Ein robuster, kompakter Ionenfallen - Quantencomputer

Eine Masterarbeit an der

Fakultät für Mathematik, Informatik und Physik der Leopold-Franzens Universität in Innsbruck

ein Teil der Voraussetzungen
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Master of Science

durchgeführt am Institut für Experimentalphysik
unter Betreuung von Universitätsprofessor Dr. Rainer Blatt

präsentiert von
Verena Podlesnic

2. Juni 2022

Zusammenfassung

Quantencomputer haben das Potential Probleme wie zum Beispiel die Primfaktorenzerlegung [1] oder die Simulation von Quantensystemen [2] exponentiell schneller zu lösen als heutige klassische Computer. Dies könnte völlig neue Anwedungen erschließen und Aufgaben lösbar machen, die auf klassischen Computern nicht berechnet werden können [3]. Diese Masterarbeit trägt zur Weiterentwicklung des Ionenfallen-Quantencomputers hin zur praktischen Anwendbarkeit bei. Der kompakte, robuste Aufbau in zwei Standard 19-Zoll Schränken stellt im Vergleich zum klassischen Laboraufbau völlig neue Anforderungen an das Lasersystem, optische Komponenten, Vakuumtechnologie und Elektronik, an denen im Rahmen dieser Masterarbeit gearbeitet wurde. Die Schränke sind von speziellen Versorgungssystemen unabhängig und benötigen lediglich einen handelsüblichen Stromanschluss. Der modulare Aufbau, der auf Industriestandards basiert, sorgt für eine leichte Adaptierbarkeit und Austauschbarkeit der einzelnen Komponenten. Trotz der Schrankbauform ist der Aufbau robust gegenüber Umwelteinflüssen. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Charakterisierung des Aufbaus bei der die wichtigsten Eigenschaften wie Kohärenzzeit, Heizrate, Güte des Mølmer-Sørensen Gatters, sowie die Güte der Zustandsinitialisierung und Detektion betrachtet werden, liefert vergleichbare oder bessere Werte als traditionellen Laboraufbauten.

Abstract

Quantum computers are expected to solve certain problems like prime number factorisation [1] or simulation of quantum systems [2] exponentially faster than classical computers. Therefore, new applications arise and even classicaly unsolvable problems could be calculated [3]. This master's thesis aims to be a part in the development of a commercial ion trap quantum computer. A compact, robust ion trap quantum computer was built in two standard 19 inch racks. This imposes new requirements on the lasersystem, optical components, vacuum technology and electronics that were met in the course of this thesis. The racks don't rely on special infrastructure and only need a standard power connection. The modular, industry based setup ensures easy adaptation and change of single components. Despite the tower-like structure the setup is robust against environmental influences. The characterization of the setup included measuring the coherence time, heating rate, fidelity of Mølmer-Sørensen gates, as well as the fidelity of the state initialisation and detection. All of these properties are favourably comparable with the ones determined by traditional experiments that rely on laboratory infrastructure.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **6**

2 Konzepte des Quantencomputers und ihre Implementation **8**
2.1 Grundlagen zur linearen Paulfalle 8
2.2 Ionen-Licht-Wechselwirkung 10
2.3 Grundlegende Methoden der Laserkühlung 13
2.3.1 Dopplerkühlen gefangener Ionen 13
2.3.2 Seitenbandkühlen 15
2.4 Quantengatter mit Ionen 16
2.4.1 Quantenbit 16
2.4.2 Quantengatter 17
2.5 Das Kalzium - 40 - Ion 19

3 Modularer Aufbau der 19 Zoll Schränke **22**
3.1 Übersicht des Aufbaus 22
3.2 Fallenmodul 23
3.2.1 Vakuumkammer 25
3.2.2 Bildgebungssystem 26
3.2.3 Magnetfelderzeugung 28
3.3 Lasersysteme 29
3.3.1 Laser 29
3.3.2 Laserstabilisation 31
3.3.3 Lichtverteilung und Lichtschaltung 31
3.4 Elektronische Kontrolle und Software 36

4 Charakterisierung des AQTION-Setups **37**
4.1 Lokaler Druck nahe der Ionenfalle und Ionenlebensdauer 37
4.2 Charakterisierung der Ionenfalle 38
4.2.1 Bestimmung der geometrischen Fallenfaktoren 38
4.2.2 Fallentemperatur 39
4.3 Umwelteinflüsse auf den experimentellen Apparat 40
4.3.1 Vibrationsisolation 40
4.3.2 Magnetfeldfluktuation 41
4.4 Qualität der Ionendetektion 44
4.5 Magnetfeldkompensation 45
4.6 Mikrobewegungskompensation 46
4.7 Heizratenmessungen 47

4.8 Mølmer-Sørensen Gatter 49

5 Zusammenfassung und Ausblick **52**

1 Einleitung

Quantencomputer können bestimmte Probleme schneller lösen als ihr klassisches Pendant [4]. Der Shor Algorithmus, beispielsweise, ermöglicht es Primzahlen in Polynomialzeit zu faktorisieren, statt in Subexponentialzeit mit dem klassischen Computer [1]. Außerdem kann der Quantencomputer dafür genutzt werden andere Quantensysteme zu simulieren, analog wie digital. Quantencomputer mit einigen Quantenbits wurden bereits für verschiedene experimentelle Plattformen wie das Stickstoff-Fehlstellen-Zentrum, Quantenpunkte, supraleitende Quantenschaltkreise und Ionenfallen realisiert.

Die an der Universität Innsbruck genutzte Plattform sind in Paulfallen gefangene Ionen [5]. Diese Ionenfallen-Plattform ist ein vielversprechender Kandidat für die Basis eines Quantencomputers, da sie die DiVincenzo Kriterien erfüllen [6]. Einzelne Ionen werden durch elektrische Wechselfelder, in sogenannten Ionenfallen gefangen. Das Quantenbit (Qubit) wird in elektronischen Zuständen des geladenen Ions dargestellt, die durch Mikrowellen und Laserstrahlung manipuliert werden. Die gefangenen Ionen können über gemeinsame Schwingungsmoden verschränkt werden [5, 7]. Mit diesen Ionenfallenbasierten Quantencomputern wurden unter anderem bereits der Shor'sche Algorithmus und ein topologisches Qubit realisiert [8, 9].

Der größte Teil der Aufbauten der bisherigen Implementierungen wurde auf optischen Tischen in Laborumgebung durchgeführt. Quantentechnologien befinden sich noch im Entwicklungsstadium und einige Systeme werden bereits kommerziell angeboten. Ziel ist es, in der Zukunft auch den Quantencomputer zu kommerzialisieren. Dies ist nur möglich, wenn der Aufbau keine Laborbedingungen benötigt.

Im Zuge dieser Masterarbeit wird zum Aufbau eines kompakter Ionenfallen-Quantencomputer-Demonstrators in zwei 19-Zoll Schränken beigetragen. Diese Schränke benötigen ausschließlich einen standardmäßigen Stromanschluss und keine spezielle Laborumgebung. Trotzdem sind die gemessen Güten der durchgeführten Verschränkunsgatter mit denen von bisherigen Experimenten vergleichbar [54, 55, 56].

Der ersten Abschnitt der Arbeit, Kapitel 2, behandelt die theoretischen Konzepte des Quantencomputers und ihre Implementierung. Die als Plattform dienende lineare Paulfalle wird im ersten Unterkapitel diskutiert. Danach wird die Manipulation der gefangenen Ionen durch Betrachtung der Ionen-Licht-Wechselwirkung erläutert. Dieses Wissen wird anschließend für die Erklärung verschiedener Laserkühlmethoden genutzt. Im nächsten Unterkapitel wird das Konzept des Qubits und Quantengatter erklärt. Im letzten Abschnitt wird die Levelstruktur des Kalzium-40-Ions und die genutzten Übergänge behandelt.

Das Kapitel 3 erläutert den modularen Aufbau der 19-Zoll Schränke. Als Erstes wird

eine Übersicht über die Verteilung der Module in den beiden Schränken gegeben. Dann wird der Aufbau der wichtigsten Module näher erklärt. Das Fallenmodul beinhaltet mit der in der Vakuumkammer befindlichen Ionenfalle das Herzstück des Experiments. In der Fallenschublade befinden sich ebenso das Bildgebungssystem und der Aufbau zur Magnetfelderzeugung. Im anschließenden Unterkapitel werden Details des Lasersystems diskutiert. Darunter fallen die lichterzeugenden Module, die Laserstabilisation sowie die Module zur Lichtschaltung und Lichtverteilung. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird die Experimentsteuerung behandelt.

Die Charakterisierung des Aufbaus wird in Kapitel 4 beschrieben. Es wird der lokale Druck nahe der Ionenfalle und der Einfluss der Umwelt wie Vibrationen und Magnetfeldfluktuationen bestimmt. Die Qualität der Ionendetektion wird ermittelt. Ebenso werden die Magnetfeldkompensation und Mikrobewegungskompensation optimiert. Anschließend wird die Fallenheizrate und die Gattergüte eines Mølmer-Sørensen Gatters für zwei und für zehn Ionen gemessen.

2 Konzepte des Quantencomputers und ihre Implementation

Dieses Kapitel soll die nötigen Konzepte des Quantencomputers zusammenfassen. Der erste Abschnitt 2.1 behandelt die Grundlagen zur linearen Paulfalle, in der die Ionen gefangen werden. Der nächste Teil 2.2 befasst sich mit der Wechselwirkung zwischen Ion und schmalbandigem Laserlicht. Anschließend werden zwei Laserkühlmethoden, das Dopplerkühlen und das Seitenbandkühlen in Sektion 2.3 erläutert. Weiters werden im Abschnitt 2.4 das Konzept des Quantenbits und dessen Manipulation durch Quantengatter erklärt. Zuletzt wird die Anwendung all dieser Konzepte anhand des Kalzium-40-Ions beschrieben.

2.1 Grundlagen zur linearen Paulfalle

Wolfgang Paul und Hans Dehmelt erhielen 1989 den Nobelpreis für die Entwicklung der erste Ionenfalle, der sogenennten Paulfalle. Anfangs wurde sie hauptsächlich als Massenspektrometer verwendet [10]. Durch Weiterentwicklung der Paulfalle, und insbesondere durch die Erfindung des Laserkühlens wurden weitere Anwendungen für Ionenfallen erschlossen. So werden Ionenfallen heutzutage zum Beispiel für hochpräzise Atomuhren, Untersuchung chemischer Prozesse bei tiefen Temperaturen und als Basis des Ionen-Quantencomputers verwendet [5].

Die folgende Erkärung der Funktionsweise einer linearen Paulfalle ist an die Referenzen [11], [12] und [13] angelehnt.

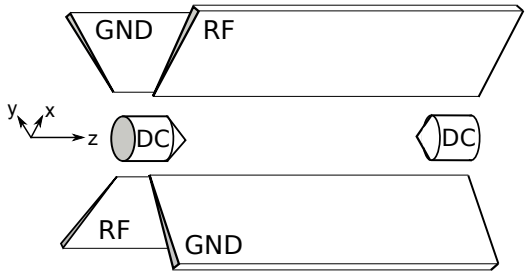


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung unserer linearen Paulfalle. Sie besteht aus vier hyperbolischen Klingen und zwei Endkappen. Zwischen zwei gegenüberliegenden Klingen liegt eine Wechselspannung mit Radiofrequenz (RF) an, die anderen beiden liegen auf Masse (GND). Diese Konfiguration erzeugt ein Quadrupolpotential in radialer Richtung. Die beiden Endkappen werden mit Gleichspannung (DC) versorgt.

Die ursprüngliche Paulfalle besteht aus einer hyperbolischen Ringelektrode und gegenüberliegenden hyperbolischen, rotationssymetrischen Endkappen. Die von uns verwendete lineare Paulfalle besteht aus vier Klingen in radialer Richtung und zwei Endkappen in axialer Richtung, wie in Abbildung 2.1 zu sehen ist. Die Klingenform und -versorgung ist in Abbildung 2.1 genauer dargestellt. An zwei gegenüberliegenden radialen Elektroden wird eine Wechselspannung $V = V_0 \cos(\Omega_{RF} t)$ mit der Radiofrequenz Ω_{RF} angelegt. Die anderen zwei Elektroden werden mit einer Gleichspannung U_{DC} versorgt, können aber auch auf Masse gelegt werden oder mit einer gegenüber den anderen beiden Klingen phasenverschobener Wechselspannung betrieben werden.

Die zeitabhängigen Wechselfelder erzeugen ein radiales Quadrupolpotential [10]

$$\Phi(t) = \frac{1}{2r^2} \left(U_{DC} + V_0 \cos\left(\Omega_{RF} t\right)\right) \left(x^2 + y^2 - 2z^2\right) \tag{2.1}$$

mit einen Sattelpunkt im Zentrum. r beschreibt den kleinsten Abstand von der Klinge zum Fallenzentrum. Die an den Endkappen angelegte Gleichspannung U_0 sorgt für die axiale Einschließung. Die Mathieu-Gleichungen

$$\frac{d^2u}{d\tau^2} = (a_u + 2q_u \cos(2\tau))u\,, \quad u = x, y, z \tag{2.2}$$

beschreiben die Bewegung des Ions mit Masse m, der Ladung e und $\tau = \Omega_{RF} t/2$. Für die a und q Parameter gilt in der stabilen Fallenregion in der die Ionentrajektorien räumlich begrenzt sind [13] :

$$a_x = \frac{-4e}{mr^2\Omega_{RF}^2}\left(\frac{\alpha_r U_{DC}}{r^2} + \frac{\alpha_z U_0}{2z_0^2}\right) \tag{2.3}$$

$$a_y = \frac{4e}{mr^2\Omega_{RF}^2}\left(\frac{\alpha_r U_{DC}}{r^2} - \frac{\alpha_z U_0}{2z_0^2}\right) \tag{2.4}$$

$$a_z = \frac{8e\alpha_z U_0}{mr^2\Omega_{RF}^2} \tag{2.5}$$

$$q_x = -q_y = \frac{2eV_0}{mr^2\Omega_{RF}^2}\,, \quad q_z = 0. \tag{2.6}$$

Hier entsprechen α_r und α_z den geometrischen Faktoren der Falle in radialer bzw. axialer Richtung. Es existieren genäherte stabile Lösungen in erster Ordnung von a und q

$$u(t) = u_0\left(1 + \frac{q_u}{2}\cos(\Omega_{RF})\right)\cos(\omega_u t)\,, \quad u = x, y \tag{2.7}$$

der Gleichung 2.2 im Limit $a_u \ll q_u \ll 1$. Die Bewegung des gefangenen Ions beinhaltet die langsame säkulare Bewegung mit der Fallenfrequenz $\omega_u = \Omega_{RF}/2\sqrt{a_u + q_u^2/2}$, sowie eine schnellere Oszillation mit Frequenz Ω_{RF} die Mikrobewegung genannt wird. Beide Oszillationen finden ausschließlich in der Radialebene statt. Ihre Amplituden sind proportional zum Abstand vom Fallenzentrum u_0. Die Amplitude der Mikrobewegung ist, wie in Gleichung 2.7 zu sehen, um den Faktor $q_u/2$ kleiner als die der säkularen Bewegung.

Eine typische Fallentiefe, also die minimale Potenzialhöhe vom Fallenzentrum in Richtung einer der Fallenachsen, liegt im Bereich von einigen eV. Kühlt man die Ionen bis ihre kinetische Energie deutlich unter dieser Coulombenergie liegt, formt sich in der Falle aus der Ionenwolke ein Ionenkristall. Diese ordnen sich in einer Ionenkette entlang der z-Achse an, wenn für die radiale Einschließung, und damit die radiale Fallenfrequenz $\omega_r = (\omega_x + \omega_y)/2 \gg \omega_z$ gilt [14, 15]. Typische Fallentiefen liegen im Bereich von einigen eV. Die gekühlte Ionenkette befindet sich nahe der Fallenachse, wodurch die radiale Mikrobewegung sehr klein im Vergleich zur Ausdehnung des Wellenpakets des Ions wird. Die kleine Amplitude dieser Oszillation vereinfacht die Manipulation und weitere Laserkühlung.

Nachdem die Ionen mit dieser Technik gefangen werden, ist es für einen funktionierenden Quantencomputer unabdingbar, den Zustand dieser Ionen manipulieren zu können. Die Zustandsmanipulation wird mit Hilfe von lasererzeugten Lichtfeldern durchgeführt. Das nächste Kapitel behandelt daher die Ionen-Licht-Wechselwirkung.

2.2 Ionen-Licht-Wechselwirkung

In diesem Abschnitt wird die Wechselwirkung eines gefangenen Ions mit schmalbandigem Laserlicht beschrieben. Diese Zusammenfassung basiert auf den Inhalten von Referenzen [16] und [17].

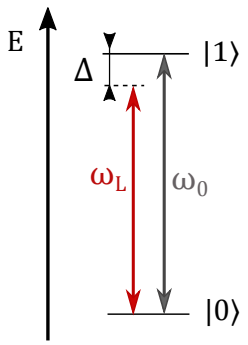


Abbildung 2.2: 2-Niveau-System. Die Übergangsfrequenz zwischen dem elektrische Grundzustand $|0\rangle$ und dem energetisch höher liegenden angeregten Zustand $|1\rangle$ beträgt ω_0. Die Frequenz des Laserlichts ω_L ist gegenüber dieser Übergangsfrequenz um Δ verstimmt.

Als erste Näherung gehen wir davon aus, dass nur ein Übergang des Ions in der Nähe der Frequenz des Laserlichts ω_L liegt. Somit besteht in Näherung ein 2-Niveau-System, mit dem elektronischen Grundzustand $|0\rangle$ und dem angeregten Zustand $|1\rangle$, wie in Abbildung 2.2 dargestellt ist. Die Übergangsfrequenz zwischen den beiden Zuständen

beträgt ω_0. Der systembeschreibende Hamiltonoperator

$$\begin{aligned} H &= H_0 + H_1 \\ H_0 &= \frac{p^2}{2m} + \frac{m\omega_F^2 x^2}{2} + \frac{\hbar\omega_0\sigma_z}{2} \\ H_1 &= \frac{\hbar\Omega}{2}(\sigma^+ + \sigma^-)(e^{i(kx-\omega_L t+\Phi)} + e^{-i(kx-\omega_L t+\Phi)}) \end{aligned} \tag{2.8}$$

besteht aus zwei Teilen. Der erste Term H_0 beschreibt das 2-Niveau-Atom im harmonischen Potential. Er beinhaltet die kinetische Energie $E_{kin} = \frac{p^2}{2m}$ sowie das harmonische Fallenpotential $V(x) = m\omega_F^2 x^2/2$ und den Abstand der Energieniveau $\hbar\omega_0$. Hier bezeichnet p den Impuls des Atoms, m seine Masse, x seine Auslenkung vom Fallenzentrum und $\omega_F \in \{\omega_x, \omega_y, \omega_z\}$ die Fallenfrequenz jeweils in x-Richtung. Bei $\hbar$ handelt es sich um das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum. Der Interaktionsterm H_1 beschreibt die Wechselwirkung zwischen Atom und Licht. Die Stärke der Atom-Licht-Wechselwirkung, auch Kopplungkonstante genannt, ist durch die Rabifrequenz Ω gegeben. Die Operatoren $\sigma^+ = (\sigma_z + i\sigma_z)/2$ und $\sigma^- = (\sigma_z - i\sigma_z)/2$ bestehen aus den Pauli-Spin-Matrizen σ_x, σ_y und σ_z. Werden sie auf einen Atomzustand angewandt, wird dieser um eins angehoben bzw. verringert. Der letzte Term des Interaktionshamiltons H_1 beschreibt zwei ebene Wellen mit der Wellenzahl k, die sich in x bzw. -x-Richtung ausbreiten. Die Wellen besitzen eine Lichtfrequenz $\omega_L = \omega_0 + \Delta$ mit der Verstimmung Δ und einer Phase Φ.

Der Hamiltonoperator H_0 kann auch in der Form

$$H_0 = \hbar\omega_F(a^\dagger a + \frac{1}{2}) + \frac{\hbar\omega_0\sigma_z}{2} \tag{2.9}$$

mit den Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren $a^\dagger$ und a dargestellt werden. Er besteht nun aus einem quantisierten Energieterm für die Bewegung in einem harmonischen Oszillator und einem zweiten Term, der die Energie des elektronischen Zustands des Teilchens beschreibt. Die Bewegungsquanten $a^\dagger a = n$ mit $n \,\epsilon\, \mathbb{N}_0$ werden auch Phononen genannt. Für den Hamiltonoperator der Wechselwirkung muss zusätzlich die Drehwellennäherung [18] genutzt und der Lamb-Dicke Parameter

$$\eta = k\sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_F}} \tag{2.10}$$

definiert werden. Unter der Voraussetzung, dass wir uns im Lamb-Dicke-Regime $\eta^2(2n+1) \ll 1$ befinden, kann der entstandene Term $e^{i\eta(a^\dagger + a)}$ in einer Taylorreihe entwickelt werden. Man erhält dann folgende Gleichung für den „Interaktionshamiltonoperator" im Dirac-Bild:

$$H_1 = \frac{\hbar\Omega}{2}((1 + i\eta(a^\dagger + a))\sigma^+ e^{-i\Delta t} + (1 - i\eta(a^\dagger + a))\sigma^- e^{i\Delta t}). \tag{2.11}$$

Die Produkte $(a^\dagger + a)\sigma^+$ und $(a^\dagger + a)\,\sigma^-$ beschreiben die Kopplung der elektronischen Zustände mit den Bewegungszuständen n des Teilchens durch das Laserlicht. Die Niveaus des Atoms werden im folgenden Abschnitt mit $|S\rangle = |0\rangle$ und

$|D\rangle = |1\rangle$ bezeichnet, wodurch sich die gekoppelten Produktzustände $|S,n\rangle = |S\rangle \otimes |n\rangle$ und $|D,n'\rangle$ ergeben.

