

---

# **Kühlen von Ionenketten mit elektromagnetisch induzierter Transparenz**

---

**Diplomarbeit**

von

**Georg Schütz**



**Universität Ulm**

**Institut für Quanteninformationsverarbeitung**

**Mai 2009**



Hauptberichter: Prof. Dr. Ferdinand Schmidt-Kaler

Berichter: Prof. Dr. Giovanna Morigi



## ABSTRACT

In this diploma thesis we discuss a smart and moreover very effective ground state cooling method. This cooling method employs electromagnetically induced transparency (EIT). Compared to resolved sideband cooling, EIT cooling has the advantage to achieve cooling to almost the vibrational ground state for a multitude of vibrational modes which have significantly different eigenfrequencies. Therefore, it should be the ideal way to cool linear crystals of trapped  $^{40}\text{Ca}^+$  ions. As an initial step for demonstrating the EIT cooling, we measure dark resonances established in a three level system consisting of the states  $S_{1/2}, m = -1/2$ ,  $S_{1/2}, m = +1/2$ , and  $P_{1/2}$ .

Moreover, we would like to introduce a practical technique, which allows one to visualize the whole spectrum of a cooling transition from permanently cooled ions. This technique gives one the opportunity to have a closer look at the blue side of the dark resonances.

For the characterization of the linear segmented Paul trap, we employ Doppler Recooling measurements and by such determine the trap induced heating rate.



# INHALTSVERZEICHNIS

<b>1. Einleitung</b> . . . . .	1
<b>2. Aufbau</b> . . . . .	9
2.1 Versuchsaufbau . . . . .	9
2.2 Die Paul-Falle . . . . .	10
2.2.1 Theorie der linearen Paul-Falle . . . . .	10
2.2.2 Elektropolieren und Vergolden . . . . .	14
2.2.3 Die Paulfalle des Experiments . . . . .	15
2.2.4 Ionenkristalle und Schwingungsmoden . . . . .	17
2.2.5 Numerische Simulationen . . . . .	20
2.2.6 Vakuumkammer und Strahlengang . . . . .	22
2.2.7 Lasersysteme . . . . .	27
2.2.8 Elektronik . . . . .	31
<b>3. Theoretische Grundlagen</b> . . . . .	35
3.1 Die Energieniveaus von Kalzium . . . . .	35
3.2 Linienbreiten von Spektrallinien . . . . .	37
3.3 Elektromagnetisch induzierte Transparenz in einem $\Lambda$ -Levelsystem . . . . .	44
3.4 Kühlen von Ionen in einer Paul-Falle . . . . .	50
3.4.1 Dopplerkühlen . . . . .	50
3.4.2 Seitenbandkühlen . . . . .	53

---

3.4.3	EIT Kühlen . . . . .	55
<b>4.</b>	<b>Messungen an kalten kristallisierten Ionen . . . . .</b>	<b>63</b>
4.1	Resonanzspektrum des $S_{1/2} \leftrightarrow P_{1/2}$ Übergangs . . . . .	63
4.2	Spektroskopie von Dunkelresonanzen . . . . .	67
4.2.1	Dunkelresonanzen im $\Lambda$ -System des $S_{1/2^-}, D_{3/2^-}, P_{1/2^-}$ -Niveaus . . . . .	68
4.2.2	Dunkelresonanzen im $\Lambda$ -System der $S_{1/2^-}, P_{1/2^-}$ -Niveaus . . . . .	69
4.3	Kompensation der Mikrobewegung . . . . .	81
4.4	Messung der Fallenfrequenzen . . . . .	86
4.5	Recooling . . . . .	88
4.5.1	Doppler Recooling . . . . .	88
4.5.2	Heizrate . . . . .	91
4.6	Kompensation des Restmagnetfeldes . . . . .	93
<b>A.</b>	<b>Intensitätsstabilisierung . . . . .</b>	<b>99</b>
<b>B.</b>	<b>Magnetfeldmessung . . . . .</b>	<b>103</b>



# 1. EINLEITUNG

In dieser Diplomarbeit wird das Kühlen von Ionenketten mittels elektromagnetisch induzierter Transparenz (kurz EIT) beschrieben. Unter Ausnutzung von quantenmechanischen Interferenzeffekten kann man ein sehr effizientes Kühlverfahren verwirklichen. Die EIT wird im folgenden genauer beschrieben.

In einem 3-Niveau-System in einer  $\Lambda$ -Konfiguration mit den beiden Grundzuständen  $|1\rangle$  und  $|2\rangle$  und dem angeregten Niveau  $|3\rangle$  (siehe Abbildung 1.1) kann EIT beobachtet werden [1, 2, 3]. Aus den beiden Grundzuständen kommt man über eine „resonante“ Anregung in den angeregten Zustand. Die Anregung von  $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$  bzw.  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$  wird mit einem Laser der Frequenz  $\omega_P$  bzw.  $\omega_C$  und der Verstimmung  $\Delta_1$  bzw.  $\Delta_2$  getrieben.

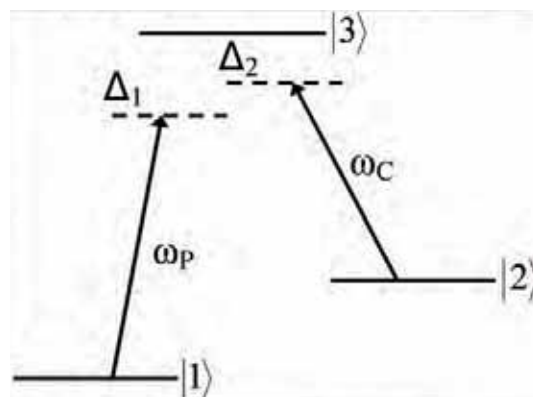


Abb. 1.1: Das  $\Lambda$ -System mit den zwei Grundzuständen  $|1\rangle$  und  $|2\rangle$  und des angeregten Zustands  $|3\rangle$ . Bei gleicher Laserverstimmung vom Pumplaser  $\omega_C$  und dem Probelaser  $\omega_P$  bildet das Niveau  $|1\rangle$  mit dem Niveau  $|2\rangle$  über einen Zwei-Photonenprozess einen Superpositionszustand.

Wird nun die Verstimmung der beiden Laser gleich gewählt, so entsteht ein direkter Übergang von dem Niveau  $|1\rangle$  zum Niveau  $|2\rangle$  durch einen Zwei-Photonenprozess. Die beiden Zustände bilden einen Superpositionszustand, welcher nicht mehr an das Licht koppelt. Weiter eingestrahlichtes Licht wird ohne Wechselwirkung transmittiert, daher die Bezeichnung „elektromagnetisch induzierte Transparenz“, weitere Bezeichnungen die diesen Effekt beschreiben sind „Dunkelresonanz“ oder auch „coherent population trapping“. Stimmt man einen der Laser über die Resonanz, während der andere in seiner Frequenz festgehalten wird, so tritt die Dunkelresonanz als Fluoreszenzeinbruch

auf. Links und rechts der Dunkelresonanz liegen die „Hellresonanzen“, die je nach Verstimmung des frequenzfesten Lasers mehr oder weniger weit auseinander liegen.

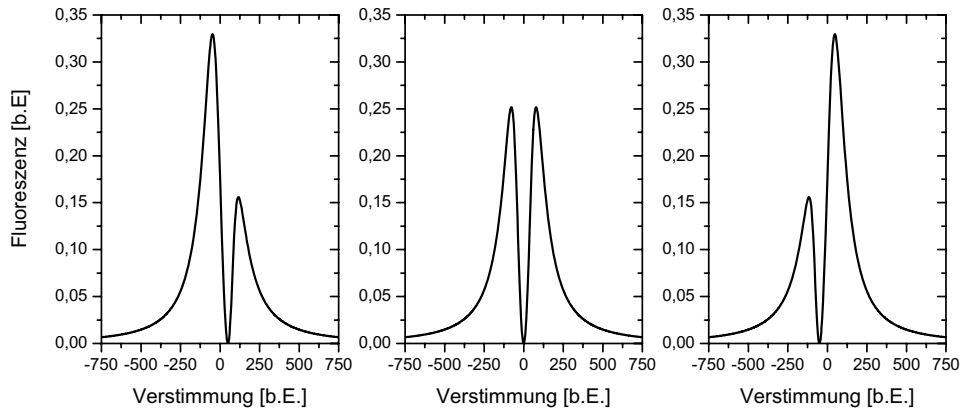


Abb. 1.2: Drei unterschiedliche Spektren die eine Dunkelresonanz aufweisen. Der frequenzfeste Laser ist dabei rot verstimmt (a), resonant (b) und blau verstimmt (c).

In Abbildung 1.2 sehen wir drei unterschiedliche Dunkelresonanzen, bei denen der frequenzfeste Laser rot verstimmt (a), resonant (b) bzw. blau verstimmt (c) ist. Die Breite und Ausprägtheit der Dunkelresonanz sowie auch von der als oftmals schmalen Resonanz bezeichnete „Hellresonanz“, die man in Abbildung 1.2 (a) rechts bzw. (c) links sieht, hängen sehr von der Linienbreite und der Phasenkohärenz des Lasers ab. Bei der EIT-Kühlung wird die Leistung des Probelaser meist geringer als die der Pumplasers gewählt, wodurch die schmale Resonanz sich wesentlich schmaler als in Abbildung 1.2 ausbildet.

Licht kann über den EIT-Effekt weit unter die Lichtgeschwindigkeit abgebremst werden, bis hin zum absoluten Stillstand. Dies ist ein beeindruckendes Phänomen, welches auch für Anwendungen, wie z.B. einem Quantenspeicher für Photonen, gebraucht werden kann. Wie wir in Kapitel 3.3 sehen werden können die optischen Eigenschaften bei der elektromagnetisch induzierten Transparenz durch die Suszeptibilität  $\chi$  beschrieben werden, wobei für das „langsame Licht“ [1, 4, 5, 6, 7] der lineare Brechungsindex nahe der Zwei-Photonen Resonanz wichtig ist. Diese Resonanz entsteht, wenn die Verstimmung der beiden Laser gleich gewählt wird:  $\Delta_1 = \Delta_2$ . Falls die lineare Dispersion des Brechungsindex  $n = \sqrt{1 + \Re[\chi]}$  positiv ist, kommt es durch den im Medium auftretenden EIT-Effekt zu einer Erniedrigung der Gruppengeschwindigkeit  $v_{gr}$  eines Lichtpulses der durch das Medium geschickt wird.

Bei einer Einzel-Photon Resonanz (siehe Kapitel 3.3) wird die zweite Ordnung des Realteils der

Suszeptibilität gleich Null, wodurch die Dispersion der Gruppengeschwindigkeit im Medium verschwindet. Dies bedeutet, dass das Wellenpaket, welches durch das Medium läuft, nicht zerfließt.

Die Gruppengeschwindigkeit von einem Lichtpuls konnte nach [5] somit bis auf einen Wert von 17 m/s gesenkt werden. Wenn ein Puls in ein solches Medium einläuft, so wird er stark räumlich gestaucht. Dies kann man sich wie folgt veranschaulichen: Der Pulsanfang, der schon im Medium ist, besitzt eine wesentlich kleinere Geschwindigkeit als das Ende des Pulses, wodurch das Ende schneller ist und der gesamte Puls gestaucht wird. Die Kompression durch das Verhältnis von Gruppengeschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit gegeben. Dadurch konnten Pulse von Kilometer bis auf Sub-Millimeter gestaucht werden.

Bevor der Probelaser als Puls in das Medium eindringt, pumpt der zweite Laser (Pumplaser) alle Atome in den Zustand  $|1\rangle$ . Erreicht der Puls das Medium, so erzeugt er eine kleine Rotation des Zustandes  $|1\rangle$  in die Superposition zwischen  $|1\rangle$  und  $|2\rangle$ . Die maximale Rotation des Zustandes des  $\Lambda$ -Systems wird erreicht wenn der Puls mit seinem Maximum in das Medium eindringt. Die Energie des Pulses wird in die Atome und das Pumpfeld transferiert, welches nach dem Medium wieder in den Puls zurück transferiert wird. Die Stärke der Rotation weg von dem reinen Zustand  $|1\rangle$  und die Laufzeit des Pulses hängen sehr stark von der Stärke des Pumplasers ab. Betrachtet man dieses Problem mathematisch, so kann dem Dunkelzustand ein Polaritonenfeld  $\Upsilon(z, t)$  zugeordnet werden. Dieses Feld kann durch eine Wellengleichung beschrieben werden, falls wir uns eine Einzel-Photonen Resonanz betrachten, die nach [1] wie folgt aussieht:

$$\left[ \frac{\partial}{\partial t} + c \cos^2(\vartheta) \frac{\partial}{\partial z} \right] \Upsilon(z, t) = 0$$

Wobei  $\vartheta$  die Zustandsmischung zwischen den Pumpfeld und des Atoms vorgibt, und eine direkte Relation zur Gruppengeschwindigkeit besitzt:  $v_{gr} = c \cos^2(\vartheta)$ . Somit kann die Verlangsamung des Lichtes als verlustfreien und Form stabilen Transport von Dunkelzustands-Polaritonen angegeben werden.

Durch dieses Verfahren, bei dem die EIT stationär genutzt wird, kann ein Lichtpuls jedoch nicht zum absoluten Stillstand gebracht werden. In dem extremen Grenzfall des „angehaltenen Lichts“ [4, 8] ist die Energie nicht mehr als elektromagnetische Anregung im Medium vorhanden, sondern als Spinanregung der Atome. In der Wellengleichung der Polaritonen (siehe oben) kann für den nicht stationären Fall der Winkel zeitabhängig angenommen werden:  $\vartheta \rightarrow \vartheta(t)$ . Durch adiabatische Änderung des Winkel  $\vartheta$  von 0 zu  $\pi/2$  kann das Polariton auf Null abgebremst werden kann. Bei diesem Prozess ändert sich die Eigenart des Polariton von einem reinen elektromagnetischem Feld zu einer reinen Spinanregung. Falls die Rotation adiabatisch verläuft und alle Umwandlungsprozesse vom Puls bis hin zur Spinanregung kohärent ablaufen, so werden alle Eigenschaften des Pulses in das Spinsystem übertragen. Wird der Winkel  $\vartheta$  wieder durch Erhöhen des Pumpfeldes

zurückgedreht, so wird das Dunkelresonanz-Polariton wieder beschleunigt, indem es von einer Spinanregung in ein elektromagnetisches Feld überführt wird. In Abbildung 1.3 ist der Prozess der Abbremsung und der Wiederbeschleunigung des Polariton zu sehen.

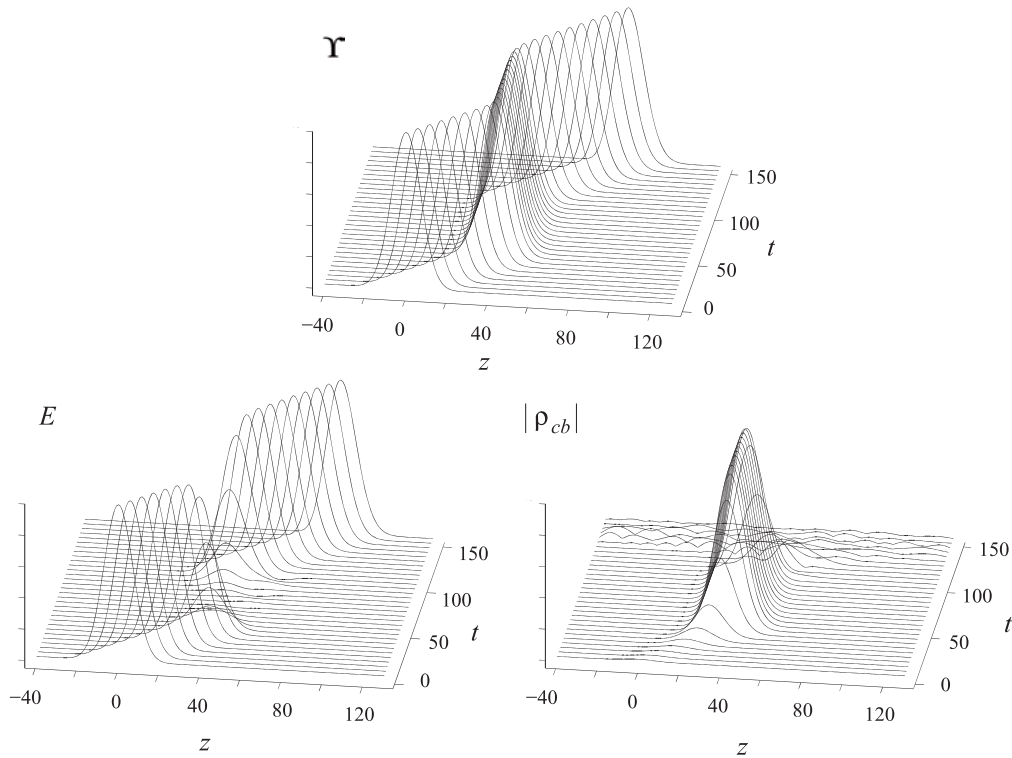


Abb. 1.3: Numerische Simulation der Ausbreitung eines Dunkelresonanz-Polaritons während der Mischwinkel von 0 zu  $\pi/2$  und wieder zurück gedreht wurde. Im oberen Bild sieht man die Ausbreitung ( $z$ -Richtung) des Polaritons  $\Upsilon$  in Abhängigkeit von der Zeit. Unten links sieht man die elektromagnetische Anregung  $E$ , sowie rechts davon die Spinanregung  $\rho_{21}$  [9].

Durch diese Methode besitzt man einen Quantenspeicher, mit dem man Pulse speichern und wieder auslesen kann [8, 9, 10]. In einem Experiment von [5] konnten damit Pulse mit Längen von wenigen  $\mu\text{s}$  bis zu 1,4 ms gespeichert werden. Diese Theorie hält auch für ein quantisiertes Lichtfeld stand, was es zu einem interessanten Quantenspeicher für die Quanteninformationsverarbeitung macht. Als Beispiel betrachte man ein Einzelphoton von einer ein-modigen Quelle  $|1\rangle_{ph}$ , welches auf ein Ensemble von Atomen abgebildet wird:

$$|1\rangle_{ph} \otimes |1, 1, \dots, 1\rangle \longleftrightarrow |0\rangle_{ph} \otimes \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N |1, 1, \dots, 2_j, \dots, 1\rangle_{ph}$$

In diesem Sinne kann das EIT-Medium als ein Quantenspeicher verwendet werden.

Eine Andere Anwendung ist die Verbesserung des Sagnac-Interferometers [11]. Bei diesem Interferometer laufen zwei Strahlen einer kohärenten Lichtquelle im Kreis, einmal im Uhrzeigersinn und einmal gegen den Uhrzeigersinn, welche nach einem Umlauf durch Überlagerung interferieren. Versetzt man dieses System in Rotation so ändert sich die Interferenz durch einen Laufzeitunterschied der beiden Strahlen, somit lassen sich absolute Rotationen messen. Die Rotations-Empfindlichkeit eines solchen Interferometers hängt stark von den Laufstrecken des Lichtes ab, und somit von der Rotationsfläche, welche die Strahlen einschließen. Aus diesem Grund besitzt ein optisches Interferometer einen großen Vorteil, da Laserstrahlen große Kohärenzlängen besitzen und somit große Rotationsflächen konstruiert werden können. Dagegen können Interferometer, die mit Teilchenwellen arbeiten keine derart große Rotationsflächen verwenden, ihr Vorteil liegt in der hohen Empfindlichkeit pro Rotationsfläche.

Die Vorteile beider Interferometer können verbunden werden, indem man den Effekt der kohärenten Abbremsung des Lichtes verwendet, welches ein EIT-System bietet [12]. Für eine kohärente Umwandlung der Lichtwelle in eine Teilchenwelle müssen garantiert sein, dass die Lichtabbremmung mit einem Impulsübertrag einhergeht und dass sich die Atome frei bewegen können. Dies bildet die Grundlage eines Licht-Teilchen-Interferometers. Durch die Verlangsamung des Lichtes, was mit einem Impulsverlust einhergeht, erhöht man den Impuls frei beweglicher Teilchen, die dadurch eine Teilchenwelle bilden und somit zu einer wesentlichen Erhöhung der Rotations-Empfindlichkeit des Interferometers führt.

Wir wollen nun die unterschiedlichen Kühlverfahren [13, 14] um Ionen in einer Paul-Falle zu kühlen ansprechen, und deren Unterschiede aufzeigen.

Zuerst wollen wir uns das Dopplerkühlen ansehen [14, 15], welches man benutzt um die noch heißen Ionen in einer Falle zu kühlen und um sie für andere Kühlverfahren, mit denen man die Ionen in den Grundzustand der Bewegung bringt, vorab zu kühlen.

Ionen die besonders heiß sind, besitzen eine verbreiterte Absorptionslinie, die durch eine sogenannte Dopplerverbreiterung zustande kommt, deren Ursprung in der Bewegung des Ions liegt. Strahlt man Laser mit einer bestimmten Wellenlänge ein, so sehen die Ionen die sich entgegen der Lichtausbreitung bewegen eine blau verschobene Frequenz (die Frequenz ist höher), während die Ionen die sich mit der Lichtausbreitung mitbewegen sehen die Frequenz des Lichtes rot verschoben (die Frequenz ist kleiner). Stellt nun man die Frequenz des eingestrahnten Lasers kleiner als die der Resonanz  $\omega_0$  der Ionen ein, so ist die Absorptionswahrscheinlichkeit der Ionen die sich gegen die Lichtquelle bewegen wesentlich größer. Bei einer Absorption eines Photons überträgt sich dessen Impuls auf das Ion, welches dadurch abgebremst wird. Bei der Emission wird wieder ein Photon mit gleichem Impuls ausgesandt, aber die Richtung der Emission ist isotrop. Damit erhöht

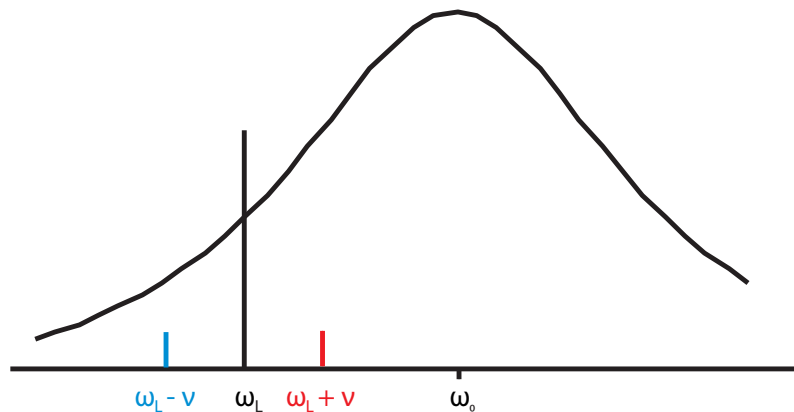


Abb. 1.4: Lorentzkurve eines Zwei-Niveau-Übergangs mit der Resonanzfrequenz  $\omega_0$ . Die einzelnen Striche stellen den Träger (schwarz) bei der Laserfrequenz  $\omega_L$ , das rote Seitenband (rot) bei  $\omega_L + \nu$  und das blaue Seitenband (blau) bei  $\omega_L - \nu$  dar.

sich im Mittel der Impuls des Ions nicht, wodurch sich im gemittelten Absorptions-Emissions-Zyklus die Bewegung des Ions reduziert. Dadurch ist eine Kühlung realisiert.

Im Bild der Phononen liegt das rote Seitenband näher an der Resonanz (siehe Abbildung 1.4), was eine bessere Absorption auf diesem Band bedeutet, da die Lorentzkurve an dieser Stelle höher ist als an der des Trägers oder des blauen Seitenbandes. Somit wird im Mittel der Übergang des roten Seitenbandes bevorzugt. Um das Ion jedoch über das rote Seitenband anzuregen, benötigt man ein Photon mit der Energie des atomaren Übergangs abzüglich der Energie eines Schwingungsquants (Phonon)  $\nu$ . Hierdurch wird das Ion „abgebremst“ bzw. gekühlt. Die anderen Moden bewirken allerdings Heizeffekte, so dass mittels Dopplerkühlen kein Schwingungsgrundzustand erreichbar ist.

Unter selektiver Adressierung dieser Schwingungsmoden kann man das Seitenband-Kühlverfahren realisieren, welches eine Kühlung der Ionen bis in den Grundzustand zulässt [13, 14, 16, 17].

Wenn sich Ionen in einem harmonischen Potential befinden, wie es bei einer Paulfalle in sehr guter Näherung gegeben ist, so existieren diskrete äquidistante Schwingungszustände, da das Fallenpotential als quantenmechanischer Oszillator beschrieben werden kann. Diese Schwingungen werden durch Fockzustände  $|n\rangle$  mit der Phononenzahl  $n$  beschrieben. Koppelt nun das Zwei-Niveausystem an diese Fockzustände, so kann sich dieser bei Anregung des Ions ändern. Dadurch erhält man zusätzliche Absorptionslinien bei den Frequenzen  $\omega_L - \nu$  (rotes Seitenband) und  $\omega_L + \nu$  (blaues Seitenband), wobei man die gewöhnliche Absorptionslinie  $\omega_L$  Träger nennt. Um diese Seitenbänder auflösen zu können, muss die Linienbreite des Lasers kleiner sein als die Schwingungsfrequenz  $\nu$ . Wird das Ion nun auf dem roten Seitenband angeregt ( $\omega_L - \nu$ ) so verliert es ein Phonon, somit wird bei Emission in den Träger der Schwingungszustand bei einem

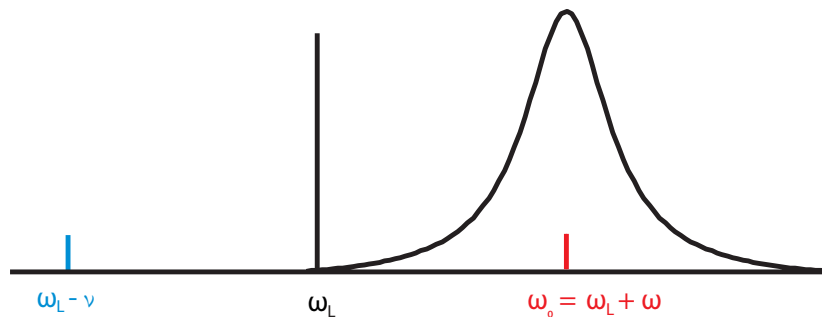


Abb. 1.5: Lorentzkurve eines Zweiniveau Übergangs mit der Resonanzfrequenz  $\omega_0$ . Der Träger bei der Laseraerfrequenz  $\omega_L$  und die beiden Seitenbänder  $\omega_L + \nu$  (rotes Seitenband) und  $\omega_L - \nu$  (blaue Seitenband) können in dem Lamb-Dick-Regime aufgelöst werden. Die Laserfrequenz ist so eingestellt, dass die Resonanzwellenlänge des Ions und das rote Seitenband  $\omega_L = \omega_0 - \nu$  zusammenfallen, um mit einer Absorption ein Phonon zu verlieren.

Absorptions-Emissions-Zyklus um ein Phonon reduziert. Bedingung hierfür ist allerdings, dass sich das Ion im sogenannten Lamb-Dicke-Regime befindet, was die Wahrscheinlichkeit durch Absorption oder Emission einen höheren Phononenzustand zu erreichen unterdrückt.

Um alle Schwingungsmoden zu kühlen müssen diese allerdings separat Adressiert werden. Das EIT Kühlverfahren [14, 18, 19, 20, 21], das wir hier vorstellen wollen, kann simultan mehrere Schwingungsmoden kühlen.

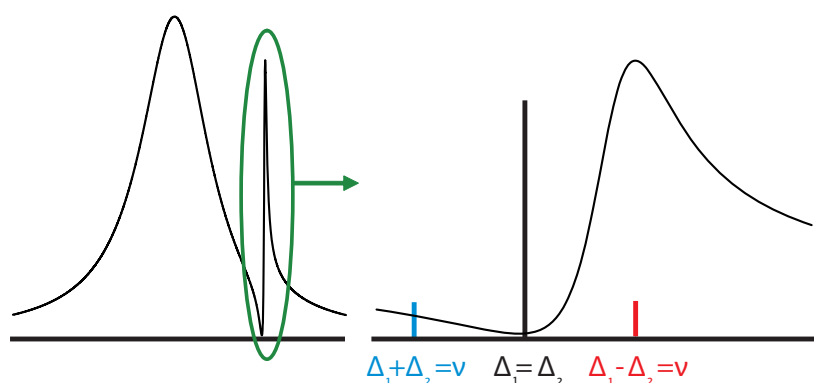


Abb. 1.6: EIT Spektrum. Die Hellresonanz (grün) liegt genau auf den roten Seitenband, während der Träger auf der Dunkelresonanz liegt. Das blaue Seitenband hat eine sehr geringe Anregungswahrscheinlichkeit.

Diese Kühlung verwendet ebenfalls die Seitenbandübergänge um pro Absorptions-Emissions-Zyklus ein Phonon aus dem System zu entfernen. Wie oben gezeigt gibt es bei dem Absorpti-

onsspektrum eines  $La$ -Systems eine Dunkelresonanz. Diese existiert wenn die beiden Laser die gleiche Verstimmung  $\Delta_1 = \Delta_2$  besitzen. Diese Dunkelresonanz wird nun ausgenutzt um die Anregung des Trägers zu unterdrücken, bei gleichzeitiger Erhöhung des roten Seitenbandes durch die daneben liegende schmale Hellresonanz. Da der Abstand zwischen den beiden Resonanzen (Dunkelresonanz und schmale Resonanz) durch die AC-Stark Verschiebung  $\delta$  gegeben ist (siehe Kapitel 3), sollte die Fallenfrequenz in der gleichen Größenordnung liegen. Ganze Ionenkristalle, die verschiedene Schwingungsmoden aufweisen, können während eines Kühldurchgangs in den Grundzustand gebracht werden.

Bevor wir jedoch im Detail auf das EIT-Kühlen eingehen, wollen wir in Kapitel 2.1 zuerst erläutern, mit was für einem experimentellen Aufbau wir dies realisieren wollen. Insbesondere wollen wir auf das Falldesign und dessen Eigenschaften in Kapitel 2.2 eingehen. Desweiteren werden wir noch die unterschiedlichen Schwingungsmoden einer Ionenkette beschreiben (Kapitel 2.2.4). In Kapitel 3 werden wir die theoretischen Grundlagen darlegen, welche unseren Experimenten zugrunde liegen. Im Speziellen wird in Kapitel ?? genauer auf den für die Kühlung verwendeten Effekt der Dunkelresonanz eingegangen. Auf den wichtigen Punkt der EIT-Kühlungstheorie soll in Kapitel 3.4.3 nochmals genauer eingegangen werden. In Kapitel 4 sollen die einzelnen bis jetzt erreichten Ziele aufgezeigt werden. Insbesondere wird das EIT-Kühl-System in Kapitel 4.2.2 genauer betrachtet, und für die Kühlung notwendige Spektrumprofile gezeigt. Um die Qualität der verwendeten Falle zu charakterisieren und die sich daraus ergebende Durchführbarkeit einer EIT-Kühlung abzuschätzen, wird in Kapitel 4.5.2 die Heizrate bestimmt. Im Ausblick (Kapitel 4.6) werden noch zukünftige Messungen vorgestellt, sowie Verfahren erläutert, wie die EIT-Kühlung detektiert und nachgewiesen werden kann.



## 2. AUFBAU

### 2.1 Versuchsaufbau

In diesem Kapitel soll der der gesamte Aufbau an dem die Experimente erfolgen vorgestellt werden. In Abbildung 2.1 sehen wir ein Photo dieses Versuchsaufbau.

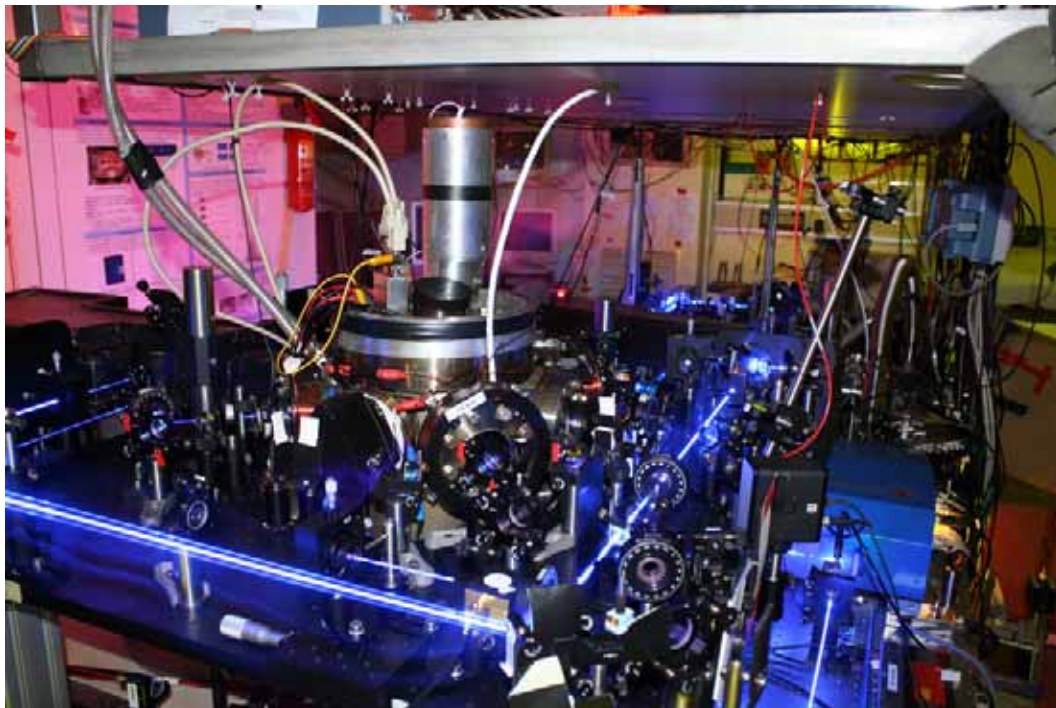


Abb. 2.1: Photo des Versuchsaufbau. Im Vordergrund die Laserstrahlen, die für das Experiment benötigt werden, dahinter die Vakuumkammer.

Da wir in unseren Experimenten mit Ionen arbeiten, werden wir sie in einer Paul-Falle fangen. Diese haben wir in einem Vakuumtopf installiert, unter Beachtung der optischen Zugänge für die nötigen Laser. Auf dieses Gesamtsystem soll im folgenden Kapitel eingegangen werden.

## 2.2 Die Paul-Falle

Es gilt, mehrere Ionen im Vakuum berührungslos einzuschließen. Eine Möglichkeit ist eine Penningfalle: Sie besteht aus statischen elektrischen Feldern, welchen ein sehr starkes Magnetfeld überlagert ist. Das Magnetfeld ist jedoch sehr hinderlich, da der Einschluss über Gyrobewegungen funktioniert, die man bei Grundzustandskühlen und Quantencomputing nicht brauchen kann. Die andere mögliche Realisierung funktioniert mit einer Paul-Falle. Diese Möglichkeit wählen wir, um einen berührungslosen Einschluss der Ionen zu garantieren. Da wir dies im Vakuum realisieren, werden dies auch lange Einschlusszeiten bis hin zu Tagen garantiert, wenn man die Ionen kontinuierlich kühlt.

### 2.2.1 Theorie der linearen Paul-Falle

Eine schematische Darstellung einer linearen Paulfalle sehen wir in Abbildung 2.2. Der axiale Einschluss wird über DC-Spannungen an den segmentierten Stäben garantiert. Der radiale Einschluss stellt ein dynamisches Potential dar, welches durch eine RF-Spannung an zwei zusätzlichen Stäben realisiert wird. Im Folgenden wollen wir die Einschlussbedingungen gemäß [13, 22] herleiten.

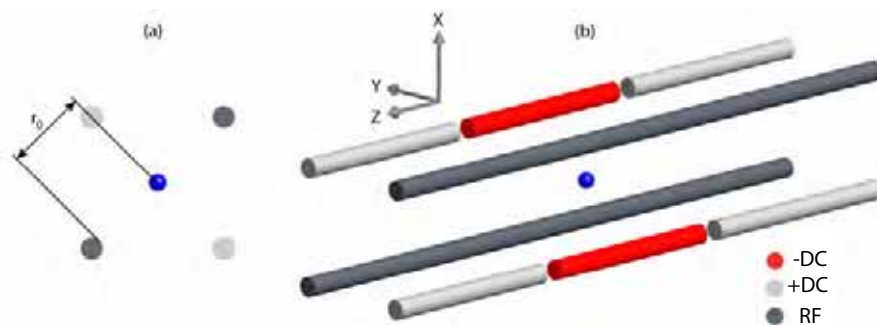


Abb. 2.2: Schematische Darstellung einer linearen Paulfalle. Die grauen Stäbe werden mit einer rf-Spannung versorgt. Die unterbrochenen Stäbe werden außen (hellgrau) mit einer positiven Gleichspannung und innen (rot) mit einer negativen Spannung versorgt. Die rf-Spannung sorgt für den x-y-Einschluss aus Symmetriegründen auch radiale Richtung genannt. Die Gleichspannung garantiert den y-Einschluss, auch axialer Einschluss genannt.

Teilchen, auf die in allen drei Raumrichtungen eine lineare Kraft  $F = -cx$  wirkt, können im Raum gehalten werden. Um solch eine Kraft auf die Teilchen wirken zu lassen, müssen sie sich in einem dreidimensionalen parabelförmigen Potential aufhalten:

$$\Phi(x, y, z) \sim \alpha_x x^2 + \alpha_y y^2 + \alpha_z z^2 \quad (2.1)$$

Ionen sind geladene Teilchen, weshalb dieses Potential einem elektrischen entsprechen muss, d.h. es handelt sich um die Laplacegleichung. Für sie muss aber  $\alpha_x + \alpha_y + \alpha_z = 0$  gelten, eine Lösung ist daher  $\alpha_x = -\alpha_y$ ,  $\alpha_z = 0$ . Bei einer solchen Lösung wirkt die Kraft in der y-Richtung abstoßend und in der x-Richtung anziehend. Das bedeutet, es gibt keine Lösung der Laplace-Gleichung, die in allen Raumrichtungen einen Einschluss garantiert. Die Lösung des Problems liegt in einem dynamischen Feld.

Die lineare Paul-Falle besteht in ihrer einfachsten Realisierung aus vier Stäben, die sich im Querschnitt als Quadrat anordnen, siehe Abbildung 2.2. An zwei gegenüberliegenden Stäben liegt eine Wechselspannung  $U_{rf} \cdot \cos(\omega_{rf}t)$  an. Die anderen zwei sind in drei Teilstäbe, Segmente genannt, unterteilt, wobei der mittlere ein negativeres Potential erzeugen muss. An ihnen befindet sich nun eine Gleichspannung  $U_{dc}$ . Im Fallenzentrum ergibt sich dann näherungsweise folgendes Potential:

$$\begin{aligned} \Phi(x, y, z, t) = & U_{dc} \frac{1}{2r_0^2} (\alpha_x x^2 + \alpha_y y^2 + \alpha_z z^2) \\ & + U_{rf} \cos(\omega_{rf}t) \frac{1}{2r_0^2} (\alpha'_x x^2 + \alpha'_y y^2) \end{aligned} \quad (2.2)$$

Der Abstand vom Fallenzentrum und der Elektrodenoberfläche ist  $r_0$ . Die Konstante  $\alpha_i$  und  $\alpha'_i$  beschreiben geometrische Gegebenheiten der Falle. Diese Geometriefaktoren können entweder über numerische Simulationen bestimmt werden, oder durch Zurückrechnen der gemessenen Fallenfrequenzen im Experiment. Nach wie vor gelten für die Geometriefaktoren wegen der Laplace-Gleichung folgende Bedingungen:

$$\alpha_x + \alpha_y + \alpha_z = 0 \quad (2.3)$$

$$\alpha'_x + \alpha'_y = 0. \quad (2.4)$$

Den dynamischen Einschluss wollen wir in den beiden Raumrichtungen x und y anwenden, dies ist bezüglich der Fallensymmetrie der radiale Einschluss. Der Geometriefaktor  $\alpha'_z$  wurde daher nicht berücksichtigt, da der axiale Einschluss (z-Richtung) über das dynamische Potential vernachlässigbar ist. Den Einschluss in die z-Richtung wollen wir über das statische Feld garantieren. Dadurch ergeben sich die Geometriefaktoren zu:

$$-(\alpha_x + \alpha_y) = \alpha_z > 0 \quad (2.5)$$

$$\alpha'_x = \alpha'_y \quad (2.6)$$

Wir wollen nun zuerst den radialen Einschluss näher betrachten. Dazu betrachten wir die Bewegungsgleichung eines Teilchen. Die klassische Bewegung eines Teilchen mit der Masse  $m$  und einer Ladung  $-|N|e$  in einem Potential  $\Phi(x, y, z, t)$  erhält man über die Gleichung:

$$F = -|N|e \cdot \Phi(x, y, z, t) = m\ddot{x} \quad (2.7)$$

Für eine einfachere Darstellung führen wir noch dimensionslose Parameter wie folgt ein:

$$\xi = \frac{\omega_{rf}t}{2}, \quad a_i = \frac{4QU_{dc}\alpha_i}{m\omega_{rf}^2r_0^2}, \quad q_i = \frac{2QU_{rf}\alpha'_i}{m\omega_{rf}^2r_0^2}, \quad i \in \{x, y\} \quad (2.8)$$

Das Ergebnis dieser Rechnung ist dann die Mathieu-Differentialgleichung:

$$\frac{d^2x}{d\xi^2} + [a_x - 2q_x \cos(2\xi)]x = 0 \quad (2.9)$$

$$\frac{d^2y}{d\xi^2} + [a_y + 2q_y \cos(2\xi)]y = 0 \quad (2.10)$$

Die Mathieu-Gleichung besitzt zwei Arten von Lösungen. Eine instabile, bei der die Ortsvariable exponentiell wächst, und eine stabile Lösung, bei der die Teilchen in x- und in y-Richtung mit endlicher Amplitude schwingen. In einem  $a_i$ - $q_i$ -Diagramm erkennt man nun die stabilen Regionen, siehe auch Abbildung 2.3. Somit spricht man auch von einem Stabilitätsdiagramm, welches im Bereich  $0 \leq a, q \leq 1$  den sogenannten ersten Stabilitätsbereich besitzt.

Die Näherung 1. Ordnung der Bewegungsgleichung (2.9) für den Fall  $(|a_y|, q_x^2) \ll 1$  sieht wie folgt aus:

$$x(t) \approx A \cos\left(\beta_x \frac{\omega_{rf}}{2} t\right) \left[1 - \frac{q_x}{2} \cos(\omega_{rf}t)\right] \quad \text{mit} \quad \beta_x \approx \sqrt{\frac{q_x^2}{2} - a_x}, \quad (2.11)$$

Dass die Teilchenbewegung aus zwei unterschiedlichen Bewegungen besteht, kann man an der Gleichung 2.11 leicht erkennen. Die erste langsamere Bewegung nennt man Säkularbewegung. Sie entspricht einer Schwingung, da sich das Teilchen in einem parabelförmigen Potential befindet, und sich daher wie ein harmonischer Oszillator verhält. Die Frequenz dieser Schwingung ist

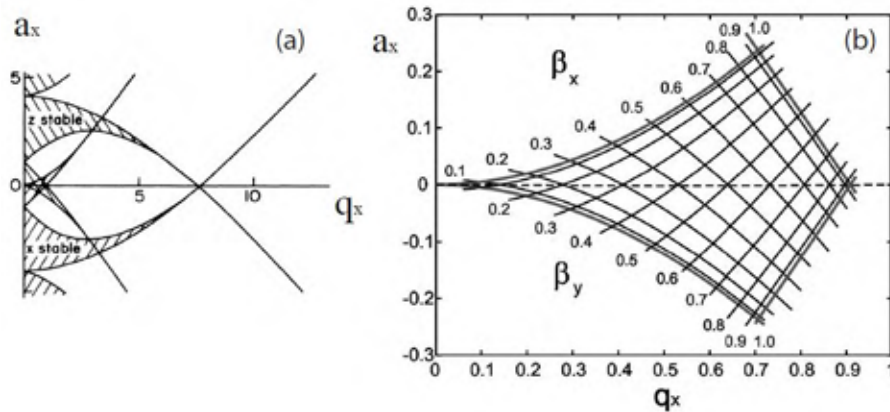


Abb. 2.3: (a) Ein größerer Bereich des Stabilitätsdiagramm einer linearen Paulfalle. (b) Der erste Stabilitätsbereich, die Linien geben die Säkularbewegung  $\omega_i$   $\{i \in x, y\}$  in Einheiten von  $\omega_{rf}$ . Ein stabilen Einschluss erreicht man mit einer Frequenz  $\omega_i$  der Säkularbewegung, die zwischen 0 und der halben Frequenz  $\omega_i/2$  der Mikrobewegung. [22]

$$\omega_i = \beta_i \frac{\omega_{rf}}{2} \ll \omega_{rf} \quad \text{mit } i \in x, y \quad (2.12)$$

Die zweite Bewegung wird Mikrobewegung genannt. Im Vergleich zur Säkularbewegung ist sie eine sehr schnelle Bewegung mit einer um den Faktor  $q_y/2$  kleineren Schwingungsamplitude. Diese kann man teilweise über Kompensationselektroden kompensieren (siehe Abschnitt 4.3), da sie nicht nur durch unsymmetrische Fallenpotentiale, sondern auch durch Aufladungen der Falle verursacht. Diese Aufladungen kommen durch Streuladungen vom Ionisationsprozess oder durch Photoeffekte auf dem Fallenchip durch den Laser zustande. Beschreiben kann man diese Mikrobewegung durch die Addition von  $QE_x/m$  in der Mathieu-Gleichung, wobei nach [22] eine Näherungslösung dieser erweiterten Mathieu-Gleichung wie folgt aussieht:

$$x(t) \approx \left( A_x + A \cdot \cos \left( \beta_x \frac{\omega_{rf}}{2} t \right) \right) \left[ 1 - \frac{q_x}{2} \cos(\omega_{rf} t) \right] \quad \text{mit } A_x = \frac{QE_x}{m\omega_x^2} \quad (2.13)$$

Dies verursacht einerseits eine Verschiebung der Teilchen um den Abstand  $A_x$  aus dem Fallenzentrum. Andererseits verursacht es eine Mikrobewegung mit einer Amplitude von  $A_x q_x/2$  und einer Frequenz, welche der Antriebsfrequenz  $\omega_{rf}$  des dynamischen Potential entspricht.

