

Spektroskopie und nichtklassische
Fluoreszenzeigenschaften von
einzelnen gespeicherten Ba^+ -Ionen

Dissertation

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

vorgelegt von
Joachim Bolle

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

Innsbruck
1998

Übersicht

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein neuer Meßplatz für spektroskopische und quantenoptische Experimente realisiert, welcher es erlaubt, ein einzelnes ionisiertes Barium-Atom in einer Paul-Falle im Vakuum zu speichern, mit Laser-Licht anzuregen und zu beobachten. Zur Anregung der Resonanzfluoreszenz eines Barium-Ions werden zwei Laser-Lichtfelder benötigt. Ein Laser-Lichtfeld bei 493nm regt den Übergang zwischen dem Zustand $6^2S_{1/2}$ und dem schnell zerfallenden Zustand $6^2P_{1/2}$ an. Ein weiteres Laser-Lichtfeld bei 650nm koppelt $6^2P_{1/2}$ mit dem metastabilen $5^2D_{3/2}$ Zustand. Die Konzeption der Falle und des Vakuum-Gehäuses erfolgte in Hinblick auf das Erreichen eines optimalen Signal/Rausch-Verhältnisses im Nachweis der Resonanzfluoreszenz. Die Einstrahlung von Laser-Licht aus drei Raumrichtungen ist vorgesehen. Im Rahmen dieser Arbeit konnte das Laser-Licht bei den angegebenen Wellenlängen erstmals allein auf Basis von Dioden-Lasern erzeugt werden.

Durch Beleuchtung mit den näherungsweise resonanten Laser-Lichtfeldern wird die kinetische Energie des Barium-Ions in der Paul-Falle verringert (optische Kühlung), so daß sich das Ion nahezu bewegungslos im Zentrum der Falle befindet. Durch diese Anordnung werden Präzisionsexperimente mit langer Wechselwirkungszeit und höchster spektraler Auflösung möglich. Dabei ist die Resonanzfluoreszenz des Ions auf dem Übergang $6^2S_{1/2} \rightleftharpoons 6^2P_{1/2}$ von besonderem Interesse.

Das Fluoreszenzlicht eines so präparierten einzelnen Barium-Ions weist unter anderem die nichtklassische Eigenschaft des Antibunching auf. Diese Eigenschaft der Resonanzfluoreszenz ist durch die Bestimmung der Intensitätskorrelationsfunktion $g^{(2)}(\tau)$ an einem einzelnen Ion mit der neuen Apparatur nachgewiesen worden.

Die Interferenzeigenschaften der Resonanzfluoreszenz von einem einzelnen Ion sind mit Hilfe eines Mach-Zehnder-Interferometers untersucht worden. Da sich aufgrund der Antibunching-Eigenschaft nie mehr als ein Photon im Interferometer aufhält, konnte gezeigt werden, daß einzelne Fluoreszenzphotonen mit sich selbst interferieren.

Die Anregungsspektren eines Barium-Ions, d.h. die Fluoreszenzrate als Funktion der Verstimmung eines der anregenden Laser-Lichtfelder, und die Intensitätskorrelationsfunktion $g^{(2)}(\tau)$ lassen sich mit den optischen Bloch-Gleichungen berechnen. Die beobachteten Linienformen wurden mit stationären Lösungen dieser Gleichungen angepaßt, und man erhält die experimentell zugänglichen Parameter wie die Intensitäten und Verstimmungen der Laser-Lichtfelder, den Betrag des Magnetfeldes und den Winkel zwischen Lichtpolarisation und Magnetfeldrichtung. Die so gewonnenen Parameter können nun gezielt verändert werden, so daß die optimalen Parameter für die geplanten zukünftigen Experimente an der Resonanzfluoreszenz eingestellt werden können.

Mit dem Aufbau dieser Fallen-Apparatur, der Laser-Systeme und dem Nachweissystem, mit der erfolgreichen Präparation einzelner, gekühlter Ionen und mit der Durchführung der ersten Experimente an deren Resonanzfluoreszenz sind die Voraussetzungen für weitergehende Experimente zum Quantencharakter des Fluoreszenzlichts einzelner Ionen geschaffen. Insbesondere ist der Nachweis der geringer als klassisch zu erwartenden Schwankungen einer Quadraturkomponente des elektrischen Feldvektors der Resonanzfluoreszenz möglich (Squeezing). Der experimentelle Aufbau ist ebenfalls dafür ausgelegt, mittels kohärenter Überlagerung des Fluoreszenzlichtes mit einem Lokaloszillator das Spektrum der Resonanzfluoreszenz eines einzelnen Barium-Ions mit hoher Auflösung zu untersuchen.

Abstract

This thesis reports on the setup of a new experimental apparatus for spectroscopic and quantum optical investigations of a single ionized Barium atom. The ion is trapped in an electrodynamic (Paul) trap in ultra high vacuum, excited with laser light, and observed by photon counting detection of its fluorescence. To excite continuous resonance fluorescence from a Barium ion, two laser light fields are needed. One light field at 493nm drives the transition between the ground state $6^2S_{1/2}$ and the fast-decaying state $6^2P_{1/2}$. A further light field at 650nm couples $6^2P_{1/2}$ and the metastable state $5^2D_{3/2}$. The realisation of the apparatus is described under particular consideration of the sources of noise in the detection of resonance fluorescence. Access with laser light from all three spatial axes is provided. In this experiment the laser light at the mentioned wavelengths is generated, for the first time, using diode lasers only.

By irradiating the Barium ion with near-resonant laser light, its kinetic energy is reduced (optical cooling), so that the ion is confined, nearly motionsless, to the centre of the trap. With this arrangement it is possible to perform precision spectroscopic experiments at very long interaction time and high spectral resolution. Here, the resonance fluorescence from the transition $6^2P_{1/2}$ to $6^2S_{1/2}$ is of particular interest.

The fluorescence light from the single trapped Barium ion exhibits, among other features, the nonclassical property of antibunching. This property is observed by measuring the intensity correlation function $g^{(2)}(\tau)$ with the new apparatus.

The interference properties of the single ion resonance fluorescence are investigated with a Mach-Zehnder interferometer. Since, because of the antibunching property, there is no more than one photon in the interferometer at any time, it is demonstrated that each individual fluorescence photon interferes with itself.

The fluorescence excitation spectrum of a Barium ion, i.e. the fluorescence rate at variable laser frequency, and the intensity correlation function $g^{(2)}(\tau)$ are calculated with optical Bloch equations. The observed experimental curves are fitted with the stationary solutions, yielding the experimental parameters such as the intensities and the detunings of the light fields, the magnetic field strength and the angle between light polarisation and magnetic field direction. With the help of this procedure, the experimental parameters can be adjusted to the optimal values for future experiments.

With the realisation of the trap, the laser systems, and the detection system, and with the successful preparation of single cooled Barium ions and first experiments on the fluorescence light, the basis for further experiments on the quantum character of resonance fluorescence is laid. In particular, the detection of reduced quantum fluctuations (squeezing) in one quadrature component of the resonance fluorescence is possible. The experimental setup will also allow to measure the spectra of resonance fluorescence from a single Barium ion with very high resolution by coherent superposition of the fluorescence light with a local oscillator.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Barium-Ion	5
1.1 Termschema	5
1.2 Zeeman-Effekt	8
2 Wechselwirkung von einzelnen Atomen mit Lichtfeldern, Resonanzfluoreszenz	11
2.1 Optische Bloch-Gleichungen für ein Drei-Niveau-System	12
2.1.1 Dunkelresonanzen	16
2.2 Quantensprünge	21
2.3 Korrelationsfunktionen	22
2.3.1 Korrelationsfunktion erster Ordnung	23
2.3.2 Korrelationsfunktion zweiter Ordnung	28
3 Meßmethoden	41
3.1 Heterodyn-Verfahren	42
3.2 Homodyn-Korrelationen	46
4 Lokalisierte Atome	51
4.1 Speicherung von einzelnen Ionen	51
4.2 Optische Kühlung	58

5	Aufbau des Experimentes	67
5.1	Laser und optischer Aufbau	70
5.1.1	Dioden-Laser mit Frequenzverdoppelung bei 493nm	70
5.1.1.1	Dioden-Laser bei 986nm	70
5.1.1.2	Frequenzverdoppelung im Ring-Resonator	78
5.1.2	Dioden-Laser bei 650nm	85
5.1.3	Laser-Strahl-Präparation für Einkoppelung in Paul-Falle	90
5.2	Fallen-Apparatur	91
5.2.1	Vakuum-Gehäuse	91
5.2.2	Paul-Falle	95
5.2.3	Fallenantrieb	98
5.3	Nachweissystem	100
5.3.1	Meßaufbauten der Apparatur	105
5.3.1.1	Verwendete Meßaufbauten	105
5.3.1.2	Vorbereitete Meßaufbauten	107
6	Betrieb und Charakterisierung der Fallen-Apparatur	111
6.1	Präparation eines einzelnen Ions	111
6.2	Kontrolle der Mikrobewegung	114
6.3	Charakterisierung der Säkularbewegung	118
7	Experimente an einzelnen Barium-Ionen	121
7.1	Anregung von Quantensprüngen	121
7.2	Anregungsspektren	124
7.2.1	Verstimmung des grünen Lasers	124
7.2.2	Verstimmung des roten Lasers	128
7.3	Intensitätskorrelationsmessungen	131
7.4	Interferenzmessung an einzelnen Fluoreszenzphotonen	135
8	Zusammenfassung und Ausblick	139

A Spektrale Frequenzfluktuationsdichte, Allan-Varianz und spektrale Leistungsdichte	143
B Wellenlängenmessung	149
C Optogalvanischer Nachweis von Barium-Ionen	151
D Entspiegelungsanlage für Laser-Dioden	155
E Geräteliste	163

Einleitung

Die Analyse der Strahlung, die Atome bei der Anregung mit Licht emittieren, d.h. der Resonanzfluoreszenz, führt zu Rückschlüssen auf die Eigenschaften der Wechselwirkung zwischen Licht und Materie. Führt man diese Untersuchungen an einem einzelnen Atom durch, entdeckt man spezielle Eigenschaften, die an einem Ensemble nicht beobachtet werden können. Beispiele sind Quantensprünge und spezielle Eigenschaften der Intensitätskorrelationsfunktion. Die Intensitätskorrelationsfunktion gibt die bedingte Wahrscheinlichkeit an, nach einem ersten detektierten Photon zum Zeitpunkt t ein anderes zum Zeitpunkt $t + \tau$ zu detektieren. Durch die Untersuchung der Intensitätskorrelationsfunktion können klassische Strahlungsfelder von nichtklassischen unterschieden werden [Glaue 63a, Glaue 63b].

Untersuchungen zur Photonenstatistik mit Intensitätskorrelationsmessungen an einer klassischen Lichtquelle wurden erstmals von Hanbury-Brown und Twiss [Hanb 56] durchgeführt. Im Experiment traten bevorzugt kurze Photonenabstände τ auf. Eine klassische Lichtquelle besitzt folglich die Eigenschaft, daß die Emission der Photonen zeitlich nicht gleichmäßig, sondern in kurzen Zeitabständen erfolgt und damit die Photonen gebündelt (engl. **bunching**) auftreten. Die Intensitätskorrelationsfunktion hat ein absolutes Maximum bei $\tau = 0$.

Später wurde die Intensitätskorrelationsfunktion auch für das Lichtfeld eines Lasers bestimmt [Arec 66]. Dort sind die Zeitabstände zwischen den Photonen gleich wahrscheinlich. Damit zeigt die Intensitätskorrelationsfunktion einen qualitativen Unterschied auf zwischen dem Lichtfeld einer thermischen Lichtquelle und dem Lichtfeld eines Lasers. Während die Photonen einer thermischen Lichtquelle bevorzugt zusammen auftreten, sind die Photonen eines Laser-Lichtfeldes völlig unkorreliert. Die Intensitätskorrelationsfunktion ist für alle Zeiten τ konstant.

Aufgrund einer Berechnung der Intensitätskorrelationsfunktion für die Resonanzfluoreszenz eines einzelnen, durch ein äußeres Lichtfeld kontinuierlich angeregten Zwei-Niveau-Systems wurde vorausgesagt [Carm 76, Kimb 76, Cohe 77a], daß die Intensitätskorrelationsfunktion des Fluoreszenzlichtes des einzelnen Atoms bei $\tau = 0$ ein absolutes Minimum zeigt. Die erste experimentelle Bestätigung dieses Verhaltens erfolgte durch die Untersuchung des Fluoreszenzlichtes von schwachen Atomstrahlen [Jake 77, Kimb 78, Dage 78]. Dabei wurde die Intensität der Atomstrahlen soweit reduziert, daß sich im Mittel weniger als ein Atom in der Beobachtungsregion befand. Trotzdem konnte erst durch Mittelung eine Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment erreicht werden.

Durch die Entwicklung der Paul-Falle [Paul 58] wurde es möglich, ionisierte Atome im

Vakuum in einem elektromagnetischen Käfig dauerhaft einzuschließen [Neuh 78a, Wine 78], und es gelang ein einzelnes gespeichertes Ion optisch nachzuweisen [Neuh 78b, Neuh 80]. Die stabile Speicherung wird durch ein im Radiofrequenzbereich oszillierendes elektrisches Quadrupolpotential erreicht. Die kinetische Energie der gespeicherten Ionen kann durch Laser-Kühlung [Häns 75, Wine 75] verringert werden. Auf diese Weise ließ sich erstmals ein nahezu ideales fundamentales quantenoptisches System experimentell realisieren, das es ermöglichte, die Wechselwirkung von Atomen mit Licht und die Eigenschaften der Resonanzfluoreszenz detailliert zu untersuchen.

Mit einem einzelnen gespeicherten Ion konnte daher das absolute Minimum der Intensitätskorrelationsfunktion bei $\tau = 0$ bestätigt werden [Died 87]. Dieser Effekt kann auf mikroskopischer Ebene verstanden werden als die Folge der quantenmechanischen Entwicklung eines einzelnen Atoms: nach einem Quantensprung in den tiefgelegenen Energiezustand und der damit gekoppelten Emission eines Photons muß erst eine gewisse Zeit verstreichen, bis das Atom wieder angeregt und damit für die spontane oder induzierte Emission eines weiteren Photons bereit ist. Man spricht von „Antibunching“. Dieses Verhalten kann nicht durch die klassische Physik erklärt werden, sondern nur durch die Quantentheorie des Lichts.

Eine weitere, nichtklassische und bisher nur theoretisch vorausgesagte Eigenschaft der Resonanzfluoreszenz eines einzelnen Atoms ist das Auftreten einer unsymmetrischen Verteilung der Unschärfe (ausgedrückt durch die Varianz) in den Quadratur-Komponenten des Feldvektors [Zoll 81]. Aufgrund der Heisenberg'schen Unschärferelation können beide Varianzen der Quadratur-Komponenten nicht gleichzeitig Null werden. Im Phasendiagramm ergibt sich damit für eine symmetrische Verteilung der Varianzen als Unschärfefläche ein Kreis, für eine unsymmetrische ergibt sich eine Ellipse mit gleichem Flächeninhalt wie der Unschärfekreis. Man spricht von gequetschem Licht (oder engl. *squeezed light*). Diese nichtklassische Eigenschaft des Fluoreszenzlichtes eines einzelnen Atoms konnte bisher experimentell noch nicht gezeigt werden, ist aber eine grundsätzliche Eigenschaft in Hinblick auf die nichtklassische Natur der Resonanzfluoreszenz. Die Messung dieser Eigenschaft kann in bestimmten Parameterbereichen an einem einzelnen ionisierten Barium-Atom mit Hilfe von Homodyn-Korrelationsfunktionen vorgenommen werden [Voge 91, Voge 92].

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein experimenteller Meßplatz realisiert, der es erlaubt, sowohl die Intensitätskorrelationsfunktion (Antibunching), die Interferenzeigenschaften als auch die vorhergesagten unsymmetrischen Fluktuationen der Quadraturkomponenten (Squeezing) der Resonanzfluoreszenz eines einzelnen, ionisierten und gespeicherten Barium-Atoms zu messen. Dabei ist der experimentelle Aufbau so ausgelegt, daß als vorbereitende Messung ein hochaufgelöstes Spektrum der Resonanzfluoreszenz mit der Apparatur meßbar ist.

Die Resonanzfluoreszenz des Barium-Ions liegt im optischen Frequenzbereich. Ein Vorteil besteht darin, daß **visuelle Beobachtung** der Fluoreszenz eines einzelnen Barium-Ions **mit dem Auge** durch ein Makroskop möglich ist. Allein diese Tatsache führte Anfang der 70'er Jahre dazu, daß mit der Speicherung von einzelnen Barium-Ionen begonnen wurde [Neuh 92]. Die Sichtbarkeit einzelner Barium-Ionen ist eine Besonderheit, die nur dadurch möglich ist, daß die Wellenlänge der Resonanzfluoreszenz bei 493nm nahezu mit dem Empfindlichkeitsmaximum des dunkeladaptierten menschlichen Auges bei etwa 510nm zusammenfällt [Berg 87]. Die Absolutempfindlichkeit des Auges ist sehr hoch; schon 5 eingefangene

Lichtquanten in einer Millisekunde sind ausreichend zur Erregung einer Lichtempfindung. Die Sichtbarkeit des Barium-Ions ist eine große Hilfe bei der Präparation der einzelnen Teilchen in der verwendeten Paul-Falle.

Diese Arbeit gliedert sich grob in zwei Teile: in einen theoretischen und in einen experimentellen Teil.

Im theoretischen Teil wird zuerst das Meßobjekt, ein einzelnes ionisiertes Barium-Atom, anhand seines Termschemas vorgestellt. Die optischen Bloch-Gleichungen, welche der Wechselwirkung eines Atoms mit Lichtfeldern beschreiben, stehen am Beginn des zweiten Kapitels. Mit ihnen läßt sich die Dynamik der Besetzungswahrscheinlichkeiten der einzelnen Niveaus und die der Kohärenzen des Barium-Ions berechnen. Danach folgt die Einführung der Korrelationsfunktionen mit der Beschreibung jener physikalischen Eigenschaften der Resonanzfluoreszenz, die zunächst mit dieser Apparatur gemessen werden sollen. Dabei handelt es sich um das Spektrum der Resonanzfluoreszenz und um den Nachweis des „Squeezing“-Effektes der Resonanzfluoreszenz. Das dritte Kapitel stellt dann die Methoden vor, die verwendet werden, um diese Eigenschaften zu messen. In Kapitel vier wird schließlich die Speicherung von atomaren Teilchen in Fallen, speziell in Paul-Fallen, und das Prinzip der optischen Kühlung erklärt.

