

Experimente zur Quanteninformationsverarbeitung in einer linearen Ionenfalle

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades an der
naturwissenschaftlichen Fakultät
der Leopold-Franzens-Universität Innsbruck
vorgelegt von

Bernd Harald Rohde

aus Northeim

durchgeführt am Institut für Experimentalphysik
unter der Leitung von
o. Univ. Prof. Dr. R. Blatt

Januar 2001

Abstract

This thesis reports on experiments with single $^{40}\text{Ca}^+$ ions stored in a linear ion trap. The suitability of such an ion trap for the use as a *quantum information processor* was examined. Superpositions of the $S_{1/2}$ electronic ground state and the metastable $D_{5/2}$ -state are chosen to implement a qubit. Laser light on the $S_{1/2} \leftrightarrow D_{5/2}$ transition is used to coherently manipulate the ions's electronical quantum state. Combined with laser excitation of the collective motional modes of the ion crystal a quantum gate could be implemented.

The setup of the ion trap apparatus and of a highly stabilized laser system for qubit manipulation is presented in the first part of this thesis. The laser frequency stability has been derived by Ramsey-spectroscopy on a single ion to be better than 100 Hz.

The second part of this thesis reports on the experimental results: A two-ion crystal has been cooled to the ground state of all of its collective modes of motion. Resolved sideband cooling has been performed sympathetically by illuminating only one of the ions of the crystal. The heating rates of the motional modes of the crystal have been measured and are of the order of 10 phonons/second. These heating rates are 3 orders of magnitude below previous reported rates of other ion traps. After the ground state has been prepared, coherent quantum state manipulation has been performed with one and two ions. Single ions in a string can be individually addressed by a laser beam with a spatial resolution of $3.7 \mu\text{m}$.

The pre-requisites to implement a quantum gate, e. g. of the Cirac-Zoller type, are thus fulfilled. As the time needed to perform one gate operation ($\approx 30 \mu\text{s}$) is well below the coherence time of the laser ($\approx 1000 \mu\text{s}$) and below the heating time ($\approx 100 \mu\text{s}$), many gate operations may be performed.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Quanteninformationsverarbeitung	11
2.1	Prinzipien	11
2.2	Quantencomputer	13
3	Die lineare Ionenfalle	15
3.1	Funktionsprinzip	15
3.2	Ionenkristalle und Ionenketten	18
4	Licht-Ionen Wechselwirkung	21
4.1	Licht-Ionen Wechselwirkung	21
4.2	Laserkühlung	23
4.2.1	Dopplerkühlung	24
4.2.2	Seitenbandkühlung	24
4.3	Manipulation und Nachweis des Quantenzustandes	25
4.3.1	„Electron Shelving“ und Quantenzustandsnachweis	25
4.3.2	Quantenzustandsmanipulation	28
5	Quanteninformationsverarbeitung in der linearen Paulfalle	29
5.1	Das CNOT Gatter nach Cirac und Zoller	29
5.2	Bell-Zustände	30
6	Die Lasersysteme für Ca^+	33
6.1	Das Ca^+ -Ion	33
6.2	RF-Stabilisierung	34
6.3	Titan-Saphir Laser bei 729 nm	36
6.3.1	Aufbau des Systems	37
6.3.2	Der Hochfinesse-Resonator	38
6.3.3	Eliminierung des 2 kHz Jitters	44
6.3.4	Der Regelkreis	45
6.3.5	Lockeigenschaften	45
6.3.6	Intensitätsstabilisierungen	47

Inhaltsverzeichnis

6.3.7	Fasereffekte	48
6.3.8	Allan-Varianz	51
6.3.9	Diskussion der Ergebnisse	52
6.3.10	Der Hochfinesse-Vergleichsresonator	54
6.3.11	Interferenzeffekte am Hochfinesse-Resonator	60
6.3.12	Beschleunigter Zerfall des Resonatorlichtfeldes	62
6.4	Laser bei 397 nm	64
6.5	Diodenlaser	66
6.5.1	Diodenlaser bei 866 nm	68
6.5.2	Diodenlaser bei 854 nm	68
7	Aufbau des Experiments	71
7.1	Lineare Ionenfalle	72
7.2	Topfkreis	73
7.3	Vakuumtank	75
7.4	Laserstrahlen	77
7.5	Magnetfeld	77
7.6	Nachweis der Ionen	78
7.7	Adressierung	79
7.8	Computersteuerung	81
8	Betrieb der Falle	83
8.1	Einspeichern von Ionen	83
8.2	Mikrobewegungskompensation	86
8.2.1	Kompensation nach dem Kamerabild	86
8.2.2	Kompensation nach der Form der Spektrallinie	87
8.2.3	Kompensation mit Korrelationsmessungen	87
8.3	Magnetfeld als Quantisierungsachse	88
9	Spektroskopie und kohärente Zustandsmanipulation	91
9.1	Quantisierte Fluoreszenz	91
9.2	Zeemanstruktur	92
9.3	Das Ca^+ -Ion als optischer Frequenzstandard	97
9.4	Ramseyspektroskopie	98
9.4.1	Ermittlung der Laserlinienbreite	102
9.5	Seitenbänder der Bewegung	102
9.5.1	Ein Ion	103
9.5.2	Zwei Ionen	105
9.6	Dopplerkühlung	107
9.7	Seitenbandkühlung	108
9.7.1	Ein Ion	111
9.7.2	Zwei Ionen	111

9.7.3	Mitfühlendes Kühlen	114
9.8	Kühl- und Heizraten	116
9.9	Kohärente Zustandsmanipulation	120
9.10	Schnelles Gatter nach Jonathan, Plenio und Knight	123
10	Zusammenfassung und Ausblick	127
11	Anhang	131
11.1	Tipps, Tricks und Tücken des 729 nm Lasers	131
11.2	Justage der Laser bei 729 nm und bei 854 nm auf die Ionen	133
11.3	Elektronik	134
11.3.1	2 kHz-Jittereliminierung	134
11.3.2	Stabilisierung des 729 Lasers	134
11.3.3	Stabilisierung auf den Vergleichsresonator	140
11.3.4	Intensitätsstabilisierungen	140
11.3.5	Konstantstromquellen	140
11.3.6	Adressierungselektronik	143
11.3.7	Lambdameteranzeige	144
11.3.8	Temperaturregelungen	150
	Literaturverzeichnis	151

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Recht genau vor 100 Jahren begründete Max Planck in seiner Rede vor der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Berlin die Grundlagen der Quantenmechanik. Bis zum Ende der 20-er Jahre waren die Gesetze der heutigen Quantenmechanik von Niels Bohr, Erwin Schrödinger, Werner Heisenberg und vielen anderen zum großen Teil formuliert. Im Gegensatz zur bis dahin geltenden “klassischen” Physik wird in der Quantenmechanik jedem Teilchen eine *Wellenfunktion* Ψ zugeordnet. Das Quadrat dieser Wellenfunktion gibt nach Max Born die Wahrscheinlichkeit an, das Teilchen in einem bestimmten Zustand oder an einem bestimmten Ort zu finden. Die Eigenschaften der Wellenfunktion werden durch den Hamilton-Operator \hat{H} und die *Schrödinger-Gleichung* $\hat{H}\Psi = E\Psi$ (E : Energie) bestimmt. Die Eigenzustände des Hamilton-Operators ergeben die Basiszustände des Systems, die Eigenwerte liefern die zu den jeweiligen Eigenzuständen gehörigen Energien. Erst wenn die zu betrachtende Eigenschaft des Teilchens bestimmt werden soll, also eine Messung durchgeführt wird, nimmt das System einen der möglichen Eigenzustände ein; bis dahin kann es sich in einer Überlagerung verschiedener Zustände befinden, einer *Superposition*.

Anhand von *Gedankenexperimenten* versuchten die Begründer der Quantenmechanik, die Stichhaltigkeit ihrer Konzepte und Ideen zu kontrollieren und eventuelle Widersprüche aufzudecken.

Zwei berühmte Gedankenexperimente sind im Folgenden dargestellt:

Als Einstein, Podolski und Rosen 1935 die Untersuchungen zur Lokalität und Kausalität der Quantenmechanik durchführten [40], stießen sie auf einen Effekt, der den Annahmen der Lokalität und Kausalität widerspricht. Dieser Effekt wird nach den Initialen der Entdecker als *EPR-Paradoxon* bezeichnet. Aus den Gleichungen der Quantenmechanik ließ sich vorhersagen, daß es gewisse zwei-Teilchen Zustände geben müsse, mit der Eigenschaft, daß eine Messung an einer Variablen von Teilchen 1 vollständig das Ergebnis der Messung der entsprechenden Variablen an Teilchen 2 bestimmt. Eine Quelle emittiere zwei Spin $\frac{1}{2}$ -Teilchen in entgegengesetzter Richtung mit dem Gesamtspin 0. Ergibt sich nun beispielsweise als Ergebnis der Spinmessung von Teilchen 1 ein Spin von $+\hbar/2$, so hat Teilchen 2 notwendigerweise den Spin $-\hbar/2$, damit der Gesamtspin von 0 erhalten bleibt. Ein solcher Zustand wird *verschränkter Zustand* genannt. Die Messung an einem Teilchen kann die Messung an dem zweiten Teilchen unabhängig von der Entfernung zwischen den Teilchen unmittelbar beeinflussen.

Da Einstein, Podolski und Rosen nicht an die Nichtlokalität der Quantenmechanik

1 Einleitung

glaubten, schlossen sie auf die Unvollständigkeit der Quantenmechanik.

John Bell versuchte 1964, die vermeintliche Unvollständigkeit der Quantenmechanik durch unbekannte, *verborgene Parameter* zu ergänzen. Dabei entdeckte er, daß verschränkte Quantenzustände zu statistischen Vorhersagen führen, die nicht mit den Vorhersagen zu lokalen, kausalen Theorien mit verborgenen Variablen übereinstimmbar sind. Die *Bell'schen Ungleichungen* beschreiben diesen Sachverhalt quantitativ.

Ein verschränkter Quantenzustand ist dadurch charakterisiert, daß er sich nicht faktorisieren läßt. Ein *Bell-Zustand* zweier Teilchen (mit den Einteilchen-Basiszuständen $|+\rangle$ und $|-\rangle$) ist z. B. mit dem Zustand $|\Psi\rangle = 1/\sqrt{2}(|+\rangle|-\rangle - |-\rangle|+\rangle)$ gegeben. Dieser Zustand läßt sich nicht in einer Form $|\Psi\rangle = |\mu\rangle|\nu\rangle$ faktorisieren.

Ein Beispiel für einen Überlagerungszustand findet sich in der Gedankenexperiment dem "Schrödinger-Katze". Hier entscheidet ein quantenmechanischer Prozeß, ob eine sich in einem verschlossen Kasten befindliche Katze durch ein Gift getötet wird oder nicht. Die Kopplung zwischen dem atomaren System und der Katze bewirkt eine Verschränkung beider Systeme. Der unbestimmte Zustand des Quantensystems überträgt sich auf die makroskopische Katze. Solange der Beobachter nicht nachsieht (also misst), befindet sich die Katze in einem Überlagerungszustand aus tot und lebendig.

In diesen Gedankenexperimenten wurden zumeist Systeme aus einzelnen oder wenigen Teilchen betrachtet, die untereinander oder der Umgebung wechselwirken. An die experimentelle Realisierung dieser Experimente glaubte jedoch niemand. Schrödinger z.B. sagte, es werde niemals möglich sein, einzelne quantenmechanische Teilchen wie Atome oder Photonen für sich (ungestört von der Umgebung) zu beobachten.

Daher träumten die Entdecker der Quantenmechanik davon, einzelne, isolierte Quantensysteme beobachten und manipulieren zu können. Dieser Wunsch ist in den letzten Jahren in Erfüllung gegangen.

Der Fortschritt der Halbleitertechnologie ermöglichte Messungen an einzelnen Elektronen, und vor allem durch die Entwicklung der Lasertechnik war es möglich, wenige oder einzelne Ionen oder Atome in Paulafflen oder Magneto-optischen Fallen einzufangen. Die Erforschung der Eigenschaften von Systemen mit wenigen Photonen, die in manchen Experimenten sogar korreliert sind, begann erst mit der Entwicklung entsprechender (Laser)- Lichtquellen.

Es entstand ein neuer Zweig der Physik: die *Quantenoptik*, die Lehre von der Wechselwirkung zwischen Licht und Materie auf atomarer Ebene.

Mit den modernen experimentellen Methoden konnten viele der damaligen Gedankenexperimente in die experimentelle Praxis umgesetzt werden.

Aspect zeigte z. B. 1982 die experimentelle Bestätigung für verschränkte Photonen-zustände [1] und bestätigte die Bell'schen Ungleichungen. Damit wurden auch die Vorstellungen Einsteins zum EPR-Paradoxon widerlegt.

Ein weiteres gutes Beispiel eines System zum Test der Grundlagen der Quantenmechanik sind einzelne, in einer Paul-Falle gespeicherte Ionen. Diese sind bei sorgsamer Einhaltung einiger experimenteller Bedingungen praktisch wechselwirkungsfrei mit der Umgebung.

Mittels Laserkühltechniken können die Ionen in den quantenmechanischen Grundzustand der Bewegung gebracht werden. Von diesem Grundzustand ausgehend können die Ionen mit Laserpulsen gezielt sowohl in ihrem elektronischen als auch in ihrem mechanischen Zustand manipuliert werden. Auch der zweifelsfreie Nachweis des Quantenzustandes ist möglich. Mit der Möglichkeit, geeignete Ionen in den quantenmechanischen Grundzustand der Bewegung zu kühlen, entsteht ein neues Feld der Physik: Die kohärente Kontrolle von Quantensystemen.

Neben diesen Anwendungen zur Quantenmechanik selbst hat die Quantenoptik auch große Verbesserungen bei der hochpräzisen *Messung von Fundamentalkonstanten* ermöglicht. Mit den aktuellen Bemühungen, neben der Sekunde und damit auch dem Meter auch die SI-Basiseinheiten Kilogramm und Ampère auf der Basis atomarer Meßgrößen zu definieren, halten die Quantenmechanik und damit auch Experimente an einzelnen Quantensystemen Einzug in die Metrologie. Solche Experimente erlauben eine Bestimmung der Fundamentalkonstanten mit zumeist zuvor unerreichter Präzision. Mittels geeigneter Präparation der zur Messung verwendeten Atome oder Ionen kann die Präzision der Messungen noch weiter gesteigert werden.

Ab Mitte der 90-er Jahre entstand, zunächst in der theoretischen Physik, ein weiterer Zweig der Quantenmechanik, die Quanteninformationsverarbeitung. Hier wird versucht, die Eigenschaften der Quantenmechanik von einem informationstheoretischen Standpunkt her zu verstehen. Die Quanteninformationsverarbeitung benutzt anstelle der "klassischen" Bits, welche die Werte 0 oder 1 haben, sogenannte *Quantenbits* (*Qubits*), quantenmechanische zwei-Zustands-Systeme, die beliebige Überlagerungszustände aus ihren Basiszuständen $|0\rangle$ und $|1\rangle$ annehmen können. Die Qubits können miteinander verschränkt sein. Klassischen Gatteroperationen entsprechen unitäre Operatoren, welche auf einem Satz von Qubits (einem *Quantenregister*) wirken. Die Ausnutzung der Überlagerungszustände und der Verschränkung eines Quantenregisters erlaubt eine neue Klasse von Algorithmen, die bestimmte Probleme mit polynomialem Zeitbedarf anstelle von exponentiellem Zeitbedarf bei klassischen Algorithmen lösen. Ein *Quantencomputer* oder auch *Quanteninformationsprozessor* ist ein Gerät, das es erlaubt, Quantenalgorithmen auszuführen. Die Präparationstechniken der Quantensysteme erlauben ebenfalls eine Steigerung der Präzision der metrologischen Messungen. Hier hat die Quanteninformationsverarbeitung direkten Einfluß auf die Metrologie.

Die *Realisierung eines Quantencomputers* ist zur Zeit noch mit großen praktischen Schwierigkeiten verbunden. Ein Quantencomputer muß einen Satz quantenmechanischer Teilchen enthalten, die zum einen möglichst gut von den störenden Einflüssen der Umgebung isoliert sind, zum anderen aber gezielt untereinander zur Wechselwirkung gebracht werden können. Der Quantenzustand der Teilchen muß vom Betreiber des Quantencomputers beliebig beeinflussbar und nachweisbar sein.

Es gibt verschiedene Konzepte zum Bau eines Quantencomputers, die z. B. auf Kernspinresonanz, einzelnen Photonen, Quantenpunkten oder einzelnen Atomen bzw. Ionen beruhen.

1 Einleitung

Eine lineare Ionenfalle bildet ein ideales System zur grundsätzlichen Demonstration eines Quantencomputers mit einigen Qubits Registerbreite [13]. Eine lineare Kette von Ionen ist in einer Paulfalle, welche sich in einem Vakuumtank befindet, weitgehend wechselwirkungsfrei von der Umgebung gespeichert. Die elektronischen Zustände der einzelnen Ionen bilden die Qubits. In der vorgestellten Arbeit werden der Grundzustand und ein metastabiler Zustand des Kalzium-Ions als Qubit benutzt. Die Wechselwirkung zwischen den Ionen erfolgt durch die allen Ionen gemeinsamen mechanischen Bewegungsmoden. Der elektronische und mechanische Quantenzustand einzelner Ionen wird mittels genau definierter Laserpulse manipuliert. Die Methode der *quantisierten Fluoreszenz* (*electron shelving*) erlaubt den genauen Nachweis des Quantenzustands.

Cirac und Zoller entwickelten 1995 ein Schema zur Konstruktion eines Quantengatters in einer linearen Ionenfalle. Das *Controlled Not* (*CNOT*) - Gatter invertiert den Zustand eines Qubits in Abhängigkeit eines Kontroll-Qubits. Die Wirkung eines CNOT-Gatters auf ein zwei-Teilchensystem (mit den Einteilchenzuständen $|0\rangle$ und $|1\rangle$) beschreibt folgende Tabelle (mit dem zweiten Qubit als Kontroll-Qubit):

$$\begin{aligned} |00\rangle &\rightarrow |00\rangle \\ |10\rangle &\rightarrow |10\rangle \\ |01\rangle &\rightarrow |11\rangle \\ |11\rangle &\rightarrow |01\rangle \end{aligned}$$

Ein Quantengatter nach dem Cirac-Zoller Schema erfordert eine lineare Ionenkette, die in den Grundzustand der Bewegung gekühlt ist. Jedes Ion muß einzeln mit einem Laser ansprechbar sein und die kohärente Kontrolle des Quantenzustands jedes einzelnen Ions muß gewährleistet sein.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die Voraussetzungen zur Realisierung dieses Quantengatters zu schaffen. Dazu wurde eine lineare Ionenfalle verwendet, die einzelne Ionen oder Ionenketten mit wenigen Ionen speichern kann. Die gleichzeitige Kühlung einer aus zwei Ionen bestehenden Kette in den quantenmechanischen Grundzustand der Bewegung in allen möglichen Bewegungsmoden wurde demonstriert. Die Fähigkeiten, den Quantenzustand der Ionenkette zu manipulieren und gezielt einzelne Ionen aus der Kette mit einem Laser anzusprechen, wurde ebenfalls gezeigt. Diese drei Fähigkeiten (Grundzustandskühlung, Adressierung, kohärente Manipulation) sind die Grundvoraussetzung zur Realisierung eines Quantengatters nach dem Cirac-Zoller Schema.

Die kohärente Manipulation von Quantenzuständen und Besetzungen in langlebigen metastabilen Energieniveaus der benutzen Kalzium-Ionen mit Hilfe von Laserlicht erfordert eine hochstabile Laserlichtquelle. Ein weiterer Teil dieser Arbeit beschäftigt sich daher mit dem Aufbau und den Eigenschaften eines der weltweit frequenzstabilsten Lasersysteme.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: Das zweite Kapitel erläutert die Prinzipien der Quanteninformationsverarbeitung. Im dritten und vierten Kapitel werden die Prinzipien der Speicherung von Ionen in einer linearen Ionenfalle und die Detektion und Manipulation ihrer Quantenzustände beschrieben. Das fünfte Kapitel zeigt anhand der in den vorhergehenden Kapiteln vorgestellten Methoden die Prinzipien der Funktionsweise eines Quantengatters in einer Ionenfalle und die Erzeugung von verschränkten Zuständen auf. Das darauf folgende Kapitel beschreibt die technische Realisierung der verwendeten Lasersysteme mit besonderer Betonung des hochstabilen Lasers. Das siebente Kapitel erläutert den Aufbau der Ionenfalle; deren Betrieb wird im folgenden Kapitel dargestellt. Das neunte Kapitel präsentiert die experimentellen Meßergebnisse der Ionenfalle. Im letzten Kapitel vor dem Anhang werden die Ergebnisse zusammengefasst, interpretiert und es wird ein Ausblick auf die mögliche Zukunft des Experimentes gegeben.

1 *Einleitung*

2 Quanteninformationsverarbeitung

Heutige “klassische” Computer stoßen bei der Bearbeitung von Problemen, deren Bearbeitungszeit exponentiell mit der Länge der Eingabedaten (der Zahl der Bits der Eingabedaten) N steigt, an ihre Grenzen. Will man z.B. mit Computern heutiger Technologie eine Zahl in ihre Primfaktoren zerlegen, benötigt ein Netzwerk aus vielen Hundert Rechnern mehrere Wochen, um die Primfaktoren einer 64 Bit Zahl zu ermitteln. Verwendet man eine um ein Bit längere Zahl, verdoppelt sich die benötigte Rechenzeit. Mit einem Quantencomputer könnten einige dieser sog. NP (Nicht Polynomialen)- Probleme [26], unter anderem das oben vorgestellte, mit $S = \text{Polynom}(N)$ Schritten gelöst werden. Der folgende Abschnitt gibt eine kurze Einführung in das Gebiet, weiterführende Literatur findet sich z.B. in [13, 27–29]

2.1 Prinzipien

In einem Quantencomputer werden Daten in einem System aus quantenmechanischen zwei-Niveau-Systemen gespeichert. Diese Systeme können z.B. Teilchen mit dem Spin $1/2$ oder zwei-Niveau-Atome sein. Die quantenmechanische Natur solcher Systeme erlaubt die Verarbeitung der Daten als quantenmechanische Superposition. Gezielte Wechselwirkungen zwischen zwei oder mehreren solcher quantenmechanischen Systeme stellen diese Verarbeitung dar, und eine Messung der quantenmechanischen Wahrscheinlichkeitsamplituden am Ende der Rechnung bestimmt das Ergebnis.

Qubits

Als Qubit wird ein quantenmechanisches System mit zwei Basiszuständen $|0\rangle$ und $|1\rangle$ bezeichnet, welches einen Überlagerungszustand $\Psi = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$, $\alpha^2 + \beta^2 = 1$, annehmen kann. Ein Qubit kann als ein Spin- $1/2$ - Teilchen realisiert sein oder auch als zwei-Niveau-Atom. In einem zwei-Niveau-Atom wird vorzugsweise ein metastabiles Niveau für einen der Zustände gewählt, damit der Kohärenzverlust durch Spontanzerfall gering ist.

2 Quanteninformationsverarbeitung

Quantenregister

Eine Aneinanderreihung von Qubits wird als Quantenregister bezeichnet. Der Zustand einer Folge von Qubits Q_n wird beschrieben durch $\Psi = |Q_1\rangle|Q_2\rangle\dots|Q_n\rangle = |Q_1Q_2\dots Q_n\rangle$. Ein Quantenregister kann sich in einem Überlagerungszustand befinden, z.B. für ein zwei-Qubit-Register:

$$\Psi = \alpha|00\rangle + \beta|01\rangle + \gamma|10\rangle + \delta|11\rangle, \quad (2.1)$$

mit $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 + \delta^2 = 1$.

Quantengatter

Quantengatter sind unitäre Operationen, angewandt auf ein oder mehrere Qubits. Im Gegensatz zum "klassischen" Logikgatter, bei dem es nur 2^{2N} Gatter mit N Ein- und N Ausgängen gibt, ist die Zahl der möglichen Quantengatter unbegrenzt. Es lassen sich Typen von Quantengattern finden, die, in bestimmter Reihenfolge nacheinander ausgeführt, sämtliche überhaupt möglichen Operationen darstellen können. Solche Gatter werden universelle Quantengatter genannt [32].

Ein Beispiel für ein Ein-Qubit Gatter ist die Rotation eines Qubits:

$$\Psi = |0\rangle \rightarrow |1\rangle \rightarrow |-0\rangle \rightarrow |-1\rangle \rightarrow |0\rangle$$

Ein universelles 2-Qubit-Gatter ist das CNOT (Controlled NOT) Gatter. Ein Qubit wird in Abhängigkeit vom Zustand des zweiten (Control)-Qubits invertiert:

$$\begin{aligned} |00\rangle &\rightarrow |00\rangle \\ |10\rangle &\rightarrow |10\rangle \\ |01\rangle &\rightarrow |11\rangle \\ |11\rangle &\rightarrow |01\rangle \end{aligned} \quad (2.2)$$

Mit der Konstruktion von CNOT Gattern und ein-Qubit Rotationen lassen sich alle Operationen darstellen; eine Verknüpfung dieser Gatter ermöglicht daher den Bau eines Quantencomputers.

Quantenalgorithmen

Ein Quantenalgorithmus U_Q besteht aus einer Folge von n unitären Gatteroperationen G_n und ist somit als Produkt unitärer Operatoren wieder ein unitärer Operator. $U_Q = G_1 * G_2 * \dots * G_n$. Eine Quantenrechnung besteht aus der Anwendung dieses Operators auf einen definiert präparierten Anfangszustand, z.B. $|\Psi_0\rangle = |00\dots 0\rangle$:

$$|\Psi_{Quanten}\rangle = U_Q|\Psi_0\rangle. \quad (2.3)$$

Der Endzustand einer Quantenrechnung ist i. A. wieder ein Überlagerungszustand. Das Ergebnis der Rechnung wird aus der Messung des Endzustandes ermittelt, also der Projektion der einzelnen Qubits auf einen ihrer Basiszustände $|0\rangle$ oder $|1\rangle$. Ein

Quantenalgorithmus muß so beschaffen sein, daß sich aus dem gemessenen Endzustand eindeutig oder zumindest mit hoher Wahrscheinlichkeit das Ergebnis der Rechnung bestimmen läßt.

2.2 Quantencomputer

Die praktische Umsetzung der oben kurz vorgestellten Konzepte bereitet zur Zeit noch erhebliche technische Probleme. Ein Qubit muß seinen Zustand für eine möglichst lange Zeit, idealerweise unendlich lange, kohärent beibehalten, d. h. in Phase und Amplitude stabil gespeichert sein. Es sollte keiner anderen als der durch den Quantenalgorithmus vorgegebenen Entwicklung unterliegen. Quantenmechanische (Überlagerungs)-Zustände von n Qubits sind extrem empfindlich gegen Dekohärenz, also dem Verlust der quantenmechanischen Überlagerungseigenschaften durch äußere Einflüsse. Daher ist eine möglichst gute Isolierung der Quantensysteme von der Umwelt wünschenswert. Jedes Qubit muß andererseits mit anderen Qubits wechselwirken können, um Gatteroperationen durchführen zu können. Weiterhin muß jedes Qubit präpariert und auch gemessen werden können. Die letzte Forderung steht bei manchen Systemen in einem gewissen Widerspruch zur Forderung nach der bestmöglichen Umgebungsisolierung. Deutsch beschreibt zusammenfassend einen Quantencomputer als einen Satz von n Qubits, für die die folgenden experimentellen Bedingungen gelten [32, 33]:

- Jedes Qubit kann in einem bekannten Zustand $|0\rangle$ präpariert werden.
- Jedes Qubit kann in der Basis $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ gemessen werden.
- Universelle Quantengatter können auf eine beliebige Untermenge der Qubits angewendet werden.
- Der Zustand der Qubits entwickelt sich nur unter den oben genannten Transformationen.

Es gibt einige Konzepte zur Realisierung eines Quantencomputers, z.B. in Ionenfallen [34], mit neutralen gespeicherten Atomen, mit NMR-Spektroskopie [35], mit Quantenpunkten in Halbleitern oder mit einzelnen Photonen.

In dieser Arbeit wird die Eignung einer linearen Ionenfalle als Demonstrationssystem eines Quantencomputers untersucht. Einzelne Ionen stellen die Qubits dar, welche mittels der Coulombkraft untereinander koppeln und durch gezielte Laserpulse in beliebige Anfangszustände präpariert werden können. Der Endzustand der Ionen wird ebenfalls mit Hilfe geeigneter Laserpulse ermittelt.

2 Quanteninformationsverarbeitung

3 Die lineare Ionenfalle

Eine Paulfalle [2] bietet die Möglichkeit, wenige oder einzelne geladene Teilchen einzufangen. Der Quantenzustand der gefangenen Teilchen entwickelt sich aufgrund der weitgehenden Freiheit des Systems von Störungen durch die Umgebung nur anhand der vom Experimentator vorgegebenen Bedingungen und kann sehr exakt nachgewiesen werden.

Im Spezialfall der linearen Paulfalle können die speichernden Potentiale derart eingestellt werden, daß sich hinreichend wenige Teilchen entlang einer geraden Linie anordnen. Die Teilchen - hier Ca^+ -Ionen - haben bei zusätzlicher Kühlung definierte Positionen und wechselwirken untereinander mittels der Coulomb-Kraft. Im folgenden Kapitel wird die Funktionsweise der linearen Paulfalle beschrieben und die Theorie der Anordnung und Bewegung weniger gespeicherter Ionen erläutert.

3.1 Funktionsprinzip

Der schematische Aufbau einer linearen Ionenfalle ist in Abb. 3.1 dargestellt.

Vier gerade parallele Elektroden, die diagonal elektrisch miteinander verbunden sind und von denen ein Paar auf Masse gelegt ist und ein Paar mit einer Radiofrequenzspannung beschaltet ist, erzeugen ein zweidimensionales elektrisches Quadrupolfeld. Obige Anordnung entspricht einem Quadrupol-Massenfilter [3] welches unter den richtigen Betriebsparametern Ionen entlang der z-Achse führt. Zwei ringförmige positiv geladene Elektroden am Ende der Stabelektroden erzeugen den dreidimensionalen Einschluß der Ionen.

Mit einer Spannung der Form $U - V \cos \Omega t$ an einem Paar der geraden Elektroden mit dem Abstand $2R$ entsteht folgendes Potential [4]:

$$\Phi(x, y, t) = (U - V \cos \omega t) \frac{x^2 - y^2}{2R^2} \quad (3.1)$$

Daraus ergeben sich die Bewegungsgleichungen für ein Teilchen der Masse m und der Ladung e :

$$\ddot{x} + \frac{e}{mR^2}(U - V \cos \Omega t)x = 0 \quad \text{und} \quad \ddot{y} - \frac{e}{mR^2}(U - V \cos \Omega t)y = 0 \quad (3.2)$$

Mit den Ersetzungen:

3 Die lineare Ionenfalle

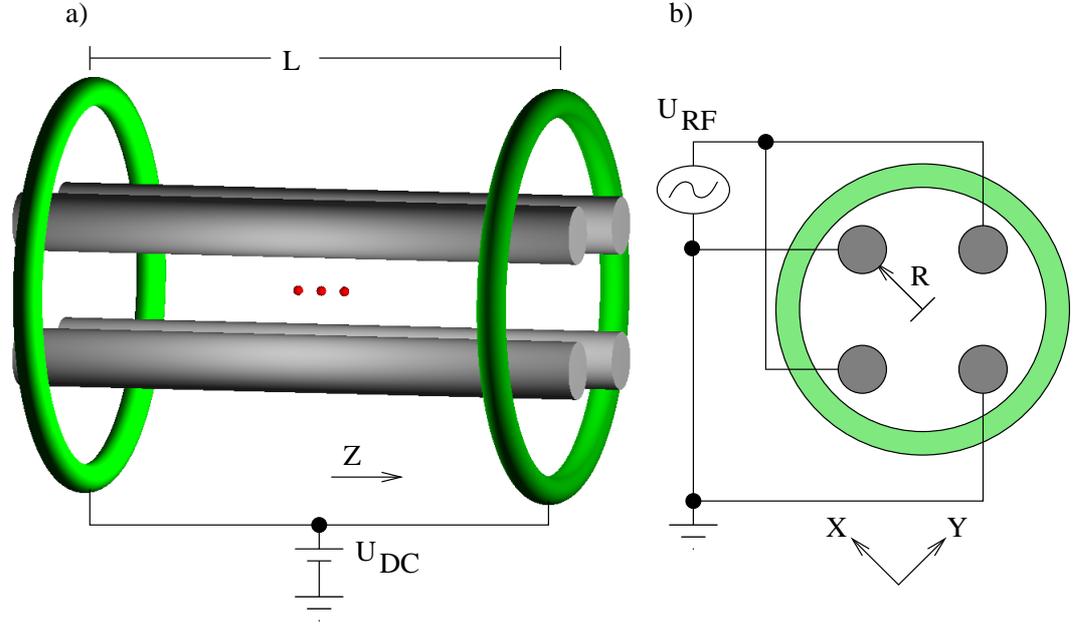


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau einer linearen Ionenfalle. Teil a) zeigt die Seitenansicht mit drei gespeicherten Ionen (Ionen nicht maßstäblich), Teil b) zeigt die Vorderansicht mit den elektrischen Verbindungen der Elektroden

$$a_x = -a_y = \frac{4eU}{mR^2\Omega^2}; \quad q_x = -q_y = \frac{2eV}{mR^2\Omega^2}; \quad \text{und} \quad 2\zeta = \Omega t \quad (3.3)$$

ergeben sich die Mathieu-Differentialgleichungen:

$$\frac{d^2x}{d\zeta^2} + (a_x - 2q_x \cos 2\zeta)x = 0 \quad \text{und} \quad \frac{d^2y}{d\zeta^2} - (a_y - 2q_y \cos 2\zeta)y = 0. \quad (3.4)$$

Die Stabilität der Lösungen der Mathieu-Gleichungen hängt von den Parametern a und q ab. Im praktischen Betrieb ist der Gleichspannungsanteil $U = 0$ und damit $a = 0$. In diesem Fall sind die Lösungen im Bereich $0 < q < 0.908$ stabil [4]. Die Lösungen lauten dann näherungsweise in erster Ordnung:

$$x(t) = x_0 \cos(\omega_x t + \Phi_x) \left(1 + \frac{q_x}{2} \cos(\Omega t)\right) \quad \text{und} \quad (3.5)$$

$$y(t) = y_0 \cos(\omega_y t + \Phi_y) \left(1 + \frac{q_y}{2} \cos(\Omega t)\right), \quad (3.6)$$

wobei x_0, y_0, Φ_x und Φ_y durch die Anfangsbedingungen gegeben sind.

$x(t)$ und $y(t)$ beschreiben eine harmonische Bewegung des Teilchens mit den Frequenzen:

3.1 Funktionsprinzip

$$\omega_x = \frac{\Omega}{2} \sqrt{\frac{q_x^2}{2} + a_x} \quad \text{und} \quad \omega_y = \frac{\Omega}{2} \sqrt{\frac{q_y^2}{2} + a_y}. \quad (3.7)$$

Die Falle wird mit $a_x = a_y = 0$ betrieben, daher ist $\omega_x = \omega_y$, d.h. die Frequenzen sind entartet, wenn die Falle präzise gefertigt ist und die Bedingung $R_x = R_y$ erfüllt ist.

Die Bewegung in der x-y Ebene wird als Radialbewegung bezeichnet, die in der Fallachse (z-Achse) als Axialbewegung. Dieser sogenannten Säkularbewegung mit den Frequenzen ω_{rad} und ω_{ax} ist die Mikrobewegung mit der Frequenz Ω überlagert. Für ein geladenes Teilchen im Zentrum des Radiofrequenzfeldes beschreibt folgendes harmonisches Pseudopotential näherungsweise für $a \ll 1$ und $q \ll 1$ die Bewegung der Ionen:

$$\Psi(x, y) = \frac{m}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2) \quad (3.8)$$

Der dreidimensionale Einschluß der positiv geladenen Ionen wird durch die positive Gleichspannung auf den Ringen (Endkappen) erzeugt [6]. Nahe der Fallmitte ist das Potential in der z-Achse in sehr guter Näherung harmonisch und führt zur Frequenz:

$$\omega_z = \sqrt{\frac{8e\kappa U_0}{mL^2}} \quad (3.9)$$

Der Term e bezeichnet die Ladung des Ions. Der Faktor κ ist ein Geometriefaktor, der den Durchgriff der Ringspannungen in das Fallenzentrum angibt. Dieser Faktor kann i.A. nicht analytisch berechnet werden, aber er kann zum einen aus numerischen Finiten-Elementen-Simulationen der Falle ermittelt werden oder zum anderen aus den experimentell ermittelten Fallenfrequenzen zurückgerechnet werden. Beide Methoden ergeben für die betrachtete Falle den gleichen Wert von $\kappa = 0.05$.

Das Potential in der z-Achse greift auf das radiale Potential durch [7, 8] und ändert die Säkularfrequenzen, so daß die Radialfrequenzen modifiziert werden:

$$\omega'_r = (\omega_r^2 - \frac{1}{2}\omega_z^2)^{1/2} \quad (3.10)$$

In der betrachteten Falle mit $U_{Ring} = 2000$ V, $U_{RF} \approx 1000$ V, $L=10$ mm, $\Omega = (2\pi) * 16$ MHz und $R=1.18$ mm ist die Radialfrequenz $f'_r \approx 1.9$ MHz und die Axialfrequenz $f_z \approx 700$ kHz. Der q -Parameter hat den Wert $q = 0.35$, die Falle speichert somit sicher innerhalb des Stabilitätsbereiches von $0 < q < 0.908$ und ist ebenfalls von dem Gebiet nichtlinearer Resonanzen ($\approx 0.5 < q < 1$) entfernt [5]. Die Ionen ordnen sich entlang der Achse mit dem schwächsten Potential an, hier also entlang der z-Achse.

3.2 Ionenkristalle, Ionenketten und deren Bewegungsmoden

Mehrere gespeicherte Ionen erscheinen zunächst bei hoher Temperatur ($T > 1$ K) als Ionenwolke. Ist bei einer gespeicherten, lasergekühlten Ionenwolke die kinetische Energie eines Ions kleiner als die zum Platztausch mit einem Nachbarion benötigte Energie, so kristallisiert die Ionenwolke zu einem Ionenkristall. Ionenkristalle wurden in vielen Paulfallen mit Ionenzahlen von einigen 10000 bis herunter zu 1 beobachtet [7, 9–11].

Die folgende Rechnung gilt für alle drei Raumdimensionen, der Einfachheit halber wird zunächst nur die z -Achse betrachtet. Die Positionen der einzelnen Ionen einer Ionenwolke von N Ionen sind gegeben durch die Positionen der Minima des durch die Falle und die Coulombabstoßung erzeugten Potentials [12]:

$$V = \sum_{m=1}^N \frac{1}{2} m \omega^2 x_m(t)^2 + \sum_{n,m=1, m \neq n}^N \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{1}{|x_n(t) - x_m(t)|}. \quad (3.11)$$

$x(t)$ beschreibt die Position des Ions n zur Zeit t . Wenn die Ionen hinreichend kalt sind, kann ihre Position angenähert werden:

$$x_m(t) \approx x_m^{(0)} + q_m(t). \quad (3.12)$$

Hier ist $q_m(t)$ eine kleine Verschiebung und $x_m^{(0)}$ die Gleichgewichtsposition der Ionen, die sich aus folgender Gleichung ergibt:

$$\left[\frac{\partial V}{\partial x_m} \right]_{x_m=x_m^{(0)}} = 0 \quad (3.13)$$

Mit den Ersetzungen der Längenskala $l^3 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m \omega^2}$ und der Gleichgewichtsposition $u_m = x_m^{(0)}/l$ kann 3.11 umgeschrieben werden:

$$u_m - \sum_{n=1}^{m-1} \frac{1}{(u_m - u_n)^2} + \sum_{n=m+1}^N \frac{1}{(u_m - u_n)^2} = 0. \quad (3.14)$$

Für $N = 2$ und $N = 3$ läßt sich 3.14 analytisch lösen, für größere N nur numerisch:

$$N = 2 : \quad u_1 = -(1/2)^{2/3}, \quad u_2 = (1/2)^{2/3} \quad (3.15)$$

$$N = 3 : \quad u_1 = -(5/4)^{1/3}, \quad u_2 = 0, \quad u_3 = (5/4)^{1/3} \quad (3.16)$$

Die berechneten Ionenpositionen sind gültig, wenn sich die Ionen in einer eindimensionalen Reihe befinden. Wird das Verhältnis von Radialfrequenz zur Axialfrequenz zu klein, bricht die eindimensionale Näherung zusammen und die Ionen gehen in eine

3.2 Ionenkristalle und Ionenketten

Zick-Zack Konfiguration über. N Ionen ordnen sich linear an, wenn folgende Bedingung gilt [13]:

$$\frac{\omega_r}{\omega_z} > 0.73N^{0.86} \quad (3.17)$$

Bei der betrachteten Falle mit $\omega_r = 1.9$ MHz und $\omega_z = 700$ kHz sind Ionenketten von bis zu 4 Ionen linear.

Die Bewegung der Ionen um ihre Ruhelage $x_m^{(0)}$ wird durch die Lagrange- Funktion beschrieben [12]:

$$L = \frac{m}{2} \left[\sum_{m=1}^N (\dot{q}_m)^2 - \omega^2 \sum_{n,m=1}^N A_{nm} q_n q_m \right], \quad \text{mit} \quad (3.18)$$

$$A_{nm} = \begin{cases} 1 + 2 \sum_{p=1, p \neq m}^N \frac{1}{|u_m - u_p|^3} & : n = m \\ \frac{-2}{|u_m - u_n|^3} & : n \neq m. \end{cases} \quad (3.19)$$

Aus den N Eigenwerten μ_p und den normierten Eigenvektoren $b_n^{(p)}$ ($p = 1 \dots N$), der Matrix A_{nm} erhält man die Bewegungsmoden der Ionen:

$$Q_p(t) = \sum_{m=1}^N b_m^{(p)} q_m(t). \quad (3.20)$$

Die Frequenzen der Moden ergeben sich zu

$$\omega_p = \sqrt{\mu_p} \omega. \quad (3.21)$$

Bis zu $N = 3$ sind die Gleichungen analytisch lösbar:

$$N = 2 : \quad \omega_1 = \omega, \quad \omega_2 = \sqrt{3}\omega \quad (3.22)$$

$$N = 3 : \quad \omega_1 = \omega, \quad \omega_2 = \sqrt{3}\omega, \quad \omega_3 = \sqrt{29/5}\omega. \quad (3.23)$$

In drei Dimensionen gibt es $3N$ Bewegungsmoden, die mit der oben vorgestellten Methode bestimmt werden können. Abb. 3.2 zeigt die räumliche Ausdehnung der Bewegungsmoden zweier Ionen in drei Dimensionen.

3 Die lineare Ionenfalle

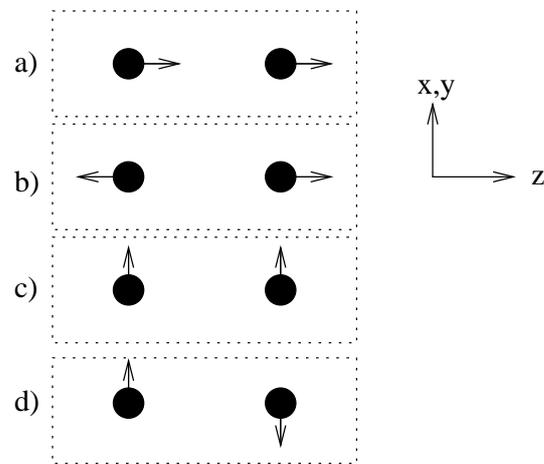


Abbildung 3.2: Bewegungsmoden von zwei Ionen. a) Schwerpunktsmode $\omega = \omega_z$, b) Atmungsmode $\omega_b = \sqrt{3}\omega_z$, c) Radialmode $\omega = \omega_r$, d) Schermode $\omega_s = \sqrt{\omega_r^2 - \omega_z^2}$

4 Licht-Ionen Wechselwirkung

Die in der linearen Falle gespeicherten Ionen lassen sich durch ihre Wechselwirkung mit Licht manipulieren: Sowohl ihr Bewegungszustand als auch ihr innerer Zustand kann mittels geeigneter Laserpulse verändert werden. Mit Laserlicht der richtigen Frequenz können die Ionen gekühlt werden. Genau definierte Laserpulse dienen zur Manipulation des internen Quantenzustands eines Ions. Mittels der “electron-shelving” Methode kann sowohl der elektronische als auch der Bewegungsquantenzustand ermittelt werden. In der Nähe einer geeigneten Resonanz streut ein einzelnes Ion bis zu 10^7 Photonen/s, die zum Nachweis des Ions und zur Beschleunigung bzw. Kühlung des Ions benutzt werden können. Im betrachteten Experiment wurden Ionen mit den Laserkühlmethoden Dopplerkühlung und Seitenbandkühlung in den quantenmechanischen Grundzustand der Bewegung gebracht.

4.1 Licht-Ionen Wechselwirkung

Für in einer Paulifalle gefangene, auf eine Temperatur nahe dem Grundzustand abgekühlte Ionen muß die Schwerpunktbewegung quantenmechanisch behandelt werden. Die Schrödinger-Gleichung führt dann zu einem Satz gekoppelter linearer Differentialgleichungen, welche die Wahrscheinlichkeitsamplituden der verschiedenen Vibrationszustände verbinden. Im Fall des (unten näher erklärten) Lamb-Dicke-Regimes entkoppeln diese Gleichungen und das Modell nimmt nun eine Form ähnlich der des Jaynes-Cummings-Modells [19] an. Der Hamilton Operator eines einzelnen gespeicherten Ions in Wechselwirkung mit einem Lichtfeld lautet [16]:

$$H = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2}m\nu^2x^2 + \frac{1}{2}\hbar\omega_a\sigma_z + \frac{1}{2}\hbar\Omega(e^{ikx}\sigma^+e^{-i\omega_L t} + e^{-ikx}\sigma^-e^{i\omega_L t}) \quad (4.1)$$

Hier sind x und p die Orts- und Impulsoperatoren des Ions, σ_z , σ^+ und σ^- die Pauli-Spin Matrizen, ν ist die Fallenfrequenz, ω_a ist die Frequenz des atomaren Übergangs, ω_L ist die Frequenz des Lasers und Ω ist die Rabi-Frequenz. Die ersten beiden Terme des Hamilton-Operators beschreiben die kinetische und potentielle Energie des gespeicherten Ions, der dritte Term enthält die Energie des atomaren Übergangs und der letzte Term die Atom-Licht Wechselwirkung.

4 Licht-Ionen Wechselwirkung

Die Orts- und Impulsoperatoren können durch Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren (a^\dagger und a) der Fallenquantenzahlen (Phononen) ausgedrückt werden, da die Falle harmonisch ist: $x = \sqrt{\frac{\hbar}{2\nu m}}(a + a^\dagger)$ und $p = i\sqrt{\frac{\hbar\nu m}{2}}(a^\dagger - a)$. In einem rotierenden Koordinatensystem [17] und der Verstimmung $\Delta = \omega_a - \omega_L$ erhält man damit:

$$H = \hbar\nu(a^\dagger a + \frac{1}{2}) + \frac{1}{2}\hbar\Delta\sigma_z + \frac{1}{2}\hbar\Omega(e^{i\eta(a+a^\dagger)}\sigma^+ e^{-i\Delta t} + e^{-i\eta(a+a^\dagger)}\sigma^- e^{i\Delta t}). \quad (4.2)$$

Der Lamb-Dicke Parameter $\eta = \cos\Theta k\sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}}$ beschreibt das Verhältnis der Rückstoßenergie $E_r = \hbar^2 k^2/2m$ eines Photons zu der Energie eines Fallenphonons $E_\nu = \hbar\omega$. Der Laser hat einen Einfallswinkel von Θ zur Fallenachse. Der Lamb-Dicke-Parameter kann auch als das Verhältnis der Ausdehnung der Grundzustandswellenfunktion der Mode zur Wellenlänge des anregenden Lasers interpretiert werden. Wenn $\eta\sqrt{2n+1} \ll 1$ ist, ändert sich die Phononenzahl n des Ions mit großer Wahrscheinlichkeit nicht, wenn ein spontaner optischer Übergang stattfindet. Unter der Bedingung $\eta \ll 1$ (in der betrachteten Falle ist $\eta = 0.04$) mit der Entwicklung von $e^{i\eta(a+a^\dagger)} = 1 + i\eta(a+a^\dagger) + \mathcal{O}(\eta^2)$ wird aus dem Wechselwirkungsterm in Gl. 4.2 für Übergänge ohne Änderung der Phononenzahl (Trägerübergänge) [18]:

$$H_{WW} = \hbar\Omega(\sigma^+ + \sigma^-). \quad (4.3)$$

Verringert sich die Phononenzahl $n' = n - 1$ beim Übergang um ein Phonon (sog. rotes Seitenband) ergibt sich als Hamiltonoperator:

$$H_{WW} = i\eta\hbar\Omega(\sigma^+ a + \sigma^- a^\dagger). \quad (4.4)$$

Bei Erhöhung der Phononenzahl $n' = n + 1$ um ein Phonon (sog. blaues Seitenband) erhält man den Operator:

$$H_{WW} = i\eta\hbar\Omega(\sigma^+ a^\dagger + \sigma^- a). \quad (4.5)$$

Die letzten beiden Gleichungen entsprechen den sogenannten Jaynes-Cummings- bzw. Anti-Jaynes-Cummings Hamiltonoperatoren [19].

Die Rabi-Frequenz des Übergangs ist für den Trägerübergang:

$$\Omega_{n,n} = \Omega(1 - \eta^2 n), \quad (4.6)$$

für das erste blaue Seitenband:

$$\Omega_{n,n+1} = \eta\sqrt{n+1}\Omega, \quad (4.7)$$

und für das erste rote Seitenband:

$$\Omega_{n,n-1} = \eta\sqrt{n}\Omega. \quad (4.8)$$

Die Abhängigkeit der Seitenbandübergänge von η ist $\mathcal{O}(\eta)$, während der Trägerübergang mit $\mathcal{O}(\eta^2)$ abhängt. In Abb. 4.1 sind die Übergänge von den Phononenzahlen n zu $n + 1$ und $n - 1$ mit den zugehörigen Übergangsstärken angegeben

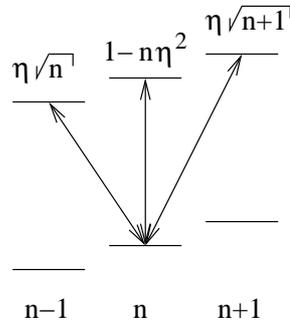


Abbildung 4.1: Übergangsstärken der Übergänge eines in einer Falle gefangenen Zwei-Niveau-Atoms beim Übergang von der Phononenzahl n zu $n + 1$ und $n - 1$.

Die Rabi-Frequenzen 4.7-4.6 sind von der Phononenzahl n abhängig. Bei einer thermischen Verteilung erhält man eine Vielzahl sich überlagernder Rabi-Frequenzen, wodurch der Kontrast der Rabi-Oszillationen schnell verschwindet.

Zur Quantenzustandsmanipulation (siehe unten) werden möglichst präzise Rabioszillationen benötigt. Zur Präparation sauberer π oder $\pi/2$ -Pulse ist es daher notwendig, daß die Phononenverteilung sich um ein n konzentriert (Fockzustand) oder daß $n = 0$ ist (Grundzustand).

4.2 Laserkühlung

Präzisionsmessungen z.B. der Spektren oder zur Verwendung einzelner Ionen als optischen Frequenzstandard und quantenlogische Operationen mit einzelnen Ionen benötigen kalte Ionen mit Temperaturen von $T < 1K$ bis hin zu Ionen im quantenmechanischen Grundzustand der Bewegung mit der Phononenzahl $n = 0$.

Die verschiedenen Varianten der Laserkühlung stellen die beste Möglichkeit dar, wenige oder einzelne Atome oder Ionen auf sehr geringe Energien im μeV Bereich abzukühlen. Die Dopplerkühlung [20, 21] erreicht hohe Kühlgeschwindigkeiten, die erzielte Endtemperatur liegt aber nur im mK oder μK Bereich. Mit der Seitenbandkühlung kann der quantenmechanische Grundzustand der Bewegung von gespeicherten Ionen erreicht werden [22, 23].

4.2.1 Dopplerkühlung

Die Dopplerkühlung ist eine Kühlmethode, mit der Ionen und Atome sehr schnell abgekühlt werden können, mit der aber nur Temperaturen im mK Bereich erreicht werden können. Die Dopplerkühlung wird daher im vorliegenden Experiment als schnelle Vorkühlung eingesetzt.

Die Dopplerkühlung beruht auf der geschwindigkeitsabhängigen Absorption von Licht. Ein Ion, daß sich auf eine Laserquelle zubewegt, "sieht" in seinem Ruhesystem aufgrund des Dopplereffektes das Laserlicht blauverschoben. Ist der Laser gegenüber der Resonanz eines ruhenden Ions rot verstimmt, so regt er in dem ruhenden Ion wenige Übergänge an. Die Verstimmung zur Resonanz eines sich auf den Laser zubewegenden Ions ist wegen des Dopplereffektes kleiner als die Verstimmung des ruhenden Ions und daher streut das bewegte Ion mehr Photonen. Da bei der Lichtstreuung das absorbierte Photon immer aus der Richtung des Lasers kommt, aber die spontan emittierten Photonen isotrop in alle Richtungen ausgesendet werden, erfährt das Ion eine Nettokraft entgegen dem Laserstrahl. Für freie Atome wird deshalb Licht aus allen drei Raumrichtungen mit jeweils entgegenlaufenden Laserstrahlen eingestrahlt. Ein Ion, das in einer Falle oszilliert, wird auch dann gekühlt, wenn nur ein Laserstrahl verwendet wird, der auf keiner der Fallenachsen senkrecht steht.

Die minimale Temperatur für einen unter einem Winkel θ zur Oszillatorachse einfallenden Kühlstrahl beträgt $T = \cos^2(\theta) \frac{1+\alpha}{2k_B} h\Gamma/2$, mit der Linienbreite des Übergangs Γ und einem Faktor $\alpha = \frac{2}{5}$, der die geometrische Dipolcharakteristik der spontan ausgesandten Photonen berücksichtigt [24]. Die minimal erreichbare Phononenzahl in einer Falle ergibt sich aus der Beziehung

$$k_B T = \langle n_{min} \rangle h\nu_{Falle} \quad (4.9)$$

Je nach verwendetem Ion oder Atom kann das Ion oder Atom bis zu 10^6 Photonenimpulse/Sekunde erfahren, was zu Beschleunigungen von einigen 100 g führen kann.

4.2.2 Seitenbandkühlung

Die Seitenbandkühlung ist ein Verfahren, um den Grundzustand der Bewegung zu erreichen. Wegen der Lamb-Dicke Bedingung benötigt die Seitenbandkühlung relativ kleine Temperaturen im mK Bereich, um überhaupt zu funktionieren.

Wenn die Fallenfrequenz ν_{Falle} größer als die Linienbreite eines Übergangs ist, können die einzelnen Übergänge zwischen den Vibrationsniveaus in der Falle spektroskopisch aufgelöst werden. Wird der Laser um die Fallenfrequenz rot verstimmt, enthält ein Laserphoton plus ein Fallenphonon genau die zum Übergang benötigte Energie; bei einem Zyklus bestehend aus einer Absorption und einer spontanen Emission (unter Beibehaltung der Phononenzahl n , falls $\eta\sqrt{2n+1} \ll 1$ ist) verringert sich damit die Phononenzahl der Ions.

4.3 Manipulation und Nachweis des Quantenzustandes

Abb. 4.2 zeigt die sich aus der Verbindung der Fallenniveaus mit den atomaren Niveaus ergebende ‐Leiterstruktur‐ und die zur Kühlung nötigen Übergänge.

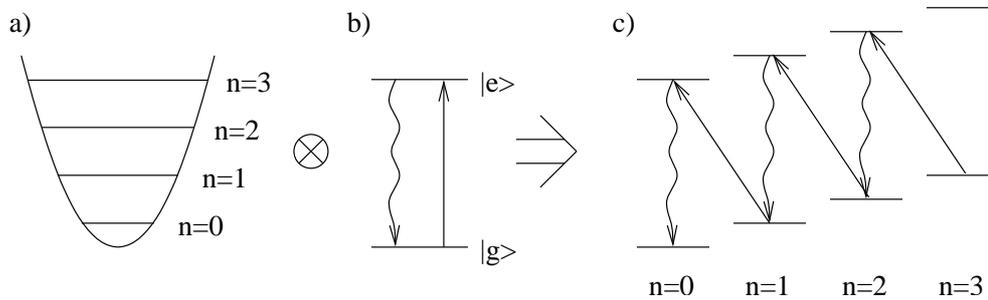


Abbildung 4.2: a) Harmonisches Fallenpotential mit quantisierten Energieniveaus, b) Zwei-Niveau-Atom, c) Resultierende Kühlübergänge. Jede Anregung erniedrigt die Phononenzahl um 1

Die minimal erreichbare Phononenzahl wird durch

$$\langle n \rangle = \left(\alpha + \frac{1}{4} \right) \frac{\Gamma^2}{4\nu_{\text{Falle}}^2} \quad (4.10)$$

bestimmt, wobei Γ die Linienbreite des Kühlübergangs ist und α ein Faktor in der Gr o enordnung von 1, der von der Geometrie und den Eigenschaften des Übergangs (Dipol, Quadrupol) bestimmt ist [25].

