleserate	10 MHz	13.5 MHz
Bildtransferrate	500 - 5000 fps	37.2 fps
Ausleserauschen	< 62 e ⁻ bei 10 MHz	< 15 e ⁻ bei 13.5 MHz
PCI-Karte	CCI-20	
Seriennr. der Karte	C-1230	

Tabelle 4.1. Die Kameraeigenschaften der Andor iXon sowie der Andor Luca werden einander in dieser Auflistung gegenübergestellt.

Die Bedienung der Kamera geschieht über eine von Andor eigens entwickelte Soft-

lichtempfindlichen Oberfläche ein Elektronen-Loch-Paar produzieren: Elektronen s⁻¹ / Photonen s⁻¹

ware, Andor Solis, Version 4.15.30003.0. Mit Hilfe dieses Programms ist es möglich, Fotos und Videos (s. Kapitel 6) aufzunehmen, einen Live-View einzustellen, die Verstärkung des Signals zur Rauschunterdrückung einzuschalten und manuell zu kontrollieren sowie die Kühlung zur Rauschunterdrückung zu aktivieren und zu kontrollieren (läuft im Normalfall auf -40°C). Genaue Details sind der Anleitung [42] zu entnehmen.

Für kontrastreichere Bilder und bessere Nachweise wurden außerdem zur Abschirmung der Umgebungsbeleuchtung Bandpassfilter für die Wellenlängen 417 nm mit Bandbreite 60 nm und 395 nm mit Bandbreite 11 nm (Firma Semrock) vor der Kamera montiert. Diese haben im Bandpass eine Transmission von über 85%. In Kombination ergibt sich ein sehr schmaler Bandpassfilter um die Wellenlänge des Fluoreszenzlichtes von 397 nm.

4.2 Platzierung der Kamera im Experiment

Grundlegend wird die Platzierung der Kamera im Experiment von der Vergrößerung des abzubildenden Objekts festgelegt. In unserem Fall sollen zwei gefangene Ionen aufgenommen werden. Damit diese auch als zwei Ionen auf dem Bildschirm erkannt werden können, muss die Auflösung des Bildes und damit die Vergrößerung der Ionen hoch genug sein. Das bedeutet, dass der Abstand der Ionen auf dem Kamerabild mindestens ein Pixel betragen muss. Zur Abschätzung des benötigten Vergrößerungsfaktors muss zunächst der reale Abstand zweier Ionen in der Falle berechnet werden. Dieser ergibt sich durch das Gleichsetzen der Kräfte, die auf die Ionen einwirken. Dazu zählen einerseits das Fallenpotential und andererseits die Coulombkraft, mit der sich die Ionen voneinander abstoßen. Es resultiert die folgende Formel [43]:

$$(4.1) \quad \delta z = \left(\frac{e^2}{2\pi\epsilon_0 M \omega_{ax}^2} \right)^{1/3} .$$

Für eine axiale Oszillationsfrequenz $\omega_{ax} = 1,09$ MHz ergibt sich für den realen Abstand zwischen zwei Ionen bei einer Endkappenspannung von 900 V ein Wert von $5.3 \mu\text{m}$. Eine genaue Erläuterung der Formel sowie weitere Berechnungen folgen in Abschnitt 4.3. Die Breite eines Pixels auf der Kamera beträgt $24 \mu\text{m}$, woraus eine

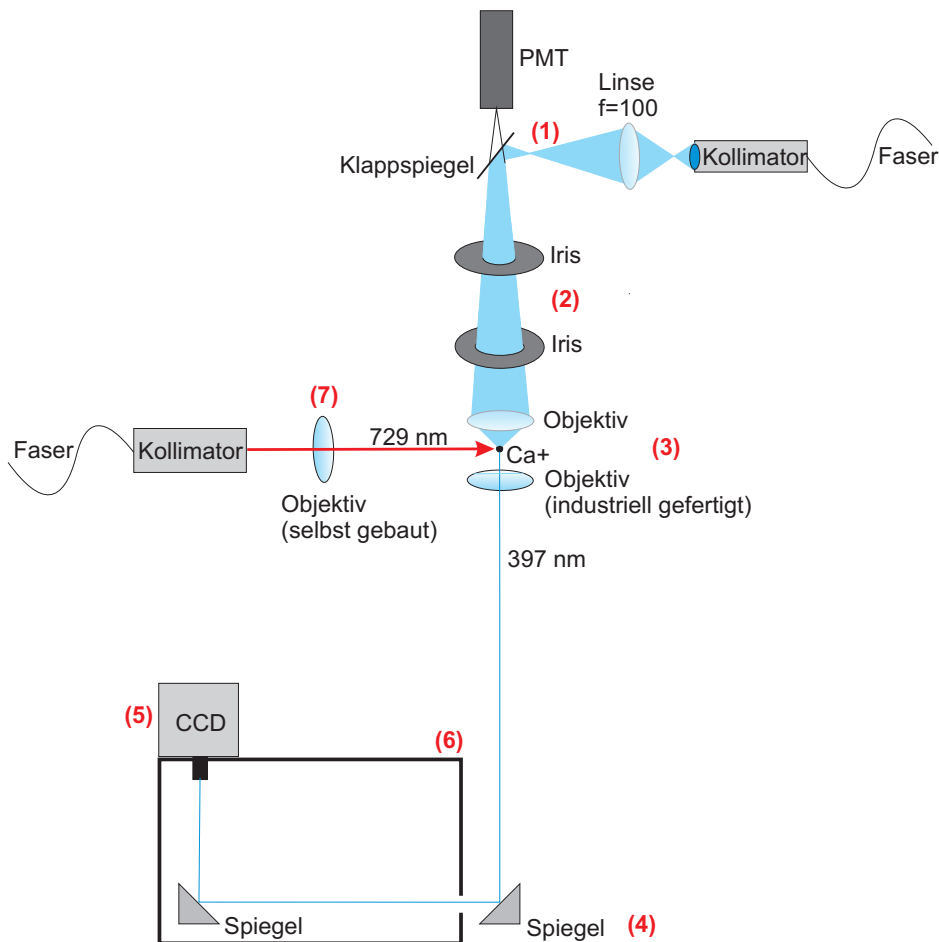


Abbildung 4.1. Aufbau zur Kameraplatzierung. Die grundlegende Idee besteht in der Nachbildung des Fluoreszenzlichtsignals der gefangenen Ionen durch einen Laserstrahl der gleichen Wellenlänge. Dieser Laserstrahl wird in der Grafik rechts oben gezeigt. Er wird durch eine Linse fokussiert (1), wobei der Abstand des Fokus zu den gefangenen Ionen der gleiche sein sollte wie der Abstand zwischen den Ionen und dem PMT, und anschließend durch zwei, dem Fluoreszenzlichtstrahl der Ionen angepasste Irisblenden geschickt (2). Der weitere Strahlverlauf führt durch ein Fluoreszenzlicht sammelndes Objektiv, die Vakuumkammer sowie durch ein weiteres Fluoreszenzlicht sammelndes Objektiv, das die Ionen auf die Kamera abbildet (3). Die Kamera selbst (5) sieht somit den gleichen Strahlverlauf als ob Ionen fluoreszieren würden. Damit die Kamera tatsächlich ein Signal bekommt, müssen vorher das kameraseitige Objektiv sowie die zwei Spiegel (4) zwischen Objektiv und Kamera ausgerichtet werden. Die Box vor der Kamera schirmt Umgebungslicht ab (6). Die in der Mitte des Bildes von links kommende Faser leitet Licht des Lasers bei 729 nm auf unseren Experimenttisch. Dieser Lichtstrahl wird mit Hilfe eines selbstgeplanten Objektivs (7) zur Einzel-Ionen-Adressierung verwendet (s. Kapitel 5).

Vergrößerung von 4.5 resultiert. Werden nun jedoch die Ionen jeweils nicht direkt auf einem Pixel abgebildet, sondern auf der Grenzregion von zwei Pixeln, verschwimmt die Abbildung der zwei Ionen zu einer Abbildung von einem Ion, d.h. die Auflösung wird zu klein. Zur Vermeidung dieses Falles muss ein „Pixelpuffer“ einkalkuliert werden. Die minimale Anzahl der Pixel zwischen den abgebildeten Ionen wird damit auf zwei erhöht. Nun ergibt sich die Abstandsbreite auf dem Chip zu $48 \mu\text{m}$ und der Vergrößerungsfaktor zu 9. Der letzte Punkt, der beachtet werden muss, besagt, dass die Ionen bewegt werden können (zum Beispiel mit Hilfe des Hochspannungsnetzgerätes von iseg, s. Kapitel 3 und 5). Der Abstand sollte also mindestens einen Bewegungsspielraum von einem zusätzlichen Faktor zwei zulassen (entspricht 2 Pixel, solch eine Abstandsänderung wurde zum Beispiel bei der Kamerakalibrierung beobachtet), um zu jedem Zeitpunkt eine ausreichende Auflösung zu gewährleisten. Dies entspräche einem Abstand von vier Pixeln zwischen den Ionen und somit einem erwünschten Vergrößerungsfaktor von 18.

Mit diesem Wissen kann nun die Position der Kamera gewählt werden. Dabei wird zuallererst mit der Platzierung des Fluoreszenzlicht sammelnden Objektivs begonnen, bei welchem es sich um ein industriell, nach vorgegebenen Spezifikationen gefertigtes Objektiv handelt. Die Vorgaben wurden auf das Experiment der $^{43}\text{Ca}^+$ – Falle abgestimmt [43] und dementsprechend für einen Arbeitsabstand von 58 mm bei einer Vakuumfensterdicke von 6 mm sowie für eine maximale Wellenlängentransmission bei 397 nm und 729 nm ausgelegt. Da dieses Objektiv zum gegebenen Zeitpunkt zur Verfügung stand, wurde es in unser Experiment eingebaut, obwohl dessen Eigenschaften nicht genau an die Gegebenheiten unseres Experiments angepasst sind (Abstand Ion - Innenseite Vakuumfenster ist 32.5 mm, Vakuumfensterdicke ist 10 mm). Trotzdem ist die Qualität der Abbildung um ein Vielfaches besser als die des Vorgängerobjektivs, mit dem wir bis zum Einbau der aktuellen Kamera arbeiteten (beschrieben in [16], einfacher Achromat). Mit den Maßen der Vakuumkammer unseres Experiments müsste das neue Objektiv in einem Abstand von 15.5 mm von der Außenseite des Kammerfensters positioniert werden. Damit ergäbe sich jedoch eine Kameraposition außerhalb des optischen Tisches (experimentell erhoben, s. nächster Absatz). Die Kameraposition wurde dann an der weitest möglichen Position gewählt, was einen Vergrößerungsfaktor von 22.6 ergibt (fünf Pixel zwischen den abgebilde-

ten Ionen) und damit den oben berechneten Mindestanforderungen entspricht. Der Objektivabstand vom Vakuumkammerfenster ergibt sich bei dieser Kameraposition zu knapp 15 mm.

Nach abgeschlossener Kameraplatzierung folgte die Ionenabbildung. Die Schwierigkeit hierin besteht in der korrekten Fokussierung des Bildes auf den Kamerachip. Dabei ist die Objektivposition ausschlaggebend, welche millimetergenau bestimmt sein muss. Zu diesem Zweck wurde eine Lichtquelle simuliert. In Abbildung 4.1 ist der optische Aufbau für das künstliche Ion sowie die Position der Kamera schematisch dargestellt.

Für das künstliche Ion wurde ein Laserstrahl der gleichen Wellenlänge wie das Fluoreszenzlicht (397 nm) mit Hilfe einer Glasfaser umgeleitet und durch einen Strahlkollimator so fokussiert, dass der Fokus den gleichen Abstand zum Vakuumfenster hatte wie das Vakuumfenster zum Fokus des ebenfalls mit einem Objektiv gesammelten Fluoreszenzlichts zur Detektion mit dem PMT [16]. Natürlich musste der Laserstrahl für das künstliche Ion vor dem PMT umgelenkt werden. Zwischen PMT und Objektiv wurden zusätzlich Irisblenden aufgestellt, welche den Fluoreszenzlichtstrahl der Ionen charakterisierten. Die Öffnungen der Irisblenden wurden so groß gewählt, dass das PMT-Signal gerade nicht abgeschnitten wurde. Iterativ dazu musste zusätzlich die horizontale und vertikale Position der Blenden ausgerichtet werden. Nach bestmöglicher Bestimmung der Irispositionen und -öffnungen wurde der 397 nm - Laserstrahl eingeschaltet und anhand der Irisblenden so justiert, dass er eine Kopie des Fluoreszenzlichtstrahls der Ionen Richtung PMT darstellte. Anschließend konnte das Objektiv für die Kameraabbildung auf seinem XYZ-Tisch so eingerichtet werden, dass der 397 nm - Laserstrahl nach Passieren der Vakuumkammer parallel zum optischen Tisch verlief und sein Fokuspunkt auf den Kamerachip auftraf (die Kamera war dabei nicht mit Filtern bestückt). Nach Justage der Filter wurde die Kamera eingeschaltet und die Abbildung des Laserfokus anhand der Objektivposition optimiert. Nach diesem Arbeitsgang konnte die 397 nm - Faser wieder entfernt werden. Im letzten Schritt wurde der Laser ausgeschaltet und eine Ionenwolke geladen. Eine Wolke emittiert ein Vielfaches des Fluoreszenzlichts eines einzelnen Ions und ist bei der Installation einer Kamera sehr hilfreich. Mit ein wenig Nachjustage des Objektivs war kurze Zeit später ein scharfes Bild der Ionenwolke zu

erkennen (Abb. 4.2).

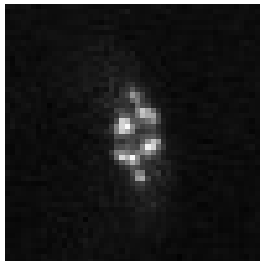


Abbildung 4.2. Dies ist das erste Bild von fluoreszierenden Ionen aufgenommen mit der Kamera. Abgebildet ist ein Ionenkristall bestehend aus sechs Ionen. Die sechs Ionen wurden geladen, um das Fokussieren der Kamera auf die Ionen zu erleichtern, da eine Wolke mehr Licht emittiert als ein einzelnes Ion.

4.3 Kamera-Kalibrierung

Für Messungen, in denen die Kamera zum Fluoreszenznachweis verwendet werden soll, ist die Kenntnis der Größenordnungen der dargestellten Objekte von hoher Bedeutung. Das bedeutet, dass die reale Längeneinheit, die ein Pixel des CCD-Chips darstellt, auszumessen ist. Da insbesondere die reale Entfernung des Abstands zwischen zwei Ionen bekannt (berechenbar) ist, kann eine Kalibrationsmessung durchgeführt werden, die die Größen der abgebildeten Szenen auf den Bildern definiert. Verwendet wurde das Wissen über die von der Kamera dargestellten Größenordnungen zum Beispiel bereits bei der Vermessung der radialen Struktur der Resonatormode [10], wo das Ion als Sonde für das elektromagnetische Feld des 866 nm - Lasers im Resonator diente. Durch ein kontinuierliches Verändern der Ionenposition relativ zur Resonatormode konnte diese abgetastet werden. Die Positionsangaben sowie die Fluoreszenzlichtintensität wurden dabei von der Kamera abgelesen.

Die Idee der Kalibrierung besteht aus der Berechnung des Ionenabstandes zweier Ionen zu gegebener Endkappenspannung (gegebener Potentialtopf) und sich daraus ergebender axialer Bewegungsfrequenz der Ionen [44, 43]. Da die axiale Bewegungsfrequenz $\omega_{ax}/2\pi$ über die Seitenbänder des 729 nm - Strahls direkt gemessen werden kann, ist die Endkappenspannung in diesem Fall unwichtig, womit sich folgende allgemeine Gleichung für den Ionenabstand δz von genau zwei Ionen ergibt:

$$(4.2) \quad \delta z = 2 \cdot \left(\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 M \omega_{ax}^2} \right)^{1/3}$$

Für eine $^{40}\text{Ca}^+$ – Masse M von 40 amu sowie einem Ionenabstand von 5 Pixeln bei einer Endkappenspannung von 900 V ergibt sich ein Längenmaß von

$$\delta z = \frac{2 \cdot \left(\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 M \omega_{ax}^2} \right)^{1/3}}{5} = 1.06 \frac{\mu\text{m}}{\text{Pixel}}$$

für $\omega_{ax}/2\pi = 1.087$ MHz sowie

$$\delta z = \frac{2 \cdot \left(\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 M \omega_{ax}^2} \right)^{1/3}}{6} = 0.96 \frac{\mu\text{m}}{\text{Pixel}}$$

für $\omega_{ax}/2\pi = 0.966$ MHz bei 6 Pixeln Abstand zwischen den Ionen bei einer Endkappenspannung von 700 V. Diese zwei Ergebnisse ergeben einen Mittelwert von 1 μm pro Pixel mit einer Fehlerabschätzung von ungefähr 10%, womit die Kamerakalibrierung durchgeführt ist.