Die Säkularbewegung alleine kann als Bewegung in einem Potential betrachtet werden, das einem Paraboloiden gleicht.

$$\Psi(x, y) = \frac{m}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2) \quad (2.14)$$

Dies ist die nicht-dynamische Beschreibung des realen Potentials  $\Phi$ , welches nur zeitlich abwechselnd in x- oder in y-Richtung einer Parabel gleicht. Aus diesem Grund nennt man  $\Psi$  auch Pseudopotential, dessen Tiefe durch folgende Gleichungen berechnet werden kann:

$$\Psi_x = \frac{Q^2 U_{rf}^2 \alpha_x t^2}{4m\omega_{rf} f_0^2} + \frac{QU_{rf}\alpha_x}{2} \quad (2.15)$$

$$\Psi_y = \frac{Q^2 U_{rf}^2 \alpha_y t^2}{4m\omega_{rf} f_0^2} - \frac{QU_{rf}\alpha_y}{2} \quad (2.16)$$

### 2.2.2 Elektropolieren und Vergolden

Jede Unebenheit auf den Fallenchips bedeutet eine Unebenheit im Potentialverlauf. Dies führt zu unsymmetrischen Fallenpotentialen, die ein zusätzliches Aufheizen der Ionen verursachen. Um die einzelnen Elektroden so glatt wie möglich zu bekommen, wurden sie elektropoliert. Elektropolieren ist ein Verfahren, bei dem geringe Oberflächenschichten elektrochemisch abgetragen werden. Unsere Fallen wurden aus kupferbeschichtete Leiterplatten gefertigt. Die Kupferschichtungen sind uneben, einerseits durch häufiges Bewegen (es befinden sich viele Kratzer auf der Oberfläche), andererseits durch die Fabrikation selbst, da sie kleinere Schwankungen in ihrer Schichtdicke aufweist. Auch der Abschluss jeder Elektrode ist von einer spitzen Kante geprägt, was zusätzlich kleinere Potentialspitzen generiert. Ein weiterer Vorteil des Polierens ist, dass die Chips durch das Verfahren von ihren Oxidationsschichten befreit werden. Wir verwendeten ein ähnliches Verfahren, wie es in der Patentschrift [23] beschrieben ist. Die zu polierenden Teile kommen in ein Säurebad, wobei die Chips selbst zugleich als Anode fungieren, und für die Kathode ein normales Kupferblech genommen wird. Das Säurebad besteht aus einem Liter 85%igen ortho-Phosphorsäure Grundlösung, in die noch 5 ml Glycerin und 0,1 ml 100%ige Essigsäure kommen. Die Spannung zwischen Anode und Kathode betrug in unserem Fall 1,2 V.

Um das gewünschte Endergebnis zu erhalten, müssen verschiedene Punkte beachtet werden. Es sollte darauf geachtet werden, dass das Kupferblech nicht zu nahe an dem Fallenflügel steht, auch die zu polierende Oberfläche sollte möglichst parallel zu dem Kupferblech ausgerichtet sein. Die Beachtung dieser beiden Punkte garantiert eine homogene Feldverteilung auf der zu polierenden Oberfläche. Zuerst wird der Fallenflügel ohne eine Spannung in das Säurebad eingetaucht, was wir fünf Minuten unter Badbewegung vorgenommen haben, um Dreck-, Fett- und Oxidationsschichten zu entfernen. Diese Vorgehensweise vermeidet ungleichmäßiges Polieren hervorgerufen durch die besagten Schichten. Ein weiterer Punkt sind die Lötstellen. Man sollte die Lötstellen nach dem Polieren fertigen. In fast jedem Lot ist Zinn ein Bestandteil, was ein kleineres elektrochemisches Potential besitzt als *Cu*. Die würde, falls beide Metalle leitend miteinander durch das Löten verbunden wären, zunächst zu einer Reduktion des Zinnes führen. Bei der Reduktion wird Material

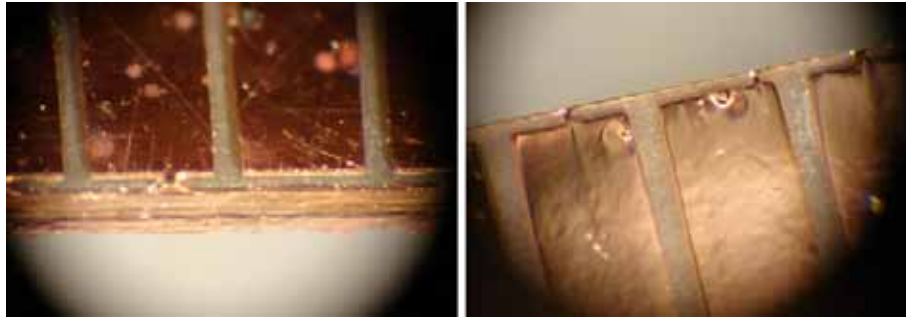


Abb. 2.4: Vergleichsfotos eines Fallenflügels. deutlich zu erkennen sind die einzelnen Segmente. Auf dem unpolierten Fallenflügel (links) erkennt man die zerkratzte Oberfläche und kleinere Oxidschichten (helle Punkte). Auf der polierten Falle (rechts) sind keine Kratzer mehr zu erkennen. Die Oberfläche ist glatt und auch die Kanten wurden abgerundet.

von der Oberfläche abgetragen und in die Lösung über. Elektropolieren nutzt diesen Effekt aus, um geringe Materialschichten abzutragen. Dies passiert nun nicht mit dem Kupfer, sondern mit dem Zinn. Auf der Kupferfläche ergibt sich eine zusätzliche Ablagerung. Das Elektropolieren haben wir mit einer Spannung von 1,2 V und mit einer ungefähren Dauer von 30 Minuten durchgeführt. Da die Kupferoberfläche keine Oxidschichten bildet, sollten sie sofort weiterverarbeitet werden, da sie an Luft schnell korrodieren. Aber auch Handschweiß führt zu gravierenden Korrosionen, weshalb man die polierte Falle nur mit Handschuhen berühren sollte. Für die Weiterverarbeitung wurden die Fallenchips in eine universitätsinterne Werkstatt gegeben. Sie vergoldeten unsere benötigten Fallenchips mit einem galvanischen Verfahren. Die Endergebnisse sieht man in Abbildung 2.4.

### 2.2.3 Die Paulfalle des Experiments

Die Experimente wurden mit zwei unterschiedlichen Fallen durchgeführt. Trotz gleicher Grundstruktur war die erste Falle größer und nicht mit Gold beschichtet. Beide Fallen wiesen eine Ladezone und eine Prozessorzone auf und bestanden aus vier Leiterplatten, die beidseitig mit Kupfer beschichtet waren. Die Leiterplatten selbst bestehen aus Polyamid.

Bei der vorigen Falle trugen zwei Flügel die RF-Versorgung für den radialen Einschluss, diese waren daher leitend verbunden. Die anderen beiden Flügel sorgten für den axialen Einschluss über einzeln ansteuerbare DC-Elektroden, siehe Abbildung 2.5.

Wir verwenden seit letztes Jahr (2008) eine neue Falle, da unser Vorgängermodell keine Ionen mehr fing. Wir vermuten, dass die einzelnen DC-Elektroden durch *Ca*-Schichten miteinander leitend verbunden wurden. Die neue Falle ist in der Grundkonstruktion gleich. Ein wesentlicher Unterschied ist, dass sich auf allen vier Flügel unabhängige DC-Elektroden befinden, die untereinander

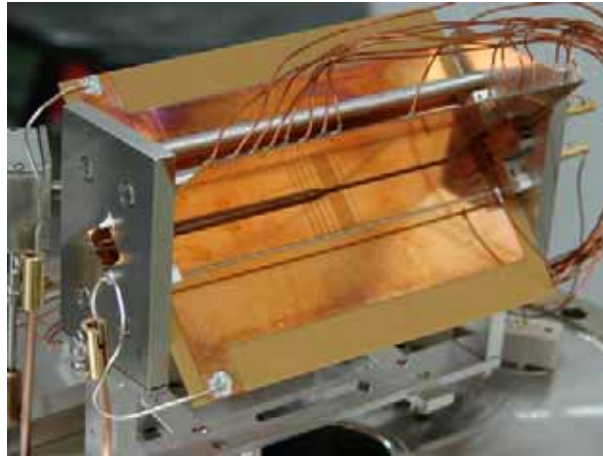


Abb. 2.5: Die Falle, die zu Beginn der Diplomarbeit installiert war. Sie war deutlich größer als die momentan verwendete Falle und nicht mit Gold beschichtet.

nicht leitend verbunden sind. Zusätzlich haben alle vier Flügel eine Leiterbahn auf ihrer Stirnseite, die im folgenden als Rail bezeichnet wird, siehe Abbildung 2.6.

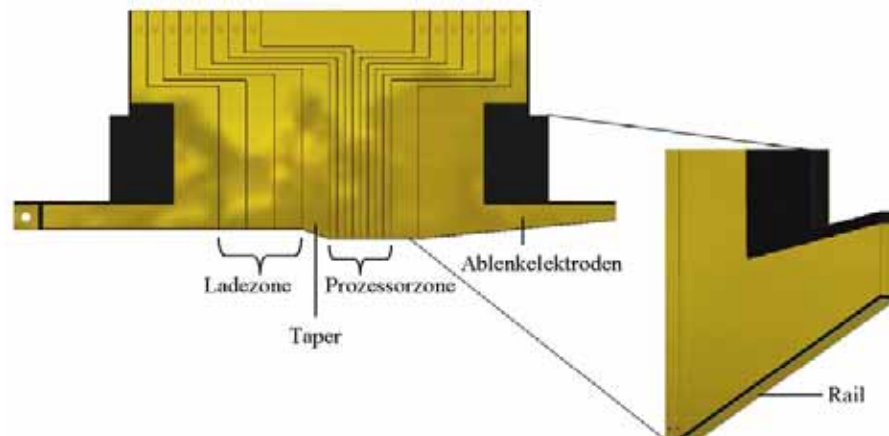


Abb. 2.6: Eine schematische Darstellung der Falle, die momentan in Gebrauch ist. Es wurden die unterschiedlichen Zonen der Falle eingezeichnet. Auch die Rail wurde hier eingezeichnet.

Es gibt drei Zonen auf einem solchen Flügel. Die erste Zone ist die Ladezone, bei ihr sind die Elektroden sehr groß dimensioniert, mit einer Breite von 2,8 mm. Nach einer schrägen Elektrode, die man Taper nennt, fängt die Prozessorregion an. In dieser Zone haben die Elektroden eine Breite von 0,7 mm. Danach kommt die Ablenkzone, welche für die Ionenimplantation verwendet werden kann [24, 25, 26, 27]. Es handelt sich um vier voneinander unabhängige Elektroden, welche die herausgeschossenen Ionen in eine bestimmte Richtung ablenken sollen. Die wichtigste Zone für uns ist die Prozessorregion.



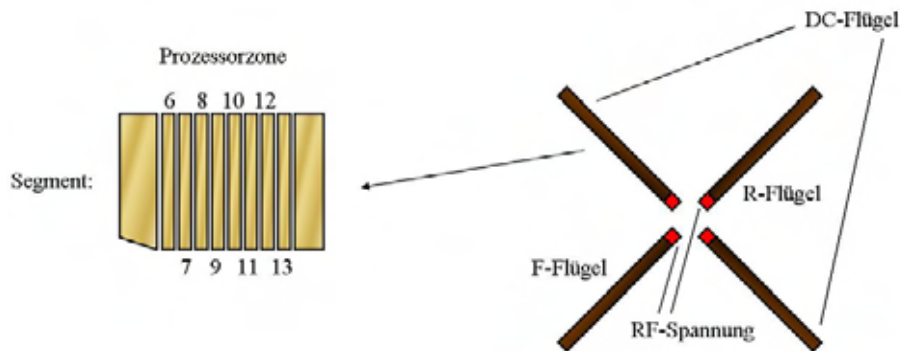


Abb. 2.7: Schematische Darstellung der Flügelanordnung und der Prozessorzone.

Den radialen Einschluss bewerkstelligen wir über die RF-Spannung, die an zwei gegenüberliegenden Flügeln an der Rail anliegt. Diese beiden Flügel nennen wir R- und F-Flügel (siehe Abbildung 2.7). Die Rails der anderen beiden Flügel verwenden wir zum Kompensieren der Mikrobewegung, wobei die Elektroden dieser beiden Flügel jeweils miteinander verbunden sind. Sie tragen somit mit einer Gleichspannung an den Elektroden nur für den axialen Einschluss bei, weshalb wir sie daher DC-Flügel nennen. Für den axialen Einschluss haben wir zwei unterschiedliche Ansteuerungen der Flügel realisiert, die wir über die verschiedenen Filterboxen wählen. Bei der ersten Ansteuerung legen wir die Gleichspannung für den axialen Einschluss an die einzelnen Elektroden aller vier Flügel an. Die vier Elektroden mit gleichen Nummer (5,6,7, usw.) wollen wir als Segment bezeichnen, d.h. es liegt an allen Elektroden eines Segments die gleiche Spannung an. Die Elektroden der R- und F-Flügel tragen zusätzlich noch eine Differenzspannung, d.h. die Hälfte der Differenzspannung wird bei allen Elektroden eines RF-Flügels addiert und bei den anderen subtrahiert. Diese Differenzspannung wird wieder zur Kompensation verwendet. Der Unterschied der zweiten Ansteuerung ist, dass keine Gleichspannung für den axialen Einschluss mehr am R- und F-Flügel anliegt sondern nur noch die Differenzspannung für die Kompensation. Abbildung 2.8 zeigt unsere Falle, verkabelt und einbaufertig für die Vakuumkammer. Man kann erkennen, dass diese Falle weniger Oxidschichten aufweist als die Falle, die zuvor installiert war.

#### 2.2.4 Ionenkristalle und Schwingungsmoden

Es gibt mehrere Schwingungsmoden der Ionenkristalle in einer Falle. Falls der Einschluss in x-y Richtung im Vergleich zur z-Richtung sehr viel größer ist, können sich Zick-Zack-Moden ausbilden. Bei sehr steilen und schmalen Fallenpotentialen haben wir eine Kette oder einen Ring in der x-y-Ebene. Wir wollen jetzt aber die Forderung, dass der Einschluss in der x-y-Ebene viel stärker ist, aufrechterhalten. In diesem Fall haben wir eine Ionenkette in der z-Richtung. Dabei ordnen sich die Ionen entlang der Fallenachse so an, dass ein Gleichgewicht zwischen dem Fallenpoten-

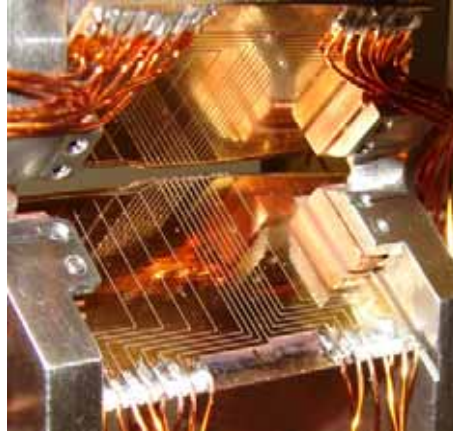


Abb. 2.8: Die neuere Falle, die jetzt in Gebrauch ist. Sie ist kleiner gehalten als die vorige Falle. Auf dem Photo sind die Falleflügel bereits verkabelt und auf die Chiphalter montiert bereit zum Einbauen in die Vakuumkammer.

tial in z-Richtung und der Coulomb-Wechselwirkung der Ionen besteht. Im folgenden wollen wir analog zu [22] die Gleichgewichtslage und die verschiedenen Schwingungsmoden der Ionen näher betrachten. Die potentielle Energie ist in solch einem System mit N Ionen wie folgt gegeben:

$$E_{pot} = \sum_{j=1}^N \frac{1}{2} m \omega_z^2 z_j^2 + \sum_{i,j=1, i \neq j}^N \frac{Q^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{1}{|z_j - z_i|} \quad (2.17)$$

Die Gleichgewichtspositionen erhält man, indem man die erste Ableitung nach dem Ort gleich Null setzt:  $[\partial E_{pot} / \partial z_n]_{x_n = x_n^{(0)}} = 0$ . Die Lösungen für  $n = 2, 3$  kann noch analytisch gelöst werden:

$$N = 2 : z_1 = -(0,5)^{2/3} \cdot l, z_2 = (0,5)^{2/3} \cdot l \quad (2.18)$$

$$N = 3 : z_1 = -(1,25)^{1/3} \cdot l, z_2 = 0, z_3 = (1,25)^{1/3} \cdot l \quad (2.19)$$

wobei die Längenskala  $l$  wie folgt definiert ist:

$$l = \left( \frac{Q^2}{4\pi\epsilon_0 m \omega_z^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.20)$$

Die Lösungen für mehr Ionen können nur noch numerisch berechnet werden. Diese Abstände sowie die Frequenzen der axialen Schwingungsmoden kann man in Abbildung 2.9 erkennen.

Wie wir schon gesehen haben, gleicht das Fallenpotential einem harmonischen, deshalb können wir der Ionenkette auch unterschiedliche Schwingungsmoden zuordnen. Wir wollen zuerst die axialen Schwingungsmoden betrachten. Wir nehmen an, dass es sich um eine Ionenkette aus einer

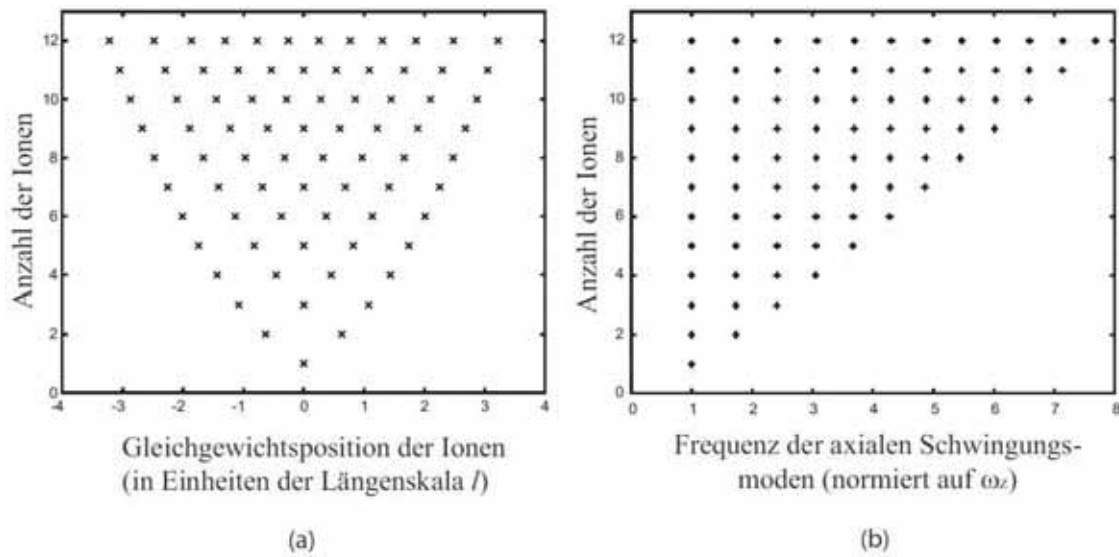


Abb. 2.9: (a) Die Gleichgewichtspositionen in Abhängigkeit der Ionenanzahl. Berechnet für bis zu 12 Ionen in einem parabelförmigen Potential. (b) Die unterschiedliche Frequenzen der axialen Schwingungsmoden in Abhängigkeit der Ionenanzahl. Die Frequenzen sind als vielfaches der axialen Grundfrequenz  $\omega_z$  angegeben.[22]

Sorte von Ionen mit der Masse  $m$  handelt. Zur Bestimmung der Moden lenken wir die Ionen um die kleine Länge  $\rho$  von ihrer Gleichgewichtsposition  $(x_m^{(0)}, y_m^{(0)}, z_m^{(0)})$  aus und betrachten dies mit Hilfe der Lagrange-Funtion  $L = E_{kin} + W_{pot}$ .

$$L = \frac{M}{2} \sum_{i=x,y,z} \left( \sum_{n=1}^N (\rho_{i,n}^2) - \omega_z^2 \sum_{n,m=1}^N (C_{n,m} \rho_{i,n} \rho_{i,m}) \right) \quad (2.21)$$



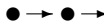









Die Wechselwirkung zwischen Ion  $n$  und Ion  $m$  wird über die Kopplungsmatrizen wie folgt beschrieben:

$$C_{n,m} = \begin{cases} 1 + 2 \sum_{\substack{p=1 \\ p \neq m}}^N \frac{l^3}{|z_m^{(0)} - z_p^{(0)}|^3}, & \text{wenn } n \neq m \\ \frac{-2l^3}{|z_m^{(0)} - z_n^{(0)}|^3}, & \text{wenn } n = m \end{cases} \quad (2.22)$$

Die Kopplungsmatrizen der drei Raumrichtungen stehen in folgende Relation zueinander:

$$C_{n,m}^x = C_{n,m}^y = \left( \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{2} \right) \delta_{n,m} - \frac{1}{2} C_{n,m}^z \quad (2.23)$$

mit  $\alpha = (\omega_z/\omega_r)^2$  und dem Kronekerdelta  $\delta_{n,m}$ . An den Kopplungsmatrizen erkennt man leicht, dass die einzelnen Bewegungen in die drei Raumrichtungen über Coulombkräfte gekoppelt sind.

Ionen- anzahl	Schwingungsmoden					
	COM	axial Breathing	Wobble	COM	radial Rocking	Zig-zag
1	$\omega_z$ 			$\omega_r$ 		
2	$\omega_z$ 	$\sqrt{3} \omega_z$ 		$\omega_r$ 	$\sqrt{\omega_r^2 - \omega_z^2}$ 	
3	$\omega_z$ 	$\sqrt{3} \omega_z$ 	$\sqrt{29/5} \omega_z$ 	$\omega_r$ 	$\sqrt{\omega_r^2 - \omega_z^2}$ 	

Tab. 2.1: Übersicht über die axialen und radialen Schwingungsmoden von Ionenkristalle in linearen Paulfallen. [24].

Durch Diagonalisieren dieser Matrizen erhält man  $N$  Schwingungsmoden in axialer und  $2N$  Moden in radialer Richtung. Die Grundschiwingung in axialer Richtung ist die sogenannte *center-of-mass*-Mode, kurz axiale *COM*-Mode. Bei ihr schwingen alle Ionen mit gleicher Amplitude in Phase axial hin und her. Sie besitzt die kleinste Schwingungsfrequenz  $\omega_z$ . Die nächst höhere nennt man *breathing*-Mode. Bei ihr schwingen alle Ionen links vom Kettenzentrum gegenphasig zu den Ionen rechts vom Zentrum. Die Schwingungsfrequenz ist um den Faktor  $\sqrt{3}$  größer als die Grundfrequenz  $\omega_z$ . Die Amplitude ist proportional zum Abstand vom Zentrum. Die letzte Mode, die man noch analytisch berechnen kann, ist die *wobble*-Mode, deren Frequenz um einen Faktor  $\sqrt{29/5}$  größer ist als  $\omega_z$ . Die Grundschiwingung in radialer Richtung ist ebenfalls eine *COM*-Mode, sprich eine radiale *COM*-Mode. Bei ihr schwingen die Ionen gleichphasig und mit gleicher Amplitude in radialer Richtung. Ihre Frequenz ist  $\omega_r$ . Die nächst höhere Mode ist die Schermode mit einer Frequenz  $\sqrt{\omega_r^2 - \omega_z^2}$ . Wie man erkennt besitzt die höhere Mode eine kleinere Frequenz, dies gilt für alle höhere Moden. Eine kurze Übersicht über die einzelnen Schwingungsmoden findet man auch in Tabelle 2.1.

## 2.2.5 Numerische Simulationen

Wir haben ein Simulationsprogramm, mit dem wir die Fallenpotentiale numerisch berechnen können. Es können hiermit Fallenchips simuliert werden, deren Größe sich im Bereich befind-

det. Trotzdem muss die Genauigkeit der Potentiale im nm Bereich liegen, um jegliche Kräfte auf Ionen simulieren zu können. Dieses Programm basiert auf der BEM-Methode (vom englischen Ausdruck Boundary Element Method) und wird mit Hilfe des Fast-Multipole-Algorithmus beschleunigt. Die Fallengeometrie kann als ein CAD-File verarbeitet eingelesen oder direkt in dem Programm erstellt werden.

Es können auch Bewegungen des Ions in der Falle simuliert werden. Dies soll hier nur kurz angesprochen werden. In Abbildung 2.10 sehen wir eine Simulation [27] der axiale Position des Ions. Klar zu erkennen ist die Säkularbewegung, auf die die kleine Schwingung der Mikrobewegung moduliert ist.

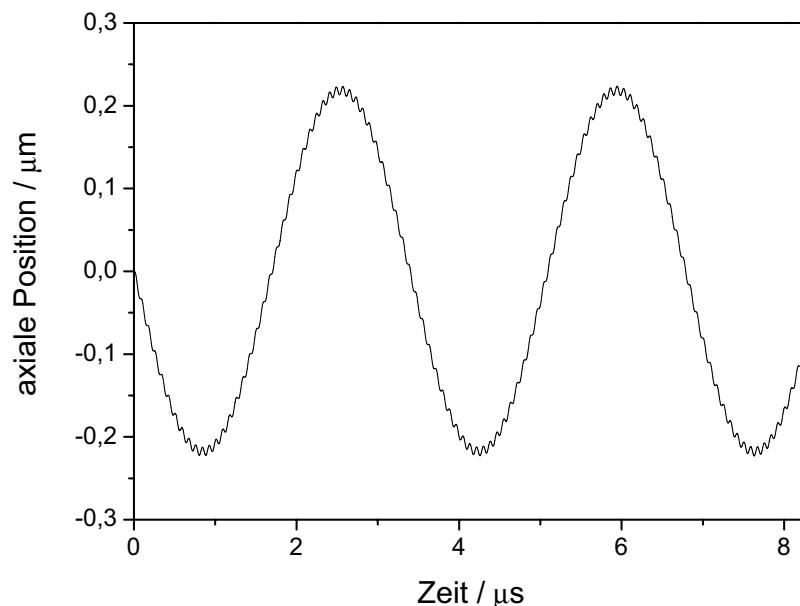


Abb. 2.10: Die hier gezeigte Simulation der Ionenposition in axialer Richtung zeigt die Säkularbewegung, und die darauf modulierte Mikrobewegung. Die sich daraus ergebene Fallenfrequenz ist  $\omega_z = 2\pi \cdot 299$  kHz. [27]

Es können auch nur die Fallenpotentiale berechnet werden, bei denen eine Potentialfunktion zweiter Ordnung angefitet werden kann. Diese Parabel stellt das Potential eines harmonischen Oszillators dar, womit auf die Grundfrequenz zurückgerechnet werden kann. Die Frequenzen der höheren Schwingungsmoden erhält man über die in Abschnitt 2.2.4 gezeigten Relationen. In Abbildung 2.11 sehen wir ein Potential für mit Spannungen 2,893 V an Segment 7 und 1,935 V an Segment 13.

Die gefittete Gleichung können wir nun ausnutzen für die Berechnung der Grundschwingung. Die

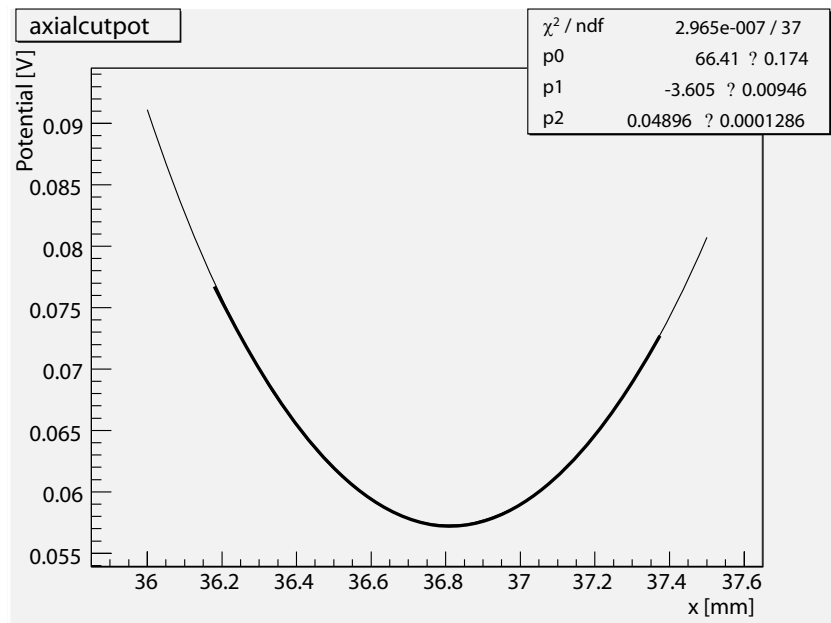


Abb. 2.11: Beispiel eines simulierten Potentials (dünner Graph), aus den Spannungskonfigurationen der Falle: Segment 7 = 2,793 V und Segment 13 = 1,935 V. Und eine an das Potential angefitte Parabel (dicker Graph).

Gleichung Beschreibt das Potential  $\phi = a_z z^2 + c$  mit dem Vorfaktor  $a_z$  vor der zweiten Ordnung. Das elektrische Feld ist somit:

$$E = -\frac{\partial}{\partial z} \phi = -2a_z z \quad (2.24)$$

Bei den harmonischen Oszillator ist die Rückstellkraft proportional zur Auslenkung, und daher gilt  $F = m \cdot \ddot{z} = qE = -2a_z \cdot z$ . Wobei  $m$  die Masse und  $q$  die Ladung des Ions darstellt. Mit der allgemeine Form dieser Differentialgleichung  $\ddot{z} + \omega^2 z = 0$  kann die Frequenz wie folgt identifiziert werden:

$$\omega_z = \sqrt{s \frac{q}{m} a_z} \quad (2.25)$$

Mit dieser Formel haben wir einen direkten Zusammenhang zwischen den gefitteten Potentiale und der sich daraus ergebenden axialen Fallenfrequenz.

### 2.2.6 Vakuumkammer und Strahlengang

Um überhaupt einzelne Teilchen wie Atome, oder wie in unserem Fall Ionen, fangen zu können müssen wir dies unter Vakuumbedingungen vornehmen, da unter Atmosphäre die verschiedenen Gasteilchen, welche der Brownschen Bewegung unterliegen, dies durch Stöße verhindern würden. Für solch eine Bedingung verwenden wir eine Vakuumkammer in der ein Ultrahochvakuum herrscht. Es handelt sich um eine aufrecht stehende zylindrische Edelstahlkammer, die insgesamt elf optische Zugänge besitzt. Jeweils ein Fenster an der Stirnseite des Zylinders und ein Fenster am unteren Rand, hinzu kommen acht Zugänge am oberen Rand die symmetrisch angeordnet sind. Zur Aufrechterhaltung des Vakuums ist an die Kammer eine Ionengeretterpumpe und eine Titansublimationspumpe angeschlossen.

Die wichtigsten optischen Zugänge (im Folgenden Viewports bezeichnet) sind die am oberen Rand. Es handelt sich um fünf normale Viewports und um drei invertierte Viewports, die sich allesamt in der Form eines Oktagons anordnen. Invertierte Viewports sind Fenster die in das Vakuumgefäß hineinragen. Vor dem ersten invertierten Viewport (vp1) befindet sich die Abbildungsoptik und dahinter die EMCCD-Kamera<sup>1</sup> sowie der Photomultiplier.

Bei einer EMCCD-Kamera handelt es sich um eine Kamera, welche einen CCD-Chip besitzt. Mit ihm detektiert sie Licht und wandelt es in elektrische Signale um. Diese Signale werden zusätzlich durch einen EM (vom englischen Ausdruck Elektron Multiplier) verstärkt. Der CCD-Chip wird zusätzlich durch ein Peltier-Element auf bis zu  $-70^{\circ}\text{C}$  gekühlt, um thermisches Rauschen auf dem CCD-Chip zu unterdrücken.

Abbildungsoptik und Kamera befinden sich auf einem Schlitten (siehe Abbildung 2.12), um sie entlang der optischen Achse bewegen zu können. Dies ist notwendig, um die Fokusebene in die Fallenmitte zu legen. Zusätzlich können wir die Abbildungsposition des gefangenen Ions auf dem Kamerabild frei wählen, da der Schlitten in die beiden anderen Raumrichtungen bewegt werden kann. Der Photomultiplier wurde so auf dem Schlitten befestigt, dass wir die Fluoreszenz durch einen klappbaren Spiegel in dessen Richtung reflektieren können. Vor dem Photomultiplier ist eine x-y-Blende montiert, mit der wir das Sichtfenster an die Kameramitte anpassen können. Mit ihr kann auch das Signal-Rausch Verhältnis optimiert werden. Da wir nun mit dem Photomultiplier das selbe beobachten wie die Kamera in ihrem zentralen Sichtbereich, ist es von Vorteil, dass wir die Abbildungsposition auf der Kamera und somit auch den Beobachtungsbereich des Photomultipliers, frei wählen können. Der schwenkbare Spiegel reflektiert ca. 90% der Fluoreszenzlicht zum Photomultiplier. Das heißt, wir sehen auf dem Kamerabild nur noch etwa 10% der Fluoreszenz. Der Vorteil liegt klar auf der Hand: Wenn wir die Fluoreszenz über den Photomultiplier messen, können wir Unregelmäßigkeiten, wie etwa das Aufschwingen oder den Verlust der Ionen dennoch

---

<sup>1</sup> EMCCD kommt vom Englischen Ausdruck: Elektron Multiplaying Charge Coupled Device

mit der Kamera beobachten. Der besagte Spiegel ist schwenkbar, da es beim Laden von Ionen oder beim Kompensieren sinnvoll ist, die gesamte Fluoreszenz auf der Kamera zu sehen.

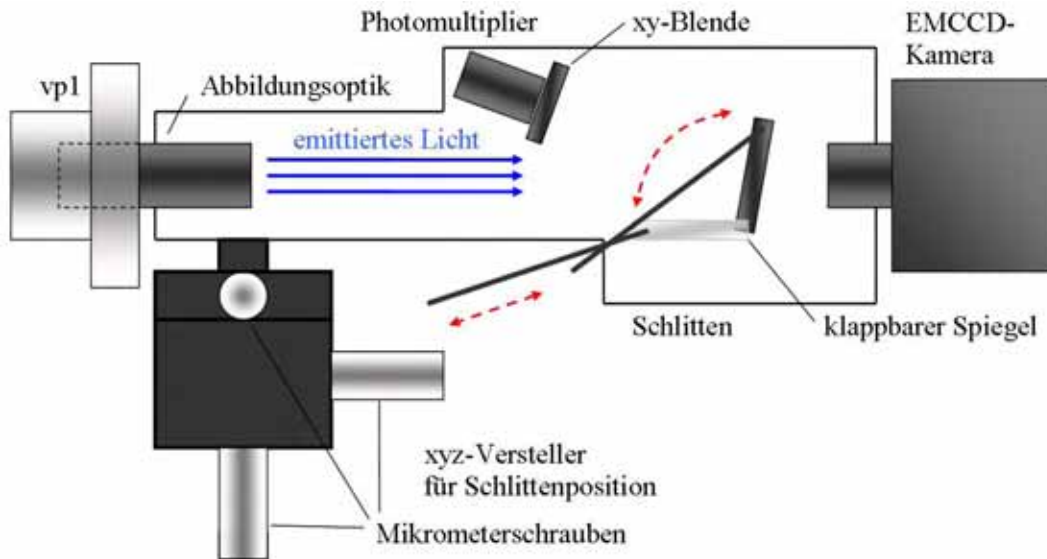


Abb. 2.12: Schematische Darstellung des Schlittens mit den darauf befindlichen optischen Elementen. Der gestrichelte Pfeil deutet die Schwenkbarkeit des Spiegel an.

An den anderen Viewports können wir nun die Laser in die Kammer und somit auf das Ion justieren. Wir verwenden eine Falle, bei der genügend Platz für die Laser vorhanden ist, da wir für spätere Experimente, bei welchen wir ein Laser-Stehwellenfeld konstruieren wollen, uns der große Freiraum zugute kommt. Wobei für die Justage der vielen Laser uns die große Anzahl an Viewports zu Gute kommt. Für die leichtere Beschreibung sind die Viewports im Uhrzeigersinn durchnummeriert (siehe Abbildung 2.13). Bei vp1, vp4 und vp6 handelt es sich um die erwähnten invertierten Viewports.

Wir kommen nun auf die einzelnen Laserstrahlen, welche mitunter auch linear und zirkular polarisiert sind. Der Grund die Verwendung der polarisierten Laser liegt an den Zeemanaufgespaltenen Kalziumniveaus (siehe Kapitel 3.1). Diese Niveaus entstehen durch die Anwesenheit eines Magnetfeldes und werden durch die polarisierten Strahlen angesprochen. Die quantenmechanische Auswahlregel besagt, dass nur Absorption auftritt, wenn der Unterschied der magnetischen Quantenzahl  $\Delta m$  zwischen den Zuständen und die Spinquantenzahl des Photon  $s$  identisch sind. Daher erhöht rechtszirkular polarisiertes Licht ( $\sigma^+$ -Strahl) die magnetische Quantenzahl um eins, linkszirkulares ( $\sigma^-$ -Strahl) senkt die Quantenzahl um eins. Dagegen kann mit linear polarisiertem Licht nur Übergänge mit gleicher magnetischer Quantenzahl  $m$  ansprechen.

Zu Beginn der Diplomarbeit hatten wir einen linear polarisierten 397 nm Laser, der von dem Topptica Modell SHG110 stammte, über den Viewport vp6 auf die Ionen gelegt. Dieser wird nun



über einen PBS (vom englischen Ausdruck Polarized Beam Splitter) in zwei Strahlen aufgeteilt. Somit wird ein Teil nach wie vor über den Viewport vp6 und der andere über den Viewport vp2 eingestrahlt. Da die beiden Strahlen polarisiert sind, nennen wir sie im folgenden  $\pi_1$  (vp6) und  $\pi_2$  (vp2). Sprechen wir von dem  $\pi$ -Laser, so meinen wir beide Strahlen,  $\pi_1$  und  $\pi_2$ . Die Laser im weiteren Verlauf haben sich in ihrer Ausrichtung zur Kammer nicht verändert. Durch den Viewport vp8 legen wir einen zirkular polarisierten Laser auf die Ionen, wir nennen ihn einfach  $\sigma$ . Dieser hat ebenfalls eine Wellenlänge von 397 nm und stammt von dem SHG110 Modell. Über den Viewport vp6 legen wir einen weiteren 397 nm Laser auf die Ionen, der zum Dopplerkühlen verwendet wird. Auch dieser Laser kommt von dem Modell SHG110 und wird deshalb im weiteren Doppler-SHG genannt. Er wird über ein AOM geschaltet, dessen 0. Ordnung für den zuvor aufgeführten  $\pi$ - und  $\sigma$ -Strahl verwendet wird. Ein zusätzlicher 397 nm Laser wird entweder über den Viewport vp4 unpolarisiert oder über den Viewport vp2 linear polarisiert auf die Fallenmitte gerichtet, um ihn für die Dopplerkühlung oder für das Ansprechen bestimmter Zeemanniveaus, hierbei muss er linear polarisiert sein, verwenden zu können. Durch welchen Viewport eingestrahlt wird entscheidet man mit Hilfe eines Klappspiegels. Er kommt von dem Toptica Modell DL110 und wird im weiteren Verlauf einfach 397 genannt.

Die beiden Ionisationslaser werden über Viewport vp2 eingestrahlt. In Viewport vp4 gehen die beiden Rückpump Laser 866 nm und 854 nm in die Kammer. Über den Viewport vp5 können wir mit dem Auge mittels eines selbstgebauten Teleskops die Laser auf das Fallenzentrum justieren.

Alle Laser werden über den Computer geschaltet, indem man mit dem PC einen AOM oder im Fall der Ionisationslaser einen Shutter anspricht. Auch die Verstimmung der Wellenlängen kann über den Computer geregelt werden. Dabei spricht der Computer den Piezo in einer Cavity an, auf welche die Laser stabilisiert sind. Mehr dazu in Abschnitt 2.2.7 und 2.2.8

Die Laser werden meist mit akusto-optischen Modulatoren (AOM) geschaltet. Ein AOM ist ein Kristall, an dem ein Piezo anliegt. An diesen Piezo wird eine sinusförmige Spannung mit der Frequenz  $f$  angelegt, um im Kristall eine laufende akustische Welle zu erzeugen, die den Brechungsindex moduliert. Es entsteht eine Bragg-Streuung am Gitter, wodurch ein Teil der Intensität des Lasers in die anderen Beugungsordnungen gebrochen wird. Durch die Bragg-Streuung wird auch die Laserfrequenz  $\nu$  selbst moduliert. Je nach Beugungsordnung  $n$  gilt:

$$\nu = \nu \pm nf \quad \text{mit} \quad n \in \mathbb{N} \quad (2.26)$$

Durch die Einkopplung des Laserlichts in den AOM kann man nun die Beugungsordnung, die man wählt, optimieren. Als realistische Werte für die Ordnung  $n = +1$  gelten 70% bei infrarotem Licht und 50% bei UV-Lasern.