Der experimentelle Teil der Arbeit beginnt mit Kapitel fünf. Es widmet sich zuerst den Laser-Systemen, welche die zur Anregung des Ions benötigten Lichtfelder erzeugen sowie um deren Charakterisierung. Es folgt das Vakuum-Gehäuse mit der Paul-Falle, der Fallenantrieb und die Fluoreszenznachweiskanäle. Weiter werden die verwendeten und vorbereiteten Meßaufbauten gezeigt. Kapitel sechs beschreibt, wie es mit Hilfe der Apparatur gelingt, einzelne Ionen zu speichern und optisch zu kühlen. Im siebten Kapitel werden die bisherigen Messungen an der Resonanzfluoreszenz eines einzelnen Ions dargestellt und diskutiert. Es werden Bilder mit Quantensprüngen, Anregungsspektren, Intensitätskorrelationsfunktionen und zusätzlich ein Interferenzexperiment am Fluoreszenzlicht eines gespeicherten Ions gezeigt. Es folgt eine Zusammenfassung mit einem Ausblick.

Im Anhang werden zunächst die Begriffe erläutert, mit denen die Laser-Lichtfelder in Kapitel 5 charakterisiert worden sind. Ferner finden sich dort die Beschreibung des Meßgerätes zur Bestimmung der Wellenlängen der Laser-Lichtfelder relativ zur Wellenlänge eines Helium-Neon-Lasers (λ -Meter) sowie die Bestimmung der Absolutfrequenzen der Laser-Lichtfelder mit Hilfe der optogalvanischen Spektroskopie. Im vorletzten Abschnitt wird eine neu aufgebaute Beschichtungsanlage vorgestellt, mit der eine Endfacette von Laser-Dioden entspiegelt werden kann. Die Arbeit schließt mit einem Verzeichnis der wichtigsten kommerziell erworbenen Geräte und angefertigten Teile vor dem Literaturverzeichnis.

Kapitel 1

Barium-Ion

Die Studienobjekte dieses Experimentes sind einzelne Barium-Ionen (Ba^+), die in einem begrenzten Raumgebiet festgehalten werden. An diesen werden quantenoptische Experimente durchgeführt. Alle Experimente werden mit einfach ionisierten ^{138}Ba -Atomen mit einer Kernladungszahl von 56 des natürlichen Isotopengemisches (siehe Tabelle 1.1) durchgeführt. Dieses Kapitel stellt die relevanten spektroskopischen Eigenschaften von ^{138}Ba vor.

Element		^{130}Ba	^{132}Ba	^{134}Ba	^{135}Ba	^{136}Ba	^{137}Ba	^{138}Ba
Kernspin I	\hbar	0	0	0	3/2	0	3/2	0
Häufigkeit	%	0.1	0.1	2.4	6.6	7.8	11.3	71.7

Tabelle 1.1: Barium-Isotope im natürlichen Isotopengemisch [Fris 58].

1.1 Termschema

Barium gehört zu der Gruppe der Erdalkalimetalle. Die Elektronenkonfiguration des einfach ionisierten Barium-Atoms entspricht der des Edelgases Xenon mit einem zusätzlichen Valenzelektron außerhalb der abgeschlossenen Schale ($[\text{Xe}]6^2\text{S}_{1/2}$). Der im Experiment wichtige Teil des Termschemas wird hauptsächlich durch die Quantenzustände dieses Valenz- oder Leuchtelektrons erzeugt. Der Zyklus der Absorption und Emission von Photonen, die den Übergang des Elektrons aus dem Grundzustand in den angeregten Zustand induzieren, der sodann spontan in den Grundzustand zerfällt, nennt man **Resonanzfluoreszenz**. Die Übergänge der Resonanzfluoreszenz beim Ba^+ -Ion liegen beide im sichtbaren Spektralbereich bei den Wellenlängen 493nm (grün) und 650nm (rot). Aufgrund der Farben der zur Anregung verwendeten Lichtfelder wird im folgenden auch von dem grünen (\vec{E}_g) und dem roten (\vec{E}_r) Lichtfeld gesprochen.

Ein Auszug aus dem relevanten Feinstrukturtermschema des Ba^+ -Ions mit den beteiligten Energieniveaus bei der Anregung von Resonanzfluoreszenz ist in Abbildung 1.1 dargestellt.

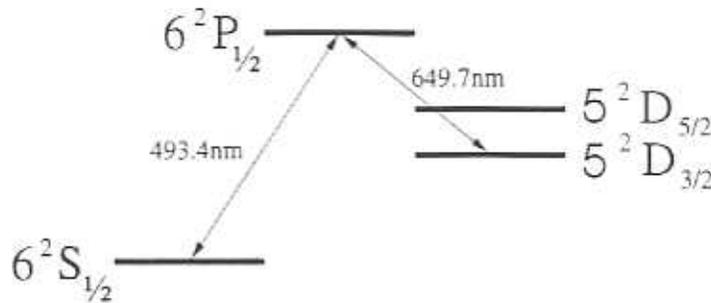


Abbildung 1.1: Ein Auszug aus dem Termschema des Ba^+ -Ions.

Im Bereich der tiefliegenden Energieniveaus des Valenzelektrons herrscht vorwiegend $\bar{L}\bar{S}$ -Kopplung. Da das Isotop $^{138}Ba^+$ den Kernspin $I=0$ hat, wird keine Hyperfeinstruktur in den Spektren beobachtet. Das Termschema von Ba^+ ähnelt daher sehr demjenigen des Alkaliatoms ^{133}Cs . Es besitzt jedoch zwei zusätzliche D-Niveaus, welche energetisch zwischen dem Grundzustand $6^2S_{1/2}$ und dem $6^2P_{1/2}$ -Niveau liegen. Der Zerfall der D-Niveaus in den Grundzustand ist für Dipolübergänge verboten, jedoch kann der metastabile $5^2D_{3/2}$ -Zustand (Lebensdauer 40s [Schn 79, Knab 92]) über einen elektrischen Quadrupol- (E2) wie auch der metastabile $5^2D_{5/2}$ -Zustand (Lebensdauer 35s [Plum 80, Nago 86, Made 90]) über einen elektrischen Quadrupol- (E2) oder magnetischen Oktupol-Übergang (M3) in den Grundzustand zerfallen [Appa 91].

Der für Dipolübergänge erlaubte Übergang $6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{1/2}$ wird zur optischen Kühlung [Häns 75, Wine 75] mit einem Laser-Lichtfeld bei 493nm und zur Beobachtung des Ions verwendet. Bei Anregung des $6^2P_{1/2}$ -Niveaus (Lebensdauer 8ns) wird durch das Verzweigungsverhältnis von 2.85:1 in das $6^2S_{1/2}$ -Niveau bzw. in das $5^2D_{3/2}$ -Niveau nahezu vollständige Besetzung im $5^2D_{3/2}$ -Niveau aufgebaut [Gall 67]. Das bedeutet, es wird die Besetzung in dieses Niveau **optisch gepumpt**. Damit permanente Resonanzfluoreszenz bei 493nm beobachtet werden kann, wird ein weiteres Laser-Lichtfeld bei 650nm eingestrahlt. Dieses Laser-Lichtfeld verbindet über einen Dipolübergang das $5^2D_{3/2}$ -Niveau mit dem $6^2P_{1/2}$ -Niveau. Die Niveaus $6^2S_{1/2}$, $6^2P_{1/2}$ und $5^2D_{3/2}$ bilden ein Drei-Niveau-System, daß aufgrund seiner λ -förmigen Struktur auch als **Λ -System** bezeichnet wird (vgl. Abbildung 1.1).

Der Übergang vom $5^2D_{5/2}$ -Zustand zum $6^2P_{1/2}$ -Zustand ist verboten. Die Besetzung des $5^2D_{5/2}$ -Zustandes ist über den Zerfall einer Besetzung des $6^2P_{3/2}$ -Zustandes (siehe Abbildung 1.2 auf folgender Seite) oder auch durch Stöße mit anderen Teilchen möglich. Aufgrund seiner langen Lebensdauer erlischt bei Besetzung des $5^2D_{5/2}$ -Niveaus die Resonanzfluoreszenz. Dieser Zustand stellt damit einen sogenannten „**Dunkel-Zustand**“ für das Ba^+ -Ion dar. Zur gezielten Anregung des $5^2D_{5/2}$ -Zustandes über Zerfall aus dem $6^2P_{3/2}$ -Zustand kann Licht bei 455.4nm eingestrahlt werden (siehe Kapitel 2.2). Ferner kann der $5^2D_{5/2}$ -Zustand auch direkt mit einem Laser-Lichtfeld bei $1.76\mu m$ aus dem $6^2S_{1/2}$ -Grundzustand angeregt werden, wie dies in einer Dissertation untersucht wurde [Appa 97].

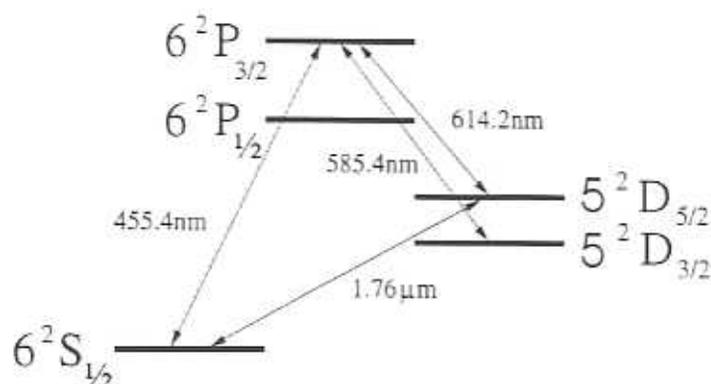


Abbildung 1.2: Ein Auszug aus dem Feinstrukturtermschema des Ba⁺-Ions.

Die natürlichen Linienbreiten und Übergangswellenlängen zwischen den erwähnten Energieniveaus sind aus verschiedenen Arbeiten gut bekannt und in Tabelle 1.2 zusammengestellt.

Übergang	λ_{Luft} (nm)	Γ_{nat} (MHz)	A_{exp} (s^{-1})
$6^2S_{1/2} = 6^2P_{1/2}$	493.4	15.1	$95 \pm 7 \cdot 10^6$
$6^2P_{1/2} = 5^2D_{3/2}$	649.7	5.3	$33 \pm 4 \cdot 10^6$
$6^2P_{3/2} = 6^2S_{1/2}$	455.4	18.8	$118 \pm 8 \cdot 10^6$
$6^2P_{3/2} = 5^2D_{5/2}$	614.2	5.9	$37 \pm 4 \cdot 10^6$
$6^2P_{3/2} = 5^2D_{3/2}$	585.4	0.7	$4.8 \pm 0.6 \cdot 10^6$
$5^2D_{3/2} = 6^2S_{1/2}$	2051	$0.4 \cdot 10^{-8}$	$2.5 \cdot 10^{-2}$
$6^2S_{1/2} = 5^2D_{5/2}$	1761.7	$0.5 \cdot 10^{-8}$	$3.3 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 1.2: Die Übergänge zwischen den relevanten Energieniveaus mit den dazugehörigen Übergangswellenlängen und den natürlichen Linienbreiten sowie den Einstein A-Koeffizienten [Gall 67].

Die resonanten Übergänge zwischen dem Grundzustand und den metastabilen D-Niveaus eignen sich aufgrund ihrer extrem hohen Güte auch zur Darstellung von optischen Frequenznormalen. Hierauf wird in dieser Arbeit nicht eingegangen. Diese Anwendung gespeicherter Ionen ist bereits in verschiedenen Arbeiten ausführlich untersucht worden [Siem 91, Ende 93].

1.2 Zeeman-Effekt

Durch ein schwaches, äußeres Magnetfeld \vec{B} , das im Experiment die Quantisierungsachse definiert, wird die jeweilige Entartung der drei an der Resonanzfluoreszenz beteiligten Energieniveaus aufgehoben. Schwach bedeutet hierbei, daß die Aufspaltung der Energieniveaus im Magnetfeld klein ist verglichen mit der Feinstruktur-Aufspaltung ($e|\vec{B}|/2m \ll \omega_0$). Die Zeeman-Aufspaltung wird mit ΔE_z bezeichnet. Die drei Energiezustände spalten zu insgesamt acht Niveaus auf, welche in Abbildung 1.3 dargestellt sind.

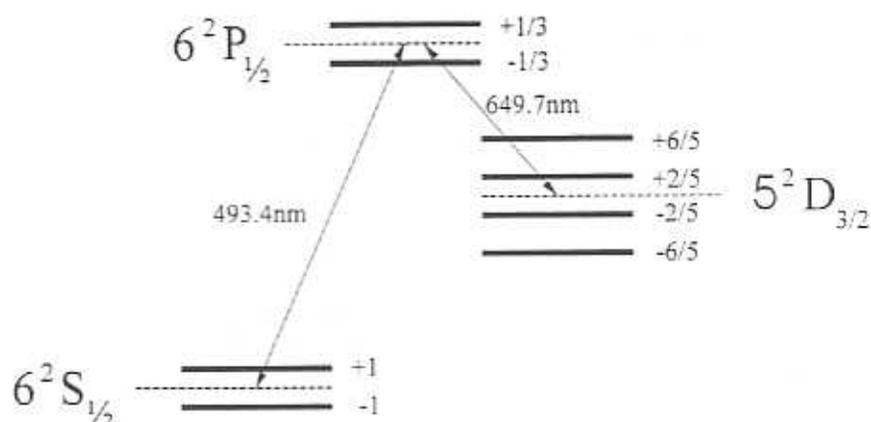


Abbildung 1.3: Auszug aus dem Termschema des Ba^+ -Ions (Λ -System) mit Zeeman-Aufspaltung; die einzelnen Niveaus sind mit $g_J \cdot m_J$ gekennzeichnet.

Gemäß der $\vec{L}\vec{S}$ -Kopplung koppeln Elektronenspin \vec{S} und Elektronen-Bahndrehimpuls \vec{L} zum Hüllendrehimpuls \vec{J} . Diese Zustände sind $(2J + 1)$ -fach entartet. Die Entartung wird durch die magnetische Quantenzahl m_J beschrieben, wobei m_J Werte mit $m_J = -J, \dots, +J$ annehmen kann.

Die Verschiebung ΔE_z der Energieniveaus in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke gehorcht folgendem linearen Zusammenhang:

$$\Delta E_z = g_J \mu_B |\vec{B}| m_J \quad \text{mit} \quad g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}, \quad (1.1)$$

wobei μ_B das Bohr'sche Magneton und g_J der Landé-Faktor ist. Die Landé-Faktoren der an der Resonanzfluoreszenz beteiligten Niveaus sind

$$g_{S_{1/2}} = 2, \quad g_{P_{1/2}} = \frac{2}{3} \quad \text{und} \quad g_{D_{3/2}} = \frac{4}{5}. \quad (1.2)$$

Die Energiedifferenz der Übergänge $|J^a, m_J^a\rangle = |J^b, m_J^b\rangle$ ist deshalb um den Betrag

$$\delta E_z = \hbar u (g_j^a m_j^a - g_j^b m_j^b) \quad \text{mit} \quad u = \frac{\mu_B |\vec{B}|}{\hbar} \quad (1.3)$$

zu korrigieren.

Bei Einstrahlung von Licht legt die Art der Polarisation und die Richtung des Polarisationsvektors des anregenden Lichtfeldes zur Richtung des Magnetfeldes und damit zur Quantisierungsachse die Kopplung zwischen den verschiedenen Zeeman-Unterzuständen fest. In Abbildung 1.4 ist diese Kopplung für $\vec{E} \perp \vec{B}$ und in Abbildung 1.5 für $\vec{E} \parallel \vec{B}$ dargestellt.

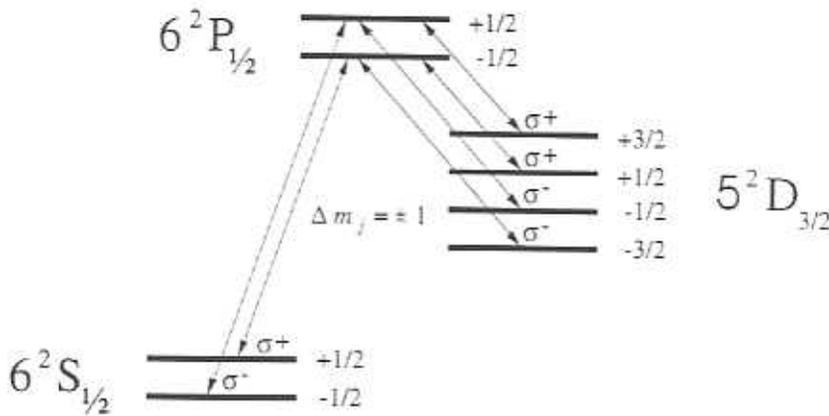


Abbildung 1.4: Auszug aus dem Termschema des Ba^+ -Ions (Λ -System) mit Zeeman-Aufspaltung (m_j) und den möglichen Übergängen zwischen den Zeeman-Unterzuständen für $\vec{E} \perp \vec{B}$.

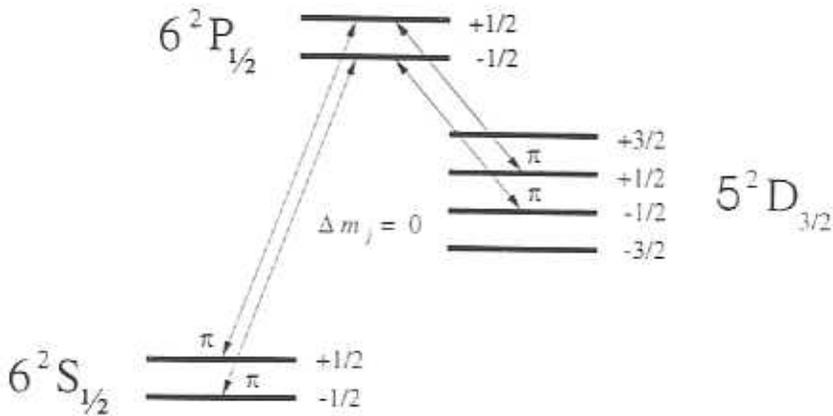


Abbildung 1.5: Auszug aus dem Termschema des Ba^+ -Ions (Λ -System) mit Zeeman-Aufspaltung (m_j) und den möglichen Übergängen zwischen den Zeeman-Unterzuständen für $\vec{E} \parallel \vec{B}$.

Ohne Magnetfeld erhält man bei linearer Polarisation der anregenden Laser-Lichtfelder optisches Pumpen in die $m_j = \pm 3/2$ -Zustände des $5^2D_{3/2}$ -Niveaus. Sie werden durch spontane Emission aus dem $6^2P_{1/2}$ -Niveau besetzt, können aber aufgrund der linearen (π) Polarisation des Laser-Lichtfeldes nicht angeregt werden. Dann ist eine permanente Beobachtung der Resonanzfluoreszenz nicht möglich. Verhindert werden kann dieses optische Pumpen durch das Anlegen eines schwachen Magnetfeldes mit $\vec{E} \perp \vec{B}$. Dabei werden alle Zeeman-Untersubzustände miteinander gekoppelt (vergl. mit Abbildung 1.4) und Übergänge mit $\Delta m_j = \pm 1$ induziert.