Die Platzierung und Kalibration der CCD-Kamera im Experiment stellte den ersten der drei großen Aufgabenbereiche dieser Arbeit dar. Die Kamera konnte bereits bei der Messung wichtiger Experimentparameter, wie zum Beispiel bei der Messung des kleinsten Radius der Resonatormode [10], verwendet werden. Der zweite Aufgabenbereich dieses Diplomprojektes bestand aus dem Aufbau und der Charakterisierung einer Optik, die die Einzel-Ionen-Adressierung möglich macht. Eine ausführliche Dokumentation folgt auf den nächsten Seiten.

5 Adressierung einzelner Ionen in der Falle

Die Implementierung eines adressierenden Laserstrahls bei 729 nm in das Experiment ermöglicht eine Einzel-Atom-Manipulation, mit deren Hilfe die Realisierung einer Atom-Atom-Verschränkung in einem Resonator als eines der Ziele des Experiments näher rückt. Die Einzel-Atom-Adressierung ist jedoch auch schon bei derzeitigen Messungen sehr hilfreich. Der adressierende Laserstrahl soll zusätzlich zu den zwei bereits vorhandenen 729 nm - Laserstrahlen durch ein bis zu diesem Zeitpunkt freies Vakuumfenster geführt werden. Die in der Vergangenheit installierten 729 nm - Strahlen sind für die Adressierung einzelner Ionen einer Ionenkette leider nicht verwendbar, da sie mit Hilfe von Strahlkollimatoren fokussiert werden und ihr Fokusradius um Größenordnungen größer ist als der Ionenabstand im Ionenkristall, was sie für eine Einzel-Ionen-Manipulation ungeeignet macht. Sie werden daher für die Manipulation aller in der Falle gefangenen Ionen (globale Manipulation) verwendet. Für die Manipulation eines einzelnen Ions einer Ionenkette (adressierte Manipulation) wird eine spezielle Optik benötigt, die den adressierenden Strahl auf Ionenabstandsbreite herunter fokussieren kann, um in der Folge tatsächlich nur ein Ion zu treffen.

5.1 Objektivdesign

Für die Umsetzung einer Einzel-Atom-Adressierung wurde eigens ein Objektiv geplant, welches den eintreffenden, kollimierten 729 nm -Strahl auf die Größenordnung des Ionenabstands herunterfokussiert (berechnete und gemessene Werte folgen im Kapitel). Das Design wurde von einem Sommerstudenten (Peter Cristofolini) entwickelt und das Gehäuse in der hauseigenen Werkstatt gefertigt, lediglich die Linsen wurden industriell von Lens-Optics nach unserem Design hergestellt, das Endresultat wurde schlussendlich im gruppeneigenen Reinraum von Andreas Stute zusam-

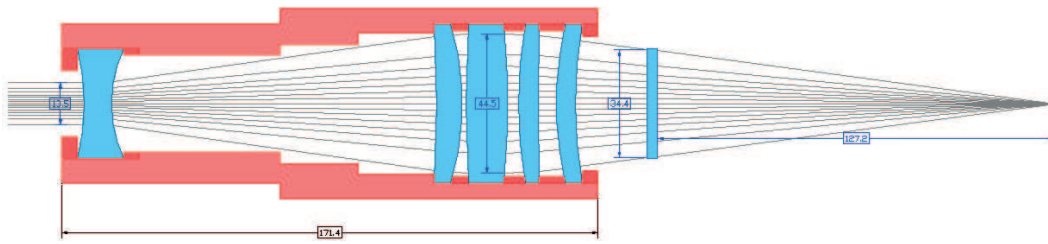


Abbildung 5.1. Das Objektivdesign im Querschnitt, entnommen aus [45].

mengesetzt (dargestellt in Abb. 5.1, genaue Beschreibung des Objektivs und seiner Entwicklung im Protokoll des Sommerpraktikums [45]). Hintergrund eines eigenen Objektivdesigns und dessen Herstellung waren die verringerten Kosten im Vergleich zu einem kommerziellen Objektiv. Zum damaligen Zeitpunkt erschienen die Angebote zu teuer und der Kostenaufwand nicht sinnvoll, was die Idee für die Entwicklung eines eigenen Objektivs während eines Praktikums hervorbrachte (weitere Erläuterungen in Kapitel 7).

Das Hauptkriterium des Objektivdesigns richtete sich dabei nach der Beugungslimitierung des Objektivs durch das Vakuumkammerfenster. Dies ergibt auch die Intensitätsverteilung des Strahldurchmessers im Fokuspunkt, die einer Airy-Funktion entspricht. Mit den Gegebenheiten der Vakuumkammer (Vakuumfensterdurchmesser $2a = 35$ mm, Abstand vom Fenster zum Ion $R = 130$ mm) kann für $\lambda = 729$ nm ein beugungsbedingtes Limit von

$$(5.1) \quad q = 1.22 \frac{R\lambda}{2a} = 3.3 \mu\text{m}$$

berechnet werden (kleinst möglicher Fokusradius), was gleichzeitig dem Radius des ersten dunklen Ringes der Airy-Funktion entspricht [46]. Die Simulation des entworfenen Objektivs mit ZEMAX, unter Einbeziehung von Toleranzen, ergibt einen Airy-Radius von $3.37 \mu\text{m}$ sowie einen Energieanteil von 92% innerhalb eines Radius von $3 \mu\text{m}$ [45]. Die tatsächlich erreichten Werte werden in Kapitel 5.3.2 präsentiert, wo die Abbildungseigenschaften des Objektivs gemessen werden, um die Tauglichkeit für die Einzel-Atom-Adressierung nachzuweisen. Eine kurze Anmerkung zum Einbau des Objektivs folgt im nächsten Absatz.

Für die Installation des Objektivs am Experiment wurde im Vorfeld bereits ein Tisch gefertigt, der den Platz für den Aufbau aller optischen Elemente für die Einzel-Ionen-Adressierung bereitstellt. Eine der Aufgaben dieses Projekts bestand in der Montage des Tisches an der Vakuumkammer sowie dem Aufbau der Optik auf dem Tisch, welche aus einem Strahlkollimator, einem $\lambda/2$ -Plättchen sowie dem Objektiv selbst besteht, das wiederum auf einem XYZ-Tisch befestigt wurde (s. Abb. 5.2 und 5.3).

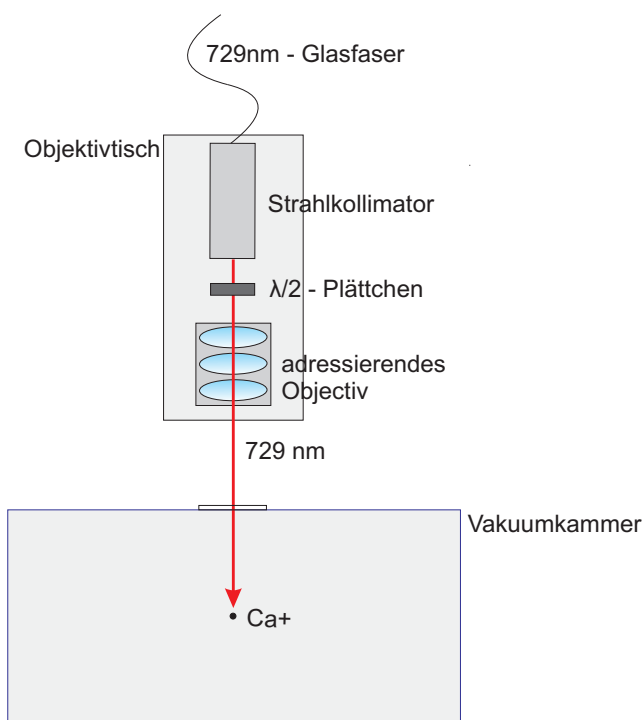


Abbildung 5.2. Die Skizze stellt das eingebaute, adressierende Objektiv am Experiment sowie alle zur Einzel-Atom-Adressierung benötigten, optischen Elemente dar. Dazu gehören die Glasfaser, die das 729 nm - Licht zu dieser Seite der Vakuumkammer leitet, ein Strahlkollimator und ein $\lambda/2$ -Plättchen.

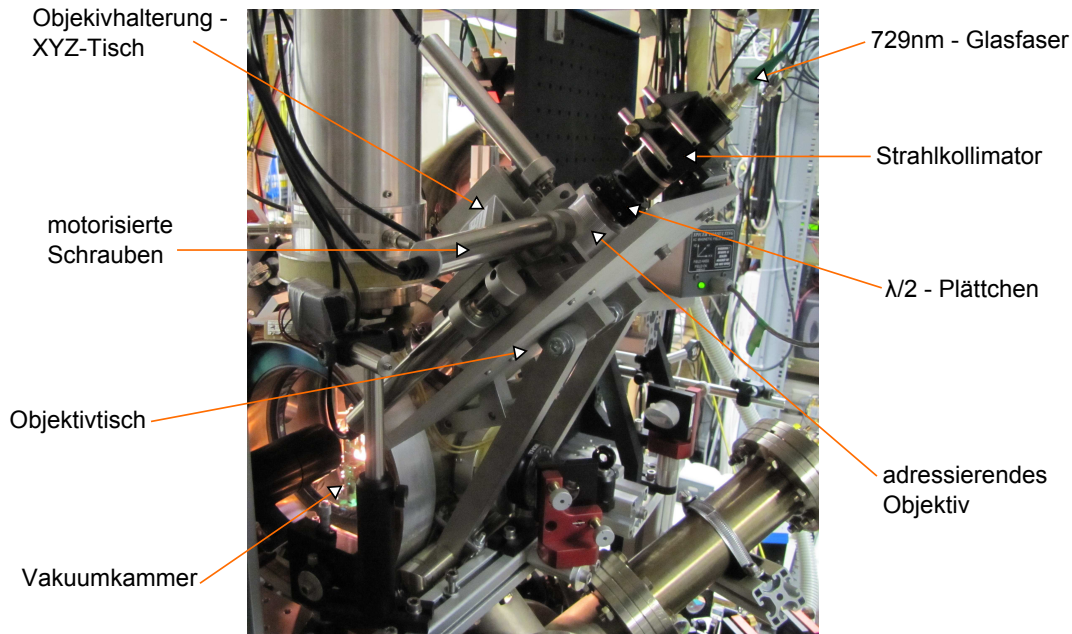


Abbildung 5.3. Foto des optischen Aufbaus für den adressierenden 729 nm - Strahl auf einem eigens entworfenen Tisch, montiert an der Vakuummkammer.

5.2 Motorisierte Schrauben am XYZ-Tisch

Ein sehr wertvolles Hilfsmittel bei der Objektivcharakterisierung (und daher auch für die Einzel-Ionen-Manipulation) waren die motorisierten Schrauben („TRA25CC Actuator Integrated with CONEX Controller“ der Firma Newport, Abb. 5.3) für den XYZ-Tisch des Objektivs, ohne die eine derartige Vermessung nicht möglich gewesen wäre. Diese Schrauben ersetzen einen Satz manueller Mikrometerschrauben, die zu Beginn der Objektivinstallation eingesetzt wurden. Mit den Mikrometerschrauben wurde jedoch schnell klar, dass die geplanten Messungen und Experimente nicht in gewünschter Weise durchführbar sein würden, da deren Feineinstellung nicht sensibel genug auf Veränderungen reagierte. Eine Einzel-Ionen-Adressierung, charakterisiert durch den

$$\text{Rabifrequenzfaktor} = \frac{\text{Rabifrequenz des adressierten Ions}}{\text{Rabifrequenz des nicht adressierten Ions}},$$

war nur bis zu einem Verhältnis 5:1 realisierbar, da der adressierende 729 nm - Strahl nicht genauer auf ein einzelnes Ion gerichtet werden konnte (siehe Abschnitt

5.3.3). Damit entschieden wir uns für den Kauf der wesentlich präziseren, motorisierten Schrauben. Laut Datenblatt wird mit diesen ein Auflösungsvermögen von $0.0305 \mu\text{m}$ bei einer unidirektionalen Reproduzierbarkeit von $2 \mu\text{m}$ erreicht (weitere technische Details sind den Datenblättern [47] zu entnehmen). Mit Hilfe dieser feinen Schrittabstufungen wurden später weit größere Rabifrequenzfaktoren gemessen (s. Kapitel 6). Hinweise für den experimentellen Einsatz folgen im nächsten Absatz.

Zur Bedienung der Steuergeräte der Schrauben werden Befehle über die serielle Schnittstelle des Computers ausgegeben. Dies ist über das (Windows eigene) Kommunikationsprogramm Hyperterminal möglich, soweit dieses im installierten Betriebssystem verfügbar ist. Die Vorgehensweise dabei ist genauestens in den mitgelieferten Anleitungen beschrieben [48]. Da die Arbeit mit Hyperterminal bei einer hohen Anzahl von Scans jedoch sehr beschwerlich wird, ist ein von uns entwickeltes LabVIEW-Programm zum Einsatz gekommen (`motorized.vi`). Dieses Programm ist in der Lage, gleichzeitig alle Schrauben und damit alle drei Dimensionen anzusteuern, was mit Hyperterminal nicht gelingt. Außerdem können grafische Darstellungen erzeugt werden, die die Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Ionenzustandes $D_{5/2}$ gegen die Schraubenpositionen auftragen. Dies wird durch die Verbindung mit QFP via TCP/IP (Standardprotokoll für Datenübertragungen) ermöglicht, da so die Anregungswahrscheinlichkeiten ausgelesen werden können. Zur Vermeidung von Hysteresen sollte darauf geachtet werden, dass gewünschte Schraubenpositionen immer aus der gleichen Richtung angesteuert werden.

5.3 Objektivcharakterisierung und individuelle Einzel-Ionen-Adressierung

Der erste Schritt in Richtung individueller Adressierung von Ionen einer Kette besteht aus der Adressierung eines einzelnen Ions. Ist dies geschafft, kann man sicher sein, dass der 729 nm - Laserstrahl die Falle passiert, ohne an den Fallenelektroden unerwünschte Reflexionen zurückzuspiegeln. Danach kann die Adressierung eines Ions einer Ionenkette folgen. Wie die Adressierung eines einzelnen Ions vorzunehmen ist, wird im nächsten Abschnitt konkreter dargestellt.

5.3.1 Adressierung eines einzelnen Ions

In einer ersten Abschätzung der späteren Strahlposition wird der 729 nm - Laserstrahl zu erst von einem Ende der Falle zum anderen Ende der Falle gefahren (zum Beispiel zu den Elektrodenkanten), indem man die Objektivposition variiert. In beiden Richtungen quer zur Strahlausbreitungsrichtung wählt man anschließend die mittleren Positionen zwischen den gerade genannten Endpunkten der Falle.

War das Anvisieren genau genug, kann man über den PMT bereits vereinzelte Einbrüche des Fluoreszenzsignals erkennen, sogenannte Quantensprünge [49]. Dies sind Übergänge vom S in den D-Zustand des Ca-Ions, wobei nicht bestimmbar ist, welche Übergänge im Einzelfall gerade getrieben wurden, da der Laser bei 729 nm bis zu diesem Zeitpunkt nicht auf einen einzelnen Übergang abgestimmt ist. In QFP ist währenddessen der Differenzmodus aktiviert (s. Kapitel 3), wobei der 729 nm - Laser mit maximaler Intensität strahlt und der Rückpumplaser bei 854 nm ausgeschaltet bleibt, damit das Ion nur durch spontane Emission in den S-Zustand zurückkehren kann. Je nach Lebensdauer der angeregten Zustände kann dies ca. eine Sekunde dauern, was bedeutet, dass man während dieser Zeit kein Fluoreszenzlicht messen kann (s. Abb. 5.4). Nach einer Optimierung der Laserstrahlposition sollten die Quantensprünge häufiger werden. Allerdings ist zu überprüfen, ob diese nicht von Lichtreflexionen innerhalb der Falle stammen.