Die Ausbreitung des Wellenpakets des Ions ist im Lamb-Dicke-Regime sehr viel kleiner als die Wellenlänge des Übergangs. Es finden hauptsächlich phononische Übergänge mit $\Delta n = 0, \pm 1$ wie in Abbildung 2.3 statt, alle anderen Übergänge $\Delta n > 1$ sind um den Faktor $\eta^{\Delta n}$ unterdrückt. Absorptions- und Emissionsprozesse bei gleichbleibende Vibrationsquantenzahl heißen Trägerübergänge

$$H_T = \frac{\hbar\Omega_{n,n}}{2}(\sigma^+ + \sigma^-) \tag{2.12}$$

und besitzen die Kopplungsstärke $\Omega_{n,n} = \Omega(1-\eta^2 n)$. Trägerübergänge besitzen die höchste Kopplungsstärke der beschriebenen Übergänge und können mit einer Frequenz $\omega_L = \omega_0$ resonant ($\Delta = 0$) getrieben werden. Die Seitenbänder haben eine Resonanz bei Laserfrequenzen von $\omega_L = \omega_0 \pm \omega_F$. Das rote Seitenband, ein Übergang zu der nächst niedrigeren Vibrationsquantenzahl,

$$H_{RS} = \frac{\hbar\Omega_{n-1,n}}{2}(a\sigma^+ - a^\dagger\sigma^-) \tag{2.13}$$

besitzt die geringste Kopplungsstärke $\Omega_{n-1,n} = \Omega\eta\sqrt{n}$. Bei einem Übergang auf dem blauen Seitenband

$$H_{BS} = \frac{\hbar\Omega_{n+1,n}}{2}(a^\dagger\sigma^+ - a\sigma^-) \tag{2.14}$$

wird die Phononezahl um eins erhöht und es besitzt eine etwas größere Kopplungsstärke $\Omega_{n+1,n} = \Omega\eta\sqrt{n+1}$ als das rote Seitenband. Der Unterschied der Kopplungsstärken besteht sowohl bei stimulierten als auch bei spontanen Prozessen und ermöglicht so Techniken wie das Seitenbandkühlen [19]. Resonantes Treiben dieser Übergänge führt

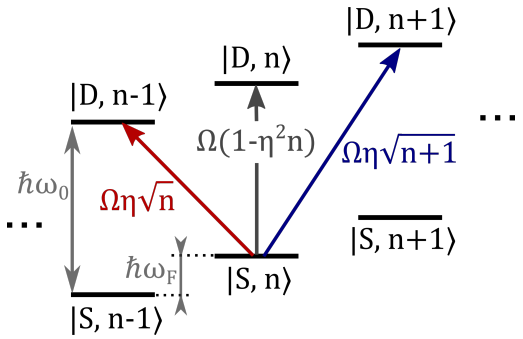


Abbildung 2.3: Die drei Übergänge auf das rote Seitenband, den Träger und das blaue Seitenband mit Kopplungsstärken. Die Energiedifferenz zwischen den phononischen Zuständen beträgt $\hbar\omega_F$.

zu einer Oszillation der Population zwischen den elektrischen Zuständen $|S,n\rangle$ und $|D,n'\rangle$, die Rabioszillation genannt wird. Das Anwenden der zeitabhängigen Schrödingergleichung ergibt die Gleichung für den zeitentwickelten Zustand

$$|\Psi(t)\rangle = \cos(\frac{\Omega_{n,n'}t}{2})|S,n\rangle - i\sin(\frac{\Omega_{n,n'}t}{2})|D,n'\rangle. \tag{2.15}$$

Die Frequenz dieser Rabioszillation ist die Rabifrequenz $\Omega_{n,n'}$. Wird der Übergang für eine Zeit $t = \pi/\Omega_{n,n'}$ resonant getrieben, also ein resonanter π-Impulse angewendet, befindet sich das System laut Gleichung 2.15 im angeregten Zustand $|D, n'\rangle$. Nach einem $\pi/2$-Puls mit einer Impulsdauer $t = \pi/(2\Omega_{n,n'})$ befindet sich das System hingegen in einer Superposition der Zustände $(|S, n\rangle + |D, n'\rangle)/\sqrt{2}$.

Die in diesem Kapitel erarbeiteten theoretischen Grundlagen der Ionen-Licht- Wechselwirkung werden im folgenden Kapitel 2.3 genutzt, um die gefangenen Ionen mit Hilfe von Laserlicht zu kühlen.

2.3 Grundlegende Methoden der Laserkühlung

In diesem Abschnitt werden einige grundlegende Methoden der Laserkühlung von gefangenen Ionen beschrieben. Zuerst wird die wichtigste Technik, das Dopplerkühlen, erläutert. Das Dopplerkühlen wird zum Ausfrieren der gefangenen Ionenwolke zu einem Ionenkristall genutzt. Ebenfalls reduziert es die Phononenzahl n soweit, dass wir uns in unseren Experimenten im Lamb-Dicke-Regime befinden. Im zweiten Teil dieses Abschnitts wird das Seitenbandkühlen erklärt, mit dem man Ionen in den Bewegungsgrundzustand kühlen kann.

2.3.1 Dopplerkühlen gefangener Ionen

Das Dopplerkühlen einer gefangenen Ionenwolke kann genutzt werden um diese zu einem Ionenkristall auszufrieren. Ebenfalls kann bei richtiger Kombination von Fallenfrequnz und Linienbreite des genutzten Übergangs die Phononenzahl n soweit reduziert werden, dass wir uns in unseren Experimenten im Lamb-Dicke-Regime befinden. Die Ausführung in diesem Kapitel basiert auf Referenz [20] und gilt für ungesättigte Übergänge und „kalte" Atome.

Gefangene Ionen können im Gegensatz zu freien Atomen mit nur einem Laserstrahl gekühlt werden, wenn der Strahl einen Überlapp mit allen drei Fallenachsen besitzten. Wir betrachten erst das eindimensionale Modellsystem in Abbildung 2.4, in der sich ein Atom mit einer Geschwindigkeit v in x-Richtung auf einen gegenläufigen Laserstrahl mit Frequenz ω_{L} zubewegt. Das Atom besteht näherungsweise aus einem 2-Niveau-System mit einer Resonanzfrequenz ω_0 und einer natürlichen Linienbreite Γ. Im Ruhesystem dieses Atoms ist die Frequenz des Laserlichts aufgrund des Dopplereffekts um $+kv$ verschoben. Das Atom sieht somit Licht der Frequenz $\omega_L + kv = \omega_0$. Wird ein Photon absorbiert, nimmt das Atom den Impuls des Photons $p = \hbar k$ vollständig auf. Nach einer endlichen Lebensdauer emittiert das angeregte Atom ein Photon. Bei stimulierter Emission wird ein Photon mit gleichem Impuls und gleicher Richtung des eingefangenen Photons ausgesendet. Dadurch entsteht kein Energie- oder Impulsverlust für das Atom. Bei spontaner Emission wird das Photon mit Frequenz ω_0 jedoch in eine zufällige Richtung ausgesendet, sodass dessen Impulsbeitrag über viele Streuprozesse im Mittel Null ergibt. Daraus resultiert der Kühleffekt.

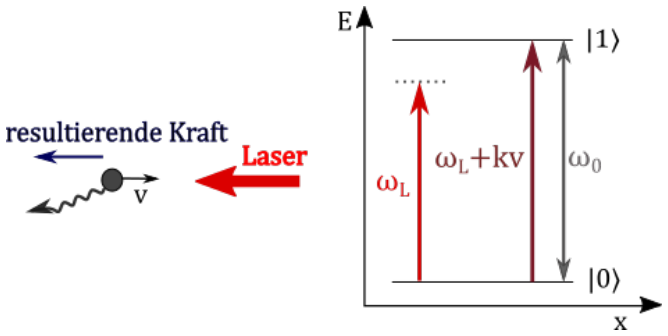


Abbildung 2.4: Die Funktionsweise des Dopplerkühlens ist anhand eines Zwei-Niveau Systems, mit dem Grundzustand $|0\rangle$ und dem angeregten Zustand $|1\rangle$, dargestellt. Ein gegenläufiger Laserstrahl (rot) mit der gegenüber dem Übergang ω_0 rotverstimmten Frequenz ω_L ist auf ein in x-Richtung bewegtes Atom gerichtet. Im Ruhesystem des Atoms ist aufgrund des Dopplereffekts die Frequenz des Lasers um $+kv$ verschoben. Der gegenläufige Laserstrahl kann dadurch den Übergang mit der Frequenz $\omega_\mathrm{L} + kv = \omega_0$ anregen. Bei der Absorption eines Photons wird dessen gesamter Impuls vom Atom aufgenommen und es wird durch diese resultierende Kraft F_M (blau) abgebremst. Später wird ein Photon mit Frequenz ω_0 in eine zufällige Richtung emittiert. Dieser Impuls ist für viele Wiederholungen des Vorgangs im Mittel Null.

Die Kraft des Lichtfelds F_M, die das Atom bei der Absorption bremst, kann für einen gegenläufigen Laser allgemein durch

$$F_\mathrm{scatt} = \hbar k R_\mathrm{scatt} \tag{2.16}$$

beschrieben werden und ergibt sich aus dem Impuls des Photons und der Streurate

$$R_\mathrm{scatt} = \frac{\Gamma}{2}\frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4}. \tag{2.17}$$

Die Rabifrequenz Ω entspricht der Frequenz, mit der die Besetzung der beiden Niveaus oszilliert. Die Verstimmung $\delta = \omega_\mathrm{L} + kv - \omega_0$ stellt die Abweichung der Laserfrequenz, unter Berücksichtigung der Dopplerverschiebung, von der Anregungsfrequenz des Übergangs dar. Atome die sich in die gegengesetzte Richtung, also entlang des Laserstrahls bewegen, sehen die Frequenz des Laserlichts um $-kv$ verschoben. Diese Abweichung von der Resonanzfrequenz des Übergangs ω_0 führt zu einer verminderten Absorptionsrate. Wird allerdings ein Photon absorbiert und anschließend spontan emittiert, führt dies zu einer Heizung des Atoms.

In einer Zeit t wird von einem Atom in einem Laserstrahl nicht immer die gleiche Anzahl an Photonen absorbiert bzw. emittiert. Dadurch entsteht eine Fluktuation der Kraft. Diese führt zu einem Heizprozess und einer minimalen erreichbaren Temperatur. Die Temperatur kann durch

$$T = \frac{\hbar}{8\delta}(\Gamma^2 + 4\delta^2)(1+\gamma) \tag{2.18}$$

berechnet werden, wobei $\gamma \approx 1/3$ dem Überlapp der Richtung des spontan emittierten Photons mit der Fallenachse enspricht [21]. Diese Funktion besitzt ein Minimum

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_\mathrm{B}} \tag{2.19}$$

bei $\delta = -\Gamma/2$. Die Dopplertemperatur T_D, auch das Dopplerlimit genannt, ist die kleinste Temperatur die durch Dopplerkühlen erreicht werden kann. Für den Kühlübergang des Kalzium-40-Ions beträgt das Dopplerlimit $T_D = \omega_F \cdot 15{,}3\,\mu\mathrm{K/MHz} = 540\,\mu\mathrm{K}$.

Andere Kühlmethoden, wie das im nächsten Abschnitt behandelte Seitenbandkühlen, sind nicht durch die Dopplertemperatur limitiert und können noch geringere Temperaturen erreichen.

2.3.2 Seitenbandkühlen

Temperaturen unterhalb des Dopplerlimits können durch verschiedene Methoden wie Seitenbandkühlen , Elektromagnetisch-induzierte-Transparenz (EIT) Kühlung [23] (eine Variente des Seitenbandkühlens) oder Sisyphuskühlen [22] erreicht werden. Das hier behandelte Seitenbandkühlen hat den Vorteil, dass es wie das EIT-Kühlen die Ionen im Vibrationsgrundzustand präpariert. Die verlässliche Zustandspräparation ist eine der Grundvoraussetzungen eines Quantencomputers. Das im Folgenden erklärte grundlegende Prinzip des Seitenbandkühlens basiert auf der bereits behandelten Theorie aus Unterkapitel 2.2. Eine detailliertere Beschreibung findet sich in Referenz [19].

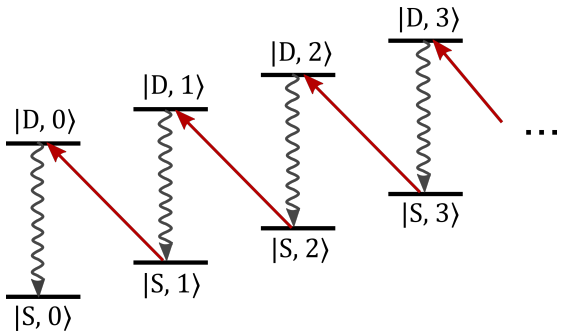


Abbildung 2.5: Funktionsprinzip des Seitenbandkühlens. Durch treiben des roten Seitenbandes wird das Ion angeregt und ein Phonon vernichtet. Anschließend fällt das Ion in den elektronischen Grundzustand zurück. Dieser Vorgang wiederholt sich, bis sich (beinahe) die gesamte Population im Vibrationsgrundzustand befindet.

In Abbildung 2.5 ist die grundlegende Funktionsweise des Seitenbandkühlens schematisch dargestellt. Das Ion befindet sich vor dem Seitenbandkühlen in einem höhergelgenen Vibrationszustand $v \neq 0$ des elektronischen Grundzustands $\S, v\rangle$. Das rote Seitenband mit einer Laserfrequenz von $\omega_L = \omega_0 - \omega_F$ wird getrieben, wodurch die Population in den angeregten, nächst kleineren Vibrationszustand $|D, v-1\rangle$ wandert. Anschließend fällt das Ion durch spontane Emission in den Zustand $|S, v-1\rangle$. Dieser

Vorgang wiederholt sich, bis idealerweise die gesamte Population im Vibrationsgrundzustand $|S, 0\rangle$ ist. Aufgrund von Heizprozessen befindet sich in der Realität nur nahezu die gesamte Population im Grundzustand.

Diese Methode setzt voraus, dass man sich im weiter oben beschriebenen Lamb-Dicke-Regime befindet. Dies kann durch vorheriges Dopplerkühlen gewährleistet werden. Weiters muss die Linienbreite des Laserlichts viel geringer als die Fallenfrequenz ω_F sein. Ist diese Bedingung erfüllt befindet man sich im Regime aufgelösten Seitenbänder [24]. Im Unterkapitel 2.5 wird die Durchführung des Seitenbandkühlens im Experiment erklärt.

2.4 Quantengatter mit Ionen

2.4.1 Quantenbit

Der klassische Computer rechnet mit Bits. Ein Bit hat entweder den Wert 0 oder 1, durch Kombination von mehreren Bits können Informationen in Binärschreibweise dargestellt werden. Der Quantencomputer benutzt analog dazu das sogenannte Quantenbit (Qubit). Das Qubit ist ein beliebiges zwei-Niveau Quantensystem, das aus einem Grundzustand $|0\rangle$ und einem angeregten Zustand $|1\rangle$ besteht. Im Gegensatz zum klassischen Bit kann sich das Qubit in einer Superposition der beiden Quantenzustände

$$|\Psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle, \tag{2.20}$$

mit der Normalisierungsbedingung $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$ und den komplexen Amplituden α und β, befinden. Diese Niveaus können beispielsweise zwei Hyperfeinstrukturle-

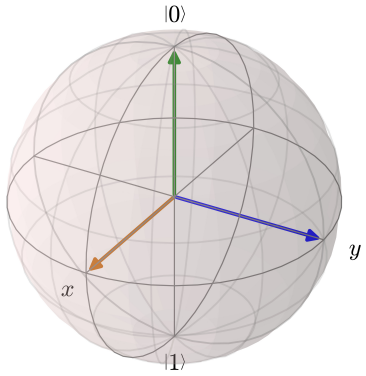


Abbildung 2.6: Blochkugel mit der x, y und z-Achse.

vels oder auch elektronische Zustände des Ions sein, die Spinzustände eines Spin-1/2-Teilchens oder die Polarisation eines Photons. Die Zustände können als Punkte auf der Kugeloberfläche einer Einheitskugel

$$|\Psi\rangle = e^{i\gamma}(\cos\frac{\theta}{2}|0\rangle + e^{i\Phi}\sin\frac{\theta}{2}|1\rangle) \tag{2.21}$$

dargestellt werden, wobei hier die globale Phase $e^{i\gamma}$ vernachlässigt werden kann. Diese Punkte können in Kugelkoordinaten (θ, γ, Φ) ausgedrückt werden. In Abbildung 2.6 ist diese Blochkugel dargestellt, sie dient zur Veranschaulichung von Zustandsänderungen. Die beiden Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ befinden sich entlang der z-Achse an den beiden Polen. Obwohl sich das Qubit in einer Superposition dieser Zustände befindet, ist das Ergebnis einer Messung in z-Basis entweder $|0\rangle$ oder $|1\rangle$. Das Wiederholen der Messung ermöglicht die Bestimmung der Wahrscheinlichkeiten $|\alpha|^2$ und $|\beta|^2$.

2.4.2 Quantengatter

Analog zu den Logikgattern in klassischen Computern, verwenden Quantencomputer Quantengatter um Berechnungen durchzuführen. Im Fall des Ionenfallen-Quantencomputers wird diese Bitmanipulation durch eine Wechselwirkung zwischen Qubit und elektromagnetischen Wechselfeldern verursacht. Ein universeller Quantencomputer muss alle klassischen Rechenoperationen ausführen können. Ein vollständiger Satz an Rechneoperationen, analog zur Turing-Vollständigkeit im klassischen Computer, ist dafür nötig [25]. Das heißt, dass mit einer endlichen Anzahl solcher Gatteroperationen jeder Qubitzustand hergestellt werden kann. Man kann zeigen, dass ein solcher Satz durch die Paulioperatoren in zwei Raumachsen für einzelne Qubits und dem CNOT-Operator für zwei Qubits gegeben ist [26].

Einzelqubitgatter

Eine dieser unitären Operationen ist eine Rotation $R_u(\theta) = \exp(-i\theta\sigma_u/2)$ um einen Winkel θ um eine der drei Achsen $u = x, y, z$, die durch die Paulimatrizen beschrieben wird. Paulimatrizen

$$\begin{aligned}
\sigma_x &= \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad , & |+\rangle_x &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle) \\
& & |-\rangle_x &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - |1\rangle) \\
\sigma_y &= \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad , & |+\rangle_y &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + i|1\rangle) \\
& & |-\rangle_y &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - i|1\rangle) \\
\sigma_z &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad , & |+\rangle_y &= |0\rangle \\
& & |-\rangle_y &= |1\rangle
\end{aligned} \tag{2.22}$$

sind komplexe, hermitesche, unitäre Matrizen die je zwei Eigenzustände haben. Wendet man zum Beispiel eine Rotation um $\theta = \pi$ in x-Richtung ($\Phi = 0$) auf $|0\rangle$ an, das heißt,

$$R_x(\pi)|0\rangle = \begin{pmatrix} \cos\frac{\pi}{2} & -i\sin\frac{\pi}{2} \\ -i\sin\frac{\pi}{2} & \cos\frac{\pi}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -i \end{pmatrix} = e^{-i\pi/2} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = |1\rangle, \tag{2.23}$$

wird das Qubit angeregt und hat anschließend den Zustand $|1\rangle$. Für einen vollständigen Satz an Quantengattern werden neben den Paulioperatoren für einzelne Qubits auch Multi-Quibtgatter benötigt.

Multi-Qubitoperationen

Systeme mit N unabhängigen Qubits sind durch den Produktzustand

$$|\Psi\rangle = |\Psi\rangle_1 \otimes \cdots \otimes |\Psi\rangle_N = |\Psi_1\Psi_2....\Psi_N\rangle, \tag{2.24}$$

der aus dem Tensorprodukt der Zustandsvektoren besteht, definiert. Für zwei Qubits wird das System durch

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle &= |\Psi_1\rangle \otimes |\Psi_2\rangle \\ &= (a_1|0\rangle + b_1|1\rangle) \otimes (a_2|0\rangle + b_2|1\rangle)) \\ &= \alpha_1|00\rangle + \alpha_2|01\rangle + \alpha_3|10\rangle + \alpha_4|11\rangle \end{aligned} \tag{2.25}$$

beschrieben, mit den komplexen Amplituden α_i, a_i und b_i. Ein Beispiel für eine Multi-Qubit-Operation ist das Mølmer-Sørensen Gatter [27, 28]

$$U_{MS}(\theta, \Phi) = \exp(-i\frac{\theta}{2}\sum_{i\neq j}\sigma_x^{(i)}\sigma_x^{(i)}). \tag{2.26}$$

Abbildung 2.7 illustriert das Mølmer-Sørensen Gatter für zwei Qubits. Beide Qubits

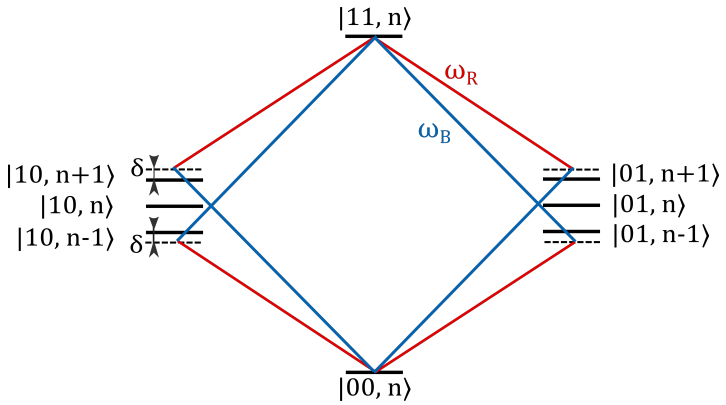


Abbildung 2.7: Mølmer-Sørensen Gatter mit zwei Qubits. Bichromatisches Licht mit den Frequenzen ω_R und ω_B nahe dem roten bzw. blauen Seitenband ermöglicht eine Anregung beider Qubits über vier verschiedene, ununterscheidbare Pfade.

sind im Grundzustand $|0\rangle$ präpariert. Bichromatisches Licht, mit den zwei Laserfrequenzen $\omega_R = \omega_0 - (\omega_F + \delta)$ nahe dem roten Seitenband und $\omega_B = \omega_0 + (\omega_F + \delta)$ nahe dem blauen Seitenband wechselwirkt mit den Ionen. Werden die Qubits angeregt, kann dies über vier verschiedene, nicht unterscheidbare Wege geschehen. Wird das erste Qubit zuerst angeregt, kann der Übergang über das rote $|10, n-1\rangle$ oder das

blaue Seitenband $|10, n+1\rangle$ geschehen. Wird umgekehrt zuerst das zweite Qubit angeregt, passiert der Übergang in den $|11\rangle$ Zustand über einen der Zustände $|01, n-1\rangle$ oder $|01, n+1\rangle$. Die Verstimmung δ wird so gewählt, dass im Phasenraum eine vollständige Schleife durchlaufen wird. Für eine Rabifrequenz $\Omega = \delta/(4\eta)$ sind die beiden Qubits nach der Impulszeit $T = 2\pi/\delta$ in einem maximal verschränkten Bellzustand

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle + i|11\rangle). \tag{2.27}$$

Das heißt, ihre Wellenfunktion kann nicht als Produkt der einzelnen Wellenfunktionen der Teilchen geschrieben werden. Man kann daher nur dem ganzen System einen Zustand zuordenen, aber nicht den einzelnen Teilchen. Diese Eigenschaft ist spezifisch für Quantensysteme, existiert in klassischen Systemen aber nicht. Alle speziellen Quanten-Algorithmen die im Vergleich zum klassischen Computer einen Geschwindigkeitvorteil erzielen, beinhalten Verschränkung [1]. Das Mølmer-Sørensen Gatter ist neben dem Hadamard Gatter ein Bestandteil des CNOT-Gatters. Das CNOT-Gatter kann benutzt werden um Bellzustände und damit Verschränkung zu erzeugen. Es dreht den Zustand des zweiten Qubits, des Zielqubits, wenn das erste Qubit, das Kontrollqubit, den Zustand $|1\rangle$ hat und kann als Matrix

$$U_{CNOT} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \tag{2.28}$$

dargestellt werden. Wendet man das CNOT-Gatter auf den Zwei-Qubit-Zustand aus Gleichung 2.25 an ergibt sich der Zustand $U_{CNOT}|\Psi\rangle = \alpha_1|00\rangle + \alpha_2|01\rangle + \alpha_3|11\rangle + \alpha_4|10\rangle$. Zusammen mit den Paulirotationen bildet das CNOT-Gatter einen universellen Satz an Quantengattern [6].