Die Kühlgeschwindigkeit bei der Seitenbandkühlung ist meist deutlich geringer als die der Dopplerkühlung, da bei der Seitenbandkühlung die Seitenbandstruktur der Falle spektral aufgelöst werden muss und deshalb i.A. schmalbandige Übergänge benutzt werden. Schmalbandige Übergänge sind mit relativ langlebigen Niveaus verknüpft, daher sind nicht so viele Kühlzyklen pro Zeiteinheit möglich wie bei der Dopplerkühlung.

4.3 Manipulation und Nachweis des Quantenzustandes

Ein Quanteninformationsprozessor verarbeitet einen definierten Eingangsquantenzustand zu einem definierten Ausgangsquantenzustand. Grundvoraussetzung für den Betrieb ist daher die Präparation und Detektion eines Quantenzustands.

4.3.1 ‐Electron Shelving‐ und Quantenzustandsnachweis

Mit der ‐electron shelving‐ Methode kann bei Niveaueonfigurationen, die einen geschlossenen Übergang haben und bei denen ein Niveau außerhalb dieses Übergangs angeregt wird, der elektronische Quantenzustand des Atoms vermessen werden.

4 Licht-Ionen Wechselwirkung

Das Prinzip ist in Abb. 4.3 hier am Beispiel eines V-Systems gezeigt: in Teil a) ist Zustand $|3\rangle$ nicht angeregt und auf dem Übergängen $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ kann Fluoreszenz angeregt werden. In Teil b) ist Zustand $|3\rangle$ angeregt und es kann keine Fluoreszenz beobachtet werden. Ist die Zählrate am Photomultiplier über einer bestimmten Schwelle, ist Zustand $|3\rangle$ unbesetzt, ist die Zählrate unterhalb der Schwelle, befindet sich das Ion im Zustand $|3\rangle$.

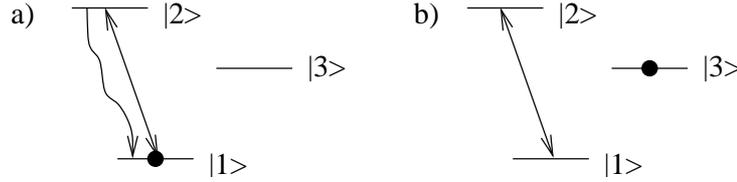


Abbildung 4.3: a) Keine Anregung von $|3\rangle$, Fluoreszenz; b) Atom ist im Zustand $|3\rangle$, keine Fluoreszenz

Die Messung des Quantenzustandes durch Einstrahlen der Fluoreszenzlasers stellt eine Projektion auf $|1\rangle$ oder $|3\rangle$ dar. Wiederholtes Durchführen des identischen Experimentes liefert die Besetzungswahrscheinlichkeiten für die Zustände.

Der elektronische Quantenzustand wird mit der oben beschriebenen “Electron shelving” Methode bestimmt. Zur Temperaturbestimmung bzw. der Bestimmung der Phononenverteilung existieren Verfahren, die sich bezüglich des meßbaren Temperaturbereiches, der Genauigkeit und des experimentellen Aufwandes unterscheiden:

Für zwei der Verfahren müssen Zeitreihen aufgenommen werden; das geschieht, indem nach der Kühlung für verschiedene Zeiten $T_n = n * \Delta t$ Licht auf dem Quadrupolübergang eingestrahlt wird und die resultierende Besetzung des $D_{5/2}$ -Niveaus bestimmt wird. T_n ergibt die Zeitreihe der Besetzung des $D_{5/2}$ -Zustandes.

Die angegebenen Meßgeschwindigkeiten und Grenzen für die einzelnen Verfahren beziehen sich auf die in dieser Arbeit vorgestellte Falle und können in anderen Experimenten andere Werte aufweisen.

- Eine einfache Methode, nach dem Dopplerkühlen die Temperatur zu bestimmen, besteht im Vergleich der Höhen der Absorptionslinien des Trägers und eines Seitenbandes. Die mittlere Phononenzahl ergibt sich aus dem Verhältnis der Anregungswahrscheinlichkeiten zu [11]:

$$\bar{n}\eta^2 = \sum_n p_n \frac{(\eta\sqrt{n}\Omega)^2}{\Omega^2} = \frac{p(\Delta = -\omega)}{p(\Delta = 0)}. \quad (4.11)$$

Das Verfahren ist schnell, da nur ein Scan zur Bestimmung der Absorptionslinien notwendig ist. Das Verfahren ist für größere $n \approx 50-200$ geeignet. Bei kleinen $n < 10$ ist der Unterschied zwischen der Trägeranregung und der Seitenbandanregung

4.3 Manipulation und Nachweis des Quantenzustandes

zu groß, um beide Übergänge gleichzeitig mit gutem Signal/Rauschverhältnis messen zu können.

- Nach dem Dopplerkühlen kann die erreichte mittlere Phononzahl durch Vergleich der Rabifrequenzen auf dem Seitenband und dem Träger ermittelt werden. Die Rabifrequenz auf dem Träger ist $\Omega_{Tr} = \Omega_0(1 - \eta^2 n)$, auf dem blauen Seitenband ist $\Omega_{SB} = \Omega_0 \eta \sqrt{n}$. Mit dem Verhältnis der Rabifrequenzen $\beta = \frac{\Omega_{Tr}}{\Omega_{SB}}$ und dem Lamb-Dicke Parameter η ergibt sich die mittlere Phononzahl zu:

$$\bar{n} = \frac{1}{2\eta^2} (2 + \beta^2 - \sqrt{(2 + \beta^2)^2 - 4}). \quad (4.12)$$

Das Verfahren ist relativ aufwendig, da zunächst die Frequenzen eines Trägerübergangs und dessen Seitenbands bestimmt werden müssen und dann auf diesen beiden Übergängen jeweils Rabioszillationen gemessen werden müssen. Insgesamt sind drei Scans notwendig. Das Verfahren ist in der betrachteten Falle für ca. $n < 150$ anwendbar, da bei größeren n die verwendeten Näherungen zusammenbrechen. Die Genauigkeit ist hoch (wenige Prozent Abweichung), da die Rabifrequenzen genau gemessen werden können.

- Nach dem Seitenbandkühlen liefert ein Vergleich der Anregungsstärken des roten und des blauen Seitenbandes die Grundzustandswahrscheinlichkeit und die Phononzahl. Ist das Ion in den Grundzustand gekühlt, so verschwindet das rote Seitenband, da keine Anregung vom $|g, 0\rangle$ Zustand auf dem roten Seitenband möglich ist. Es ist keine Vibrationsenergie mehr vorhanden, um die Energie des Laserphotons auf die für den Übergang benötigte Energie aufzustocken. Mit den Absorptionswahrscheinlichkeiten p_{rot} und p_{blau} für das rote und blaue Seitenband erhält man die Grundzustandswahrscheinlichkeit [22]:

$$p_{n=0} = 1 - \frac{p_{rot}}{p_{blau}} \quad (4.13)$$

und die mittlere Phononzahl:

$$\bar{n} = \frac{1}{p_{n=0}} - 1. \quad (4.14)$$

Obige Messung ist relativ schnell, da nur die Höhe der Seitenbänder in einer einzelnen Abtastung bestimmt werden muß. Die Abtastung sollte im Bereich der Seitenbänder relativ hochauflösend sein, d.h mehr als 10 Meßpunkte/Seitenband haben. Das Verfahren ist für kleine \bar{n} bis ca. 5 anwendbar; bei größeren \bar{n} ist der Unterschied in den Seitenbändern im Vergleich zum Rauschen zu klein.

4 Licht-Ionen Wechselwirkung

- Die vollständige Information über die Verteilung der Bewegungszustände kann aus der Analyse der Zeitabhängigkeit der Besetzungswahrscheinlichkeit ermittelt werden.

Eine Zeitreihe besteht aus der Summe aller Rabioszillationen mit den von n abhängigen Rabifrequenzen. Ausgehend von der Dichtematrix ρ , erhält man bei Anregung des blauen Seitenbands für die Besetzung des angeregten Zustandes $|e\rangle$ nach der Zeit t :

$$p_{|e\rangle}(t) = \frac{1}{2} \left(1 - \sum_n \rho_{n,n} \cos(\Omega_{n+1,n} t) \right). \quad (4.15)$$

Eine Fourieranalyse von $p_{|e\rangle}(t)$ ergibt die Diagonalelemente $\rho_{n,n}$. Mit zusätzlichen Pulsen können auch die Nichtdiagonalelemente bestimmt werden [18].

4.3.2 Quantenzustandsmanipulation

Ausgehend vom elektronischen Grundzustand und dem Grundzustand der Bewegung in der Falle (siehe Abschnitt 4.2.2) kann durch Einstrahlen einer Folge von Laserpulsen ein beliebiger Quantenzustand präpariert werden.

Die Wirkung einiger Pulse in einem zwei-Niveau System mit dem elektronischen Grundzustand $|g, n\rangle$ und dem angeregten Zustand $|e, n\rangle$ mit der Phononenzahl n ist in Tabelle 4.1 gezeigt:

$ g, n\rangle \rightarrow$	$\pi/2$ -Puls	π -Puls	2π -Puls
Rotes S.B.	$1/\sqrt{2}(g, n\rangle + e, n-1\rangle)$	$ e, n-1\rangle$	$- g, n\rangle$
Träger	$1/\sqrt{2}(g, n\rangle + e, n\rangle)$	$ e, n\rangle$	$- g, n\rangle$
Blaues S.B.	$1/\sqrt{2}(g, n\rangle + e, n+1\rangle)$	$ e, n+1\rangle$	$- g, n\rangle$

Tabelle 4.1: Wirkung einiger Pulse

5 Quanteninformationsverarbeitung in der linearen Paulfalle

Der Ionenfallen - Quanteninformationsprozessor benutzt die (metastabilen) Zustände einzelner Ionen als Qubits und die allen Ionen gemeinsame Bewegungsmode als "Quantenbus", um Informationen zu übertragen. Voraussetzung für das nachfolgend vorgestellte Konzept nach Cirac und Zoller ist die Adressierbarkeit einzelner Ionen mit individuellen Laserstrahlen, die Kühlung der Bewegungsmoden in den Grundzustand und die Fähigkeit, den Quantenzustand einzelner Ionen kohärent beeinflussen zu können. Es gibt weitere Vorschläge für Gatteroperationen, z. B. mit anharmonischen Potentialen [36] oder durch Verwendung bichromatischen, auf das blaue und das rote Seitenband abgestimmten, Lichts [37, 38]. Diese Gatter verlangen keine Grundzustandskühlung, es ergeben sich aber andere experimentelle Schwierigkeiten wie z.B. sehr lange Kohärenzzeiten der anregenden Laser im ms Bereich oder sehr präzise Kontrolle der Laserleistung unterhalb des Prozentbereiches. Ein ausführlicher Vergleich der verschiedenen Gatter findet sich in [39, 87].

5.1 Das CNOT Gatter nach Cirac und Zoller

Cirac und Zoller zeigten 1995 erstmalig, wie ein CNOT-Gatter mit Hilfe von in einer linearen Ionenfalle gefangenen Ionen realisiert werden kann [34].

Betrachtet wird ein zwei-Niveau-System mit einem zusätzlichen Hilfsniveau $|aux\rangle$, welches aber nur zur Rotation eines Zustands benutzt wird. Abb. 5.1 zeigt das Termschema.

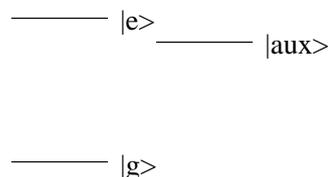


Abbildung 5.1: Termschema eines Modellsystems für das CNOT-Gatter nach Cirac und Zoller

5 Quanteninformationsverarbeitung in der linearen Paulfalle

Die zwei an der Gatteroperation beteiligten Ionen werden mit den Indizes 1 und 2 gekennzeichnet. Die beiden Ionen gemeinsame Bewegungsmode sei in den Grundzustand gekühlt. Die grundsätzliche Gatteroperation besteht aus drei Pulsen:

1. Ein π -Puls auf dem roten Seitenband regt Ion 1 an.
2. Ein 2π -Puls für Ion 2 auf dem roten Seitenbandübergang des Hilfsniveaus
3. Ein π -Puls auf dem roten Seitenband auf Ion 1.

Diese Pulsfolge hat folgende Wirkung:

$$\begin{array}{ccccccc}
 \text{Puls} & 1 & & 2 & & 3 & \\
 |g\rangle_1|g\rangle_2|0\rangle & \rightarrow & |g\rangle_1|g\rangle_2|0\rangle & \rightarrow & |g\rangle_1|g\rangle_2|0\rangle & \rightarrow & |g\rangle_1|g\rangle_2|0\rangle \\
 |g\rangle_1|e\rangle_2|0\rangle & \rightarrow & |g\rangle_1|e\rangle_2|0\rangle & \rightarrow & |g\rangle_1|e\rangle_2|0\rangle & \rightarrow & |g\rangle_1|e\rangle_2|0\rangle \\
 |e\rangle_1|g\rangle_2|0\rangle & \rightarrow & -i|g\rangle_1|g\rangle_2|1\rangle & \rightarrow & i|g\rangle_1|g\rangle_2|1\rangle & \rightarrow & |e\rangle_1|g\rangle_2|0\rangle \\
 |e\rangle_1|e\rangle_2|0\rangle & \rightarrow & -i|g\rangle_1|e\rangle_2|1\rangle & \rightarrow & -i|g\rangle_1|e\rangle_2|1\rangle & \rightarrow & -|e\rangle_1|e\rangle_2|0\rangle
 \end{array} \tag{5.1}$$

Der Eingangszustand bleibt für alle bis auf den $|e\rangle_1|e\rangle_2$ Zustand unverändert, nur der $|e\rangle_1|e\rangle_2$ Zustand ändert sein Vorzeichen. Obige Operation ist äquivalent zum CNOT-Gatter und kann in dieses überführt werden, indem vor und nach der Pulsfolge je eine Rotation um $\pi/2$ auf Ion 2 ausgeführt wird.

Die CNOT Gatteroperation kann für beliebige, nicht unbedingt benachbarte Ionen in einer Ionenkette ausgeführt werden. Die Phononenzahl der benutzten Mode ist vor und nach der Gatteroperation Null und dient nur während der Operation als Quantenbus.

5.2 Bell-Zustände

Eine weitere Anwendung der Quantenzustandsmanipulation mehrerer Ionen ist die Erzeugung sogenannter Bell-Zustände als maximal verschränkte Zustände. Diese Zustände bilden ein Beispiel für das EPR-Paradoxon [40]. Die Zustände sind gegeben durch:

$$|\Phi^\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle_1|g\rangle_2 \pm |e\rangle_1|e\rangle_2) \tag{5.2}$$

und

$$|\Psi^\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle_1|e\rangle_2 \pm |e\rangle_1|g\rangle_2). \tag{5.3}$$

Die Präparation von $|\Phi^\pm\rangle$ startet ausgehend vom Grundzustand $|g\rangle_1|g\rangle_2|0\rangle$ mit einem $\pi/2$ -Puls auf dem blauen Seitenband auf Ion 2:

$$|g\rangle_1|g\rangle_2|0\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle_1|g\rangle_2|0\rangle + |g\rangle_1|e\rangle_2|1\rangle) \tag{5.4}$$

Ein nachfolgender π -Puls auf dem roten Seitenband auf Ion 1 erzeugt $|\Phi^\pm\rangle$:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle_1|g\rangle_2|0\rangle + |g\rangle_1|e\rangle_2|1\rangle) \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle_1|g\rangle_2|0\rangle \pm |e\rangle_1|e\rangle_2|0\rangle). \quad (5.5)$$

Die Phase des π -Pulses ($\phi = 0, \phi = \pi$) bestimmt, ob $|\Phi^+\rangle$ oder $|\Phi^-\rangle$ erzeugt wird. Der Zustand $|\Psi^\pm\rangle$ entsteht aus $|\Phi^\pm\rangle$ durch Anlegen eines π -Pulses auf dem Träger auf einem der Ionen, um den Zustand des Ions umzukehren.

Mit ähnlichen Schemata können auch mehrere Ionen verschränkt werden, um z.B. GHZ-Zustände [41] zu erzeugen. Durch Einstrahlen von bichromatischem Licht geeigneter Verstimmung kann ein verschränkter Zustand sogar ohne Kühlung in den Grundzustand und Adressierung einzelner Ionen vorgenommen werden [37, 38].

5 Quanteninformationsverarbeitung in der linearen Paulifalle

6 Die Lasersysteme für Ca^+

Für die verwendeten optischen Übergänge des Ca^+ -Ions stehen Laser zur Verfügung. Sämtliche Laser sind mit Hilfe der Pound-Drever-Hall Stabilisierung auf externe Resonatoren stabilisiert. Die Verstimmung der Laser erfolgt entweder durch Längenänderungen der Resonatoren oder mit Akusto-Optischen Modulatoren (AOM). Soweit bei den jeweiligen Wellenlängen genügend leistungsstarke Laserdioden verfügbar sind, werden Diodenlaser benutzt, für die restlichen Wellenlängen werden Titan-Saphir Laser verwendet, die wiederum von einem Argon-Ionen Laser gepumpt werden.

6.1 Das Ca^+ -Ion

Kalzium ist ein Erdalkali-Element. Das an der Luft weiß-graue Metall hat einen Schmelzpunkt von 1112 K und einen Siedepunkt von 1760 K. Natürliches Kalzium besteht zu 96.9 % aus dem kernspinlosen Isotop ^{40}Ca . Das einfach positiv geladene Kalzium-Ion ist wasserstoffähnlich mit einer Argon-Konfiguration und einem Valenzelektron. Die fünf niedrigsten Energieniveaus sind in Abb. 6.1 dargestellt.

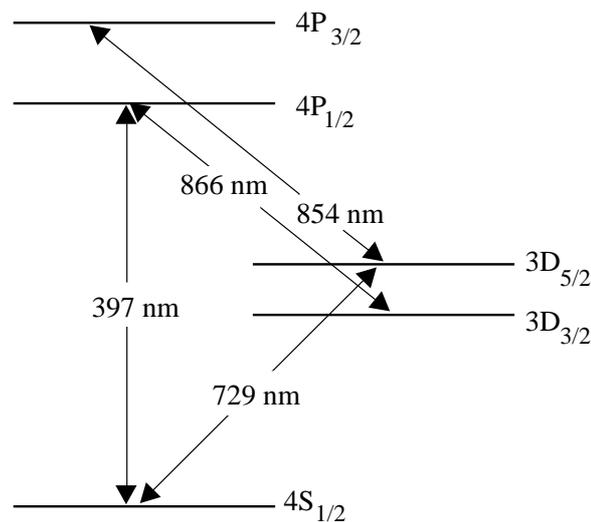


Abbildung 6.1: Termschema von $^{40}\text{Ca}^+$

6 Die Lasersysteme für Ca^+

	$S_{1/2} \leftrightarrow P_{1/2}$	$S_{1/2} \leftrightarrow P_{3/2}$	$D_{3/2} \leftrightarrow P_{1/2}$	$D_{3/2} \leftrightarrow P_{3/2}$	$D_{5/2} \leftrightarrow P_{3/2}$
$\lambda_{Luft,H=0m}$ (nm)	396.847	393.366	866.214	849.802	854.209
τ (ns)	7.7	7.4	94.3	901	101

Tabelle 6.1: Übergangswellenlängen und Lebensdauern der Dipolübergänge [12].

$\frac{P_{1/2} \rightarrow S_{1/2}}{P_{1/2} \rightarrow D_{3/2}}$	$\frac{P_{3/2} \rightarrow S_{1/2}}{P_{3/2} \rightarrow D_{3/2}}$	$\frac{P_{3/2} \rightarrow S_{1/2}}{P_{3/2} \rightarrow D_{5/2}}$
15.88	150.8	17.6

Tabelle 6.2: Verzweigungsverhältnisse der Dipolübergänge [57].

Die Übergangswellenlängen aller fünf Dipolübergänge vom S- in die P-Niveaus und von den D- in die P-Niveaus und die Lebensdauern der jeweiligen angeregten Zustände sind in Tabelle 6.1 aufgelistet, die Verzweigungsverhältnisse stehen in Tabelle 6.2.

Die D-Niveaus sind metastabil mit einer Lebensdauer von ca. 1 Sekunde. Die Literaturangaben für die Lebensdauer des $D_{5/2}$ Zustandes schwanken von 969(21) ms [42] bis 1168(7) ms [58]. Bei der Messung des 1168 ms Wertes wurde eine in den anderen Messungen nicht berücksichtigte Störquelle ausgeschaltet. Die Wellenlänge des Quadrupol-Übergangs $S_{1/2} \leftrightarrow D_{5/2}$ beträgt

$$\lambda_{Luft,H=580m} = 729.146 \text{ nm},$$

seine natürliche Linienbreite ist $\delta\nu = 0.186$ Hz.

6.2 RF-Stabilisierung

Die Radiofrequenzstabilisierung nach Pound-Drever und Hall [43] beruht auf der frequenzabhängigen Detektion von dem Laserlicht aufmodulierten Seitenbändern. Der prinzipielle Aufbau ist in Abbildung 6.2 gezeigt.

Einem Teil des Lichtes des zu stabilisierenden Lasers werden mit einem Elektro-Optischen Modulator (EOM) Seitenbänder bei typischerweise etwa 18 MHz aufgeprägt. Das Licht wird in einen Resonator gegeben und der zurückreflektierte Anteil wird mit Hilfe einer $\lambda/4$ Platte und eines Polstrahlteilers vom einlaufenden Strahl getrennt und mit einer schnellen Photodiode detektiert. In einem Mischer wird die Phase dieses Signales mit der Phase der aufgeprägten Modulation verglichen. Die entstehende, zur Phasendifferenz proportionale Spannung wird als Fehlersignal für die Stabilisierung benutzt. Eine quantitative Herleitung der Signalform wird in [44] angegeben. Es können folgende Fälle auftreten:

- Das Laserlicht ist resonant mit dem Resonator. Der unmodulierte Anteil des Stabilisierungsstrahles (Träger) koppelt in den Resonator ein und tritt auf der anderen Seite aus; es gibt keine reflektierten Anteile vom Träger. Die beiden Seitenbänder bei $\omega_{Laser} + \omega_{Modulation}$ und $\omega_{Laser} - \omega_{Modulation}$ haben die gleiche

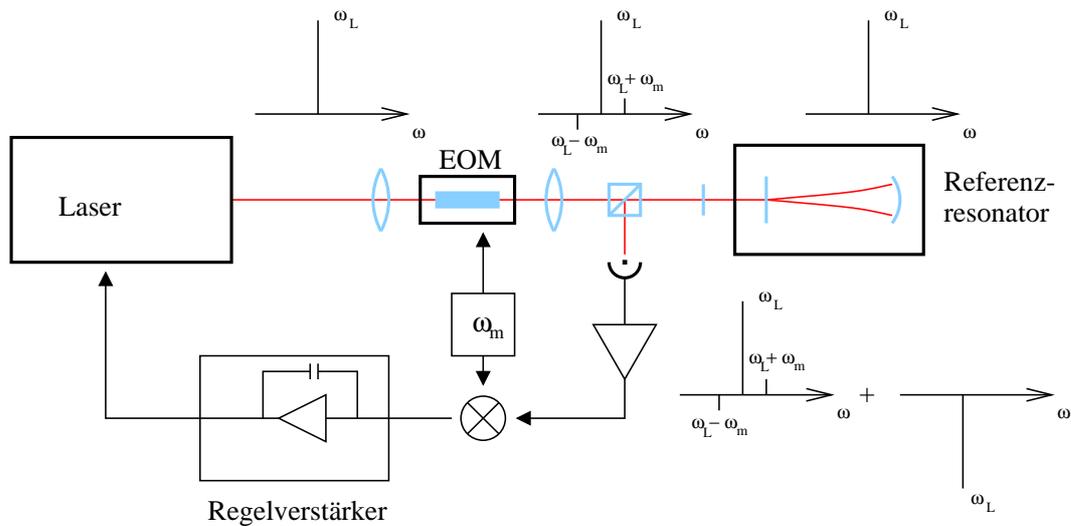


Abbildung 6.2: Prinzipieller Aufbau der Stabilisierung

Verstimmung zum Resonator und werden mit einer betragsmäßig gleichen aber mit verschiedenem Vorzeichen behafteten Phasenverschiebung reflektiert. Auf der Photodiode interferieren beide Seitenbänder destruktiv und es entsteht kein Signal. Der Phasendetektor (Mischer) gibt ein Fehlersignal von Null Volt aus.

- Die Verstimmung des Laserlichtes zum Resonator ist kleiner als der Seitenbandabstand. Der Träger wird teilweise vom Resonator zurückreflektiert und interferiert auf der Photodiode mit den Seitenbändern. Es entsteht ein Signal bei der Modulationsfrequenz, dessen Phase detektiert wird. Das Vorzeichen des Fehlersignals bleibt für Laserfrequenzen im Bereich zwischen dem Seitenband und dem Träger konstant und wechselt beim Durchgang durch die Resonanz in den Bereich zwischen dem Träger und dem anderen Seitenband.
- Die Verstimmung des Laserlichtes zum Resonator ist größer als der Seitenbandabstand. Es entsteht ein Fehlersignal, wie im vorherigen Punkt beschrieben, aber dessen Vorzeichen ist invertiert.

Ein typisches gemessenes Fehlersignal ist in 6.3 gezeigt.

Das Fehlersignal wird über einen PID-Regler [50,51] auf die Frequenzstellelemente (z.B. mittels piezoelektrischer Elemente verschiebbare Spiegel, akusto- oder elektrooptische Modulatoren, drehbare Etalons oder der Laserdiodenstrom) im Laser gegeben. Die Laserfrequenz wird so auf einer Resonanzfrequenz des Resonators gehalten.

Der Fangbereich der Regelung (die maximale Frequenzabweichung, bei der der Laser noch von der Regelung auf Resonanz gebracht werden kann) ist bei der Pound-Drever-Hall Stabilisierung durch die Seitenbandfrequenz gegeben; bei typischerweise 18 MHz

6 Die Lasersysteme für Ca^+

Seitenbandabstand kann die Regelung Abweichungen der Laserfrequenz von bis zu 18 MHz von der Resonanz auffangen. Die minimale Linienbreite des Lasers wird durch die Steigung des Fehlersignals im Nulldurchgang und durch die Güte der Regelung bestimmt; Diese Steigung hängt nur von der Finesse des Referenzresonators ab. Die Finesse eines Resonators ist das Verhältnis aus Resonanzbreite und freiem Spektralbereich [52].

Bei der Pound-Drever-Hall Stabilisierung können somit der Fangbereich und die minimale Laserlinienbreite unabhängig voneinander eingestellt werden. Dieses ist der Hauptvorteil gegenüber anderen Stabilisierungen wie z.B. der Stabilisierung auf die Flanke der Transmission eines Resonators [53] oder anderen Stabilisierungen auf das Maximum der Resonatortransmission wie z.B. nach Hänsch und Couillaud [45] oder Hollberg [46]. Ein weiterer Vorteil ist, daß das Verfahren als Hochfrequenz-Lock-In Verfahren nur einen sehr kleinen Anteil am $1/f$ -Rauschen enthält und dadurch unter geeigneten Bedingungen die Schrotrauschgrenze erreicht werden kann [47–49].

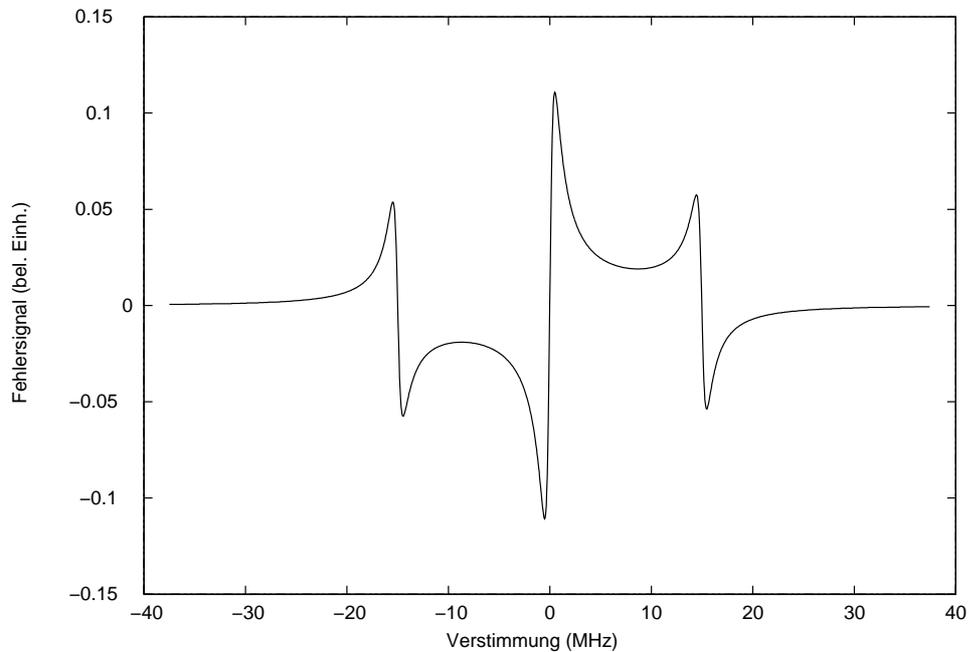


Abbildung 6.3: Gemessenes Fehlersignal einer Stabilisierung

6.3 Titan-Saphir Laser bei 729 nm

Auf dem Quadrupolübergang $4^2\text{S}_{1/2} \leftrightarrow 3^2\text{D}_{5/2}$ bei 729.144 nm werden die Experimente zur kohärenten Manipulation des Quantenzustands ausgeführt. Der Übergang hat eine Lebensdauer von 1 Sekunde [57,58] und daher eine natürliche Linienbreite von 0.19 Hz.

Die Experimente zur Manipulation des Quantenzustandes und die Forderung, die Seitenbandstruktur der Bewegung der Ionen in der Falle auflösen zu können, erfordern einen Laser bei 729 nm mit einer möglichst geringen Linienbreite. Die Bedingung $\Delta\nu_L \ll \nu_{Falle}$ muß erfüllt sein. Das nachfolgend beschriebene System hat eine effektive Linienbreite am Ort des Ions von mindestens 76 ± 5 Hz. Der Zeeman-Effekt verbreitert durch fluktuierende Magnetfelder die atomaren Resonanzen und bewirkt so eine scheinbare Verbreiterung der Laserlinienbreite. Daher ist die tatsächliche Linienbreite des Lasers am Ort des Ions kleiner als die gemessenen 76 ± 5 Hz, kann aber nicht genauer bestimmt werden.

6.3.1 Aufbau des Systems

Das Lasersystem besteht aus einem modifizierten Coherent 899 Titan-Saphir Laser, der auf einen externen, extrem stabilen Referenzresonator hoher Finesse stabilisiert ist. Der Aufbau des Lasers ist in Abb. 6.4 dargestellt.

Die Linienbreite des kommerziellen Produktes ist auf 500 kHz spezifiziert. Der Laser wird in der kommerziellen Version auf die Flanke der Transmission durch einen Resonator mit einer Finesse von 5 stabilisiert. Die langsamen Frequenzabweichungen unterhalb von 18 kHz werden mit einem piezotriebenen Spiegel und mit einer drehbaren Brewsterplatte (600 Hz) korrigiert.

Um die erforderliche geringe Linienbreite im 100 Hz Bereich zu erreichen, wurde der kommerzielle Ringlaser durch den Intracavity- Elektrooptischen Modulator (EOM) erweitert. Der Intracavity EOM verändert bei Anlegen einer Spannung seinen Brechungsindex und verändert damit die optische Länge des Laserresonators. Bei einem freien Spektralbereich des Laserresonators von ca. 200 MHz und einer $\lambda/20$ -Spannung des EOMs von 114 V bewirkt eine Änderung der EOM-Spannung um ein Volt eine Änderung der Laserfrequenz um ca. 90 kHz. Die Regelbandbreite des EOM ist maximal 5 MHz, so daß die Regelung sehr schnell auf Frequenzabweichungen reagieren kann.

Das gesamte Lasersystem ist in Abb. 6.5 dargestellt.

Kernstück der Stabilisierung ist der Hochfinesse-Resonator, der im folgenden Kapitel beschrieben wird. Die austretende Leistung des Titan-Saphir Lasers wird mit einer $\lambda/2$ Platte und dem Polstrahlteiler PST 1 auf zwei Strahlen verteilt. Dadurch läßt sich der Anteil des Lichtes im Stabilisierungszweig und im Nutzzweig genau einstellen. Der Stabilisierungszweig erhält ca. 15 mW Leistung, der Nutzzweig die restlichen 500-700 mW der Gesamtausgangsleistung des Titan-Saphir-Lasers.

Der Rückreflex von der Wellenplatte wird über eine Glasfaser in das λ -Meter [56] eingekoppelt.

Das Stabilisierungslicht wird durch den Akusto-Optischen Modulator AOM 2 und den EOM (Linos, LM 0202 PHAS) zur Erzeugung der optischen Seitenbänder in den Hochfinesse-Resonator eingekoppelt. Mit einer weiteren $\lambda/2$ Platte vor dem EOM kann die Polarisation des Lichtes so eingestellt werden, daß der EOM minimale Amplitudenmodulationen erzeugt. Die Amplitudenmodulation läßt sich mit einer zeitweise in den

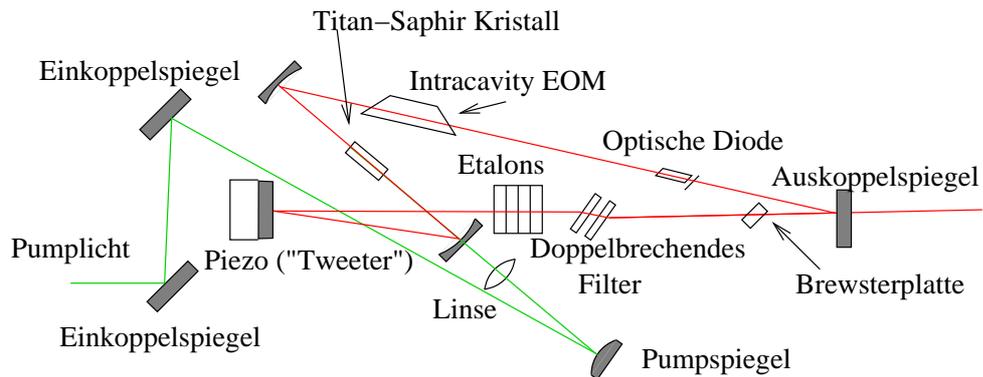


Abbildung 6.4: Aufbau des Titan-Saphir Lasers. Das doppelbrechende Filter selektiert die Wellenlänge, die Brewsterplatte und die Etalons korrigieren langsame Frequenzabweichungen mit großem Hub (bis 600 Hz), der Piezospiegel korrigiert schnellere Abweichungen (bis 18 kHz) und der Intracavity EOM arbeitet mit bis zu 5 MHz Regelbandbreite

Strahl gestellten Photodiode nachweisen und minimieren. Hinter dem EOM durchläuft das Licht eine Linse zur Modenanpassung an den Resonator. Mittels eines Spiegels und eines Polstrahlteilerwürfels wird das Licht in den Resonator eingekoppelt. Hinter dem Polstrahlteiler befindet sich eine $\lambda/4$ -Platte, die dafür sorgt, daß die Polarisation des vom Resonator zurückreflektierten Lichts senkrecht zu der des einfallenden Lichtes steht und der zurückreflektierte Strahl somit den Polstrahlteilerwürfel passiert.

Das vom Resonator zurückreflektierte Licht wird von der Photodiode PD 2 aufgefangen und zur Erzeugung des Pound-Drever-Hall Fehlersignals benutzt. Das transmittierte Licht wird zum einen von einer CCD Kamera zu Monitorzwecken beobachtet und zum anderen von der Photodiode PD 1 detektiert und ebenfalls zu Monitorzwecken bzw. für die Intensitätsstabilisierung des Resonatorzweiges benutzt.

Das am Polstrahlteiler PST 1 transmittierte Licht, also das Nutzlicht, wird im AOM 3 im doppelten Durchgang um 400-600 MHz verstimmt und wird über eine Glasfaser zum Experimentiertisch geleitet.

6.3.2 Der Hochfinesse-Resonator

Die Steilheit des Nulldurchganges des Pound Drever-Hall Fehlersignals ist ein bestimmender Faktor für die minimal erzielbare Laserlinienbreite des stabilisierten Lasers. Obige Fehlersignalsteilheit ist proportional zur Resonanzbreite des Referenzresonators und damit, bei konstanter Resonatorlänge, zur Finesse. Eine kleine Laserlinienbreite läßt sich also erzielen, wenn der Laser auf einen Resonator möglichst hoher Finesse stabilisiert ist.

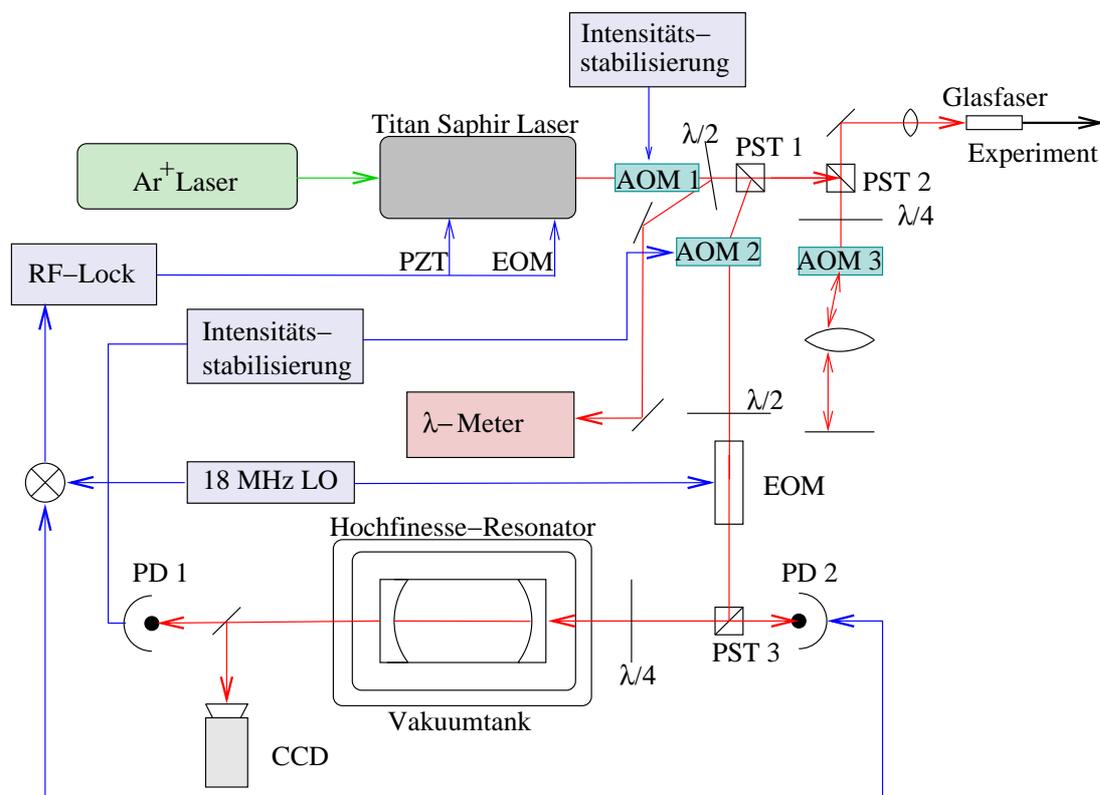


Abbildung 6.5: Aufbau des 729 nm Lasersystems. AOM 1 stabilisiert die Intensität des Gesamtlichtes, AOM 2 die des Stabilisierungszweigs und AOM 3 verstimmt den Laser und dient zum Ein und Ausschalten und zur Lichtleistungskontrolle am Experiment. PD1 und die CCD Kamera dienen zur Überwachung des Systems. Aus dem Signal von PD2 wird das Fehlersignal für die Stabilisierung abgeleitet.

Aufbau

Der Aufbau des Resonators ist in Abb. 6.6 dargestellt.

Innerhalb einer doppelt temperaturstabilisierten Vakuumkammer hängt in zwei Drahtschlingen ein zentral entlang der Achse durchbohrter ULE-Stab von 20 cm Länge und 10 cm Durchmesser. Senkrecht zur Zentralbohrung ist der Stab ebenfalls durchbohrt, damit der Resonator evakuiert werden kann. Auf den Enden des Stabes ist jeweils ein Resonatorspiegel optisch aufkontaktiert. Durch ständiges Pumpen mit einer Ionengetterpumpe wird ein Vakuum im Bereich von 10^{-9} mbar erreicht.

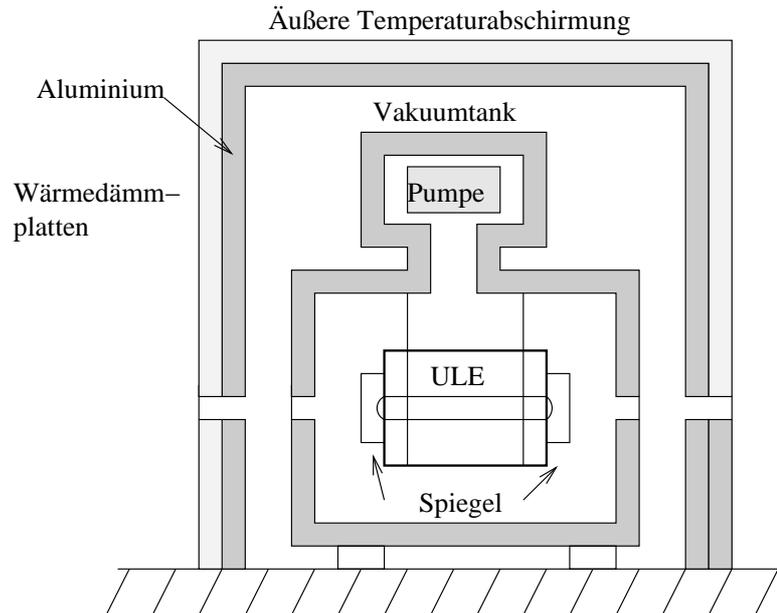


Abbildung 6.6: Aufbau des Hochfinesse-Resonators. Die Resonatorspiegel sind optisch auf einen ULE-Stab aufkontaktiert, der in einer doppelt Temperaturschicht stabilisierten Vakuumkanne hängt.

Optische Eigenschaften

Das Verhältnis aus dem freien Spektralbereich und der Resonanzbreite eines Resonators wird *Finesse* genannt. Bei Resonatoren geringer Güte wird die Finesse gemessen, indem die Resonanz mit einem Laser abgefahren wird und das Verhältnis aus Resonatorbreite und freiem Spektralbereich ermittelt wird. Dazu muß die Linienbreite des Meßlasers kleiner als die Resonatorlinienbreite sein. Da diese Vorbedingung hier nicht gegeben ist, wird die Finesse aus der Abklingzeit des Resonators bestimmt: der Laser wird in den Resonator eingekoppelt und langsam in der Frequenz verstimmt. Sobald die Resonanz erreicht ist, füllt sich der Resonator mit Licht und Licht wird transmittiert. Sobald ein bestimmter Lichtpegel erreicht ist, wird der Laser abgeschaltet. Abb. 6.7 zeigt den Meßaufbau. Da bei jedem Umlauf des Lichtfeldes im Resonator ein konstanter kleiner Anteil transmittiert wird, klingt das Lichtfeld exponentiell ab. Aus der Abklingzeit τ , Lichtgeschwindigkeit c und der Resonatorlänge L läßt sich die Finesse bestimmen:

$$\mathcal{F} = \tau * \frac{c\pi}{L} \quad (6.1)$$

Eine typische Abklingkurve ist in Abb 6.8 dargestellt.

Aus der Mittelung der Ergebnisse vieler Abklingkurven ergibt sich eine Finesse von

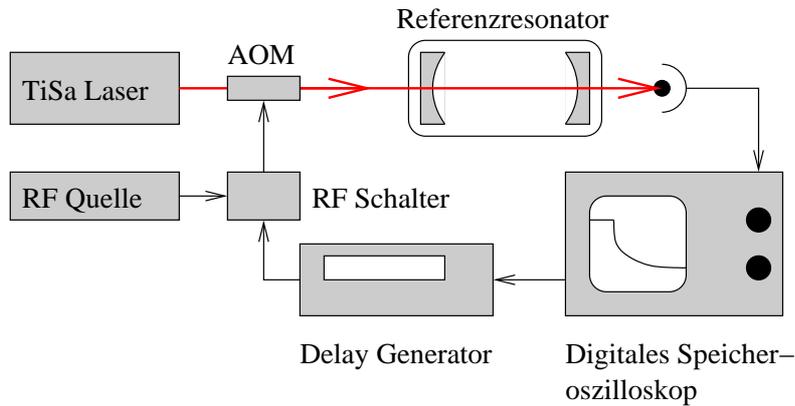


Abbildung 6.7: Messung der Abklingzeit: Der Laser wird kontinuierlich durchgestimmt. Sobald eine Resonanz des Resonators erreicht ist und ein bestimmter Lichtpegel transmittiert wird, triggert das Speicheroszilloskop, schaltet über den Delay-Generator den Akusto-Optischen Modulator und damit den Laserstrahl zum Resonator aus. Mit einem digitalen Speicheroszilloskop wird die Abklingkurve aufgezeichnet. Mit dem Delay-Generator wird der Laser so lange ausgeschaltet, bis der Resonator sicher leer ist.

$$\mathcal{F} = 236000 \pm 2500. \quad (6.2)$$

Aus der Finesse läßt sich mit $\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$ die Reflektivität der dielektrischen Resonatorspiegel bei 729 nm Wellenlänge zu $R = 99.9985\%$ errechnen.

Bei dielektrischen Spiegeln, die als einzige die benötigten hohen Reflektivitäten erreichen, hängt die Reflektivität stark von der Wellenlänge ab. Damit hängt auch die Finesse von der Wellenlänge ab. Abb. 6.9 zeigt diese Abhängigkeit für den Hochfinesse-Resonator.

Der Spiegelabstand beträgt $L=20$ cm. Der freie Spektralbereich ist mit $\delta\nu = c/2L = 1.5$ GHz. Der Spiegelradius beträgt $R=50$ cm. Der Frequenzabstand höherer $TEM_{n,m}$ -Moden von der TEM_{00} -Grundmode errechnet sich zu [52]:

$$\frac{\nu}{\nu_0} = \frac{1}{\pi}(m + n + 1) \arccos(1 - L/R), \quad (6.3)$$

im vorliegenden Fall also zu $\frac{\nu}{\nu_0} = 0.29$. Die $TEM_{1,0}$ -Mode liegt also gut zwischen den TEM_{00} -Resonanzen. Erst sehr hohe Moden, deren Einkopplung durch sorgfältige Modenanpassung vermieden werden kann, liegen in der Nähe der Resonanzen der TEM_{00} -Mode.

Der Fokus liegt in der Mitte des Resonators und hat einen Radius von $\omega_0 = 192 \mu m$.

6 Die Lasersysteme für Ca^+

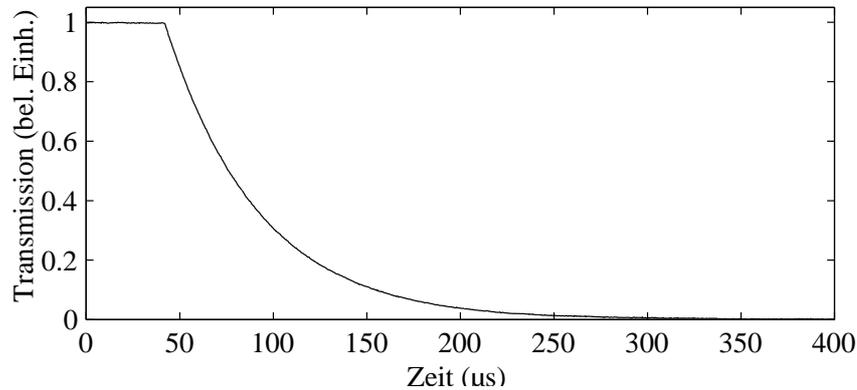


Abbildung 6.8: Typische Abklingkurve bei 729 nm. $\tau = 49.1 \pm 0.2 \mu\text{s}$; $F = 231000 \pm 1000$

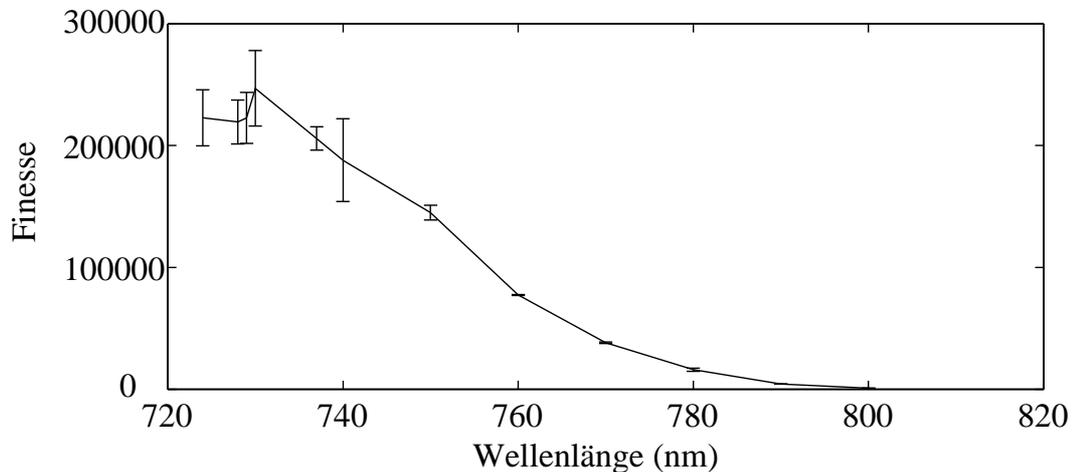


Abbildung 6.9: Abhängigkeit der Finesse von der Wellenlänge

Thermische Eigenschaften

Die Spiegel sind optisch auf einen ULE Stab von 20 cm Länge aufkontaktiert. ULE ist ein Material mit einem sehr geringen thermischen Ausdehnungskoeffizienten ($\delta x \approx 10^{-8} \text{m/mK}^{-1}$) und einem Nulldurchgang des Ausdehnungskoeffizienten bei ca. 30°C . Der ULE-Stab ist an Drähten in einer evakuierten Vakuumkammer aufgehängt, um die thermische Kopplung an die Umgebung zu minimieren. Die Vakuumkammer ist temperaturstabilisiert. Da bei der Temperaturstabilisierung nur die Temperatur an der Position der Meßfühler konstant gehalten wird, aber ansonsten Temperaturgradienten auftreten können, wurde die Vakuumkammer mit einer weiteren thermisch isolierten Metallkiste umgeben, die ebenfalls temperaturstabilisiert ist. Die Temperatur am Vakuumtank ist dadurch im mK Bereich stabil. Der ULE-Stab koppelt thermisch nur über

Strahlung an die Umgebung und hat daher eine sehr große thermische Zeitkonstante im Bereich von Tagen. Die Temperaturstabilität des Stabes läßt sich nicht bestimmen, da der thermische Ausdehnungskoeffizient nicht genau bekannt ist. Interessant für die Stabilität des Resonators ist aber die Längenkonstanz des Stabes, die sich aus der Drift des Lasers relativ zur atomaren Resonanz bestimmen läßt.

Bei einer typischen Kurzzeitdriftrate von 16 Hz/sec beträgt die Ausdehnung des ULE-Stabes $8 \cdot 10^{-15}$ m/s, entsprechend dem Kerndurchmesser eines Bleiatoms/Sekunde. Die Kurzzeitdrift variiert von Messtag zu Messtag zwischen 8 und 40 Hz/Sekunde. Die Langzeitdrift ist um einen Faktor 100 kleiner. Abb. 6.10 zeigt als Beispiel die Kurzzeitdrift am 30.5.2000 von 26 Hz/sec.

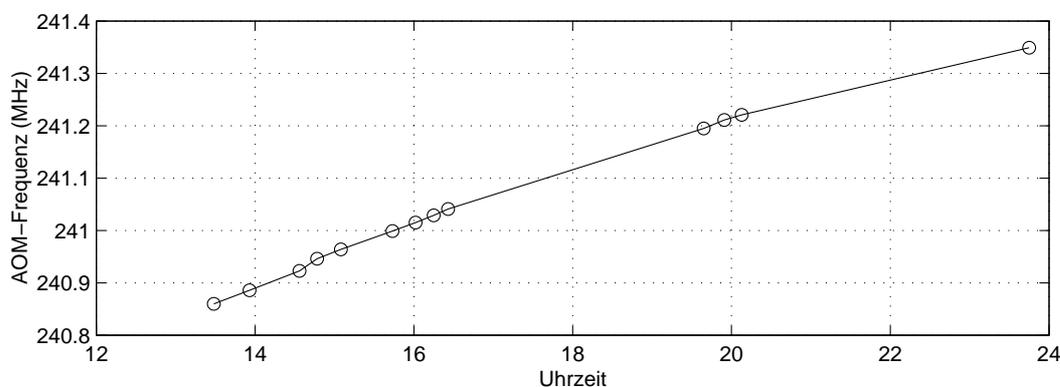


Abbildung 6.10: Drift des Hochfinesse Resonators am 30.5.2000. Die Drift der AOM-Frequenz beträgt 13 Hz/sec; da das Licht den AOM zweifach passiert, ist die reale Resonatordrift 26 Hz/sec.

Mechanische Eigenschaften

Obwohl der Lasertisch auf luftgepolsterten Füßen schwingungs isoliert vom Labor aufgebaut ist, bleiben einige Restvibrationen übrig. Diese werden durch das Kühlwasser im Argon-Ionen Laser, mechanisches Brummen aus dem Magneten des Argon-Ionen Lasers und durch Luftfluktuationen sowie auch durch Trittschall durch die Luftfederung hindurch erzeugt. Alle Vibrationen beeinflussen die Stabilität der Lasers und setzen sich in direkte Frequenzfluktuationen um, falls sich eine Relativbewegung zwischen dem Resonator und der Laser ergibt oder falls sich durch diese Beschleunigung die Länge des Resonators ändert. Da der Resonator an Drähten aufgehängt ist, bildet er ein Pendel. Vibriert der Tisch, bleibt der Resonator in Ruhe, aber der Laser bewegt sich auf dem Tisch relativ zum Resonator, so daß Frequenzfluktuationen entstehen. In Abb. 6.11 sind die Beschleunigungen des Lasertisches in allen drei Raumrichtungen spektral zerlegt dargestellt. Das oberste Spektrum stellt die Vertikalschwingungen dar,

6 Die Lasersysteme für Ca^+

das zweite Spektrum die Seitwärtsschwingungen. Beide Bewegungen koppeln nur in zweiter Ordnung an das Resonator-Lasersystem. Das unterste Spektrum zeigt die Bewegung in Richtung der Resonatorachse. Das Spektrum hat relativ starke Anteile mit Beschleunigungen von über 1 mm/s^2 bei einem kHz und weitere Anteile im Bereich von 700 Hz und unter 300 Hz. Die Anteile unter einem kHz stammen vom Kühlwasser des Argon-Ionen Lasers.