Kapitel 2

Wechselwirkung von einzelnen Atomen mit Lichtfeldern, Resonanzfluoreszenz

In dieser Arbeit wird die Wechselwirkung von fast ruhenden Atomen mit kohärenten Lichtfeldern untersucht. Dabei werden die Atome optisch angeregt und die gestreute Resonanzfluoreszenz gemessen. Die Eigenschaften des Resonanzfluoreszenzlichtes hängen unter anderem von der inneren Struktur der Atome (Termschema und Übergangsraten), von den äußeren Bewegungsfreiheitsgraden (Geschwindigkeit der Atome) und von der Art der anregenden Strahlung (Intensitäten und Frequenzen der Lichtfelder) ab.

Die Beschreibung der Wechselwirkung zwischen dem atomaren System und den Lichtfeldern erfolgt semiklassisch, d.h. die inneren Zustände des Teilchens (Besetzungen der einzelnen Energieniveaus) werden mit den Methoden der Quantenmechanik behandelt, während die Lichtfelder klassisch beschrieben werden. Dies ist gerechtfertigt, da die Lichtfelder, mit denen das Atom in Wechselwirkung tritt, im Experiment von zwei Lasern erzeugt werden. Diese können näherungsweise durch kohärente Felder dargestellt werden, deren mittlere Photonenzahl wesentlich größer als Eins ist [Glauber 63a].

In den nun vorgestellten Bloch-Gleichungen werden die Terme zur Beschreibung der Bewegung des Atoms nicht eingeführt, da das Atom in diesen Experimenten nahezu perfekt an einem Raumpunkt lokalisiert und seine Bewegung gedämpft ist. Die folgende Betrachtung gilt folglich für ein ruhendes Atom.

2.1 Optische Bloch-Gleichungen für ein Drei-Niveau-System

Im folgenden werden die optischen Bloch-Gleichungen zunächst für ein Drei-Niveau-System in Wechselwirkung mit zwei Lichtfeldern erläutert. Das System ist schematisch in Abbildung 2.1 dargestellt.

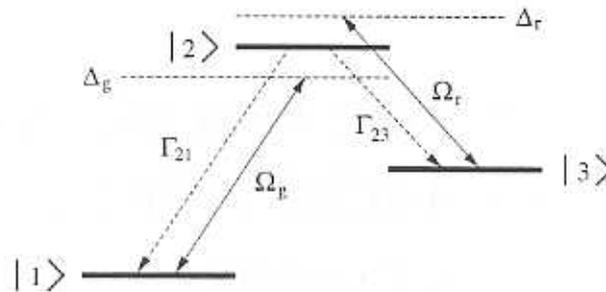


Abbildung 2.1: Das Termschema eines Drei-Niveau-Systems, Λ -System.

Die drei Energiezustände $|1\rangle$, $|2\rangle$ und $|3\rangle$ wechselwirken mit zwei näherungsweise resonanten, klassischen monochromatischen Lichtfeldern

$$\vec{E}_g(t) = E_g \cdot \vec{e}_g \cdot \cos(\omega_g t), \quad \vec{E}_r(t) = E_r \cdot \vec{e}_r \cdot \cos(\omega_r t), \quad (2.1)$$

wobei $E_{g,r}$ die Amplituden, $\omega_{g,r}$ die Frequenzen und $\vec{e}_{g,r}$ die Polarisationen der Lichtfelder beschreiben. In Abbildung 2.1 bezeichnen $\Delta_g = \omega_g - \omega_g^0$ bzw. $\Delta_r = \omega_r - \omega_r^0$ die Verstimmungen der klassischen Lichtfelder von den atomaren Resonanzfrequenzen $\omega_{g,r}^0$ (Bohr-Frequenzen). Es werden außer der klassischen Beschreibung der Laser-Lichtfelder weiter folgende Näherungen gemacht:

1. Die Born'sche Näherung
Das Wechselwirkungspotential wird nur in erster Ordnung Störungsrechnung berücksichtigt. Das bedeutet, daß das vom Atom emittierte Licht nicht wieder mit dem Atom wechselwirkt.
2. Die Markov'sche Näherung
Retardierungseffekte bezüglich des Feldes werden vernachlässigt. Es wird angenommen, daß die Durchtrittszeit des elektromagnetischen Feldes durch das Raumgebiet des Atoms viel kürzer ist als die Zeit, in der sich das System entwickelt.
3. Die Dipol-Näherung
Das Dipolmoment wird um den Ort des Atoms entwickelt, da die Ausdehnung der Elektronenhülle viel kleiner als die Wellenlänge des Lichts ist. Retardierungseffekte über den Ausdehnungsbereich des Atoms bleiben unberücksichtigt.

Die Rabi-Frequenzen sind definiert durch

$$\Omega_g = \frac{|\vec{d}_{12}| \cdot E_g}{\hbar} \quad \text{und} \quad \Omega_r = \frac{|\vec{d}_{23}| \cdot E_r}{\hbar} \quad (2.2)$$

mit den elektrischen Dipolmatrixelementen

$$\vec{d}_{12} = \langle 1 | \vec{d} | 2 \rangle, \quad (2.3)$$

$$\vec{d}_{23} = \langle 2 | \vec{d} | 3 \rangle, \quad (2.4)$$

$$\vec{d}_{13} = \langle 1 | \vec{d} | 3 \rangle = 0, \quad (2.5)$$

$$\vec{d} = e \cdot \vec{r}, \quad (2.6)$$

deren Richtungen parallel zur Polarisation der anregenden Lichtfelder angenommen werden. Ein Modell zur mathematischen Beschreibung eines solchen Systems (ein Atom in Wechselwirkung mit zwei Lichtfeldern) sind die optischen Bloch-Gleichungen. Sie stützen sich auf den Dichteoperatorformalismus [Cohe 92], d.h. der Zustand des Systems wird durch die Dichtematrix ρ beschrieben. Die Hauptdiagonale enthält die Besetzungswahrscheinlichkeiten ρ_{ii} der Zustände $|i\rangle$. Die nichtdiagonalen Elemente ρ_{ij} , $i \neq j$, geben die Kohärenzen zwischen den Zuständen $|i\rangle$ und $|j\rangle$ an. Die zeitliche Entwicklung, d.h. die Dynamik der Dichtematrixelemente wird durch die **Liouville-Gleichung** beschrieben:

$$i\hbar \frac{d}{dt} \rho(t) = [H, \rho] + \mathcal{L}_{Relax}(\rho). \quad (2.7)$$

Der Hamiltonoperator H enthält sowohl Terme, die das atomare System beschreiben, als auch Terme für die Absorption und stimulierte Emission aufgrund der Wechselwirkung mit den Lichtfeldern. Er enthält keine Verluste und lautet in der Basis der atomaren Eigenzustände mit dem Energienullpunkt bei $|2\rangle$:

$$H = \hbar \cdot \begin{pmatrix} -\omega_g^0 & \Omega_g \cdot \cos(\omega_g t) & 0 \\ \Omega_g \cdot \cos(\omega_g t) & 0 & \Omega_r \cdot \cos(\omega_r t) \\ 0 & \Omega_r \cdot \cos(\omega_r t) & -\omega_r^0 \end{pmatrix}. \quad (2.8)$$

Der Operator $\mathcal{L}_{Relax}(\rho)$ berücksichtigt alle Relaxationsterme, die bei der Wechselwirkung des Atoms mit dem Vakuumfeld auftreten. Er beschreibt damit Zerfälle des angeregten Niveaus infolge von Spontanemission, die das System dämpfen, und ist definiert durch

$$\mathcal{L}_{Relax}(\rho) = -\frac{1}{2} \sum_m (C_m^+ C_m \rho + \rho C_m^+ C_m - 2C_m \rho C_m^+). \quad (2.9)$$

Er kann nicht, wie der Hamiltonoperator H , mit ρ multipliziert werden, sondern er ist eine komplizierte Funktion von ρ . Die Anzahl der Operatoren C_m hängt vom jeweiligen

Problem ab und sie werden in der Literatur auch als Sprung-Operatoren bezeichnet, die die Zerfälle beschreiben [Mølm 93].

Anstelle der Matrix ρ kann eine Vektordarstellung eingeführt werden. Der Dichtevektor \vec{R} sei definiert durch

$$\vec{R} = (\rho_{11}, \rho_{12}, \rho_{13}, \rho_{21}, \dots, \rho_{33}). \quad (2.10)$$

Die Bewegungsgleichung für ρ geht dann über in das lineare Gleichungssystem

$$\frac{d}{dt} R_i = \sum_k M_{ik} R_k \quad (2.11)$$

mit einer 9x9-Matrix M (Bloch-Matrix). Diese neun linearen gekoppelten Differentialgleichungen heißen **optische Bloch-Gleichungen**.

Für die Besetzungen eines abgeschlossenen Systems genügt der Dichteoperator der Bedingung

$$\text{Spur } \rho = 1. \quad (2.12)$$

Diese Nebenbedingung erlaubt es, eine Differentialgleichung des Gleichungssystems zu eliminieren.

In einem mit der Lichtfrequenz rotierenden Koordinatensystem sind die Nichtdiagonalelemente der Dichtematrix (Kohärenzen) zu transformieren:

$$\rho_{12} \rightarrow \rho_{12} \cdot e^{-i\omega_g t}, \quad \rho_{23} \rightarrow \rho_{23} \cdot e^{-i\omega_r t} \quad \text{und} \quad \rho_{13} \rightarrow \rho_{13} \cdot e^{-i(\omega_g - \omega_r)t}. \quad (2.13)$$

Diejenigen Terme, die mit der doppelten Lichtfrequenz 2ω oszillieren, werden vernachlässigt. Es tritt dann nur noch die Differenz und die Summe zwischen Laser- und atomarer Frequenz auf. Über die mit der Summe (sehr schnell) oszillierenden Terme kann gemittelt werden, sie tragen dann nicht mehr bei. Diese Näherung ist unter dem Namen **Drehwellen-Näherung** (engl. rotating wave approximation, RWA) bekannt. Die Bewegungsgleichungen lauten damit:

$$\dot{\rho}_{11} = -\frac{i}{2}\Omega_g(\rho_{12} - \rho_{21}) + \Gamma_g \rho_{22} \quad (2.14)$$

$$\dot{\rho}_{33} = -\frac{i}{2}\Omega_r(\rho_{32} - \rho_{23}) - \Gamma_r \rho_{22} \quad (2.15)$$

$$\dot{\rho}_{22} = -\dot{\rho}_{11} - \dot{\rho}_{33} \quad (2.16)$$

$$\dot{\rho}_{12} = -i\Delta_g \rho_{12} - \frac{1}{2}(\Gamma_r + \Gamma_g)\rho_{12} - \frac{i}{2}\Omega_r \rho_{13} + \frac{i}{2}\Omega_g(\rho_{22} - \rho_{11}) \quad (2.17)$$

$$\dot{\rho}_{32} = -i\Delta_r \rho_{32} - \frac{1}{2}(\Gamma_r + \Gamma_g)\rho_{32} - \frac{i}{2}\Omega_g \rho_{31} + \frac{i}{2}\Omega_r(\rho_{22} - \rho_{33}) \quad (2.18)$$

$$\dot{\rho}_{13} = -i(\Delta_g - \Delta_r)\rho_{13} + \frac{i}{2}\Omega_g \rho_{23} - \frac{i}{2}\Omega_r \rho_{12} \quad (2.19)$$

$$\rho_{ij} = \rho_{ji}^* \quad (2.20)$$

Die Diagonalelemente von ρ beschreiben die Besetzungen der Zustände und bestimmen die innere Energie des Atoms. Die Nichtdiagonalelemente beschreiben die atomaren Kohärenzen des Atoms. Die Kohärenzen ρ_{12} und ρ_{32} oszillieren mit der jeweiligen antreibenden Feldfrequenz. ρ_{13} stellt die Kohärenz zwischen dem Grundzustand und dem metastabilen Zustand dar ($\Gamma_{13} \ll \Gamma_{12}$) und oszilliert mit der Differenzfrequenz der beiden Lichtfelder. Es beschreibt damit eine Oszillation der elektronischen Ladungsverteilung, die allerdings nicht zu einem oszillierenden Dipolmoment führt, da d_{13} Null ist.

Resonanzfluoreszenz

Die Berechnung der Resonanzfluoreszenz ist in der Literatur dargestellt [Loud 73]. Demnach ist für ein Zwei-Niveau-System die mittlere Zählrate N der Photonen auf einem Detektor proportional zur stationären Besetzung des oberen Niveaus $|2\rangle$ des Systems; für ein Zwei-Niveau-System mit einer Rabi-Frequenz Ω und Verstimmung Δ und einer Lebensdauer des oberen Niveaus Γ^{-1} gilt:

$$\langle N \rangle \propto \rho_{22}(\infty) = \frac{\Omega^2/4}{\Delta^2 + \Gamma^2/4 + \Omega^2/\mathcal{K}^2} \quad (2.21)$$

Die Linienform ergibt sich als Funktion der Verstimmung Δ zu einem Lorentz-Profil. Die Linienbreite beträgt $(\Gamma^2/4 + \Omega^2/2)^{1/2}$. Im Grenzfall $\Omega \ll \Gamma$ ist die natürliche Linienbreite $\Delta\omega_{FWHM} = \Gamma$ (engl. full width half maximum). Sie ist durch die Eigenschaften des Oszillators selbst bestimmt und kann prinzipiell nicht unterschritten werden. Sie stellt folglich damit die maximal mögliche Auflösung bei der Bestimmung atomarer Resonanzen dar.

Dieses Ergebnis läßt sich auf das im vorigen Abschnitt betrachtete Drei-Niveau-System in dem Sinne übertragen, daß die Emission von Resonanzfluoreszenz proportional zur Besetzung des angeregten Zustandes des Atoms ist, solange die Zustände $|1\rangle$ und $|3\rangle$ stabil und der Zerfall von Zustand $|3\rangle$ zum Zustand $|1\rangle$ vernachlässigt werden kann.

In einem Drei-Niveau-System treten jedoch Phänomene auf, die im folgenden betrachtet werden sollen. Wenn die Differenzfrequenz der zwei antreibenden Lichtfelder (multipliziert mit dem Planck'schen Wirkungsquant h) mit der Aufspaltungsenergie der energetisch tieferliegenden Zustände übereinstimmt ($\Delta_g = \Delta_r$), wird in einem Λ -förmigen System eine **Dunkelresonanz** angeregt. Dunkelresonanzen in der Fluoreszenz wurden erstmals an Natrium-Atomen [Alze 76] beobachtet. Sie sind das Thema des nächsten Abschnittes.

2.1.1 Dunkelresonanzen

Die stationären Lösungen der Bloch-Gleichungen beschreiben die Form von Resonanzlinien im Anregungsspektrum eines Atoms in Wechselwirkung mit zwei Lichtfeldern. Für diesen Fall, d.h. für

$$\frac{d}{dt}R_i = \sum_k M_{ik}R_k = 0, \quad (2.22)$$

können die Bloch-Gleichungen analytisch gelöst werden. Bei gleicher Verstimmung beider Lichtfelder von der jeweiligen Bohr-Frequenz, d.h. bei $\Delta_g - \Delta_r = 0$, haben die Lösungen die besonders einfache Form:

$$\rho_{22} = 0 \quad (2.23)$$

$$\rho_{11} = \frac{\Omega_r^2}{\Omega_r^2 + \Omega_g^2} \quad (2.24)$$

$$\rho_{33} = \frac{\Omega_g^2}{\Omega_r^2 + \Omega_g^2} \quad (2.25)$$

$$\rho_{13} = \frac{-\Omega_g \Omega_r}{\Omega_r^2 + \Omega_g^2}. \quad (2.26)$$

Alle übrigen Kohärenzen sind Null. Die Besetzung teilt sich auf die beiden Zustände |1) und |3) auf. Falls die Verstimmungen der Lichtfelder also gleich sind, unabhängig von ihren Amplituden, verschwindet folglich die Besetzung des angeregten Zustandes |2) und es kann keine Fluoreszenz beobachtet werden. Dieser Effekt wird als Dunkelresonanz bezeichnet [Orri 79]. In Abbildung 2.2 ist die Besetzung der stationären Lösung gegen die Verstimmung der beiden Lichtfelder graphisch aufgetragen.

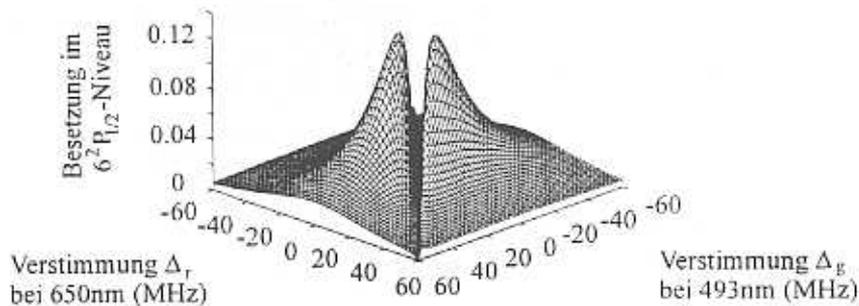


Abbildung 2.2: Besetzung im 6²P_{1/2}-Niveau in Abhängigkeit von den Verstimmungen Δ_r und Δ_g der Lichtfelder, Λ-System.

Die Dunkelresonanz ist bei gleicher Verstimmung der anregenden Laser-Lichtfelder deutlich zu erkennen.