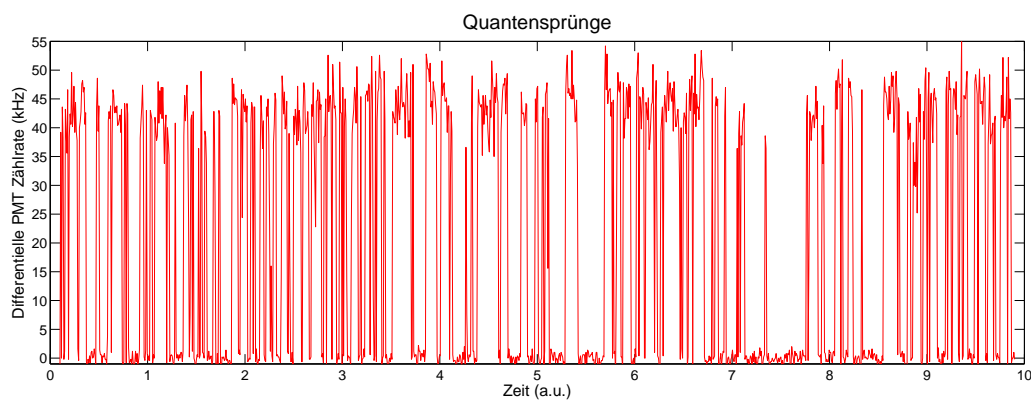


Abbildung 5.4. Quantensprünge des Ions zwischen den Zuständen $S_{1/2}$ und $D_{5/2}$, angeregt durch den Laser bei 729 nm.

Blieb das Anvisieren zu Beginn jedoch ohne Erfolg und es sind noch keine Signaleinbrüche zu verzeichnen, besteht die Möglichkeit, einen 2D-Scan des 729 nm - Lasers¹ über eine gewisse Region der Falle durchzuführen, wobei die Geschwindigkeiten der Schrauben nicht zu klein (in einer der Schraubenrichtungen ca. 0.1 mm / s) eingestellt werden brauchen. Maximalabstände von fünf bis sieben Mikrometern zwischen abgescannten Pfaden sind praktikabel. Das Programm hilft bei der Berechnung der Achsengeschwindigkeiten, um diese Abstände zu erreichen. Der 2D-Scan sollte dann solange erfolgen, bis auch hier Quantensprünge auftreten. Diese sollten jedoch während des Scans periodisch immer in der gleichen Region erscheinen, um sicherzustellen, dass es sich wirklich um Quantensprünge resultierend aus einer korrekten Ionenadressierung handelt.

Am Ende dieses Verfahrens sollte die Anzahl der Quantensprünge maximiert werden. Idealerweise erkennt man sogar eine Halbierung der Zählrate des PMT, was anzeigt, dass die Laserintensität am Ort des Ions groß genug ist, um das Ion mit einer sehr hohen Rate zyklisch anzuregen, das heißt, in einen D-Zustand zu heben und es kurz darauf über eine stimulierte Emission wieder in den S-Zustand zu versetzen, bevor dieser Kreislauf erneut beginnt.

Ist dies der Fall, kann man dazu übergehen, mit QFP die Anregungswahrscheinlichkeit des Ions zu messen, wofür man im QFP in den Anregungsmodus wechselt (s. Kapitel 3). Nun ist es wichtig, den Laser bei 729 nm auf den $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$ Übergang (Quadrupolübergang) abzustimmen (Träger finden), um eine kohärente Anregung zu erreichen. Gleichzeitig muss aber auch die Magnetfeldstabilisierung eingeschaltet und kontinuierlich überprüft werden, um die Stabilität der Energieniveaus zu gewährleisten, da die Energieniveau-Aufspaltung über den Zeeman-Effekt erfolgt.

Wurde die Trägerfrequenz des 729 nm - Lasers bestimmt und das Magnetfeld stabilisiert, misst man für eine erste Übersicht die Rabifrequenz, die mit dem adressierenden Strahl bereits erreicht werden kann. Mit Hilfe der resultierenden Messkurve wählt man dann eine Impulslänge des 729 nm - Strahls aus, mit der man ungefähr eine Anregungswahrscheinlichkeit von 50% erreicht (erste Flanke der Rabioszillation) und versucht an dieser Stelle die Anregungswahrscheinlichkeit zu maximieren. Danach verkürzt man die 729 nm - Impulslänge entsprechend und optimiert auf diese Weise iterativ die Adressierung des Ions, bis die Rabifrequenz ihr Maximum erreicht.

¹Dabei wird das Objektiv mit den motorisierten Schrauben entsprechend bewegt.

Bevor nun mit der Einzel-Atom-Adressierung eines Ions in einer Kette fortgefahren werden kann, müssen zuerst die Strahleigenschaften des adressierenden 729 nm - Strahls und damit die Abbildungseigenschaften des Objektivs, der diesen Strahl beeinflusst, bekannt sein. Nachdem die Adressierung eines einzelnen Ions in der Falle umgesetzt worden ist, sind die Bedingungen für die Objektivcharakterisierung optimal, was im nächsten Abschnitt näher erläutert wird.

5.3.2 Objektivcharakterisierung

Für die Implementierung der Einzel-Ionen-Adressierung ist es notwendig, die Eigenschaften des adressierenden Strahls genau zu kennen. Dessen Fokusradius sollte die Größe des Ionenabstandes zwischen gefangenen Ionen in einem Kristall nicht überschreiten, da sonst nicht mehr gewährleistet werden kann, dass nur ein Ion der Kette adressiert wird. Der adressierende Strahl stammt aus einem selbst geplanten und gebauten Objektiv (s. Kapitel 5.1), dessen Abbildungseigenschaften nur theoretisch bekannt sind. Für die Charakterisierung dieses Objektivs gibt es verschiedene Möglichkeiten, wie zum Beispiel den Strahl mit einem Strahlprofilmesser (Beam Profiler) oder einer Blende (Pinhole) zu vermessen (beide Messvarianten durchgeführt von Daniel Nigg vor Beginn dieser Diplomarbeit). Beim Versuch, das beschriebene Objektiv mit einem Strahlprofilmesser auszumessen, stellte sich heraus, dass dieser nicht annähernd brauchbare Ergebnisse liefern konnte, da der kleinste messbare Strahlradius immer noch um einen Faktor zehn größer war als der berechnete Fokusradius des Objektivs. Die zweite Variante, das Objektiv mit einer Blende zu charakterisieren, war erfolgreicher und verschaffte einen groben Überblick über die Objektiveigenschaften. Dabei ist das Ergebnis jedoch maximal von der Größe der Blende abhängig, welche einen Radius von $5 \mu\text{m}$ hatte. Der Fokusradius wurde bei dieser Messung ebenfalls zu $5 \mu\text{m}$ bestimmt. Schlussendlich ist die genaueste Variante jedoch jene, bei der das Ion selbst als Messapparat fungiert. Dazu bewegt man das Objektiv mit Hilfe der motorisierten Schrauben, fährt damit gleichzeitig den Laserstrahl über das Ion und misst die Anregungswahrscheinlichkeit bzw. treibt Rabi-Oszillationen, welche das Strahlprofil widerspiegeln. Der Zusammenhang wird in den nächsten Rechenschritten unter Verwendung von Gleichung 3.5 aus Kapitel 3 veranschaulicht [50]:

$$(5.2) \quad \Omega'(P) = \frac{1}{2} \arccos(1 - P) \quad \text{mit} \quad \Omega' = \Omega \cdot t$$

Die Größen Ω bzw. Ω' stellen die Frequenzen der getriebenen Rabioszillationen für eine konstante Wechselwirkungszeit t dar. Die Wahl der Impulslänge sollte so erfolgen, dass die Anregungswahrscheinlichkeit P des Ions mit einem Maximalwert von ungefähr 0.8 auf der ersten ansteigenden Flanke der Rabioszillation gemessen wird (P sollte in jedem Fall ≤ 0 und ≥ 1 sein), um innerhalb des Definitionsbereichs für die arccos-Funktion (≤ 0 und $\geq \pi$) und damit für die Anregungswahrscheinlichkeit zu bleiben. Mit einem Wert von 0.8 geht man hierbei einen guten Kompromiss ein, um einerseits einen größtmöglichen Wert für das Strahlprofil zu erlangen und andererseits genügend Abstand zur Anregungswahrscheinlichkeit 1 und damit zu einer „Übersteuerung“ zu halten. Natürlich muss die Rabioszillation und deren Frequenz im Vorhinein gemessen worden sein, um die Länge der ersten ansteigenden Flanke und damit die Position des Wertes 0.8 auf dieser Flanke zu kennen. Die Proportionalität zwischen den Rabioszillationen bzw. der Anregungswahrscheinlichkeit der Ionen und der Lichtintensität des Laserstrahls kann wie folgt angeschrieben werden:

$$(5.3) \quad \begin{aligned} I &\propto E_0^2 \quad \text{sowie} \quad \Omega \propto E_0 \\ \text{ergibt} \quad I &\propto \Omega^2 \\ &\propto \arccos^2(1 - P) \end{aligned}$$

Durch Messen der Anregungswahrscheinlichkeit kann man also direkt auf die Lichtintensität des Lasers und damit auf sein Strahlprofil zurückschließen. Im nächsten Absatz wird auf die technische Durchführung eingegangen.

Zur Erreichung des bestmöglichen Charakterisierungsergebnisses wird die Optimierung der Objektivposition und damit die Fokussierung auf das Ion iterativ vorgenommen. Der Reihe nach wurden alle Dimensionen der Objektivhalterung durchgeföhren, wobei nach einem weiten Scan für einen Strahlprofilüberblick jeweils der Maximalwert der Anregungswahrscheinlichkeit (z.B. 0.8) angestrebt wurde. Nach einem gesamten dreidimensionalen Durchlauf folgte die erneute Ermittlung der Ra-

bifrequenz, da diese durch eine verbesserte Objektivposition schneller wurde, was durch die erhöhte Lichtintensität am Ort des Ions und somit durch die höhere Anregungswahrscheinlichkeit zu erklären ist. Mit diesem Wissen musste auch die 729 nm - Impulslänge nach unten korrigiert werden. Mehrere Durchläufe ergaben so die ideale Position des Objektivs, welche in Wiederholungen der gesamten Prozedur reproduzierbar war. Die Werte der Schraubenpositionen ergeben sich für die drei Achsen des Objektivtisches zu: X-Achse ... 9.3945 ± 0.001 mm, Y-Achse ... 7.1947 ± 0.001 mm, Z-Achse ... 15.507 ± 0.03 mm. Für die Charakterisierung wurde, wie bereits beschrieben, ein eigens programmiertes LabVIEW-Tool verwendet.

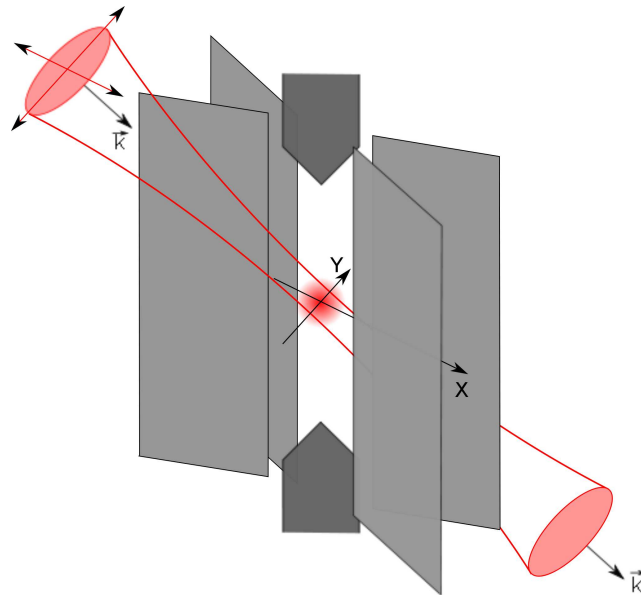


Abbildung 5.5. Ionenfalle sowie ein gefangenes Ion. Der Laser bei 729 nm wird orthogonal zu seiner Ausbreitungsrichtung über das Ion gefahren.

Abbildung 5.6 zeigt die Endergebnisse der Scans in radialer Richtung vom Ion (orthogonale Richtungen zur Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls, s. Abb. 5.5). Der Radius des ersten dunklen Ringes der Airy-Funktion wurde für die x-Achse mit einem Wert von $6.7 \mu\text{m}$ und für die y-Achse mit einem Wert von $7 \mu\text{m}$ identifiziert. Die angegebenen x- und y-Richtungen beziehen sich hier auf die Achsen des Objektivtisches.

Nach dieser Charakterisierung wurde ein zweites Objektiv getestet, das zeitgleich

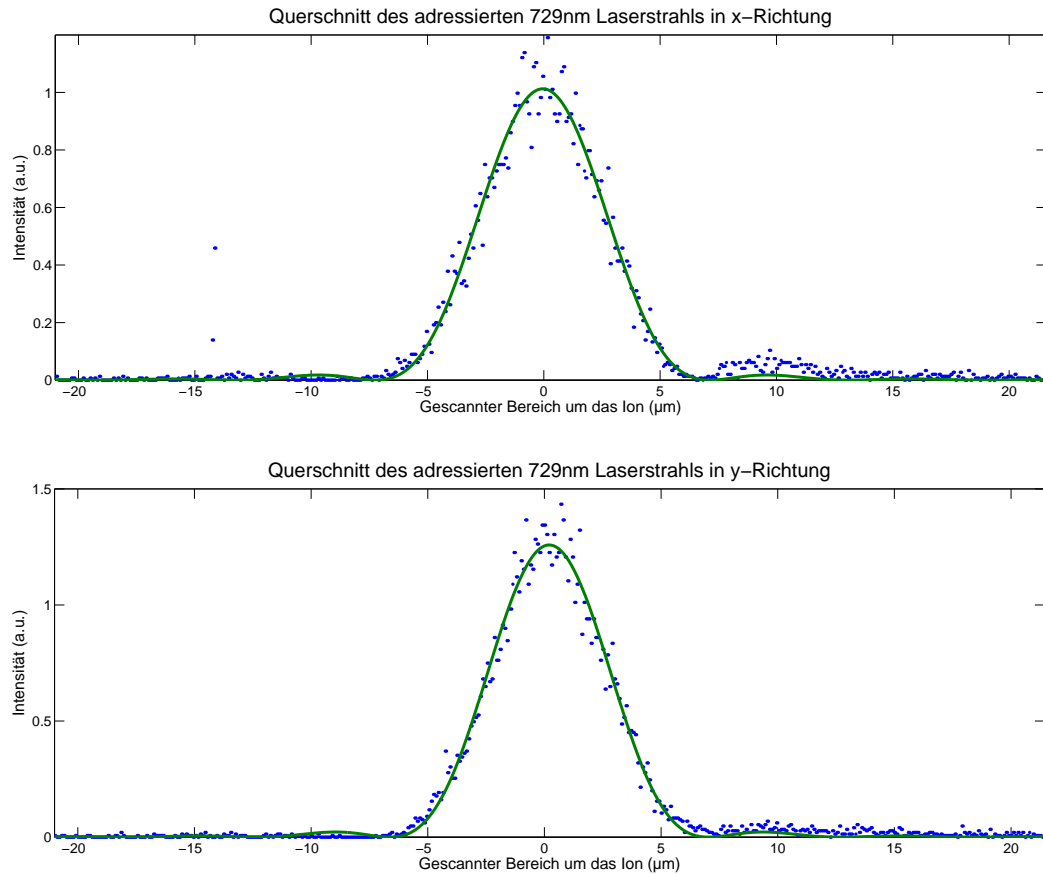


Abbildung 5.6. Dargestellt sind die Achsenscans des Objektivs über das Ion orthogonal zur 729-Strahlrichtung. Die linke Grafik zeigt den Airy-Funktionsfit des Scans in x-Richtung (horizontale Verschiebung des Objektivs auf dem Objektivtisch), die rechte Grafik zeigt den Airy-Funktionsfit in y-Richtung (vertikale Verschiebung des Objektivs auf dem Tisch). Gemessen wurde die Anregungswahrscheinlichkeit des Ions, während der Laser über das Ion gefahren wurde (s. Gleichung 5.3). Die π -Zeit der Rabioszillation betrug dabei ungefähr $1\mu\text{s}$.

und mit den selben Spezifikationen hergestellt wurde, um aus zwei Optiken die bessere auswählen zu können. Mit diesem zweiten Objektiv konnten jedoch keine für die Praxis brauchbaren Ergebnisse erzielt werden. Eine Fokussierung des Strahls unter $50\ \mu\text{m}$ war für uns nicht möglich. Der Grund könnte in der unpräzisen Herstellung der Linsen liegen, welche große geometrische Unterschiede (Linsenkrümmungen) zwischen den zwei Ausfertigungen aufwiesen.