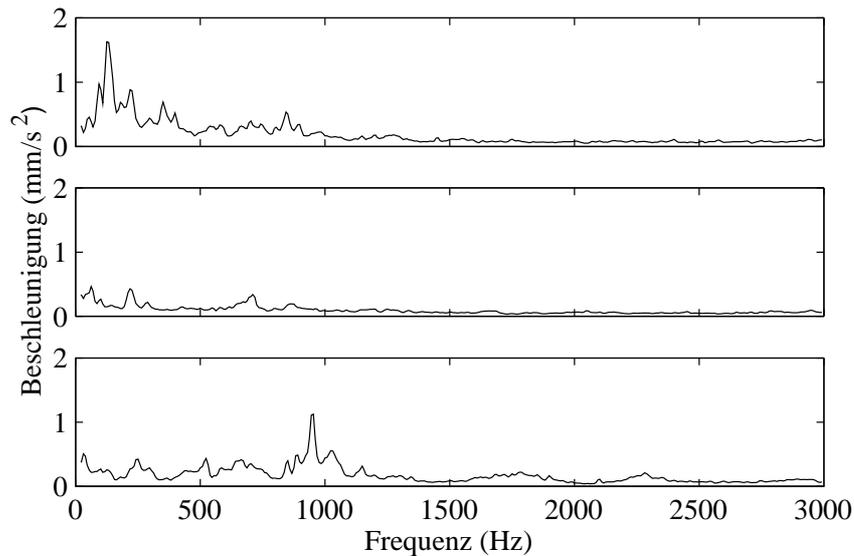


Abbildung 6.11: Spektrum der Beschleunigung des Lasertisches. Von oben nach unten: Vertikalschwingung, Seitenschwingung, Schwingung in der Resonatorachse.

Die Messungen wurden mit einem geeichten, piezoelektrischen Beschleunigungssensor durchgeführt und mittels eines digitalen Fourieranalysators spektral dargestellt.

6.3.3 Eliminierung des 2 kHz Jitters

Das Spektrum des Fehlersignals der Stabilisierung des Coherent Titan-Saphir Lasers hat die größte Amplitude bei 2 kHz in einem wenige mHz breiten Frequenzband. Die zu dieser Amplitude gehörende Frequenzabweichung des Lasers ist ca. 500 kHz. Da diese Modulation die Stabilisierung sehr stört, wurde versucht, sie zu beseitigen. Nach langer Suche zeigte sich, daß die Stabilisierungselektronik von Coherent die Störung erzeugt, indem ein Etalon moduliert wird. Der Jitter kann eliminiert werden, indem das 2 kHz Signal phasenverschoben auf das Fehlersignal der Coherent Regelelektronik gegeben wird. Die in den Handbüchern zu dem Vorgängermodell des Lasers (das die gleiche Elektronik benutzt) angegebene Schaltung funktioniert nicht gut, mit der im

Anhang in Abschnitt 11.1 angegebenen Schaltung kann die störende Modulation bei sorgsamer Potentiometereinstellung um einen Faktor 100 reduziert werden.

6.3.4 Der Regelkreis

In einem Regelkreis wird der Ausgangswert eines Systems mit einem Sollwert verglichen und die Differenz wird als Fehlersignal auf das System zurückgegeben, um über geeignete Stellelemente den Ausgangswert an den Sollwert anzupassen.

In dem Lasersystem wird die Ausgangsfrequenz mit der Resonatorfrequenz verglichen und mit geeigneten Techniken (z.B. nach Pound-Drever-Hall) wird ein Fehlersignal gewonnen, das auf die verschiedenen Frequenzstellelemente (Galvo, Etalons, Piezospiegel, Intracavity-EOM) im Laser gegeben wird.

Ein optimales Regelverhalten wird erreicht, indem den einzelnen Stellgliedern das Fehlersignal direkt (Proportional), integriert (Integral) und differenziert (Differenzial) zugeführt wird. Die jeweiligen P, I und D Anteile, d.h. der Frequenzgang des Fehlersignals zu den Stellgliedern, hängen von der Frequenzantwort des Stellgliedes und der Frequenz der auszuregelnden Störung ab [50, 51].

Die Stabilisierung für den 729 nm Laser teilt das Fehlersignal in drei Anteile auf:

- einen langsamen Anteil bis 18 kHz für den Piezospiegel
- einen mittelschnellen Anteil bis 150 kHz bei 400 V Spitze-Spitze für eine Elektrode des Intracavity EOM
- einen schnellen Anteil bis 10 MHz bei 30 V_{SS} für die andere EOM Elektrode

Die Aufteilung der Signale für den EOM wurde notwendig, da es mit vertretbarem Aufwand keine Elektronik gibt, die bis zu 150 kHz einige 100 V liefern kann und gleichzeitig einige 10 V bis zu 10 MHz ohne Phasenverschiebung des Signals ausgibt. Abb. 6.12 zeigt die Frequenzgänge des Piezo- und des Hochspannungsteils. Der schnelle EOM-Teil hat bis 10 MHz einen weitgehend linearen Frequenzgang.

6.3.5 Lockeigenschaften

Für den Betrieb des Experiments sind die Stabilität der Stabilisierung und die erreichte minimale Linienbreite der Lasers von Bedeutung.

Nachdem sich das System einige Stunden aufgewärmt und thermisch stabilisiert hat, bleibt der Laser für viele Stunden (teilweise > 12 h) im Lock. Die Ursache für ein Herausfallen aus dem Lock ist meistens eine Drift im Offset des Fehlersignals; beim Einschalten der Stabilisierung muß der Fehlersignaloffset auf Null abgeglichen werden. Ändert sich die Temperatur im Labor, so ändert sich auch der Offset etwas.

Die optimale Einstellung der Regelparameter erfolgt mittels einer Spektralanalyse des Fehlersignals. Wenn der Laser stabilisiert ist, ergibt sich für jeden der drei Regelzweige

6 Die Lasersysteme für Ca^+

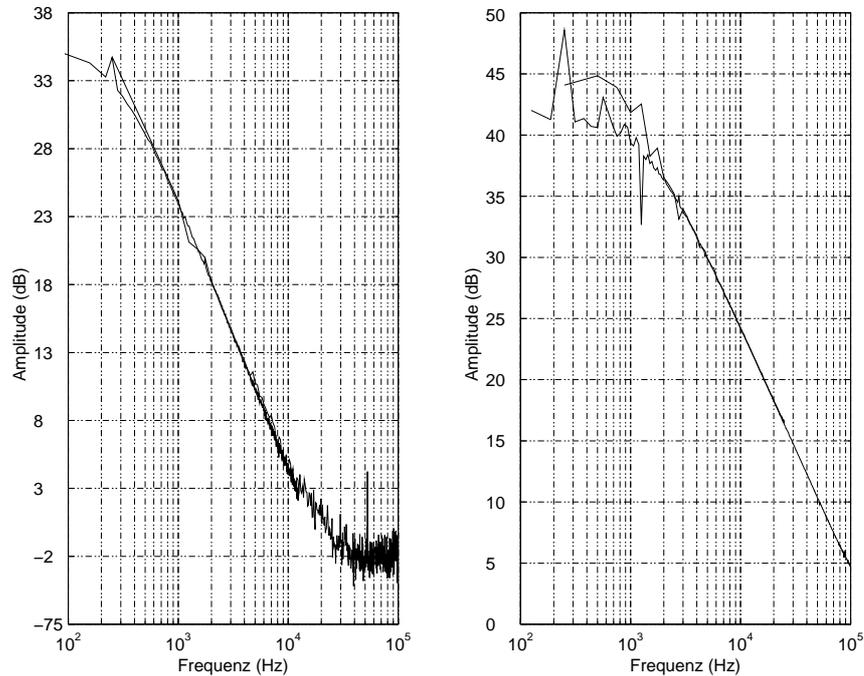


Abbildung 6.12: Frequenzgang a) des Piezoteils b) des Hochspannungs-EOM-Teils

(Piezo, EOM-Hochspannungsseite und EOM-Niederspannungsseite) im Spektrum ein Buckel (der sog. “Servobump”) der dadurch entsteht, daß die Regelung die Störungen im Bereich bis zur maximalen Regelfrequenz unterdrückt, diese sich aber als Phasenstörungen bei der Grenzfrequenz bemerkbar machen.

Wenn einer der drei Regelzweige zu hohe Verstärkung hat, oszilliert das System auf der jeweiligen Frequenz und im Spektrum wird eine scharfe Spitze sichtbar. Bei geringerer Verstärkung endet die Oszillation und die Spitze wird zu einem breiten, deutlich niedrigeren Buckel. Bei optimaler Einstellung der Regelverstärkungen sind alle drei Servobumps so klein wie möglich. Jede einzelne Regelverstärkung beeinflusst das Gesamtregelverhalten, so daß bei der Einstellung des Optimums ein Punkt im dreidimensionalen Parameterraum gesucht werden muß.

In Abb. 6.13 ist ein Spektrum des Fehlersignals gezeigt; zur Verdeutlichung sind die Regelparameter so eingestellt, daß die niederfrequenten Servobumps bei 18 und 150 kHz nicht stark unterdrückt werden.

Die Linienbreite läßt sich aus dem Fehlersignal abschätzen: Das Verhältnis der Amplitude des Fehlersignals im nichtstabilisierten Zustand zur Amplitude des Fehlersignals im stabilisierten Zustand entspricht dem Verhältnis der Resonatorlinienbreite zur stabilisierten Laserlinienbreite. Bei gut stabilisiertem Laser ist das Fehlersignal allerdings

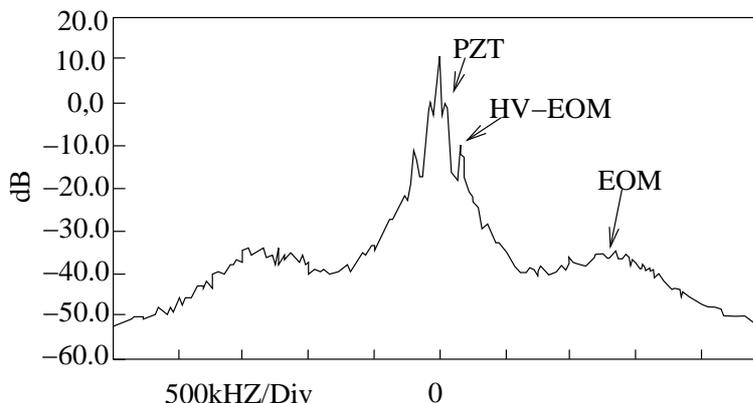


Abbildung 6.13: Spektrum des Fehlersignals der Regelung. Die drei “Servobumps” der einzelnen Regelzweige bei 18 KHz, 150 KHz und 1.2 MHz sind zu erkennen.

so klein, daß Rauschquellen und Hochfrequenzreste auf dem Signal überwiegen und daher die Abschätzung nur eine Obergrenze angibt.

Bei dem beschriebenen Laser ergibt sich so aus dem Fehlersignal die Obergrenze für die Linienbreite von $\delta\nu < 1$ kHz. Aus Ramseymessungen an einem einzelnen Ion (siehe Kapitel 9.4) wurde die Linienbreite am Ort des Ions zu 76 ± 5 Hz bestimmt. Dieser Wert beinhaltet Verbreiterungen durch die Glasfaser und Verbreiterungen der atomaren Resonanz durch fluktuierende Magnetfelder, so daß die Laserlinienbreite am Ausgang des Lasers noch geringer ist; der genaue Wert läßt sich aber mit dem momentanen Aufbau nicht messen.

Die resultierende Kurzzeitfrequenzstabilität (1s) ist:

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = 2 * 10^{-13} \quad (6.4)$$

6.3.6 Intensitätsstabilisierungen

Die Intensität des Argon-Ionen Pumpasers schwankt um einige Prozent. Zusätzlich ist die Richtung des Pumpstrahles nicht konstant. Sowohl im Tisch als auch im Laserkopf selbst gibt es Vibrationen. Luft(dichte)fluktuationen tragen ebenfalls zur Instabilität des Systems bei. Es ergibt sich eine Intensitätsschwankung von ca. 5-10 %, je nach Umgebungsbedingungen und Justage.

Aus folgenden Gründen sollte die Laserintensität möglichst konstant bleiben [59]:

- Die Rabifrequenz hängt quadratisch von der Intensität ab. Eine nicht konstante Rabifrequenz bewirkt einen Güteverlust bei Gatteroperationen oder einen Kontrastverlust bei Rabioszillationen. Dieser Punkt ist im Experiment am deutlichsten sichtbar.

6 Die Lasersysteme für Ca^+

- Die Steigung des Fehlersignals der Frequenzstabilisierung hängt in zweiter Ordnung von der Intensität des Regellichtes ab. Eine konstante Lichtintensität verbessert somit das Regelverhalten.
- Auch die sehr geringen eingekoppelten Intensitäten von $250 \mu\text{W}$ bis zu einem mW heizen die Spiegel lokal und führen so zu einer Längenänderung des Resonators. In anderen System wurden Verschiebungen von bis zu $10 \text{ Hz}/\mu\text{W}$ eingekoppelter Leistung beobachtet.
- Das Licht läuft zwischen den Resonatorspiegeln ca. 70000 Mal um. Bei einem mW eingekoppelter Leistung ist die umlaufende Leistung 70 W . Der dabei entstehende Lichtdruck auf die Spiegel drückt diese auseinander und verschiebt die Resonatorfrequenz. Schwankende Lichtleistungen im Resonator haben somit schwankende Resonatorfrequenzen zur Folge. Eine grobe Abschätzung des Effektes unter Berücksichtigung der Geometrie des Resonators und des Elastizitätsmoduls des Materials ergibt eine Verschiebung von $10 \text{ Hz}/\text{mW}$ eingekoppelten Lichtes. Damit verschwindet der Effekt im Moment noch unter anderen Störquellen, er kann aber in Zukunft wichtig werden.

Der Referenzresonator ist immer in leichter Bewegung, da er als Pendel aufgehängt ist und der Lasertisch durch das Kühlwasser der Argon-Ionen Lasers vibriert. Eine zweite Intensitätsstabilisierung sorgt auch bei wechselnder Einkopplung in den Resonator für einen konstanten Lichtpegel.

Kernstück der Intensitätsstabilisierung ist ein AOM direkt hinter dem Laser, der so justiert ist, daß bei steigender Radiofrequenzamplitude mehr Licht aus dem Strahl herausgebeugt wird. Die RF-Amplitude wird nun so geregelt, daß das Licht im ungebeugten Strahl hinter dem AOM konstante Intensität hat. Abb. 6.14 zeigt das Funktionsprinzip. Die resultierende Intensitätsstabilität wird in Abb. 6.15 gezeigt. Die oberen Spuren sind jeweils unstabilisiert. Bei dem Spektrum wird das stabilisierte Signal hauptsächlich durch 50 Hz Brummeinstreuungen dominiert, die niederfrequenten Anteile liegen an der Nachweisgrenze von -132 dBV . Der Quotient aus den maximalen Amplitudenfluktuationen unstabilisiert und stabilisiert beträgt 40.

Die Regelparameter der Intensitätsstabilisierungen müssen sehr genau an die jeweiligen Laser angepaßt werden, da die Übertragungsfunktionen vom Regelsignal (Abweichung der Intensität vom Sollwert) zur Stellgröße (Ausgangsintensität), bedingt durch die Verwendung des RF-Abschwächers und des AOMs, stark nichtlinear ist ($I_{Aus} \approx const * (e^{\Delta I})^2$). Versuche, die Übertragungsfunktion elektronisch zu linearisieren, waren nicht erfolgreich.

6.3.7 Fasereffekte

Das Licht wird mit einer Glasfaser (Thorlabs FS-PM-4621) vom Lasertisch zum Experimentiertisch geschickt. Die Glasfaser fügt einige Störungen in das Licht ein, die im

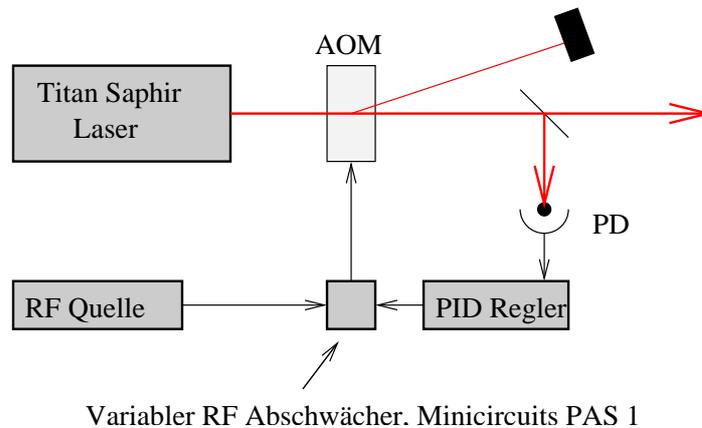


Abbildung 6.14: Prinzip der Intensitätsstabilisierung. Am AOM wird gerade so viel Licht gestreut, dass auf der Photodiode PD konstante Intensität herrscht.

Folgenden beschrieben werden.

Linienverbreiterung

Die Glasfaser vom Lasertisch zum Experimentiertisch ist ständig thermischen Fluktuationen, Vibrationen und Verbiegungen durch Luft- und Trittschall ausgesetzt. Dadurch entstehen in der Glasfaser bewegte Brechungsindexvariationen, die Phasenverschiebungen des Lichtes und dadurch Frequenzverbreiterungen verursachen [60].

Mit folgendem Aufbau (Abb. 6.16) wurde die Frequenzverbreiterung durch die Glasfaser gemessen: Das Licht wird durch eine Glasfaser geschickt, an deren Ausgang mit einem AOM im doppelten Durchgang frequenzverschoben und wieder in die Glasfaser zurückgeschickt. Das aus der Glasfaser an der Laserseite austretende Licht wird mit einem Strahlteiler auf eine Photodiode gelenkt. Das direkt vom Fasereingang zurückreflektierte Licht hat den gleichen Weg wie das austretende Licht und überlagert sich auf der Photodiode. Im Photodiodenstrom kann nun ein Schwebungssignal bei der doppelten AOM-Frequenz, also der Differenzfrequenz beider Lichtstrahlen, nachgewiesen werden. Wenn die Faser keine Störungen verursacht (und AOM-Frequenzgenerator und Spektrum Analysator die selbe Zeitbasis benutzen), so wird eine Delta-Spitze detektiert. Durch die Störungen wird daraus ein Gausskurve. Die Breite des Signals gibt die Verbreiterung durch die Faser wieder.

Abb. 6.17 zeigt ein Meßergebnis bei ruhigem Labor und langer Mittelungszeit. Die Verbreiterung beträgt ca. 20 Hz FWHM. In Anwesenheit von Störquellen wie z.B. Sprache können die Exkursionen einige 100 Hz betragen.

6 Die Lasersysteme für Ca^+

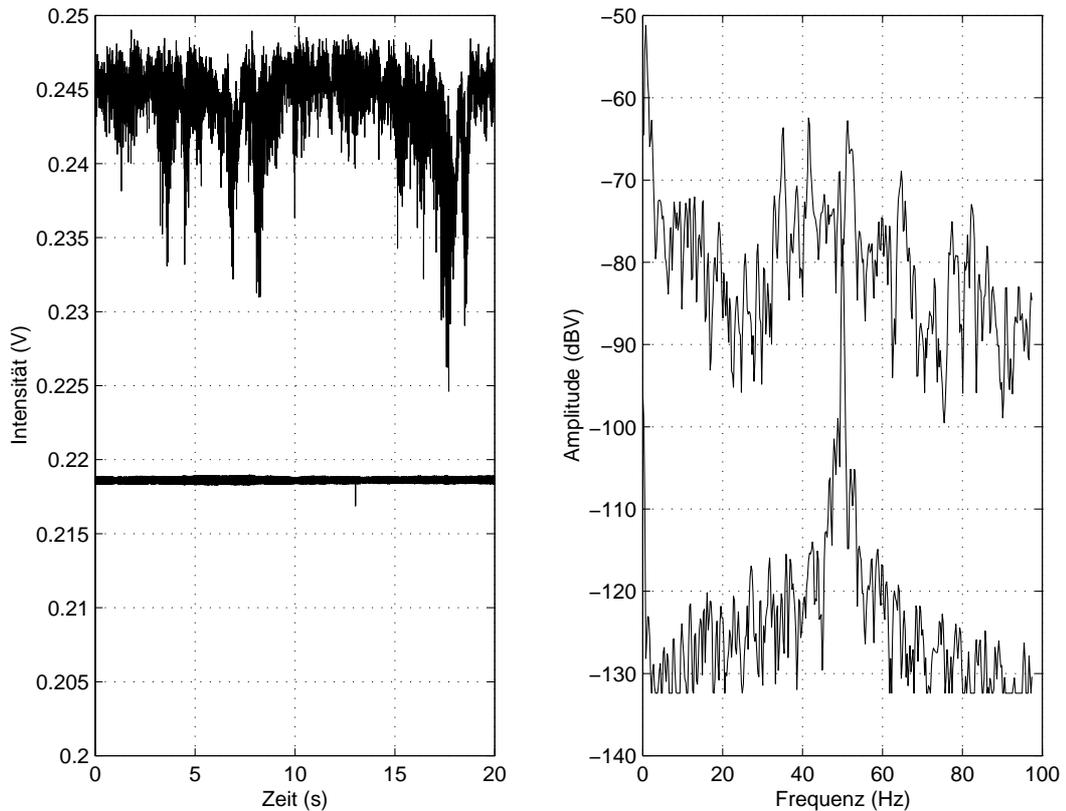


Abbildung 6.15: Laserintensität ohne (obere Spuren) und mit (untere Spuren) Stabilisierung. Das linke Bild zeigt den zeitlichen Verlauf der Intensität, das Rechte das Spektrum

Amplitudenfluktuationen

Auch bei konstanter Eingangsamplitude schwankt die Ausgangsamplitude am Ende der Glasfaser aus folgenden Gründen:

- Die Endflächen der Faser reflektieren ca. 4% des Lichtes (Fresnel-Formeln). Die Faser wirkt somit wie ein Etalon, dessen Länge sich durch thermische und mechanische Fluktuationen ändert, und erzeugt somit Amplitudenfluktuationen am Ausgang. Abhilfe schaffen hier abgeschrägte Faserendflächen, die den Etaloneffekt minimieren.
- Auch bei konstanter Ausgangsleistung schwankt die Position des einzukoppelnden Strahles. Das bewirkt eine fluktuierende Einkopplungsgüte und damit eine fluktuierende Ausgangsleistung.
- Das Licht wird hinter der Faser mittels einer $\lambda/2$ -Platte und eines Polstrahltei-

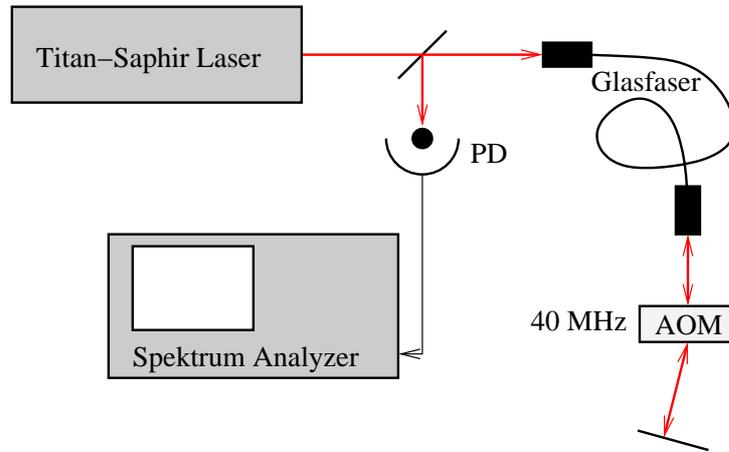


Abbildung 6.16: Messung der Linienverbreiterung durch die Glasfaser. Laserlicht wird durch die Faser geschickt, dort um 80 MHz frequenzverschoben, zurück durch die Faser gegeben und mit dem unverschobenen Licht geschwebt.

lers in eine genau definierte Polarisierung zur Ionenfalle gebracht. Ändert sich die Polarisierung des aus der Faser austretenden Lichtes, so ändert sich auch die Intensität des Lichtes in der Falle. Polarisationsänderungen entstehen, wenn durch Spannungen im Glasmaterial der Faser Doppelbrechung entsteht und eine Polarisationsrichtung einen anderen Brechungsindex erfährt als die Andere. Abhilfe schafft eine polarisationserhaltende Glasfaser, der schon in der Produktion durch mechanische Vorspannungen doppelbrechende Eigenschaften gegeben sind. Wird Licht mit einer stabilen Polarisierung und in der doppelbrechenden Achse der Faser eingekoppelt, so tritt das Licht mit konstanter Polarisierung aus. Die richtige Einkopplung kann mit einem rotierendem Polarisationsfilter eingestellt werden; hinter dem Filter muß die Amplitudenmodulation des Lichtes maximal sein.

6.3.8 Allan-Varianz

Die Allanvarianz ist eine Möglichkeit, das Rauschen einer Größe, z.B. des Fehlersignals, in verschiedenen Zeitskalen zu quantifizieren. Sei y_k ein Meßwert der über ein Zeitintervall $\tau = t_{k+1} - t_k$ gemittelten physikalischen Größe $y(t)$:

$$y_k = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_{k+1}} y(t) dt \quad (6.5)$$

Die Allan-Varianz ist definiert als:

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2(N-1)} \sum_{k=1}^{N-1} (y_{k+1} - y_k)^2, k = 1, 2, 3... \quad (6.6)$$

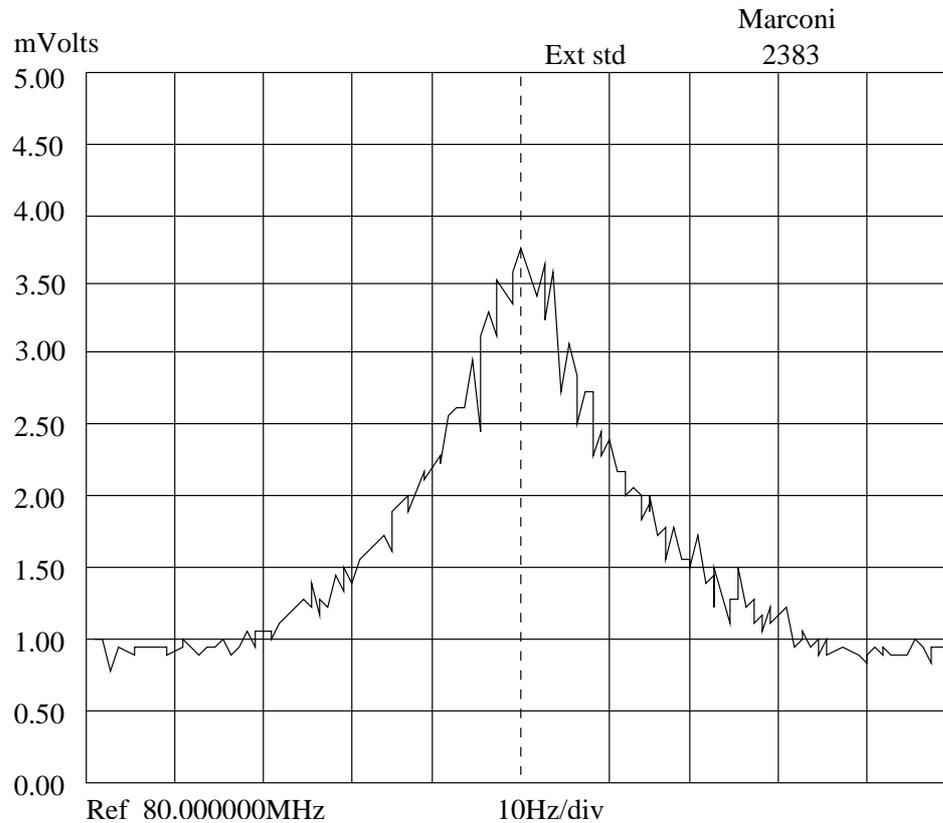


Abbildung 6.17: Verbreiterung der Laserfrequenz durch die Glasfaser. Die Verbreiterung beträgt FWHM 20 Hz bei ruhigem Labor.

Die Allan-Standardabweichung erhält man aus der Quadratwurzel der Allan-Varianz. Durch Auswertung der Rauschdatensätze für verschiedene Meßzeiten τ erhält man den gesamten Verlauf der Allan-Standardabweichung. Eine genauere Beschreibung findet sich in [61, 62]. Abb 6.18 zeigt eine Messung der Allan-Standardabweichung für den 729 nm Laser, ermittelt aus dem Fehlersignal. Im Bereich um 100 kHz ist ein durch die Regelung verursachtes Maximum (“Servobump”) zu erkennen. Der in der Theorie erwartete konstante Kurvenverlauf und später ein Ansteigen proportional zu $1/f$ und $1/f^2$ ist in dem betrachteten Frequenzintervall bis zu einem Hertz noch nicht zu erkennen.

6.3.9 Diskussion der Ergebnisse

Bei dem aktuellen Stand des Experimentes ist die Linienbreite des Lasers vollkommen ausreichend. Für zukünftige Anwendungen können folgende Maßnahmen ergriffen werden, um die Linienbreite weiter zu reduzieren:

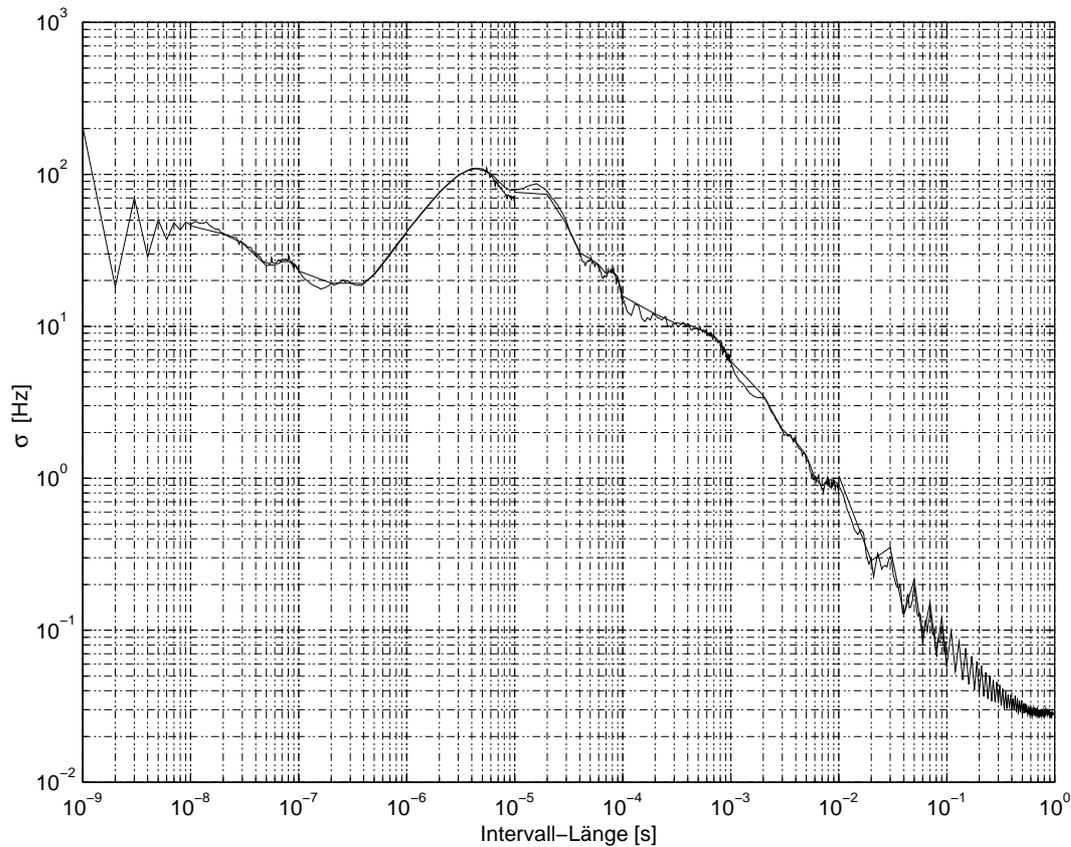


Abbildung 6.18: Allan-Standardabweichung der Laserfrequenz

- Der Resonator ist an Drähten aufgehängt und pendelt mit ca. 1 Hz. Eine Bewegung mit 0.1 mm/sec ergibt eine Dopplerverschiebung von 137 Hz. Das kann verhindert werden, indem der Laser auf einen zweiten extrem stabilen Resonator stabilisiert wird, bei dem das Licht über eine Glasfaser mit konstantem Abstand eingekoppelt wird.
- Die Faserverbreiterung kann mit dem in [60] beschriebenen Verfahren ausgeschaltet werden. Hierbei wird die Faserverbreiterung mit dem oben beschriebenen Verfahren gemessen und mit einem zusätzlichen AOM vor der Faser die Frequenz um die entsprechende Störung korrigiert.
- Die Richtung des Laserstrahles fluktuiert um einige mrad. Die Ursachen dafür sind die gleichen, die auch für die Intensitätsschwankungen verantwortlich sind. Die Fluktuationen bewirken eine veränderliche Einkopplung in die Glasfaser zum Experimentiertisch und somit schwankende Ausgangsleistungen am Experiment, selbst wenn der Laser intensitätsstabilisiert ist. Abhilfe schafft eine Richtungssta-

6 Die Lasersysteme für Ca^+

bilisierung, bei der mit einer 4 Quadranten-Photodiode die Richtungsänderungen detektiert werden und mit einem piezoverschiebbaren Spiegel korrigiert werden.

- In der Stabilisierung und auf dem Weg zum Experiment befindet sich jeweils ein AOM. Die antreibende Frequenz für beide AOMs wird über PLLs aus einer gemeinsamen 10 MHz Referenz generiert. Beide Radiofrequenzquellen sind auf unter 10 mHz (Nachweisgrenze) phasenstabil, wie eine Schwebungsmessung zeigt. Es entstehen aber Seitenbänder bei Vielfachen von 50 Hz (siehe Abb. 6.19), die sich auf den Laser übertragen. Die Amplitude ist aber mit -40 dBc gering. Aus Schwebungsmessungen zweier baugleicher Frequenzsynthesizer läßt sich ermitteln, daß die Frequenz eines Synthesizers bei 240 MHz um ± 10 Hz im Verlauf einiger Sekunden schwankt.

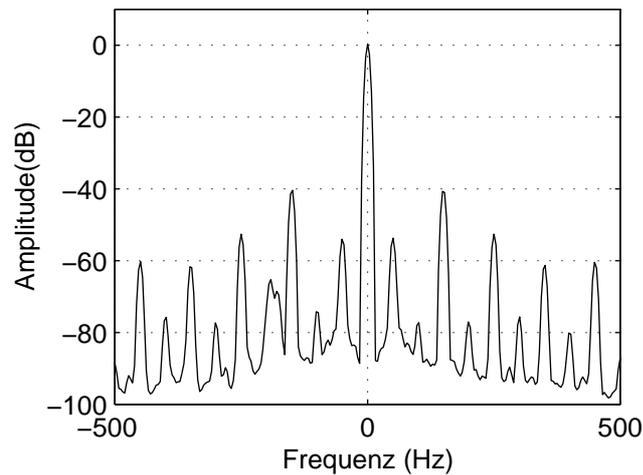


Abbildung 6.19: Schwebung der AOM-Treiberfrequenzen

6.3.10 Der Hochfinesse-Vergleichsresonator

Die Linienbreite des 729 nm Lasers inklusive seiner Dripteigenschaften läßt sich nur am Ion selbst bestimmen (siehe Abschnitt 9.4.1). Ein weiterer hochstabiler Resonator erlaubt aber die Bestimmung des Spektrums der Frequenzabweichungen und, wenn er stabiler als der Referenzresonator ist, eine unabhängige Bestimmung der Drift bzw. eine Eliminierung der Drift des Referenzresonators.

Zu diesem Zweck wurde ein weiterer Hochfinesse-Vergleichsresonator aufgebaut, der in den folgenden Unterabschnitten beschrieben wird.

Aufbau

Der Resonator besteht aus einem "Footballförmigen" runden ULE-Abstandshalter von 15 cm Länge und 10 cm Durchmesser, dessen Enden auf jeweils 5 cm Länge in einen Kegelstumpf übergehen. Der Durchmesser der Stirnflächen ist 4 cm. Der Abstandhalter ist in der Zylinderachse mit einer Bohrung von 19 mm Durchmesser versehen. Senkrecht zu dieser Bohrung verläuft eine weitere Bohrung von 15 mm Durchmesser durch den Mittelpunkt des Abstandshalters. Der Abstandhalter ist in Abb. 6.20, Teil a) dargestellt. Die Form des Abstandshalters wurde gewählt, um einerseits eine möglichst gute mechanische Stabilität zu erreichen (großes Durchmesser/Längenverhältnis) und andererseits Verbiegungen des Glasstabes auf Grund seines Eigengewichtes zu vermindern (kegelförmige Enden). Die Querbohrung dient zum Druckausgleich beim Evakuieren. Auf die Stirnflächen sind die Resonatorspiegel optisch aufkontaktiert.

Der gesamte Resonator befindet sich in einem doppelt temperaturstabilisierten Vakuumtank, der mit einer Ionen-Getterpumpe permanent abgepumpt wird. Der Vakuumtank ist in Abb. 6.20, Teil b) dargestellt.

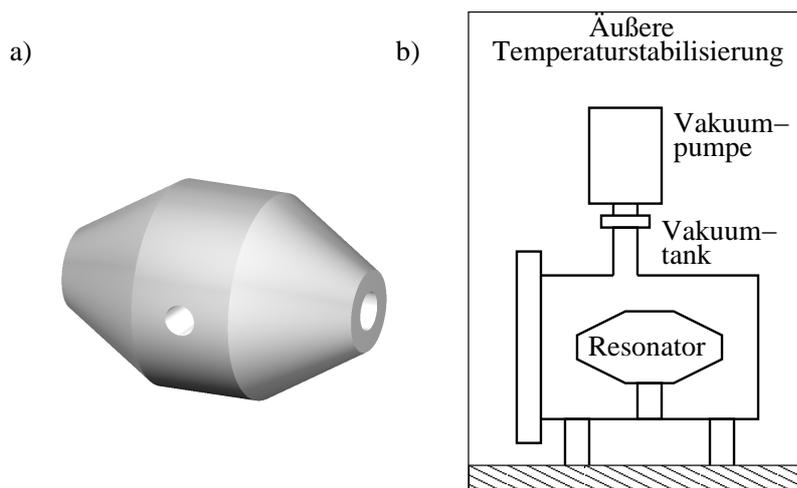


Abbildung 6.20: Der Vergleichsresonator. a) Abstandhalter aus ULE, b) temperaturstabilisierter Vakuumtank mit dem Resonator

Der Resonator ist auf einem optischen Tisch aufgestellt, der zur Schwingungsisolierung an Gummiseilen an der Labordecke aufgehängt ist. Der Resonatortank ist zur Schwingungsisolierung auf einer Schicht Hartschaum auf den optischen Tisch ausgestellt. Der Zwischenraum zwischen dem Resonatortank und der äußeren Temperaturstabilisierung ist mit Dämmmaterial zur akustischen Dämpfung gefüllt. In Abb. 6.21, Teil a) ist der optische Tisch mit der Aufhängung dargestellt. Teil b) zeigt den optischen Aufbau:

Das Licht wird über eine polarisationserhaltende Glasfaser eingekoppelt. Es durchläuft einen AOM bei 625 MHz im doppelten Durchgang, damit der Vergleichsresonator in

6 Die Lasersysteme für Ca^+

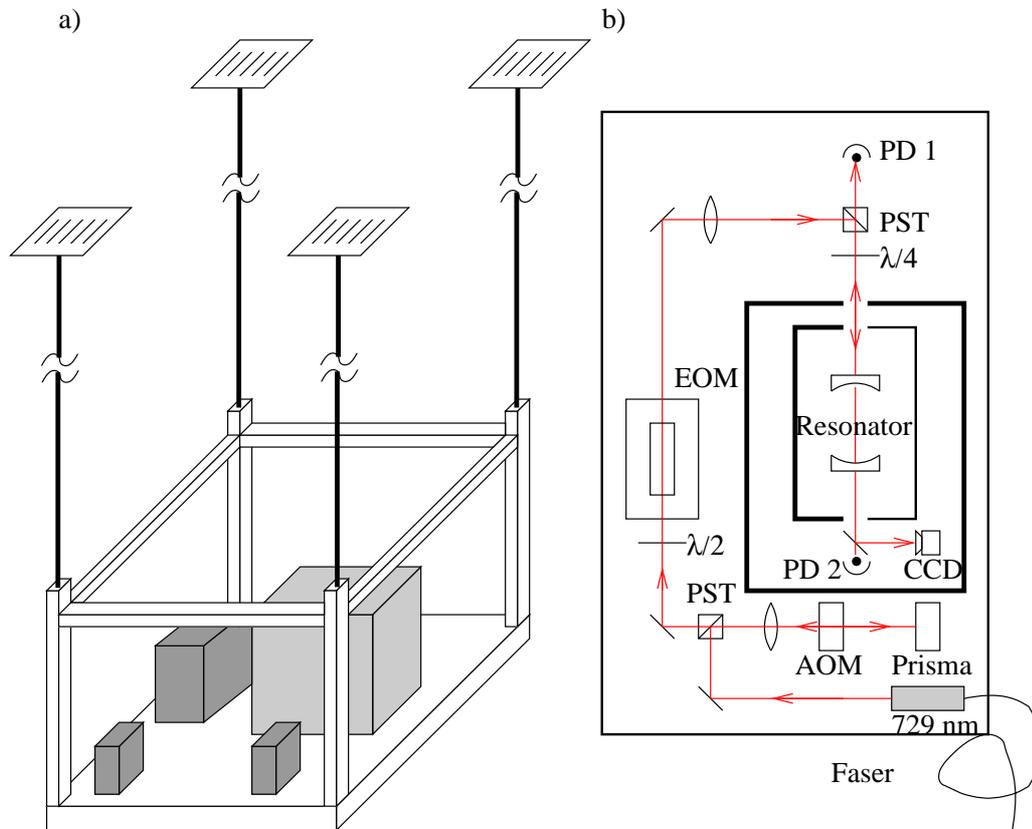


Abbildung 6.21: a) Aufhängung des optischen Tisches mit Gummiseilen an der Labordecke. b) Optischer Aufbau des Systems: Das Licht wird mit einer Glasfaser eingekoppelt, durchläuft einen AOM im doppelten Durchgang zur Frequenzanpassung, erhält im EOM Seitenbänder und wird in den Resonator eingekoppelt. Das zurückreflektierte Licht wird mit der Photodiode PD1 detektiert.

Resonanz zum einfallenden Licht gebracht werden kann, wenn der Laser auf den Referenzresonator stabilisiert ist. Hinter dem AOM werden dem Licht in einem EOM Seitenbänder bei 17 MHz aufgeprägt. Eine $\lambda/2$ -Platte vor dem EOM dient zur genauen Polarisierungseinstellung. Der Laser wird in den Resonator eingekoppelt und das zurückreflektierte Licht wird mittels einer $\lambda/4$ -Platte und einem Polstrahlteiler vom einfallenden Licht getrennt und auf eine Photodiode gegeben, die zur Erzeugung eines Pound-Drever-Hall Fehlersignals dient. Das transmittierte Licht wird von einer CCD-Kamera und einer Photodiode nachgewiesen.

Optische Eigenschaften

Messungen der Zerfallszeit analog zu den Messungen des Referenzresonators ergaben eine Finesse von $\mathcal{F} = 240000$. Der Frequenzabstand der höheren $TEM_{n,m}$ -Moden beträgt $\frac{\nu}{\nu_0} = 0.2532$. Der Frequenzabstand der $TEM_{n+m=3}$ -Moden von der TEM_{00} -Mode beträgt 12.7 MHz.

Thermische Eigenschaften

Der Vakuumtank ist zweifach temperaturstabilisiert. Eine Messung mit einem unabhängigen Sensor am Vakuumtank ergibt eine Temperaturschwankung von 10 mK in Abhängigkeit von der Tageszeit und damit der Labortemperatur.

Mechanische Eigenschaften

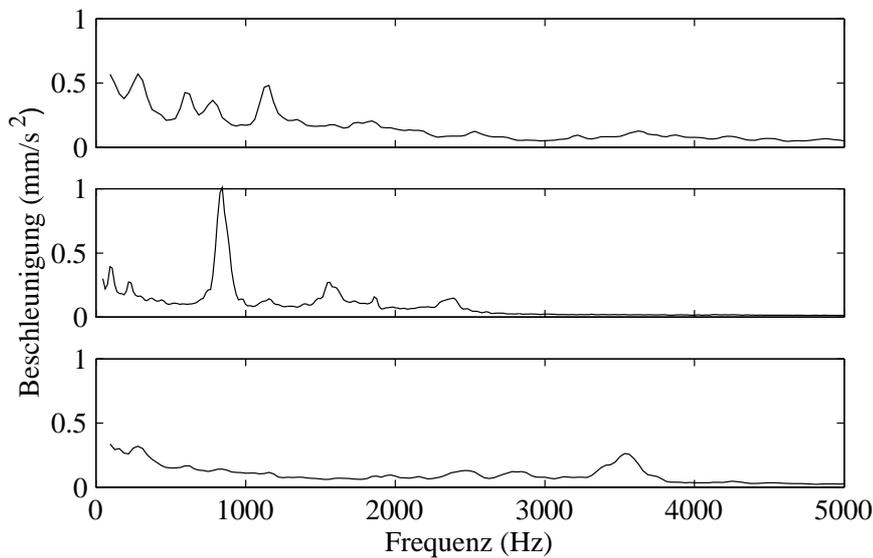


Abbildung 6.22: Spektrum der Beschleunigung des Vergleichsresonators. Von oben nach unten: Vertikalschwingung, Seitenschwingung, Schwingung in der Resonatorachse.

Der Hochfinesse-Vergleichsresonator (HVR) ist in einem ruhigen Nachbarraum des Labors aufgebaut. Zur Entkopplung von seismischen Schwingungen ist der gesamte optische Aufbau an Bungee-Seilen aufgehängt. Die Seile sind so belastet, daß sie sich im elastischen Bereich befinden. Die Seillänge beträgt 2.90 m, der Schwerpunkt des Aufbaus liegt ca. 20 cm tiefer. Die Pendelfrequenz beträgt somit 0.3 Hz.

Das mit einem piezoelektrischen Vibrationsaufnehmer gemessene Spektrum der Beschleunigungen ist in allen drei Raumrichtungen in Abb. 6.22 dargestellt. Die obere

6 Die Lasersysteme für Ca^+

Messung zeigt die Vertikalbewegung, die Mittlere die Seitenbewegung und die untere Messung stellt die Bewegung in der Resonatorachse dar. Im Gegensatz zum Referenzresonator ist hier der eigentliche Resonator starr mit dem optischen Tisch verbunden und auch die Einkopplung erfolgt starr zum Tisch über eine Glasfaser, so daß eine Relativbewegung zwischen der Laserstrahl und dem Resonator nicht durch Schwingungen des Gesamtaufbaus erzeugt werden kann.

Stabilisierung

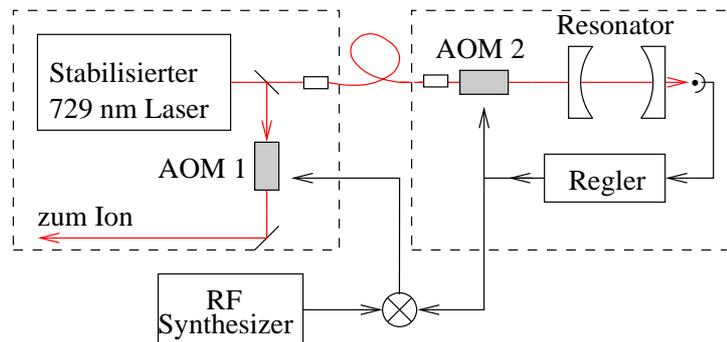


Abbildung 6.23: Grobschema der Stabilisierung auf den Vergleichsresonator: Der Vergleichsresonator wird auf den (auf den Referenzresonator stabilisierten) Laser mit dem AOM 2 gelockt. Die Frequenz von AOM 2 wird mit der Frequenz eines RF-Synthesizers gemischt und auf den AOM 1 gegeben. Das Licht zum Ion ist damit auf den Vergleichsresonator stabilisiert.

Da der Vergleichsresonator stabiler als der Referenzresonator auf dem Lasertisch ist, sollte der Gesamtlaser auf den Vergleichsresonator stabilisiert werden. Hierbei wird eine zweistufige Stabilisierung eingesetzt; der Laser bleibt auf den auf dem Lasertisch installierten Resonator stabilisiert und der Vergleichsresonator liefert Korrekturinformationen, mit denen der AOM, der die Verstimmung zwischen dem Laser und dem Ion übernimmt, nachgestellt wird. Das Schema der Stabilisierung ist in Abb.6.23 dargestellt. Mit dem AOM 2 wird der Vergleichsresonator auf den (stabilisierten) 729 nm Laser stabilisiert. Die Frequenzvariationen der Frequenz von AOM 2 enthalten die Information über die Drift und die schnellen Fluktuationen beider Resonatoren gegeneinander (und über die durch die Faser aufgeprägten Störungen). In einem Mischer werden die Frequenzfluktuationen von der Frequenz für den AOM 1 abgezogen, so daß das am Ion ankommende Licht auf den Vergleichsresonator stabilisiert ist. Die Frequenz für AOM 2 des Vergleichsresonators liegt bei ca. 625 MHz. Die Frequenz für AOM 1 ohne Stabilisierung auf den Vergleichsresonator liegt bei ca. 250 MHz. Wird die Stabilisierung in Betrieb genommen, so muß der RF-Synthesizer eine Frequenz von 875 MHz

liefern, damit hinter dem Mischer wieder 250 MHz zur Verfügung stehen.

Die Stabilisierung des Vergleichsresonators auf das 729 nm Licht erfolgt mittels einer Pound-Drever-Hall Stabilisierung. Das aus dem Phasenvergleich von vom Resonator zurückreflektiertem Licht mit der EOM-Modulationsspannung gewonnene Fehlersignal steuert die Frequenz des AOM 2.

Ergebnisse der Vergleichsmessungen

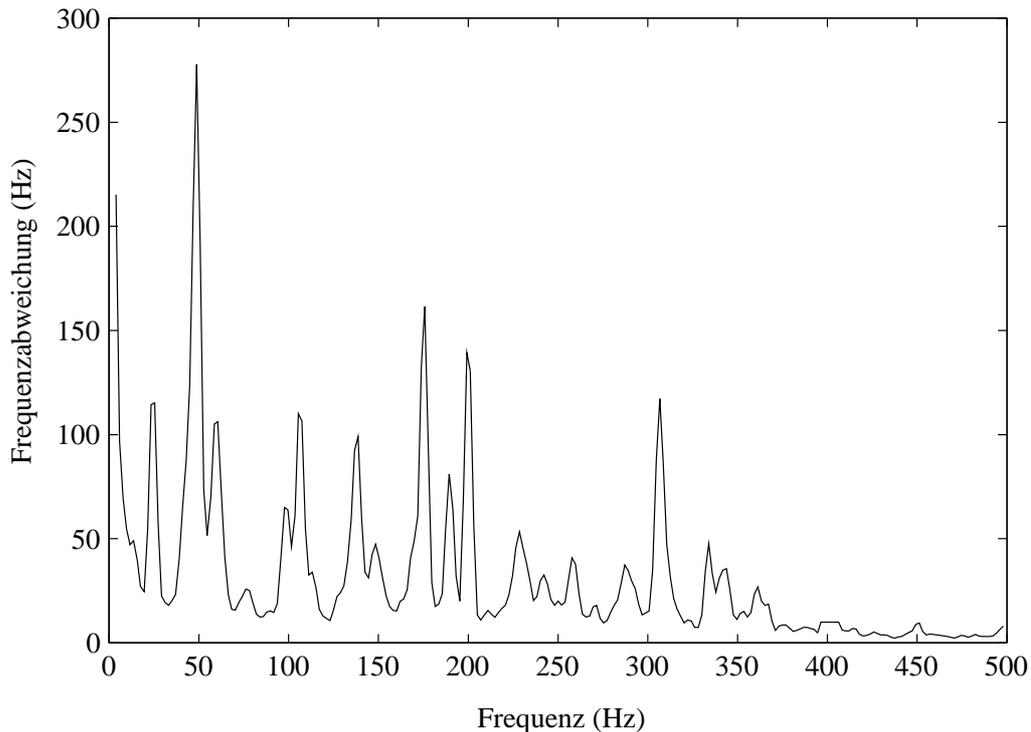


Abbildung 6.24: Spektrum der Frequenzabweichungen des 729 nm Lasers relativ zum Vergleichsresonator.

Die Frequenzfluktuationen eines Lasers relativ zu einem Resonator lassen sich bestimmen, indem die Laserfrequenz so eingestellt wird, daß die Transmission durch den Resonator etwa die halbe Maximaltransmission auf Resonanz erreicht. Frequenzfluktuationen des Lasers oder Änderungen der Resonatorlänge übersetzen sich dann in Amplitudenfluktuationen auf dem transmittierten Licht. Mit einem Spektrumanalysator lassen sich die einzelnen Frequenzkomponenten der Laser- oder Resonatorfluktuationen sichtbar machen. In Abb. 6.24 ist ein solches Spektrum dargestellt. Die Skalierung der Frequenzabweichung wurde ermittelt, indem eine (aus der Abbildung herausgelöschte) Frequenzmodulation bei einer Frequenz von 400 Hz und einem Hub von 200 Hz auf

das Laserlicht gegeben wurde. Mit der Höhe der resultierenden Spitze im Spektrum lassen sich die Frequenzabweichungen der anderen Spitzen ermitteln. Die Skalierung gilt unter der Annahme, daß die Transmission innerhalb von 10% der halben Flanke der Resonanz eine lineare Funktion der Frequenz ist.

Das dargestellte Spektrum zeigt die Frequenzabweichungen des Lasers am Ort des Vergleichsresonators relativ zu diesem. Durch mechanische Anregung mit einem Lautsprecher ließ sich die Resonanz bei 306 Hz einer mechanischen Resonanz des Vergleichsresonators zuordnen. Auch einige weitere Spitzen sind durch den Vergleichsresonator erzeugt. Vermutlich können einige der Filamente der Vakuumpumpe zu Oszillationen mit hoher Güte ($Q \approx 100$) angeregt werden. Eine akustische Isolierung des Resonators mit Akustikdämmwolle brachte eine starke Verminderung dieser Komponenten. Weiterhin gibt es starke Resonanzen bei 50 Hz samt Vielfacher und ebenfalls bei 25 Hz samt Harmonischer. Zusätzliche Frequenzfluktuationen ergeben sich durch die ca. 10 m lange Glasfaser zwischen dem Laser und dem Vergleichsresonator.

6.3.11 Interferenzeffekte am Hochfinesse-Resonator

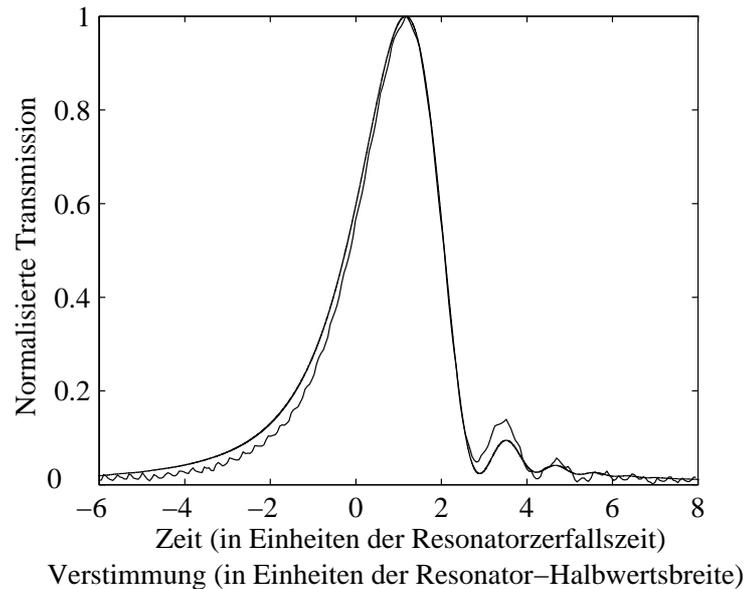


Abbildung 6.25: Oszillationen auf dem Transmissionssignal. Die rauschfreie Linie ist die theoretisch ermittelte Kurve. Die normalisierte Frequenzverstimmrate beträgt $\nu_\omega = 1.35$

Wird der Laser mit einer Geschwindigkeit verstimmt, bei der die Zeit, die benötigt wird, um den Laser um eine Resonatorlinienbreite zu verstimmen, in der gleichen Größenordnung liegt wie die Zerfallszeit des Lichtfeldes im Resonator, so werden Interferenzen

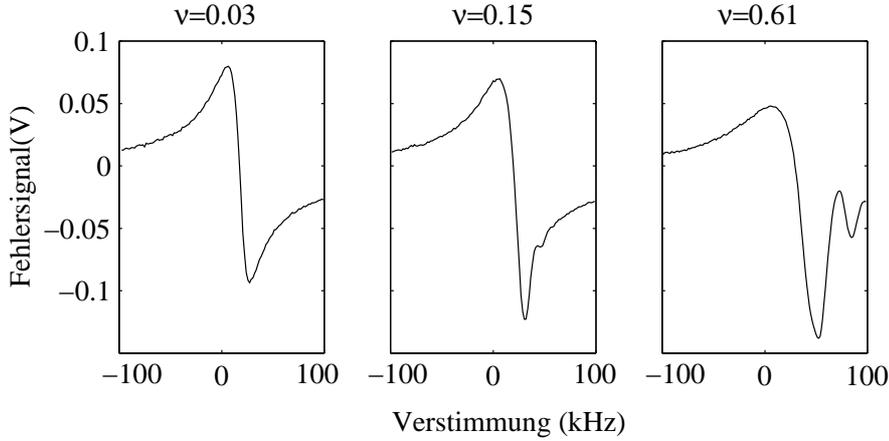


Abbildung 6.26: Fehlersignal nach Pound-Drever-Hall für verschiedene Verstimmgeschwindigkeiten. Mit zunehmender normalisierter Frequenzverstimmrate ν weicht die Signalform immer weiter von der Idealform ab.

zwischen dem im Resonator gespeicherten Licht und dem aktuell eingekoppelten Licht beobachtet. Diese führen zu Oszillationen auf dem transmittierten Signal.