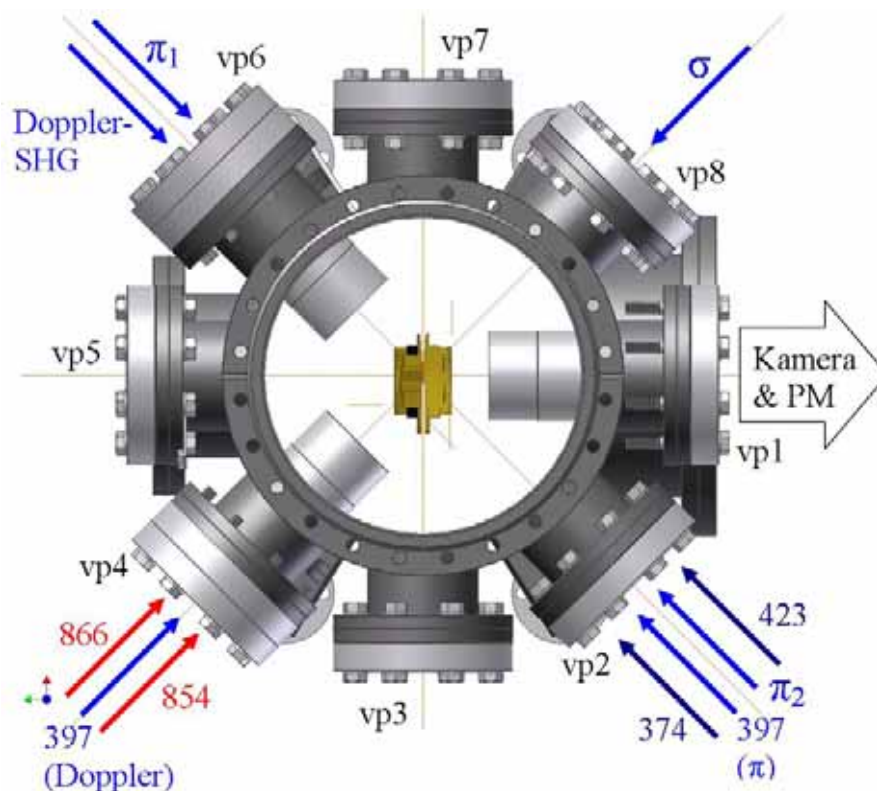


Abb. 2.13: Schematische Zeichnung der Kammer. Eingezeichnet sind die Laserstrahlen, welche für die Experimente benötigt werden

Es kommt natürlich die Idee auf, dass man mit solch einem AOM auch die Frequenz des Lasers linear variieren kann. Dies funktioniert natürlich auch, doch muss dazu die Frequenz am AOM variiert werden. Der vor dem AOM befindliche Resonator führt zu einem Problem. Dieser lässt nur eine kleine Variation der Frequenz  $f$  zu, ohne dass die Leistung durch den Resonator zu gering wird. Durch Anpassung der Leistung an die Frequenz  $f$  kann dieses Problem bedingt umgangen werden. Das heißt, wenn die Frequenz von der Resonanz abweicht, wird die Leistung soweit erhöht, dass am Kristall eine konstante Leistung über den ganzen Frequenzbereich ankommt. Ein zusätzliches Problem stellt die Erhöhung der Frequenz dar, wodurch sich die Beugung der Ordnungen erhöht. Somit wird der Laserstrahl von dem Ion wegwandern. Hierzu gibt es mehrere Lösungsansätze: Um die Position des Strahls konstant zu halten, können wir einen Spiegel, der den Laser zur Kammer führt, über einen Piezo oder einen Schrittmotor bewegen, um die Bewegung des Strahls zu kompensieren. Eine andere und auch elegantere Methode ist die Realisierung eines Doppelpasses mit dem AOM. In Abbildung 2.14 sehen wir eine schematische Darstellung.

Der in den AOM eingekoppelte Strahl wird zuerst durch einen PBS und ein  $\lambda/4$ -Plättchen geführt. Nach dem ersten Durchlaufen des AOMs haben wir eine 0. und eine 1. Ordnung. Die 0. Ordnung wird durch eine Blende von der ersten getrennt. Dahinter befinden sich nun eine Linse und ein

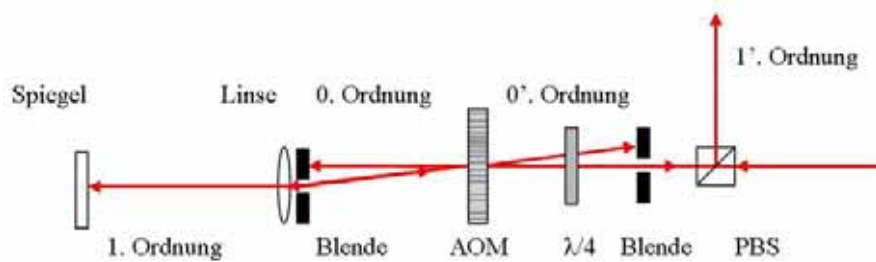


Abb. 2.14: Strahlengang durch einen AOM, welcher als Doppelpass betrieben wird

Spiegel, die als Katzenauge fungieren, d.h. die erste Ordnung sollte genau in sich selbst reflektiert werden und durch den AOM gehen. Wenn die zurückreflektierte Ordnung ein weiteres Mal durch den AOM geht, weist dieser Strahl nach dem AOM wieder zwei Ordnungen auf, die wir mit einem Strich indiziert haben. Die  $0'$ . Ordnung wird wieder von einer Blende absorbiert. Die 1. Ordnung hat nun den gleichen Beugungswinkel wie zuvor, weshalb sie genau in den einfallenden Strahl (0. Ordnung) zurückgeworfen wird. Somit geht die erste Ordnung nun ein zweites Mal durch das  $\lambda/4$  Plättchen, weshalb ihre Polarisation nun um  $90^\circ$  gegenüber dem Eigangsstrahl verdreht ist. Die  $1'$ . Ordnung kann nun mit einem PBS von dem Eingangsstrahl getrennt und zum Experiment geführt werden.

## 2.2.7 Lasersysteme

Wie oben gezeigt brauchen wir einige Laser, um die verschiedenen Übergänge anzusprechen. Die beiden Ionisationslaser stehen in einem Nachbarlabor und werden dort in eine Lichtfaser gekoppelt und kommen auf unserem Experimenttisch überlagert an. Der Ionisationslaser mit der Wellenlänge 423 nm spricht einen Übergang im Kalziumatom an, weshalb seine Wellenlänge stabilisiert werden muss. Der Laser besitzt einen Ring-Resonator, in dem sich ein frequenzverdoppelnder Kristall befindet. Dieser Kristall verdoppelt die Frequenz von seinem infraroten Masterlaser. Es handelt sich um einen gitterstabilisierter Diodenlaser. Der kurzwellige ( $\lambda = 374$  nm) Ionisationslaser, welcher verwendet wird, um das Elektron ins Kontinuum anzuregen, ist ein Diodenlaser. Seine Wellenlänge wird nicht stabilisiert, da die Anregung ins Kontinuum nicht wellenlängensensitiv ist. Die Rückpumplaser bei der Wellenlänge 866 nm und 854 nm sind gitterstabilisierte Diodenlaser. Ihre Wellenlänge wird von externen Cavities stabilisiert.

### Pound-Drever-Hall Laserstabilisierung

Um die Stabilisierung der Laser zu gewährleisten, verwenden wir das sogenannte Pound-Drever-Hall Signal. Dadurch lässt sich die Wellenlänge gegen Langzeit- und Kurzzeitdrifts stabilisieren.

Eine solche Stabilisierung lässt präzise und sehr wellenlängenempfindliche Messungen zu. Eine schematische Darstellung zur Erzeugung eines Pound-Drever-Hall Signals ist in Abbildung 2.15 gezeigt.

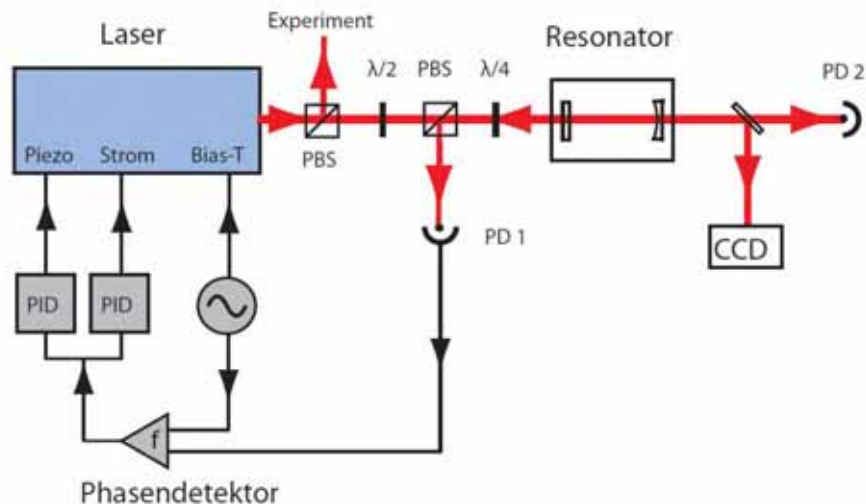


Abb. 2.15: Schematische Darstellung des Grundprinzips einer Pound-Drever-Hall Stabilisierung. Die roten Linien zeigen den Strahlverlauf des Lasers. Die dünnere Linien zeigen die Verarbeitung der elektrischen Signale. [29]

Um das Pound-Drever-Hall Signal zu erzeugen benötigen wir zuerst ein sinusförmiges Signal, welches die Laserfrequenz über den Bias-T Eingang moduliert. Diesem frequenzmodulierten Laser, welcher zum Experiment läuft, entnimmt man über einen PBS einen kleinen Teil Intensität. Dieser Teilstrahl wird dann in eine Cavity eingekoppelt. Die Cavity selbst transmittiert nur Licht, dessen Frequenz einem ganzzahligen Vielfachen des freien Spektralsbereichs (FSR) entspricht nach [28]:

$$\Delta f_{FSR} = \frac{c}{2L}. \quad (2.27)$$

Die Stabilisierung beruht nun darauf, dass das reflektierte Licht so gering wie möglich gehalten wird. Wegen der sinusförmigen Modulation der Frequenz ändert sich die Stärke des reflektierten Lichts ebenfalls sinusförmig. Das ursprüngliche Modulationssignal wird mit dem Reflexionssignal in einen Phasendetektor gegeben. Der Phasendetektor signalisiert nun einen Phasenunterschied von  $0^\circ$ , wenn man sich auf der Seite der positiven Steigung des reflektierten Sinussignals befindet, und einen Phasenunterschied von  $180^\circ$  wenn man sich auf der negativen Steigung befindet. Mit diesen zwei Informationen über Phasenunterschied und Reflexion lässt sich nun das Pound-Drever Hall Fehlersignal konstruieren.

Dieses Fehlersignal wird nun in zwei PID Regler gegeben. PID Regler bestehen aus einem Proportional-, einem Integral- und einem Differential-Glied. Sie versuchen den Sollwert, in unserem Fall die Wellenlänge, konstant zu halten. Um dies sicherzustellen, regelt er einerseits den Strom zu der Laserdiode und andererseits den Piezo an der Giterrückkopplung.

### Die Diodenlaser

Bei unseren Lasern handelt es sich um gitterstabilisierte Diodenlaser. In dem 423 nm Ionisationslaser und dem 397nm SHG-Laser befinden sich wie schon angeführt ein zusätzlicher Frequenzverdoppler. Doch ihr Laserlicht kommt ebenfalls von einem gitterstabilisierten Diodenlaser, den man bei einem solchen Modell Masterlaser nennt. Das Grundprinzip eines solchen Diodenlasers soll nun an dem Lasermodell DL100 erklärt werden.

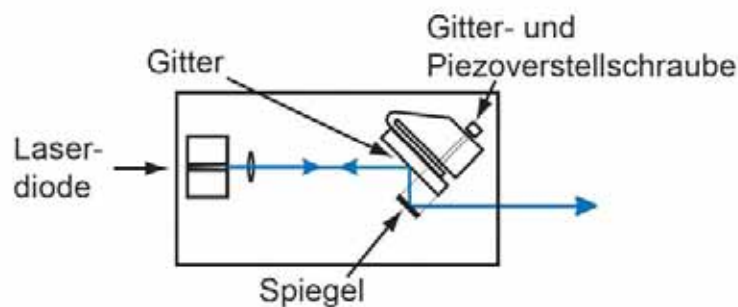


Abb. 2.16: Grundprinzip eines gittergekoppelten Diodenlasers. [29]

Über den Strom der Laserdiode und über die Temperatur der Diode kann die Wellenlänge variiert werden. Auf diese Weise kann man die Wellenlänge über einen weiten Bereich verstellen, jedoch nicht ohne Modensprünge. Modensprünge sind plötzliche große Veränderungen in der Wellenlänge. Ein zusätzlich sehr gravierender Nachteil ist, dass die Linienbreite sehr groß ist, ca. 50 – 100 MHz. Um diesen Problemen entgegenzuwirken, wird das kollimierte Licht auf ein Reflexionsgitter gegeben. Die Normale des Gitters zum einfallenden Strahl wird dann Littrow-Winkel genannt. Er ist nach [28]

$$\sin(\alpha) = \frac{k\lambda}{2d} \quad (2.28)$$

wobei  $d$  die Gitterkonstante ist und  $k$  die Beugungsordnung. Wenn das Gitter nun die erste Beugung zurückkoppelt wird die Intensität dieser ersten Beugung gesteigert. Es lässt sich durch die Kippung des Gitters mit Hilfe eines Piezos der Littrow-Winkel ändern und dadurch die Wellenlänge sehr gezielt einstellen. In der Elektronikbox des Lasers gibt es nun noch eine zusätzliche

Funktion namens “feed-forward“, die den Diodenstrom linear zum Gitterpiezo nachregelt. Der Vorteil, ist dass man einen größeren modensprungfreien Einstellbereich zur Verfügung hat.

### Der SHG Laser mit einer Wellenlänge von 397 nm

Einer unserer 397 nm Laser in unserem Setup ist ein frequenzverdoppelter Diodenlaser von der Firma Toptica. Dieser Laser besteht wie man in Abbildung 2.17 sehen kann nicht nur aus einem Masterlaser mit einer Wellenlänge im Infraroten und einem Verdopplungsresonator, sondern er besitzt auch noch einen Tapered Amplifier (TA), der die Intensität bei der vom Masterlaser gegebenen Wellenlänge zusätzlich verstärkt. Normalerweise wird von der Firma aus die Cavity mittels eines Pound-Drever-Hall-Signals auf die Wellenlänge des Masterlasers stabilisiert, wobei der Masterlaser nicht gelockt ist und seine Wellenlänge nur über ein Poti an der Elektronik gewählt werden kann.

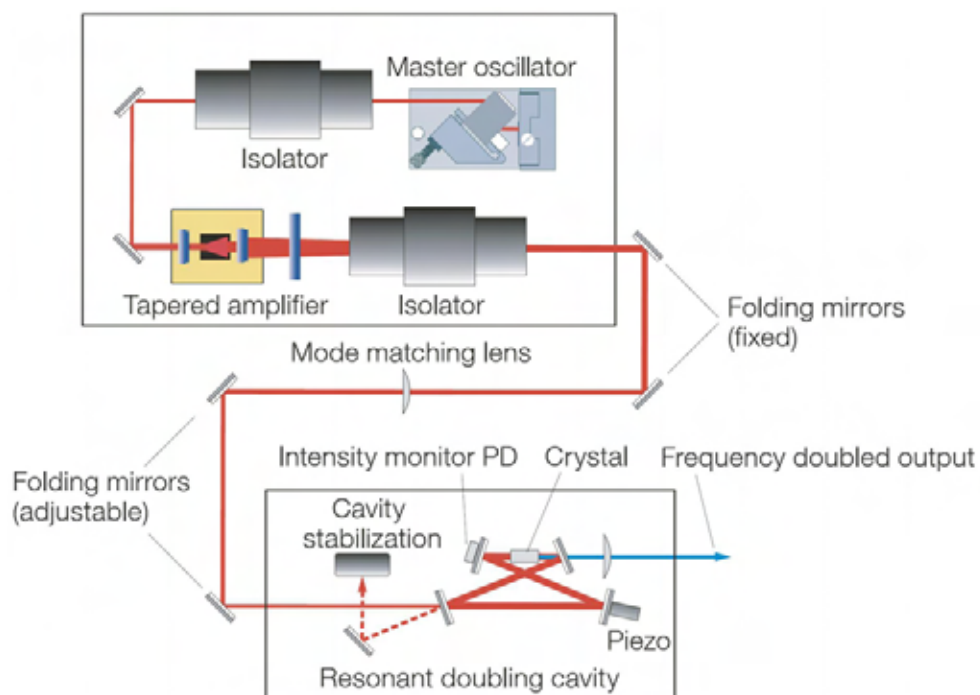


Abb. 2.17: Grundsätzlicher Aufbau des SHG-Lasers. In der oberen Box befinden sich der Masterlaser und der Tapered Amplifier. In der unteren Box befindet sich der Resonator mit dem Verdopplungskristall. [30]

Wir wollen aber elektronisch die Wellenlänge linear erhöhen oder erniedrigen. Deshalb wird unser Masterlaser mit einer Wellenlänge von 793 nm auf eine externe Cavity gegeben. Das entstehende Fehlersignal wird dann über einen Strom-Regelverstärker nach Thalhammer [31] auf die Laser-

diode gegeben. Ein Spiegel in der externen Cavity ist über einen Ringpiezo gehalten und kann dadurch verstellt werden. Eine Längenänderung in der Cavity bedeutet wiederum eine Änderung des freien Spektralbereichs (FSR) und somit eine Änderung der Wellenlänge. Der Verdopplungs-Resonator muss nachgeführt werden. Dies geschieht nach wie vor durch das Fehlersignal, das die Cavity, in welchem der Verdopplungs-Kristall eingebettet ist, selbst erzeugt. Man konstruiert wieder ein PDH-Signal, das über einen PID-Regler die Cavity-Länge nachregelt, und zwar auf die Wellenlänge der Masterdiode. Die Länge der internen Cavity bzw. des internen Resonators wird durch eine Spannungsänderung am Piezo, der einen Spiegel des Resonators trägt, geregelt.

### 2.2.8 Elektronik

Um eine Paulfalle zu betreiben, benötigen wir eine RF Spannung und, bei einer segmentierten Paulfalle, mehrere Gleichspannungen (siehe auch Abschnitt 2.2.1). Für die RF-Spannung verwenden wir einen Frequenzgenerator der Firma Rohde Schwarz<sup>2</sup> der die Spannung mit geeigneter Frequenz erzeugt, diese wird wiederum in einen Verstärker eingespeist. Das verstärkte Signal koppelt man in einen Überhöhungsresonator, der einen schmalen Durchgangsbereich bzgl. den Frequenzen aufweist. Dieses Signal wird einerseits auf die Falle gegeben, und andererseits auf einen kapazitiven Auskoppler, mit dem man direkt die Spannung messen kann, welche an der Falle anliegt. Diese Spannung variiert bei uns zwischen  $350 V_{pp}$  und  $600 V_{pp}$ . Mit dieser Einstellung kann man das Fallenvolumen in radialer Richtung variieren.

Die Spannungen der einzelnen Segmente generieren wir mit einer elektronischen Schaltung, die wir mit dem Computer ansprechen können. Dieser Schaltung besteht im Wesentlichen aus mehreren DAC-ICs (DAC steht für Digital Analog Konverter und wandelt digitale Signale in analoge um), und wird mit dem LPT-Port des Computers über ein selbst geschriebenes Steuerprogramm (MCP = Master Control Programm) angesteuert, siehe Abbildung 2.18. Diese Digitale Signale wandeln nun die DAC Komponenten in Analoge Gleichspannungen von  $-10 V$  bis  $+10 V$  um und geben diese weiter.

Über das Kontrollprogramm können auch die Laser durch TTL-Signale geschaltet werden. Die Schieberegler mit den Bezeichnungen der Laser 397, 866 und *SHG* regeln dessen Wellenlängen. Die Wellenlängen der Ionisationslaser und des 854 Laser werden über einen Computer im Nachbarlabor geregelt.

Es sollte garantiert werden, dass keine unerwünschten Störspannungen in die Spannungsversorgung der Fallenelektroden kommen. Vor allem Wechselfspannungen wirken störend. Um die Gleichspannung so rein wie möglich zu erzeugen, wird die Versorgungsspannung der elektrischen

---

<sup>2</sup> Rohde Schwarz, Modell SMS.2

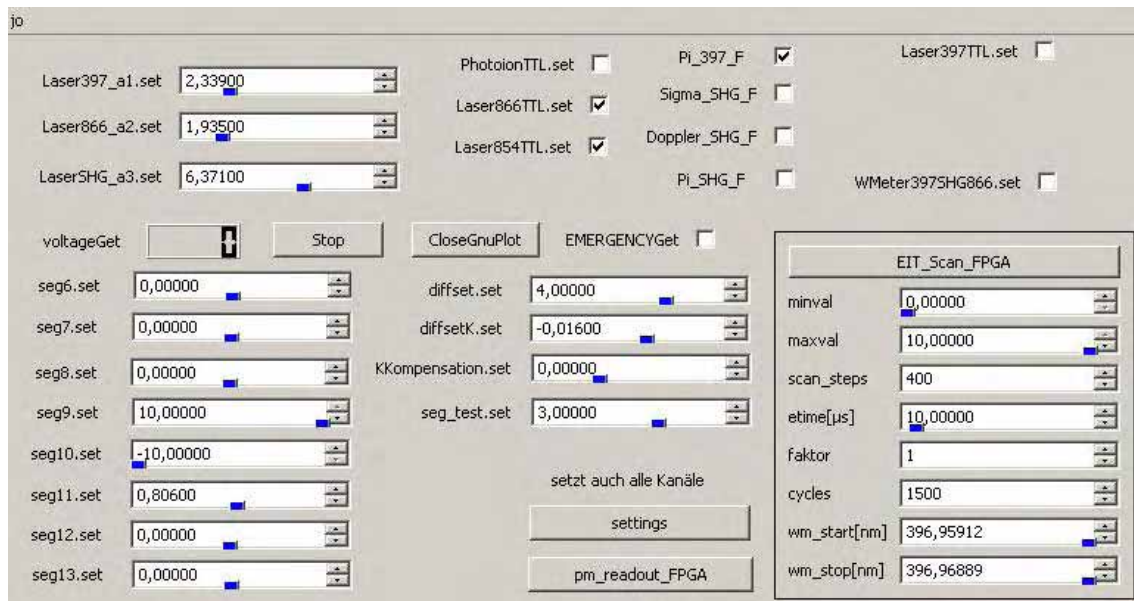


Abb. 2.18: Teilausschnitt des Master Control Programm (MCP). Mit den Schieberegler kann die Spannung an den Fallensegmenten gewählt werden. Auch die Wellenlänge der Laser lassen sich durch die Regler bestimmen.

Schaltung nicht über das gewöhnliche Netz gewählt, ansonsten könnten die 50 Hz Netzbrummen auf der Versorgungsspannung liegen oder sogar Frequenzen von anderen Geräten in das Netz rückkoppeln. Daher verwenden wir zur Versorgung der Schaltung zwei Autobatterien, die sich in einer Abgeschirmte Metallbox befinden. Wir haben nun eine +12 V und durch Umpolen der anderen Batterie eine -12 V Spannungsversorgung, die nahezu keinerlei Schwankungen aufweist. Für den Fall, dass sich eine andere Wechselspannung in die Zuleitung zur Falle induziert, verwenden wir direkt an der Vakuumkammer Filterboxen. Beim Inhalt dieser beiden Filterboxen handelt es sich um Tiefpässe für jeden einzelnen Kanal den wir ansprechen.

Die Ansteuerung der AOMs ist recht einfach. Er wird zuerst durch ein VCO (vom englischen Voltage Controlled Oscillator) oder durch einen geeigneten Signalgenerator angesteuert. Zwei von unseren AOMs werden über die Signalgeneratoren von der Firma Rohde Schwarz<sup>3</sup> angesteuert. Der Vorteil, die AOMs durch Signalgeneratoren anzusprechen, besteht darin dass wir die Frequenz und die Leistung variieren (siehe auch Kapitel 2.2.6), und das wir sie phasenstar mit verschiedenen Frequenzen versorgen können. Wenn man aber die AOMs nur zum Schalten nimmt, reicht für gewöhnlich ein VCO. Nach der Signalquelle kommt ein Switch<sup>4</sup>. Der Swith schaltet das Signal durch, wenn am TTL-Eingang des Bauteils ein logisches Highsignal anliegt. Das RF Signal wird nun in einen Verstärker gegeben, um vor dem AOM seine geeignete Signalstärke zu erhalten.

<sup>3</sup> Rohde Schwarz Modell SML01

<sup>4</sup> Hersteller: Mini Circuit



Dieser Aufbau garantiert ein sehr schnelles Schalten des Lasers, so dass wir Schaltsequenzen im Zeitbereich von wenigen ns realisieren können.

Eine effiziente Technik, um verschiedene Pulsarten zu erzeugen, ist die Verwendung eines FPGAs (vom englischen Field Programmable Gate Array). Er kann durch ein Gigabit-Ethernet angesprochen werden, weshalb wir die Pulse im Skript vom PC erzeugen können. Das Steuerprogramm führt nun das Skript aus und schreibt zunächst die Pulsdaten in den FPGA. Dieser generiert die gewünschten Pulssequenzen und steuert somit das Experiment. Der Photomultiplier gibt nur einen Count pro detektierten Photon an eine Counter-Karte<sup>5</sup> weiter, um nun zu wissen, wie viele Photonen pro Zeitabschnitt detektiert werden, benötigt die Counter-Karte eine Pulssequenz. Die Counter-Karte zählt nun die Counts zwischen zwei steigenden Flanken der Pulssequenz zusammen und schreibt diese in einen Array. Diese Pulssequenz wird auch von unserem FPGA generiert. Weitere Pulssequenzen von dem FPGA benutzen wir um mehrere Laser zu schalten. Unter anderem den normalen 397, den  $\pi$ , den  $\sigma$  und den Doppler-SHG. Wie man leicht nachvollziehen kann, schreiben wir mit unserem FPGA nur Logiksequenzen. Ein Beispiel für eine solche Sequenz, die für ein EIT-Kühlexperiment benötigt wird, ist in Abbildung 2.19 zu erkennen. In ihr schaltet immer abwechselnd der Doppler Laser und der  $\pi$ -Laser an. Bei jedem zweiten  $\pi$ -Puls wird der  $\sigma$ -Laser dazugeschaltet.

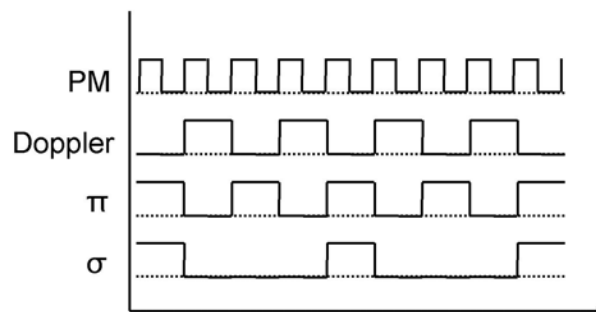


Abb. 2.19: Beispiel einer Pulsfolge, welche vom FPGA generiert wird. Diese verwenden wir, um EIT-Spektrum der Ionen aufzunehmen

Durch den FPGA können sehr schmale Pulse generiert werden, die bis zu 10 ns kurz sind. Doch eine Verkürzung bringt auch Probleme mit sich. Beispielsweise ist die Steigung der Flanke begrenzt, was dann wiederum für ein Logikgerät wie z.B. ein Switch oder eine Counter-Karte schwer als high oder low zu erkennen ist. Auch Mehrfachzählungen können bei einem einzigen Puls entstehen, wenn das Signalkabel falsch abgeschlossen ist. Wenn es mit einem sehr hohen Widerstand abgeschlossen ist, können Signalreflexionen entstehen, wodurch der high-Zustand schwingend erreicht wird. Dies erkennen manche Geräte als mehrere Flanken und verzählen sich.

<sup>5</sup> National Instruments, Modell PCI-6035 E



## 3. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

In der Einleitung beschrieben wir kurz die einzelnen Kühlverfahren mitunter der EIT-Kühlung, auf die in dieser Diplomarbeit das Hauptaugenmerk gelegt werden soll. In diesem Kapitel wollen wir die einzelnen Kühlverfahren etwas genauer behandeln, aber auch andere theoretische Grundlagen die in Bezug auf diese Arbeit von Bedeutung sind.

### 3.1 Die Energieniveaus von Kalzium

Da wir in unseren Experimenten mit Kalziumionen arbeiten und diese später auch grundzustandskühlen wollen, ist es sinnvoll, die unterschiedlichen Niveaus zu kennen. Zuerst wollen wir das neutrale Kalzium betrachten. Anschließend betrachten wir ionisiertes Kalzium, da wir mit diesen Niveaus experimentieren wollen.

#### Das Niveauschema im neutralem Kalzium

Wir arbeiten bevorzugt mit Kalzium, da dies zu den Erdalkalimetallen gehört und zwei Valenzelektronen besitzt. Bei einer einfachen Ionisation haben wir ein leicht anregbares Ion, wodurch wir mit Wellenlängen arbeiten können, welche kommerziell erhältliche Laser erzeugen. Das Kalzium<sup>1</sup> wird in einen dafür gefertigten Ofen gefüllt. Bei dem Ofen handelt es sich um ein gebogenes Röhrchen, parallel dazu befindet sich ein dicker Draht, der mit einem Tantalplättchen mit dem gebogenen Röhrchen verbunden ist. An das Röhrchen, das an einem Ende geschlossen ist, und den parallelen Draht legt man nun eine Spannung an. Dies bewirkt einen Stromfluss, der eine starke Hitzeentwicklung an der Verbindung Röhrchen zu Tantalplättchen zur Folge hat. Die neutralen Kalziumatome werden nun sublimiert. Der Ofen hat ungefähr eine Leistung von 4 W. Die neutralen Kalziumatome können die Fallenpotentiale passieren, und werden erst im Fallenvolumen selbst ionisiert. Es gibt mehrere Ionisationsarten. Die Stoßionisation und die Multi-Photonen-Ionisation sind Ionisationsarten, welche wir in unserem Experiment nicht verwenden. Der Ein-Photon Prozess durch einen resonanten Laser benötigt eine Wellenlänge, die kleiner ist als 248 nm, was wiederum kurzwelliges UV und aufwendiger in der Beschaffung ist. Dieses Verfahren hat zusätzlich den Nachteil, dass es nicht isotopenselektiv ist. Wir ionisieren daher über mehrere resonante Anregungen des Elektrons. Diese Methode wird auch als “resonant enhanced multi-photon ionisation”

---

<sup>1</sup> Alfa Aesar, Reinheit von 99,5%, Körnergröße max 1,2 mm (16 mesh)

(REMPI) bezeichnet. Bei einem Kalziumatom haben wir mehrere Möglichkeiten, unsere Laser zu wählen, siehe auch Abbildung 3.1. Einerseits ist es möglich, das Valenzelektron mit einem 272 nm Laser in den kurzlebigen  $5^1P_1$  Zustand anzuregen, wodurch das Elektron durch spontane Emission in den Zustand  $3^1D_2$  zerfällt. Von dort aus kann man das Atom mit dem gleichen 272 nm Laser ionisieren. Dies benötigt jedoch einen sehr kurzwelligen UV Laser. Für die andere Möglichkeit, die bei uns zum Einsatz kommt, benötigt man jedoch zwei unterschiedliche Wellenlängen. Der erste Laser mit einer Wellenlänge von 423 nm hebt das Elektron in das  $4^1P_1$  Niveau. Für den Übergang in das Kontinuum benötigt man einen Laser mit einer Wellenlänge, die kleiner als 398 nm ist. Dies wird in unserer Gruppe durch einen Laser mit einer Wellenlänge von 374 nm realisiert.

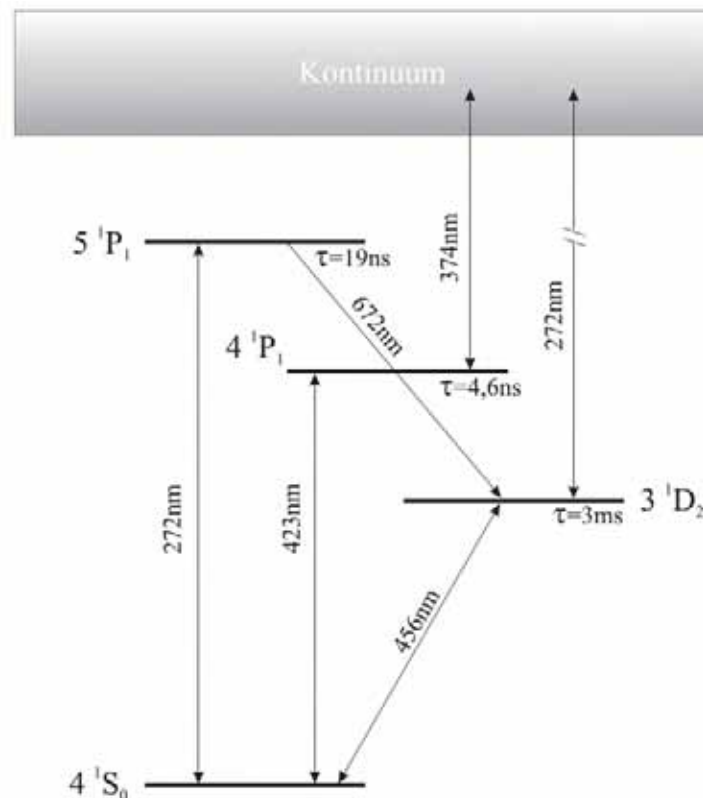


Abb. 3.1: Niveausystem eines Kalziumatoms mit den entsprechenden Wellenlängen um die Übergänge anzusprechen.[28]

### Das Niveauschema in einfach ionisiertem Kalzium

Wenn wir nun das Kalzium ionisiert haben, benötigen wir mehrere Laser, um es zu kühlen und gegebenenfalls zu manipulieren. In Abbildung 3.2 sehen wir die wichtigsten Übergänge des Kalzium-Ions. Für den Übergang von  $4^2S_{1/2}$  zu  $4^2P_{1/2}$  benötigen wir einen Laser mit der Wellenlänge 397 nm. Dieser Übergang wird nun auch zur Dopplerkühlung verwendet. Meist zerfällt der angeregte  $4^2P_{1/2}$  Zustand durch spontane Emission in das  $4^2S_{1/2}$  Niveau und kann von dort

wieder durch den 397 nm Laser angeregt werden. Zu einem kleinen Prozentsatz zerfällt das Ion in die metastabilen  $3^2D_{3/2}$  und  $3^2D_{5/2}$  Niveaus. Um die Kühlung des Ions nicht zu unterbrechen werden diese Zustände durch zwei Laser mit den Wellenlängen 866 nm und 854 nm permanent leergepumpt.

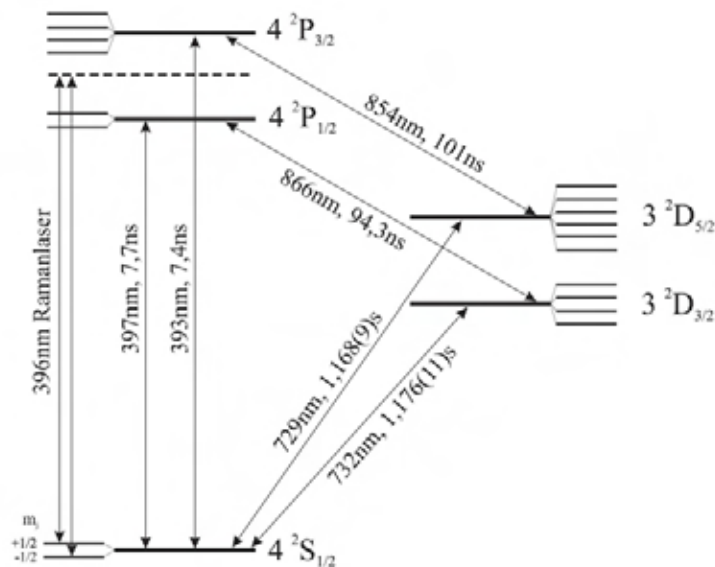


Abb. 3.2: Niveausystem eines Kalziumions mit den entsprechenden Wellenlängen, um die einzelnen Übergänge anzusprechen.[28]

Existiert nun ein Magnetfeld am Ort der Kalzium-Ionen, so spalten ihre Energieniveaus auf. Die aufgespaltenen Niveaus nennt man Zeeman-Niveaus nach dem Entdecker *Pieter Zeeman* (1865 - 1943). Die Niveaus spalten sich in  $(2j + 1)$  Unterniveaus auf, wobei  $j$  die Gesamtdrehimpulsquantenzahl und die Addition aus Bahndrehimpuls  $l$  und Elektronspin  $s$  ist. Die Aufspaltungen sieht man in Abbildung 3.2 angedeutet.

### 3.2 Linienbreiten von Spektrallinien

Nach Bohr (*Niels Hendrik David Bohr* 1885-1967) sitzen die Elektronen auf ganz bestimmten Energieniveaus. Um sie auf ein höheres Niveau zu heben, muss die Anregungsenergie exakt der Differenz der Energieniveaus entsprechen. Bei photonischer Anregung muss deshalb das absorbierte Photon der Energiedifferenz entsprechen. Das gleiche Prinzip gilt auch für die Emission. Nach Planck (*Max Planck* 1885-1947) entspricht dieser Energie des Photons eine exakt bestimmbare Frequenz  $E = h\nu$ .

Doch in den Experimenten beobachtet man, dass bei Absorption und Emission die Frequenz des

Lichtes bzw. die Spektrallinie nicht streng monochromatisch ist. Und auch bei beliebig guter Auflösung findet man immer eine Frequenzverteilung. Man spricht von einer natürlichen Linienbreite, wenn eine solche Verteilung von dem atomaren System selbst herrührt. Es gibt auch noch weitere Effekte, die zu einer Linienverbreiterung führen, wie wir noch sehen werden.

Wir wollen nun die verschiedenen Linienbreiten in Analogie zu [32] beschreiben.

### Die natürliche Linienbreite [32]:

Wenn wir die Spektrallinie bei einer Absorption oder Emission genauer betrachten, so ergibt sich eine Frequenzverteilung  $I(\nu)$  der Intensität um die Mittelfrequenz  $\nu_0$ . Die Frequenzdifferenz  $\delta\nu = |\nu_2 - \nu_1|$ , bei der die Intensität  $I_0$  in einem spektralen Linienprofil auf die Hälfte gesunken ist, nennt man die Halbwertsbreite (FWHM). Dies kann man natürlich auch als Kreisfrequenzmaß  $\delta\omega = 2\pi\delta\nu$  oder über  $\lambda = a/\nu$  als Wellenlängendifferenz  $\delta\lambda$  angeben. Um es unabhängig von der Schreibweise zu machen, gibt man meist die relativen Halbwertsbreiten an, die in allen drei Varianten gleich sind.

$$\left| \frac{\delta\nu}{\nu} \right| = \left| \frac{\delta\omega}{\omega} \right| = \left| \frac{\delta\lambda}{\lambda} \right| \quad (3.1)$$

Betrachten wir einfachheitshalber die spontane Emission, wodurch ein angeregtes Atom seine Energie über elektromagnetische Strahlung verlieren kann. Wenn wir das Valenzelektron mit dem klassischen Modell eines harmonischen Oszillators der Masse  $m$  und dem Rückstellmoment  $D$  beschreiben, so entspricht die Abstrahlung des Photons einer Dämpfung mit der Dämpfungskonstante  $\gamma$ . Die Differentialgleichung dürfte dem Leser schon bekannt sein:

$$\ddot{x} + \gamma\dot{x} + \omega_0^2 x = 0 \quad (3.2)$$

Die Eigenkreisfrequenz ist dann über  $\omega_0^2 = D/m$  bestimmt, und eine reelle Lösung ist somit:

$$x(t) = x_0 e^{-(\gamma/2)t} \left[ \cos(\omega t) + \frac{\gamma}{2\omega} \sin(\omega t) \right] \quad (3.3)$$

mit  $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2/4}$ .

Die Dämpfung ist in den meisten praktischen Fällen sehr gering, deshalb können wir  $\gamma \ll \omega_0$  annehmen. Somit können wir  $\omega \simeq \omega_0$  setzen und in Gleichung 3.3 den zweiten Term Null setzen. Die Eigenfrequenz entspricht dann dem Übergang zwischen zwei Energieniveaus  $\hbar\omega_0 = \hbar\omega_{ik} = E_i - E_k$  im Atom.

Durch eine Fourier-Transformation der abnehmenden Schwingungsamplitude  $x(t)$  erkennt man,

dass die Frequenz der abgestrahlten elektromagnetischen Welle nicht mehr monochromatisch ist, sondern einem Frequenzspektrum entspricht. Betrachtet man also  $x(t)$  als Überlagerung vieler Frequenzen  $\omega$  mit den entsprechenden Amplituden  $A(\omega)$ , so erhält man durch die Fourier-Transformation die Amplituden wie folgt:

$$\begin{aligned} A(\omega) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} x(t) e^{-i\omega t} dt \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} x_0 e^{-(\gamma/2)t} \cos(\omega_0 t) e^{-i\omega t} dt \end{aligned} \quad (3.4)$$

wobei  $x(t) = 0$  für  $t < 0$  gesetzt wurde.

Durch Integration erhält man die komplexe Amplitude  $A(\omega)$ . Das Betragsquadrat der Amplitude  $A \cdot A^*$  entspricht der Intensität  $I_0$ . In der Umgebung von  $\omega_0$ , wo  $(\omega - \omega_0)^2 \ll \omega_0^2$  ist, erhalten wir dann für die Intensität:

$$I(\omega - \omega_0) = \frac{C}{(\omega - \omega_0)^2 - (\gamma/2)^2} \quad (3.5)$$

Wird das Integral über das gesamte Linienprofil  $I(\omega - \omega_0)$  der Gesamtintensität  $I_0$  gleichgesetzt, so kann man daraus die Konstante  $C$  bestimmen. Diese Rechnung ergibt dann für  $C = I_0 \gamma / 2\pi$ , mit der man das normierte Intensitätsprofil definieren kann:

$$g(\omega - \omega_0) = \frac{\gamma/2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 - (\gamma/2)^2} \quad \text{mit} \quad \int_0^{\infty} g(\omega - \omega_0) d\omega = 1 \quad (3.6)$$

Dies entspricht einer Lorentz-Funktion. Die Halbwertsbreite dieser Funktion entspricht dann der natürlichen Linienbreite  $\delta\omega_n = \gamma$ .

Doch die natürliche Linienbreite kann man in den seltensten Fällen beobachten, da es eine Vielzahl an Verbreiterungseffekten gibt. Zwei davon wollen wir in den nächsten Abschnitten betrachten.

### **Dopplerverbreiterung [32]:**

Befindet sich das Ion in thermischer Bewegung, so wird es bei der Spektroskopie eine verbreiterte Linie aufgrund des Dopplereffekts zeigen (benannt nach *Christian Johann Doppler* 1803 – 1853).

Wir nehmen an, das Ion hätte die Geschwindigkeit  $\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$ . Dann wird die Mittenfrequenz  $\omega_0$  in Richtung des emittierten Lichts  $\vec{k}$  dopplerverschoben. Im nichtrelativistischen Fall ( $v \ll c$ ) misst ein ruhender Beobachter folgende Frequenz:

$$\omega = \omega_0 + \vec{k} \cdot \vec{v} \quad \text{mit} \quad |\vec{k}| = 2\pi/\lambda \quad (3.7)$$

Aber auch die Absorptionsfrequenz des Ions ist verschoben. Bewegt sich das Ion mit  $\vec{v}$  gegen die Lichtquelle mit der Frequenz  $\omega_L$ , so sieht das Ion in seinem Bezugssystem die Frequenz  $\omega' = \omega_L - \vec{k} \cdot \vec{v}$ . Es kommt nun zur Absorption, wenn die Frequenz  $\omega'$  gleich der Eigenfrequenz  $\omega_0$  des Ions ist, das heißt wenn für die Lichtfrequenz  $\omega_L$  im Laborsystem folgende Bedingung erfüllt ist:

$$\omega_L = \omega_0 + \vec{k} \cdot \vec{v}. \quad (3.8)$$

Betrachten wir einfachheitshalber nur die  $z$ -Komponente, das bedeutet der Wellenvektor ist  $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ . Damit ergibt sich für die Absorptionsfrequenz:

$$\omega_L = \omega_0 + k_z v_z = \omega_0 (1 + v_z/c) \quad (3.9)$$

Würde die Geschwindigkeit eines in der Falle gefangenen Ions über längere Zeit aufgezeichnet, so ergäbe dies eine Verteilung, die der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung gleicht. Das heißt, die Wahrscheinlichkeitsverteilung, dass das Ion die Geschwindigkeit  $v_z$  besitzt, ist eine Maxwell'sche Verteilungsfunktion. Nehmen wir an, die Wahrscheinlichkeit  $p(v_z)$ , dass das Ion eine Geschwindigkeitskomponente  $v_z$  innerhalb des Intervall  $v_z + dv_z$  hat, ist:

$$p(v_z)dv_z = \frac{P}{v_w \sqrt{\pi}} e^{-(v_z/v_w)^2} dv_z \quad (3.10)$$

wobei  $v_w = \sqrt{2kT/m}$  die wahrscheinlichste Geschwindigkeit des Ions ist.  $P$  ist dann der Normierungsfaktor um zu garantieren, dass die Gesamtwahrscheinlichkeit 1 ist:  $1 \stackrel{!}{=} P \cdot \int p(v_z)dv_z$ .

Drückt man in Gleichung (3.10) die Geschwindigkeit mit der Beziehung (3.9) aus, so erhält man die Wahrscheinlichkeit, dass das Ion im Frequenzintervall  $[\omega, \omega + d\omega]$  das Licht absorbiert oder emittiert.

$$p(\omega)d\omega = P \frac{c}{v_w} \omega_w \sqrt{\pi} \exp \left[ -c \frac{\omega - \omega_0}{\omega - \omega_w} \right]^2 d\omega \quad (3.11)$$

Spektroskopiert man das Ion nun längere Zeit, d.h. man mittelt über viele Geschwindigkeitszustände des Ions, dann ist die Fluoreszenz proportional zur Wahrscheinlichkeitsverteilung. Dadurch wird das Intensitätsprofil der dopplerverbreiterten Spektrallinie zu:

$$I(\omega) = I(\omega_0) \exp \left[ -c \frac{\omega - \omega_0}{\omega - \omega_w} \right]^2 \quad (3.12)$$

Dies stellt eine Gauß-Verteilung dar mit einer Halbwertsbreite von:



$$\delta\omega_D = |\omega_1 - \omega_2| = 2\sqrt{\ln 2} \omega_0 v_z/c \quad (3.13)$$

Diese Verteilung ist allerdings nur eine Näherung, da das Ion, auch wenn es in Beobachtungsrichtung die Geschwindigkeit  $v_z$  besitzt, nicht nur auf der streng monotonen Frequenzlinie  $\omega' = \omega_0(1 + v_z/c)$  emittiert oder absorbiert, sondern aufgrund der endlichen Lebensdauer des Niveaus eine Lorentz-Verteilung  $g(\omega - \omega')$  wie in Gleichung (3.6) besitzt.