Zur weiteren Erklärung dieses für das Λ -System typischen Phänomens ist es vorteilhaft, die optischen Bloch-Gleichungen bezüglich der Basis der orthonormierten Zustände $|2\rangle$, $|\Psi_c\rangle$ und $|\Psi_{nc}\rangle$ aufzustellen, wobei die Zustände $|\Psi_c\rangle$ und $|\Psi_{nc}\rangle$ kohärente Überlagerungen von $|1\rangle$ und $|3\rangle$ [Aspe 89] sind:

$$|\Psi_c\rangle = \frac{\Omega_g}{\sqrt{\Omega_g^2 + \Omega_r^2}} |1\rangle + \frac{\Omega_r}{\sqrt{\Omega_g^2 + \Omega_r^2}} |3\rangle \quad (2.27)$$

$$|\Psi_{nc}\rangle = \frac{\Omega_r}{\sqrt{\Omega_g^2 + \Omega_r^2}} |1\rangle - \frac{\Omega_g}{\sqrt{\Omega_g^2 + \Omega_r^2}} |3\rangle. \quad (2.28)$$

Zwei der in dieser Basis gegebenen optischen Bloch-Gleichungen sind die folgenden zwei:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{c,c} = & \frac{i}{2} \sqrt{\Omega_g^2 + \Omega_r^2} (\rho_{2,c} - \rho_{c,2}) + \frac{\Omega_g^2 \Gamma_g + \Omega_r^2 \Gamma_r}{\Omega_g^2 + \Omega_r^2} \\ & + i \frac{\Omega_g \Omega_r}{\Omega_g^2 + \Omega_r^2} (\Delta_g - \Delta_r) (\rho_{c,nc} - \rho_{nc,c}) \end{aligned} \quad (2.29)$$

$$\dot{\rho}_{nc,nc} = \frac{\Omega_r^2 \Gamma_g + \Omega_g^2 \Gamma_r}{\Omega_g^2 + \Omega_r^2} \rho_{22} - i \frac{\Omega_g \Omega_r}{\Omega_g^2 + \Omega_r^2} (\Delta_g - \Delta_r) (\rho_{c,nc} - \rho_{nc,c}). \quad (2.30)$$

Für den Fall $\Delta_g = \Delta_r$ weisen die Gleichungen ein bemerkenswertes Verhalten auf. $\rho_{c,c}$ wie auch $\rho_{nc,nc}$ werden durch die Spontanemission des angeregten Zustandes $|2\rangle$ besetzt. $\rho_{c,c}$ wechselwirkt mit den Lichtfeldern, und die Besetzung dieses Zustandes wird durch die Kohärenz $\rho_{2,c}$ in das Niveau $|2\rangle$ gebracht. $\rho_{nc,nc}$ dagegen wechselwirkt nicht mit den Lichtfeldern. Der Zustand $|\Psi_{nc}\rangle$ wird über einen Spontanzerfall des Zustandes $|2\rangle$ besetzt, kann aber nicht wieder, infolge der Wechselwirkung mit den Lichtfeldern, in einen anderen übergehen. Es handelt sich um einen sogenannten „gefangenen Zustand“ (engl. **trapped state**). Alle anderen Zustände des Systems zerfallen entweder direkt in den Zustand $|\Psi_{nc}\rangle$ oder gelangen über die Wechselwirkung mit den eingestrahnten Lichtfeldern in diesen. Dieser Effekt wird in der Literatur auch als optisches Pumpen in die tieferliegenden Zustände bezeichnet. In der stationären Lösungen der Gleichungen 2.23 bis 2.26 weisen daher nur die Zustände $|1\rangle$ und $|3\rangle$ Besetzung auf. Da die Resonanzfluoreszenz proportional zur Besetzung des Zustandes $|2\rangle$ ist, wird im stationären Fall für $\Delta_g = \Delta_r$ keine Resonanzfluoreszenz, sondern die Dunkelresonanz beobachtet. Die natürliche Linienbreite dieser Resonanz ist gegeben durch die Lebensdauer des Zustandes $|\Psi_{nc}\rangle$. Sie ist sehr klein, weil $|1\rangle$ der Grundzustand und der Übergang von $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ dipolverboten ist.

Mit der Dunkelresonanz geht die Auszeichnung einer relativen Phasenlage zwischen den Zuständen $|1\rangle$ und $|3\rangle$ einher. Diese Auszeichnung ist gegeben durch die Phasenlage der Differenzfrequenz der beiden antreibenden Lichtfelder. Der Phasenfaktor der Kohärenz ist -1 , d.h. sie oszilliert mit entgegengesetzter Phase bezüglich der Differenzfrequenz der Lichtfelder. Für $\Omega_g = \Omega_r$ ist $\rho_{11} = \rho_{33} = 1/2$ und $\rho_{13} = -1/2$. Sind die antreibenden Lichtfelder

nicht monochromatisch, so hat dies eine Diffusion der ausgezeichneten Phasenlage zur Folge. Für die Dunkelresonanz bedeutet das, daß das optische Pumpen in $|\Psi_{nc}\rangle$ niemals vollständig ist und eine Restbesetzung in $|2\rangle$ und $|\Psi_c\rangle$ verbleibt. Die Breite der Dunkelresonanz erhöht sich und ihre Tiefe wird verringert. Durch eine Sättigungsverbreiterung der eingestrahnten Lichtfelder ergibt sich schließlich noch ein weiterer Beitrag zur Verbreiterung und Abnahme der Tiefe der Resonanz.

Das Acht-Niveau-System

Zur vollständigen Beschreibung der Messungen an einzelnen Ba^+ -Ionen ist die Zeeman-Aufspaltung der atomaren Zustände zu berücksichtigen, da im Experiment immer ein schwaches Magnetfeld angelegt wird, um optisches Pumpen in die $m_j = \pm 3/2$ des $5^2\text{D}_{3/2}$ -Niveaus zu verhindern und um die Quantisierungsachse zu definieren. Das Ba^+ -Ion besitzt mit seinen drei Feinstrukturtermen $6^2\text{S}_{1/2}$, $6^2\text{P}_{1/2}$ und $5^2\text{D}_{3/2}$ bei Berücksichtigung der Zeeman-Unterkomponenten acht Energieniveaus. Das Termschema ist in Abbildung 2.3 zur besseren Lesbarkeit nochmals dargestellt.

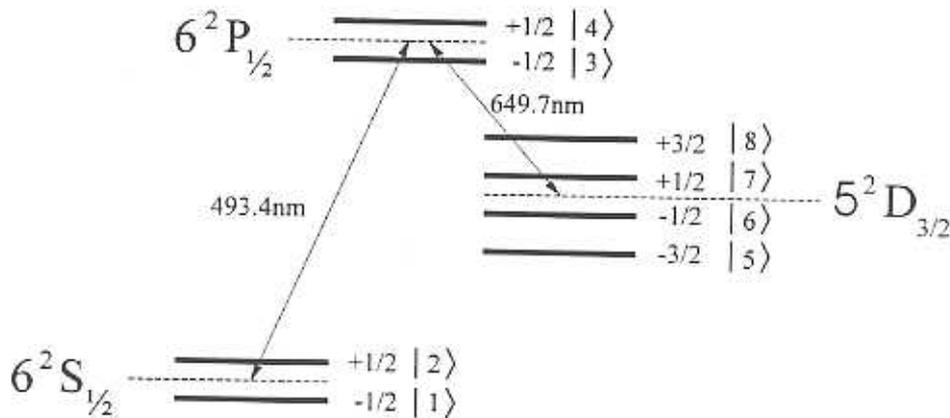


Abbildung 2.3: Zeeman-Aufspaltung beim Ba^+ -Ion; die einzelnen Niveaus sind mit m_j und einer Nummerierung der Zustände gekennzeichnet.

Mit der Aufspaltung der Energieniveaus ändert sich die Resonanzbedingung für die Dunkelresonanz. Die Bedingung für das Auftreten eines Überlagerungszustandes ist, daß die Differenzfrequenz der Lichtfelder zweier Bohrresonanzen gleich sein muß. Das nichtentartete System besitzt somit bis zu acht Resonanzstellen für Dunkelresonanzen. Die Art der Polarisation bzw. die Richtung des Polarisationsvektors zur Richtung des Magnetfeldes legt die Kopplung zwischen den verschiedenen Zuständen fest. Der Winkel zwischen ihnen bestimmt, welche der möglichen Dunkelresonanzen im Experiment tatsächlich beobachtet werden. Eine ausführliche theoretische Diskussion des Acht-Niveau-Systems am Ba^+ -Ion mit experimentellen Ergebnissen findet sich in [Siem 91].

Für die Konfiguration $\vec{E} \perp \vec{B}$ ergeben sich vier Dunkelresonanzen im Anregungsspektrum, die in Abbildung 2.4 beispielhaft für die Parameter der Sättigung des grünen Laserlichtfeldes von $\text{sat}_g = 0.31$, der Sättigung des roten Laserlichtfeldes von $\text{sat}_r = 1.3$, der Verstimmung des grünen Laserlichtfeldes von $\Delta_g = -8.5\text{MHz}$ und einer Magnetfeldstärke von $\nu = 4.9\text{MHz}$ berechnet und dargestellt sind.

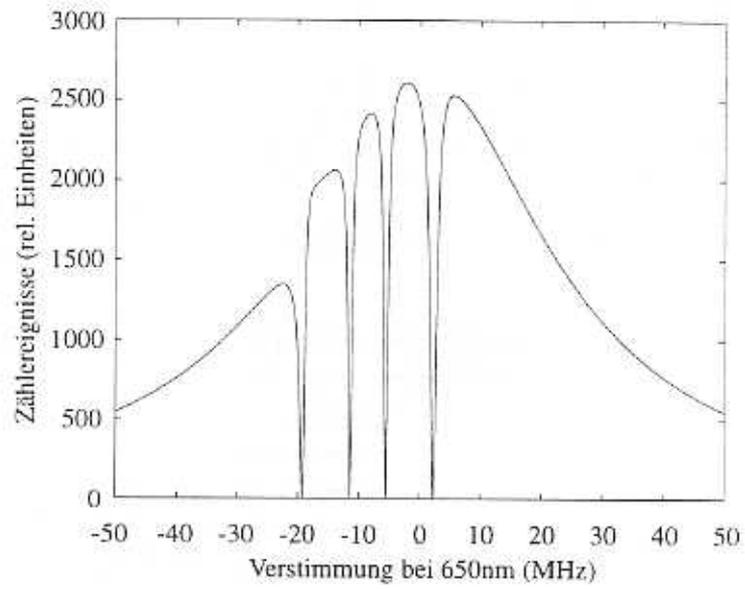


Abbildung 2.4: Berechnetes Anregungsspektrum eines einzelnen Ba^+ -Ions. Es sind bei der Konfiguration $\vec{E} \perp \vec{B}$ vier Dunkelresonanzen zu erkennen.

2.2 Quantensprünge

Das Fünf-Niveau-System (siehe Kapitel 1.1, Abbildung 1.2), das mit zwei resonanten Lichtfeldern bei 493nm und 650nm bestrahlt wird, emittiert ständig Fluoreszenzphotonen durch Spontanzerfall des angeregten $6^2P_{1/2}$ -Niveaus. Die Beobachtung der Fluoreszenz geschieht im allgemeinen durch einen Detektor, wie z.B. einen Photomultiplier. Der Detektor erzeugt einen Strompuls durch die Absorption eines Photons. Die Anzahl der Strompulse pro Zeiteinheit, das Ausgangssignal $I(t)$, wird elektronisch nachgewiesen und aufgezeichnet.

Durch Besetzung des $5^2D_{5/2}$ -Zustandes, etwa durch Zerfall aus dem $6^2P_{3/2}$ -Niveaus nach dessen Anregung durch ein Lichtfeld bei 455.4nm, wird das Fluoreszenzlicht bei 493nm vollständig ausgeschaltet, denn die Lichtfelder bei 493nm und 650nm können das Ion dann nicht mehr in das $6^2P_{1/2}$ -Niveau anregen. Erst nach einem Übergang in den $6^2S_{1/2}$ -Grundzustand, entweder durch Spontanzerfall oder stimulierte Emission, kann das Ion wieder Licht streuen. Während der Beobachtung der Fluoreszenz eines einzelnen Ions können also Dunkelzeiten, d.h. Zeiten ohne Beobachtung von Fluoreszenzlicht, auftreten, wenn der $5^2D_{5/2}$ -Zustand besetzt ist. Der Beginn und die zeitliche Länge dieser Dunkelzeiten sind statistisch verteilt. Das Einsetzen und das Ende der Dunkelzeiten zeigt damit einen **Quantensprung** des atomaren Systems an [Saut 87]. In Abbildung 2.5 ist beispielhaft dargestellt, was für ein Signal $I(t)$ an dem Aufzeichnungsgerät zu beobachten sein wird.

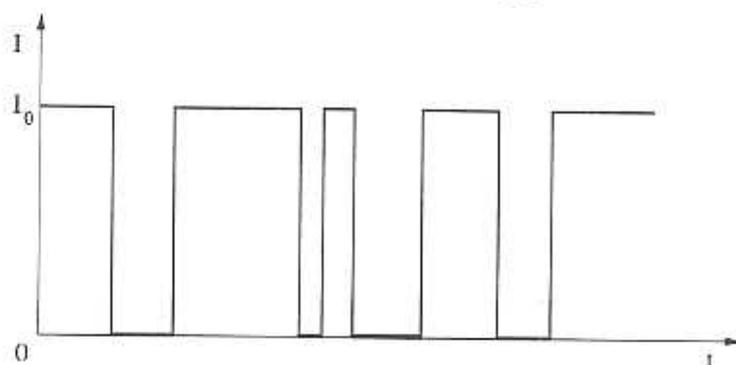


Abbildung 2.5: Das Detektorsignal $I(t)$ zeigt Dunkelzeiten im Fluoreszenzlicht eines einzelnen Ions, wenn ein metastabiler Zustand besetzt ist. Das Einsetzen und das Ende der Dunkelzeiten zeigt einen Quantensprung an.

Das Fluoreszenzlicht bei 493nm ist damit ein Indikator für die Besetzung des metastabilen $5^2D_{5/2}$ -Zustandes, wodurch der Nachweis einer einzigen Absorption bzw. Emission auf einem schwachen Übergang möglich ist. Er führt zur An- bzw. Abwesenheit sehr vieler gestreuter Photonen auf dem starken Übergang $6^2S_{1/2} = 6^2P_{1/2}$ (Quantenverstärker). Dehmelt [Dehm 75] nennt dieses Schema auch Auslagern oder Verstecken von Elektronen (engl. shelving), da das Elektron nach Besetzung des metastabilen Zustandes nicht mehr zur Streuung von Photonen zur Verfügung steht.

Eine grundlegende Analyse von Quantensprüngen kann durch Berechnung von Korrelationsfunktionen mit Hilfe der optischen Bloch-Gleichungen erreicht werden.

2.3 Korrelationsfunktionen

Die statistischen Eigenschaften eines Lichtfeldes lassen sich vollständig erfassen mit Hilfe einer Hierarchie von Korrelationsfunktionen $g^{(n)}$ ($1 \leq n; n \in \mathbb{N}$) [Glauber 65, Mandel 65, Loud 73]. Die normierten Korrelationsfunktionen

$$g^{(n)}(x_1, \dots, x_n; x_{n+1}, \dots, x_{2n}) = \frac{|\langle \vec{E}^*(x_1) \dots \vec{E}^*(x_n) \vec{E}(x_{n+1}) \dots \vec{E}(x_{2n}) \rangle|}{(\langle |\vec{E}(x_1)|^2 \rangle \dots \langle |\vec{E}(x_n)|^2 \rangle \langle |\vec{E}(x_{n+1})|^2 \rangle \dots \langle |\vec{E}(x_{2n})|^2 \rangle)^{1/2}} \quad (2.31)$$

machen dabei eine Aussage über die Korrelationseigenschaften der elektrischen Feldstärke $\vec{E}(\mathbf{x})$ eines Lichtfeldes an $2n$ Raum-Zeitpunkten $x_i = (\vec{r}_i, t_i)$ oder aber bei paarweise gleichen x_i eine Aussage über die Korrelation der Intensitäten $I(x_i) = \vec{E}^*(x_i) \vec{E}(x_i)$ an n Raum-Zeitpunkten. Die Klammern $\langle \rangle$ bezeichnen hier den Zeitmittelwert.

Die physikalische Bedeutung dieser Korrelationsfunktionen wird deutlicher am Beispiel der Korrelationsfunktion erster Ordnung:

$$g^{(1)}(x_1, x_2) = \frac{|\langle \vec{E}^*(x_1) \vec{E}(x_2) \rangle|}{(\langle |\vec{E}(x_1)|^2 \rangle \langle |\vec{E}(x_2)|^2 \rangle)^{1/2}} \quad (2.32)$$

Diese Korrelationsfunktion, welche die elektrische Feldstärke an zwei Raum-Zeitpunkten miteinander korreliert, beschreibt die **Interferenzfähigkeit** eines Lichtfeldes. Bezeichnen \vec{r}_1 und \vec{r}_2 bei einem Doppelspalt-Interferenzexperiment die räumlichen Positionen der beiden Spalte, dann bestimmt der obige Ausdruck gerade die Sichtbarkeit (Kontrast) des Interferenzstreifensystems auf dem Beobachtungsschirm.

Eine Korrelationsfunktion höherer Ordnung ist die Intensitätskorrelationsfunktion

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle E^*(t) E(t) E^*(t+\tau) E(t+\tau) \rangle}{(\langle E^* E \rangle)^2} = \frac{\langle I(t) I(t+\tau) \rangle}{(\langle I \rangle)^2}, \quad (2.33)$$

welche die Korrelation zwischen den Feldamplituden bzw. den Intensitäten zu den Zeiten t und $t+\tau$ angibt. Sie ist eine Größe, die die **Fluktuationen des Lichtes** charakterisiert.

Im folgenden wird auf die Untersuchung der Resonanzfluoreszenz mit den Korrelationsfunktionen erster und zweiter Ordnung detailliert eingegangen, denn durch diese Analyse kann die Resonanzfluoreszenz von einem einzelnen Ion quantenmechanisch genauer charakterisiert werden.

2.3.1 Korrelationsfunktion erster Ordnung

Die Korrelationsfunktion erster Ordnung ist als Meßgröße fundamental wegen ihrer Beziehung zur spektralen Verteilung der Resonanzfluoreszenz. Man erhält das Spektrum der Resonanzfluoreszenz $F(\omega)$ mit

$$F(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g^{(1)}(\tau) e^{i\omega\tau} d\tau, \quad (2.34)$$

d.h. das Spektrum der Resonanzfluoreszenz und die Korrelationsfunktion erster Ordnung sind Fourier-Transformierte voneinander [Wien 30, Loud 73, DuBo 83].