In einer theoretischen Betrachtung werden die Lichtfelder im Resonator und die Ein- und Ausgangslichtfelder bei jedem Umlauf unter Berücksichtigung der Phasen- und Frequenzverschiebung aufsummiert. Der Übergang von der diskreten Summen- zur Integraldarstellung liefert folgende Differentialgleichung zur Beschreibung der Lichtfelder [63] (analog [64]):

$$\frac{dE_{Res}}{dt'} = -(1 - i\nu_\omega t')E_{Res} + i\frac{\sqrt{T_1}\mathcal{F}}{\pi}E_0. \quad (6.7)$$

Hierbei ist E_{Res} das elektrische Feld im Resonator, $\nu_\omega = \frac{2\mathcal{F}L\dot{\omega}\tau_s}{\pi c}$ die normalisierte Frequenzscanrate, $t' = t/\tau_s$ die auf die Zerfallszeit des Lichtfelds normalisierte Zeit, \mathcal{F} die Finesse des Resonators, L die Länge, τ_s die Zerfallszeit und T_1 die Reflektivität des Eingangsspiegels.

Numerische Integration obiger Gleichung reproduziert gut die Messwerte, wie in Abb 6.25 dargestellt. Die Messungen wurden durchgeführt, indem der Synthesizer, der die Radiofrequenz für den AOM zwischen dem Glasfaserausgang und dem Vergleichsresonator darstellt, definiert frequenzmoduliert wurde. Die in Abb. 6.25 gezeigte berechnete Kurve ist aus den bekannten Daten über die Finesse des Resonators und die Verstimmgeschwindigkeit ermittelt worden und enthält keine freien Anpassungsparameter.

Die Interferenzeffekte führen zu Phasenverschiebungen im rückreflektierten Licht und damit zu Oszillationen auf dem Pound-Drever-Hall Fehlersignal. In Abb. 6.26 ist das Fehlersignal für normalisierte Frequenzverstimmraten von $\nu = 0.03$, $\nu = 0.15$ und $\nu = 0.61$ dargestellt. Mit zunehmendem ν nimmt die Asymmetrie und der oszillatorische

Anteil auf dem Signal zu.

6.3.12 Beschleunigter Zerfall des Resonatorlichtfeldes

Wird bei mit Licht gefülltem Resonator die Phase des eingestrahlt Lichtes um π gedreht, so läßt sich durch destruktive Interferenz der Resonator schneller als im ungestörten Fall entleeren.

Der Effekt wurde am Vergleichsresonator gezeigt. Zwei RF-Synthesizer, die die gleiche Referenzfrequenz benutzen und daher phasenstarr gekoppelt werden können, dienen als Quelle für die Radiofrequenz auf dem AOM, mit dem das Licht des stabilisierten 729 nm Lasers verstimmt wird. Wird nun mit einem schnellen Radiofrequenzschalter die Radiofrequenzquelle von einem Synthesizer auf den anderen umgeschaltet, so überträgt sich die Frequenz- und Phasendifferenz zwischen den Synthesizern auf das Licht.

Bei der Messung des Effekts werden beide Synthesizer so eingestellt, daß das Licht zu einer TEM_{00} -Mode des Vergleichsresonators resonant ist. Die Phase zwischen den Synthesizern beträgt π . Beim Umschalten von einem Synthesizer auf den anderen erfährt das einfallende Lichtfeld einen Phasensprung von π und das Lichtfeld im Resonator zerfällt mit der doppelten der natürlichen Zerfallszeit. Abb. 6.27 zeigt eine Messung mit beschleunigtem Zerfall des Resonatorlichtfeldes und im Vergleich dazu den ungestörten Zerfall.

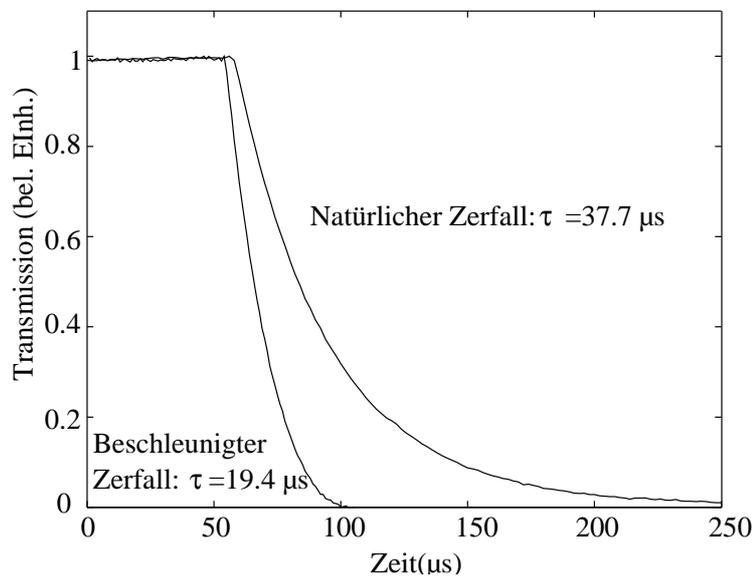


Abbildung 6.27: Beschleunigter Resonatorzerfall. Die obere Kurve zeigt den ungestörten Zerfall des Lichtfeldes im Resonator, die untere den beschleunigten Zerfall. Die Zerfallszeit wurde halbiert.

Wird ein Synthesizer um eine Frequenz f gegenüber dem anderen, auf die Resonanzfrequenz des Resonators eingestellten Synthesizers verstimmt, so ist dem exponentiellen Zerfall des Lichtfeldes beim Umschalten auf den verstimmten Synthesizer eine Schwebung mit der Frequenz f überlagert. In Abb. 6.28 ist eine solche Abklingkurve mit einer Differenzfrequenz zwischen den Synthesizern von 46 kHz dargestellt. Das Ergebnis der Messung und eine mit der in Abschnitt 6.3.11 skizzierten Theorie gewonnene Kurve sind im oberen Graph gleichzeitig dargestellt. Der untere Teil der Abbildung zeigt die Differenz zwischen der gemessenen und der theoretisch ermittelten Kurve. Die Oszillationen des Differenzsignals lassen sich durch Fluktuationen der Laserfrequenz erklären.

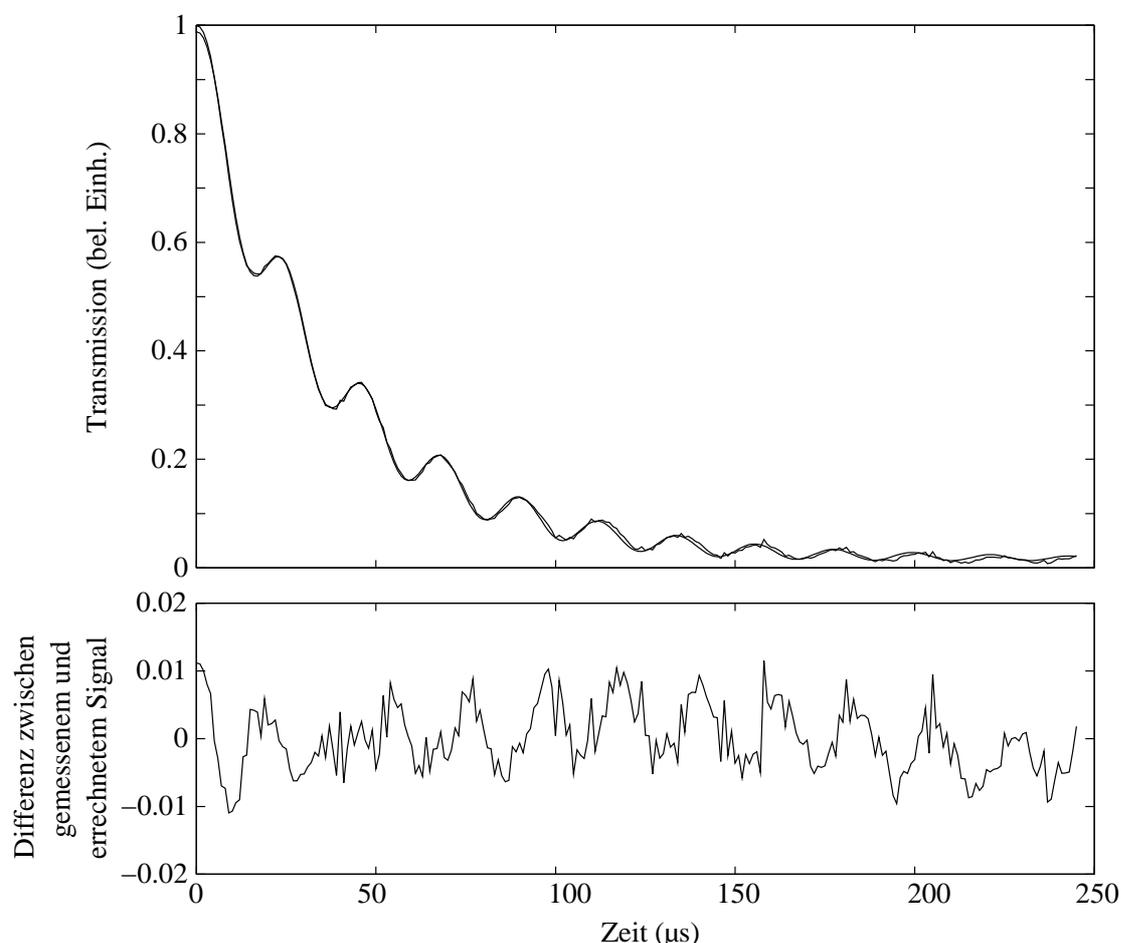


Abbildung 6.28: Zerfall des Resonatorlichtfeldes nach Änderung der Lichtfrequenz um 46 kHz. Der obere Graph zeigt die gemessene Transmission, der Untere die Differenz zwischen dem gemessenen und dem theoretischen Signal.

6.4 Laser bei 397 nm

Das Licht für den $4^2\text{S}_{1/2} \leftrightarrow 4^2\text{P}_{1/2}$ Diploübergang bei 396.85 nm wird von einem frequenzverdoppelten, radiofrequenzstabilisierten Titan-Saphir-Laser erzeugt. Der Aufbau des Lasersystems ist in Abb. 6.29 skizziert.

Ein Coherent 899 Titan Saphir Laser mit einer Ausgangsleistung von bis zu 3 W wird mit einer Radiofrequenzstabilisierung auf eine Linienbreite von ca. 100 kHz stabilisiert. Die Linienbreite des Überganges ist 20 MHz; die Linie kann also mit dem Laser sehr gut abgetastet werden. Die Länge des externen Referenzresonators kann mit einem Piezo geändert werden; dadurch ist der Laser um ca. 5 GHz verstimmbar. Ein Teil des Lichtes wird über eine Glasfaser in ein λ -Meter gegeben, um den Laser auf die richtige Wellenlänge von 793.699 nm stellen zu können.

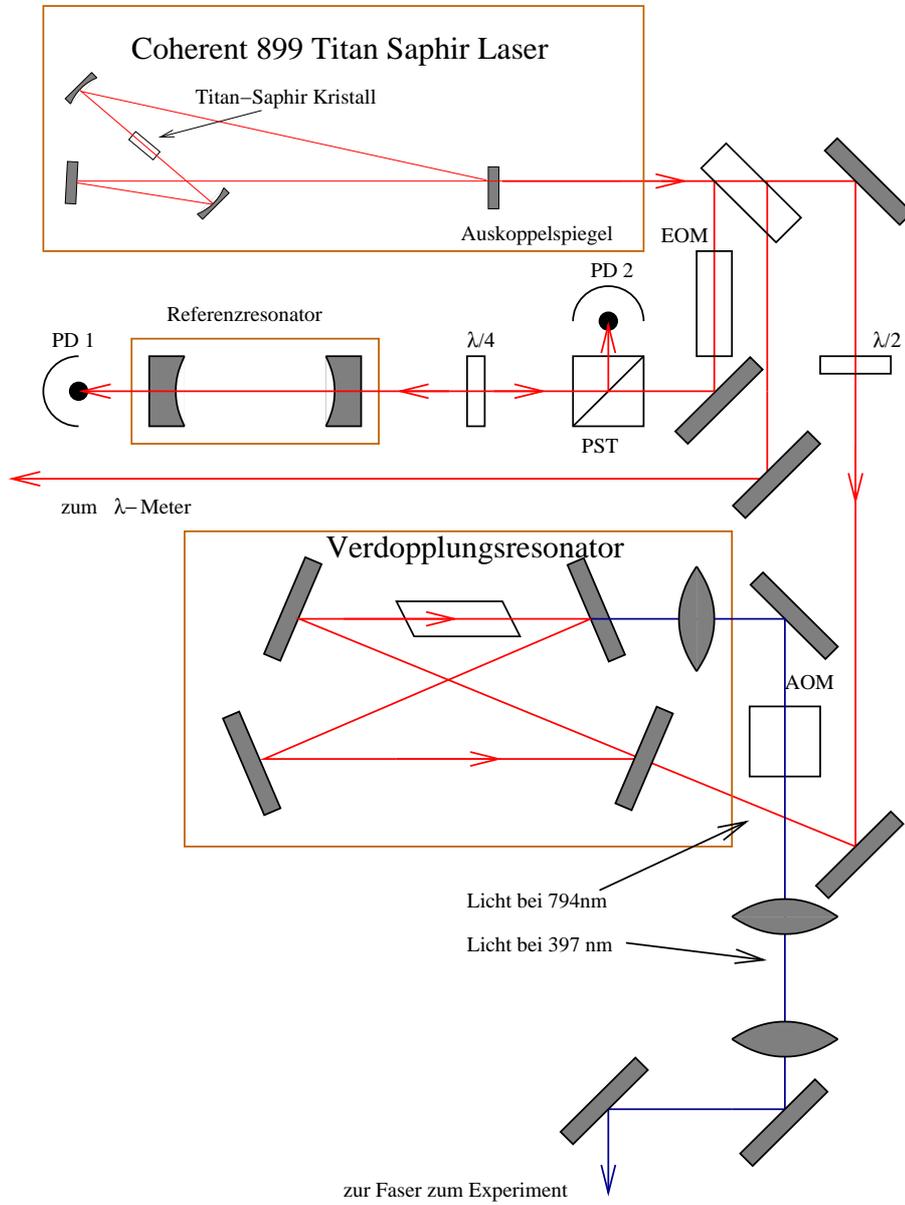


Abbildung 6.29: Aufbau des 397 nm Lasersystems. PD 1 dient zur Systemüberwachung, PD 2 wird für das RF-Fehlersignal benutzt. Der AOM schaltet das Licht zur Glasfaser ein und aus.

Der Hauptteil des Lichtes wird in einem LBO- (Lithiumtriborat) Kristall in einem Resonator frequenzverdoppelt. Der Verdopplungsresonator ist ein Wavetrain Verdoppler der LAS GmbH und wird mit der Hänsch-Couillaud Technik stabilisiert. Das resultierende UV-Licht bei 397 nm (max 80 mW) wird durch einen AOM gegeben, um es schnell ein und ausschalten zu können und danach in eine Glasfaser zum Experimentiertisch eingekoppelt. Mit dem AOM wird ebenfalls die UV-Leistung am Ausgang der Glasfaser auf ca. 1-2 mW eingestellt.

Eine Intensitätsstabilisierung wie in Kapitel 6.3.6 beschrieben sorgt für eine konstante Ausgangsintensität.

Die Drift des Lasers beträgt kurz nach dem Einschalten bis zu 1 MHz /Minute und verringert sich nach einigen (10-12) Stunden auf weniger als 5 MHz/Stunde. Die Drift entsteht zum einen durch Temperaturgradienten, die kurz nach dem Einschalten entstehen, und zum anderen durch die Drift des Piezos des Referenzresonators. Der Piezo driftet, wenn seine Länge geändert wurde. Er driftet um so stärker, je größer die Längenänderung ist. Wenn sich nach einiger Zeit die Laser thermisch stabilisiert haben, sind nur noch kleine Piezoauslenkungen erforderlich, so daß auch der Anteil des Piezos an der Gesamtdrift abnimmt.

6.5 Diodenlaser

Für die $3^2D_{3/2} \leftrightarrow 4^2P_{1/2}$ und $3^2D_{5/2} \leftrightarrow 4^2P_{1/2}$ Dipolübergänge bei 866 nm und 854 nm stehen Diodenlaser in Littrow-Konfiguration mit zusätzlicher RF-Stabilisierung zur Verfügung. Der genaue Aufbau der Diodenlasersysteme ist in [54] und [55] beschrieben. Beide Laser sind sehr ähnlich aufgebaut und werden hier gemeinsam beschrieben; auf die Details wird in den jeweiligen Unterkapiteln eingegangen.

Aufbau der Gitterstabilisierten Systeme

Der Aufbau ist in 6.30 dargestellt. Das Licht aus der Laserdiode wird kollimiert und auf ein optisches Gitter mit 1200 Strichen/mm gelenkt. Die nullte Beugungsordnung verläßt als Nutzstrahl das auf 5 mK temperaturstabilisierte, schwingungsgedämpfte Aluminiumgehäuse; die erste Beugungsordnung wird wieder in die Laserdiode zurückgestrahlt. Dadurch erhöht sich bei einer durch den Gitterwinkel bestimmten Frequenz die optische Rückkopplung im Laserdiodenresonator und die Diode wird auf diese Frequenz gezwungen. Das Gitter kann mit einer Feingewindeschraube grob und mit einem piezoelektrischen Versteller fein eingestellt werden. Auf diese Weise läßt sich die Wellenlänge verstimmen. Die Linienbreite eines gitterstabilisierten Lasers beträgt einige MHz.

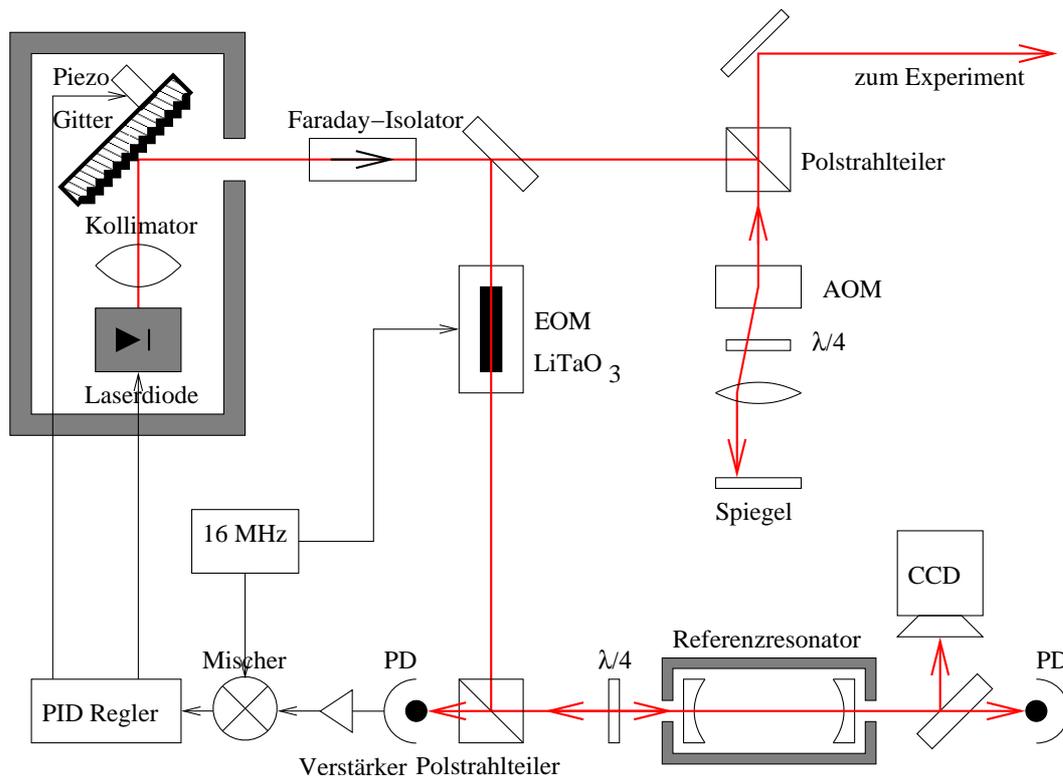


Abbildung 6.30: Prinzipieller Aufbau der Diodenlaser

Aufbau der RF-Stabilisierung

Das Licht der nullten Beugungsordnung durchläuft eine Strahlformungsoptik aus einem Paar anamorphotischer Prismen und einen optischen Isolator, um optische Rückkopplung aus dem restlichen Lasersystem in die Laserdiode zu vermeiden. Ein Teil des Lichtes wird an einem Strahlteiler abgetrennt und dient der Radiofrequenzstabilisierung. Es durchläuft einen Elektro-Optischen Modulator (EOM), der Seitenbänder bei 16 MHz aufprägt und wird in den Referenzresonator eingekoppelt. Das rückreflektierte Licht vom Resonator wird mit einer Photodiode detektiert und daraus das Fehlersignal erzeugt. Dieses wird über einen PID Regler auf den Gitterpiezo und den Laserdiodenstrom zurückgekoppelt und stabilisiert so die Laserdiode auf den Referenzresonator. Das nicht für die Stabilisierung verwendete Licht wird in einem Akusto-Optischen Modulator (AOM) im doppelten Durchgang auf die gewünschte Frequenz der atomaren Resonanz verstimmt. Zusätzlich kann mit dem AOM die Intensität des Lichtes eingestellt werden.

Ein Teil des Lichtes wird außerdem zur optogalvanischen Spektroskopie benutzt, um den Wellenlängenbereich grob auszuwählen. Ein weiterer Teil ist in ein Michelson-Wellenlängenmeßgerät eingekoppelt, um die Wellenlänge grob voreinzustellen.

6.5.1 Diodenlaser bei 866 nm

Die Laserdiode SDL 5401-G1 hat eine maximale Ausgangsleistung von 50 mW. Die Leistung des frequenzstabilisierten und durch den AOM frequenzverschobenen Strahles am Eintritt in die Vakuumapparatur ist ca. 1 mW, woraus sich bei einem Waist von ca. 100 μm am Ort der Ionen eine Leistungsdichte von ca. 0.3 W/cm^2 ergibt.

Die Linienbreite des Pound-Drever-Hall stabilisierten Lasers beträgt ca. 10 kHz relativ zu seinem Referenzresonator. Der $3^2D_{3/2} \leftrightarrow 4^2P_{1/2}$ Übergang hat eine natürliche Linienbreite von 1.3 MHz, so daß mit dem Laser die Linie mit einer Auflösung von 10^{-3} abgefahren werden kann und der Laser insbesondere gut auf die atomare Resonanz gestimmt werden kann. Die Resonanz kann schmalbandigere Anteile aufweisen, wenn der Übergang in eine sog. Dunkelresonanz getrieben wird. Auch für diese Anteile ist die Linienbreite gut genug, um sie sicher auflösen zu können.

Der Referenzresonator ist druckdicht und zweifach temperaturstabilisiert; aus Vergleichsmessungen mit Sättigungsspektroskopie an Cs Dampf wurde die Drift zu 300 kHz in 4 Stunden bestimmt. Die diesem Wert entsprechende Temperaturänderung des Resonators ist 0.5 mK. Die Langzeitdrift beträgt ca. 10 MHz/Monat.

Hohlkathodenspektroskopie wird benutzt, um die Temperatur des Referenzresonators so einzustellen, daß ca. 540 MHz von der Hohlkathodenresonanz eine Resonanz des Resonators liegt. Dazu wird der Laser über 2 GHz verstimmt, und es werden die Transmission durch den Referenzresonator und das Hohlkathodensignal gleichzeitig aufgenommen. Mit dem AOM bei 270 MHz wird im doppelten Durchgang das Licht auf die atomare Resonanz gestimmt. Ein typisches Hohlkathodenspektrum ist in Abb. 6.31 gezeigt.

6.5.2 Diodenlaser bei 854 nm

Die maximale Ausgangsleistung der SDL 5411-G1 ist 100 mW, die Leistung am Ort der Ionen ist ca. 1 mW.

Aus Schwebungsmessungen mit einem identisch aufgebauten System wurde die Linienbreite von einem kHz ermittelt. Die Meßzeit betrug dabei eine Sekunde und beide Laser waren auf den gleichen Referenzresonator stabilisiert.

Der Laser wird verstimmt, indem die Länge des Referenzresonators mit einem Piezo verändert wird. Mit einem AOM wird die Leistung des Strahls eingestellt.

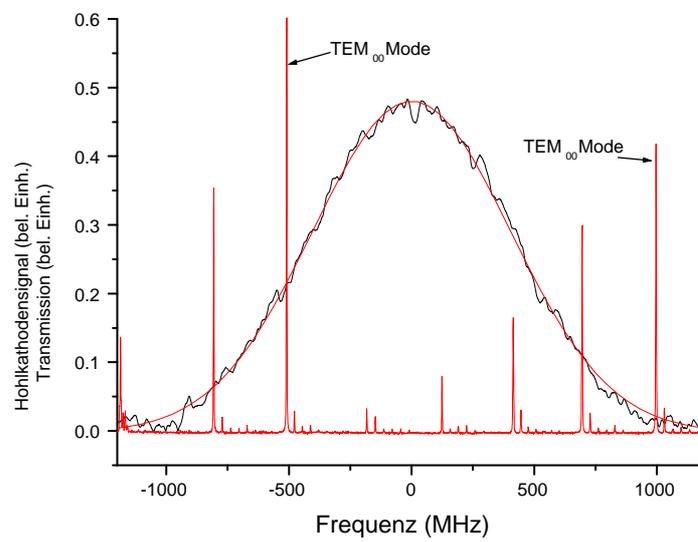


Abbildung 6.31: Hohlkathodenspektrum. Der Abstand der TEM₀₀-Moden ist 1.5 GHz. Die benutzte Mode ist 500 MHz von der atomaren Resonanz entfernt.

6 Die Lasersysteme für Ca^+

7 Aufbau des Experiments

Das Experiment gliedert sich in die lineare Ionenfalle, den Nachweis der Ionen, die Lasersysteme und die Computersteuerung.

Räumlich ist das Experiment auf zwei optische Tische verteilt: auf einem (dem Fallentisch) stehen die lineare Falle und eine weitere Paulfalle für Ca^+ , der andere (der Lasertisch) trägt die Titan-Saphir-Lasersysteme samt Stabilisierungen und Pump-laser. Glasfasern leiten das Licht vom Lasertisch zum Experiment. In Abb. 7.1 ist der grundsätzliche Aufbau dargestellt.

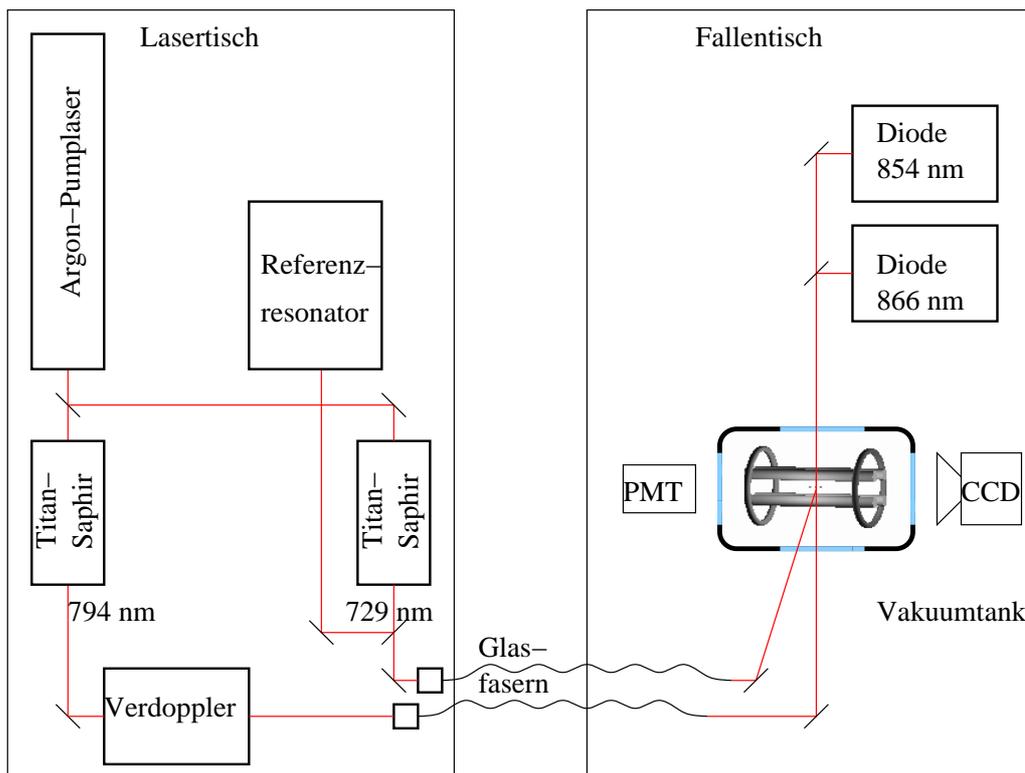


Abbildung 7.1: Prinzipieller Gesamtaufbau des Experiments. Der Lasertisch trägt den Argon-Ionen Pumplaser, der Fallentisch die Vakuumapparatur, den Nachweis und die Diodenlaser

7 Aufbau des Experiments

Der Lasertisch schwebt auf einem Luftpolster zur Isolierung gegen Trittschall. Der optische Aufbau ist zum Schutz gegen Staub mit Plexiglasplatten eingeschlossen und wird von oben mit einem laminaren Luftstrom umspült.

Auf dem Fallentisch (dessen luftgefederte Füße i. A. nicht aufgeblasen sind), befinden sich die Fallen und die Diodenlaser bei 866, 854 und 850 nm. Das Licht der Diodenlaser wird mit dichromatischen Spiegeln mit dem UV-Licht (397 nm) überlagert und in das Zentrum der Ionenfalle gelenkt. Die Fluoreszenz wird zum einen über ein Objektiv von einem Photomultiplier gemessen und zum anderen auf eine intensivierte CCD-Kamera abgebildet.

Die gesamte Experimentsteuerung wird von einem Computer unter LabView durchgeführt; ein weiterer Computer dient zum Auslesen der CCD-Kamera.

In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Komponenten im Detail besprochen.

7.1 Lineare Ionenfalle

Die Ionenfalle selbst besteht aus den 4 Stangenelektroden und zwei darüber geschobenen Zylindern, die als Ringelektroden dienen. Die Struktur wird durch Keramikscheiben (MACOR) auf jeder Seite zusammengehalten, die wiederum durch 4 weitere Metallstäbe fixiert werden. An diese Metallstäbe kann außerdem eine Spannung zur Mikrobewegungskompensation angelegt werden.

Der Aufbau der Falle ist in Abb. 7.2 skizziert.

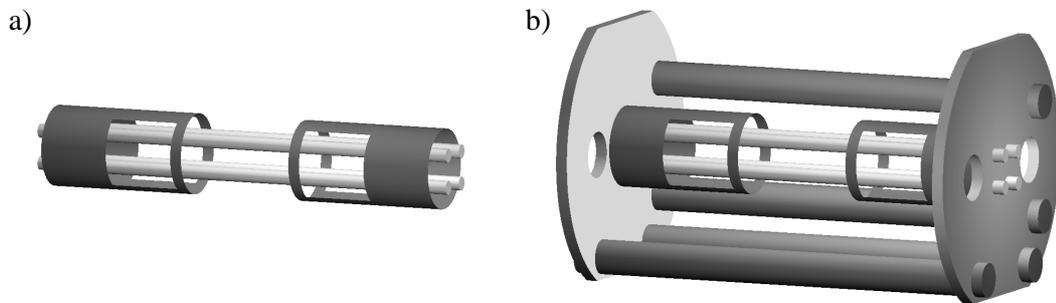


Abbildung 7.2: Aufbau der linearen Ionenfalle: a) Elektrodenanordnung, b) Gesamtaufbau mit Keramikscheiben und Kompensationselektroden

Die Stangenelektroden bilden ein Quadrat von 2.1 mm Seitenlänge, der Durchmesser der Elektroden ist 0.6 mm. Die als Ringelektroden dienenden Zylinder haben einen Durchmesser von 7 mm und jeweils einen Abstand von 5 mm zum Fallenzentrum. In die Zylinder und in die Stützkeramik sind Aussparungen gefräst, um freien Laserzugang

zu gewährleisten. Die Keramikscheiben haben 25 mm Durchmesser und 2 mm Dicke. Sie sind in 18 mm Abstand zum Fallenzentrum angebracht.

Die geometrischen Abmessungen ergeben sich als Kompromiß aus den folgenden, sich teilweise widersprechenden Forderungen:

- Die radialen Fallenfrequenzen sollten möglichst hoch sein, um die Kühlung zu erleichtern. Das wird durch kleine geometrische Abmessungen und hohe Spannungen erreicht.
- Der axiale Mindestabstand der Ionen in Ionenketten sollte einige μm betragen, um die Ionen einzeln mit einem Laser ansprechen zu können und die Fluoreszenz der Ionen auf der CCD-Kamera auflösen zu können. Je größer der Abstand der Ionen ist, um so kleiner ist die Fallenfrequenz in der z-Achse.
- Aus allen drei Raumrichtungen sollte Laserzugang gegeben sein.
- Das Fallenzentrum muß auf eine CCD-Kamera abgebildet werden können.
- Das Fallenzentrum muß auf einen Photomultiplier abgebildet werden können.
- Die Trägerstruktur, insbesondere ihre isolierenden Teile, sollte möglichst weit entfernt sein, um Störungen durch statische Aufladungen zu vermeiden.
- Die Falle sollte mechanisch stabil sein und definiert und mit hoher Genauigkeit zu fertigen sein.

Die Falle ist an den Kompensationselektroden am Durchführungsflansch aufgehängt. Sämtliche Metallteile sind aus rostfreiem Stahl, als Keramikmaterial wurde MACOR verwendet, da es einfach zu bearbeiten ist. Nachteilig an MACOR ist die geringe Durchschlagsfestigkeit für hohe Radiofrequenzspannungen; diese muß im Fallendesign berücksichtigt werden.

7.2 Topfkreis

Die zum Betrieb der Falle benötigte Radiofrequenz-Wechselspannung von einigen 100 V wird von einem Koaxial-Resonator (‘‘Topfkreis’’) erzeugt [65]. In einem Kupferrohr von 10 cm Durchmesser (Außenleiter) befindet sich eine Helix aus Kupferdraht. Die Helix ist an einem Ende mit dem Außenleiter verbunden, das andere Ende ist mit den Fallenelektroden kontaktiert. Die Radiofrequenz wird nach einer halben oder dreiviertel Helixwindung eingekoppelt, die genaue Position muß experimentell bestimmt werden, indem die Position mit der geringsten zurückreflektierten Leistung gesucht wird. Ein (aufgeschnittener) Koaxial-Resonator ist in Abb. 7.3 dargestellt.

Die beschriebene Elektrodenanordnung bildet einen $\lambda/4$ -Resonator.

7 Aufbau des Experiments

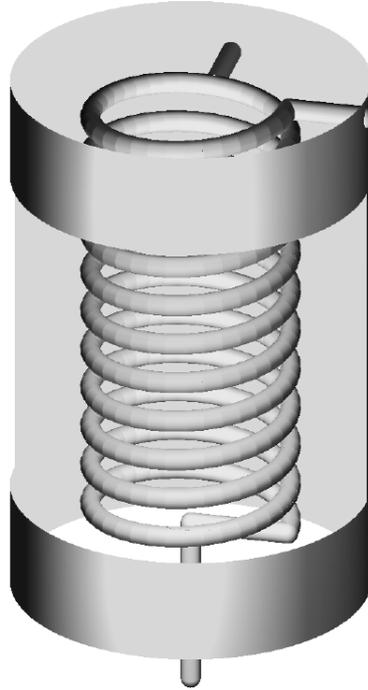


Abbildung 7.3: Darstellung des Topfkreises

Der verwendete Topfkreis hat eine Güte unter Last von etwa $Q \approx 250$, die Resonanzfrequenz liegt bei 16 MHz.

Aus spektroskopischen Messungen ist die radiale Fallenfrequenz von $f_r = 1.9$ MHz bei 4 W eingekoppelter RF-Leistung ($f_{RF} = 16$ MHz) bekannt. Daraus folgt ein Fallensparameter $q = 0.35$ und damit, mit der gegebenen Fallengeometrie, eine Amplitude U_0 der Fallenspannung $U_{Falle} = U_0 * \cos(\omega t)$ von $U_0 = 1000$ V. Die Fallenspannung hängt wie folgt mit der angelegten Radiofrequenzspannung zusammen: $U_0 = \alpha \sqrt{Q} U_{RF}$. Der Proportionalitätsfaktor α hängt von der Fallengeometrie und den elektrischen Eigenschaften der Vakuumdurchführungen und Kabel ab und kann nicht analytisch bestimmt werden. Eine RF-Leistung von 4 W an 50Ω entspricht einer Spannung von $U_{RF,RMS} = 14.1$ V oder einer Amplitude von $U_{RF} = 20$ V. Daraus ergibt sich ein Wert von $\alpha = 3.1$.

Die Radiofrequenz wird von einem digitalen DDS-Synthesizer (Stanford Instruments, DS 345) erzeugt und von einem 25 W EMV-Meßsender-Verstärker (Frankonia FLH 25) verstärkt. Mit Hilfe eines Reflektometers wird die Radiofrequenz genau auf die Resonanz des Topfkreises eingestellt. Nachdem die Leistung auf 4 W eingestellt worden ist, erwärmt sich der Topfkreis und die Resonanzfrequenz verschiebt sich um wenige kHz und muß nachjustiert werden. Nach ca. einer halben Stunde im Betrieb hat sich das thermische Gleichgewicht hergestellt und die Resonanzfrequenz bleibt konstant. Zur

mechanischen Stabilisierung ist die Helix mittels eingeflochtener Papierstreifen gegen Schwingungen gedämpft

Im Gegensatz zu früheren Versionen des Experimentes [10] wurde auf den regelbaren RF-Abschwächer (Minicircuits, PAS 1) verzichtet, da dieser Störungen auf das Signal aufmodulierte. Auch der 5 W RF-Verstärker wurde ersetzt, da der Verstärker zu nahe an seiner Leistungsgrenze arbeitete und ebenfalls Störungen auf die RF aufgeprägt hat. Eine gute spektrale Reinheit des RF-Signals ist sehr wichtig für den Fallenbetrieb; im vorliegenden Fall ist die zweite Harmonische des RF-Signals um -35 dBC unterdrückt. Durch die Filterwirkung des Koaxial-Resonators ist die zweite Harmonische ebenfalls um -55 dBC unterdrückt, so daß sich eine Gesamtunterdrückung der zweiten Harmonischen von -90 dBC ergibt.

Der Topfkreis ist direkt über dem Fallenflansch befestigt, um die Zuleitungen zur Falle (und damit die Streukapazitäten) so kurz wie möglich zu halten. Der gesamte Topfkreis ist von einem hochfrequenzdichten Metallgehäuse umgeben, um Störungen auf die umliegende Elektronik, vor allem die Laserstabilisierungen, zu vermeiden.

Die Ringe werden auf eine Gleichspannung von bis zu 2 kV gelegt. Der Rausch- und Brummanteil dieser Gleichspannung ist unter einem mV.

7.3 Vakuumtank

Kernstück der Vakuumapparatur ist ein CF 63 Doppelkreuz mit zusätzlichen CF 35 Flanschen in den Diagonalen. Die Ionenfalle ist am oberen CF 63 Flansch montiert. Der gegenüberliegende untere CF 63 Flansch trägt zwei Kalzium-Atomöfen zur Erzeugung eines Atomstrahls und zwei Elektronenkanonen zum Ionisieren desselben. Die Öfen bestehen aus 40 mm langen Stahlröhren, die mit Brocken aus Kalzium gefüllt sind. Ein Strom von 5-6 A erwärmt den Ofen auf wenige 100°C und ein Atomstrahl sublimiert aus dem Kalzium. Der Ofen darf nicht glühen, ansonsten werden zu viele Atome mit zu hoher Geschwindigkeit ausgedampft. Eine Blende vor dem Ofen sorgt dafür, daß der Atomstrahl nur in das Fallenzentrum gelangt und nicht die Keramik bedampft. Die Elektronenkanonen bestehen aus ca. 5 mm thorierten Wolframdraht, die von einem Strom von ca. 3 A zum Glühen gebacht werden. Eine zylinderförmige Anode mit einem Austrittsloch in der Mitte saugt bei ca. 20 V Vorspannung die Elektronen ab. Die Elektronen werden von dem Fallenpotential in die Ionenfalle beschleunigt. Es ist daher nicht notwendig, sie präzise auf das Fallenzentrum auszurichten. Zum Fallenbetrieb ist jeweils nur ein Ofen und eine Elektronenkanone notwendig, die zweiten dienen als Reserve.

Zwei gegenüberliegende CF 63 Flansche enthalten invertierte Viewports, in denen Objektive zur Abbildung der Falle auf die Kamera und den Photomultiplier montiert sind. Der fünfte CF 63 Flansch ist mit einem Fenster bestückt.

Am letzten CF 63 Flansch ist ein weiteres CF 63 Doppelkreuz befestigt, welches gegen das Fallenzentrum um 45° rotiert ist. An diesem Doppelkreuz sind zwei Vakuumpumpen

7 Aufbau des Experiments

(eine Ionengetterpumpe und eine Titan-Sublimationspumpe), eine Vakuummeßröhre und das Ventil zum Auspumpen der Apparatur befestigt. Der letzte Flansch trägt wieder ein Fenster.

Die CF 35 Flansche am Fallenkreuz sind mit Fenstern bestückt, um Laserzugang zu gewähren. Einige Fenster sind um 6° gekippt, um direkte Reflektionen der Laser in sich zurück zu vermeiden.

Abb. 7.4 zeigt einen Schnitt durch die Vakuumapparatur, von oben gesehen. Die Ionenfalle ist um 22.5° um die y-Achse rotiert. Dadurch enthalten auch die Laserstrahlen in x- bzw. z-Richtung einen k -Vektor in z- bzw. x-Richtung.

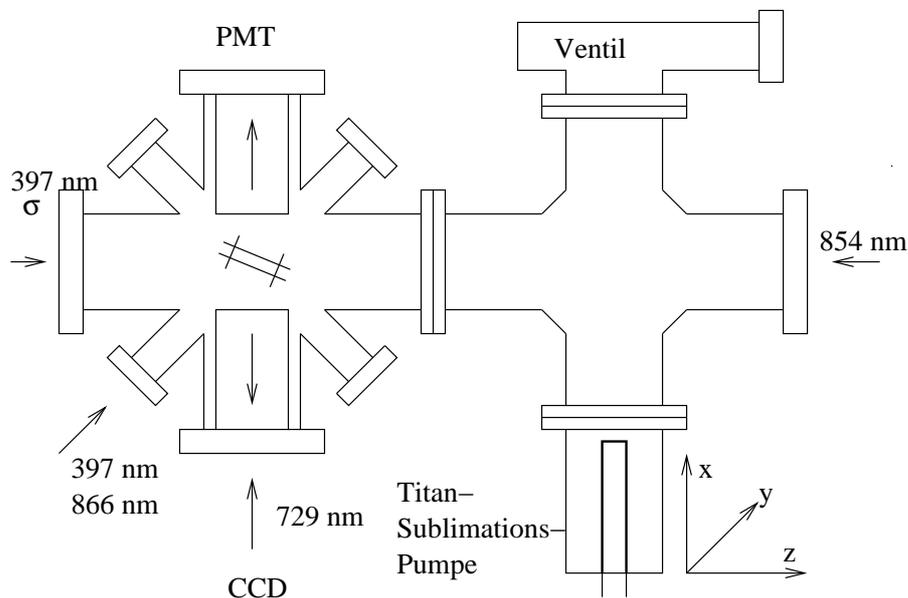


Abbildung 7.4: Schnitt durch die Vakuumapparatur, von oben gesehen.

Die Apparatur wurde mehrere Tage bei ca. 300°C ausgeheizt. Eine Ionengetterpumpe mit 20 l/s pumpt kontinuierlich und ca. ein Mal pro Woche wird mit der Titan-Sublimationspumpe eine neue Absorptionsschicht erzeugt. Der Druck ist kleiner als $3 \cdot 10^{-10}$ mbar. Während der Ofen und die E-Kanone aktiv sind, steigt der Druck auf bis zu 10^{-8} mbar, sinkt aber nach dem Abschalten in wenigen Minuten auf den Ausgangswert.

Nach dem Öffnen der Apparatur stellte sich heraus, daß das Fenster zum Photomultiplier mit Kalzium bedampft war und Licht zu 90% reflektierte. Dadurch ist auch die mit der Zeit abnehmende Zählrate des PMT erklärt.

7.4 Laserstrahlen

In dem in Abb. 7.4 angegeben Koordinatensystem mit dem Fallenzentrum in der Position $\{0,0,0\}$ und der Y-Achse nach oben zeigend, treten die Laserstrahlen unter folgenden Richtungen ein:

- Die Dopplerstrahlen bei 397 nm und 866 nm werden überlagert und haben die Richtung $\{1,0,1\}$ und $\{0,1,1\}$.
- Der σ -Strahl bei 397 nm zur Präparation des Zeemann-Unterezustands trifft unter der Richtung $\{0,0,1\}$ entlang der Achse des Magnetfeldes auf die Falle.
- Der Rückpump-Strahl bei 854 nm läuft dem σ -Strahl in der Richtung $\{0,0,-1\}$ entgegen.
- Der Quadrupol-Strahl bei 729 nm wird mit einem bichromatischen Spiegel in den Strahlengang der CCD-Kamera eingekoppelt und trifft die Falle unter der Richtung $\{1,0,0\}$.

Die Polarisation der 397 nm Strahlen kann mit $\lambda/2$ -Platten eingestellt werden. Die Gewichtung der beiden 397 nm Strahlen aus der $\{1,0,1\}$ und $\{0,1,1\}$ Richtung kann mit einer weiteren $\lambda/2$ -Platte und einem Polstrahlteiler eingestellt werden. Meistens werden 80% des Lichtes in die $\{1,0,1\}$ Richtung gegeben. Die restlichen 20% in der anderen Richtung werden benutzt, um die Oszillation der Ionen senkrecht zu dieser Richtung zu verhindern.

7.5 Magnetfeld

Die spektroskopischen Experimente werden im wesentlichen mit einer der 10 Zeeman-Komponenten des $S_{1/2} \leftrightarrow D_{5/2}$ Übergangs ($-\frac{1}{2} \leftrightarrow -\frac{5}{2}$) vorgenommen. Das Magnetfeld von typischerweise 3.6 Gauss wird entlang der z-Achse mit einer wassergekühlten Spule bei 1 A Strom angelegt. Zusätzliche Spulen in der x- und y- Achse kompensieren das Erdmagnetfeld. In der x- und y- Achse sind Spulenpaare auf beiden Seiten der Falle vorhanden, in der Praxis wurde aber nur je eine Spule pro Achse benutzt; das Magnetfeld innerhalb des Aufenthaltsvolumens eines Ions ($< 0.1 \mu\text{m}^3$) und über eine Ionenkette mit einer Länge $l < 20 \mu\text{m}$ Länge ist ausreichend homogen. Die Fluktuationen des Magnetfeldes durch umliegende Wechselströme betragen ca. 14 mG. Die dadurch verursachten Verbreiterungen der Zeeman-Komponenten wurden reduziert, indem die Experimente jedesmal bei der selben Phase zur 50 Hz Stromversorgung netzsynchron durchgeführt wurden.

Es wäre möglich, die Feldfluktuationen zu messen und mittels "feed forward" Techniken im Fallinneren zu kompensieren, entsprechende Versuche wurden aber nicht konsequent zu Ende geführt. Für die laufenden Experimente war eine solche Kompensation

nicht unbedingt erforderlich. Die Messungen der schwachen Wechselfeldanteile wurden mit sogenannten "Fluxgate Magnetometern" [66] ausgeführt.

7.6 Nachweis der Ionen

Der Nachweis der Fluoreszenz der Ionen erfolgt bei der Wellenlänge des Dipolübergangs bei 397 nm. Ein Photomultiplier detektiert die Gesamtfluoreszenz aller Ionen und ist fähig, einzelne Photonen mit einer Quanteneffizienz von ca. 15 % zu detektieren.

Der Aufbau ist in Abb. 7.5 zusammen mit dem Nachweissystem für die CCD-Kamera skizziert.

Das Licht zum PMT wird von einem Mikroskopobjektiv (Hamamatsu H5773P-03) gesammelt, mit einer Blende vom Streulicht getrennt und hinter einem Kantenfilter (BG 39 Glas) bei 400 nm auf den PMT gegeben. Die Blende besteht aus vier einzeln verschiebbaren Klingen, sodaß genau der Bildausschnitt des Fallenzentrums eingestellt werden kann. Die Abbildungsoptik vergrößert um einen Faktor von 6. Die Pulse aus dem PMT werden um einen Faktor 200 von einem schnellen Verstärker verstärkt und in einem Photonen-zähler (Stanford Instruments, SR 400) diskriminiert.

Als CCD-Kameraobjektiv dient ein Nikon MNH-23150 ED Plan 1.5x Objektiv mit einer f-Zahl von ca. 1.5. Die intensivierte CCD Kamera (Princeton Instruments ICCD) wird mit dem zweiten Objektiv beleuchtet. Die Vergrößerung ist ca. 18, sodaß bei einer Pixelgröße von $21 \times 21 \mu\text{m}$ ein Pixel $1.2 \times 1.2 \mu\text{m}$ in der Falle entspricht. Der Abstand der Ionen läßt sich aus spektroskopischen Messungen durch die Fallenfrequenz ermitteln [12] und beträgt bei $f_{ax} = 700 \text{ kHz}$ $d = 7.6 \mu\text{m}$. Zwei Ionen in diesem Abstand können mit der Abbildungsoptik klar getrennt werden. Die räumliche Auflösung des Systems beträgt ca. $3\text{-}4 \mu\text{m}$.

In den Strahlengang der Kamera wird über einen bichromatischen Spiegel Licht bei 729 nm eingekoppelt und auf die Ionen abgebildet. Das 729 nm Licht kann gezielt auf einzelne Ionen gelenkt werden (siehe nächsten Abschnitt). Die Belichtungszeit der Kamera beträgt typischerweise 0.5 s. Kürzere Belichtungszeiten sind unter Beibehaltung des Signal-Rauschverhältnisses nur möglich, wenn der Kamerachip mit dem eingebauten Peltierelement gekühlt wird; da die Kühlung aber die Lebensdauer des Chips verkürzt, wird sie selten eingesetzt. Die Kamera wird von einem eigenen Computer gesteuert und ausgelesen.

Die Kamera wird zur Justage, zur groben Mikrobewegungskompensation (siehe Kapitel 8.2), und zur ständigen Überwachung der Ionen benutzt. Mit Hilfe der Kamera kann eine (sehr grobe) Temperaturmessung vorgenommen werden; wenn die Dopplerkühlung nicht funktioniert, sind die Ionen nur als unscharfe Flecken zu erkennen, die bei Einsetzen der Kühlung zu scharfen Punkten werden.

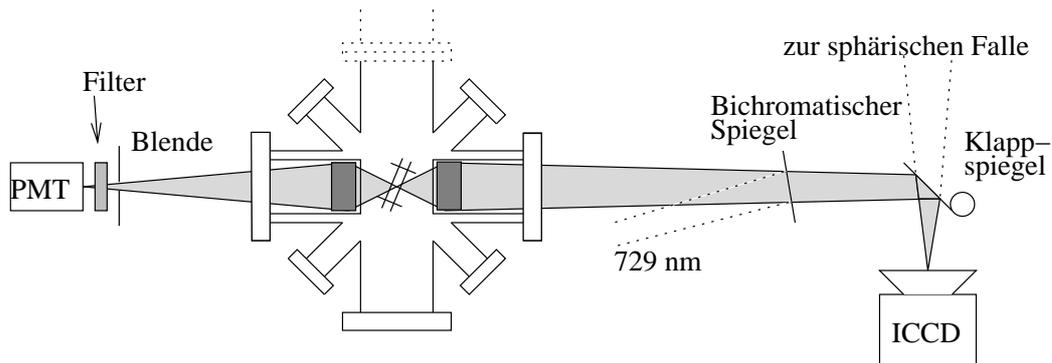


Abbildung 7.5: Nachweis der Fluoreszenz bei 397 nm.

7.7 Adressierung

Die durchgeführten und zukünftige Experimente erfordern, daß der 729 nm Laser schnell und definiert auf einzelne Ionen in einer Ionenkette gelenkt werden kann.

Die Ablenkung des 729 nm Strahles wird von einem elektro-optischen Deflektor (Laser Components, ED 2-730, 1.8 mm) vorgenommen. Dieser besteht aus einem 1.8x25 mm großen Kristall, dessen Seitenflächen so geformt sind, daß sich bei passender Beschaltung (Abb. 7.6 a)) entlang der Kristallachse ein Quadrupolfeld ausbildet. In einem elektrooptisch aktiven Kristall ist der Brechungsindex von der elektrischen Feldstärke abhängig; im elektrischen Quadrupolfeld bildet sich also ein Brechungsindexgradient aus, der ähnlich einer Gradientenindexlinse einen Lichtstrahl ablenkt. Die Ablenkung ist proportional der angelegten Spannung. Der Deflektor funktioniert nur für linear polarisiertes Licht unter der richtigen Einfallsebene, ansonsten werden die verschiedenen Polarisationsanteile in verschiedene Richtungen abgelenkt.

Die Ablenkung beträgt 5 mrad bei einer Spannung von einem kV. Über das in Abb. 7.6, Teil b) dargestellte Abbildungssystem wird der Strahl auf die Ionen abgebildet. Hinter dem Glasfaserausgang wird dem Licht mit einer $\lambda/2$ -Platte und einem Polstrahlteiler eine definierte Polarisation gegeben. Hinter einem Spiegel durchläuft das Licht den Deflektor. Die dem Strahl dort gegebene Ablenkung bildet ein Linsensystem, bestehend aus einem Teleskop, einem bichromatischen Spiegel zur Überlagerung mit dem CCD-Kamera-Sichtstrahl und dem Objektiv an der Falle auf die Ionenkette ab.

Die 1000 mm Linse ist auf einen x-y-z Mikrometer- Verschiebetisch montiert, um den Laser genau auf das Ion justieren zu können. Die Ablenkung des Deflektors transformiert sich zu

$$\delta x \approx 1\mu m/50V. \quad (7.1)$$

Obiger Wert wurde wie folgt ermittelt: Aus der bekannten CCD-Kamera-Eichung ergibt sich die Deflektorablenkung, indem der Effekt (Änderung der Rabi-Frequenz) einer me-

7 Aufbau des Experiments

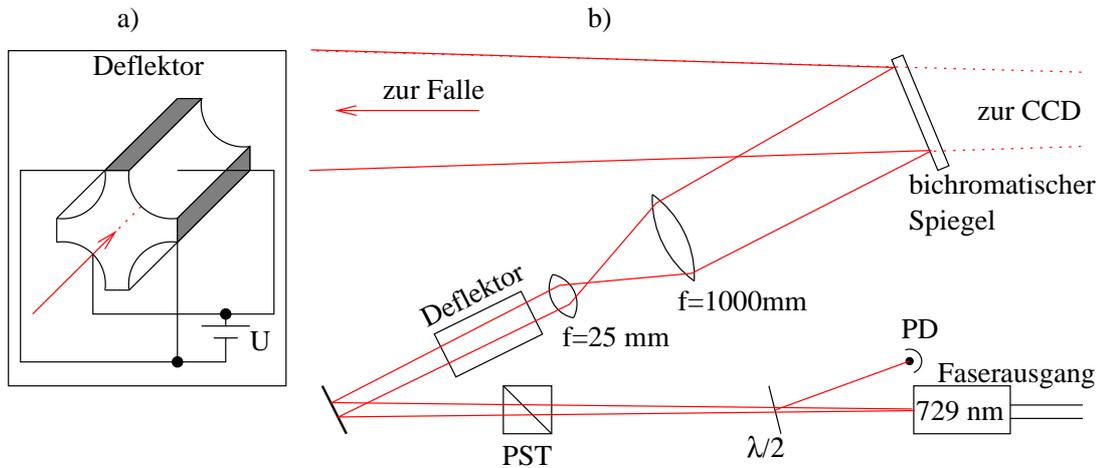


Abbildung 7.6: Adressierung: a) Der Deflektorkristall mit elektrischer Beschaltung; b) Der optische Aufbau: hinter der $\lambda/2$ -Platte und dem Polstrahlteiler wird das Licht im Deflektor abgelenkt und über den bichromatischen Spiegel auf die Ionen gelenkt.

chanischen Verschiebung der Ionen vom 729 nm Laser durch eine Zusatzspannung mit dem Effekt der Positionsänderung des 729 nm Strahls durch den Deflektor verglichen wird.

