

Laserkühlung von Ionenkristallen

Masterarbeit

am Institut für Experimentalphysik
Prof. Dr. Rainer Blatt
Fakultät für Mathematik, Informatik und Physik
Universität Innsbruck

von

Markus Rambach

November 2011

Für meine Eltern und meine Schwester

Abstract

This thesis reports on the setup and the characterization of an ion trap for quantum information processing. Related to this topic, a new possibility of ground state cooling is presented which has the potential of achieving higher cooling rates and lower reachable temperatures.

The thesis starts with a short discussion of the theory of the interaction between laser light and trapped ions. There, the focus is on several possible laser cooling techniques. The following chapter describes the most important components of an ion trap experiment and their properties. General characteristics of the elements as well as specific features of the new trap design and the setup are presented.

Additionally, methods for putting a linear Paul trap into operation and characterizing it are described. There, the first few sections can be used as a recipe for the first steps of checking important properties of a new trap. The remaining parts deal with advanced techniques right up to ground state cooling and possibilities with several ions.

Finally the implementation of a new cooling scheme is described, which is using the dynamical Stark shift for cooling the ion's motional mode. Ground state cooling by this new method could be an alternative to the currently implemented sideband cooling.

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Aufbau und der Charakterisierung einer Ionenfalle zur Durchführung von Quanteninformationsexperimenten. In diesem Zusammenhang wird besonders auf eine neue Möglichkeit der Laserkühlung eingegangen, welche höhere Kühlraten und geringere erreichbare Temperaturen verspricht.

Einleitend wird die Theorie der Wechselwirkung zwischen Laserlicht und in einer Falle gespeicherten Ionen kurz diskutiert und detailliert auf die verschiedenen Möglichkeiten der Laserkühlung eingegangen. Im folgenden Kapitel sind die wichtigsten Komponenten eines Ionenfallenexperiments und deren Eigenschaften beschrieben. Dabei fließen sowohl allgemeine Erkenntnisse zu den einzelnen Elementen ein als auch spezifische Details zum neuen Fallendesign und dessen Aufbau.

Des Weiteren werden verschiedene Methoden zum Betrieb und zur Charakterisierung einer linearen Paulfalle vorgestellt. Die anfänglichen Abschnitte können als Rezept für die ersten Schritte zur Überprüfung wichtiger Eigenschaften einer neuen Falle verwendet werden. Die restlichen Teile beschäftigen sich mit fortgeschritteneren Techniken bis hin zur Grundzustandskühlung und neuen Möglichkeiten mit mehreren Ionen.

Schlussendlich wird die Implementierung eines neuen Kühlschemas beschrieben, welches den dynamischen Starkeffekt zur Extraktion von Phononen aus der Bewegungsmode des Ions benutzt. Die so erreichte Grundzustandskühlung kann eine Alternative zur momentan verwendeten Seitenbandkühlung darstellen.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	i
Zusammenfassung	iii
1 Einleitung	1
2 Wechselwirkung Atom - Laser in einer Falle	5
2.1 Theoretische Einführung	5
2.1.1 Lamb-Dicke Regime	6
2.1.2 Nichtresonante Wechselwirkungen	8
2.2 Laserkühltechniken	9
2.2.1 Laserkühlung mit Ionen	9
2.2.2 Dopplerkühlung	11
2.2.3 Seitenbandkühlung	14
2.2.4 Kühlung mithilfe des dynamischen Starkeffekts	17
2.2.5 Weitere Kühltechniken	19
3 Experimente mit gespeicherten Ca^+ Ionen	23
3.1 Das Kalzium Ion	23
3.2 Vakuumkammer und Falle	24
3.2.1 Vakuumtechniken	24
3.2.2 Paulfallen	26
3.3 Lasersystem	29
3.3.1 Diodenlasersystem	29
3.3.2 Ultrastabiler Titan-Saphir Laser bei 729 nm	31
3.4 Radiofrequenz (Topfkreisresonator)	32
4 Betrieb und Charakterisierung des Ionenfallenexperiments	35
4.1 Fluoreszenzdetektion	35
4.2 Laden von Ionen durch Photoionisation	38
4.3 Kristallisieren von Ionen	40
4.4 Dopplerkühlung	41

4.5	Mikrobewegungskompensation	42
4.6	Heizrate	46
4.7	Stoßrate	47
4.8	Spektroskopie	50
4.8.1	Der $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$ Übergang	50
4.8.2	Der $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$ Übergang	51
4.9	Rabioszillationen auf Doppler-gekühlten Zuständen / Optisches Pumpen . .	52
4.9.1	Rabiflops auf Doppler-gekühlten Zuständen	52
4.9.2	Optisches Pumpen	53
4.10	Laser auf das Ion referenzieren	54
4.11	Seitenbandkühlung	56
4.12	Mehrere Ionen	57
5	Experimentelle Realisierung der Kühlung mithilfe des dynamischen Starkeffekts	59
5.1	Erzeugung von Fock-Zuständen	61
5.1.1	Impulssequenz	62
5.1.2	Auswertung	66
5.1.3	Ergebnisse	67
5.2	Grundzustandskühlung	72
5.2.1	Impulssequenz	73
5.2.2	Auswertung	76
5.2.3	Ergebnisse	77
6	Zusammenfassung und Ausblick	81
	Literaturverzeichnis	83

1 Einleitung

Die Quantenmechanik ist eine der größten Errungenschaften des zwanzigsten Jahrhunderts. Ihre Gesetze wurden in den 20-er Jahren von Werner Heisenberg, Erwin Schrödinger, Niels Bohr und vielen anderen formuliert und haben heute noch ihre Gültigkeit. In diesem, damals komplett neuen Gebiet, wird jedem Teilchen eine *Wellenfunktion* Ψ zugeordnet, deren Betragsquadrat nach Max Born die Wahrscheinlichkeit angibt, ein Teilchen an einem bestimmten Ort zu finden. Der *Hamiltonoperator* \hat{H} und die *Schrödinger-Gleichung* ($\hat{H}\Psi = E\Psi$, mit der Energie E) bestimmen die Dynamik dieser Wellenfunktion. Heutzutage findet die Quantenmechanik in vielen Bereichen Anwendung: bei der Erklärung chemischer Prozesse und Materialeigenschaften, in der Halbleitertechnologie, in der Kryptographie und vielen mehr. Bislang waren es hauptsächlich klassische Computer, welche bei Simulationen von Quantensystemen verwendet wurden. Diese Methode ist jedoch limitiert, da die Beschreibung eines Quantensystems eine Zahl an Parametern erfordert, die exponentiell mit der Anzahl der Größe des Quantensystems ansteigt. Aus diesem Grund sind numerische Methoden in den meisten Fällen nur zur Untersuchung relativ kleiner Quantensysteme anwendbar.

In den 80-er Jahren hatten R. Feynman [1] und andere die Idee, solche komplexen Systeme durch andere quantenmechanische Systeme zu simulieren. Dadurch verkürzt sich theoretisch die Prozesszeit eines derartigen *Quantencomputers*, welche nun nicht mehr exponentiell sondern nur polynomial mit der Anzahl der Qubits skaliert. Der Vorteil des Quantencomputers liegt in der Parallelität, mit der Daten verarbeitet werden können.

Zur Zeit jener Überlegungen waren nur Gedankenexperimente möglich, um die Vermutungen zu bestätigen oder zu widerlegen. Heutzutage gehört die Herstellung simulierender Systeme im Labor zum Alltag, und Quantensimulationen bzw. Quanteninformationsverarbeitung sind von großem Interesse in der Forschung. Das verwendete System muss jedoch zunächst einige Voraussetzungen erfüllen, um tatsächlich einen Quantencomputer herstellen zu können. Diese wurden von D.P. DiVincenzo [2] zum ersten Mal zusammengefasst und sind seither als *DiVincenzo Kriterien* bekannt:

1. Das System muss wohldefinierte Qubits besitzen und skalierbar sein.
2. Es muss möglich sein, die Qubits in einem einfachen, reinen Zustand zu präparieren.
3. Das System muss eine hinreichend lange Dekohärenzzeit aufweisen, viel länger als

die Dauer eines Quantengatters.

4. Das System muss die Implementierung eines universellen Satzes von Quantengattern erlauben.
5. Es muss möglich sein, jedes Qubit einzeln gezielt zu messen.

Später kamen noch zwei zusätzliche Anforderungen hinzu, um Quantenkommunikation in einem Netzwerk zu ermöglichen:

6. Es muss möglich sein, stationäre Qubits in bewegliche Qubits zu transformieren und umgekehrt.
7. Ein Austausch der beweglichen Qubits muss zwischen entfernten Orten möglich sein.

Für die Realisierung dieser Kriterien kommen mehrere Systeme in Frage: Kernspinresonanz [3], Photonen [4], Quantenpunkte [5], neutrale Atome [6] und Ionen [7]. Die größten Erfolge wurden bisher mit gespeicherten Ionen erzielt. Sie sind einfach von der Umgebung zu trennen und mit Laserlicht leicht zu manipulieren. Das Fangen geladener Teilchen wurde erstmals von K.H. Kingdon 1923 vorgeschlagen [8]. Radiofrequenz-Fallen wurden von W. Paul in den 50-ern entwickelt und ein einzelnes Ion wurde 1980 von W. Neuhauser und Mitarbeitern zum ersten Mal gefangen und nachgewiesen. Dies hatte großen Einfluss auf die Atomphysik und intensivierte die Entwicklungen in diesem Bereich, bspw. von neuen Massenspektrometern und optischen Uhren [9]. Mittlerweile wurden alle DiVincenzo Kriterien mit Ionen erfüllt. Einige wichtige Schritte dabei waren die Untersuchungen von 2-Qubit Gattern (z.B. [10]), Quantenteleportation mit Atomen [11], Verschränkung von Ionen in verschiedenen Fallen [12] und erst kürzlich verschränkte Zustände aus 14 Ionen [13].

Im Bezug auf die Präparation eines einfachen und reinen Grundzustands (2. DiVincenzo Kriterium) von Ionen ist es wichtig, nicht nur die internen Freiheitsgrade zu steuern, sondern auch die Bewegung der Ionen zu kontrollieren. Als wohldefinierter Zustand wird dabei meist der Grundzustand einer Bewegungsmode verwendet. Es ist notwendig, das Ion mit Lasern zu kühlen, um diesen Zustand zu erreichen. Darunter versteht man eine Reduktion der Geschwindigkeit bzw. der Breite der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen. Die Kühltechnik unter Verwendung von optischem Licht wurde erstmals 1950 von A. Kastler vorgeschlagen [14], also noch bevor es Laser gab. W. Neuhauser und Mitarbeitern gelang es in den späten 70-er Jahren, *Laserkühlung* von Ionen experimentell zu realisieren. Andere Möglichkeiten der Kühlung wie Widerstandskühlung [15] oder Stoßkühlung [16, 17] sind weniger effizient und flexibel.

Da die Kühlung einen großen zeitlichen Anteil an der gesamten experimentellen Sequenz benötigt, ist sie ein limitierender Faktor für die Zahl der ausführbaren Gatter. Aus diesem Grund ist die Weiterentwicklung von Techniken zur Laserkühlung, trotz guter Ergebnisse

mit Seitenbandkühlung, ein wichtiges Forschungsgebiet auf dem Weg zur Realisierung des Quantencomputers.

Diese Arbeit beschäftigt sich sowohl mit dem Aufbau und der Charakterisierung einer neuen Ionenfalle als auch mit der Realisierung einer neuen Methode zur Grundzustandskühlung von Ionen mithilfe des dynamischen Starkeffekts. Durch den Aufbau einer Ionenfalle mit verbessertem Design erhofft man sich mehrere Vorteile gegenüber der alten Falle wie bspw. neue Möglichkeiten durch zusätzliche optische Zugänge oder die Fähigkeit, mehr Ionen stabil zu speichern. Die Charakterisierung gibt Aufschluss darüber, inwiefern sich die Eigenschaften der neuen gegenüber der alten Falle verändert haben. Die Umsetzung der Laserkühlung ist momentan noch ein reines Demonstrations-Experiment. Durch weitere Verbesserungen in der Sequenz und der Technik besteht jedoch die Möglichkeit, Seitenbandkühlung zu ersetzen.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: Zu Beginn des zweiten Kapitels sind die theoretischen Grundlagen der Wechselwirkung von Laserlicht mit gefangenen Teilchen beschrieben. Hier werden Begriffe eingeführt und Voraussetzungen diskutiert, um Ausführungen in den späteren Kapiteln zu verstehen. Die zweite Hälfte des Kapitels geht dann stärker auf die gebräuchlichen und die neue experimentell realisierte Kühltechnik ein. Kapitel 3 befasst sich mit den einzelnen Komponenten, welche notwendig sind, um Experimente mit gespeicherten Ionen durchzuführen. Dabei wird sowohl auf das verwendete Ion von Kalzium und dessen Übergänge als auch auf die lineare Paulfalle und das Lasersystem kurz eingegangen. Anschließend werden Experimente zur Charakterisierung einer Ionenfalle vorgestellt und die Ergebnisse der durchgeführten Untersuchungen an der neuen Falle diskutiert. Dieser Teil der Arbeit kann als Rezept für die Inbetriebnahme einer Ionenfalle verwendet werden. Zunächst werden grundlegende Techniken besprochen, um Teilchen in einer Falle nachzuweisen. Dazu gehören die Fluoreszenzdetektion, das Laden und Kristallisieren von Ionen, die Dopplerkühlung und die Mikrobewegungskompensation. Fortgeschrittenere Techniken zur Charakterisierung der Falle wie die Messung von Stoß- und Heizraten, Spektroskopie oder Seitenbandkühlung bilden den abschließenden Teil dieses Kapitels. Das vorletzte Kapitel beschreibt die experimentellen Schritte zur Umsetzung der Kühlung mithilfe des dynamischen Starkeffekts. Dabei wird jeder einzelne Impuls genau analysiert und seine Rolle in der Sequenz diskutiert. Zunächst wird die Verwendung des Schemas zur kontrollierten Herstellung von Fock-Zuständen veranschaulicht und die erzielten Ergebnisse werden präsentiert. Anschließend wird ein Ion mit dem Schema gekühlt und abermals werden die Ergebnisse diskutiert. Im Schlussteil werden noch eine kurze Zusammenfassung der wichtigsten Punkte der Arbeit und ein Ausblick auf Experimente mit der neuen Falle und Möglichkeiten der Implementierung der neuen Kühlmethode gegeben.

2 Wechselwirkung Atom - Laser in einer Falle

Dieses Kapitel behandelt die Wechselwirkungen zwischen einem Ion, welches in einer Paulfalle gespeichert ist, und einem von außen eingestrahlten Laserstrahl. Durch geeignete Laserimpulse kann sowohl der innere (elektronische) als auch der äußere (Bewegungs-) Zustand beeinflusst werden. Der erste Teil gibt einen Einblick in das theoretische Modell, welches der Wechselwirkung zugrunde liegt, und die atomaren Übergänge, die durch Laserlicht induziert werden können. Der zweite Abschnitt behandelt verschiedene Techniken, um die Bewegungsmode des Ions in den Grundzustand zu kühlen.

2.1 Theoretische Einführung

Dieser Abschnitt hält sich in seinen Ausführungen an die Diskussion der Ion-Laser Wechselwirkung in der Doktorarbeit von Gerhard Kirchmair [18]. Der Hamiltonoperator H , welcher das System beschreibt, kann in zwei Teile H_0 und H_1 zerlegt werden. Der erste Teil beschreibt das Ion an sich sowie seine Wechselwirkung mit dem Fallenpotential. Das Ion ist als 2-Niveau System genähert und das Fallenpotential ist harmonisch. Der zweite Teil beschreibt die Wechselwirkung zwischen dem Ion und einem Laserstrahl. Hier wird angenommen, dass der Strahl durch eine monochromatische Welle beschrieben werden kann, welche eine Frequenz nahe des atomaren Übergangs des Ions hat. In den folgenden Ausführungen wird die Notation $|g\rangle$ und $|e\rangle$ für den Grundzustand und den angeregten Zustand des Teilchens verwendet, welche den energetischen Abstand $\hbar\omega_a$ haben. Für ein Ion der Masse m in einer Falle mit der Frequenz ν kann das System durch den folgenden Hamiltonoperator [19] beschrieben werden:

$$H = H_0 + H_1 \quad (2.1)$$

$$H_0 = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2}m\nu^2 x^2 + \frac{1}{2}\hbar\omega_a\sigma_z \quad (2.2)$$

$$H_1 = \hbar\Omega(\sigma_+ + \sigma_-) \left(e^{i(kx - \omega_l t + \phi)} + e^{-i(kx - \omega_l t + \phi)} \right). \quad (2.3)$$

Die ersten beiden Terme von H_0 entsprechen der kinetischen und potentiellen Energie des Ions und der letzte der Energie seines atomaren Übergangs. H_1 beschreibt die Ion-Laser

Wechselwirkung, wobei σ_z, σ_+ und σ_- Pauli Spinmatrizen sind und k die Wellenzahl, ω_l die Frequenz und ϕ die Phase des Laserlichtfelds ist. Ω ist die sogenannte *Rabifrequenz*, welche die Stärke der Wechselwirkung zwischen dem Ion und dem Lichtfeld enthält. Hierbei wurde angenommen, dass das Ion entlang der x-Achse oszilliert. Unter Verwendung des Auf- und Absteigeoperators (a^\dagger und a) lassen sich die Hamiltonoperatoren umschreiben in

$$H_0 = \hbar\nu \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{2} \hbar\omega_a \sigma_z \quad (2.4)$$

$$H_1 = \hbar\Omega (\sigma_+ + \sigma_-) \left(e^{i\eta(a+a^\dagger)} e^{-i(\omega_l t - \phi)} + e^{-i\eta(a+a^\dagger)} e^{i(\omega_l t - \phi)} \right). \quad (2.5)$$

Der Lamb-Dicke Parameter η ist definiert als

$$\eta = \mathbf{k} \mathbf{e}_x \sqrt{\frac{\hbar}{2m\nu}}, \quad (2.6)$$

wobei \mathbf{e}_x der Einheitsvektor in Richtung der Oszillationsachse ist. Der Lamb-Dicke Parameter beschreibt das Verhältnis der räumlichen Ausdehnung des Grundzustands des harmonischen Oszillators zu der Wellenlänge des atomaren Übergangs. Sein Quadrat setzt die Rückstoßenergie $E_r = \hbar^2 k^2 / 2m$ eines Photons mit der Energie $E_\nu = \hbar\nu$ eines Phonons der Falle in Relation zueinander. Eine Transformation des Hamiltonoperators in das Wechselwirkungsbild $H_{\text{int}} = U^\dagger H U$ mit dem Operator $U = e^{iH_0 t / \hbar}$ und gleichzeitiges Anwenden einer Drehwellennäherung [20], welche Terme eliminiert, die mit Frequenzen von ca. $2\omega_a$ oszillieren, führt zu

$$H_{\text{int}} = \hbar\Omega \left(\sigma_+ e^{i\eta(\hat{a} + \hat{a}^\dagger)} e^{-i(\Delta t - \phi)} + h.c. \right) \quad (2.7)$$

mit $\hat{a} = a e^{-i\nu t}$ und der Verstimmung $\Delta = \omega_l - \omega_a$ zwischen der Frequenz des Lasers und des atomaren Übergangs.

2.1.1 Lamb-Dicke Regime

Wenn die Ausdehnung der Wellenfunktion des Ions klein gegenüber der Wellenlänge des Laserlichts ist, spricht man vom Lamb-Dicke Regime. Dafür muss die Bedingung $\eta^2(2n + 1) \ll 1$ erfüllt sein, wodurch sich Gleichung (2.7) in einer Taylorentwicklung

$$e^{i\eta(\hat{a} + \hat{a}^\dagger)} = 1 + i\eta \left(a e^{-i\nu t} + a^\dagger e^{i\nu t} \right) + O(\eta^2) \quad (2.8)$$

darstellen lässt. Nur die erste Ordnung dieser Entwicklung ist von Belang. Dies entspricht Übergängen, bei denen sich die Vibrationsquantenzahl um 0 oder ± 1 ändert. Der Hamiltonoperator für die Wechselwirkung hat nun die Form

$$H_{\text{int}} = \hbar\Omega \sigma_+ \left(1 + i\eta \left(a e^{-i\nu t} + a^\dagger e^{i\nu t} \right) \right) e^{-i(\Delta t - \phi)} + h.c.. \quad (2.9)$$

2.1 Theoretische Einführung

In Abhängigkeit der Verstimmung werden also verschiedene elektrische Zustände mit Bewegungszuständen gekoppelt. Für eine Verstimmung $\Delta = s\omega$ werden die Zustände $|g, n\rangle$ und $|e, n + s\rangle$ miteinander verknüpft, wobei n die Vibrationsquantenzahl (bzw. die Anzahl der Phononen im System) und $s \in \mathbb{N}_0$ ist. Der Operator (2.9) führt zu drei verschiedenen Resonanzen:

- Für den Fall $\omega_l = \omega_a$ ($\Delta = 0$), d.h. die Laserfrequenz stimmt mit der Übergangsfrequenz überein, sind Änderungen des phononischen Zustands zwar erlaubt, aber nicht resonant. Übergänge mit $\Delta n = 0$, also $|g, n\rangle \rightarrow |e, n\rangle$ werden *Trägerübergänge* genannt. Ihre Kopplungsstärke $\Omega_{n,n} = (1 - \eta^2 n)\Omega$ ist nur in zweiter Ordnung abhängig von der Phononenzahl. Dies sieht man, wenn man Gleichung (2.7) in einer Taylorreihe nach η entwickelt. Im Lamb-Dicke Regime ist diese Abhängigkeit sehr klein, da typischerweise $\eta^2 \leq 0,01$ gilt. Der Hamiltonoperator für Trägerübergänge ist gegeben durch

$$H_{\text{car}}(t) = \hbar\Omega_{n,n}(\sigma_+ e^{i\phi} + \sigma_- e^{-i\phi}). \quad (2.10)$$

- Für $\Delta = \nu$, koppeln Zustände $|g, n\rangle \rightarrow |e, n + 1\rangle$ aneinander. In diesem Fall ändert sich die Zahl der Phononen um $+1$. Dies nennt man einen Übergang auf dem *blauen Seitenband*, welcher eine Kopplungsstärke von $\Omega_{n,n+1} = \eta\sqrt{n+1}\Omega$ hat. Der Hamiltonoperator dafür ist

$$H_{\text{bsb}}(t) = i\hbar\Omega_{n,n+1}(a^\dagger\sigma_+ e^{i\phi} - a\sigma_- e^{-i\phi}). \quad (2.11)$$

- Die dritte mögliche Resonanz tritt ein, wenn dem System genau ein Phonon entzogen wird, d.h. $\Delta n = -1$ bzw. $|g, n\rangle \rightarrow |e, n - 1\rangle$. Dieser Übergang auf dem sogenannten *roten Seitenband* wird getrieben, wenn $\Delta = -\nu$ gilt. Seine Kopplungsstärke ist $\Omega_{n,n-1} = \eta\sqrt{n}\Omega$, und der zugehörige Hamiltonoperator ist

$$H_{\text{rsb}}(t) = i\hbar\Omega_{n,n-1}(a\sigma_+ e^{i\phi} - a^\dagger\sigma_- e^{-i\phi}). \quad (2.12)$$

Diese Art der Kopplung nennt sich in der Quantenoptik Jaynes-Cummings Hamiltonian [21]. Dort beschreibt er die Wechselwirkung von 2-Niveau Atomen mit quantisierten Lichtfeldern.

Eine graphische Darstellung der oben beschriebenen Übergänge und ihrer Kopplungsstärken zeigt Abbildung 2.1. Dabei sind die internen Zustände des Ions bereits mit den externen Zuständen der Falle (Phononen) gekoppelt. In der Quantenoptik entspricht dies dem sogenannten *dressed-atom* Bild, wobei die internen Zustände eines Atoms mit den photonischen Zuständen einer Lichtwelle „angezogen“ sind.

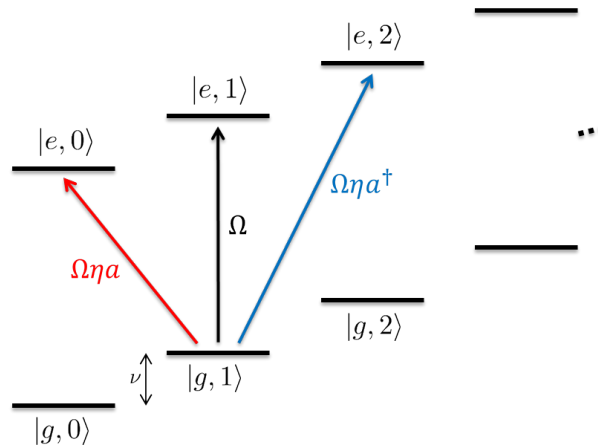


Abbildung 2.1: Kombination der Energieniveaus eines 2-Niveau Systems mit einem harmonischen Oszillator (Ionenfalle) und den zugehörigen Kopplungsstärken. Wenn die Laserfrequenz der Übergangsfrequenz entspricht, ändert sich der Bewegungszustand des Ions nicht (schwarzer Pfeil). Wird der Laser jedoch an das rote oder blaue Seitenband angepasst, so können auch Übergänge getrieben werden, welche den Bewegungszustand ändern.

2.1.2 Nichtresonante Wechselwirkungen

Bisher wurden nur resonante Prozesse betrachtet, doch auch nichtresonante Übergänge spielen in manchen Fällen eine wesentliche Rolle in der Wechselwirkung. Speziell bei hohen Intensitäten des Lichtfelds, welche zum Treiben von Seitenbandübergängen nötig sind, kann es sein, dass die Kopplungsstärke nicht mehr viel kleiner als die Verstimmung ist. Diese hohen Intensitäten verschieben die atomaren Energieniveaus, was als AC-Stark-Effekt bekannt ist. Die Energiedifferenz des ungestörten 2-Niveau Ions ist $E = \hbar\omega_a$. Die Intensität des Lichtfelds wird durch die Rabi-Frequenz Ω beschrieben. Die Herleitung der AC-Stark-Verschiebung erfolgt analog zur Herleitung von Gleichung (2.7). Die Berechnung der neuen Eigenenergien des Systems unter dem Hamiltonoperator ergibt

$$H_{\text{stark}} = \frac{\hbar\Delta}{2}\sigma_z + \hbar\Omega\sigma_x. \quad (2.13)$$

Hier wurden nur Trägerübergänge berücksichtigt. Für den Fall $\Delta \ll \Omega$ verschiebt sich das energetisch höhere Niveau $|e\rangle$ um Ω^2/Δ und das energetisch niedrigere Niveau $|g\rangle$ um $-\Omega^2/\Delta$. Die gesamte Verschiebung des Übergangs ist dann

$$\delta_S = 2\frac{\Omega^2}{\Delta}. \quad (2.14)$$

2.2 Laserkühltechniken

Für den Limes $\Delta \rightarrow 0$ spalten die Niveaus um $\pm\Omega$ auf, was zu einer totalen Frequenzverschiebung des Übergangs von

$$\delta_S = 2\Omega \tag{2.15}$$

führt. Diese Eigenschaft wird in der später vorgestellten Kühlmethode benutzt, um die Zustände $|+, n\rangle$ und $|-, n-1\rangle$ zu entarten und aneinander zu koppeln.

2.2 Laserkühltechniken

Laserkühlung ermöglichte erst die Untersuchung atomarer Spezies im Quantenregime. Sowohl Atome als auch Ionen sind nach ihrer Isolation von der Umgebung (üblicherweise Verdampfung in einem Ofen) mehrere hundert Kelvin heiß. Eine ungefähre Abschätzung der Temperatur kann über die Beziehung $E \sim k_B T$ gemacht werden, wobei E der kinetischen Energie entspricht. Optisches Kühlen von verdampften Teilchen wurde erstmals von A. Kastler [14] im Jahre 1950 vorgeschlagen. Die Möglichkeit, den Strahlungsdruck von Laserlicht auf ein Teilchen zur Kühlung zu verwenden, haben T.W. Hänsch und A.L. Schawlow [22] im Jahr 1974 diskutiert. Laserkühlung von Ionen wurde schlussendlich zum ersten Mal von D.J. Wineland und Mitarbeitern [23] mit gefangenen Mg^+ Ionen und von W. Neuhauser und Mitarbeitern [24] mit Ba^+ Ionen im Jahr 1978 experimentell beobachtet. Es gibt viele Möglichkeiten, Teilchen zu kühlen. Die am weitesten verbreiteten Arten sind: Widerstandskühlung, Stoßkühlung, mitfühlende Kühlung und Laserkühlung [25]. Dabei hat sich Laserkühlung als die flexibelste (beliebiges An- und Ausschalten) und effizienteste (hohe Kühlraten und tiefe Temperaturen) Methode herauskristallisiert. Der einzige Nachteil besteht darin, dass nicht jede Art von Teilchen gekühlt werden kann, da geeignete optische Übergänge vorhanden sein müssen. Dieses Problem kann jedoch durch die Technik der mitfühlenden Kühlung [26] gelöst werden, welche sowohl Laser- als auch Stoßkühlung verwendet.

2.2.1 Laserkühlung mit Ionen

Wenn man generell von Kühlung eines Stoffs spricht, ist damit meistens eine wohldefinierte Angabe der Temperatur verbunden. Da es in einem System aus Laser und Ion fortwährend zu Absorption und Emission von Photonen kommt, stellt sich zwar ein stationärer Zustand ein, dieser ist aber nie in thermischem Gleichgewicht mit der Umgebung [27]. Zudem kommt es zwar zum Austausch von Energie, jedoch nicht in der Form von Wärme. Aus diesen Gründen kann die herkömmliche thermodynamische Definition der Temperatur bei der Laserkühlung nicht angewendet werden. Da dem System jedoch eine mittlere kinetische Energie $\langle E_{\text{kin}} \rangle$ in einer Dimension zugeordnet werden kann, lässt sich diese mit der Energie

eines Systems mit wohldefinierter Temperatur vergleichen und man erhält

$$\langle E_{\text{kin}} \rangle = \frac{1}{2} k_B T, \quad (2.16)$$

mit k_B , der Boltzmannkonstante, und T , der absoluten Temperatur.

Aus einer Vielzahl von Gründen ist es in den meisten Experimenten in Ionenfallen nachteilig, wenn die Ionen hohe Temperaturen haben. Fürs Erste bedeuten hohe kinetische Energien gleichzeitig höhere Oszillationsamplituden in der Falle, und somit steigt die Wahrscheinlichkeit, Ionen zu verlieren. Dementsprechend verlängern tiefere Temperaturen die Verweilzeit der Ionen in der Falle. Zweitens verstärken höhere kinetische Energien den Dopplereffekt sowohl in erster als auch in zweiter Ordnung. Kühlung bewirkt daher eine höhere Präzision bei der Messung von Massen [28, 29] und magnetischen Momenten, bei der Spektroskopie und quantenlogischen Operationen. Ein dritter Vorteil gekühlter Ionen ist, dass manche Phänomene auftreten wie bspw. die Anordnung der Ionen in einer kristallähnlichen Struktur. Dies kann nur bei hinreichend tiefen Temperaturen beobachtet werden, wenn die Coulomb Energie zwischen nächsten Nachbarn viel größer als die kinetische Energie der Teilchen ist.

Allerdings sind nicht alle Elemente für die Laserkühltechniken geeignet. Dafür muss die atomare Spezies gewisse Bedingungen erfüllen. Sie braucht Strukturen der Energieniveaus, welche es möglich machen, geschlossene Übergänge mit Laserstrahlung zu treiben. Diese Bedingung wird nur von wenigen Ionenarten erfüllt. Zudem muss es möglich sein, Laser und Optik zur Verfügung zu haben, welche den Abständen der Energieniveaus angepasst werden können. Dies ist beispielsweise für Übergänge im ultravioletten Bereich nicht bzw. nur sehr schwer realisierbar. Andere Kühlmethoden, wie bspw. Widerstandskühlung oder rf Seitenbandkühlung [30], hängen nur von der Masse und der Ladung des Ions ab und können daher bei allen Spezies angewendet werden.

Die Bewegung des Ions unter Anregung durch Laserlicht ist durch drei grundlegende Frequenzen charakterisiert: die Fallenfrequenz ν , die Rate der spontanen Emission Γ und die Rückstoßfrequenz $\omega_r = \frac{\hbar k^2}{2M}$, wobei k die Wellenzahl des Laserlichts und M die Masse des Ions ist [30]. Die Verhältnisse dieser Frequenzen kennzeichnen verschiedene Bereiche der Kühltynamik und ihre Grenzen:

- $\Gamma \gg \nu$: Wenn die Zerfallsrate des Zustands viel größer als die Fallenfrequenz ist, ist der Abstand die Seitenbänder, welche dem Spektrum des Ions durch die Falle aufmoduliert sind, viel kleiner als die Absorptionsbreite des Übergangs. In diesem sogenannten *weak confinement* Regime verhält sich das Ion wie ein freies Teilchen, welches eine zeitabhängige, durch den Dopplereffekt verschobene Laserfrequenz sieht. In diesem Fall kann eine Kraft das Ion kühlen, die von der Geschwindigkeit des Ions abhängt. Dieser Vorgang ist als *Dopplerkühlung* bekannt. Minimal erreichbare

2.2 Laserkühltechniken

Temperaturen für Dopplerkühlung ($E_D = \frac{\hbar}{2}\Gamma$) [22, 31] liegen im Bereich von mK.

- $\Gamma \ll \nu$: Im umgekehrten Fall, also für Zerfallsraten viel kleiner als die Fallenfrequenz, befinden wir uns im *strong confinement* Regime, in welchem die Seitenbänder aufgelöst sind. Das bedeutet, die Frequenz des Laserlichts kann auf den Übergang zum roten Seitenband eingestellt werden und das Ion verliert bei jeder Zustandsänderung Energie. Mit dieser *Seitenbandkühlung* [32] können Temperaturen im Bereich von μK erreicht werden.

In den folgenden Kapiteln werden die grundlegenden Mechanismen für verschiedene Kühlmethoden für den Fall eines 2-Niveau Atoms im Detail erklärt. In unserem Ca^+ Experiment werden die Techniken von Doppler- und Seitenbandkühlung kombiniert, um in den quantenmechanischen Grundzustand der Bewegung des Ions zu gelangen. Dies ist notwendig, um Präzisionsmessungen von Spektren und quantenlogische Operationen mit größtmöglicher Genauigkeit zu realisieren.