In den fünfziger Jahren wurde das Spektrum der Resonanzfluoreszenz von einem Zwei-Niveau-System unter resonanter Anregung von Heitler [Heit 54] berechnet. Er benutzt einen störungstheoretischen Ansatz, wobei die Wirkung des Strahlungsfeldes als Störterm behandelt wird. Dieser Ansatz ist nur bei schwacher Anregung gültig. Bei starker Anregung, wie beispielsweise bei einem mit einem Laser in Sättigung getriebenen atomaren Übergang, versagt dieser Ansatz. Die Kopplung zwischen Atom und Lichtfeld kann bei solch einer Anregung nicht mehr als schwach angenommen werden. Die erste vollständige Beschreibung des Spektrums lieferte Mollow [Moll 69]. Man unterscheidet zwei Fälle:

1. Ist das anregende Lichtfeld nicht monochromatisch, so ist das Spektrum der Fluoreszenz durch die natürliche Linienform des Übergangs gegeben.
2. Bei monochromatischer Anregung auf der Bohr-Frequenz zeigt das Spektrum eine scharfe Linie bei der Anregungsfrequenz. Man unterscheidet bei dieser Anregung eines Zwei-Niveau-Atoms noch zwei weitere Grenzfälle:
 - (a) Bei schwacher Anregungsintensität befindet sich das Atom überwiegend im Grundzustand und zeigt das Verhalten eines klassischen Oszillators. Der Prozeß kann wie folgt betrachtet werden: Das Atom entnimmt ein Photon $\hbar\omega_L$ aus dem Strahlungsfeld und emittiert ein Photon $\hbar\omega$. Die Energieerhaltung fordert, daß das gestreute Photon genau dieselbe Frequenz besitzt wie das Strahlungsfeld $\omega = \omega_L$. Man bezeichnet dies als **elastische Streuung**. Das emittierte Licht ist kohärent zum anregenden Lichtfeld.
 - (b) Wird die Intensität erhöht, so befindet sich das Atom zunehmend im angeregten Zustand und die Kopplung mit den Moden des Vakuum-Feldes macht sich als spontane Emission bemerkbar. Im Spektrum erscheint eine inelastische Komponente, die im Falle mehrfach sättigender Anregung die Form dreier getrennter Lorentz-Linien annimmt, das sogenannte „**Mollow-Triplett**“. Die Breiten der Linien betragen $3/2 \Gamma, \Gamma, 3/2\Gamma$ im Abstand der verallgemeinerten Rabi-Frequenz $\Omega_V = (\Omega^2 + \Delta^2)^{1/2}$ mit den relativen Peakhöhen 1:3:1. In Abbildung 2.6 ist das Spektrum der Resonanzfluoreszenz eines Zwei-Niveau-Systems für diesen Fall beispielhaft dargestellt.

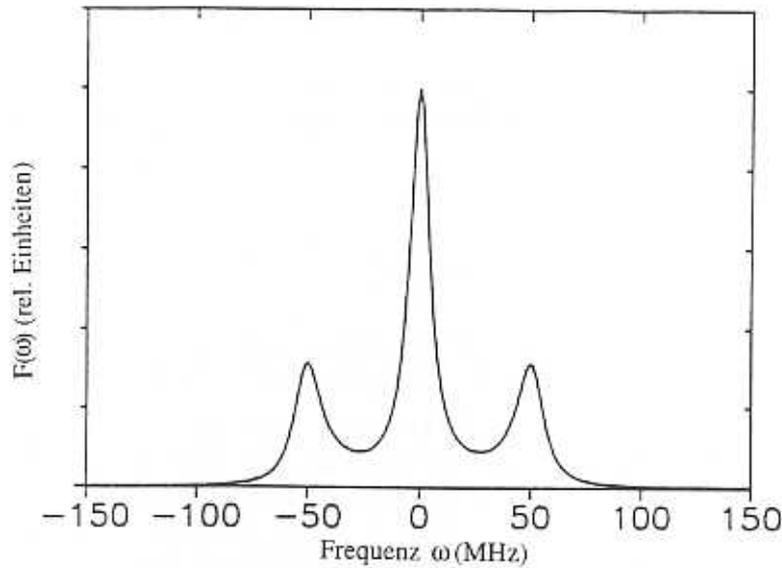


Abbildung 2.6: Das berechnete Resonanzfluoreszenzspektrum eines Zwei-Niveau-Systems (Mollow-Triplett) mit den Parametern: $\Delta = -10\text{MHz}$, $\Omega = 3\Gamma$ und $\Gamma = 15.1\text{MHz}$ ($\Gamma = 15.1 \cdot 2\pi \cdot 10^6\text{s}^{-1}$) [Schu 91].

Das Entstehen des Mollow-Triplettes läßt sich quantenmechanisch als Folge des dynamischen Stark-Effektes verstehen. Seien $|a\rangle$ und $|g\rangle$ jeweils der angeregte und der Grundzustand des Atoms und $|N\rangle$ das Laser-Lichtfeld, welches mit N Photonen der Energie $\hbar\omega_L$ besetzt ist. Kombiniert man beide Systeme unter Vernachlässigung der Wechselwirkung, so entsteht bei resonanter Anregung ($\omega_L = \omega_0$) eine Leiter von jeweils zwei entarteten Energieniveaus $|a, N\rangle$ und $|a, N+1\rangle$. Dies ist in Abbildung 2.7 dargestellt.

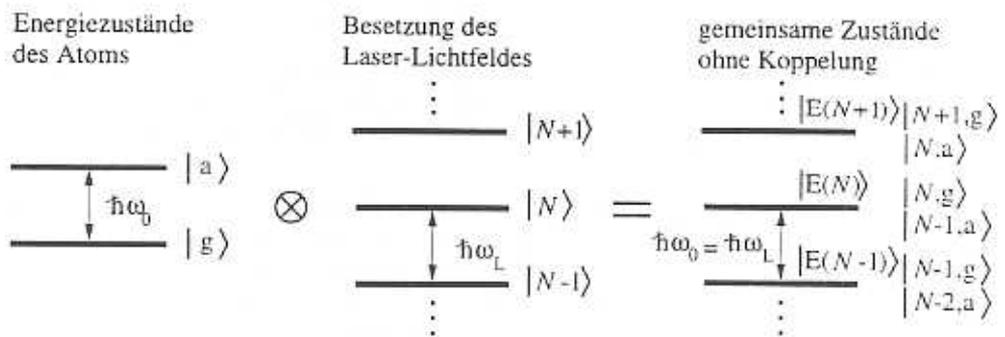


Abbildung 2.7: Individuelle Energiezustände des Atoms $|g\rangle$ und $|a\rangle$ und des Laser-Lichtfeldes $|N\rangle$ und gemeinsame Zustände ohne Koppelung.

Die Berücksichtigung der Dipolwechselwirkung zwischen Atom und Laser-Lichtfeld hebt

die Entartung auf und führt zu einer Aufspaltung proportional zur Rabi-Frequenz Ω . Die Kopplung durch stimulierte Emission und Absorption zwischen Lichtfeld und atomarem Dipolmoment, für deren Stärke die Rabi-Frequenz Ω ein Maß darstellt, hat eine Oszillation der Besetzung zwischen den beiden Zuständen eines Dubletts zur Folge, die sogenannte Rabi-Oszillation. Das bedeutet, daß sich das Atom nicht in einem reinen Zustand befindet, sondern in einem Überlagerungszustand. Eine Durchmischung der Zwei-Zustands-Wellenfunktion hat zur Folge, daß die Energie-Eigenwerte verschoben werden, wobei diese Verschiebung als **Lichtverschiebung** bezeichnet wird. Verursacht wird die Lichtverschiebung durch die Änderung der Energie-Eigenwerte des ungestörten Hamilton-Operators aufgrund der Wechselwirkung des Atoms mit dem Lichtfeld und den Vakuum-Moden. Die Eigenzustände des gekoppelten Systems nennt man **bekleidete Zustände** (engl. **dressed states**) [Coh 77b, Knig 80, Shor 90]. Der Überlagerungsprozeß wird durch die spontane Emission von Photonen gestört. Durch eine spontane Emission, die nur aus einem angeregten Zustand erfolgen kann, wird die Zwei-Zustands-Wellenfunktion aus dem Überlagerungszustand in den Grundzustand projiziert. Das bedeutet, daß die Stärke der Durchmischung der Zwei-Zustands-Wellenfunktion von dem Verhältnis zwischen Rabi-Frequenz und Zerfallsrate abhängt. Ist die Rabi-Frequenz größer als die Zerfallsrate, so finden viele Rabi-Oszillationen zwischen zwei spontanen Emissionsprozessen statt, und die Zustände werden stark durchmischt. In Abbildung 2.8 ist der oben beschriebene Zusammenhang graphisch dargestellt.

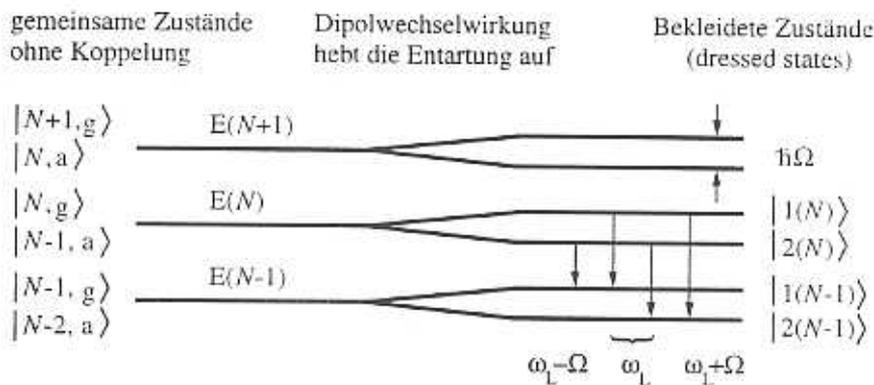


Abbildung 2.8: Die bekleideten Zustände zur Erklärung des Mollow-Tripletts.

Es existieren vier erlaubte Übergänge, von denen zwei energetisch entartet sind. Durch spontane Übergänge zwischen den bekleideten Zuständen entstehen im Spektrum drei Linien:

$$|1(N)\rangle \rightarrow |2(N-1)\rangle \text{ mit der Frequenz } \omega_L + \Omega \quad (2.35)$$

$$|2(N)\rangle \rightarrow |1(N-1)\rangle \text{ mit der Frequenz } \omega_L - \Omega \quad (2.36)$$

$$|1(N)\rangle \rightarrow |1(N-1)\rangle \text{ mit der Frequenz } \omega_L \quad (2.37)$$

$$|2(N)\rangle \rightarrow |2(N-1)\rangle \text{ mit der Frequenz } \omega_L \quad (2.38)$$

Das Spektrum besteht aus einer zentralen Linie, die sich aus zwei Komponenten zusammensetzt, und zwei Seitenbändern, die vom Träger den Abstand der verallgemeinerten Rabi-Frequenz Ω_V haben. Die Seitenbänder können im Spektrum aufgelöst werden, wenn die Rabi-Frequenz den Wert $\Gamma/4$ überschreitet. Die spektrale Dichte $F(\omega)$ der Resonanzfluoreszenz ist gegeben durch den Ausdruck [Loud 73]:

$$\begin{aligned}
 F(\omega) = & \frac{2\gamma^2}{2\gamma^2 + \Omega^2} \delta(\omega - \omega_L) \\
 & + \frac{\gamma/2\pi}{(\omega_L - \omega)^2 + \gamma} \\
 & + \frac{3\gamma\lambda(\Omega^2 - 2\gamma^2) + \gamma(5\Omega^2 - 2\gamma^2)(\omega_L + \lambda - \omega)}{8\pi\lambda(2\gamma^2 + \Omega^2)[(\omega_L + \lambda - \omega)^2 + (3\gamma/2)^2]} \\
 & + \frac{3\gamma(-\lambda)(\Omega^2 - 2\gamma^2) + \gamma(5\Omega^2 - 2\gamma^2)(\omega_L - \lambda - \omega)}{8\pi\lambda(2\gamma^2 + \Omega^2)[(\omega_L - \lambda - \omega)^2 + (3\gamma/2)^2]} \quad (2.39)
 \end{aligned}$$

Sie enthält eine δ -Funktion, die die elastische Streuung des externen Lichtfeldes an einem Atom charakterisiert. Die weiteren drei Terme beschreiben das Mollow-Triplett.

Die Intensität der elastischen Komponente ist bei schwacher Anregung proportional zur Laser-Intensität und erreicht dann ein Maximum. Vergleicht man die Gesamtintensität des inelastischen Spektrums mit der Intensität der elastischen Komponente, so sind diese, für den Fall des Maximalwertes der elastischen Komponente, gleich groß. Bei Steigerung der anregenden Lichtleistung nimmt die Intensität der elastischen Komponente ab und verschwindet bei hohen Intensitäten, die des inelastischen Spektrums steigt weiter an und wird asymptotisch konstant.

Eine Modifikation des soeben beschriebenen Sachverhalts soll an dieser Stelle kurz angegeben werden. Sie erfolgt dadurch, daß das betrachtete System, z.B. ein einzelnes Ion, das mit einem Zwei-Niveau-System beschrieben werden kann, in einer Paul-Falle gespeichert und schwach monochromatisch angeregt wird. Das Spektrum der Resonanzfluoreszenz eines solchen, in einem harmonischen Potential, gespeicherten Zwei-Niveau-Atoms ist von Lindberg in niedrigster Ordnung im Lamb-Dicke-Parameter η berechnet worden [Lind 86]. Der Lamb-Dicke-Parameter gibt die Ausdehnung der Ortswellenfunktion des Atoms im Schwingungsgrundzustand bezogen auf die Wellenlänge des Lichts an ($\eta = 2\pi a_0/\lambda$). Das Ergebnis ist, daß zu der schmalen Struktur im Spektrum Seitenbänder im Abstand der drei Bewegungsfrequenzen in der Falle auftreten (siehe Kapitel 4.1), deren Breite gerade durch die optische Kühlrate des Atoms gegeben ist. In Abbildung 2.9 ist ein solches Resonanzfluoreszenzspektrum beispielhaft dargestellt.

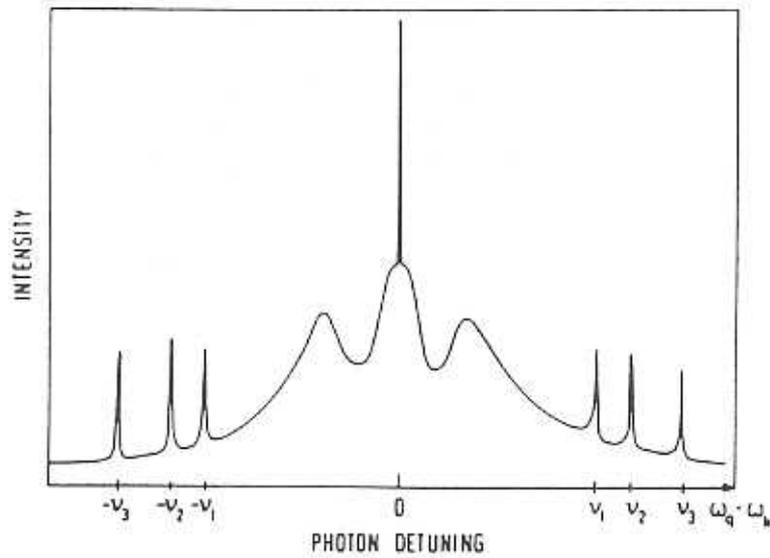


Abbildung 2.9: Das berechnete Resonanzfluoreszenzspektrum eines in einer Paul-Falle gespeicherten Zwei-Niveau-Atoms [Lind 86].

Das Resonanzfluoreszenzspektrum besteht aus dem Mollow-Triplett und der elastischen Komponente sowie aus Bewegungsseitenbändern bei den Bewegungsfrequenzen ν_1 , ν_2 und ν_3 .

Eine weitergehende Analyse über Mehr-Niveau-Systeme in allgemeineren Fallenpotentialen bei Laser-Anregung mit laufenden Wellen oder in Stehwellenkonfigurationen ist in [Cira 93] gegeben.

2.3.2 Korrelationsfunktion zweiter Ordnung

Die Intensitätskorrelationsfunktion ist eine Größe, die die Fluktuationen des Lichtes charakterisiert. Für ein Lichtfeld, welches durch die elektrischen Feldoperatoren E^+ und E^- beschrieben wird, ist die Intensitätskorrelationsfunktion nach Glauber [Glaub 65]

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle E^-(t)E^-(t+\tau)E^+(t+\tau)E^+(t) \rangle}{(\langle E^-E^+ \rangle)^2} \quad (2.40)$$

$$= \frac{\langle : I(t)I(t+\tau) : \rangle}{(\langle I \rangle)^2} \quad (2.41)$$

$$\propto \langle : n(t)n(t+\tau) : \rangle. \quad (2.42)$$

Die Symbole $: :$ bezeichnen die Normalordnung der Operatoren, $I(t)$ ist die Intensität und $n(t)$ ist die Photonenzahl in einem Photonenzählexperiment. Für ein Lichtfeld ist diese Funktion die bedingte Wahrscheinlichkeit nach einem nachgewiesenen Photon zur Zeit t ein anderes zur Zeit $t + \tau$ nachzuweisen, normiert auf die mittlere Intensität für statistisch unabhängige Photonen. Für **klassische Lichtfelder** erhält man die Ungleichungen:

$$g^{(2)}(0) \geq 1 \quad \text{und} \quad (2.43)$$

$$g^{(2)}(\tau) \leq g^{(2)}(0). \quad (2.44)$$

In Abbildung 2.10 sind beispielhaft die gemessenen Intensitätskorrelationsfunktionen für Licht aus einer thermischen Lichtquelle und für kohärentes Licht eines Lasers dargestellt.

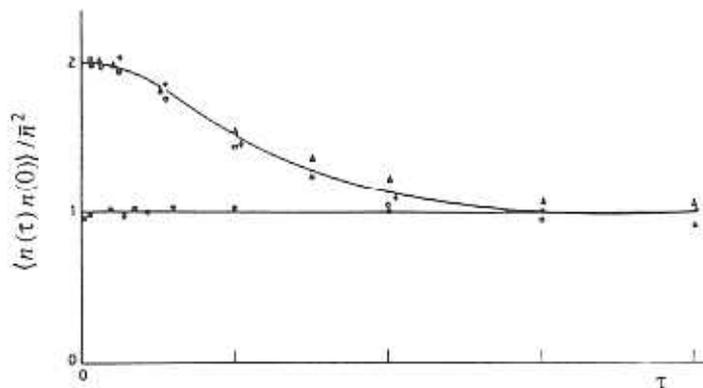


Abbildung 2.10: Intensitätskorrelationsfunktionen für Licht aus einer thermischen Lichtquelle (oberer Graph) und für kohärentes Licht aus einem Laser (unterer Graph) [Arec 66].

Für das Licht einer thermischen Lichtquelle ist die Intensitätskorrelationsfunktion $g^{(2)}(\tau = 0)$ doppelt so hoch wie im Grenzfall langer Verzögerungszeiten τ . Das Licht ist

folglich korreliert. Es besitzt die damit Eigenschaft, daß die Photonen bevorzugt unmittelbar nacheinander emittiert werden und damit gebündelt auftreten. Im Gegensatz dazu ist für das kohärente Licht eines Lasers die Intensitätskorrelationsfunktion für alle Zeiten τ konstant, d.h. die Wahrscheinlichkeit, ein Photon zu messen, ist unabhängig von der Vorgeschichte immer gleich groß. Sie werden damit statistisch unabhängig emittiert. Es hat eine Poisson-Statistik der in einem festen Zeitintervall gemessenen Photonenzahlen zur Folge.