Eine Spannung von ca. 400 V schaltet den Quadrupolstrahl zwischen zwei Ionen im Abstand von typischerweise $7.6 \mu\text{m}$. Die Treiberschaltung (siehe Anhang) liefert ± 400 V, sodaß drei Ionenpositionen adressiert werden können.

Die Umschaltzeit zu einer der vier frei einstellbaren Spannungen ist kleiner als $5 \mu\text{s}$.

Die Adressierung mit einem elektrooptischen Deflektor hat gegenüber der Adressierung mit einem AOM [67] den Vorteil, daß die Frequenz des Lichtes nicht verändert wird.

Der Strahldurchmesser am Ort des Ions beträgt $3.7 \mu\text{m}$. Zu dessen Messung wurde ein einzelnes Ion mit Hilfe einer kleinen Spannungsdifferenz auf den Ringelektroden durch den Quadrupolstrahl gefahren. Aus der Positionsänderung des Ions auf dem Bild der CCD-Kamera wurde der Ort des Ions bestimmt. Für verschiedene Positionen wurden die Rabifrequenzen des Quadrupolübergangs gemessen und daraus die Laserintensität am Ort des Ions bestimmt. Abbildung 7.7 zeigt das Meßergebnis. Der Strahl ist gaußförmig mit kleinen Abweichungen in den Randbereichen, in denen die Intensität höher ist als die durch eine Gaußkurve vorgegebene, die von der teilweisen Bedampfung des Fensters zur Vakuumapparatur mit Kalzium stammen können.

Ist der Laser mit der Intensität I_0 auf das Zentrum eines Ions gerichtet, so erhält das nächste Ion eine Intensität von $I = 0.005 * I_0$. Bei einem rein gaußförmigen Strahl wären es $I = 10^{-6} * I_0$.

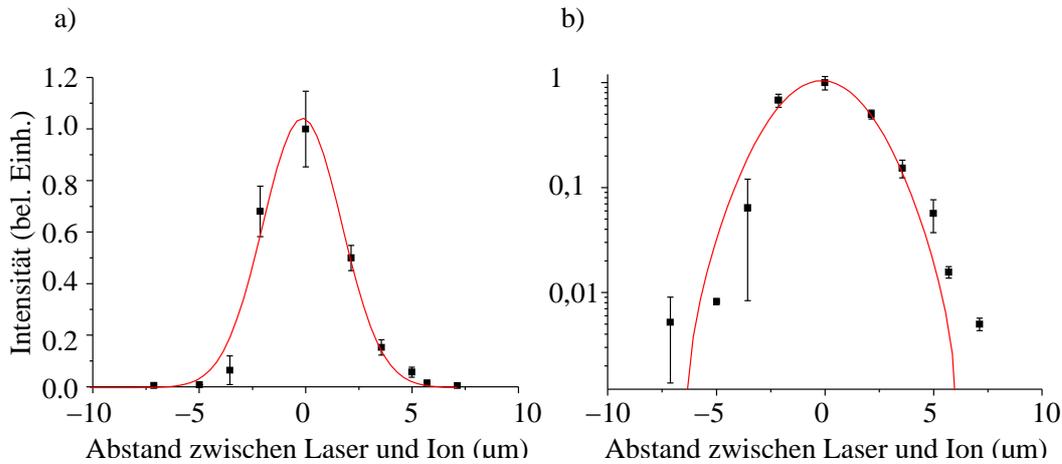


Abbildung 7.7: Profil des Quadrupolstrahles am Ort des Ions, gemessen durch Auswertung der Rabifrequenzen. a) in linearer Auftragung, b) in logarithmischer Auftragung. Der Strahldurchmesser ist $w_{FWHM} = 3.7\mu\text{m}$

7.8 Computersteuerung

Das gesamte Experiment wird von einem Computer unter LabView gesteuert. Sämtliche Laser können mit dem Computer frequenzverstimmt werden und ein- und ausgeschaltet werden. Der 729 nm Laser kann auch in der Intensität gesteuert werden. Via GPIB-Bus werden folgende Geräte angesteuert:

- Ein Stanford Research Systems (SRS) Photonenzähler SR 400.
- Ein SRS SR 830 digitaler Lock-In Verstärker für die Hohlkathodenspektroskopie.
- Drei RF-Synthesizer Marconi 2023, die AOM-Frequenzen für den 729 nm Quadrupol-Strahl generieren.
- Ein Marconi 2022 RF-Synthesizer, ebenfalls für den 729 nm Laser.
- Ein SRS DG535 Delay Generator, um Messungen mit variabler Pulslänge durchzuführen.
- Ein SRS SR 620 Time Interval Counter zum Mikrobewegungsabgleich.
- Ein SRS DS 345 Function Generator zur Pulserzeugung.

Der Computer ist mit zwei National-Instruments (NI) PC-TIO Zeitgeberkarten zur Pulserzeugung ausgerüstet. Da diese Karten nur jeweils einen Puls pro Zyklus erzeugen können, sind zur Erzeugung komplexerer Pulsfolgen mehrere Kanäle der Zeitgeberkarten über Logikgatter miteinander verknüpft. Weitere digitale und analoge

7 *Aufbau des Experiments*

Ein/Ausgabekarten von NI schalten die Laser und stellen Analogausgänge für die Verstimmungen zur Verfügung.

Die Experimentsteuerung wird hauptsächlich von zwei Programmen übernommen: mit einem Programm können die Laser verstimmt werden und die Reaktion der Ionen wird mit Hilfe des Photomultiplier-Signales bestimmt. Ein weiteres Programm übernimmt die Steuerung der Pulse für alle gepulsten Messungen.

Die gepulsten Messungen bestehen aus einer Folge von jeweils 100 identischen Einzelmessungen. Jede Einzelmessung läßt sich unterteilen in Präparation, Manipulation und Detektion des Quantenzustands der Ionen.

8 Betrieb der Falle

In diesem Kapitel wird der Betrieb der Falle vorgestellt. Die im Folgenden beschriebenen Prozeduren müssen bei jedem Einspeichern vorgenommen werden und sind die Voraussetzung für sämtliche Spektroskopieexperimente. Zunächst wird das Einspeichern einzelner Ionen beschrieben. Der nächste Abschnitt beschreibt verschiedene Techniken zur Mikrobewegungskompensation. In den letzten beiden Abschnitten werden einige Techniken zur Justage der Laserstrahlen auf die Ionen und zur Einstellung des Magnetfeldes vorgestellt.

8.1 Einspeichern von Ionen

Vor dem Einspeichern von Ionen werden alle Laser auf die richtigen Frequenzen gestellt. Alle Laser werden auf ihre Referenzresonatoren stabilisiert und mit λ -Metern wird die Wellenlänge kontrolliert. Der 866 nm Laser sollte zusätzlich mit Hilfe der Hohlkathodenspektroskopie kontrolliert werden, da das hier verwendete λ -Meter nicht genau genug ist, um die richtige Referenzresonatormode eindeutig zu identifizieren. Zum Einspeichern sind nur die 397 und 866 nm Dipollaser notwendig, aber es empfiehlt sich, alle Laser vorzubereiten, um später während des Experimentierens keine Störungen durch Justagen der zunächst nicht benötigten Laser zu erhalten.

Anfangs sind die Leistungen der Dipollaser auf die die maximal verfügbare Leistung eingestellt (ca. jeweils 1 mW). Die Wellenlänge des 866 nm Lasers an Luft bei 20° C auf 580 m Seehöhe beträgt 866.214(3) nm, die Wellenlänge des Titan-Saphir-Lasers vor der Verdopplung ist 793.7000(1) nm unter den gleichen Bedingungen. Der 397 nm Laser ist einige 100 MHz rot verstimmt, um Laserkühlung für die entstehenden Ionen zu erzeugen, der 866 nm Laser ist auf Resonanz gestimmt. Das Fallenpotential wird relativ schwach eingestellt (0.5 W Radiofrequenz, 80-100 V Ringspannung), da sich gezeigt hat, daß die Falle bei diesem niedrigen Potential besser Ionen einfängt. Die Fallenfrequenzen beim Einspeichern sind $f_r \approx 670$ kHz und $f_{ax} \approx 150$ kHz. Der Ofen wird mit einem Strom von 5 - 5.5 A geheizt. Gleichzeitig wird die Elektronenkanone mit einem Strom von 3.1 A betrieben. Die E-Kanone muß mit einer konstanten Spannung (nicht mit konstantem Strom) betrieben werden und sollte langsam aufgeheizt werden, unter ständiger Beobachtung des Heizdrahtes, der nicht zu hell leuchten darf.

Aus dem Ofen austretende Kalzium-Atome werden nun durch Elektronenstoß ionisiert.

8 Betrieb der Falle

Wenn sie sich zu diesem Zeitpunkt innerhalb des Fallenvolumens aufhalten und ihre kinetische Energie kleiner als das Fallenpotential von 300 meV (7200 K) in radialer Richtung ist, werden sie in der Falle gefangen. Die Ionisierungsrate hängt stark vom E-Kanonen-Heizstrom ab. Bei hohen Strömen lädt die Falle einige 10000 Ionen. Bei niedrigen Strömen, bei denen der Kathodendraht der E-Kanone gerade glüht, werden nur kleine Ionenzahlen gespeichert. Wenn die Laser so verstimmt sind, daß die Laserkühlung optimal ist, können einzelne Ionen beobachtet werden, die in der Falle gefangen werden. Ist die gewünschte Ionenzahl erreicht, werden Elektronenkanone und Ofen ausgeschaltet. Wenn die Mikrobewegungskompensation und die Laserverstimmungen stimmen, kristallisiert die Ionenwolke zu einem Ionenkristall. Abb. 8.1 zeigt einen Ionenkristall. Der Laserfokus ist nicht groß genug, um den ganzen Kristall auszuleuchten.

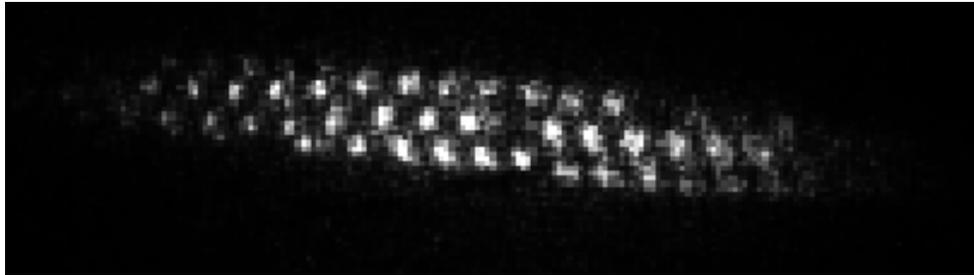


Abbildung 8.1: Ein Ionenkristall.

Von Zeit zu Zeit treten dunkle Stellen im Bild der Ionenkristalle auf (Abb. 8.2), an deren Positionen nach der Kristallkonfiguration Ionen sitzen müßten. Diese nicht fluoreszierenden Positionen werden als Fremdionen interpretiert. Es könnte sich dabei um andere Kalzium-Isotope handeln, um Kalzium-Moleküle mit unbekanntem Komponenten oder um Restgasatome. Messungen in [11] ergeben eine Masse der Fremdionen von 41 u. Es ist aber nicht bekannt, ob in der linearen Falle die gleichen Fremdionen gespeichert werden wie in der sphärischen Falle und ob es bei jedem Einspeichern die gleichen Fremdionen sind.

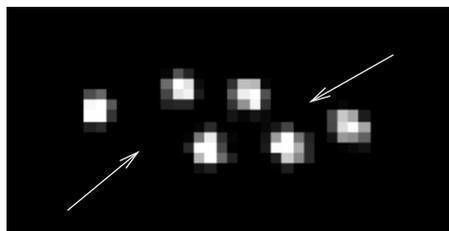


Abbildung 8.2: Ionenkristall mit Fehlstellen. Die Pfeile bezeichnen die Fehlstellen.

8.1 Einspeichern von Ionen

In den meisten Fällen werden mehr oder weniger Ionen gefangen als gewünscht. Eine Methode, sehr viele überflüssige Ionen aus der Falle zu entfernen, besteht darin, die Kühlaser abzuschalten und auf die Ringelektroden eine Wechselspannung mit der Fallenfrequenz zu geben. Die Ionen schwingen ungedämpft im Fallenpotential und erreichen, wenn sie auf Resonanz angeregt werden, die zum Verlassen der Falle nötige Energie. Mit obiger Methode kann die Ionenzahl von einigen 10^4 schnell auf $10^1 - 10^2$ reduziert werden, andererseits können auch sehr leicht alle Ionen verloren gehen.

Eine bessere Methode, wenige Ionen zu entfernen, ist im Folgenden dargestellt: Das Fallenpotential wird so eingestellt, daß die Speicherung instabiler wird. Dazu wird die Spannung an den Ringen bei niedriger RF-Leistung so weit vergrößert, daß die normalerweise in einer Reihe angeordneten Ionen zu einer kugelförmigen Konfiguration zusammengepresst werden. Jetzt wird der 866 nm Laser abgeschaltet. Nach ca. 10-100 Sekunden wird die Laserkühlung wieder eingeschaltet. Mit etwas Glück haben ein oder mehrere Ionen die Falle verlassen und die gewünschte Ionenzahl ist erreicht. Ansonsten wird die Prozedur wiederholt. Mit etwas Geduld kann so jede beliebige Ionenzahl zwischen 1 und ca. 20 gespeichert werden. In den beschriebenen Experimenten wurde zumeist mit einem oder zwei Ionen gearbeitet. In Abb. 8.3 sind die CCD - Bilder von einem und zwei Ionen gezeigt.

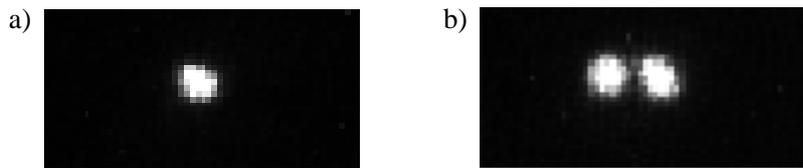


Abbildung 8.3: Einzelne in der linearen Falle gespeicherte Ionen: a) ein Ion, b) zwei Ionen

Nach dem Einspeichern der gewünschten Ionenzahl werden die Fallenparameter auf die endgültigen Werte von 2 kV auf den Ringen und 4-5 W auf der Radiofrequenz eingestellt. Das entspricht Fallenfrequenzen von 700 kHz axial und ca. 2 MHz in radialer Richtung. Die Spannungen und die RF-Leistung müssen gleichmäßig und gleichzeitig gesteigert werden, damit die Falle nicht zwischendurch instabile Speicherparameter bekommt und die Ionen verlorengehen. Dabei ist zwischenzeitlich immer wieder zu kontrollieren, ob die Mikrobewegungskompensation stimmt und gegebenenfalls muß nachkompensiert werden.

Die Falle speichert die Ionen i. A. über viele Stunden, sodaß normalerweise nach der Mikrobewegungskompensation mit einmal gefangenen Ionen beliebig lange gemessen werden kann, bis die Ausdauer der Experimentatoren erschöpft ist. Es wurden Ionen-speicherzeiten von 16 Stunden beobachtet, bis die Ionen beim Herunterfahren des Experiments absichtlich aus der Falle geworfen wurden.

8.2 Mikrobewegungskompensation

Unter der Mikrobewegung versteht man die Bewegung der Ionen mit der Frequenz der speichernden Radiofrequenz. Sie ist um so größer, je weiter die Ionen vom Fallenzentrum entfernt sind.

Die Mikrobewegung ist ein störender Effekt: gute Dopplerkühlung wird verhindert (siehe Abschnitt 9.6) und damit auch die nachfolgende Seitenbandkühlung erschwert bzw. unmöglich gemacht. Zudem sind für ein sich mit der Fallenantriebsfrequenz durch die Falle bewegendes Ion die Verstimmungen zu den Lasern nicht zeitlich konstant sondern variieren mit der Fallenfrequenz.

Ursachen der Mikrobewegung sind z. B. Aufladung der Keramik-Abstandhalter und die nicht perfekte Fallengeometrie. Dadurch sind die Ionen ohne weitere Maßnahmen immer etwas aus dem Fallenzentrum verschoben. In einer linearen Falle gibt es im Gegensatz zu sphärischen Paulfallen nur Mikrobewegung in radialer Richtung.

Mit Hilfe zusätzlicher elektrischer Felder, die mit Zusatzelektroden (“Kompensationselektroden”) erzeugt werden, werden die Ionen in die Fallenmitte gebracht. In den folgenden Abschnitten werden einige Techniken betrachtet, um die richtigen Spannungen auf den Kompensationselektroden einzustellen.

Die benötigten Kompensationsspannungen sind von Meßtag zu Meßtag verschieden und liegen im Bereich von 700 V für die Kompensation in x-Richtung (“Seitenkompensation”) und -10-20 V in y-Richtung (“Höhenkompensation”). Nachdem sich herausgestellt hatte, daß die benötigten Kompensationsspannungen weitgehend proportional zur Ringspannung sind, wurde die Schaltung zur Kompensationsspannungserzeugung so gebaut, daß $U_{Komp} = \alpha U_{Ring}$ ist, mit dem einstellbaren Proportionalitätsfaktor α . Das hat den Vorteil, daß beim Erhöhen der Ringspannung selten oder gar nicht nachkompensiert werden muß.

8.2.1 Kompensation nach dem Kamerabild

Die Kompensation nach dem Kamerabild ist die einfachste, aber in der vorgegebenen Konfiguration auch die größte Methode. Außerdem kann mit dieser Methode nur in der Bildebene der Kamera kompensiert werden. Hier wird ausgenutzt, daß bei hoher RF-Leistung (5 W) die Ionen durch das hohe radiale Pseudopotential an den Stangen­elektroden in das Fallenzentrum gedrückt werden. Die Ionenposition auf der Kamera wird bei hoher RF-Leistung markiert. Bei niedriger RF Leistung (< 1 W) ist der relative Einfluß der Störspannungen größer und das Ion hat i. A. eine andere Position als bei 5 W. Die Spannung auf den Kompensationselektroden wird nun so eingestellt, daß das Ion auch bei 1 W auf der gleichen Position steht wie bei 5 W. Die Felder, die das Ion aus dem Fallenzentrum drücken, sind nun durch die Kompensationsspannungen aufgehoben. Die Empfindlichkeit dieser Methode ist durch die Kameraauflösung begrenzt. Ein Modulationsindex der Mikrobewegungsseitenbänder von $m = 10$ entspricht einer Verschiebung von einem Pixel auf der CCD-Kamera [68]. Kleinere Modulationsindizes

können daher nicht mehr aufgelöst werden.

8.2.2 Kompensation nach der Form der Spektrallinie

Die Mikrobewegung verbreitert durch den Dopplereffekt die Resonanz der Ionen. Bei einer Linienbreite von 10 MHz auf dem $P_{1/2} \leftrightarrow S_{1/2}$ -Übergang und einer Antriebsfrequenz von 16 MHz werden die Seitenbänder der Mikrobewegung nicht aufgelöst. Eine weitere Möglichkeit zur Kompensation besteht daher darin, Spektren des Dipolübergangs bei 397 nm aufzunehmen und die Kompensationsspannungen so einzustellen, daß diese Spektren möglichst geringe Halbwertsbreiten bekommen. Die Laserintensität muß dazu so weit herabgesetzt sein, daß keine Sättigungsverbreiterung mehr stattfindet. Die Feinjustage wird durchgeführt, indem der Laser so verstimmt wird, daß das Ion die halbe maximal mögliche Fluoreszenz zeigt. Jetzt wird die Fluoreszenz mit Hilfe der Kompensationsspannungen minimiert. Abb. 8.4 zeigt das Prinzip. Ein besser kompensiertes Spektrum hat eine schmalere Linienbreite und die Ionen zeigen daher bei der gegebenen Laserverstimmung weniger Fluoreszenz.

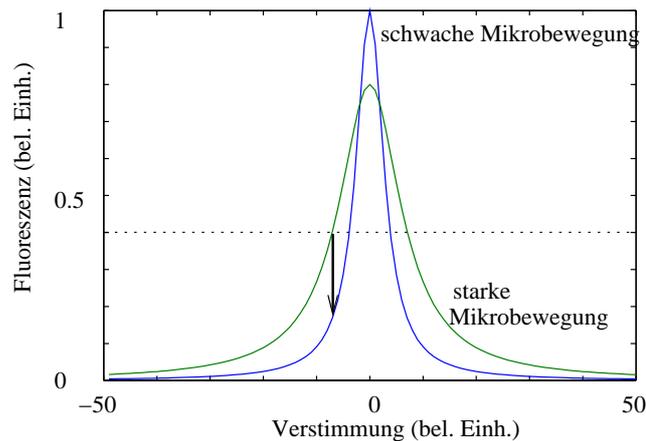


Abbildung 8.4: Spektren des Dipolübergangs: Minimierung der Linienbreite durch Minimierung der Fluoreszenz

8.2.3 Kompensation mit Korrelationsmessungen

Die Fluoreszenz eines durch Mikrobewegung bewegten Ions ist mit der Radiofrequenz moduliert. Ein *Time Interval Counter* mißt die Zeit zwischen dem Anfang einer Radiofrequenzperiode und dem Eintreffen eines Photons am PMT. Da die Fluoreszenz der Ionen von der Phase des RF-Feldes abhängt, zeigt ein Histogramm der Zeitintervalle eine Modulation mit der Radiofrequenz.

Wenn die Ionen weniger Mikrobewegung haben, nimmt auch die Modulation des Histogrammes als Maß für die Mikrobewegung ab. Somit kann die Kompensationsspannung eingestellt werden.

Die Kompensation muß für jeden Laserstrahl getrennt erfolgen, indem nur Laserlicht aus der jeweiligen Achse eingestrahlt wird. Die Prozedur muß so lange iteriert werden, bis auf allen Achsen keine Modulation mehr feststellbar ist. Ausführlicher ist diese Methode in [69] dargestellt.

8.3 Magnetfeld als Quantisierungsachse

Zur Durchführung der später vorgestellten spektroskopischen Experimente wird eine definierte Quantisierungsachse benötigt. Die Quantisierungsachse ist so gewählt, daß sie senkrecht zum 729 nm Laserstrahl in einem Winkel von 22.5° zur Fallenachse steht. Zusätzlich ist sie so gelegt, daß ein optischer Zugang genau auf der Quantisierungsachse möglich ist, damit die Ionen optisch in definierte Zeeman-Zustände (siehe Abschnitt 9.2) gepumpt werden können.

Die Magnetfeldstärke darf einerseits nicht zu groß sein, da dann die Dopplerkühlung beeinträchtigt wird (siehe Abschnitt 9.6), andererseits aber auch nicht zu klein sein, damit die Seitenbandspektren der einzelnen Zeemankomponenten nicht überlappen (siehe Abschnitt 9.5) und dadurch die Spektren zum einen sehr unübersichtlich werden und zum anderen die Seitenbandkühlung sehr schwierig wird.

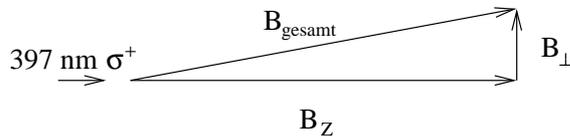


Abbildung 8.5: Magnetfeldvektoren in der Falle.

In Abb. 8.5 sind die Magnetfeldvektoren in der Falle dargestellt. Das Magnetfeld B_{gesamt} muß auf die Achse des 397 nm σ^+ -Lasers gelegt werden, damit durch optisches Pumpen bestimmte Zeeman-Komponenten gezielt besetzt werden können und gleichzeitig anderer Zeeman-Übergänge des Quadrupol-Übergangs durch die Geometrie des anregenden Lasers senkrecht zur Quantisierungsachse ausgeschlossen werden können.

Das Magnetfeld wird eingestellt, indem zunächst die Feldspule für B_z mit einem geringen Strom von wenigen 100 mA beschickt wird, damit der relative Anteil der zu eliminierenden Störfelder (Erdmagnetfeld, Magnetisierung der Apparatur) B_\perp größer wird.

Die Quantisierungsachse liegt genau in der σ -Achse, wenn die Fluoreszenz des zirkular polarisierten σ -Strahles verschwindet. Anderenfalls hat der zirkular polarisierte Strahl linear polarisierte Anteile in der nicht in Strahlrichtung liegenden Quantisierungsachse

8.3 Magnetfeld als Quantisierungsachse

und es ist Restfluoreszenz beobachtbar. Die Quantisierungsachse wird eingestellt, indem die x- und die y-Spulen mit so viel Strom beschickt werden, daß keine Fluoreszenz mehr messbar ist (x: -0.215 A, y: -0.432 A). Wenn das Feld in z-Richtung verschwindet, ist die Quantisierungsachse nicht mehr vorhanden und Fluoreszenz erscheint. Das ist bei einem z-Strom von -100 mA der Fall. Das Magnetfeld am Ort der Ionen in z-Achse ergibt sich zu $B = 0.375 \frac{\text{G}}{\text{A}} * I - 0.375 \text{ G}$, d.h. ein Strom von 1.06 A erzeugt ein Feld von 3.6 Gauss.

Ist das Magnetfeld richtig eingestellt, können nur die Quadrupolübergänge auf dem $S_{1/2} \leftrightarrow D_{5/2}$ -Übergang mit $\Delta m = \pm 2$ angeregt werden; auf allen anderen Übergängen darf keine Anregung erfolgen. Die Nichtexistenz der $\Delta m = \pm 0, 1$ -Komponenten stellt einen guten Test für die Magnetfeldeinstellung dar.

8 *Betrieb der Falle*

9 Spektroskopie und kohärente Zustandsmanipulation

Die Spektroskopie dient als Grundlage der kohärenten Zustandsmanipulation. Darauf aufbauend kann sowohl der elektronische als auch der Vibrations-Quantenzustand manipuliert werden. Die Spektroskopie liefert auch eine hochgenaue Charakterisierung der Falle, nicht nur bezüglich der Fallenfrequenzen sondern auch in Bezug auf die Heizraten gekühlter Ionen. Weiterhin liefert die Spektroskopie mit ihren atomaren konstanten Bezugsgrößen ein gutes Hilfsmittel zur Charakterisierung des hochstabilen Quadrupol-Lasers bei 729 nm. In diesem Kapitel werden die wichtigsten experimentellen Ergebnisse des Experiments vorgestellt. Die Messungen wurden am $P_{1/2} \leftrightarrow D_{5/2}$ Quadrupolübergang durchgeführt, der - richtig präpariert- eine ausgezeichnete Näherung an ein zwei-Niveau System bietet.

Die ersten Abschnitte erläutern die Grundtechniken wie die Messung der Spektren und Dopplerkühlung, darauf aufbauend werden die Seitenbandkühlergebnisse vorgestellt und zum Abschluß einige Experimente mit in den Grundzustand gekühlten Ionen gezeigt.

9.1 Quantisierte Fluoreszenz

Mit der Methode der quantisierten Fluoreszenz wurden alle in diesem Kapitel vorgestellten Messungen durchgeführt. Das Ion wird dabei zunächst mit den Dipollasern in einen Anfangszustand präpariert, danach wird der Zustand mit 729 nm Quadrupol-Laserpulsen manipuliert und zum Schluß erfolgt der Nachweis. Da das Ion beim Nachweis in einen der Zustände $P_{1/2}$ oder $D_{5/2}$ projiziert wird, muß jedes Einzelexperiment unter konstanten Bedingungen einige Male wiederholt werden, um Besetzungswahrscheinlichkeiten zu erhalten. Typischerweise wird jedes Experiment 100 Mal durchgeführt. Danach wird einer der Parameter der Anregung bei 729 nm geändert und ein neuer Zyklus aus 100 Experimenten beginnt.

Ein typisches Einzelexperiment zur Aufnahme eines Spektrums bei 729 nm ist in Abb. 9.1 dargestellt. In den ersten 1.8 ms sind die Dopplerkühlstrahlen (397 nm und 866 nm) eingeschaltet. Der 854 nm Laser ist eingeschaltet, um eventuelle Besetzung im $D_{5/2}$ -Niveau vom vorhergehenden Experiment über das $P_{3/2}$ -Niveau in den Grundzustand

9 Spektroskopie und kohärente Zustandsmanipulation

zurückzubringen. Nach dem Dopplerkühlen pumpt ein σ -polarisierter Puls bei 397 nm von wenigen μs Länge das Ion in den $m = -1/2$ Unterzustand. Danach wird ein 729 nm Puls eingestrahlt, der das Ion mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in den $D_{5/2}$ -Zustand bringt. Während des folgenden Nachweispulses des 397 nm Lasers wird detektiert, in welchem Zustand sich das Ion befindet. Der 866 nm Laser ist immer eingeschaltet und stört den Meßprozeß nicht, da er nur an den unbeteiligten $D_{3/2} \leftrightarrow P_{1/2}$ Übergang koppelt.

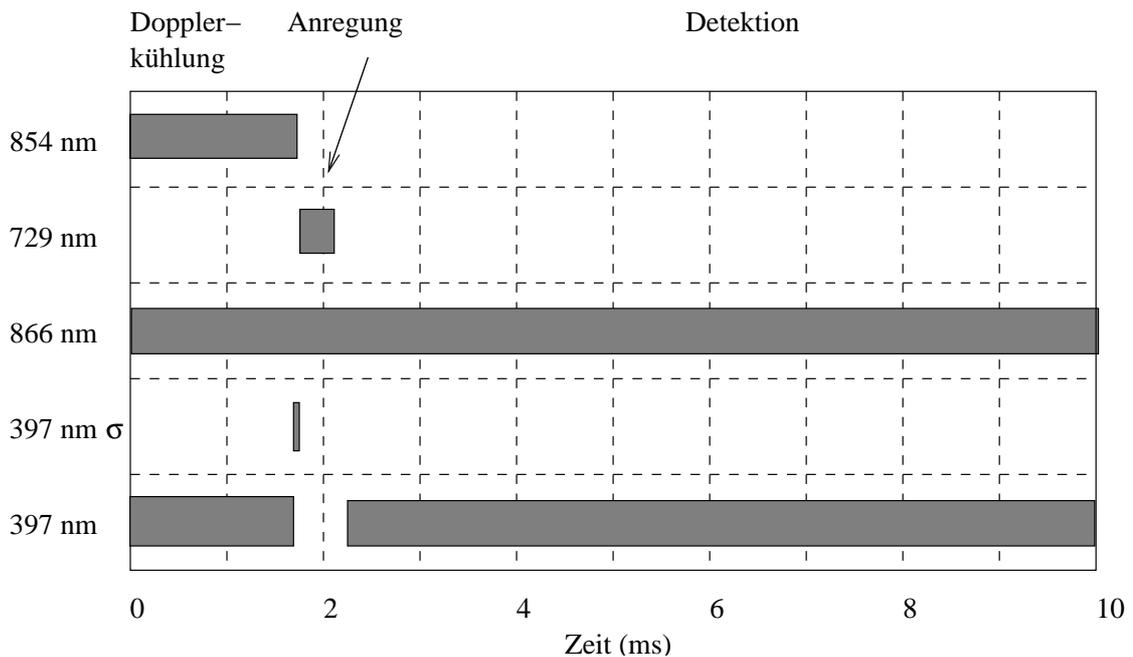


Abbildung 9.1: Pulsschema für die Aufnahme des Spektrums des $S_{1/2} \leftrightarrow D_{5/2}$ -Übergangs. Nach der Dopplerkühlphase folgt die Anregungsphase und die Detektionsphase

9.2 Zeemanstruktur

Unter dem Einfluß eines Magnetfeldes spaltet der $S_{1/2} \leftrightarrow D_{5/2}$ -Übergang in 10 Zeeman-Komponenten auf. Eine einzelne dieser Zeeman-Komponenten stellt eine gute Näherung an ein zwei-Niveau-System dar, welches für die quantenoptischen Experimente erwünscht ist. Abb. 9.2 zeigt die Aufspaltung aller Komponenten auf der x-Achse in Einheiten von μ_{Bohr} und die Stärke der Übergänge auf der y-Achse.

Aus diesen 10 Komponenten können die vom $m = -1/2$ startenden ausgewählt werden, indem nach dem Dopplerkühlen ein kurzer Puls zirkular polarisierten Lichtes bei

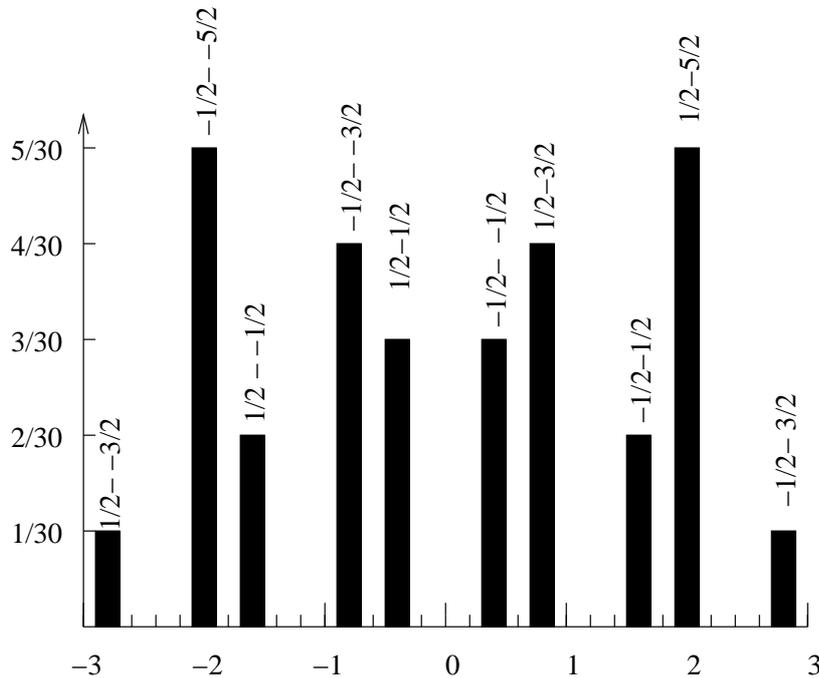


Abbildung 9.2: Zeemankomponenten des $S_{1/2} \leftrightarrow D_{5/2}$ Übergangs. Gezeigt ist die Aufspaltung der einzelnen Komponenten in Einheiten von μ_{Bohr} . Die Höhe der Komponenten gibt den Betrag der quadrierten Clebsch-Gordon Koeffizienten an.

397 nm eingestrahlt wird, um die Ionen optisch in den $m = -1/2$ - Zustand zu pumpen. Unter geeigneter Wahl der Polarisation des 729 nm Lasers (Polarisation senkrecht zur Quantisierungsachse) können die möglichen Übergänge auf $|\Delta m| = 2$ beschränkt werden [11, 12]. Aus den beiden verbleibenden Linien wurde der $-\frac{1}{2} \leftrightarrow -\frac{5}{2}$ Übergang ausgewählt, da er eine größere Kopplungsstärke als der $-\frac{1}{2} \leftrightarrow \frac{3}{2}$ Übergang hat und es einen geschlossenen Kühlzyklus zur Seitenbandkühlung gibt.

Der Bereich des $-\frac{1}{2} \leftrightarrow -\frac{5}{2}$ Übergangs mit seinen Seitenbändern sollte möglichst frei von anderen Übergängen oder den Mikrobewegungsseitenbändern anderer Übergänge sein. Gibt es Linien, die sich in einigen 10-100 kHz Abstand von der zu untersuchenden Linien befinden, so werden diese nichtresonant angeregt und stören die Messung auf der interessierenden Linie. Mit Hilfe des angelegten Magnetfeldes können die Positionen der einzelnen Komponenten und ihrer Seitenbänder festgelegt werden. Abb. 9.3 stellt die Frequenzen der zwei Übergänge $-\frac{1}{2} \leftrightarrow -\frac{5}{2}$ und $-\frac{1}{2} \leftrightarrow \frac{3}{2}$ samt ihrer Seitenbänder in erster Ordnung und den Mikrobewegungsseitenbändern in Abhängigkeit vom Magnetfeld dar. Einerseits müssen die Komponenten gut getrennt sein, d.h. auch Seitenbänder höherer Ordnung dürfen sich nicht im Bereich der jeweils anderen Komponente befinden, andererseits sollte das Magnetfeld nicht zu stark sein, damit die Dopplerkühlung

nicht zu schlecht wird. Im Experiment wurde ein Feld von 3.6 G angelegt; hier ist die $-\frac{1}{2} \leftrightarrow -\frac{5}{2}$ Komponente genügend weit von dem Mikrobewegungsseitenband der $-\frac{1}{2} \leftrightarrow \frac{3}{2}$ Komponente entfernt. Vor allem im für die Seitenbandkühlung wichtigen Bereich der rot verstimmtten Seitenbänder sind keine "Fremdlinien" zu erwarten.

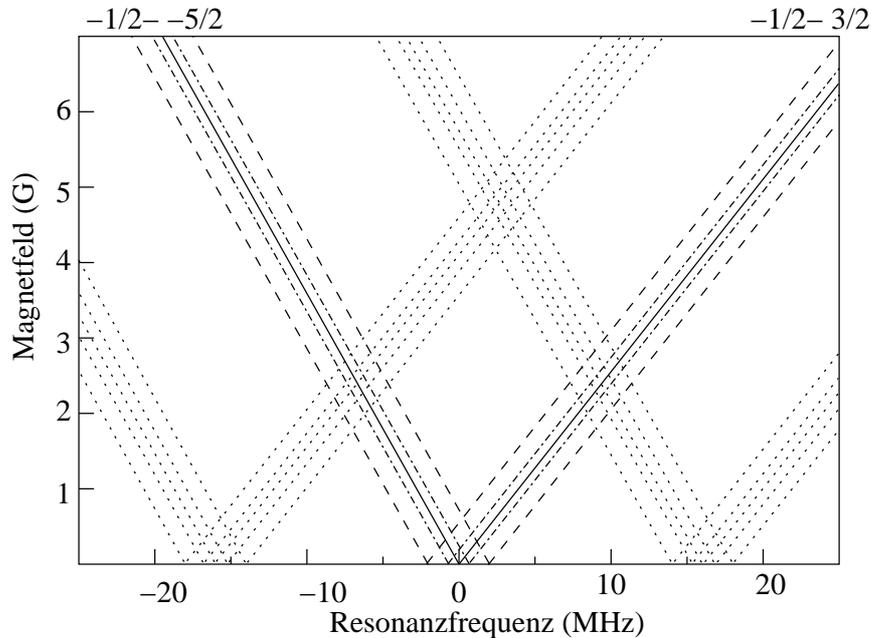


Abbildung 9.3: Aufspaltung der $-\frac{1}{2} \leftrightarrow -\frac{5}{2}$ und $-\frac{1}{2} \leftrightarrow \frac{3}{2}$ Zeeman-Komponente in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Die durchgezogenen Linien sind die Komponenten, die strichpunktirten Linien die axialen und die gestrichelten Linien die radialen Seitenbänder. Die gepunkteten Linien stellen die Mikrobewegungsseitenbänder dar.

Die beiden Zeeman-Komponenten sind auf dem Scan in Abb. 9.4 zu erkennen. Die Messung wurde mit einem einzelnen Ion bei einem Magnetfeld von 3.4 G durchgeführt. Die Aufspaltung zwischen den Komponenten beträgt 22.8 MHz. Zusätzlich ist ein Mikrobewegungsseitenband der $-\frac{1}{2} \leftrightarrow -\frac{5}{2}$ Komponente erkennbar. Der Scan wurde mit einer Auflösung von 10 kHz/Schritt durchgeführt, die Seitenbandstruktur der Komponenten ist deshalb nicht sauber aufgelöst.

Durch Abblocken des σ -Pumpasers und durch Drehen der Polarisationssebene des 729 nm Lasers konnten alle Zeeman-Komponenten beobachtet werden, die Ergebnisse solcher Messungen sind jedoch unübersichtlich und schwierig zu interpretieren.

Ein Nachteil der gewählten $-\frac{1}{2} \leftrightarrow -\frac{5}{2}$ Komponente ist die starke Linienverbreiterung durch magnetische Störfelder bei der 50 Hz Netzfrequenz. Der Einfluß dieser Störfelder läßt sich ermitteln, indem die Linienbreite der verschiedenen Zeeman-Komponenten gemessen wird. Abb. 9.5 zeigt als Ergebnis der Messung die Abhängigkeit der minimalen

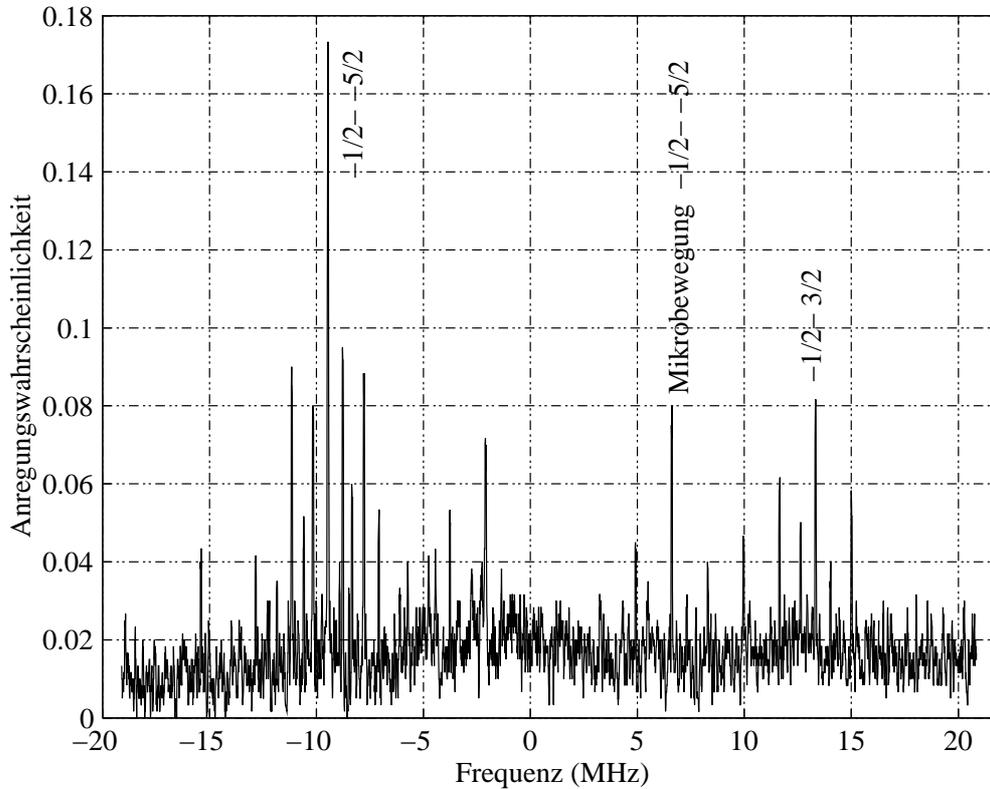


Abbildung 9.4: Spektrum des $P_{1/2} - D_{5/2}$ Übergangs eines einzelnen Ions. Durch optisches Pumpen in den $m = -1/2$ Zustand und die 729 nm Laserpolarisation senkrecht zur Quantisierungsachse wurden die Zeeman-Komponenten auf die $-\frac{1}{2} \leftrightarrow -\frac{5}{2}$ und die $-\frac{1}{2} \leftrightarrow \frac{3}{2}$ Komponente beschränkt. Die Laserverstimmung ist relativ zur $P_{1/2} - D_{5/2}$ Übergangsfrequenz ohne Magnetfeld angegeben.

Linienbreite vom Landé-Faktor g . Eine Anpassung der Kurve ergibt für die Linienbreite: $\delta\nu = 93 \pm 113 + (227 \pm 89) * g$. Ohne Störfelder hätte der Übergang also eine Linienbreite von 93 ± 113 Hz, die zum Teil durch die 729 nm Laserlinienbreite gegeben ist. Ein weiterer Faktor für die Linienbreite ist der Zeitpunkt der Messung relativ zur 50 Hz Netzphase. Während des Nulldurchgangs des Magnetfeldes sind die Linienbreiten am größten. Die Linienbreite des $-\frac{1}{2} \leftrightarrow -\frac{5}{2}$ -Übergangs variiert je nach Phase von 570-4800 Hz.

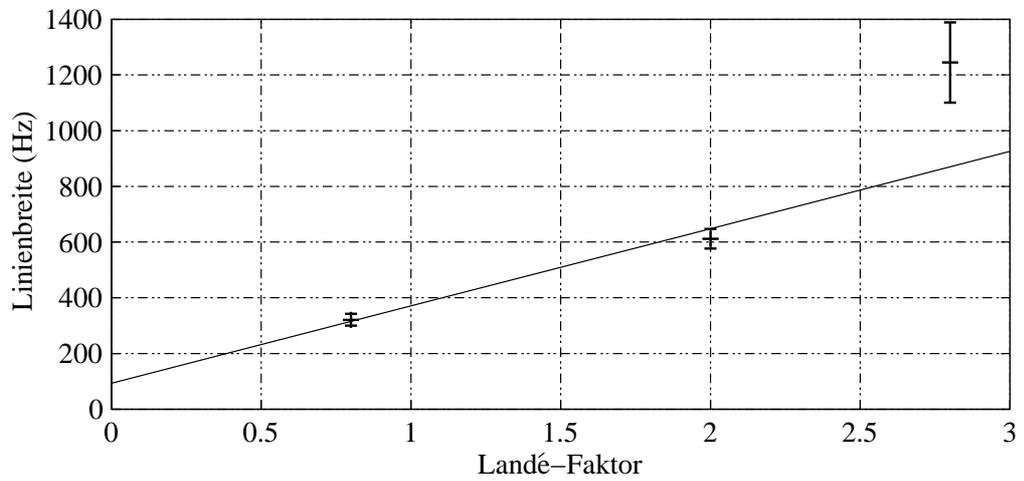


Abbildung 9.5: Abhängigkeit der Linienbreite verschiedener Zeeman-Komponenten vom Landé-Faktor

9.3 Das Ca^+ -Ion als optischer Frequenzstandard

Die Sekunde ist definiert als das 9.192.631.770-fache der Periodendauer der dem Übergang zwischen den beiden Hyperfeinstruktur-niveaus des Grundzustandes von Atomen des Nuklids ^{133}Cs entsprechenden Strahlung.

Gegenüber der jetzigen Definition der Sekunde hätte eine Definition der Sekunde beruhend auf optischen schmalbandigen Übergängen einzelner Atome oder Ionen einige Vorteile: Die Störeinflüsse im optischen- und im Mikrowellenbereich sind vergleichbar, aber die optische Frequenz ist um einen Faktor von ca. $5 \cdot 10^4$ höher. Dadurch kann der Stabilitätsbereich von z. B. 10^{-15} in wenigen Sekunden Meßzeit erreicht werden. Einzelne Ionen können einfach in Ionenfallen gefangen werden, um eine möglichst gute Isolation von der Umgebung zu gewährleisten. Die benötigte Verbindung zwischen der optischen, auf den atomaren Übergang stabilisierten Laserfrequenz und dem Cs-Zeitnormal war anfangs sehr aufwendig, [71] kann aber heute z.B. durch Frequenzkämme einfacher bewerkstelligt werden [72].

Neben anderen Elementen (z.B. Sr^+ [73], In^+ [74], Yb^+ [75], Hg^+ [76]) gibt es auch Experimente, einzelne Ca^+ -Ionen als optisches Frequenznormal zu benutzen [77].

Die Nutzung als Frequenznormal ist nicht das Hauptziel des vorliegenden Experimentes, aber es wurden dennoch in einigen Messungen versucht, die optischen Linien möglichst fein aufzulösen. Es wäre möglich, den 729 nm Laser auf zwei verschiedene Zeeman-Komponenten zu stabilisieren um so Frequenzverschiebungen durch nicht genau genug bekannte Magnetfelder auszugleichen. Damit ließe sich das Zentrum des $P_{1/2} \leftrightarrow D_{5/2}$ Übergangs mit der gleichen Präzision bestimmen, mit der das Zentrum einer einzelnen Zeeman-Komponente bestimmt werden kann. Zum Anschluß an den Cs-Frequenzstandard ist dann neben einer Frequenzkette noch eine Cs-Atomuhr (oder ein auf eine Cs-Uhr zurückführbarer Methan-stabilmierter He-Ne-Laser) notwendig. Da von den letztgenannten Geräten keines im Innsbrucker Labor verfügbar ist, wurde auf eine genaue Untersuchung des Frequenznormals verzichtet.

Abb. 9.6 zeigt eine Messung der $-1/2 \leftrightarrow -3/2$ Zeeman-Komponente. Die 729 nm Laserleistung ist so weit herabgesetzt, daß die Anregung deutlich geringer als ein $\pi/2$ -Puls ist. Die Länge des Anregungspulses bei 729 nm beträgt 2.9 ms, so daß die Linienbreite der Komponente von 295 ± 66 Hz durch die Fouriertransformation der Pulsbreite limitiert ist. Die Zentralfrequenz kann auf ± 25 Hz genau bestimmt werden. An die Linie wurde mit dem Levenberg-Marquard-Algorithmus eine Lorentz-Kurve angepasst. Unter Berücksichtigung der Zählstatistik der einzelnen Meßpunkte ergibt sich der beschriebene Fehlerwert. Jeder Meßpunkt ist aus 100 Einzelerperimenten gewonnen worden, die Meßzeit für einen Punkt beträgt 2 Sekunden. Die Gesamtmeßzeit betrug ca. 1 Minute. Die Güte der Linie beträgt

$$Q = \frac{\nu}{\delta\nu} = 1.4 \cdot 10^{12}. \quad (9.1)$$

Das Zentrum der Linie kann bei den verwendeten Meßzeiten auf $6 \cdot 10^{-14}$ genau be-

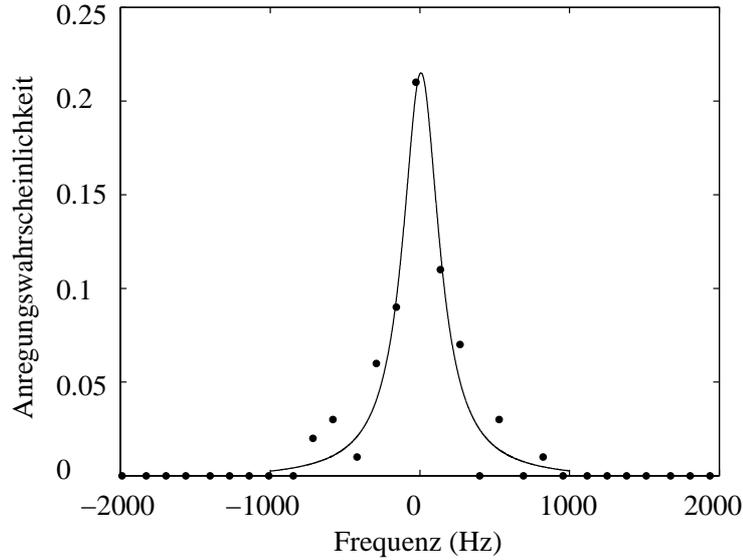


Abbildung 9.6: Hochauflösende Messung der $-1/2 \leftrightarrow -3/2$ Zeeman-Komponente. Die Linienbreite ist $\delta\nu_{FWHM} = 295 \pm 66$ Hz, die Zentralfrequenz hat eine ein- σ -Abweichung von ± 25 Hz.

stimmt werden, d.h. die Frequenz des 729 nm Lasers kann über lange Zeit reproduzierbar mit einer Genauigkeit von $6 * 10^{-14}$ auf den gleichen Wert gestellt werden und könnte somit als optisches Frequenznormal dienen.

Allerdings fehlt die Verbindung zum Cs-Standard und somit ist die Frequenz zwar konstant und stabil, aber nur bis auf 10^{-6} genau gekannt: $\nu_{S_{1/2} \leftrightarrow D_{5/2}} = 411.042$ THz.

9.4 Ramseyspektroskopie

Ramseyspektroskopie wird z.B. in Cs-Uhren angewendet, um mit kleinen Wechselwirkungszonen höhere Auflösung zu erreichen.

Bei der Ramseyspektroskopie wird das zu untersuchende System ausgehend vom elektronischen Grundzustand $S_{1/2}, m_j = -1/2$ mit einem $\pi/2$ -Puls der Dauer Δt in eine Überlagerung aus Grund- und angeregtem Zustand gebracht ($\Psi = \alpha|S_{1/2}\rangle + \beta|D_{5/2}\rangle$, $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$). Der Blochvektor rotiert nun frei für eine Zeitdauer ΔT , bis er mit einem weiteren $\pi/2$ -Puls aus seiner Ebene in der Bloch-Kugel zu einem der Pole gedreht wird. Der Endzustand hängt von der Phasendifferenz $\Delta\phi$ zwischen der atomaren Phase des Zustands $\Psi = \alpha|S_{1/2}\rangle + \beta|D_{5/2}\rangle$ mit $\alpha = 1 - e^{i\omega_{Ion}t}$ und $\beta = e^{i\omega_{Ion}t}$ und der Phase des Laserlichtfeldes $E = E_0 e^{i\omega_L t}$ ab. Die Phasendifferenz ergibt sich zu $\Delta\phi = (\omega_{Ion} - \omega_L)\Delta T$. Die Messkurve, wie in Abb. 9.7 gezeigt, enthält Resonanzen im Frequenzabstand der inversen Verzögerungszeit, d.h. $\Delta F = 1/\Delta T$. Die Einhüllende der Resonanzen wird durch

9.4 Ramseypektroskopie

die Fouriertransformation der anregenden Pulse erzeugt, ist also eine sinc^2 -Funktion mit der Breite $\Delta f = 2/\Delta t$ der zentralen Struktur von Nullstelle zu Nullstelle.

In der unten gezeigten Messung ist die Verzögerungszeit $\Delta T = 100 \mu\text{s}$, der Abstand der Resonanzen also 10 kHz. Die Dauer der $\pi/2$ -Pulse beträgt $9 \mu\text{s}$, der Abstand der Nullstellen der Einhüllenden berechnet sich zu 222 kHz.

Die maximale Anregungswahrscheinlichkeit erreicht nicht den Maximalwert von 1, da zum einen die Diskriminierung zwischen den $P_{1/2}$ und dem $D_{5/2}$ Zustand nicht sehr gut war und zum anderen das Ion nur mit der Dopplerkühlung gekühlt war.