5.3.3 Einzel-Ionen-Adressierung mit Hilfe eines dunklen Ions

Nachdem die vorher beschriebene Prozedur durchgeführt wurde, sollte nun die Adressierung einzelner Ionen in einem Zwei-Ionen-Kristall realisiert werden können. Zu einem sehr frühen Zeitpunkt dieses Projektes standen jedoch keine systematisch nutzbaren Werkzeuge, wie zum Beispiel ein Kameraprogramm, zur Verfügung. Der unglückliche Zustand, dass einzelne Ionen in der Falle vermutlich aus chemischen Gründen² plötzlich dunkel wurden, kam der Adressierung in einem günstigen Augenblick zu Gute. Dass zwei Ionen in der Falle gefangen waren, von denen eines dunkel und nicht verloren gegangen war, konnte über die Kamerabeobachtung beurteilt werden, da sich das noch helle Ion nicht in seiner Position verändert hatte. In diesem Zustand wurde vom PMT lediglich das Fluoreszenzlicht von einem Ion detektiert, wodurch die Adressierung genauso wie im vorangegangenen Abschnitt realisiert werden konnte, mit dem Unterschied, dass das verbleibende helle Ion an einem Platz im Ionenkristall saß. Da das helle mit dem dunklen Ion in Abständen den Platz tauschte (Abstände zwischen drei und 15 Minuten), war es möglich, die Adressierung für das adressierte und für das nicht adressierte Ion, welches am Rand des $729\ \text{nm}$ - Strahls saß, zu charakterisieren. Dabei wurde eine fünfmal höhere Rabifrequenz für das helle Ion im Strahlfokus gemessen, als wenn das dunkle Ion im Strahlfokus verweilte, wobei das helle Ion vom Strahl nur gestreift wurde. Bei diesem Experiment ergab sich also ein Rabifrequenzfaktor von 5:1, was in Abbildung 5.7 belegt wird. Zusätzlich muss erwähnt werden, dass bei dieser Messung noch manuelle Schrauben verwendet wurden, was zusätzlich zu einer Limitierung der Adressierung beitrug, da die Objektivposition nicht maximal optimiert werden konnte (diese Messung wurde

²Es besteht die Vermutung, dass es bei dunklen Ionen zu einer Kollision zwischen dem Calciumion und einem Atom des Hintergrundgases kommt. Der genaue Vorgang wird derzeit vom $^{43}\text{Ca}^+$ - Experiment unserer Arbeitsgruppe untersucht und stellt schon länger ein Problem an einigen unserer Quanteninformationsexperimente dar.

bereits im November 2010 vorgenommen).

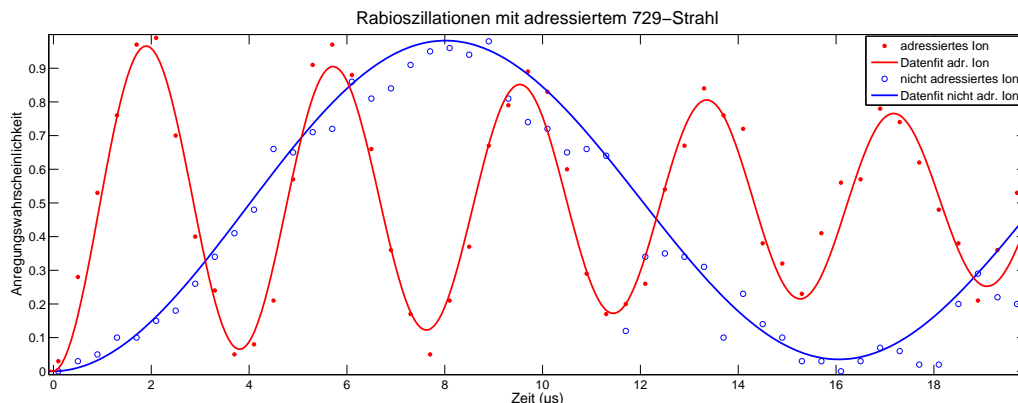


Abbildung 5.7. Gezeigt werden Rabioszillationen eines adressierten und eines nicht adressierten Ions in einem Ionenkristall, wobei das adressierte Ion dem hellen Ion entspricht und das nicht adressierte Ion dem dunklen Ion. Da die Ionen jedoch ihre Plätze in Abständen wechselten, konnte mit dem hellen Ion auch die Adressierung am Ort des nicht adressierten Ions gemessen werden. Es wurde ein Rabifrequenzfaktor von 5:1 erreicht, was aus den Periodendauern der Messkurven hervorgeht.

5.3.4 Einzel-Ionen-Adressierung mit Hilfe von Matlab

Die im vorangegangenen Abschnitt beschriebene Methode basiert leider auf der Zufälligkeit, dunkle Ionen gefangen zu haben. Daher bedarf es für eine routinemäßige Anwendung, einer praktikableren Methode einzelne Ionen zu adressieren. Für die Ideenfindung wurde zunächst eruiert, was dem Experiment zur Verfügung steht, um mit den vorhandenen Mitteln eine Lösung zu finden. Sind zwei Ionen in der Falle gefangen, kann der PMT die kombinierte Anregungswahrscheinlichkeit beider Ionen aus der Gesamtzählrate ermitteln. Damit können Rabioszillationen aufgenommen werden, die eine Kombination aus zwei Rabifrequenzen darstellen. Da Rabioszillationen mit Hilfe von Winkelfunktionen beschrieben werden, können die Frequenzanteile einer zusammengesetzten Rabioszillation zweier Ionen über eine Fourieranalyse ermittelt werden. Zu diesem Zweck wurde in Matlab ein kleines Programm zur Fourieranalyse entwickelt, das das PMT-Signal (kombinierte Rabioszillation) in seine Bestandteile zerlegt (Programmcode im Anhang, Kapitel 8). Sind diese Bestandteile dann errechnet, können Rückschlüsse auf die Einzel-Ionen-Adressierung gezogen

werden. Je weiter die Frequenzanteile voneinander entfernt sind, desto besser ist die Einzel-Ionen-Adressierung.

Ein Beispiel für die Ausführung des Programms ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Im oberen Teil der Grafik ist eine Rabioszillation zu sehen, welche sich aus dem Fluoreszenzlicht zweier Ionen ausmessen ließ. Sie wurde mit Hilfe einer Fourieranalyse zerlegt, was im unteren Teil der Grafik abgebildet ist. Das Ergebnis der Analyse liefert bereits einen Rabifrequenzfaktor von 9:1, was ein wenig besser aus der Vektordarstellung ersichtlich ist (Tab. 5.1), in der Frequenz und Amplitude der Fourieranalyse numerisch dargestellt sind.

Die experimentelle Vorgehensweise kann wie folgt beschrieben werden: Nach der Optimierung der Objektivposition für den adressierenden 729 nm - Laserstrahl mit Hilfe eines einzelnen Ions (Strahlprofil gemessen, Symmetrie und Fokusradius bekannt) wurde ein zweites Ion geladen. Da zum Zeitpunkt dieses Experiments bereits die ISEG-Box vorhanden war, konnte der Zwei-Ionen-Kristall in fallaxialer Richtung so verschoben werden, dass ein „Antasten“ der Ionen an den Lichtstrahl möglich war. Auf diese Weise musste der adressierende Lichtstrahl nicht mehr neu positioniert und auf die Ionen gerichtet werden. Dies hätte zwangsläufig zu einer Veränderung des Strahlprofils sowie der Strahleigenschaften geführt. Die Einzel-Ionen-Adressierung hätte nicht mehr sichergestellt werden können.

Mit der Fourieranalyse und dem Hochspannungsnetzgerät von iseg ist ein einzelnes Ion einer Ionenkette leicht zu adressieren. Es ist jedoch auch möglich, das Verhältnis der Oszillationsfrequenzen mit dem Auge abzuschätzen. Sind die Rabifrequenzen sehr ähnlich, ergibt sich eine Schwebung als kombiniertes Ionensignal. Wird die Adressierung jedoch besser, wird eine Signalüberlagerung zweier Kosinusschwingungen sichtbar, von denen man die jeweilige Schwingungsdauer ablesen und vergleichen kann (s. Abb. 5.8).

Nun sind alle Voraussetzungen für die Einzel-Ionen-Adressierung geschaffen. Den größten Zeitaufwand dieses Aufgabenbereichs nahm dabei die Objektivcharakterisierung in Anspruch, vor allem deshalb, weil zwei Objektive zu testen waren. Mit dem Abschluss dieses Teilprojekts ist es möglich, Ionenketten in der Falle zu laden,

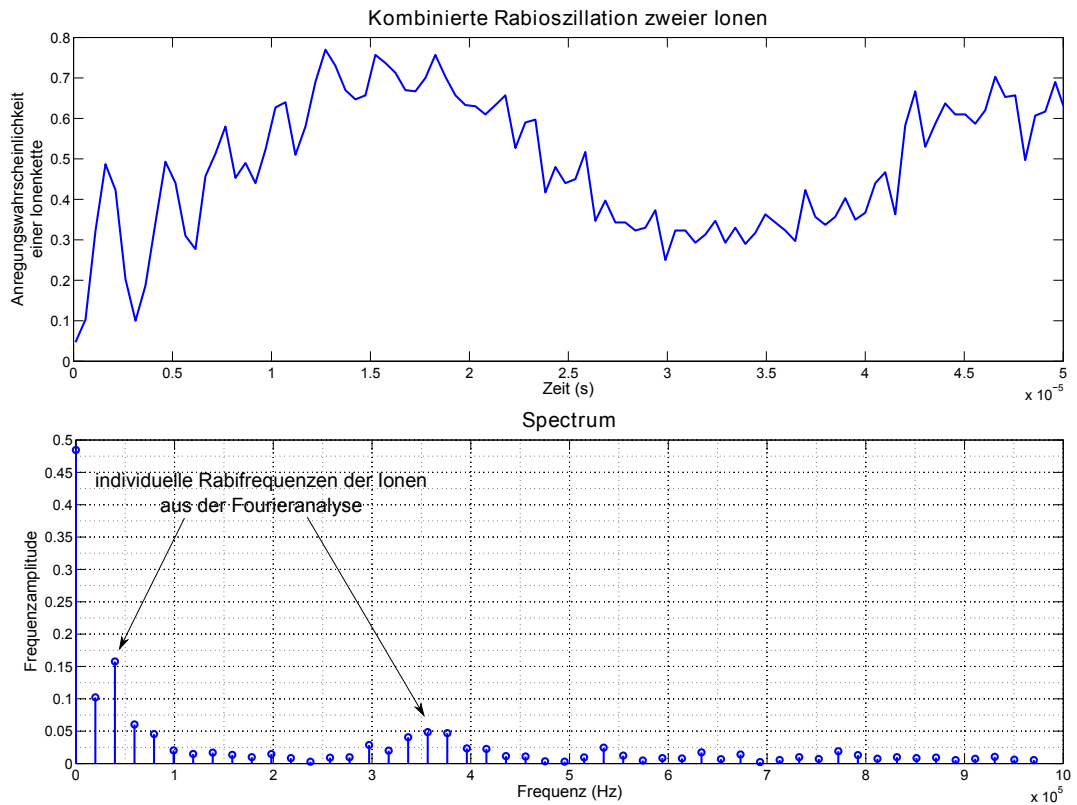


Abbildung 5.8. Oben: Die kombinierte Anregungswahrscheinlichkeit einer Ionenkette (zwei Ionen) ist gegen die 729 nm - Laserpulslänge aufgetragen. Es ergibt sich eine Rabioszillation zweier Ionen. Unten: Aus der Fourieranalyse des oben gezeigten Signals mit Matlab ergibt sich ein Rabifrequenzfaktor von 9:1. Vermutlich waren die Ionen dann so positioniert, dass ein Ion auf einer Flanke des Strahlprofils saß, während das andere Ion unmittelbar daneben fast vollständig im Dunkeln verweilte.

Frequenz $\cdot 10^5$ Hz	Amplitude
0	0.485
0.198	0.102
0.396	0.158
0.594	0.060
0.792	0.046
0.990	0.020
1.188	0.015
1.386	0.017
1.584	0.014
1.782	0.001
1.980	0.015
2.178	0.008
2.376	0.003
2.574	0.009
2.772	0.001
2.970	0.029
3.168	0.020
3.366	0.041
3.564	0.049
3.762	0.047
3.960	0.023
4.158	0.023
4.356	0.012
4.554	0.011
4.752	0.004

Tabelle 5.1. Das ist die numerische Darstellung der Fourieranalyse aus Abb. 5.8. Die dick gedruckten Zahlen markieren die beiden maßgeblichen Frequenzen. Die Amplitude bei Frequenz null ist ein Gleichanteil und stellt einen Offset dar.

kohärente Einzel-Ionen-Manipulationen durchzuführen und diese mit der Kamera aufzuzeichnen. Was nun noch fehlt, ist die Bildauswertung der aufgenommenen Ionenfotos, welche im nächsten Kapitel beschrieben wird.

6 Nachweis der Energiezustände

6.1 Generelles

Die Installation der EMCCD-Kamera wurde durchgeführt, um zusätzlich zur zeitlichen eine räumliche Auflösung des beobachteten Fluoreszenzlichtes zu ermöglichen. Für spätere Experimente mit zwei Ionen ist es essentiell, den Zustand der Ionen auslesen zu können, was mit einem PMT nur begrenzt möglich ist, da mit diesem nicht zwischen den Zuständen $|01\rangle$ und $|10\rangle$ zweier Ionen einer Kette differenziert werden kann. Ein Beispiel hierfür repräsentiert die in Abschnitt 5.3.4 beschriebene Auslesemethode mit Hilfe der Fourieranalyse, mit der man zwar die Rabifrequenzen der Ionen berechnen kann, jedoch eine Zuordnung der Rabifrequenzen zu den einzelnen Ionen unmöglich ist. Dieses Problem kann durch Verwendung einer Kamera behoben werden.

Für den Einsatz der Kamera zum Nachweis der Energiezustände ist jedoch die Existenz eines Bildauswertungsprogramms Voraussetzung. Das zu verarbeitende Bildmaterial ist in Abbildung 6.1 beispielhaft dargestellt. Auf dem Bild wurden zwei fluoreszierende Ionen aufgenommen; praktikabel ist es, nur die Pixel auszulesen, die Informationen über die Ionen enthalten, um Speicherkapazität und Rechenzeit zu sparen. Wie diese Bildinformationen ausgelesen, analysiert und weiterverarbeitet werden, soll dieses Kapitel im weiteren Verlauf erklären.

Die Zustandsdetektion von Ionenketten erfolgt statistisch. Dies macht die mehrmalige Wiederholung eines Experiments notwendig, egal welche Nachweismethode verwendet wird. Die Unterschiede zwischen PMT- und Kameradetektion liegen lediglich in folgenden Punkten: die mehrmalige Aufnahme von Zählraten wird durch die einmalige Aufnahme einer Bildserie ersetzt, außerdem muss die Dauer des Detektionsintervalls verlängert werden, um sinnvolle Messergebnisse zu erlangen (siehe Abschnitt 6.3). Die Laserparameter sowie die Messsequenz bleiben unverändert, wobei letztere zusätzlich eingesetzt wird, um die Kamera auszulösen. Bei der Kamera-



Abbildung 6.1. Kamerabild zur Auswertung der Zustände zweier gefangener Ionen

detektion hängt die Richtigkeit der Ergebnisse empfindlich von der Wahl des Detektionsintervalls und des Zeitpunktes im Experiment ab. Geeignet zur Verwendung als Kameratrigger ist ein Impuls, der das Experiment von Ionenkühlung auf Ionendetektion umstellt. Dieser Impuls kommt in der zeitlichen Abfolge zusammen mit dem Einschaltimpuls für den 397nm-Laser, der das Ion zur Fluoreszenz anregt. Natürlich muss für eine externe Triggerung der Kamera auch das Kamerasteuerungsprogramm „Andor Solis“ entsprechend konfiguriert werden (Menüpunkt „Setup Acquisition“). Die Parameter „Triggering: External“, „Acquisition Mode: Kinetic“ mit „Exposure Time“ und „Kinetic Series Length“ sind einzustellen [42]. Am Ende der Aufnahme kann die Bildserie als .avi-Datei gespeichert werden. Die einzelnen Bilder müssen anschließend mit Hilfe eines Videobearbeitungsprogramms extrahiert werden.