Antibunching

Die beiden Ungleichungen 2.43 und 2.44 werden durch die Resonanzfluoreszenz eines einzelnen Atoms verletzt. Dies läßt sich in einem einfachen Bild so erklären: Das Atom sei ein Zwei-Niveau-System und seine Energieniveaus seien der Grundzustand $|1\rangle$ und der angeregte Zustand $|2\rangle$. Nach der Emission eines ersten Photons ist das Atom im Grundzustand und kann nicht sofort wieder ein weiteres Photon emittieren. Es muß erst angeregt werden. Folglich muß $g^{(2)}(0) = 0$ gelten. Dies steht im Widerspruch zu Ungleichung 2.43. Die Anregung des Atoms erhöht die Emissionswahrscheinlichkeit für längere Verzögerungszeiten τ , also $g^{(2)}(0) \leq g^{(2)}(\tau)$, welches die Ungleichung 2.44 verletzt. Die Resonanzfluoreszenz eines einzelnen Atoms enthält damit eine **nichtklassische Eigenschaft** (Antibunching), welche durch die Intensitätskorrelationsfunktion quantifiziert werden kann.

Zur Berechnung der Intensitätskorrelation

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle E^-(t)E^-(t+\tau)E^+(t+\tau)E^+(t) \rangle}{(\langle E^-(t)E^+(t) \rangle)^2}, \quad (2.45)$$

für die Resonanzfluoreszenz eines Zwei-Niveau-Atoms läßt sich zeigen [Schu 91], daß $g^{(2)}(\tau)$ geschrieben werden kann als

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle A_{21}(t)A_{22}(t+\tau)A_{12}(t) \rangle}{(\langle A_{22} \rangle)^2}, \quad (2.46)$$

wobei $A_{ij} = |i\rangle\langle j|$ verwendet wird. Im stationären Zustand hängt $g^{(2)}(\tau)$ nur von τ ab. Man erhält nach Rechnung mit den optischen Bloch-Gleichungen des Systems

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\rho_{22}(\tau)}{\rho_{22}(\infty)}, \quad (2.47)$$

wobei $\rho_{22}(\tau)$ mit den Anfangsbedingungen $\rho_{11}(0) = 1$, $\rho_{22}(0) = 0$ und $\rho_{12}(0) = \rho_{21}(0) = 0$ zu berechnen ist. In Abbildung 2.11 ist eine berechnete Intensitätskorrelationsfunktion beispielhaft dargestellt.

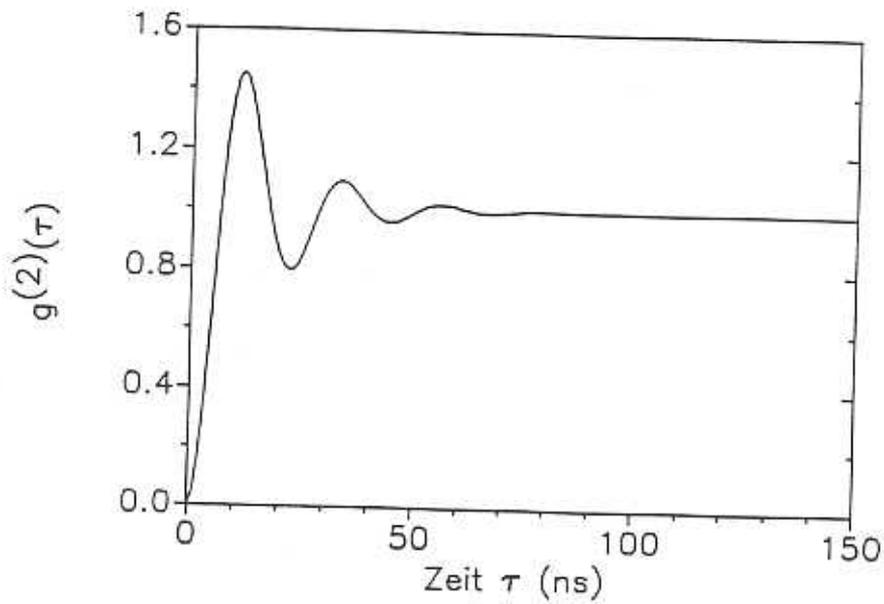


Abbildung 2.11: Eine berechnete Intensitätskorrelationsfunktion der Resonanzfluoreszenz eines Zwei-Niveau-Atoms mit den Parametern: $\Delta = 0\text{MHz}$, $\Omega = 3\Gamma$ und $\Gamma = 15.1\text{MHz}$ [Schu 91].

Die ansteigenden Halbwellen in diesem Bild entsprechen der Absorption, die fallenden der induzierten Emission. Die Oszillation dämpft aus, da mit zunehmenden Verzögerungszeiten τ die Wahrscheinlichkeit dafür anwächst, daß das Atom zwischen den beiden nachgewiesenen Photonen noch andere Photonen emittiert hat, die nicht nachgewiesen worden sind.

Squeezing

Das elektromagnetische Strahlungsfeld der Frequenz ω kann klassisch dargestellt werden durch

$$\begin{aligned} E(t) &= E_0 \cos(\omega t + \phi(t)) \\ &= E_1(t) \cos(\omega t) + E_2(t) \sin(\omega t) \end{aligned} \quad (2.48)$$

mit $\tan\phi = E_2/E_1$. E_1 und E_2 werden dabei als die Quadraturkomponenten des elektromagnetischen Feldes bezeichnet. Photodetektoren messen den Mittelwert der Intensität

$$\langle I \rangle \propto (\langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle). \quad (2.49)$$

Mit Interferometern oder Überlagerungsnachweismethoden lassen sich jedoch auch die Werte der Quadraturkomponenten $\langle E_1^2 \rangle$ oder $\langle E_2^2 \rangle$ einzeln bestimmen.

Quantenmechanisch können aufgrund der Unschärferelation die Schwankungsbreiten von Amplitude und Phase oder die der Quadraturkomponenten nicht gleichzeitig Null werden. Die Schwankungsbreiten in Amplitude und Phase können anschaulich in einem Zeit-Diagramm aufgetragen werden, ebenso die Schwankungen der Quadraturkomponenten in einem Phasen-Diagramm. Für kohärente Zustände des Strahlungsfeldes erhält man den minimalen Wert der Unschärfe der Produkte. Diese Situation ist beispielhaft in Abbildung 2.12 dargestellt.

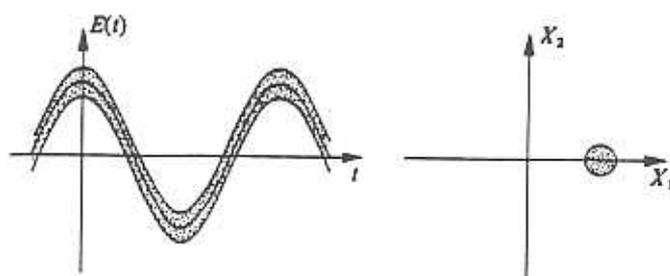


Abbildung 2.12: Amplituden- und Phasenunschärfe in einem Amplituden-Zeit-Diagramm und Schankungen der Quadraturkomponenten in einem Phasen-Diagramm [Wall 83].

Im Phasen-Diagramm ergibt sich in dieser Situation für die Unschärfe fläche der Quadraturkomponenten ein Kreis. Die beste Annäherung an einen solchen Zustand ist eine streng monochromatische Welle mit konstanter Amplitude und Phase. Dieses kann mit einem idealen Laser-Lichtfeld assoziiert werden.

Die Aufmerksamkeit sei nun auf Zustände des Lichtes gerichtet, welche dadurch charakterisiert sind, daß die Varianz einer der Quadraturkomponenten des Feldes unter den Wert

der symmetrischen Verteilung fällt. Man spricht von gequetschtem Licht (engl. squeezing light); aus der kreisförmigen Unschärfefläche wird eine Ellipse mit gleichem Flächeninhalt wie zuvor der Unschärfekreis. Diese Situation ist beispielhaft in Abbildung 2.13 dargestellt.

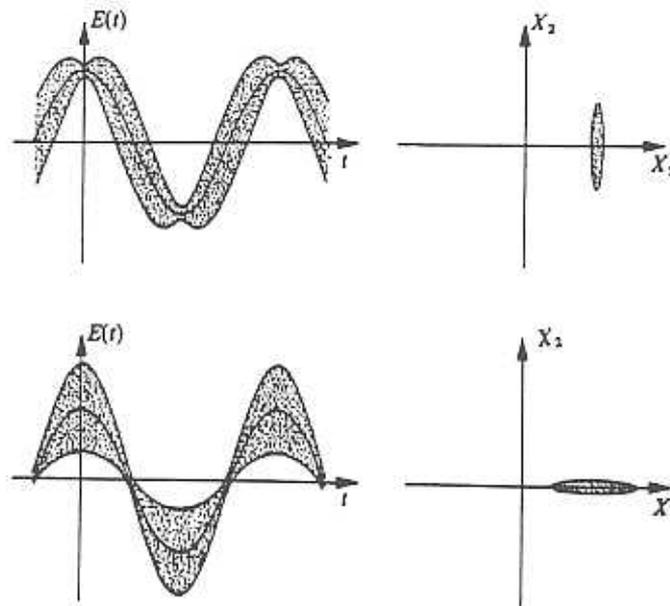


Abbildung 2.13: Amplituden- und Phasenunschärfe in einem Amplituden-Zeit-Diagramm und Unschärfe der Quadraturkomponenten in einem Phasen-Diagramm, wobei jeweils eine Komponente im gequetschten Zustand vorliegt [Wall 83].

Ein elektrischer Feldoperator \hat{E} einer Mode des quantenmechanischen elektromagnetischen Feldes kann mit den Quadraturkomponenten folgendermaßen geschrieben werden:

$$\hat{E} \propto [\hat{E}^+ \cos(\omega t) + \hat{E}^- \sin(\omega t)]. \quad (2.50)$$

Der Feldoperator läßt sich aus den Quadraturkomponenten in folgender Weise ausdrücken:

$$\hat{E}_1 = \hat{E}^+ + \hat{E}^- \quad (2.51)$$

$$\hat{E}_2 = -i(\hat{E}^+ - \hat{E}^-), \quad (2.52)$$

wobei eine Kommutatorrelation mit \hat{C} als positiver Zahl gilt

$$[\hat{E}_1, \hat{E}_2] = 2i\hat{C} \quad (2.53)$$

und damit ein Unschärfeprodukt

$$\Delta \hat{E}_1 \cdot \Delta \hat{E}_2 \geq |(\hat{C})|. \quad (2.54)$$

Squeezing liegt damit formal vor, wenn für eine der Varianzen der Quadraturkomponenten folgende Ungleichung gilt:

$$((\Delta \hat{E}_{1,2})^2) < |(\hat{C})| \quad (2.55)$$

oder in anderer Schreibweise

$$((\Delta \hat{E}_1)^2) - C = \langle (\Delta \hat{E}_1)^2 \rangle < 0 \quad \text{bzw.} \quad (2.56)$$

$$((\Delta \hat{E}_2)^2) - C = \langle (\Delta \hat{E}_2)^2 \rangle < 0. \quad (2.57)$$

Eine der normal geordneten Feld-Varianzen ist negativ.

Squeezing in der Resonanzfluoreszenz eines einzelnen Atoms

Eine bisher nur vorhergesagte aber noch nicht beobachtete Eigenschaft der Resonanzfluoreszenz eines einzelnen Atoms ist eine in den Quadraturkomponenten gequetschte Verteilung der Unschärfe des Feldvektors [Zoll 81]. Die Beobachtung dieser grundlegenden Eigenschaft der Resonanzfluoreszenz eines einzelnen Atoms wurde bisher durch folgende Umstände erschwert: Es mußte erst ein Nachweisschema entwickelt werden, das einen signifikanten experimentell meßbaren Effekt aufzeigt, denn basierend auf einer quantitativen Analyse der Sub-Poisson-Natur des Lichtes eines einzelnen Atoms in einer Homodyn-Messung hat Mandel gezeigt, daß der zu erwartende „Squeezing“-Effekt einen um etwa eine Größenordnung kleineren Effekt ausmacht als der sowieso schon kleine Effekt des Nachweises der Sub-Poisson-Rauschverringerng durch direkte Fluoreszenzbeobachtung [Mand 82]. Zusätzlich führt die mögliche Bewegung des atomaren Systems gegenüber dem Nachweisschema zu Phasenverschiebungen, welche die Messung unbrauchbar machen würde.

Die Verwendung von gespeicherten und laser-gekühlten Ionen zusammen mit einem von Vogel vorgeschlagenen Nachweisschema [Voge 91], das auf der Beobachtung von Photonen-Paar-Korrelationen nach Schwebung des Fluoreszenzlichts mit einem Lokaloszillator, speziell bei schwachen Lokaloszillatorintensitäten beruht, erscheint somit als ein Weg „Squeezing“ in der Resonanzfluoreszenz auch experimentell nachzuweisen. Experimente zeigen, daß es möglich ist, ein einzelnes Ion auf einen Bereich kleiner als die Wellenlänge des verwendeten Lichtes zu speichern und zu beobachten und somit die Voraussetzungen für einen phasensensitiven Nachweis zu schaffen.

Eine weitergehende Analyse hat gezeigt [Voge 92], daß bei Verwendung von einzelnen gespeicherten Ba^+ -Ionen der „Squeezing“-Effekt auch in der Resonanzfluoreszenz des Drei-Niveau-Systems beobachtbar sein sollte. Später wurden diese Rechnungen auf das Acht-Niveau-System erweitert.

Squeezing in der Resonanzfluoreszenz eines Drei-Niveau-Systems

Das System des quantenmechanischen elektromagnetischen Feldes und des atomaren Systems kann durch den elektrischen Feldoperator $\hat{E}(\vec{r}, t)$ geschrieben werden, der als die Summe des freien Feldes (Laser) und eines Quell-Feldes (Fluoreszenz) geschrieben werden kann [Agar 74]:

$$\hat{E}^+(\vec{r}, t) = \hat{E}_{frei}^+(\vec{r}, t) + \hat{E}_{Quell}^+(\vec{r}, t), \quad (2.58)$$

wobei gilt

$$\hat{E}(\vec{r}, t) = \hat{E}^+(\vec{r}, t) + \hat{E}^-(\vec{r}, t). \quad (2.59)$$

In einer „Squeezing“-Messung wird die normal geordnete Feld-Varianz $(: [\Delta \hat{E}(\vec{r}, t)]^2 :)$ beobachtet. Hier soll der Feldoperator modifiziert mit der Schwebung des zu untersuchenden Feldes mit einem Lokaloszillator (LO) der Frequenz ω_{LO} und der Phase ϕ_{LO} betrachtet werden:

$$\tilde{E}^+(\vec{r}, t) = \hat{E}^+(\vec{r}, t) e^{i(\omega_{LO}t - \phi_{LO})} \quad (2.60)$$

Mit dem Quell-Term

$$\hat{E}_{Quell}^+(\vec{r}, t) = \vec{f}_{12}(\vec{r}) \hat{A}_{12} \left(t - \frac{r}{c} \right) + \vec{f}_{32}(\vec{r}) \hat{A}_{32} \left(t - \frac{r}{c} \right), \quad (2.61)$$

wobei

$$\vec{f}_{ij}(\vec{r}) = \frac{\omega_{ij}}{4\pi\epsilon_0 c} \left(\frac{\vec{d}}{r} - \frac{(\vec{d}_{ij} \cdot \vec{r})\vec{r}}{r^3} \right) \quad \text{und} \quad (2.62)$$

$$\hat{A}_{ij} = |i\rangle\langle j| \quad \text{mit} \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (2.63)$$

bezeichnet (vgl. Abbildung 2.1), folgt aus einer Herleitung für die normal geordnete Feld-Varianz $(: [\Delta \hat{E}(\vec{r}, t)]^2 :)$ [Voge 92]

$$\begin{aligned} (: [\Delta \tilde{E}(\vec{r}, t)]^2 :) &= 2 \cdot \sum_{i=1}^3 |\vec{f}_{i2}(\vec{r})|^2 \sigma_{22} \left(t - \frac{r}{c} \right) \\ &\quad - \left[\left\{ \vec{f}_{12}(\vec{r}) \sigma_{21} \left(t - \frac{r}{c} \right) + \vec{f}_{32}(\vec{r}) \sigma_{23} \left(t - \frac{r}{c} \right) \right\} \right. \\ &\quad \left. \cdot e^{i(\omega_{LO}t - \phi_{LO})} + c.c. \right]^2. \end{aligned} \quad (2.64)$$

Das Feld ist gequetscht, wenn die Bedingung

$$\langle : [\Delta \tilde{E}(\vec{r}, t)]^2 : \rangle < 0 \quad (2.65)$$

für bestimmte Phasenwerte ϕ_{LO} erfüllt ist. Solche negativen Werte treten nur aufgrund der nichtdiagonalen Elemente σ_{21} und σ_{23} der Dichtematrix auf. Zur Beobachtung von gequetschtem Licht ist es günstig, nur die Fluoreszenz eines Übergangs zu betrachten und die Fluoreszenz des anderen Übergangs durch ein Filter zu unterdrücken [Knö] 90]. Es ergibt sich schließlich

$$\begin{aligned} \langle : [\Delta \tilde{E}(\vec{r}, t)]^2 : \rangle &= 2 |\vec{f}_{i2}(\vec{r})|^2 \sigma_{22} \left(t - \frac{r}{c} \right) \\ &\quad - \left[\vec{f}_{i2}(\vec{r}) \sigma_{2i} \left(t - \frac{r}{c} \right) e^{i(\omega_{LO} t - \phi_{LO})} + c.c. \right]^2 \end{aligned} \quad (2.66)$$

mit $i = 1(3)$ für $\omega_{LO} \approx \omega_{21}(\omega_{23})$.

Squeezing in der Resonanzfluoreszenz eines Acht-Niveau-Systems

An dieser Stelle soll statt der detaillierten Rechnung nur das Ergebnis der Rechnung im Acht-Niveau-System angeschrieben werden. Das Termschema ist in Abbildung 2.14 zur Erinnerung nochmals dargestellt.