2.5 Das Kalzium - 40 - Ion

In unserem Experiment verwenden wir Zustände des $^{40}Ca^{+}$-Ion als Qubit. Kalzium gehört zur Gruppe der Erdalkalimetalle. Wie viele stabile Isotope besitzt auch ^{40}Ca keinen Kernspin, und daher keine Hyperfeinstruktur. Als Ionenquelle verwenden wir einen Ofen und eine Ablationsprobe. Von der Ablationsprobe werden mit Hilfe eines gepulsten Lasers Atome abgetragen und anschließend in zwei Schritten ionisiert. Der erste isotopenselektive Ionisationsschritt wird resonant mit 423 nm Laserlicht durchgeführt, der Zweite nicht-resonant mit 375 nm Laserlicht [29].

In Abbildung 2.8a sind die relevanten Energieniveaus mit den genutzten Laserwellenlängen zu sehen [30, 31]. Der langlebige Quadrupolübergang $|3D_{5/2}\rangle(m_j = -\frac{1}{2}) \leftrightarrow |4S_{1/2}\rangle(m_j = -\frac{1}{2})$, mit einer Lebensdauer von 1,168(7) s [32], wird als Qubitübergang genutzt und bildet damit näherungsweise das in den vorherigen Abschnitten beschriebene zwei-Niveau-System. Der Zustand $|4P_{1/2}\rangle$ zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit

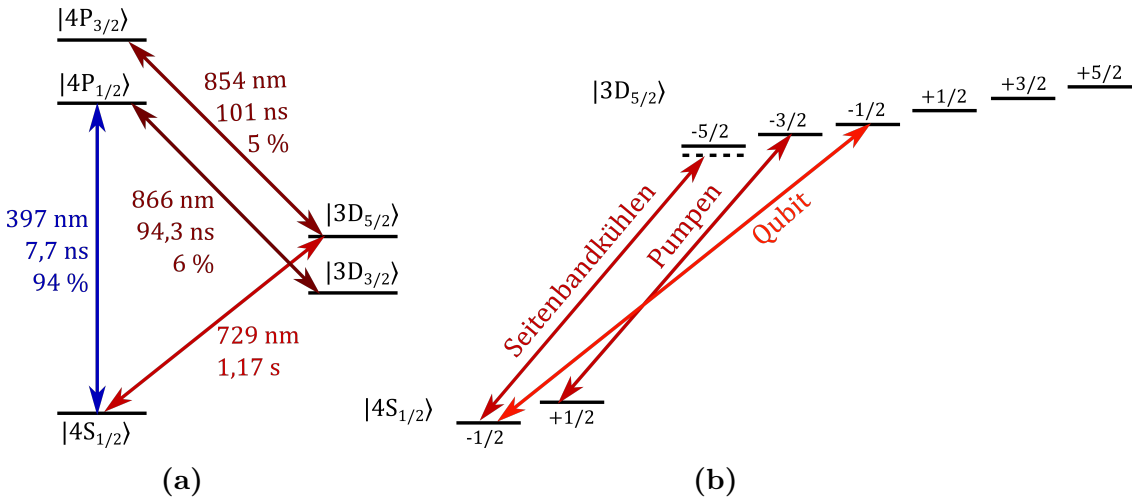


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung der Energieniveaus des Calciumions mit den genutzten Laserübergängen [30, 31, 32]. **(a)** Genutzte Laserübergänge für Dopplerkühlen, Zustandsdetektion, Rückpumpen und Qubitmanipulation mit Frequenz, Lebensdauer und Zerfallswahrscheinlichkeit. **(b)** Zeemanlevelaufspaltung des $|3D_{5/2}\rangle \leftrightarrow |4S_{1/2}\rangle$ Übergangs, genutzt für Seitenbandkühlen, Rückpumpen und Qubitmanipulation.

von $p = 94\,\%$ in den Zustand $|4S_{1/2}\rangle$. Dieser elektrische Dipolübergang besitzt eine Wellenlänge von 396,847 nm und hat eine Lebensdauer $\tau = 7{,}7\,\text{ns}$. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 6 % kann der $|4P_{1/2}\rangle$-Zustand auch in $|3D_{3/2}\rangle$ zerfallen. Die Lebensdauer dieses elektrischen Dipolübergangs beträgt 7,7 ns. Der elektrische Dipolübergang $|4P_{3/2}\rangle \leftrightarrow |3D_{5/2}\rangle$ hat eine Wellenlänge von 854,209 nm, eine Lebensdauer von 101 ns und eine Zerfallswahrscheinlichkeit von 5 %.

Ein externes Magnetfeld sorgt für eine Zeemanaufspaltung der zuvor entarteten Energielevel in $2j + 1$ Zeemanniveaus, wie in Abbildung 2.8b für den Zustand $4S_{1/2}$ und $3D_{5/2}$ zu sehen. Die Zeemanaufspaltung zwischen diesen Niveaus beträgt

$$\Delta E(D, S) = \mu_B B(g_j(D_{5/2})m_j - g_j(S_{1/2})m'_j), \tag{2.29}$$

mit den Landé-Faktor g_J und der Magnetquantenzahl m_j [33]. Die Zustände $|3D_{5/2}, m_j = -\frac{1}{2}\rangle \leftrightarrow |4S_{1/2}, m_j = -\frac{1}{2}\rangle$ dienen als Qubit, da dieser Übergang die geringste Magnetfeldsensibilität besitzt. Der Übergang zwischen $|3D_{5/2}, m_j = -\frac{3}{2}\rangle \leftrightarrow |4S_{1/2}, m_j = -\frac{1}{2}\rangle$ wird zum Rückpumpen von Population getrieben. Das Seitenbandkühlen des Kalziumions wird durch Treiben des roten Seitenbandes des $|3D_{5/2}, m_j = -\frac{5}{2}\rangle \leftrightarrow |4S_{1/2}, m_j = -\frac{1}{2}\rangle$ Übergangs durchgeführt.

Diese Übergänge werden im Experiment in der in Abbildung 2.9 gezeigten Reihenfolge zum Dopplerkühlen, Zustandspräparieren, Seitenbandkühlen, Qubitmanipulieren und Zustandsdetektieren genutzt.

Die Experimentsequenz beginnt mit dem Dopplerkühlen. Es wird rotverstimmtes 397 nm-Licht auf die Ionen gestrahlt. Simultan dazu wird der 866 nm-Laser betrieben, um die sonst verlorene Population aus dem Zustand $|3D_{3/2}\rangle$ zurückzupumpen.



Abbildung 2.9: Allgemeine Experimentsequenz. Die gefangenen Ionen werden erst Dopplergekühlt und dann im gewünschten Zustand präperiert. Anschließend folgt das Seitenbandkühlen der Ionenkette. Die Qubitmanipulation kann aus verschiedenen Laserimpulsen bestehen. Am Ende der Sequenz wird der Zustand detektiert.

Die Zustandspräperation ist eine der wichtigsten Grundvoraussetzungen für die Durchführung von Quantengattern. Die gesamte Population soll im Grundzustand $|4S_{1/2}, m_j = -\frac{1}{2}\rangle$ werden, dafür wird der Trägerübergang $|3D_{5/2}, m_j = -\frac{1}{2}\rangle \leftrightarrow |4S_{1/2}, m_j = +\frac{1}{2}\rangle$ angeregt und gleichzeitig kontinuierlich 854 nm Licht eingestrahlt. Dies führt zu einer Besetzung von $|4P_{3/2}, m_J = -1/2$ und $-3/2\rangle$. Der Zustand $|4P_{3/2}, m_J = -3/2\rangle$ zerfällt aufgrund der Auswahlregeln ausschließlich in den Grundzustand. Der zweite besetzte Zustand $|4P_{3/2}, m_J = -1/2\rangle$ zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 66% ebenfalls in den Grunzustand und mit 33% in das Niveau $|4S_{1/2}, m_j = +\frac{1}{2}\rangle$. Die gesamte Sequenz wird daher mehrfach wiederholt, um die Population im Grunzustand zu maximieren.

Anschließend wird zum Seitenbandkühlen des Kalziumions das rote Seitenband des $|3D_{5/2}, m_j = -\frac{5}{2}\rangle \leftrightarrow |4S_{1/2}, m_j = -\frac{1}{2}\rangle$ Übergangs getrieben. Aufgrund der hohen Lebenszeit des Übergangs pumpt ein 854 nm-Laser zusätzlich kontinuierlich Population in den schneller in den Grundzustand $|4S_{1/2}\rangle$ zerfallenden $|4P_{3/2}\rangle$ Zustand, um die Kühleffizienz zu steigern (Quenching).

Am Ende der Sequenz wird das 397 nm-Licht der Ionen von der CCD-Kamera und einer Avalanche-Photodiode (APD) zur Detektion des Qubitzustands genutzt. Werden Photonen detektiert befindet es sich im Grundzustand $|0\rangle = |4S_{1/2}\rangle$, ist das Ion dunkel im metastabilen Zustand $|1\rangle = |3D_{5/2}\rangle$. Für die Zustandsdetektion wird paralell zum 397 nm Laser auch der 866 nm-Laser betrieben, um die Population aus dem Zustand $|3D_{3/2}\rangle$ zurückzupumpen.

3 Modularer Aufbau der 19 Zoll Schränke

In diesem Kapitel wird der Experimentaufbau im Detail beschrieben. Der erste Abschnitt gibt eine Übersicht des Aufbaus der beiden 19-Zoll Schränke. Im zweiten Abschnitt wird das Fallenmodul, das die Ionenfalle, die Vakuumkammer und das Bildgebungssystem beinhaltet, behandelt. Im darauffolgenden Unterkapitel wird der Aufbau der Lasersysteme erklärt. Darin wird die Lichterzeugung, Laserstabilisation, sowie die Lichterzeugung und Schaltung genauer beschrieben. Das letzte Unterkapitel befasst sich mit der elektronischen Kontrolle und der Software des Experiments.

3.1 Übersicht des Aufbaus

Unser System besteht aus zwei kompakten, standardisierten 19-Zoll Schränken mit den Dimensionen 1 m × 0,85 m × 2 m. Die beiden Schränke besitzen eine hohe mechanische Stabilität und einen geringen Grundfläche verglichen mit üblichen Aufbauten. Im Inneren befindet sich das modular aufgebaute Experiment, mit Schubladenzugang für wartungsintensive Module. Die Module sind durch Kabel und Glasfasern flexibel

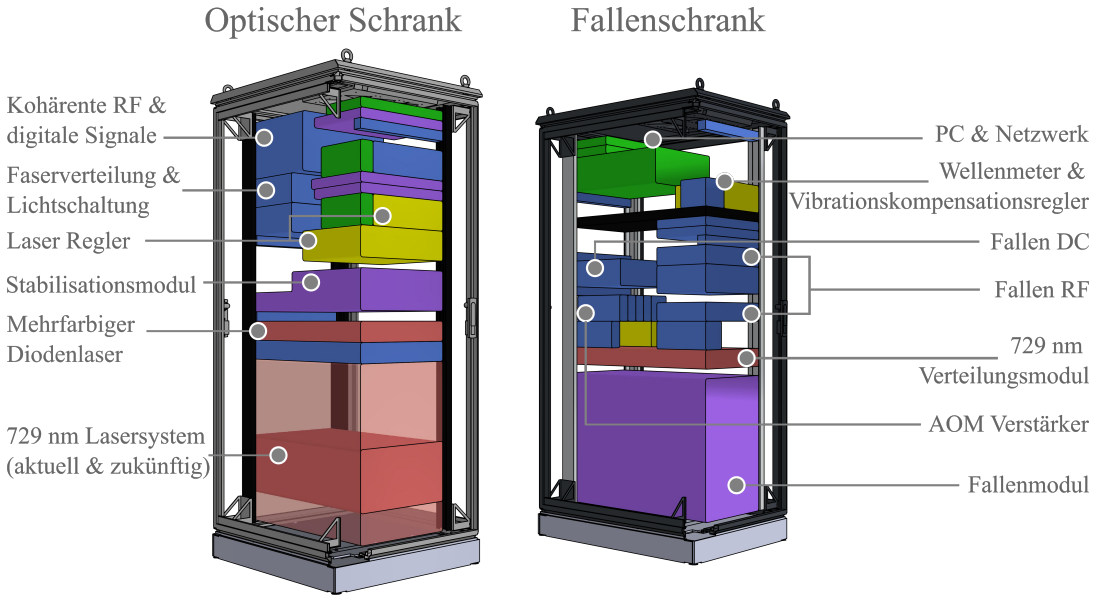


Abbildung 3.1: Optischer Schrank und Fallenschrank mit Modulen. Abbildung übernommen aus Referenz [34].

miteinander verbunden und können somit leicht ausgetauscht und adaptiert werden. Für die Gestaltung der Module werden aus Gründen der Skalierbarkeit wo möglich Industriestandards verwendet. Zum Betrieb des Experiments wird lediglich ein üblicher Stromanschluss mit 16 A und einer Spannung von 230 V benötigt. Pro Schrank werden maximal 1,7 kW verbraucht, im Normalbetrieb deutlich weniger. Unser Experiment ist also nicht von einer speziellen Laborinfrastruktur abhängig, auch hinsichtlich Temperatur und anderen Umweltbedingungen. Die Temperatur im Inneren der Schränke wird durch Lüfter geregelt und durchgehend von Temperatursensoren an diversen Orten überwacht.

Die Experimentinfrastruktur ist, wie in Abbildung 3.1 zu sehen, auf beide Schränke verteilt. Im "optischen Schrank" befinden sich die Module zur Lichterzeugung (rot), -schaltung (blau), -regelung (gelb) und -stabilisation (lila) sowie zur Erzeugung der kohärenten Radiofrequenzsignale (blau). Momentan wird unser Experiment mit 729 nm-Licht eines sich nicht in den Schränken befindlichen Lasersystems versorgt. Im unteren Teil des optischen Schranks wird dieses Licht verstärkt. In Zukunft wird an dieser Stelle ein internes 729 nm-Lasersystem sitzen. Im "Fallenschrank" befindet sich der Computer zur Experimentsteuerung, ein Wellenmeter, der Vibrationskompensationsregler, die Infrastruktur zur Fallenversorgung und Module zur Verteilung des 729 nm-Lichts für die Einzelionenadressierung. Im unteren Teil des Fallenschranks befindet sich das Kernstück des Experimentaufbaus, das Fallenmodul, auf einer aktiv vibrationskompensierten Schublade.

3.2 Fallenmodul

Das Fallenmodul besteht aus einer vibrationskompensierten von AQT entworfenen Schubladenkonstruktion. Auf ihr sitzt die, in einem μ-Metall Schild befindliche, Vakuumkammer samt Aufbauten, sowie die Infrastruktur zur Ionendetektion. Im Inneren der Vakuumkammer befindet sich die AQTION-Ionenfalle und zwei Kalziumquellen. Die im optischen Schrank erzeugten Laserwellenlängen treffen hier auf die Ionen. Das Streulicht der Ionen wird über einen kombinierenden dichroitischen Spiegel zur Bildgebung geleitet. Außerhalb der Kammer sind zur Magnetfelderzeugung Permanentmagnete und mehrere Spulen befestigt.

In diesem Unterkapitel wird die Ionenfalle, Vakuumkammer, Bildgebung und Magnetfelderzeugung beschrieben. Weitere Details sind in Referenz [34] zu finden.

AQTION-Ionenfalle

Die AQTION-Ionenfalle in Abbildung 3.2 ist eine lineare Paulfalle. Sie besteht aus vier goldbeschichteten Titanklingen und zwei Endkappen, die in einem isolierenden Halter aus Alumina montiert sind. Die Klingen haben einen Abstand $r_0 = 0{,}57\,\text{mm}$ vom Fallenzentrum und zwischen den Endkappen liegt eine Distanz $z_0 = 4{,}5\,\text{mm}$. An zwei gegenüberliegenden Klingen ist ein RF-Signal, an den beiden anderen eine Gleichspannung (DC) angeschlossen. Das RF-Signal wird von einem Signalgenerator

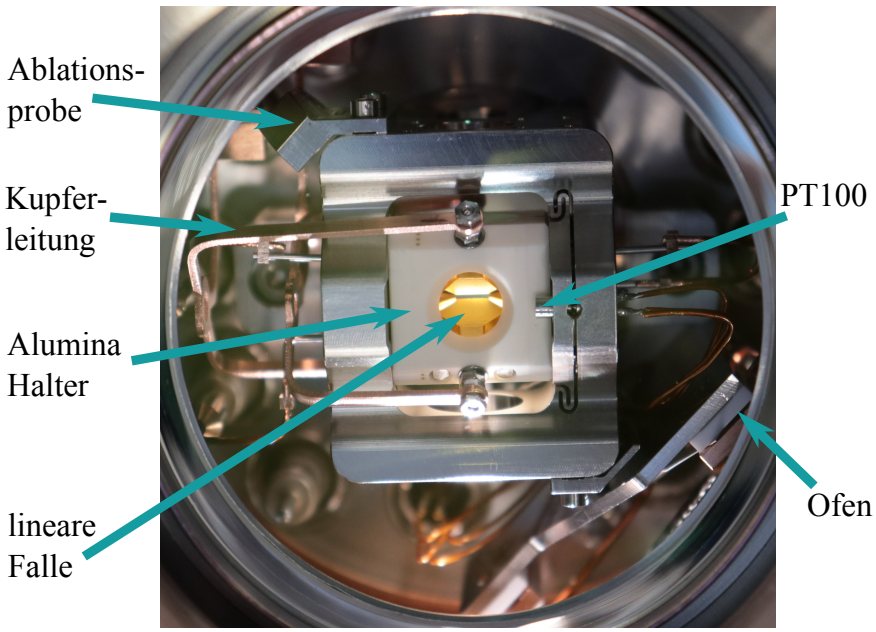


Abbildung 3.2: AQTION-Ionenfalle in der Vakuumkammer. Im Zentrum sitzt die vergoldete lineare Falle in einer Halterung aus Alumina (weiß). Die Klingen der Falle werden über Kupferleitungen versorgt. An der Halterung ist ein Ofen und eine Ablationsprobe angebracht. Ein PT100 Sensor misst die Temperatur der Falle.

(Rhode & Schwarz SMB100B) erzeugt und von einem Topfkreis mit zehn Windungen verstärkt, der mit einer Resonanzfrequenz von $\Omega_{RF} \approx 2\pi \times 27{,}4\,\mathrm{MHz}$ und einer maximalen Leistung $P_{max} = 10\,\mathrm{W}$ betrieben wird [35]. Eine Schaltung mit aktiver Rückkopplung stabilisiert das RF-Signal, und damit die säkulare Bewegung der gefangenen Ionen [36]. Die schematische Darstellung dieser Schaltung ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Die beiden Endkappen werden mit DC-Spannung von bis zu 1000 V versorgt. Im Fallenhalter sind weitere Elektroden verbaut um elektrische Streufelder, die zu Mikrobewegung führen, zu kompensieren.

Die Säkularfrequenz kann durch Anschließen eines externen, oszillierenden Feldes mit einer Frequenz nahe der Schwerpunkts (COM) Schwingungsmode, einer sogenannten "tickling" Spannung, bestimmt werden [37]. Entspricht die Frequenz dieser Treiberspannung in etwa der der Schwingungsmode, reagiert das Ion mit einer Oszillation, wodurch die Ionenfluoreszenz moduliert wird. Für ein gefangenes Ion betragen diese Schwingungsfrequenzen etwa $\omega_r \approx 2\pi \times 3\,\mathrm{MHz}$ in axialer und $\omega_z \approx 2\pi \times 1\,\mathrm{MHz}$ in radialer Richtung.

An der Fallenhalterung befinden sich die zwei Kalziumquellen, ein Ofen (rechts unten) und eine Ablationprobe (links oben). Die Temperatur der Falle wird mittels eines PT100 Sensors (Mitte rechts) gemessen werden. Bei einem längeren Betrieb mit maximaler Leistung $P_{max} = 10\,\mathrm{W}$ beträgt die Fallentemperatur etwa $T \approx 100\,^{\circ}\mathrm{C}$. Dieser Kernaufbau ist auf der Innenseite des Flansches befestigt der alle elektrischen Durchführungen der Kabel enthält. Eine weitere Darstellung dieses Aufbaus ist in Abbildung 3.4 zu finden.

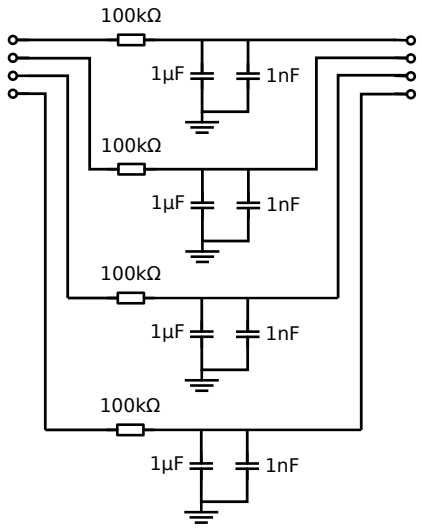


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Schaltung auf den geerdeten Leiterplatten. Sie dient zur Filterung des RF-Signals mit dem die Klingen der AQTION-Ionenfalle versorgt werden.

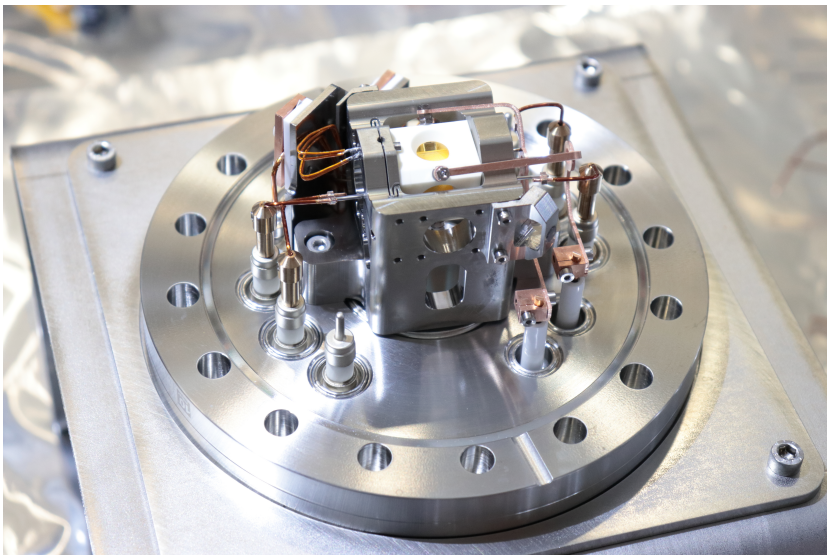


Abbildung 3.4: Auf dem Flansch montierter Fallenaufbau. In der Mitte befindet sich die Falle mit Halterung, darum herum der Ofen, die Ablationsprobe, der PT100 Sensor und die Verkabelung der Falle.