9 Spektroskopie und kohärente Zustandsmanipulation

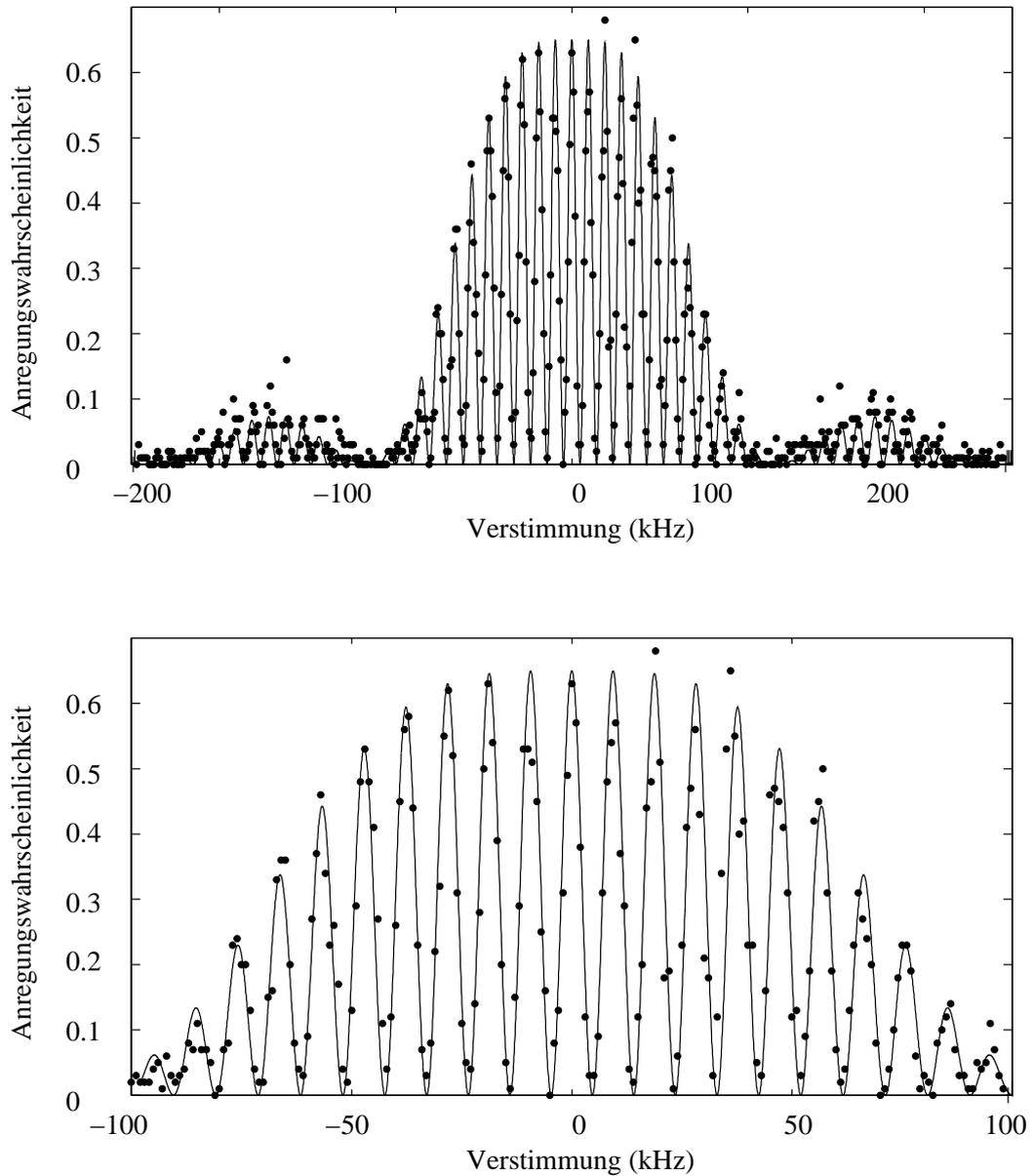


Abbildung 9.7: Ramseyspektrum. oberes Bild: Gesamtes Spektrum. Die Anregungsdauer beträgt $\Delta t = 9 \mu s$, die Verzögerungszeit $\Delta T = 100 \mu s$. Der Abstand der Resonanzen ist 10 kHz, das Zentrum hat eine Breite von 222 kHz. Das untere Bild zeigt eine Ausschnittsvergrößerung des Zentrums. Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung an die Daten, die aus der Zeitentwicklung der Dichtematrix gewonnen wurde.

Beide $\pi/2$ -Pulse müssen in fester Phasenbeziehung zueinander stehen, da die Kohärenz der anregenden Laserquelle über die Meßzeit erhalten bleiben muß.

Im Falle der Spektroskopie an einem einzelnen Ion ist es kein Problem, die Wechselwirkungszeiten beliebig lang zu machen. Werden die Ionen während der Zeit ΔT kontinuierlich angeregt, erfahren sie ein stark veränderliches Magnetfeld und damit sich während der Messzeit verändernde Übergangsfrequenzen. Die Ramsey-Spektroskopie verwendet zwei kurze Einzelpulse der Dauer Δt , und die Magnetfeldfluktuationen werden nur während dieser kurzen Pulse wirksam. Die Ramsey-Spektroskopie bietet den Vorteil, daß sie gegen Störungen z.B. durch Magnetfeldänderungen während der Verzögerungszeit unempfindlich ist, während bei kontinuierlicher Anregung die Linie verbreitert würde. Das fluktuierende Magnetfeld in der Zeit ΔT führt nur zu einer (bei netzsynchronen Betrieb konstanten) Phasenverschiebung und nicht zu einer Verbreiterung der Linie. Bedingung für die Störungsunempfindlichkeit ist ein quasiperiodisches Magnetfeld, so daß das Integral über das Magnetfeld während des Messzeit für jedes Einzelexperiment konstant ist. In Abb. 9.8 ist ein zeitlich fluktuierendes Magnetfeld mit den zwei Ramsey-Pulsen gezeigt. Nur die Fluktuationen während der Anregungszeiten verbreitern die Linie.

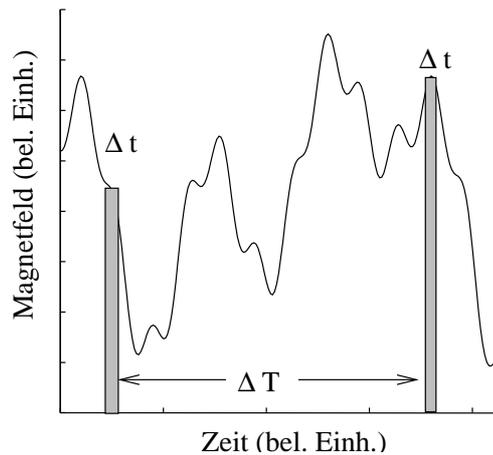


Abbildung 9.8: Ramsey-Messungen bei nicht konstantem Magnetfeld. Nur die Feldfluktuationen während den Zeiten Δt bestimmen die Störungen.

9.4.1 Ermittlung der Laserlinienbreite

Im vorhergehenden Abschnitt wurde die Bedingung erwähnt, daß die Kohärenz des anregenden Lasers bei der Ramseyspektroskopie während der gesamten Meßzeit erhalten sein muß. Diese Bedingung läßt sich umgekehrt dazu nutzen, die Kohärenzzeit und damit die Linienbreite des Lasers zu bestimmen.

Nach [86] gilt für den Kontrast:

$$\bar{C} = C_0 * e^{-2\pi\nu_{1/2}t}, \quad (9.2)$$

mit dem Kontrast $\bar{C} = \frac{I_{Max}-I_{Min}}{I_{Max}+I_{Min}}$, der Anregung I , der Laserlinienbreite $\nu_{1/2}$ und der Anregungszeit t . In Abb. 9.9 ist der Kontrast für verschiedene Anregungszeiten T aufgetragen.

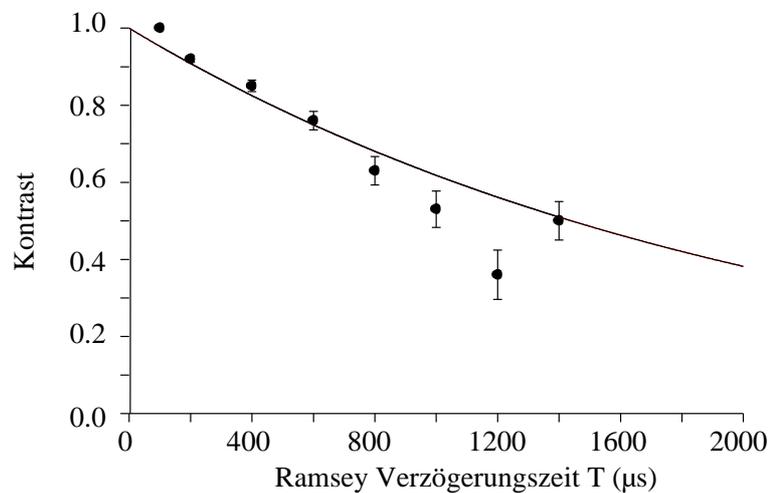


Abbildung 9.9: Kontrast des Ramsey-Spektrums in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit.

Aus der Anpassung einer Exponentialfunktion an die Daten ergibt sich die Laserlinienbreite am Ort des Ions:

$$\boxed{\nu_{1/2} = 76 \pm 5 \text{ Hz}} \quad (9.3)$$

9.5 Seitenbänder der Bewegung

Ist die Linienbreite eines Übergangs kleiner als die den quantisierten Energieniveaus des harmonischen Fallenpotentials entsprechende Frequenz, so können die Energieniveaus im Spektrum aufgelöst gemessen werden. Im Spektrum entstehen Seitenbänder

mit dem Abstand der Energieniveaus des harmonischen Fallenpotentials. Wird Seitenband n angeregt, so ändert sich die Phononenzahl um n . Seitenbänder, deren Frequenz unterhalb des Trägerübergangs liegt und bei denen die Energie eines oder mehrerer Phononen benötigt wird, um den Übergang anzuregen, werden als “rote” Seitenbänder bezeichnet ($n \rightarrow n - 1$). Entsprechend werden hochfrequenterer Übergänge als “blaue” Seitenbänder bezeichnet ($n \rightarrow n + 1$).

In einer dreidimensionalen Falle gibt es drei Fallenfrequenzen, in der betrachteten linearen Falle sind die radialen Richtungen entartet, so daß nur zwei Frequenzen (die Radial- und die Axialfrequenz) im Spektrum unterscheidbar sind. Jedes Seitenband hat selbst wieder Seitenbänder höherer Ordnung; Das blaue axiale Seitenband des roten radialen Seitenbandes erscheint beispielsweise bei der Verstimmung $\omega_{-R+A} = -\omega_R + \omega_A$. Findet ein solcher Übergang statt, verringert sich die Phononenzahl im radialen Oszillator um 1 während sie sich im axialen Oszillator um 1 erhöht.

9.5.1 Ein Ion

Das einfachste Spektrum der $-\frac{1}{2} \leftrightarrow -\frac{5}{2}$ -Zeeman-Komponente des $S_{1/2} \leftrightarrow D_{5/2}$ Übergangs entsteht bei der Betrachtung eines einzelnen Ions. Abb. 9.10 zeigt ein solches Spektrum. Neben dem Träger sind die axialen und radialen Seitenbänder erster Ordnung und die Seitenbänder zweiter Ordnung zu erkennen. Bei dieser Messung ist die Dopplerkühlung nicht optimiert, daher haben die Seitenbänder mit dem Träger vergleichbare Höhen. Die Rabi-Frequenz der Seitenbandübergänge ist (für das blaue Seitenband) $\Omega_{n+1} = \Omega_0 \eta \sqrt{n+1}$. Bei hohen Phononenzahlen $n \approx 500$ sind daher die Rabi-Frequenzen von Träger- und Seitenbandübergang vergleichbar. Die Axialmoden haben einen Abstand von 700 kHz, die Radialmoden von 1.75 MHz. Insgesamt existieren 4 Seitenbänder erster und 8 Seitenbänder zweiter Ordnung.

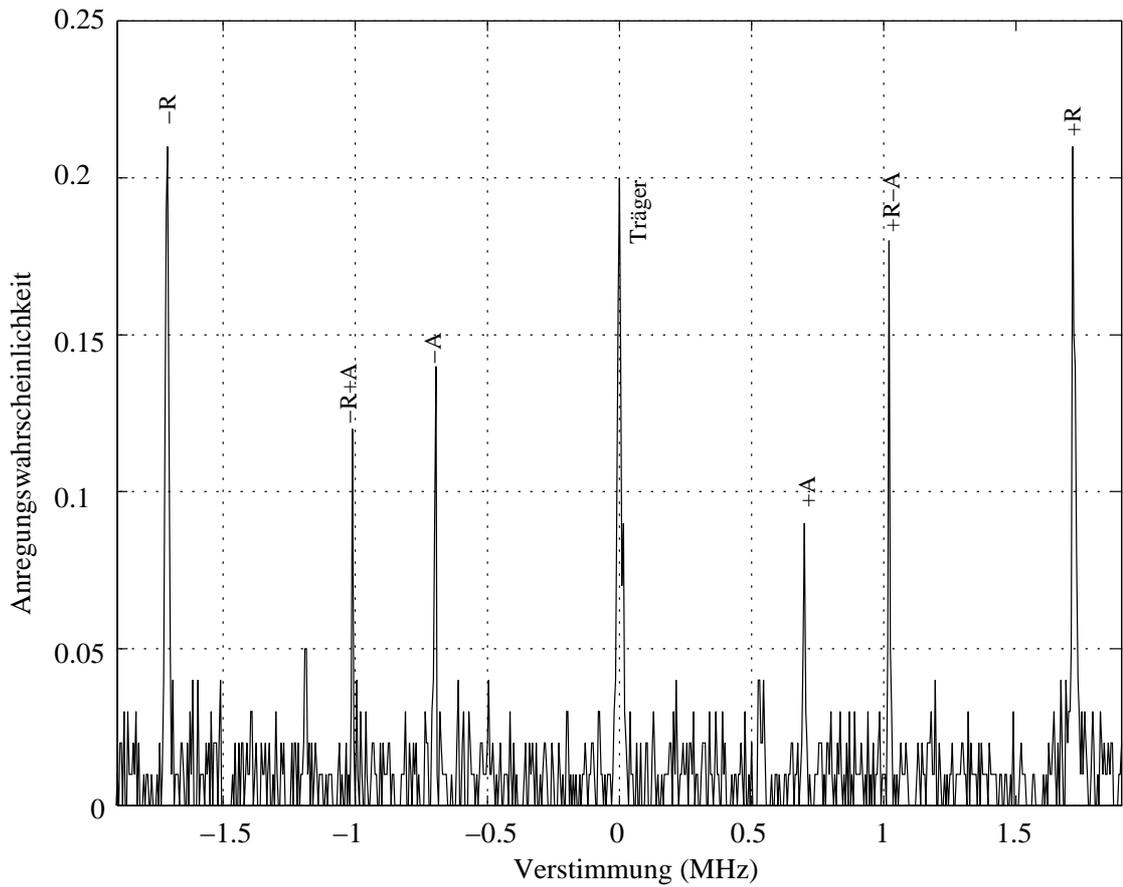


Abbildung 9.10: Spektrum der $-\frac{1}{2} \leftrightarrow -\frac{5}{2}$ -Zeeman-Komponente des $S_{1/2} \leftrightarrow D_{5/2}$ Übergangs eines einzelnen Ions. Neben dem Träger sind in 700 kHz Abstand die axialen und in 1.75 MHz Abstand die radialen Seitenbänder zu erkennen. Die axialen Seitenbänder zweiter Ordnung der Radialseitenbänder sind jeweils bei ± 1 MHz zu sehen.

9.5.2 Zwei Ionen

Das Spektrum zweier gespeicherter Ionen ist deutlich komplexer als das eines einzelnen Ions. Die Zahl der Bewegungsmoden erhöht sich auf 6. Dank der Entartung zweier Modenpaare bleiben 4 Frequenzen übrig: die gemeinsamen Schwerpunktsbewegungen in radialer und axialer Richtung, die Atmungsmoden, bei der die Ionen gegeneinander mit der Frequenz $\omega_B = \sqrt{3}\omega_{axial}$ in der z -Achse schwingen und die Schermoden mit der Frequenz $\omega_W = \sqrt{\omega_{radial}^2 - \omega_{axial}^2}$, in der die Ionen in radialer Richtung gegenphasig schwingen. Die 8 Seitenbänder erster Ordnung werden von 32 Seitenbändern zweiter Ordnung begleitet.

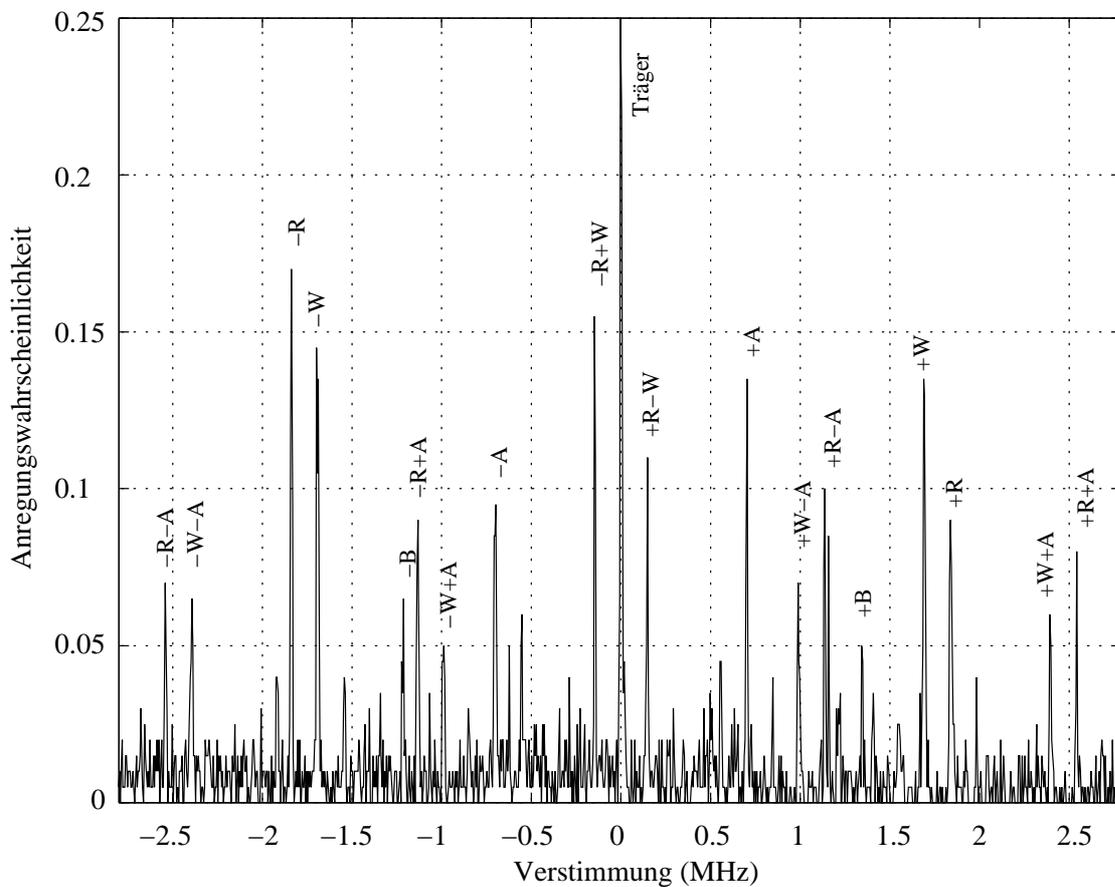


Abbildung 9.11: Spektrum der $-\frac{1}{2} \leftrightarrow -\frac{5}{2}$ -Zeeman-Komponente des $S_{1/2} \leftrightarrow D_{5/2}$ Übergangs zweier Ionen. Die Axialmode ist mit "A" gekennzeichnet, die Atmungsmoden mit "B", die Schermoden mit "W" und die Radialmoden mit "R". Das Vorzeichen gibt an, ob es sich um das rote ("-") oder blaue ("+") Seitenband handelt. Die stärksten Seitenbänder zweiter Ordnung sind ebenfalls angegeben.

9 Spektroskopie und kohärente Zustandsmanipulation

Abb.9.11 zeigt ein Spektrum mit zwei Ionen. Alle Linien lassen sich Seitenbändern zuordnen, die schwächeren Linien sind zum Teil aus der dritten Ordnung. Aus den Anregungsstärken der Seitenbänder ergeben sich die mittleren Phononenzahlen: 200 für die Axialmode, 175 für die Atmungsmode, 350 in der Schermode und 450 in der Radialmode.

9.6 Dopplerkühlung

Aus der im Theorieteil angegebenen Formel 4.9 ergibt sich die minimale mit der Dopplerkühlung erreichbare Phononenzahl zu $\bar{n}_{min} \approx \frac{1}{2} \frac{\Gamma}{\nu_{Falle}}$. Die optimale Dopplerkühlung entsteht bei einer Verstimmung des Kühllasers von $\delta_{\omega} = \Gamma/2$. Mit der radialen Fallenfrequenz von 1.8 MHz beträgt $\bar{n}_{min}^{Radial} = 8$ und in axialer Richtung (Fallenfrequenz 700 kHz) ist $\bar{n}_{min}^{Axial} = 30$.

Die Formel gilt unter idealen Bedingungen; bei dem vorliegenden Experiment gibt es einige Faktoren, die die minimale Dopplertemperatur ansteigen lassen:

- Das Calcium-Ion ist kein zwei- sondern ein drei-Niveau-System. Wenn in einem λ -System die Verstimmungen beider Dipolübergänge gleich sind, gibt es einen Besetzungstransfer zwischen den unteren zwei Niveaus (bei Ca^+ also dem $S_{1/2}$ und dem $D_{3/2}$ Niveau), ohne daß das obere Niveau ($P_{1/2}$) angeregt wird. Diese sogenannten Dunkelresonanzen führen zu einer Veränderung der atomaren Liniensbreiten und damit zu einer Veränderung der Dopplerkühlgrenzen in Abhängigkeit von der Verstimmung beider Laser. Eine detaillierte numerische Analyse wird in [70] vorgestellt.
- Das angelegte Magnetfeld erzeugt eine (für die späteren Experimente notwendige) Aufspaltung der Energieniveaus. Für den $S_{1/2} \leftrightarrow P_{1/2}$ Dipolübergang entstehen 4 Linien, die um $\Delta\omega = \{-4/3, -2/3, 2/3, 4/3\} \mu_{Bohr} * B$ verschoben sind. Die Anregungsstärken sind $\{2/3, 1/3, 1/3, 2/3\}$. Die äußeren Linien sind σ -Übergänge, die inneren π -Übergänge. Unter der Annahme, daß alle Komponenten gleichmäßig angeregt werden, verbreitert sich der gesamte Übergang als Summe aller Zeeman-Komponenten unter den gegebenen experimentellen Bedingungen auf 29 MHz. Abb. 9.12 zeigt in Teil a) die Einzelkomponenten und in Teil b) die resultierende Linie und im Vergleich dazu die Linie ohne Zeeman-Aufspaltung.

Je nach Polarisation der Dopplerkühlstrahlen werden verschiedene Komponenten verschieden stark angeregt. Das führt zu Veränderungen der Linienform. Im Extremfall kühlt einer der Dopplerstrahlen während ein weiterer heizt, da er andere Zeeman-Komponenten anregt. Beide Dopplerkühlstrahlen haben einen Winkel von 45° zur Quantisierungsachse. Die genaue Linienform kann unter Berücksichtigung der Projektion der σ und π -Anteile der Kühlstrahlen berechnet werden, in der Praxis werden aber die Polarisationen der Kühlstrahlen verändert, bis optimale Kühlung erreicht wird.

- Mikrobewegung erzeugt Seitenbänder im Abstand von 16 MHz. Ist die Mikrobewegung schlecht kompensiert, verbreitert sie die Resonanzlinie. Abb. 9.13 zeigt in Teil a) die Mikrobewegungskomponenten (33 % der Trägerintensität) und den Träger, in Teil b) die resultierende, 38 MHz breite Linie.

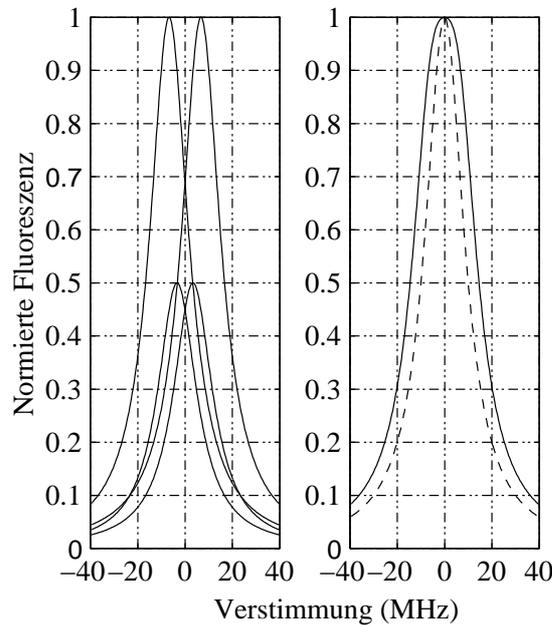


Abbildung 9.12: Lorentzprofile der Resonanzfluoreszenz: a) Lorentzprofile der Zeeman-Komponenten, b) resultierendes verbreitetes Profil und unverbreitetes Profil

- Zur Vermeidung von Sättigungsverbreiterung muß der Dopplerkühlstrahl genügend stark abgeschwächt werden.
- Bei einem Winkel Θ zwischen der zu kühlenden Achse und dem Kühllaser erhöht sich die minimale Phononenzahl um $\bar{n}_\Theta = \bar{n}_{Par}(1 + 1/2 * \tan^2 \Theta)$.

Alle diese Effekte führen im Experiment zu minimalen Phononenzahlen von $\bar{n}_{Axial} = 45(10)$ und $\bar{n}_{Radial} = 50(10)$. In Temperaturen umgerechnet ergibt sich für die axiale Mode 3 mK und für die radiale Mode 9 mK.

Abb. 9.14 zeigt ein Beispiel für gute Dopplerkühlung der axialen Mode. Die Phononenzahl der axialen Mode ist hier $\bar{n} = 50 \pm 10$.

9.7 Seitenbandkühlung

Das im Theorieteil vorgestellte Prinzip der Seitenbandkühlung muß im Fall des Ca^+ -Ions um ein zusätzliches Energieniveau erweitert werden, da die spontane Zerfallsrate des $D_{5/2}$ - Zustands nur $1/s$ ist und somit nur ein Phonon pro Sekunde gekühlt werden könnte. Die Lebensdauer des $D_{5/2}$ Niveaus wird durch Beimischung des $P_{3/2}$ - Niveaus

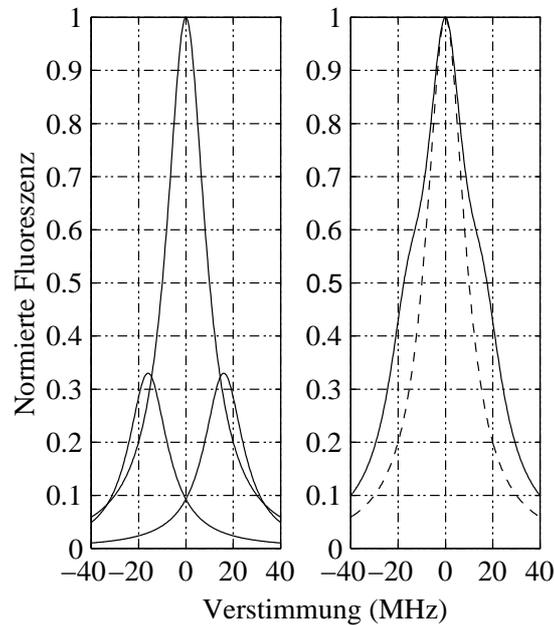


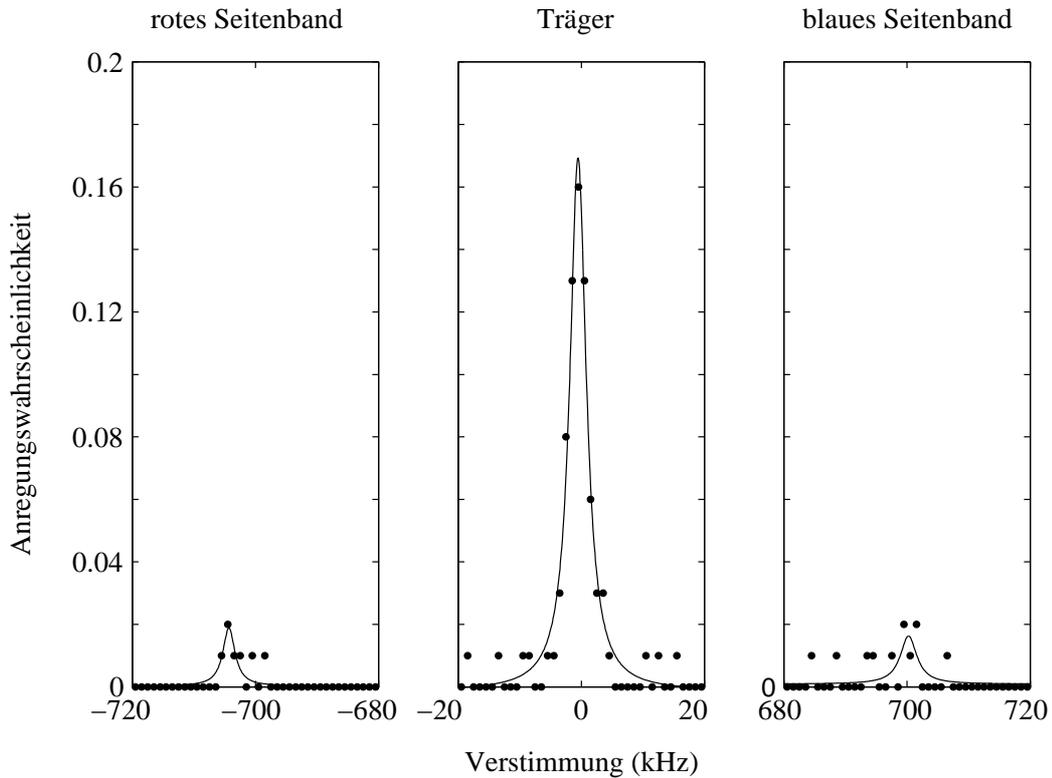
Abbildung 9.13: Lorentzprofile der Resonanzfluoreszenz: a) Lorentzprofile mit Mikrobewegung, b) resultierendes verbreitertes Profil und unverbreitetes Profil

verkürzt [23]. Dazu wird ein Laser bei der Wellenlänge des $D_{5/2} \leftrightarrow P_{3/2}$ -Übergangs bei 854.210(3) nm (an Luft bei 20°C in 580 m Seehöhe) eingestrahlt. Die Intensität dieses “Quenching-Lasers” steuert den beigemischten Anteil des $P_{3/2}$ -Niveaus und damit auch die Lebensdauer des $D_{5/2}$ -Niveaus.

Abb. 9.15, Teil a) zeigt den Kühlzyklus mit allen beteiligten Niveaus. Ein 729 nm $S_{1/2} \leftrightarrow D_{5/2}$ Übergang auf einem roten Seitenband nimmt ein Phonon aus dem System. Über das $P_{3/2}$ -Niveau fällt das Ion unter Beibehaltung der Phononenzahl (Lamb-Dicke Regime, $\eta \ll 1$) in den Grundzustand zurück.

In Bezug auf die S , P und D -Niveaus ist der Kühlzyklus geschlossen, in ca. 1/100 aller Fälle (je nach Polarisation des 854 nm Lasers) gerät das Ion aber durch spontane Zerfallsprozesse aus dem $P_{3/2}$ -Niveau in das $D_{3/2}$ oder $D_{5/2}$ -Niveau in den $S_{1/2}(m = +1/2)$ -Zustand und fällt damit aus dem Kühlzyklus heraus. Abb. 9.15, Teil b) zeigt einige dieser Kanäle über das $D_{5/2}$ -Niveau, der Zerfall über das $D_{3/2}$ Niveau verläuft analog. Eventuelle Besetzung des $S_{1/2}(m = 1/2)$ -Zustands wird daher mit kurzen zirkular polarisierten Pulsen auf dem 397 nm Dipolübergang in den $S_{1/2}(m = -1/2)$ -Zustand zurückgepumpt.

Die Intensitäten der beiden Kühllaser bei 729 und 854 nm müssen so eingestellt sein, daß beide Übergänge die gleiche Rabi-Frequenz haben. In der Praxis wird einer der Laser


 Abbildung 9.14: Dopplerkühlung der axialen Mode mit $\bar{n} = 50 \pm 10$.

auf eine Intensität voreingestellt und die andere Intensität nachgestellt, bis optimale Kühlung erreicht ist. Der 729 nm Laser hat eine Intensität von ca. 60 kW/cm^2 (der Fokus hat einen Radius von $3.7 \mu\text{m}$), der 854 nm Laser etwa 1 kW/cm^2 . Die Seitenbandkühlung erfolgt nach der Dopplervorkühlung. Die Kühlzeit beträgt typischerweise 6.4 ms. Während der Kühlung werden 3 Pulse 397 nm zirkular polarisiertes Licht (σ -Pulse) von je $50 \mu\text{s}$ eingestrahlt, um eventuelle Besetzung des $S_{1/2}(m = 1/2)$ Zustands in den $S_{1/2}(m = -1/2)$ Zustand zurückzupumpen. Die Zahl der Pulse und ihre Zeitdauer wurde experimentell anhand der Kühlergebnisse optimiert. Die Polarisation des σ -Lichtes ist nie perfekt, so daß immer Anteile von linear polarisiertem Licht vorhanden sind. Dieses Licht treibt Übergänge und kann das Ion wieder bis zum Dopplerlimit aufheizen. Es hat sich als sehr wichtig erwiesen, die Länge und Intensität der σ -Pulse so weit herabzusetzen, bis gerade noch optisches Pumpen beobachtet werden kann. Dazu wird die $m = 1/2 \leftrightarrow m = 5/2$ Zeeman-Komponente betrachtet. Die σ -Pulse werden so schwach eingestellt, bis diese Komponente nicht mehr sichtbar ist, bis also die gesamte Besetzung in den $m = -1/2$ Zustand gepumpt worden ist.

Der Kühllaser hat eine "Kühlbandbreite" von ca. 10 kHz, d.h. die Kühlung funktioniert nur gut, wenn die Frequenz des Kühllasers bis auf wenige kHz auf die Frequenz

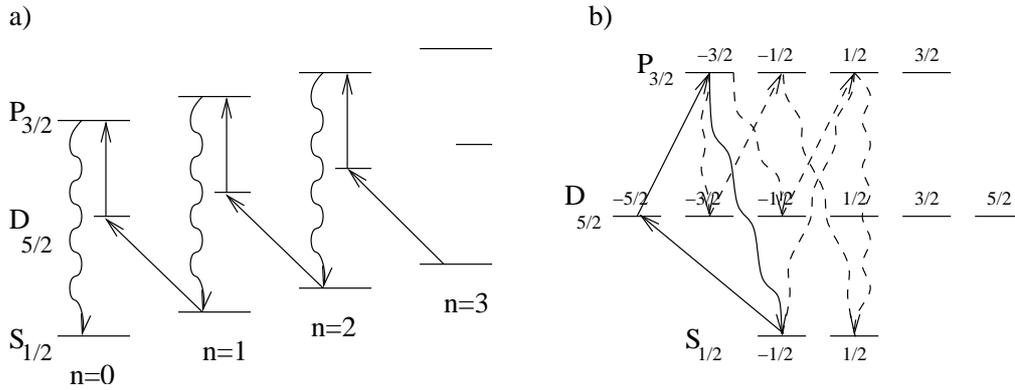


Abbildung 9.15: a) Seitenband-Kühlzyklus für Ca⁺. Die Besetzung im D_{5/2}-Niveau wird in den P_{3/2}-Zustand gepumpt und zerfällt spontan in den S_{1/2}-Grundzustand. b) Durch spontanen Zerfall des P_{3/2}-Niveaus in das D_{5/2} Niveau kann der S_{1/2}(m = 1/2)-Zustand bevölkert werden (gestrichelte Linien).

der zu kühlenden Mode gesetzt ist. Die Rabifrequenz auf dem Kühlübergang beträgt zwischen 50 und 100 kHz. Die Rabifrequenz und damit die Kühlgeschwindigkeit wird über die Leistung der Kühlstrahlen eingestellt. Einerseits ist eine möglichst hohe Kühlgeschwindigkeit wünschenswert, andererseits regt die dazu nötige hohe Laserleistung nichtresonante Übergänge an, die zu einem Kühllimit von $n > 0$ führt oder das Ion aus dem Kühlzyklus entfernen. Die oben genannten Laserleistungen stellen einen Kompromiss dar, der die besten Kühlergebnisse bringt.

9.7.1 Ein Ion

Typische Ergebnisse der Seitenbandkühlung an einem Ion sind in Abb. 9.16 dargestellt. Aus dem Vergleich der Absorptionsstärken der roten und blauen Seitenbänder ergibt sich für die axiale Mode eine Grundzustandswahrscheinlichkeit von $p_0^{axial} = 94 \pm 3 \%$ und für die radiale Mode $p_0^{radial} = 98 \pm 2 \%$. Die damit verbundenen mittleren Phononenzahlen sind $\bar{n}_{axial} = 0.06 \pm 0.03$ und $\bar{n}_{radial} = 0.02 \pm 0.02$.

Es wurde jeweils nur eine Mode gekühlt. Die bessere Kühlung der Radialmode resultiert aus der größeren Seitenbandfrequenz und damit aus der kleineren Ausgangsphononenzahl nach der Dopplerkühlung.

9.7.2 Zwei Ionen

Alle vier Bewegungsmoden eines aus zwei Ionen bestehenden Kristalles wurden jeweils in den Grundzustand gekühlt. Für alle Moden wurden Grundzustandswahrscheinlich-

9 Spektroskopie und kohärente Zustandsmanipulation

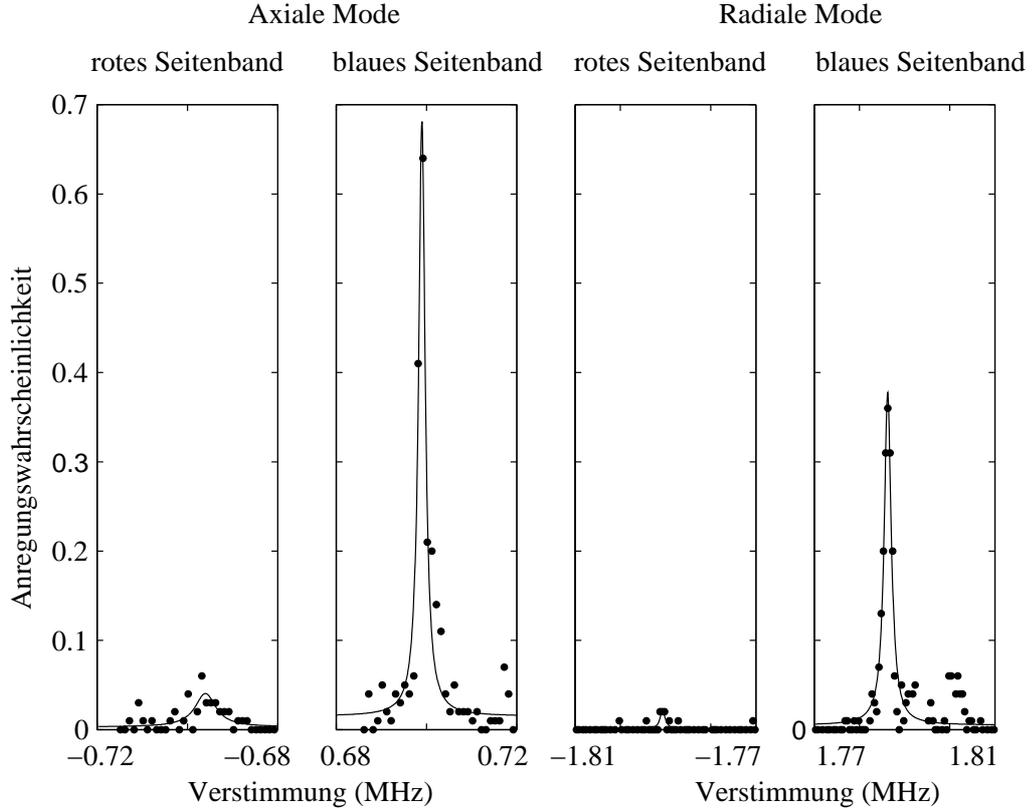


Abbildung 9.16: Rote und blaue axiale und radiale Seitenbänder nach dem Seitenbandkühlen. Die Grundzustandswahrscheinlichkeiten betragen $p_0^{axial} = 94 \pm 3 \%$ und $p_0^{radial} = 98 \pm 2 \%$.

keiten zwischen 95 und 98 % erreicht. Die Ergebnisse sehen den in Abb. 9.16 gezeigten Messungen für ein einzelnes Ion sehr ähnlich und werden deshalb hier nicht gesondert gezeigt.

Bei Versuchen, einen Ionenkristall aus zwei Ionen in einer Mode in den Grundzustand der Bewegung zu kühlen und danach kohärente Zustandsmanipulationen durchzuführen (siehe Abschnitt 9.9), zeigte sich, daß der Einfluß der hochangeregten ($\bar{n} \approx 50$) ungekühlten Moden die kohärenten Prozesse zu sehr störte, um z.B. gute $\pi/2$ -Pulse präparieren zu können. Daher wurden sukzessive alle Moden gekühlt. Jede Mode wurde 6 ms lang gekühlt. Pro Mode wurden drei σ -Pulse von $50 \mu s$ Dauer eingestrahlt. Abb. 9.17 zeigt die Pulssequenz zum Kühlen aller vier Seitenbänder und zur Messung der Phononenzahl.

Jede Mode benötigt ihre eigene Laserfrequenz. Die Frequenzen für die Kühlstrahlen werden mit vier RF-Synthesizern (Marconi 2023) erzeugt, da ein einzelner Synthesizer nicht schnell genug zwischen den Frequenzen springen kann. Radiofrequenzschalter

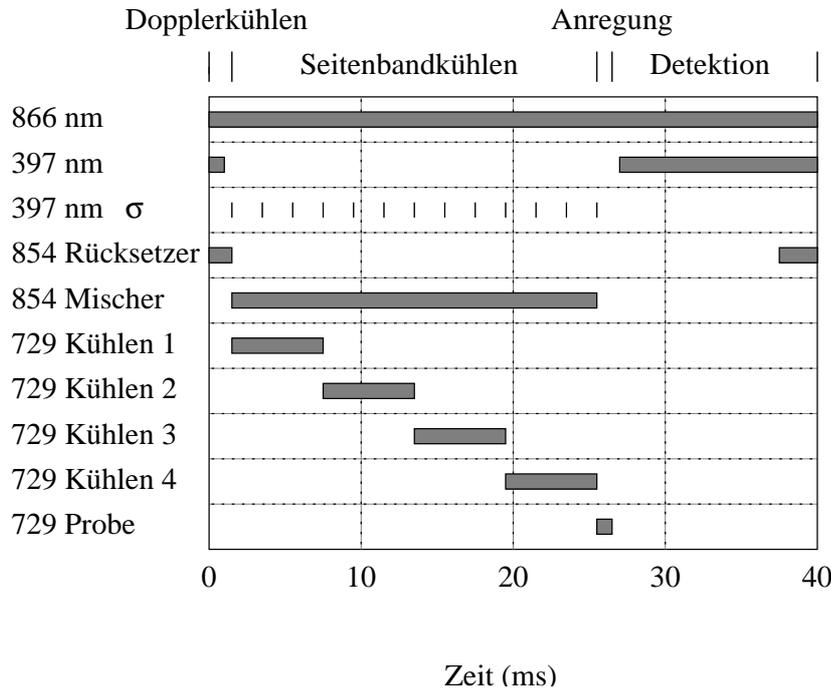


Abbildung 9.17: Pulssequenz des vier-Seitenbandkühlens. Nach der 1.3 ms langen Dopplerkühlung folgen in 24 ms die Seitenbandkühlungen auf allen Bändern. In der folgenden Millisekunde findet die Anregung statt, um Phononenzahlen zu messen oder kohärente Zustandsmanipulationen durchzuführen. Die letzten 13 ms werden zur Detektion des Quantenzustands genutzt.

wählen das Signal von einer der Quellen aus. Die Intensitäten müssen für jede Mode getrennt auf optimale Kühlung eingestellt werden.

Abb. 9.18 zeigt das Ergebnis der Seitenbandkühlung aller vier Moden. Die Moden wurden sequentiell gekühlt, beginnend mit der höchsten Modenfrequenz und endend mit der niedrigsten. In der Abbildung sind von links nach rechts zu sehen: Radialmode ($\bar{n} = 2.3 \pm 0.3$), Schermode ($\bar{n} = 0.65 \pm 0.1$), Atmungsmode ($\bar{n} = 0.47 \pm 0.1$) und Axialmode ($\bar{n} = 0.05 \pm 0.01$). Da sich die bereits gekühlten Moden während der Kühlung der anderen Moden durch spontan emittierte Photonen etwas aufheizen, hat die zu erst gekühlte Mode die höchste Phononenzahl und die zuletzt gekühlte Mode die niedrigste Phononenzahl. Phononenzahlen im Bereich von $\bar{n} \approx 1$ stören aber die Mode, auf der die Zustandsmanipulation betrieben wird, nur unwesentlich. Eine Grundzustandswahrscheinlichkeit von 95 % in allen Moden könnte erreicht werden, indem die Moden “verschachtelt” gekühlt werden, also z.B. jede Mode nach Abschluß der Kühlsequenz aller Moden noch einmal für 1 ms nachgekühlt wird.

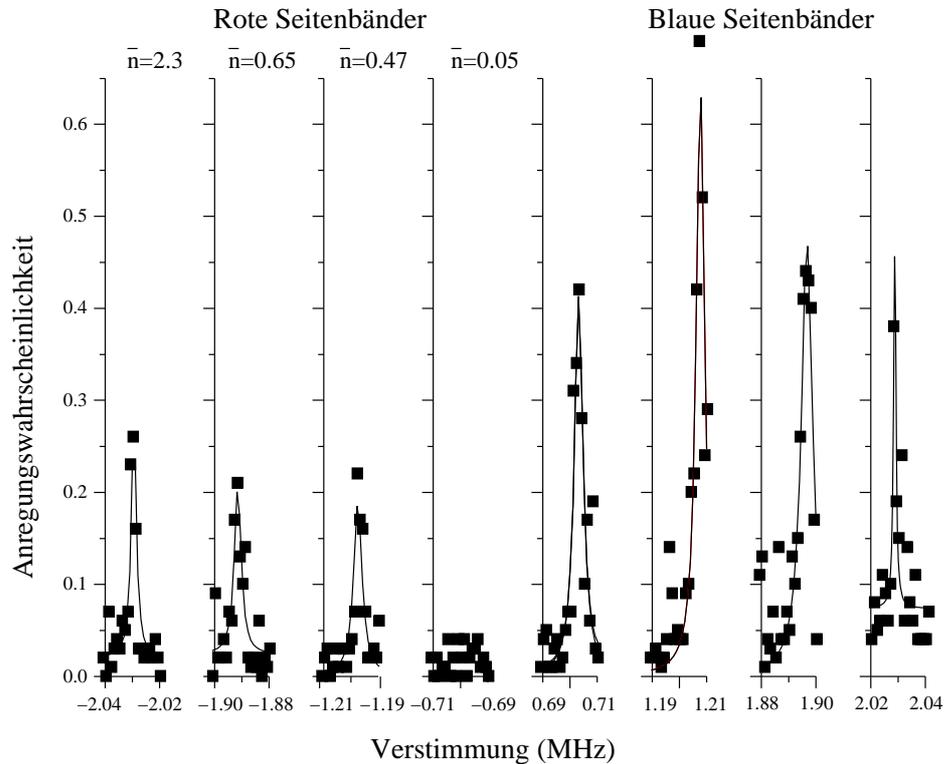


Abbildung 9.18: Kühlung sämtlicher Bewegungsmoden eines zwei-Ionen-Kristalls in den Grundzustand der Bewegung. Von links nach rechts: Radialmode ($\bar{n} = 2.3 \pm 0.3$), Schermode ($\bar{n} = 0.65 \pm 0.1$), Atmungsmode ($\bar{n} = 0.47 \pm 0.1$) und Axialmode ($\bar{n} = 0.05 \pm 0.01$).

9.7.3 Mitfühlendes Kühlen

Mitfühlendes Kühlen ist das Kühlen eines oder mehrerer Ionen oder Atome durch andere kältere Ionen oder Atome. Mitfühlendes Kühlen von Ionen in den mK Bereich wurde bisher in einigen Experimenten demonstriert, z.B. in [78]. Im Bereich der Quanteninformationsverarbeitung mit linearen Ionenketten kann mitfühlende Kühlung eingesetzt werden, um die Ionenkette kontinuierlich mit einem Ion zu kühlen, während mit den anderen Ionen “gerechnet” wird [79, 80].

Im vorliegenden Experiment wurde erstmalig mitfühlendes Grundzustandskühlen eines aus zwei Ionen bestehenden Kristalls demonstriert [81]. Im Gegensatz zu den anderen Vorschlägen zum mitfühlenden Kühlen bestehen hier zu kühlendes Ion und das Kühllion aus derselben Spezies. Der Kühllaser wurde aber nur auf ein einzelnes Ion gerichtet und damit wurde nur ein einzelnes Ion gekühlt. Das andere Ion wurde mitfühlend mit in den Grundzustand der Bewegung gekühlt.

In einer anderen Betrachtungsweise haben beide Ionen gemeinsame Bewegungs-

den, denen mit der Seitenbandkühlung Phononen entzogen werden. Der Begriff des “mitfühlenden Kühlens” ist so betrachtet nicht ganz korrekt, da der Kristall als ein einzelner Körper angesehen werden kann, dessen Bewegungsmoden alle Teile des Körpers einschließen. Die Kühlung einer Mode kühlt daher alle Teile des Körpers, unabhängig von der Position oder der Anzahl der kühlenden Ionen. Bei grossen Atom- oder Ionenzahlen N ist die Zahl der Bewegungsmoden extrem hoch ($n = 3N$), so daß der Kristall von der statistischen Mechanik beschrieben wird. Die ersten Experimente zur mitfühlenden Kühlung wurden mit grossen Ionenwolken vorgenommen [82]. Mit dem Fortschritt der Experimente wurde mitfühlende Kühlung mit immer kleineren Atom- oder Ionenzahlen durchgeführt, aber der Begriff der mitfühlenden Kühlung beibehalten. Deshalb wird auch der hier vorliegende Effekt mit der minimalen für eine derartige Kühlung notwendigen Ionenzahl von zwei Ionen als mitfühlendes Kühlen bezeichnet. Der Beweis, daß bei den vorgestellten Kühlergebnissen nur ein Ion beleuchtet wurde, wird in Abb. 9.19 erbracht. Die Abbildung zeigt ein Histogramm, in dem die Häufigkeit von Photomultiplierzählraten aufgetragen ist. Der 729 nm Laser regt mit mittlerer Leistung das $D_{5/2}$ Niveau an. Danach wird die Fluoreszenz auf dem Dipolübergang betrachtet. Bei zwei Ionen gibt es drei mit dem Photomultiplier unterscheidbare Möglichkeiten:

1. Beide Ionen sind im $D_{5/2}$ -Zustand und senden kein Fluoreszenzlicht aus. Der Photomultiplier detektiert nur Streulicht zwischen 0 und 250 Zählereignissen/s.
2. Ein Ion ist im $D_{5/2}$ -Zustand. Der Photomultiplier detektiert das Fluoreszenzlicht des anderen Ions im Bereich zwischen 250 und 600 Zählereignissen/s.
3. Kein Ion ist im $D_{5/2}$ -Zustand. Der Photomultiplier detektiert die Fluoreszenz beider Ionen und gibt mehr als 600 Ereignisse/s aus.

Abb. 9.19, Teil a) zeigt das Histogramm, wenn beide Ionen beleuchtet werden. Es sind drei Maxima zu erkennen, d.h. es existiert Anregung sowohl von einem als auch von zwei Ionen. In Teil b) der Abbildung ist der 729 nm Laser nur auf eines der Ionen gerichtet und in dem Histogramm verschwindet das vom Streulicht stammende Gebiet, in dem beide Ionen angeregt sind. Nur noch ein Ion wird angeregt, das andere fluoresziert permanent. Mit dieser Justage wurde die in Abb. 9.20 gezeigte Messung mit simultaner Kühlung der radialen und der Schermode durchgeführt. Das Signal-Rausch-Verhältnis ist in diesen Messungen nur ca. 10:1, da sich durch das immer fluoreszierende Ion der scheinbare Streulichthintergrund mehr als verdoppelt. Die Aufspaltung der blauen Seitenbands der Schermode ist auf kohärente Rabioszillationen zurückzuführen. Je nach Verstimmung wird ein π/n Puls auf dem Übergang angeregt. Wenn die Pulslänge und die Pulsintensität passend eingestellt sind, ergibt sich im Linienzentrum gerade ein 2π -Puls und die Anregung der Linie verschwindet.

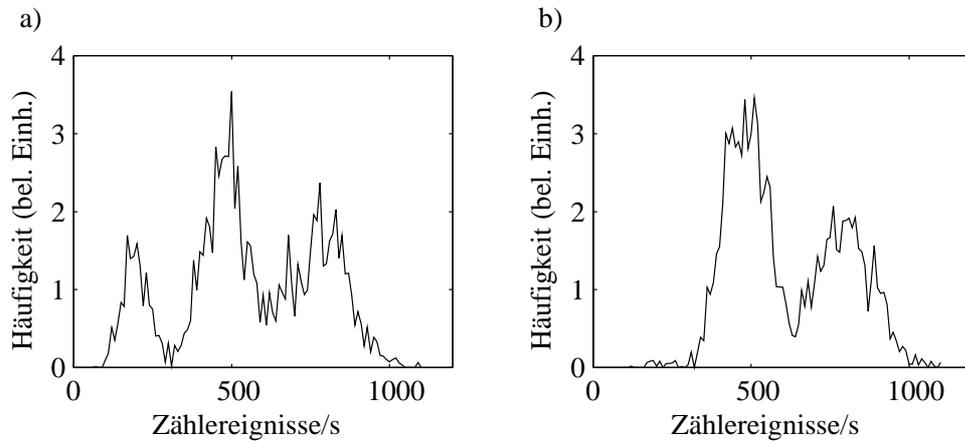


Abbildung 9.19: Histogramme der Photomultiplier-Zählereignisse. a) Beide Ionen sind mit dem 729 nm Laser beleuchtet. Es sind drei Gebiete unterscheidbar in denen beide, ein- oder kein Ion in den $D_{5/2}$ -Zustand angeregt wird. b) Nur ein Ion ist beleuchtet. Es treten keine Zählereignisse mehr auf, die einer Anregung beider Ionen entsprechen.

Mode	Modenfrequenz (MHz)	1/e-Zeit (ms)	Kühlzeit auf 1 Phonon (ms)
Schermode	1.7	1.2	3.0
Atmungsmode	1.2	3.2	4.0

Tabelle 9.1: Kühlzeiten für verschiedenen Moden

9.8 Kühl- und Heizraten

Die Kenntnis der Kühlrate ist zur Optimierung des Kühlprozesses notwendig. Die Kühlrate wird gemessen, indem die Ionen mit wechselnden Zeitdauern gekühlt werden und die jeweils erreichten Phononenzahlen gemessen werden. In Abb. 9.21 ist die Kühlrate der Schermode dargestellt.

Nach 1.2 ms hat die Phononenzahl um den Faktor $1/e$ abgenommen. Die Zeitkonstante bei der Atmungsmode ist 3.2 ms. Die verwendeten Kühlzeiten von 6 ms reichen aus, um die Moden bis auf wenige Phononen zu kühlen. Da die Moden verschiedene Ausgangsphononenzahlen haben, ist auch die Kühlzeit auf einen Phononenzahl von $\bar{n} = 1$ interessant. Tabelle 9.1 faßt die Kühlraten zusammen:

Die Kühlzeiten hängen von den Intensitäten der Kühllaser ab, obige Messungen wurden für typische, im Absatz über Seitenbandkühlung vorgestellte Leistungen durchgeführt. Quanteninformationsprozessoren auf Ionenfallenbasis benutzen die Phononenzahl einer Bewegungsmode als Quantenbus. Ein limitierender Faktor für die Qualität der Operationen ist das unkontrollierte Aufheizen der Mode. Die Heizrate bestimmt unter anderem die Zahl der durchführbaren Operationen.

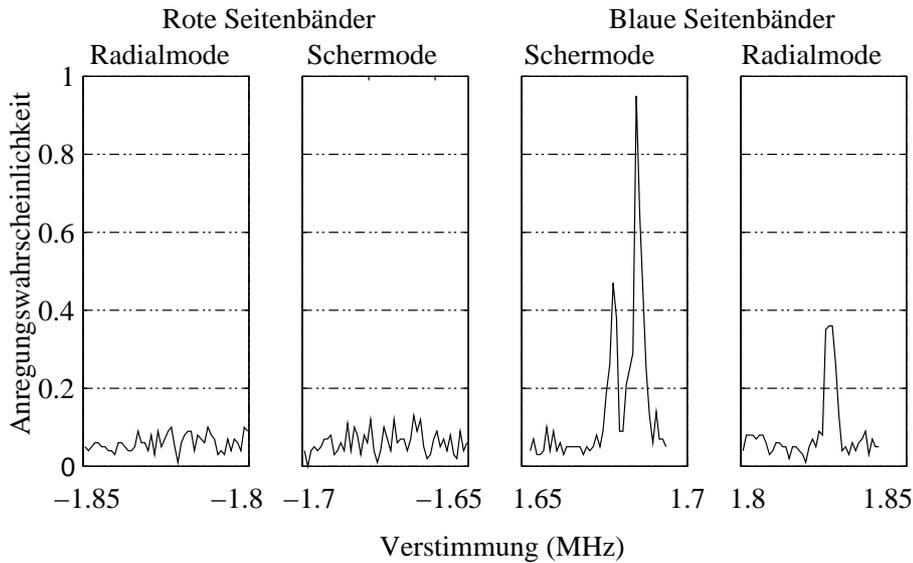


Abbildung 9.20: Rote und blaue Seitenbänder der Radial- und Schermode eines mitführend gekühlten zwei-Ionen Kristalls. Die starke Anregung und Aufspaltung des blauen Seitenbandes der Schermode ist auf kohärente Rabioszillationen zurückzuführen.