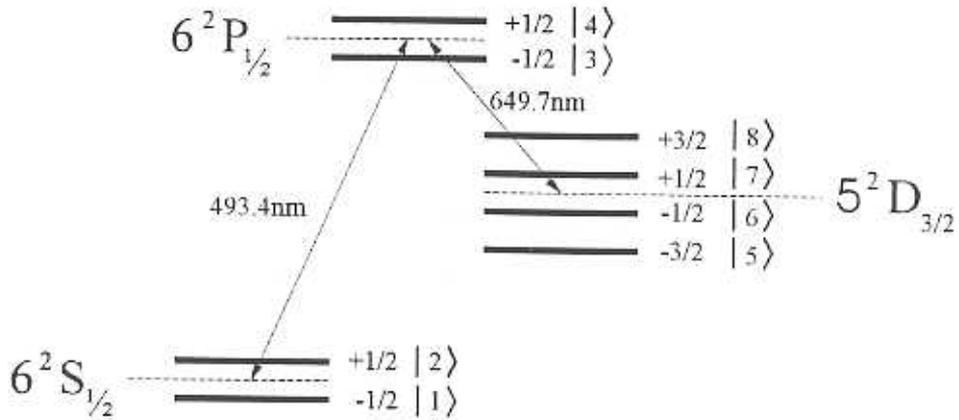


Abbildung 2.14: Zeeman-Aufspaltung der Energiezustände des Ba⁺-Ions; die einzelnen Niveaus sind mit m_J und einer Nummerierung der Zustände gekennzeichnet.

Das Feld ist gequetscht, wenn die Bedingung

$$\langle : [\Delta \tilde{E}(\vec{r}, t)]^2 : \rangle < 0 \quad (2.67)$$

erfüllt ist. Die maximalen und minimalen Feldvarianzen ergeben sich analog zum Drei-Niveau-System auf **einem** betrachteten Übergang ($|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$), vgl. Abbildung 2.14) für bestimmte Phasenwerte des Lokaloszillators. Für sie gilt:

$$\langle : (\Delta \tilde{E}_{1,2})^2 : \rangle_{max} \propto \rho_{44} \quad (2.68)$$

$$\langle : (\Delta \tilde{E}_{1,2})^2 : \rangle_{min} \propto \rho_{44} - 2 |\tilde{\rho}_{14}|^2. \quad (2.69)$$

Negative Werte treten wieder nur aufgrund eines nichtdiagonalen Elements $\tilde{\rho}_{14}$ der Dichtematrix auf. Diese Größen sind in Abhängigkeit von der Verstimmung des roten Laserlichtfeldes in Abbildung 2.15 gezeigt.

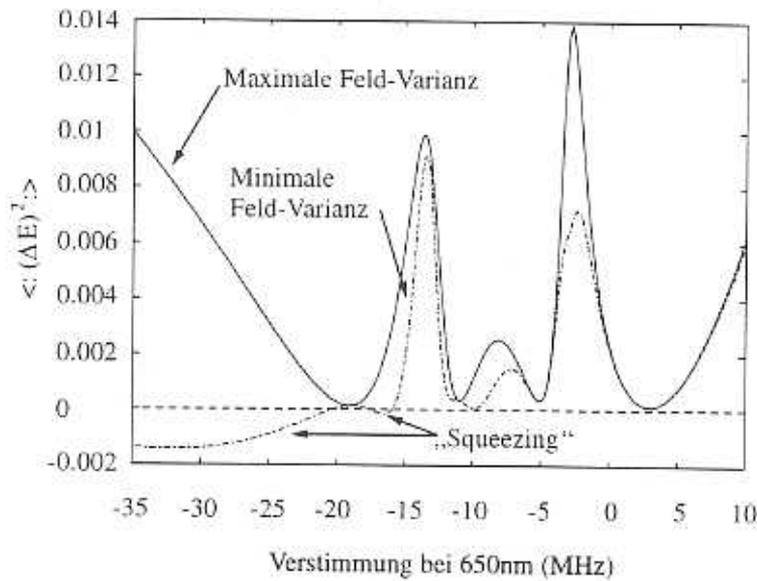


Abbildung 2.15: Maximale und minimale Feldvarianzen als Funktion der Verstimmung des roten Laser-Lichtfeldes bei dem Acht-Niveau-System des Ba^+ -Ions mit den Parametern $\Omega_g = 0.4\Gamma$, $\Omega_r = 8.3\Gamma$ und $\Delta_g = -8\text{MHz}$.

Die Kurve der maximalen Varianz entspricht einem Anregungsspektrum. Die Kurve der minimalen Varianz zeigt für bestimmte Werte der Verstimmung des roten Laser-Lichtfeldes „Squeezing“. Der Bereich ist in der Abbildung 2.15 markiert. Für Verstimmungen Δ_r kleiner als -20MHz tritt der „Squeezing“-Effekt am deutlichsten hervor. Dieser Parameterbereich ist für eine Messung günstig, da durch eine Verstimmung des roten Laser-Lichtfeldes unterhalb der Resonanz mit einer zusätzlichen Kühlung des Ions durch das rote Laser-Lichtfeld gerechnet werden kann.

Eine weiteres Bild diese Größen ist in Abhängigkeit von der Verstimmung des roten Laser-Lichtfeldes in Abbildung 2.16 auf der folgenden Seite gezeigt.

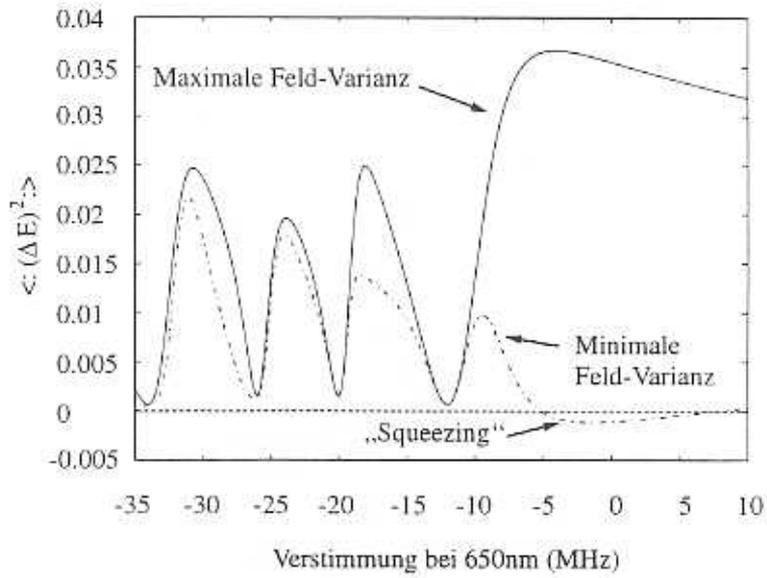


Abbildung 2.16: Maximale und minimale Feldvarianzen als Funktion der Verstimmung des roten Laser-Lichtfeldes bei dem Acht-Niveau-System des Ba^+ -Ions mit den Parametern $\Omega_g = 0.5\Gamma$, $\Omega_r = 4.3\Gamma$ und $\Delta_g = -23\text{MHz}$.

Durch die genaue Kenntnis des Systems (Lösungen der optischen Bloch-Gleichungen) und der experimentellen Parameter (Anpassung an die Lösung) ist man in der Lage, diese so einzustellen, daß sie optimale Werte für Nachweis haben.

Kapitel 3

Meßmethoden

In diesem Kapitel werden die Meßverfahren vorgestellt, die geeignet sind, ein hochaufgelöstes Spektrum der Resonanzfluoreszenz und den „Squeezing“-Effekt in der Resonanzfluoreszenz zu messen.

Das Spektrum der Resonanzfluoreszenz kann bestimmt werden durch die Photonen-Zählrate $N(\omega)$ eines frequenzselektiven Nachweisgerätes als Funktion seiner Transmissionsfrequenz ω . Zur Messung kann z.B. ein schmalbandiges und verstimmbares Fabry-Perot-Interferometer als Filter dienen. Die Güte der Spiegel bestimmt dann die Frequenzauflösung, während andererseits Absorptions- und Streuverluste der Spiegel das nachzuweisende transmittierte Signal reduzieren. Technisch ist daher ein solches Filter mit hoher Frequenzauflösung nur schwer zu realisieren. Eine Möglichkeit, dieses Problem zu umgehen, ist die Auswertung der Korrelationsfunktion erster Ordnung. Im ersten Teil dieses Kapitels wird folglich das Heterodyn-Verfahren vorgestellt.

Die Verwendung eines balancierten Detektors bei Strahlüberlagerungsverfahren hat den Vorteil, daß beide Ausgänge des zur Überlagerung verwendeten Strahlteilers benutzt werden können und damit kein Ausgang und kein Licht bei der Analyse ungenutzt bleibt. Eine kurze Diskussion dieses Sachverhaltes ist im zweiten Teil dieses Kapitels zu finden.

Im dritten Teil dieses Kapitels wird die Aufnahme von Homodyn-Korrelationen beschrieben, die auf der Messung von Intensitätskorrelationsfunktionen des Schwebungssignals vom Fluoreszenzlicht mit dem Licht eines Lokaloszillators beruhen. Dies Verfahren wird voraussichtlich geeignet sein, den experimentellen Nachweis von „Squeezing“ in der Resonanzfluoreszenz eines einzelnen gespeicherten Ions zu erbringen. Eins der weiteren Probleme bei der Beobachtung des „Squeezing“-Effektes ist das Erreichen eines günstigen Signal-Rausch-Verhältnisses, welches wesentlichen Einfluß auf die Meßzeiten und damit auf die Durchführbarkeit der Messung hat.

3.1 Heterodyn-Verfahren

Frequenzen aus dem optischen Spektralbereich sind nicht direkt durch Zählung der Schwingungsperioden meßbar. Mit einem nichtlinearem Element, z.B. mit einer Photodiode, sind jedoch Differenzfrequenzen nachweisbar. Differenzfrequenzen im Radiofrequenzbereich können, aufgrund der verfügbaren technischen Instrumente, einer genauen Frequenzanalyse unterzogen werden. Ein wichtiger Vorteil dieser Differenzfrequenzanalyse ist es, daß auch sehr schwache Signalwellen (Wellen deren Frequenzspektrum analysiert werden soll) nachweisbar sind.

Die elektromagnetische Signalwelle wird mit einer leicht frequenzverschobenen Welle eines sogenannten „Lokaloszillators“ (LO) an einem Strahlteiler kohärent überlagert. Die so entstehende Schwebung fällt auf eine Photodiode, deren Photostrom analysiert wird. Eine solche Anordnung ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt.

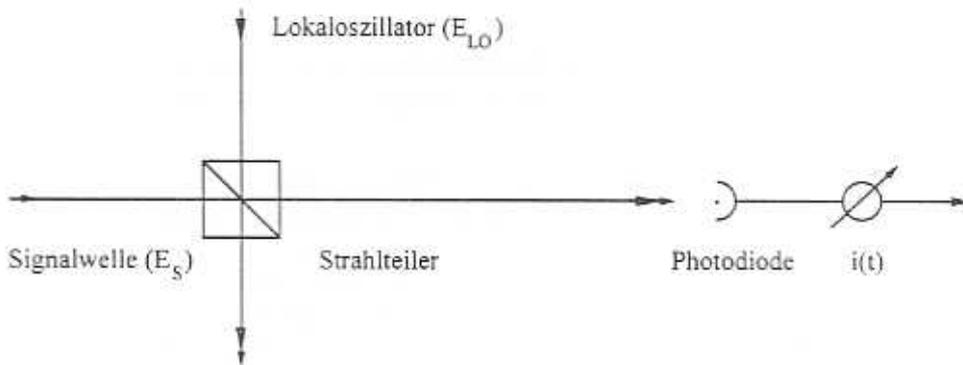


Abbildung 3.1: Erzeugung eines Heterodyn-Signals durch Überlagerung eines Signalstrahls mit den Strahl eines Lokaloszillators auf einer Photodiode.

Betrachten wir eine einzelne spektrale Komponente $E_S \cos(\omega_S t + \phi_S(t))$ des Signals, um das Meßprinzip darzustellen. Dabei bezeichnen ω_S die Frequenz und ϕ_S die zeitabhängige Phase des Signals. Das Feld des Lokaloszillators $E_{LO} \cos(\omega_{LO} t + \phi_{LO}(t))$ besitze die gleiche Polarisation wie der Signalstrahl. Weiterhin sei angenommen, daß die Frequenzen sehr nahe beieinander liegen ($\omega_S \simeq \omega_{LO} \simeq \omega$), so daß die Phasenfronten beider Wellen bei geeigneter Justierung parallel zueinander verlaufen. Das Gesamtfeld $E(t)$ nach der Überlagerung erhält man durch Superposition beider Felder E_S und E_{LO} . Die kohärente Überlagerung der Lichtfelder soll die gesamte Photodetektorfläche A überdecken. Die Bandbreite des Photodetektors ist im allgemeinen klein im Vergleich zu optischen Frequenzen, so daß sich Beiträge bei den Frequenzen ω_{LO}, ω_S und der Summenfrequenz $\omega_{LO} + \omega_S$, die alle im optischen Frequenzbereich liegen, herausmitteln. Sie werden daher weggelassen. Die Lichtleistung auf dem Photodetektor mit der Fläche A und der Quanteneffizienz η ist gegeben durch

$$P(t) = \frac{E^2(t)}{Z_0} A \quad (3.1)$$

gegeben, wobei Z_0 die Impedanz der Vakuums bezeichnet. Der resultierende Detektorstrom beträgt

$$i(t) = \left(\frac{\eta P(t)}{h\omega} \right) q_e. \quad (3.2)$$

Der Klammerausdruck entspricht der Anzahl der ausgelösten Elektronen mit der Elementarladung q_e pro Zeit. Der Detektorstrom setzt sich aus drei Beiträgen zusammen:

$$i(t) = i_{LO} + i_S + i_{Het}. \quad (3.3)$$

Die ersten beiden Terme

$$i_{LO} = \frac{q_e \eta A}{2Z_0 h \omega} E_{LO}^2 \quad \text{und} \quad (3.4)$$

$$i_S = \frac{q_e \eta A}{2Z_0 h \omega} E_S^2 \quad (3.5)$$

sind Gleichstromanteile des Lokaloszillators und des Signalstrahls. Der dritte Term i_{Het} oszilliert mit der Schwebungsfrequenz $\omega_S - \omega_{LO}$ und wird als **Heterodyn-Signal** bezeichnet:

$$i_{Het} = 2\sqrt{i_{LO} i_S} \cos[(\omega_S - \omega_{LO})t + \phi_S(t) - \phi_{LO}(t)]. \quad (3.6)$$

Das Heterodyn-Signal besitzt die gleichen spektralen Eigenschaften wie der Signalstrahl und es kann darüber hinaus durch einen starken Lokaloszillator verstärkt werden. Damit können folglich noch Eigenschaften von sehr schwachen optischen Signalwellen nachgewiesen werden. Frequenz- und Phasenschwankungen heben sich bei diesem Meßschema heraus, wenn sowohl der das Objekt anregende Strahl als auch der Lokaloszillator vom gleichen Laser stammen. Die Auflösung ist nicht mehr durch die Laser-Linienbreite beschränkt.

Der Kontrast im resultierenden Signal der Überlagerung von Lokaloszillator und Fluoreszenz ist von besonderer Bedeutung. Optimal ist dieser nur, wenn die Strahlanpassung von Lokaloszillator und Fluoreszenzlicht sehr sorgfältig erfolgt.

Balancierter Detektor

Rauschquellen bei Überlagerungsverfahren sind einerseits das Rauschen des Signals und andererseits das Rauschen des Lokaloszillators. Weitere Rauschquellen ergeben sich aus den Fluktuationen der Signalintensität, der Detektoreffizienz und dem Detektorrauschen. Ein balancierter Detektor vermindert den Rauschbeitrag des Lokaloszillators auf das Niveau des Schrotrauschens. Das Schema eines balancierten Detektors ist in Abbildung 3.2 dargestellt:

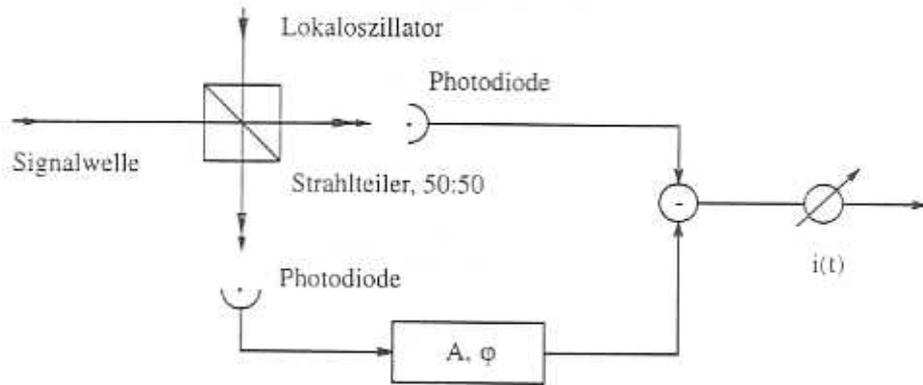


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung eines balancierten Detektors.

An dem 50:50 Strahlteiler des balancierten Detektors werden sowohl die Signalwelle als auch der Lokaloszillator eingekoppelt. Das Licht wird an beiden Ausgängen detektiert, so daß kein Licht für den Nachweis ungenutzt bleibt. Das Detektorausgangssignal ist die Differenz der Photoströme der Photodioden, das balancierte Detektorsignal. Dieses Schema ist in Abbildung 3.3 beispielhaft anhand der Detektion eines gequetschten Lichtfeldes dargestellt.

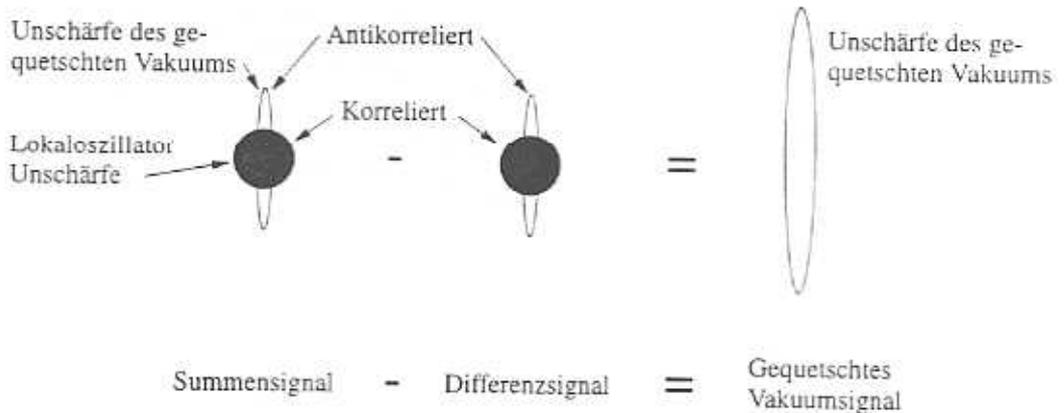


Abbildung 3.3: Balancierter Nachweis eines gequetschten Lichtfeldes.