Es sei  $p(v_z)dv_z$  die Wahrscheinlichkeitsdichte, das Ion mit der Geschwindigkeitskomponente im Intervall  $v_z$  bis  $v_z + dv_z$  zu finden. Dann ist die Intensitätsverteilung der Absorption bzw. Emission über einen größeren Zeitbereich gemittelt gleich:

$$I(\omega) = I_0 \int g(\omega - \omega') p(v_z) dv_z \quad (3.14)$$

Setzt man für  $g(\omega - \omega')$  Gleichung (3.6) und für  $p(\omega')$  Gleichung (3.11) ein, so ergibt sich für die Intensitätsverteilung:

$$I(\omega) = C \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-c^2(\omega - \omega')/(\omega' v_w^2)]}{(\omega - \omega')^2 + (\gamma/2)^2} d\omega' \quad (3.15)$$

Die Konstante  $C$  lautet ausgeschrieben

$$C = \frac{\gamma P I_0 c}{2\pi\sqrt{\pi} \omega_0 v_w} \quad (3.16)$$

Diese Verteilung entspricht einer Faltung aus einem Lorentz-Profil und einem Gauß-Profil. Man nennt sie auch Voigt-Profil.

### **Sättigungsverbreiterung [32]:**

Die Sättigungsverbreiterung ist ein sehr wichtiger Punkt, der immer in Betracht gezogen werden sollte, wenn man spektroskopiert. Wir erreichen mittlerweile bei spektroskopischen Messungen sehr schnell ein Sättigungseffekt des Atoms, bedingt durch die sehr hohen Intensitäten der Laser sowie deren schmalen Frequenzbreiten. Dieser Effekt rührt aus einer teilweisen Entleerung der Besetzungsdichte des absorbierenden oder emittierenden Niveaus her, welches durch optisches Pumpen hervorgerufen wird.

Wir wollen uns zuerst mit der Änderung der Besetzungsdichte durch optisches Pumpen näher befassen. Dazu betrachten wir zunächst ein Zwei-Niveau-System mit den Niveaus  $N_1$  und  $N_2$ , siehe 3.3. Sie sollen zusätzlich über Relaxationsprozesse miteinander verküpft sein, aber nicht mit anderen Niveaus („echtes“ Zwei-Niveau-System), wobei wir die Relaxationswahrscheinlichkeiten

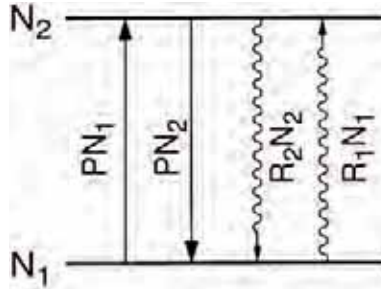


Abb. 3.3: Echtes Zweiniveausystem mit den Zuständen  $N_1$  und  $N_2$ . Ebenfalls eingezeichnet sind die Pumpprozesse  $P$  und die Relaxationsprozesse  $R_1$  und  $R_2$  aus den jeweiligen Niveaus.

mit  $R_i$  bezeichnen wollen. Wenn wir nun die Wahrscheinlichkeit für den Pumpprozess von  $N_1 \rightarrow N_2$  mit  $P = B_{1,2}\rho(\omega)$  bezeichnen, können wir eine einfache Bilanzgleichung wie folgt formulieren:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt} = -PN_1 - R_1N_1 + PN_2 + R_2N_2 \quad (3.17)$$

Es wurde hier angenommen, dass beide Niveaus nicht entartet sind, d.h. die Landé-Faktoren sind  $g_1 = g_2 = 1$ . Wenn wir den stationären Fall  $dN_i/dt = 0$  betrachten, erhalten wir durch Erhaltung der Gesamtbesetzungsdichte ( $N_1 + N_2 = N = \text{const}$ ) folgende Gleichung:

$$N_1 = \frac{N(P + R)}{2P + R_1 + R_2} \quad (3.18)$$

Anhand von Gleichung (3.18), dass für große Pumpraten die Besetzungsdichte des Niveaus 1 gegen die halbe Gesamtbesetzungsdichte läuft:  $N_1(P \rightarrow \infty) \rightarrow N/2$ . Dies gilt wegen der konstanten Gesamtbesetzungsdichte auch für  $N_2$ , d.h.  $N_1 = N_2$ . Dadurch wird der Absorptionskoeffizient  $\alpha_{1,2} = 0$ , das bedeutet, das Medium wird völlig transparent. Im strahlungsfreien Raum ( $P = 0$ ) befindet sich die Besetzungsdichten im thermodynamischen Gleichgewicht.

$$N_{1,0} = N \frac{R_2}{R_1 + R_2} \quad , \quad N_{2,0} = N \frac{R_1}{R_1 + R_2} \quad (3.19)$$

Betrachtet man nun das Problem über die Besetzungsdifferenzen  $\Delta N_0 = N_{1,0} - N_{2,0}$  und  $\Delta N = N_1 - N_2$  und setzt dann die Relationen von Gleichung (3.18) und (3.19) ein, so erhalten wir folgende Beziehung:

$$\Delta N = \frac{\Delta N_0}{1 + 2P/(R_1 + R_2)} = \frac{\Delta N_0}{1 + S} \quad (3.20)$$

wobei  $S$  den Sättigungsparameter bezeichnet, den man wie folgt schreiben kann:

$$S = \frac{2P}{R_1 + R_2} = P/\bar{R} \quad (3.21)$$

Er gibt das Verhältnis von Pumprate zur mittleren Relaxationsrate  $\bar{R} = R_1 + R_2$  an.

Induzierte Emission bzw. Absorption führt zu einer Änderung der Besetzungszahl und somit auch zu einer Veränderung des Linienprofils. Eine vergrößerte Linienbreite tritt nun durch teilweise oder vollständige Sättigung der beteiligten Niveaus auf, meist hervorgerufen durch den Pumplaser. Ist der Pumplaser monochromatisch, so gleicht die Pumprate  $P(\omega)$  und somit auch der Sättigungsparameter  $S(\omega)$  einem Lorentzprofil:

$$S(\omega) = S_0 \frac{(\gamma/2)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2} \quad (3.22)$$

Die absorbierte Leistung  $dW_{12}/dt$  des Übergangs  $1 \rightarrow 2$  bei der Frequenz  $\omega$  ist unter Verwendung von Gleichung (3.20) und (3.22) gegeben durch:

$$\begin{aligned} \frac{dW_{12}(\omega)}{dt} &= \hbar\omega P \Delta N = \hbar\omega \bar{R} \Delta N_0 \frac{S(\omega)}{1 + S(\omega)} \\ &= \frac{C}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma_S/2)^2} \end{aligned} \quad (3.23)$$

Wobei die Konstanten  $C = \hbar\omega \bar{R} S_0 \Delta N_0 (\gamma/2)^2$  und  $\gamma_S = \sqrt{\gamma(1 + S_0)}$  sind. Für den Absorptionskoeffizienten  $\alpha_S(\omega)$  ergibt sich dann:

$$\alpha_S(\omega) = \alpha_0(\omega_0) \frac{(\gamma/2)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma_S/2)^2} \quad (3.24)$$

Wie man sieht gleicht diese Formel einem Lorentz-Profil. Sie besitzt folgende Halbwertsbreite:

$$\gamma_S = \gamma_0 \sqrt{1 + S_0} \quad (3.25)$$

Die Linienbreite ist somit abhängig vom Sättigungsparameter, falls der den Wert  $S_0 = 1$  annimmt, so verbreitert sich das Linienprofil um den Faktor  $\sqrt{2}$  gegenüber dem normalen. Man kann sich dies klarmachen, indem man sich die Absorption vor Augen hält, welche sich in der Linienmitte um den Faktor  $(\gamma/\gamma_S)^2 = (1 + S_0)^{-2}$  senkt, und somit auch die Linienbreite erhöht, wie man in Abbildung 3.4 erkennen kann.

Zusätzlich kann man der Sättigungsparameter wie Folgt definiert werden [33]:

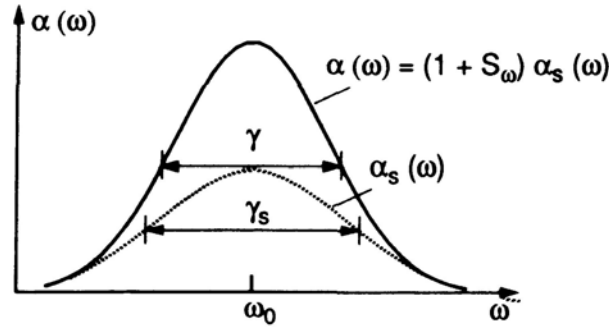


Abb. 3.4: Sättigungsverbreiterung

$$S_0 := \frac{\Omega^2}{\gamma_0} \quad (3.26)$$

wobei die Rabi-Frequenz  $\Omega = (\vec{d} \cdot \vec{E})/\hbar$  ist. Mit der Sättigungsintensität:

$$I_{Sat} := \frac{4\pi^2 \hbar c \gamma_0}{3\lambda}, \quad (3.27)$$

die so definiert ist, dass im Falle  $\Omega = \gamma_0$  die Laserintensität  $I = I_{Sat}$  ist, und der Verbindung zwischen der Zerfallsrate und der Dipolmatrixelement:  $\gamma_0 = (8\pi^2 d)(3\epsilon_0 \hbar \lambda^3)$  ergibt sich zwischen der Laserintensität und der Sättigung:

$$I(S_0) = \frac{4\pi^2 \hbar c \gamma_0}{3\lambda^3} S_0, \quad (3.28)$$

Für eine Wellenlänge 397 nm, die wir in unseren Experimenten nehmen, ergibt sich dann folgende Relation nach [33]:

$$I(S_0) = 864 \cdot S_0 \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \right], \quad (3.29)$$

### 3.3 Elektromagnetisch induzierte Transparenz in einem $\Lambda$ -Levelsystem

In diesem Kapitel wollen wir veranschaulichen, wie die elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT) [1, 2, 3] oder auch Dunkelresonanz in einem Mehr-Niveausystem zustande kommen, und welche Bedingungen an die benötigten Laser und das Atom gestellt werden müssen.

Wir nehmen ein Atom mit einem Drei-Niveausystem an, von dem zwei Niveaus ( $|1\rangle$  und  $|2\rangle$ ) die gleiche Parität besitzen und deren Dipolübergang verboten ist. Diese beiden Levels können über einen erlaubten Dipolübergang in das Niveau  $|3\rangle$  angeregt werden, dessen Parität entgegengesetzt

ist. Diese Niveaus können als Leiter oder als V-Schema angeordnet sein. Um nicht in den Anwendungen beschränkt sein zu müssen, wollen wir diese drei Niveaus jedoch als  $\Lambda$ -Schema betrachten. Der Übergang  $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$  bzw.  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$  wird mit dem Probe-Laser, der die Frequenz  $\omega_P$  besitzt, bzw. mit dem Coupling-Laser, der die Frequenz  $\omega_C$  besitzt, angesprochen. Die Kopplung der Laser an das Atom kann mit dem Hamiltonian  $H = H_0 + H_{\text{int}}$  beschrieben werden, wobei  $H_0$  den Hamiltonian des ungestörten Atoms beschreibt.

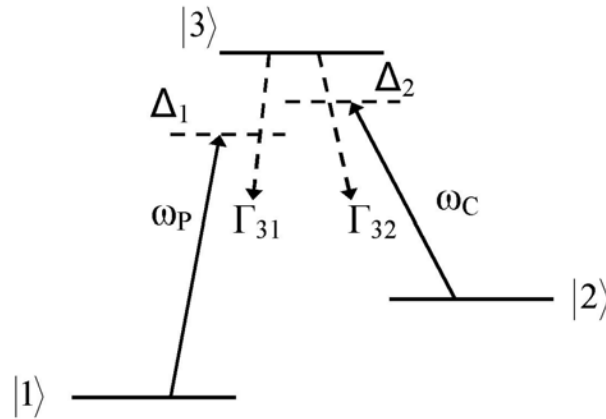


Abb. 3.5: Ein für EIT übliches  $\Lambda$ -System, mit den beiden Grundniveaus  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$  und dem Angeregten Niveau  $|3\rangle$ . Eingezeichnet sind die Frequenzen des Probe-Lasers  $\omega_P$  und des Coupling-Lasers  $\omega_C$ , sowie die Verstimmungen der beiden Laser  $\Delta_1 = \omega_{31} - \omega_P$  und  $\Delta_2 = \omega_{32} - \omega_C$ .  $\Gamma_{ik}$  bezeichnet die Zerfallsrate vom Zustand  $|i\rangle$  in den Zustand  $|k\rangle$ .

Innerhalb der Dipolnäherung erhalten wir für den Wechselwirkungs-Hamiltonian des Atom-Laser-Systems:  $H_{\text{int}} = \vec{\mu} \vec{E}$ . Definieren wir für die Rabi-Frequenz  $\Omega = \vec{\mu} \vec{E}_0 / \hbar$  mit der Amplitude des elektrischen Feldes  $\vec{E}$  und dem Dipolmoment  $\vec{\mu}$  des Übergangs, so erhalten wir die Rabi-Frequenzen  $\Omega_P$  bzw.  $\Omega_C$  für den Probe- bzw. den Coupling-Laser. In einem rotierenden Bezugssystem erhalten wir somit nach [1] für den Wechselwirkungs-Hamiltonian:

$$H_{\text{int}} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Omega_P \\ 0 & -2(\Delta_1 - \Delta_2) & \Omega_C \\ \Omega_P & \Omega_C & -2\Delta_1 \end{pmatrix}$$

wobei  $\Delta_1 = \omega_{31} - \omega_P$  die Verstimmung des Probe-Lasers ist und  $\Delta_2 = \omega_{32} - \omega_C$  die Verstimmung des Coupling-Lasers ist.

Die zu dem oben aufgeführten Wechselwirkungs-Hamiltonian gehörenden Eigenzustände können durch die Zustände  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$  und  $|3\rangle$  des wechselwirkungsfreien Atoms ausgedrückt werden und besitzen für die Zwei-Photonen Resonanz ( $\delta = \Delta_1 - \Delta_2 = 0$ ) folgende Form:

$$|a^+\rangle = \sin\theta \sin\phi |1\rangle + \cos\phi |3\rangle + \cos\theta \sin\phi |2\rangle \quad (3.30)$$

$$|a^0\rangle = \cos\theta |1\rangle - \sin\theta |2\rangle \quad (3.31)$$

$$|a^-\rangle = \sin\theta \cos\phi |1\rangle - \sin\phi |3\rangle + \cos\theta \cos\phi |2\rangle \quad (3.32)$$

Die Winkel sind sowohl von den Rabi-Frequenzen abhängig, als auch von der Einzel-Photon Verstimmung ( $\Delta_1 = \Delta$ ) und der Zwei-Photon Verstimmung ( $\delta = \Delta_1 - \Delta_2$ ) abhängig. Für eine Zwei-Photonen Resonanz ( $\delta = 0$ ) können die Winkel wie folgt geschrieben werden:

$$\tan\theta = \frac{\Omega_P}{\Omega_C} \quad (3.33)$$

$$\tan 2\phi = \frac{\sqrt{\Omega_P^2 + \Omega_C^2}}{\Delta} \quad (3.34)$$

Anhand von Gleichung 3.30 und 3.32 erkennt man, dass die Zustände  $|a^\pm\rangle$  einen Beitrag von jedem Niveau des ungestörten Atoms besitzen, der Zustand  $|a^0\rangle$  besitzt jedoch keinen Beitrag vom Niveau  $|3\rangle$ . Es gibt daher keine Anregung in den Zustand  $|3\rangle$ , wenn das Atom im Zustand  $|a^0\rangle$  vorliegt. Somit erfolgt keine spontane Emission, aus diesem Grund nennt man  $|a^0\rangle$  Dunkelzustand.

Eine besonderes Augenmerk sind auf die Energien der einzelnen Zustände zu legen. Der Zustand  $|a^0\rangle$  besitzt in Bezug auf das virtuelle Level  $\Delta$  die Energie  $\hbar\omega^0 = 0$ . Die Eigenwerte der Zustände  $|a^+\rangle$  bzw.  $|a^-\rangle$  befinden sich daher bei den Energien  $\hbar\omega^\pm$  ober- bzw. unterhalb des virtuellen Niveau  $\Delta$ :

$$\hbar\omega^\pm = \frac{\hbar}{2} \left( \Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + \Omega_P^2 + \Omega_C^2} \right) \quad (3.35)$$

Um die Herkunft des EIT-Effekts klarer zu sehen, wollen wir die oben gezeigten Dressed States [34] betrachten, und zusätzlich einen schwachen Probe-Laser  $\Omega_P \ll \Omega_C$  annehmen. Somit ergibt sich für den Dunkelzustand  $|a^0\rangle = |1\rangle$ , da  $\sin\theta \rightarrow 0$  und  $\cos\theta \rightarrow 1$  gehen. Ist das Atom in diesem Dunkelzustand, ergibt sich wieder keine Fluoreszenz, da er identisch mit dem Grundzustand ist, aus welchem nicht angeregt werden kann. Ist die Frequenz des Probe-Lasers wiederum in Resonanz ( $\Delta = 0$ ), dann ergibt sich für den Winkel  $\phi = \pi/4$ , da  $\tan 2\phi \rightarrow \infty$  geht. Somit ergibt sich für die Dressed States  $|a^+\rangle = (1/\sqrt{2})(|2\rangle + |3\rangle)$  und  $|a^-\rangle = (1/\sqrt{2})(|2\rangle - |3\rangle)$ , welche sich im Grenzfall eines starken Kopplungsfeldes (Coupling-Laser) und eines vergleichsweise schwachen Probe-Lasers ergeben. Man sollte noch erwähnen, dass der Dunkelzustand immer ein möglicher Zustand im Dressed State System ist. Die Eigenschaften der Felder (Probe- und Coupling-Laser) bestimmen jedoch, ob das Atom in einem Zustand  $|a^\pm\rangle$ ,  $|a^0\rangle$  oder in einer Kombination der Zustände vorliegt.

Wir wollen uns nun die elektromagnetisch induzierte Transparenz anhand der elektrischen Suszeptibilität  $\chi$  betrachten. Die erste Ordnung der Suszeptibilität  $\chi^{(1)}$  beschreibt die lineare Antwort des Atoms auf eine Lichteinstrahlung, und ist somit eine Eigenschaft des betrachteten Mediums. Es können dadurch optische Eigenschaften eines Mediums vorhergesagt werden. Der imaginäre Teil der Suszeptibilität beschreibt die Absorption von Licht, wobei der reale Teil den Brechungsindex des Mediums beschreibt. Betrachtet man einzelne Atome so beschreibt der Realteil einen Phasenversatz des Lichtes.

Um die Suszeptibilität für unser  $\Lambda$ -System (siehe Abbildung 3.5) zu bestimmen, werden wir zunächst den zeitabhängigen Wechselwirkungs-Hamiltonian einführen, der wie folgt definiert ist:

$$H_{\text{int}} = -\frac{\hbar}{2} [\Omega_P(t) \hat{\sigma}_{31} e^{i\Delta_1 t} + \Omega_C(t) \hat{\sigma}_{32} e^{i\Delta_2 t} + \text{h.c.}] \quad (3.36)$$

wobei  $\hat{\sigma}_{ij} = |i\rangle\langle j|$  der Übergangoperator des Atoms ist ( $i, j = 1, 2, 3$ ). Dabei wurden die elektrischen Felder des Lichtes klassisch betrachtet. Die Dynamik der atomaren Zustände, welche mit Laserfeldern betrieben werden, kann über die Master-Gleichung ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} = & \frac{1}{i\hbar} [H_{\text{int}}, \rho] + \frac{\Gamma_{31}}{2} [2\hat{\sigma}_{13}\rho\hat{\sigma}_{31} - \hat{\sigma}_{33}\rho - \rho\hat{\sigma}_{33}] + \frac{\Gamma_{32}}{2} [2\hat{\sigma}_{23}\rho\hat{\sigma}_{32} - \hat{\sigma}_{33}\rho - \rho\hat{\sigma}_{33}] \\ & + \frac{\gamma_{2deph}}{2} [2\hat{\sigma}_{22}\rho\hat{\sigma}_{22} - \hat{\sigma}_{22}\rho - \rho\hat{\sigma}_{22}] + \frac{\gamma_{3deph}}{2} [2\hat{\sigma}_{33}\rho\hat{\sigma}_{33} - \hat{\sigma}_{33}\rho - \rho\hat{\sigma}_{33}] \end{aligned} \quad (3.37)$$

Der zweite und dritte Term von Gleichung (3.37) beschreibt den spontanen Zerfall aus dem Zustand  $|3\rangle$  in den Zustand  $|1\rangle$  bzw.  $|2\rangle$  über die Zerfallsrate  $\Gamma_{31}$  bzw.  $\Gamma_{32}$ . Die zwei letzten Terme beschreiben die nicht phasenkohärenten Prozesse der beiden Laser mit den Raten  $\gamma_{2deph}$  und  $\gamma_{3deph}$ , wobei die erste Rate eine fundamentale Zeitskala bei nützlichen EIT-Systemen beschreibt. Die gesamte spontane Zerfallsrate aus dem Zustand  $|3\rangle$  ist  $\Gamma_3 = \Gamma_{31} + \Gamma_{32}$ . Die Zerfallsrate der Kohärenz ist wie folgt definiert:  $\gamma_{31} = \Gamma_3 + \gamma_{3deph}$ ,  $\gamma_{32} = \Gamma_3 + \gamma_{3deph} + \gamma_{2deph}$  und  $\gamma_{21} = \gamma_{2deph}$ .

Der Erwartungswert der atomaren Polarisation ist

$$\vec{P}(t) = -\sum_i \frac{\langle e\vec{r}_i \rangle}{V} = \frac{N_{atom}}{V} [\vec{\mu}_{13}\rho_{31}e^{i\omega_{31}t} + \vec{\mu}_{23}\rho_{32}e^{i\omega_{32}t} + \text{c.c.}] \quad (3.38)$$

wobei in der Gleichung die Annahme enthalten ist, dass alle Atome  $N_{atom}$  im Volumen  $V$  exakt gleich an das elektromagnetische Feld koppeln. Wir betrachten zur Vereinfachung die elektrischen Dipolmomente  $\vec{\mu}_{13} = \mu_{13}\hat{z}$  und  $\vec{\mu}_{23} = \mu_{23}\hat{z}$  in z-Richtung. Da die lineare Suszeptibilität  $\chi^{(1)}(-\omega_P, \omega_P)$  äquivalent zur Polarisation  $\vec{P}(t)$  ist, kann nach [1] die Suszeptibilität wie folgt angegeben werden:

$$\chi^{(1)}(-\omega_p, \omega_p) = \frac{|\mu_{13}|^2 \rho}{\varepsilon_0 \hbar} \cdot \left[ \frac{4\delta(|\Omega_C|^2 - 4\delta\Delta) - 4\Delta\gamma_{21}^2}{|\Omega_C|^2 + (\gamma_{31} + i2\Delta)(\gamma_{21} + i2\delta)} + i \frac{8\delta^2\gamma_{31} + 2\gamma_{21}(|\Omega_C|^2 + \gamma_{21}\gamma_{31})}{|\Omega_C|^2 + (\gamma_{31} + i2\Delta)(\gamma_{21} + i2\delta)} \right] \quad (3.39)$$

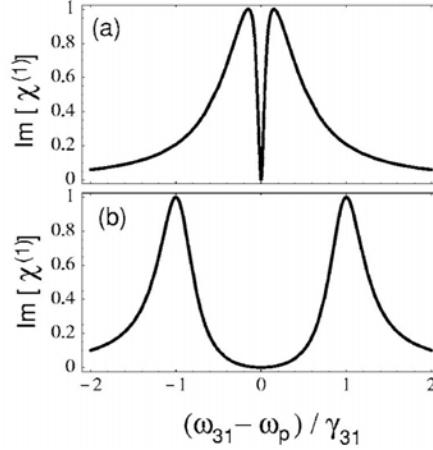


Abb. 3.6: EIT Absorptionsspektrum für zwei verschiedene Rabi-frequenzen des Coupling-Lasers: (a)  $\Omega_C = 0,3\gamma_{31}$  und (b)  $\Omega_C = 2\gamma_{31}$ , für  $\gamma_{21} = 0$ . [1]

Wenn wir uns Gleichung 3.40 näher betrachten, so verschwindet der Real- und Imaginär-Teil bei einer Zwei-Photonen Resonanz ( $\delta = 0$ ), oder auch Raman-Resonanz, im Grenzfall  $\gamma_{21} = 0$ , siehe Abbildung 3.6. Die Stärke der Rabi-frequenz des Kopplungsfeldes (Coupling-Laser) beeinflusst nur die spektrale Form, jedoch nicht die Anwesenheit einer Dunkelresonanz. Im Fall für große Kopplungs-Rabi-frequenzen  $|\Omega_C| > \gamma_{31}$  gleicht das Spektrum dem des Autler-Townes-Dubletts [35]. Für den Grenzfall  $|\Omega_C| \ll \gamma_{31}$  kann eine sehr scharfe Dunkelresonanz beobachtet werden, deren Linienbreite sehr viel schmaler als  $\gamma_{31}$  ist. In diesem Fall erkennt man sehr schön, dass es sich hier um eine kohärente Quanteninterferenz handelt, und nicht nur um eine simple Linienaufspaltung.

Abbildung 3.7 zeigt den Imaginärteil der Suszeptibilität  $\Im(\chi^{(1)})$  aufgetragen gegen die Verstimmungen  $\Delta_1$  und  $\Delta_2$  (a) bzw. gegen die Einzel-Photonen Resonanz  $\Delta$  und der Zwei-Photonen Resonanz  $\delta$ . Man erkennt, dass sich für große Verstimmungen  $\Delta_2$  des Coupling-Lasers ein äquivalentes Spektrum ergibt wie im Spektrum eines Zwei-Niveau Systems, außer dass sich nahe der Zwei-Photonen Resonanz ein zusätzlicher schmaler Ramanpeak ergibt. Die Absorption verschwindet genau dann, wenn der Probe- und der Coupling-Laser exakt die gleiche Verstimmung  $\Delta_1 = \Delta_2$  aufweisen, unabhängig von der Einzel-Photonen Verstimmung.

Durch die Dekohärenz-Raten  $\gamma_{21}$  und  $\gamma_{31}$  wird die spektrale Form, besonders auch die Dunkelresonanz, etwas ausgeschmiert, jedoch werden die essentiellen Eigenschaften der EIT-Spektren



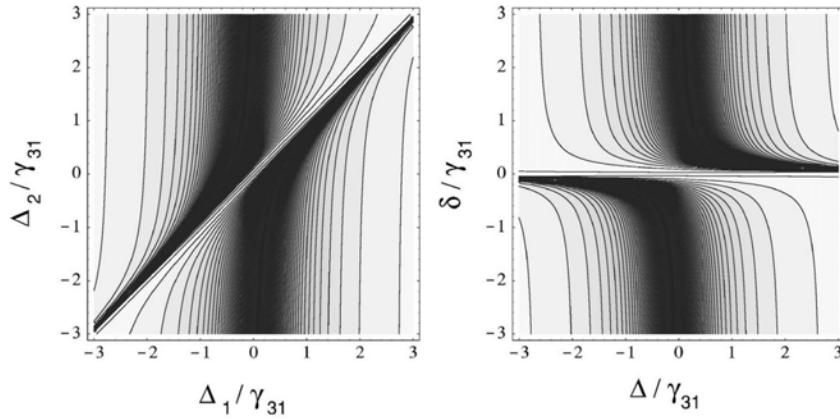


Abb. 3.7: Konturgraph für den Imaginärteil der Suszeptibilität  $\Im(\chi^{(1)})$  in Abhängigkeit von den beiden Verstimmungen  $\Delta_1$ ,  $\Delta_2$  (links) und in Abhängigkeit von der Einzel-Photonen Resonanz  $\Delta$  und der Zwei-Photonen Resonanz  $\delta$  (rechts). [1]

beibehalten, falls für die Rabi-Frequenz des Coupling-Lasers folgende Relation eingehalten wird:

$$|\Omega_C|^2 \gg \gamma_{31} \cdot \gamma_{21} \quad (3.40)$$

In Abbildung 3.8 sehen wir den Imaginärteil der Suszeptibilität  $\Im(\chi^{(1)})$  für drei unterschiedliche Dekohärenz-Raten  $\gamma_{21}$ . Abbildung 3.8(b) ( $\gamma_{21} = 0,1\gamma_{31}$ ) hat sich nur geringfügig zum Idealfall ( $\gamma_{21} = 0$ ) geändert, der in Abbildung 3.8(a) zu sehen ist. In diesem nicht idealen Fall  $\gamma_{21} \neq 0$  ist jedoch eine Restabsorption vorhanden und limitiert die Anwendung solcher EIT-Spektren, auch für die Kühl-Anwendung, bei der wir die Dunkelresonanz ausnutzen um den Träger-Übergang zu unterdrücken, was eine Limitierung der Kühlrate zur Folge hat. Für den Grenzfall  $\gamma_{21} \gg \gamma_{31}$  ist die Dunkelresonanz nicht mehr sichtbar, trotz allem wird der Absorptionskoeffizient zwischen den zwei Peaks in Abbildung 3.8(c) durch konstruktive Interferenz erhöht.

Amplituden- oder Phasenfluktuationen des Coupling-Lasers können sehr störend bei der Aufnahme eines EIT-Spektrums sein, und daher auch bei Anwendung des EIT-Effekts. Durch Fluktuation der Phase des Coupling-Lasers verbreitert sich die Linienbreite des selbigen, dies kann als Beitrag in der Dekohärenz-Rate  $\gamma_{21}$  und  $\gamma_{31}$  angesehen werden, was zu Ausschmierungen des Resonanzspektrums führen kann.

Wenn die zwei Grundniveaus  $|1\rangle$  und  $|2\rangle$  des  $\Lambda$ -Systems sehr nahe beieinander liegen, kann die Dopplerverbreiterung  $\Delta v_{Dopp} > \Omega_C$  die Level zum Teil überlagern und dadurch die EIT-Resonanz sehr verschmieren. In diesem Fall könnte man Gleichung (3.40) über die Zustände, die eine Gaußsche Dichte aufweisen analog zur Gaußschen Geschwindigkeitsverteilung des Atoms, integrieren. Die Dunkelresonanz kann durch eine Erhöhung der Rabi-Frequenz des Coupling-Lasers, welche

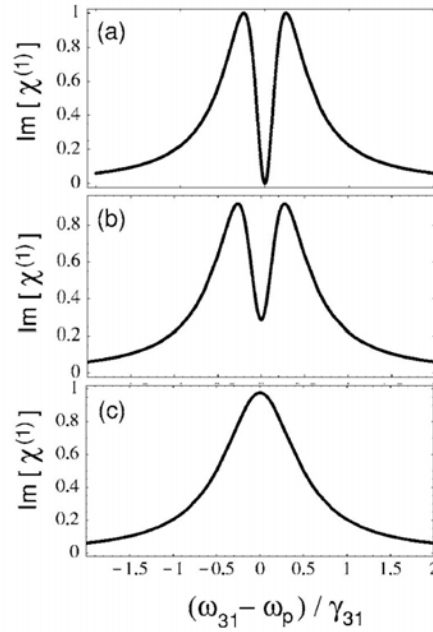


Abb. 3.8: Absorptionsspektrum für unterschiedliche Dekohärenz-Raten  $\gamma_{21}$ . In allen Fällen wurde  $\Omega_C = 0,5$  und  $\gamma_{31} = 1$  gewählt:  $\gamma_{21} = 0$  (a),  $\gamma_{21} = 0,1$  (b) und  $\gamma_{21} = 10$  (c). [1]

der Gleichung  $\Omega_C > \Delta v_{Dopp}$  genügt, wiedererlangt werden. In diesem Grenzfall erhalten wir:

$$\Im(\chi^{(1)}(-\omega_p, \omega_p))_{\omega_p=\omega_{31}} \sim \frac{\Delta v_{Dopp} \gamma_{31}}{\Omega_C^4} \quad (3.41)$$

Diese sehr starke Abhängigkeit der reziproke Rabi-Frequenz  $\Omega_C$  ist eine direkte Folge der robusten quantenmechanischen Interferenz.

### 3.4 Kühlen von Ionen in einer Paul-Falle

Wir wollen nun unterschiedliche Methoden zur Kühlung von Ionen vorstellen [13, 14], wobei die Dopplerkühlen die erste ist, die wir vorstellen wollen. Mit ihr erhält man in Paulfallen, welche nur eine Säkularbewegung von wenigen MHz verursachen, keine grundzustandsgekühlten Ionen. Danach stellen wir zwei Kühlungen vor, mit deren der Grundzustand erreicht werden kann.

#### 3.4.1 Dopplerkühlen

Dopplerkühlen basiert auf einer geschwindigkeitsabhängigen Streuung von Photonen [15, 14]. Für die Dopplerkühlung benötigt man ein 2-Niveau System, dessen Energiedifferenz  $E_0 = \hbar\omega_0$

viel größer ist als die Linienbreite des Kühllasers. Wir wollen für dieses Kühlverfahren gemäß [15, 22] die erreichbare Minimaltemperatur herleiten.

Die thermische Bewegung der Ionen erzeugt im Fallenpotential eine starke dopplerverbreiterte Resonanz, dennoch gilt für die mittlere Geschwindigkeit der gefangenen Ionen:  $\langle v \rangle = 0$ . Solch eine Resonanz ist im Allgemeinen viel breiter als die Linienbreite des Kühllasers, welcher meist um die halbe Linienbreite  $\gamma/2$  gegenüber der Resonanz rot verstimmt wird (siehe auch Abbildung 3.9).

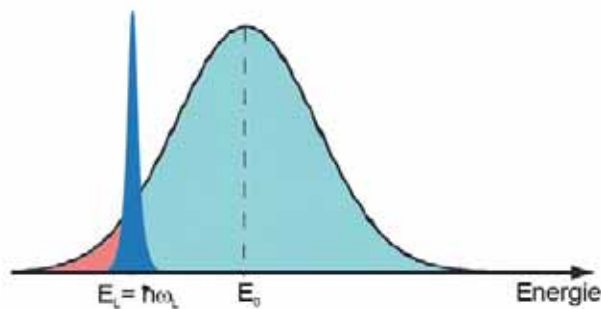


Abb. 3.9: Dopplerverbreiterter Übergang eines 2-Niveau Systems und der ins Rote verstimmt Kühllaser.[24]

Bewegt sich das Ion nun gegen den eingestrahlt Laser, so sieht es durch die Dopplerverschiebung eine höhere Frequenz. Dadurch befindet sich der Laser nun in Resonanz und das Ion streut mehr Photonen. Das bedeutet, Ionen mit einer Bewegung in Richtung des Lasers absorbieren wesentlich mehr Photonen als Ionen mit anderen Bewegungsrichtungen. Emittieren kann das Ion auf der ganzen dopplerverbreiterten Linie. Im Mittel werden so energiereichere Photonen emittiert als absorbiert, d.h. das System verliert Energie. Es ist daher sinnvoll, den Kühllaser schiefwinklig zur Fallenachse einzustrahlen, was bei uns, soweit es die optischen Zugänge erlauben, gemacht wird. Auf diese Weise versuchen wir, axiale und radiale Schwingungen simultan zu kühlen.

Nehmen wir nun an, das 2-Niveau System besteht aus einem Grundzustand  $|g\rangle$  und einem angeregten Zustand  $|e\rangle$  mit der resonanten Rabifrequenz  $\Omega_0$ . Der Laser mit dem Wellenvektor  $\vec{k}$  und der Frequenz  $\omega_L$  ist um den Betrag  $\Delta = \omega_L - \omega_0$  verstimmt. Der Hamiltonian des Gesamtsystems lautet dann:

$$H = \hbar\Omega_0(|e\rangle\langle g| + |g\rangle\langle e|) \cos(\vec{k} \cdot \vec{v} - \omega_L t) \quad (3.42)$$

Die Population  $\rho_{ee}$  des angeregten Zustandes ist abhängig von der augenblicklichen Bewegung des Ions. Die effektive Verschiebung des angeregten Niveaus ist  $\Delta_{eff} = \Delta + \Delta_D$  mit der Dopplerverschiebung  $\Delta_D = -kv_z$ . Die Population ist damit

$$\rho_{ee} = \frac{s/2}{1 + s + (2\Delta_{eff}\gamma)} \quad (3.43)$$

wobei es sich bei  $s$  um die Sättigung handelt, die in Kapitel 3.2 definiert wurde. Die Photonensteuerrate kann jetzt auch mit der Besetzung des angeregten Zustandes ausgedrückt werden:  $dN/dt = \gamma\rho_{ee}(v)$ . Während die Emission von Photonen über viele Streuzyklen keinen Impulsübertrag auf das Ion ausübt, so ist dies bei der Absorption gewährleistet. Wir können daher eine geschwindigkeitsabhängige Kraft einführen:

$$F(v) = m \frac{dv}{dt} = \hbar k \gamma \rho_{ee}(v) \quad (3.44)$$

Diese Kraft ändert die Bewegungsenergie des Ions. Die Energieänderung über einen Bewegungszyklus soll dabei klein sein, sprich: das Ion verliert die Energie über die halbe Schwingungsperiode, in der es die Bewegung entgegen der Lichtquelle vollführt. Dadurch können wir den Effekt der Kraft  $F$  über eine Schwingungsperiode mitteln, und eine Zeitentwicklung der Energie angeben:

$$\frac{dE}{dt} = \langle vF(v) \rangle \quad (3.45)$$

Zusätzlich zu der Kraft  $F$  erfährt das Ion eine Rückstoßkraft, welche bei isotroper Emission zu einer Aufheizung führt.

$$\left( \frac{dE}{dt} \right) = \frac{4}{3} \frac{(\hbar k)^2}{2m} \frac{dN}{dt} \quad (3.46)$$

Mit dieser Heizrate kann die minimal erreichbare Temperatur durch Dopplerkühlen abgeschätzt werden. Wenn diese Rate gleich groß wie die Kühlrate ist, dann ist ein Gleichgewichtszustand erreicht, der die minimale Temperatur angibt.

$$T_{min} = \cos(\theta) \frac{(\hbar\gamma\sqrt{1+s})}{4k_B} (1 + \xi) \quad (3.47)$$

wobei  $\theta$  der Winkel zwischen Fallachse und einfallenden Strahl ist und  $\xi$  ein Geometriefaktor. Für die näheren Details sei auf [22] verwiesen. Als grober Richtwert für die Minimaltemperatur eines Ions, welches ein perfektes Zwei-Niveau System darstellt, kann ein Wert von 0,5 mK angenommen werden.

Da wir in unserem Experiment die Heizraten unserer Falle bestimmen wollen, wenden wir das Recoilprinzip an, hierfür wird der Dopplerlaser eine definierte Zeit ausgeschaltet, um hinterher

den zeitlichen Verlauf der Fluoreszenz, während der Laser das Ion auf Dopplertemperatur abkühlt, zu bestimmen. Da bei einem einzelnen Zyklus die gestreute Photonenzahl sehr gering ist, wird über mehrere Zyklen aufsummiert. Aufgrund der stochastischen Heizrate der Ionen gleicht die Anfangsenergie  $\varepsilon_0$  des Kühlzyklus einer Maxwell-Boltzmann Verteilung  $P_0(\varepsilon)$ :

$$P_0(\varepsilon) = \frac{1}{\bar{\varepsilon}} e^{-\varepsilon/\bar{\varepsilon}}, \quad (3.48)$$

mit der mittleren Energie  $\bar{\varepsilon}$ . Die durchschnittliche Streurrate eines thermisch angeregten Ions ist nach [15] als Propagator  $\Xi$  von  $\varepsilon$  geschrieben. Dieser beschreibt den zeitlichen Verlauf der Energie  $\varepsilon_n$  des Ions:  $\varepsilon_n = \Xi(\varepsilon, n\Delta\tau)$ . Wenn wir nun annehmen, dass die Streurrate über das Zeitintervall  $\Delta\tau$  konstant bleibt, so können wir nach [15] schreiben:

$$\left\langle \frac{dN}{d\tau} \right\rangle_{\bar{\varepsilon}} = \int_0^\infty P_0(\varepsilon') \frac{dN}{d\tau} \Big|_{\varepsilon=\Xi(\varepsilon',\tau)} d\varepsilon' \quad (3.49)$$

Es soll angemerkt sein, dass der Propagator rekursiv definiert ist:  $\Xi(\Xi(\varepsilon, \tau_1), \tau_2) = \Xi(\varepsilon, \tau_1 + \tau_2)$ . Wird dieses Integral an einen Datensatz angefitet, so benötigt man die Anfangsenergie. Der Fit wird daher manuell, so gut wie möglich, durch Variation der Anfangsenergie optimiert. Dadurch erhalten wir die abgeschätzte Anfangsenergie, um die Heizrate zu bestimmen.

### 3.4.2 Seitenbandkühlen

Ein Kühlverfahren, mit dem man in den Bewegungsgrundzustand kommt, ist das Seitenbandkühlen [13, 16, 17, 14], welches hier nur kurz angesprochen werden soll. Dieses Kühlverfahren funktioniert nur im Lamb-Dicke Regime, und kann daher ohne anfängliches Dopplerkühlen nicht eingesetzt werden.

Es beruht auf der Kopplung zwischen dem Zwei-Niveau System und dem Schwingungszustand des Ions, welchen man Grundzustandskühlen möchte. Die Schwingung kann entweder die radiale oder axiale Säkularschwingung der Ionen sein. Das resultierende Bild bildet eine Leiterstruktur, bei der man nach und nach in den Grundzustand absteigen kann (siehe Abbildung 3.10).

Für dieses Kühlverfahren muss die Linienbreite des Übergangs wesentlich schmaler sein als die Schwingungsfrequenz  $\nu$  der Säkularbewegung. Eine Möglichkeit, den Schwingungszustand der Ionen nach dem Kühlvorgang abzuschätzen, ist über den Wechselwirkungs-Hamilton, welcher in die Master-Gleichung eingesetzt und numerisch gelöst wird. Die Raten-Gleichung zu verwenden gibt uns eine andere Möglichkeit, den Endzustand der Säkularbewegung zu erhalten, welchen wir nun versuchen über die mittlere Phononenzahl  $\langle n \rangle$  auszudrücken.