3.2.1 Vakuumkammer

Alle in der Kammer verbauten Materialien wie Titan, Kupfer und Alumina sind nicht-magnetische Materialien, um magnetische Streufelder in der Falle zu vermeiden. Die Vakuumkammer (Kimbell Physics MCF600-SphOct-F2C8) selbst besteht aus einem sphärischen Edelstahloktagon mit acht Fenstern für den optischen Zugang. An der schmalen Seite befinden sich sechs gegenüberliegende nicht-magnetische DN40 Quarz-

glas Fenster mit antireflektiver Beschichtung und einer niedrigen numerischer Apertur (NA). In der Mitte des Fallenflansches ist ein Fenster mit einer 44,2 mm freien Apertur (CA) und einer mittlerer NA von etwa 0, 29 verbaut, das für den optischen Zugang der Lawinenphotodiode (APD) genutzt wird. Das gegenüberliegende optische Fenster von UK Atomic Energy Authority hat eine hohe optischen Qualität mit einer CA von 71,2 mm und wird zur Ionenabbildung sowie zur Einzelionenadressierung genutzt. Es hat einen 18,3 mm Abstand vom Fallenzentrum und eine NA von 0,6.

Weiters sind an einem T-Stück eine Kombipumpe aus nicht-evaporativer Getter (NEG) und Ionen-Getter Pumpe (SAES NexTorr Z200) sowie ein VAT Ganzmetall Eckventil verbaut. Zusätzlich entfernt die gegenüberliegende kleine Ionen-Getter Pumpe (SAES CapaciTorr Z100) mit integrierter Druckmessung Edelgase aus der Vakuumkammer.

3.2.2 Bildgebungssystem

In unserem Aufbau gibt es zwei Varianten der Photonendetektion, mittels einer EMCCD-Kamera und einer APD. Beide Geräte befinden sich außerhalb des magnetischen Schildes, was die Auswirkung der magnetischen Streufelder der Detektoren möglichst gering hält. Beide optische Pfade sind orthogonal zur Fallenachse und zur Ebene der Laserstrahlen, um den Einfluss von Streulicht zu minimieren.



Abbildung 3.5: Bild der EMCCD-Kamera einer 50 Ionen langen Kristallkette.

Die APD (Laser Components Count Blue) detektiert die gesamte Ionenfluoreszenz des Kristalls in einem Ausschnitt von 60 μm und ist in der Lage, einzelne Lichtquanten zu erkennen. Sie kann sowohl zur Detektion bei Experimenten mit einzelnen Ionen, als auch mit mehreren Ionen durch Setzen mehrere Schwellwerte eingesetzt werden. Ihr Vorteil besteht in der schnellen Auslese und Signalverarbeitung im Vergleich zur Kamera. Die APD wird auch zur Messung während des Dopplerkühlens verwendet und damit für das Ausfrieren zum Ionenkristall.

Die APD detektiert einzelne Lichtquanten und wird zur Fallencharakterisierung und für Experimente genutzt. Sie befindet sich vor einem optischen Zugang mit 0,29 NA und empfängt das globale Licht aller Ionen in einem Sichtfeld von 60 μm mit einer Vergrößerung von $\times 1$. Die Detektionseffizienz der APD für blaues Licht um 400 nm beträgt etwa 55(5) %.

Mit Hilfe der EMCCD-Kamera werden ortsauflösende Bilder der Ionenkette aufgezeichnet. Das zu detektierende 397 nm Licht der Ionen fällt zuerst durch das 0,6 NA Fenster der Vakuumkammer. Die Falle selbst stellt die größte Limitation des Öffnungswinkels dar, wodurch die NA auf 0,5 begrenzt wird. Danach durchläuft das Licht das Objektiv (Photon Gear, 18WD Atom Imager Objective), welches aus einer Verbundlinse besteht. Seine Halterung besitzt fünf Freiheitsgrade zur optimalen Ausrichtung

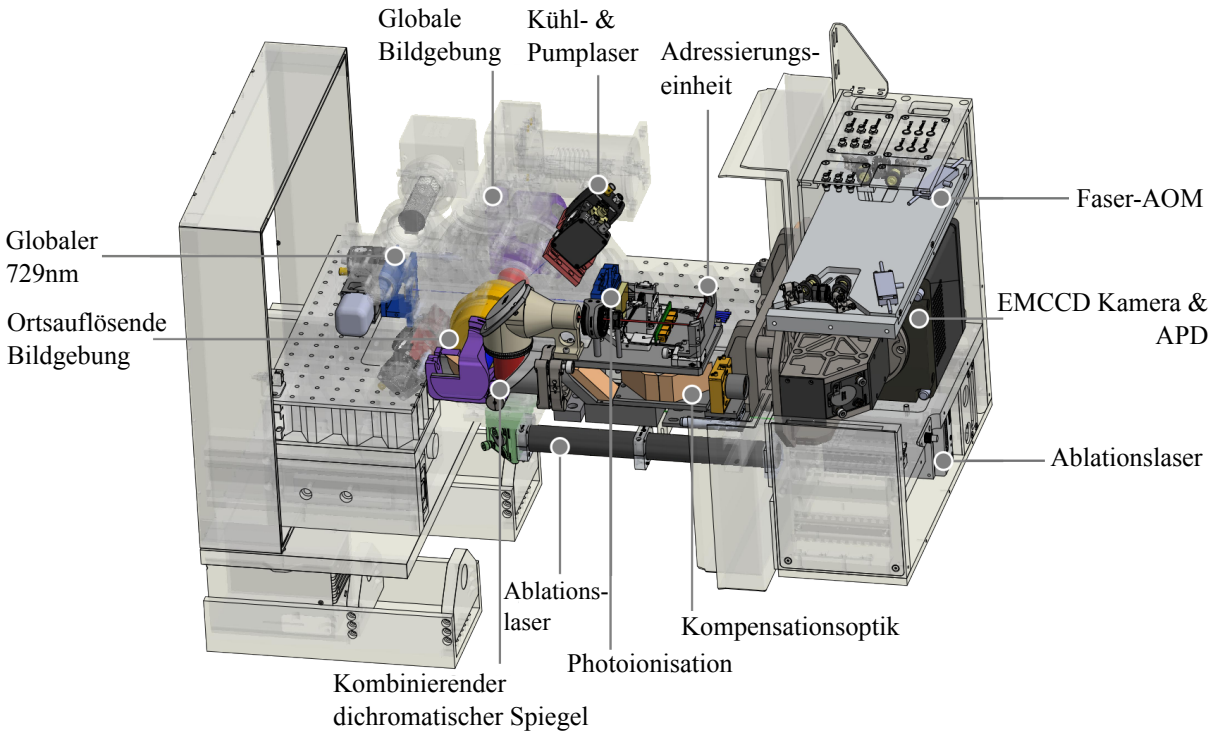


Abbildung 3.6: Optische Zugänge der Vakuumkammer und Lichterzeugung in der Fallenschublade. Abbildung entnommen aus Referenz [34].

der optischen Achse zur Kette der gefangenen Ionen. In der Montageplatte des Objektives befinden sich bewegliche Metallplatten die mittels einer Mikrometerschraube senkrecht zur optischen Achse (also in x-y-Richtung) bewegt werden können. Die Neigungswinkel (Φ und θ Rotation) des Objektives können mit drei federgelagerten Feingewindeschrauben grob eingestellt werden. Drei Piezo-elektrische Aktoren sorgen für die nötige Feineinstellung. Der fünfte Freiheitsgrad ist die Bewegung entlang der optischen Achse, also der Fokus. Die grobe Einstellung erfolgt durch des feine Gewinde, mit dem das Objektiv befestigt ist. Die Feineinstellung wird durch gleiche Verschiebung der drei bereits erwähnten Piezo-elektrischen Aktoren durchgeführt. Nach dem Objektiv überlappt ein dichroitischer Spiegel das Fluoreszenzlicht der Ionen, das die Kamera zur Detektion nutzt, mit dem 729 nm-Licht das später zur Einzeladdressierung der Ionen in der Falle genutzt wird. Eine Abweichung dieses Spiegels wird im optischen Pfad für die Bildgebung durch zusätzliche Optiken kompensiert. Anschließend wird das Ionenlicht von der EMCCD-Kamera erfasst. Um die Detektorgröße auszunutzen hat der entworfene Aufbau ein Sichtfeld von 150 μm mit einer 29-fachen Vergrößerung. Mit den gegebenen Fallenparametern ist es somit möglich, eine bis zu 50 Ionen lange Kristallkette abzubilden, wie in Abbildung 3.5 zu sehen ist.

3.2.3 Magnetfelderzeugung

Magnetfeldfluktuationen führen zu einer Verschiebung der Zeemanniveaus, was eine Änderung der Übergangsfrequenz bewirkt. Dies verbreitert die Resonanzfrequenz und verkürzt die Kohärenzzeit. Es ist daher wichtig, ein konstantes, homogenes Magnetfeld mit einem gleichbleibenden, möglichst verschwindenden Gradienten zu gewährleisten.

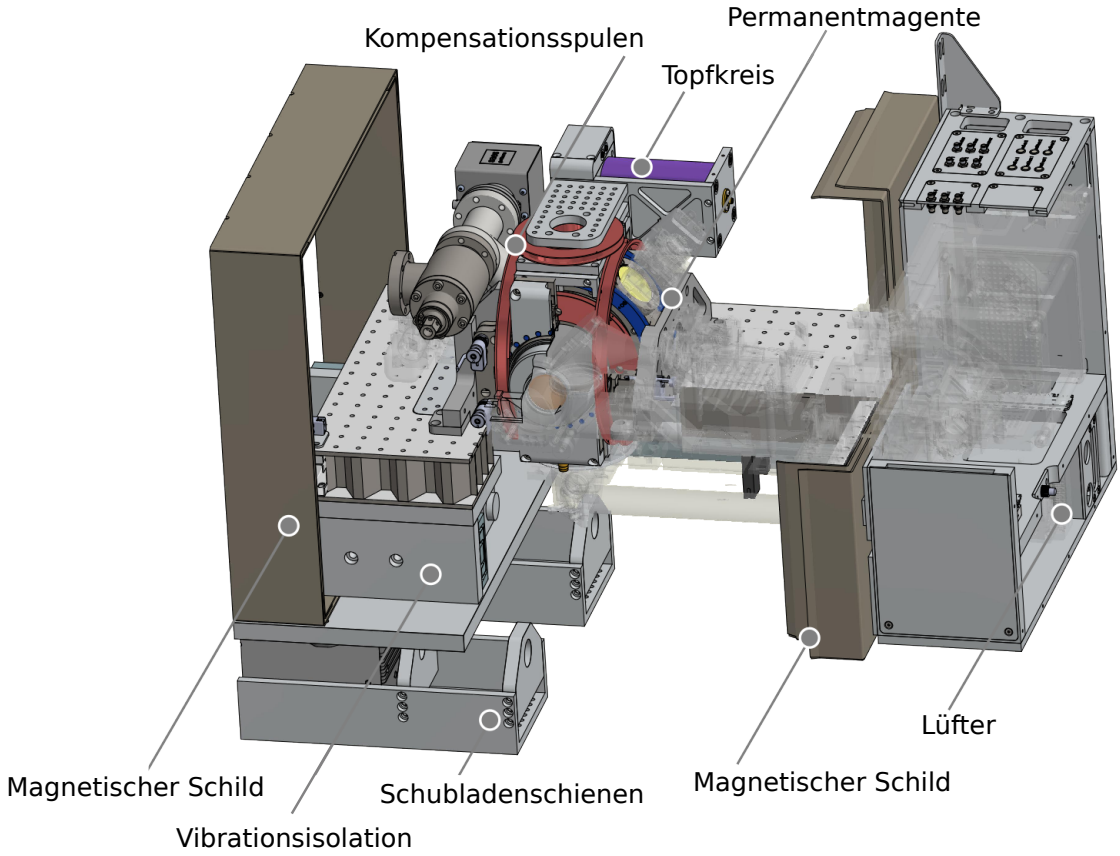


Abbildung 3.7: Fallenschublade mit den wichtigsten Bauteilen für die Magnetfelderzeugung und -kompensation [34]. Die Vakuumkammer samt Aufbauten befindet sich auf einer vibrationsisolierten Schublade, die auf zwei Schienen im Inneren eines Schildes aus μ-Metall sitzt. Die drei Spulenpaare (rot) in Helmholtz- und Anti-Helmholtzkonfiguration sind an der Außenseite der Vakuumkammer verbaut. Die Permanentmagnete (blau) sind in speziell gefertigte ringförmige Metallringe in Halbach- und Helmholtzkonfiguration verklebt.

In unserem Experiment beträgt das Magnetfeld $B = 0{,}50\,\mathrm{mT}$ und hat einen Winkel von 66° zur Fallenachse und 34° zur Achse, in der die Bildgebung durchgeführt wird. Zur Erzeugung sind, wie in Abbildung 3.7 zu sehen, Permanentmagneten aus Samarium-Cobalt in Halbachkonfiguration und Helmholtzkonfiguration verbaut. Weiters sind drei Spulenpaare in je Helmholtzkonfiguration und Anti-Helmholzkonfiguration verbaut. Die gewählten Permanentmagneten besitzen eine hohe Temperaturstabilität $dB/dT = 1 \times 10^{-5}/\mathrm{K}$. Dies trägt zu einer Verminderung der Magnetfeldänderung auf

längeren Zeitskalen bei. Die drei Spulenpaare zur Magnetfeldkompensation sind entlang von drei orthogonal aufeinanderstehenden Achsen angebracht, die nach der Fallengeometrie ausgerichtet sind. Sie werden von einer kompakten, digitalen, bipolaren Stromquelle (CAENels Easy-Driver 0112) versorgt, die laut Hersteller eine Langzeitstabilität von <0,004 % über 8 Stunden besitzt.

Ein μ-Metallschild (ASTM A753 Alloy 4), in Abbildung 3.7 zu sehen, schirmt die Vakuumkammer von äußeren Magnetfeldern ab. Er besteht aus einem nach unten offenen Metallquader, der im Inneren des Schranks montiert ist. Die vordere Abdeckung sitzt beweglich auf der Schublade und besitzt mehrere Durchführungen. Zur besseren Erreichbarkeit des Fallenmoduls besitzt er zusätzlich eine Klappe auf der Rückseite. Alle Geräte, die das Magnetfeld stören könnten, befinden sich außerhalb dieses Schildes und sind mit den nötigen Elementen im Inneren des Schildes durch Durchführungen verbunden, die optischen und elektrischen Zugang ermöglichen.

3.3 Lasersysteme

Auch das Lasersystem ist modular aufgebaut. Dieser Module erzeugen die benötigten Wellenlängen, schalten das Licht und leiten es zu den Ionen. Der erste Abschnitt dieses Kapitels beschreibt die vier lichterzeugenden Module, der Zweite das Laserstabilisationsmodul. Der letzten Teil dieses Kapitels behandelt den optischen Aufbau zur Lichtverteilung und Lichtschaltung.

3.3.1 Laser

Eines der vier lichterzeugenden Module ist ein gepulster 515 nm-Laser mit Güteschalter (Q-Switch). Er dient als Ablationslaser (Coherent Flare NX) und befindet sich in der Fallenschublade, außerhalb des magnetischen Schildes. Sein Licht wird über freistehende Optik zum optischen Zugang an der Unterseite der Vakuumkammer geleitet und auf die Ablationsprobe neben der Ionenfalle fokussiert. Dieser gepuste Laser trägt Kalziumatome von der Ablationprobe ab.

Weiters liefert ein kommerzieller mehrfarbiger Diodenlaser (Toptica MDL pro) im mittleren Teil des optischen Schranks Laserlicht in vier verschiedenen Wellenlängen. Das blaue 397 nm Licht wird zum Dopplerkühlen und in Zukunft auch zum Polarisationsgradientenkühlen (PGC) verwendet [38]. Weiters wird blaues Laserlicht mit einer Wellenlänge von 423 nm erzeugt, das für den ersten isotopenselektiven Ionisationsschritt benötigt wird [29]. Die zwei Wellenlängen im roten Bereich 854 nm und 866 nm werden respektive zum optischen Pumpen des langlebigen Qubitübergangs und zum Rückpumpen der Populationen genutzt, wie im Kapitel 2.5 beschrieben ist. Der MDL wird mit zwei zusätzlichen fasergekoppelten Ausgängen modifiziert, in denen die beiden blauen und roten Wellenlängen zum Laserstabilisationsmodul geleitet werden.

Das dritte Modul ist ein freilaufender Diodenlaser (Toptica iBeam smart). Er befindet sich im Lichtverteilungsmodul des optischen Schranks und erzeugt Licht für den zweiten Photoionisationsschritt mit einer Wellenlänge von 375 nm.

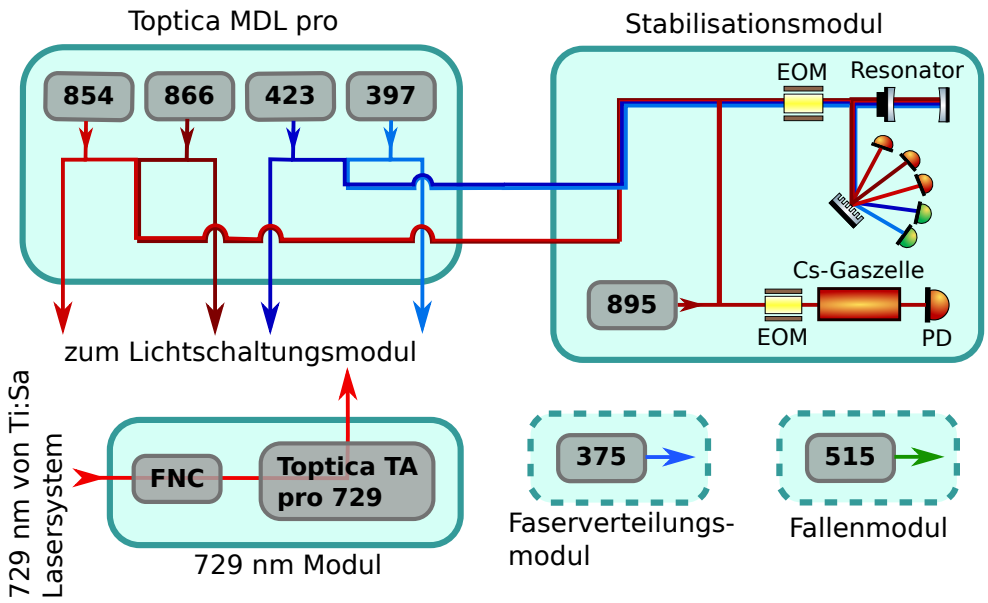


Abbildung 3.8: Lichterzeugende Module und Laserstabilitätsmodul. Der Toptica MDL pro erzeugt vier verschiedene Wellenlängen die in zwei Glasfasern zum Stabilitätsmodul geleitet werden. Dort wird die Stabilisation eines 895 nm Lasers auf einen Übergang im Cäsiumatom (Cs) auf die vier Farben übertragen. Zur Überwachung der Lichtleistung befinden sich mehrere Photodioden (PD) im Modul. Das Laserlicht des Titan-Saphir (Ti:Sa) Lasersystems wird über eine Glasfaser mit aktiver Kompensation des Faserrauschens (FNC) durch ein Verstärkungsmedium (Toptica TA pro) zum Lichtschaltungsmodul geschickt. Weiters wird im Faserverteilungsmodul 375 nm-Licht und im Fallenmodul 515 nm-Licht erzeugt.

Der Qubit-Laser generiert Licht für kohärente Wechselwirkungen, für diese ist eine genaue Kontrolle der Frequenz besonders wichtig. Er kann 5 W Licht in einem Wellenlängenbereich von 725 nm bis 875 nm erzeugen. Er wird neben der Anregung des Qubitübergangs auch zum Seitenbandkühlen und Pumpen verwendet. Das Licht wird außerhalb der Schränke von einem ultrstabilen Titan-Saphir (Ti:Sa) Lasersystem (MSquared SolsTiS-PSX) erzeugt, das sich in einer Box aus Holz und Dämmmaterial befindet, um für akustische Dämpfung zu sorgen. Herzstück des Lasersystems ist ein Ti:Sa Kristall innerhalb eines wassergekühlten Hoch-Finess-Ringresonators mit einigen frequenzselektiven Elementen. Der Kristall wird von einem luftgekühlen, diodengepumpten Festkörperlaser (DPSS-Laser) mit 15 W 532 nm-Licht versorgt. Der DPSS-Laser (Lighthouse Photonics Sprout-G) wiederum besteht aus einem wassergekühlten, frequenzverdoppelnden Lithiumtriborat Kristall der 1064 nm Licht von einem Neodym-dotierten Yttrium-Aluminium-Granat (Nd:YAG) Kristall erhält, der wiederum mittels eines 808 nm-Diodenlasers gepumpt wird. Die Stabilisierung des Qubit-Lasers auf einen externen Ultra-Hoch-Finess-Resonator [33] erfolgt über die Pound-Drever-Hall (PDH) Methode [39]. Bei einer Wellenlänge von 729 nm ist die erreichte Linienbreite 3,6(4) Hz [40]. Das so erzeugte Licht versorgt neben unserem noch drei weitere Experimente. Unser Anteil des Lichts wird mittels einer optischen Faser mit aktiver Faserrauschunterdrückung (FNC) in ein Verstärkermedium (Toptica Tapered

Amplifier pro) im unteren Teil des optischen Schranks geleitet [41]. Bei einer Eingangsleistung von 15 mW bis 30 mW wird das Verstärkermedium gesättigt und es kann eine Ausgangsleistung von etwa 350 mW gewährleistet werden.

3.3.2 Laserstabilisation

Die vier Wellenlängen des MDL werden durch das Stabilisationsmodul geregelt. Die Frequenzfluktuationen werden minimiert, indem die verschiedenen Wellenlängen über mehrere Schritte auf eine Atomreferenz, hier Cäsium (Cs), stabilisiert werden.