2.2.2 Dopplerkühlung

Freie und gefangene Teilchen können durch den Strahlungsdruck eines Laserfelds sehr schnell und effizient gekühlt werden. Dies wird als *Dopplerkühlung* bezeichnet. Die Methode der Dopplerkühlung von Ionen wurde erstmals von D.J. Wineland und H.G. Dehmelt [31] vorgeschlagen.

Das Prinzip dieser Kühlung beruht auf dem Dopplereffekt. Ein Atom, welches sich mit der Geschwindigkeit v bewegt (Abbildung 2.2(a)), sieht in seinem Ruhesystem einen entgegenkommenden Laserstrahl in der Frequenz blauverschoben. Wird der Laser gegenüber der Resonanz des ruhenden Teilchens zu niedrigerer Frequenz hin verstimmt, so wird dieses Licht bevorzugt absorbiert, wenn sich das Atom dem Strahl entgegen bewegt. Jedes Photon trägt einen Impuls $p = \hbar k$, dementsprechend resultiert jede Absorption in einem Stoß des Teilchens in Bewegungsrichtung des Photons. Da dies die Richtung entgegengesetzt zur Bewegungsrichtung des Teilchens ist, erhält man eine abbremsende Kraft. Bei der Abregung spielt hauptsächlich die spontane Emission eine Rolle. Die Richtung des dabei emittierten Photons ist zufällig und symmetrisch verteilt, und daher ist der Beitrag zum durchschnittlichen Impuls gleich null. Für freie Atome benötigt man zur Dopplerkühlung zwei entgegengesetzte Strahlen für jede Raumrichtung. Bei Ionen, welche sich in einer Falle befinden, ist es ausreichend, einen Strahl zu haben, welcher auf keine der Fallenachsen senkrecht und daher mit allen möglichen, unabhängigen Oszillationsrichtungen überlappend ist, um alle Moden zu kühlen.

Das 2-Niveau System ist durch die atomare Übergangsfrequenz ω_a und das Laserfeld durch die Lichtfrequenz ω_l und Rabi-Frequenz Ω festgelegt. Da die Kraft sowohl der Anzahl der gestreuten Photonen pro Zeit (charakterisiert durch die Streurrate R_{dc}) und dem

jeweiligen Impuls p des Photons proportional ist, ergibt sich die Formel

$$F_{\text{rad}} = pR_{\text{dc}}. \quad (2.17)$$

Die Streurrate ist gleich der spontanen Emissionsrate Γ mal der Aufenthaltswahrscheinlichkeit ρ_{ee} des Atoms im angeregten Zustand. Daher wird (2.17) zu

$$\begin{aligned} F_{\text{rad}} &= \left(\begin{array}{c} \text{Impulstransfer} \\ \text{eines Photons} \end{array} \right) \times \left(\begin{array}{c} \text{spontane} \\ \text{Emissionsrate} \end{array} \right) \times \left(\begin{array}{c} \text{Aufenthaltswahrschein-} \\ \text{lichkeit im angeregten Zustand} \end{array} \right) \\ &= \hbar k \times \Gamma \times \rho_{ee}. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit kann mithilfe der optischen Blochgleichungen berechnet werden und ist

$$\rho_{ee} = \frac{4\Omega^2}{\Gamma^2 + 4(\Delta - kv)^2} \quad (2.19)$$

für geringe Intensitäten. Hier ist $\Delta = \omega_l - \omega_a$ die Verstimmung zwischen Laser- und Übergangsfrequenz und kv die Dopplerverschiebung. Die Strahlungskraft kann in einen konstanten $F_{(0)}$ und einen geschwindigkeitsabhängigen Anteil $F_{(v)} = F_{\text{rad}} - F_{(0)}$ zerlegt werden [21]. Für ein Ion in einer Falle verschiebt der konstante Anteil nur seine mittlere Position, sodass $F_{(v)}$ die Kraft beschreibt, welche für die Kühlung zuständig ist. Abbildung 2.2(b) zeigt diese Kraft in Abhängigkeit der Geschwindigkeit. Dabei wurden bereits die optimalen Parameter $\Omega = \Gamma$ und $\Delta = -\Gamma/2$ (mehr dazu später) verwendet. Im Limit geringer Geschwindigkeit v ist die Dopplerverschiebung kv durch die Bewegung des Ions kleiner als die Linienbreite des Übergangs. In guter Näherung kann dann die geschwindigkeitsabhängige Kraft als linear in der Geschwindigkeit

$$\begin{aligned} F_{(v)} &\approx v \frac{d}{dt} F_{\text{rad}}|_{v=0} \\ &\approx F_{(0)} \frac{8kv\Delta}{\Gamma^2 + 4\Delta^2} \end{aligned} \quad (2.20)$$

approximiert werden.

Grenzen der Dopplerkühlung

Bisher wurde nur der Idealfall betrachtet, in welchem keine Prozesse vorkommen, welche die Temperatur erhöhen. Das Resultat für die Rate, mit welcher die kinetische Energie verloren geht, ist somit

$$\dot{E}_{\text{cool}} = \langle F_{\text{rad}} v \rangle = -\beta \langle v^2 \rangle, \quad (2.21)$$

mit $\beta = -\frac{d}{dt} F_{\text{rad}}|_{v=0}$. Der Strahlungsdruck, welcher das Teilchen kühlt, entsteht durch diskrete Übertragung von Impuls in einem Zyklus von Absorption und Emission. Dieser

2.2 Laserkühltechniken

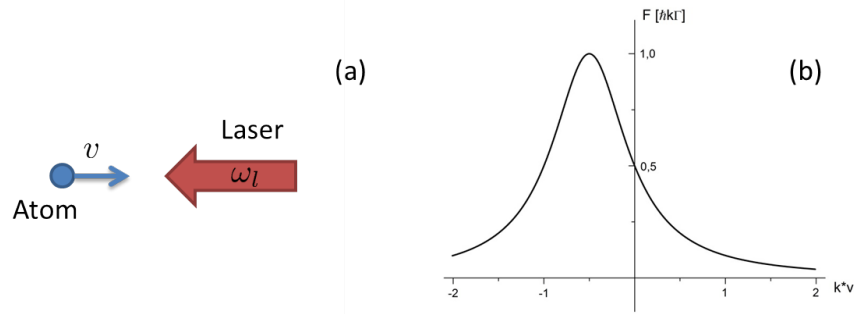


Abbildung 2.2: (a) Physikalisches Bild der Situation in 1D. Ein Atom bewegt sich mit der Geschwindigkeit v auf einen entgegenkommenden Laserstrahl der Frequenz ω_l zu. (b) Darstellung der Kraft in Abhängigkeit der Geschwindigkeit für einen rotverstimmtten Laserstrahl. Die negative Steigung bei $v = 0$ entspricht einer dämpfenden Kraft, welche das Atom abbremst. Die Kraft wurde für die optimalen Werte für Δ und Ω (siehe Text) berechnet.

Tatsache folgend ergeben sich Fluktuationen in der Kraft um einen durchschnittlichen Wert. Diese erwärmen das Atom aufgrund der Diffusion des Impulses. Der atomare Impuls vollzieht eine Zufallsbewegung im Impulsraum mit der Schrittweite $\hbar k$, was bei geringer Temperatur heizend wirkt. Ein weiterer Heizmechanismus, welcher zur Verteilung des Impulses beiträgt, ergibt sich aus dem zufälligen Richtung der spontanen Emission. Die daraus resultierende Heizrate \dot{E}_{heat} ist [33]

$$\dot{E}_{\text{heat}} = \frac{(\hbar k)^2}{m} \Gamma \rho_{ee}. \quad (2.22)$$

Diese ist gleich der Kühlrate \dot{E}_{cool}

$$\dot{E}_{\text{cool}} + \dot{E}_{\text{heat}} = 0, \quad (2.23)$$

wenn sich das System im Gleichgewichtszustand befindet. Unter Gleichsetzung von kinetischer und thermischer Energie $\frac{m\langle v^2 \rangle}{2} = \frac{k_B T}{2}$ erhält man aus Gleichung (2.23)

$$k_B T = -\frac{\hbar \Gamma}{2} \left(\frac{\Gamma}{2\Delta} + \frac{2\Delta}{\Gamma} \right). \quad (2.24)$$

Diese Gleichung hat ein Minimum für $\Delta = -\Gamma/2$,

$$T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2k_B}, \quad (2.25)$$

wobei T_D die niedrigstmögliche Temperatur ist, welche mit Dopplerkühlung erreicht werden kann: das *Dopplerlimit*. Die Verteilung des Impulses ist im stationären Zustand gaußförmig. Dies führt zu einer thermischen Verteilung der Besetzungswahrscheinlichkeit verschiedener Energieniveaus. Da diese Kühltechnik in der minimal erreichbaren Temperatur begrenzt ist und für Zustandsmanipulationen der Grundzustand der Bewegung erreicht werden sollte, wird Dopplerkühlung oft als Vorstufe für weitere Kühlmethoden (bspw. Seitenbandkühlung [34]) verwendet.

2.2.3 Seitenbandkühlung

Für viele Experimente ist Dopplerkühlung nicht ausreichend. *Seitenbandkühlung* ist eine Methode, um zu noch tieferen Temperaturen bis hin zum Grundzustand der Bewegung zu gelangen. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Ions in diesem Zustand minimaler Energie in der Falle kann bis zu 99,9% betragen [35], was einer Temperatur im Bereich von $10\mu\text{K}$ entspricht. Seitenbandkühlung mit Ionen wurde zum ersten Mal von F. Diederich und Mitarbeitern [32] im Jahre 1989 demonstriert. Im Allgemeinen ist es notwendig, einen dipolverbotenen Übergang mit langer Lebensdauer oder Raman-Übergänge zwischen Grundzuständen [36] für dieses Kühlverfahren zu benutzen, damit die Seitenbänder leicht aufzulösen sind. Dennoch wurden auch Experimente durchgeführt [37], welche Dipolübergänge von Ionen in sehr steifen Fallenpotentialen (hohe Fallenfrequenz) verwenden. Das zugrunde liegende Schema ist für beide Arten von Übergängen gleich.

Seitenbandkühlung des Bewegungszustands eines Ions erfordert, dass die Fallenfrequenz größer als die Linienbreite des angeregten Zustands und des verwendeten Lasers ist. In diesem Regime des starken Einschlusses können die verschiedenen Vibrationsniveaus aufgelöst und Übergänge zwischen diesen selektiv getrieben werden. Um in diesen Bereich zu kommen, benötigt die Methode Dopplerkühlung als Vorstufe.

Wie in Abbildung 2.3 zu sehen ist, kann ein Laser, welcher um die Fallenfrequenz verstimmt ist ($\Delta = -\nu$), genau Übergänge $|g, n\rangle \rightarrow |e, n - 1\rangle$ treiben, bei denen jeweils ein Phonon aus dem System entfernt wird. Durch spontane Emission $|e, n - 1\rangle \rightarrow |g, n - 1\rangle$ wird wieder der Grundzustand erreicht und der Prozess kann von neuem beginnen. Aufgrund des Überlapps der Wellenfunktionen des Grund- und des angeregten Zustands bei gleichbleibender Phononenzahl ändert der stärkste Übergang bei der spontanen Emission den Vibrationszustand des Teilchens nicht. Dies ist als *Franck-Condon Prinzip* bekannt, welches jedoch nur im Lamb-Dicke Regime gilt. In jedem Zyklus aus Absorption und Emission wird dem System somit ein Phonon bzw. die kinetische Energie $\hbar\nu$ entzogen, was einem Übergang $|g, n\rangle \rightarrow |g, n - 1\rangle$ entspricht. Es lässt sich eine durchschnittliche Phononenzahl $\bar{n} \ll 1$ erreichen, d.h. das Ion ist hauptsächlich im Zustand $|g, 0\rangle$. Dieser ist ein Dunkelzustand, welcher nicht mehr mit dem Lichtfeld wechselwirkt, und somit endet die Kühlung.

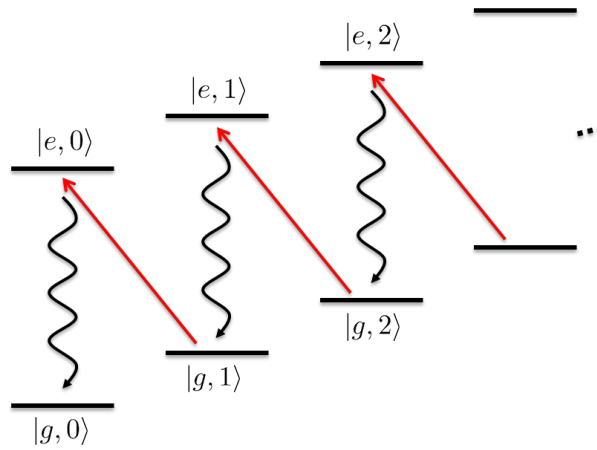


Abbildung 2.3: Prozesse bei Seitenbandkühlung. Nachdem ein Übergang auf dem roten Seitenband getrieben wurde, zerfällt der angeregte Zustand spontan und ohne die Phononenzahl zu ändern wieder in den Grundzustand und der Zyklus kann von Neuem beginnen.

In den meisten Fällen wird zusätzlich zu den Niveaus $|g\rangle$ und $|e\rangle$ noch ein weiteres kurzlebiges Hilfsniveau $|a\rangle$ benötigt. Der Grund dafür ist, dass die spontane Zerfallsrate des angeregten Zustands sehr gering ist, um die Seitenbänder auflösen zu können. Das zusätzliche Niveau stellt sicher, dass die Kühlrate dennoch hoch bleibt, ohne die Auflösung der Seitenbänder zu verlieren. Die „effektive“ Linienbreite bzw. Zerfallsrate des angeregten Zustands $\tilde{\Gamma}$ (Herleitung in [38]) ist dann zwar um einiges größer, erfüllt die Bedingung $\nu \gg \tilde{\Gamma}$ für starken Einschluss dennoch nach wie vor.

Kühlraten und -grenzen

Die Kühlrate bei der Seitenbandkühlung R_{sbc} ist, wie auch schon für die Dopplerkühlung, das Produkt aus der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Ions im angeregten Zustand ρ_{ee} und der effektiven Zerfallsrate $\tilde{\Gamma}$ [39]:

$$R_{\text{sbc}} = \rho_{ee} \tilde{\Gamma} = \tilde{\Gamma} \frac{(\eta\sqrt{n}\Omega)^2}{2(\eta\sqrt{n}\Omega)^2 + \tilde{\Gamma}^2} \quad (2.26)$$

Diese Rate ist abhängig von der Phononenzahl n und verschwindet, sobald der Grundzustand der Bewegung $|n = 0\rangle$ erreicht ist. Es gibt zwei dieser Rate zugrunde liegende Prozesse, welche Kühlung bewirken und in Abbildung 2.4(a) graphisch dargestellt sind. Diese sind Anregungen auf dem roten Seitenband und spontane Emission auf dem Träger als auch nicht-resonante Anregung auf dem Träger und spontane Emission auf dem blauen Seitenband, wobei der letztgenannte Prozess im Vergleich zum Ersteren sehr unwahrscheinlich ist. Dem gegenüber kann es jedoch auch zu Heizeffekten durch nicht-resonante Übergänge

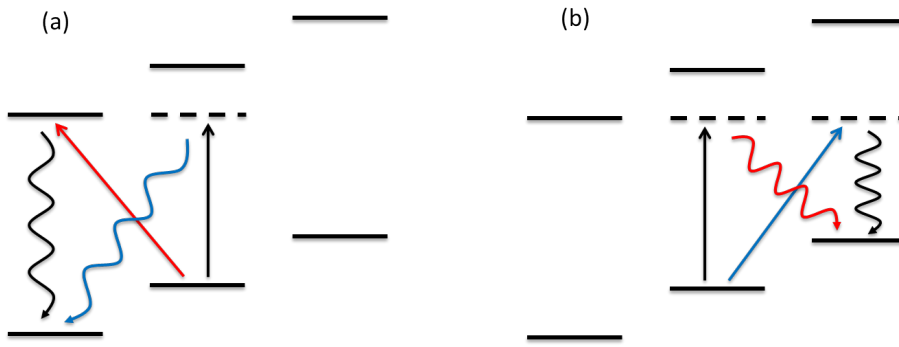


Abbildung 2.4: Wichtigste Kühl- (a) und Heizprozesse (b). Die Farben kennzeichnen die Art des Übergangs: rotes Seitenband, blaues Seitenband und Träger (schwarz).

kommen (Abbildung 2.4(b)). Dabei sind sowohl Anregung auf dem Träger und Emission auf dem roten Seitenband als auch Anregung auf dem blauen Seitenband und Emission auf dem Träger die beiden wichtigsten Prozesse. Je näher ein Übergang an der Resonanz ist, desto wahrscheinlicher tritt er auch ein. Im Gleichgewichtszustand sind die Raten für Heiz- und Kühlvorgänge gleich und die durchschnittliche Phononenzahl ist

$$\bar{n} \approx \left(\frac{\tilde{\Gamma}}{2\nu} \right)^2 \left[\left(\frac{\tilde{\eta}}{\eta} \right)^2 + \frac{1}{4} \right], \quad (2.27)$$

wobei η der Lamb-Dicke Parameter für stimulierte Absorption und $\tilde{\eta}$ der Lamb-Dicke Parameter für spontane Emission ist. Dieses Ergebnis wurde von W. Neuhauser und Mitarbeitern [24] hergeleitet. Der Faktor in den eckigen Klammern ist in etwa gleich 1. Gleichung (2.27) ergibt im Lamb-Dicke Regime $\nu \gg \tilde{\Gamma}$ eine durchschnittliche Phononenzahl $\bar{n} \ll 1$. Seitenbandkühlung ist also eine sehr gute Methode, um ein Ion in einer Falle in den Grundzustand seiner Bewegung zu kühlen.

Die Seitenbandkühlrate ist typischerweise geringer als die Kühlrate, die sich durch Dopplerkühlung erreichen lässt. Dies liegt daran, dass bei SBC die Seitenbänder aufgelöst sein müssen. Daher ist die Lebensdauer des angeregten Zustands meist relativ lang, was die Wartezeit für den nächsten Kühlschritt verlängert. Auch bei der kurz angesprochenen Lösung mit einem Hilfsniveau ist die Zerfallsrate immer noch viel geringer als bei anderen Kühlverfahren. Generell ist es notwendig, sich für diese Methode schon im Lamb-Dicke Regime zu befinden. Deshalb wird SBC in den meisten Experimenten durch eine Vorstufe der Kühlung, z.B. Dopplerkühlung, ergänzt.

2.2 Laserkühltechniken

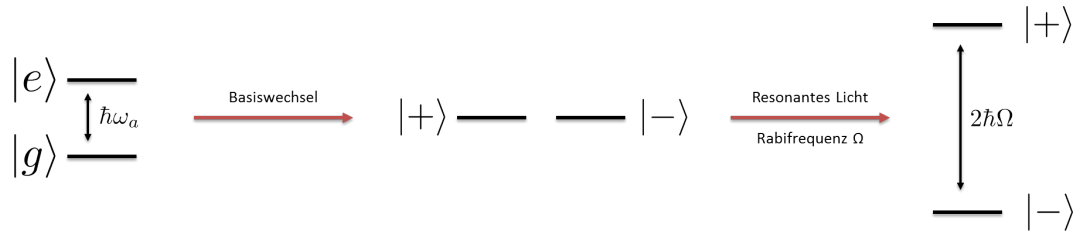


Abbildung 2.5: Links ist das Atom in seiner logischen Basis $|g\rangle$ und $|e\rangle$ ohne Wechselwirkung mit einem Feld zu sehen. Der Wechsel in die $|\pm\rangle$ Basis entartet die beiden Energieniveaus (Mitte). Nach dem Einschalten eines resonanten Laserstrahls mit der Rabifrequenz Ω sind die Niveaus nicht mehr entartet, sondern spalten sich energetisch um den Wert $2\hbar\Omega$ auf (rechts).

2.2.4 Kühlung mithilfe des dynamischen Starkeffekts

Die folgende theoretische Einführung in eine Kühlmethode mithilfe des dynamischen (AC-) Starkeffekts folgt im Wesentlichen dem Vorschlag von D. Jonathan *et al.* [40] und A. Retzker und M.B. Plenio [41]. Wie bereits in Kapitel 2.1.2 erwähnt, spalten die Energieniveaus $|\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle \pm |e\rangle)$ [42] in einem starken Lichtfeld auf. Ohne Lichtfeld sind diese Niveaus entartet. Ausgehend von einer Energiedifferenz des ungestörten Atoms von $E = \hbar\omega_a$ in der logischen $|g\rangle$ und $|e\rangle$ Basis, ergibt sich bei Einstrahlung von resonantem Licht eine Energieaufspaltung von $\Delta E = 2\hbar\Omega$ in der dressed-state Basis. In Abbildung 2.5 ist dies nochmals verdeutlicht, wie sich die Aufspaltung der logischen Basis beim Übergang zur „dressed-atom Basis“ verändert und bei der Einstrahlung von resonantem Licht wieder aufspaltet. Der Hamiltonoperator aus Gleichung (2.9) reduziert sich unter der Annahme $\Delta = 0$, also bei Anregung eines Trägerübergangs und der Wahl $\phi = 0$ o.B.d.A. zu

$$H = \hbar\Omega \left\{ \sigma_+ + \sigma_- + i\eta (\sigma_+ - \sigma_-) \cdot \left[ae^{-i\nu t} + a^\dagger e^{i\nu t} \right] \right\}. \quad (2.28)$$

Die logische Basis wird zunächst in die dressed-atom Basis transformiert, um zu sehen, wie sich die Zustände $|\pm\rangle$ unter diesem Operator entwickeln. Dies wird durch die Matrix

$$R = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix},$$

mit der Eigenschaft

$$R\sigma_\pm R^\dagger = \frac{1}{2} [\sigma_z \pm (\sigma_+ - \sigma_-)] \quad (2.29)$$

erreicht. Unter Verwendung von Beziehung (2.29) hat der Hamiltonoperator des Systems eine Jaynes-Cummings Form

$$H'_{(t)} = \hbar\Omega \left\{ \sigma_z + i\eta (\sigma_+ - \sigma_-) \cdot \left(ae^{-i\nu t} + a^\dagger e^{i\nu t} \right) \right\}. \quad (2.30)$$

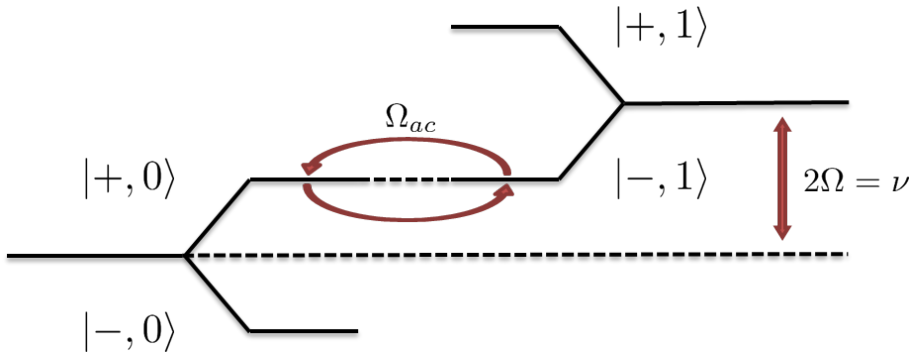


Abbildung 2.6: Schema der Wechselwirkung zwischen den beiden niedrigsten phononischen Zuständen aufgrund der dynamischen Starkverschiebung. Die Aufspaltung der beiden Niveaus $|+, 0\rangle$ und $|- , 0\rangle$ bzw. $|+, 1\rangle$ und $|- , 1\rangle$ wird durch Laserlicht hoher Intensität ausgelöst. Dies nennt man den dynamischen oder AC-Starkeffekt. Bei erfüllter Resonanzbedingung $\Delta_{SS} = 0$ entarten die Zustände $|+, 0\rangle$ und $|- , 1\rangle$, und Population kann zwischen diesen Zuständen ausgetauscht werden. Die Rate dafür ist Ω_{ac} und sie wird für zunehmende Phononenzahl proportional zum Faktor $\sqrt{n+1}$ höher.

Eine weitere Transformation durch den unitären Operator $\exp(i\Omega't\sigma_z/\hbar)$ führt zu

$$H''_{(t)} = i\hbar\eta\Omega \left\{ \sigma_+ a e^{i(2\Omega-\nu)t} - \sigma_- a^\dagger e^{-i(2\Omega-\nu)t} + \sigma_+ a^\dagger e^{i(2\Omega+\nu)t} - \sigma_- a e^{-i(2\Omega+\nu)t} \right\}, \quad (2.31)$$

woraus die Resonanzbedingung abgeleitet werden kann. Diese ist

$$\Delta_{SS} = \Omega - \frac{\nu}{2} = 0. \quad (2.32)$$

Die Situation, welche sich daraus ergibt, ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Ist Bedingung (2.32) erfüllt, so sind die Zustände $|+, n\rangle$ and $|- , n+1\rangle$ (n bezeichnet den Phononenzustand bzw. die Anzahl der Phononen im System) entartet und es kann zum Austausch von Population mit der Rate $\sqrt{n+1}\Omega_{ac}$ kommen, wobei Ω_{ac} die Kopplungsstärke zwischen $|+, 0\rangle$ und $|- , 1\rangle$ ist. Hier ist n die Phononenzahl des niedrigeren der beiden gekoppelten Zustände. D.h. für steigende Bewegungszustände wird auch die Kopplung zunehmend höher. Der Populationsaustausch entspricht einer Abbildung der Anregung zwischen dem externen, phononischen und dem internen, elektronischen Zustand des Ions. Diese verschränkende Eigenschaft eröffnet die Möglichkeit, die Kühlmethode auch als zwei-Qubit Gatter zu verwenden, wie es ursprünglich auch vorgeschlagen war [40].

Für $\Delta_{SS} = 0$ werden die ersten beiden Terme in Gleichung (2.31) konstant und die zweiten beiden oszillieren mit doppelter Fallenfrequenz 2ν . Diese Terme können vernachlässigt werden, da sie sich in einer weiteren Jaynes-Cummings Drehwellennäherung über die Zeit „heraus mitteln“. Die schlussendliche Entwicklung der Zustände des Ions wird durch die

2.2 Laserkühltechniken

Jaynes-Cummings Form des Hamiltonoperators

$$H_{SS} = \frac{i\hbar\eta\nu}{2}(\sigma_+a - \sigma_-a^\dagger) \quad (2.33)$$

beschrieben, wenn das Lichtfeld die Bedingung $\Delta = \Delta_{SS} = 0$ erfüllt. Gleichung (2.33) zeigt, dass ein Trägerübergang mit der richtigen Frequenz und der richtigen Intensität die elektronischen Zustände mit jenen der Bewegung in der gleichen Art und Weise koppelt wie bei einem roten Seitenbandübergang in der Seitenbandkühlungstechnik. Ein Phonon wird dem System entzogen und das Ion in den $|+\rangle$ Zustand angeregt. SBC erreicht dasselbe, nur in der logischen Basis des Ions. Nach jedem Übergang $|-, n\rangle \rightarrow |+, n-1\rangle$ muss das System wieder in den $|-\rangle$ Zustand zurück gepumpt werden, um dem System erneut ein Vibrationsquant entziehen zu können. Im Unterschied zur Seitenbandkühlung werden bei dieser Kühltechnik alle Impulse mit resonantem Licht ($\omega_l = \omega_a$) durchgeführt. Phase und Intensität des Laserlichts sind die einzigen Größen, die sich während der Sequenz ändern. Auf diese Art wird die Phononenleiter ebenfalls bis in den Grundzustand $|-, 0\rangle$ durchlaufen und somit Kühlung realisiert.

2.2.5 Weitere Kühltechniken

In den vorangegangenen Abschnitten hat sich gezeigt, dass jegliche Art von Laserkühlung von den Absorptions- und Emissionsraten auf dem roten (Kühlung) und auf dem blauen Seitenband (Heizen) abhängt. Das Ion wird gekühlt, solange die Kühlrate größer als die Heizrate ist. Normalerweise nimmt die Zahl der kühlenden Ereignisse mit sinkender kinetischer Energie ab, während die heizenden Ereignisse unabhängig von der Energie sind. Ein fundamentales Minimum der Kühlmethode ist erreicht, wenn die Raten im Gleichgewicht sind. Es gibt noch mehrere alternative Kühlmethoden, von denen zwei, welche für die Kühlung von Ionen relevant sind, nun vorgestellt werden.

Kühlung unter Verwendung elektromagnetisch induzierter Transparenz

Die grundlegende Idee der Kühlung mithilfe elektromagnetisch induzierter Transparenz (EIT) ist die Verwendung eines Lasers mit hoher Intensität (starke Kopplung) in einem 3-Niveau Schema für das Atom. Dies erzeugt ein Absorptionsprofil für einen zweiten schwächeren Laser, welches günstig für die Kühlung ist. Das Schema wurde erstmals von G. Morigi und Mitarbeitern [43] vorgeschlagen und von C.F. Roos und Mitarbeitern [44] experimentell demonstriert.

Die benötigte Levelstruktur des 3-Niveausystems und die beiden getriebenen Übergänge sind in Abbildung 2.7(a) gezeigt. Das System besteht aus einem Grundzustand $|g\rangle$, einem stabilen oder metastabilen Zustand $|r\rangle$ und einem angeregten Zustand $|e\rangle$. Ein Laser

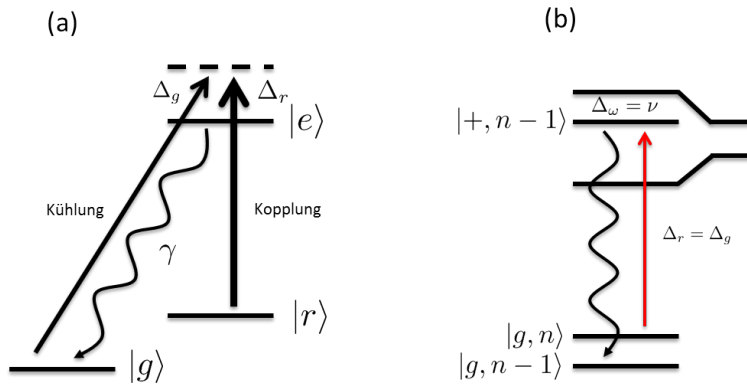


Abbildung 2.7: (a) zeigt die Energieniveaus und Übergänge des EIT Kühlschemas. (b) zeigt in einem gemischten Bild aus logischer und dressed-state Basis den resonanten Übergang $|g, n\rangle \rightarrow |+, n-1\rangle$, von wo aus das Ion bevorzugt in den $|g, n-1\rangle$ Zustand zerfällt.

mit hoher Intensität (Kopplungslaser) wird benutzt, um Übergänge $|r\rangle \rightarrow |e\rangle$ zu treiben. Dieser hat die Frequenz ω_r , die Rabifrequenz Ω_r und eine Verstimmung Δ_r , mit $\Delta_r > 0$ (blauverstimmt). Ein schwächerer Laser (Kühlaser) mit Frequenz ω_g , Rabifrequenz Ω_g und ebenfalls blauer Verstimmung Δ_g ist auf den Übergang $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ eingestellt. Die Intensität des zweiten Lichtfelds ist dabei in etwa ein Prozent der Intensität des koppelnden Felds. Der angeregte Zustand hat eine Linienbreite γ und koppelt an die beiden anderen Zustände über Dipolübergänge.

Der starke Laser erzeugt eine AC-Starkverschiebung $\Delta\omega$ der Energieniveaus und verändert daher das Absorptionsprofil, welches der schwache Laser sieht. Wird die Frequenz des Kühllasers verstimmt, so erhält man eine breite Resonanz für $\Delta_g = -\Delta\omega$, keine Absorption bei $\Delta_g = \Delta_r$ und starke Absorption bei $\Delta_g = \Delta_r + \Delta\omega$. Dieses *Fano*-mächtige Absorptionsprofil [45] kann zur Kühlung verwendet werden, wenn die Verstimmung beider Laser gleich ($\Delta_g = \Delta_r$) ist und wenn die Frequenz der zu kühlenden Mode gleich der Starkverschiebung durch den Kopplungslaser $\nu = \Delta\omega$ ist. Die zweite Bedingung lässt sich über die Änderung der Intensität des starken Lichtfelds, und damit seiner Rabifrequenz, erreichen (Abbildung 2.7(b)). Die hohe schmalbandige Absorptionswahrscheinlichkeit hat ihr Maximum beim Übergang auf dem roten Seitenband $|g, n\rangle \rightarrow |e, n-1\rangle$ und die Dunkelresonanz entspricht Übergängen mit $\Delta n = 0$ auf dem Träger $|g, n\rangle \rightarrow |e, n\rangle$, welche somit entfallen. Übergänge auf dem blauen Seitenband sind zwar auch möglich, haben aber eine um vieles kleinere Wahrscheinlichkeit.

Der große Unterschied zwischen Kühl- und Heizraten macht dieses Kühlschema so attraktiv. Der Hauptgrund für das Heizen sind nicht-resonante Trägerübergänge. Diese entfallen in dieser Methode komplett, wie auch bei der Kühlung mithilfe des dynamischen Starkeffekts. Ein weiterer Vorteil gegenüber SBC sind die geringeren Anforderungen an die

2.2 Laserkühltechniken

Stabilität der Laserfrequenz und an den starken Einschluss der Ionen in der Falle, da breitbandige Dipolübergänge benutzt werden. Auch die Kühleffizienz ist größer, da mehrere Moden gleichzeitig gekühlt werden können, solange ihre Frequenzen ähnlich sind. Bei gleichen Kühlraten können zudem tiefere Temperaturen als mit Seitenbandkühlung erreicht werden.

EIT Kühlung wurde erstmals mit Ca^+ Ionen in einer Paulfalle experimentell realisiert [44]. Dazu wird $|e\rangle = P_{1/2}$ verwendet und $|g\rangle$ und $|r\rangle$ sind die Zeeman-Unterniveaus des $S_{1/2}$ Zustands. Verschiedene Polarisierungen des Laserfelds entsprechen dann den gewünschten Übergängen. Es wurden durchschnittliche Phononenzahlen von $\bar{n} \approx 0,1$ erreicht, was einer Wahrscheinlichkeit von 90% entspricht, das Ion im Grundzustand der Bewegung zu finden.