Die Heizrate wird gemessen, indem die zu untersuchende Mode in den Grundzustand gekühlt wird. Alle Laser werden abgeschaltet und für einige Zeit entwickeln sich die Ionen frei. Danach wird die Phononenzahl \bar{n} gemessen. Abb. 9.22 zeigt die Abhängigkeit der Phononenzahl der Schermode von der Verzögerungszeit zwischen Kühlung und Messung. Eine Anpassung der Kurve ergibt eine Heizrate von 8 ± 2 Phononen/s. Bei einer Rabifrequenz von 10 kHz könnten somit bis zu 1250 Operationen durchgeführt werden, ehe der Rechenprozess durch Heizung der Ionen limitiert wird. Das gilt für “kalte” Gatter, bei denen die Phononenzahl bei Null startet, aber auch “heiße” Gatter sind in durch Heizraten limitiert [83].

Bei dem momentanen Stand des Experimentes begrenzen andere Faktoren die Zahl der möglichen Operationen auf $\mathcal{O}(10)$.

Der genaue Heizmechanismus ist noch unklar, es wird aber vermutet, daß die Hauptquellen zum einen aus thermischen elektrischen Rauschen aus den Widerständen in den elektrischen Zuleitungen bestehen und zum anderen aus Rauschen durch fluktuierende Oberflächenpotentiale. Wenn die spektrale Rauschleistungsdichte der elektrischen Feldfluktuationen Anteile bei der betrachteten Modenfrequenz hat, so können diese eine Änderung der Phononenzahl bewirken. Im Fall des thermischen (Johnson-) Rauschens ergibt eine Analyse für die Heizrate [84]:

9 Spektroskopie und kohärente Zustandsmanipulation

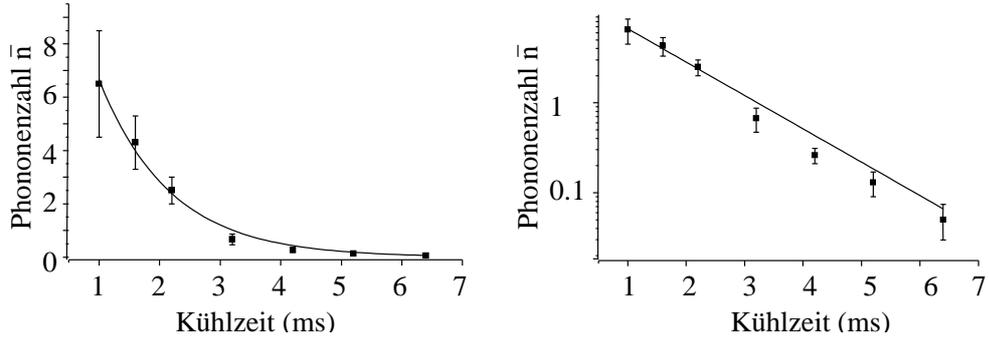


Abbildung 9.21: Kühlrate der Schermode in linearer und logarithmischer Darstellung. Die Zeitkonstante der exponentiellen Abnahme der Phononenzahl ist 1.2 ms.

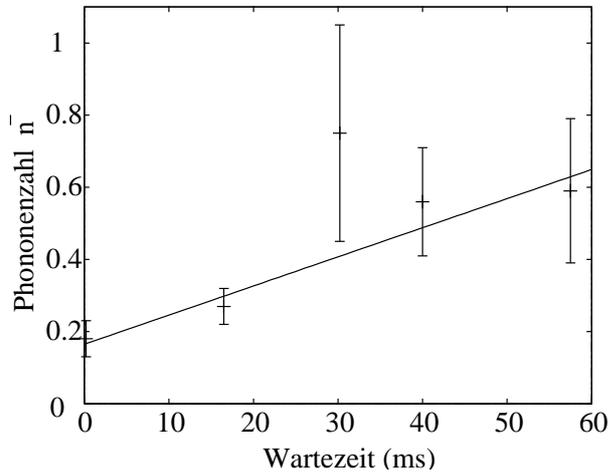


Abbildung 9.22: Heizrate der Schermode. $\dot{\bar{n}} = 8 \pm 2$ Phononen/s

$$\dot{\bar{n}}_R = \frac{q^2 k_B T R(\omega_m)}{m \hbar \omega_m d^2}, \quad (9.4)$$

mit der Ladung q , der Masse m , der Temperatur T , der Boltzmann-Konstante k_B , dem Abstand zwischen den Ionen und der Falle d , der Modenfrequenz ω_m und dem effektiven Widerstand zwischen den Fallenelektroden R . Bei den Parametern der linearen Falle ergibt sich eine Heizrate für die Schermode von 6 Phononen/s für einen angenommenen effektiven Widerstand von einem Ohm.

Im Fall der fluktuierenden Flächenpotentials auf den Oberflächen der Fallenelektroden läßt sich keine Heizrate numerisch angeben, da die geometrische Verteilung der fluktuierenden Ladung unbekannt ist, aber die Skalierung der Heizrate mit dem Ab-

Ion Falle	Größe $d(\mu m)$	Mode	Frequenz (MHz)	Heizraten \dot{n} (n/s)	\dot{n} , bei 1 MHz (n/s)	c_2	c_4
$^{40}\text{Ca}^+$ lin.	1180	Atm.	1.2	10 ± 2	12 ± 2	17	23
		Sr.	1.7	8 ± 2	14 ± 3	19	27
		Rd.	1.9	25 ± 10	47 ± 19	65	91
$^{40}\text{Ca}^+$ sph.	700	S-ax.	4	5.2	21	10	5
		c-rad.	1.9	14	27	13	11
$^9\text{Be}^+$ sph. #2	175	S	8.6	19000	160000	4900	150
		Atm.	15	≤ 180	≤ 2700	82	2.5
		Sr.	15	≤ 1000	≤ 15000	460	14
$^9\text{Be}^+$ sph. #3b	395	S	1.4-3.4	variiert	5000	780	120
$^9\text{Be}^+$ lin. #4	280	Ax.	3-17	"	23000	1800	140
$^9\text{Be}^+$ lin. #5	280	Ax.	3-10	"	35000	2800	220
$^9\text{Be}^+$ lin. #5	365	Ax.	3.5-10	"	11000	1500	195
$^{199}\text{Hg}^+$ sph.	450	S	3	6	18	3.6	0.7

Tabelle 9.2: Heizraten für verschiedene Moden und verschiedenen Fallen. Details zu der sphärischen Ca^+ -Falle finden sich in [11], die Be^+ - und Hg^+ -Fallen sind in [22, 84, 85] beschrieben. Die Modenbezeichnung "Atm." steht für die Atmungsmode, "Sr." für die Schermode, "Rd." für die Radialmode, "Ax" für die Axialmode und "S" für die Schwerpunktsmode in sphärischen Fallen.

stand zu den Elektroden läßt sich ermitteln: Im Modell des thermischen Rauschens ergibt sich $\dot{n} \propto 1/d^2$, im Fall der fluktuierenden Flächenpotentiale erhält man $\dot{n} \propto 1/d^4$ Tabelle 9.2 gibt einen Überblick über die in der linearen Falle gemessenen Heizraten. Als Vergleich sind einige Ergebnisse aus anderen Ionenfallen mit anderen Parametern und Ionen angeführt. Zur besseren Vergleichbarkeit sind die Werte auf Fallenfrequenzen von 1 MHz normalisiert. Zusätzlich sind die Koeffizienten c_2 und c_4 aus den Beziehungen $\dot{n} = c_2 d^{-2}$ und $\dot{n} = c_4 d^{-4}$ (d in mm) angegeben.

Moden, deren Schwerpunkt bei der Bewegung unveränderlich bleibt (d.h. Atmungsmode und Schermode), koppeln nicht an homogene Feldfluktuationen, sondern nur an Feldgradientenfluktuationen. Daher sollten solche Moden niedrigere Heizraten als die Schwerpunktsmoden aufweisen. Das bestätigt sich auch in den Meßergebnissen dieses Experimentes und bei der Be^+ -Falle # 2 aus Boulder.

Wenn die Erklärung der Heizraten (thermisches Rauschen und fluktuierende Flächenladungen) stimmt, sollten die Koeffizienten c_2 oder c_4 , je nach dominierendem Effekt,

trotz unterschiedlichem Fallenaufbaus zumindest in der gleichen Größenordnung liegen. Beide Koeffizienten variieren aber in den verschiedenen Experimenten um 3 Größenordnungen. Die Heizraten sind also allein durch die oben genannten Effekte nicht erklärbar.

9.9 Kohärente Zustandsmanipulation

Grundvoraussetzung der kohärenten Zustandsmanipulation ist die Fähigkeit, möglichst perfekte $\pi/2$, π - oder 2π -Pulse auf dem Träger und den Seitenbändern zu präparieren. Nachfolgend werden einige Messungen von Rabioszillationen mit einem oder zwei Ionen vorgestellt. Die Messungen wurden durchgeführt, indem nach der Seitenbandkühlung auf allen Moden für eine Zeit t Licht auf dem Quadrupol-Übergang mit der Frequenz des zu untersuchenden Bandes eingestrahlt wird. Nach der Messung der Besetzung des $D_{5/2}$ -Zustands wird die Messung mit einer etwas anderen Anregungsdauer t' erneut durchgeführt.

Abb. 9.23 zeigt das Ergebnis einer solchen Messung für ein Ion auf dem Trägerübergang.

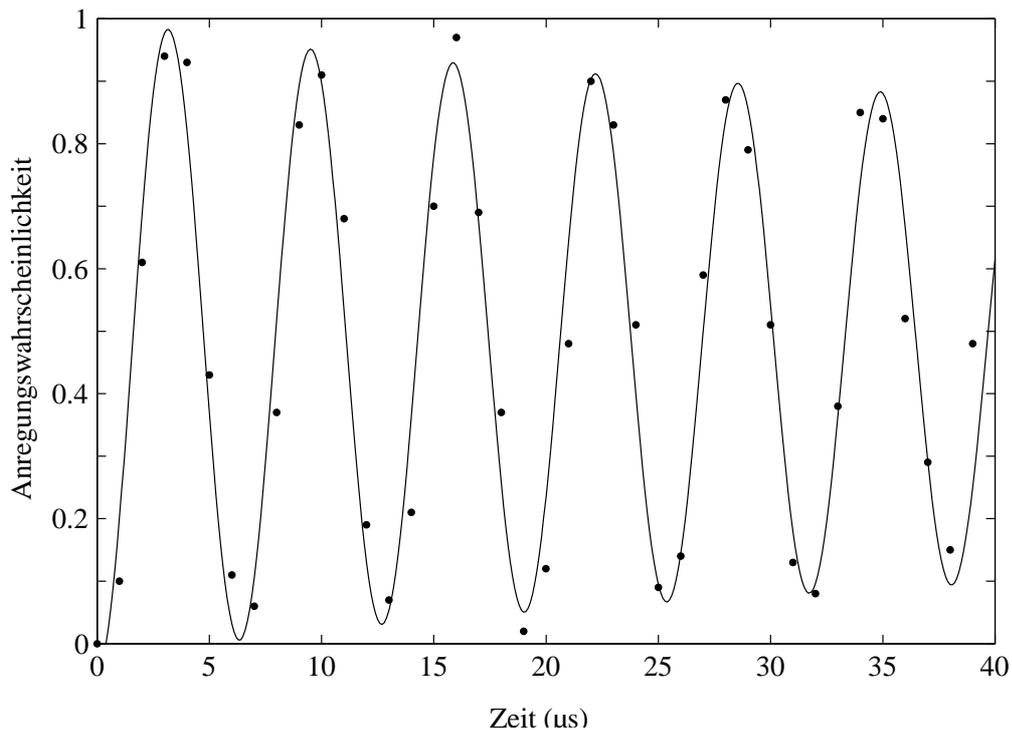


Abbildung 9.23: Rabioszillationen eines Ions auf dem Trägerübergang. Die Rabifrequenz ist $\Omega/(2\pi) = 160$ kHz.

Idealerweise erreicht die Anregungswahrscheinlichkeit den Wert Eins, d.h das Ion ist in 100% der Fälle im $D_{5/2}$ -Zustand. Die geringere gemessene Anregungswahrscheinlichkeit

(d.h. die Anregung erreicht nicht den Wert Eins) ist hauptsächlich auf die nicht perfekte Diskriminierung zwischen den Niveaus zurückzuführen, die wiederum aufgrund der geringen Photomultiplier-Zählrate durch die bedampften Fenster entstand. Der Kontrastverlust entsteht durch andere Bewegungsmoden, die nicht auf $\bar{n} = 0$, sondern nur auf $\bar{n} = 1 - 2$ gekühlt sind. Eine weitere Quelle für den Kontrastverlust ist die schwankende 729 nm Laserleistung, die bewirkt, daß die Rabifrequenzen von Experiment zu Experiment leicht verschieden sind, so daß sich die Oszillationen nach einigen Perioden herausmitteln.

Der Kontrastverlust auf den Seitenbändern ist bei nicht perfekter Kühlung deutlich stärker als auf dem Träger, da hier die Rabifrequenz $\Omega_{n,n+1} = \eta\sqrt{n+1}\Omega_0$ ist und sich somit bei kleinen n die Rabifrequenzen für n und $n+1$ deutlich unterscheiden. Die Rabifrequenz auf dem Träger $\Omega_{nn} = (1 - \eta^2 n)\Omega_0$ ist im Lamb-Dicke Regime $\eta \ll 1$ bei kleinen n weniger von der Phononenzahl abhängig. Daher ergibt sich auch bei einer Kühlung in z. B. $\bar{n} = 0.5$ ein guter Kontrast über viele Oszillationen.

In Abb. 9.24 sind Rabioszillationen eines Ions auf dem blauen Seitenband dargestellt.

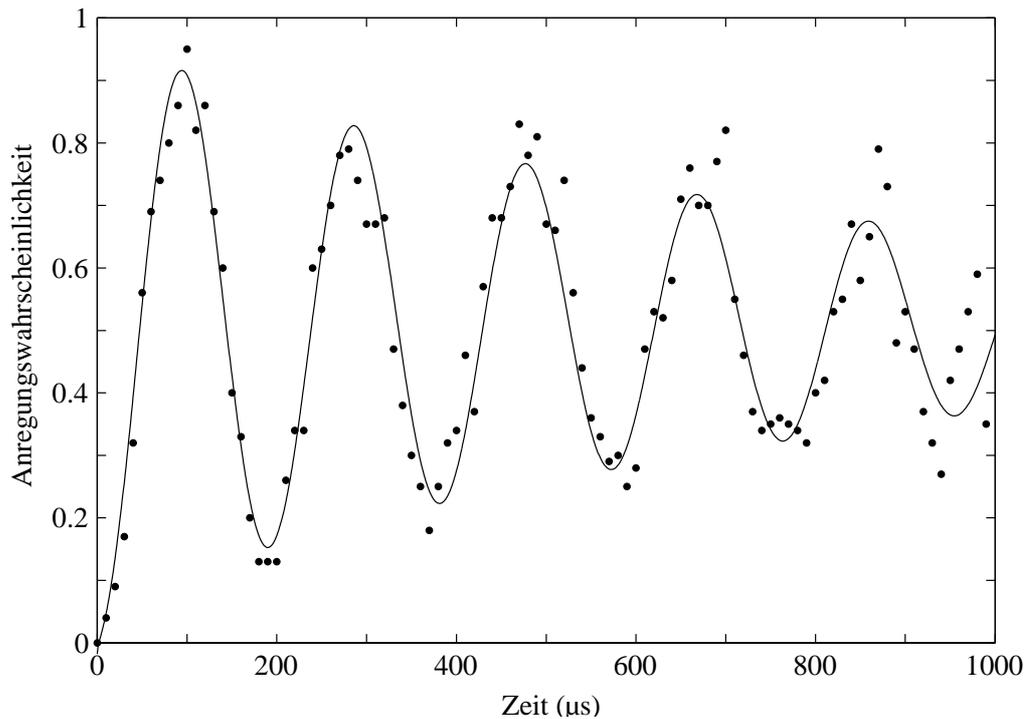


Abbildung 9.24: Rabioszillationen eines Ions auf dem blauen Seitenband. Die Rabifrequenz ist $\Omega/(2\pi) = 5.2$ kHz.

Als Test der Theorie und der geometrischen Anordnung läßt sich unter der Annahme $n = 0$ aus dem Verhältnis der Rabifrequenzen von blauem Seitenband und Träger der Lamb-Dicke-Faktor η bestimmen. Bei den oben gezeigten Messungen war die Anre-

9 Spektroskopie und kohärente Zustandsmanipulation

gungsleistung beim blauen Seitenband um einen Faktor zwei kleiner als auf dem Träger, d.h. die Rabifrequenz war um einen Faktor $\sqrt{2}$ kleiner als sie es bei einer Messung mit der Trägerleistung gewesen wäre. Daraus ergibt sich der Lamb-Dicke-Faktor:

$$\eta = \frac{\Omega_{Bl}}{\Omega_{Tr}} = \frac{5.2 * \sqrt{2}}{160} = 0.046(2). \quad (9.5)$$

Aus der im Theorieteil angegebenen Formel $\eta = \cos \Theta k \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}}$ ergibt sich ein Wert von $\eta = 0.0452$.

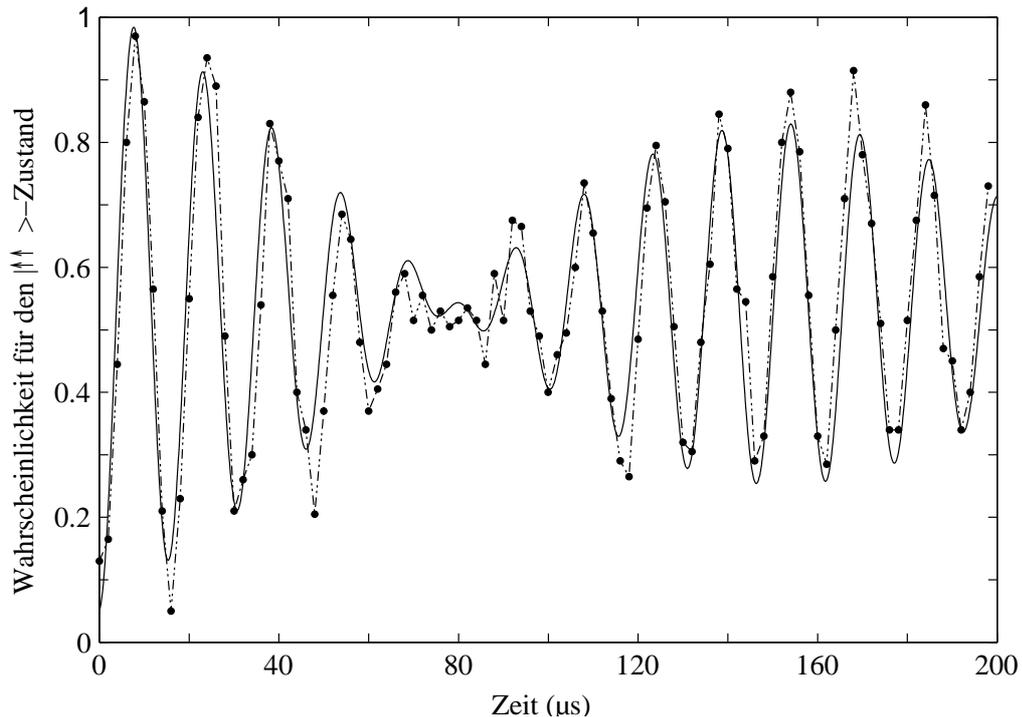


Abbildung 9.25: Rabioszillationen zweier Ionen auf dem Träger. Die punktierte Linie verbindet die einzelnen Messpunkte, die durchgezogene Linie ist eine Anpassung an die Daten. Beide Ionen haben verschiedene Rabifrequenzen ($\Omega_1 = 68$ kHz, $\Omega_2 = 61$ kHz, so daß eine Schwebung erkennbar ist).

Bei zwei Ionen, die auf allen Seitenbändern gekühlt sind und die beide vom 729 nm Laser beleuchtet werden, ergibt sich eine Schwebung der Rabifrequenzen, wenn die Laserintensitäten auf den Ionen etwas unterschiedlich sind. Abb. 9.25 zeigt eine solche Messung. Der $S_{1/2}$ -Zustand des Ions sei mit $|\downarrow\rangle$ bezeichnet, der $D_{5/2}$ -Zustand mit $|\uparrow\rangle$. Ausgehend vom $|\downarrow\downarrow\rangle$ -Zustand entwickeln sich beide Ionen mit verschiedenen Frequenzen, bis nach $80 \mu s$ Anregungszeit der $|\downarrow\uparrow\rangle$ -Zustand erreicht ist. Nach weiteren $80 \mu s$ sind die Ionen im $|\uparrow\uparrow\rangle$ -Zustand.

In Abb. 9.26 sind die Rabioszillationen zweier Ionen auf dem blauen Seitenband dargestellt. Der 729 nm Laser regt beide Ionen mit etwa vergleichbarer Rabifrequenz an. Ausgehend vom $|\downarrow\downarrow\rangle$ -Zustand entwickelt sich der Zustand nach $60 \mu s$ in $|\uparrow\uparrow\rangle$, Nach insgesamt $120 \mu s$ hat sich der Zustand $|\downarrow\downarrow\rangle$ eingestellt.

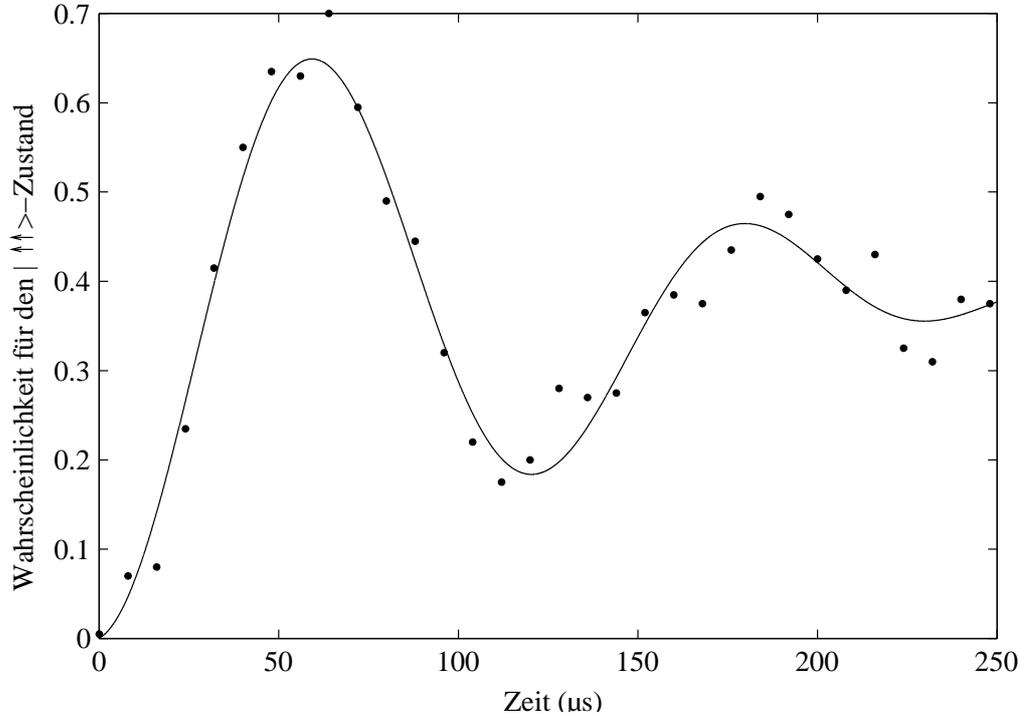


Abbildung 9.26: Rabioszillationen zweier Ionen auf dem blauen Seitenband.

In der Messung war die Kühlung nicht sehr gut, daher verringert sich der Kontrast schon nach wenigen Oszillationen.

9.10 Schnelles Gatter nach Jonathan, Plenio und Knight

Die Verarbeitungsgeschwindigkeit des Gatters nach Cirac und Zoller ist durch die Rabifrequenz auf den relevanten Übergängen gegeben. Diese Rabifrequenz kann nicht beliebig durch Steigerung der Laserintensität erhöht werden, da bei zu großer Intensität weitere, nicht am Gatterprozeß beteiligte Übergänge nicht resonant angeregt werden und die Gatteroperation stören [87].

Wird die Rabifrequenz erhöht, so daß die Bedingung $\Omega_{Rabi} \ll \omega_{Falle}$ nicht mehr gilt, bricht die in Abschnitt 4.2 vorgestellte Entwicklung des Hamilton-Operators zusammen. Es treten Terme bei den Frequenzen $\pm\nu$ auf. Diese Terme sind Korrekturen erster

9 Spektroskopie und kohärente Zustandsmanipulation

Ordnung der semiklassischen Ion-Feld-Wechselwirkung durch die Anwesenheit des Fallenpotentials. Wird die Laserintensität so gesetzt, daß die sogenannten *Dressed States* $|\pm, n\rangle = 1/\sqrt{2}(|g\rangle \pm |e\rangle)$ eine Aufspaltung von 2Ω (Ω : Rabifrequenz, n : Vibrationsquantenzahl) aufweisen, so entarten die Zustände $|+, 0\rangle$ und $|-, 1\rangle$. Das führt zu einem Austausch der Besetzung zwischen den Zuständen. Die elektronischen und mechanischen Freiheitsgrade des Systems koppeln aneinander. Analog zum CNOT-Gatter nach dem Cirac und Zoller Schema kann mit dieser Kopplung mit einer Folge von kohärenten Laserpulsen ein Quantengatter konstruiert werden. Eine genaue Betrachtung ist in [88] vorgestellt.

Der Effekt führt zu einem Besetzungstransfer zwischen dem Träger und einem Seitenband der Frequenz ν , falls $\Omega_{Rabi} = \nu$ ist. Die Frequenz des Besetzungstransfers ist durch das Produkt aus dem Lamb-Dicke-Faktor η und der Fallenfrequenz ν gegeben:

$$f_{Transfer} = \eta * \nu.$$

Im Experiment wurde an einem Ion der Besetzungstransfer demonstriert. Abb. 9.27 zeigt Rabioszillationen des Trägers eines Ions, welche nach einem Kollaps eine Wiederbelebung zeigen. Der Zeitpunkt des Kollapses ist durch den Lamb-Dicke-Faktor η und die Fallenfrequenz bestimmt.

Die Anpassung der Messkurve erfolgte mit der durch die Theorie in [88] gegebenen Funktion $p(t) = \frac{1}{2} - h(t) * \cos(2\pi\nu t) * \cos(2\pi\eta\nu t)$ mit einer einhüllenden Funktion $h(t)$, die den Kontrastverlust durch nicht perfekte Kühlung und Laserintensitätsschwankungen beschreibt. Die einzigen freien Parameter betrafen die Hüllkurve, der Verlauf der Oszillationen wurde nicht angepasst sondern ist rein durch die Fallenfrequenz ν und den Lamb-Dicke Faktor η bestimmt. Die Oszillationen und auch der Phasensprung nach 10 μs Anregung werden gut reproduziert.

Das Eintreten der Wiederbelebung hängt sehr empfindlich von der eingestellten Rabifrequenz ab; schon wenige kHz Abweichung können den Effekt zerstören. Stimmt die Rabifrequenz nicht genau, werden Rabioszillationen beobachtet, deren Kontrast nur durch ungenügende Kühlung und Laserfluktuationen abnimmt. Eine Wiederbelebung der Oszillationen kann dann nicht mehr beobachtet werden.

Zum Aufbau eines Gatters müßte das Experiment mit zwei Ionen wiederholt und die komplexe Pulsfolge von bis zu 9 π/n -Pulsen implementiert werden. Grundsätzlich erscheint die Realisierung eines solchen Gatters möglich. Im Vergleich zum Cirac-Zoller Gatter fällt die komplexere Pulsfolge auf, im Gegenzug kann die Gatteroperation aber dank höherer Rabifrequenzen deutlich schneller ausgeführt werden.

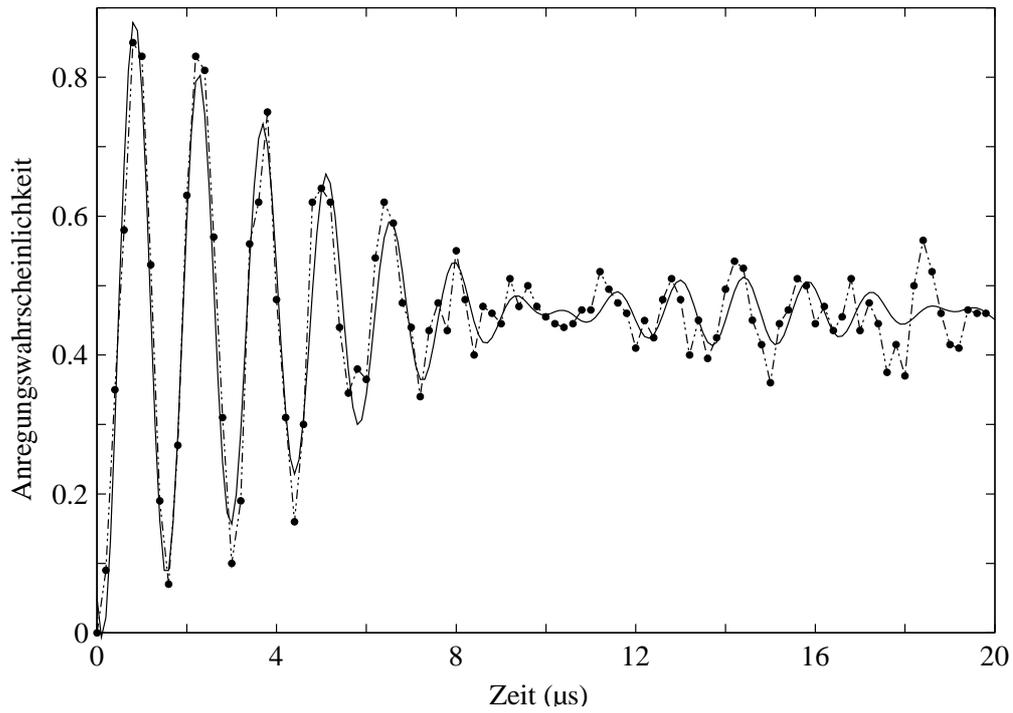


Abbildung 9.27: Kollaps und Wiederbelebung der Rabioszillationen des Trägers eines einzelnen Ions durch Transfer der Besetzung zum Seitenband und zurück. $\Omega_{Rabi} = \nu_{Falle} = 700$ kHz.

9 *Spektroskopie und kohärente Zustandsmanipulation*

10 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde der Aufbau einer linearen Ionenfalle für Kalzium-Ionen vorgestellt. Die Falle speichert zuverlässig Ionenketten über viele Stunden.

Für die Manipulation des Quantenzustandes der Ionen und damit für ein und zwei Qubit-logische Operationen wird Laserlicht verwendet. Dieser Laser muß so schmalbandig wie möglich sein, damit er möglichst wenig zu Dekohärenzprozessen beiträgt. Neben dem Aufbau der Falle wurde daher der Aufbau eines schmalbandigen Lasers bei 729 nm Wellenlänge und einer Linienbreite von 76 ± 5 Hz vorgestellt. Mit Hilfe dieses Lasers und weiterer schon vorhandener Lasersysteme wurden die gezeigten Messungen durchgeführt.

Mit Hilfe der Dopplerkühlung konnten Ionen in den mK Bereich heruntergekühlt werden. Mit dem damit verbundenen Erreichen des Lamb-Dicke-Regimes konnte Seitenbandkühlung von einem und zwei Ionen in den Grundzustand der Bewegung demonstriert werden.

Die Fähigkeit zur Adressierung einzelner Ionen in einer Ionenkette wurde gezeigt und am Beispiel der mitführenden Grundzustandskühlung einer Ionenkette verwendet. Eine Untersuchung der Heizraten ergab für die verschiedenen Bewegungsmoden der Ionenkette Heizraten in der Größenordnung von etwa 10 Phononen/s. Damit sind die Heizraten beim augenblicklichen Stand des Experiments nicht limitierend für den Betrieb der Falle als Quanteninformationsprozessor.

Ausgehend vom Grundzustand der Bewegung wurden Rabioszillationen eines oder zweier Ionen auf dem Träger und auf Seitenbändern demonstriert. Auf dem Träger wurden mehr als 20 Oszillationen beobachtet, auf den Seitenbändern bis zu 10 Oszillationen. Da sich zeigte, daß die Kühlung eines einzelnen Seitenbandes nicht ausreichte, um auf diesem kohärente Manipulationen auszuführen, mußten alle Seitenbänder gekühlt werden.

Die grundsätzliche Eignung von Kalzium-Ionen als optisches Frequenznormal wurde durch die Messung der Zentralfrequenz einer Zeeman-Komponente mit einer Auslösung von $\delta\nu/\nu = 7 * 10^{-13}$ bewiesen.

Weiterhin wurde Ramsey-Spektroskopie verwendet und aus dem Kontrastverlust der Ramseyszillationen mit wachsender Anregungszeit die Laserlinienbreite am Ort des Ions bestimmt.

Die vorgestellten Ergebnisse geben Grund zu der Annahme, daß ein einfacher Quanteninformationsprozessor auf Ionenfallenbasis realisiert werden kann. Bei dem betrachteten

10 Zusammenfassung und Ausblick

Aufbau haben sich im Laufe der Experimentierzeit einige Probleme und Schwachpunkte ergeben, die in zukünftigen Experimenten vermieden werden sollten:

- Die Ionen haben “Sichtlinien” zu relativ großen (ca. 2 cm^2), naheliegenden MACOR-Flächen. Die Keramik lädt sich beim Einspeichern von Ionen elektrisch auf und entlädt sich auf sehr langsamen Zeitskalen im Stundenbereich. Die dadurch immer wieder notwendige Mikrobewegungskompensation kostet viel Experimentierzeit und manche Messung wurde durch zwischenzeitlich verschlechterte Kompensation ruiniert. In zukünftigen Experimenten sollte der Keramikanteil so klein wie möglich gehalten werden.
- Bedingt durch die niedrigen Fallenfrequenzen erreicht die Dopplerkühlung nur Phononenzahlen von ca. 50 in axialer Richtung und von 45 in radialer Richtung. Dieses hohen Werte erfordern eine exakt abgestimmte, relativ lange (6 ms pro Band) Seitenbandkühlung.
- Die trotz der Intensitätsstabilisierungen durch die Richtungsschwankungen der Laser vorhandenen Intensitätsschwankungen am Ort der Ionen erzeugen einen Kontrastverlust bei kohärenten Manipulationen. Abhilfe schafft eine zusätzliche Richtungsstabilisierung.
- Die Drift des 729 nm Laser von 10-50 Hz/s ändert permanent die Verstimmung des Lasers. Eine Driftkompensation im computergesteuerten Messprogramm eliminiert zwar den Effekt linearer Driften, kann aber den Effekt nichtlinearer Driften nicht kompensieren. Ein externer, hochstabiler Hoch-Finesse-Resonator sollte in Zukunft die Drift verbessern. Der Resonator ist aufgebaut, aber es liegen zur Zeit noch keine Messungen bzgl. der Driftstabilität relativ zu den atomaren Resonanzen vor.
- Das netzsynchrone Experimentieren hilft, Dekohärenzeffekte durch fluktuierende Magnetfelder zu vermindern. Zusätzliche Magnetfelder die asynchron zum Versorgungsnetz fluktuieren, lassen sich aber dadurch nicht kompensieren. Insbesondere existiert eine starke Komponente bei 73 Hz von unbekannter Herkunft. Störungen durch das Magnetfeld ließen sich durch bessere Abschirmung der Falle, z.B. mit μ -Metall und eine aktive Magnetfeldkompensation erreichen.

Gegenwärtig wird eine neue lineare Ionenfalle getestet, in der die obigen Erfahrungen und Verbesserungsvorschläge berücksichtigt wurden. Die nächsten Schritte dieses Experimentes werden wie folgt aussehen:

- Charakterisierung der neuen Falle
- Grundzustandskühlung in der neuen Falle

- Verbindung der Adressierung mit kohärenten Manipulationen, um im ersten Schritt Bell-Zustände zu präparieren und danach Gatter nach Cirac und Zoller zu realisieren.
- Erweiterung auf mehr Ionen und damit Einführung neuer Kühlschemata (z.B. nach [89, 90]), da bei mehr als zwei Ionen auf Grund des explodierenden technischen Aufwandes nicht mehr jedes Seitenband einzeln gekühlt werden kann.

Die Realisierung eines einfachen Quanteninformationsprozessors erscheint mit den vorliegenden Ergebnissen möglich. Alle Voraussetzungen für ein quantenlogisches Gatter nach dem Schema von Cirac und Zoller wurden erfüllt. Nachdem der Beweis für die Realisierbarkeit erbracht war, war die Falle (hauptsächlich wegen des bedampften Fensters zum Photomultiplier) nicht weiter verwendbar.

Mit der neuen linearen Ionenfalle sollte es daher mit den Erfahrungen aus dieser Falle möglich sein, ein quantenlogisches Gatter zu realisieren.

10 Zusammenfassung und Ausblick

11 Anhang

11.1 Tipps, Tricks und Tücken des 729 nm Lasers

In dem Kapitel über das Lasersystem wurden der Aufbau und die Leistung des Systems beschrieben. Dieser Abschnitt gibt einige Hinweise zum physikalischen Aufbau des Systems, zur Justage und zum täglichen Betrieb:

Für ein hochstabiles Lasersystem sollten die besten verfügbaren Spiegelhalter verwendet werden, ansonsten muß das System wegen der Relaxationen der Spiegelhalter täglich neu justiert werden.

Der Intracavity-EOM wird möglichst starr mit dem restlichen Titan-Saphir-Laser verbunden, im Fall des Coherent-899 Ringlasers muß er also auf dem zentralen Invar-Barren montiert werden, auf dem auch alle anderen Komponenten befestigt sind. Der EOM muß so gedreht werden, daß er als reiner Phasenmodulator wirkt. Sind die Kristallachsen nicht zur Laserpolarisation ausgerichtet, wirkt der EOM wie eine spannungseinstellbare λ/x -Platte und das Laserlicht wird intensitätsmoduliert. Zur Justage wird an den EOM eine Wechselspannung (einige MHz) angelegt und mit einer Photodiode im Ausgangsstrahl und einem Spektrumanalysator die Amplitudenmodulation gemessen. Bei minimaler Modulation ist der EOM richtig gedreht. Die Brewster-Fenster des EOM müssen ebenfalls so gedreht werden, daß die Reflexion an ihnen minimal ist. Der Extracavity-EOM zum Aufprägen der Seitenbänder muß ebenfalls richtig zur Polarisation des Lichtes gedreht werden. Dazu wird das Signal zum Erzeugen der Seitenbänder angelegt und hinter einem polarisierenden Element (z.B. Polstrahlteiler), dessen Durchlaßebeine gegenüber der Lichtpolarisation um 45° gedreht ist, mit einer Photodiode und einem Spektrumanalysator das Signal bei der angelegten Frequenz detektiert. Der EOM ist richtig rotiert, wenn keine Amplitudenmodulation nachgewiesen werden kann. Die Feinjustage erfolgt mit Hilfe einer vor dem EOM eingebauten $\lambda/2$ -Platte. Bei dem verwendeten EOM-Typ Gsänger LM 0202-PHAS ist darauf zu achten, daß es Wege durch die Apertur des EOM gibt, bei denen kaum Modulation beliebiger Art auftritt. Die Wirkung des EOMs kann überprüft werden, indem, nachdem er richtig rotiert ist und der Strahl in der endgültigen Position ist, die $\lambda/2$ -Platte vor dem EOM um 45° rotiert wird und hinter einem Polstrahlteiler mit einer Photodiode Amplitudenmodulation nachgewiesen wird.

Beim ersten Einkoppeln in einen Hochfinesse-Resonator empfiehlt es sich, eine CCD-

Kamera direkt hinter den Resonatorausgang zu stellen. Das Kameraobjektiv ist entfernt, damit die transmittierten Resonatormoden direkt auf die gesamte Fläche des CCD-Chips abgebildet werden. Der Laser wird sehr langsam verstimmt (ca. 250 MHz/s). Nachdem der Laserstrahl so justiert ist, daß der Rückreflex vom Resonator in den einfallenden Strahl trifft, können i. A. schon Resonatormoden auf der Kamera beobachtet werden. Diese Moden sind i. A. sehr "hohe" Moden, d.h. z. B. $TEM_{100,100}$. Diese "Teppiche" werden nun so justiert, daß ihre Ausdehnung möglichst klein wird. Jetzt muß die Regelelektronik eingeschaltet werden und die Photodiode zur Detektion des Fehlersignals justiert werden. Das (noch sehr schlechte) Fehlersignal wird auf den Intracavity-EOM gegeben, um das System zum "Mitlocken" zu bringen, d.h. der Regelkreis versucht, den Laser auf der aktuellen Resonatormode zu halten. Wenn der Laser "mitlockt", blitzen die Resonatormoden auf der Kamera hell auf. Jetzt kann der Laser auf die TEM_{00} -Mode verstimmt werden. Die Kamera wird durch eine Photodiode ersetzt und die TEM_{00} -Mode kann auf die maximale Transmission justiert werden. Die Verstärkung des Fehlersignals muß bei diesem Vorgang laufend angepaßt werden, sie ist ideal, wenn das Transmissionssignal kurze Zeit auf dem Maximum bleibt.

Ohne das "Mitlocken" kann der Hochfinesse-Resonator nicht optimal justiert werden, da der Laser im unstabilierten Zustand so schnell über die Resonatormoden verstimmt wird, daß sich der Resonator nicht vollständig mit Licht füllt und daher eine Justage auf das Maximum der Transmission sinnlos ist.

Die Photodiode zur Erzeugung des Fehlersignals darf nicht in den Bereich der Sättigung kommen.

Bei der täglichen Inbetriebnahme muß der Laser bei der Fein/Nachjustage genau auf der richtigen Wellenlänge stehen. Eine Abweichung von einer Etalonmode kann schon zu einer suboptimalen Justage führen. Zur Justage müssen die Intensitätsstabilisierungen ausgeschaltet sein.

Mit der $\lambda/2$ -Platte vor dem Seitenband-EOM kann die restliche Amplitudenmodulation des Lichtes eingestellt werden. Amplitudenmodulation führt zu einer Offsetspannung auf dem Fehlersignal. Mit der $\lambda/2$ -Platte kann also diese Offsetspannung eliminiert werden. Zusätzlich kann zu dem Fehlersignal eine elektronische Offsetspannung addiert werden.

Die Verstärkungen der einzelnen Regelstellglieder sind optimal eingestellt, wenn die Spektralanalyse des Fehlersignals keine scharfen Oszillationen aufweist und die "Servobumps" möglichst klein sind.

Das System erreicht die schmalste Linienbreite nur, wenn die Störungen von Außen am kleinsten sind, d.h. der optische Tisch, auf dem das System installiert ist, muß aufgeblasen sein und der laminare Luftstrom über dem Aufbau muß auf minimale Intensität eingestellt sein.

11.2 Justage der Laser bei 729 nm und bei 854 nm auf die Ionen

Der 729 nm Laser regt den $S_{1/2} \leftrightarrow D_{5/2}$ Quadrupolübergang an. Das $D_{5/2}$ Niveau ist metastabil, daher ist die Fluoreszenz aus dem Übergang so gering (1 spontan emittiertes Photon/s), daß sie nicht nachweisbar ist. Die Besetzung des $D_{5/2}$ Niveaus wird also durch die "electron shelving" Methode ermittelt, d.h., wenn das Niveau besetzt ist, erlischt die Fluoreszenz auf den Dipolübergängen.

Die Justage wird am besten mit sehr wenigen Ionen (maximal 3) vorgenommen, da der Laserfokus nur eine Ionenposition ausleuchtet und ansonsten das Fluoreszenzlicht der anderen Ionen zu sehr stört. Der 729 nm Laser wird auf die Resonanzfrequenz des Übergangs eingestellt. Wenn der Laser räumlich schlecht justiert ist, werden einzelne Quantensprünge beobachtet, d.h. die Fluoreszenz erlischt von Zeit zu Zeit für ca. 1 Sekunde. Der Laser wird in Richtung steigender Quantensprungrate justiert, bis die Ionen "grau" werden; also die Fluoreszenz den halben Normalwert annimmt und die Ionen in der Hälfte der Zeit im $D_{5/2}$ -Zustand sind.

Der Übergang ist nun gesättigt. Zur weiteren Justage könnte die Laserleistung verringert werden und obige Prozedur wiederholt werden, aber die nachfolgend beschriebene Methode hat sich besser bewährt.

Jetzt wird der 854 nm Laser zugeschaltet (von dem angenommen sei, daß er in Frequenz und Position stimmt, siehe unten). Dieser Laser pumpt die Besetzung aus dem $D_{5/2}$ Niveau über das $P_{3/2}$ Niveau zurück in den elektronischen Grundzustand. Dadurch sind die Ionen längere Zeit im Dipolzyklus und die Fluoreszenzintensität steigt. Die 854 nm Intensität wird so eingestellt, daß die Fluoreszenz auf der Hälfte zwischen dem "Grauwert" und der vollen Intensität liegt, also insgesamt auf 3/4 der vollen Fluoreszenz. Je besser der 729 nm Laser die Ionen trifft, desto öfter ist das $D_{5/2}$ Niveau besetzt und desto niedriger ist die Fluoreszenz. Der 729 nm Laser wird also so justiert, daß die Fluoreszenz minimal ist. Die 854 nm Intensität sollte immer so nachgestellt werden, daß die Fluoreszenz bei 3/4 der Gesamtfluoreszenz ohne Quadrupollaser bleibt, da in diesem Bereich das Verfahren am sensitivsten ist. Der 854 nm Laser wird ebenfalls in diesem Parameterbereich justiert. Der Laser pumpt das $D_{5/2}$ Niveau am besten aus, wenn seine Verstimmung Null ist und die Strahltaile auf dem Ion liegt. Der Laser wird sowohl räumlich als auch in der Frequenz justiert, indem die Fluoreszenz maximiert wird.

Wenn die Laser bei 729 nm und bei 854 nm gut justiert sind und auf maximale Leistung eingestellt sind (ca. 100 mW 729 nm, ca. 1 mW 854 nm) ist die Gesamtfluoreszenz größer als die Fluoreszenz nur von den Dipollasern. Dieser Effekt liegt an den zusätzlichen spontan emittierten Photonen aus dem $P_{3/2}$ Niveau, das ohne die Quadrupollaser nicht besetzt wird.

11.3 Elektronik

Ein komplexes Experiment wie das in dieser Arbeit beschriebene benötigt eine Vielzahl an elektronischen Komponenten. Nicht alle dieser Komponenten sind kommerziell erhältlich. In diesem Abschnitt werden einige der für das Experiment entwickelten Schaltungen vorgestellt.

Generell werden alle Operationsverstärker mit ± 15 V versorgt, soweit nicht anders angegeben. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden ebenfalls in einigen Schaltplänen die Pufferkondensatoren nicht dargestellt. Die Versorgungsspannung aller integrierter Schaltkreise wird so nahe wie möglich am IC mit 100 nF Kondensatoren gegen Masse abgeblockt. In den Schaltplänen nicht bezeichnete Widerstands- und Kapazitätswerte lassen sich i.A. aus den jeweiligen Datenblättern entnehmen.

11.3.1 2 kHz-Jittereliminierung

Die in Abb. 11.1 dargestellte Schaltung wird in die Kontrollschaltung der Coherent 899-Titan-Saphir Laser eingesetzt, um die 2 kHz Modulation zu minimieren. Mit einem der Jumper JP3 und JP4 wird die Phase grob eingestellt.

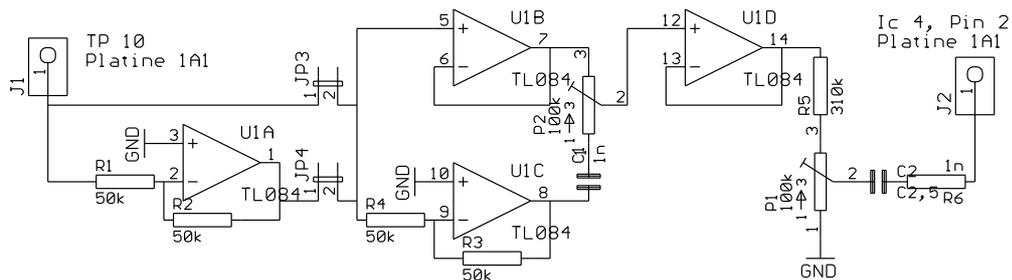


Abbildung 11.1: Schaltung zur Eliminierung des 2 kHz Jitters.

11.3.2 Stabilisierung des 729 Lasers

Dieser Abschnitt erläutert die Elektronik zur Stabilisierung des 729 nm Lasers nach der Methode von Pound, Drever und Hall. Das Blockschaltbild ist in Abb. 11.2 dargestellt. Ein digitaler Funktionsgenerator (SRS DS345) erzeugt die 17 MHz Radiofrequenz, die über einen Verstärker (Minicircuits ZHL 1A) und einen resonanten Überhöhungskreis an den Seitenband-EOM gegeben wird und dort dem Licht Seitenbänder aufmoduliert. Gleichzeitig dient der Funktionsgenerator als Lokaloszillator für den Mischer (Minicircuits ZAD 1). Eine schnelle Photodiode, mit einem rauscharmen Verstärker (Miteq AU-1157) nachverstärkt, gibt die Hochfrequenzanteile auf der Lichtamplitude auf den Mischer, der daraus zusammen mit dem Lokaloszillator das Fehlersignal erzeugt.

Das Fehlersignal wird in drei Zweige aufgeteilt: einen langsamen Zweig für den Piezo, einen Hochspannungszweig für den Intracavity-EOM und einen schnellen Zweig für den EOM. Die langsamen Zweige enthalten jeweils eine PI-Reglerstufe, während der schnelle Zweig für den EOM nur eine Verstärkerstufe mit einstellbarer Verstärkung darstellt.

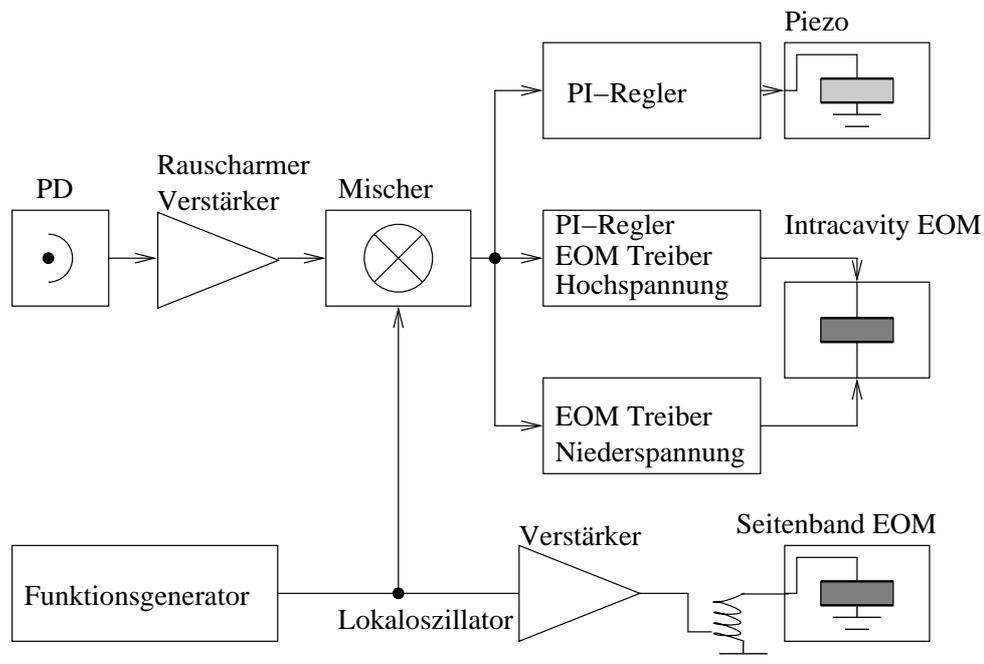


Abbildung 11.2: Blockschaltbild der Pound-Drever-Hall Stabilisierung des 729 nm Lasers.

Die Schaltung des schnellen Photodiodenverstärkers ist in Abb. 11.3 dargestellt. Die Bandbreite beträgt mehrere 100 MHz. Die Schaltung ist ein Transimpedanzverstärker (U1) mit einem Nachverstärker (U2). Als Operationsverstärker wurden CLC425 benutzt, die ein Verstärkungs-Bandbreite Produkt von 1.9 GHz haben. Genaue Hinweise zur Beschaltung und zum Platinenlayout finden sich in [91].

In Abb. 11.4 ist die Schaltung der PI-Regler für den Piezo und den Hochspannungsteil des Intracavity-EOM gezeigt. Der Operationsverstärker U1 bildet zusammen mit R6, R1 und C1 den PI-Regler für den Piezo. U3 verstärkt und puffert das Signal, bevor es in die Regelelektronik des Coherent 899- Titan-Saphir Lasers gegeben wird.

In der Coherent-Regelelektronik wird die Leiterbahn zwischen IC 1, Pin 8 und R17 auf dem A9-Board unterbrochen und das Regelsignal an R 17 eingespeist. Um den Laser noch auf seinen eigenen Resonator (Finesse ca. 5) stabilisieren zu können, sollte die unterbrochene Leiterbahnverbindung mit einem externen Schalter wieder hergestellt werden können. Zur Stabilisierung des Lasers wird i.A. die Stabilisierung auf den kom-

11 Anhang

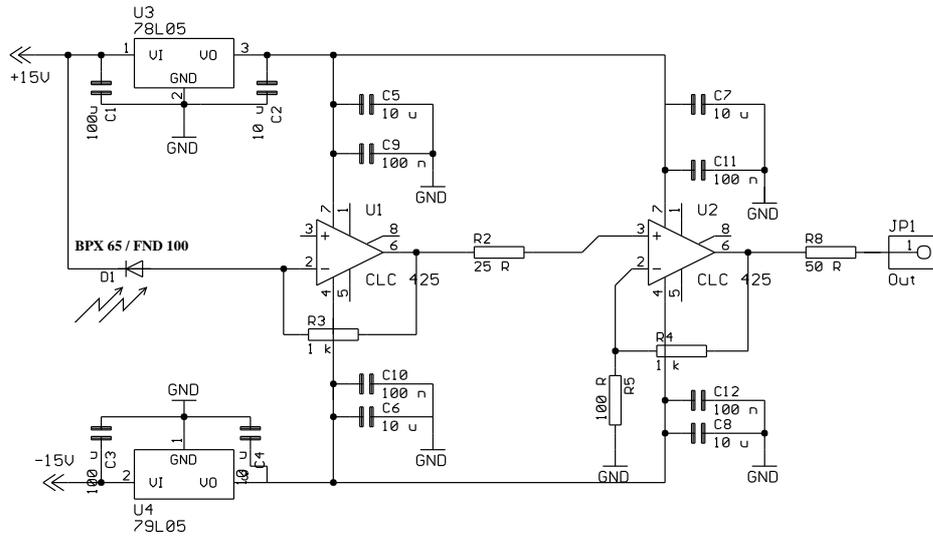


Abbildung 11.3: Schneller Photodiodenverstärker.

merziellen Coherent Resonator eingeschaltet und das Piezo-Fehlersignal zusätzlich auf R17 gegeben.

Der PI-Regler für den Hochspannungsteil besteht aus dem Puffer U2 und dem eigentlichen Regler mit U4, R12, R3 und C3. Das Signal wird im unten beschriebenen Hochspannungsverstärker verstärkt und auf den EOM gegeben. Der schnelle Operationsverstärker U5 puffert das Fehlersignal zu Monitorzwecken.

Die Schaltung des Hochspannungsverstärkers ist in Abb. 11.5 dargestellt. Kernstück ist der schnelle Hochspannungs-Operationsverstärker Apex PA 85, der bei maximalen Spannungen von ± 225 V eine Anstiegsrate von $1000 \text{ V}/\mu\text{s}$ aufweist. Die vorgestellte Schaltung erreicht bis zu einer Frequenz von ca. 150-200 kHz den vollen Ausgangshub von 400 V_{pp} . Details zur Beschaltung und zum Layout finden sich in [92].