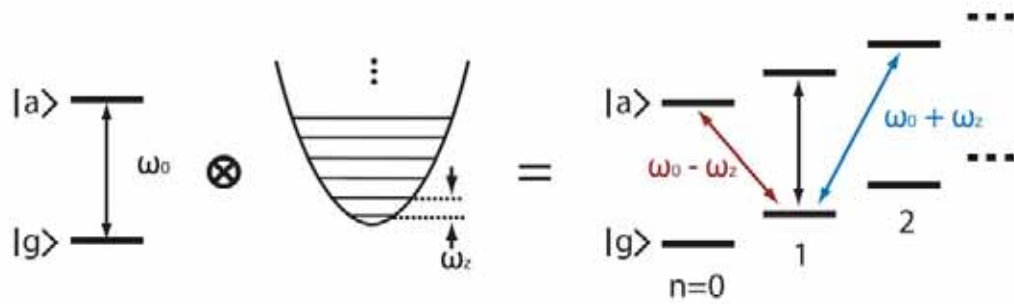


Abb. 3.10: Zwei-Niveau System, das mit dem harmonischen Potential überlagert ist, wodurch ein Leiterniveau entsteht. Eingezeichnet ist das rote Seitenband (roter Pfeil) der Träger (schwarzer Pfeil) und das blaue Seitenband (blauer Pfeil).[29]

Hierzu betrachten wir den Übergang von  $|g, n\rangle$  in den angeregten Zustand  $|a, n-1\rangle$ , auch rotes Seitenband genannt, welcher durch spontane Emission wieder in den Grundzustand zurückkehrt. Innerhalb des Lamb-Dicke-Regime ist der Zerfallskanal  $|g, n\rangle \rightarrow |a, n\rangle$  (Träger) am wahrscheinlichsten. Die Kühlrate ist dann nach [13] das Produkt aus der Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustandes  $p_e(n)$  im Bewegungszustand  $|n\rangle$  und dessen Zerfallsrate  $\tilde{\Gamma}$ .

$$R_n = \tilde{\Gamma} P_e(n) = \tilde{\Gamma}_n \frac{(\eta \sqrt{n} \Omega)^2}{2(\eta \sqrt{n} \Omega)^2 + \tilde{\Gamma}^2} \quad (3.50)$$

wobei  $\Omega$  die Rabi-Frequenz und  $\eta$  der Lamb-Dicke-Parameter (siehe Kapitel 3.4.3) ist. Die Rate ist proportional zur Phononenanzahl  $n$ , und wird Null, wenn man den Grundzustand erreicht hat. Vernachlässigen wir zunächst die Heizraten durch äußere Einflüsse, wie z.B. durch Fallenasymmetrien, so ist die dominierende Heizrate, die den Bewegungsgrundzustand des Ions verändert, die nicht-resonante Anregung des Trägers oder des ersten blauen Seitenbandes. Der Beitrag von den einzelnen Heizprozessen liegt in der gleichen Größenordnung. Wird der Träger angeregt, so zerfällt er mit einer hohen Wahrscheinlichkeit in den Träger zurück und mit einer kleineren Wahrscheinlichkeit in das blaue Seitenband ( $|a, n\rangle \rightarrow |g, n+1\rangle$ ), letzterer Prozess findet mit einer Wahrscheinlichkeit von  $[\Omega/(2\nu)]^2 \tilde{\eta}^2 \tilde{\Gamma}$  statt, wobei der Lamb-Dicke-Parameter  $\tilde{\eta}$  des Zerfalls nicht der selbe wie für die Anregung ist. Die Anregung in das blaue Seitenband ( $|e, n\rangle \rightarrow |a, n+1\rangle$ ) und der anschließende Zerfall in den Träger findet mit einer Wahrscheinlichkeit von  $[\eta \Omega/(2(2\nu))]^2 \tilde{\Gamma}$  statt. Für den Zustand nach dem Kühlen betrachten wir einfachheitshalber nur die Ratengleichungen der Wahrscheinlichkeit des Grundzustandes  $p_0$  und des ersten angeregten Zustandes  $p_1$  (Phononenzahl  $n = 1$ ):

$$\dot{p}_0 = p_1 \frac{(\eta\Omega)^2}{\tilde{\Gamma}} - p_0 \left[ \left( \frac{\Omega}{2\nu} \right)^2 \tilde{\eta}^2 \tilde{\Gamma} + \left( \frac{(\eta\Omega)^2}{4\nu} \right)^2 \tilde{\Gamma} \right] \quad (3.51)$$

$$\dot{p}_0 = \dot{p}_1 \quad (3.52)$$

Da im Gleichgewichtszustand  $\dot{p}_i = 0$  und  $p_1 = 1 - p_0$  gilt, folgt daraus für die mittlere Phononenzahl  $\langle n \rangle$ :

$$\langle n \rangle \approx p_1 \approx \left( \frac{\tilde{\Gamma}}{2\nu} \right) \left[ \left( \frac{\tilde{\eta}}{\eta} \right)^2 + \frac{1}{4} \right] \quad (3.53)$$

Mit der Annahme, dass der Wert in den eckigen Klammern von der Größenordnung eins und die Fallenfrequenz wesentlich höher als die Zerfallsrate  $\nu \gg \tilde{\Gamma}$  ist, so erhalten wir die Besetzungswahrscheinlichkeit nahe des Grundzustands  $p_0 \approx 1$ :

$$p_0 \approx 1 - \left( \frac{\tilde{\Gamma}}{2\nu} \right)^2 \quad (3.54)$$

Da wir für diese Kühlung sehr schmalbandige Übergänge benötigen, hat dies eine lange Lebensdauer der Niveaus zur Folge. Diesem Problem kann mit einem Ramanübergang aus dem Weg gegangen werden. Ein Nachteil dieses Kühlverfahrens besteht jedoch darin, dass nur eine ausgewählte Schwingungsfrequenz gekühlt werden kann.

### 3.4.3 EIT Kühlen

Für diese Kühlmethode wird das Phänomen der elektromagnetisch induzierten Transparenz (kurz EIT), welches in Kapitel 3.3 beschrieben wurde, ausgenutzt [18, 19, 20, 21, 14]. Für die nähere Betrachtung wollen wir aus Konsistenzgründen die Nomenklatur gemäß [18] verwenden.

Hierfür benötigen wir ein  $\Lambda$ -Levelsystem mit Grundzustand  $|g_1\rangle$  und einem stabilen oder metastabilen Zustand  $|g_2\rangle$ , welche über die entsprechenden Frequenzen  $\omega_1$  bzw  $\Omega_2$  in den Zustand  $|e\rangle$  angeregt werden können. Durch das EIT-Absorptionsspektrum unterdrückt man nun den Träger und erhöht die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang auf dem roten Seitenband  $|g, n\rangle \rightarrow |e, n-1\rangle$ .

Sind die Verstimmungen  $\Delta = \omega_1 - \omega_{L,1} = \omega_2 - \omega_{L,2}$  der beiden Laserfrequenzen  $\omega_{L,1}$  und  $\omega_{L,2}$  exakt Null, so betrachten wir den Fall der Zwei-Photonen Resonanz, und erhalten den Dunkelzustand, den wir wie folgt schreiben:

$$|\Psi_D\rangle = \frac{1}{\Omega} (\Omega_2 |g_1\rangle - \Omega_1 |g_2\rangle) \quad (3.55)$$

wobei  $\Omega = \sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}$  ist. Die Dichtematrix  $\rho_D = |\Psi_D\rangle\langle\Psi_D|$  ist eine Gleichgewichtslösung der Von-Neumann Gleichung (benannt nach *Johann von Neumann 1903-1957*) für die Dichtematrix  $\rho$  des Atoms:  $\partial\rho/\partial t = \mathcal{L}_0\rho$ , wobei der Liouville-Operator  $\mathcal{L}_0$  wie folgt definiert ist:

$$\mathcal{L}_0 = \frac{1}{i\hbar}[H, \rho] + \mathcal{K}\rho \quad (3.56)$$

Hierbei ist  $H = H_0 + V_0$  der Hamiltonoperator ist deren Komponenten wie folgt dargestellt werden können:

$$H_0 = \hbar\Delta(|g_1\rangle\langle g_1| + |g_2\rangle\langle g_2|) \quad (3.57)$$

$$V_0 = \frac{\hbar}{2}(\Omega_1|e\rangle\langle g_1| - \Omega_2|e\rangle\langle g_2|) \quad (3.58)$$

Der Operator  $\mathcal{K}$  beschreibt die spontane Emission in die Grundzustände  $|g_1\rangle$  bzw.  $|g_2\rangle$  mit den zwei Zerfallsraten  $\gamma_1$  bzw.  $\gamma_2$  und der Gesamtzerfallsrate  $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$ :

$$\mathcal{K}\rho = -\frac{\gamma}{2}\left[|e\rangle\langle e|\rho + \rho|e\rangle\langle e|\right] + \sum_{j=1,2} \gamma_j |g_j\rangle\langle e|\rho|e\rangle\langle g_j| \quad (3.59)$$

Es kann leicht gezeigt werden, dass der Dunkelzustand  $|\Psi_D\rangle$  ein Eigenzustand des Hamiltonian  $H$  ist, der einen Dressed State darstellt. Die beiden anderen Eigenzustände  $|\Psi_+\rangle$  und  $|\Psi_-\rangle$  sind ebenfalls Dressed States, die ebenfalls jeweils einen Eigenzustand des Hamiltonian  $H$  darstellen und wie folgt geschrieben werden können:

$$|\Psi_+\rangle = \cos\theta|e\rangle + \sin\theta|\psi_C\rangle \quad (3.60)$$

$$|\Psi_-\rangle = \sin\theta|e\rangle + \cos\theta|\psi_C\rangle \quad (3.61)$$

wobei der Winkel  $\theta$  und der Zustand  $|\psi_C\rangle$  wie folgt definiert sind:

$$\tan\theta = \frac{\sqrt{\Delta^2 + \Omega^2} - \Delta}{\Omega} \quad (3.62)$$

$$|\psi_C\rangle = \frac{1}{\Omega}(\Omega_1|g_1\rangle - \Omega_2|g_2\rangle) \quad (3.63)$$

Die beiden Dressed States (3.60) und (3.61) besitzen die Eigenfrequenzen  $\delta_{\pm}$ , dass es in Analogie zu den Eigenenergien von Gleichung (3.35) aus Kapitel 3.3 folgendermaßen definiert sind:



$$\delta_{\pm} = \frac{1}{2} \left( \Delta \mp \sqrt{\Delta^2 + \Omega^2} \right) \quad (3.64)$$

Nun wollen wir die Situation betrachten, wenn sich das Atom in Bewegung befindet. Hierzu nehmen wir für das Atom an, dass es eine Schwingung in der „COM“-Mode vollführt, und sich in einem konservativen Potential befindet. Wenn wir für das Atom die Masse  $m$ , den Impuls  $p$  und die Position  $x$  im Potential  $U(x)$  annehmen, dann ergibt sich für den Hamiltonian  $H_{mec}$ , der die externen Freiheitsgrade des Atoms beschreibt, folgende Form:

$$H_{mec} = -\frac{p^2}{2m} + U(x) \quad (3.65)$$

Die Eigenzustände dieses Hamiltonians  $H_{mec}$  wollen wir mit  $|\psi_{\varepsilon}\rangle$ , die Eigenwerte mit  $\varepsilon$  bezeichnen. Die volle Dynamik wird mithilfe der Dichtematrix  $\tilde{\rho}$ , welche die internen und externen Freiheitsgrade wiedergibt, und der folgenden Von-Neumann Gleichung beschrieben:

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{\rho} = \frac{1}{i\hbar} [\tilde{H}, \tilde{\rho}] + \mathcal{K} \tilde{\rho} = \mathcal{L} \tilde{\rho} \quad (3.66)$$

wobei  $\tilde{H} = H_0 + H_{mec} + \tilde{V}$  ist. Dabei beschreibt  $\tilde{V}$  die kohärente Wechselwirkung zwischen dem Lichtfeld und dem Dipol des Atoms, welcher wie folgt geschrieben wird:

$$\tilde{V} = \frac{\hbar}{2} (\Omega_1 e^{ik_1 x \cos \phi_1} |e\rangle \langle g_1| + \Omega_2 e^{ik_2 x \cos \phi_2} |e\rangle \langle g_2| + \text{h.c.}) \quad (3.67)$$

wobei  $k_1$  und  $k_2$  die Wellenvektoren der Laser darstellen, welche mit der  $\hat{x}$ -Achse einen Winkel von jeweils  $\phi_1$  und  $\phi_2$  einschließen. Der Liouville-Operator  $\mathcal{K}$  beschreibt die spontane inkohärente Streuung von Photonen, deren Richtung mit der  $\hat{x}$ -Achse einen Winkel von  $\phi$  einschließt, und die folgende Form hat:

$$\begin{aligned} \mathcal{K} &= -\frac{\gamma}{2} \left[ |e\rangle \langle e| \tilde{\rho} + \tilde{\rho} |e\rangle \langle e| \right] \\ &+ \sum_{j=1,2} \gamma \int_{-1}^1 \mathcal{N}(\cos \phi) |g_j\rangle \langle e| \left[ e^{ik_j x \cos \phi} \tilde{\rho} e^{ik_j x \cos \phi} \right] |e\rangle \langle g_j| \, d\cos \phi \end{aligned} \quad (3.68)$$

wobei  $\mathcal{N}(\cos \phi)$  die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Winkels  $\phi$  darstellt, in welche die Photonen gestreut werden. Der neue Dunkelzustand, der sich daraus ergibt, schreibt sich wie folgt:

$$|\tilde{\Psi}_D\rangle = \frac{1}{\Omega} \left( \Omega_2 |g_1, \Psi\rangle - \Omega_1 e^{i(k_1 x \cos \phi_1 - k_2 x \cos \phi_2)} |g_2, \Psi\rangle \right) \quad (3.69)$$

wobei die Exponentialfunktion in Gleichung (3.69) den Verschiebeoperator darstellt, der auf die externen Freiheitsgrade wirkt. Der neue Zustand  $\Psi$  beschreibt die Bewegung der „COM“-Mode. Der Zustand in (3.69) ist nur dann dunkel, wenn die beiden Laserstrahlen parallel propagieren und  $k_1 \cos \phi_1 = k_2 \cos \phi_2$ , im 1-dimensionalen Fall müssten die Strahlen senkrecht aufeinander stehen ( $\cos \phi_1 = \cos \phi_2 = 0$ ).

Wenn sich das Atom im Lamb-Dicke Regime befindet, das heißt, wenn die Größe  $\sqrt{\langle \Delta x^2 \rangle}$  ihres Wellenpakets der Bewegung größer ist als die Wellenlänge des Lasers ( $k_{1,2} \sqrt{\langle \Delta x^2 \rangle} \ll 1$ ), sind mehrere Möglichkeiten vorhanden, um die „COM“-Mode anzuregen. In nullter Ordnung des Lamb-Dicke Faktors  $\zeta = k_{1,2} \sqrt{\langle \Delta x^2 \rangle}$  verhält sich das Atom wie ein punktförmiges Objekt, d.h. etwaige Lichtfeld-Gradienten können vernachlässigt werden. In erster Ordnung von  $\zeta$  treten Effekte durch die endliche Ausdehnung des Wellenpakets der Bewegung auf, wodurch Übergänge zwischen den einzelnen Bewegungszuständen (Seitenbänder) auftreten.

In Gleichung (3.67) und (3.69) treten die Operatoren  $e^{iK_j x}$  auf, wodurch wir sie in Ordnungen von  $\zeta$  entwickeln können, wenn wir annehmen, dass wir uns im Lamb-Dicke Limit  $\zeta \ll 1$  befinden. Dadurch wird die Von-Neumann Gleichung (3.66) zu:

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{\rho} = \left[ \tilde{\mathcal{L}}_0 + \tilde{\mathcal{L}}_1 + \tilde{\mathcal{L}}_2 \right] \tilde{\rho} \quad (3.70)$$

wobei die einzelnen Liouvillie-Operatoren  $\tilde{\mathcal{L}}_j$  die verschiedenen Effekte in den jeweiligen Ordnungen  $j$  des Lamb-Dicke Parameters  $\zeta$  beschreiben:

$$\tilde{\mathcal{L}}_0 \tilde{\rho} = \mathcal{L}_0 \tilde{\rho} + \frac{1}{i\hbar} [H_{mec}, \tilde{\rho}] \quad (3.71)$$

$$\tilde{\mathcal{L}}_1 \tilde{\rho} = \frac{1}{i\hbar} [xV_1, \tilde{\rho}] \quad (3.72)$$

$$\tilde{\mathcal{L}}_2 \tilde{\rho} = \frac{1}{i\hbar} [x^2 V_2, \tilde{\rho}] + \tilde{\mathcal{K}}_2 \tilde{\rho} \quad (3.73)$$

wobei  $V_1$  und  $V_2$  für die erste bzw. zweite Entwicklung des Operators  $\tilde{V}$  und  $\tilde{\mathcal{K}}_2$  für die zweite Entwicklung des Operators  $\tilde{\mathcal{K}}$  steht (siehe [18]). Der Zustand  $\tilde{\rho}_{st}$  stellt die Lösung von  $\tilde{\mathcal{L}}_0 \tilde{\rho} = 0$  dar, und besitzt die Form  $\tilde{\rho}_{st} = \rho_{st} \otimes \mu(0)$ , wobei  $\rho_{st} = \rho_D$  der Gleichgewichtszustand des internen Freiheitsgrades ist und  $\mu(0) = \text{Tr}_{int}\{P_0 \tilde{\rho}_0\}$  die reduzierte Dichtematrix, welche die externen Freiheitsgrade, d.h. die Bewegung charakterisiert. Der Projektionsoperator wirkt wie folgt auf die Dichtematrix:  $P_0 \tilde{\rho}_0 = \sum_{\varepsilon} \sum_{\psi_{\varepsilon}, \psi'_{\varepsilon}} |\psi_{\varepsilon}\rangle \langle \psi'_{\varepsilon}| \langle \psi_{\varepsilon} | \tilde{\rho} | \psi'_{\varepsilon} \rangle$  mit den Eigenzuständen  $|\psi_{\varepsilon}\rangle$ ,  $|\psi'_{\varepsilon}\rangle$  und dem dazugehörigen Eigenwert  $\varepsilon$  des Bewegungs-Hamiltonians  $H_{mec}$ . Betrachten wir die Gleichung  $\mu_0 = \text{Tr}_{int}\{P_0 \tilde{\rho}_0\}$  zeitabhängig und setzen zugleich die Operatoren  $\tilde{\mathcal{L}}_1$  und  $\tilde{\mathcal{L}}_2$  ein, so erhalten wir nach [18]:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\mu = & - P_0 \frac{1}{\hbar^2} \int_0^\infty \left( \text{Tr}_{int} \left\{ V_1 e^{-\mathcal{L}_0 \tau} V_1 \rho_{St} \right\} [\hat{x}, [\hat{x}(\tau), \mu]] \right. \\ & \left. + \text{Tr}_{int} \left\{ V_1 e^{-\mathcal{L}_0 \tau} [V_1, \rho_{St}] \right\} [\hat{x}, \mu \hat{x}(\tau)] \right) \end{aligned} \quad (3.74)$$

Der Operator  $\hat{x}(\tau)$  ist wie folgt definiert:  $\hat{x}(\tau) = \exp(-iH_{mec}\tau/\hbar) \hat{x} \exp(-iH_{mec}\tau/\hbar)$ . Für ein nicht entartetes Spektrum des Eigenwertes  $\varepsilon$  ist die Matrix  $\mu$  diagonal mit den Matrixelementen:

$$\frac{d}{dt} \langle \psi_\varepsilon | \mu | \psi_\varepsilon \rangle = \sum_{\varepsilon'} C_{\varepsilon, \varepsilon'} S(\omega_{\varepsilon, \varepsilon'}) \left[ - \langle \psi_\varepsilon | \mu | \psi_\varepsilon \rangle + \langle \psi_{\varepsilon'} | \mu | \psi_{\varepsilon'} \rangle \right] + \text{h.c.} \quad (3.75)$$

wobei  $S(\omega_{\varepsilon, \varepsilon'})$  den Fluktuationsbereich des Operators  $V_1$  bei der Frequenz  $\omega_{\varepsilon, \varepsilon'} = |\varepsilon, \varepsilon'|/\hbar$  beschreibt, und der Koeffizient  $C_{\varepsilon, \varepsilon'}$  die Kopplung zwischen den einzelnen „COM“-Zuständen  $|\psi_\varepsilon\rangle$  und  $|\psi_{\varepsilon'}\rangle$  gewichtet.

Nun nehmen wir ein harmonisches Potential  $U(x) = 1/2 mv^2 x^2$  an, und führen den Erzeugungsoperator  $a^\dagger$  und Vernichtungsopeortor  $a$  ein, welche folgende Beziehungen zu den Orts- und Impulsoperatoren besitzen:  $x = x_0(a^\dagger + a)$  und  $p = ip_0(a^\dagger - a)$ , mit  $x_0 = \sqrt{\hbar/2mv}$  und  $p_0 = \sqrt{\hbar mv/2}$ . Somit können wir die Eigenzustände  $|\psi_\varepsilon\rangle$  durch Fockzustände  $|n\rangle$  ersetzen, die zu den Eigenwerten bzw. Energien  $\varepsilon = \hbar v(n + 1/2)$  gehören.  $n = 0, 1, \dots$  stellt dabei die Phononenzahl dar. Der Bewegungs-Hamiltonian wird dann wie folgt geschrieben:

$$H_{mec} = \hbar v \left( a^\dagger a + \frac{1}{2} \right) \quad (3.76)$$

Der Koeffizient  $C_{n, n'} = x_0^2(n\delta_{n', n-1} + (n+1)\delta_{n', n+1})$  zeigt in erster Ordnung der Lamb-Dicke Entwicklung die relevanten Übergänge der Bewegungszustände, zum einen das blaue Seitenband  $|n\rangle \rightarrow |n+1\rangle$  bei der Frequenz  $\omega_L - v$  und zum anderen das rote Seitenband  $|n\rangle \rightarrow |n-1\rangle$  bei der Frequenz  $\omega_L + v$ . Wir definieren den Lamb-Dicke Parameter  $\eta_j = k_j x_0$ , der die Relation  $\zeta_{1,2} = \eta_{1,2} \sqrt{2\langle n \rangle + 1}$ , mit der mittleren Phononenzahl  $\langle n \rangle$ , erfüllt. Durch die Einführung des harmonischen Potentials vereinfacht sich Gleichung (3.74) zu dem Ausdruck:

$$\frac{d}{dt}\mu = x_0^2 S(v) [-a^\dagger a \mu + a \mu a^\dagger] + x_0^2 S(-v) [-a a^\dagger \mu + a^\dagger \mu a] + \text{h.c.} \quad (3.77)$$

Für die Wahrscheinlichkeit  $\langle n | \mu | n \rangle$ , das sich das Atom im Zustand  $\langle n \rangle$  befindet, gilt:

$$\frac{d}{dt} \mu_{n,n} = \eta^2 \left[ (n+1)(A_- \mu_{n+1, n+1} - A_+ \mu_{n,n}) + n(A_- \mu_{n,n} - A_+ \mu_{n-1, n-1}) \right] \quad (3.78)$$

mit  $\eta = \eta_1 \cos \phi_1 + \eta_2 \cos \phi_2$  und den Raten  $A_\pm$ :

$$A_{\pm} = \frac{1}{4} \left( \frac{\Omega_1 \Omega_2}{\Omega} \right)^2 \frac{\gamma v^2}{[\Omega^2/4 - v(v \pm \Delta)]^2 + \gamma^2 v^2/4} \quad (3.79)$$

Gleichung (3.78) besitzt einen Gleichgewichtszustand für  $A_- > A_+$ , was für den Fall  $\Delta < 0$  (blaues Seitenband) und  $\Omega > 2v$  eintritt, sowie für den Fall  $\Delta > 0$  (rotes Seitenband) und  $\Omega < 2v$ . Im Folgenden wollen wir den ersten Fall ( $\Delta < 0$ ,  $\Omega > 2v$ ) und für die die Einstrahlrichtungen der Laser:  $k_1 \cos \phi_1 \neq k_2 \cos \phi_2$  annehmen. Damit erhalten wir für die mittlere Phononenzahl  $\langle n(t) \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} n \mu_{n,n}(t)$  die folgende Form:

$$\frac{d}{dt} \langle n \rangle = \eta^2 (A_- - A_+) \langle n \rangle + \eta^2 A_+ \quad (3.80)$$

wobei der Term  $\eta^2 (A_- - A_+)$  in Gleichung (3.80) die Kühlrate beschreibt. Wir können nun den Gleichgewichtszustand der mittleren Phononenzahl  $\langle n_s \rangle$  wie folgt ausdrücken:

$$\langle n_s \rangle = \frac{\gamma^2 v^2 + 4[\Omega_r^2/4 - v(v + \Delta)]^2}{2|\Delta|v(\Omega_r^2 - 4v^2)} \quad (3.81)$$

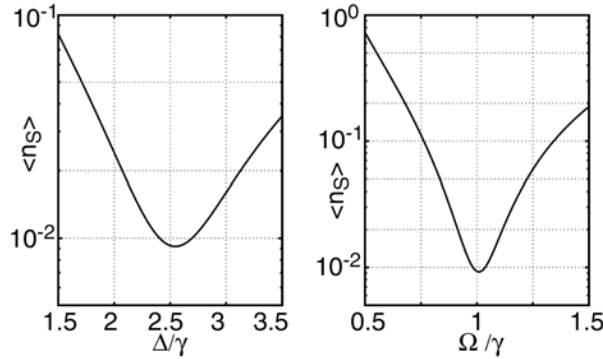


Abb. 3.11: Mittlere Phononenzahl in Abhängigkeit von der Verstimmung  $\Delta/\gamma$  (links) und der Rabi­frequenz  $\Omega$  (rechts), wenn wir  $\Omega_2 \gg \Omega_1$  annehmen. Die anderen Variablen erfüllen die Relationen  $v = 10/\gamma$ ,  $\Omega = \gamma$  (links) und  $\Delta = 2,5\gamma$  (rechts). [19]

Durch geeignete Parameterwahl kann eine mittlere Phononenanregung nahe der Null erreicht werden, wie man in Abbildung 3.11 sehen kann. Das Minimum von Gleichung (3.78), welches einer optimalen Kühlung entspricht, erhalten wir durch die Parameterwahl  $\Omega^2 = 4v(v - \Delta)$ , wodurch das erste rote Seitenband  $\delta_+$  mit der schmalen Resonanz  $|\Psi_+\rangle$  zusammenfällt. Die Lage der schmalen Resonanz ist durch die AC-Stark Verschiebung  $\delta_+ = \Delta - v$  gegeben. Für die minimale mittlere Phononenanregung ergibt sich somit:  $\langle n_s \rangle^{\min} = (\gamma^2/4|\Delta|)^2$ . Diese Relation zeigt, dass wir für sehr kleine Phononenzahlen einen stark Verstimmten Laser benötigen.

An solch einem System kann nun eine Monte-Carlo-Simulation vorgenommen werden, welche in

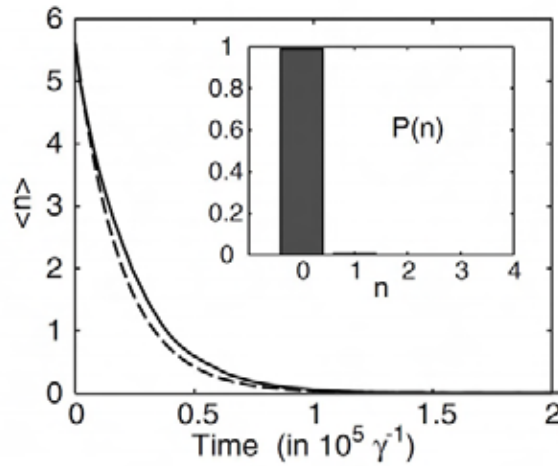


Abb. 3.12: Mittlerer Phononenzustand  $\langle n \rangle$  in Abhängigkeit von der Zeit. Die durchgezogene Linie entspricht der Monte Carlo Simulation und die gestrichelte Linie der Ratengleichung. In der Box ist die Gleichgewichtsverteilung  $P(n)$  gezeigt.[19]

Abbildung (3.12) mit der Ratengleichung (3.80) verglichen wird. In diesem Beispiel sieht man, dass die Besetzung des Grundzustandes bis zu 99% erreicht.

Wir wollen diese Kühlung nun bei ionisierten Kalziumatomen anwenden, das dazugehörige Niveauschema wurde bereits in Kapitel 3.1 dargelegt. Um ein  $\Lambda$ -Levelsystem zu erhalten, verwenden wir die beiden Niveaus  $S_{1/2}$  und  $P_{1/2}$ , welche bei Anwesenheit eines Magnetfeldes jeweils in die Zeeman-Niveaus  $m = \pm 1/2$  aufgespalten werden. Die Niveaus wollen wir deshalb im Weiteren  $|S, \pm\rangle$  und  $|P, \pm\rangle$  nennen. Wir verwenden von diesen vier die drei Niveaus  $|S, -\rangle$  und  $|P, \pm\rangle$ , und sprechen diese über einen rechtszirkular polarisierten Laser  $\sigma^+$  und einen linear polarisierten Laser  $\pi$  wie in Abbildung 3.13 an.

Um einen Kühleffekt zu detektieren, können die Photonen herangezogen werden, welche der Kühlaser an den Ionen streut. Solange der Kühlübergang  $|g, n\rangle \rightarrow |e, n-1\rangle$  (rotes Seitenband) betrieben wird, leuchtet das Ion. Doch wenn das Ion sich im Schwingungsgrundzustand befindet, kann nur noch der Träger angeregt werden, der jedoch durch die Dunkelresonanz stark unterdrückt wird, d.h. eine Fluoreszenz ist im Grundzustand nicht vorhanden. Mittelt man also über viele EIT-Kühlzyklen, so erhält man eine abnehmende Kurve. Dies kann mit Abbildung 3.12 erläutert werden. Hier ist ein Abfall der mittleren Phononenzahl erkennbar. Die mittlere Phononenzahl kann als Wahrscheinlichkeit der Grundzustandsbesetzung angesehen werden, da diese mittlere Phononenzahl als Mittelwert aus dem Grundzustand  $n = 0$  und höheren Phononenzuständen  $n > 0$  interpretiert werden kann. Somit ist diese mittlere Phononenzahl wieder proportional zur Wahrscheinlichkeit der Fluoreszenz. Dadurch sollte der Graph der mittleren Phononenzahl einen

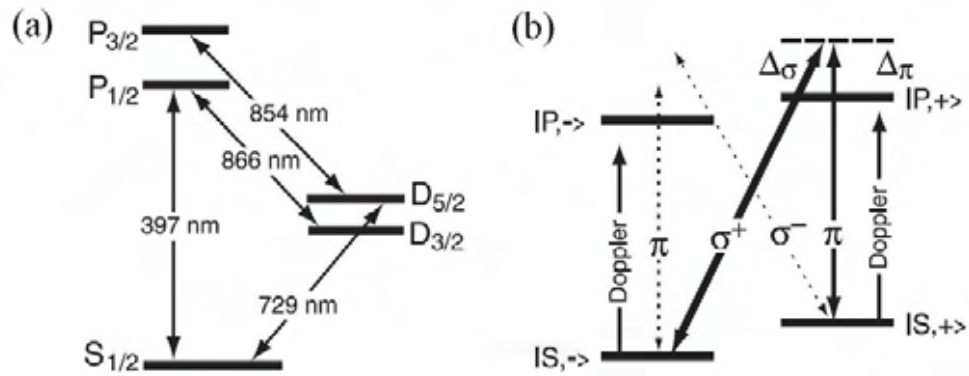


Abb. 3.13: (a) Normales Levelschema von einem ionisierten Kalzium (siehe Kapitel 3.1) (b) Durch Zeemann-Niveaus konstruiertes  $\Lambda$ -Levelschema mit den für EIT-Kühlen verwendeten Lasern.[20]

ähnlichen zeitlichen Verlauf aufweisen wie der Graph, der sich ergibt, wenn wir die Fluoreszenz über mehrere Kühlzyklen mitteln.

## 4. MESSUNGEN AN KALTEN KRISTALLISIERTEN IONEN

Um gezielt Schwingungsmoden eines Ionenkristalls mittels EIT zu kühlen, müssen sowohl die Verstimmung als auch die Intensität des Pump- als auch des Probe-Lasers richtig gewählt werden. Essentiell ist es hierbei, Fluoreszenzspektren aufnehmen zu können, welche auch die blau Seite der Resonanz zeigen. Wir verwenden hierzu ein gepulstes Messprotokoll, bei welchem Spektroskopiepulse und Laserkühlpulse abwechselnd in schneller Folge eingestrahlt werden. In Abbildung 4.1 kann man die Fluoreszenz zweier Doppler-gekühlten Ionen mittels einer EMCCD Kamera sehen.



Abb. 4.1: Zwei Ionen in unserer Paul-Falle aufgenommen mit der EMCCD-Kamera.

### 4.1 Resonanzspektrum des $S_{1/2} \leftrightarrow P_{1/2}$ Übergangs

Die Messungen wurden an gefangenen und dopplergekühlten  $^{40}\text{Ca}^+$  Ionen vorgenommen. In diesem Abschnitt soll eine Methode gezeigt werden, mit der wir eine komplette Resonanzlinie der Ionen spektroskopieren können. Zuvor wollen wir aber den Grund aufzeigen, weshalb man normalerweise nur die rote Seite der Resonanzlinie messen kann.

#### Spektroskopie mit kontinuierlich eingestrahlichten Laserstrahlen

Wir spektroskopieren an  $^{40}\text{Ca}^+$  Ionen den Übergang  $S_{1/2}$  auf  $P_{1/2}$ . Für diesen Übergang verwenden wir einen Laser mit einer Wellenlänge von 397 nm. Die Messung in Abbildung 4.2 wurde mit dem

Strahl  $\pi_2$  des SHG-Lasers (siehe Kapitel 2.2.6) an zwei Ionen vorgenommen. Zusätzlich strahlten wir permanent die Laser der Wellenlänge 866 nm und 854 nm ein (siehe Kapitel 3.1).

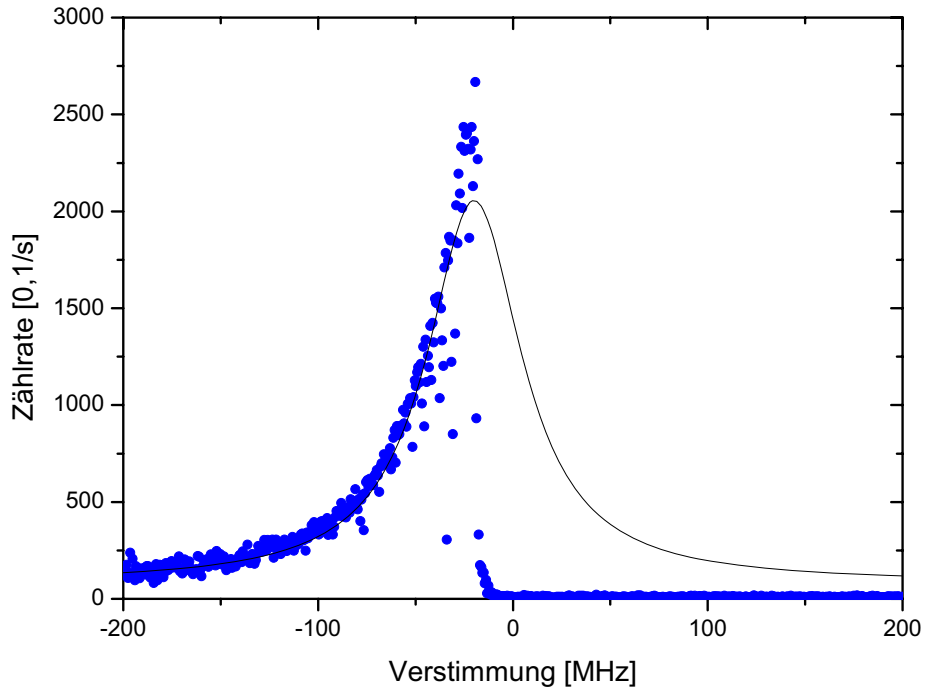


Abb. 4.2: Messung einer halben Resonanzlinie (blaue Punkte) und angefittete Lorentz-Kurve (schwarze Linie) mit der Halbwertsbreite 59,3 MHz. Die Zählrate wurde gegen die relative Verstimmung zur Resonanz aufgetragen. Die Scanschrittweite der Messung betrug 0,2 MHz.

Der Übergang von  $S_{1/2}$  nach  $P_{1/2}$  wird zur Dopplerkühlung verwendet. Das emittierte Licht des Ions wird gleichzeitig zur Detektion des Ions verwendet. Wird nun der Laser verstimmt, so kühlt man das Ion nicht durchgehend bei  $\gamma/2$  sondern zeitweise auch unter und über diesem Optimum. Die spektroskopierten Daten besitzen über  $\gamma/2$  mehrere Ausreiser nach unten, was auf eine schlechtere Kühlung zurückzuführen ist. Genau genommen bewirkt die schlechtere Kühlung eine stärkere Bewegung bzw. Schwingung der Ionen, dadurch sieht das Ion den Laser stärker verstimmt, wodurch die Linienbreite des Lasers nicht mehr mit der Linienbreite des Ions überlappt. Das Ion kann daher kein Licht absorbieren und wieder emittieren und bleibt somit kurzzeitig dunkel.

Wir benötigen die Kühlung, um die Ion in der Falle zu halten, da unsere Falle eine endliche Heizrate besitzt. Somit hat eine ausbleibende Kühlung letztendlich einen Verlust der Ionen zur Folge. Ist der Spektroskopielaser, der auch als Kühllaser fungiert, gegenüber der Resonanz des Ions blau



verstimmt, so liegt überhaupt kein Kühleffekt mehr vor, sondern man heizt die Ionen (Dopplerheizen). Deshalb verliert man das Ion spätestens bei einer positiven Verstimmung.

Wir versuchen den Graph nun so zu interpretieren, als würde er exakt eine halbe Resonanz zeigen. Fittet man daher eine Lorentz-Kurve an die Messdaten, so ergibt sich eine Linienbreite von  $\gamma = 59,3$  MHz. Man sieht allerdings schon an den Messergebnissen, dass sie sich unter dieser Annahme nicht gut mit einem Gaussprofil fitten lassen.

### Spektroskopie mit gepulsten Laserstrahlen

Um die Resonanz und Linienbreite besser bestimmen zu können ist es unauslänglich, die gesamte Resonanzlinie zu spektroskopieren. Um dies zu realisieren, müssen wir den Kühllaser unabhängig vom Spektroskopielaser einstrahlen und verstimmen können. Wir verwenden zur Kühlung des Ions den 397-Laser, der bei einer fixen Verstimmung von ca.  $\gamma/2$  eingestellt wird. Das Spektroskopielicht kommt von dem  $\pi_2$ -Strahl des SHG-Laser, der zeitlich linear in der Frequenz durchgestimmt wird, um über die gesamte Resonanz zu spektroskopieren.

Wir wollen nur das Licht mit dem Photomultiplier detektieren, welches aufgrund des SHG-Lasers gestreut wird. Deshalb muss der Photomultiplier nur zu den Zeiten ausgewertet werden, bei denen der Spektroskopielaser (SHG) eingestrahlt wird. Dieses Pulsschema ist in Abbildung 4.3 schematisch dargestellt, welches über das Kontrollprogramm MCP (siehe Kapitel 2.2.8) initialisiert wird. Dieses Skript steuert zum einen den Frequenzgenerator an, welcher den AOM des  $\pi_2$ -Strahls des SHG-Lasers versorgt und dessen Frequenz über die Resonanz durchstimmt. Andererseits lässt es den FPGA die Pulse generieren, um die Laser zu schalten.

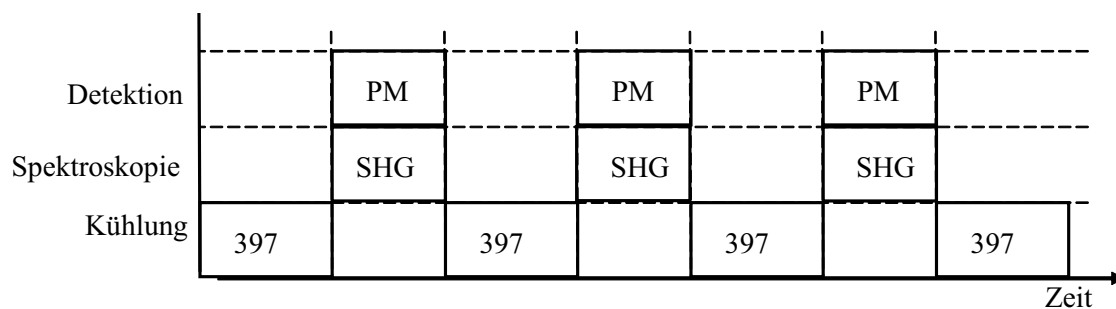


Abb. 4.3: Pulsschema, um eine ganze Resonanz spektroskopieren. Die Blöcke deuten an, ob man kühlt oder spektroskopiert, wobei in den Blöcken vermerkt ist, welche Laser (397, SHG) man verwendet. Der Photomultiplier wird nur innerhalb eines Spektroskopieblockes dazugeschaltet.

Durch eine solche erweiterte Spektroskopie kann auch eine komplette Resonanz gemessen werden. Die so erhaltenen Messdaten einer kompletten Resonanz von zwei gefangenen Ionen sehen

wir in Abbildung 4.4. Die blauen Messpunkte zeigen wieder die halbe Resonanz auf, bei der kein Kühllaser aktiv war. Die schwarzen Messpunkte zeigen hingegen die komplette Resonanz dank eingeschaltetem Kühllaser.

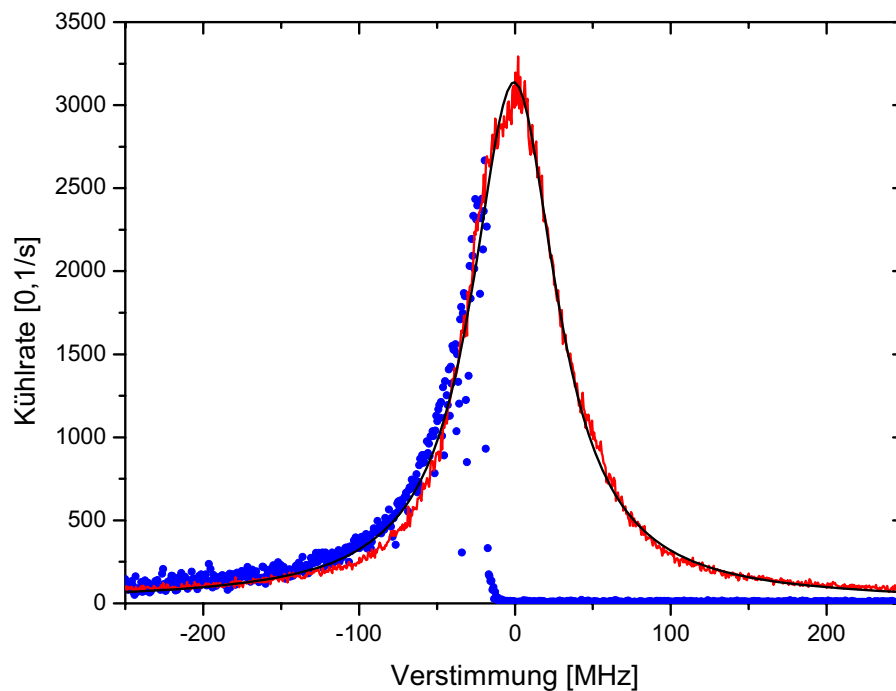


Abb. 4.4: Messung der ganzen Resonanzlinie (schwarze Datenpunkte). Es wurde die Zählrate gegen die relative Verstimmung zur Resonanz aufgetragen. Als Vergleich ist die halbe Resonanzlinie miteingezeichnet (blau). An die ganzen Resonanzlinie wurde ein Lorentz gefittet (schwarz), mit der Halbwertsbreite 66 MHz. Die Scanschrittweite der Messung betrug 0,2 MHz.

Man erkennt anhand von Abbildung 4.4, dass der zusätzliche Kühllaser nicht nur die Aufnahme einer kompletten Resonanz erlaubt, sondern dass sich das Ion auch weniger aufschwingt. Dies erkennt man an dem Graphen der ganzen Resonanz, der keine Ausreißer mehr nach unten aufweist. Die Annahme in Kapitel 4.1, dass an den blauen Messdaten genau die halbe Resonanz vorliegt, ist somit nicht gerechtfertigt. Die angefittete Lorentzkurve (rote Kurve in Abbildung 4.4) besitzt eine Halbwertsbreite von 66 MHz. Somit ist die Abschätzung der Linienbreite der halben Resonanzlinie nur sehr grob, und weist eine erhebliche Abweichung von  $\Delta(\gamma/2) = 10$  MHz auf.

Mit der Gleichung (3.25) können wir die Sättigung zu  $S_0 = 8,88$  bestimmen.

Will man bei einer Spektroskopie der gesamten Linienbreite den Fluoreszenzuntergrund erfassen,

ohne das Ion aus der Falle zu nehmen, so schaltet man den 866 nm Laser für ein paar Sekunden bzw. für die Aufnahme mehrerer Messpunkte aus, wodurch das Ion kein Licht mehr streut kann. Dies ist darauf zurückzuführen, dass das Ion in das  $D_{3/2}$  Niveau zerfällt und von dort nicht mehr angeregt werden kann (siehe auch Kapitel 3.1).

## 4.2 Spektroskopie von Dunkelresonanzen

In diesem Kapitel zeigen wir unterschiedliche Spektren, die eine Dunkelresonanz aufweisen. Wir benötigen für das EIT-Kühlen eine Dunkelresonanz, welche mit den Niveaus  $|S, \pm\rangle$  und  $|P, +\rangle$  aus Kapitel 3.4.3 erzeugt werden. Gleichzeitig können auch Dunkelresonanzen mit anderen Niveaus auftreten. Ein Beispiel mit dem langlebigen Niveau  $D_{3/2}$ , welche wir nicht für die EIT-Kühlung verwenden wollen, soll in diesem Kapitel gezeigt werden.