Mitfühlende Kühlung

Laserkühlung lässt sich aufgrund seiner Anforderungen an die Niveaustuktur der Teilchen nur bei einigen atomaren Spezies anwenden. Mitfühlende Kühlung umgeht dieses Problem durch Verwendung von zusätzlichen Hilfsionen, welche gekühlt werden und durch die Coulombwechselwirkung auch die anderen Ionen kühlen [26]. Dadurch muss das eingestrahlte Laserlicht nicht an die internen Zustände des Qubits koppeln und führt nicht zu Störungen der Gatter auf diesem. Mitfühlende Kühlung ist eine Form der Stoßkühlung zwischen geladenen Teilchen und stellt keine Anforderung an die Niveaustuktur der zu kühlenden Ionen. Dies macht es möglich, Spektroskopie und Quanteninformationsprozesse an Ionen durchzuführen, welche keinen geeigneten Kühlübergang besitzen [46].

Es gibt drei verschiedene Möglichkeiten der mitfühlenden Kühlung, welche sich durch die Wahl des Kühliions unterscheiden. Das Kühliion kann von der gleichen atomaren Spezies sein wie die Qubit Ionen [47]. Dies setzt individuelle Adressierung voraus und kann bei starkem Einschluss der Teilchen in der Falle technisch herausfordernd sein. Eine weitere Möglichkeit ist die Verwendung von Isotopen des gleichen Elements [48]. Die Anforderungen an die Adressierung sind aufgrund der Verschiebung der Energieniveaus um typischerweise mehrere GHz geringer. Zusätzlich sind diese Verschiebungen oft klein genug, um von optischen Modulatoren abgedeckt zu werden, und die Anwendung weiterer Laser ist nicht notwendig. Die dritte Option besteht darin, eine andere Spezies zur Kühlung zu verwenden [49]. Dies bietet die Möglichkeit, auch jene Arten von Ionen zu kühlen, welche keine geeigneten Isotope besitzen. Die verwendeten Kühliionen können so gewählt werden, dass der Übergang weit von allen Übergängen des Qubits entfernt ist. Dadurch werden störende Niveaushiftungen durch nah-resonante Strahlung vermieden.

3 Experimente mit gespeicherten Ca^+ Ionen

3.1 Das Kalzium Ion

In allen in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten werden Übergänge in $^{40}\text{Ca}^+$ Ionen als Qubit verwendet. Zusätzlich könnten in unserem Aufbau auch Experimente mit $^{43}\text{Ca}^+$ durchgeführt werden, was jedoch nicht zur Anwendung gekommen ist. Kalzium ist ein Erdalkalimetall mit sechs stabilen Isotopen. Von diesen hat nur ^{43}Ca einen von null verschiedenen Kernspin, also eine Hyperfeinaufspaltung. Das verwendete ^{40}Ca hat eine wasserstoffähnliche Struktur im einfach geladenen Zustand und ein natürliches Isotopenverhältnis von 96,9%. $^{40}\text{Ca}^+$ eignet sich aufgrund seiner Niveaustuktur und den Wellenlängen der elektrischen Übergänge sehr gut für quantenphysikalische Experimente. Die niedrigsten fünf Energieniveaus samt ihrer Lebensdauer und Übergangswellenlängen sind in Abbildung 3.1 dargestellt und werden nun etwas detaillierter beschrieben.

Das Qubit wird in den Energieniveaus $S_{1/2}$ und $D_{5/2}$ kodiert. Diese beiden Niveaus spalten sich in einem externen Magnetfeld aufgrund des Zeemaneffekts in zwei bzw. sechs Unterniveaus auf, die durch die Magnetquantenzahl $m_S = \{\pm\frac{1}{2}\}$ bzw. $m_D = \{\pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}, \pm\frac{5}{2}\}$ beschrieben werden. Die Aufspaltung der Zeeman-Niveaus beträgt typischerweise einige MHz. Bei den Dipolübergängen ist diese Aufspaltung kleiner als die Linienbreite und deshalb nicht aufgelöst. Der Übergang $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$ ist ein Quadrupolübergang mit einer Lebensdauer von 1,17 s [50] bei einer Übergangswellenlänge von 729 nm. In den Experimenten wurden die Zeeman Unterniveaus $S_{1/2}, m_j = \frac{1}{2}$ und $D_{5/2}, m_j = \frac{3}{2}$ als optisches Qubit verwendet. Die lange Lebensdauer ermöglicht kohärente Operationen auf diesem Übergang.

Der Dipolübergang $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$ bei 397 nm hat eine spektrale Breite von etwa 20 MHz und wird zur Zustandsbestimmung des Qubits verwendet. Da dieser Übergang nur an den $S_{1/2}$ und nicht an den $D_{5/2}$ Zustand koppelt, projiziert der 397 nm Laser das Qubit in einen dieser beiden. Leuchtet das Ion, so befindet es sich in $S_{1/2}$, leuchtet es nicht, ist es in $D_{5/2}$. Diese Technik wird als *electron shelving* [33] bezeichnet. Mehrmaliges Durchführen von Experimenten und Messung des Zustands (99,9% Messeffizienz) ergibt die Besetzungswahrscheinlichkeit. Die beiden P Niveaus zerfallen mit einer Rate von 1:15 in eines der

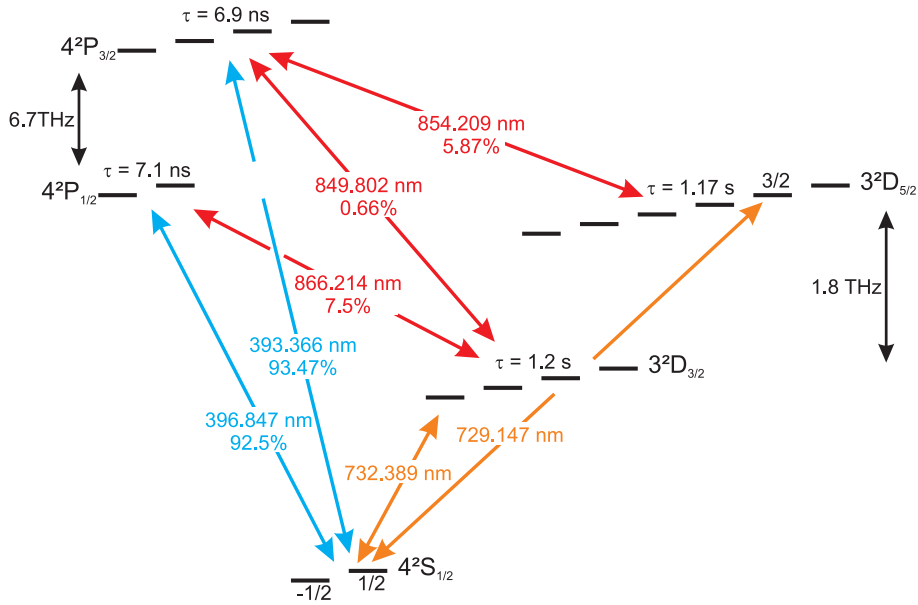


Abbildung 3.1: Schema der Energieniveaus inklusive aller Zeeman Unterniveaus von ^{40}Ca aus [18]. Detaillierte Funktionen der Laser können dem Text entnommen werden. Das Qubit besteht aus den Zuständen $S_{1/2}, m_j = 1/2$ und $D_{5/2}, m_j = 3/2$. In der Abbildung sind die Wellenlängen in der Luft, die Lebensdauer τ und die Verzweungsverhältnisse (in % für den entsprechenden Übergang) angegeben.

D Niveaus [51]. Anregung auf den beiden Dipolübergängen bei 854 nm und 866 nm pumpt die atomare Besetzung wieder in den $S-P$ Raum zurück. Dieses Auspumpen ist auch nach jedem Experiment mit dem Endzustand $D_{5/2}$ nötig, um das Ion für das nächste Experiment schnell wieder in $S_{1/2}$ initialisieren zu können. Auf diese Weise wird die Wiederholrate der Experimente, und damit das Sammeln von Statistik, hoch gehalten.

Eine genauere Erklärung der Verwendungszwecke der einzelnen Energieniveaus und Übergänge wird in Kapitel 3.3 gegeben.

3.2 Vakuumkammer und Falle

3.2.1 Vakuumtechniken

Vakuumpumpen werden nach ihrem chemischen oder physikalischen Funktionsprinzipien unterschieden. Je nach Typ eignen sie sich nur für bestimmte Druckbereiche und werden deshalb in Kombination miteinander verwendet, um ein Ultrahochvakuum zu erreichen. Es bestehen unter Umständen große Unterschiede in der Pumpeffizienz verschiedener Gase, welche in den Überlegungen zum Verwendungszweck früh genug bedacht werden müssen. Mechanische Pumpen dienen oft als Vorpumpen bei der Herstellung von Vakua, da sie schon bei relativ hohem Druck in der Größenordnung von 10^3 mbar arbeiten können. Die

3.2 Vakuumkammer und Falle

nächsten Schritte werden dann von Pumpen für Ultrahochvakuen erledigt, da diese erst ab einem geringen Druck effizient sind. Im Folgenden werden die Pumptypen kurz beschrieben, welche in den Experimenten zur Anwendung kommen. Detailliertere Informationen können aus den Büchern von Jousten [52] und Moore [53] entnommen werden.

Turbomolekularpumpe

Eine Turbomolekularpumpe ist eine mechanische Pumpe und besteht aus einer Anordnung von mehreren turbinenartigen Rotoren mit beschauften Scheiben. Durch die hohe Drehzahl von bis zu 90.000 Umdrehungen pro Minute werden molekulare Geschwindigkeiten an den Kanten der Rotoren erreicht. Die Schaufeln der Rotoren sind derart geformt, dass Atome und Moleküle Richtung Ausgang gestoßen werden, sobald sie mit einem Rotorblatt kollidieren. Zwischen den Rotoren sind zudem Statoren eingebaut, deren Schaufeln in die entgegengesetzte Richtung zu den Rotoren zeigen. Dadurch wird der Teilchenstrom abgebremst und das Gas komprimiert, bevor es zum nächsten Rotor gelangt. Im Normalfall wird vor einer Turbomolekularpumpe zunächst eine herkömmliche ölgedichtete Vakuumpumpe verwendet, um in den effizienten Operationsbereich zu gelangen.

Sublimationspumpen

Sublimationspumpen (auch Getterpumpen genannt) gehören zu den Treibmittelpumpen und verwenden chemische Prozesse als Pumpmechanismus. Sie bestehen aus mehreren Metallstäben und der sie umgebenden Oberfläche. Starke Erhitzung des Metalls führt dazu, dass die Umgebung mit einer dünnen Schicht dieses Metalls überzogen wird. Titan, Molybdän, Tantal oder Zirkonium sind geeignete Kandidaten, wobei Titan am häufigsten verwendet wird. Durch Aufbringen einer Metallschicht auf die umgebende Oberfläche werden viele Teilchen bei Stößen an dieser Oberfläche chemisch gebunden und können nicht mehr entfliehen. Dieser Prozess heißt *Chemisorption*. Die Verwendung einer Vorpumpe ist dabei sehr wichtig, da es sonst sofort zur Sättigung kommt und kein effektives Pumpen erreicht wird.

Ionenpumpen

Ionenpumpen kombinieren die Eigenschaften von Getterpumpen als auch von ionisierten Teilchen in Magnetfeldern. Sie bestehen meist aus einer Anode aus rostfreiem Stahl und einer Kathode aus Titan. Wird ein entsprechend großes elektrisches Feld zwischen den beiden Elektroden erzeugt, so werden die Teilchen ionisiert und in Richtung der Kathode beschleunigt. Die kinetische Energie ist beim Aufschlag auf die Kathode so groß, dass die Teilchen stecken bleiben und sie das Titan nicht mehr verlassen können.

3.2.2 Paulfallen

Ionenfallen mit Radiofrequenzeinschluss wurden erstmals von Wolfgang Paul als Massenfänger vorgeschlagen. Später wurden sie dann zum Einschluss geladener Teilchen benutzt. In unserem Experiment wird eine lineare Paulfalle in einem Ultrahochvakuum verwendet, um Ionen bestmöglich von ihrer Umgebung zu isolieren und mit Laserlicht ihre internen und externen Zustände zu manipulieren. Die hier verwendete Version wurde von Stephan Gulde entworfen und in seiner Doktorarbeit [54] genauer beschrieben. Eine detailliertere Diskussion der Eigenschaften der Falle im IQOQI¹ kann in der Dissertation von Jan Behlhelm [55] gefunden werden. In den folgenden Absätzen werden die wichtigsten Punkte von linearen Paulfallen erklärt.

Unsere Paulfalle besteht aus vier klingenförmigen Elektroden für den radialen und zwei Spitzenelektroden für den axialen Einschluss. Eines der beiden Klängenpaare liegt auf Masse, während an das andere Paar eine Radiofrequenzspannung (RF-Spannung) $V_{rf} = V'_0 \cos(\Omega_{rf}t)$ angelegt wird. An den Spitzenelektroden liegt eine Gleichspannung U' an. In den folgenden Ausführungen wird von einem idealen Quadrupolpotential ausgegangen, welches durch hyperbolisch geformte Klängen realisiert werden könnte. Die entsprechenden Spannungen V_0 und U sind geringer als V'_0 und U' im realen Fall. Das Potential im Zentrum der Falle und damit zusammenhängend die Bewegung des Ions werden jedoch gut durch (3.1) und (3.2) beschrieben. Für die Bewegungsgleichung eines einfach geladenen Ions der Masse m in einem idealen Quadrupolfeld erhält man Spezialfälle der *Mathieu-Gleichungen* [25]:

$$\frac{d^2r}{d\tau^2} + (a_r + 2q_r \cos(2\tau))r = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{d^2z}{d\tau^2} - (a_z + 2q_z \cos(2\tau))z = 0, \quad (3.2)$$

mit

$$a_z = 2a_x = \frac{8eU}{m\Omega^2 r_0^2}, \quad q_z = 2q_x = \frac{8eV_0}{m\Omega^2 r_0^2}, \quad \tau = \frac{\Omega_{rf}t}{2}.$$

Dabei ist r_0 der Minimalabstand der Klängen zum Fallenzentrum und e die Elementarladung. Die Variablen r und z stehen für die radiale und die axiale Position des Ions. Die Gleichungen (3.1) und (3.2) haben sowohl stabile als auch instabile Lösungen. Der Bereich, in welchem die Lösungen stabil sind, hängt von a und q und somit von den Anteilen der Gleich- und Wechselspannung ab. Sie sind im sogenannten *Stabilitätsdiagramm* in Abbildung 3.2 gezeigt. Für Paare (q, a) welche nicht in der stabilen Zone liegen, steigt die Amplitude der Ionenbewegung exponentiell an und das Ion geht verloren. In einem reinen

¹Institut für Quantenoptik und Quanteninformation

3.2 Vakuumkammer und Falle

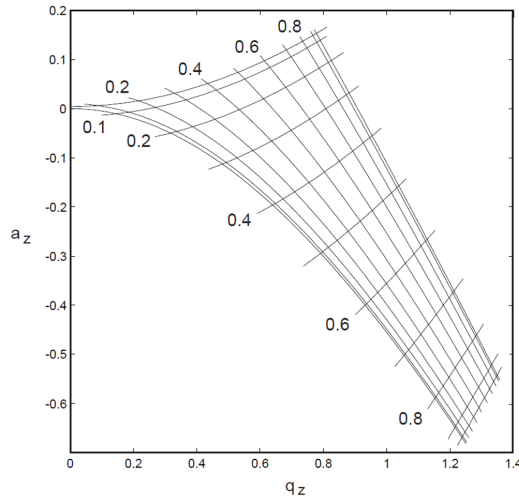


Abbildung 3.2: Diagramm der niedrigsten, stabilen Zone einer rotationssymmetrischen Paulfalle aus [33]. Die Linien geben die Fallenfrequenzen in radialer (ω_r) und axialer (ω_z) Richtung in Einheiten von $\Omega_{r,f}/2$ an.

Quadrupolpotential ist die axiale Bewegung harmonisch. Ihre Frequenz ist

$$\omega_z = \frac{\Omega_{r,f}}{2} \sqrt{a_z + \frac{q_z^2}{2}}. \quad (3.3)$$

Sorgfältige Analysen [56] der Mathieu Gleichung für die radiale Bewegung haben gezeigt, dass sich die Bewegung aus einem langsam oszillierenden Anteil (*secular motion*) und einer schnellen Oszillation (*micromotion*) mit der Frequenz des Antriebsfelds zusammensetzt. Die langsame Oszillation ist ebenfalls harmonisch und hat die Frequenz

$$\omega_r = \frac{\Omega_{r,f}}{2} \sqrt{a_r + \frac{q_r^2}{2}}, \quad (3.4)$$

wenn $a_r \ll q_r \ll 1$ gilt. Weiterführende Informationen zu diesem Thema sind in [25, 56, 57] enthalten.

Unsere Ionenfalle wird bei einer Frequenz von etwa $\Omega_{r,f}/2\pi = 25,5$ MHz betrieben, welche durch einen Frequenzgenerator bei einer verstärkten Leistung zwischen 5-13 W produziert wird. Dadurch ergeben sich radiale Fallenfrequenzen von typischerweise $\omega_r/2\pi = 2,5 - 4$ MHz. Die Gleichspannung, welche an die Spitzenelektroden angelegt wird, variiert zwischen $U' = 800 - 1200$ V. Dies ergibt eine axiale Fallenfrequenz von $\omega_z/2\pi = 1,25$ MHz für ein $^{40}\text{Ca}^+$ Ion bei 1000 V. Die Zahlen beziehen sich auf das alte Falldesign, an welchem alle Experimente zu Kapitel 5 durchgeführt worden sind, da diese Falle schon länger in Betrieb und gut charakterisiert ist. Parallel dazu ist eine neue Falle entwickelt worden, welche in Abbildung 3.3 gezeigt ist und deren Charakteristik in Kapitel 4 ausführlich

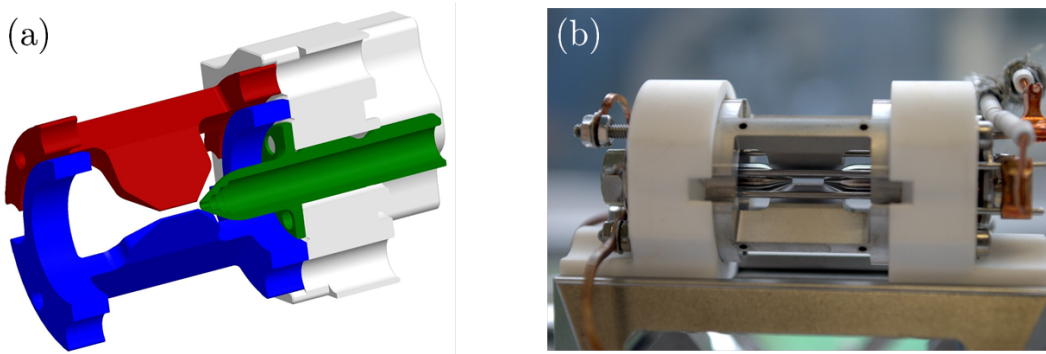


Abbildung 3.3: (a) Schnitt durch die Konstruktionsskizze der neuen Falle. Die RF Elektrode ist rot eingezeichnet, die geerdete Elektrode blau. Rechts im Bild befindet sich eine durchbohrte Spitzenelektrode (grün), die zweite wurde der Übersichtlichkeit halber weggelassen. Im Hintergrund ist zudem die Halterung der Falle zu sehen. (b) Bild der linearen Ionenfalle.

beschrieben wird.

In der folgenden Auflistung sind einige Änderungen des neuen Fallendesigns (Konstruktion durch Stefan Haslwanter) beschrieben:

- **Monolithischer Aufbau:** Im Gegensatz zur alten Falle sind beide Klingepaare auf gleichem Potential jeweils in einer Einheit zusammengefasst. Dies ermöglicht eine höhere Präzision des Aufbaus, da sich die Klappen nicht mehr gegeneinander verschieben können, wenn die einzelnen Komponenten der Falle zusammengefügt werden. Dies ist beim alten Aufbau aufgrund möglicher Ungenauigkeiten in der Herstellung denkbar.
- **Verkleinerte, transversale Dimensionierung:** Das komplette Design wurde um den Faktor $\sqrt{2}$ verkleinert. Dies ermöglicht eine vergleichbare Steifheit (und somit gleiche Fallenfrequenzen) der Falle bei geringerem Leistungsverbrauch. Zudem erhält man eine bessere Auflösung der Seitenbänder.
- **Durchbohrte Spitzenelektroden:** Durch Löcher in den Spitzenelektroden der Falle wird ein weiterer optischer Zugang zur Falle gewonnen. Auf diese Weise kann ein Strahl entlang der Achse durch die Falle gesandt werden, welcher Überlapp mit den axialen Bewegungsmoden hat und sich deshalb für die Durchführung von verschiedensten Quantengattern eignet. Durch den speziellen Strahlverlauf trifft der Laser problemlos alle Ionen. Bei Experimenten an anderen Fallen unserer Gruppe muss das Strahlprofil bereits künstlich elliptisch verformt werden, um alle Ionen gleichmäßig zu beleuchten.

3.3 Lasersystem

Alle Übergänge, welche für unser Experiment wichtig sind, sind in Abbildung 3.1 in Kapitel 3.1 gezeigt. Kalziumionen haben den Vorteil, dass diese Übergänge, mit Ausnahme des 729 nm Übergangs, mit handelsüblichen Diodenlasern (DL) realisiert werden können. Im Experiment werden vier Laser benötigt: ein Laser bei 397 nm für Dopplerkühlung, optisches Pumpen und Zustandsdetektion, Laser bei 854 nm und 866 nm für das Auspumpen der D -Zustände und ein Laser bei 729 nm für den Quadrupolübergang des Qubits. Alle Diodenlasersysteme sind von der Firma Toptica. Der Übergang zwischen $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$ wird durch Erzeugung einer zweiten Harmonischen eines Lasers im nahen Infrarotbereich getrieben. Die Diodenlaser sind auf Resonatoren mittlerer Finesse ($\mathcal{F} \approx 300$) mit der Pound-Drever-Hall (PDH) Methode [58] stabilisiert. Der schmalbandige Übergang bei 729 nm wird durch einen Titan-Saphir Laser getrieben. Alle verwendeten optischen Elemente (Linsen, Wellenplatten, Strahlteiler, ...) sind kommerziell verfügbar. In den kommenden Kapiteln wird auf das Experiment mit dem alten Fallendesign Bezug genommen. Weiterführende Informationen zu den Lasersystemen können den Dissertation von Jan Benhelm [55] oder auch Gerhard Kirchmair [18] entnommen werden.

3.3.1 Diodenlasersystem

Laser bei 397 nm

Für Dopplerkühlung, optisches Pumpen und Zustandsdetektion der Ionen wird der Dipolübergang $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$ verwendet. Dafür wird Laserlicht bei etwa 397 nm benötigt. Dieses Licht wird von einem frequenzverdoppelten Laser² produziert, welcher eine Ausgangsleistung zwischen 35 und 50 mW hat. Ein geringer Teil des Laserlichts bei 794 nm, also vor der Frequenzverdoppelung, wird zur Frequenzstabilisierung zum Referenzresonator geschickt. Das blaue Licht wird über einen Polarisationsstrahlteiler (PST) in zwei Strahlen geteilt, die im folgenden aufgrund ihrer Polarisation als σ - und π -Strahl bezeichnet werden (siehe Abbildung 3.4(a)). Die beiden Strahlen werden durch akustooptische Modulatoren (AOM) ein- und ausgeschaltet, wobei beide in einer „*doppelter Durchgang*“ Konfiguration aufgebaut sind. Das bedeutet, dass der Strahl durch den Modulator geht, reflektiert wird und den Modulator ein weiteres mal passiert. Dadurch ist ein sauberes Ausschalten ohne störende Effekte durch eventuelles Streulicht der nullten Ordnung gewährleistet. Über polarisationserhaltende einmodige Glasfasern gelangt das Licht zum Experiment. Der σ -Strahl wird kurz vor der Falle zirkular polarisiert (σ^+) und dann zum Experiment geschickt. Dort ist der σ -Strahl für das optische Pumpen und der linear polarisierte π -Strahl für die Dopplerkühlung und die Zustandsdetektion zuständig.

²Toptica DL-SHG

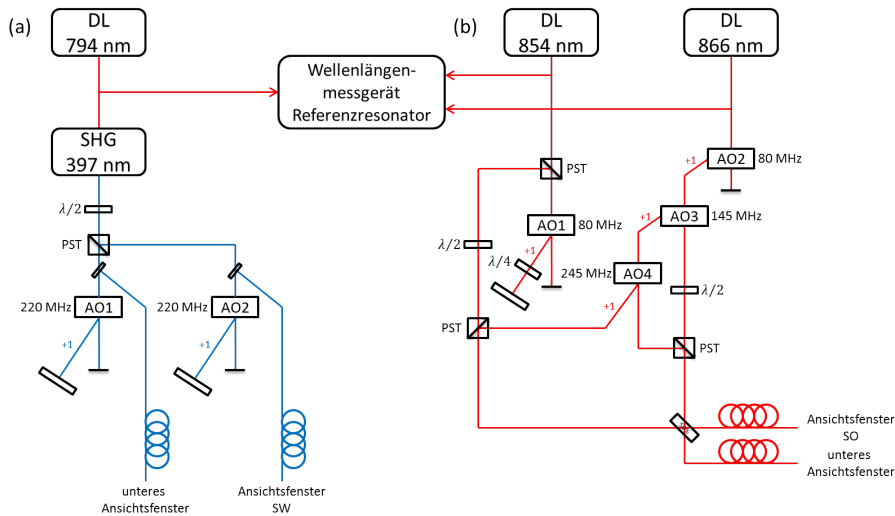


Abbildung 3.4: (a) Lasersystem bei 397 nm für Dopplerkühlung, optisches Pumpen und Zustandsdetektion. Über die $\lambda/2$ Platte lässt sich die Leistung für σ - bzw. π -Strahl beliebig einstellen. (b) Für das Abspumpen der D -Zustände ist Laserlicht bei 854 nm und 866 nm notwendig. Die beiden Wellenlängen werden auf einem 50/50 Strahlteiler überlappt und zum Experiment geschickt. Die Modulatoren AO3 und AO4 werden nur für $^{43}\text{Ca}^+$ benutzt, welches in dieser Arbeit nicht verwendet worden ist.

Laser bei 854 nm und 866 nm

Die beiden D -Zustände der Ionen haben eine Lebensdauer von $\tau \approx 1$ s. Sie müssen deshalb ausgepumpt werden, um hohe Wiederholraten für die Experimente zu gewährleisten. Die Lasersysteme³ erzeugen Licht bei 854 nm, welches zum Zurücksetzen des $D_{5/2}$ Niveaus benötigt wird, und bei 866 nm für das Rückpumpen des $D_{3/2}$ Niveaus. Beide Laser werden, wie in Abbildung 3.4(b) gezeigt, durch einen jeweiligen AOM bei 80 MHz an- und ausgeschaltet. Für den 854 nm Laser ist dieser in Doppelpass-Konfiguration aufgebaut, während für den 866 nm Laser ein einfacher Durchgang ausreichend ist. Die beiden Modulatoren bei 145 MHz und 245 MHz werden nur für Experimente mit $^{43}\text{Ca}^+$ benötigt, welche im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt wurden. Beide Lichtstrahlen werden auf einem 50/50 Strahlteiler überlappt und in polarisationserhaltende einmodige Glasfasern eingekoppelt. Ein möglicher zweiter Strahl wird wiederum nur für Experimente mit $^{43}\text{Ca}^+$ benutzt.

Frequenzstabilisierung

Alle bisher beschriebenen Laser sind auf Fabry-Pérot Resonatoren stabilisiert. Solche Resonatoren bieten sowohl die Möglichkeit guter Frequenzstabilisierung als auch breiter Abstimmbarkeit. Das Design hängt von den jeweiligen Anforderungen ab, da es schwierig ist,

³Toptica, DL100

3.3 Lasersystem

beide Eigenschaften gleichzeitig umzusetzen. Die Dipolübergänge haben eine Linienbreite von etwa 20 MHz. Deshalb sollten die Laserfrequenzen auf 1 MHz stabilisiert werden, was recht breite Abstimmbarkeit ermöglicht. Der Referenzresonator hat eine Finesse $\mathcal{F} \approx 300$ und einen freien Spektralbereich $FSR = 1,5$ GHz. Ein Spiegel des Resonators lässt sich über Anlegen einer Spannung an einen Piezokristall verschieben, was eine Verstimmung über mehrere FSR ermöglicht. Mit diesem Aufbau lässt sich eine Linienbreite der Diodenlaser im Bereich von 100 kHz bei einer Abstimmbarkeit über 3 GHz erreichen.

3.3.2 Ultrastabiler Titan-Saphir Laser bei 729 nm

Im Mittelpunkt des Experiments ist der ultrastabile Titan-Saphir Laser bei 729 nm⁴. Er wird verwendet, um den Quadrupolübergang $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$ zu treiben, was viele Anwendungen ermöglicht:

- frequenz aufgelöstes optisches Pumpen
- Seitenbandkühlung in den Grundzustand der Bewegung
- kohärente Manipulation optischer Qubits
- Spektroskopie auf dem Quadrupolübergang
- Zustandstransfer und -initialisierung

Da die natürliche Linienbreite des Übergangs $\Delta\nu = 140$ mHz beträgt, sind die Anforderungen an die Frequenzstabilisierung sehr hoch. Der Laser muss zudem für bestimmte Anwendungen innerhalb einer Mikrosekunde um 100 MHz verstimmbar sein. Die folgenden Absätze erklären kurz die verschiedenen Stabilisierungen. Die Eigenschaften und der Aufbau des Lasers sowie der optische Aufbau des Systems sind in der Diplomarbeit von Gerhard Kirchmair [59] genau beschrieben.

Der Laser ist auf einen Hochfinesse-Resonator⁵ ($\mathcal{F} = 410000$, Linienbreite = 5 kHz, $FSR = 2$ GHz) stabilisiert, welcher aus einem Material mit sehr geringer thermischer Ausdehnung (ULE) besteht. Der Resonator selbst befindet sich in einem temperaturstabilisierten Behälter (± 1 mK) unter Vakuum (10^{-8} mbar). Dieser Behälter steht wiederum in einer Holzbox, um das System vor akustischen Störungen zu schützen. Damit wird eine Driftrate von typischerweise 3 Hz/s oder weniger erreicht, welche durch Referenzierung auf das Ion (siehe Kapitel 4.10) gemessen und kompensiert werden kann. Damit ändert sich der Abstand der Spiegel um nur knapp 20 nm im Jahr. Aufgrund dieser hohen Stabilität lässt sich die Länge des Resonators nicht ändern, da die beiden Spiegel fest mit den

⁴Coherent, 899 modifiziert von L. Windholz (Universität Graz) in Zusammenarbeit mit der Firma Radiant Dyes; Pumplaser: Coherent, Verdi V-10

⁵Advanced Thin Films, CO, USA

Abstandshaltern verbunden sind. Daher wird ein AOM⁶ mit einer Verstimmbarkeit von 1 GHz verwendet, um trotzdem die erforderliche Bandbreite der Abstimmbarkeit des Lasers zu erreichen. Dieser AOM ermöglicht zudem, die Schwankungen des Resonators durch Vergleich mit der Übergangsfrequenz $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$ des Ions auszugleichen.

Die PDH Stabilisierung des Lasers besteht aus drei Teilen:

- Veränderung der Länge des Resonators des Titan-Saphir Lasers durch Verschieben eines Spiegels mit einem Piezokristall. Dies gleicht langsame Fluktuationen aus, ist aber durch mechanische Resonanzen des Piezo-Spiegels in der Bandbreite auf einige kHz beschränkt.
- Einfügen eines elektrooptischen Modulators (EOM) in den Laserresonator. Durch Änderung des Brechungsindex des EOM wird die effektive Länge des Resonators geregelt. Dies erhöht die Bandbreite der Stabilisierung auf ca. 1 MHz.
- Intensitätsstabilisierung auf etwa 1%, indem die Lichtleistung im Resonator überwacht und auf einem konstanten Wert gehalten wird.

Zusätzlich zu diesen direkten Regelungen des Lasers und der Stabilisierung des Hochfinesse Resonators wird auch akustisches Rauschen in der Glasfaser zwischen Laser und externem Resonator durch aktive Faserrauschkompensation ausgeglichen. Die verwendeten Stabilisationsmechanismen ergeben schlussendlich eine Linienbreite des Lasers von 0,9 Hz, welche durch Messen eines Schwebungssignals mit einem baugleichen Laser ermittelt wurde.

3.4 Radiofrequenz (Topfkreisresonator)

Die Steuerspannung V'_{rf} für das Klingenpaar (siehe Kapitel 3.2.2) wird erzeugt, indem ein Topfkreisresonator [60] (Qualitätsfaktor ≈ 280) mit einer Frequenz von etwa 25,5 MHz und einer Leistung von 5-13 W gefüttert wird. Dies ergibt eine Spannung von etwa 1200 V, welche an den Klingen anliegt. Der Topfkreisresonator ist über der Falle befestigt und besteht aus einem Kupferzylinder, in welchem sich eine Spirale, die ebenfalls aus Kupfer hergestellt ist, befindet. Zylinder und Spirale bilden einen LC-Kreis mit verteilter Kapazität und Induktivität. Dieser Resonanzkreis verstärkt ein Eingangssignal bei seiner Eigenfrequenz und filtert Frequenzen, die nicht im Bereich seiner Eigenfrequenz liegen. Über die Wahl des Einkoppelpunkts des RF-Signals kann die Impedanz angepasst werden. Generell ist die verstärkte Frequenz durch die Geometrie des Resonators bestimmt. Stimmt die eingespeiste Radiofrequenz nicht mit der Resonanzfrequenz überein, so wird die Leistung zurück reflektiert, was elektrische Komponenten (Vorverstärker) beschädigen kann. Die

⁶Brimrose GPF-1500-1000

3.4 Radiofrequenz (Topfkreisresonator)

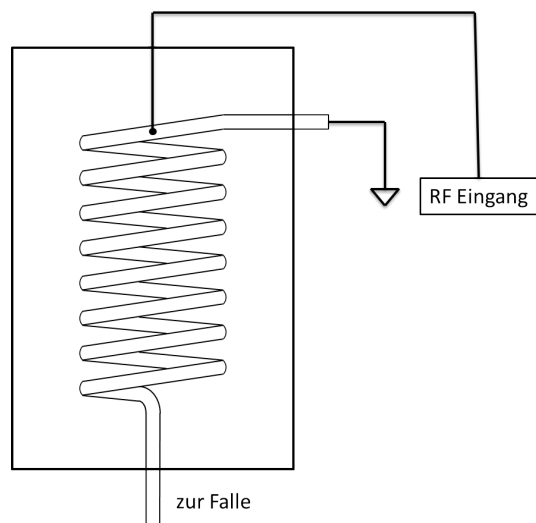


Abbildung 3.5: Schema des Topfkreisresonators. Das Bild zeigt den isolierenden Kupferzylinder (Durchmesser 10 cm) und die Spirale, mit den entsprechenden Anschlüssen.