Ein "Distributed-feedback" (DFB) Laser im inneren des Moduls erzeugt 895 nm Licht, welches mittels Modulationstransferspektroskopie auf einen Übergang des Cäsiumatoms stabilisiert wird [42]. Dafür werden ein elektro-optischer Modulator (EOM) und eine Gaszelle mit Cäsium benötigt. Das stabilisierte Licht wird mit den vier Wellenlängen aus dem MDL überlagert. Diese fünf Frequenzen werden von einem weiteren EOM phasenmoduliert und anschließend in ein Fabry-Pèrot-Interferometer gekoppelt. Aufgrund der verschiedenen Lichtfrequenzen besitzt der Resonator eine spezielle reflektive Beschichtung für ein breites Wellenlängenspektrum. Er hat einen freien Spektralbereich von 1,5 GHz und eine Finesse von etwa 600. Die Resonatorlänge wird über das PDH-Verfahren stabilisiert. Als Referenzfrequenz dient das bereits stabilisierte 895 nm-Licht, womit die Langzeitstabilität der Atomreferenz auf den Fabry-Pèrot-Resonator übertragen wird. Die Resonatorlänge wird für langen Zeitskalen durch eine Temperaturregelung und auf kurzen durch eine Piezoelektronik gesteuert, sodass alle fünf Frequenzen gleichzeitig eine Resonanz der Grundmode aufweisen. Dazu werden auch die vier vom MDL erzeugten Wellenlängen variiert. Es wird dabei darauf geachtet, dass die Lichtfrequenzen nahe genug an den benötigten Kalzium-Übergängen liegen um diese später über AOMs zu erreichen. Die Stabilität des Cäsium-Übergangs ist über die PDH-Methode damit auch auf die vier Farben des MDL übertragen. Für jede Farbe existieren eigene digitale Kanäle die mittels FPGAs (STEMlab Red Pitaya) geschaltet werden.

3.3.3 Lichtverteilung und Lichtschaltung

Nachdem das erzeugte Licht stabilisiert wurde, schaltet und leitet der optische Aufbau in Abbildung 3.9 es zum benötigten Ort im Experimentaufbau. Zwei Schaltungsmodule, einmal für das Licht des MDL und einmal für das 729 nm-Licht sowie das Verteilungsmodul sind Teil des optischen Aufbaus. Diese Module befinden sich alle im oberen Teil des optischen Schranks und sind durch polarisationserhaltende Einmodenfasern verbunden.

Die vier stabilisierten Farben des MDL können individuell von Doppelpasseinheiten geschaltet und auf die vom Kalziumion benötigten Wellenlängen gebracht werden. Eine der Doppelpasseinheiten ist in Abbildung 3.10 dargestellt. Das Licht wird aus der Faser ausgekoppelt und über eine $\lambda/2$ und eine $\lambda/2$ Wellenplatte sowie einem Polarisationsstrahlteiler (PBS) zum AOM geleitet. Der AOM spaltet das Licht in mehrere

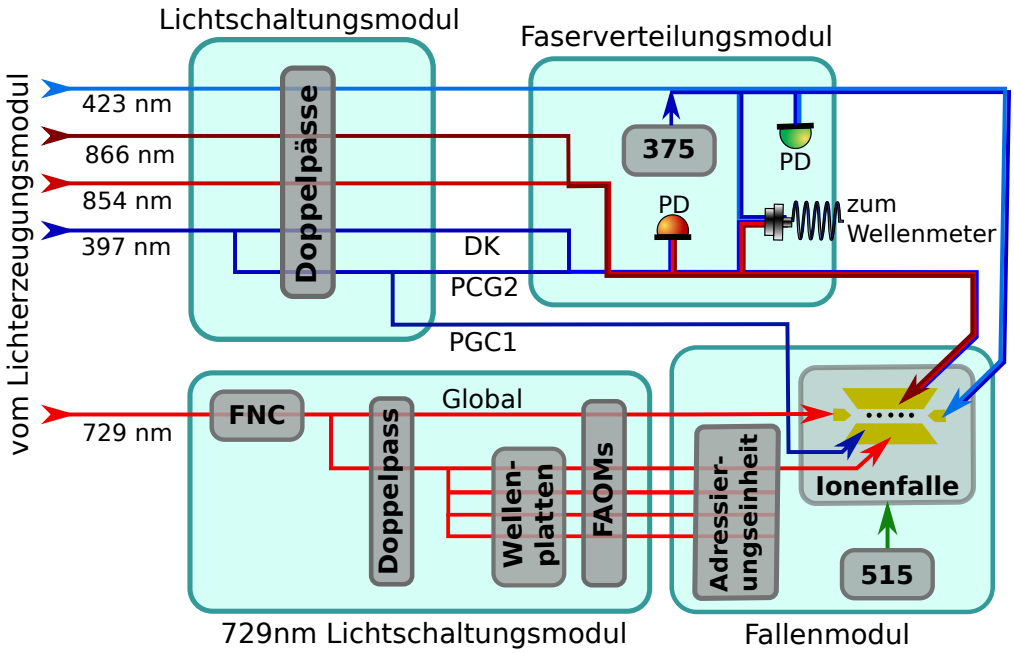


Abbildung 3.9: Verteilung des Laserlichts aus dem Lichterzeugunsmodul. Die vier Wellenlängen des MDL durchlaufen das Lichtschaltungmodul, mit jeweils einer Doppelpasseinheit pro Farbe. Die Doppelpasseinheit für das 397 nm Licht unterscheidet sich leicht von den Restlichen, die das Licht für das Dopplerkühlen (DK) und Polarisationgradientenkühlen (PGC) erzeugen. Danach werden im Faserverteilungsmodul alle diese Farben auf zwei Glasfasern verteilt und zur Ionenfalle geleitet. Die Lichtleistung wird von zwei Photodioden (PD), die Wellenlängen vom Wellenmeter überwacht. Das 729 nm wird in einem eigenen Lichtschaltungsmodul modifiziert. Es beinhaltet eine aktive Faserrauschunterdrückung (FNC) und eine Doppelpasseinheit, die den Strahl teilt und die Frequenzen anpasst. Der Strahl zur Einzeladressierung der Ionen wird weiter geteilt, durchläuft Wellenplatten und Faser-AOMs (FAOMS) bevor er in die Einzel-Ionen-Adressierungseinheit geleitet wird. Der andere Strahl durchläuft einen FAOM und dient zur globalen Adressierung der Ionen. Im Fallenmodul laufen alle Strahlen zusammen. Ein 515 nm-Laser erzeugt Licht zur Ablation der Kalziumprobe.

Ordnungen auf. Danach fällt das Licht auf eine Linse, die die Strahlen auf den Umlenkspiegel fokussiert. Die Linse sorgt dafür, dass die Strahlenlage auch bei verschiedenen Radiofrequenzen gleich bleibt. Die nullte Ordnung wird zwischen Linse und Spiegel von einer Blende blockiert. Die restlichen Ordnungen werden über den Umlenkspiegel zurück durch den AOM reflektiert. Dieses Licht wird, nachdem es den Polarisationsstrahlteiler passiert hat, über einige Spiegel wieder in eine optische Faser eingkoppelt. Die beiden PBS und ein Spiegel sind in Form von Mikrooptik, mit einem unter UV-Licht gehärtetem Kleber, auf einen Metallquader befestigt. In Abbildung 3.11, die die Doppelpasseinheit von schräg oben zeigt, ist der Metallquader mit der augeklebten Mikrooptik deutlicher zu sehen. Nach dem Kleben wird dieser Quader bei 100 °C gebacken, um langfristige Stabilität der Optik zu gewährleisten. In allen vier Doppelpasseinheiten befinden sich Photodioden zur Überwachung der Lichtleistung. Die Langzeitstabilität

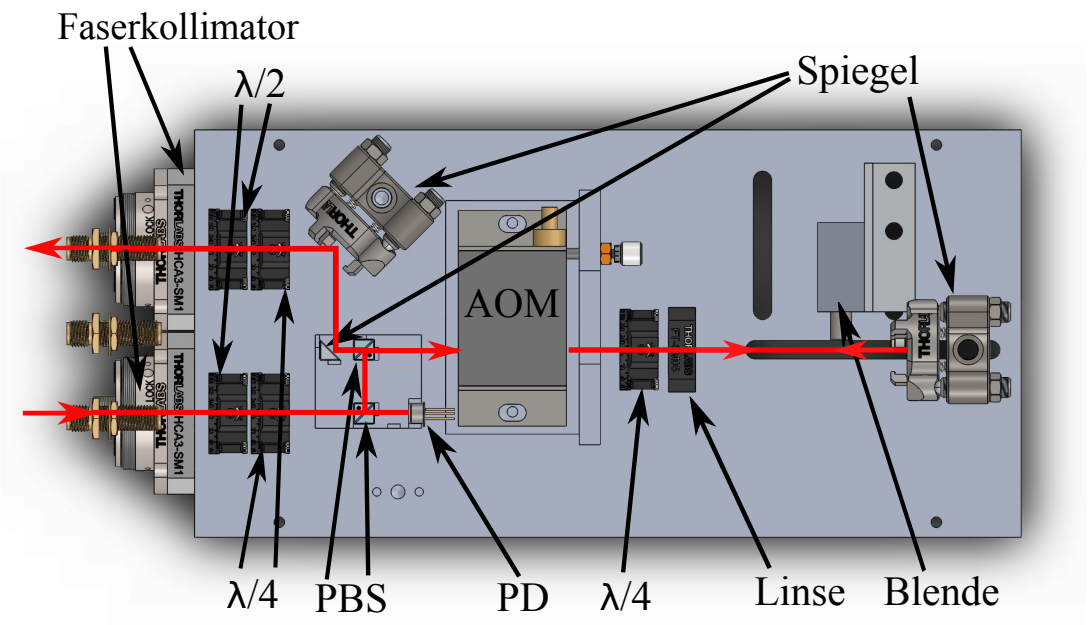


Abbildung 3.10: Aufbau einer Doppelpasseinheit von oben. Das Licht wird in den Faserkollimator gekoppelt und durchläuft ein $\lambda/2$- und ein $\lambda/4$-Wellenplättchen. Anschließend fällt es auf einen Spiegel und ein PBS bevor es den AOM durchläuft. Der AOM spaltet das Licht in mehrere Ordnungen auf. Danach durchläuft es ein $\lambda/4$-Wellenplättchen und eine Linse und wird von einem Spiegel den selben Weg zum PBS vor dem AOM zurückreflektiert. Eine Blende blockiert die nullte Ordnung. Über einen Spiegel und zwei Wellenplättchen wird das Licht zu einem Faserkollimator geleitet.

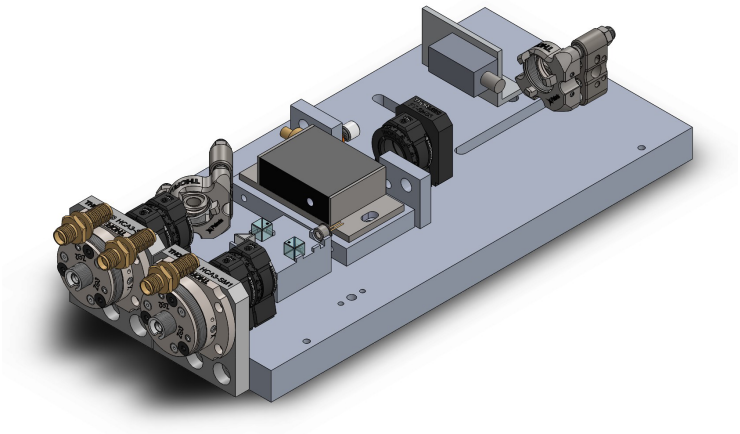


Abbildung 3.11: Aufbau einer Doppelpassseinheit von schräg oben.

der in den Schränken verbauten Doppelpasseinheiten wird durch Messen der Laserleistung des Lichts am Ausgang geprüft. In Abbildung 3.12 ist die Laserleistung des 397 nm Lichts gegen die Zeit aufgetragen. Die Messdaten weisen mehrere Stufen auf,

da während der Messung die Elemente der Doppelpasseinheit mehrfach wieder korrekt ausgerichtet wurden um die Laserleistung wieder zu maximieren. Die jeweiligen Daten zwischen diesen Anpassungen werden mittels eines linearen Fits analysiert. Die Steigung der blauen Kurve am Beginn der Messung beträgt $k_1 = -0{,}053(6)\,\mathrm{mW/d}$, die Steigung nach der ersten Optimierung (orange) $k_2 = -0{,}002\,30(2)\,\mathrm{mW/d}$ und nach der zweiten Optimierung (grün) $k_3 = -0{,}002\,00(1)\,\mathrm{mW/d}$. Der Vergleich der Steigungen zeigt deutlich eine Verbesserung der Stabilität nach mehrfacher Ausrichtung der Komponenten.

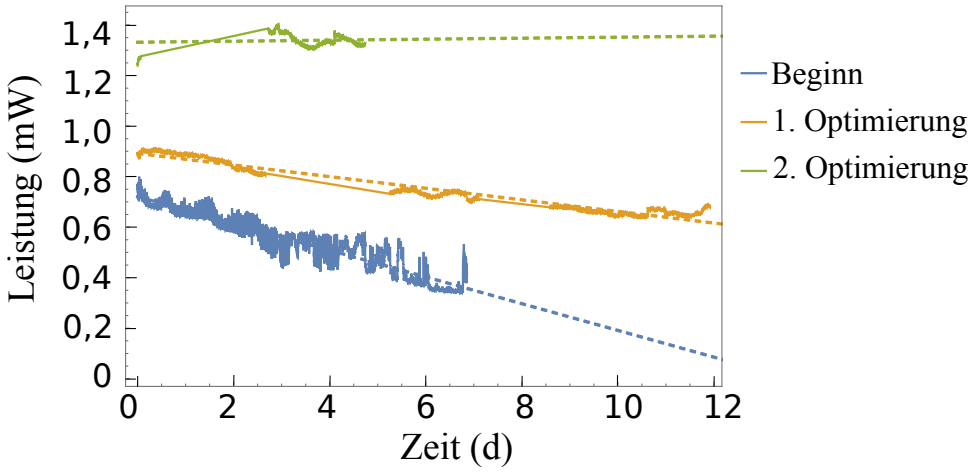


Abbildung 3.12: Stabilität der Laserleistung am Ausgang der Doppelpasseinheiten für 397 nm Licht über 12 Tage. Durch die Daten zwischen den beiden Optimierungen werden drei lineare Fits gelegt. Die Steigung der Kuve am Beginn der Messung (blau) beträgt $k_1 = -0{,}053(6)\,\mathrm{mW/d}$, nach der ersten Optimierung (orange) $k_2 = -0{,}002\,30(2)\,\mathrm{mW/d}$ und nach der zweiten (grün) $k_3 = -0{,}002\,00(1)\,\mathrm{mW/d}$.

Der optische Pfad der Doppelpasseinheit für das 397 nm-Licht unterscheidet sich geringfügig von denen für die übrigen Wellenlängen, da für das Dopplerkühlen (DK) und Polarisationsgradientenkühlen (PGC) etwas andere Frequenzen benötigt werden. Zusätzlich wurde die Blende, die sonst die nullte Ordnung blockiert, durch einen magnetischen Schalter ersetzt. Ist der Schalter geöffnet, wird auch die nullte Ordnung in den AOM zurückgeleitet. Dieser Modus wird zum Ausfrieren der Ionenwolke zu Kristallen genutzt.

Alle so präparierten Wellenlängen werden mit Hilfe von freier Optik im Lichtverteilungsmodul in optische Fasern gekoppelt und anschließend zu einem Wellenmeter und zu den Ionen geleitet. Auch hier befinden sich im Aufbau für jeden Strahl Photodioden, die die Laserleistung überwachen. Das Licht zum Ausfrieren wird hier mit dem Dopplerkühlstrahl, einem der PGC-Strahlen und mit den beiden roten Wellenlängen zum Rückpumpen überlagert. Alle Frequenzen werden durch eine photonische Kristallfaser (NKT Photonics LMA-PM-5) mit großem Modendurchmesser zu einem der insgesamt vier Zugangspunkten der Kammer mit Faserkopplung und langsamer wie schneller Photodiodenüberwachung geführt. Der Zugang der Strahlen zur Falle ist in Abbildung 3.13 dargestellt. Der genutzte optische Zugang im 45° Winkel zur

Fallenachse, wird mit den Wellenlängen zum Dopplerkühlen, PGC sowie 866 nm und 854 nm-Licht versorgt. Dort wird das Licht von einem Faserkollimator ausgekoppelt und die Lichtleistung mit schnellen und langsamen Photodioden überwacht. Am gegenüberliegenden Fenster der Vakuumkammer wird, an einem weiteren Zugangspunkt, der andere PGC-Strahl aus einer Einzelmodenfaser gekoppelt. Die beiden Ionisationsstrahlen treten durch die Endkappen in die Falle. Die gesamte Optik ist auf einem Steckbrett in einer Schublade verbaut, um leichten Zugang zu gewährleisten.

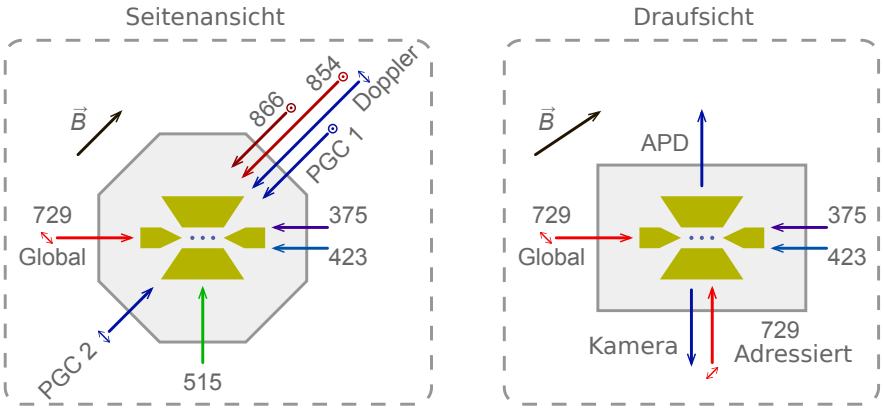


Abbildung 3.13: Ausrichtung der verschiedenen Laserstrahlen in Seitenansicht und Draufsicht [34]. Der globale 729 nm-Strahl läuft durch Löcher in den Endkappen. Gegenüber treten die beiden Ionisationsstrahlen, das 375 nm und 423 nm-Licht, in die Falle ein. Im Winkel von 45° auf die Fallenachse scheinen der Dopplerkühlstrahl, einer der Strahlen zum Poparisationsgradientenkühlen (PGC), der 866 nm-Strahl und der 854 nm-Strahl auf die Ionen. Der zweite PGC-Strahl kommt von gegenüber. Der Ablationslaser (515 nm) scheint von unten in die Kammer. Die Einzel-Ionenadressierung hat einen Seitenzugang. In der gleichen Richtung wird das 397 nm-Licht von der Kamera detektiert. Gegenüberliegend befindet sich der optische Zugang der APD.

Das Schaltmodul für das 729 nm-Licht wird von dem oben beschriebenen Lichterzeugungsmodul durch eine optische Faser mit aktiver Faserrauschunterdrückung versorgt. Das Licht wird in zwei Strahlen geteilt, die beide erst eine Doppelpasseinheit durchlaufen. Einer der Strahlen dient zur globalen Adressierung aller gefangenen Ionen. Er geht durch einen Faser-AOM (FAOM), der die bichromatischen Seitenbänder für die MS-Gatter aufmoduliert. Nicht-resonante Anregung des Trägerübergangs soll während der Verschränkung vermieden werden, daher wird zusätzlich eine Amplitudenformung durchgeführt [43]. Dieses Licht wird zu einem Zugangspunkt entlang der Symmetrieachse der Falle geführt. Das Laserlicht scheint dann durch kleine Löcher in den Endkappen. Der zweite 729 nm-Strahl wird weiter aufgespalten und dient zur individuellen Adressierung der Ionen. Das zukünftige Adressierungsmodul von Fraunhofer IOF kann mit bis zu zehn individuell schaltbaren Strahlen versorgt werden, die dafür vorher FAOMs durchlaufen. Im Modul werden die Strahlen dann auf die einzelnen Ionen der Kristallkette ausgerichtet und fokussiert. Der optische Zugang führt durch das große Seitenfenster mit Objektiv mit hoher NA durch das auch die EMCCD-Kamera

Bilder aufnimmt.

3.4 Elektronische Kontrolle und Software

Zur Steuerung des Experiments werden phasenkohärente RF-Impulse und digitale (TTL) Signale benötigt. Die RF-Impulse steuern die AOMs die Manipulation der Laserfrequenzen zuständig sind. Die digitalen Signale werden für die Regelung der Lichtschalung und RF-Schalter verwendet. Die Erzeugung und Manipulation dieser Impulse und Signal übernimmt die von der ETH-Zürich entwickelte M-ACTION (Modular Advanced Control of Trapped IONs) Box [44]. Die M-ACTION Box besitzt einen modularen Aufbau und wird durch digitale und analoge Elektronik betrieben und gesteuert. Sie besteht aus einer kommerziell erhältlichen Masterkarte (Avnet Zedboard) die über Ethernet mit dem Kontrollcomputer kommuniziert und mehreren steckbaren Platten mit RF-Ausgang. Diese Steckplatten werden von der FPGA basierten Masterkate über differentielle Signale mit niedriger Spannung (Low Voltage Differential Signaling) angesteuert. Sie bestehen aus einem FPGA (Xilinx Spartan-6 XC6S150T) der mit vier direkt-digital-Synthese (DDS) Chips (Analog Devices AD9910) kommuniziert. Die meisten Experimente können damit von diesen Platten alleine gesteuert werden. Die Hilfe der Masterkarte wird für Experimente mit Echtzeit Rückmeldung benötigt. Dieses System ermöglicht eine hohe Wiederholbarkeit von Experimentsequenzen, aufgrund der kleinen Zeitschwankungen der Pulslängen von $< 1\%$.

Die Steuerung der M-ACTION Box erfolgt über zwei Software-Ebenen. Die untere in C++ programmierte Ebene auf der Box bildet die Basis für die zweite Ebene, die auf dem Kontrollcomputer operiert. Die zweite Ebene wird in Python gesteuert und besitzt eine benutzerfreundliche Oberfläche. Mit dieser Software wird die Kalibration, Instandhaltung sowie Fehleranalyse automatisiert, um kontinuierlich hohe Gattergüten zu garantieren.

4 Charakterisierung des AQTION-Setups

4.1 Lokaler Druck nahe der Ionenfalle und Ionenlebensdauer

Der Druck in der Vakuumkammer nahe der Pumpe beträgt $1{,}5 \times 10^{-11}$ mbar und wird über den Ionisationsstrom gemessen. Diese Variante der Druckmessung ist aufgrund der höheren Ionisationsenergien von Edelgasen und häufigen Elementen wie H_2 ungenau. Zusätzlich ist in einem Ultrahochvakuum der Druck in der Kammer ortsabhängig. Zur Druckbestimmung verwenden wir daher in der Nähe der Ionenfalle die Methode der Hüpfratenmessung. Aus der Änderung der Position der gefangenen Ionen in der Kette erhalten wir die Kollisionsrate mit Atomen und Molekülen und daraus den Druck in der Fallenumgebung [45].

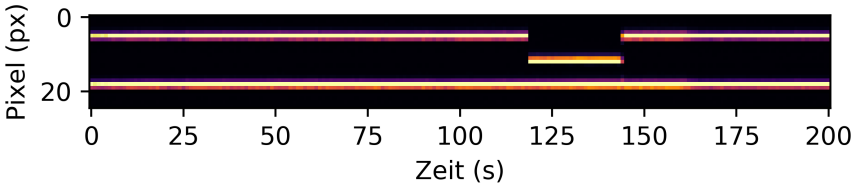


Abbildung 4.1: Beobachtbare Bewegung eines drei Ionenkristalls mit einem dunklen Ion. Nach etwa 120 s und 145 s gibt es eine Kollision mit einem Gasteilchen in der Vakuumkammer, die zu einem Platztausch der Ionen führt.