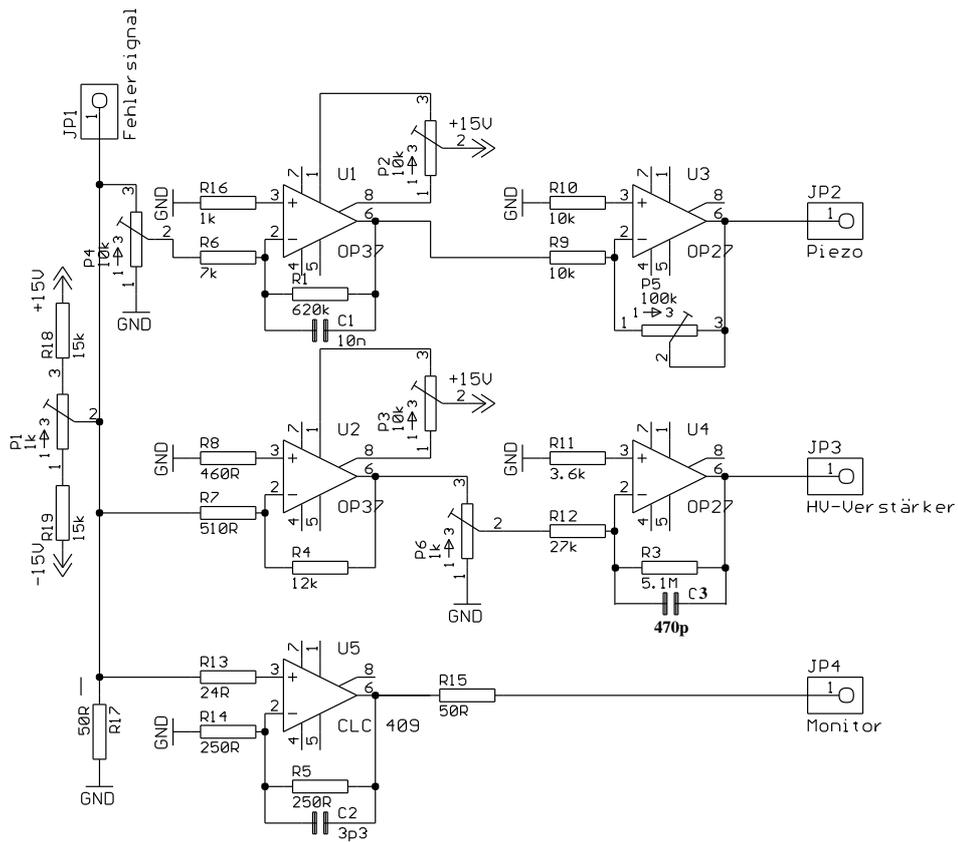


Abbildung 11.4: PI-Regler für den Piezo und den Hochspannungsteil des Intracavity-EOM.

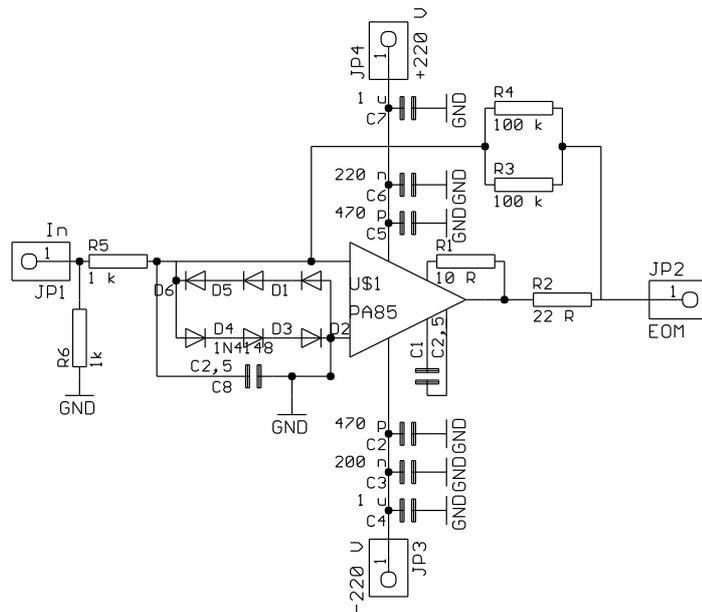


Abbildung 11.5: Schaltung des Hochspannungsverstärkers.

Der Treiber für den schnellen EOM-Zweig soll 20-30 V_{pp} mit einer Frequenz von bis zu 10 MHz liefern können. Die Ausgangsamplitude soll frei einstellbar sein. Da bei Frequenzen oberhalb einiger MHz Potentiometer wegen ihrer Frequenzgänge nicht mehr geeignet sind, wurden spannungsgesteuerte Verstärker eingesetzt. In Abb. 11.6 sind zwei Treiberschaltungen dargestellt, in denen verschiedene ICs ausprobiert wurden. Beide Schaltungen erfüllen die gewünschten Anforderungen.

In der oberen Schaltung wurde ein CLC 522 als spannungsgesteuerter Verstärker verwendet, gefolgt von einem BB3554 als Treiber. Die untere Schaltung verwendet einen VCA610, gefolgt von einem LM7171. Da der VCA 610 einen Sprung in seiner Spannungs-Verstärkungskurve aufweist und der BB3554 nicht mehr produziert wird, wäre als beste Treiberschaltung wahrscheinlich eine Kombination aus CLC522 und LM7171 geeignet.

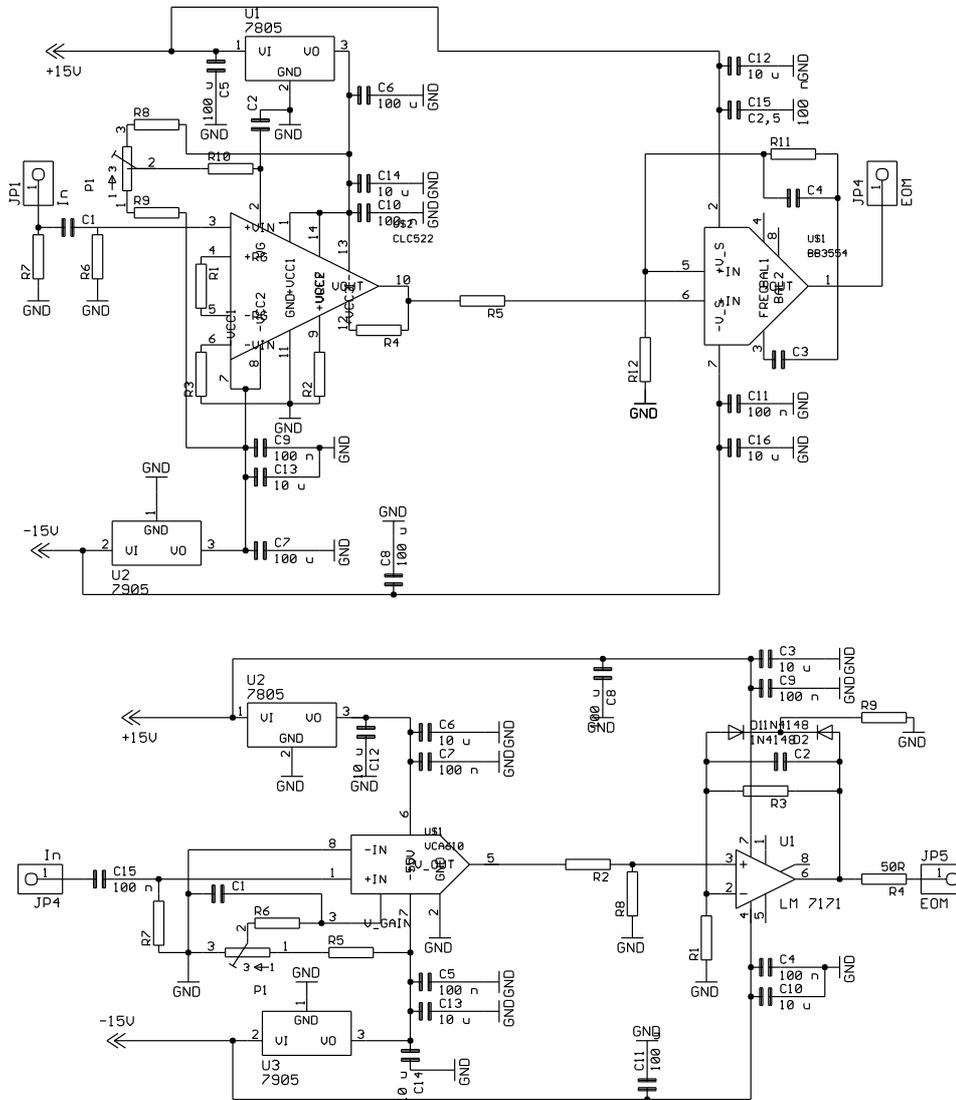


Abbildung 11.6: Zwei Treiberschaltungen für den schnellen EOM-Zweig mit spannungsgesteuerten Verstärkern.

11.3.3 Stabilisierung auf den Vergleichsresonator

11.3.4 Intensitätsstabilisierungen

Die Schaltung der Intensitätsstabilisierung des 729 nm Lasers ist in Abb. 11.7 dargestellt. Die Intensitätsstabilisierungen für den 794 nm Laser und den 729 nm Resonator sind ähnlich und unterscheiden sich im wesentlichen in den Regelparametern der PI-Regler. Die anderen Stabilisierungen benutzen z.T. externe Radiofrequenzquellen, so daß U5 bis U7 entfallen.

Hinter dem Photodioden-Transimpedanzverstärker U1 wird im Operationsverstärker U2 eine mit dem Potentiometer P1 einstellbare Spannung abgezogen, um ein Fehlersignal um Null Volt herum zu erzeugen, bei dem eine Polarität angibt, daß mehr Licht als mit P1 eingestellt anliegt und die andere Polarität weniger Licht indiziert. Mit dem Jumper JP1 kann die Polarität des Signals eingestellt werden. Mit der Stabilisierung kann dadurch je nach Polung sowohl das von einem AOM transmittierte Licht oder alternativ das abgelenkte Licht stabilisiert werden. Aus dem Fehlersignal wird im PI-Regler U4 das Steuersignal für den regelbaren Radiofrequenzabschwächer U8 erzeugt. Die Radiofrequenz bei 80 MHz wird vom spannungsgesteuerten Oszillator U5 erzeugt. Die -5 dB Abschwächer U6 und U7 isolieren den Oszillator gegen Rückwirkungen von U8. Ohne die Abschwächer ändert der Oszillator U5 seine Frequenz bei Änderung des Steuerstromes von U8. Die Radiofrequenz hinter U8 wird extern nachverstärkt und auf den AOM gegeben.

Durch die Nichtlinearität der Übertragungsfunktion vom Steuerstrom I_s , der vom PI-Regler ausgegeben wird und der Lichtintensität L hinter dem AOM ($L \approx \exp(-2I_s)$) ist die Stabilisierung empfindlich auf die Regelparameter, die durch P3, R4 und C2 bestimmt werden. Diese müssen experimentell ermittelt werden, um eine oszillationsfreie Regelung zu erhalten. Versuche, die Übertragungsfunktion elektronisch zu linearisieren, waren nicht erfolgreich, da die oben angegebene Übertragungsfunktion nur eine Näherung ist und die zusätzlich eingefügten Analogrechenelemente zur Linearisierung auch zusätzliches Rauschen und vor allem eine zusätzliche Phasenverzögerung einführen.

11.3.5 Konstantstromquellen

Die Spulen für das Magnetfeld müssen mit einem konstanten, rausch- und brummarmen einstellbaren Strom getrieben werden, der sich auch bei ändernden Umweltbedingungen wie z.B. Erwärmung der Spule und damit höherem Spulenwiderstand nicht ändern darf. Die verwendete Schaltung ist in Abb.11.8 gezeigt. Sie besteht aus einer Referenzspannungsquelle (U1 und U2 als Puffer /Verstärker) und sechs Mal dem eigentlichen Stromtreiber, der im gestrichelten Kästchen dargestellt ist. Der temperaturstabile Präzisionswiderstand R5 dient als Stromfühler des durch den MOSFET Q1 geregelten Spulenstromes. Der Operationsverstärker U3 regelt über die Gatespannung von Q1 den Spulenstrom. Dessen Stärke kann mit dem Potentiometer P1 eingestellt werden.

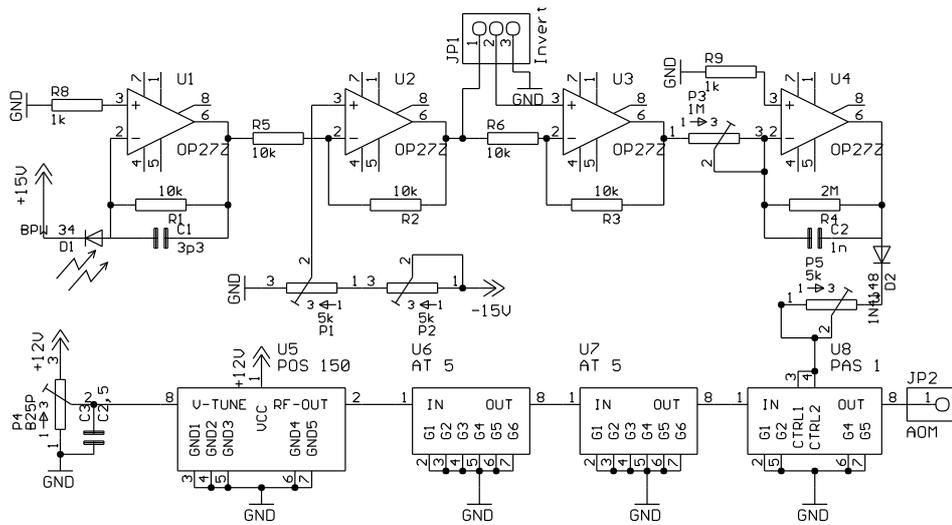


Abbildung 11.7: Schaltplan der Intensitätsstabilisierung des 729 nm Titan-Saphir-Lasers.

An JP2 kann eine zusätzliche Modulationquelle angeschlossen werden. Bei sauberem Aufbau der Schaltung (abgeschirmte Kabel auch innerhalb des Gehäuses und getrennte Massepfade für den Spulenstrom und die Regelelektronik) ist das Rauschen und Brummen des Stromes bei einem Strom von 1 A unterhalb der Nachweisgrenze von $\frac{\Delta U}{U} = 10^{-5}$.

11.3.6 Adressierungselektronik

Die Adressierungselektronik liefert die Steuerspannungen für den Elektro-Optischen Deflektor für die Adressierung der Ionen. Die Spannungen müssen schnell zwischen diskreten, beliebig einstellbaren Werten geschaltet werden können, die einzelnen Spannungswerte ändern sich aber während eines Meßzyklus nicht. Die in Abb. 11.9 vorgestellte Schaltung enthält vier Potentiometer, mit denen vier einzelne Spannungswerte eingestellt werden können, zwischen denen mittels eines 2-Bit TTL-Signales geschaltet wird. Ein Schaltvorgang dauert weniger als $4 \mu\text{s}$.

Die Referenzspannungsquelle U1 stellt eine temperaturstabile Spannung von 6.95 V zur Verfügung, aus der in U2 und U3 die Referenzspannungen von $\pm 9.8 \text{ V}$ erzeugt werden. Mit den Potentiometern P1 bis P4 werden die benötigten Spannungen eingestellt und der Analogmultiplexer DG 408 (U4) selektiert eine von diesen Spannungen, je nach 2 Bit-Wert an seinen Eingängen A0 und A1. Die selektierte Spannung wird in U5 gepuffert und im Hochspannungsverstärker U6 (Apex PA 94) auf eine Hochspannung mit maximal $\pm 400 \text{ V}$ verstärkt.

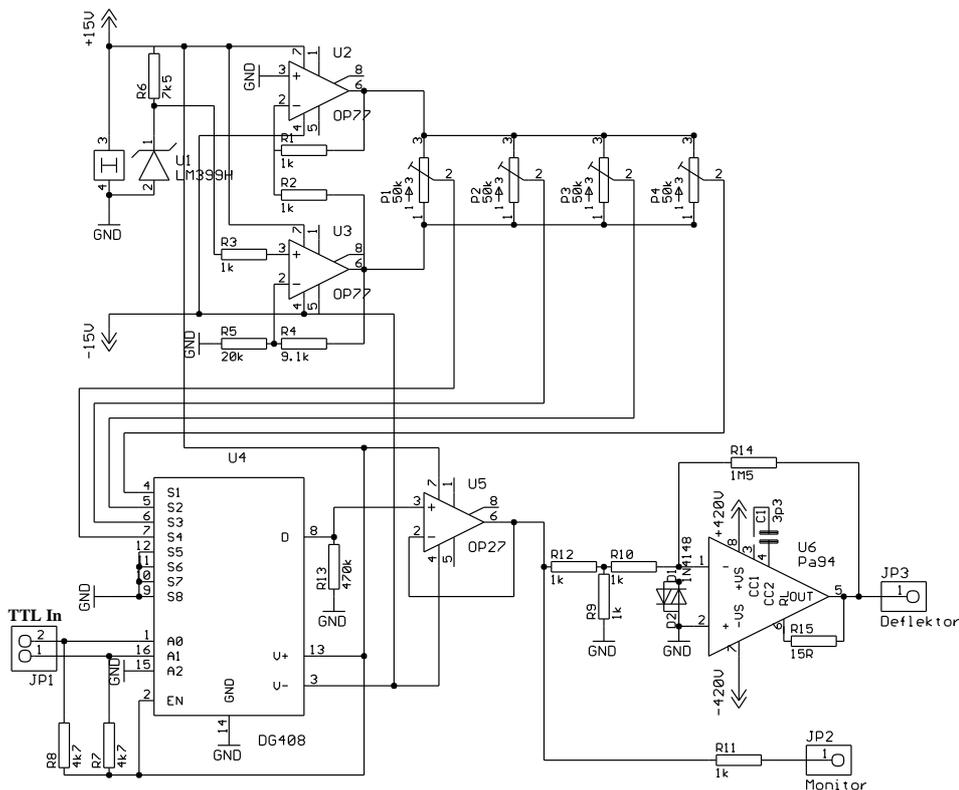


Abbildung 11.9: Schaltung zur Ansteuerung des elektrooptischen Deflektors.

11.3.7 Lambdameteranzeige

Das Lambdameter verteilt die Information über die aktuelle Wellenlänge des eingekoppelten Lasers seriell via RS232. Die unten in Abb. 11.10 vorgestellte Schaltung interpretiert die RS232 Signale und übersetzt sie in Steuersignale für Sieben-Segment Anzeigen. Dazu wird ein Microcontroller PIC16C84 verwendet, der an einer Eingangsleitung das serielle Signal empfängt, es dekodiert und an die Treiber- und Adressleitungen der Sieben-Segment-Module weitergibt. Die drei Adressleitungen werden von einem 74138 dekodiert und mit den Segmentansteuerleitungen auf den Bus (Jumper 2) gegeben. Die Schaltung der Microcontroller-Platine ist im oberen Teil des Schaltplans dargestellt, im unteren Teil ist eines der insgesamt vierfach vorhandenen identischen Sieben-Segment-Module dargestellt. In jedem Modul ist zwei Mal eine identische Ansteuerschaltung aufgebaut. Mit den Jumpers JP3 und JP4 wird eine der Adressleitungen (Jumper 1, Pin 1-8) selektiert. Wird die Leitung aktiviert, übernehmen die Zwischenspeicher 74374 (IC 1 und IC 2) die an den Datenleitungen (Jumper 1, Pin 9-16) anliegende Information und geben sie über die Treibertransistoren Q1-Q16 an die Sieben-Segment Anzeigen aus.

Der Microcontroller wird von dem nachfolgend vorgestellten Programm gesteuert.

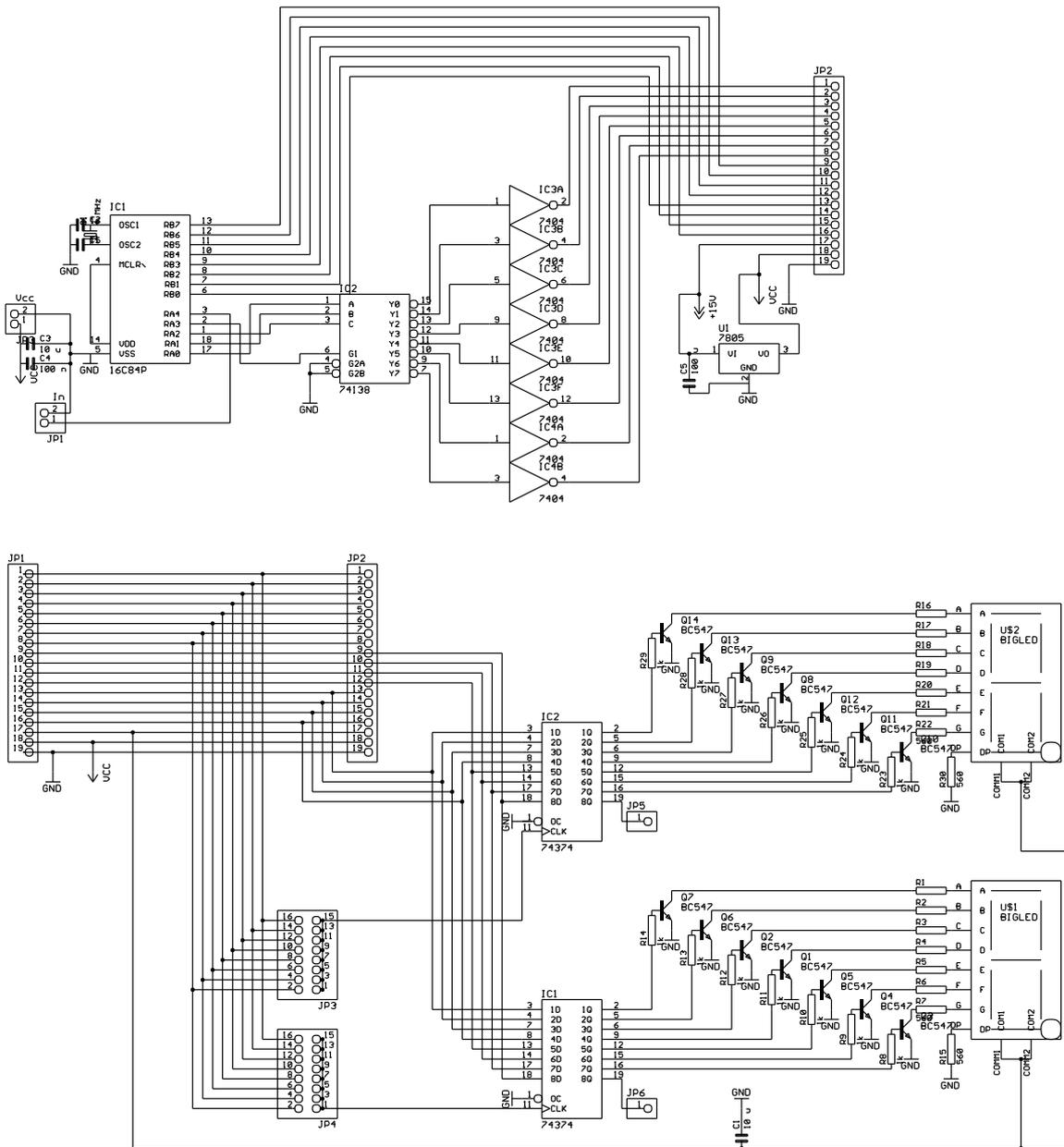


Abbildung 11.10: Microcontrollergesteuerte Anzeige für das Lambdameter.

11 Anhang

```

LIST P=16C84, F=INHX8M
ERRORLEVEL 2
__CONFIG _CP_OFF & _WDT_OFF & _XT_OSC

; Umsetzer fuer die Lambdameteranzeige
; 6.12.99, Harald Rohde

include <p16c84.inc>

; Definitionen

RESET_V      EQU    0x0000 ; Reset
ISR_V        EQU    0x0004 ; Interrupt
OSC_FREQ     EQU    D'4000000'

RX           EQU    4      ;Rec-Pin

W_TEMP       EQU    0x01c
ST_TEMP      EQU    0x01d
CNT          EQU    0x01e
RXD          EQU    0x01f

LDATA        EQU    0x20
FLAGS        EQU    0x29
INDEX        EQU    0x2a
TEMP         EQU    0x2b
FSR_TEMP     EQU    0x2c

;Flags-Bits

ROW          EQU    0
OK729        EQU    1
OK793_1      EQU    2
OK793_2      EQU    3
OK793_3      EQU    4
OK780        EQU    6

; Programmcode

                ORG RESET_V
RESET  GOTO START

                ORG ISR_V

; Interrupt-Routine, Startbit abwarten

int  MOVWF  W_TEMP
     MOVF   STATUS,W
     MOVWF  ST_TEMP
     BCF   STATUS,RPO
     MOVF  FSR,W
     MOVWF FSR_TEMP

                MOVLW 0x05
                MOVWF CNT
loop1 DECFSZ CNT,F
     GOTO loop1
     MOVLW 0x80
     MOVWF RXD

wait  NOP
     MOVLW D'12'
     MOVWF CNT
loop2 DECFSZ CNT,F
     GOTO loop2
     NOP
; Dreimal testen, ob RX gesetzt
; Trickreicher Redundanztest
deb  BTFSC PORTA,RX
     INCF  CNT,F
     BTFSC PORTA,RX
     INCF  CNT,F
     BTFSC PORTA,RX
     INCF  CNT,F
     NOP
; wuestes Bitgeschiebe
     RRF  CNT,F
     RRF  CNT,F
     RRF  RXD,F
     skpc
     GOTO wait
; Empfangenes Byte ist in RXD

; Test, ob "Reihenindikator"
debu MOVFW  RXD
     SUBLW 0x0ff
     BTFSS STATUS,Z
     GOTO skiprow
     BSF  FLAGS,ROW
     GOTO int_end
skiprow MOVFW  RXD
     SUBLW 0x0fe
     BTFSS STATUS,Z
     GOTO isdigit
     BCF  FLAGS,ROW
     GOTO int_end
isdigit BTFSC  RXD,7
     GOTO int_end

     BTFSC  FLAGS,ROW
     GOTO int_end

     SWAPF  RXD,W
     ANDLW 0x07
     XORLW 0x07
     ADDLW LDATA
     MOVWF  FSR
     MOVFW  RXD
     ANDLW 0x0f
     MOVWF  INDF

; Interrupt zuruecksetzen
int_end BCF  INTCON,TOIF
; TMRO auf Off setzen; mit naechstem Puls
; auf RX wird ein Interrupt ausgeloeset
     MOVLW 0xff
     MOVWF  TMRO
     MOVF  FSR_TEMP,W
     MOVWF  FSR
     MOVF  ST_TEMP,W
     MOVWF  STATUS

```

11.3 Elektronik

```

MOVWF W_TEMP,W
;Interrupt Ende!
RETFIE

; Hauptprogramm

; Init

START
    CLRF    TMRO
    CLRF    STATUS
; Nur TMRO Interrupt
    MOVLW  0x0a0
    MOVWF  INTCON
; in den unteren 2kB bleiben
    CLRF   PCLATH

    CLRF   PORTA      ; PORTA=0
    CLRF   PORTB      ; PORTB=0

    BSF    STATUS,RPO ; Bank 1
; RA3-0 Output, RA4 Input
    MOVLW  0x0f0
    MOVWF  TRISA
; RB7-0 Outputs
    MOVLW  0x000
    MOVWF  TRISB
; Optionen
    MOVLW  0xff
    MOVWF  OPTION_REG
; Bank 0
    BCF    STATUS,RPO

    CLRF   FLAGS
; Anfangsanzeige "01234567" laden
    MOVLW  0x00
    MOVWF  LDATA
    ADDLW  0x01
    MOVWF  LDATA+1
    ADDLW  0x01
    MOVWF  LDATA+2
    ADDLW  0x01
    MOVWF  LDATA+3
    ADDLW  0x01
    MOVWF  LDATA+4
    ADDLW  0x01
    MOVWF  LDATA+5
    ADDLW  0x01
    MOVWF  LDATA+6
    ADDLW  0x01
    MOVWF  LDATA+7

; TMRO scharfmachen
    MOVLW  0xff
    MOVWF  TMRO

; Hauptschleife
mainloop

; Schleifendurchlaeufer
    MOVLW  0x08
    MOVWF  INDEX

```

```

digitloop

    MOVLW  LDATA
    MOVWF  FSR
    MOVFW  INDEX
    ADDWF  FSR
    DECF   FSR

; liesse sich auch mit einer
; Tabelle machen, aber der
; PIC hat mehr ROM als RAM

    MOVFW  INDF
    SUBLW  0x00
    BTFSS  STATUS,Z
    GOTO   lab1
    MOVLW  B'00111111'
    MOVWF  TEMP
lab1    MOVFW  INDF
    SUBLW  0x01
    BTFSS  STATUS,Z
    GOTO   lab2
    MOVLW  B'00000110'
    MOVWF  TEMP
lab2    MOVFW  INDF
    SUBLW  0x02
    BTFSS  STATUS,Z
    GOTO   lab3
    MOVLW  B'01011011'
    MOVWF  TEMP
lab3    MOVFW  INDF
    SUBLW  0x03
    BTFSS  STATUS,Z
    GOTO   lab4
    MOVLW  B'01001111'
    MOVWF  TEMP
lab4    MOVFW  INDF
    SUBLW  0x04
    BTFSS  STATUS,Z
    GOTO   lab5
    MOVLW  B'01100110'
    MOVWF  TEMP
lab5    MOVFW  INDF
    SUBLW  0x05
    BTFSS  STATUS,Z
    GOTO   lab6
    MOVLW  B'01101101'
    MOVWF  TEMP
lab6    MOVFW  INDF
    SUBLW  0x06
    BTFSS  STATUS,Z
    GOTO   lab7
    MOVLW  B'01111101'
    MOVWF  TEMP
lab7    MOVFW  INDF
    SUBLW  0x07
    BTFSS  STATUS,Z
    GOTO   lab8
    MOVLW  B'00000111'
    MOVWF  TEMP
lab8    MOVFW  INDF
    SUBLW  0x08

```

11 Anhang

```

        BTFSS STATUS,Z
        GOTO lab9
        MOVLW B'01111111'
        MOVWF TEMP
lab9    MOVFW INDF
        SUBLW 0x09
        BTFSS STATUS,Z
        GOTO labxa
        MOVLW B'01101111'
        MOVWF TEMP
labxa   MOVFW INDF
        SUBLW 0x0a
        BTFSS STATUS,Z
        GOTO labxb
        MOVLW B'01110111'
        MOVWF TEMP
labxb   MOVFW INDF
        SUBLW 0x0b
        BTFSS STATUS,Z
        GOTO labxc
        MOVLW B'01111100'
        MOVWF TEMP
labxc   MOVFW INDF
        SUBLW 0x0c
        BTFSS STATUS,Z
        GOTO labxd
        MOVLW B'00111001'
        MOVWF TEMP
labxd   MOVFW INDF
        SUBLW 0x0d
        BTFSS STATUS,Z
        GOTO labxe
        MOVLW B'01011110'
        MOVWF TEMP
labxe   MOVFW INDF
        SUBLW 0x0e
        BTFSS STATUS,Z
        GOTO labxf
        MOVLW B'01111001'
        MOVWF TEMP
labxf   MOVFW INDF
        SUBLW 0x0f
        BTFSS STATUS,Z
        GOTO labxnix
        MOVLW B'01110001'
        MOVWF TEMP
; Ende Ausgabe 7-Segment
labxnix
; stimmen die Wellenlaengen?
        MOVFW FLAGS
        ANDLW 0xfe
        SUBLW 0x00
        BTFSC STATUS,Z
        BSF TEMP,7

        MOVFW TEMP
        MOVWF PORTB
; Ausgabe Adresse
        DECF INDEX,W
        ANDLW 0x07
        MOVWF PORTA
        NOP
        BSF PORTA,3

        NOP
        NOP
        NOP
        BCF PORTA,3

        DECFSZ INDEX
        GOTO digitloop

; richtige 729 Wellenlaenge?
LTEST  BSF FLAGS,0K729
        MOVFW LDATA
        SUBLW 0x07
        BTFSS STATUS,Z
        GOTO N0729
        MOVFW LDATA+1
        SUBLW 0x02
        BTFSS STATUS,Z
        GOTO N0729
        MOVFW LDATA+2
        SUBLW 0x09
        BTFSS STATUS,Z
        GOTO N0729
        MOVFW LDATA+3
        SUBLW 0x01
        BTFSS STATUS,Z
        GOTO N0729
        MOVFW LDATA+4
        SUBLW 0x04
        BTFSS STATUS,Z
        GOTO N0729
        MOVFW LDATA+5
        SUBLW 0x06
        BTFSS STATUS,Z
N0729  BCF FLAGS,0K729

        BSF FLAGS,0K793_1
        MOVFW LDATA
        SUBLW 0x07
        BTFSS STATUS,Z
        GOTO N0793_1
        MOVFW LDATA+1
        SUBLW 0x09
        BTFSS STATUS,Z
        GOTO N0793_1
        MOVFW LDATA+2
        SUBLW 0x03
        BTFSS STATUS,Z
        GOTO N0793_1
        MOVFW LDATA+3
        SUBLW 0x06
        BTFSS STATUS,Z
        GOTO N0793_1
        MOVFW LDATA+4
        SUBLW 0x09
        BTFSS STATUS,Z
        GOTO N0793_1
        MOVFW LDATA+5
        SUBLW 0x09
        BTFSS STATUS,Z
N0793_1 BCF FLAGS,0K793_1

        BSF FLAGS,0K793_2

```

11.3 Elektronik

```
MOVFW LDATA
SUBLW 0x07
BTSS STATUS,Z
GOTO N0793_2
MOVFW LDATA+1
SUBLW 0x09
BTSS STATUS,Z
GOTO N0793_2
MOVFW LDATA+2
SUBLW 0x03
BTSS STATUS,Z
GOTO N0793_2
MOVFW LDATA+3
SUBLW 0x06
BTSS STATUS,Z
GOTO N0793_2
MOVFW LDATA+4
SUBLW 0x09
BTSS STATUS,Z
GOTO N0793_2
MOVFW LDATA+5
SUBLW 0x08
BTSS STATUS,Z
N0793_2 BCF FLAGS,0K793_2

BSF FLAGS,0K793_3
MOVFW LDATA
SUBLW 0x07
BTSS STATUS,Z
GOTO N0793_3
MOVFW LDATA+1
SUBLW 0x09
BTSS STATUS,Z
GOTO N0793_3
MOVFW LDATA+2
SUBLW 0x03
BTSS STATUS,Z
GOTO N0793_3
MOVFW LDATA+3
SUBLW 0x07
BTSS STATUS,Z
GOTO N0793_3
MOVFW LDATA+4
SUBLW 0x00
BTSS STATUS,Z
GOTO N0793_3
MOVFW LDATA+5
SUBLW 0x00
BTSS STATUS,Z
N0793_3 BCF FLAGS,0K793_3

BSF FLAGS,0K780
MOVFW LDATA
SUBLW 0x07
BTSS STATUS,Z
GOTO N0780
MOVFW LDATA+1
SUBLW 0x08
BTSS STATUS,Z
GOTO N0780
MOVFW LDATA+2
SUBLW 0x00
BTSS STATUS,Z
GOTO N0780
MOVFW LDATA+3
SUBLW 0x00
BTSS STATUS,Z
GOTO N0780
MOVFW LDATA+4
SUBLW 0x01
BTSS STATUS,Z
N0780 BCF FLAGS,0K780

GOTO mainloop

END
```

11.3.8 Temperaturregelungen

Im Experiment sind 10 Temperaturstabilisierungen eingesetzt, von denen 8 Gleichspannungs- Temperaturstabilisierungen sind und zwei Stück als Wechselspannungs-Temperaturstabilisierungen mit Lock-In-Detektion aufgebaut sind. Durch die Lock-In Detektion werden niederfrequente Störungen (z.B. bei 50 Hz) und Gleichspannungsstörungen z.B. durch Kontaktpotentiale herausgefiltert. Eine solche Schaltung ist in Abb. 11.11 dargestellt.

Ein Funktionsgenerator-IC (U1, 8038) erzeugt eine sinusförmige Wechselspannung mit einer Frequenz von einigen 100 Hz, welche über den Puffer U2 eine Widerstandsmeßbrücke ansteuert. Der Sensor wird an JP 4 angeschlossen. Sämtliche Widerstände in der Brücke sind hochstabil. Um ein Potentiometer mit hohem Temperaturkoeffizienten als Einstellglied zu vermeiden, wurde ein Jumperfeld JP 3 aufgebaut, in dem durch Parallelschalten einiger Widerstände die Temperatur eingestellt werden kann. Das Signal der Meßbrücke wird im Instrumentenverstärker U4 verstärkt. Die Stellung eines Jumpers in JP 5 bestimmt dabei die Verstärkung von 100 oder 1000. Das Wechselspannungssignal aus dem Instrumentenverstärker mit einer Amplitude proportional zur Temperatur wird im Lock-In-IC U5 phasen- und frequenzsensitiv gleichgerichtet. Die Referenzfrequenz erhält das IC aus dem Puffern U2 und U3, wobei mit dem Potentiometer P2 die Phase eingestellt werden kann.

Das tiefpassgefilterte Regelsignal aus IC U5 gelangt in den Regelverstärker U 6 und den Ausgangstreiber, bestehend aus U 8 und Q1. Als Puffer vor dem Monitorausgang dient U 7.

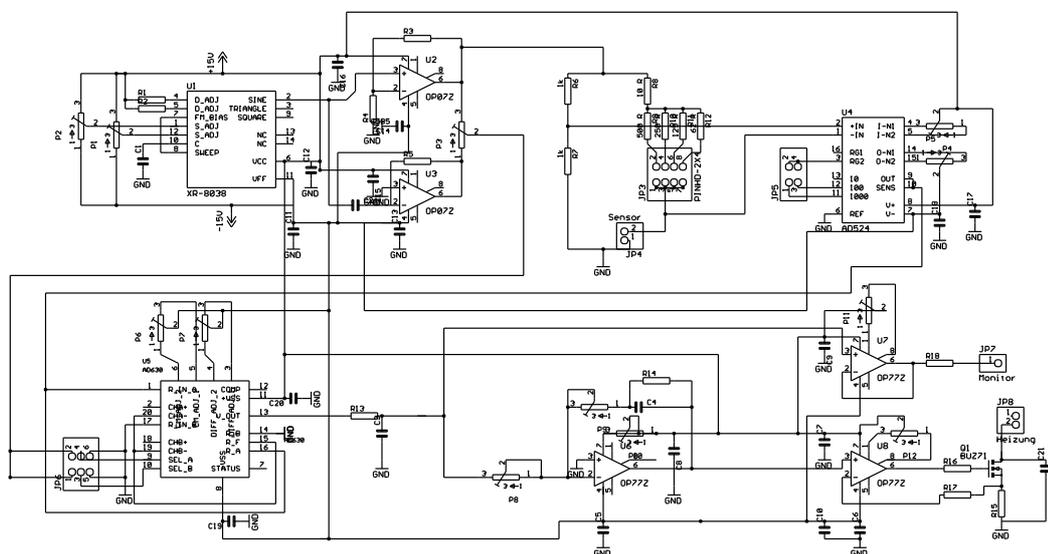


Abbildung 11.11: Schaltung einer Wechselspannungs-Temperaturstabilisierung mit Lock-In-Detektion

Literaturverzeichnis

- [1] A. Aspect, J. Dalibard, G. Roger; Experimental Test of Bell's Inequality Using Time Varying Analysers, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1804, (1982)
- [2] W. Paul, O. Osberghaus, E. Fischer; Ein Ionenkäfig, *Forschungsberichte des Wirtschafts- und Verkehrsministeriums Nordrhein-Westfalen* 415, Westfälischer Verlag, (1958)
- [3] W. Paul, H. Steinwedel; Quadrupole Mass Filter, *Z. Naturforsch.* **A8**, 448 (1953)
- [4] P. K. Gosh; *Ion Traps*, Clarendon Press, Oxford, 1995
- [5] T. Gudjons, P. Seibert, G. Werth; Influence of anharmonicities of a Paul trap potential on the motion of stored ions, *Appl. Phys. B*, **65**, 57, (1997)
- [6] J. D. Prestage, G. R. Janik, G. J. Dick, L. Maleki; Linear Ion Trap for Second-Order Doppler Shift Reduction in Frequency Standard Applications, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, **37**, 535, (1990)
- [7] M. G. Raizen, J. M. Gilligan, J. C. Berquist, W. M. Itano, D. J. Wineland; Ionic crystals in a linear Paul trap, *Phys. Rev. A*, **45** 6493, (1992)
- [8] M. Drewsen, A. Brøner; Harmonic linear Paul trap: Stability diagram and effective potentials, *Phys. Rev. A*, **62**, 045401-1, (2000)
- [9] M. Drewsen, C. Brodersen, L. Hornekær, J. S. Hangst, J. P. Schiffer; Large Ion Crystals in a Linear Paul Trap, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2878, (1998)
- [10] H. C. Nägerl; *Ions Strings for Quantum Computation*, Dissertation, Innsbruck, 1998
- [11] C. Roos; *Controlling the quantum state of trapped ions*, Dissertation, Innsbruck, 2000
- [12] D. F. V. James; Quantum dynamics of cold trapped ions with application to quantum computation, *Appl. Phys. B*, **66**, 181, (1998)

Literaturverzeichnis

- [13] A. Steane; The ion trap quantum information processor, *Appl. Phys. B*, **64**, 623, (1997)
- [14] P. Shor, Proceedings of the 35th Annual Symposium on the Foundations of Computer Science, Los Alamitos, CA (IEEE Computer Society Press, New York, 1994), S. 124
- [15] P. Shor; Polynomial time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer. *quant-ph/950827* (1995)
- [16] C. A. Blockley, D. F. Walls, H. Risken; Quantum Collapses and Revivals in a Quantized Trap, *Europhys. Lett.* **17**, 509, (1992)
- [17] R. Loudon; The Quantum Theory of Light, Clarendon Press, Oxford, 1983
- [18] D. Leibfried, D. M. Meekhof, C. Monroe, B. E. King, W. M. Itano, D. J. Wineland; Experimental preparation and measurement of quantum states of motion of a trapped atom, *J. of modern Opt.*, **44**, 2485, (1997)
- [19] E. T. Jaynes, F. W. Cummings, *Proc IEEE* **51**, 89, (1963)
- [20] T. W. Hänsch, A. L. Schawlow; Cooling of gases by laser radiation, *Opt. Comm.* **13**, 68, (1975)
- [21] D. J. Wineland, H. G. Dehmelt, *Bull. Am. Soc.* **20**, 637, (1975)
- [22] F. Diedrich, J. C. Berquist, W. M. Itano, D. J. Wineland; Laser cooling to the zero-point energy of motion, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 403, (1989)
- [23] C. Roos, T. Zeiger, H. Rohde, H. C. Nägerl, J. Eschner, D. Leibfried, F. Schmidt-Kaler, R. Blatt; Quantum state engineering on an optical transition and decoherence in a Paul trap, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4713 (1999)
- [24] S. Stenholm; The semiclassical theory of laser cooling, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 699, (1985)
- [25] E. Peik, J. Abel, T. Becker, J. von Zanthier, H. Walter; Sideband cooling of ions in radio-frequency traps, *Phys. Rev. A.* **60**, 439, (1999)
- [26] M. Broy; Informatik. Eine grundlegende Einführung. Band 2., Springer-Verlag Berlin, (1998)
- [27] R. Cleve, A. Eckert, C. Macchiavello, M. Mosca; Quantum algorithms revised, *Proc. R. Soc. Lond. A* **454**, 339, (1998)
- [28] D. P. DiVincenzo; Quantum gates and circuits, *Proc. R. Soc. Lond. A* **454**, 261, (1998)

- [29] A. Steane; Quantum Computing, Rep. Prog. Phys. **61**, 117, (1998)
- [30] L. Grover; Proc. 28th Ann. ACM Symp. on the Theory of Computing, 212, New York, ACM Press (1996)
- [31] R. Jozsa; Quantum Algorithms and the Fourier Transform, Proc. R. Soc. Lond. A **454**, 323, (1998)
- [32] D. Deutsch; Quantum Theory, the Church-Turing principle and the universal quantum computer, Proc. R. Soc. Lond. A **400**, 97 (1985)
- [33] D. Deutsch; Quantum computational networks, Proc. R. Soc. Lond. A **425**, 553 (1985)
- [34] J. I. Cirac, P. Zoller; Quantum Computations with Cold Trapped Ions, Phys. Rev. Lett. **74**, 4091, (1995)
- [35] I. L. Chuan, N. Gershenfeld, M. G. Kubinec, D. W. Leung; Bulk quantum computation with nuclear magnetic resonance: theory and experiment, Proc. R. Soc. Lond. A **454**, 447, (1998)
- [36] J. F. Poyatos, J. I. Cirac, P. Zoller; Quantum Gates with Hot Trapped Ions, Phys. rev. Lett. **81**, 1322, (1998)
- [37] K. Mølmer, A. Sørensen; Multiparticle Entanglement of Hot Trapped Ions, Phys. Rev. Lett. **82**, 1835, (1999)
- [38] A. Sørensen K. Mølmer; Quantum Computation with Ions in Thermal Motion, Phys. Rev. Lett. **82**, 1971, (1999)
- [39] F. Schmidt-Kaler; Experimente zur Quanteninformationsverarbeitung, Habilitationsschrift, Innsbruck 2000
- [40] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen; Can quantum mechanical description of physical reality be considered complete?, Phys. Rev. **47**, 770 (1935)
- [41] D. M. Greenberger, M. A. Horne, A. Shimony, A. Zeilinger; Bell 's theorem without inequalities, AM. J. Phys. **58**, 1131, (1990)
- [42] G. Ritter, U. Eichmann; Lifetime of the $\text{Ca}^+ 3^2D_{5/2}$ level from quantum jump statistics of a single laser cooled ion, Journal of Physics B - Atomic Molecular and Optical Physics **30**, 595, (1996)
- [43] R.W.P. Drever, J.L. Hall et al; Laser Phase and Frequency Stabilisation Using an Optical Resonator, Appl. Phys. B **31**, 97, (1983)

Literaturverzeichnis

- [44] A. Schenzle, R. G. DeVoe, R. G. Brewer; Phase-modulation laser spectroscopy, *Phys. Rev. A*, **25**, 2606, (1982)
- [45] T. W. Hänsch, B. Couillaud; Laser Frequency Stabilization by Polarization Spectroscopy of a Reflecting Reference Cavity, *Opt. Comm.* **35**, 441, (1980)
- [46] B. Dahmani, L. Hollberg, R. Drullinger; Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback, *Opt. Lett.* **12**, 876, (1987)
- [47] C. M. Caves; Quantum-Mechanical Radiation Pressure Fluctuations in an Interferometer, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 75, (1980)
- [48] R. Loudon; Quantum Limit on the Michelson Interferometer used for Gravitational- Wave Detection, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 815, (1981)
- [49] M. Gehrtz, G. C. Bjorklund, E. A. Whittaker; Quantum-limited laser frequency-modulation spectroscopy, *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 1510, (1985)
- [50] U. Tietze, C. Schenk; Halbleiter-Schaltungstechnik, 10. Auflage, Springer 1993
- [51] P. Horowitz, W. Hill; The Art of Electronics, 2nd Edition, Cambridge University Press 1989
- [52] H. Kogelnik, T. Li; Laser Beams and Resonators, *Proc IEEE*, **54** 1312, (1966)
- [53] J. Helmcke, S. A. Lee, J. L. Hall; Dye laser spectrometer for ultrahigh spectral resolution: design and performance, *Appl. Opt.* **21**, 1686, (1982)
- [54] W. Bechter; Frequenzstabilisierung eines Diodenlasers bei 866 nm zur Spektroskopie an Ca^+ -Ionen, Diplomarbeit, Universität Innsbruck, (1998)
- [55] G. Thalhammer; Frequenzstabilisierung von Diodenlasern bei 850, 854 und 866 nm mit Linienbreiten im Kilohertz-Bereich, Diplomarbeit, Universität Innsbruck, (2000)
- [56] G. Blasbichler; λ -Meter mit 10^{-7} Genauigkeit, Diplomarbeit, Universität Innsbruck, (2000)
- [57] Sy-Sang Liaw; Ab initio calculation of the lifetimes of 4p and 3d levels of Ca^+ , *Phys. Rev. A*, **51**, 1724 (1995)
- [58] P. A. Barton, C. J. S. Donald, D. M. Lucas, D. A. Stevens, A. M. Steane, D. N. Stacey; Precision Measurement of the Lifetime of the 3d $D_{5/2}$ state in $^{40}\text{Ca}^+$ arXiv:physics/0002026 (2000), to be published in *Phys. Rev. A*.
- [59] J.C. Bergquist, W. M. Itano, D. J. Wineland; Laser Stabilization to a Single Ion, NIST Technical Note 1380, 1 (1986)

- [60] L. S. Ma, P. Jungner, J. Ye, J. L. Hall; Delivering the same optical frequency at two places: accurate cancellation of phase noise introduced by an optical fiber or other time varying path, *Opt. Lett.* **19** 1777, (1994)
- [61] D. Allan; *Proc IEEE* **54**, 221 (1966)
- [62] H. Langfischer; Frequenzstabilisierung eines Diodenlasers bei 650 nm zur Spektroskopie an einzelnen Barium-Ionen, Diplomarbeit, Universität Innsbruck, (1998)
- [63] M. J. Lawrence, B. Willke, M. E. Husman, E. K. Gustavson, R. L. Byer; Dynamic response of a Fabry-Perot Interferometer, *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**, 523 (1999)
- [64] Christian Roos, private Mitteilung
- [65] W. W. Macalpine, R. O. Schildknecht; Coaxial Resonators with Helical Inner Conductor, *Proc. of the IEEE*, **47**, 2099, (1959)
- [66] R. Noble; Fluxgate magnetometry, *Electronics World + Wireless World*, 726 (September 1991)
- [67] H. C. Nägerl, D. Leibfried, H. Rohde, G. Thalhammer, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler, R. Blatt; Laser addressing of individual ions in a linear ion trap, *Phys. Rev. A* **60**, 145 (1999).
- [68] C. Raab, J. Eschner, J. Bolle, H. Oberst, F. Schmidt-Kaler, R. Blatt; Motional Sidebands and Direct Measurements of the Cooling Rate in the Resonance Fluorescence of a Single Trapped Ion, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 538, (2000)
- [69] D. J. Berkeland, J. D. Miller, J. C. Bergquist, W. M. Itano, D. J. Wineland; Minimisation of ion micromotion in a Paul trap, *J. App. Phys*, **83**, 5025, (1998)
- [70] D. Reiß, A. Lindner, R. Blatt; Cooling of trapped multilevel ions: A numerical analysis, *Phys. Rev. A*, **54**, 5133, (1996)
- [71] H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle, G. Zinner; First phase-coherent frequency measurement of visible radiation, *Phys. Rev. Lett* **76**, 18, (1996)
- [72] S. Diddams, D. J. Jones, J. Ye, S. T. Cundiff, J. L. Hall, J. K. Ranka, R. S. Windeler, R. Holzwarth, T. Udem, T. W. Hänsch; Direct Link between Microwave and Optical Frequencies with a 300 THz Femtosecond Laser Comb, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5102, (2000)
- [73] G. P- Barwood, P. Gill, H. A. Klein, W. R. C. Rowley; Clearly Resolved Secular Sidebands on the $^2S_{1/2} - ^2D_{5/2}$ 674-nm Clock Transition in a Single Trapped Sr^+ -Ion, *IEEE Trans. Instr. Meas.*, **46**,133, (1997)

Literaturverzeichnis

- [74] E. Peik, J. Abel, T. Becker, M. Fries, J. von Zanthier, H. Walther; Towards an indium single-ion optical clock, Proc. of the 13. European Frequency and Time Forum and the 1999 IEEE International Frequency Control Symposium, Besançon
- [75] P. Taylor, M. Roberts, S. V. Gateva-Kostova, R. B. M. Clarke, G. P. Barwood, W. R. C. Rowley, P. Gill; Investigation of the $^2S_{1/2} - ^2D_{5/2}$ clock transition in a single Ytterbium ion, Phys. Rev. A, **56**, 2699, (1997)
- [76] J. D. Prestage, R. L. Tjoelker, G. J. Dick, L. Maleki; Ultrastable Hg^+ trapped ion frequency standard, Journ. Mod. Opt.,**39**, 221, (1992)
- [77] M. Knoop, M. Herbane, M. Houssin, M. Vedel, F. Vedel: Towards an optical frequency standard based on a single Ca^+ ion in a miniature trap, Conference abstracts of the ICAP 2000
- [78] P. Bove, L. Hornekær, C. Brodersen, M. Drevsen, J. S. Hangst, J. P. Schiffer; Sympathetic Crystallization of Trapped Ions, Phys. Rev. Lett, **82**, 2071, (1999)
- [79] D. Kielpinski, B. E. King, C. J. Myatt, C. A. Sackett, Q. A. Turchette, W. M. Itano, C. Monroe, D. J. Wineland, W. H. Zurek; Sympathetic cooling of trapped ions for quantum logic, Phys. Rev. A, **61**, 032310, (2000)
- [80] G. Morigi, H. Walther; Low temperature dynamics and laser-cooling of two-species Coulomb chains for quantum logic, arXiv:quant-ph/0005082
- [81] H. Rohde, S. T. Gulde, C. Roos, P. A. Barton, D. Leibfried, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler, R. Blatt; Sympathetic ground state cooling and coherent manipulation with two-ion-crystals, arXiv:quant-ph/0009031
- [82] D. J. Larson, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, W. M. Itano, D. J. Wineland; Sympathetic Cooling of Trapped Ions: A Laser-Cooled Two-Species Nonneutral Ion Plasma; Phys. Rev. Lett. **57**, 70, (1986)
- [83] A. Sørensen K. Mølmer; Entanglement and Quantum Computation with Ions in Thermal Motion, arXiv:quant-ph/0002024
- [84] Q. A. Turchette, D. Kielpinski, B. E. King, D. Leibfried, D. M. Meekhoff, C. J. Myatt, M. A. Rowe, C. A. Sackett, C. S. Wood, W. M. Itano, C. Monroe D. J. Wineland; Heating of trapped ions from the quantum ground state, Phys. Rev. A **61**, 063418 (2000)
- [85] B. E. King, C. S. Wood, C. J. Myatt, Q. A. Turchette, D. Leibfried, W. M. Itano, C. Monroe, D. J. Wineland; Cooling the Collective Motion of Trapped Ions to Initialize a Quantum Register, Phys. Rev. Lett. **81**, 1525 (1998)
- [86] K. Sengstock, Appl. Phys. B, **59**, 99, (1994)

- [87] A. Steane, C. F. Roos, D. Stevens, A. Mundt, D. Leibfried, F. Schmidt-Kaler, R. Blatt; Speed of ion trap quantum information processors, *Phys. Rev. A* **62**, 042305 (2000).
- [88] D. Jonathan, M. B. Plenio, P. L. Knight; Fast quantum gates for cold trapped ions; arXiv:quant-ph/0002092, (2000)
- [89] G. Morigi, J. Eschner, C. H. Keitel; Ground state laser cooling using electromagnetically induced transparency, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4458 (2000).
- [90] Experimental demonstration of ground state laser cooling with electromagnetically induced transparency, C. F. Roos, D. Leibfried, A. Mundt, F. Schmidt-Kaler, J. Eschner, R. Blatt, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5547 (2000).
- [91] http://www.national.com/apnotes/HighSpeed_50MHz.html
- [92] Apex Microtechnology; Power Integrated Circuits Data Book, Vol. 9

Literaturverzeichnis

Ein komplexes Experiment wie das in dieser Arbeit vorgestellte kann nur in Teamarbeit betrieben werden. Ich möchte mich daher bei allen Kollegen bedanken, die zu dem Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Blatt danke ich für die Aufnahme in die Arbeitsgruppe. Durch ihn konnte ich an einem spannenden Experiment in dem inspirierendem Umfeld der Innsbrucker Quantenoptik arbeiten.

Die langen Meßnächte und die Messungen hätte ich ohne die Unterstützung von Paul Barton, Stefan Gulde und Ferdinand Schmidt-Kaler nicht durchführen können. Auch früh am Morgen war meist zumindest noch einer von uns wach genug, um das Experiment fahren zu können und die immer wieder auftretenden Fehler in irgendeinem Teil der Apparatur zu finden.

Ohne die Vorarbeiten von Christian Roos, Hanns-Christoph Nägerl und Dietrich Leibfried wären die erzielten Ergebnisse nicht möglich gewesen.

In der mechanischen Werkstatt haben Stefan Haselwanter und Toni Schönherr es hervorragend verstanden, schnelle Handskizzen in präzise gefertigte Bestandteile des Experiments zu verwandeln.

Durch das TMR-Netzwerk "Quantum Structures" wurde mir die Teilnahme an einigen sehr interessanten Konferenzen und Treffen ermöglicht. Neben den Teilnehmern des Netzwerkes, hier seien stellvertretend die Koordinatoren Steve Barnett und Gian-Luca Oppo genannt, danke ich auch dem lokalen Koordinator Jürgen Eschner.

Den vielen, im Laufe der Jahre wechselnden Mitglieder der Mensagruppe und des folgenden Kaffetrinkens danke ich für die anregenden Gespräche. Auch die Diskussionen in der Kochgruppe boten eine gute Abwechslung vom Labor.

Allen jetzigen und ehemaligen Mitgliedern der Arbeitsgruppe danke ich für die freundschaftliche Atmosphäre in der Gruppe, die sich auch in zahlreichen nichtphysikalischen Aktivitäten niederschlug.