Spirale ist an einem Ende auf Masse gelegt, während das andere Ende mit den Klängen verbunden ist. Der Aufbau des Topfkreisresonators ist in Abbildung 3.5 dargestellt.

4 Betrieb und Charakterisierung des Ionenfallenexperiments

Die folgenden Abschnitte behandeln den Betrieb und die Charakterisierung einer Ionenfalle. Bevor dies geschehen kann, werden die Komponenten einzeln mit Aceton, Methanol, und Wasser gereinigt. Danach wird die Falle in zwei Stufen in einem Ofen ausgebacken, um Verschmutzungen zu entfernen. In der ersten Stufe des Backens werden die Einzelteile, mit Ausnahme der hitzeempfindlich beschichteten Fenster, bei Temperaturen bis zu 400°C ausgeheizt. Dabei werden Ölreste aus der Herstellung in der Werkstatt entweder durch Erhöhung des Dampfdrucks aus dem System entfernt oder zunächst in kürzerkettige Verbindungen zerlegt, welche in weiterer Folge ebenfalls das System verlassen. In der zweiten Stufe wird die Apparatur zusammengesetzt und nochmals mehrere Wochen bei 180°C gebacken. Dabei wird ein möglichst gutes Vakuum im Bereich von 10^{-11} mbar erzeugt und Fremdpartikel werden aus dem System entfernt, welche zuvor noch an den Wänden des Vakuumbehälters hafteten. Nach diesen Behandlungen und dem Aufbau entsprechender Optik ist die Falle für den Betrieb bereit. Die wichtigsten Punkte der Charakterisierung und Vorbereitung für Experimente sind in den kommenden Abschnitten beschrieben.

4.1 Fluoreszenzdetektion

Das Fluoreszenzlicht der Ionen bei 397 nm wird von einem eigens für diesen Zweck angefertigten Objektiv gesammelt und auf eine Photovervielfacherröhre (PMT) oder eine EMCCD¹-Kamera projiziert. Das Design der Linse korrigiert Abbildungsfehler durch das Glas des invertierten Ansichtsfensters. Der Durchmesser des Objektivs beträgt $d = 38$ mm und sein Abstand zur Fallenmitte ist $r = 58$ mm. Daraus lässt sich der Wirkungsgrad der Sammlung von Photonen zu etwa $1/40$ bestimmen, was genau dem Flächenanteil des abgedeckten Raumwinkels entspricht. Zusätzliche Verluste durch unerwünschte Absorption im Objektiv und Filterung des Lichts summieren sich zu 10%.

Eine Spaltvorrichtung am Eingang des PMT verhindert, dass Streulicht detektiert wird. Diese Vorrichtung kann durch Beobachten des Signals am Monitor und gleichzeitige Änderung der Spaltbreite optimiert werden. Solange nur die Zahl der Hintergrundereignisse

¹Electron Multiplying Charged Coupled Device

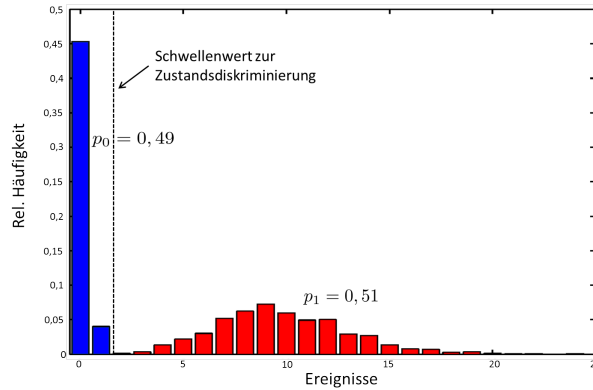


Abbildung 4.1: Fluoreszenzhistogramm für ein einzelnes Ion in einer Superposition zwischen $S_{1/2}$ und $D_{5/2}$ aus [61]. Für jeden Datenpunkt wird die Fluoreszenz über $300 \mu\text{s}$ gemessen. Zur Diskriminierung des Zustands wird ein Schwellenwert zwischen der Detektion von einem und zwei Photonen eingeführt. Die Wahl der Detektionszeit hängt von der Sequenz und den Anforderungen ab. Längere Zeiten ermöglichen bessere Zustandsdiskriminierung.

signifikant kleiner wird und das Ionensignal gleich bleibt, können die Spalten noch weiter geschlossen werden. Die Bildebene ist in etwa $1,5 \text{ m}$ vom Objektiv entfernt. In diesem Abstand muss die Kamera positioniert werden, um scharfe Bilder zu liefern. Zustandsdetektion wurde in allen Experimenten dieser Arbeit ausschließlich mit dem PMT durchgeführt. Die Kamera wurde zur Überwachung der Ionen benutzt. Mit ihrer Hilfe kann die Effizienz der Dopplerkühlung abgeschätzt werden. Funktioniert die Kühlung gut, so sind die Ionen als scharfe Punkte sichtbar, während sie sonst nur als unscharfe Flecken beobachtet werden können.

Der PMT bietet den Vorteil, dass die Detektionszeiten kürzer als bei der Kamera gewählt werden können. Direktes Auslesen und Darstellung in einem Histogramm sind sowohl bei der Kamera als auch beim PMT möglich. Das Setzen eines Schwellenwerts ermöglicht eine sehr genaue Diskriminierung des jeweiligen Zustands. Ein Beispiel eines solchen Histogramms für ein einzelnes Ion inklusive Schwellenwert zur Diskriminierung und Besetzungswahrscheinlichkeiten der beiden Zustände ist in Abbildung 4.1 gezeigt. Die Belichtungszeit des PMT belief sich dabei auf $300 \mu\text{s}$ und das Kalziumion wurde zuvor in einer Superposition aus $S_{1/2} - D_{5/2}$ präpariert. Wird das Ion in den Zustand $S_{1/2}$ projiziert, so kann es Photonen bei 397 nm streuen und die Messung liegt über dem Schwellenwert. Eine Projektion in den $D_{5/2}$ Zustand führt zu keiner Fluoreszenz des Ions, also einem Ergebnis unter dem Schwellenwert. Die Besetzungswahrscheinlichkeiten p_0 und p_1 für die beiden Zustände des Qubits können bestimmt werden, indem eine Messung mehrmals wiederholt wird und die Anzahl der jeweiligen Ereignisse durch die Gesamtzahl der Messungen dividiert wird. Die Bestimmung des Zustands für mehrere Ionen funktioniert genau gleich, wobei für k Io-

4.1 Fluoreszenzdetektion

nen $k - 1$ Schwellenwerte eingeführt werden müssen. Es ist mit dem PMT nicht möglich zu bestimmen, welche Ionen geleuchtet haben und welche nicht. Es lässt sich nur die Anzahl der hellen Ionen unterscheiden.

Für Experimente mit mehr als einem Ion und bei welchen es darauf ankommt, die Position des leuchtenden Ions zu kennen, wird eine EMCCD-Kamera² verwendet. Es ist bei dieser Kamera möglich, nur Signale aus dem interessanten Bereich auszulesen, in welchem sich die Ionen befinden. Dies ermöglicht schnellere Auslesezeiten, da nur ein kleiner Bereich verarbeitet werden muss. Die Kamera bedeutet für das Experiment eine zusätzliche Komplexität, da sie sowohl einen anderen Rechner als auch andere Software benötigt als die restlichen Teile des Experiments. Es muss zudem eine Schnittstelle zwischen der Experiment- und der Kamerasoftware eingerichtet werden, um Auswertungen der Bilder zwischen beiden Computern zu synchronisieren. In dieser Arbeit wurden die Kamera nur zur Bestimmung der Anzahl der geladenen Ionen und zur groben Überprüfung der Doppelerkühlung verwendet.

Der allererste Schritt nach dem Aufbau der Optik und der Vakuumapparatur besteht darin zu überprüfen, ob die Ausrichtung des Ofens bezüglich der Falle korrekt ist. Der Ofen ist in den Vakuumbehälter eingebaut und produziert einen Strahl ungeladener Kalziumatome. Er besteht aus rostfreiem Stahl, welcher durch elektrischen Strom erhitzt wird. Durch seine Länge von ca. 8 cm bei einem Durchmesser von 2 mm wird sichergestellt, dass der Atomstrahl kollimiert auf die Fallenmitte trifft, um Verschmutzungen der Klappen zu vermeiden. Zunächst muss der PMT in 1,5 m Abstand zum Fallenzentrum grob ausgerichtet werden. Die Feinjustage erfolgt später durch Optimierung auf das Fluoreszenzsignal der Ionen. Als nächstes wird der Ofen auf ca. 700 K erhitzt, um möglichst viele Atome in den Bereich der Fallenmitte zu bringen. Ein Laserstrahl bei 423 nm wird dann durch die Spitzenelektroden gesendet um die Teilchen auf dem Übergang $4s^1S_0 \rightarrow 4p^1P_1$ mit einer Lebensdauer von etwa 5 ns anzuregen (siehe Kapitel 4.2). Da der Strahl beide Spitzenelektroden durchquert, werden die Atome genau dort zum Leuchten angeregt, wo sie sich später im Einschluss auch befinden. Der Laser wird dabei über einen kleinen Bereich seiner Frequenz gescannt, um Änderungen des Fluoreszenzsignals am PMT besser sehen zu können. Das Laserlicht bei 423 nm wird hier verwendet, da in neutralem Kalzium kein Übergang bei 397 nm besteht. Ein erster Nachweis atomarer Fluoreszenz kann so erbracht werden, d.h. der Laser trifft den Atomstrahl am richtigen Ort in der Falle. Der nächste Schritt ist das Laden einer großen Wolke von Ionen durch Photoionisation.

²Andor iXon+ DU-897D, Pixelgröße $16 \times 16 \mu\text{m}$, Quanteneffizienz bei 397 nm 57%

4.2 Laden von Ionen durch Photoionisation

Das Laden von Ionen in die Falle ist eine der grundlegendsten Anforderungen des Experiments. Idealerweise sollte der atomare Fluss möglichst gering sein, um Verunreinigungen der Klingenelektroden und damit kleinen Änderungen im erzeugten Potential zu verhindern. Daher bedarf es einer effizienten Methode, der *Photoionisation*, um die neutralen Atome zu ionisieren [62].

In unserem Experiment werden Kalziumionen durch eine isotopenselektive zweistufige Photoionisation hergestellt. Als erstes wird der Grundzustand $4s^1S_0$ von neutralem Kalzium in einen angeregten Zustand $4p^1P_1$ übergeführt. Dieser Übergang mit einer Linienbreite von $2\pi \times 35$ MHz wird durch einen Diodenlaser mit externem Resonator (ECDL³) in Littrow Konfiguration bei 423 nm getrieben, welcher auch schon bei Überprüfung der Fluoreszenz im vorherigen Kapitel zum Einsatz gekommen ist. Der zweite Schritt besteht aus einem Übergang aus diesem kurzlebigen Zustand ins Kontinuum. Zu diesem Zweck muss Laserlicht mit einer Wellenlänge kürzer als 390 nm eingestrahlt werden. Wir benutzen dafür eine frei laufende Laserdiode bei 375 nm. Es wurde jedoch schon gezeigt, dass prinzipiell auch eine Leuchtdiode verwendet werden kann, wenn die Anforderungen an die Laderate nicht allzu hoch sind [63]. Beide Strahlen werden auf einem Polarisationsstrahlteiler überlappt und zum Experiment geschickt. Üblicherweise werden Leistungen von etwa 100 μ W für den 423 nm Laser und etwa 300 μ W für den 375 nm Laser verwendet. Abbildung 4.2(a) zeigt den zweistufigen Prozess.

Die erste Anregung ist ein resonanter Prozess und erfordert, dass der 423 nm Diodenlaser Licht bei der atomaren Resonanz emittiert. Die Frequenz der Diode kann sowohl an einem Wellenlängenmessgerät mit einer Auflösung von 10 MHz als auch durch Sättigungsspektroskopie an einer Kalziumdampfzelle auf die atomare Resonanz eingestellt werden. Durch Beobachten des Signals am Oszilloskop (siehe Abbildung 4.2(b)) kann die Laserfrequenz auf den Übergang in ^{40}Ca abgestimmt werden.

Für das Laden von Kalziumionen und deren Detektion werden der Detektionslaser bei 397 nm, der Rückpumplaser bei 866 nm und die beiden Photoionisationslaser benötigt. Sie sind alle kontinuierlich eingeschaltet, und am PMT bzw. auf der Kamera kann beobachtet werden, ob und wieviele Ionen geladen worden sind. Die Frequenzen und Leistungen der Laser können manuell eingestellt werden. Große Kristalle erhält man durch längeres Warten, bis die gewünschte Anzahl an Ionen gefangen ist. Sind zuviel Teilchen in der Falle, so können nicht selektiv Teilchen entfernt werden. Durch kurzes Ausschalten des RF-Treibers gehen alle Ionen aus der Falle verloren und man muss von neuem mit dem Laden beginnen.

Photoionisation bietet mehrere Vorteile gegenüber der früher verwendeten Elektronenstoßionisation. Sie ist um fünf Größenordnungen effizienter, weshalb der Fluss der neutralen

³External Cavity Diode Laser

4.2 Laden von Ionen durch Photoionisation

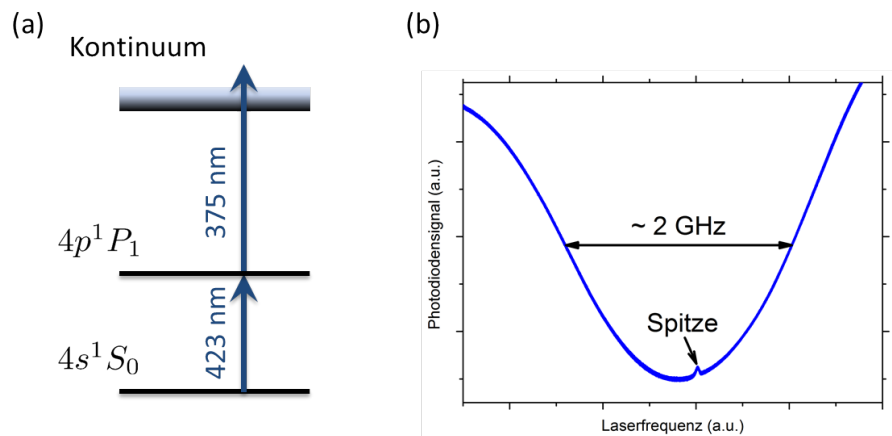


Abbildung 4.2: (a) Schema der Energieniveaus von neutralem Kalzium und relevante Wellenlängen der Übergänge, welche bei der Photoionisation benutzt werden. (b) Signal einer Photodiode bei Sättigungsspektroskopie. Die kleine Spitze in der Mitte hat eine Breite von etwa 35 MHz (natürliche Linienbreite des Übergangs). Die ganze Breite bei halber Höhe (FWHM) des Profils ist etwa 2 GHz und entspricht der thermischen Dopplerbreite bei 300°C (aus [55]).

Atome stark verringert werden kann. Damit sinkt das Risiko, die Klingenelektroden zu verschmutzen und das Potential dadurch zu verändern, was zu Mikrobewegung führen kann. Zudem werden keine Elektronen mehr benötigt, wodurch störende Streufelder vermieden werden, die dadurch entstehen können, dass sich Elektronen auf nichtleitenden Oberflächen ansammeln. Ein weiterer Vorteil ist, dass nur ein bestimmtes Isotop einer atomaren Spezies ionisiert wird. Elektronenbeschuss ionisiert alle möglichen Isotope als auch Teilchen aus dem Hintergrundgas.

Nachdem im vorherigen Schritt atomare Fluoreszenz nachgewiesen worden ist, kann nun versucht werden, eine große Wolke aus vielen Ionen in die Falle zu laden und darin zu speichern. Hierfür wird Laserlicht bei 397 nm und 866 nm durch die Spitzenelektroden der Falle und von der Seite das Photoionisationslicht kontinuierlich eingestrahlt. An die Spitzenelektroden wird nur eine geringe Spannung angelegt, um den axialen Einschluss nicht zu steif zu machen und somit das Fangen von Teilchen zu erleichtern. Die Klengen werden mit geringer Leistung betrieben, um den radialen Einschluss der Ionen möglichst einfach zu machen. Beim Laden zeigt sich zum ersten Mal der große Vorteil der Löcher in den Spitzenelektroden. Durch Verwenden dieses optischen Zugangs zur Fallenmitte werden gefangene Ionen mit hoher Wahrscheinlichkeit getroffen und die normalerweise mühsame Suche von Fluoreszenz durch Optimierung der Strahlgänge ist nach wenigen Minuten erledigt.

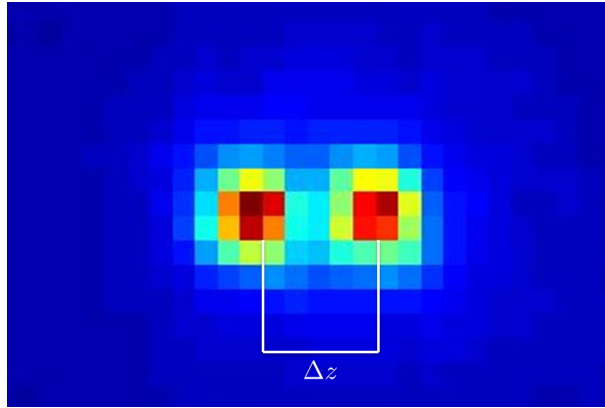


Abbildung 4.3: Kristall aus 2 gekühlten Ionen. Rote Pixel deuten auf eine hohe Dichte hin. Der Abstand bei 1 MHz axialer Fallenfrequenz beträgt $\Delta z = 5,6 \mu\text{m}$.

4.3 Kristallisieren von Ionen

In der Falle gespeicherte Ionen haben zunächst eine relativ hohe Temperatur und sind deshalb auf der Kamera nicht scharf zu erkennen. Durch Dopplerkühlung werden die Teilchen so stark abgekühlt, dass ihre kinetische Energie kleiner wird als die aus der wechselseitigen Abstoßung der Teilchen resultierende Coulombenergie zwischen den einzelnen Ionen. Die geordnete Struktur, die sich daraus auf der Kamera ergibt, wird *Ionenkristall* genannt. Eine Wolke aus geladenen Teilchen vollzieht also einen Phasenübergang zu einer kristallinen Struktur, wenn die Temperatur hinreichend tief und die Anzahl an Ionen nicht allzu hoch ist. Der Ionenkristall hat seinen Namen den Gemeinsamkeiten mit einem herkömmlichen Kristall zu verdanken: es bestehen, im Gegensatz zu Gasen oder Flüssigkeiten, feste Nachbarschaften zwischen den einzelnen Teilchen, und beide Typen von Kristallen haben eine geordnete Struktur (auch wenn die Gitterkonstante im Ionenkristall variiert).

Zur experimentellen Umsetzung des Kristallisierens der Ionen wird der 397 nm Laser eingestrahlt, welcher im Bezug auf die Resonanzfrequenz des Übergangs rotverstimmt ist. Dadurch werden die Ionen optimal bis hin zum Dopplerlimit gekühlt. In diesem Bereich von einigen mK ist die kinetische Energie ausreichend klein und die Ionen kristallisieren. Die typische Form eines solchen Kristalls in unserer Falle ist eine Kette entlang der Fallachse, da die axiale Fallenfrequenz viel kleiner als die radiale Fallenfrequenz ($\omega_z \ll \omega_r$) ist. Die einfachste Form, abgesehen von der linearen Anordnung, ist die Zickzack-Form in der yz -Ebene. Die Ionen sind dabei immer noch scharf erkennbar, da sich der Abstand zur Kamera nicht geändert hat. Diese Anordnung erhält man, wenn die Fallenfrequenzen einander ähnlicher werden. Der genaue Punkt des Übergangs α_{crit} zwischen linearer und Zickzack-Form ist abhängig von der Anzahl der gespeicherten Teilchen [64]:

4.4 Dopplerkühlung

$$\alpha_{\text{crit}} = \left(\frac{\omega_z}{\omega_r} \right)_{\text{crit}}^2 = cN^\beta \quad (4.1)$$

mit den Konstanten $c = 2,53$ und $\beta = -1,73$ und N der Zahl der Ionen in der Falle. Mit Gleichung (4.1) lässt sich die maximale Zahl an Ionen abschätzen, welche stabil in einer Kette gefangen werden können. Für die Parameter der alten Falle ergibt sich $N < 8$, was im realen Fall jedoch nicht erreicht werden kann, da der Lamb-Dicke Parameter mit zunehmender Ionenzahl größer wird.

Der Abstand der kristallisierten Ionen im Gleichgewichtszustand kann aus dem Minimum ihrer potentiellen Energie gefunden werden (detaillierte Herleitung in [57]). Im Falle zweier einfach geladener Ionen der Masse M entlang der z -Achse ist der Abstand

$$\Delta z = 2 \left(\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 M \omega_z^2} \right)^{1/3}. \quad (4.2)$$

Für ^{40}Ca ergibt dies bei einer axialen Fallenfrequenz von $\omega_z/(2\pi) = 1$ MHz einen Abstand von $\Delta z = 5,6 \mu\text{m}$, wie in Abbildung 4.3 gezeigt. Dieser Wert kann zur Eichung der Pixelgröße der Kamera und der Vergrößerung durch das Objektiv verwendet werden. Für Ketten ab einschließlich vier Ionen werden die Abstände nach außen hin größer, da die äußersten Ionen ein etwas anderes Potential sehen als die Inneren und die Coulombabstoßung dadurch größer wird.

4.4 Dopplerkühlung

In einem ersten Kühschritt werden die Atome abgebremst, um sie in einer linearen Struktur zu kristallisieren und in das Lamb-Dicke Regime zu kommen. Dies kann beides durch Dopplerkühlung erreicht werden. Für Dopplerkühlung von $^{40}\text{Ca}^+$ wird Laserlicht bei 397 nm und 866 nm benötigt. Ersteres koppelt die Zustände $S_{1/2}$ und $P_{1/2}$ aneinander, während der $D_{3/2} \rightarrow P_{1/2}$ Übergang von infrarotem 866 nm Licht getrieben wird. Es wird nur ein Strahl bei 397 nm benötigt, welcher mit allen Moden Überlapp haben muss, um die Ionen vollständig zu kühlen. Die Leistung des 397 nm Lasers wird so eingestellt, dass sie in etwa der Hälfte des Sättigungswerts des Übergangs entspricht. Dabei erhält man effiziente Kühlung, ohne die Linienform durch Sättigungseffekte zu verbreitern. Die Frequenz ist für optimale Dopplerkühlung um $\Gamma/2 \approx 10$ MHz rotverstimmt (siehe Kapitel 2.2.2). Der 866 nm Laser wird etwas unter der Sättigungsleistung betrieben, um wiederum eine Verbreiterung der Linienform zu verhindern. Seine Frequenz wird leicht blauverstimmt. Durch das Licht bei 866 nm werden Populationsverluste in den $D_{3/2}$ Zustand verhindert, indem dieser kontinuierlich ausgepumpt wird.

Eine Reihe von unerwünschten Effekten haben zur Folge, dass das theoretische Limit

für Dopplerkühlung nicht ganz erreicht werden kann [65]. Das Kalziumion ist kein 2-, sondern ein 3-Niveau System. Dadurch entstehen Dunkelresonanzen, welche die atomare Linienform verbreitern. Ein angelegtes Magnetfeld, welches für spätere Experimente benötigt wird, erzeugt eine Aufspaltung der Energieniveaus. Dadurch verbreitert sich wiederum der gesamte Übergang als Summe aller Zeeman-Komponenten. Zudem können auch Mikrobewegung und, wie bereits erwähnt, Sättigung durch zu hohe Laserleistung zu einer veränderten Linienform führen. Auch der Winkel zwischen der zu kühlenden Achse und dem Kühlaser erhöht die minimale Phononenzahl und damit das erreichbare Limit.

Für die Detektion in der experimentellen Sequenz wird die Leistung des 397 nm Lasers, bei gleicher Frequenz wie für die Dopplerkühlung, nahe bei der Sättigung eingestellt, um ein möglichst gutes Signal in kürzester Zeit zu erhalten. Das Fluoreszenzlicht bei geringer Leistung wird zur Überprüfung, ob sich die Ionen in einer kristallinen Struktur befinden, verwendet. Fällt dieser Wert unter eine gewisse Schwelle, so wird das Messergebnis nicht verwendet und die Messung wiederholt. Typischerweise dauert die Dopplerkühlungssequenz etwa 3 ms.

4.5 Mikrobewegungskompensation

In Kapitel 3.2.2 sind die Bewegungsgleichungen für Ionen in einer Paulfalle kurz beschrieben. Betrachtet man nur eine Dimension (z.B. entlang der x -Achse), so erhält man als Lösung dieser Differentialgleichung [33]

$$x(t) = A\left(1 + \frac{q_r}{2} \sin \Omega_{rf} t\right) \cos \omega_r t, \quad (4.3)$$

wobei A die Amplitude der Bewegung ist und die Relation $\omega_r = \frac{q_r}{\sqrt{8}} \Omega_{rf}$ gilt. Die Bewegung besteht aus einem langsamen Teil mit der Frequenz ω_r und einem schneller oszillierenden Teil bei der Fallenfrequenz Ω_{rf} . Diese schnelle Bewegung wird als *Mikrobewegung* bezeichnet. Gleichung (4.3) beschreibt die unvermeidliche Mikrobewegung eines Ions, welches im Minimum des RF-Potentials sitzt und um diesen Ort herum oszilliert. Für ein Teilchen, welches an einem beliebigen Ort x_0 in der Falle sitzt, ergibt sich immer noch eine minimale Mikrobewegungsamplitude von $x_0 \frac{q_r}{2}$, auch bei $A = 0$. Die Amplitude der Bewegung ist also abhängig von der Position, an welcher sich das Ion befindet. Sie wird umso größer, je weiter das Teilchen vom Fallenzentrum entfernt ist. Die Mikrobewegung moduliert durch den Dopplereffekt die Kopplung zwischen dem Ion und dem Lichtfeld. Dies hat gleich mehrere negative Effekte bei quantenphysikalischen Experimenten. Die Effizienz der Dopplerkühlung wird verschlechtert bzw. die Kühlgrenze erhöht, was in weiterer Folge zu schlechteren Ergebnissen bei der Seitenbandkühlung führt. Zudem kommt es durch die schnelle Bewegung zu Verstimmungen des Lasers gegenüber der Übergangsfrequenz des Ions aufgrund

4.5 Mikrobewegungskompensation

des Dopplereffekts in erster und zweiter Ordnung. Diese ist zeitlich nicht konstant, sondern variiert mit der Fallenfrequenz. Ein weiterer negativer Effekt sind Verschiebungen durch den AC-Starkeffekt, welche bspw. Fehler in Präzisionsmessungen auslösen können [66].

Es gibt zwei mögliche Ursachen für elektrische Felder, welche das Ion aus der optimalen Position im Fallenzentrum verschieben können. Zum Einen sind dies Oberflächenladungen, welche sich auf den Klingenelektroden und an anderen Fallenelementen ablagern. Die zweite Ursache sind geometrische Abweichungen von der perfekten Form der Fallenelektroden und deren Ausrichtung gegeneinander, welche sowohl in der Herstellung als auch beim Zusammenfügen der einzelnen Komponenten der Falle auftreten können.

Es gibt zwei Hauptunterschiede zwischen den beiden Ursachen störender elektrischer Felder. Die Felder aufgrund von Oberflächenladungen sind unabhängig von der angelegten Spannung, während formabhängige Unvollkommenheiten Felder auslösen, die sich als Funktion der Spannung ändern. Der zweite Unterschied betrifft die Reproduzierbarkeit. Oberflächenladungen können sich von Experiment zu Experiment ändern, da sich neue Ladungen ablagern und auch wieder ablösen können. Auf der anderen Seite ändern sich elektrische Felder aufgrund geometrischer Abweichungen bei gleichbleibender Spannung nicht.

Die Mikrobewegung ist eine getriebene Bewegung und kann deshalb nicht durch Laserkühlung ausgeglichen werden. Es müssen zusätzliche elektrische Felder erzeugt werden, die das Ion wieder ins Fallenzentrum verschieben. Diese Kompensation der Felder wird durch zusätzliche Elektroden erreicht, welche sich unmittelbar neben der Falle befinden. Sie sind in Abbildung 4.4 jeweils rot (vertikal) bzw. blau (horizontal) eingezeichnet. Dabei ist zu beachten, dass die horizontalen Elektroden das Ion horizontal verschieben und daher die vertikale Mikrobewegung kompensieren und umgekehrt.

Es gibt vier verschiedene Methoden um Mikrobewegung zu reduzieren, welche in der folgenden Auflistung kurz beschrieben werden (siehe auch [54]). Im Rahmen dieser Arbeit sind nur die ersten drei Techniken angewendet worden:

- **Kompensation mithilfe des Kamerabilds:** Bei dieser Methode wird die Position eines Ions auf der Kamera beobachtet, während das RF-Potential verändert wird. Die Position des Ions wird bei starkem Einschluss auf dem Bildschirm markiert. Durch Absenken der RF-Leistung haben Störfelder einen größeren Anteil und das Ion ist am Bildschirm an einer anderen Position zu finden. Nun wird die Spannung der Kompensationselektroden so eingestellt, dass das Ion sich wieder an der gleichen Stelle befindet wie bei starkem Einschluss. Dadurch werden die Felder, welche das Teilchen verschieben, ausgeglichen und sein Aufenthaltsort ist unabhängig von der angelegten Leistung. Kompensation mithilfe des Kamerabilds ist die einfachste und größte Methode, da sie nur die Kamera benötigt und durch deren Auflösung begrenzt ist.

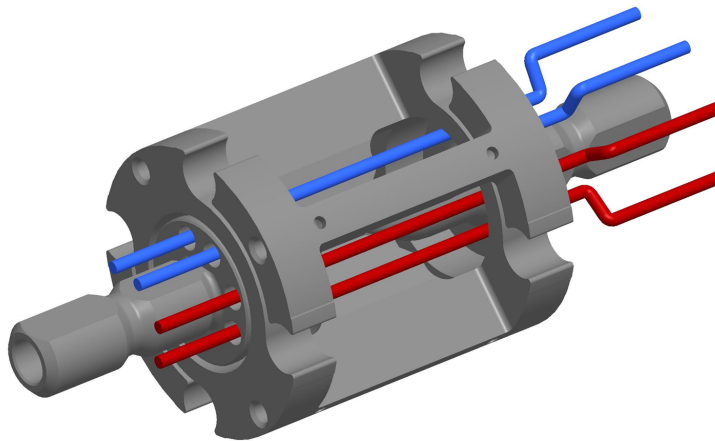


Abbildung 4.4: Neues Ionenfallendesign mit den horizontalen (blau) und den vertikalen Kompensationselektroden (rot).

- **Kompensation nach der Form der Spektrallinie:** Durch den Dopplereffekt verbreitern sich die Linien der Übergänge des Ions. Auf dem $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$ Übergang können die Seitenbänder der Mikrobewegung nicht aufgelöst werden, da die Linie des Übergangs zu breit ist. Daher kann ein Spektrum dieses Übergangs aufgenommen und die Halbwertsbreite minimiert werden, um die Mikrobewegung zu kompensieren. Zunächst wird der 397 nm Laser leicht rotverstimmt und die Fluoreszenz auf die Hälfte des maximalen Werts gesetzt, um Sättigungsverbreiterung zu vermeiden. Durch Optimierung der Kompensationsspannungen verschwinden die Seitenbänder der Mikrobewegung und die Linienbreite des Übergangs wird schmaler, d.h. das Fluoreszenzsignal nimmt ab, da die Verstimmung des Lasers die gleiche bleibt. Diese Methode ermöglicht eine präzisere Kompensation als mithilfe des Kamerabilds, ist aber auch aufwendiger.
- **Kompensation durch Reduktion der Seitenbänder der Mikrobewegung:** Da der $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$ Übergang eine Linienbreite von etwa 1 Hz hat, können die Seitenbänder der Mikrobewegung auf diesem Übergang aufgelöst werden. Die Messung der Rabifrequenz des ersten Seitenbands der Mikrobewegung und ein Vergleich mit der Rabifrequenz des Trägers ermöglicht eine direkte Bestimmung des Modulationsindex, welcher minimal sein sollte. Durch Anpassung der Spannungen der Kompensationselektroden können die Seitenbänder minimiert und somit die Mikrobewegung ausgeglichen werden. Diese Methode ist am genauesten, benötigt jedoch drei Laserstrahlen bei 729 nm um die Mikrobewegung in alle drei Raumrichtungen zu kompensieren.
- **Kompensation mit Korrelationsmessungen:** Die Bewegung des Ions bewirkt

4.5 Mikrobewegungskompensation

durch den Dopplereffekt, dass die Fluoreszenz mit der Radiofrequenz der Falle moduliert wird. Die Fluoreszenz des Ions hängt von der Phase des RF-Felds ab. Ein Histogramm der Anzahl gesammelter Photonen bezüglich dieser Phase gegen verschiedene Zeitintervalle lässt die Modulation der Fluoreszenz erkennen. Kompensation der Mikrobewegung wird erreicht, indem die Spannung der Elektroden so eingestellt wird, dass das Histogramm möglichst keine Änderungen für verschiedene Zeitintervalle mehr zeigt. Diese Methode funktioniert am besten, wenn der 397 nm Laser auf eine Frequenz eingestellt wird, bei der sich die Fluoreszenz bei kleinen Frequenzverschiebungen möglichst drastisch ändert.

Die letzten beiden Methoden sind ähnlich empfindlich, erfordern aber auch größeren Aufwand. Mit ihrer Hilfe lassen sich die Kompensationsspannungen auf 1% genau bestimmen.