Es werden dazu zwei helle und ein dunkles Ion in die Falle geladen und für 50 Minuten ein Bild pro Sekunde mit der Kamera aufgenommen. Beim dunklen Ion handelt es sich um andere Kalziumisotope, hier Kalzium-42, die andere Übergangsfrequenzen besitzen. Die Anzahl der Positionswechsel des dunklen Ions, bei denen der Ionenkristall schmilzt und sich vor erneutem Ausfrieren wieder neu anordnet, wird gezählt. Die Sprungrate für eine einzelnes Ion wird zu $\gamma_S = 0{,}0025(11)\,\mathrm{s}$ bestimmt. In Abbildung 4.1 sind die Positionen der zwei hellen und des dunklen Ions für 200 s zu sehen. Mit der Annahme, dass hauptsächlich Stöße mit molekularem Wasserstoff stattfinden kann der C_4-Faktor

$$C_4 = \frac{\alpha e^2}{8\pi\varepsilon_0} \tag{4.1}$$

aus der Polarisierbarkeit von molekularem Wasserstoff $\alpha = 0{,}8023\,\mathrm{\AA}^3$ [46] sowie

der Elementarladung e und der elektrischen Feldkonstante ε_0, berechnet werden. Der Druck

$$p = \gamma_S \frac{10^{-2}}{2\pi} \frac{k_B T}{\sqrt{C_4/\mu}} = 10(4) \times 10^{-11}\,\text{mbar} \tag{4.2}$$

ergibt sich mit der Temperatur T, der Boltzmannkonstante k_B und der reduzierten Masse μ. Dieser berechnete Druck ist einen Faktor 10 höher als der an der Pumpe angezeigte. Dies liegt im Rahmen des zu erwartenden Anstiegs, aufgrund der Entfernung zwischen Falle und Pumpe. Kollisionen können auch zu chemischen Reaktionen der Ionen führen, wobei Moleküle geformt werden die sich anschließend als dunkle Stellen in dem zuvor hellen Ionenkristall präsentieren. Starke Kollisionen mit dem Hintergrundgas können auch zu Ionenverlust führen. Die Häufigkeit solcher Events kann bestimmt werden, indem eine Kristallkette mit 32 hellen Ionen geladen und über 12 Stunden beobachtet wird. Innerhalb dieser Zeit ging nur ein Ion verloren. Somit sind solche Ereignisse selten genug, um keine Auswirkung auf weitere Messungen zu haben.

4.2 Charakterisierung der Ionenfalle

In diesem Abschnitt werden die geometrischen Faktoren der Falle α_r und α_z bestimmt sowie das Abkühlverhalten der Ionenfalle mittels des PT100 Sensors gemessen.

4.2.1 Bestimmung der geometrischen Fallenfaktoren

Die geometrischen Faktoren der Falle beschreiben die Abweichungen des Fallenpotentials von einem perfekten Quadrupolpotential. In Kapitel 2.1 wurde aus den Mathieu-Gleichungen die Fallenfrequenzen $\omega_u = \Omega_{RF}/2\sqrt{a_u + q_u^2/2}$ für $u = x, y, z$ hergeleitet. Dieser Zusammenhang wird genutzt, um durch Messung der Fallenfrequenzen ω_x, ω_y in Abhängigkeit der Leistung P des Fallentreibers die geometrischen Faktoren zu bestimmen. Den geometrischen Faktor in axialer Richtung $\alpha_z = 0,22$ erhalten wir durch

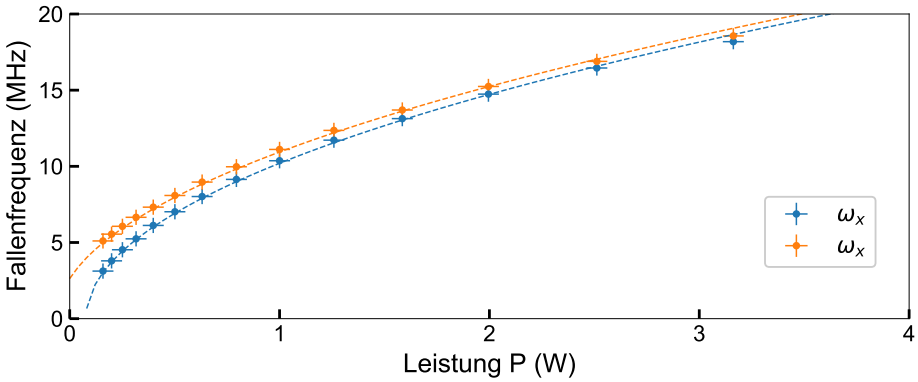


Abbildung 4.2: Die Fallenfrequenz ist gegen die Leistung des Fallentreibers aufgetragen. Durch die Daten wird ein kombinierter Fit mit der Funktion ω_u gelegt, um den geometrischen Fallenparameter $\alpha_r = 0,88(5)$ zu berechnen.

Einsetzten und Lösen dieser Gleichung. In Abbildung 4.2 sind diese Messdaten für die Fallenfrequenz in x-Richtung (blau) und y-Richtung (orange) dargestellt. Für die Amplitude der Wechselspannung gilt $V_0 = \sqrt{PQ^2}$, wobei Q der Qualitätsfaktor der Falle ist. Es wird ein kombinierter Fit mit den Parametern Q und α_r durchgeführt. Der geometrische Faktor in radialer Ebene beträgt $\alpha_r = 0,88(5)$. Unsere Klingenform besitzt, im Vergleich zu einer perfekten, hyperbolisch geformten Klinge mit einem theoretischen Wert von $\alpha_{r_{theo}} = 1$, einige Unvollkommenheiten.

4.2.2 Fallentemperatur

Eine fluktuierende Fallentemperatur kann zu einer Fluktuation der Fallenfrequenz führten [33]. Mit Hilfe des, in die Fallenkonstruktion eingebauten, PT100 Temperatursensors kann die Betriebstemperatur der Falle überwacht werden. Wird die Falle

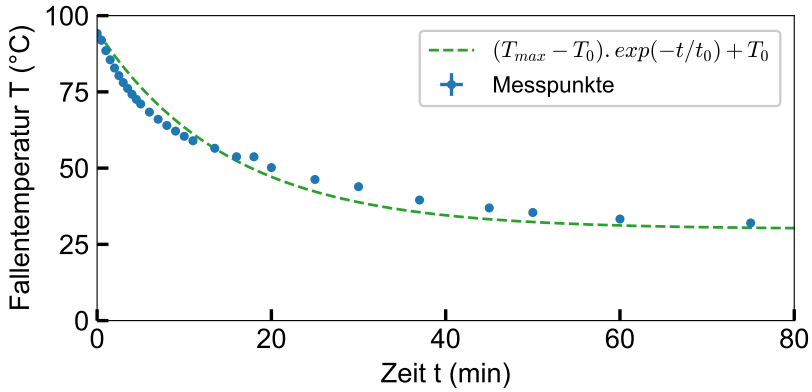


Abbildung 4.3: Messung der Fallentemperatur mit dem PT100 Sensor (blaue Punkte). Eine einfache exponentielle Fitfunktion (grün) wird durch die Daten gelegt.

für mehrere Stunden mit einer maximalen Leistung von $-5\,\mathrm{dBm}$ betrieben, erreicht sie nach einiger Zeit eine konstante, maximale Temperatur $T_{max} \approx 95\,°\mathrm{C}$. Diese ist im Vergleich zu ähnlichen Aufbauten mit einer Temperatur von $150\,°\,°\mathrm{C}$ [33] geringer. Anschließend wird das Abkühlverhalten der Ionenfalle untersucht. Der Fallentreiber wird abgeschaltet und der Widerstand des PT100 Sensors wird während des Abkühlvorgangs mit Hilfe eines Multimeters bestimmt. Der Widerstand wird entsprechend der vom Hersteller angegebenen Eichkurve in die Temperatur umgerechnet. In Abbildung 4.3 ist die Fallentemperatur T gegen die Abkühlzeit t aufgetragen. In Übereinstimmung mit dem Newton'schen Abkühlungsgesetz wird ein exponentieller Fit (grün) der Funktion $T = 65,0(8) \cdot \exp(-t/15,0(9)) + 29,3$ durch die Daten (blau) gelegt [47]. Die Umgebungstemperatur nahe der ausgeschalteten Falle beträgt demnach $T_0 \approx 30{,}0(8)\,°\mathrm{C}$, was mit den gemesssenen Temperaturen des Sensors in der Fallenschublade übereinstimmt, und die charakteristische Zeit $\tau = 15{,}0(9)\,\mathrm{min}$. Dieses Model wird benutzt, um den Wärmetransfer in Luft zu beschreiben. Es wurde daher angenommen, dass der Großteil der Wärme der Falle über die Halterung auf die Vakuumkammer übertragen wird und diese mit der Umgebung wechselwirkt. Die Daten weichen aber sichtbar vom

verwendeten Model ab. Dies kann durch den vernachlässigten Einfluss der Wärmeübertragung im Vakuum durch Schwarzkörperstrahlung erklärt werden [47].

4.3 Umwelteinflüsse auf den experimentellen Apparat

Verschiedene Umweltfaktoren wie Vibrationen oder Magnetfeldfluktuation können einen Einfluss auf Messergebnisse haben. In diesem Kapitel werden ihre Relevanz und Größenordnung bestimmt.

4.3.1 Vibrationsisolation

Vibrationen des Experimentapparats entstehen durch den normalen Laborbetrieb, aber auch durch Geräte wie Lüfter im Inneren des Schranks. Sie führen generell zur Verschlechterung von Messprozessen, etwa durch verringerte Verhältnisse von Signal zu Rauschen oder durch Amplitudenfluktuationen. Die Fallenschublade ist auf einer aktiven Vibrationskompensation (Accurion Vario Basic) platziert, um den Experimentapparat vor dem Einfluss von mechanischen Instabilitäten zu schützen. Diese Stabilisation dämpft Vibrationen durch eine Kombination von vorgespannten Federn und magnetischer Abstoßung. Die Auslenkung in der horizontalen und vertikalen Ebene wird mittels zweier Scherpiezobeschleunigungsmesser (Endevco 7703A-1000), sowie einem Signalaufbereiter (Endevco 133) bestimmt. Der Signalaufbereiter ist wiederum an einen Audiospektrumanalysator angeschlossen.

	RMS horizontal (nm)	RMS vertikal (nm)
Boden	53,7	50,2
optischer Tisch	21,7	33,0
Schublade, Lüfter an, ohne Kompensation	3205,9	6144,4
Schublade, Lüfter an, mit Kompensation	275,3	335,3
Schublade, Lüfter aus, mit Kompensation	61,3	138,9

Tabelle 4.1: Quadratisches Mittel (RMS) der horizontalen und vertikalen Auslenkung über den gemessenen Frequenzbereich von 2 Hz bis 2 kHz an verschiedenen Orten und für verschiedene Einstellungen.

In Abbildung 4.4 ist die Auslenkungsspektraldichte für Frequenzen von 2 Hz bis 2 kHz an verschiedenen Orten und für verschieden Kompensationseinstellungen zu sehen. Die Messungen finden auf dem Boden, eine auf einem gewöhnlichen optischen Tisch und eine auf dem Steckbrett in der Fallenschublade, mit und ohne Vibrationskompensation, statt. Vergleicht man den vibrationskompensierten Apparat mit einem herkömmlich genutzten leeren optischen Tisch, ist die Auslenkung im mittleren bis hohen gemessenen Frequenzbereich von 10 Hz bis 2000 Hz ähnlich. Im niederfrequenten Bereich schneidet der optische Tisch besser ab als unser vibrationskompensierter Schrank. Die Kompensation verbessert die Stabilität für alle Frequenzen unter 300 Hz

um bis zu eine Größenordnung. Die Lüftung kann als einer der Störeinflüsse identifiziert werden. Die verbleibenden Vibrationen sind klein genug, um für die von uns durchgeführten und geplanten Experimente keinen limitierenden Faktor darzustellen.

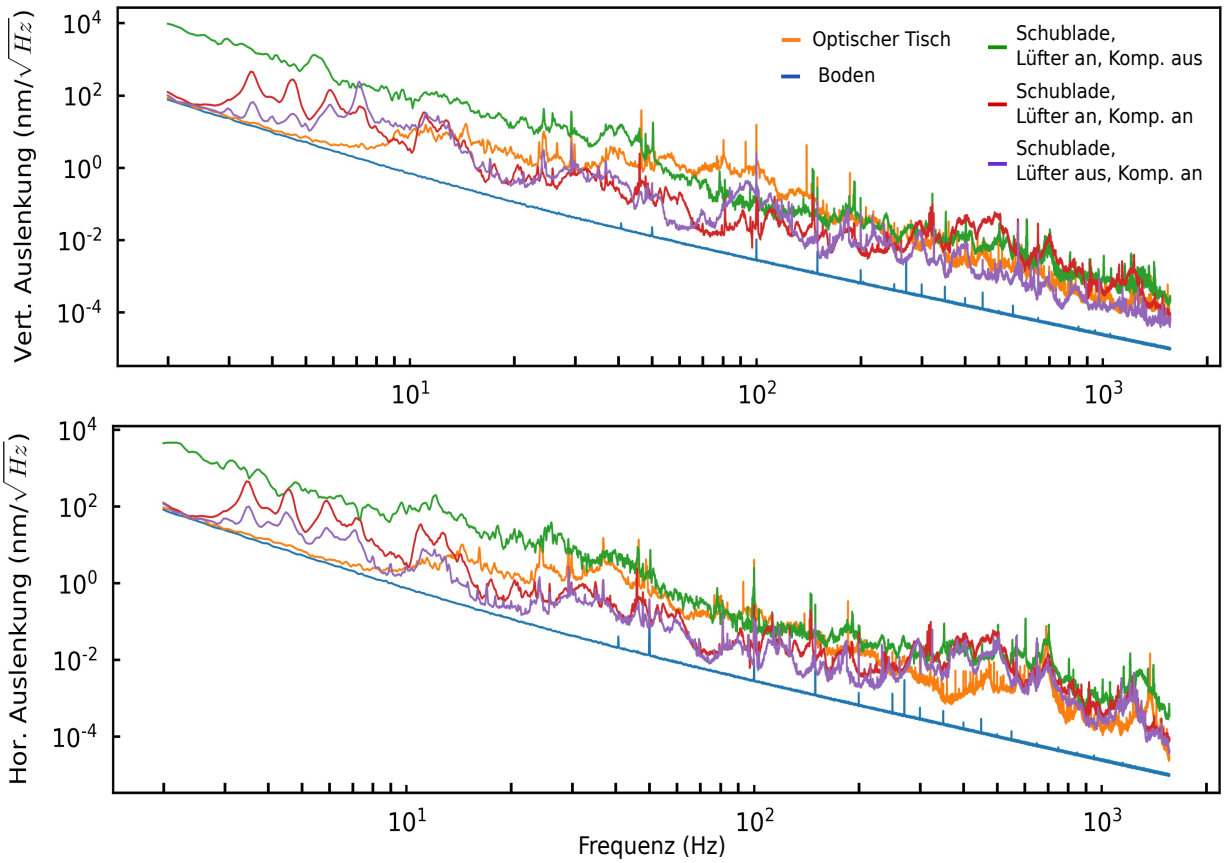


Abbildung 4.4: Die vertikale und horizontale Auslenkung in $\mathrm{nm}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ für einen Frequenzbereich von 2 Hz bis 2 kHz [34]. Verglichen wird die Vibration auf dem Boden (blau), einem herkömmlichen optischen Tisch (orange), in der Fallenschublade mit (rot) und ohne Lüfter (lila) sowie mit und ohne Vibrationskompensation (grün).

4.3.2 Magnetfeldfluktuation

Fluktuationen des Magnetfeldes haben Einfluss auf die Frequenzen von Zeemanübergängen, was im Experiment zu einer verringerten Kohärenzzeit führt. Zur Bestimmung der Stabilität des Magnetfeldes wird nach der Zustandspräparation eine Ramseyspektroskopie des optischen Qubits und des Grundzustandsqubits mit anschließender Zustandsdetektion durchgeführt.

Für das optische Qubit wird der Übergang $|3D_{5/2}, m_j = -\frac{1}{2}\rangle \leftrightarrow |4S_{1/2}, m_j = -\frac{1}{2}\rangle$ ($|1\rangle \leftrightarrow |0\rangle$) mit einer Magnetfeldsensibilität von 5,6 MHz/mT genutzt, welcher der stabilste Übergang in der Mannigfaltigkeit im Hinblick auf Veränderungen des Magnetfeldes ist. Nach der Zustandspräparation startet die Sequenz für die Ramseyspek-



(a) Sequenz der Ramseyspektoskopie für das optische Qubit. Es wird ein $\frac{\pi}{2}$-Puls auf den Qubitübergang $|3D_{5/2}, m_j = -\frac{1}{2}\rangle \leftrightarrow |4S_{1/2}, m_j = -\frac{1}{2}\rangle$ durchgeführt, gefolgt von einer Wartezeit. Abschließend wird der $\frac{\pi}{2}$-Puls wiederholt.



(b) Sequenz der Ramseyspektoskopie für das Grundzustandsqubit. Nach dem $\frac{\pi}{2}$-Puls auf den Qubitübergang $|3D_{5/2}, m_j = -\frac{1}{2}\rangle \leftrightarrow |4S_{1/2}, m_j = -\frac{1}{2}\rangle$ folgt ein π-Puls auf den $|3D_{5/2}, m_j = -\frac{1}{2}\rangle \leftrightarrow |4S_{1/2}, m_j = +\frac{1}{2}\rangle$ Übergang des Grundzustandqubits und dann eine Wartezeit von bis zu 25 ms. Darauf wird der π-Puls und anschließend der $\frac{\pi}{2}$-Puls wiederholt um die Sequenz abzuschließen.

Abbildung 4.5: Sequenzen der Ramseyspektroskopie für das Gundzustandsqubit und das optische Qubit.

troskopie mit einem $\frac{\pi}{2}$-Impuls auf den Qubitübergang, wie in Abbildung 4.5a zu sehen ist. Dieser Impuls verschiebt die Besetzung vom Ausgangspunkt im Zustand $|0\rangle$ auf die Äquatorialebene der Blochkugel mit dem Zustand $\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle)$. In der anschließenden Wartezeit zwischen 0 ms und 25 ms kommt es zur Wechselwirkung zwischen dem Zustand und den Magnetfeldfluktuationen, wodurch dieser eine Phase erhält. Ein weiterer $\frac{\pi}{2}$-Impuls bringt dann jeweils einen Teil der Population in $|0\rangle$ und $|1\rangle$, also in den Zustand $\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$. Danach wird der Zustand detektiert(entweder $|0\rangle$ oder

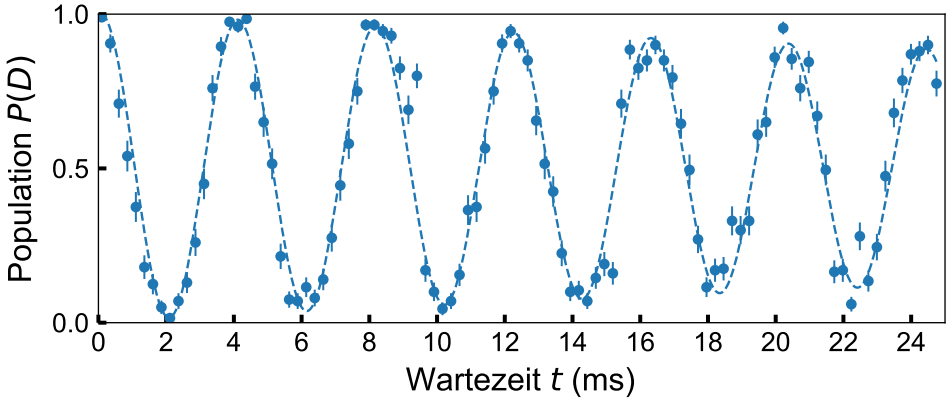


Abbildung 4.6: Ramseyspektroskopie des optischen Qubits: Die Besetzung im Zustand $|3D_{5/2}, m_j = -\frac{1}{2}\rangle$ ist gegen die Wartezeit aufgetragen. Zur Bestimmung der Kohärenzzeit wird eine Fitfunktion in Form einer gedämpften Schwingung verwendet.

$|1\rangle$). Dieser Vorgang wird für verschiedene Wartezeiten t je 100 mal wiederholt, um die Populationen zu ermitteln. Das Resultat ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Die Population im Zustand $|1\rangle$ ist gegen die Wartezeit aufgetragen. Durch die Messpunkte

wurde die Fitfuntion $P = A \cdot e^{-\lambda t} \cdot cos(\omega_R t + \Phi)$, mit der Amplitude A, der Frequenz der Ramsey-Oszillation ω_R, der Phase Φ und der Dämpfung λ, gelegt. Daraus ergibt sich die Kohärenzzeit $T_{opt} = 90(30)$ ms nach der die Einhüllende der Fitfunktion um $\frac{1}{e}$ abgefallen ist [48].

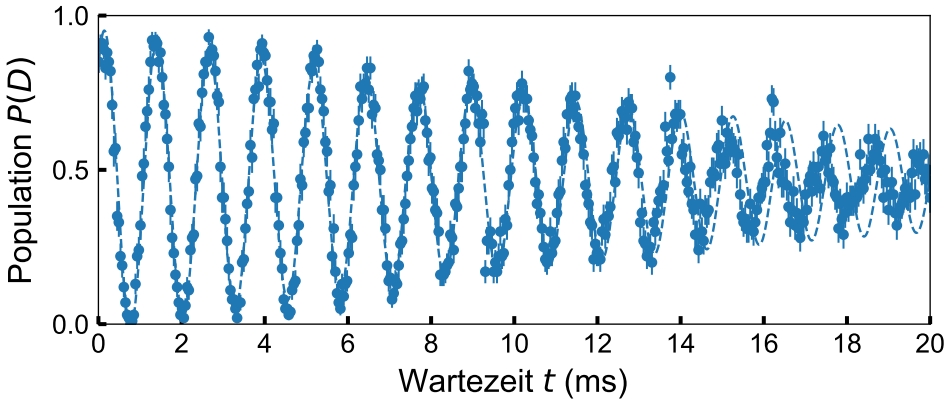


Abbildung 4.7: Ergebnis der Ramseyspektroskopie des Grundzustandqubits. Die Population im Zustand $|3D_{5/2}, m_j = -\frac{1}{2}\rangle$ ist gegen die Wartezeiten aufgetragen. Zur Bestimmung der Kohärenzzeit wird eine Fitfunktion in Form einer gedämpfte Schwingung verwendet.