6.2 Entwicklung eines Analyseprogramms mit Matlab

Für eine sinnvolle Nutzung der Kamera bedarf es eines Analyseprogramms, das die Daten aus der Fülle von Bildern ausliest sowie auswertet. Es war notwendig, ein eigenes Programm zu entwickeln, da die QFP-Version unseres Experiments eine Implementierung bereits verwendeter Kameraprogramme anderer Experimente (z.B. Experiment mit linearer Ionenfalle) in hohem Maße erschwert. Die Prinzipien der Auswertungsprogramme sind jedoch aneinander angelehnt, worauf im nächsten Absatz näher eingegangen wird. Ein zusätzliches Argument für die Entwicklung eines eigenen Analyseprogramms ist die in Planung begriffene Umstellung der Experimentsteuerung von QFP auf TrICS (Trapped Ion Control System), bei der ein Kameraprogramm direkt implementiert sein wird, was den Zeitaufwand einer Implementierung

eines bereits vorhandenen Programms in QFP irrational hoch erscheinen ließ. Aus diesen Gründen wurde ein kleines Matlab-Programm entwickelt, das unabhängig von QFP verwendet werden kann und damit den Arbeitsaufwand in Grenzen hielt. Die Basis des Programms bilden der Auslesemechanismus, das Anpassen von Referenzkurven sowie der Vergleich der Referenzen mit den Messdaten und damit deren Analyse. Der nächste Absatz erklärt die Vorgänge detailreicher.

Die Bildinformationen der Aufnahmen bestehen aus einer Matrix gefüllt mit der Anzahl gezählter Photonen pro Bildpunkt, wobei jedes Matrixelement einem Bildpunkt entspricht. Die Grundidee für das Programm basiert auf der zeilenweisen Addition aller Matrixelemente [51]. Der sich ergebende Vektor kann mit Hilfe einer einfachen bzw. doppelten Gaußfunktion (für zwei Ionen) gefittet werden, woraus eine Maske resultiert. Dieser Prozess sollte zu Beginn der Analyse mit einem lange belichteten Bild durchgeführt und für jeden möglichen Fall (Ionenzustände einer Ionenkette bestehend aus zwei Ionen: $|00\rangle$, $|01\rangle$, $|10\rangle$ und $|11\rangle$) wiederholt werden. In Tabelle 6.1 ist beispielhaft ein für jeden Ionenzustand ein Kamerabild, eine Regression (normiert) und ein Referenzvektor (Maske) für jede mögliche Kombination der Ionenstände angeführt. Die Analyse der Daten erfolgt durch Skalarmultiplikation aller normierten Masken mit dem jeweilig auszuwertenden Bildvektor, ebenfalls erzeugt durch zeilenweise Addition der Bildinformationen. Der Maximalwert der vier Multiplikationen indiziert, welcher Maske das auszuwertende Bild am ähnlichsten ist und liefert damit das endgültige Ergebnis. Die Skalarmultiplikationen sind für jedes Bild der Bildserie zu wiederholen. Die Anzahl der Hell- und Dunkelzustände der Ionen auf den Bildern ergibt am Ende die Anregungswahrscheinlichkeit der Ionen (Programmcode siehe Kapitel 8).

Ein Vergleich mit den Grundrechenritten des Kameraprogramms eines Experiments unserer Arbeitsgruppe ergab nur wenige Unterschiede. Die Referenzmasken der möglichen Zustandskombinationen der Ionenkette werden in diesem Programm aus einem Referenzbild generiert, welches alle sich in der Falle befindlichen Ionen zeigt. Zusätzlich erfolgt die Analyse der Ionenzustände über die Berechnung der Summe über die Fehlerquadrate χ^2 und damit der Abweichung, welche für den am besten übereinstimmenden Fall von Referenz und auszuwertendem Bild am kleinsten ist. Die Kameraprogramme haben in jedem Fall gemein, dass für die Analyse der aus-

zuwertenden Daten andere Mechanismen eingesetzt werden als bei der Analyse bzw. Berechnung der Referenzbilder. Dies resultiert aus den Kapazitäten der heutzutage verfügbaren Rechner. Eine Regression für jedes Kamerabild aus einer Bildserie wäre nicht sinnvoll, da übermäßig hohe Rechenzeit beansprucht werden würde, die bei Echtzeitanwendung während der Experimente nicht vorhanden ist. So würde zum Beispiel eine Regression eines 6×12 Bildpunkte - Bildes mit 8 Bit/Bildpunkt in Matlab eine Rechenzeit von 0.7 s beanspruchen, wobei Bildserien mit tausenden von Bildern üblich sind, das heißt für 1000 Bilder ergäbe sich bereits eine Rechenzeit von ca. 11.5 min. Im Vergleich dazu beträgt die Rechenzeit der vier Skalarmultiplikationen (inklusive Zeit für Datenimport) ca. 0.13 s, was bei 1000 Bildern zu einer Rechenzeit zwischen 2 - 3 min führt, also einem Faktor von über 5.

6.3 Auswertung von Kamerabildern

Zur Erlangung von Ergebnissen mit möglichst kleinen Fehlerraten muss in einem ersten Schritt die benötigte Beobachtungszeit erhoben werden. Zu kurze Belichtungszeiten induzieren ein zu geringes Signal-Rausch-Verhältnis, wobei zu lange Belichtungszeiten das Experiment verlangsamen. Für einen guten Kompromiss wurde eine Messkurve erstellt, die die Anzahl der mit dem Analyseprogramm fehlerhaft ausgelesenen Bilder gegen die Aufnahmezeit darstellt. Dazu wurden zwei fluoreszierende Ionen einhundertmal pro Detektionszeit aufgenommen und ermittelt, wie oft die Analyse vom tatsächlichen Ionenzustand abweicht (Abb. 6.2). Die Auswertung hängt dabei zusätzlich von der Wahl der Referenzbilder ab. Ein guter Kompromiss zwischen kürzest möglicher Detektionszeit und fehlerfreier Bildanalyse scheint eine Belichtungszeit von 4 ms zu sein, was sich in einem wiederholten Test bestätigte. Der Vergleich zu anderen Experimenten zeigt eine gute Übereinstimmung der Größenordnung. Das Experiment der linearen Ionenfalle verwendet Detektionszeiten von 7 - 10 ms.

Zur Evaluation des Kameraprogramms wurden in einer zweiten Analyse von Bilddateien die Rabi-Frequenzen zweier Ionen gemessen, von denen eines durch den Laserstrahl bei 729 nm adressiert wurde. Für einen ersten Überblick über die experimentelle Situation wurde zuerst eine Messung mit dem PMT gemacht (s. Abb. 6.3 links). Die aus zwei Ionensignalen zusammengesetzte Messkurve wurde dann punktweise durch

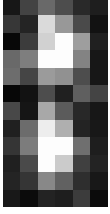
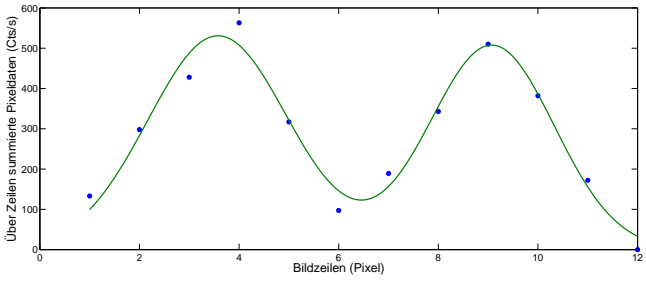

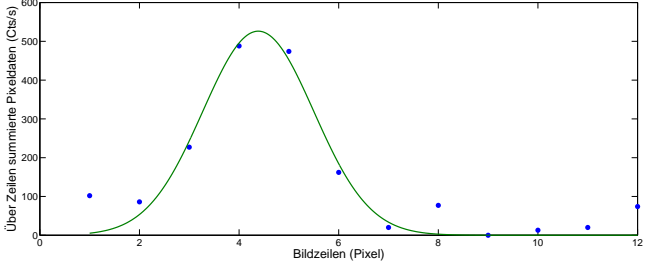
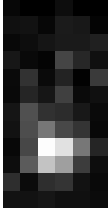
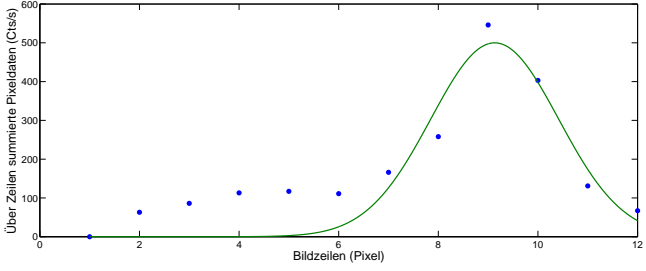

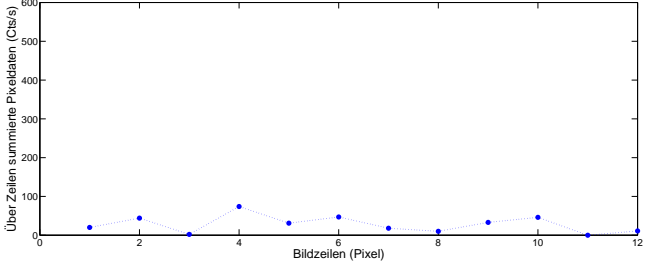
Referenz- bild	Bilddaten und Datenfit mit Hilfe von Gauß	norm. Referenz- bildvek- tor
	<p style="text-align: center;">Gaußfit über 2-Ionen-Referenzbild</p> 	$\begin{pmatrix} 0.0873 \\ 0.2491 \\ 0.4291 \\ 0.4465 \\ 0.2827 \\ 0.1284 \\ 0.1379 \\ 0.3127 \\ 0.4459 \\ 0.3396 \\ 0.1368 \\ 0.0292 \end{pmatrix}$
	<p style="text-align: center;">Gaußfit über Referenzbild des oberen Ions</p> 	$\begin{pmatrix} 0.0071 \\ 0.0722 \\ 0.3288 \\ 0.6700 \\ 0.6110 \\ 0.2494 \\ 0.0456 \\ 0.0037 \\ 0.0001 \\ 0.0000 \\ 0.0000 \\ 0.0000 \end{pmatrix}$
	<p style="text-align: center;">Gaußfit über Referenzbild des unteren Ions</p> 	$\begin{pmatrix} 0.0000 \\ 0.0000 \\ 0.0000 \\ 0.0002 \\ 0.0038 \\ 0.0340 \\ 0.1673 \\ 0.4496 \\ 0.6593 \\ 0.5273 \\ 0.2301 \\ 0.0548 \end{pmatrix}$
	<p style="text-align: center;">Referenzbild für Hintergrund</p> 	$\begin{pmatrix} 0.1648 \\ 0.3625 \\ 0.0165 \\ 0.6096 \\ 0.2554 \\ 0.3872 \\ 0.1483 \\ 0.0824 \\ 0.2718 \\ 0.3789 \\ 0.0000 \\ 0.0906 \end{pmatrix}$

Tabelle 6.1. Aufgelistet sind die vier Referenzbildmasken.

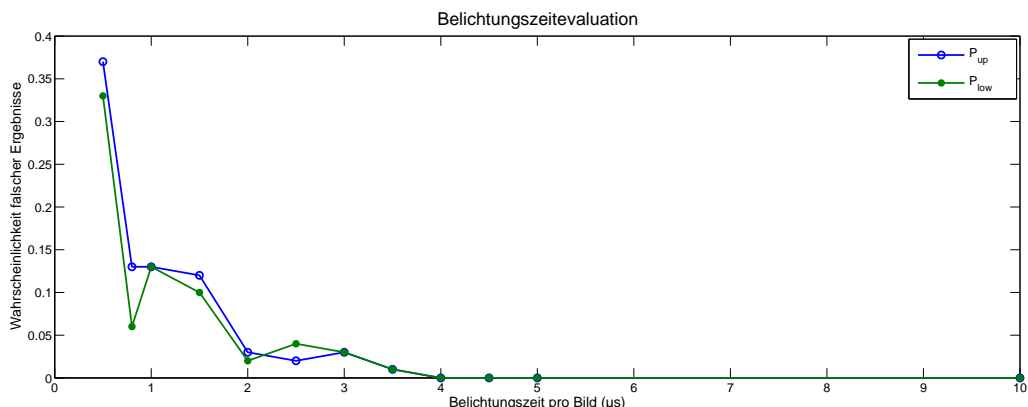


Abbildung 6.2. Jeder Punkt der beiden Messreihen entstand aus 100 Experimenten an den Ionen. Dabei wurden die Ionen erst dopplergekühlt, wonach sie sich im S-Zustand befanden, und in Folge mit dem 397nm-Laser angestrahlt, wobei zeitgleich die Kameradetektion gestartet wurde. P_{up} und P_{down} stellen die Wahrscheinlichkeiten dar, mit denen das obere bzw. das untere Ion nicht dem S-Zustand zugeordnet wurden. Diese Wahrscheinlichkeiten sind gegen die Detektionszeit der Kamera aufgetragen.

Verändern der 729 nm - Impulslänge abgetastet, um an signifikanten Stellen eine Bildserie aufzunehmen (s. Abb. 6.3 rechts). Die hierbei gemessenen Punkte wurden so ausgewählt, dass die Anregungswahrscheinlichkeiten der Ionen jeweils maximal bzw. minimal waren, um gleichzeitig die Präzision der Adressierung zu überprüfen. Der erste Messpunkt zeigt beispielsweise eine maximale Anregungswahrscheinlichkeit für das adressierte Ion, dafür jedoch eine vergleichsweise sehr kleine Anregungswahrscheinlichkeit für das nicht adressierte Ion. Nachdem die mit dem PMT aufgenommene, aus zwei Ionensignalen zusammengesetzte Rabioszillation abgetastet war, konnten mit Hilfe des Analyseprogramms die Rabifrequenzen der einzelnen Ionen bestimmt werden. Die berechneten Frequenzen ergeben sich zu 2.631 MHz für das obere (sich in der Falle höher befindliche), adressierte Ion und zu 0.556 MHz für das untere, nicht adressierte Ion, womit man einen Rabifrequenzfaktor von knapp 5:1 erhält. Da hier nur ein Test des Kameraprogramms durchgeführt wurde, um nachzuweisen, dass mit der Kamera die Anregungswahrscheinlichkeiten zweier Ionen (und damit die Qualität der Einzel-Atom-Adressierung) separat gemessen werden können, kam es nicht auf die Optimierung des Experiments an, wodurch sich der niedrige Rabifrequenzfaktor ergab. Dieser Faktor ist für spätere Experimente natürlich nicht ausreichend und wurde im weiteren Verlauf verbessert.