Das Minimum der Mikrobewegung wurde bestimmt, indem Rabi-Oszillationen auf dem ersten Seitenband der Mikrobewegung (bei 30,05 MHz, Rabizeit τ_{msb}) getrieben und diese mit den Oszillationen auf dem Trägerübergang (Rabizeit τ_{car}) verglichen wurden. Da es schwierig ist, gut kompensierten Seitenbändern (d.h. Seitenbandübergänge, die nur zu geringer Anregung führen) eine Rabizeit zuzuordnen, wurden mehrere Messungen für verschiedene Spannungen nahe dem Minimum durchgeführt. So lässt sich eine untere Schranke für die Unterdrückung (τ_{car}/τ_{msb}) bestimmen, indem die Amplitude und die anfängliche Steigung der Oszillationen minimiert wird. Tabelle 4.1 listet die Ergebnisse für die Unterdrückung und die benötigten Spannungen an den Elektroden für die horizontale, vertikale und axiale Mikrobewegung auf. Die Untersuchungen wurden bei einer RF-Leistung von 7 W und einer Spitzenspannung von 900 V durchgeführt. Axiale Mikrobewegung könnte kompensiert werden, indem eine RF-Spannung auf die Spitzenelektroden gegeben werden müsste. In unserem Fall ist die Mikrobewegung entlang der Achse jedoch so gering, dass dies nicht notwendig ist [67]. Wie sich im Verlauf weiterer Untersuchungen gezeigt hat, sind Teile der Halterung der neuen Falle beschädigt gewesen. Dies resultiert in schlechteren Ergebnissen für die Unterdrückung, vor allem in axialer Richtung.

Richtung	Unterdrückung	Spannung
horizontal	34 – 40	+24,5 V
vertikal	≥ 50	-135 V
axial	13 – 15	—

Tabelle 4.1: Unterdrückungsverhältnisse der Mikrobewegung und zugehörige Kompensationsspannungen.

4.6 Heizrate

Ein kritischer Faktor bei Experimenten in Ionenfallen ist die Heizrate der Bewegungsmoden, ausgelöst durch Rauschen des elektrischen Felds. Da mittlerweile viele quantenphysikalische Gatter auf den Bewegungsmoden aufbauen, bestimmt die Heizrate sowohl die Genauigkeit als auch die maximale Anzahl der möglichen elementaren Operationen. Die rauschenden elektrischen Felder bewirken eine fluktuierende Kraft auf das Ion, indem sie an dessen Ladung koppeln. Diese Kraft bringt Energie in das System, und das Ion heizt sich auf. In unserem Fall ist die Heizrate $\dot{\bar{n}}$ als Änderung der mittleren Phononenzahl definiert.

Eine Methode, um die Heizrate zu bestimmen, ist, eine Mode des Ions in den Grundzustand zu kühlen und abzuwarten, wie sich die Phononenzahl entwickelt. Geht man von einer thermischen Verteilung der Phononen aus⁴, kann die mittlere Phononenzahl \bar{n} durch Vergleich der Anregung auf dem roten Seitenband p_{rsb} und auf dem blauen Seitenband p_{bsb} des gleichen Übergangs gefunden werden [68]. Die Formel für die mittlere Phononenzahl lautet

$$\bar{n} = \frac{p_{\text{rsb}}}{p_{\text{bsb}} - p_{\text{rsb}}}. \quad (4.4)$$

Durch Einfügen von Wartezeiten verschiedener Länge zwischen dem Kühlzyklus und dem Messzyklus kann sich das Ion ohne Wechselwirkung mit einem Lichtfeld in der Falle frei entwickeln. Für jedes Zeitintervall wird dann die mittlere Phononenzahl und daraus die Heizrate berechnet.

Die genaue Ursache für das Aufheizen der Ionen ist noch nicht eindeutig geklärt. Thermisches elektrisches Rauschen (Johnson Rauschen) kann nur einen kleinen Teil beschreiben, da die vorhergesagten Werte um etwa drei Größenordnungen zu klein sind. Der restliche Anteil, sogenanntes *anomales Aufheizen*, wird üblicherweise durch fluktuierende Oberflächenpotentiale erklärt [68]. Dabei wird davon ausgegangen, dass das Rauschen durch eine große Zahl zufällig fluktuierender Quellen ausgelöst wird. Die elektrischen Felder dieser Quellen skalieren mit dem Abstand zwischen Quelle und Ion gleich wie ein elektrisches Dipolfeld. Dieses Modell gibt die gemessene Abhängigkeit $1/d^4$ des Rauschens vom Abstand d zwischen Ion und Klingenelektroden gut wieder. Thermisches Rauschen liefert $\dot{\bar{n}} \propto 1/d^2$, was mit Experimenten nicht übereinstimmt. Weitere Untersuchungen haben zudem eine $1/f$ Abhängigkeit der spektralen Dichte des Rauschens von der Frequenz f gezeigt. Unlängst wurde eine weitere Betrachtungsweise vorgeschlagen, welche von einer Verteilung oszillierender mikroskopischer Dipole ausgeht [69]. Durch dieses neue Modell konnten neben Verunreinigungen der Fallenelektroden weitere Quellen der anomalen Aufheizung identifiziert werden. Dies können bspw. absorbierte Fremdatome in einer einatomigen Schicht oder tunnelnde 2-Niveau Systeme amorpher Dielektrika sein.

⁴Gültig, da jegliche Art der Kühlung die Bewegungsmoden in einem thermischen Zustand hinterlässt.

4.7 Stoßrate

Obwohl quantenphysikalische Experimente mit gespeicherten Ionen im Ultrahochvakuum (Druck im Bereich von 10^{-11} mbar) durchgeführt werden, können Kollisionen mit dem restlichen Hintergrundgas wichtig sein. Es gibt zwei verschiedene Klassen von Stößen. Inelastische Kollisionen können chemische Reaktionen hervorrufen oder es kann zu einem Ladungsaustausch kommen. In beiden Fällen wird das betroffene Ion unbrauchbar für weitere Experimente. Zudem können inelastische Stöße auch den inneren Zustand des Ions ändern, indem bspw. das D -Niveau entvölkert wird und das Ion in S übergeht. Elastische Kollisionen führen im Gegensatz dazu nicht gezwungenermaßen zu einem Verlust des Ions für weitere Messungen. Bei lasergekühlten Ionen führen sie zu einem Aufheizen durch die Übertragung an zusätzlicher kinetischer Energie. Bei Ionen, welche gerade erst gefangen wurden, können elastische Kollisionen mit dem Hintergrundgas das Ion thermalisieren und somit kühlen. Diese Art der Kühlung wird *Stoßkühlung* genannt und ermöglicht eine schnellere und effizientere Laserkühlung.

Bei der inelastischen Kollision stoßen neutrale Atome oder Moleküle mit dem Ion zusammen. Dabei reagieren sie und bilden ein neues Ion mit unbrauchbaren Eigenschaften für das Experiment. Kollisionen mit Molekülen führen oft zu Reaktionen, da die internen Freiheitsgrade des Moleküls helfen, Impuls- und Energieerhaltung in der Reaktion zu erfüllen. Die zweite Art inelastischer Kollisionen führt zu einem Austausch von Ladung, d.h. das neutrale Atom gibt ein Elektron ab und wird selbst zum positiven Ion. In beiden Fällen zeigt sich die Kollision, indem plötzlich kein Ion mehr auf der Kamera bzw. am PMT zu sehen ist. Dies liegt daran, dass die Niveaustuktur des neu geformten Ions höchstwahrscheinlich keinen Übergang bei 397 nm hat und daher keine Fluoreszenz beobachtet werden kann. Die Wahrscheinlichkeit eines inelastischen Stoßes hängt stark von dem Abstand ab, in welchem die Teilchen aneinander vorbei fliegen (= Stoßparameter b). Eine obere Grenze der Stoßrate ist die Langevin Rate, welche die Rate des Eindringens neutraler Hintergrundatome in die Drehimpulsbarriere und somit von Kollision mit dem Ion ist. Das Coulombfeld des Ions polarisiert das neutrale Atom (Polarisierbarkeit α) und zieht es an. Das anziehende Wechselwirkungspotential ist $U_{(r)} = -\alpha q^2 / (8\pi\epsilon_0 |r|^4)$, wobei q die Ladung und r der Abstand zwischen den Teilchen ist. Ab einem kritischen Stoßparameter $b_{\text{crit}} = (\alpha q^2 / \pi\epsilon_0 \mu v^2)^{1/4}$ bewegt sich das neutrale Teilchen zunächst auf einer spiralförmigen Bahn um das Ion und kollidiert schließlich mit diesem. In Abbildung 4.5 sind verschiedene Trajektorien eingezeichnet, welche entweder zu einer Kollision führen oder nur abgelenkt werden. Das entscheidende Kriterium welcher Fall eintritt ist der Stoßparameter. In der Formel für b_{crit} beschreibt μ die reduzierte Masse und v die relative Geschwindigkeit der

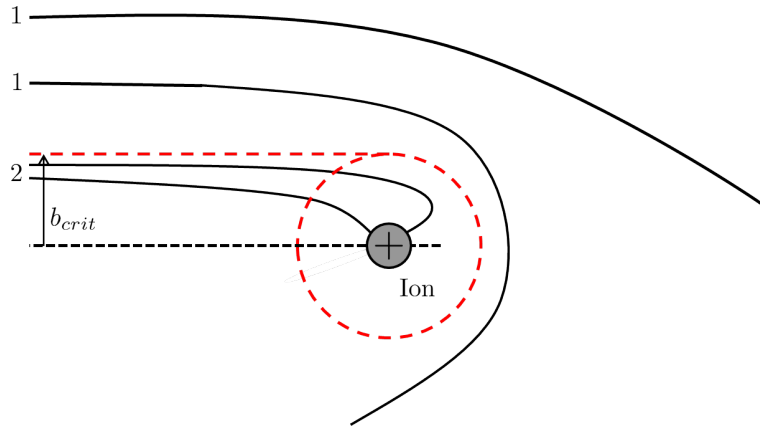


Abbildung 4.5: Mögliche Trajektorien durch die Anziehungskraft des Ions auf neutrale Teilchen. Mit 1 gekennzeichnete Wege werden nur abgelenkt, kollidieren jedoch nicht mit dem Ion. Zu inelastischen Stößen kommt es nur, wenn ein kritischer Stoßparameter b_{crit} (rot) unterschritten wird (2).

Stoßpartner zueinander. Die daraus ableitbare Kollisionsrate ist

$$\gamma_{\text{Langevin}} = nq \sqrt{\frac{\pi\alpha}{\varepsilon_0\mu}}, \quad (4.5)$$

mit der Teilchendichte n des Hintergrundgases. In der Ionenfalle in unserem Experiment sind Kollisionen mit Wassermolekülen eines der Hauptprobleme. Eine grobe Abschätzung der Kollisionsrate mit Ca^+ bei einer Temperatur von 300 K und einem Druck von 10^{-10} mbar ergibt $\gamma_{\text{Langevin}} \approx 0,0020 \text{ s}^{-1}$. Dies wäre etwa eine Kollision alle 7 Minuten. Für H_2 wäre bei den gleichen Parametern $\gamma_{\text{Langevin}} \approx 0,0033 \text{ s}^{-1}$, also eine Kollision alle 5 Minuten. Natürlich entspricht nur ein Teil des Hintergrundgases Wasser bzw. Wasserstoff. Dementsprechend ist die Teilchendichte und in weiterer Folge auch die Stoßrate geringer.

Eine genauere Betrachtung der gesamten Kollisionsrate zeigt, dass die Langevin Rate zu niedrig ist, da sie elastische Stöße ohne ein Eindringen in die Potentialbarriere vernachlässigt. Unter Einbeziehung dieser ergibt sich bei gleich bleibendem Druck und Temperatur für H_2 eine elastische Stoßrate von $\gamma_{\text{Langevin}} \approx 0,03 \text{ s}^{-1}$ [70].

Zur Charakterisierung der Kollisionsrate in der neuen Falle wurden mehrere Messreihen durchgeführt. Es wurde jeweils eine bestimmte Anzahl an Ionen (bis zu 13) in die Falle geladen und über einen Zeitraum von mehreren Stunden Bilder von dieser Ionenkette aufgenommen, um die Anzahl der Kollisionen zu ermitteln. Ein inelastischer Stoß, bei dem es zu einer chemischen Reaktion kommt, zeigt sich, indem ein Platz in der Kette dunkel wird, an welchem zuvor ein Ion Photonen gestreut und somit geleuchtet hat. Dies wird in weiterer Folge als *dunkles Ion* bezeichnet. Zudem sind auch elastische Stöße zu erkennen, bei denen ein Ion komplett aus der Falle *verloren* geht. Die Ionen rücken dann näher zusammen

4.7 Stoßrate

und es ist kein dunkles Ion in der Kette zu beobachten. Diese beiden Ereignisse sind in einer Serie von Bildern leicht zu erkennen, die mit einer Rate von 2 Hz aufgenommen worden sind. Alle Daten wurden innerhalb von 2 Wochen gesammelt, weshalb sich aus den Messreihen keine Aussagen über Langzeiteffekte treffen lassen. Zur Veranschaulichung der Ergebnisse wurde die Einheit *Ionenminute* definiert, welche die Zeit angibt, bis ein einzelnes Ion durchschnittlich dunkel wird oder verloren geht. In Tabelle 4.7 sind der am Ofen angelegte Strom (sofern vorhanden), die Anzahl der Ionen bei Beginn und Ende der Messung sowie die Verluste durch inelastische (dunkel) und elastische (verloren) Kollisionen und die Ionenminuten aufgelistet. Alle Messungen wurden bei einer RF-Leistung von 1,3 W durchgeführt.

Messreihe	Ofen	Anzahl der Ionen (Beginn/Ende/dunkel/verloren)	Ionenminuten
1	aus	10/2/8/0	447
2	4 A	10/6/3/3	521
3	4 A	8/4/1/3	333
4	aus	5/2/2/1	264
5	aus	5/3/2/0	417
6	aus	5/2/3/0	228
7	aus	6/6/0/0	–
8	aus	6/2/4/0	625
9	aus	13/1/4/8	650

Tabelle 4.2: Messreihen zur Bestimmung der Kollisionsraten, welche einen Verlust eines Ions zur Folge haben.

Es ist schwierig, aus diesen Messreihen eine klare Aussage über Abhängigkeiten zu treffen, da die Ergebnisse über einen weiten Bereich schwanken. Zudem kann aus dieser Art der Messung kein Rückschluss auf die absolute Kollisionsrate getroffen werden, da sich Stöße und damit verbundene Platzwechsel nur zwischen dunklen und leuchtenden Ionen beobachten lassen. Platzwechsel zwischen zwei dunklen oder leuchtenden Ionen können nicht detektiert werden.

Anhand von Messreihe 4 sollen im Folgenden einige Ereignisse dargestellt und verdeutlicht werden. In Abbildung 4.6(a) sind alle Aufnahmen der Messreihe nebeneinander gelegt und so zeitlich aufgelöst. Abbildung 4.6(b) zeigt das zugehörige Fluoreszenzsignal bzw. die Anzahl der Ionen. Die Aufnahme der Bilder wurde mit dem Einschalten des Ofens gestartet. Zusätzlich sind die Laserstrahlen bei 397 nm und 866 nm für Fluoreszenzdetektion und Entleerung des $D_{3/2}$ Zustands kontinuierlich eingeschaltet. Nach ca. 9 Minuten ist das erste Ion in der Falle sichtbar. In weiterer Folge ist deutlich zu sehen, wie sich die Position der Ionen mit jedem weiteren gefangenen Ion verändert. Nach 14 Minuten sind 5 Ionen

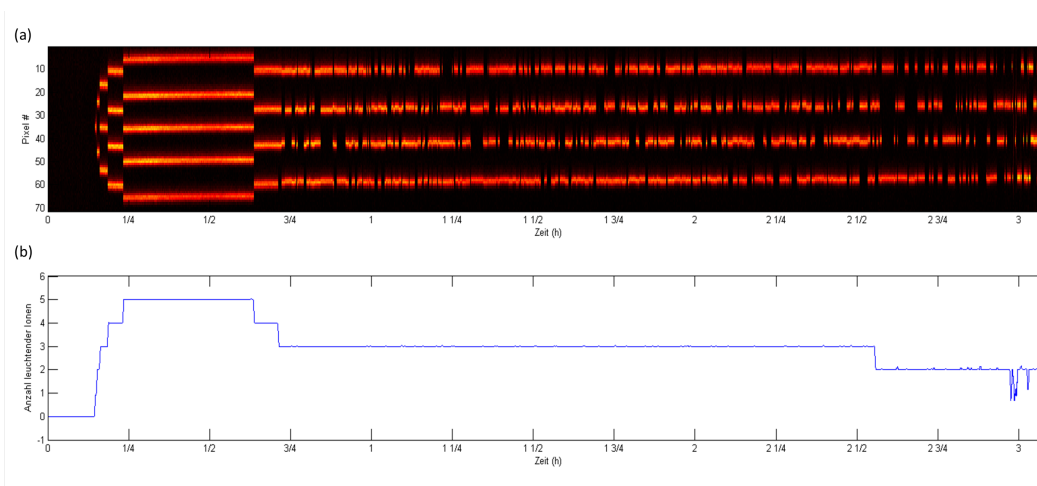


Abbildung 4.6: (a) Zeitlich und räumlich aufgelöste Entwicklung der Fluoreszenz beim Ladevorgang und bei Kollisionen. Zunächst wird jedes Bild einzeln auf ein Pixel aufsummiert (räumliche Auflösung) und dann werden alle Bilder nebeneinander gelegt (zeitliche Auflösung). (b) Entwicklung der Fluoreszenz normiert auf ein Ion für dieselben Vorgänge.

in die Falle geladen, der Ofen und die Photoionisationslaser wurden ausgeschaltet und die Messung der Kollisionsrate kann beginnen. Das System wird sich selber überlassen und es kommt regelmäßig zu Stößen mit dem restlichen Hintergrundgas. Nach etwa 38 Minuten kommt es zur ersten Kollision, welche ein Ion aus der Falle stößt. Dies zeigt sich durch die Änderung der Position der Ionen. Nur wenig später (Minute 43) verringert sich die Fluoreszenz ein weiteres Mal (siehe Abbildung 4.6(b)), doch diesmal ist der Grund eine chemische Reaktion, welche das Ion dunkel werden lässt. Durch eine weitere chemische Reaktion in der 153. Minute der Aufzeichnung wird nochmals ein Ion dunkel. Die Fluktuationen im Fluoreszenzsignal am Ende der Aufzeichnungen können mehrere Gründe haben. Möglicherweise ist die Kette aus nun 2 dunklen und 2 leuchtenden Ionen nicht mehr ausreichend gekühlt worden und verlor kurzzeitig ihre kristalline Form. Eine weitere Möglichkeit ist, dass sich ein dunkles Ion in einer Umlaufbahn um die Ionenkette bewegt und dadurch die Fluoreszenz zu fluktuieren begonnen hat.

4.8 Spektroskopie

4.8.1 Der $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$ Übergang

Der Dipolübergang zwischen dem $S_{1/2}$ und dem $P_{1/2}$ Niveau hat eine Linienbreite von 20,7 MHz bei einer Wellenlänge von 397 nm. Er zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 7,5% in den metastabilen $D_{3/2}$ Zustand. Ein zusätzlicher Laser bei 866 nm verhindert, dass das Ion in diesem Zustand gefangen wird, um hohe Wiederholraten der Experimente zu

4.8 Spektroskopie

ermöglichen. Spektren der Linienform dieses Übergangs zeigen Asymmetrien. Dies hängt damit zusammen, dass die Temperatur des Ions von der Verstimmung des 397 nm Lasers abhängig ist und eine positive Verstimmung das Teilchen aufheizt und es seine „kristalline“ Form verliert. Die Fluoreszenz geht schnell zurück und wir erhalten einen größeren Gradienten als auf der negativ verstimmt Seite. Generell wird der Übergang $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$ für Dopplerkühlung und Zustandsdetektion verwendet.

Dopplerkühlung

Der Laser bei 397 nm wird zur optimalen Dopplerkühlung um etwa die halbe Linienbreite, also ca. 10 MHz, rotverstimmt. Durch konstantes Auspumpen des $D_{3/2}$ Niveaus können Temperaturen nahe des Dopplerlimits erreicht werden.

Zustandsdetektion

Durch Einstrahlung des Laserlichts bei 397 nm wird die Superposition zwischen dem $S_{1/2}$ und dem $D_{5/2}$ Zustand auf eines dieser beiden Niveaus projiziert (electron shelving). Befindet sich das Ion danach in $S_{1/2}$, so kann Licht an ihm gestreut und die Fluoreszenz kann detektiert werden. Ist das Ion in $D_{5/2}$, so leuchtet es nicht. Dies ermöglicht eine sehr präzise Zustandsdetektion, die lediglich durch die Lebensdauer des $D_{5/2}$ Zustands begrenzt ist.

4.8.2 Der $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$ Übergang

Der Quadrupolübergang $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$ bei 729 nm ist metastabil und hat eine spektrale Breite von etwa 0,14 Hz. Er muss über den $P_{3/2}$ Zustand ausgepumpt werden, um die Wiederholungsrate für Experimente und für Seitenbandkühlung hoch zu halten. Dazu wird Laserlicht bei 854 nm eingestrahlt, welches den Übergang $D_{5/2} \rightarrow P_{3/2}$ treibt. In weiterer Folge zerfällt dieser Zustand mit hoher Wahrscheinlichkeit spontan zurück in den $S_{1/2}$ Grundzustand.

Unter dem Einfluss eines Magnetfelds spaltet sich der $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$ Übergang in 10 Zeeman-Komponenten auf, da die Auswahlregeln für Quadrupolübergängen nur Änderungen der Magnetquantenzahl mit $\Delta m = 0, \pm 1, \pm 2$ erlauben⁵. Prinzipiell lassen sich alle Übergänge als Qubit für unsere Experimente verwenden. Wir verwenden jedoch als Grundzustand das $m = 1/2$ Niveau, was die möglichen Übergänge in 5 Niveaus von $D_{5/2}$ beschränkt. Die Präparation des Grundzustands wird durch Einstrahlung von σ^+ polarisiertem Licht bei 397 nm, sogenanntes optisches Pumpen, erreicht. Die schlussendliche Wahl des Qubits hängt sowohl von der Einfallsrichtung des Laserstrahls, seiner Polarisation und damit zusammenhängend von der Kopplungsstärke ab. Die Kopplungsstärke ist

⁵Zur Vereinfachung der Notation wird m bzw. m' anstelle von m_j und m'_j verwendet.

proportional zum Quadrat der Rabifrequenz Ω , welche in diesem Fall die Form [18]

$$\Omega = \frac{eE_0}{4\hbar} \sqrt{\frac{15}{c\alpha} \frac{\Gamma_{D_{5/2}}}{k^3}} \Lambda(m, m') g^{\Delta m}(\phi, \gamma) \quad (4.6)$$

hat. Hier ist e die Elementarladung, E_0 die Amplitude des elektrischen Felds, c die Lichtgeschwindigkeit, α die Feinstrukturkonstante, $\Gamma_{D_{5/2}}$ die Zerfallsrate des $D_{5/2}$ Zustands und k die Wellenzahl des Laserlichts. In der Funktion $\Lambda(m, m')$ sind alle Eigenschaften des atomaren Übergangs außer die geometrischen Faktoren enthalten. Jene geometrischen Faktoren werden von der Funktion $g^{\Delta m}(\phi, \gamma)$ beschrieben [57], wobei ϕ der Winkel zwischen Laserfeld und Magnetfeld (Quantisierungsachse) und γ der Winkel zwischen der Polarisation und dem Vektor des Magnetfelds, projiziert in die Einfallsebene des Laserstrahls, ist.

Im Folgenden sollen drei nützliche geometrische Konfigurationen betrachtet werden, welche jeweils die Kopplungsstärke eines bestimmten Übergangs maximieren und alle anderen minimieren:

$\phi = 90^\circ$, $\gamma = 90^\circ$, **linear polarisiert:** In dieser Konfiguration werden nur Übergänge mit $\Delta m = \pm 2$ angeregt. Dies kann zur Implementierung von Seitenbandkühlung verwendet werden.

$\phi = 45^\circ$, $\gamma = 0^\circ$, **linear polarisiert:** Bei diesen Einstellungen werden $\Delta m = \pm 1$ Übergänge unterdrückt. Die stärkste Kopplung erhält man für $\Delta m = 0$, aber auch $\Delta m = \pm 2$ Übergänge sind möglich.

$\phi = 0^\circ$, **zirkular polarisiert:** In dieser Konfiguration lassen sich die größten Kopplungsstärken erzielen. Das zirkular polarisierte Licht entlang der Quantisierungsachse kann nur Übergänge mit $\Delta m = +1$ (σ^+ Polarisation) und $\Delta m = -1$ (σ^- Polarisation) treiben.

Für die im folgenden Kapitel vorgestellte Kühlmethode ist die dritte Konfiguration von besonderem Interesse. Da in diesem Kühlschema hohe Intensitäten und starke Kopplung benötigt werden, wird ein zirkular polarisierter Strahl entlang der Quantisierungsachse verwendet, welcher beide Kriterien erfüllt. Damit lässt sich der $S_{1/2}, m = 1/2 \rightarrow D_{5/2}, m' = 3/2$ Übergang treiben, während Übergänge zu andere m' unterdrückt sind. Die im Allgemeinen komplizierte Kopplung zwischen verschiedenen Zeeman-Niveaus wird somit durch geschickte Wahl von Polarisation und Einfallrichtung stark vereinfacht.

4.9 Rabioszillationen auf Doppler-gekühlten Zuständen / Optisches Pumpen

4.9.1 Rabiflops auf Doppler-gekühlten Zuständen

Durch Variation der Länge eines anregenden Laserimpulses bei 729 nm können Informationen über den Bewegungszustand und damit über die Effizienz der Dopplerkühlung gewon-

4.9 Rabioszillationen auf Doppler-gekühlten Zuständen / Optisches Pumpen

nen werden. Die erhaltenen Oszillationen unterscheiden sich deutlich für Anregung auf dem Seitenband- und auf dem Trägerübergang. Im Lamb-Dicke Regime hängt die Rabifrequenz auf dem Träger im Gegensatz zu Seitenbandübergängen nur schwach von der Phononenzahl n ($\propto 1 - \eta^2 n$) ab. Diese leichte Abhängigkeit bewirkt einen Verlust an Kontrast, da sich die Phase (Frequenz \times Zeit) jedes Bewegungszustands individuell ändert. Da Rabioszillationen eine Superposition aus Oszillationen vieler, wenn auch ähnlicher Frequenzkomponenten sind, dämpfen sie aus. Gleichung (4.7) beschreibt die Besetzungswahrscheinlichkeit P_D des angeregten $D_{5/2}$ Zustands bei Anregung von Trägerübergängen:

$$P_D(t) = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \sum_n P_n \cos(\Omega(1 - \eta^2 n)t) \right\}, \quad (4.7)$$

mit der Verteilungsfunktion der Phononen P_n , wenn man im S -Zustand startet. Übergänge auf den Seitenbändern zeigen eine viel stärkere Abhängigkeit von der Phononenzahl ($\propto \eta\sqrt{n}$) und es können keine Oszillationen beobachtet werden, da sich die Rabifrequenzen der beteiligten phononischen Zustände (thermische Verteilung nach der Dopplerkühlung) stark unterscheiden. Das Signal dämpft schnell aus und schwankt nur noch leicht um einen stationären Wert. Eine detailliertere Behandlung des Themas findet sich in [33]. Typische Werte für die durchschnittliche Phononenzahl nach der Dopplerkühlung liegen im alten Falldesign bei $\bar{n} = 13 - 15$.

4.9.2 Optisches Pumpen

Optisches Pumpen wird zur erneuten Initialisierung des $S_{1/2}, m = 1/2$ Zustands des Ions nach jedem Experiment verwendet. Dafür wird ein schwacher kurzer Impuls mit σ^+ polarisiertem Licht bei 397 nm in Kombination mit dem Laser bei 866 nm verwendet (in Abbildung 4.7 mit 1a/1b gekennzeichnet). Der σ^+ polarisierte Strahl induziert Übergänge $m \rightarrow m' = m + 1$, d.h. der Übergang $m = -1/2 \rightarrow m' = 1/2$ wird getrieben, während der $m = 1/2$ Zustand nicht an das Lichtfeld koppelt. Der $P_{1/2}, m' = 1/2$ Zustand zerfällt im Anschluss wieder spontan in den Grundzustand. Durch Einstrahlung des 397 nm, σ^+ polarisierten Lichts für ca. 50 μs endet das Ion im gewünschten $S_{1/2}, m = 1/2$ Zustand. Der Laser bei 866 nm ist gleichzeitig eingeschaltet, um Verluste aufgrund von Zerfällen in $D_{3/2}$ zu vermeiden. Die Genauigkeit des Vorgangs ist durch die Polarisation und den Überlapp des Wellenvektors \mathbf{k} des Lichtfelds mit der Achse des Magnetfelds beschränkt.

Eine andere im Experiment angewendete Methode des optischen Pumpens verwendet den 729 nm Laser. Aufgrund der geringen Linienbreite des $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$ Übergangs ist frequenz aufgelöstes optisches Pumpen möglich. Diese Art des optischen Pumpens sollte unabhängig von Unvollkommenheiten der Polarisation und vom Winkel zwischen einfallendem Strahl und Quantisierungsachse sein. Bei der Umsetzung werden für 500 μs die

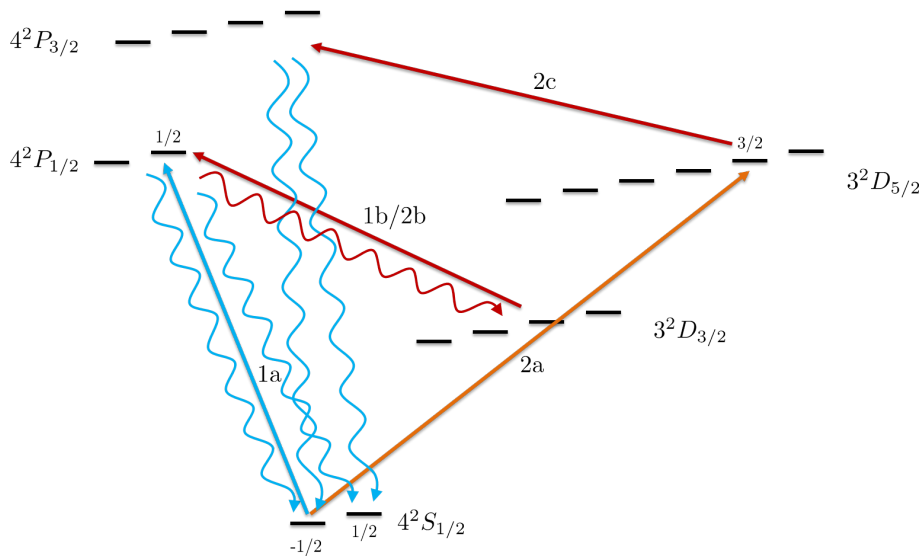


Abbildung 4.7: Übergänge involviert in die Initialisierung des $S_{1/2}, m = 1/2$ Zustands. Methode 1: Laserimpulse bei 397 nm (σ^+ polarisiert) und 866 nm (1a/1b) präparieren das Ion im gewünschten Grundzustand $S_{1/2}, m_j = 1/2$. Methode 2: Laser bei 729 nm, 866 nm und 854 nm (2a/2b/2c) ermöglichen eine höhere Genauigkeit bei der Grundzustandspräparation und Unabhängigkeit von Polarisation und Einfallswinkel des Laserlichts.

Laser bei 729 nm, 866 nm und 854 nm eingeschaltet (2a/2b/2c in Abbildung 4.7). Der Quadrupollaser koppelt die Zustände $S_{1/2}, m = -1/2 \rightarrow D_{5/2}, m' = 3/2$ und entleert auf diese Weise das unerwünschte $m = -1/2$ Zeeman-Niveau des Grundzustands. Die beiden Dipollaser verhindern, dass das Ion in einem der beiden D Zustände gefangen wird. In unseren Experimenten werden im Allgemeinen beide Varianten des optischen Pumpens verwendet.

Am Ende beider Methoden steht ein spontaner Zerfall, welcher in beide Zeeman-Niveaus des Grundzustands geschehen kann. Zerfällt der P Zustand in $m = -1/2$, so beginnt das optische Pumpen von neuem. Zerfällt er jedoch in das $m = 1/2$ Niveau, so koppeln die jeweiligen Lichtfelder nicht mehr an das Ion, und der Zustand bleibt unverändert. Dementsprechend wird nur ein einziger Zerfall in das gewünschte Zeeman-Niveau benötigt, damit die Initialisierung des Anfangszustands erfolgreich ist.

4.10 Laser auf das Ion referenzieren

Der Laser bei 729 nm wird zur Implementierung von Quantengattern und für Präzisionspektroskopie mit Ca^+ Ionen verwendet. Dafür ist es notwendig, das Magnetfeld und die Laserfrequenz relativ zum atomaren Übergang möglichst genau zu kennen. Der Laser ist auf einen Hochfinesse-Resonator (siehe Kapitel 3.3.2) stabilisiert, welcher jedoch über längere

4.10 Laser auf das Ion referenzieren

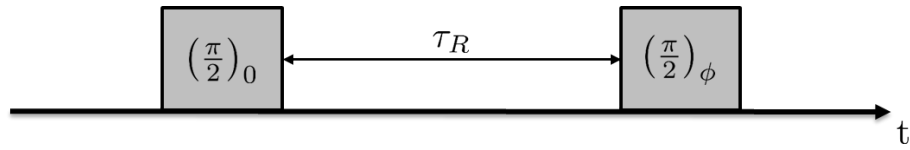


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung der Impulse beim Ramsey Experiment zur Referenzierung der Laserfrequenz auf das Ion. Der erste $(\pi/2)$ -Impuls hat eine beliebige Phase (hier 0 gewählt), während die Phase ϕ des zweiten Impulses entweder auf $\phi_1 = \pi/2$ oder auf $\phi_2 = 3\pi/2$ relativ zum ersten Impuls eingestellt wird. Die Wartezeit τ_R kann variiert werden und bestimmt die Genauigkeit der Messung.