Wir wollen wieder nur das Licht mit dem Photomultiplier detektieren, welches aufgrund der Spektroskopie gestreut wird. Deshalb muss der Photomultiplier nur zu den Zeiten ausgewertet werden, bei denen der Spektroskopielaser eingestrahlt wird. Dieses Pulsschema ist in Abbildung 4.5 schematisch dargestellt. Während der  $\pi$ -Laser angeschaltet ist, wird auch der  $\sigma$ -Laser angeschaltet, um Dunkelresonanz zu spektroskopieren. Jedoch existiert nur bei jedem zweiten Puls des  $\pi$ -Lasers ein Puls des  $\sigma$ -Lasers, wodurch wir einen Datensatz für die Resonanz des Übergangs  $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$  und eine für die Dunkelresonanz erhalten, was mit unterschiedlichen Blöcken in Abbildung 4.5 dargestellt ist. Auf diese Weise besitzt man eine Kontrollmöglichkeit, ob der gemessene Einbruch der Fluoreszenz eine Dunkelresonanz darstellt. Falls der Einbruch auch in der Messung mit abgeschaltetem  $\sigma$ -Laser vorhanden ist, könnte es sich um eine fehlgeschlagene Messung handeln oder um eine Dunkelresonanz im  $\Lambda$ -Systems der Niveaus  $S_{1/2^-}, D_{3/2^-}, P_{1/2}$ , was dementsprechend auch in beiden Messungen sichtbar wäre.

Um die gemessene Datensätze mit der Theorie eines  $\Lambda$ -Niveausystems zu vergleichen, verwenden wir ein Programm<sup>1</sup>, welches die optischen Blochgleichungen [34] für den stationären Fall löst. Um die optischen Blochgleichungen zu erhalten, schreibt man Gleichung (3.37), die eine Matrix-differentialgleichung darstellt, in eine Vektordifferentialgleichung um. Beachtet man zusätzlich die Normierungsbedingung der Dichtematrix  $\rho$ , so lassen sich analytische Lösungen  $\rho_{st}$  für stationäre Zustände des System finden. Aufgrund der Größe dieses Gleichungssystem verwendet man für die Lösung ein Computeralgebrasystem. Es interessiert hauptsächlich das Matrixelement  $\rho_{33}$ , da deren stationäre Besetzungswahrscheinlichkeit ein Gleichgewicht aus Anregung und Zerfall des Zustand  $|3\rangle$  bedeutet. Ist die Besetzungswahrscheinlichkeit gleich Null so liegt der bekannte Dunkelzustand vor, da kein Zerfall aus dem Zustand  $|3\rangle$  vorliegt.

<sup>1</sup> Entwickelt von Jürgen Eschner, Institute of Photonic Sciences, Barcelona

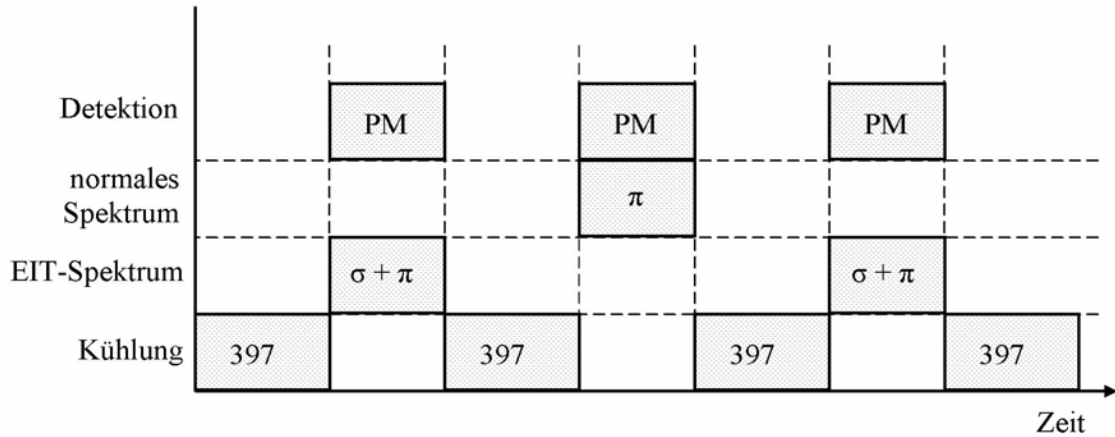


Abb. 4.5: Pulsschema, um eine Resonanz und eine Dunkelresonanz zu spektroskopieren. Die Blöcke deuten an, ob man kühlt oder spektroskopiert, wobei in den Blöcken vermerkt ist, welche Laser (397,  $\pi_2$  und  $\sigma$ ) man für die jeweilige Spektroskopie verwendet. Der Photomultiplier wird nur innerhalb eines Spektroskopieblockes dazugeschaltet.

#### 4.2.1 Dunkelresonanzen im $\Lambda$ -System des $S_{1/2^-}$ , $D_{3/2^-}$ , $P_{1/2^-}$ -Niveaus

Das Spektrum, das wir in diesem Abschnitt zeigen, weist eine Dunkelresonanz auf, die im  $\Lambda$ -Niveausystem der Zustände  $S_{1/2}$ ,  $D_{3/2}$  und  $P_{1/2}$  auftritt.

Wir verwenden hierfür den 397 Laser, um die gesamte Resonanz zu spektroskopieren. Die Pulslängen wurden so gewählt, dass gleich lang spektroskopiert wie gekühlt wird. Die aus vier gefangenen Ionen gewonnenen Messpunkte sind in Abbildung 4.6 zu sehen.

Der 866 Laser ist dabei blau verstimmt, deshalb liegt die Dunkelresonanz bei einer höheren Frequenz als die Resonanz. Die Fluoreszenz verschwindet allerdings nicht ganz an der Stelle der Dunkelresonanz. Der Grund hierfür liegt unter anderem an der Sättigung der Resonanzlinie, eine schlechte Kompensation der Mikrobewegung kann zusätzlich zu einer schlechten Sichtbarkeit der Dunkelresonanz führen. Anhand der Messdaten in Abbildung 4.6, lässt sich eine AC-Stark Verschiebung, was dem Abstand von Dunkel- zur schmalen Resonanz entspricht, von  $\delta_{Mess} = 3,2$  MHz bestimmen.

Mit der roten Kurve (Messdaten) fitteten wir eine Dunkelresonanz an die vorhandenen Messwerte und bestimmten daraus die AC-Stark-Verschiebung, die den Wert  $\delta_{Fit} = 3,196$  MHz besitzt. Dies stimmt sehr gut mit der gemessenen AC-Stark Verschiebung überein. Zusätzlich wissen wir die Rabifrequenzen und die Verstimmung der Fitkurve: Die Rabifrequenz des Übergangs  $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$  beträgt  $\Omega_b = 0,5$  MHz und die des Übergangs  $D_{3/2} \rightarrow P_{1/2}$  beträgt  $\Omega_r = 6$  MHz und die Verstimmung ist  $\Delta = 2,6$  MHz blau zum  $P_{1/2}$ -Niveau.

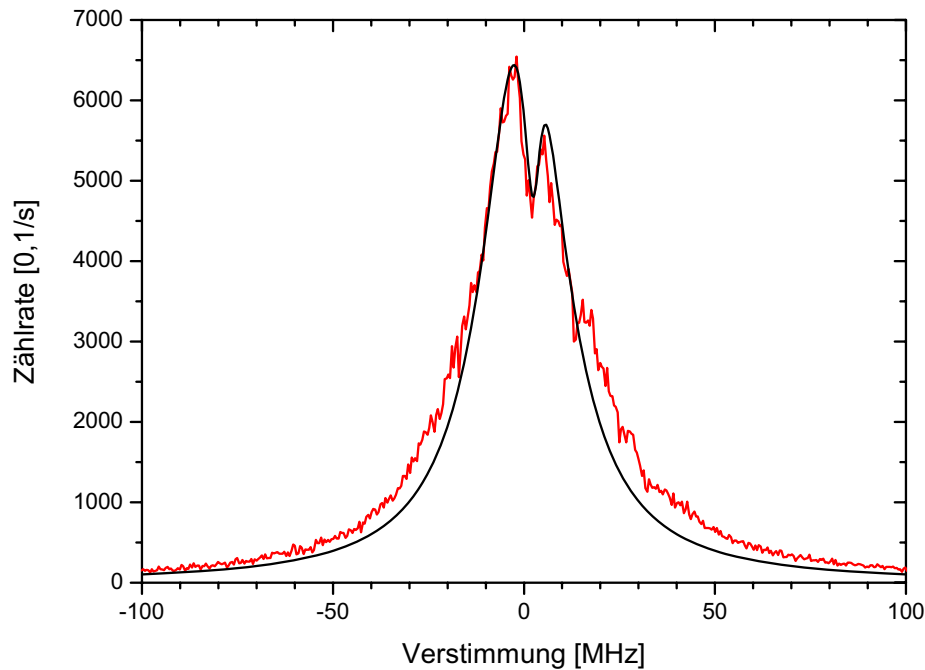


Abb. 4.6: Spektrum einer gemessenen Dunkelresonanz (rot) und einer gefitteten Dunkelresonanzkurve (schwarz) im  $\Lambda$ -System des  $S_{1/2^-}$ ,  $D_{3/2^-}$ ,  $P_{1/2}$ -Niveaus mit dem 866-Laser als Pumplaser. Die Fitparameter sind: Die Rabi-Frequenz des Übergangs  $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$  ist gleich  $\Omega_b = 0,5$  MHz und für den Übergang  $D_{3/2} \rightarrow P_{1/2}$  ist sie  $\Omega_r = 6$  MHz, die Verstimmung des Pumplasers ist  $\Delta = 2,6$  MHz blau zur Resonanz.

#### 4.2.2 Dunkelresonanzen im $\Lambda$ -System der $S_{1/2^-}$ , $P_{1/2}$ -Niveaus

In diesem Kapitel werden wir uns den Dunkelresonanzen widmen, die wir für die EIT-Kühlung benötigen. Wie in Kapitel 3.4.3 gezeigt, verwenden wir hierzu ein  $\Lambda$ -System, welches durch die Zeemann-aufgespaltenen  $S_{1/2}$  und  $P_{1/2}$  Niveaus des  $^{40}\text{Ca}^+$ -Ions gegeben ist. Für die Übergänge benötigen wir Licht der Wellenlänge 397 nm, wofür wir zwei Lasersysteme haben, einerseits den DL110 und andererseits den SHG110.

Für die Aufnahme einer Dunkelresonanz wird ein Laser, in unserem Fall der  $\sigma$ -Laser (Coupling-Laser), bei einer festen Frequenz gehalten, die jedoch gegenüber der Resonanz blau verstimmt ist. Ein anderer Laser, in unserem Fall der  $\pi$ -Laser, wird linear durchgestimmt, mit dem man die Resonanzen und Dunkelresonanz spektroskopiert.

Werden die zur Spektroskopie benötigten  $\pi$ - und  $\sigma$ -Strahlen von unterschiedlichen Lasern ge-

neriert, so sind diese nicht phasenstarr, das bedeutet, sie sind zueinander nicht kohärent und besitzen deshalb keine feste Phasenbeziehung. Ein Maß für die Kohärenzlänge ist die Phasenbeziehung zweier Wellenzüge, welche an einem festen Raumpunkt betrachtet werden. Laser besitzen Kohärenzlängen bis zu mehreren Kilometern. Betrachtet man die Kohärenz der zwei Laser DHL110 und SHG110 zueinander, so besitzen sie nur kurzzeitig feste Phasen zueinander.

Um zu überprüfen, ob die beiden Laserfelder eine feste Phasenbeziehung zueinander haben, messen wir den „Beat“ dieser beiden Laser, darunter versteht man eine Schwebung der beiden Laser. Die Schwebung besteht aus der schnellen Oszillation  $v_{fast} = v_{397} + v_{SHG}$  des eigentlichen Signals und der Einhüllenden des Signals mit der langsameren Frequenz  $v_{slow} = v_{397} - v_{SHG}$ . Da der 397 und SHG Laser fast identische Wellenlängen aufweisen, liegt die langsame Frequenz der Einhüllenden  $v_{slow}$  im Bereich von einigen MHz. Zwischen den  $\pi$ - und  $\sigma$ -Laserstrahlen ergibt sich ein Frequenzunterschied von 12 MHz, was der Zentralfrequenz in Abbildung 4.7(b) entspricht, da wir mit ihnen die Zeemanaufspaltung des  $S_{1/2}$ -Niveaus kompensieren wollen, um die gleiche Verstimmung von dem angeregten Niveau  $P_{1/2}$  beider Laser zu erhalten. Betrachten wir das Signal im Frequenzraum, so erhalten wir jeweils die Amplitude der Schwebungsfrequenzen bei den jeweiligen Frequenzen, wobei wir mit den gängigen Messapparaturen nur die langsame Frequenz  $v_{slow}$  betrachten können. Schon aufgrund der endlichen Laserlinienbreite erhalten wir nicht nur einen Deltapeak bei der Frequenz  $v_{slow}$ , sondern einen Lorentz<sup>2</sup>. Das Schwebungssignal, ist nur stabil, solange eine feste Phasenbeziehung zwischen den Laserstrahlen existiert, d.h. die Frequenz der Einhüllenden verschmiert, falls die Laser lange Kohärenzzeiten zueinander haben. Somit erhöht sich die Halbwertsbreite der Lorentzkurve, die man durch die Schwebung erhält und gibt eine Güte der Kohärenz zwischen zwei Laserstrahlen an.

Um das Schwebungssignal zu erhalten, überlagern wir die beiden Laserstrahlen auf einer Photodiode und nehmen das Signal mit einem Spektrumanalyzer auf. Der Spektrumanalyzer zeigt uns direkt die Lorentzkurve der Schwebung, um die Halbwertsbreite zu erhalten. Die erhaltenen Messdaten (rot) und den entsprechenden Lorentzfit (schwarz) sehen wir in Abbildung 4.7, links das Schwebungssignal zwischen den Strahlen des 397- und SHG-Lasers, welcher eine Halbwertsbreite von 16,6 MHz besitzt und rechts das Schwebungssignal zwischen den  $\pi$ - und  $\sigma$ -Strahlen, die beide vom SHG-Laser herrühren mit einer Halbwertsbreite von 2,1 kHz. An den Halbwertsbreiten erkennt man sofort, dass die Phasenbeziehung zwischen den  $\pi$ - und  $\sigma$ -Strahlen wesentlich stabiler ist als zwischen den unterschiedlichen Lasern (397, SHG).

Da die Dunkelresonanz ein kohärenter Prozess ist, sollten die  $\sigma$ - und  $\pi$ -Laser so phasenstarr wie möglich sein. Deshalb verwenden wir für zukünftige EIT-Kühlungen die beiden Strahlen den SHG-Laser, um die Güte der Dunkelresonanz zu erhöhen. Als Vergleich zeigen wir zunächst die Dunkelresonanz mit den unterschiedlichen Lasern betrachten

<sup>2</sup> Bei genauer Betrachtung ist die Schwebungsfrequenzen eine Faltung der Laserlinienbreiten

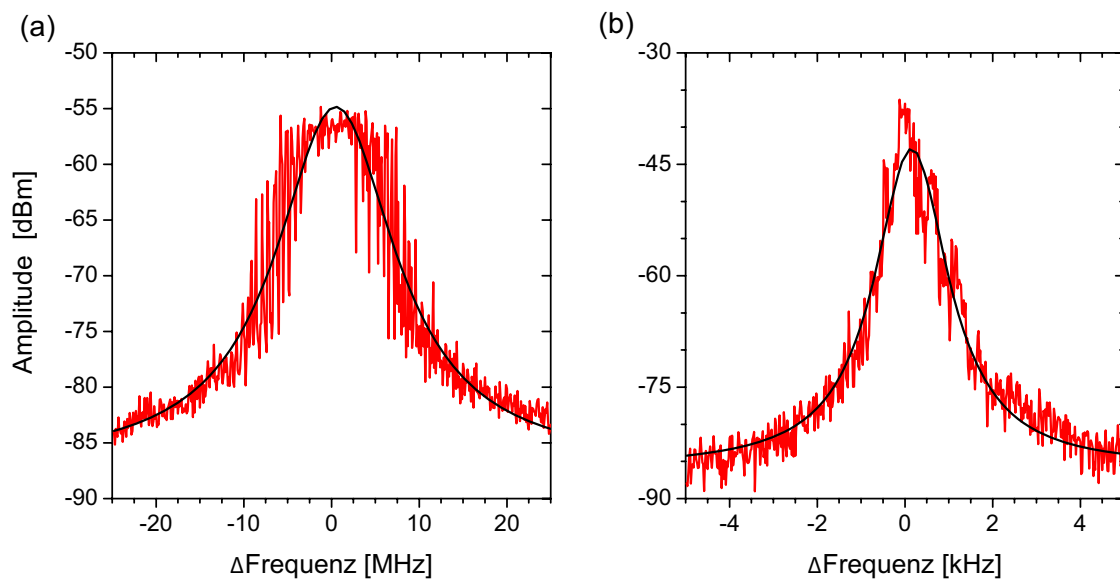


Abb. 4.7: Messdaten (rot) eines Schwebungsmessung zwischen den Strahlen des 397- und SHG-Lasers (a) und zwischen dem  $\pi$ - und  $\sigma$ -Strahl herrührend vom SHG-Laser (b). Es wurde zusätzlich eine Lorentzkurve (schwarz) angefitet deren Halbwertsbreite gleich 16,6 MHz (a) und 2,1 kHz (b) beträgt.

### EIT-Spektroskopie mit $\pi$ - und $\sigma$ -Strahlen von unterschiedlichen Lasern

Wir betrachten im Folgenden eine Dunkelresonanz, die mit  $\sigma$ -Licht und  $\pi$ -Licht spektroskopiert wurde, welche von zwei unterschiedlichen Lasern stammen. Der linear polarisierte  $\pi$ -Strahl liefert der 397-Laser, der zirkular polarisierte  $\sigma^+$ -Strahl liefert dagegen das SHG-Modell. Zur Kühlung verwenden wir bei diesem Experiment den Dopplerstrahl des SHG, welcher eine feste Verstimmung von ungefähr  $\gamma/2$  besitzt.

Die Leistungen der einzelnen Laser waren  $P_{Doppler} = 80 \mu\text{W}$ ,  $P_{\sigma} = 170 \mu\text{W}$  und  $P_{\pi} = 20 \mu\text{W}$ . Die Messungen wurden an einem Ionenkristall von vier Ionen vorgenommen. Die daraus erhaltenen Daten sieht man in Abbildung 4.8. Wie man leicht erkennen kann, liegt bei der orangen Kurve eine Messung der Resonanz vor, wobei wir an diese Messdaten eine Lorentzkurve angefitet haben, welche eine Halbwertsbreite von 77,1 MHz und nach der Formel (3.25) eine Sättigung von  $S_0 = 12,5$  ergibt. Wie man unschwer erkennen kann fällt die blaue Seite der Resonanz zu langsam ab, und passt nicht an den Lorentzfit. Der Grund hierfür ist die nicht ausreichende Kühlung, welche das Ion aufschwingen lässt.

Diese Messung wurde aufgenommen, bevor wir den  $\pi$ - und  $\sigma$ -Strahl über einen Doppelpass generiert haben, daher stellte der Kühllaser die 1. Ordnung eines AOMs dar, welcher den Strahl um

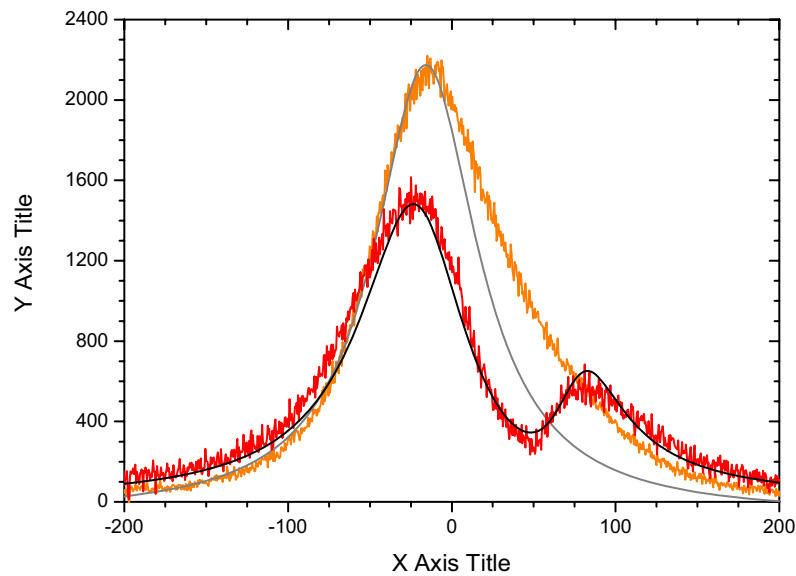


Abb. 4.8: Resonanzlinie mit (rot) und ohne (orange) Dunkelresonanz. Sie wurde mit unterschiedlichen Lasern für den  $\pi$ - und  $\sigma$ -Strahl aufgenommen. Der Dopplerverlaser, der die Kühlung der Ionen garantiert, wurde für  $140 \mu\text{s}$  eingeschaltet, dazwischen wurden  $10 \mu\text{s}$  spektroskopiert. Es wurde an die Resonanz eine Lorentzkurve (grau) mit einer Halbwertsbreite von  $77,1 \text{ MHz}$  gefittet und über die Dunkelresonanz eine Theoriekurve (schwarz) gelegt. Die Parameter der Theoriekurve sind: Die Rabi-Frequenz des Pump-Lasers ist  $\Omega_\sigma = 80 \text{ MHz}$ , bzw. des Probe-Lasers ist  $\Omega_\pi = 40 \text{ MHz}$ , die Verstimmung des Pump-Lasers betrug  $\Delta_\sigma = 56 \text{ MHz}$  blau zur Resonanz. Die Scanschrittweite der Messung betrug ca.  $0,5 \text{ MHz}$ .



90 MHz in seiner Frequenz verschob. Die 0. Ordnung wurde aufgespalten und durch zwei weitere AOMs geschickt, wobei ein Strahl das  $\sigma$ -Licht darstellte. Seine 1. Ordnung hatte eine Frequenzverschiebung von 189 MHz, weshalb der Doppler-Strahl eine relative Frequenzverschiebung von 99 MHz zum  $\sigma$ -Strahl hatte. Da die Dunkelresonanz die Frequenz bzw. die Verstimmung des  $\sigma$ -Strahls angibt, kann auf die Verstimmung des Doppler-Strahls zurückgerechnet werden. Die Dunkelresonanz liegt in Abbildung 4.8 bei 48 MHz im blauen womit sich eine rote Verstimmung des Dopplerlasers von 51 MHz ergibt, was einem Wert von  $\gamma/2$  entspricht. Dies bedeutet die zu geringe Kühlung kommt nicht durch die falsche Frequenzeinstellung des Doppler-Lasers zustande, sondern durch die große Leistung. Dadurch wird die Resonanz verbreitert, und daher ist keine effektive Doppler-Kühlung mehr möglich.

Bei der Messreihe der roten Kurve liegt das Spektrum einer Dunkelresonanz vor, bei der wir die AC-Stark Verschiebung bestimmen können, indem wir die Differenz zwischen der Dunkelresonanz und der schmalen Resonanz messen. Dadurch ergibt sich ein Wert für die AC-Stark Verschiebung von  $\delta_{Mess} = 33$  MHz.

Über die Messpunkte wurde wieder eine Theoriekurve gelegt, bei der sich eine AC-Stark Verschiebung von 34,2 MHz ergibt. Um den Fit in die Messdaten zu legen wählten wir eine Rabifrequenz des Pump-Lasers von  $\Omega_\sigma = 80$  MHz, bzw. des Probe-Lasers von  $\Omega_\pi = 40$  MHz und eine Verstimmung des Pump-Lasers von  $\Delta_\sigma = 56$  MHz, sowie die Linienbreiten der beiden Laser von  $\gamma_\sigma = 3$  MHz und  $\gamma_\pi = 2$  MHz.

Um EIT-Kühlen zu können, muss die AC-Stark Verschiebung ungefähr der Fallenfrequenz entsprechen:  $\delta \approx \nu$ . Da die axialen Fallenfrequenzen bei mehreren 100 kHz liegen, können wir mit solch einer Einstellung nicht kühlen, da die Schwingungsseitenbänder spektral nicht aufgelöst werden können. Um einen Kühleffekt zu erlangen, muss die AC-Stark Verschiebung um zwei Größenordnungen kleiner werden.

### EIT-Spektroskopie mit $\pi$ - und $\sigma$ -Strahlen von einem Laser

Wir wollen nun den Einfluss der Laserleistung des  $\pi$ - und  $\sigma$ -Lasers auf die Dunkelresonanzen näher untersuchen. Zusätzlich können wir aus den gemessenen Laserleistungen  $P_0$  und dem Strahlradius  $r$  die Intensität am Ort des Ion mit folgender Gleichung bestimmen:

$$I = \frac{2P_0}{\pi r^2} \quad (4.1)$$

dabei wurde ein Gaussförmiger Strahl angenommen, wobei wir davon ausgehen, dass das Ion die Spitzenleistung des Gaussstrahls sieht. Der Strahlradius bei unseren Strahlen  $r = 50 \mu\text{m}$  ist. Somit können wir die Rabifrequenzen mit den Gleichungen (3.26) und (3.29) bestimmen und dadurch mit der Gleichung  $\delta_{Theo} = (\sqrt{\Delta + \Omega} - \Delta)$  (siehe Gleichung (3.64)) eine theoretische AC-Stark

Verschiebung berechnen, die wir  $\delta_{theo}$  nennen wollen.

Wir betrachten unterschiedliche Dunkelresonanzen und verwenden den 397-Laser als Kühllaser. Die Wellenlänge wurde auf  $\gamma/2$  gestellt. Als linear polarisierten Laser verwenden wir den  $\pi_2$ -Strahl des SHG-Lasers, von dem auch der  $\sigma$ -Strahl herrührt. Die Messungen wurden wieder mit dem Pulsschema aufgenommen, welches bereits in Kapitel 4.1 beschrieben wurde.

Die zirkulare Polarisierung des  $\sigma$ -Strahls kann durch ein  $\lambda/4$ -Plättchen erzeugt werden. Ist das Plättchen jedoch falsch eingestellt, kann der Strahl eine  $\sigma^-$  statt eine  $\sigma^+$  Polarisation besitzen. Somit agiert man in einem anderen  $\lambda$ -Niveausystem des  $Ca^+$ -Ions, da der  $\sigma^-$  Laser nun den Übergang  $|S, +\rangle$  nach  $|P, -\rangle$  und dadurch der  $\pi$ -Laser den Übergang  $|S, +\rangle \rightarrow |P, +\rangle$  anspricht. Wie in Abbildung 3.13 zu sehen ist, besitzt das  $S_{1/2}$  Niveau eine größere Zeeman-Aufspaltung als das  $P_{1/2}$  Niveau. Daher muss der  $\sigma^-$ -Laser eine kleinere Frequenz besitzen als der  $\sigma^+$ -Laser, um die gleiche Verstimmung zu erlangen, das gleiche gilt auch für den  $\pi$ -Laser. Für den  $\sigma^-$ -Laser muss die Frequenz um die Summe der beiden Aufspaltungen geringer eingestellt werden, wobei es beim  $\pi$ -Laser nur die Differenz beider Aufspaltungen ist. Haben wir einen  $\sigma^-$ -Strahl, wählen aber die Frequenzen der  $\sigma^+$ -Konfiguration, so wird sich die Dunkelresonanz verschieben. Dies kann aber anhand einer Messung festgestellt werden.

Weil wir die beiden AOMs mit einem Rhode & Schwarz Frequenzgenerator ansteuern, können wir über die beiden angezeigten Frequenzen die Aufspaltung  $\Delta S_{1/2}$  des Niveaus  $S_{1/2}$  abschätzen. Wir wissen, dass bei der Dunkelresonanz die Verstimmung zum Niveau  $P_{1/2}$  von den  $\pi$ - und  $\sigma$ -Strahlen gleich sein muss, somit kann die Aufspaltung über die Frequenzdifferenz abgeschätzt werden.

$$\omega_\sigma - \omega_\pi = \Delta S_{1/2} \quad (4.2)$$

In unserem Fall ist dieser Wert meist  $\Delta S_{1/2} = 12$  MHz. Die Aufspaltungen des  $S_{1/2}$  Niveaus und des  $P_{1/2}$  Niveau werden durch die Magnetfeldstärke bestimmt, um dies abzuschätzen wurde das Magnetfeld in Abhängigkeit des Stromes vermessen als die Kammer offen war (siehe Anhang B). Schwankt nun die Magnetfeldstärke, so schwankt auch die Aufspaltung des  $S_{1/2}$ -Niveaus und dadurch auch die relativen Verstimmungen zum  $P_{1/2}$  Niveau. Somit schwankt auch die Lage der Dunkelresonanz im Spektrum, und somit verwischt die Dunkelresonanz, vor allem bei sehr schnellen Schwankungen des Magnetfeldes. Um dies zu verhindern, wird unser Magnetfeld stabilisiert.

Zusätzlich muss man darauf achten, dass die Intensität des  $\sigma$ -Lasers nicht schwankt. Da der  $\sigma$ -Laser unser Pump-laser ist, bildet er die Dressed States, und seine Leistung gibt die AC-Stark Verschiebung vor (siehe Kapitel 3.4.3). Schwankt nun die Laserleistung, so schwankt auch die AC-Stark Verschiebung, und somit auch die Position der breiten und schmalen Resonanz im Spek-

trum. Solche Schwankungen wirken sich negativ auf die Spektren aus, da bei schnellen Schwankungen der Leistung die Dressed-State Niveaus ebenfalls sehr schnell schwanken und dies eine Verschmierung der Resonanzen verursacht. Deshalb wurde eine Intensitätsstabilisierung entwickelt, welche in Zusammenarbeit mit einem anderen Diplomanden entwickelt wurde, und deren Charakterisierung im Anhang A zu finden ist.

Im Folgendem wurde die Leistung des  $\sigma$ -Lasers variiert, um deren Einfluss auf die Dunkelresonanz zu beobachten. Nach Kapitel 3.4.3 verwenden wir den  $\sigma$ -Laser als Pumplaser, um die elektromagnetisch induzierte Transparenz zu generieren. In Abbildung 4.9 sind Messungen mit drei unterschiedlichen Leistungen des Pumplasers gezeigt, die an drei Ionen vorgenommen wurden.

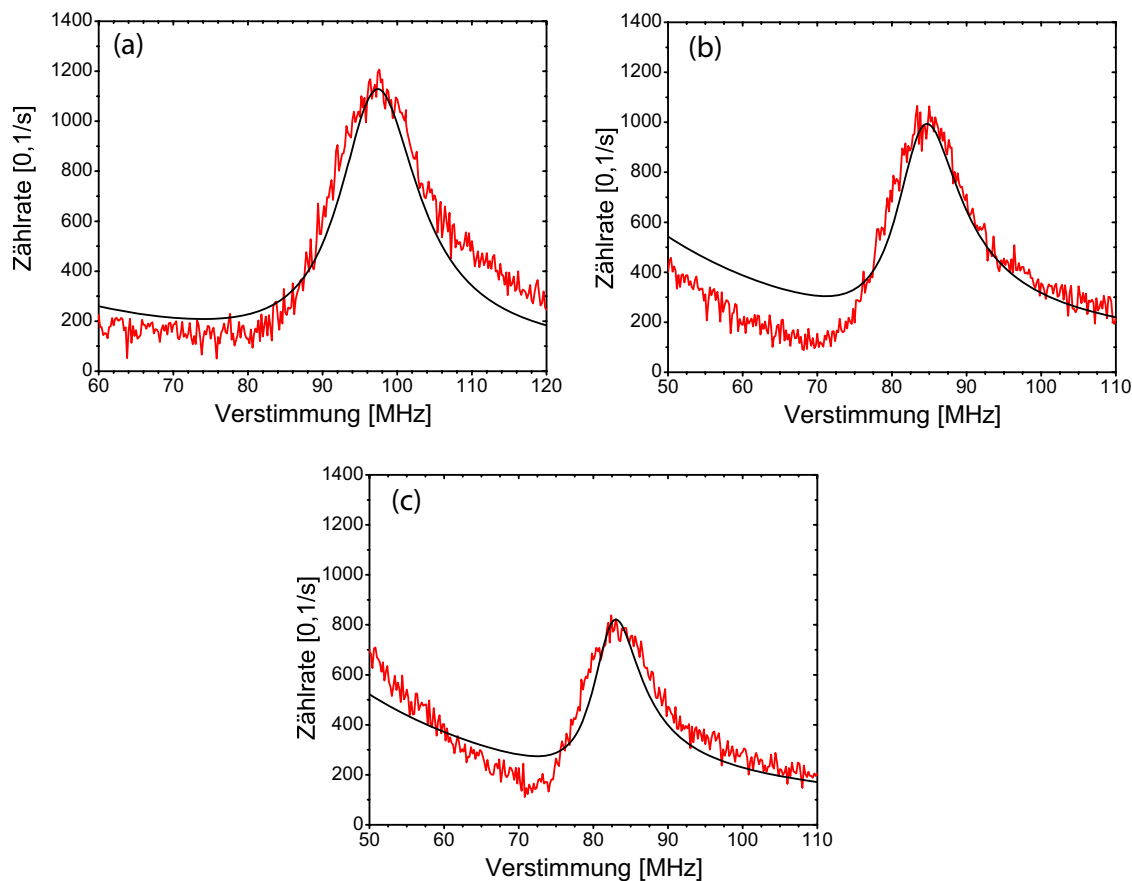


Abb. 4.9: Dunkelresonanzen für unterschiedliche Leistungseinstellungen des Pumplasers, (a)  $P_\sigma = 63 \mu\text{W}$ , (b)  $P_\sigma = 40 \mu\text{W}$  und (c)  $P_\sigma = 20 \mu\text{W}$ . Die Scanschrittweite der Messung betrug  $0,2 \text{ MHz}$ . Als Spektroskopielaser wurde der  $\pi$ -Strahl mit  $P_\pi = 2,6 \mu\text{W}$  verwendet. Die Fitparameter der einzelnen Theoriekurven (schwarz) sind in Tabelle 4.1 zu finden.

Eine Erhöhung der Leistung  $P_\sigma$  des  $\sigma$ -Lasers bedingt eine Erhöhung des AC-Stark Effekts  $\delta$ .

Dieser kann aus dem Abstand der Dunkelresonanz und der schmalen Resonanz bestimmt werden. Die aus den Messdaten erhaltene AC-Stark Verschiebung wollen wir  $\delta_{Mess}$  und die AC-Stark Verschiebung, die wir anhand der Fitkurve bestimmen können, wollen wir  $\delta_{Fit}$  nennen.

Tabelle 4.1 zeigt die ermittelten AC-Stark Verschiebungen und zusätzlich die Werte, mit der Theoriekurve erstellt wurde. Die Linienbreiten der Laser (nicht in Tabelle 4.1 aufgeführt) für den Fit sind:  $\gamma_\sigma = 2,6$  MHz und  $\gamma_\pi = 2,6$  MHz. Diese Linienbreite ist im Vergleich zu der Theoriekurve zur Dunkelresonanz aus Kapitel 4.2.1 nicht kleiner, trotz das uns der Beat eine weitaus bessere Phasenkohärenz zwischen dem  $\pi$ - und  $\sigma$ -Strahl zeigt. Der Grund ist, dass das Simulationsprogramm, die uns die Theoriekurve berechnet, keine Bewegungen der Ionen beachtet. Daher wird dieser Effekt über eine breitere Linienbreite des Lasers indirekt für die Theoriekurve implementiert.

Leistung $P_\sigma$ des $\sigma$ -Lasers [ $\mu\text{W}$ ]	63	40	20
$\sigma$ -Rabifrequenz $\Omega_\sigma$ [MHz]	52	36	28
$\pi$ -Rabifrequenz $\Omega_\pi$ [MHz]	5	10	8
Verstimmung $\Delta$ [MHz]	90	80	80
AC-Stark Verschiebung $\delta_{Fit}$ [MHz]	23,4	13,4	10,6
AC-Stark Verschiebung $\delta_{Mess}$ [MHz]	17,5	13	11
AC-Stark Verschiebung $\delta_{Theo}$ [MHz]	19,8	13,6	7,7

Tab. 4.1: Errechnete und über Messdaten und Theoriekurve ermittelte AC-Stark Verschiebungen  $\delta_{Theo}$ ,  $\delta_{Mess}$  und  $\delta_{Fit}$  in Abhängigkeit von der Laserleistung  $P_\sigma$  des Pumplasers  $\sigma$ .

Wie man anhand Tabelle 4.1 sehen kann stimmen die AC-Stark Verschiebungen  $\delta_{Fit}$  der gefitteten Kurve recht gut mit den AC-Stark Verschiebungen  $\delta_{Mess}$  der Messdaten überein. Bei der  $\sigma$ -Leistung  $P_\sigma = 63 \mu\text{W}$  sehen wir eine größere Abweichung, die durch ein schlecht erkennbares Minimum am Datensatz, welches der Dunkelresonanz entspricht, entsteht.

Wir wissen, dass der Strahldurchmesser des  $\pi$ - und  $\sigma$ -Strahl nahezu gleich ist mit  $\approx 0,1$  mm, und sich mit der Relation  $P \sim \sqrt{\Omega}$  somit folgende Beziehung ergibt:

$$\frac{\Omega_\pi}{\Omega_\sigma} = \sqrt{\frac{P(\pi)}{P(\sigma)}} = Q \quad (4.3)$$

Wie in Relation (4.3) zu sehen ist, sollte der Quotient  $Q$  für die gemessene Leistungen gleich dem der Rabifrequenzen sein, die zur Theoriekurve gehören. Für den ersten Fall ( $P_{sigma} = 63 \mu\text{W}$ ) in Tabelle 4.1 erhalten wir für das Leistungsverhältniss  $Q = 5,01$  und dessen Verhältnis der Rabifrequenzen  $Q = 10,4$ , dies ist eine Abweichung von über 50 %. Bei den anderen beiden Messungen

besitzen die Quotienten jeweils eine Abweichung von ca. 7 % bei  $P_{sigma} = 40 \mu\text{W}$  und ca. 22 % bei  $P_{sigma} = 20 \mu\text{W}$ . Fehler für die großen Abweichungen sind: Erstens durch leichte Leistungsdrifts nach der Bestimmung der Leistung der beiden Laserstrahlen. Zweitens besitzen die Strahlen kein perfektes Gaußprofil, wodurch die Ionen nicht die Leistung sehen, die wir bei der Annahme eines Gaußprofils bestimmen. Und der dritter und auch starke Fehlereinfluss ist durch das Messinstrument<sup>3</sup> selbst gegeben, da dies sehr große Schwankungen aufweist. Auch die umgebenen und sich ständig ändernde Lichteinflüsse tragen zu einer fehlerbehafteten Leistungsmessung bei. Aus den besagten Gründen bleiben die Rabifrequenz des  $\pi$ -Strahls  $\Omega_\pi$  nicht konstant, was sie jedoch nach den Leistungsmessungen sollten. Durch Frequenzdrifts der Laser, die wir nicht abschätzen können, kommen die unterschiedlichen Verstimmung  $\Delta$  für die verschiedenen Theoriekurven zustande.

Als nächstes wollen wir den Einfluss der Leistung des  $\pi$  Lasers näher betrachten, den man auch Probeleraser nennt (siehe Kapitel 3.4.3). Die Messungen wurden wieder mit dem Pulsschema aus Kapitel 4.1 aufgenommen. Der  $\sigma$ -Laser hatte bei diesen Messungen eine Leistung von  $20 \mu\text{W}$ . Die mittels drei Ionen erhaltenen Ergebnisse sind in Abbildung 4.10 dargestellt, wobei der  $\pi$ -Laser wieder zur Spektroskopie verwendet wurde. Die Laserleistung ist bei so geringen Werten schwierig über einen PBS und ein  $\lambda/2$ -Plättchen einzustellen, weshalb wir verschiedene Filter verwendet haben.

Die AC-Stark Verschiebungen  $\delta$  sind bei allen drei Messungen etwa gleich groß, was der Theorie entspricht, welche besagt, dass  $\delta$  unabhängig von der Leistung des Probelasers ist. Wir wollen aber noch die Parameter der Theoriekurven aufführen, die in Tabelle 4.2 zusammengefasst sind. Die Laserlinienbreiten sind jedoch nicht in der Tabelle aufgeführt, welche einen Wert von  $\gamma_\sigma = 2,0 \text{ MHz}$  und  $\gamma_\pi = 2,0 \text{ MHz}$  aufweisen. Der Grund für die im Vergleich zum Beat große Linienbreite ist der gleiche wie bei der Variation der  $\sigma$ -Leistung (siehe oben) aufgeführt.

Leistung $P_\pi$ des $\pi$ -Lasers [ $\mu\text{W}$ ]	2,6	1,26	0,367
$\sigma$ -Rabifrequenz $\Omega_\sigma$ [MHz]	28	29	25
$\pi$ -Rabifrequenz $\Omega_\pi$ [MHz]	8	3,5	2,5
Verstimmung $\Delta$ [MHz]	80	72	82
AC-Stark Verschiebung $\delta_{Fit}$ [MHz]	10,6	13,4	12,8
AC-Stark Verschiebung $\delta_{Mess}$ [MHz]	11	11	11
AC-Stark Verschiebung $\delta_{Theo}$ [MHz]	7,7	7,25	7,0

Tab. 4.2: Errechnete und über Messdaten und Theoriekurve ermittelte AC-Stark Verschiebungen  $\delta_{Theo}$ ,  $\delta_{Mess}$  und  $\delta_{Fit}$  in Abhängigkeit von der Laserleistung  $P_\pi$  des Probelasers  $\pi$ .

<sup>3</sup> Hersteller: Ophir NOVA II

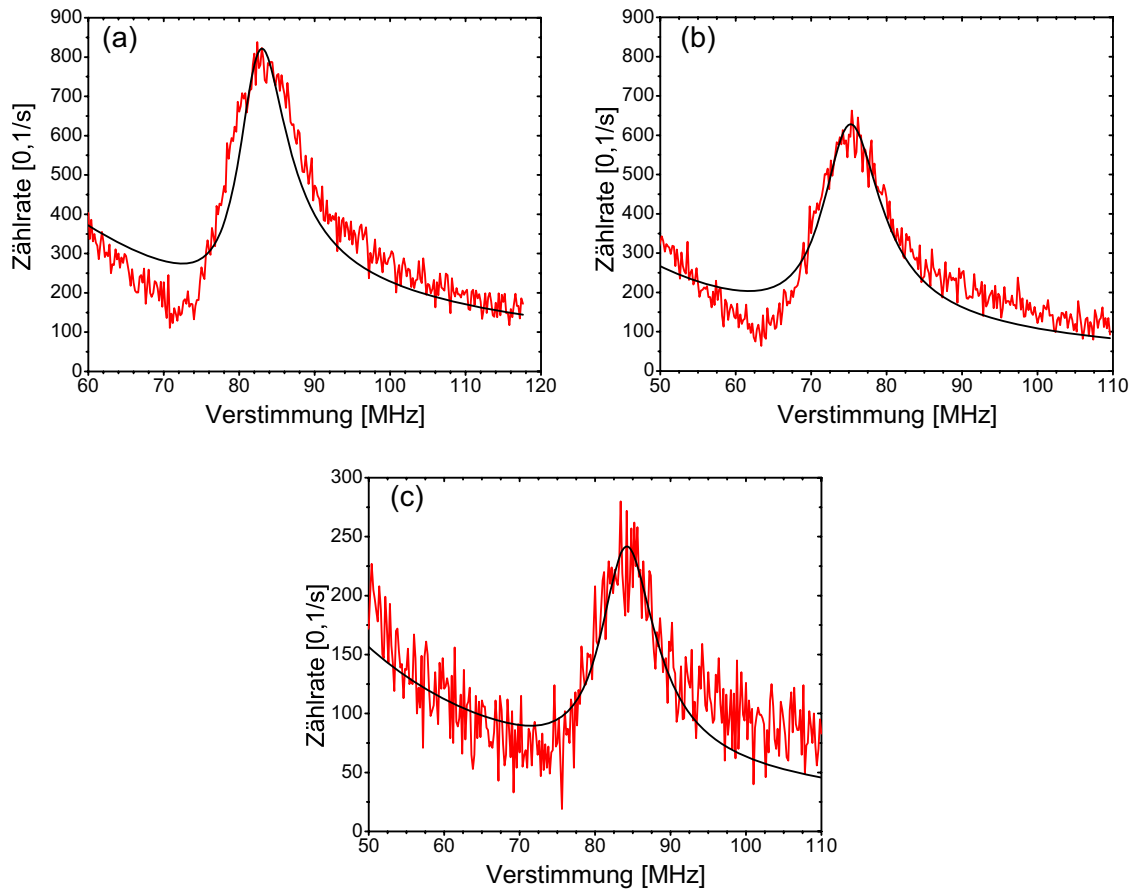


Abb. 4.10: Messung mehrerer Dunkelresonanzen bei unterschiedlicher Leistungseinstellungen des Probelasers (a)  $P_\pi = 2,6 \mu\text{W}$ , (b)  $P_\pi = 1,26 \mu\text{W}$  und (c)  $P_\pi = 0,357 \mu\text{W}$ . Die Scanschrittweite der Messung betrug  $0,2 \text{ MHz}$ . Der Pumplaser besitzte bei allen Messungen eine Leistung von  $P_\sigma = 20 \mu\text{W}$ . Die Fitparameter der einzelnen Theoriekurven (schwarz) sind in Tabelle 4.2 zu finden.