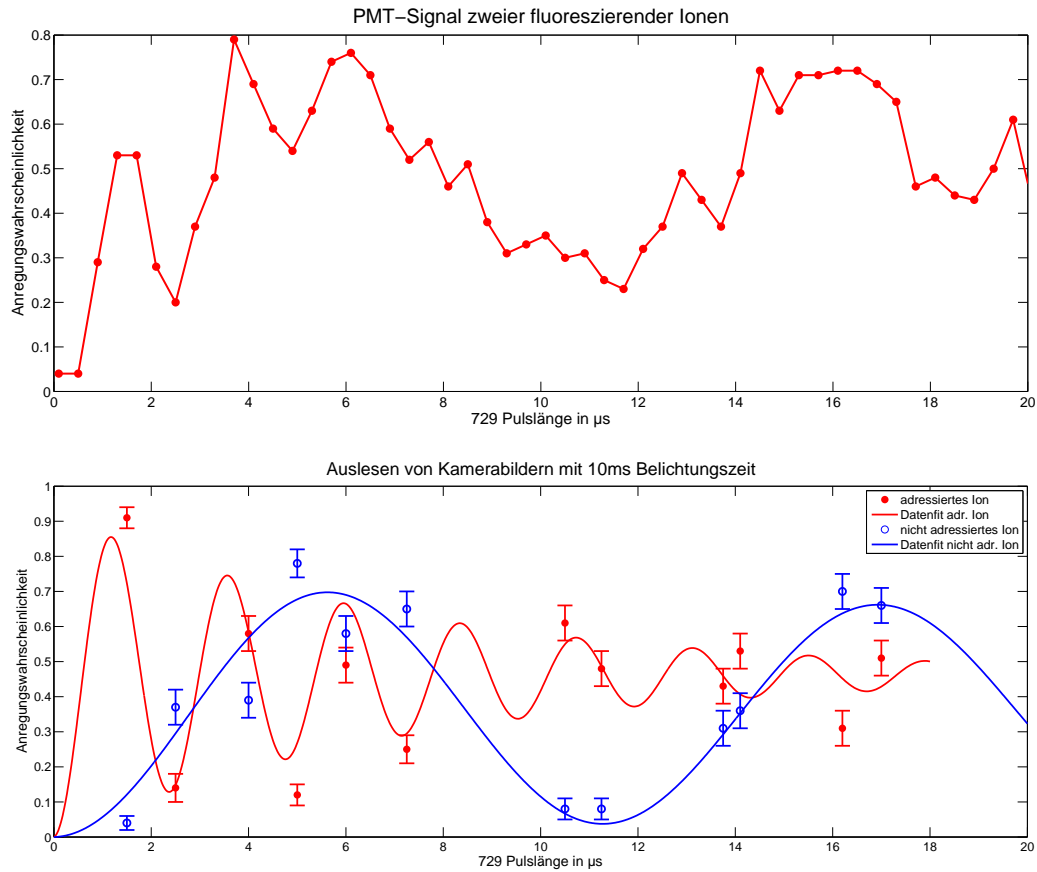


Abbildung 6.3. Oben: PMT-Messkurve, die eine Rabioszillation, zusammengesetzt aus den Fluoreszenzsignalen zweier Ionen, zeigt. Unten: Zerlegung der oberen Rabioszillation in zwei voneinander unabhängige Rabioszillationen mit Hilfe der Kamera und des Analyseprogramms. Die Messpunkte wurden zusätzlich gefittet, wobei die vollen Kreise die Datenpunkte die Rabioszillation des adressierten Ions und die leeren Kreise die Messpunkte inklusive Kurve die Rabioszillation des nicht adressierten Ions darstellen.

Das beste, je erzielte Ergebnis der Adressierung konnte mit einem Rabifrequenzfaktor 50:1 charakterisiert werden. Die Daten sowie deren Regressionen sind in Abbildung 6.4 dargestellt. An der Reproduzierbarkeit muss jedoch noch gearbeitet werden.

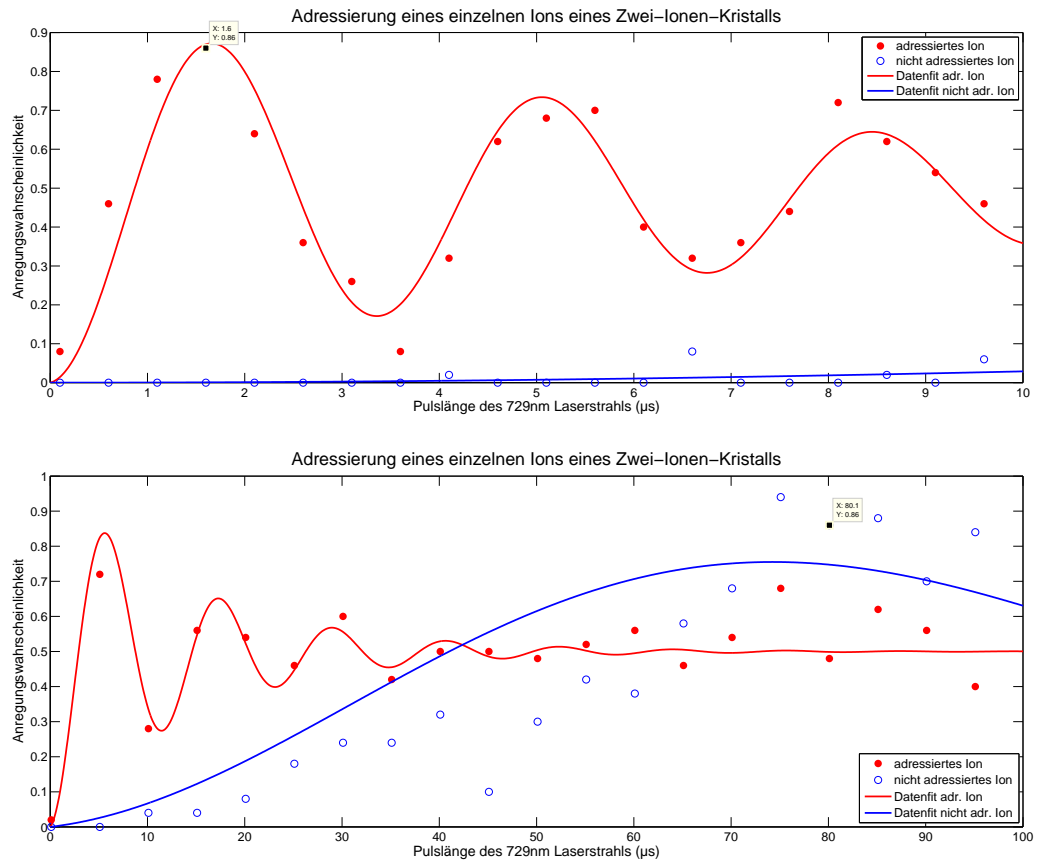


Abbildung 6.4. In der oberen Grafik ist ein Rabioszillationsanpassung eines adressierten Ions, in der unteren eine Anpassung für das nicht adressierte Ion dargestellt. Vergleicht man die Periodendauern miteinander, kommt man auf einen Adressierungsfaktor von 50:1. Die Analyse der Daten sowie die Regressionen wurden mit einem selbst entwickelten Kameraprogramm durchgeführt (Kapitel 6).

Auch bei dieser Messung wurde zuallererst eine Aufnahme der kombinierten Anregungswahrscheinlichkeit der Ionen bei variabler 729 nm - Pulslänge mit dem PMT gemacht, um einen groben Überblick über die Adressierung zu erlangen. Mit dem PMT war bereits zu erkennen, dass der Rabifrequenzfaktor aus Messungen verschie-

dener Zeitskalen berechnet werden musste. So wurde eine Aufnahme bis zu einer 729 nm - Impulslänge von 10 μ s und ein Scan bis zu einer Impulslänge von 100 μ s durchgeführt, um die Adressierung für das adressierte und für das nicht adressierte Ion separat bestimmen zu können, da eine gemeinsame Bestimmung unmöglich gewesen wäre. Die Rabioszillation des adressierten Ions war sehr stark gedämpft, was auf die hohe thermische Anregung des Ions bzw. auf eine schlecht gewählte Position relativ zum 729 nm - Strahl (steiler Abschnitt der Flanke des Strahlprofils) schließen lässt. Aus diesem Grund ist es ebenfalls nicht gelungen, den Adressierungsfaktor mit Hilfe des Fourieranalyseprogramms herauszufinden.

Abschließend ist zu dieser Analyse zu sagen, dass die Ergebnisse die Erwartungen erfüllt haben.¹ Das Diplomprojekt war an dieser Stelle abgeschlossen. Es folgt im nächsten Kapitel ein Rückblick auf die Arbeit sowie ein Ausblick auf zukünftig geplante Experimente.

¹Während bei vorangegangener Messung für jeden Messpunkt die 729 nm - Impulslänge separat eingegeben werden musste, ist es unterdessen möglich, die gesamte Messkurve in einem Schritt aufzunehmen und zu analysieren.

7 Rückblick und Ausblick

7.1 Rückblick auf die Projektentwicklung

Dieser Abschnitt soll einige Hinweise für mögliche Verbesserungen sowie Anmerkungen zu vergangenen Arbeitsschritten liefern, die für die Zukunft nützlich sein könnten.

7.1.1 Ionenabbildung

Begonnen wird hier mit dem Austausch des Fluoreszenzlicht sammelnden Objektivs für die Abbildung der Ionen auf der Kamera. Es wurde ein einfacher Achromat gegen ein industriell gefertigtes, verfügbares Objektiv des $^{43}\text{Ca}^+$ – Experiments ausgetauscht. Die Bilder der Vorgängerlinse zeigten zwar Ionen, jedoch wiesen die Bilder ebenfalls Interferenzringe auf, die auf die Linse zurückzuführen waren. Des Weiteren dauerte die Installation der Kamera in Verbindung mit dem Achromaten einige Wochen, da keinerlei Parameter der Optik bekannt waren. Selbst der Fokuspunkt war nur sehr schwer zu bestimmen, was die Abbildung der Ionen deutlich erschwerte. Mit Hilfe des neuen Objektivs war es möglich, innerhalb kürzester Zeit gute Resultate zu erlangen, da die genauen Eigenschaften des Objektivs bekannt waren. Der Austausch brachte einen wesentlichen Fortschritt für das Experiment.

7.1.2 Charakterisierung des Objektivs für 729 nm

Eine viel versprechende Anschaffung waren die motorisierten Schrauben des XYZ-Tisches des 729 nm - Objektivs. Mit Hilfe dieser Schrauben war es möglich, sehr präzise Messungen durchzuführen und damit auch das Objektiv mit einer Genauigkeit zu charakterisieren, die mit manuellen Schrauben nicht hätte gewährleistet werden können. Ohne die motorisierten Schrauben wäre die Charakterisierung des Objektivs durch Veränderung der Spannungen der Spitzenelektroden erfolgt. Das Ion

hätte auf diese Weise durch den 729 nm - Strahl hindurch bewegt werden können und über die Kameraaufnahmen sowie die Anregungswahrscheinlichkeit, berechnet von QFP, hätten Rückschlüsse auf die Strahlbreite gezogen werden können. Ein weitere Option wäre die Verwendung eines Wellenfront-Sensors gewesen, dessen Anschaffung jedoch wiederum sehr teuer ist.

Die Charakterisierung des Objektivs hat schlussendlich ergeben, dass das Objektiv den Anforderungen entspricht und eine Einzel-Ionen-Adressierung mit seiner Hilfe möglich ist. Allerdings war die Bestimmung der Objektivparameter sehr aufwendig und nahm den größten Anteil der zur Verfügung stehenden Zeit in Anspruch. Mit einem industriell gefertigten, vollständig charakterisierten Objektiv hätte man sehr viel Zeit einsparen können. Vor dem Bau des selbstgeplanten Objektivs erschien ein Kauf eines maßgefertigtes Objektivs jedoch sehr teuer und der Kostenaufwand nicht sinnvoll. Daher entschloss man sich für ein eigenes Objektivdesign, das preiswerter während eines Sommerpraktikums hergestellt werden konnte.

Vor kurzem stießen wir jedoch auf Objektiv-Maßanfertigungen, die ebenfalls preiswerter gewesen wären. Aus der Tatsache heraus, dass die zwei existierenden Objektivanfertigungen so unterschiedlich sind, kann man schließen, dass das in dieser Arbeit charakterisierte Objektiv auch noch keine perfekten Ergebnisse erzielt. Aus heutiger Sicht scheint deshalb der Kauf eines maßgefertigten Objektivs zum damaligen Zeitpunkt sinnvoller. Für die Zukunft könnte darüber nachgedacht werden, das Eigendesign gegen eine Maßanfertigung auszutauschen.

Eine weitere Verbesserung der Einzel-Ionen-Adressierung könnte mit einer besseren Kollimatorhalterung erzielt werden. Die derzeitige Halterung steht fest an einem Platz vor dem 729 nm - Objektiv. Lediglich der Einstrahl-Winkel des Lasers bei 729 nm ist veränderbar. Wollte man eine genauere Position des eingestrahlten Lasers für eine perfekte Ausleuchtung des Objektivs ansteuern, müsste der Kollimator des 729 nm - Lasers für weitere Freiheitsgrade auf einem XY-Tisch montiert werden, sodass dieser orthogonal zum Objektiv bewegt werden könnte. Dies würde allerdings zu einer schwierigeren Handhabung der Objektivpositionierung führen.

7.1.3 Integration eines Kameraprogramms in TrICS

Derzeit wird die Steuerung des gesamten Experiments über das Kontrollprogramm QFP abgewickelt. Dieses Programm läuft auf LabVIEW-Basis und ist nur sehr schwer zu erweitern. Zukünftig soll das Kontrollprogramm TrICS eingeführt werden und QFP ablösen. Es basiert auf einem C⁺⁺ – Programmcode, der eine einfachere Implementierung von Modulen ermöglicht. So ist das Kontrollprogramm auf die verschiedenen Experimente individuell abstimmbare. Zum Beispiel ist die Implementierung eines Kameraprogramms möglich, sodass die Steuerung der Kamera sowie die Auswertung der Bilder von TrICS übernommen werden kann. In diesem Fall sollte die Synchronisierung einfacher sein, d.h. der Experimentstart kann gleichzeitig mit dem Kameraaufnahmestart erfolgen, was mit einem externen Programm nicht ohne Weiteres gelingt. Natürlich wurde die Kamera in den beschriebenen Experimenten von QFP ausgetriggert, es war jedoch keine Start-Stop-Automatik vorhanden.

7.2 Zukünftige Experimente

Wie bereits im Kapitel 2 beschrieben wurde, bestehen Pläne für unser CQED-Experiment, zwei Atome miteinander zu verschränken. Dabei existieren zwei verschiedene Möglichkeiten für deren Umsetzung.

7.2.1 „Heralded Entanglement“ – Angekündigte Verschränkung

Eine Möglichkeit besteht darin, zwei Resonator-Experimente aufzubauen und in jedem System eine Atom-Photon-Verschränkung zu erzeugen. Die verschränkten Photonen können mit nahezu einhundert prozentiger Wahrscheinlichkeit im Resonator generiert werden, von wo aus sie in einen Lichtleiter einkoppelbar sind. Leitet man die Photonen dann gleichzeitig auf einen Strahlteiler, ist es möglich, an den beiden Ausgängen durch Messung der Photonen Verschränkung zwischen den Atomen zu erhalten. Klicken die Detektoren gleichzeitig, besteht eine Verschränkung, andernfalls klickt lediglich ein Detektor. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 7.1 zu sehen. Ein solches Experiment wurde bereits ohne Resonatoren durchgeführt [11]. Die Verwendung der Resonatoren würde jedoch die Effizienz des Experiments erhöhen, da die Photonengenerierung in den Resonatoren, wie bereits beschrieben, mit einer Wahr-

scheinlichkeit nahe eins durchgeführt werden könnte. Diese Art der Verschränkung wird im englischsprachigen Raum als „heralded entanglement“ bezeichnet, da sie nur mit 50 prozentiger Wahrscheinlichkeit erzeugt werden kann. Außerdem ist es ebenfalls möglich, zwei Ionen in einem einzigen Resonator zu verschränken, falls kein zweites Resonator-Experiment vorhanden sein sollte. Auf diese Weise könnte auch in unserem Experiment eine derartige Atom-Atom-Verschränkung erzeugt werden.

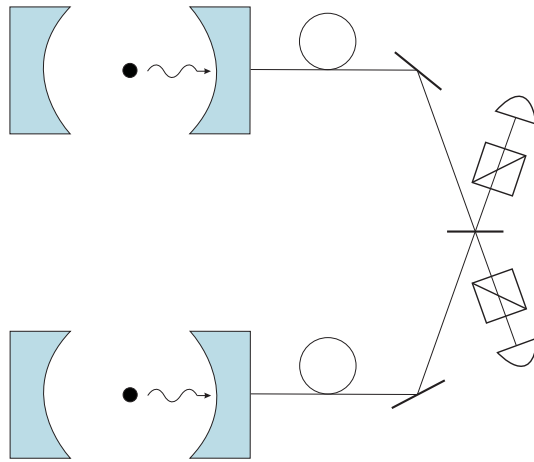


Abbildung 7.1. Experimentaufbau zur Herstellung von Verschränkung zwischen zwei örtlich voneinander getrennten Ionen in je einem Resonator-Aufbau. Dabei soll je ein mit dem Ion verschränktes Photon aus dem Resonator ausgekoppelt und auf einen Strahlteiler gelenkt werden. Durch die Messung der Photonen an den Strahlteilerausgängen kann so ein verschränkter Zustand zwischen den Photonen erzeugt werden, welcher gleichermaßen Verschränkung für die Ionen in ihren Systemen bedeutet. Klicken beide Detektoren gleichzeitig, wurde ein verschränktes Photonenpaar nachgewiesen, andernfalls klickt nur ein Detektor. Der Strahlteiler kann in diesem Versuchsaufbau dazu verwendet werden, die Wege der Photonen vom Resonator zum Strahlteiler anzugleichen. Dies ist mit Hilfe der Hong-Ou-Mandel-Interferenz [52] möglich.