Zeit hinweg seine Länge und damit die Laserfrequenz ändert. Daher wird der Laser zusätzlich auf ein Ca^+ Ion referenziert. Dies geschieht durch Untersuchung von zwei Zeeman-Übergängen ($m = 1/2 \rightarrow m' = 3/2$ und $m = 1/2 \rightarrow m' = -3/2$) zwischen $S_{1/2}$ und $D_{5/2}$. Über die genaue Kenntnis der Aufspaltung können das Magnetfeld und die relative Laserfrequenz abgeleitet werden. Die Driftrate des Resonators kann durch Beobachtung der Entwicklung der Frequenz und des Magnetfelds berechnet und somit die Laserfrequenz bis zum nächsten Messpunkt extrapoliert und geregelt werden.

Zur Messung der Übergänge wird das Ion zunächst Doppler-gekühlt und dann durch optisches Pumpen im $S_{1/2}, m = 1/2$ Zustand initialisiert. Zur exakten Bestimmung der Übergangsfrequenzen werden Ramsey Experimente durchgeführt. Dabei wird zunächst ein Laserimpuls eingestrahlt, welcher eine Superposition zwischen $S_{1/2}$ und $D_{5/2}$ herstellen soll (sogenannter $(\pi/2)$ -Impuls). Nach einer Wartezeit τ_R (auch *Ramsey Zeit* genannt) wird ein zweiter $(\pi/2)$ -Impuls mit variabler Phase ϕ eingestrahlt. Beide Übergänge werden zweimal untersucht, einmal mit der Phase $\phi_1 = \pi/2$ und einmal mit der Phase $\phi_2 = 3\pi/2$ (siehe Abbildung 4.8). Nach jeder Untersuchung wird der Zustand des Ions mit der bekannten Methode (siehe Kapitel 4.1) detektiert. Durch den Vergleich der Anregungswahrscheinlichkeiten der beiden Experimente kann man darauf schließen, wie der Laser bezüglich des atomaren Übergangs verstimmt ist. Die Ramsey Experimente werden zwischen 50- und 100-mal wiederholt. Im Normalfall werden Wartezeiten $\tau_R = 50 - 250 \mu\text{s}$ verwendet, was in etwa eine Größenordnung mehr als der Dauer eines vollständigen Übergangs $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$ (π -Impuls) entspricht.

Aus der Differenz der Übergangsfrequenzen wird zunächst das Magnetfeld berechnet. Ist dieses bekannt, so kann mithilfe der im Ramsey Experiment zuvor gemessenen Frequenz eines Übergangs die Übergangsfrequenz ohne Magnetfeld berechnet werden. Diese Referenz wird dann verwendet, um alle anderen Übergangsfrequenzen (bspw. für Operationen auf verschiedenen Übergängen oder Seitenbandkühlung) zu berechnen. Es wäre prinzipiell auch möglich, den Strom durch die Spulen am Experiment so zu regeln, dass das Magnetfeld immer gleich bleibt. Da wir jedoch über akustooptische Modulatoren die Frequenz sehr präzise steuern können, werden die Übergangsfrequenzen nach jeder Ramsey Messung neu

berechnet und eingestellt.

Der Messvorgang und die neue Berechnung aller Übergänge sind vollautomatisiert und werden beim alten Fallendesign durchschnittlich alle 1-2 Minuten wiederholt. Jede Messung dauert dabei ca. 25 s, d.h. zwischen einem Viertel und der Hälfte der Messzeit wird für die Referenzierung verwendet. Bei der neuen Falle sollen sich diese Messungen nur noch alle 5 Minuten wiederholen, was durch eine Magnetfeldabschirmung des gesamten Apparates und damit sehr geringen Magnetfeldfluktuationen erreicht wird. Eine lineare Anpassung an die Daten der vorangegangenen 30 Minuten und eine aktive Rückkopplung des Ergebnisses der Anpassung auf einen AOM zwischen Laser und Resonator ermöglichen eine Stabilisierung der Frequenz bis zum nächsten Messpunkt. Die so ermittelte und ausgeglichene Driftrate des Hochfinesse-Resonators liegt typischerweise bei weniger als 1 Hz.

Alle Ramsey Experimente werden bei einer festen Phase des Zyklus' des Stromnetzes (50 Hz) gestartet, um Unterschiede im Magnetfeld von Experiment zu Experiment zu verhindern. Das Magnetfeld ändert sich während eines solchen Zyklus um ca. 1,4 mG [18], wofür hauptsächlich Transformatoren und andere elektrische Geräte nahe des Aufbaus verantwortlich sind. Startet man jedoch jede Messung bei der gleichen Phase, so limitieren nur noch unregelmäßige Sprünge aufgrund externer Felder die exakte Bestimmung des Magnetfelds. Ohne diese Sprünge kann das Magnetfeld mit einer Genauigkeit von etwa 50 μG vorhergesagt werden. Aktive Kompensation über Stabilisation des Stroms durch die Magnetfeldspulen oder eine passive Magnetfeldabschirmung könnten die Genauigkeit noch weiter erhöhen. Auch die Wahl eines Qubits, welches unempfindlich gegenüber Änderungen des Magnetfelds ist, wäre eine Möglichkeit, nicht von Magnetfeldschwankungen betroffen zu sein. Für ^{40}Ca besteht diese Option nicht, jedoch bietet beispielsweise ^{43}Ca solche Qubits, welche auch schon öfters benutzt worden sind [71, 72].

4.11 Seitenbandkühlung

Die Ausführung von quantenphysikalischen Gattern erfordert die Initialisierung eines wohldefinierten Grundzustands. Dieser bezieht sich nicht nur auf den internen Zustand des Ions, sondern auch auf den externen Bewegungszustand. Zu Beginn sollte der Phononenzustand $|n = 0\rangle$ sein, welcher mithilfe verschiedener Kühltechniken erreicht werden kann. In den Experimenten unserer Gruppe wird hierfür Seitenbandkühlung verwendet.

Nach der Dopplerkühlung befindet sich das System in einem thermisch verteilten Bewegungszustand mit einer mittleren Phononenzahl $\bar{n} = 13 - 15$. Der Grundzustand wird durch Seitenbandkühlung auf dem $S_{1/2}, m = 1/2 \rightarrow D_{5/2}, m = 5/2$ Übergang realisiert. Da die natürliche Linienbreite des Übergangs viel kleiner als die Fallenfrequenz ist, können Übergänge auf den roten Bewegungsseitenbändern getrieben werden, indem der Laser bei 729 nm um die Fallenfrequenz rotverstimmt wird. Jede Anregung des Ions entzieht dem

4.12 Mehrere Ionen

Teilchen ein Phonon, da der spontane Zerfall im Lamb-Dicke Regime mit größter Wahrscheinlichkeit ($\propto 1 - \eta^2(2n + 1)$) ohne Änderung der Phononenzahl stattfindet. Durch mehrmaliges Anregen des roten Seitenbandübergangs werden so lange Bewegungsquanten entfernt, bis der Grundzustand erreicht ist. Dieser besitzt kein rotes Seitenband und koppelt nicht mehr mit dem Lichtfeld.

Da die Lebensdauer des angeregten Zustands in etwa 1 s beträgt, kann die Kühlrate nicht größer als 1 Hz sein. Dies ist jedoch viel zu langsam für effiziente Laserkühlung, weshalb ein weiterer Laser bei 854 nm eingestrahlt wird. Er treibt den Übergang $D_{5/2} \rightarrow P_{3/2}$, wobei der $P_{3/2}$ Zustand bereits nach ca. 7 ns wieder spontan in den Grundzustand $S_{1/2}$ zerfällt. Damit wird die effektive Lebensdauer des $D_{5/2}$ Niveaus hinreichend verkleinert, um eine gute Kühlrate zu erzielen. Zusätzlich wird bei der Seitenbandkühlung noch optisches Pumpen (Laser bei 866 nm und 397 nm, σ^+ polarisiert) verwendet, da der spontane Zerfall in den $S_{1/2}$ Zustand nicht gezwungenermaßen in das Zeeman-Niveau $m = 1/2$ stattfindet. Durch das Zusammenspiel der verschiedenen Laser entsteht ein geschlossener Kühlzyklus, welcher im Grundzustand der Bewegung endet.

Die Effizienz der Kühlung kann durch Untersuchungen der Stärke des roten und blauen Seitenbands erfolgen (siehe Gleichung 4.4). Das rote Seitenband sollte signifikant schwächer werden, je näher man dem Grundzustand kommt, während das blaue Seitenband nur leicht an Stärke verliert. Messungen des roten Seitenbands können zudem dazu verwendet werden, die Seitenbandkühlung durch Veränderung der Leistung und der Verstimmung der Laser bei 729 nm und 854 nm zu optimieren. Hierbei wird versucht das rote Seitenband zu minimieren, da es bei idealer Grundzustandskühlung völlig verschwinden sollte. Durchschnittlich wird im alten Fallendesign $\bar{n} = 0,05(5)$ bei einer Dauer von 7 ms erreicht [18].

4.12 Mehrere Ionen

Alle bisher vorgestellten Verfahren und Messungen lassen sich prinzipiell an nur einem einzelnen Ion durchführen. Es wurde gezeigt, dass jede beliebige unitäre Operation als Produkt aus Ein-Qubit- und verschränkenden Zwei-Qubit-Operationen ausgedrückt werden kann [73–75]. Deshalb werden zur Durchführung komplexer quantenmechanischer Experimente und Simulationen mehrere Ionen benötigt. Die beschriebenen Vorgehensweisen und Messungen werden dadurch etwas komplizierter als für 1 Ion, sind jedoch bis zu einer begrenzten Zahl an Ionen gut zu kontrollieren.

Eine wichtige Änderung betrifft die Dynamik des Systems. In einem System aus 2 Ionen erhöht sich die Zahl der Bewegungsmoden bereits von 3 auf 6. Da die x- und y-Richtung in unserer Falle beinahe entartet sind, ergeben sich 4 verschiedene Frequenzen: die Hauptmode in axialer und radialer Richtung ist die Mode der Schwerpunktsbewegung bei ω_z bzw. ω_r .

Dabei bewegen sich die Ionen entlang bzw. normal zu der Fallennachse gleichphasig. In der zweiten Mode in axialer Richtung schwingen die Ionen gegenphasig. Dies wird als Atmungsmode mit einer Frequenz $\sqrt{3}\omega_z$ bezeichnet, bei der die Amplitude der Oszillation proportional zum Abstand vom Fallenzentrum ist. Die zweite radiale Mode hat die Frequenz $\sqrt{\omega_r^2 - \omega_z^2}$ und wird Schermode genannt. Das sich daraus ergebende Spektrum ist deutlich komplexer als für ein einzelnes Ion, da jede dieser Moden von 2 Seitenbändern begleitet wird. Zudem ist es nicht möglich, mehr als ein Ion im Minimum des RF-Felds zu platzieren, weshalb es immer zu Mikrobewegung kommt, die nicht kompensiert werden kann. Die Seitenbänder dieser Bewegung zeigen sich ebenfalls im Spektrum.

Auch bei der Kristallisierung und der Kühlung der Ionen ergeben sich Unterschiede. Ab einer gewissen Anzahl an Ionen (in der alten Falle bei mehr als 3) lassen sie sich nicht mehr stabil in einer Kette kristallisieren. Die Stabilität hängt dabei vom Verhältnis der Frequenzen der axialen und radialen Moden ab (siehe [64]). Bei der Kühlung müssen mehrere Moden miteinbezogen werden. Wird nur eine Mode in den Grundzustand gekühlt, so wirkt sich eine zu hohe Phononenzahl in den anderen Moden limitierend auf die Genauigkeit von Operationen aus. Hierzu werden in unserer Gruppe gerade Experimente mit Raman-Kühlung durchgeführt, welche mehrere Moden gleichzeitig kühlen sollen.

Weiterführende Informationen zu Experimenten mit mehreren Ionen in unserem alten Falldesign können aus [18, 33, 54, 55, 61, 65] entnommen werden.

5 Experimentelle Realisierung der Kühlung mithilfe des dynamischen Starkeffekts

Die Kühlung von Ionen mithilfe des AC-Starkeffekts benötigt neben den in der Theorie behandelten Niveaus $|g\rangle$ und $|e\rangle$ noch ein weiteres Hilfsniveau $|a\rangle$. Das Energieschema ist in Teil (a) von Abbildung 5.1 gezeigt. Wie bereits im Theorieteil beschrieben, werden über den AC-Starkeffekt die Niveaus $|+\rangle$ ($= \frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle + |e\rangle)$) und $|-\rangle$ ($= \frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle - |e\rangle)$) aneinander gekoppelt, wodurch sich die Bewegungsquantenzahl reduziert. Zusätzliche Hilfsniveaus erlauben die erneute Initialisierung des Anfangszustands durch Rückpumpen. Es ist notwendig, eine Situation herzustellen, in der nur der $|+\rangle$ Zustand mit dem Hilfszustand $|a\rangle$ koppelt und $|-\rangle$ ein Dunkelzustand ist, um das Kühlschema in kontinuierlicher Form zu implementieren. Dies ist theoretisch möglich, indem die Laserintensitäten auf dem $|g\rangle \rightarrow |a\rangle$ und dem $|e\rangle \rightarrow |a\rangle$ Übergang so eingestellt werden, dass die Kopplungsstärken gleich sind. Für $|-\rangle$ überlagern die beiden Anregungen dann destruktiv und es entsteht keine Kopplung an $|a\rangle$. In der Praxis haben die beiden Laser jedoch endliche Linienbreiten. Dies führt zu einer zeitlich nicht konstanten Änderung der Phase und damit auch einer Änderung des Dunkelzustands. Die Implementierung als kontinuierliches Schema wird dadurch sehr schwierig. Durch einen Phasenlock, der die Differenzphase der beiden Laser, die in das Niveau $|a\rangle$ anregen, auf die Phase des Lasers stabilisiert, der $|g\rangle$ und $|e\rangle$ miteinander koppelt, könnte dieses Problem gelöst werden. Dies übersteigt jedoch die Mittel, welche uns im Experiment zur Verfügung stehen. Zusätzlich zu diesem Problem ist $^{40}\text{Ca}^+$ kein reines 3-Niveau System und Zerfälle in andere Zustände müssen durch Auspumpen kompensiert werden. Abhilfe schafft die Umsetzung des Schemas in gepulster Form, analog zur standardmäßig verwendeten Seitenbandkühlung.

Das gepulste Schema wird wie folgt umgesetzt. Der Zustand $|e\rangle$ hat eine lange Lebensdauer, d.h. der $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ Übergang hat eine geringe Linienbreite. Das Niveau $|a\rangle$ ist im Gegensatz dazu sehr kurzlebig und zerfällt vorwiegend zurück in den Grundzustand. Zu Beginn befindet sich das Ion im internen elektronischen Grundzustand $|g\rangle$ und im externen phononischen Zustand $|n\rangle$ ($|g, n\rangle = |g\rangle \otimes |n\rangle$). Der vollständige Übergang aller Besetzung aus dem $|g\rangle$ in den $|e\rangle$ Zustand (oder umgekehrt) wird als π -Impuls bezeichnet. Durch

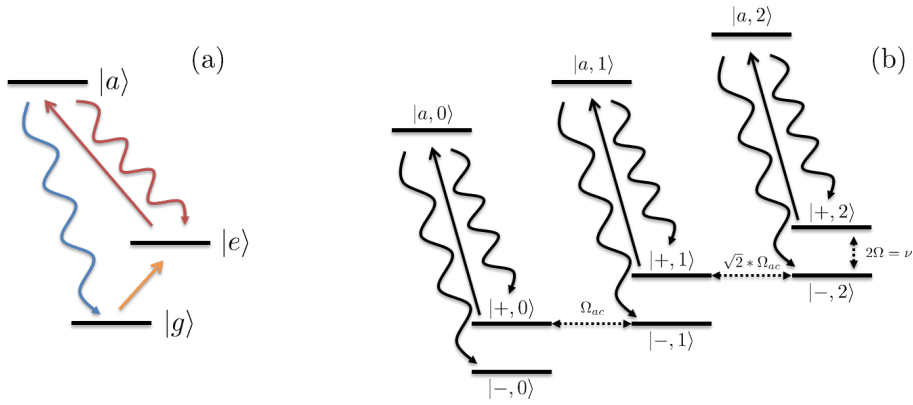


Abbildung 5.1: (a) Benötigte Niveaustruktur zur Realisierung der Kühlung mithilfe des dynamischen Starkeffekts. Ein zusätzlicher schnell zerfallender Zustand $|a\rangle$ zum 2-Niveau System $|g\rangle/|e\rangle$ wird benötigt, um das Schema implementieren zu können. (b) Vereinfachtes Schema für die Kühlung. Nachdem der $|-, n\rangle$ Zustand in den $|+, n-1\rangle$ Zustand übergeführt worden ist, wird das Niveau $|a\rangle$ benötigt, um zurück in $|-, n-1\rangle$ zu kommen. Von diesem Zustand aus startet der nächste Kühlschritt, nachdem dem Ion ein Phonon entzogen worden ist. Einige Zwischenschritte, welche experimentell notwendig sind, sind der Anschaulichkeit halber nicht dargestellt.

einen $(\pi/2)$ -Impuls auf dem Trägerübergang lässt sich der Zustand $|-, n\rangle$ erzeugen. Das Ion befindet sich nun in der $|\pm\rangle$ Eigenbasis, in welcher der Hamiltonoperator H_{SS} aus Gleichung (2.33) angewendet werden kann. Dieser koppelt den $|-, n\rangle$ an den $|+, n-1\rangle$ Zustand und bringt das Ion in Letzteren. Ein weiterer $(\pi/2)$ -Impuls auf dem Trägerübergang treibt das Teilchen zurück in den angeregten Zustand der logische Basis. Im letzten Teil eines Kühlsteps wird der Übergang $|e\rangle \rightarrow |a\rangle$ getrieben, welcher das Ion über spontane Emission $|a\rangle \rightarrow |g\rangle$ wieder vollständig in den Grundzustand zurück bringt, jedoch mit einem Phonon weniger. Wie bereits erwähnt, ist die Kopplungsstärke verschiedener Zustände abhängig vom Bewegungszustand und wird mit abnehmender Phononenzahl n kleiner. Teil (b) von Abbildung 5.1 zeigt das soeben beschriebene Schema in vereinfachter Form. Die beiden $(\pi/2)$ -Impulse wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit weggelassen. Diese Kühlsequenz wird wiederholt, bis der $|-, 0\rangle$ Zustand erreicht ist, da dieser Dunkelzustand nicht mehr an das Lichtfeld koppelt.

Zunächst ist es notwendig, die entsprechenden Energieniveaus auszuwählen bzw. zu identifizieren, um das Külschema experimentell umzusetzen. Im Folgenden sind die Zusammenhänge zwischen Theorie und den Niveaus des $^{40}\text{Ca}^+$ Ions dargestellt:

$$\begin{aligned} |g\rangle &= |S_{1/2}, m = 1/2\rangle, \\ |e\rangle &= |D_{5/2}, m' = 3/2\rangle, \\ |a\rangle &= |P_{3/2}\rangle. \end{aligned}$$

5.1 Erzeugung von Fock-Zuständen

Alle Experimente dieses Kapitels wurden in der alten Falle durchgeführt. Die Fallenfrequenz wird über die Spitzenelektroden auf $\nu = 1$ MHz eingestellt, und die Übergangsfrequenz auf dem Träger ist wie bereits vorher diskutiert $\omega_a/2\pi = 411,155$ THz. Die Lebensdauer des $|D_{5/2}\rangle$ und $|P_{3/2}\rangle$ Niveaus sind $\tau_D = 1,17$ s bzw. $\tau_P = 6.9$ ns. Folglich sind die Anforderungen an die Lebensdauer bzw. an die Linienbreite der Übergänge des $|e\rangle$ und $|a\rangle$ Zustands erfüllt, und die Kühlmethode kann auf diesen elektronischen Zuständen implementiert werden.

5.1 Erzeugung von Fock-Zuständen

Sobald ein Ion im Grundzustand einer Bewegungsmode initialisiert worden ist, kann Laserlicht verwendet werden, um kontrolliert Bewegungszustände zu erzeugen. Eigenzustände des Anzahloperators, sogenannte *Fock-Zustände*, können bspw. durch eine Reihe von π -Impulsen auf den Seitenbändern hergestellt werden. Da die hier beschriebene Kühlmethode den gleichen Hamiltonoperator der Wechselwirkung mit Licht zugrunde liegen hat wie der Seitenbandübergang (Anregung in ein energetisch höheres Niveau bei gleichzeitiger Vernichtung eines Bewegungsquants), ist es auch mit dieser Methode möglich, Fock-Zustände zu erzeugen.

Fock-Zustände der Bewegung werden durch die Anzahl der Phononen n beschrieben, welche sich im System befinden. Der phononische Zustand $|n\rangle$ ist ein Eigenzustand des Anzahloperators $\hat{n} = \hat{a}^\dagger \hat{a}$ einer bestimmten Mode des Systems, d.h.

$$\hat{n}|n\rangle = n|n\rangle. \quad (5.1)$$

Der Hamiltonoperator, der die Schwingung eines Ions in der Falle beschreibt, hat die Form

$$H_{\text{ho}} = \hbar\nu \left(\hat{n} + \frac{1}{2} \right) \quad (5.2)$$

für eine bestimmte Mode mit Frequenz ν . Dementsprechend hat jeder Fock-Zustand $|n\rangle$ eine präzise Energie $E = \hbar\nu \left(n + \frac{1}{2} \right)$, welche er zum Gesamtsystem beiträgt. Die Energieniveaus der Fock-Zustände bilden demnach eine äquidistante Leiter. Die Varianz dieser Phononenstatistik $(\Delta\hat{n})^2$ beträgt null,

$$\langle n | (\Delta\hat{n})^2 | n \rangle = 0, \quad (5.3)$$

d.h. die elektromagnetische Energie eines reinen Phononenzustand hat keine Fluktuationen. Im Welle-Teilchen Dualismus ist der Fock-Zustand eher mit der Darstellung eines Phonons als Teilchen denn als Welle verknüpft, da der Mittelwert des elektrischen Felds verschwindet und dies bei einer klassische Welle nicht der Fall ist [42].

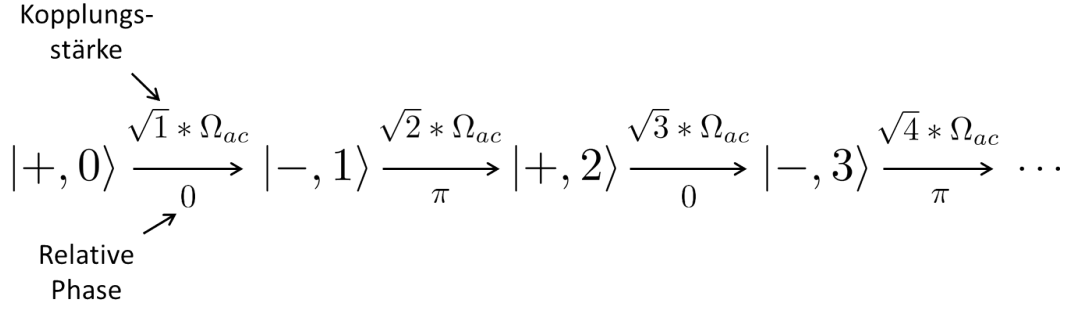


Abbildung 5.2: Kopplungsstärke und relative Phase der verschiedenen Übergänge in Bezug auf den Übergang des Grundzustands der Bewegung (Kopplungsstärke Ω_{ac} , Phase 0).

Der erste Teil dieses Projekts widmete sich der Herstellung solcher Zustände. Ein System, welches sich im phononischen Grundzustand befindet, kann mit der Methode, welche im Theorieteil beschrieben ist, sehr schnell und präzise in einen beliebigen Fock-Zustand gebracht werden. Es hat sich gezeigt, dass sich die Vorgehensweise zur Herstellung von Phononen gegenüber dem Kühlschema vereinfacht, da die $|\pm\rangle$ Basis nicht in die logische Basis zurück geführt werden muss. Die Anzahl m der *AC-Stark*-Impulse (π -Impulse auf den Übergängen $|+, n\rangle \rightarrow |-, n+1\rangle$ bzw. $|-, n\rangle \rightarrow |+, n+1\rangle$) kann direkt nacheinander ausgeführt werden, ohne jeweils nach jedem Schritt in die logische Basis zurückzukehren. Das bedeutet, die Übergänge $|+, 0\rangle \rightarrow |-, 1\rangle \rightarrow |+, 2\rangle \rightarrow |-, 3\rangle \rightarrow \dots$ können getrieben werden, indem nach jedem AC-Stark-Impuls die Phase des nächsten Impulses um π geändert wird. Auch die Kopplungsstärke ändert sich mit zunehmender Phononenzahl. Zwischen den Zuständen $|n\rangle$ und $|n+1\rangle$ ist die Kopplungsstärke um den Faktor $\sqrt{n+1}$ mal größer als zwischen $|0\rangle$ und $|1\rangle$ (Kopplungsstärke Ω_{ac}), wobei n die Phononenzahl des niedrigeren Energieniveaus ist. Deshalb muss die Länge der Impulse um diesen Faktor verkürzt werden, um nach wie vor optimale Kopplung zu haben. Abbildung 5.2 verdeutlicht die Einstellungen für Kopplungsstärke (nimmt mit jedem Schritt um \sqrt{n} zu) und Phase (ändert sich nach jedem Schritt um π) des Impulses, welcher das Hinauflaufen der phononischen Leiter bewirkt.

5.1.1 Impulssequenz

Die Impulssequenz für die Erzeugung von Fock-Zuständen lässt sich in drei Teile aufspalten. Zunächst wird das Ion mithilfe von Seitenbandkühlung (SBC) und optischem Pumpen (OP) in den Grundzustand $|S_{1/2}, m = 1/2, n = 0\rangle$ gebracht. Dies ist der Vorbereitungs- bzw. Präparationsteil. Als nächstes folgt der Abschnitt, in welchem der Fock-Zustand erzeugt wird. Er besteht aus zwei $(\pi/2)$ - und dem AC-Stark-Impuls (AC), welche alle mit

5.1 Erzeugung von Fock-Zuständen

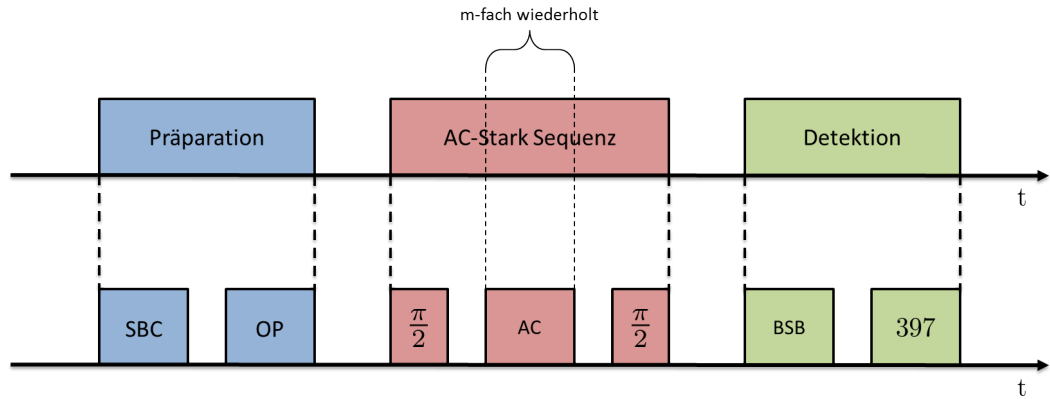


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung der einzelnen Teile zur Erzeugung von Fock-Zuständen. Die Sequenz besteht aus 3 verschiedenen Elementen: Präparation, AC-Stark-Sequenz und Detektion (inkl. Analyse). Jedes von ihnen erfüllt eine bestimmte Aufgabe zur Herstellung und zum Nachweis von Fock-Zuständen, welche im Text detailliert beschrieben sind.

dem Laser bei 729 nm durchgeführt werden. ($\pi/2$) bedeutet, dass die Länge des Impulses auf dem Träger so eingestellt wird, dass eine Superposition aus 50% im Zustand $|S_{1/2}\rangle$ und 50% im Zustand $|D_{5/2}\rangle$ entsteht. Der letzte Schritt der Sequenz ist die Analyse und Detektion des Zustands. Als erstes wird das blaue Seitenband (BSB) angeregt, und zur Analyse wird die Dauer der Anregung variiert. Danach wird mit dem Laser bei 397 nm der Zustand detektiert, in welchem sich das Ion befindet. Der AC-Stark-Impuls wird m -fach wiederholt, wobei m die Anzahl der Phononen ist, welche in das System gebracht werden sollen (entspricht der Nummer des Fock-Zustands $|n\rangle$). Wie bereits erwähnt, muss die Phase dieses Impulses nach jedem Schritt in der Leiter der Fock-Zustände um π geändert werden. Die Dauer des Impulses muss sich aufgrund der stärker werdenden Kopplung um den Faktor $\sqrt{n+1}$ (siehe Abbildung 5.2) verkürzen, um die Übergänge möglichst perfekt zu treiben. Abbildung 5.3 zeigt die Teilblöcke des Schemas (Präparation, AC-Stark Sequenz und Detektion) in chronologischer Reihenfolge und schlüsselt jeden von ihnen in seine Bestandteile auf. In den folgenden Unterabschnitten werden die einzelnen Teile und deren Funktionen genauer betrachtet.

Zum besseren Verständnis der reduzierten Impulslänge für höhere Kopplungen, der Änderung der Phase und der m -fachen Wiederholung des AC-Stark-Impulses zeigt Abbildung 5.4 die Sequenz (ohne den Detektionsteil) für die Herstellung des Fock-Zustands $|n=6\rangle$. Nach der Initialisierung befindet sich das System idealerweise in $|n=0\rangle$, von wo aus mit jedem Schritt ein Phonon gewonnen wird und die Phase um π geändert werden muss. Die Zeitdauer τ_{AC} entspricht dem Inversen der Kopplungsstärke Ω_{AC} . Vertikale gestrichelte Linien kennzeichnen Zeitpunkte, bei denen sich n Phononen im System befinden bzw. m Schritte durchgeführt worden sind. Die gesamte Dauer der AC-Stark-Impulse beträgt etwa

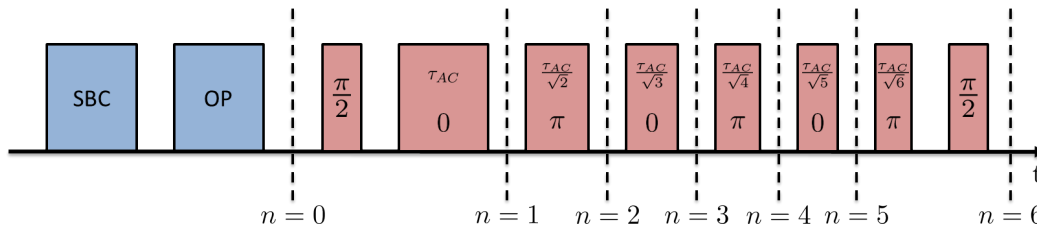


Abbildung 5.4: Detaillierte Darstellung der Sequenz zur Erzeugung des Fock-Zustands $|n = 6\rangle$. Zunächst wird der Grundzustand durch Seitenbandkühlung (SBC) und optisches Pumpen (OP) initialisiert. Die m -fache Wiederholung des AC-Stark-Impulses inklusive der Dauer der Einstrahlung und der Phase relativ zum ersten Impuls ist dargestellt. Senkrechte gestrichelte Linien markieren Zeitpunkte, zu denen sich n Phononen im System befinden.

$25 \mu\text{s}$ für den typischen Wert von $\tau_{AC} = 6, 8 \mu\text{s}$.

Präparation des Grundzustands der Bewegung

Im ersten Teil wird mithilfe der Seitenbandkühlungstechnik der phononische Grundzustand $|n = 0\rangle$ realisiert. Gleichzeitig wird durch optisches Pumpen sichergestellt, dass der interne Zustand des Ions eindeutig bestimmt ist. Der somit initialisierte $|S_{1/2}, m = 1/2, n = 0\rangle$ Zustand bildet die Basis für die Herstellung der Fock-Zustände. Dementsprechend lassen sich die Effektivität und Qualität der Herstellung von Fock-Zuständen durch Optimierung dieser Vorbereitungssequenz deutlich erhöhen. D.h. eine perfekte Initialisierung in $|n = 0\rangle$ ermöglicht optimale Kopplung zwischen den folgenden Bewegungszuständen und erhöht somit die Besetzungswahrscheinlichkeit des gewünschten Fock-Zustands.

AC-Stark-Impulssequenz

Ausgehend von dem Grundzustand $|S_{1/2}, m = 1/2, n = 0\rangle$ können nun mit der bereits in der Theorie beschriebenen Methode Fock-Zustände erzeugt werden. Dazu wird zunächst ein $(\pi/2)$ -Impuls auf dem Übergang $|S_{1/2}, m = 1/2\rangle \rightarrow |D_{5/2}, m' = 3/2\rangle$ ausgeführt, welcher das Ion in die „dressed-atom Basis“ $|\pm\rangle$ überführt. Von nun an werden $|S_{1/2}, m = 1/2\rangle = |S\rangle$ und $|D_{5/2}, m' = 3/2\rangle = |D\rangle$ gesetzt, da sich die Magnetquantenzahl m bzw. m' nicht ändert. Auf der Blochkugel entspricht dieser erste Impuls einer Rotation um die y -Achse, welche in Abbildung 5.5 mit „1“ gekennzeichnet ist. Als nächstes wird der AC-Stark-Impuls angewendet, der den Transfer der Population in einen höheren phononischen Zustand erzeugt. Dabei ist die korrekte Wahl der Phase sehr wichtig, da diese entscheidend ist, ob die Leiter der Phononen nach unten oder nach oben durchlaufen wird. Der AC-Stark-Impuls treibt zunächst den Übergang $|+, 0\rangle \rightarrow |-, 1\rangle$, was einer Rotation um die x -Achse der Blochkugel aber auch einem Wechsel auf eine Blochkugel mit höherem Fock-Zustand entspricht (siehe „2“ in Abbildung 5.5). Dies ist der essentielle Schritt des Schemas sowohl bei

5.1 Erzeugung von Fock-Zuständen

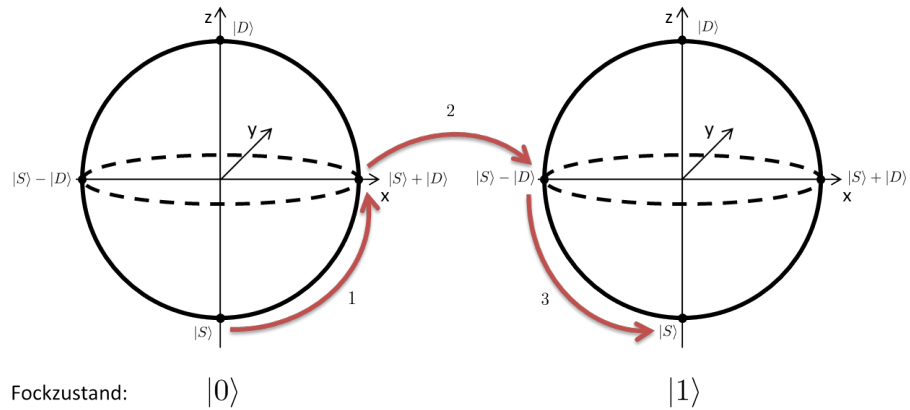


Abbildung 5.5: AC-Starkverschiebungssequenz auf der Blochkugel. Die linke Blochkugel zeigt den phononischen Grundzustand $|n = 0\rangle$, während die Rechte den Fock-Zustand $|n = 1\rangle$ mit genau einem Phonon darstellt. Jeder Pfeil entspricht einem Laserimpuls und der damit verbundenen Entwicklung des Zustands des Ions.

der Erzeugung von Fock-Zuständen als auch bei der Kühlung. Am Ende dieser Sequenz wird ein weiterer $(\pi/2)$ -Impuls benötigt, um das Ion wieder zurück in die logische Basis zu bringen, in welcher sein Zustand gemessen wird. Bei dieser Sequenz ist hervorzuheben, dass alle Impulse mit resonantem Licht ($\omega_l = \omega_a$) durchgeführt werden. Die einzigen Größen, die sich ändern, sind die Intensität und die Phase des eingestrahnten Lasers.