Die aus den Messdaten und der Fitkurve bestimmten AC-Stark Verschiebungen  $\delta_{Mess}$  und  $\delta_{Fit}$  liegen in der gleichen Größenordnung. Jedoch die Abweichungen bei den  $\pi$ -Laserleistungen  $P_\pi = 1,6 \mu\text{W}$  und  $P_\pi = 1,26 \mu\text{W}$  weisen größere Abweichungen auf, die durch eine schlechten Fit der Messwerte zustande kommt. Die In Abbildung 4.2 (b) sehen wir eine steile Flanke, links der schmalen Resonanz, zur Resonanz hin, die auch durch eine Verkleinerung der Verstimmung nicht richtig gefittet werden konnte. Würde man die Verstimmung  $\Delta = 72 \text{ MHz}$  noch kleiner wählen, so würde die Fluoreszenz der Dunkelresonanz zu gering werden, und dadurch noch schlechter mit den Messdaten übereinstimmen. Die In Abbildung 4.2 (C) stimmt der Fit mit den Messdaten gut überein, doch ist die Bestimmung der AC-Stark Verschiebung durch das große Signal-Rausch Verhältnis sehr beeinträchtigt.

Mit einer AC-Stark Verschiebung von 11 MHz können wir also Seitenbänder auflösen, die mehrere MHz voneinander entfernt sind, was jedoch für unsere Fallenfrequenzen noch um eine Größenordnung zu gering ist, d.h. mit diesem Laser- und Fallensetup können wir noch nicht effektiv EIT-Kühlen, da  $\delta \gg \nu$  ist.

Wir wollen nun eine elegante Methode vorstellen, wie man die Rabifrequenz des Pumplasers, also des  $\sigma$ -Lasers, schnell abschätzen kann. Oben haben wir den Einfluss der Leistung des  $\sigma$  Lasers auf die Dunkelresonanz gezeigt. Die AC-Stark Verschiebung, die in Gleichung (3.64) beschrieben wird, ist abhängig von der Rabifrequenz und der Verstimmung des Pumplasers, falls für den Probelaser  $\Omega_\pi \ll \Omega_\sigma$  gilt und daher vernachlässigbar ist. In unserem  $Ca^+$ -Niveausystem gibt der  $\sigma$ -Laser die Kopplung vor, deshalb ist die AC-Stark Verschiebung von der Rabifrequenz  $\Omega_\sigma$  und der Verstimmung  $\Delta$  abhängig (siehe auch Kapitel 3.4.3):

$$\delta = \frac{1}{2} \left( \sqrt{\Omega_\sigma^2 + \Delta^2} - \Delta \right) \quad (4.4)$$

Wir werden den  $\sigma$ -Laser in Bezug auf die Resonanz nicht mehr verstimmen:  $\Delta = 0$ , somit ist die Dunkelresonanz symmetrisch zwischen beiden hellen Resonanzen. Das bedeutet, dass der Abstand der beiden Maxima gleich der Rabifrequenz des Pumplasers ist, wodurch sich Gleichung 4.4 zu folgendem Ausdruck vereinfacht:

$$\delta_{\Delta=0} = \Omega_\sigma \quad (4.5)$$

Die Ergebnisse der Spektroskopie-Messung sind in Abbildung 4.11 dargestellt. Dabei wurde die Leistung des  $\sigma$ -Lasers variiert, um für die verschiedenen Leistungen die jeweilige Rabifrequenz messen zu können. Der  $\pi$  Laser hatte hierfür eine Leistung von 357 nW und wurde als Spektroskopielaser verwendet.

Die anhand von drei Ionen aus den Messdaten ermittelten Rabifrequenzen  $\Omega_{\sigma, Mess}$ , sowie die theoretischen Rabifrequenzen  $\Omega_\sigma$  des  $\sigma$ -Lasers und  $\Omega_\pi$  des  $\pi$ -Lasers, mit denen die Theoriekurven erstellt worden sind, sind in Tabelle 4.3 aufgelistet. Die Linienreiten, die in diesem Fall zwischen 1,5 MHz und 2,4 MHz liegen, sind ebenfalls viel zu breit im Vergleich zu dem Ergebnis des Beats. Der Grund dürfte der selbe sein wie oben ( $\sigma$ -Leistungsvariation) angeführt.

Wie man erkennt, liegen die gemessenen Rabifrequenzen  $\Omega_{\sigma, Mess}$  des  $\sigma$ -Lasers mit den Rabifrequenzen  $\Omega_\sigma$ , die aus dem Fit ermittelt wurden, in der gleichen Größenordnung. Eine Fehlerquelle, welche neben den schon oben genannten Gründen, zu einer Verschmierung des Spektrums führt, ist die nicht komplett verschwindende Verstimmung  $\Delta \neq 0$ . Die Rabifrequenz  $\Omega_\pi$  des  $\pi$ -Lasers bleibt nahezu konstant, was für gute Theoriekurven spricht, da wir ihn bei den Messungen nicht variiert haben.

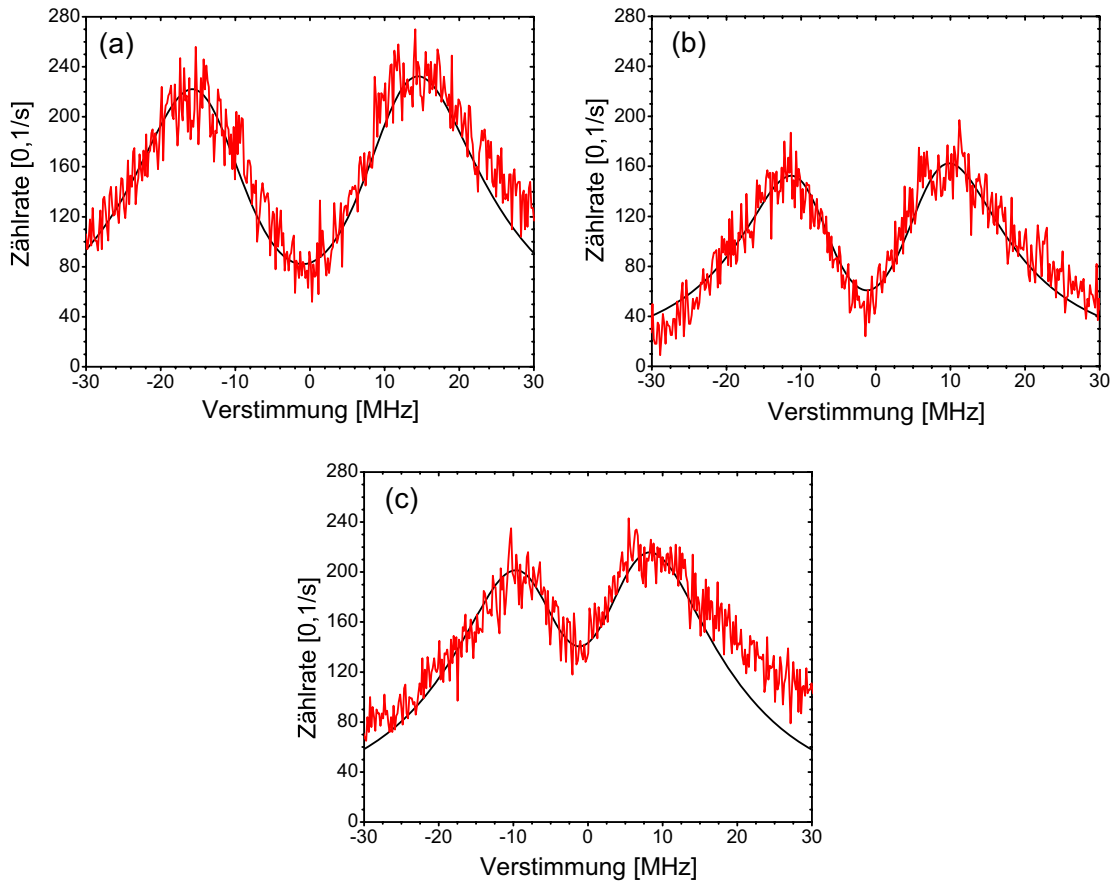


Abb. 4.11: Gemessene Dunkelresonanzen für verschiedene Leistungen des Pumplasers (a)  $P_\sigma = 63 \mu\text{W}$ , (b)  $P_\sigma = 40 \mu\text{W}$  und (c)  $P_\sigma = 20 \mu\text{W}$ . Die Verstimmung  $\Delta_\sigma = 0$  des Pumplasers wurde dabei für alle Messungen gleich Null gewählt. Die Scanschrittweite der Messung betrug  $0,2 \text{ MHz}$ . Die Fitparameter der einzelnen Theoriekurven (schwarz) sind in Tabelle 4.3 zu finden.

Da die Linienbreite der schmalen Resonanz geringer ist als die Frequenz  $\omega_{rf}$  der RF-Spannung, welche für die Mikrobewegung verantwortlich ist (Kapitel 2.2.1), könnte man anhand der schmalen Resonanz solche Mikrobewegungen wahrnehmen. Ist das Ion schlecht kompensiert (Kapitel 4.3), so schwingen die Ionen radial mit dieser Frequenz, was man im Spektrum als dopplerverschobene Resonanzen sehen könnte. In Abbildung 4.12 sind mehrere schmale Resonanzen erkennbar, der Grund hierfür sind die eben erwähnten zusätzlichen dopplerverschobenen Spektren.

In Abbildung 4.12 sehen wir mindestens vier lokale Maxima, welche die nichtverschobene und die durch Dopplereffekte verschobenen schmalen Resonanzen darstellen. Das erste Maximum (bei der Verstimmung 0) stellt die schmale Resonanz dar, die keiner Dopplerverschiebung unterliegt. Die anderen Maxima sind um das Vielfache der RF-Frequenz  $n \cdot \omega_{rf}$  dopplerverschoben. Diese



Leistung $P_\sigma$ des $\sigma$ -Lasers [ $\mu\text{W}$ ]	5	10,2	20
$\sigma$ -Rabifrequenz $\Omega_\sigma$ [MHz]	15,3	19	28
$\pi$ -Rabifrequenz $\Omega_\pi$ [MHz]	6	6	8
Verstimmung $\Delta$ [MHz]	1,3	1,4	1,2
Rabifrequenz des $\sigma$ -Lasers $\Omega_{\sigma, \text{Mess}}$ [MHz]	17,5	22,3	30,5

Tab. 4.3: Abgelesene Rabifrequenzen  $\Omega_\sigma$  des Pumplasers in Abhängigkeit von der Leistung  $P_\sigma$  des  $\sigma$ -Lasers.

Maxima können als verschiedene Oberschwingungen der Mikrobewegung angesehen werden. Die Frequenzen der Maxima  $\omega_{max}$  und deren „errechnete RF-Frequenzen“  $\omega'_{rf} = \omega_{max}/n$  der Maxima sind in Tabelle 4.4 aufgelistet.

Ordnung $n$ der Schwingung $\omega_{rf}$	0.	1.	2.	3.
Frequenz $\omega_{max}$ [MHz]	0	13,4	25,2	36,4
„Errechnete RF-Frequenz“ $\omega'_{rf}$ [MHz]	-	13,4	12,6	12,1

Tab. 4.4: Ergebnisse der errechneten RF-Frequenzen  $\omega'_{rf}$

Die RF-Frequenz  $\omega_{rf}$  betrug bei diesen Messungen 13,36 MHz. Dies entspricht genau der „errechneten RF-Frequenz“  $\omega'_{rf}$  zwischen der 0. und 1. Ordnung. Die beiden Oberschwingungen (2. und 3. Ordnung) weichen hingegen geringfügig von  $\omega_{rf}$  ab, was auf die schlechten Signal-Rausch Verhältnisse der jeweiligen lokalen Maxima zurückzuführen ist.

Das Verschmieren der schmalen Resonanz hat zur Folge, dass die Mikrobewegung so weit wie möglich unterdrückt werden muss, da ein effektives EIT-Kühlen aufgrund der durch Dopplereffekte hervorgerufenen Überlagerung der Dunkelresonanz, welche beim Kühlen dem Träger ( $|n\rangle \rightarrow |n\rangle$ ) entspricht, mit den beiden Resonanzen, welche beim kühlen einem Seitenband ( $|n\rangle \rightarrow |n \pm 1\rangle$ ) entspricht, nicht realisierbar ist.

Trotzdem ist in dieser Messung eine leichte Verbesserung der AC-Stark Verstimmung  $\delta$  zu erkennen. Der Frequenzabstand zwischen der Dunkelresonanz und der schmalen Resonanz liegt bei nur noch ca. 8 MHz, was uns näher an die Schwingungsfrequenzen der Ionenkristalle bringt.

### 4.3 Kompensation der Mikrobewegung

Die Mikrobewegung wird durch die Radiofrequenz, welche für das Pseudopotential der Falle zuständig ist, verursacht. Wenn sich die Ionen nicht genau in der Mitte des Pseudopotentials be-

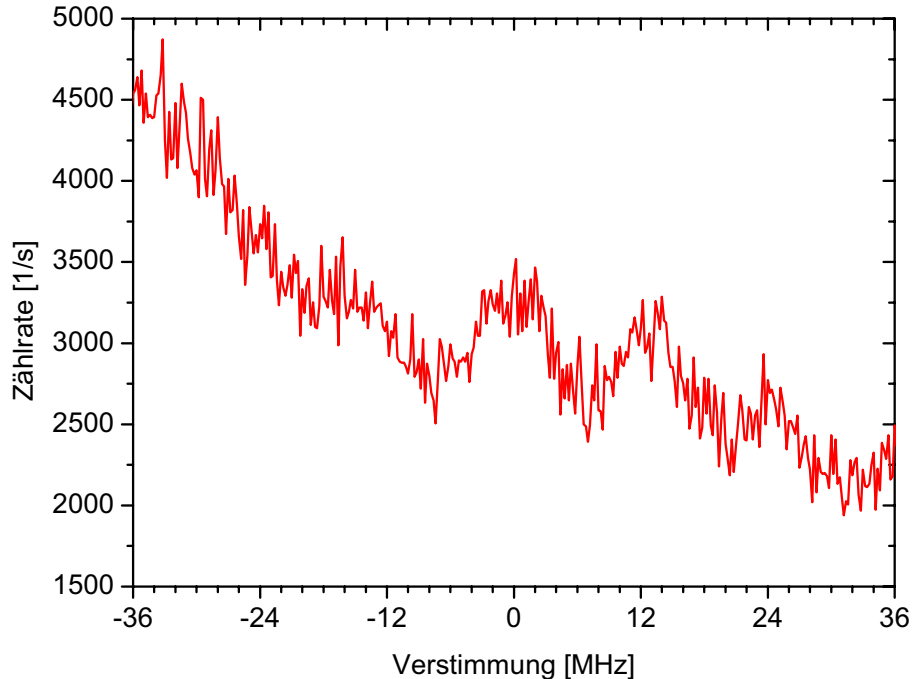


Abb. 4.12: Es sind mehrere Dunkelresonanzen (inklusive schmaler Resonanz) überlagert, ihr Abstand entspricht ca. der RF-Frequenz des Fallenpotentials. Die Messungen wurden mit einer  $\sigma$ -Laserleistung von  $20 \mu\text{W}$  und einer  $\pi$ -Laserleistung von  $2,6 \mu\text{W}$  mittels 2 Ionen aufgenommen.

finden, d.h. im Minimum des radialen Einschlusses, bewegen sie sich mit der Radiofrequenz. Der Grund für die Verschiebung der Ionen aus dem Potentialzentrum kann nun mehrere Ursachen haben. Eine Ursache ist, dass es auf den Fallenchips Aufladungen gibt, die zu einer Verschiebung der Ionen führen, so dass sich die Ionen nicht mehr im Minimum des radialen Einschlusses befinden. Aufladungen können durch Restladungen in der Kammer verursacht werden oder durch den Photoeffekt an einer isolierenden Stelle des Fallenchips, hervorgerufen durch einen Laser. Ein anderer Grund ist, dass die Falle nicht ganz symmetrisch gebaut ist und dadurch das Minimum des axialen Einschlusses nicht mit dem Minimum des radialen übereinstimmt.

Der Fallenchip weist mehrere Kompensationselektroden auf (siehe Kapitel 2.2.3). An diese Elektroden legt man eine Gleichspannung an, um die Ionen in das Minimum des RF-Potentials zu drücken. Falls die Mikrobewegung auf eine Asymmetrie der Falle zurückzuführen ist, wird man nur einmal kompensieren müssen. Danach können die erhaltenen Spannungen dauerhaft eingesetzt werden. Etwaige Drifts der Kompensationsspannungen weisen eher auf Fallenaufładungen

oder Potentialdrifts hin.

Die erste Methode, die wir hier zeigen wollen, wird über die Kamera oder die Photonenstreurate bewerkstelligt. Hierzu wird bei uns der Übergang  $S_{1/2}$  nach  $P_{1/2}$  verwendet. Dieser Übergang wird mit einem 397 nm Laser betrieben. Der Übergang wird sowohl zum Dopplerkühlen (siehe Kapitel 3.4.1) als auch zur Detektion der Ionen über die Fluoreszenz verwendet. Abbildung 4.13 zeigt zwei Photonenstreuratens in Abhängigkeit von der Verstimmung des Lasers.

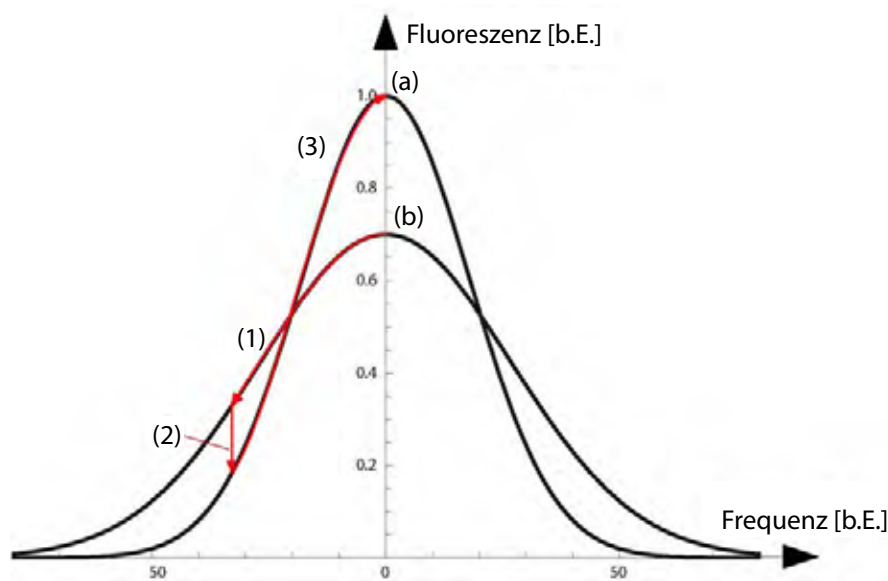


Abb. 4.13: Zwei verschiedene Resonanzkurven eines Ions. Der breite Graph (b) ist aufgrund der Mikrobewegung Dopplerverbreitert, der schmale Graph (a) besitzt im Idealfall die natürliche Linienbreite. Zusätzlich sind Pfeile eingetragen, die eine Kompensation des Resmagnetfeld beschreiben.

Im unkompensierten Fall befindet man sich auf der verbreiterten Kurve. Zuerst muss man herausfinden, was in diesem Fall die maximale Streurate ist, d.h. man setzt sich auf das Maximum der verbreiterten Kurve. Bei diesem Vorhaben sollte man den Laser langsam zu höheren Frequenzen hin verstimmen, um das Ion nicht zu verlieren wenn man über die Resonanz kommt, da in diesem Fall das Ion nicht mehr ausreichend dopplergekühlt wird. Oftmals wird das Maximum der Resonanz gar nicht erreicht, da es im unkompensierten Fall sehr instabil ist. Zusätzlich benötigt man die Information, wie hoch die Fluoreszenz des Restlichts ist, um im Weiteren die Fluoreszenz bei der halben Linienbreite abschätzen zu können. Ist die maximale und die minimale Fluoreszenz gefunden, wird die Laserfrequenz verstimmt, bis man sich ungefähr bei der halben Linienbreite  $\gamma/2$  befindet, dies ist in Abbildung 4.13 als roter Pfeil mit der Nummer (1) markiert.

Nun wird versucht, das Fluoreszenzsignal der Ionen zu minimieren. Dabei ist darauf zu achten,

dass der Laser entsättigt ist. Dies geschieht, indem man die Spannungen an den Kompensationselektroden variiert, auch die Spannungen des axialen Einschlusses können variiert werden. Durch diese Minimierung wird nichts anderes getan, als die Resonanzkurve zu verändern, was in Abbildung 4.13 mit dem roten Pfeil (2) dargestellt ist.

Wenn wir die Resonanzbreite verringert haben, sollte sich die maximale Fluoreszenz entsprechend erhöht haben. Der Grund liegt an der Dopplerverschiebung. Wenn die zeitlich gemittelte Dopplerverschiebung abnimmt, kann das Ion mehr Photonen pro Zeitintervall streuen, was zu einer Signalerhöhung führt. Dies überprüfen wir, indem der Laser bis zur Resonanzfrequenz verstimmt wird, was in Abbildung 4.13 mit dem roten Pfeil (3) dargestellt ist. Erhöht sich die maximale Fluoreszenz, haben wir durch die neuen Kompensationsspannungen die Mikrobewegung verringert. Dieser Vorgang kann so oft wiederholt werden, bis keine weitere Verbesserung mehr möglich ist.

Eine andere Methode besteht darin, die Kompensation mit der Korrelationsmessung zu realisieren. Hierfür wird die Fluoreszenz zeitabhängig detektiert, und in Korrelation zur RF-Spannung betrachtet. Dies wird ermöglicht, indem man die Fluoreszenz über viele RF-Zyklen detektiert. Danach wird mit den gewonnenen Zählraten ein Histogramm errechnet, welches die Länge einer RF-Periode besitzt, und stellt so die Fluoreszenz in Abhängigkeit von der RF-Phase dar. Erkennt man in der Fluoreszenz eine Abhängigkeit von der RF-Phase, so kann auf eine Mikrobewegung geschlossen werden. Ziel ist es nun, mittels Kompensation ein Histogramm zu erhalten, welches keine Abhängigkeit mehr von der RF-Phase zeigt. Nähere dazu findet man in [22].

### **Einstellung der Kompensation**

Wie wir im Abschnitt 4.2.2 gesehen haben, hat die Mikrobewegung einen sehr großen Einfluss auf die Qualität einer Dunkelresonanz, und daher auch auf die Effektivität der EIT-Kühlung. Da wir vermuten, dass sich die Kompensation der Mikrobewegung innerhalb von wenigen Stunden/Tagen verschlechtert, werden wir die Kompensation regelmäßig überprüfen.

Ob die Kompensation der Mikrobewegung noch im Optimum liegt, überprüfen wir, ob eine Spannungsänderung an den Elektroden zu einer Verbesserung der Kompensation führt. Dafür verwenden wir die oben angesprochene Methode, allerdings haben wir ein Skript geschrieben, das in unserem Steuerprogramm eingebunden ist, welches die Fluoreszenz detektiert und gleichzeitig die Spannungen der beiden Kompensationselektroden (diffset und diffsetK) variiert. Dieses Skript wird initiiert, wenn die Wellenlänge bei  $\gamma/2$  liegt, wodurch das Skript einen zweidimensionalen Spannungsraum abtastet, während bei jedem Raumpunkt die Fluoreszenz abgespeichert wird. Wie zuvor beschrieben, müssen wir für eine optimale Kompensation ein Minimum in der Fluoreszenz finden. Wir haben nun seit geraumer Zeit den 397 Laser vor der Kammer geteilt, um einen Teilstrahl senkrecht von unten auf das Fallenzentrum zu justieren, da vermutlich die Mikrobewegung

und die Säkularbewegung in vertikaler Richtung nicht genug gekühlt werden.

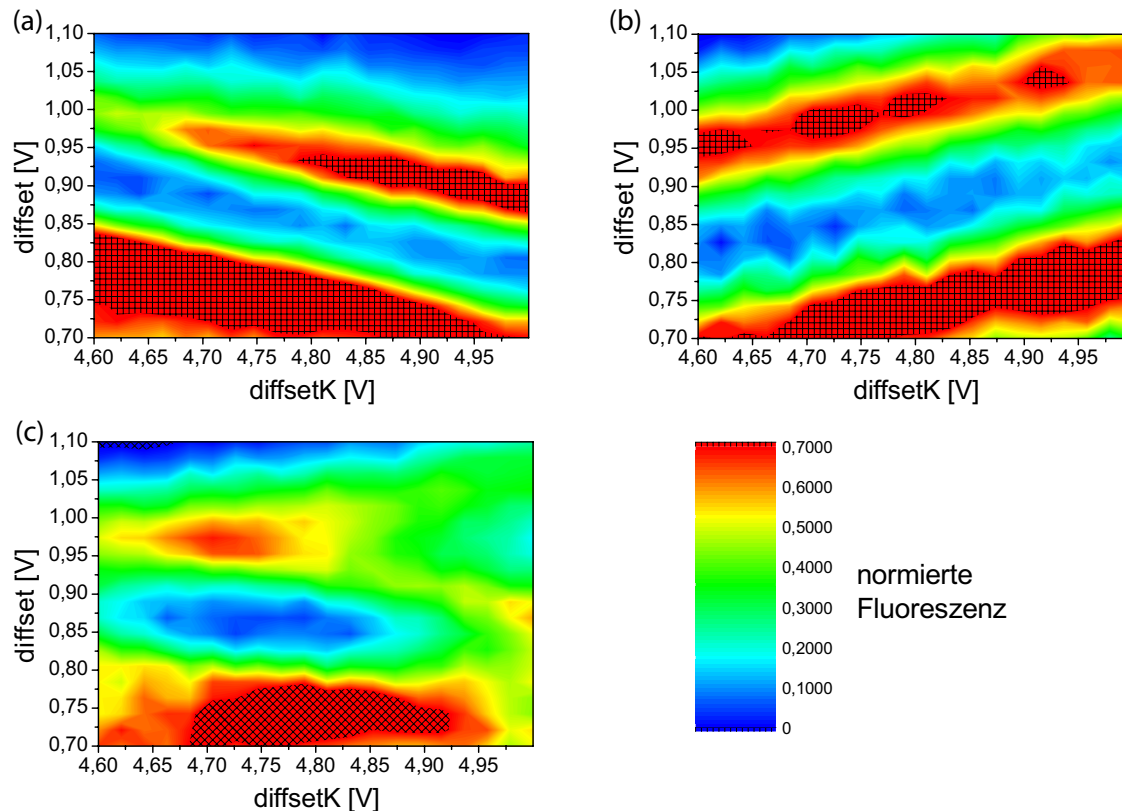


Abb. 4.14: Errechnete Kompensationskarte, dabei wurden die Kompensationskaarten, die mit beiden unterschiedlichen Laserrichtungen erstellt wurden, normiert und danach der Mittelwert ermittelt. Die schraffierten Flächen liegen außerhalb des Rechts angegebenen Wertebereichs.

Wir haben für den vertikaler 397-Laser, Abbildung 4.14 (a), und für den horizontaler 397-Laser, Abbildung 4.14 (b), jeweils ein zwei-Dimensioale Fluoreszenzdiagramm gemessen, und normiert die Fluoreszenz. Bei diesen Messdaten kann, wie erwartet, ein Talminimum gesehen werden, es verläuft wie erwartet für die beiden unterschiedlichen Laserrichtungen in unterschiedliche Richtungen im Diagramm. Wenn wir nun die beiden Überlagern 4.14 (c), bekommen wir ein lokales Minimum, das von allen Seiten abgeschlossen ist. Wir müssen jetzt lediglich die Spannungskonfiguration an der Stelle des Minimums einstellen, um eine optimale Kompensation der Mikrobewegung zu erhalten. Dieses Minimum liegt in Abbildung 4.14 bei einem diffset zwischen 0,84 V und 0,87 V und bei einem diffsetK zwischen 4,65 V und 4,83 V.

Da dieses Verfahren recht einfach und schnell ist, kann somit bei regelmäßiger Aufzeichnung der Drift der Kompensation registriert werden. In Abbildung 4.15 sehen wir den Drift des diffsets und des diffsetsK innerhalb eines halben Monats.

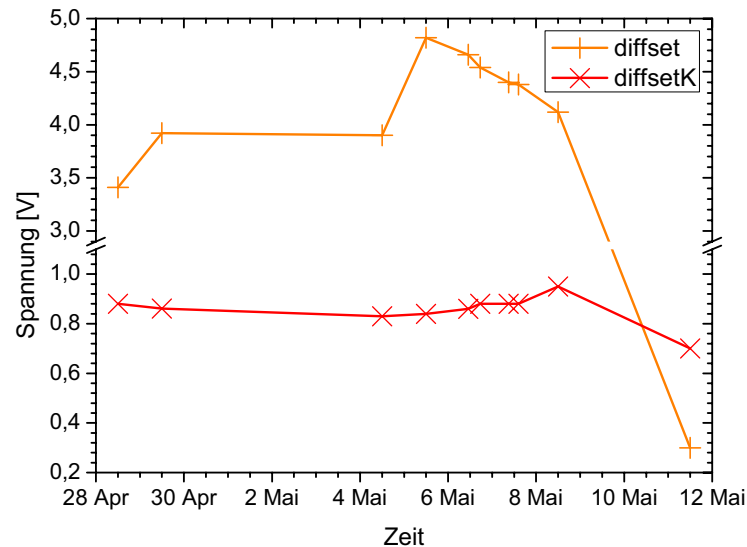


Abb. 4.15: Drifts der Kompensationsspannungen diffset (orange) und diffsetK (rot) über einen halben Monat aufgenommen.

Wie man in Abbildung 4.15 sieht ist die Spannung des diffsetK kleiner als die Spannung des diffsets. Der Grund hierfür liegt an der Position der Kompensationselektrode. Wie in Kapitel 2.2.3 gezeigt, liegt die Kompensationselektrode diffsetK näher an dem Fallenzentrum, an dem die Ionen gefangen werden. somit liefern geringe Spannungen schon große Beiträge für das Potential an der Stelle des Fallenzentrums. Man sieht in Abbildung 4.15 das die Spannung der Kompensationselektrode diffset größeren Schwankungen unterliegt als die Spannung der diffsetK-Elektrode.

Anhand der Zeitskalen auf der die Drifts stattfinden und anhand verschiedener Veränderungen der Umgebung kann womöglich ein Grund für die ständige Änderung der Kompensation gefunden werden, was uns innerhalb diesem relativ kurzen Beobachtungszeitraum noch nicht gelang.

#### 4.4 Messung der Fallenfrequenzen

Bei der Grundzustandskühlung werden die Schwingungsmoden ausgefroren bzw. die Schwingungsphononen der Ionenkristalle vernichtet. Da wir über das blaue Seitenband kühlen, muss man daher wissen, wo dieses im Frequenzraum zu finden ist. Ausgehend vom Träger braucht man nur ganzzahlige Vielfache der Fallenfrequenz zu addieren bzw. zu subtrahieren, um die jeweiligen Seitenbänder zu erhalten. Für jede Schwingung gibt es ein eigenes Seitenband. Will man jede Schwingung des Ions kühlen, so sollte man alle Frequenzen der Schwingungsmoden kennen. Die-

se können jedoch mit Kenntnis der *COM*-Mode ausgerechnet werden. Die berechneten Frequenzen wurden mit Hilfe von Gleichung (2.25) bestimmt, für die man das simulierte Fallenpotential benötigt (siehe Kapitel 2.2.5).

Wir haben für verschiedene Fallenpotential die Frequenzen anhand mehrerer Ionen gemessen, welche in der Mitte von Segment 10 gefangen wurden. Die ersten Fallenpotentiale wurde durch Anlegen von Spannungen an den Segmenten 7 und 13 generiert. Um die Frequenzen der *COM*-Mode zu erhöhen, wurde das Potential danach mit den enger zusammenliegenden Segmenten 9,10 und 11 erzeugt. Für alle Messungen wurde zunächst die Mikrobewegung kompensiert, weshalb die Fallenspannungen nicht symmetrisch um das Segment 10 angeordnet sind.

Für die Messung wird ein RF-Generator an ein Segment der Falle angeschlossen. Die angelegte RF-Spannung wird zunächst sehr hoch gewählt (bis zu 1 dbm), um die Frequenz anschließend grob durchzugerastern. Wenn man nun auf dem Kamerabild ein Aufschwingen der Ionen beobachtet, kann die Frequenzabrastung kleiner gewählt werden. Sobald man ein deutliches Aufschwingen der Ionen wahrnimmt, sollte die Leistung der RF-Spannung verkleinert werden, um die Ionen nicht zu verlieren, dadurch nimmt auch die Stärke der Ionenschwingung ab. Nun versucht man die Ionenschwingung durch eine noch feinere Frequenzabrasterung weiter zu erhöhen. Dies kann so oft wiederholt werden, bis die RF-Spannung fast kein Aufschwingen mehr zeigt, oder die Frequenz in ausreichender Genauigkeit ermittelt werden konnte.

In Tabelle 4.5 sind die gemessenen und die durch Simulationen errechneten Werte der *COM*-Mode aufgelistet.

Spannung Segment 7 [V]	Spannung Segment 10 [V]	Spannung Segment 13 [V]	gemessene Schwingung $\omega_z$ [kHz]	simulierte Schwingung $\omega_z$ [kHz]
40	0	21,8	$2\pi \cdot 247,8$	$2\pi \cdot 289$
25	0	14,3	$2\pi \cdot 196,93$	$2\pi \cdot 228,6$
10	0	6,805	$2\pi \cdot 127,76$	$2\pi \cdot 150$
5,645	0	4,626	$2\pi \cdot 98,54$	$2\pi \cdot 119$
2,793	0	1,793	$2\pi \cdot 63,41$	$2\pi \cdot 24,5$
Segment 9	Segment 10	Segment 11		
10	-10	1,24	$2\pi \cdot 312,7$	$2\pi \cdot 331,5$

Tab. 4.5: Simulierte und gemessene axiale Fallenfrequenz der *COM*-Mode in Abhängigkeit von den jeweiligen Fallenspannungen.

Wie man anhand der Tabelle erkennen kann, liegen die simulierten Werte relativ nahe an den ge-

messen. Die Werte in der unteren Tabellenhälfte wurden dabei mit der zweiten Spannungsconfiguration ermittelt. Die erreichbaren Fallenfrequenzen sind entsprechend höher und damit können die Seitenbänder spektroskopisch leichter aufgelöst werden. Somit kommen wir mit unserer momentanen AC-Stark Verschiebung näher an die Schwingungsfrequenzen der Ionen, was für eine effektive EIT-Kühlung notwendig ist.

## 4.5 Recooling

Recooling bedeutet, dass für eine definierte Zeitspanne der Kühllaser abgeschaltet wird, um danach die Ionen auf die minimal erreichbare Temperatur zurückzukühlen. Der Fluoreszenzverlauf des Recool-Prozesses ist dann von zentralem Interesse. Die Gründe dafür werden im folgenden erörtert.

### 4.5.1 Doppler Recooling

Im Folgenden soll untersucht werden, wie lange man den Kühllaser ausschalten kann, ohne die Ionen zu verlieren, und wie lange es im Schnitt dauert, bis die Ionen wieder die minimal mögliche Dopplertemperatur erreicht haben.

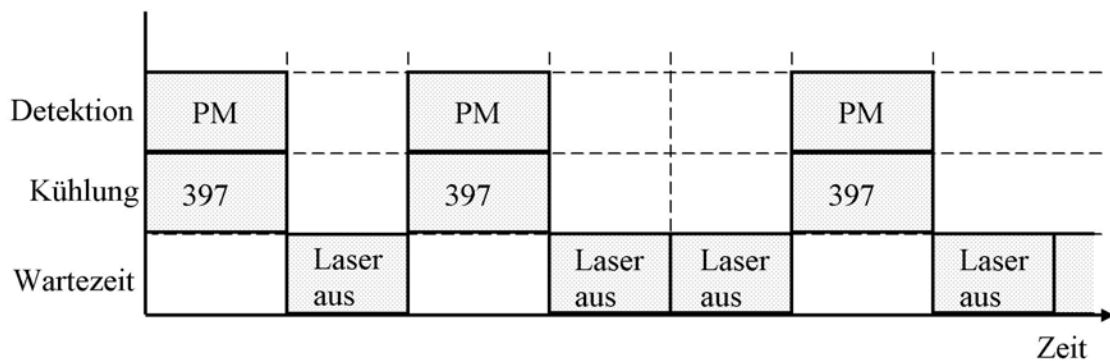


Abb. 4.16: Schematische Darstellung der Pulssequenz zur Recoolmessung. In der Wartezeit ist der 397-Laser ausgeschaltet, danach werden die Ionen (in der Kühlphase) auf die minimal erreichbare Dopplertemperatur gekühlt. Um den Fluoreszenzverlauf zu detektieren ist der Photomultiplier (PM) in der Kühlphase eingeschaltet.

Zuerst wollen wir uns die nötige Pulssequenz näher ansehen (siehe Abbildung 4.16). Wie bereits gesagt soll der Kühllaser eine definierte Zeit ausgeschaltet werden, in Abbildung 4.16 ist dies die Wartezeit, um danach die Ionen aufs Neue zu kühlen. Die Zeit, während der die Kühlung abgeschaltet ist, verdoppelt sich hierbei nach jedem Kühlzyklus, bis die vierfache Wartezeit erreicht ist (siehe Abbildung 4.17). Diese Sequenz wird über mehrere male gemittelt, um ein Messergebnis



wie in Abbildung 4.17 zu erhalten. Wir kühlen die Ionen mit dem 397 Laser mit einer Leistung von  $25 \mu\text{W}$ , der über Pulssequenzen aus- und wieder angeschaltet werden muss. Um den Fluoreszenzverlauf zu detektieren, wird mit Hilfe der PM-Pulse das Auslesen des Photomultipliers zeitlich getaktet (siehe Kapitel 2.2.8).

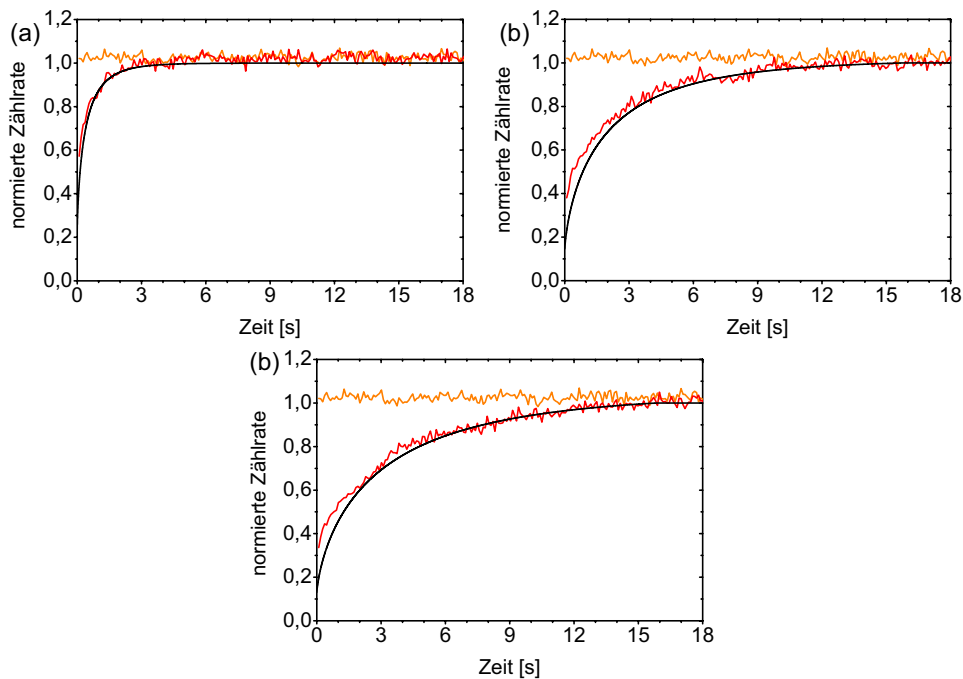


Abb. 4.17: Normierte Daten aus den Recoolmessungen (rot) mit der zuvor verwendeten Fallen-ansteuerung und die angefitzte Recoolkurve (schwarz) in Abhängigkeit von der Kühlzeit, für die vorgeschalteten Wartezeiten  $t_W = 1 \text{ s}$  (a),  $t_W = 2 \text{ s}$  (b) und  $t_W = 3 \text{ s}$  (c). Die orange Kure ist die normierte Fluoreszenz ohne vorgeschaltene Wartezeit. Man erkennt jeweils einen Anstieg der Fluoreszenz, wobei für eine Wartezeit gleich Null (orange Kurve), ist kein Anstieg in der Fluoreszenz zu verzeichnen ist, da der Kühllaser immer eingeschaltet ist.

In Abbildung 4.17 sehen wir die Messdaten (rot) der Recoolmessung und die angefitzten Recoolkurven (schwarz). Da jede Falle eine endliche Heizrate besitzt, wird das Ion umso heißer, je länger man die Kühlung aussetzt. Dies ist in Abbildung 4.16 sehr leicht erkennbar: Je länger der Kühllaser ausgeschaltet bleibt, umso länger dauert es, bis die minimal erreichbare Dopplertemperatur und somit das ursprüngliche Fluoreszenz-Niveau erreicht wird. Um die Heizraten der Falle auszurechnen, wird mittels eines Mathematica-Programms, welche das Integral 3.49 beschreibt, zu jedem Datensatz eine theoretische Recoolkurve angefitzt, wie es in Kapitel 3.4.1 beschrieben wurde.

Für die neue Fallensteuerung können wir wesentlich längere Wartezeiten einstellen, ohne dass ein Ion aus der Falle geheizt wird. Die längere Kühlzeit ist dadurch zu erklären, dass wir den Recoil-Laser sehr schwach einstellen mussten ( $P = 8,5 \mu\text{W}$ ). Da ansonsten die Ionen zu schnell in die minimal erreichbare Dopplertemperatur gekühlt werden und somit keine auswertbare Recoilkurven erhalten.

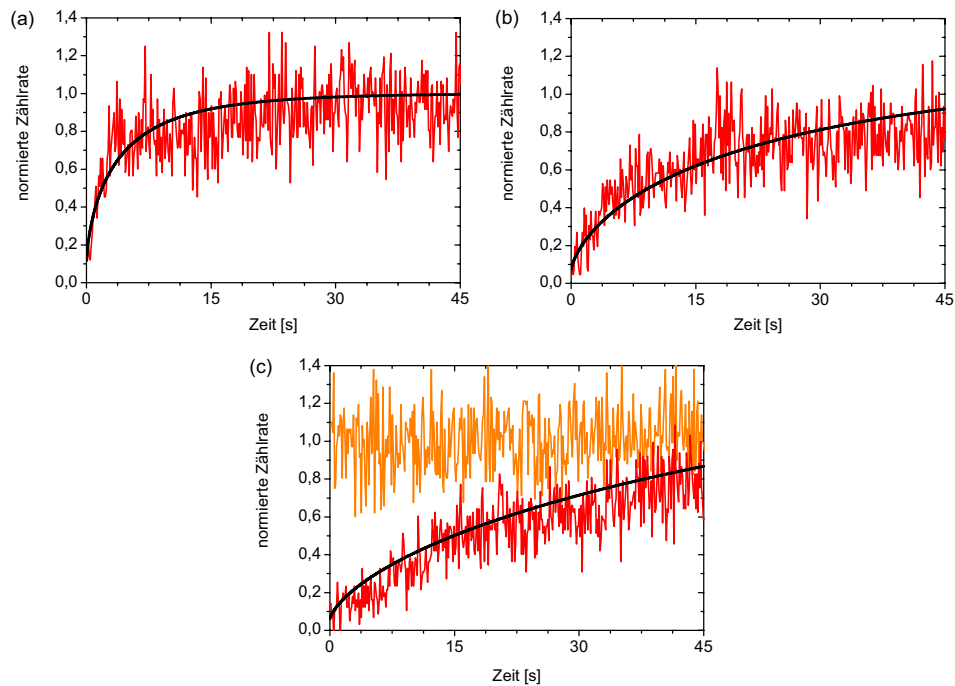


Abb. 4.18: Normierte Daten aus den Recoilmessungen (rot) mit der momentan verwendeten Fallensteuerung und die angefitzte Recoilkurve (schwarz) in Abhängigkeit von der Kühlzeit, für die vorgeschalteten Wartezeiten  $t_W = 5 \text{ min}$  (a),  $t_W = 10 \text{ min}$  (b) und  $t_W = 20 \text{ min}$  (c). Die orange Kurve ist die normierte Fluoreszenz ohne vorgeschaltene Wartezeit. Man erkennt jeweils einen Anstieg der Fluoreszenz, wobei für eine Wartezeit gleich Null (orange Kurve), ist kein Anstieg in der Fluoreszenz zu verzeichnen, da der Kühllaser immer eingeschaltet ist.