Das Grundzustandsqubit mit dem Übergang $|4S_{1/2}, m_j = -\frac{1}{2}\rangle \leftrightarrow |4S_{1/2}, m_j = +\frac{1}{2}\rangle$ ist mit einer Magnetfeldsensitivität von 28,0 MHz/mT mehr als fünf mal magnetfeldsensitiver als das optische Qubit. Zur Kohärenzzeitbestimmung wird auch hier dieselbe Methode verwendet, nur die Impulssequenz ändert sich wie in Abbildung 4.5b dargestellt. Nach der Zustandspräperation beginnt die Sequenz für die Ramseyspektroskopie wie schon zuvor mit einem $\frac{\pi}{2}$-Puls auf den Qubitübergang. Danach wird ein π-Impuls auf den $|3D_{5/2}, m_j = -\frac{1}{2}\rangle \leftrightarrow |4S_{1/2}, m_j = +\frac{1}{2}\rangle$ durchgeführt, womit sich die Population auf der Äquatorialebene der Blochkugel des Grundzustandsqubits befindet. Es folgt eine Wartezeit von bis zu 20 ms. Nach Wiederholen des π-Impulses folgt ein $\frac{\pi}{2}$-Impuls auf den Qubitübergang und danach wird die Zustandsdetektion durchgeführt. In Abbildung 4.7 ist das Ergebnis dargestellt. Wieder besteht ein Punkt aus 100 Messungen des Zustands. Die Kohärenzzeit wird wie zuvor ermittelt und beträgt $T_{Gz} = 18(1)$ ms. Das Verhältnis der Kohärenzzeit des Grunzustandsqubit zum optischen Qubit entspricht im Rahmen des Fehlers dem Verhältnis der Magnetfeldsensitivität der Übergänge. Weiters ist zu beobachten, dass die Maxima (bzw. Minima) der Schwingung der Messdaten für kurze Wartezeiten weniger stark abnehmen als die Fitfunktion erwarten lässt, dafür aber bei längeren Wartezeiten > 20 ms stärker gedämpft erscheinen. Als Quelle dieser Störung vermuten wir die Magnetfelder anderer im Raum befindlicher Experimente.

4.4 Qualität der Ionendetektion

Die Qualität der Bildgebung der EMCCD-Kamera wird durch die Ermittlung des tatsächlichen Vergrößerungsfaktors und der Detektionsgüte charakterisiert. Es wird dafür zuerst die Einstellung des optischen Pfads für die Bildgebung und speziell das Objektiv optimal positioniert, um alle Ionen entlang einer horizontalen Linie und im Fokus der Kamera zu haben. Die längste lineare Ionenkette, die mit den momentanen Fallenparametern noch ins Bild passt, ist 50 Ionen lang.

Zur Charakterisierung wird eine 11-Ionenkette, wie in Abbildung 4.8 zu sehen ist, bei einer Fallenfrequenz von $2\pi \times 450\,\mathrm{kHz}$ verwendet. Die Pixelhelligkeit wird entlang der vertikalen Bildachse integriert um die Ionenposition und ihre Ortsauflösung deutlicher darzustellen. Der Vergleich des Abstands der Ionen im Bild mit dem berechneten Abstand für die eingestellten Fallenparameter ergibt eine Vergrößerung des Bildgebungssystems von $\times 29,9$. Der minimale durch den Aufbau angestrebte Faktor ist mit $\times 29$ etwas kleiner. Der kleinste Abstand der Ionen im Bild beträgt etwa $4\,\mu\mathrm{m}$.

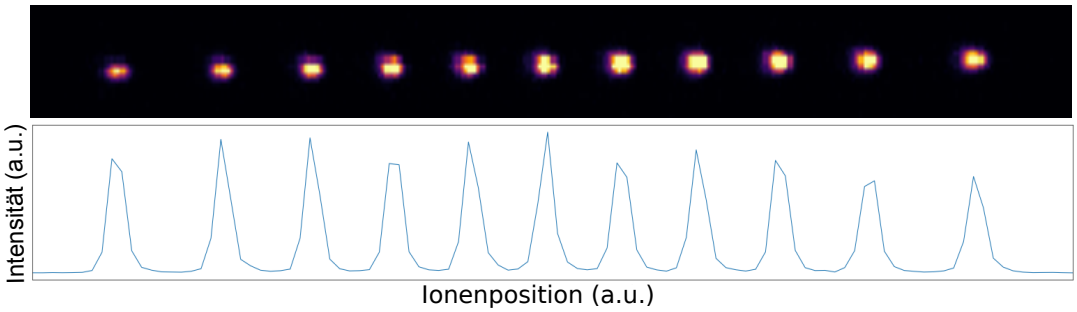


Abbildung 4.8: Bild der EMCCD-Kamera einer 11 Ionen langen Kristallkette und die Integration der Lichtintensität des Bildes über die vertikale Achse in willkürlicher Einheit (a.u.).

Anschließend bestimmen wir die Güte der Detektion. Die Ionen werden dafür in der Kette in den hellen Qubitzustand $|0\rangle = |4S_{1/2}, m_j = -\frac{1}{2}\rangle$ präpariert oder durch Ausschalten des 866 nm Pumplasers in einen der dunklen Zustände des $|4D_{3/2}\rangle$ Levels gebracht. Nach dem Dopplerkühlen der Ionen wird ihr Zustand mit der Kamera ausgelesen. Es werden Bildregionen definiert, in denen sich je ein Ion befindet. Durch Analyse der Helligkeitszählungen in diesem Bereich wird bestimmt ob sich das Ion nach einer Zeit t im hellen oder dunklen Zustand befindet. Man erhält dadurch die Wahrscheinlichkeit, den präparierten Zustand eines einzelnen Ions nach der Zeit t zu detektieren. Nach einer Zeit $t = 300\,\mu\mathrm{s}$ beträgt die Wahrscheinlichkeit einer korrekten Detektion $99,9\%$.

Wir bestimmen mit dieser Methode ebenfalls die Wahrscheinlichkeit zwei helle Punkte in einem dieser Bildbereiche zu messen. Eine der hellen Regionen ist ein Ion, sondern entsteht durch Übersprechen (Crosstalk. Für eine Zeit von $t = 300\,\mu\mathrm{s}$ wurde innerhalb von 10000 Messungen kein solches Event aufgezeichnet. Der Einfluss dieses Fehlers auf die Detektion ist daher vernachlässigbar.

4.5 Magnetfeldkompensation

Ein homogenes Magnetfeld entlang der Fallenachse ist besonders für längere Ionenketten wichtig, da Inhomogenitäten und große Gradienten zu unterschiedlichen Übergangsfrequenzen der einzelnen Ionen führen. Diese Inhomogenitäten können zum Beispiel durch die Permanentmagneten in der NEG-Pumpe und durch ungenau positionierte Permanentmagnete in Halbach und Helmholtzkonfiguration entstehen. Zur Magnetfeldkompensation gibt es daher drei Spulenpaaren entlang der drei Raumachsen die den Gradienten des Magnetfelds auf ein Minimum reduzieren um die Frequenzverschiebungen der Übergänge entlang der Fallenachse möglichst klein zu halten.

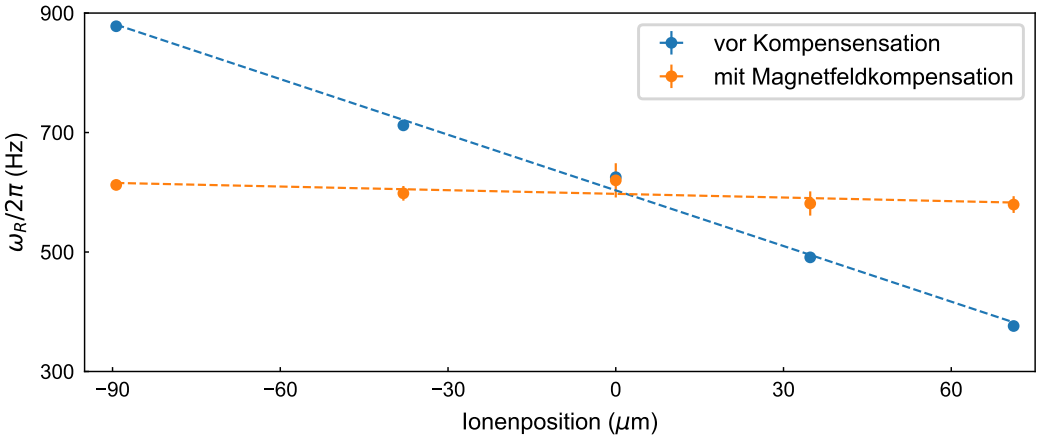


Abbildung 4.9: Frequenz der Ramsey-Oszillation für verschieden Ionenpositionen vor (blau) und nach (orange) Optimierung der Magnetfeldkompensation. Der Magnetfeldgradient wird mit Hilfe eines linearen Fits ermittelt.

Den Magnetfeldgradienten bestimmen wir mittels Ramseyspektroskopie des Grundzustandsqubits eines einzelnen Ions für verschiedene Positionen in der Falle. Die Ramseyspektroskopie wird wie in Kapitel 4.3.2 beschrieben durchgeführt und die Frequenz der Ramsey-Oszillation ω_R durch den Fit bestimmt. In Abbildung 4.9 ist diese Frequenz gegen die Ionenposition aufgetragen, einmal mit (orange) und einmal ohne Magnetfelkompensation (blau). Die Ionen werden durch das Anlegen von unterschiedlichen Spannungen an den Endkappen der Falle verschoben. Aus den so erhaltenen Messpunkten wird der Magnetfeldgradient mittels eines linearen Fits bestimmt. Der Gradient vor Inbetriebnahme der Spulen beträgt 0,111(2) mT/m, was in einer Frequenzverschiebung von 3,1(1) Hz/μm des Grundzustandsqubitübergangs resultiert. Nach der Optimierung des Stroms, der durch die Spulen der Magnetfeldkompensation fließt, beträgt die Frequenzverschiebung des Grundzustandsqubitübergangs 0,2(1) Hz/μm.

Wiederholt man diese Methode für das weniger magnetfeldsensitive optische Qubit ergibt sich eine Frequenzverschiebung von 0,04(2) Hz/μm. Für eine Kette von 50 Ionen, also eine Distanz von etwa 200 μm beträgt die Verschiebung vom ersten zum letzten Ion 8 Hz. In vergleichbaren Aufbauten, wie etwa das lineare Fallenexperiment aus

Referenz [48], werden ähnliche Werte erreicht. Es können trotz kleiner verbleibender Frequenzverschiebungen Gatteroperationen mit hoher Güte durchgeführt werden, wie im späteren Kapitel 4.8 nachzulesen ist.

4.6 Mikrobewegungskompensation

Das Fallenzentrum ist duch die Fallengeometrie, insbesondere durch die Geometrie der Endkappen, gegeben. Ionen, die nicht im Fallenzentrum also im Zentrum des radialen RF-Potentials sitzen, haben eine erhöhte Mikrobewegung [49]. Dies führt zu Abweichungen in der Dopplerverschiebung der Ionen und somit zu einer Dopplerverbreiterung der Übergänge.

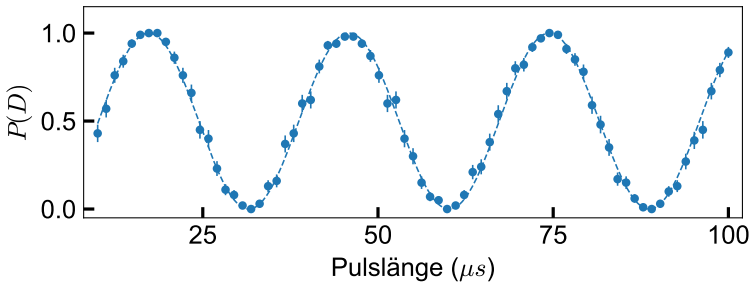


Abbildung 4.10: Rabioszillation des Trägerübergangs. Für verschiedene Impulslängen des 729 nm Lasers wird die Anregungswahrscheinlichkeit über 100 Experimente bestimmt. Durch einen sinusförmigen Fit erhält man die Rabifrequenz bzw. die Zeit für einen π-Puls.

Wir messen die Rabifrequenzen des Trägerübergangs Ω_{car} und des Mikrobewegungsseitenbandes Ω_{sb} für verschiedene Ionenpositionen entlang der Fallenachse, um das Fallenzentrum zu finden. Ein einzelnes Ion wird dafür gefangen und Doppler-gekühlt. Das Qubit wird für verschiedene Impulslängen mit Laserlicht der Wellenlänge des Trägerübergangs bestrahlt. Anschließend wird eine Zustandsdetektion durchgeführt. Das Resultat sind die aufgezeichneten Rabioszillationen in Abbildung 4.10, aus denen wir die Rabifrequenz bestimmen können. Dieser Vorgang wird für das Mikrobewegungsseitenband des Trägerübergangs wiederholt. Aus den Rabifrequenzen bestimmen wir mit

$$\beta = 2\frac{\Omega_{sb}}{\Omega_{car}} \tag{4.3}$$

den Modulationsindex β. Der Modulationsindex wird für verschiedene Ionenpositionen bestimmt. Die Ionenposition wird aus den Kamerabildern ermittelt und über die Variation der Endkappenspannung verändert. Mit Hilfe der oben durchgeführten Kalibration der Optik wird die Position von Pixel in μm umgerechnet [49]. In Abbildung 4.11 ist der Modulationsindex gegen die Ionenposition aufgetragen. Es ist ein Minimum des Modulationsindexes um Null zu erkennen. Das Minimum des RF-Potentials, und damit das Fallenzentrum, befindet sich im Minimum des Modulationsindex. Das

Fallenzentrum ist somit bestimmt und in allen folgenden Experimenten wird das Ion dort zu positionieren.

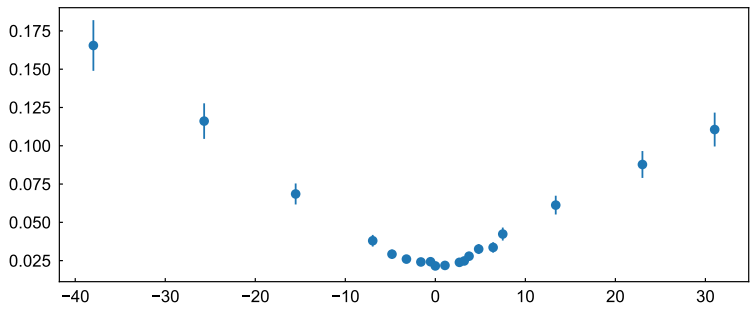


Abbildung 4.11: Modulationsindex für verschiedene Ionenpositionen um das Minimum des RF-Potentials.

4.7 Heizratenmessungen

Möglichst kleine Heizraten sind für Gatteroperationen mit hohen Güten essentiell, da große Phononenzahlen zu Fehlern führen. Mit der Methode der Seitenband-Thermometrie kann die Heizrate der Ionen bestimmt werden [51].

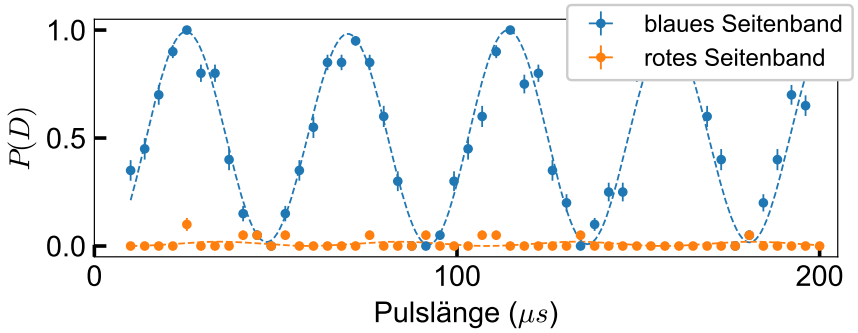


Abbildung 4.12: Rabioszillationen des blauen und roten Seitenbandes ohne Wartezeit. Die Zustandsdetektion wird ohne Wartezeit direkt nach dem Seitenbandkühlen und dem Laserimpuls durchgeführt. Die gesamte Population befindet sich im Bewegungsgrundzustand. Die Fehlerbalken der Daten für das rote Seitenband sind zu klein, um in der Grafik sichtbar zu sein.

Ein einzelnes Ion wird dafür gefangen, Doppler-gekühlt und im Grundzustand präpariert. Anschließend wird es durch Seitenbandkühlen in den Bewegungsgrundzustand gebracht. Nach einem Impuls variabler Länge auf dem roten bzw. blauen Seitenband des Qubitübergangs wird der Zustand detektiert. In 4.12 ist die Zustandsbesetzung $P(D)$ gegen die Pulslänge für das blaue (blau) und das rote Seitenband (orange)

aufgetragen. Jeder Messpunkt besteht aus 100 Zustandsdetektionen. Es wird ein kombinierter Fit der beiden Rabioszillationen durchgeführt, um die beiden Amplituden A_r und A_b zu erhalten. Die Phononenzahl

$$\bar{n} = \frac{A_r}{A_b} \tag{4.4}$$

kann aus dem Verhältnis der Amplituden des ersten roten und blauen Bewegungsseitenbandes bestimmt werden, wenn $n \ll 1$ gilt. Für $n \geq 1$ müssten zusätzlich die Rabifrequenzen der beiden Seitenbänder berücksichtigt werden. Es wird die mittlere Phononenzahl $\bar{n_z} = 0,02(1)$ der axialen Mode bei einer axialen Fallenfrequenz von $\omega_z = 1{,}05\,\mathrm{MHz}$ bestimmt. Für die radiale Mode wird die Messung analog durchgeführt. Es ergibt sich einen Phononenzahl $\bar{n}_r = 0,06(2)$ bei einer radialen Fallenfrequenz von $\omega_r = 2{,}5\,\mathrm{MHz}$.

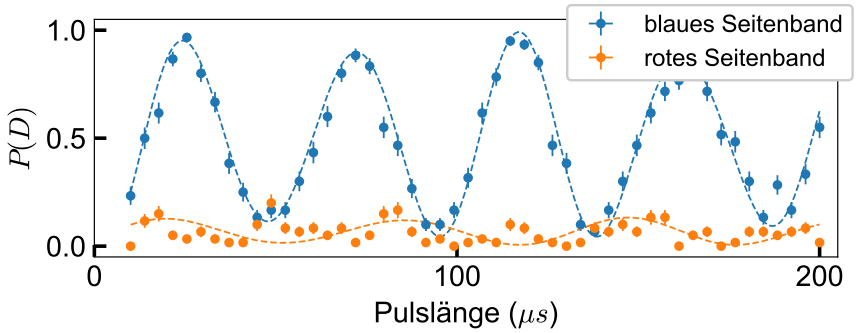


Abbildung 4.13: Rabioszillationen des blauen und roten Seitenbandes nach einer Wartezeit $t = 600\,\mathrm{ms}$. Nach dem Seitenbandkühlen und einer variablen Pulsdauer wird 600 ms gewartet bevor der Zustand detektiert wird. Im Vergleich zu der Messung in Abbildung 4.12 ohne Wartezeit befindet sich hier eine kleinere Population im Bewegungsgrundzustand, was an der größeren Amplitude der Rabioszilation des roten Seitenbandes zu sehen ist. Die Fehlerbalken der Daten für das rote Seitenband sind kleiner als die Punkte in der Grafik und daher nicht zu sehen.

Diese Messmethode wird für verschiedene Wartezeiten t zwischen Impuls und Detektion wiederholt. In dieser Zeit führt die Wechselwirkung zwischen Ion und fluktuierenden elektrischen Feldern zu einem Heizeffekt. Die durchschnittliche Phononenzahl $\bar{n}$ ist in Abbildung 4.14 gegen die Wartezeit vor der Zustandsdetektion aufgetragen. Eine lineare Fitfunktion wird an die Daten angeglichen, um mit der Steigung die Heizrate $\dot{\bar{n}}_z = 0{,}221(7)/\mathrm{s}$ zu ermitteln. Im Vergleich mit einigen Fallen ähnlicher Geometrie aus Refrenz [52], die ebenfalls bei Raumtemperatur betrieben werden, ist das eine um mindestens eine Größenordnung geringere Heizrate. Die analog ermittelte Heizrate $\dot{\bar{n}}_r = 0{,}3(1)/\mathrm{s}$ in radialer Richtung ist nur geringfügig größer als die in Axialer. Die Heizrate entspricht damit etwa einem Phonon alle 4 s, was für eine typische Gatterdauer von $200\,\mu\mathrm{s}$ (einzelnes Mølmer-Sørensen Gatter mit zwei Ionen) kein fundamentales Limit darstellt.

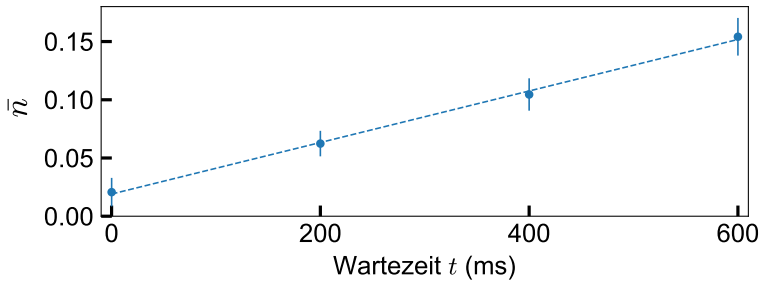


Abbildung 4.14: Die mittlere Phononenzahl $\bar{n}$ in axialer Richtung für verschiedene Wartezeiten t. Ein linearer Fit wird durchgeführt, um die Steigung, also die Heizrate in axialer Richtung $\dot{\bar{n}}_z = 0{,}221(7)/\mathrm{s}$ zu bestimmen.

4.8 Mølmer-Sørensen Gatter

Die Möglichkeit, Verschränkung zu erzeugen, ist der zentrale Unterschied von Quantencomputern gegenüber klassischen Computern [53]. Ein wichtiges Verschränkungsgatter für gefangene Ionen ist das hier genutzte Mølmer-Sørensen Gatter. Im folgenden Kapitel bestimmen wir die Gattergüte (Fidelity) des Mølmer-Sørensen Gatters für eine zwei und eine zehn Ionen lange Kristallkette. Die Gattergüte bewertet wie sehr unser Quantenzustand mit dem Zielzustand übereinstimmt.

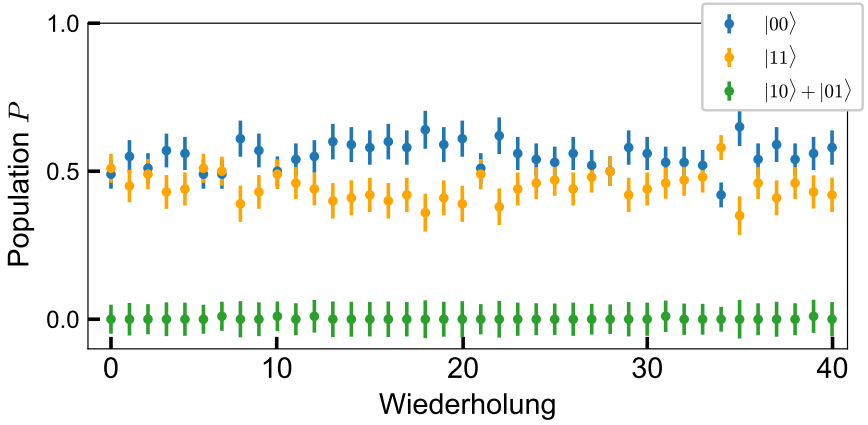


Abbildung 4.15: Population in den Zuständen $|00\rangle$, $|11\rangle$ und $|01\rangle + |10\rangle$ nach dem Gatter. Ein Datenpunkt entspricht 100 Messungen. Die Fehler der Datenpunkte wurden in der Grafik berücksichtigt, sind aber kleiner als die Punkte und daher nicht zu sehen.