7.2.2 „Mediated Entanglement“ – Induzierte Verschränkung

Die zweite Möglichkeit zur Atom-Atom-Verschränkung ist, zwei Ionen in einem Resonator-Experiment zu fangen und diese beiden Atome über die Wechselwirkung mit dem Resonator zu verschränken. Voraussetzung ist, dass wirklich beide Atome mit dem elektrischen Feld des Resonators wechselwirken. Ihr initialisierter Zustand sollte $|0^{(1)}, 1^{(2)}\rangle$ oder $|1^{(1)}, 0^{(2)}\rangle$ sein. (1) und (2) benennen dabei die beiden beteiligten Ionen. In diesem Fall generiert die Wechselwirkung mit der Umgebung eine Ver-

schränkung zwischen den zwei Atomen. Diese Art der Verschränkung wird auch als „mediated entanglement“ bezeichnet und ist für unser Experiment sehr vielversprechend, da es ein realistisches Experiment für Calciumionen wäre [21].

Für die Durchführung beider Experimente in unserem Versuchsaufbau ist die Existenz einer Einzel-Ionen-Adressierung mit dem Laser 729 nm erforderlich, um die verschränkten Zustände der Ionen nachweisen zu können. Erst nach Abschluss dieser Diplomarbeit werden die oben beschriebenen Experimente auch am CQED-Aufbau möglich und können nun in unserem Labor realisiert werden.

8 Anhang

8.1 Matlab-Programme

In diesem Abschnitt werden Programmcodes für Analysen verschiedenster Datenreihen abgedruckt. Die Programmcodes sind alle während der Arbeit an dieser Diplomarbeit entstanden und wurden ausschließlich in Matlab geschrieben. Ihre Dokumentation wird zum größten Teil in den Codes selbst in grauer Textfarbe vorgenommen.

8.1.1 Airy-Fits

Der folgende Programmalgorithmus wurde zur Charakterisierung des in Kapitel 5 beschriebenen Objektivs verwendet. Die zu diesem Zweck aufgenommenen Scans des Objektivs wurden mit Hilfe des Programms gefittet. So konnte bestimmt werden, wie gut der Querschnitt des Objektivstrahls in seinem Fokus mit den theoretischen Erwartungen übereinstimmte.

```
function [ ] = Airy_fitting(d_num,q)

%% LOADING DATA

%add string parts of the datafile name to load
d_beg = 'data'; %first string part is data
d_num = num2str(d_num); %change from character to string
d_end = '.txt'; %last string part is .txt : resulting filename is e.g. data44.txt

filename = [d_beg,d_num,d_end]; %add string parts of datafile name
data = load(filename); %load datafile

x = data(:,1); %measured distance in x direction
p = data(:,2); %measured excitation probability

Wt2 = (acos(1-2*p)/2). ^ 2; %squared rabi frequency for a fixed time = proportional to the intensity (rabi freq. is prop. to dipole moment and electric field)

% definition of q which will be the variable of the x-axis of the plot

if q == 1
q = x;
else
q = y;
```

```

end

qsteps = length(data); %number of measurement points

qmin = min(q) %minimum value of scanned variable
qmax = max(q) %maximum value of scanned variable
qdelta = qmax - qmin; %relative scanned distance
q = linspace(-qdelta/2,qdelta/2,qsteps); %shift measurement data to zero-region
q = q'; %transform vector

%% DEFINITION OF CONSTANTS

lambda = 729*10 ^ (-6); %wavelength (fix)
k = 2*pi/lambda; %wave vector

%% CALCULATION OF THE AIRY FUNCTION I/I(0)

[A1,I] = max(Wt2) %amplitude with index
B1 = 22.25; %a = D/2
C1 = q(I) %q_shift
D1 = 150; %f

x0_start = [A1 B1 C1 D1]; % definition start values for two bright ions

%persistent x0
%a...radius of lens, q...radius of beamprofile, f...focal length
[x0,fval] = fminsearch(@(x0) airy_fit(x0,q,Wt2,k),x0_start); % the best coefficients for the gaussian fit are evaluated
airy_theory =
x0(1)*((2*besselj(1,(k*x0(2)*(q-x0(3))/x0(4)))))/(k*x0(2)*(q-x0(3))/x0(4)). ^ 2; % this is the fitted double gaussian function

disp(sprintf('Gefittete Werte [ampl, Obj.radius a, q_shift, f] sind: [%d, %d, %d, %d]', x0(1), x0(2), x0(3), x0(4)));

%% PLOTTING
figure
hand = plot(q,Wt2,'.',q,airy_theory,'LineWidth',2);
set(hand,'MarkerSize',4)
ylabel('light intensity')
xlabel('scanning range')

%% Fitfunction

function E = airy_fit(x0,q,Wt2,k) %least square curve fit of gaussian function

E =

sum((x0(1)*((2*besselj(1,(k*x0(2)*(q-x0(3))/x0(4)))))/(k*x0(2)*(q-x0(3))/x0(4)). ^ 2 - Wt2). ^ 2);

```

8.1.2 Fourieranalyse

Mit Hilfe dieses Programms war eine Einzel-Ionen-Adressierung auch ohne ein in QFP implementiertes Kameraprogramm möglich (s. Kapitel 5). Dieses Programm lieferte das nötige Werkzeug, um die momentane Adressierung zweier Ionen zu bestimmen. Der Algorithmus besteht im Kern aus einer Fourieranalyse, die die Rabioszillation einer Ionenkette in die Rabifrequenzen der einzelnen Ionen zerlegt. Über die Kenntnis der einzelnen Frequenzen ist es in Folge möglich, deren Abstand voneinander zu maximieren und somit die Adressierung eines einzelnen Ions bestmöglich

einzustellen.

```
function [f, F] = Fourier(time)

%% This function was written by Diana Habicher on 20.12.2010. It performs a
%% fast fourier transformation of your measurement data. To use the
%% function, write the respective measurement time of the recorded data in
%% brackets (e.g. data measured at 14:26 ... write Fourier(1426)).

%% Eingabe des Datenfiles über Matlab Kommandozeile-----

time = num2str(time); %Umwandeln von Zahl- in Textformat
ordnerinhalt = dir(time); %Ordnerinhalt auflisten
datfile = ordnerinhalt(3,1).name; %aus Struktur den Namen des .dat-files auslesen
datfile = cell2mat(datfile(1,1)); %ausgelesenes .dat-file von Cell-Array in Zahl umwandeln

%% in Unterverzeichnis wechseln

cd(time);

%% Datenimport aus angegebener Datei

datensatz = importdata(datfile);
daten = datensatz.data;

%% Definition für x- und y-Werte

x = daten(:,1);
x = x*10^(-6);
y = daten(:,2); %y-Werte sind Besetzungswahrscheinlichkeit |c2|2

%% Transformation von Längen- auf Frequenzskala für x-Achse

Ts = diff(x(2:3)); %Betragsmäßiger Abstand zwischen den Werten des x-Vektors
N = length(y); %Anzahl der Eintragungen des y-Vektors
f = [0:floor((N-1)/2)] / (N*Ts); %Transformation der Zeit- in die Frequenzskala, floor ist Rundungsfunktion
f = f'; %transponiert den Vektor

%% Fourieranalyse

F = fft(y);
F = F/N;
F = F';
F = [F(1) 2*F(2:floor((N-1)/2)+1)];

%% Daten- und Fourierplots

figure
subplot(211)
plot(x,y, '-.')
title(['Scan Number ',time], 'FontWeight', 'bold')
xlabel('Time (s)')
grid on
subplot(212)
stem(f, abs(F)) %zeichnet Daten als Linien von der Achse weg
grid minor
xlabel('Frequency (Hz)')
title('Spectrum', 'FontWeight', 'bold')

%% wieder in Überverzeichnis wechseln
F = abs(F);
cd ..
```

8.1.3 Ionen-Zustandsdetektion

Für die Ionen-Zustandsdetektion über die CCD-Kamera ist ein Bildanalyseprogramm Voraussetzung (s. Kapitel 6). Dieses Programm vergleicht aufgenommene Referenzbilder mit den zu analysierenden Bildern über die Berechnung von zugehörigen Skalarprodukten und entscheidet anhand des größten Skalarproduktes über die beste Übereinstimmung. Dies kann für Bildserien beliebiger Länge vorgenommen werden. Das Programm ist dann in der Lage, die Anzahl heller und dunkler Ionen anzugeben und Wahrscheinlichkeiten für die Zustandsbesetzungen der Ionen zu berechnen. Mit diesem Werkzeug ist es zum Beispiel möglich, Rabioszillationen für die einzelnen Ionen eines Kristalls aufzuzeichnen.

```
function [ ] = gaussfitting_33(images,datapoints,scanlength)

%% This program was written in April 2011 by Diana Habicher. It can load
%% a series of images of two ions and analyse the ion states. Therefor you
%% have to give the program four reference pictures: the first picture with
%% two bright ion, the second one with one bright ion in the upper
%% position, the third one with one ion in the lower position and the last
%% one with both ions being dark. The program will then fit gaussian
%% functions to the reference pictures. These fitted functions are supposed
%% to be masks then and will be multiplied with the image vectors that result
%% from sums over the image lines. The program is afterwards able to tell,
%% which ion was dark and which one was bright. Important for that program
%% is that a the background image has an equal detection time to the data
%% image. The image series can be made by converting an avi-file to a special
%% number of bmp-images in the program IrfanView. The parameters of the
%% function are 'images' = the total number of images, 'datapoints' = the
%% number of datapoints that the measurement curve is supposed to have and
%% 'scanlength' = e.g. maximum length of 729 pulse if that one is scanned.

%% REFERENCE PICTURE FOR 2 BRIGHT IONS
two_ref_filename = input('Please enter the name of the two-ion-reference-image file:','s'); %name of a two-ion-image
two_ref_image = importdata(two_ref_filename); %import the background image file
two_ref_image = two_ref_image.cdata; %extract the important data

imagesize = size(two_ref_image); %2D dimensions of the image
image_lines = imagesize(:,1); %number of lines of the image
image_columns = imagesize(:,2); %number of columns of the image

i = 1;
two_ref_vectorsum = zeros(image_lines,1);

for i = 1:image_columns
two_ref_columnvector = two_ref_image(:,i);
%write pixelinformation of each pixel of a column in a vector (first pixel info into first vector element and so on)
two_ref_columnvector = double(two_ref_columnvector); %transform data format
two_ref_vectorsum = two_ref_vectorsum + two_ref_columnvector; %add all
end

two_refvector_min = min(two_ref_vectorsum);
two_ref_signal = two_ref_vectorsum - two_refvector_min;
% this is a reference curve of two bright ions after subtraction of the background signal
```

```

x = 1:image_lines;
x = x'; % x-axis of graph

%-- start value calculation for the gaussian fit ---
% (A, B and C are the start values for the gaussian curve fit)
[A1ref2,AI1ref2]= max(two_ref_signal);
B1ref2 = 0.18; % one ion is about 3 pixels broad and B = 1/(sqrt(2pi)*number of pixels)
C1ref2 = AI1ref2;
% C1 is the shift of the gaussian curve along the x-axis and gives the pixel number, where the ion is supposed to be

%in these two lines,the second peak of the double gauss is looked for via deviding the ion image into two peaces
[A21ref2,AI21ref2]= max(two_ref_signal(1:AI1ref2-2));
[A22ref2,AI22ref2]= max(two_ref_signal(AI1ref2+2:image_lines));
AI22ref2 = AI22ref2 + AI1ref2 + 1;
% the index of the right image piece has to start from zero, not from the first gaussian peak index

% AI1 belongs to which ion (left or right signal peak)?->Definition of C2
if A21ref2 > A22ref2
C2ref2 = AI21ref2;
%second peak is on the left side of the first one as the index of the second peak is smaller than the index of the first peak
else
C2ref2 = AI22ref2; %second peak is on the right side of the first one
end

A2ref2 = A1ref2; % the amplitude of the two gaussian peaks should be about the same
B2ref2 = B1ref2; % the width of the two peaks should be about the same as well

%-- end of start value calculation ----

two_x0_start_ref = [A1ref2 B1ref2 C1ref2 A2ref2 B2ref2 C2ref2];
% definition of start values for two bright ions
[two_x0ref,two_fval]=
fminsearch(@(two_x0ref) gaussfit2(two_x0ref,x,two_ref_signal),two_x0_start_ref);
two_ref_gauss_theory =
(two_x0ref(1)*exp(-(two_x0ref(2)*(x-two_x0ref(3)). ^ 2) +
two_x0ref(4)*exp(-(two_x0ref(5)*(x-two_x0ref(6)). ^ 2));
% this is the fitted double gaussian function

%normalization of the reference picture
abs_two_ref_gauss_theory = sqrt(sum(two_ref_gauss_theory.^2,1));
two_ref_gauss_theory = two_ref_gauss_theory / abs_two_ref_gauss_theory;

%figure %plot(x,two_ref_signal,'*',x,two_ref_gauss_theory)
%plot(x,two_ref_gauss_theory)
%title('camera image and gaussian fit')
%xlabel('image lines (pixel)')
%ylabel('summed line data (cts)')
%grid on

% these two values should be empty matrices at the moment, are needed later!
upper_results = [ ];
lower_results = [ ];

P_0 = 0; %number of pictures with bright ion and dark ions
P_U = 0;
P_L = 0;
P_B = 0;

%% REFERENCE PICTURE FOR UPPER ION BRIGHT

up_ref_filename = input('Please enter the name of the upper-ion-reference-image file: ','s');
up_ref_image = importdata(up_ref_filename);
up_ref_image = up_ref_image.cdata;

```

8 Anhang

```
i = 1;
up_ref_vectorsum = zeros(image_lines,1);

for i = 1:image_columns
up_ref_columnvector = up_ref_image(:,i);
up_ref_columnvector = double(up_ref_columnvector);
up_ref_vectorsum = up_ref_vectorsum + up_ref_columnvector;
end

up_refvector_min = min(up_ref_vectorsum);
up_ref_signal = up_ref_vectorsum - up_refvector_min;

%-- start value calculation for the gaussian fit ---
[Airefu,AIirefu] = max(up_ref_signal);
Birefu = two_x0ref(2);
Cirefu = AIirefu;
%-- end of start value calculation ----

up_x0_start_ref = [Airefu Birefu Cirefu]; % definition of start values for the upper ion being bright
[up_x0ref,up_fval]=
fminsearch(@(up_x0ref) gaussfit1(up_x0ref,x,up_ref_signal),up_x0_start_ref);
up_ref_gauss_theory = up_x0ref(1)*exp(-(up_x0ref(2)*(x-up_x0ref(3))). ^ 2);
% this is the fitted gaussian function

%normalization of the reference picture
abs_up_ref_gauss_theory = sqrt(sum(up_ref_gauss_theory. ^ 2,1));
up_ref_gauss_theory = up_ref_gauss_theory / abs_up_ref_gauss_theory;

%figure
%plot(x,up_ref_signal,'*',x,up_ref_gauss_theory)
%plot(x,up_ref_gauss_theory)
%title('camera image and gaussian fit')
%xlabel('image lines (pixel)')
%ylabel('summed line data (cts)')
%grid on

%% REFERENCE PICTURE FOR LOWER ION BRIGHT

low_ref_filename = input('Please enter the name of the lower-ion-reference-image file: ','s');
low_ref_image = importdata(low_ref_filename);
low_ref_image = low_ref_image.cdata;

i = 1;
low_ref_vectorsum = zeros(image_lines,1);

for i = 1:image_columns
low_ref_columnvector = low_ref_image(:,i);
low_ref_columnvector = double(low_ref_columnvector);
low_ref_vectorsum = low_ref_vectorsum + low_ref_columnvector;
end

low_refvector_min = min(low_ref_vectorsum);
low_ref_signal = low_ref_vectorsum - low_refvector_min;

%-- start value calculation for the gaussian fit ---
[Airefl,AIirefl]= max(low_ref_signal);
Birefl = two_x0ref(2);
Cirefl = AIirefl;
%-- end of start value calculation ----

low_x0_start_ref = [Airefl Birefl Cirefl]; % definition of start values for the lower ion bright
[low_x0ref,low_fval] =
fminsearch(@(low_x0ref) gaussfit1(low_x0ref,x,low_ref_signal),low_x0_start_ref);
low_ref_gauss_theory = low_x0ref(1)*exp(-(low_x0ref(2)*(x-low_x0ref(3))). ^ 2);
```

```

% this is the fitted gaussian function

%normalization of the reference picture
abs_low_ref_gauss_theory = sqrt(sum(low_ref_gauss_theory.^2,1));
low_ref_gauss_theory = low_ref_gauss_theory / abs_low_ref_gauss_theory;

%figure
%plot(x,low_ref_signal,'*',x,low_ref_gauss_theory)
%plot(x,low_ref_gauss_theory)
%title('camera image and gaussian fit')
%xlabel('image lines (pixel)')
%ylabel('summed line data (cts)')
%grid on

%% REFERENCE PICTURE FOR NO ION BRIGHT

no_ref_filename = input('Please enter the name of the no-ion-reference-image file: ','s');
no_ref_image = importdata(no_ref_filename);
no_ref_image = no_ref_image.cdata;

i = 1;
no_ref_vectorsum = zeros(image_lines,1);

for i = 1:image_columns
no_ref_columnvector = no_ref_image(:,i);
no_ref_columnvector = double(no_ref_columnvector);
no_ref_vectorsum = no_ref_vectorsum + no_ref_columnvector;
end

no_refvector_min = min(no_ref_vectorsum);
no_ref_signal = no_ref_vectorsum - no_refvector_min;

%normalization of the reference picture
abs_no_ref_signal = sqrt(sum(no_ref_signal.^2,1));
no_ref_signal = no_ref_signal / abs_no_ref_signal;

%% LOADING DATA: putting file name together

file_first = input('Please enter the name of the datafile: ','s');
%name of ion image series (avi-file)
file_first = num2str(file_first);
file_body = '_frame_';
file_type = '.bmp';

sequence_images = images / datapoints; %number of images per datapoint

sequence = 1;

for sequence = 1:datapoints

sequence_start = sequence * sequence_images - sequence_images;
sequence_end = sequence * sequence_images - 1;

for image_nr = sequence_start:sequence_end % This is a loop which loads the ion images one after another

image_nr_str = num2str(image_nr); % number of ion image must be string to load the image data

nr_zeros = 4 - length(image_nr_str);
z = 1;
zeros_str = [ ];
for z = 1:nr_zeros
zeros_str = [zeros_str,'0'];
end
end