### 4.5.2 Heizrate

Um die verschiedenen Arten von Ionen-Fallen zu charakterisieren, wird oft die Heizrate als einer der wichtigsten Parameter aufgeführt. Speziell bei der Realisierung eines Quantencomputers benötigt man Ionen, welche sich möglichst lange im Grundzustand befinden sollten, um möglichst viel Rechenoperationen pro Zeitintervall durchführen zu können. Deshalb sollte die Heizrate stets so gering wie möglich sein. Heizraten kommen oft durch Schwankungen in der Spannungsversorgung oder durch Oberflächenungenauigkeiten der Elektroden zustande, aber auch Temperatur und Design der jeweiligen Paul-Falle haben einen großen Einfluss auf die Heizrate. Da wir im vorigen Kapitel schon die Recoolkurven angefitet haben, brauchen wir zur Bestimmung der Heizrate nur noch den entsprechenden Sättigungsparameter.

Nach Gleichung (3.25) gilt für die Sättigungsverbreiterung  $\omega_S = \omega_0 \sqrt{1 + S_0}$ . Mit

$$S_0 = b \cdot P \quad (4.6)$$

ergibt sich somit:

$$\gamma_S = \gamma_0 \sqrt{1 + b \cdot P} \quad (4.7)$$

Dabei bezeichnet  $P$  die Leistung des Strahls und  $b$  eine noch zu bestimmende Konstante. Wir wollen nun die Sättigung  $S_0$  in Abhängigkeit von der Laserleistung  $P$  bestimmen. Dazu messen wir die Linienbreite bei verschiedenen Laserleistungen. Da wir mit dem 397 die Recoolingdaten aufgenommen haben, benötigen wir natürlich auch die Sättigung durch den 397 Laser.

In Abbildung 4.19 wurde die Linienbreite  $\gamma_S$  in Abhängigkeit von der Laserleistung  $P$  aufgetragen. Die gefittete Funktion entspricht Gleichung 4.7, wobei die natürlichen Linienbreite beim Fitten variabel gelassen wurde. Wir erhalten so eine natürliche Linienbreite  $\gamma = 20,38$  MHz, welche man bei der Leistung  $P = 0$  W ablesen kann. Dieser Wert stimmt mit der realen natürlichen Linienbreite  $\gamma = 21$  MHz [28] sehr gut überein. Für die Sättigungsverbreiterung  $S_0$  ergibt sich somit:

$$S_0 = 0,0478 \frac{1}{W} \cdot P$$

Für jede Recoolmessung erhalten wir eine Anfangsenergie, die beschreibt, wie hoch die Endenergie des Ions nach der Wartezeit ist. Aus den durchgeführten Recoolmessungen erhält man jeweils drei Endenergien in Abhängigkeit von der eingestellten Wartezeit. Da meist davon ausgegangen wird, dass die Heizrate linear zunimmt, kann die entsprechende Heizrate durch das Anfitten einer Geraden bestimmt werden. Da bei einer Wartezeit gleich Null kein Aufheizen stattfindet, muß es

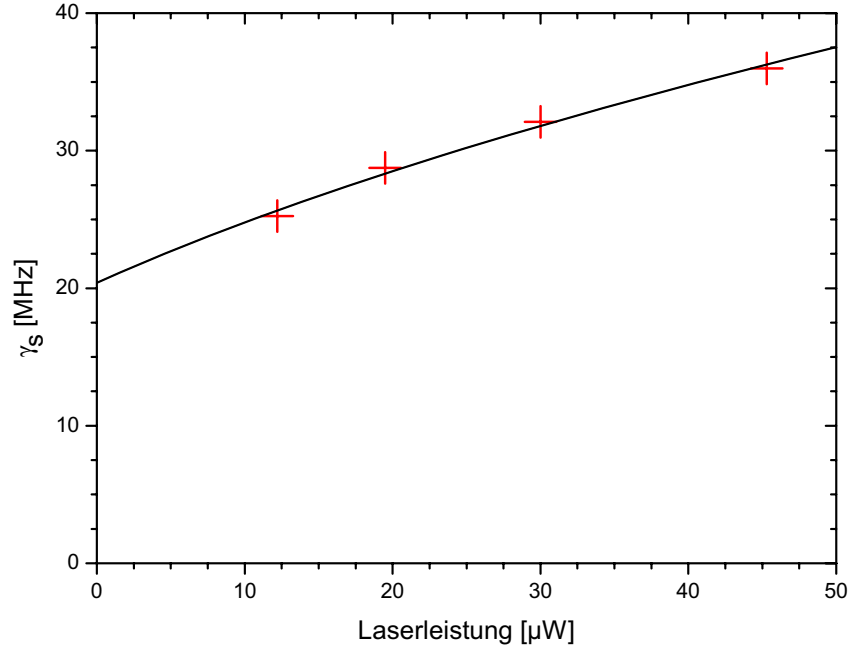


Abb. 4.19: Gemessene Linienbreite in Abhängigkeit von der Laserleistung. Als Fitfunktion wurde die Sättigungsverbreiterung  $\omega_s = \omega_0 \sqrt{1 + b \cdot P}$  herangezogen.

sich bei den anzufittenden Geraden um Ursprungsgeraden handeln. Wollen wir die Heizrate nicht in Energie pro Zeitintervall, sondern in Phononen  $n$  pro Zeitintervall angeben, so benötigt man die zugehörige Fallenfrequenz. Wir haben die Energien für drei realistische axiale Fallenfrequenzen  $\omega_i$  ausgerechnet. Dabei gilt für die Energie:  $E = \hbar\omega_i(n + 1/2)$ , somit gilt näherungsweise für die Phononenzahl:  $n = E/\hbar$ . Diese Phononenzahl wurde für die einzelnen Energien ausgerechnet und in Abbildung 4.20 eingezeichnet. Zusätzlich wurden die Punkte mit einer linearen Funktion gefittet um die mittlere Heizrate zu bestimmen.

Die Heizraten für die momentane und der zuvor verwendeten Fallensteuerung sehen wir in Tabelle 4.6.

Wie wir in Tabelle 4.6 sehen können sind die Heizraten der vorhergehenden Fallensteuerung hoch, was an Fluktuationen in der Spannungsversorgung für das Fallenpotential liegt. In der momentan verwendeten Fallensteuerung haben wir unter anderem auch verbesserte Tiefpässe, die die Fluktuationen in der Spannungsversorgung unterdrücken. Somit verkleinerte sich die Heizrate ungefähr um fast zwei Größenordnung. Die Heizrate der momentanen Fallensteuerung ist durch sehr schlechtes Signal-Rausch Verhältnis zusätzlich Fehlerbehaftet, welche man in Tabelle 4.6 sehen

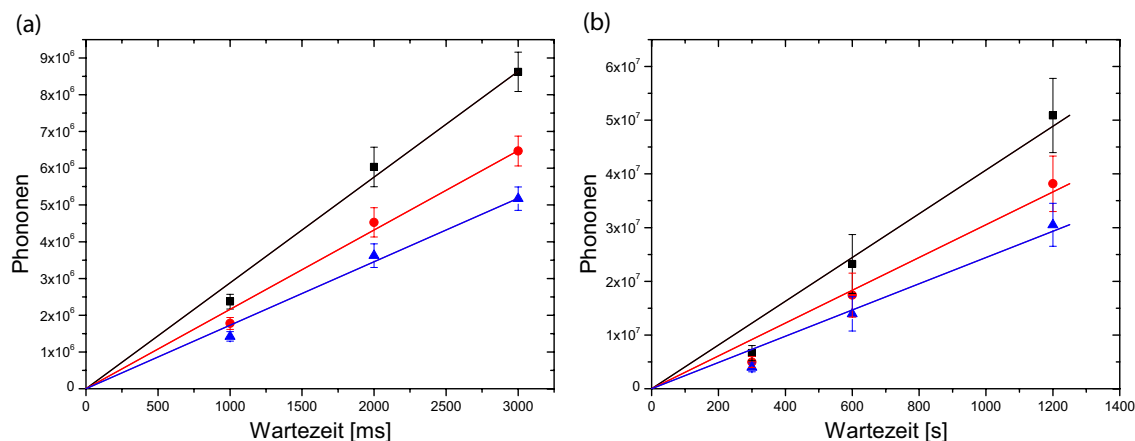


Abb. 4.20: Errechnete Phononenzahlen der alten Fallensteuerung (a) und der neuen Fallensteuerung (b), für verschiedene axiale Fallenfrequenzen  $\omega_z = 300$  kHz (blau),  $\omega_z = 400$  kHz (rot) und  $\omega_z = 500$  kHz (schwarz) in Abhängigkeit von der Wartezeit, in der nicht gekühlt wird. An die jeweiligen Messpunkte wurden Ursprungsgeraden angefittet, um die zugehörige Heizrate zu bestimmen.

Fallenfrequenz $\omega_z$ [kHz]	300	400	500
Heizrate [n/ms] (zuvor verwendete Fallensteuerung)	2879 $\pm 110$	2160 $\pm 82$	1727 $\pm 66$
Heizrate [n/ms] (momentane Fallensteuerung)	40,7 $\pm 3,1$	30,5 $\pm 2,3$	24,4 $\pm 1,9$

Tab. 4.6: Ergebnisse der Heizraten für die jeweilige Fallensteuerung

kann.

Für die momentane Fallensteuerung sind die Heizraten uns in naher Zukunft eine Grundzustandskühlung möglich macht. Jedoch Versuchen wir die Heizrate weiter zu drücken, da in anderen Gruppen Heizraten erreicht werden, die unter einem Phonon pro ms liegen.

## 4.6 Kompensation des Restmagnetfeldes

Für einige Experimente, die in dieser Diplomarbeit vorgestellt werden, benötigen wir Zeemannaufgespaltete Energieniveaus der Ionen. Dazu benötigen wir ein Magnetfeld. Weil wir Zeemann-Niveaus mit einem zirkular polarisierten Laser ansprechen, um eine höhere Messeffizienz zu garantieren, sollte die Magnetfeldrichtung exakt identisch zur Strahlführung sein. Die

Richtung des Magnetfeldes, die die Zeemannaufspaltung erzeugt, nennt man Quantisierungsachse. Das Restmagnetfeld, hervorgerufen durch Streumagnetfelder, magnetische Aufladungen des Setups und dem Erdmagnetfeld, kann über die vorgestellte Methode kompensiert werden.

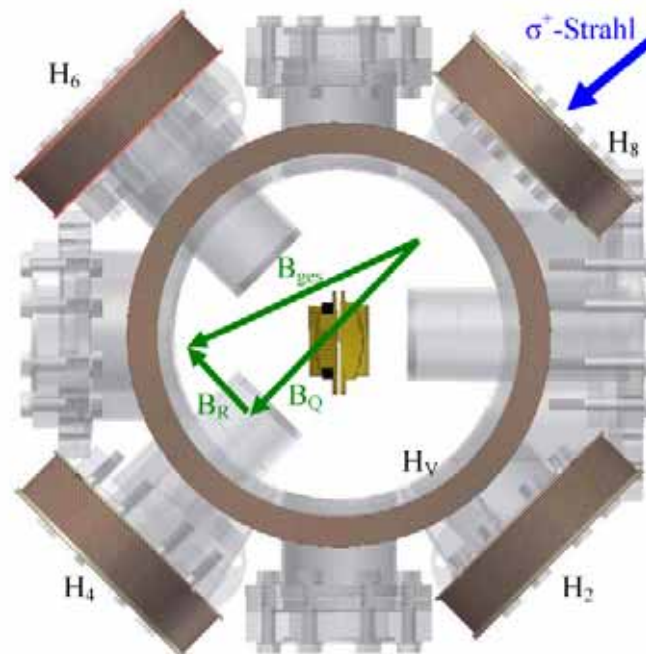


Abb. 4.21: Schematische Darstellung der Kammer mit den Magnetfeldrichtungen. Die Magnetfeldrichtung der Quantisierungsachse  $B_Q$ , das ungewollte Restmagnetfeld  $B_R$  und die daraus resultierende Gesamtmagnetfeldstärke  $B_{ges}$  sind skizzenhaft dargestellt. Die Spulen  $H_4$  und  $H_8$  erzeugen unser gewünschtes Magnetfeld für die Quantisierungsachse. Mit den anderen beiden Spulen  $H_2$  und  $H_6$  können nun Restmagnetfelder kompensiert werden. Diese vier Spulen sind an den Viewports befestigt. Ein Restmagnetfeld, welches senkrecht zur Zeichenebene orientiert ist, kann mit der Spule  $H_V$ , die auf dem Deckel flansch befestigt ist, kompensiert werden.

In Abbildung 4.21 ist die Situation bildlich dargestellt. Man erkennt aus dieser Abbildung, dass wir für diese Kompensationsmethode einen rechtszirkular polarisierten Laserstrahl ( $\sigma^+$ -Strahl) benötigen, der in die Richtung der gewünschten Quantisierungsachse eingestrahlt wird. Diese Quantisierungsachse ist über das Magnetfeld  $B_Q$  definiert, welches durch die Spulen  $H_4$  und  $H_8$  erzeugt wird. In unserem Fall haben wir eine Aufspaltung der Niveaus  $S_{1/2}$  und  $P_{1/2}$  wie in Kapitel 3.1 beschrieben. Der  $\sigma^+$ -Laser regt das Ion vom Zeemanniveau  $|S, -\rangle$  in das Niveau  $|P, +\rangle$  an. Dieser Zustand zerfällt zu 58,6% in den  $|S, -\rangle$  Zustand. Da der  $\sigma^+$ -Laser nur einen Über-

gang treiben kann, bei dem die Differenz der magnetischen Quantenzahl  $\Delta m = +1$  ist, kann er das Ion nicht mehr aus dem Zustand  $|S, -\rangle$  anregen. Die Folge ist, dass das Ion das Licht nicht mehr streuen kann und es daher dunkel bleibt.

Stimmt die Quantisierungsachse nicht mit dem Strahlengang des  $\sigma^+$ -Lasers überein, so verschwindet die Fluoreszenz nicht ganz. Man fängt nun mit großen Magnetfeldstärken für die Quantisierungsachse an, d.h. an den Spulen  $H_4$  und  $H_8$  fließen hohe Ströme, in unserem Fall bis zu 4 A. Durch die Feldspulen  $H_2$  und  $H_6$  können horizontale Restmagnetfelder  $B_R$  kompensiert werden. Mit der Spule  $H_V$ , die auf dem Deckelflansch angebracht ist, können vertikale Restmagnetfelder kompensiert werden. Diese horizontalen und vertikalen Magnetfelder der drei Spulen werden jetzt in einer Weise variiert, bis die Fluoreszenz nahezu Null wird. Jetzt wird das Magnetfeld der Quantisierungsachse verkleinert. Dadurch erhöht sich der Effekt von den noch nicht kompensierten kleineren Magnetfeldern, und das Ion beginnt von neuem zu leuchten. Die Magnetfelder der Spulen  $H_2$ ,  $H_6$  und  $H_V$  werden wieder neu eingestellt. Dieses Spiel wiederholt sich, bis das Magnetfeld der Quantisierungsachse nahezu Null ist.





## ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

In dieser Arbeit wurde gezeigt, welche Möglichkeiten sich bei einer Paul-Falle bieten, um Dunkelresonanzen soweit zu verbessern, dass mit ihnen eine EIT-Kühlung der Ionen möglich wird. Als erstes wird eine sehr praktikable Methode beschrieben, um eine Resonanzlinie an Ionen, welches permanent gekühlt werden müssen, auch auf der blauen Seite zu spektroskopieren. Dies bietet die Möglichkeit die, für die EIT-Kühlung benötigte, Dunkelresonanz zu spektroskopieren. Speziell in Kapitel 4.2.2 konnte gezeigt werden, wie wir unserem Ziel, dem EIT-Kühlen näher gekommen sind. Wir konnten zeigen, dass wir die AC-Stark Verschiebung ein verbessern konnten, wodurch wir eine Verbesserte Auflösung der Seitenbänder erreichen. Es konnte auch gezeigt werden, dass die Mikrobewegung für ein effektives Kühlen gut kompensiert werden muss. Zusätzlich wurde gezeigt, wie man die Rabi-Frequenz eines Laser, der mit dem Ion einen Dressed State bildet, sehr elegant über ein Dunkelresonanzspektrum messen kann. In Kapitel 4.5.2 wurde die Heizrate unserer Paul-Falle bestimmt.

Auch die Verbesserung der Intensitätsstabilisierung trägt zu einer Verbesserung der Dunkelresonanz, und daher auch zu einer Verbesserung der EIT-Kühlung bei. Auch die Kompensation der Mikrobewegung, welche momentan sehr schwankende Spannungseinstellungen aufweist, sollte noch weiter verbessert werden. Somit muß das Setup soweit verbessert werden, dass nicht vor jeder Messung erneut kompensiert werden muss.

Ein weiterer interessanter Punkt, den wir verfolgen wollen, ist die Anregung bestimmter Schwingungsmoden der Ionen, während wir sie EIT-kühlen. Wie wir schon beschrieben haben nimmt die Fluoreszenz während des EIT-Kühlens zeitlich ab. Nach der Abnahme der Fluoreszenz geht sie in eine Sättigung über. Das heißt, die Fluoreszenz bleibt aufgrund des Gleichgewichts von Heiz- und Kühlrate und einem gleichbleibenden Streulicht bei einem konstanten Wert der ungleich Null ist. Werden die Ionen nun absichtlich angeregt, so können sie nicht bis in den Grundzustand gekühlt werden. Es wird sich nun ein Gleichgewichtszustand zwischen der induzierten Ionenbewegung und der EIT-Kühlung einstellen. Da nun alle Moden bis auf die angeregte ausgefroren werden, wird die Fluoreszenz nicht so weit abnimmt, wie es bei einer Messung ohne Modenanregung der Fall wäre. Somit hat man also eine Kontrollmöglichkeit in der Hand, um zu überprüfen, welche Mode durch EIT-Kühlung mit dem aktuellen Fallensetup nicht ausgefroren werden kann. Zusätzlich

könnte man sich vorstellen, jeder Mode ein Fluoreszenzniveau zuzuordnen, um sie dann bei späteren Messungen mit Hilfe der Fluoreszenz identifizieren zu können.

## Anhang A

# INTENSITÄTSSTABILISIERUNG

Wie wir schon in Kapitel 4.2.2 beschrieben haben, ist für ein gut aufgelöstes Spektrum mit einer nichtverbreiterten Dunkel- und schmalen Resonanz eine konstante Laserintensität notwendig. Eine Verbesserung der Leistungsstabilität wird auch die Kühlrate erhöhen. Aus diesem Grund wurde eine Intensitätsstabilisierung konstruiert. Die Funktionsweise sehen wir Abbildung A.1.

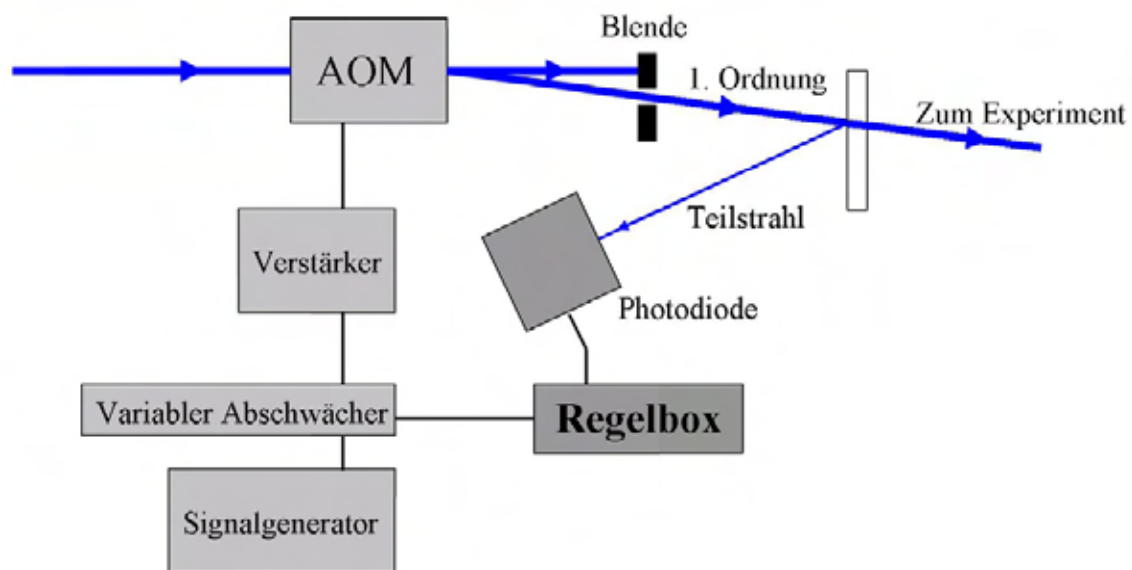


Abb. A.1: Schematische Darstellung der Funktionsweise einer Intensitätsstabilisierung eines Lasers.

Um die Intensität konstant zu halten, müssen wir eine Möglichkeit haben, die Leistungsschwankungen des Lasers auszugleichen. Hierfür verwenden wir einen AOM, der je nach Leistungseistung des Eingangssignals die Intensität in der 1. Ordnung variiert. Somit können wir der Leistungsschwankung der 1. Ordnung entgegenwirken, die dann stabilisiert zum Experiment geführt wird. Für die Signalzeugung kann ein VCO oder ein Signalgenerator verwendet werden (siehe Kapitel 2.2.8). Bevor das Signal durch einen Verstärker geführt wird und am AOM die Beugung generiert, geht es bei einem Stabilisierungs-Aufbau durch einen variablen Abschwächer. Bei die-

sem Bauteil wird durch ein Regelsignal dessen Abschwächung variiert. Um die Schwankung der 1. Ordnung zu registrieren verwenden wir eine Photodiode. Diese Schwankungen werden dann auf die Regelbox gegeben. Die Regelbox besteht aus einem Verstärker, dem man einen Regeloffset vorgeben kann, dass er nicht das Photodiodensignal auf Null regelt, sondern auf einen bestimmten Wert. Dadurch wird die Intensität in der 1. Ordnung auf den gewählten Wert stabilisiert. Nach dem ersten Verstärker wird das Photodiodensignal noch durch einen PID-Regler geführt, der sich ebenfalls in der Regelbox befindet, und endet als Regelsignal am variablen Abschwächer. Dieser Abschwächer regelt nun das Signal des AOMs und somit die Intensität der 1. Ordnung.

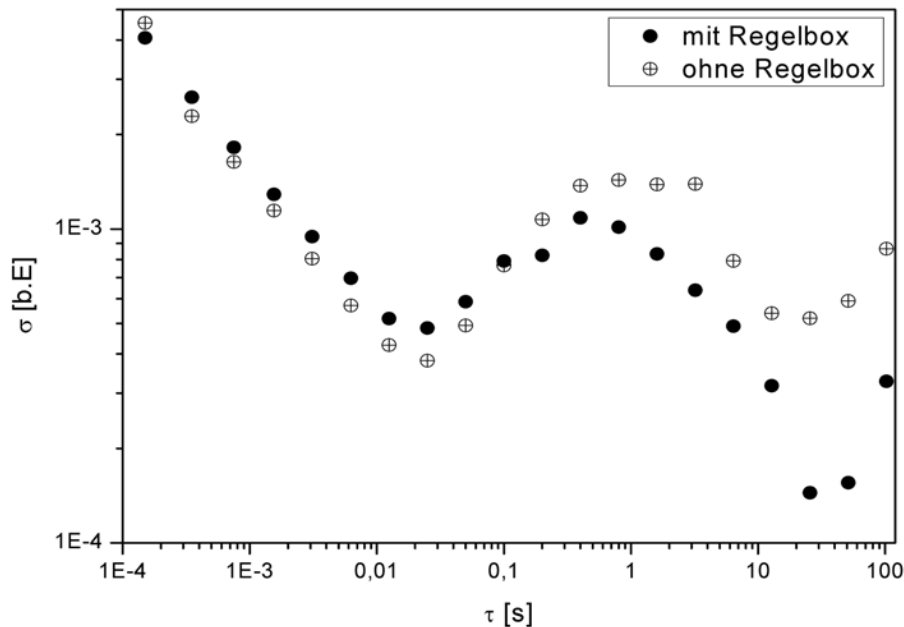


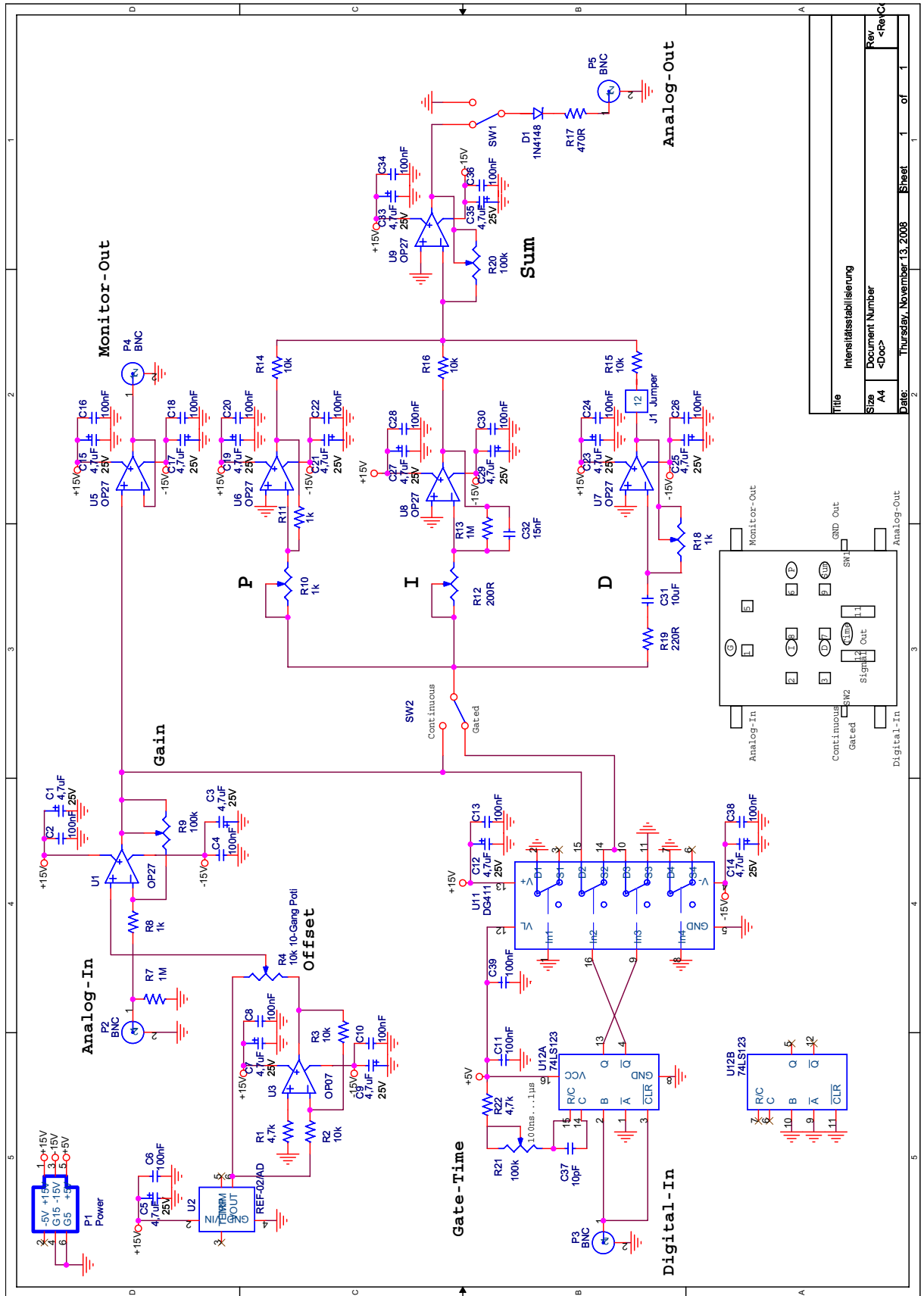
Abb. A.2: Ermittelte Allan-Varianz zur Charakterisierung der Intensitätsstabilisierung.

Um die Regelbox zu charakterisieren wurde die Intensität der 1. Ordnung einmal ohne und einmal mit Regelbox aufgenommen (siehe Abbildung A.2). Um nun die Schwankungen zu Charakterisieren, wurden die Daten mit der sogenannten Allan-Varianz (benannt nach *David W. Allan*) ausgewertet. Sie beschreibt Drifts auf unterschiedlich langen Zeitskalen  $\tau$ . Hierfür wird mit den Daten innerhalb äquidistanter Zeitabschnitte  $\delta t$  ein Mittelwert  $y_n$  für jeden Zeitabschnitt  $n$  gebildet. Die Zeitintervalle  $k \cdot \delta t$  kann mit  $k$  variiert werden, welche wiederum eine Reihe von Mittelwerten  $y_n$  ergeben. Die Allen-Varianz  $\sigma_y^2$  ist nun nach [28] wie folgt definiert:

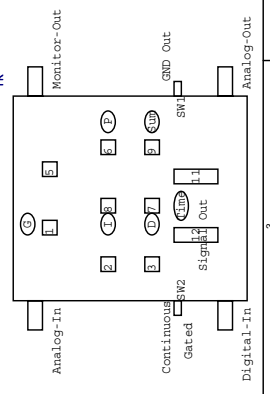
$$\sigma_y^2 = \frac{1}{2} \left\langle (y_{n+1} - y_n)^2 \right\rangle$$

Die auf diese Weise ausgewertete Daten sind in Abbildung A.2 dargestellt. Man erkennt, dass die Regelbox für Langzeitdrifts über  $\tau \approx 0,2$  s geeignet ist, bzw. sie regelt Schwankungen bis 10 Hz weg. Für kurze Drifts ist die Regelbox nicht geeignet, da sie sogar noch zusätzliche Schwankungen auf die Strahlleistung aufmoduliert.

Die Schaltung für die Regelbox ist auf der folgenden Seite zu sehen.



Title		Intensitätsstabilisierung	
Size	A4	Document Number	<Doc>
Date:	Thursday, November 13, 2008	Sheet	1 of 1
Rev	<Rev>		



## Anhang B

# MAGNETFELDMESSUNG

Die Zeemanzustände treten durch Anwesenheit eines Magnetfeld auf, und deren Energieabstand wird durch die Magnetfeldstärke bestimmt. Daher ist es von großem Nutzen, wenn man das Magnetfeld über den Strom, der es generiert, bestimmen kann. Da wir die Vakuumkammer geöffnet hatten, als wir die neue Falle installierten, nutzten wir dies um das Magnetfeld in Abhängigkeit des Stromes zu bestimmen. Dazu nahmen wir ein Magnetfeld-Messgerät<sup>1</sup> und setzten die Hallsonde an die Stelle, an der sich jetzt das Fallenzentrum befindet. Zusätzlich richteten wir die Sonde parallel zur Quantisierungsachse aus. Die Messdaten sind in Diagramm B.1 zu sehen. Um mögliche Hysteresen-Effekte zu erkennen, wurde jeweils eine Messreihe bei Erhöhung als auch bei Verringerung des Stromes aufgenommen. Es war doch keine Hysterese zu erkennen. Man erkennt, dass wie erwartet ein linearer Fit den Verlauf richtig beschreibt. Da das Messgerät nur Magnetfelder bis  $200 \mu\text{T}$  messen kann, haben wir die Gerade bis zu einem Strom von 5 A extrapoliert. Die Gleichung B.1 die sich für die Magnetfeldstärke  $B_Q$  ergibt besitzt folgende Form:

$$B_Q = 1,63 \frac{\text{Gs}}{\text{A}} \cdot I - 0,49\text{Gs} \quad (\text{B.1})$$

Wie man an der Gleichung B.1 und an Abbildung B.1 leicht erkennen kann, besitzt die Magnetfeldstärke einen negativen Offset. Dieser Offset kann von diverse Magnetisierungen von Teilen des Fallen-Setup in nähren Umgebung oder von dem Erdmagnetfeld herrühren.

---

<sup>1</sup> Stefan Mayer Instruments, FLUXMASTER Magnetometer

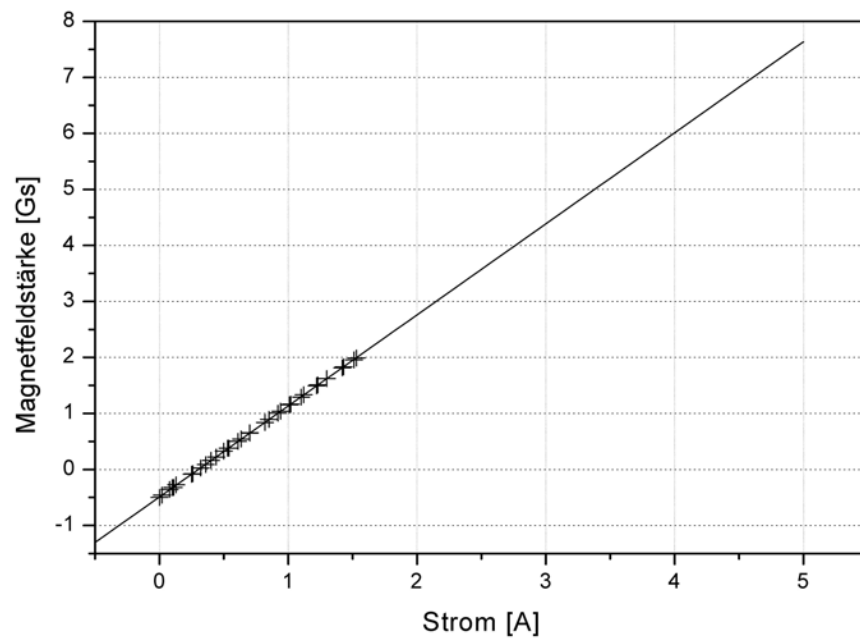


Abb. B.1: Die Magnetfeldstärke am Ort des Fallenzentrums in Abhängigkeit des Stroms. Ein linearer Verlauf wurde in die Messdaten gefittet und bis 5 A extrapoliert.



## DANKSAGUNG

Als erstes möchte ich meinem Erstgutachter Prof. Dr. Ferdinand Schmidt-Kaler danken, dass er mir eine solch abwechslungsreiche und überaus interessante Diplomarbeit ermöglicht hat. Ich möchte ihm auch für seinen herzlichen Empfang in der Abteilung und die immer währende Unterstützung im Laufe meiner Diplomarbeit danken. Vielmals bedanken möchte ich auch meiner Zweitgutachterin Prof. Dr. Giovanna Morigi, für die Zeit, die Sie sich für mich in Hamburg nahm, und für die eindrucksvolle Doppelstunde, in der Sie eine QM-Vorlesung übernahmen, als ich im vierten Semester war.

Meinem Betreuer Kilian Singer möchte ich recht herzlich danken, dass er für jegliche Fragen offen stand, und mich mit Rat und Tat unterstützt hat. Er hatte eine besonders motivierende Art an sich, wodurch sich die Arbeit mit ihm sehr angenehm gestaltete

Ich danke auch recht herzlich Johannes Eble, mit dem ich sehr viel Zeit für Messungen im Labor verbringen durfte, und auch für all die interessanten Gespräche mit ihm. Seine eindrucksvolle und äußerst effektive Arbeitsweise inspirierte mich oftmals. Auch half er mir bei vielen physikalischen und technischen Fragen.

Ein herzliches Dankeschön an Wolfgang Schnitzler für den Wissensaustausch sowohl im Bereich der Physik als auch im Bereich von Film und Musik. Einen besonderen Dank möchte ich ihm aussprechen für seine starken Nerven hinsichtlich meiner „hohen“ Schreibkunst.

Ich möchte mich auch noch recht herzlich bei Michael Ferner bedanken, der viel Arbeit in das Elektropolieren der Fallenchips investiert und mich dabei tatkräftig unterstützt hat. Auch einen Dank dafür, dass er mir bei jeglichen Computerfragen und -problemen weitergeholfen hat. Auch Gerhard Huber, einem würdevollen und standhaften Vertreter Bayerns, soll ein Dank ausgesprochen werden. Mit seiner doch sehr angenehmen und lockeren Art hat er immer ein angenehmes Arbeitsklima geschaffen, und war offen für physikalische und technische Fragen. Des Weiteren möchte ich auch Ulrich Poschinger meinen Dank aussprechen. Auch er war für jegliche Fragen physikalischer und technischer Natur offen gestanden. Mit seinem unerschütterlichem Ehrgeiz und mit seiner physikalischer und technischer Scharfsinnigkeit beeindruckte er mich immer wieder.

Danken will ich auch Markus Deiß, der mit mir in mühevoller Arbeit die Intensitätsstabilisierung

entwickelt hat. Auch mit ihm konnte man hochinteressante Gespräche führen. Mein Danke gilt auch Robert Fickler, der mir oftmals in Sachen Fallensimulation und Origin weitergeholfen hat. Auch allen anderen aus der Abteilung sei ein großer Dank ausgesprochen, für die nette Aufnahme in ihre Gruppe. Auch dafür danke, das ich jederzeit Fragen verschiedenster Art an sie richten konnte und für das überaus angenehme Arbeitsklima.

Ein sehr großer und herzlicher Dank gilt meinen Eltern, Angelika und Georg Schütz, und vor allem auch meiner Freundin Beate Rösch. Sie ermöglichten mir erst das Studium, und standen in allen Situationen hinter mir. Sie unterstützten mich mit Rat und Tat sowie auch finanziell.

Allen ein recht herzliches

**Vergelt's Gott**

Ulm, 29. Mai 2009

Hiermit erkläre ich, Georg Schütz, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne fremde Hilfe verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Georg Schütz

---



## LITERATURVERZEICHNIS

- [1] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J. P. Marangos, *Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media*, Review Of Modern Physics, **77**, S. 633 (2005).
- [2] K.-J. Boller, A. Imamoglu, S. E. Harris, *Observation of Electromagnetically Induced Transparency*, Physical Review Letters, **66**, Nr. 20, S. 2593 (1991).
- [3] R.M. Whitley, C.R. Stroud, Jr., *Double optical resonance*, Physical Review A **14**, Nr. 4, S. 1498 (1976).
- [4] M. Fleischhauer, M. D. Lukin, *Dark-State Polaritons in Electromagnetically Induced Transparency*, Physical Review Letters, **84**, Nr. 22, S. 5094 (2000).
- [5] Lene Vestergaard Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, C. H. Behroozi, *Light speed reduction to 17 meters per second in an ultracold atomic gas*, Nature, **397**, S.594 (1999).
- [6] A. Kasapi, M. Jain, G. Y. Yin, S. E. Harris, *Electromagnetically Induced Transparency: Propagation Dynamics*, Physical Review Letters, **74**, Nr. 13, S. 2447 (1995).
- [7] O. Schmidt, R. Wynands, Z. Hussein, D. Meschede, *Steep dispersion and group velocity below  $c/3000$  in coherent population trapping*, Physical Review A **53**, R27 (1996).
- [8] A. B. Matsko, Y. V. Rostovtsev, O. Kocharovskaya, A. S. Zibrov, M. O. Scully, *Nonadiabatic approach to quantum optical information storage*, Physical Review A **64**, S. 043809 (2001).
- [9] M. Fleischhauer, C. Mewes, „Stopping“ of light and quantum memories for photons, arXiv:quant-ph/0110056v1 (2001).
- [10] Z. Kurucz, M. Fleischhauer, *Continuous-variable versus electromagnetically-induced-transparency-based quantum memories*, Physical Review A **78**, S. 023805 (2008).
- [11] E. J. Post, *Sagnac Effect*, Review Of Modern Physics, **39**, S. 475 (2003).
- [12] F. Zimmer, M. Fleischhauer, *Sagnac Interferometry on Ultraslow Polaritons in Cold Atomic Vapors*, Physical Review Letter **92**, S. 253201 (2004).
- [13] D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe, D. Wineland, *Quantum dynamics of single trapped ions*, Review Of Modern Physics, **75**, S. 281 (2003).
- [14] J. Eschner, G. Morigi, F. Schmidt-Kaler, R. Blatt, *Laser cooling of trapped ions*, Journal of the Optical Society of America B **20**, Nr. 5, S. 1003 (2003).

- [15] J. H. Wesensberg, R. J. Epstein, D. Leibfried, R. B. Blakestad, J. Britton, J. P. Home, W. M. Itano, J. D. Jost, E. Knill, C. Langer, R. Ozeri, S. Seidlein, D. J. Wineland, *Fluorescence during Doppler cooling of a single trapped atom*, Physical Review A **76**, S. 053416 (2007).
- [16] S. Stenholm, *The semiclassical theory of laser cooling*, Review Of Modern Physics, **58**, S. 633 (1986).
- [17] E. Peik et, J. Abel, Th. Becker, J. von Zanthier, H. Walther, *Sideband cooling of ions in radio-frequency traps*, Physical Review A **60**, Nr. 1, S. 439 (1999).
- [18] G. Morigi, *Cooling atomic with quantum interference*, Physical Review A **67**, S. 033402 (2003).
- [19] G. Morigi, J. Eschner, C. H. Keitel, *Ground State Laser Cooling Using Electromagnetically Induced Transparency*, Physical Review Letters **85**, Nr. 21, S. 4458 (2000).
- [20] F. Schmidt-Kaler et al., *Laser cooling with electromagnetically induced transparency: application to trapped sample of Ions or neutral atoms*, Physical Review B **73**, S. 807 (2001).
- [21] C. F. Roos, D. Leibfried, A. Mundt, F. Schmidt-Kaler, J. Eschner, R. Blatt, *Experimentel Demonstration of Ground State Laser Cooling With Electromagnetically Induced Transparency*, Physical Review Letters **85**, Nr. 26, S. 5547 (2000).
- [22] T. W. Deuschle, *Kalte Ionenkristalle in einer segmentierten Paul-Falle*, Dissertation, Universität Ulm (2006).
- [23] Shieh, Jia Min, Hsinchu, Liu, Sue Hong, Pingtung, Bou Tong, Dai, Baushan, Hsinchu, *Elektropolier-Elektrolyt und Verfahren zur Planarisierung einer Metallschicht unter Verwendung desselben*, Patentschrift DE112005002414T5, BASF AG, Ludwigshafen (2007).
- [24] N. M. Linke, *Kalte Ionenkristalle in einer segmentierten Paul-Falle als deterministische Einzelionenquelle*, Diplomarbeit, Universität Ulm (2007).
- [25] W. Schnitzler, N. M. Linke, R. Fickler, J. Meijer, F. Schmidt-Kaler, K. Singer, *Deterministic Ultracold Ion Source Targeting the Heisenberg Limit* Physical Review Letters **102**, S. 070501 (2009).
- [26] R. Fickler, W. Schnitzler, F. Schmidt-Kaler, K. Singer, *Optimized focusing ion optics for an ultracold deterministic single ion source targeting nm resolution*, eingereicht im März 2009 für Journal of Modern Optics, arXiv:0903.3425v1 [quant-ph] (2009).
- [27] R. A. Fickler, *Kalte einzelne Ionen zur nm Implantation*, Diplomarbeit, Universität Ulm (2009).
- [28] J. F. EBLE, *Stabilisierung von Lasern zum Erzeugen und Kühlen von Ionen in einer Paul-Falle*, Diplomarbeit, Universität Ulm (2006).
- [29] F. Ziesel, *Spektroskopie und Transport von Ionen in einer Mikrofalle*, Diplomarbeit, Universität Ulm (2008).

- [30] Toptica , Produktkatalog, [www.toptica.com](http://www.toptica.com) (2009).
- [31] G. Thalhammer, *Frequenzstabilisierung von Diodenlaser bei 850, 854 und 866 nm mit Linienbreiten im Kiloherz-Bereich*, Diplomarbeit, Universität Innsbruck (1999).
- [32] W. Demtröder, *Laserspektroskopie 2. Auflage*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1991).
- [33] G. W. Drake, *Springer Handbook of Atomic, Molecular, and Optical Physics*, Springer Science+Business Media, Inc. (2006).
- [34] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg *Atom-Photon Interaction*, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co.KGaA, Weinheim (2004).
- [35] L. Yang et, L. Zhang, X. Li, L. Han, G. Fu, N. B. Manson, D. Suter, C. Wei, *Autler-Townes effect in a strongly driven electromagnetically induced transparency resonance*, Physical Review A **72**, S. 053801 (2005).