Da die Bestandteile dieses Blocks nun bekannt sind, müssen deren Parameter eingestellt und optimiert werden. Zu Beginn wird die Rabizeit τ_{car} bzw. die Rabifrequenz Ω_{car} des Trägerübergangs $|S\rangle \rightarrow |D\rangle$ gemessen. Dies ist die Länge des Impulses, die benötigt wird, um das Ion vollständig aus dem Grundzustand in den angeregten Zustand zu überführen. Der zweite Schritt besteht darin zu überprüfen, ob der $(\pi/2)$ -Impuls wirklich ein Besetzungsgleichgewicht zwischen den beiden Niveaus $|S\rangle$ und $|D\rangle$ herstellt. Dazu wird der Populationsdurchschnitt für verschiedene leicht veränderte Längen des Impulses berechnet und jene mit der größten Übereinstimmung der relativen Besetzungszahlen verwendet. Es hat sich gezeigt, dass der Impuls etwas länger als $\tau_{\text{car}}/2$ sein muss, was auf Einschalteneffekte zurückzuführen ist. Im dritten Schritt muss die Rabifrequenz Ω des AC-Stark-Impulses genau auf die Fallenfrequenz ν gesetzt werden, um die Entartung der Zustände $|+, n\rangle$ und $|-, n+1\rangle$ zu erzeugen. Dafür wurde über die Spitzenelektroden eine Fallenfrequenz $\nu = 1$ MHz eingestellt, was einer Spitzenspannung von 654 V entspricht. Die Intensität des Lasers wird also zur Erfüllung der Resonanzbedingung so eingestellt, dass die Rabizeit gleich $0,5 \mu\text{s}$ ist. Im letzten Schritt muss sowohl die Kopplungsstärke Ω_{ac} zwischen den zwei niedrigsten phononischen Zuständen ermittelt, als auch die Phase zwischen den $(\pi/2)$ -Impulsen und dem AC-Stark-Impuls so eingestellt werden, dass die Phononenleiter hinauf gelaufen wird, anstelle das System zu kühlen. Dazu wird die AC-Stark Teilsequenz als Ganzes in-

itiert und das Ion sollte, bei korrekter Länge und Phase des AC-Stark-Impulses, wieder im Grundzustand $|S\rangle$ enden (siehe Abbildung 5.5). Nachdem all diese Parameter gemessen bzw. optimiert wurden, ist der wichtigste Teil der Sequenz zur Verwendung bereit.

Detektion und Analyse

Die Analyse des Zustands am Ende der Sequenz wird über die Anregung blauer Seitenbandübergänge zwischen den Zuständen $|S\rangle$ und $|D\rangle$ durchgeführt. Wie bereits im Theorieteil erwähnt, ist die Kopplungsstärke des blauen Seitenbands im Grundzustand der Bewegung in erster Ordnung um den Faktor η geringer als auf dem Trägerübergang. D.h. ein System, welches perfekt in den Grundzustand gekühlt ist, kann in einer Zeit $\tau_{\text{bsb}} = \eta^{-1} \tau_{\text{car}}$ auf dem blauen Seitenband vollständig in den angeregten Zustand übergeführt werden. Die Rabizeit des blauen Seitenbands ist invers proportional zu der Phononenzahl, weshalb sich daraus die Zahl der Bewegungsquanten berechnen lässt (siehe Kapitel 5.1.2). Der Zustand wird durch Laserlicht bei 397 nm auf dem $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$ Übergang beobachtbar. Dieser induziert Fluoreszenz, wenn sich das Ion im $|S\rangle$ Zustand befindet, und erzeugt keine Fluoreszenz für ein Ion im angeregten $|D\rangle$ Zustand.

Der Impuls, welcher das blaue Seitenband treibt, wird optimiert, um auch bei der Analyse des Zustands keine Fehler zu machen. Sowohl die Rabifrequenz für den Grundzustand $|n = 0\rangle$ als auch eine mögliche Verschiebung der Position des blauen Seitenbands im Spektrum werden dafür vermessen. Letztere können bspw. durch eine ungewollte Starkverschiebung, ausgelöst durch das Licht des blauen Seitenbandimpulses, auftreten und verfälschen die Ergebnisse. Rabioszillationen werden schneller, wenn sie verstimmt sind, da ihre Rabifrequenz $\Omega' = \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$ ist (mit Ω der resonanten Rabifrequenz und δ der Verstimmung). Zudem erreichen sie keinen vollständigen Transfer des Grundzustands des Ions in den angeregten Zustand mehr, d.h. der Kontrast verringert sich. Eine Superposition mehrerer Bewegungszustände zeigt sich in raschem Ausdämpfen der Rabioszillationen. Im folgenden Kapitel wird dafür eine Erklärung gegeben.

5.1.2 Auswertung

Für die Auswertung der Herstellung von Fock-Zuständen ist es wichtig, nicht nur die durchschnittliche Phononenzahl zu berechnen, sondern die gesamte Phononenverteilung darzustellen. In einem 2-Niveau System entwickelt sich die Zustandsbesetzung durch Einstrahlung von Laserlicht [21]. Die Wahrscheinlichkeit P_D , ein Ion nach einer bestimmten Zeit t im angeregten Zustand $|D\rangle$ zu finden, wenn es sich zum Zeitpunkt $t_0 = 0$ vollständig im Grundzustand $|S\rangle$ befindet und auf dem blauen Seitenband angeregt wird, ist gegeben

5.1 Erzeugung von Fock-Zuständen

durch [76]

$$P_D(t) = \sum_{n=0}^{\infty} P_n \sin^2 \left(\frac{\eta\pi t}{2\tau_{\text{car}}} \sqrt{n+1} \right), \quad (5.4)$$

mit

$$\sum_{n=0}^{\infty} P_n = 1.$$

In dieser Formel ist P_n eine beliebige Phononenverteilung und τ_{car} die Rabizeit des Trägerübergangs $|S_{1/2}, m = 1/2\rangle \rightarrow |D_{5/2}, m' = 3/2\rangle$ für einen π -Impuls. Die Phononenverteilung wird durch Anpassung von Gleichung (5.4) an das experimentell aufgenommene Spektrum des blauen Seitenbands bestimmt. Ausgehend von einem perfekten Fock-Zustand $|n\rangle$ bzw. einer Phononenverteilung $P_n = \delta_n$, vereinfacht sich Gleichung (5.4) zu

$$P_D(t) = \sin^2 \left(\frac{\eta\pi t}{2\tau_{\text{car}}} \sqrt{n+1} \right). \quad (5.5)$$

Dementsprechend sind Rabioszillationen mit maximalem Kontrast bei einer eindeutig definierten Frequenz $\Omega_n = \frac{\eta\pi}{\tau_c} \sqrt{n+1}$ zu erwarten. Aufgrund von Unvollkommenheiten in den Parametern der Sequenz als auch von Hintergrundrauschen ist es jedoch wahrscheinlicher, eine Superposition aus Anteilen verschiedener Fock-Zustände zu erhalten. Dies hat zur Folge, dass der Besetzungstransfer nicht vollständig funktioniert und die Rabiflops mit der Zeit ausdämpfen. Als Wert für die Anregung erhält man nach einer gewissen Zeit 0,5, was dem stationären Zustand $\frac{1}{\sqrt{2}}(|S\rangle \pm |D\rangle)$ entspricht. Die Oszillationen dämpfen umso schneller aus, je mehr phononische Zustände einen Beitrag zu Gleichung (5.4) leisten. Da einzelne Fock-Zustände hergestellt werden, lässt sich davon ausgehen, dass ein bestimmter phononischer Zustand in P_n immer dominant ist und die Rabiflops hohen Kontrast haben. Deshalb kann alle benötigte Information über die Phononenverteilung aus den experimentellen Daten für 3-4 vollständigen Rabioszillationen gewonnen werden.

5.1.3 Ergebnisse

Die Ergebnisse der Herstellung von Fock-Zuständen sind in Abbildung 5.6 und 5.7 gezeigt. Als Referenz für die Auswertung wurde das Ion zunächst in den Grundzustand gekühlt und Rabioszillationen auf dem blauen Seitenband getrieben. Diese sind in den Abbildungen mit (a) gekennzeichnet. Dann wurden mit dem oben beschriebenen Schema kontrolliert Fock-Zustände hergestellt. Zustände bis hin zu $|n = 6\rangle$ wurden erzeugt und ausgewertet. Exemplarisch sind in den beiden Abbildungen die Rabioszillationen und die Phononenverteilung für $|n = 3\rangle$ ((b)) und $|n = 6\rangle$ ((c)) dargestellt.

Zu Beginn wurde durch Seitenbandkühlung der Grundzustand der Bewegungsmode initialisiert. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für $|n = 0\rangle$ liegt bei knapp 85%, was durch-

aus noch Spielraum für weitere Optimierung (Seitenbandkühlung) lässt. Mithilfe der Technik unter Verwendung des Starkeffekts zur Herstellung von Fock-Zuständen wurden Besetzungswahrscheinlichkeiten von 71% für $|n = 3\rangle$ und 60% für $|n = 6\rangle$ erreicht. Dies ist sehr vielversprechend, da die Methode sowohl effizient als auch sehr schnell solche Zustände generieren kann.

Durch Anpassung von Rabioszillationen an die experimentellen Daten (siehe Abbildung 5.6) können den verschiedenen Fock-Zuständen Frequenzen zugeordnet werden, auch wenn diese Anteile mehrerer Frequenzen besitzen. Der Vergleich der so erhaltenen Frequenzen erlaubt Rückschlüsse auf den phononischen Zustand, da sich die Kopplungsstärke des blauen Seitenbands proportional zu $\sqrt{n+1}$ erhöht. In Tabelle 5.1.3 sind die Frequenzen der an die Daten angepassten Kurven als auch deren Verhältnisse im Bezug auf den Grundzustand und die theoretisch erwarteten Werte ($\propto \sqrt{n+1}$) aufgelistet.

Fockzustand	Frequenz (kHz)	Verhältnis (experimentell)	Verhältnis (theoretisch)
$n = 0$	2,988	1	1
$n = 3$	5,930	1,98	2,00
$n = 6$	7,803	2,61	2,65

Tabelle 5.1: Auswertung der Rabioszillationen verschiedener Fock-Zustände und Verhältnisse bezüglich der Oszillation des Grundzustands.

Die Vergleiche zeigen Abweichungen zwischen den angepassten und den theoretischen Frequenzverhältnissen von 1,0% für den Zustand mit drei Phononen und 1,4% für sechs Phononen. Dies sind sehr gute Werte in Anbetracht dessen, dass die Grundzustandskühlung nicht perfekt optimiert ist. Da die Parameter der Sequenz für einen perfekten Anfangszustand $|n = 0\rangle$ ausgelegt sind, ergeben sich so leicht Fehler die bei höheren Fock-Zuständen zu signifikant schlechteren Ergebnissen führen.

Durch Anpassung einer Funktion, welche die Frequenzen der ersten 11 Fock-Zustände (bis $|n = 10\rangle$) enthält und Darstellung der Gewichtungsfaktoren in einem Balkendiagramm (Abbildung 5.7), kann die Phononenverteilung übersichtlich dargestellt werden. Die Auswertung zeigt, dass sich gute Ergebnisse erzielen lassen, obwohl die Initialisierung des Grundzustands noch weiter optimiert werden könnte. Weitere Fehlerquellen der Ergebnisse liegen hauptsächlich in der Art der Auswertung. Zur Anpassung der Kurve an die Daten wurde die Methode der konvexen Optimierung [77] gewählt, da diese gute und verlässliche Ergebnisse liefert. Ein Problem dieser Methode ist jedoch, dass sich für die Besetzungszahlen einzelner Zustände nur die Fehlerfortpflanzung und nicht die Fehler der Anpassung angeben lassen. Eine weitere Möglichkeit der Auswertung der Daten ist, eine Fouriertransformation durchzuführen, welche die Daten in einzelne Frequenzkomponenten zerlegt [78]. Diese müssen dann mit den verschiedenen Fock-Zuständen verknüpft werden, und

5.1 Erzeugung von Fock-Zuständen

es lassen sich absolute Fehler für die Besetzungswahrscheinlichkeiten angeben. Ein Nachteil dieser Methode ist, dass auch negative Besetzungswahrscheinlichkeiten (inkl. Fehler) möglich sind, was physikalisch jedoch keinen Sinn macht. Zusätzlich wird es zunehmend schwieriger, Frequenzen voneinander zu unterscheiden, je mehr Phononen vorhanden sind, da die Frequenzen näher zusammenrücken ($\propto (n + 1)^{1/2}$). Deshalb wurde schlussendlich die konvexe Optimierung zur Auswertung benutzt.

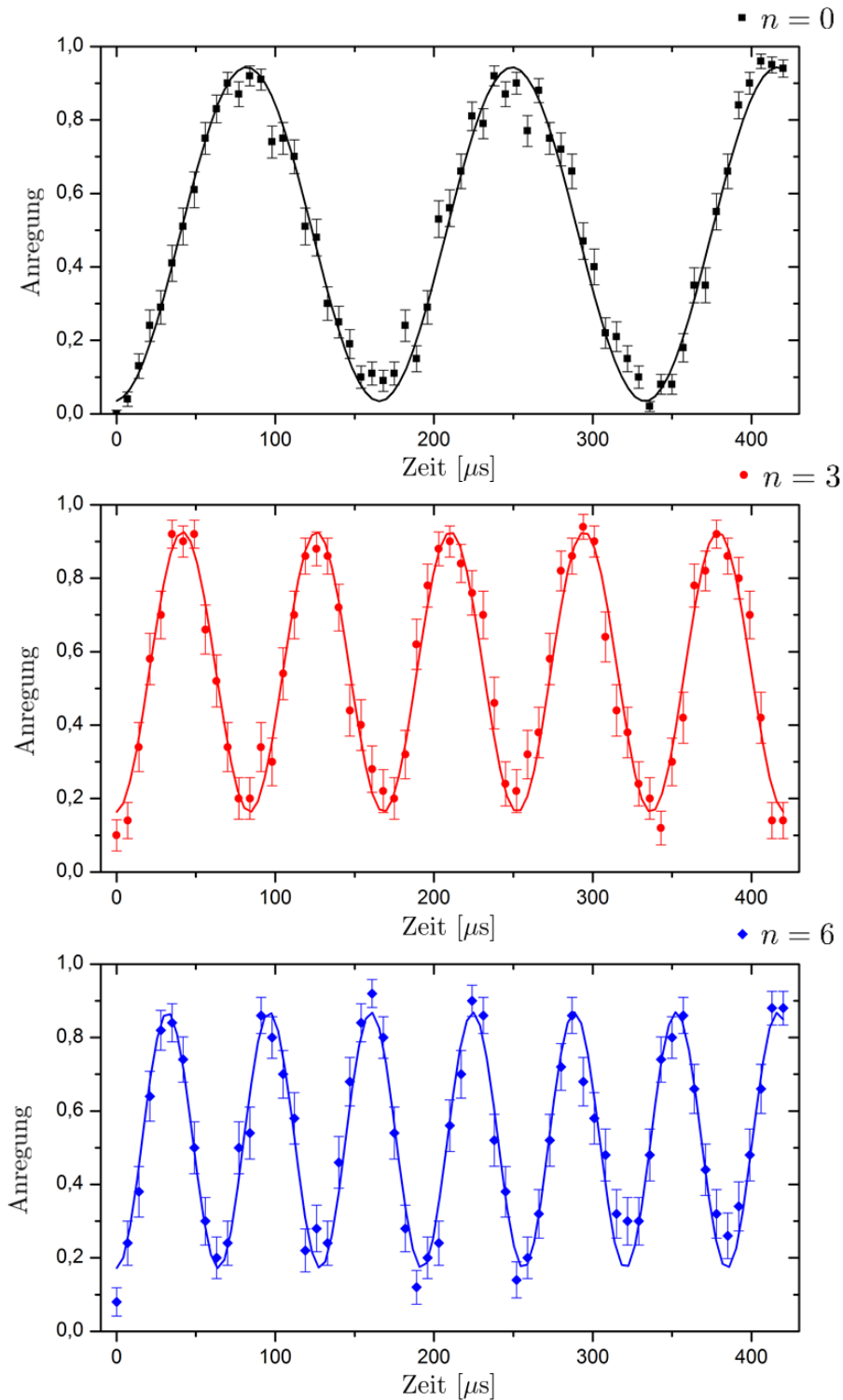


Abbildung 5.6: Rabioszillationen für verschiedene Fock-Zustände: (a) $|n = 0\rangle$, (b) $|n = 3\rangle$ und (c) $|n = 6\rangle$. Die Frequenzen werden größer für höhere Fock-Zustände, da sich die Kopplungsstärke des blauen Seitenbands proportional zu $\sqrt{n+1}$ erhöht. Die an die Daten angepassten Oszillationen unterscheiden sich in ihren Frequenzverhältnissen um etwa 1% von den theoretisch berechneten Werten.

5.1 Erzeugung von Fock-Zuständen

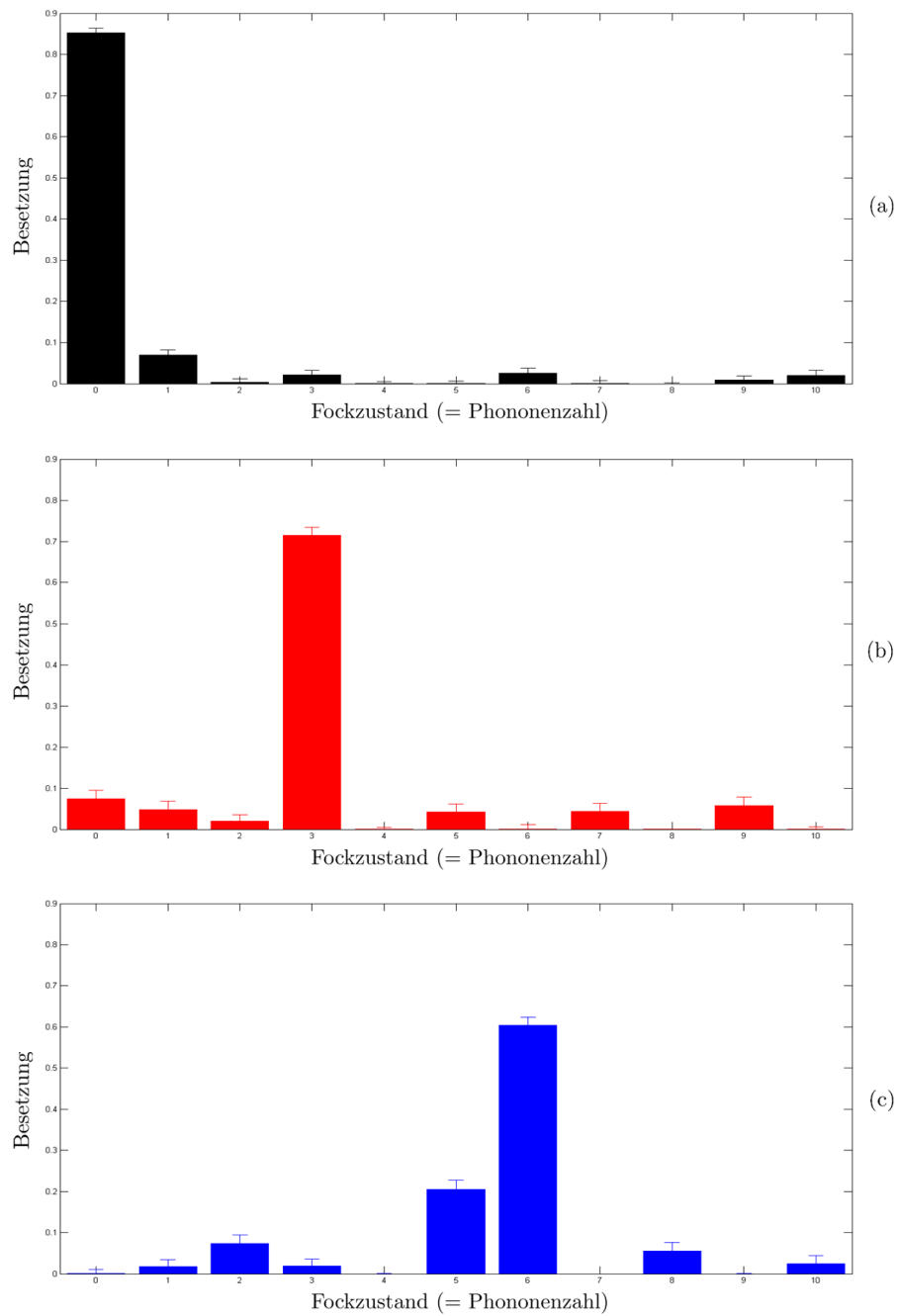


Abbildung 5.7: Phononenverteilungen für verschiedene Fock-Zustände aus der Anpassung einer Kurve an die experimentellen Daten. Wiederum ist die Verteilung (a) für $|n = 0\rangle$, (b) für $|n = 3\rangle$ und (c) für $|n = 6\rangle$ ausgewertet. Die Besetzungswahrscheinlichkeit des generierten Zustands nimmt für höhere Fockzustände etwas ab, der kontrolliert hergestellte Fock-Zustand ist jedoch in allen durchgeführten Experimenten dominant.

5.2 Grundzustandskühlung

Für viele quantenphysikalischen Operationen ist Grundzustandskühlung ein wichtiger und unumgänglicher Bestandteil. Die Untersuchung der Kühlraten und möglicher minimaler Kühltemperaturen sind besonders für zwei verschiedene Arten von Bewegungszuständen von besonderem Interesse, die *thermischen* und die *kohärenten* Zustände. Ein thermischer Zustand der Bewegung entsteht, wenn das Ion bspw. Doppler-gekühlt wird. Er entspricht einer Boltzmann-Verteilung der verschiedenen phononischen Fock-Zustände des Ions:

$$P_n = \frac{1}{Z} e^{-\frac{E_n}{k_b T}}, \quad (5.6)$$

wobei Z die Zustandssumme, E_n die Energie des phononischen Zustands $|n\rangle$ (also $E_n = \hbar\nu (n + \frac{1}{2})$), k_b die Boltzmannkonstante und T die absolute Temperatur ist. Aufgrund der Form der Verteilung tragen viele verschiedene Bewegungszustände zum Gesamtzustand bei.

Kohärente Zustände $|\alpha\rangle$ kommen in ihrer quantenmechanischen Beschreibung und ihren Eigenschaften einer klassischen Welle am nächsten. An ihnen lassen sich eine Vielzahl von Effekten der Resonator-Quantenelektrodynamik (CQED) untersuchen. Diese Zustände können in einem Ion, welches sich im Grundzustand der Bewegung befindet, durch Anlegen eines oszillierenden elektrischen Felds erzeugt werden. Aber auch ein bichromatischer Laserstrahl bestimmter Dauer kann einen kohärenten Zustand anregen, was in diesem Experiment benutzt worden ist. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Phononen eines kohärenten Zustands ist poissonisch, d.h.

$$P_n = \frac{(|\alpha|^2)^n}{n!} e^{-|\alpha|^2}. \quad (5.7)$$

Hier ist α eine komplexe Konstante und $n!$ ist die Fakultät der Phononenzahl n . Diese Verteilung ist um einiges schmäler als die Verteilung nach Boltzmann (thermisch), da sie mit $\frac{1}{e^2}$ abfällt. Kohärente Zustände sind Eigenzustände des Vernichtungsoperators

$$\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle. \quad (5.8)$$

Das bedeutet, dass sich der kohärente Zustand durch Entfernen eines Phonons bis auf eine Konstante nicht ändert. Der Erwartungswert für die Anzahl an Phononen ist gleich der Varianz

$$\langle \alpha | \hat{n} | \alpha \rangle = \langle \alpha | (\Delta \hat{n})^2 | \alpha \rangle = |\alpha|^2. \quad (5.9)$$

Dementsprechend fluktuiert die Anzahl der Phononen und auch die Energie ist im Gegensatz zum Fock-Zustand nicht genau definiert. Gleichung (5.9) bedeutet, dass das Be-

5.2 Grundzustandskühlung

tragsquadrat der Konstante α genau der durchschnittlichen Phononenzahl \bar{n} der Verteilung ($\bar{n} = |\alpha|^2$) entspricht. Durch Variation der Dauer der Einstrahlung des bichromatischen Lichtfelds lassen sich $|\alpha|^2$ und somit die mittlere Phononenzahl regeln. Längere Einstrahlung resultiert in höherem \bar{n} . Der Punkt, welcher den kohärenten Zustand einer klassischen Welle am ähnlichsten macht, ist der Erwartungswert des elektrischen Felds. Dieser entspricht genau der elektrischen Feldstärke eines klassischen kohärenten Strahlungsfelds.

Der zweite Teil des Projekts beschäftigt sich mit der Kühlung der beiden oben beschriebenen Arten von Zuständen bis zu einer durchschnittlichen Phononenzahl $\bar{n} < 1$. Die Sequenz für die Grundzustandskühlung ist ein wenig komplexer als für die Erzeugung von Fock-Zuständen. Dies hat mehrere Gründe: Erstens ist nicht bekannt, in welchem Zustand mit der Kühlung gestartet wird, und zweitens ist dieser Zustand eine Superposition aus mehreren Bewegungszuständen. Deshalb kann der Trick mit dem Umstellen der Phase um π nach jedem Übergang nicht angewendet werden, und nach jedem AC-Stark-Impuls muss das Ion wieder in die logische Basis zurücktransferiert werden. Zusätzlich wird noch ein Impuls benötigt, der sicherstellt, dass sich die gesamte Besetzung im $|S_{1/2}, m = 1/2\rangle$ Zustand befindet, bevor ein neuer Kühlschritt begonnen werden kann. Ansonsten kann Population in anderen Niveaus verloren gehen und die Effizienz der Kühlmethode sinkt. Zur Verdeutlichung, was mit dem Ausdruck Kühlschritt gemeint ist, noch ein kurzes Beispiel: Angenommen, es werden 25 Kühl Schritte ausgeführt. Dies bedeutet, dass die Kopplungsstärke des ersten Schritts um den Faktor $\sqrt{25}$ mal größer ist als jene zwischen den beiden tiefsten Phononenzuständen und somit die Länge des ersten Impulses ein Fünftel derer des letzten Impulses ist ($\tau_{25} \propto 1/\sqrt{25} \times \tau_1$). Der erste Schritt würde also den Übergang $|n = 25\rangle \rightarrow |n = 24\rangle$ perfekt koppeln.

5.2.1 Impulssequenz

Die Impulssequenz für die Grundzustandskühlung mithilfe des dynamischen Starkeffekts ist in vier Abschnitte aufgeteilt (siehe Abbildung 5.8). Zu Beginn wird wiederum der Anfangszustand initialisiert. Diesmal wird die Seitenbandkühlung weggelassen, da diese durch die neue Kühlmethode ersetzt werden soll. Ist der Zustand vorbereitet, so wird zunächst die AC-Stark-Sequenz, bestehend aus zwei $(\pi/2)$ - und dem AC-Stark-Impuls, angewendet. Im Anschluss werden sowohl der $|D_{5/2}, m' = 3/2\rangle$ (854 nm Laser) als auch der $|S_{1/2}, m = -1/2\rangle$ Zustand (optisches Pumpen) ausgepumpt. Die letzten beiden Schritte dienen der erneuten Initialisierung des Grundzustands, welcher nach jedem Kühlschritt ein Phonon weniger hat. Sowohl während der AC-Stark-Sequenz als auch bei der Initialisierung wird Laserlicht bei 866 nm eingestrahlt, um den $|D_{3/2}\rangle$ Zustand zu entleeren. Der letzte Schritt der Sequenz, die Analyse und Detektion, bleibt gegenüber der Erzeugung von Fock-Zuständen unverändert. Die beiden mittleren Blöcke der Sequenz werden m -fach

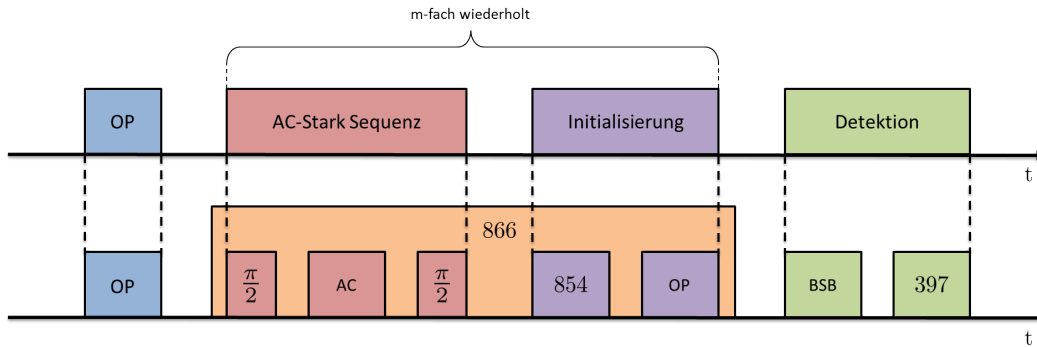


Abbildung 5.8: Schema der Kühlsequenz unter Verwendung des dynamischen Starkeffekts. Aufgrund des unbekanntem Anfangszustands muss die Sequenz gegenüber der Herstellung von Fock-Zuständen etwas modifiziert werden. Sie besteht aus 4 Teilen: Optisches Pumpen (OP) zur Zustandspräparation, AC-Stark-Sequenz zur Kühlung, Entleerung unerwünschter Zustände zur Initialisierung nach jedem Kühlschritt und Detektion (inkl. Analyse).

wiederholt, wobei m der Anzahl der durchzuführenden Kühl Schritte entspricht. Wie bereits erwähnt, muss die Impulslänge nach jedem Schritt der Kopplungsstärke angepasst werden, d.h. die Impulse müssen verlängert werden.

Präparation des Anfangszustands

Zu Beginn wird durch optisches Pumpen der Grundzustand $|S_{1/2}, m = 1/2\rangle$ initialisiert. Der phononische Zustand wird entweder durch Dopplerkühlung (thermischer Zustand) oder durch Seitenbandkühlung und darauf folgende Einstrahlung eines bichromatischer Lichtfelds (kohärenter Zustand) erzeugt. Die Besetzung der phononischen Zustände folgt einer Wahrscheinlichkeitsverteilung, und nur ihr durchschnittlicher Wert \bar{n} lässt sich bestimmen. Es ist für die hier durchgeführten Demonstrations-Experimente ausreichend, wenn der Anfangszustand in etwa die charakteristische Statistik erfüllt, um qualitative Aussagen treffen zu können. Die mittlere Phononenzahl nach dieser Initialisierung beträgt in etwa $\bar{n} = 15,6$ für den Zustand nach der Dopplerkühlung und $\bar{n} = 5, 8/7, 7/13, 2$ für die drei verwendeten kohärenten Zustände.

AC-Stark-Impulssequenz

Die AC-Stark-Impulssequenz muss im Vergleich zu der Sequenz, welche zur Erzeugung der Fock-Zustände verwendet worden ist, nur geringfügig modifiziert werden. Im Unterschied zu der alternierenden Änderung der Phase, wie in Abbildung 5.2 gezeigt, muss bei der Grundzustandskühlung die Phase konstant gehalten werden. Zudem wird die Phase so eingestellt, dass die Zahl der Phononen nicht erhöht, sondern gesenkt, also die Phononenleiter in Richtung Grundzustand durchlaufen wird. Die letzten Schritte der Kühlung mit ihren

5.2 Grundzustandskühlung

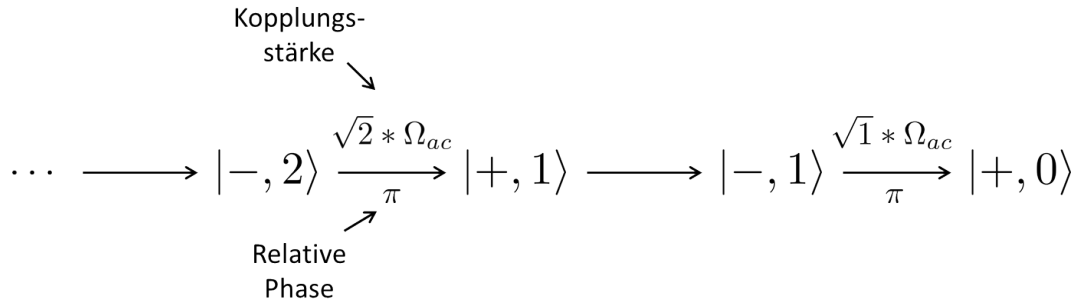


Abbildung 5.9: Kopplungsstärke und relative Phase bezüglich des Übergangs zum Grundzustand für die letzten Schritte der Sequenz. Im Gegensatz zur Erzeugung von Fock-Zuständen muss nach jedem Übergang $|-, n + 1\rangle \rightarrow |+, n\rangle$, welcher die Phononenzahl verringert, der interne Zustand neu in $|-, n\rangle$ initialisiert werden. Auch die relative Phase bleibt konstant und ist beim Übergang $|-, 1\rangle \rightarrow |+, 0\rangle$ verglichen mit dem gleichen Übergang bei der Erzeugung von Fock-Zuständen um π verschoben.