```

8 Anhang

```
filename = [file_first,file_body,zeros_str,image_nr_str,file_type];
%full image file name

imagefile = importdata(filename); %import ion image file
image = imagefile.cdata; %extract the important image data (measurement data)

%% image read out

i = 1;
vectorsum = zeros(image_lines,1);
%initialization of the vector, which will later include the sum of pixel information of one line per vector element

for i=1:image_columns
columnvector = image(:,i);
columnvector = double(columnvector);
vectorsum = vectorsum + columnvector;
%build sum over all pixel information vectors
end

vectorsum = vectorsum - min(vectorsum);
%substraction of the background

%multiplication with a weight mask
ionsignal1 = vectorsum' * two_ref_gauss_theory;
ionsignal2 = vectorsum' * up_ref_gauss_theory;
ionsignal3 = vectorsum' * low_ref_gauss_theory;
ionsignal4 = vectorsum' * no_ref_signal;

SP = [ionsignal1; ionsignal2; ionsignal3; ionsignal4];

[maxSP,indexSP]= max(SP);

if indexSP == 1
P_B = P_B + 1;
elseif indexSP == 2
P_U = P_U + 1;
elseif indexSP == 3
P_L = P_L + 1;
else
P_0 = P_0 + 1;
end

end

sequence_nr = sequence_end - sequence_start + 1;
%number of pictures for one datapoint

P_up = (sequence_nr - (P_B + P_U)) / sequence_nr;
P_low = (sequence_nr - (P_B + P_L)) / sequence_nr;

P_up_error = sqrt(P_up * (1 - P_up) / sequence_nr);
P_low_error = sqrt(P_low * (1 - P_low) / sequence_nr);

upper_results = [upper_results;P_up P_up_error];
lower_results = [lower_results;P_low P_low_error];
% to the already existing matrix, another value is added

P_0 = 0; %number of pictures with bright ions and dark ions
P_U = 0;
P_L = 0;
P_B = 0;

end
```



```

upper_results
lower_results

xdata = [1:datapoints];
xdata = xdata';
xdata = xdata - 1;
xdata = 0.1 + xdata * scanlength / datapoints; %scaling of the x-axis

% Fit a rabi flop curve to the upper ion results
[ar_up,ar_ind_up] = max(upper_results(:,1));
br_up = 0.1;
cr_up = pi/xdata(ar_ind_up);
rabi_start_up = [ar_up br_up cr_up];

s_up = fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares','Lower',[0.5;0;0.03],
'Upper',[1,10,10],'Startpoint',rabi_start_up);
rabi = fitttype('A/2 * (exp(-b*x) * sin(w*x-pi/2) + 1)','coefficients','A','b','w');
[c2_up,gof_up] = fit(xdata,upper_results(:,1),rabi,s_up)

% Fit a rabi flop curve to the lower ion results
[ar_low,ar_ind_low]= max(lower_results(:,1));
br_low = 0.1;
cr_low = pi/(xdata(ar_ind_low));
rabi_start_low = [ar_low br_low cr_low];

s_low = fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares',
'Lower',[0.5;0;0.04],'Upper',[1,10,10],'Startpoint',rabi_start_low);
[c2_low,gof_low]= fit(xdata,lower_results(:,1),rabi,s_low)

% Plotting

figure
hold on
plot(xdata,upper_results(:,1),'*',xdata,lower_results(:,1),'*')
plot(c2_up)
plot(c2_low)
xlabel('729 pulse length ( $\mu$ s)')
ylabel('excitation probability')

function E = gaussfit1(x0,x,meas_values)
E = sum((x0(1)*exp(-(x0(2)*(x-x0(3))). ^ 2) - meas_values). ^ 2);

function E = gaussfit2(x0,x,meas_values)
E =
sum((x0(1)*exp(-(x0(2)*(x-x0(3))). ^ 2) + x0(4)*exp(-(x0(5)*(x-x0(6))). ^ 2) - meas_values). ^ 2);

```

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen Personen danken, die an dieser Diplomarbeit in irgend einer Weise beteiligt waren.

Zu aller erst möchte ich meinem Betreuer Professor Rainer Blatt danken, der stets ein Auge auf den Werdegang dieser Diplomarbeit hatte und mit seinen Hilfestellungen den Fortschritt dieser Arbeit vorantrieb.

Außerdem möchte ich dem gesamten CQED-Team Tracy Northup, Andreas Stute, Bernardo Casabone, Birgit Brandstätter, Johannes Ghetta und Andrew McClung für die tolle Zusammenarbeit und die zahlreichen Diskussionen danken, die dazu beitrugen, meine Diplomarbeit zu dem zu machen, was sie jetzt ist.

Besonderen Dank möchte ich dabei Tracy aussprechen, die mir mit zahlreichen Korrekturvorschlägen zur Seite stand.

Am Ende gilt ein großer Dank meinen Eltern und meinem Freund, die dieses Studium für mich möglich gemacht haben, indem sie mich finanziell und vor allem mental unterstützt haben.

Literaturverzeichnis

- [1] R. P. Feynman, *Simulating physics with computers*, International Journal of Theoretical Physics **21**, 467 (1982).
- [2] D. Deutsch, *Quantum theory, the Church-Turing principle and the universal quantum computer*, Proc. R. Soc. Lond. A **400**, 97 (1985).
- [3] M. A. Nielsen and I. L. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information*, Cambridge University Press, 10th anniversary edition, 2010.
- [4] J. Grolle, *Geballte Intelligenz der Atome*, Der Spiegel **11**, 174 (2005).
- [5] T. Monz, P. Schindler, J. T. Barreiro, M. Chwalla, D. Nigg, W. A. Coish, M. Harlander, W. Hänsel, M. Hennrich, and R. Blatt, *14-Qubit Entanglement: Creation and Coherence*, Phys. Rev. Lett. **106**, 130506 (2011).
- [6] L. M. K. Vandersypen, M. Steffen, G. Breyta, C. S. Yannoni, M. H. Sherwood, and I. L. Chuang, *Experimental realization of Shor's quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance*, Nature **414**, 883 (2001).
- [7] J. Preskill, *Lecture Notes for Physics 219: Quantum Information and Computation*, Caltech, Pasadena, CA, <http://www.theory.caltech.edu/~preskill/ph229>, 1998.
- [8] R. J. Hughes, D. M. Alde, P. Dyer, G. G. Luther, G. L. Morgan, and M. Schauer, *Quantum Cryptography*, Contemporary Physics **36**, 149 (1995).
- [9] D. P. DiVincenzo, *The Physical Implementation of Quantum Computation*, Fortschr. Phys. **48**, 771 (2000).
- [10] A. Stute, B. Casabone, B. Brandstätter, D. Habicher, P. O. Schmidt, T. E. Northup, and R. Blatt, *Towards an ion-photon quantum interface in an optical cavity*, Appl. Phys. B (2011).

- [11] D. L. Moehring, P. Maunz, S. Olmschenk, K. C. Younge, D. N. Matsukevich, L.-M. Duan, and C. Monroe, *Entanglement of single-atom quantum bits at a distance*, Nature **449**, 68 (2007).
- [12] M. Fox, *Quantum Optics - An Introduction*, Oxford University Press, 1st edition, 2006.
- [13] R. Blatt, *Vorlesung „Experimente der Quantenoptik“*, Institut für Experimentalphysik, Universität Innsbruck, <http://heart-c704.uibk.ac.at/LV/Quantenoptik/index.html>, 2003.
- [14] W. Demtröder, *Experimentalphysik 2 - Elektrizität und Optik*, Springer Berlin Heidelberg, 5th edition, 2009.
- [15] E. T. Jaynes and F. W. Cummings, *Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser*, Proceedings of the IEEE **51**, 89 (1963).
- [16] C. M. da Silva Baptista Russo, *Photon statistics of a single ion coupled to a high-finesse cavity*, PhD thesis, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, Innsbruck, 2008.
- [17] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë, *Quantenmechanik, Band 1*, Walter de Gruyter, 3rd edition, 2007.
- [18] M. Hennrich, *Vorlesung „Experimental Quantum Information“*, Institut für Experimentalphysik, Universität Innsbruck, <http://physics.berkeley.edu/research/haeffner/teaching/exp-quant-info/exp-quant-info>, 2009.
- [19] D. J. Wineland, C. Monroe, W. M. Itano, D. Leibfried, B. E. King, and D. M. Meekhof, *Experimental Issues in Coherent Quantum-State Manipulation of Trapped Atomic Ions*, J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. **103**, 259 (1998).
- [20] M. Hennrich, *Kontrollierte Erzeugung einzelner Photonen in einem optischen Resonator hoher Finesse*, PhD thesis, Technische Universität München, München, 2003.

-
- [21] K. Härkönen, F. Plastina, and S. Maniscalco, *Dicke model and environment-induced entanglement in ion-cavity QED*, Phys. Rev. A **80**, 033841 (2009).
- [22] M. Tavis and F. W. Cummings, *Exact Solution for an N-Molecule – Radiation-Field Hamiltonian*, Phys. Rev. **170**, 379 (1968).
- [23] R. H. Dicke, *Coherence in Spontaneous Radiation Processes*, Phys. Rev. **93**, 99 (1954).
- [24] W. Paul, *Electromagnetic traps for charged and neutral particles*, Rev. Mod. Phys. **62**, No. 3, 531 (1990).
- [25] M. Brownnutt, *$^{88}\text{Sr}^+$ ion trapping techniques and technologies for quantum information processing*, PhD thesis, Imperial College London, London, 2007.
- [26] H.-C. Nägerl, *Ion Strings for Quantum Computation*, PhD thesis, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, Innsbruck, 1998.
- [27] H. G. Barros, A. Stute, T. E. Northup, C. Russo, P. O. Schmidt, and R. Blatt, *Deterministic single-photon source from a single ion*, New Journal of Physics **11**, 103004 (10pp) (2009).
- [28] C. Russo, H. Barros, A. Stute, F. Dubin, E. Phillips, T. Monz, T. Northup, C. Becher, T. Salzburger, H. Ritsch, P. O. Schmidt, and R. Blatt, *Raman spectroscopy of a single ion coupled to a high-finesse cavity*, Appl. Phys. B **95**, 205 (2009).
- [29] F. Dubin, C. Russo, H. G. Barros, A. Stute, C. Becher, P. O. Schmidt, and R. Blatt, *Quantum to classical transition in a single-ion laser*, Nature Physics **6**, 350 (2010).
- [30] H. Häffner, C. F. Roos, and R. Blatt, *Quantum computing with trapped ions*, Physics Reports **469**, 155 (2008).
- [31] H. C. de Barros, *Raman spectroscopy and single-photon source in an ion-cavity system*, PhD thesis, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, Innsbruck, 2010.
- [32] E. D. Black, *An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization*, Am. J. Phys. **69** (1), 79 (2000).

- [33] D. Rotter, *Photoionisation von Kalzium*, 2003.
- [34] H. Häffner, C. F. Roos, and R. Blatt, *Quantum Computing with trapped ions*, Physics Reports **469**, 155 (2008).
- [35] D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe, and D. Wineland, *Quantum dynamics of single trapped ions*, Rev. Mod. Phys. **75**, 281 (2003).
- [36] M. Chwalla, J. Benhelm, K. Kim, G. Kirchmair, T. Monz, M. Riebe, P. Schindler, A. S. Villar, W. Hänsel, C. F. Roos, R. Blatt, M. Abgrall, G. Santarelli, G. D. Rovera, and P. Laurent, *Absolute Frequency Measurement of the $^{40}\text{Ca}^+$ $4s^2S_{1/2} - 3d^2D_{5/2}$ Clock Transition*, Phys. Rev. Lett. **102**, 023002 (2009).
- [37] W. Demtröder, *Laserspektroskopie - Grundlagen und Techniken*, Springer Berlin Heidelberg New York, 5th edition, 2007.
- [38] G. Kirchmair, *Quantum non-demolition measurements and quantum simulation*, PhD thesis, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, Innsbruck, 2010.
- [39] C. Roos, *Controlling the quantum state of trapped ions*, PhD thesis, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, Innsbruck, 2000.
- [40] J. R. Janesick, *Scientific Charge-Coupled Devices*, SPIE – The International Society for Optical Engineering, 2001.
- [41] I. Jaroslav Hynccek, Senior Member, *Impactron - A New Solid State Image Intensifier*, IEEE Transactions on electron devices **48**, No. 10, 2238 (2001).
- [42] Andor Technology, *iXonEM+ Software Guide*, 2010.
- [43] J. Benhelm, *Precision Spectroscopy and Quantum Information Processing with Trapped Calcium Ions*, PhD thesis, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, Innsbruck, 2008.
- [44] D. F. V. James, *Quantum dynamics of cold trapped ions with application to quantum computation*, Appl. Phys. B **66**, 181 (1998).
- [45] P. Cristofolini, *Entwurf und Bau eines beugungsbegrenzten Objektivs*, Protokoll Sommerpraktikum, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, 2009.

- [46] E. Hecht, *Optik*, Addison-Wesley (Deutschland) GmbH.
- [47] Newport Corporation, *TRA25CC Actuator Integrated with CONEX Controller*, 2011, Informationen unter http://search.newport.com/?q=*&x2=sku&q2=CONEX-TRA25CC und auf der mitgelieferten Driver CD-Rom.
- [48] Newport Corporation, *CONEX-CC - Part 4 - Controller Documentation*, 2011, Driver und Manual CD-Rom.
- [49] T. Sauter, W. Neuhauser, R. Blatt, and P. E. Toschek, *Observation of Quantum Jumps*, Phys. Rev. Lett. **57**, No. 14, 1696 (1986).
- [50] E. Hecht, *Optik*, Addison-Wesley (Deutschland) GmbH.
- [51] A. Wiens, U. Poschinger, A. Walther, F. Ziesel, K. Singer, and F. Schmidt-Kaler, *Qubit-Auslese mit einer EMCCD-Kamera*, in *75. JAHRESTAGUNG DER DPG UND DPG FRÜHJAHRSTAGUNG: Quantum Optics and Photonics Division*, 2011, Poster Q23.33.
- [52] C. K. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel, *Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2044 (1987).