Es werden zwei Ionen in der Falle gefangen und Doppler-gekühlt. Der Kristall wird im Zustand $|00\rangle$ präpariert, und durch anschließendes Seitenbandkühlen in den Vibrationsgrundzustand gebracht. Eine Verschränkung mittels eines Mølmer-Sørensen Gatters kann erzeugt werden, indem ein globales bichromatisches Lichtfeld für eine Zeit von 200 μs auf den Ionenkristall wirkt. Das bichromatische Lichtfeld besteht aus der leicht verstimmten Laserfrequenz des blauen und des roten axialen Vibrations-

seitenbands des Trägers. Anschließend wird die Population in den Zuständen $|00\rangle$, $|11\rangle$ und $|01\rangle + |10\rangle$ gemessen. Diese Messung wird wie in Abbildung 4.15 wiederholt durchgeführt. Ein Messpunkt entspricht 100 Einzeldetektionen. Aus der Messung dieser Populationen errechnen wir mit $P(|00\rangle + |11\rangle) = 1 - \overline{P(|01\rangle + |10\rangle)} = 0,9988(5)$ die mittlere Population im $|00\rangle$-Zustand und im $|11\rangle$-Zustand.

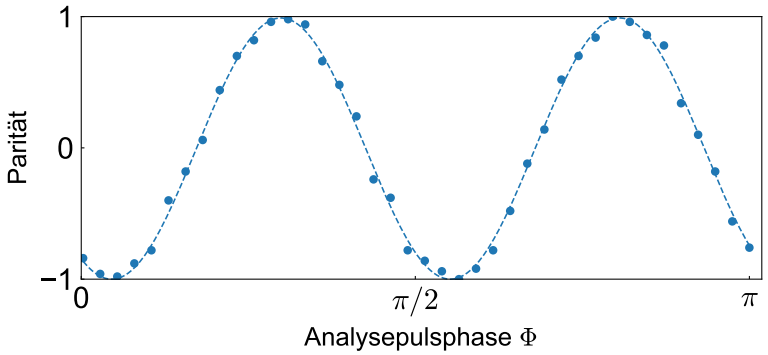


Abbildung 4.16: Parität in Abhängigkeit der Analysepulsphase Φ für eine Kristallkette aus zwei Ionen. Ein Datenpunkt besteht aus 100 Messungen. Aus der Amplitude der Sinunsfunktion des Fits erhält man den Kontrast $C = 0,995(11)$. Der Fehlerbalken der Analysepulsphase ist kleiner als der dargestellte Punkt und daher nicht zu sehen.

Der beschriebene Vorgang wird bis zur Erzeugung der Verschränkung wiederholt, dann wird die Phase eines $\pi/2$-Impulses gescannt und die Populationen der Zustände wird detektiert. Die Parität P wird mit $P = P(|00\rangle)+P(|11\rangle)+P(|00\rangle)-P(|01\rangle+|10\rangle)$ aus diesen Populationen berechnet und in Abbildung 4.16 gegen die Analysepulsphase Φ aufgetragen [54]. Bei einer Parität von $P = 1$ befinden sich die Ionen im maximal verschränkten Zustand $(|00\rangle + |11\rangle)/\sqrt{2}$, bei $P = -1$ im maximal verschränkten Zustand $(|01\rangle + |10\rangle)/\sqrt{2}$. Ein sinusförmiger Fit wird an die Paritätsoszillationen angepasst um die Amplitude und damit die Kohärenz $C = 0,995(11)$ zu bestimmen. Daraus kann mit der Gleichung [54]

$$F = \frac{P + C}{2} \tag{4.5}$$

die Gattergüte für einen zwei-Ionenkrisall $F = 0,997(6)$ berechnet werden. Ab einer Gattergüte von $F > 0.5$ spricht man von einem verschränkten Zustand. Somit zeigt unsere Messung, dass die Verschränkung der beiden Ionen erfolgreich war und mit den Gattergüten anderer Experimente in der Vergangenheit vergleichbar ist [54, 55]. Ein solches zwei-Ionen Mølmer-Sørensen Gatter dauert typischerweise 200 μs.

Die Sequenz zur Bestimmung der Gattergüte des 10-Ionenkristalls erfolgt analog zum Kristall aus zwei Ionen. Die Population im Zustand $|0000000000\rangle$ und im Zustand $|1111111111\rangle$ beträgt $P(|000...0\rangle + |111...1\rangle) = 0,83(2)$. In Abbildung 4.17 ist die Parität nach der Verschränkung der 10-Ionenkette gegen die Analyseimpulsphase Φ aufgetragen. Jeder Punkt in der Grafik besteht aus 50 Zustandsdetektionen.

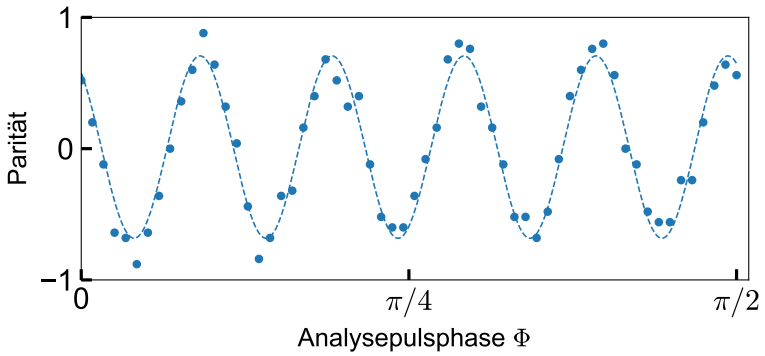


Abbildung 4.17: Parität in Abhängigkeit der Analysepulsphase für eine 10-Ionenkette. Ein Datenpunkt entspricht 50 Messungen. Die Amplitude der sinusförmigen Fitfunktion beträgt $C = 0,69(2)$. Die Fehler der Datenpunkte wurden berücksichtigt, sind aber zu klein um sie in der Grafik zu sehen.

Aus der sinusförmigen Fitfunktion der Paritätsoszillation erhalten wir die Kohärenz $C = 0,69(2)$. Damit beträgt die Gattergüte des 10-Ionenkristalls $F = 0,76(1)$. Dieser Wert ist vergleichbar mit den Ergebnissen anderer Experimente [54, 56].

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Zuge dieser Masterarbeit an der Universität Innsbruck wurde der Aufbau eines kompakten, robusten Ionenfallen - Quantencomputers realisiert und charakterisiert. Zwei 19 Zoll Schränke beinhalten den modularen Experimentaufbau mit flexiblen Verbindungen zwischen den Modulen. Diese weitestgehend auf Industriestandards basierten Module sorgen für eine leichte Austauschbarkeit und Adaptierbarkeit des Aufbaus. Zum Betrieb der Schränke wird keine spezielle Infrastruktur benötigt sondern ausschließlich ein Standardstromanschluss. Trotz der hohen Schrankbauform ist die Vibrationsstabilität in der Fallenschublade mit dem eines optischen Tisches vergleichbar.

Im ersten Abschnitt der Arbeit wurde das theoretische Konzept des Qunatencomputers erläutert. Es wurden die Grundlagen der linearen Paulfalle, der Ionen-Licht-Wechselwirkung, verschiedene Methoden der Laserkühlung und Quantengatter mit Ionen behandelt. Ebenso wurden die Eigenschaften und Nutzung der Übergänge des Kalzium-40-Ions erklärt.

Das zweite Kapitel behandelt den modularen Aufbau der 19 Zoll Schränke. Als erstes wurde eine Übersicht über den Aufbau gegeben. Anschließend wurden das Fallenmodul, Lasersystem und die Elektronische Steuerung und Software erklärt. Das Fallenmodul befindet sich auf einer aktiv vibrationsgedämpften Schubladenkonstruktion. Auf dieser Schublade sitzt die Vakuumkammer, in der sich die lineare Paulfalle befindet. Um die Vakuumkammer herum befinden sich drei Spulenpaare in Helmholtz- und Anti-Helmholtzkonfiguration und Permanentmagnete in Halbach- und Helmholtzkonfiguration. Störenden Magnetfeldeinflüssen von außerhalb werden von einem μ-Metallschild abgeschirmt. Außerhalb dieses Schildes sitzen die Bildgebungssysteme, die EMCCD-Kamera und die APD. Das Lasersystem besteht aus vier lichterzeugenden Modulen, dem Laserstabilisationsmodul und zwei Lichtschaltungsmodulen, sowie einem Lichtverteilungmodul. Die elektrische Steuerung wird von der M-ACTION Box übernommen. Sie ermöglicht eine automatisierte Kalibration und Instandhaltung des Experiments. Die Benutzersoftware basiert auf Python und ermöglicht eine benutzerfreundliche Bedienung der Experimentsteuerung.

Der Experimentaufbau wurde im nächsten Kapitel charakterisiert. Zu Beginn wurde der Druck nahe der Ionenfalle mit Hilfe der Hüpfratenmessung zu $p = 10(4) \times 10^{-11}$ mbar bestimmt. Im nächsten Unterkapitel wurde der Einfluss von Umweltfaktoren, wie Vibrationen und Magnetfeldfluktuationen, auf den Aufbau untersucht. Trotz der hohen Konstruktion der Schränke ist die Auswirkung von Vibrationen auf den Aufbau gering. Diese horizontalen und vertikalen Auslenkungen liegen in derselben Größenordnung wie die eines standardmäßigen, optischen Tisches, vor allem aufgrund der aktiven Vibrationsisolation. Zur Bestimmung des Einflusses von Magnetfeldfluktuationen

wurden die Kohärenzzeiten des Grundzustandsqubits $T_{Gz} = 18(1)\,\mathrm{ms}$ und optischen Qubits $T_{opt} = 90(30)\,\mathrm{ms}$ mittels Ramseyspektroskopie gemessen. Da ihr Verhältnis etwa dem der Magnetfeldsensitivität der Übergänge entspricht, sind Fluktuationen des Magnetfelds ein limitierender Faktor für unser Experiment. Weiters wurde im nächsten Unterkapitel die Qualität der Ionendetektion gemessen. Für eine Detektionszeit von $300\,\mu\mathrm{s}$ beträgt die Detektionsgüte $99,9\%$. Störende Magnetfelder wurden im folgenden Abschnitt durch Optimierung des Spulenstroms kompensiert. Dafür wurde der Magnetfeldgradient in der Falle minimiert, sodass die Frequenzverschiebungen des Grunzustandsqubitübergangs $0{,}2(1)\,\mathrm{Hz}/\mu\mathrm{m}$ und die des optischen Qubits $0{,}04(2)\,\mathrm{Hz}/\mu\mathrm{m}$ betragen. Die Mikrobewegung der Ionen wurde im nächsten Abschnitt minimiert. Das Minimum des Modulationsindexes markiert das Minimum des RF-Potentials und damit das Fallenzentrum. Der darauffolgende Abschnitt behandelt die Bestimmung der Heizrate entlang der Fallenachse $0{,}221(7)/\mathrm{s}$ bei einer Fallenfrequenz $\omega_z = 2\pi \times 1\,\mathrm{MHz}$ und entlang der radialen Achse $0{,}3/\mathrm{s}$ bei $\omega_r = 2\pi \times 3\,\mathrm{MHz}$ mit der Technik der Seitenband-Thermometrie. Diese Heizraten sind im Vergleich zu vielen Fallen mit ähnlicher Geometrie, die ebenfalls bei Raumtemperatur betrieben werden, um mindestens eine Größenordnung geringer [52]. Im letzten Unterkapitel wurde die Güte eines Mølmer-Sørensen Gatters für zwei $0,997(6)$ und für zehn Ionen $0,76(1)$ gemessen. Diese Gattergüten sind mit denen von anderen bisherigen Experimenten vergleichbar [54, 55, 56].

Der Experimentaufbau wird kontinuierlich weiterentwickelt und enthält aktuell einige Verbesserungen, die in dieser Arbeit nicht behandelt wurden. In der Zwischenzeit wurde der Topfkreis durch einen mit mehr Windungen ausgetauscht, um die Falle mit höheren Treibfrequenzen zu versorgen und so mehr Ionen in einem kleineren Bereich zu fangen. Es wurde die Güte eines GHZ-Zustandes $F = 0,544(7)$ für 24 Ionen gemessen. Die Lüfter wurden durch ultraleise Versionen ausgetauscht, um den Einfluss der Vibrationen zu minimieren. Mittlerweile wurde ebenfalls die neue Einzeladressierungseinheit von AQT installiert. Sie basiert auf akusto-optischen Deflektoren und kann zehn Ionen adressieren. In einer späteren Iteration soll eine Einzeladressierungseinheit von Fraunhofer IOF mit 50 Kanälen eingebaut werden. In Zukunft wird auch das von Toptica entwickelte 729 nm Lasersystem im Schrank installiert und das Experiment somit komplett unabhängig von der Laborinfrastruktur machen.

Literaturverzeichnis

[1] P. Shor, *Polynomial-Time Algorithms for Prime Factorization and Discrete Logarithms on a Quantum Computer.* SIAM J. Comput. 26, 1484–1509 (1997)

[2] R. Feynman, *Simulating Physics with Computers*, International Journal of Theoretical Physics, 21, 6-7, 467-488 (1982)

[3] F. Arute et al., *Quantum supremacy using a programmable superconducting processor*, Nature, 574, 505–510 (2019)

[4] S. Haroche, J. Raimond, *Exploring the Quantum*, Oxford University Press, 1st Edition (2006)

[5] J. Cirac, P. Zoller, *Quantum Computations with Cold Trapped Ions*, Phys. Rev. Lett. 74, 4091 (1995)

[6] D. DiVincenzo, *The physical implementation of quantum computation*, Fortschritte der Physik. 48, 771–783 (2000)

[7] A. Sørensen, K. Mølemer, *Quantum Computation with Ions in Thermal Motion* Phys. Rev. Lett. 82, 1971-1974 (1999)

[8] T. Monz, D. Nigg, E. Martinez, M. Brandl, P. Schindler, R. Rines, S. Wang, I. Chuang, R. Blatt, *Realization of a scalable Shor algorithm*, Science, Vol. 351, 6277, 1068-1070 (2016)

[9] R. Raussendorf et al., *Topological fault-tolerance in cluster state quantum computation*, New J. Phys. 9, 199 (2007)

[10] W. Paul, *Electromagnetic Traps for Charged and Neutral Particles*, Rev. Mod. Phys. 62, 531 (1990)

[11] F. Major, *Charged Particle Traps*, Springer Verlag (2005)

[12] D. Wineland, C. Monroe, W. Itano, D. Leibfried, B. King, D. Meekhof, *Experimental Issues in Coherent Quantum-State Manipulation of Trapped Atomic Ions*, J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. 103, 259 (1998)

[13] P. Ghosh, *Ion traps*, Oxford University Press (1995)

[14] M. Raizen, J. Gilligan, J. Bergquist, W. Itano, D. Wineland, *Ionic crystals in a linear Paul trap*, Phys. Rev. A 45, 6493-6501 (1992)

[15] L. Yan, W. Wan, L. Chen, F. Zhou, S. Gong, X. Tong, M. Feng, *Exploring structural phase transitions of ion crystals*, Scientific Reports 6, 21547 (2016)

[16] R. Loudon, *The Quantum Theory of Light*, Oxford University Press (2000)

[17] C. Roos, *Controlling the quantum state of trapped ions*, Ph.D. Thesis, University of Innsbruck (2000)

[18] V. Zelevinsky, *Quantum Physics: Volume 2 - From Time-Dependent Dynamics to Many-Body Physics and Quantum Chaos*, John Wiley & Sons (2010)

[19] J. Cirac, R. Blatt, P. Zoller, W. Phillips, *Laser cooling of trapped ions in a standing wave.*, Phys. Rev. A 46(5), 2668 (1992)

[20] C. Foot, *Atomic Physics*, Oxford University Press (2014)

[21] S. Stenholm, *The semiclassical theory of laser cooling*, Rev. Mod. Phys. 58(3), 699 (1986).

[22] P. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W. Phillips, P. Gould, H. Metcalf, *Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit*, Phys. Rev. Lett. 61, 169-172 (1988)

[23] G. Morigi, J. Eschner, C. Keitel, *Ground State Laser Cooling Using Electromagnetically Induced Transparency*, Phys. Rev. Lett. 85, 4458-4461 (2000)

[24] C. Monroe, D. Meekhof, B. King, S. Jefferts, W. Itano, D. Wineland, P. Gould, *Resolved-sideband Raman cooling of a bound atom to the 3d zero-point energy.*, Phys. Rev. Lett. 75, 4011–4014 (1995)

[25] D. Deutsch, *Quantum theory, the Church-Turing principle and the universal quantum computer*, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences 400 (1985)

[26] M. A. Nielsen, I. L. Chuang,*Quantum Computation and Quantum Information: 10th Anniversary Edition*, Cambridge University Press (2010)

[27] K. Mølmer, A. Sørensen, *Multiparticle Entanglement of Hot Trapped Ions*, Phys. Rev. Lett. 82, 1835 (1999)

[28] K. Mølmer, A. Sørensen, *Quantum Computation with Ions in Thermal Motion*, Phys. Rev. Lett. 82, 1971 (1999)

[29] S. Gulde, D. Rotter, P. Barton, F. Schmidt-Kaler, R. Blatt, W. Hogervorst, *Simple and efficient photo-ionization loading of ions for precision ion-trapping experiments*, Appl. Phys. B 73, 861–863 (2001)

[30] A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, NIST ASD Team., *NIST Atomic Spectra Database* (ver. 5.7.1), National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg (2020)

[31] J. Jin, D. A. Church, *Precision lifetimes for the Ca^+ $4p^2$ P levels: Experiment challenges theory at the 1% level*, Phys. Rev. Lett. 70, 3213–3216 (1993)

[32] P. A. Barton et al., *Measurement of the lifetime of the $3d\ ^2D_{5/2}$ state in $^{40}Ca^+$*, Phys. Rev. A 62, 032503 (2000)

[33] M. Chwalla, *Precision spectroscopy with $40Ca^+$ ions in a Paul trap*, Ph.D. Thesis, Universität Innsbruck (2009)

[34] I. Pogorelov, T. Feldker, Ch. D. Marciniak, G. Jacob, V. Podlesnic, M. Meth, V. Negnevitsky, M. Stadler, K. Lakhmanskiy, R. Blatt, P. Schindler, T. Monz, *A compact ion-trap quantum computing demonstrator*, PRX Quantum 2, 020343 (2021), arXiv:2101.11390

[35] J. Siverns, L. Simkins, S. Weidt, W. Hensinger, *On the application of radio frequency voltages to ion traps via helical resonators*, Appl. Phys. B 107, 921 (2012)

[36] K. Johnson, J. Wong-Campos, A. Restelli, K. Landsman, B. Neyenhuis, J. Mizrahi, C. Monroe, *Active stabilization of ion trap radiofrequency potentials*, Rev. Sci. Instrum. 87, 053110 (2016)

[37] C. Hempel, *Digital quantum simulation, Schrödinger cat state spectroscopy and setting up a linear ion trap*, Ph. D. Thesis, Universität Innsbruck (2014)

[38] M. Joshi, A. Fabre, C. Maier, T. Brydges, D. Kiesenhofer, H. Hainzer, R. Blatt, C. Roos, *Polarization-gradient cooling of 1D and 2D ion Coulomb crystals*, New J. Phys. 22, 103013 (2020)

[39] E. Black, *An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization*, American Journal of Physics 69, 79 (2001)

[40] R. Stricker, *Gatteroperationen hoher Güte in einem optischen Quantenbit*, Masterarbeit, Universität Innsbruck (2017)

[41] B. Rauf, M. Velez Lopez, P. Thoumany, M. Pizzocaro, D. Calonico, *Phase noise cancellation in polarisation-maintaining fibre links*, Review of Scientific Instruments 89, 033103 (2018)

[42] D. McCarron, S. King, S. Cornish, *Modulation transfer spectroscopy in atomic rubidium*, Meas. Sci. Technol. 19, 105601 (2008)

[43] P. Schindler, *Quantum computation and simulation with trapped ions using dissipation*, Ph.D. Thesis, Universität Innsbruck (2013)

[44] V. Negnevitsky, *Feedback-stabilised quantum states in a mixed-species ion system*, Ph. D. Thesis, ETH Zürich (2008)

[45] H. Fürst, *Trapped ions in a bath of ultracold atoms*, Ph.D. Thesis, University of Amsterdam (2019)

[46] W. Kolos, L. Wolniewicz, *Polarizability of the Hydrogen Molecule*, J. Chem. Phys. 46, 1426 (1967)

[47] J. Lienhard, *A Heat Transfer Textbook*, Phlogiston Press (2020)

[48] A. Erhard, *Towards scalable quantum computation with trapped ions*, Ph.D. Thesis, Universität Innsbruck (2021)

[49] D. Berkeland, J. Miller, J. Bergquist, W. Itano, D. Wineland, *Minimization of ion micromotion in a Paul trap*, J. Appl. Phys. 83, 5025 (1998)

[50] C. Ballance, T. Harty, N. Linke, M. Sepiol,*High-Fidelity Quantum Logic Gates Using Trapped-Ion Hyperfine Qubits*, D. Lucas, Phys. Rev. Lett. 117, 060504 (2016)

[51] R. Epstein et al., *Simplified motional heating rate measurements of trapped ions*, Phys. Rev. A 76, 033411 (2007)

[52] M. Brownnutt, M. Kumph, P. Rabl, R. Blatt, *Ion-trap measurements of electric-field noise near surfaces*, Rev. Mod. Phys. 87 (2015)

[53] R. Jozsa, N. Linden, *On the role of entanglement in quantum-computational speed-up*, Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, Vol. 459, 2011–2032 (2003)

[54] T. Monz, P. Schindler, J. T. Barreiro, M. Chwalla, D. Nigg, W. A. Coish, M. Harlander, W. Hänsel, M. Hennrich, R. Blatt, *14-Qubit Entanglement: Creation and Coherence*, Physical Review Letters 106, 130506 (2011)

[55] R. Srinivas, S. Burd, H. Knaack, R. Sutherland, A. Kwiatkowski, S. Glancy, E. Knill, D. Wineland, D. Leibfried, A. Wilson, D. Allcock, D. Slichter, *High-fidelity laser-free universal control of two trapped ion qubits*, Nature 597, 209-213 (2021), arXiv:2102.12533

[56] C. Becher et al., *Entanglement of Trapped Ions*, Proc. 17th Int. Conf. Laser Spectroscopy (Cairngorms National Park, Scotland) ed. E. Hinds, A. Ferguson, E. Ries (Singapore: World Scientific) (2008)