Kopplungsstärken und ihrer Phase relativ zum letzten Schritt sind in Abbildung 5.9 zu sehen. Während aller Impulse dieser Sequenz wird Laserlicht bei 866 nm eingestrahlt, um Zerfälle in den langlebigen $|D_{3/2}\rangle$ Zustand zurück zu pumpen und somit Verluste aus dem geschlossenen Kühlzyklus zu vermeiden. Das Einstellen aller relevanter Parameter erfolgt nach der gleichen Vorgehensweise wie für die Sequenz zur Erzeugung der Fock-Zustände.

Initialisierungssequenz

Die Initialisierungssequenz wird zur Erzeugung des $|S_{1/2}, m = 1/2\rangle$ Zustands des Ions nach jedem Kühschritt verwendet. Andernfalls würde Population in höheren Bewegungszuständen zurück gelassen werden und nicht mehr oder nur ineffizient gekühlt. Als Erstes wird durch einen Impuls mit dem Laser bei 854 nm das Ion zurück in den $|S_{1/2}\rangle$ Zustand gebracht. In einem perfekten System sollte sich das Ion schon in diesem Zustand befinden. Nach diesem Schritt kann das Teilchen sowohl in $m = 1/2$ als auch in $m = -1/2$ zerfallen. Da letzterer Zustand unerwünscht ist, wird nochmals optisches Pumpen durchgeführt. Während der Initialisierungssequenz ist der Laserstrahl bei 866 nm eingeschaltet, um Verluste in den $|D_{3/2}\rangle$ Zustand zu vermeiden.

In dieser Sequenz gilt es, zwei wichtige Parameter zu optimieren. Zunächst muss die Impulsdauer bzw. die Leistung des 854 nm Lasers überprüft werden. Nach diesem Impuls sollte sich das Ion im Grundzustand befinden, das Zeeman-Niveau ist jedoch zufällig. Der zweite wichtige Parameter ist die Länge des optischen Pumpens mit Licht bei 729 nm und bei 397 nm (σ^+ polarisiert). Sind diese beiden Konstanten korrekt eingestellt, so können Rabioszillationen mit maximalem Kontrast angeregt werden.

Detektion und Analyse

Der letzte Schritt der Sequenz zur Grundzustandskühlung mithilfe des dynamischen Starkeffekts ändert sich gegenüber der Methode zur Herstellung von Fock-Zuständen nicht.

5.2.2 Auswertung

Die Auswertung im Fall der Grundzustandskühlung reduziert sich im Vergleich zu der Herstellung der Fock-Zustände auf die Berechnung der durchschnittlichen Phononenzahl \bar{n} einer bestimmten Verteilungsfunktion P_n . Die explizite Verteilungsfunktion ist weniger interessant, da eine mittlere Phononenzahl $\bar{n} < 1$ das Ziel ist und sich somit der Großteil der Population im Grundzustand der Bewegungsmode befindet. Im Gegensatz zur Auswertung der Erzeugung von Fock-Zuständen enthalten vollständige, blaue Seitenbandoszillationen unzureichend Informationen über den mittleren Phononenzustand, da sie durch die Beteiligung vieler verschiedener phononischer Zustände und dementsprechend vieler Frequenzen (siehe Gleichung (5.10)) unverzüglich ausdämpfen würden. Rückschlüsse auf den genauen Bewegungszustand durch die Auswertung sind demnach schwierig. Die folgenden einfachen Berechnungen zeigen, wie \bar{n} aus der Krümmung der Seitenbandoszillationen extrahiert werden kann.

Ausgehend von Gleichung (5.4) ergibt sich durch Umschreiben mithilfe der Doppelwinkelfunktionen

$$P_D(t) = \sum_{n=0}^{\infty} P_n \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos \left(\frac{\eta\pi t}{\tau_{\text{car}}} \sqrt{n+1} \right) \right). \quad (5.10)$$

Die zweite Ableitung dieser Formel bzw. die Krümmung der Funktion ist

$$\frac{d^2}{d\tau^2} P_D(t) = \sum_{n=0}^{\infty} P_n \left(\frac{\eta^2 \pi^2}{2\tau_{\text{car}}^2} (n+1) \right) \cos \left(\frac{\eta\pi t}{\tau_{\text{car}}} \sqrt{n+1} \right). \quad (5.11)$$

Die Auswertung von Gleichung (5.11) an der Stelle $t = 0$

$$\frac{d^2}{d\tau^2} P_D(t=0) = \left(\frac{\eta^2 \pi^2}{2\tau_{\text{car}}^2} \right) \sum_{n=0}^{\infty} P_n (n+1), \quad (5.12)$$

mit den Beziehungen

$$\sum_{n=0}^{\infty} n * P_n = \bar{n}, \quad \sum_{n=0}^{\infty} P_n = 1,$$

resultiert in

$$\frac{d^2}{d\tau^2} P_D(t=0) = \frac{\eta^2 \pi^2}{2\tau_{\text{car}}^2} (\bar{n} + 1). \quad (5.13)$$

Gleichung (5.13) ist das Ergebnis für die Krümmung der Funktion $P_D(t)$ an der Stelle $t = 0$ aus den theoretischen Überlegungen. Sie zeigt, dass die Berechnung der durchschnittlichen

5.2 Grundzustandskühlung

Phononenzahl unabhängig von der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Phononen ist und daher auch ohne explizite Kenntnis der Phononenverteilung ein optimales Werkzeug zur Auswertung darstellt. Die gesamte relevante Information, um die durchschnittliche Phononenzahl berechnen zu können, befindet sich also in der Krümmung der experimentellen Daten für die Anregungswahrscheinlichkeit auf dem blauen Seitenband um den Zeitpunkt $t = 0$. Im nächsten Schritt wird nun die polynomiale Funktion

$$f(t) = at^2 + b \quad (5.14)$$

an die Daten aus den Experimenten angepasst. Die Krümmung dieser Funktion ist

$$\frac{d^2}{d\tau^2} f(t) = 2a. \quad (5.15)$$

Die Kombination der Gleichungen (5.13) und (5.15) führt zu der endgültigen Formel zur Berechnung der durchschnittlichen Phononenzahl \bar{n} :

$$\bar{n} = \frac{4a\tau_{\text{car}}^2}{\eta^2\pi^2} - 1 \quad (5.16)$$

Gleichung (5.16) zeigt, dass sich die Berechnung von \bar{n} auf das Anpassen des Parameters a an die experimentellen Daten vereinfacht. Es ist wichtig nicht zu vergessen, dass diese Gleichung nur für kurze Zeiten um $t = 0$ Gültigkeit hat. Deshalb müssen die Dauern der Einstrahlung des Lasers bei 729 nm auf dem blauen Seitenband klein sein. Maximale Impulslängen t_{max} wurden so gewählt, dass diese Anregungswahrscheinlichkeiten kleiner als $P_{\text{max}}^{\text{ex}} = 0,25$ zur Folge hatten. Ein Wert von ca. $t_{\text{max}} = 2\tau_{\text{car}}$ zeigte sich als optimal, um zuverlässige Ergebnisse zu erhalten.

5.2.3 Ergebnisse

Die erreichte Kühlung für verschiedene phononische Zustände ist in Abbildung 5.10 zu sehen. Zunächst wurde das Ion durch Dopplerkühlung in einen Bewegungszustand mit thermischer Verteilung gebracht (siehe Gleichung (5.6)). Die mittlere Phononenzahl dieses Zustands beträgt $\bar{n} = 15,6$. Die thermische Verteilung ist relativ breit, weshalb eine große Anzahl an Kühlritten notwendig ist, um eine mittlere Besetzungszahl unter 1 zu erhalten.

Im nächsten Schritt wurden kohärente Zustände der Bewegung hergestellt. Diese folgen einer Verteilung nach Poisson, sind daher stärker um ihren Mittelwert konzentriert und dementsprechend auch leichter zu kühlen (siehe Gleichung (5.7)). Die erhaltenen Kühlraten sind um einiges besser für kohärente Zustände, was zu erwarten war.

In Abbildung 5.10 ist gut zu sehen, dass nach 15 bzw. 25 Kühlritten eine mittlere

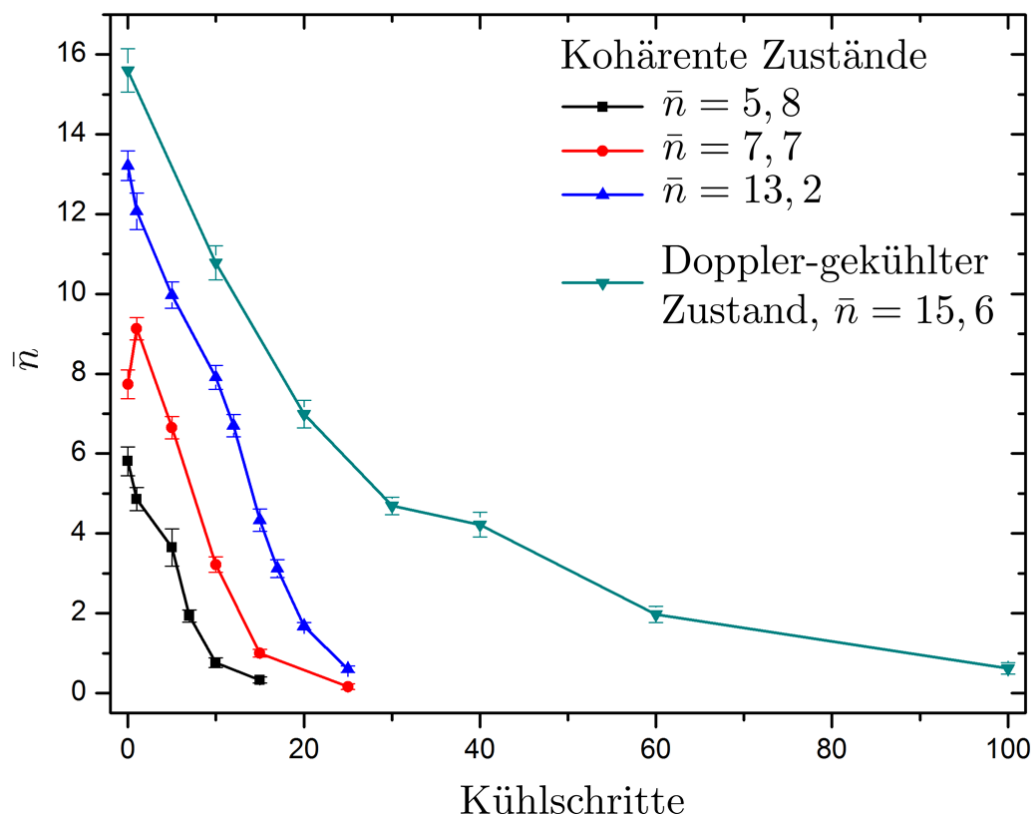


Abbildung 5.10: Anwendung des Külschemas mithilfe des dynamisch Starkeffekts auf verschiedene Anfangszustände. Die Zahl der Kühlschritte bzw. der Wiederholungen des Kühlzyklus m ist auf der x-Achse aufgetragen, während die y-Achse die mittlere Phononenzahl \bar{n} zeigt. Die Messungen wurden für Zustände nach der Dopp- lerkühlung als auch für kohärente Zustände durchgeführt.

5.2 Grundzustandskühlung

Phononenzahl kleiner als 1 erreicht werden kann, während die thermische Verteilung des Doppler-gekühlten Zustands erst nach 100 Schritten einen Erwartungswert kleiner 1 hat. Zudem zeigt sich, dass die Effizienz mit der Anzahl der Kühlsschritte sinkt, je näher man dem Grundzustand kommt. Dies liegt daran, dass die Länge der Kühlsschritte mit $m^{-1/2}$ skaliert. Zur Verdeutlichung ein kurzes Beispiel:

Die Gesamtlänge der letzten 60 Schritte bei 100 Wiederholungen des Kühlzyklus' ist gleich der Gesamtlänge aller Kühlsschritte bei 60 Wiederholungen. Da die Dauer der Einstrahlung des Lasers der Kopplungsstärke zweier Niveaus mit verschiedener Phononenzahl angepasst wird, ist diese für die ersten 40 Schritte bei 100 Wiederholungen relativ kurz im Vergleich zu den restlichen Schritten. D.h. die lineare Darstellung der Anzahl an Kühlsschritten entspricht in Abbildung 5.10 einer gestauchten Darstellung der benötigten Zeit.

Die Anzahl an Wiederholungen des Kühlzyklus bis zum Erreichen des Grundzustands aus einem Doppler-gekühlten Zustand stellt ein großes Problem dar, da die damit verbundene Dauer der Grundzustandskühlung länger als für Seitenbandkühlung ist und es somit keinen Vorteil gegenüber dieser gibt. Die Gesamtlänge aller AC-Stark-Impulse für 100 Zyklen beträgt zwar nur knapp 700 μs , die gesamte Sequenz benötigt jedoch 14 ms. Die restliche Zeit wird für optisches Pumpen (ca. 3 ms) und für das Auspumpen von $D_{5/2}$ (ca. 10 ms) benötigt. Vor allem das Auspumpen benötigt dabei sehr viel Zeit, die durch Verwendung des Lasers bei 854 nm mit höherer Intensität eingespart werden könnte. Eine Dauer von 14 ms stellt keine Verbesserung gegenüber der Seitenbandkühlung dar. Auch das Kompilieren der Sequenz in lesbare Signale für die „Pulse-Box“ benötigt sehr viel Zeit (bis zu 30 s für 100 Schritte). Eine mögliche Lösung dieser Probleme wäre eine generelle Veränderung der Sequenz, speziell des Auspumpens des $D_{5/2}$ Niveaus, um nicht mehr so viele Impulse generieren und ausführen zu müssen. Andererseits könnten auch weitere Untersuchung der Gründe für die hohe Anzahl an benötigten Zyklen Aufschluss über Änderungsmöglichkeiten geben. Es sollten sich nämlich theoretisch schon mit weniger Schritten bessere Ergebnisse erzielen lassen. Fehlerquellen wie kleine Abweichungen von optimalen Parametern oder Unvollkommenheiten bei der Formung der Impulse sind vernachlässigbar klein.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Gefangene Ionen sind momentan das vielversprechendste System zur Implementierung eines Quantencomputers. Auf dem Weg zu einem solchen Gerät sind jedoch noch einige Hürde zu überwinden. Dafür sind Verbesserungen in der Apparatur und der Manipulation der Ionen, Methoden zur verlässlichen Übertragung beweglicher Qubits und vieles mehr notwendig. In dieser Arbeit werden Methoden und Ergebnisse zur Weiterentwicklung und Charakterisierung von Ionenfallen als auch die experimentelle Umsetzung einer neuartigen Kühlmethode zur Grundzustandskühlung vorgestellt.

Die Arbeit beschreibt im Detail die Funktionsweisen und Techniken, welche verwendet werden, um die Eigenschaften einer neuen Falle zu messen. Sie folgt dabei der Vorgehensweise am Experiment. Voraussetzung für erfolgreiche Messungen sind, abgesehen vom Aufbau der gesamten Vakuumapparatur, die korrekte Justage des PMT und der Kamera zur Fluoreszenzdetektion. In weiterer Folge wurden Schritt für Schritt die einzelnen Komponenten getestet: beginnend mit der Ausrichtung des Ofens (atomare Fluoreszenz) über die Funktionsfähigkeit der Klingenelektroden und des Topfkreisresonators (Laden und Kristallisieren von Ionen) und der Kompensationselektroden (Mikrobewegungskompensation) bis hin zu Messungen charakteristischer Eigenschaften des Systems wie Heiz- und Stoßraten. Fortgeschrittene Methoden (Spektroskopie, Seitenbandkühlung, ...) schließen die Beschreibungen ab. Nach Durchführung dieser Schritte und Bewertung der Qualität der Ergebnisse ist die Falle für den täglichen Betrieb bereit. Aufgrund schlechter Resultate im Bereich der Stoßraten und damit zusammenhängend einer hohen Rate an dunkel werdenden oder aus der Falle gestoßenen Ionen musste die Vakuumapparatur leider mehrmals wieder geöffnet werden, um Reinigungsarbeiten und Modifikationen durchzuführen. Deshalb ist die neue Ionenfalle zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht in Betrieb, sollte aber dieses Jahr noch eingesetzt werden können.

Das zweite Ergebnis dieser Arbeit ist die Implementierung einer von Retzker und Plenio vorgeschlagenen Kühlmethode, welche den dynamischen Starkeffekt benutzt. Durch die Umsetzung neuer Schemen zur Kühlung von Ionen kann ein großer Teil der für Experimente benötigten Zeit eingespart und somit die Effizienz von Ionenfallen signifikant erhöht werden. Eine detaillierte Beschreibung der experimentellen Sequenz der Kühlmethode als auch zur kontrollierten Herstellung von Fock-Zuständen wird gegeben. Die Ergebnisse dieser Demonstrations-Messungen sind vielversprechend, dennoch wird zur Zeit Seiten-

bandkühlung zur Erzeugung des Grundzustands der Bewegung der Ionen verwendet. Es werden jedoch in naher Zukunft zusätzliche Möglichkeiten zur Implementierung von EIT-Kühlung, einer weiteren Kühltechnik, untersucht. Die Vorteile der Kühlmethode mithilfe des AC-Starkeffekts gegenüber der Seitenbandkühlung sind höhere Kühlraten und tiefere erreichbare Temperaturen. Dies kann erreicht werden, da keine nicht-resonanten Trägerübergänge angeregt werden, welche den Hauptmechanismus für Heizen darstellen.

Das neue Fallendesign bietet Möglichkeiten zur Zustandsmanipulation, welche momentan mit keiner anderen Falle in der Innsbrucker Arbeitsgruppe realisiert werden können. Dabei spielen die durchbohrten Spitzenelektroden die wichtigste Rolle. Durch diesen optischen Zugang können Ketten von Ionen gleichmäßig (etwa 1% Unterschied in der Intensität) mit Laserlicht bestrahlt werden. Dies spielt vor allem bei langen Ionenketten eine wichtige Rolle und ist momentan nur durch Aufweitung des Strahls in eine elliptische Form möglich und mit wesentlichen Intensitätsunterschieden verbunden. Zudem ist die Wechselwirkung des Lichts mit den Ionen stärker, da der Laser entlang des axialen Einschlusses eingestrahlt wird und somit der Lamb-Dicke Parameter größer ist. Das neue Design verspricht also höhere Übertragungsgüte (fidelity) für die Quantengatter. Zudem sollte es möglich sein, mehr als 2 Ionen in dieser Falle kontrolliert kristallisieren und einschließen zu können, was im alten Design nicht der Fall ist, und die Stoßraten sollten durch bessere Arbeit am Vakuum verringert werden können. Bezüglich der neuen Kühlmethode mithilfe des dynamischen Starkeffekts werden Versuche zu weiteren Kühlverfahren zeigen, welches die beste Wahl ist. Ein wichtiger Punkt dabei ist, ob mehrere Moden der Bewegung gleichzeitig gekühlt werden können, da ungekühlte Moden in mehreren Experimenten bereits der limitierende Faktor sind. Kühlung mithilfe des dynamischen Starkeffekts bietet die Möglichkeit, mehrere Moden zu kühlen, leider nicht. Dennoch verspricht die hohe Kühlrate die Möglichkeit, mehrere Moden hintereinander zu kühlen, ohne langsamer als Seitenbandkühlung zu sein.

Literaturverzeichnis

- [1] Feynman, R. *Int. J. Theoret. Phys.* **21**, 467 (1982).
- [2] DiVincenzo, D. *Fortschr. Phys.* **48**, 771 (2000).
- [3] Gershenfeld, N. and Chuang, I. *Science* **275**, 350 (1997).
- [4] Knill, E., Laflamme, R., and Milburn, G. J. *Nature* **409**, 46 (2001).
- [5] Loss, D. and DiVincenzo, D. *Phys. Rev. A* **57**, 120 (1998).
- [6] Briegel, H. J., Calarco, T., Jaksch, D., Cirac, J., and Zoller, P. *J. Mod. Opt.* **47**, 415 (2000).
- [7] Cirac, J. and Zoller, P. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4091 (1995).
- [8] Kingdon, K. *Phys. Rev.* **21**, 408 (1923).
- [9] Rosenband, T., Hume, D. B., Schmidt, P. O., Chou, C. W., Brusch, A., Lorini, L., Oskay, W. H., Drullinger, R. E., Fortier, T. M., Stalnaker, J. E., Diddams, S. A., Swann, W. C., Newbury, N. R., Itano, W. M., Wineland, D. J., and Bergquist, J. C. *Science* **319**, 1808 (2008).
- [10] Sackett, C., Kielpinski, D., King, B., Langer, C., Meyer, V., Myatt, C., Rowe, M., Turchette, Q., Itano, W., Wineland, D., and Monroe, C. *Nature* **404**, 256 (2000).
- [11] Riebe, M., Häffner, H., Roos, C. F., Hänsel, W., Benhelm, J., Lancaster, G. P. T., Körber, T. W., Becher, C., Schmidt-Kaler, F., James, D. F. V., and Blatt, R. *Nature* **429**, 734 (2004).
- [12] Moehring, D., Maunz, P., Olmschenk, S., Younge, K., Matsukevich, D., Duan, L.-M., and Monroe, C. *Nature* **449**, 68 (2007).
- [13] Monz, T., Schindler, P., Barreiro, J. T., Chwalla, M., Nigg, D., Coish, W. A., Harlander, M., Hänsel, W., Hennrich, M., and Blatt, R. *Phys. Rev. Lett.* **106**, 130506 (2011).
- [14] Kastler, A. *J. Phys. Radium* **11**, 255 (1950).

- [15] Dehmelt, H. *Adv. At. Mol. Phys.* **5**, 109 (1969).
- [16] Major, F. and Dehmelt, H. *Phys. Rev.* **170**, 91 (1968).
- [17] Blatt, R., Zoller, P., Holzmüller, G., and Siemers, I. *Z. Phys. D* **4**, 121 (1986).
- [18] Kirchmair, G. *Quantum non-demolition measurements and quantum simulation*. Dissertation, Universität Innsbruck, (2010).
- [19] Blockley, C. A., Walls, D. F., and Risken, H. *Europhys. Lett.* **17**, 509 (1992).
- [20] Cohen-Tannoudji, C., Dupont-Roc, J., and Grynberg, G. *Photons and atoms: introduction to quantum electrodynamics*. Wiley professional paperback series. Wiley, (1997).
- [21] Haroche, S. and Raimond, J. *Exploring the quantum: atoms, cavities and photons*. Oxford graduate texts in mathematics. Oxford University Press, (2006).
- [22] Hänsch, T. and Schawlow, A. *Opt. Commun.* **13**, 68 (1975).
- [23] Wineland, D. J., Drullinger, R. E., and Walls, F. L. *Phys. Rev. Lett.* **40**, 1639 (1978).
- [24] Neuhauser, W., Hohenstatt, M., Toschek, P., and Dehmelt, H. *Phys. Rev. Lett.* **41**, 233 (1978).
- [25] Ghosh, P. *Ion traps*. International series of monographs on physics. Clarendon Press, (1995).
- [26] Larson, D. J., Bergquist, J. C., Bollinger, J. J., Itano, W. M., and Wineland, D. J. *Phys. Rev. Lett.* **57**, 70 (1986).
- [27] Metcalf, H. and Straten, P. *Laser cooling and trapping*. Graduate texts in contemporary physics. Springer, (1999).
- [28] Dyck, R. S. V., Moore, F. L., Farnham, D. L., and Schwinberg, P. B. *Int. J. Mass Spectrom.* **66**, 327 (1985).
- [29] Stolzenberg, H., Becker, S., Bollen, G., Kern, F., Kluge, H.-J., Otto, T., Savard, G., Schweikhard, L., Audi, G., and Moore, R. B. *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3104 (1990).
- [30] Itano, W., Bergquist, J., Bollinger, J., and Wineland, D. *Phys. Scr.* **1995**, 106 (1995).
- [31] Wineland, D. and Dehmelt, H. *Bull. Am. Phys. Soc.* **20**, 637 (1975).
- [32] Diedrich, F., Bergquist, J. C., Itano, W. M., and Wineland, D. J. *Phys. Rev. Lett.* **62**, 403 (1989).

- [33] Roos, C. *Controlling the quantum state of trapped ions*. Dissertation, Universität Innsbruck, (2000).
- [34] Eschner, J., Morigi, G., Schmidt-Kaler, F., and Blatt, R. *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 1003 (2003).
- [35] Roos, C., Zeiger, T., Rohde, H., Nägerl, H., Eschner, J., Leibfried, D., Schmidt-Kaler, F., and Blatt, R. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4713 (1999).
- [36] Jefferts, S. R., Monroe, C., Bell, E. W., and Wineland, D. J. *Phys. Rev. A* **51**, 3112 (1995).
- [37] Peik, E., Abel, J., Becker, T., von Zanthier, J., and Walther, H. *Phys. Rev. A* **60**, 439 (1999).
- [38] Marzoli, I., Cirac, J. I., Blatt, R., and Zoller, P. *Phys. Rev. A* **49**, 2771 (1994).
- [39] Leibfried, D., Blatt, R., Monroe, C., and Wineland, D. *Rev. Mod. Phys.* **75**, 281 (2003).
- [40] Jonathan, D., Plenio, M. B., and Knight, P. L. *Phys. Rev. A* **62**, 042307 (2000).
- [41] Retzker, A. and Plenio, M. *New J. Phys.* **9**, 279 (2007).
- [42] Vogel, W. and Welsch, D. *Quantum optics*. Wiley-VCH, 2. Auflage, (2006).
- [43] Morigi, G., Eschner, J., and Keitel, C. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4458 (2000).
- [44] Roos, C., Leibfried, D., Mundt, A., Schmidt-Kaler, F., Eschner, J., and Blatt, R. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5547 (2000).
- [45] Lounis, B. and Cohen-Tannoudji, C. *J. Phys. II* **2**, 579 (1992).
- [46] Schmidt, P., Rosenband, T., Langer, C., Itano, W., Bergquist, J., and Wineland, D. *Science* **309**, 749 (2005).
- [47] Rohde, H., Gulde, S., Roos, C., Barton, P., Leibfried, D., Eschner, J., Schmidt-Kaler, F., and Blatt, R. *J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt.* **3**, 34 (2001).
- [48] Blinov, B. B., Deslauriers, L., Lee, P., Madsen, M. J., Miller, R., and Monroe, C. *Phys. Rev. A* **65**, 040304 (2002).
- [49] Barrett, M. D., DeMarco, B., Schaetz, T., Meyer, V., Leibfried, D., Britton, J., Chiaverini, J., Itano, W. M., Jelenković, B., Jost, J. D., Langer, C., Rosenband, T., and Wineland, D. J. *Phys. Rev. A* **68**, 042302 (2003).

-
- [50] Barton, P. A., Donald, C. J. S., Lucas, D. M., Stevens, D. A., Steane, A. M., and Stacey, D. N. *Phys. Rev. A* **62**, 032503 (2000).
- [51] Gerritsma, R., Kirchmair, G., Zähringer, F., Benhelm, J., Blatt, R., and Roos, C. F. *Eur. Phys. J. D* **50**, 13 (2008).
- [52] Jousten, K. *Handbuch Vakuumtechnik*. Vieweg+Teubner Verlag, 10. Auflage, (2009).
- [53] Moore, J., Davis, C., Coplan, M., and Greer, S. *Building Scientific Apparatus*. Cambridge University Press, 4. Auflage, (2009).
- [54] Gulde, S. *Experimental Realization of Quantum Gates and the Deutsch-Josza Algorithm with Trapped $^{40}\text{Ca}^+$ Ions*. Dissertation, Universität Innsbruck, (2003).
- [55] Benhelm, J. *Precision Spectroscopy and Quantum Information Processing with Trapped Calcium Ions*. Dissertation, Universität Innsbruck, (2008).
- [56] Drewsen, M. and Brøner, A. *Phys. Rev. A* **62**, 045401 (2000).
- [57] James, D. *Appl. Phys. B* **66**, 181 (1998).
- [58] Black, E. *Am. J. Phys.* **69**, 79 (2001).
- [59] Kirchmair, G. *Frequency stabilization of a Titanium-Sapphire laser for precision spectroscopy on Calcium ions*. Diplomarbeit, Universität Innsbruck, (2006).
- [60] Macalpine, W. W. and Schildknecht, R. O. *Proc. IRE* **47**, 2099 (1959).
- [61] Riebe, M. *Preparation of Entangled States and Quantum Teleportation with Atomic Qubits*. Dissertation, Universität Innsbruck, (2005).
- [62] Gulde, S., Rotter, D., Barton, P., Schmidt-Kaler, F., Blatt, R., and Hogervorst, W. *Appl. Phys. B* **73**, 861 (2001).
- [63] Lucas, D., Ramos, A., Home, J., McDonnell, M., Nakayama, S., Stacey, J.-P., Webster, S., Stacey, D., and Steane, A. *Phys. Rev. A* **69**, 012711 (2004).
- [64] Enzer, D. G., Schauer, M. M., Gomez, J. J., Gulley, M. S., Holzscheiter, M. H., Kwiat, P. G., Lamoreaux, S. K., Peterson, C. G., Sandberg, V. D., Tupa, D., White, A. G., Hughes, R. J., and James, D. F. V. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2466 (2000).
- [65] Rohde, B. *Experimente zur Quanteninformationsverarbeitung in einer linearen Ionenfalle*. Dissertation, Universität Innsbruck, (2001).
- [66] Berkeland, D., Miller, J., Bergquist, J., Itano, W., and Wineland, D. *J. Appl. Phys.* **83**, 5025 (1998).

- [67] Hempel, C. *Private Kommunikation*.
- [68] Turchette, Q. A., Kielpinski, King, B. E., Leibfried, D., Meekhof, D. M., Myatt, C. J., Rowe, M. A., Sackett, C. A., Wood, C. S., Itano, W. M., Monroe, C., and Wineland, D. J. *Phys. Rev. A* **61**, 063418 (2000).
- [69] Daniilidis, N., Narayanan, S., Möller, S., Clark, R., Lee, T., Leek, P., Wallraff, A., Schulz, S., Schmidt-Kaler, F., and Häffner, H. *New J. Phys.* **13**, 013032 (2011).
- [70] Wineland, D. J., Monroe, C., Itano, W. M., Leibfried, D., King, B., and Meekhof, D. M. *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* **103**, 259 (1998).
- [71] Benhelm, J., Kirchmair, G., Rapol, U., Körber, T., Roos, C. F., and Blatt, R. *Phys. Rev. A* **75**, 032506 (2007).
- [72] Benhelm, J., Kirchmair, G., Roos, C. F., and Blatt, R. *Phys. Rev. A* **77**, 062306 (2008).
- [73] DiVincenzo, D. P. *Phys. Rev. A* **51**, 1015 (1995).
- [74] Lloyd, S. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 346 (1995).
- [75] Sleator, T. and Weinfurter, H. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4087 (1995).
- [76] Meekhof, D. M., Monroe, C., King, B. E., Itano, W. M. and Wineland, D. J. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1796 (1996).
- [77] Grant, M. and Boyd, S. (2009).
- [78] Brune, M., Schmidt-Kaler, F., Maali, A., Dreyer, J., Hagley, E., Raimond, J. M., and Haroche, S. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1800 (1996).

Danksagung

Zum Ende dieser Arbeit und zum Abschluss meines Studiums möchte ich mich gerne bei jenen Menschen bedanken, die mich unterstützt haben und ohne deren Hilfe weder die Durchführung dieser Arbeit noch der Abschluss meines Studiums möglich gewesen wäre.

Allen voran bedanke ich mich bei Herrn Prof. Rainer Blatt, der mich für ein Jahr in seiner Arbeitsgruppe aufgenommen und mir dadurch die Möglichkeit gegeben hat, ein interessantes Projekt in einem erstklassigen Umfeld zu verwirklichen. Weiterer Dank gilt dem ganzen Team des Ca^{43} Experiments, allen voran Christian Roos für die Betreuung meiner Arbeit. Alle Mitglieder standen mir bei jeglichen Fragen zur Verfügung, sei es im Labor oder während des Schreibens der Arbeit. Vor allem Cornelius Hempel und Florian Zähringer, mit welchen ich mir ein Büro geteilt habe, hatten immer eine passende Antwort auf meine Fragen. Bei Ben Lanyon möchte ich mich zudem für die zahlreichen Partien Tischtennis bedanken; irgendwann wird er ein ganz großer Spieler. Nicht zu vergessen ist auch Gerhard Kirchmair, der mir großzügigerweise die Layout-Datei seiner Dissertation zur Verfügung gestellt hat.

Neben meinen Arbeitskollegen würde ich mich auch noch gerne bei jenen Menschen bedanken, die mich die letzten Jahre in meinem Studium begleitet haben. Allen voran sind dies Yuri und Benji, mit denen ich zahlreiche fachspezifische Diskussionen geführt habe, die zeitweise Nachbarn, zeitweise Mitbewohner, beste Freunde, Praktikumpartner uvm. waren und sind und mit denen so manche Party gefeiert wurde. Auch Laurin gebührt Dank, dass er mir die (mittel)große Stadt zu Beginn meines Studiums näher gebracht hat. Da ich nicht alle Freunde, Kommilitonen und Mitbewohner namentlich aufzählen kann, möchte ich ein kollektives Dankeschön an jene Menschen richten, die mich über die letzten Jahre zu dem gemacht haben, was ich heute bin.

Abschließend möchte ich noch meinen größten Dank aussprechen. Dieser gilt meiner Familie. Danke an meine Eltern Elisabeth und Martin für die bedingungslose Unterstützung in all den Jahren, auch wenn es nicht immer einfach war, für die Geduld, die sie mit mir hatten, ihr Vertrauen in mich, für motivierende Worte und einfach dafür, dass sie mir diese unvergessliche Zeit ermöglicht haben. Danke auch an meine Schwester Sabine für all die schönen Erinnerungen: ich werde dich nie vergessen.

Vielen Dank!