Die beiden Ausgänge des Strahlteilers besitzen für den Signalstrahl aufgrund der Re-

Reflexion im Strahlteiler eine Phasenverschiebung von 180° . Die Fluktuationen des Lokaloszillators treten in beiden Ausgängen auf; sie sind korreliert, können subtrahiert werden und werden damit unterdrückt. Im Gegensatz dazu sind die Signale antikorreliert und addieren sich bei der Subtraktion [Yuen 83].

Je nachdem wie die Phase φ eingestellt ist, kann der balancierte Detektor alternativ die Fluktuationen der Quadraturkomponenten des Signals messen. Dies ist in Abbildung 3.4 beispielhaft dargestellt.

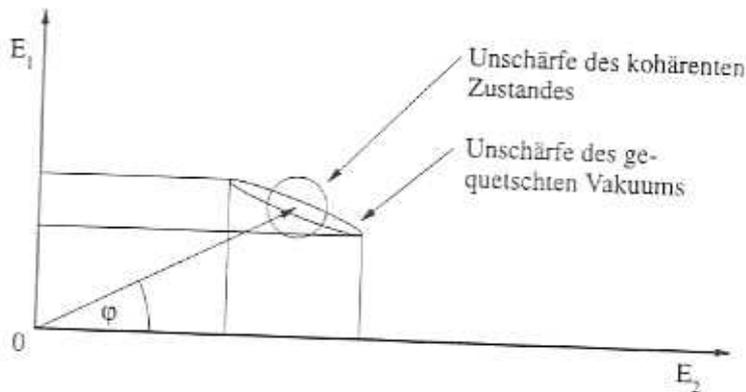


Abbildung 3.4: Allgemeiner Zustand: Schankungen von E_1 und E_2 in einem Phasendiagramm.

Durch Verändern der Phase φ kann nun jeweils die Projektion des Zustandes auf eine der beiden Achsen gemessen werden. Dabei kann der so eingestellte Detektor alternativ die Fluktuationen über oder unter dem Schrotrauschniveau messen.

3.2 Homodyn-Korrelationen

Bei einer Homodyn-Korrelations-Messung wird die zu untersuchende Signalwelle mit der Welle eines Lokaloszillators, der die gleiche Frequenz hat, kohärent überlagert. Das Licht des Lokaloszillators durchläuft zuvor einen einstellbaren Abschwächer, mit dem die Intensität des Lokaloszillators eingestellt werden kann, sowie einen elektro-optischen Modulator (EOM), der als Phasenschieber (φ) dient. Die überlagerten Lichtstrahlen werden mit Hilfe eines balancierten Nachweises an einem weiteren Strahlteiler mit zwei Photomultipliern analysiert. Ein solcher Aufbau ist in Abbildung 3.5 schematisch dargestellt.

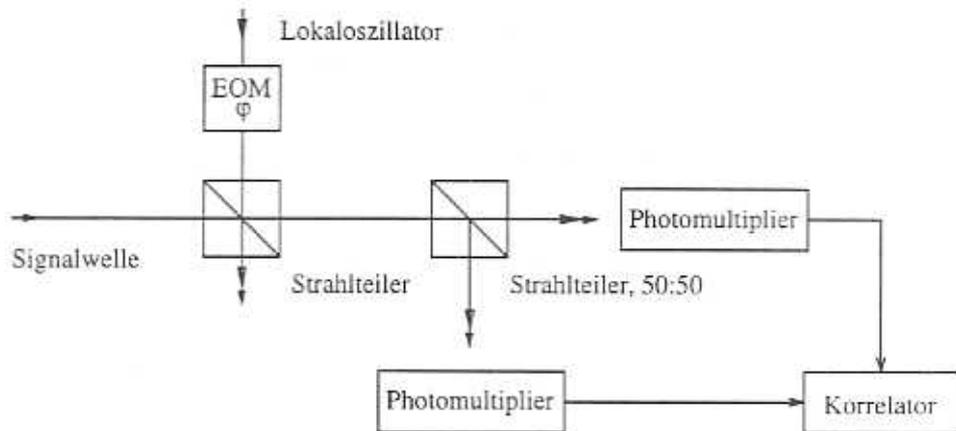


Abbildung 3.5: Meßschema eines balancierten Homodyn-Nachweises bei Überlagerung eines Signalstrahls mit einem Lokaloszillator und anschließender Analyse in einem Korrelator.

In dem als Korrelator bezeichneten Instrument wird die Wahrscheinlichkeit gemessen, daß nachdem in einem der Photomultiplier ein Photon beobachtet wurde, im zeitlichen Abstand τ danach ein anderes im anderen Photomultiplier beobachtet wird. Die gemessene Korrelationsfunktion $G^{22}(\tau)$ der Intensität $I(t)$ des Fluoreszenzlichtes ist dann gegeben durch

$$G^{22}(\tau) = \eta^2 (\Delta t)^2 \langle I(t)I(t + \tau) \rangle \quad (3.7)$$

mit der Nachweiseffizienz η und der Meßzeit Δt . Als Maß für die Korrelation wird mit Hilfe der laufend mitbestimmten Intensitäten folgende Funktion bestimmt:

$$\Gamma^{22}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t + \tau) \rangle - \langle I(t) \rangle^2}{\langle I(t) \rangle^2} \quad (3.8)$$

Durch die Normierung auf die beiden mittleren Intensitäten fällt die Abhängigkeit der Korrelationsfunktion von der Nachweiseffizienz und der Meßzeit heraus. Das Problem gerin-

ger Nachweiseffizienz [Mand 82] wird verlagert auf eine sorgfältige und möglichst rauschfreie Bestimmung der Intensitäten $I(t)$ und $I(t + \tau)$.

Zu den beobachteten Intensitäten tragen Fluoreszenzlicht und Lokaloszillator bei. Γ^{22} kann nach Ordnungen der Feldstärke des Lokaloszillators berechnet werden. Insgesamt ergeben sich drei Beiträge zu Γ^{22} [Voge 91].

$$\Gamma^{22} = \Gamma_0^{22} + \Gamma_1^{22} + \Gamma_2^{22} \quad (3.9)$$

Der Index $i=0,1,2$ kennzeichnet die i -te Ordnung der Lokaloszillator-Feldstärke.

Der Term nullter Ordnung enthält nur Anteile des Fluoreszenzlichtes. Damit entspricht die Korrelationsfunktion Γ_0^{22} der Intensitätskorrelationsfunktion, die zur Beschreibung der Antibunching Eigenschaft herangezogen wurde [Kimb 77, Died 87, Schu 91]. Es ergibt sich [Voge 91]

$$\Gamma_0^{22} = -\frac{I_F^2}{\langle I \rangle^2} = \frac{\langle E_F^- E_F^+ \rangle^2}{\langle I \rangle^2} \quad (3.10)$$

Die Indizes F und LO kennzeichnen die Größen Fluoreszenz und Lokaloszillator, E bezeichnet die Feldstärken und I die entsprechenden Intensitäten. Für die weiteren Terme erhält man [Voge 91]

$$\Gamma_1^{22} = -\frac{4}{\langle I \rangle^2} \cdot (-\sqrt{I_{LO} I_F} \cdot I_F \cos \varphi) \quad \text{und} \quad (3.11)$$

$$\Gamma_2^{22} = -\frac{2}{\langle I \rangle^2} \cdot (I_{LO} I_F \cos 2\varphi), \quad (3.12)$$

wobei φ die Phasendifferenz zwischen Lokaloszillator und Fluoreszenzlicht bezeichnet. Der Term erster Ordnung enthält Korrelationsfunktionen mit ungleicher Anzahl von Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren. Er enthält damit anomale Momente der Korrelationsfunktion. Der Term zweiter Ordnung enthält Informationen über das „Squeezing“ der Resonanzfluoreszenz.

Im folgenden werden alle Korrelationsfunktionen für gleichzeitige Messungen gezeigt, d.h. für Koinzidenzmessungen mit $\tau = 0$. Durch die unterschiedliche Phasenabhängigkeit lassen sich die Beiträge unterscheiden und können außerdem durch verschiedene Intensitäten des Lokaloszillators hervorgehoben und unterdrückt werden. Abbildung 3.6 zeigt die einzelnen Beiträge sowie den gesamten Term Γ^{22} normiert auf die phasenabhängige Intensität als Funktion der Phasendifferenz φ zwischen Lokaloszillator und Fluoreszenz für ein einzelnes Ba^+ -Ion unter experimentell realistischen Bedingungen.

Das Verhältnis der Intensitäten I_{LO} des Lokaloszillators und I_F des Fluoreszenzlichtes

$$I_{rel} = \frac{I_{LO}}{I_F} \quad (3.13)$$

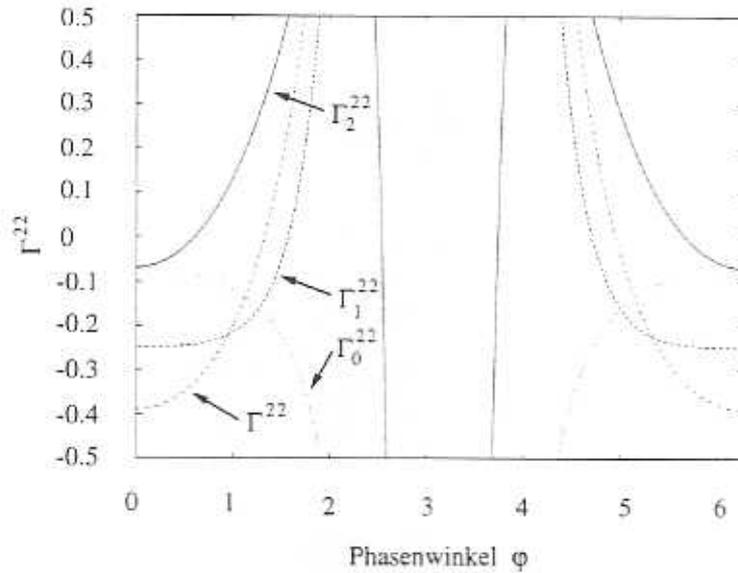


Abbildung 3.6: Korrelationsfunktion Γ^{22} und die Beiträge Γ_i^{22} als Funktion der Phasendifferenz φ zwischen Lokaloszillator und Fluoreszenzlicht. Experimentelle Bedingungen: $\Omega_s = 1\text{MHz}$, $\Omega_r = 5.3\text{MHz}$, $\Delta_s = -50\text{MHz}$, $\Delta_r = 0\text{MHz}$ und $I_{rel} = 1$.

geht wesentlich in die Berechnung der Korrelationsfunktion ein und kann im Experiment durch die Veränderung der Intensität des Lokaloszillators eingestellt werden. Mit $\varphi = 0$ erhält man maximal mögliche (negative) Beiträge des anomalen Terms (ca. 25%) und des „Squeezing“-Terms (ca. 7%). Der „Antibunching“-Term trägt hier zum negativen Wert der gesamten Korrelationsfunktion Γ^{22} bei, da ja gerade Koinzidenzen betrachtet werden ($\tau = 0$).

Für die Anzahl N_c der im Korrelator gezählten Ereignisse erwartet man

$$N_c = R_1 \cdot R_2 \cdot T \cdot \Delta\tau \quad (3.14)$$

mit dem Zählraten $R_1 \simeq R_2$ der beiden Photomultiplier, der Gesamtmeßzeit T und der Kanalbreite $\Delta\tau$ des Korrelators. Legt man die Zählraten bisheriger Experimente von etwa 10kHz pro Kanal zugrunde, sowie eine Kanalbreite von $\Delta\tau = 10^{-9}\text{s}$, dann erwartet man, daß der anomale Term mit einem Signal-Rausch-Verhältnis von 1:1 nach $T = 160\text{s}$ beobachtet werden kann (25% Effekt bei $\varphi = 0, I_{rel} = 1$). Dies setzt voraus, daß eine vollständige Phasen Anpassung von Lokaloszillator und Fluoreszenz erreicht werden kann, sonst wird die erforderliche Meßzeit in dem Maße größer wie der Kontrast abnimmt. Die Bestimmung des „Squeezing“-Terms erfordert allerdings eine Anzahl von $N_c = 200$ Korrelationsereignissen, damit der Effekt von 7% mit einem Signal-Rausch-Verhältnis von 1:1 sichtbar wird. Dazu ist wiederum eine Meßzeit von etwa 2000s notwendig. Das Hauptproblem bei einer so langen Meßzeit besteht darin, konstante interferometrische Bedingungen mit der Apparatur

während der gesamten Meßzeit einzuhalten. Dabei wird es sich als notwendig erweisen, die Weglängen und damit die Phasendifferenz interferometrisch zu kontrollieren.

Kapitel 4

Lokalisierte Atome

Die Überprüfung der theoretischen Vorhersagen des Kapitels 2 im Experiment impliziert die Aufgabe, **genau ein einziges atomares Teilchen** über den Meßzeitraum zu beobachten und dessen Resonanzfluoreszenz aufzunehmen. Diese Aufgabe kann nur gelöst werden, wenn das zu untersuchende Teilchen in einem begrenzten Raumgebiet für beliebig lange Zeit festgehalten („gespeichert“) und beobachtet werden kann. Eine Methode zu solch einer Teilchenspeicherung in einer sogenannten „Falle“ wird in diesem Kapitel vorgestellt.

Erste Experimente zur Speicherung von elektrisch geladenen Teilchen mit Hilfe elektrodynamischer Fallen wurden von Paul, Osberghaus und Fischer [Paul 58] sowie von Wuerker, Shelton und Langmuir [Wuer 59] durchgeführt. Die realisierbaren effektiven Fallentiefen liegen bei einigen 10eV und können so **Teilchen mit thermischer Bewegungsenergie einfangen**.

Die Speicherung von Atomen ist schwieriger, da hier wegen der fehlenden Ladung keine großen Kräfte ausgeübt werden können. Abschätzungen für die im günstigsten Fall erreichbaren Fallentiefen liegen bei einigen meV in einer Magneto-Optischen-Falle (MOT) [Raab 87].

Die thermische Bewegungsenergie der eingefangenen Teilchen kann durch Bestrahlung mit Laser-Licht entzogen werden, man spricht von **Laser-Kühlung**. Die kombinierte Anwendung einer Falle mit Laser-Kühlung ermöglicht es, ein einzelnes Teilchen kontrolliert zu isolieren und zu lokalisieren und für lange Zeiten bei sehr niedriger Bewegungsenergie zu speichern.

4.1 Speicherung von einzelnen Ionen

Grundlage der Speicherung und damit Lokalisierung von Teilchen an einem vorgegebenen Raumpunkt ist eine rücktreibende Kraft, welche sie an diesem Raumpunkt bindet. Für elektrisch geladene Teilchen kann eine bindende Kraft durch geeignet konfigurierte elektrische Felder erzeugt werden. Das gebräuchlichste (und in der Literatur am besten beschriebene)

elektrische Feld zur Speicherung geladener Teilchen (siehe z.B. [Fisc 59, Ghos 95]) ist ein Quadrupol-Feld mit einem dreidimensionalen Potential U der Form

$$U(x, y, z) = \frac{U_0}{2r_0^2}(\alpha_x x^2 + \alpha_y y^2 + \alpha_z z^2). \quad (4.1)$$

Dabei ist U_0 ein extern angelegtes elektrisches Potential. Das Potential U ist quadratisch abhängig von den Koordinaten x , y und z . Die Forderung der Laplace-Gleichung [Jack 82]

$$\Delta U(x, y, z) = \frac{U_0}{2r_0^2}(2\alpha_x + 2\alpha_y + 2\alpha_z) = 0 \quad (4.2)$$

erzwingt für die Koeffizienten die Forderung $\alpha_x + \alpha_y + \alpha_z = 0$. Setzt man $\alpha_x = \alpha_y = 1$, so ergibt sich $\alpha_z = -2$. Ein solches Potential U kann durch eine Metallelektrodenanordnung einfach erzeugt werden. Sie besteht aus einer Ringelektrode (im Idealfall mit der Oberfläche eines einschaligen Rotationshyperboloides, da seine Äquipotentialflächen durch $x^2 + y^2 - 2z^2 = \pm c$ gegeben sind) und zwei zu beiden Seiten der Ringebene auf der Symmetrieachse des Rings angeordneten Kappenelektroden (im Idealfall bilden die Oberflächen der weiteren Elektroden ein zweischaliges Rotationshyperboloid). Solch eine Elektrodengeometrie ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

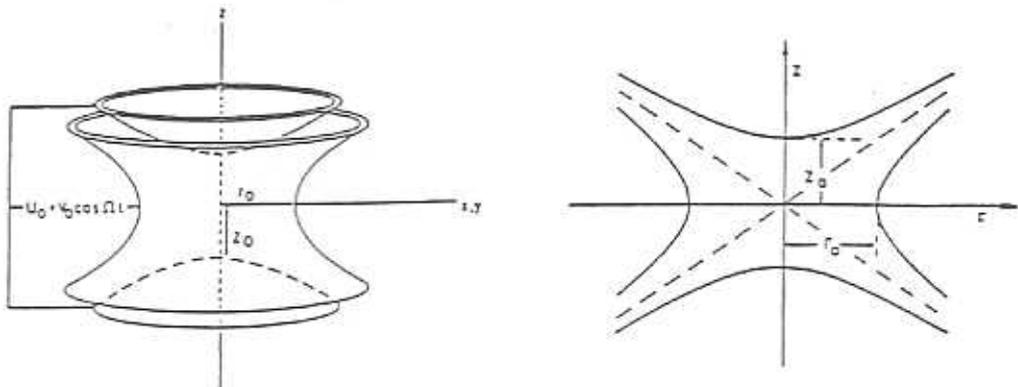


Abbildung 4.1: Räumliche Darstellung der Elektroden für ein Quadrupolpotential und deren Schnitt in der r - z -Ebene.

Die radiale Halbachse wird mit r_0 und die dazu senkrechte mit z_0 bezeichnet. Üblicherweise wird für das Verhältnis der Halbachsen $r_0/z_0 = \sqrt{2}$ gewählt. Dieses Verhältnis ist jedoch nicht zwingend erforderlich, da die Speicherkapazität auch für andere Verhältnisse gegeben ist. Andere Konfigurationen der Elektroden sind ebenfalls möglich. Zu ihnen gehören Paul-Straubel-Fallen [Stra 55, Yu 90], Endkappen-Fallen [Schr 93], Speicherringe [Chur 69, Waki 92] und Multipolfallen höherer Ordnung [Wine 87]. Für die Beobachtung mehrerer Ionen in einer linearen Anordnung sind lineare Fallen [Pres 89, Dehm 89, Raiz 92, Näge 98] geeignet. Mit dem oben beschriebenen Verhältnis der Halbachsen erhält man durch Anlegen einer elektrischen Spannung U_0 zwischen der Ringelektrode und den elektrisch leitend verbundenen Kappenelektroden das Quadrupol-Potential

$$U(x, y, z) = \frac{U_0}{2r_0^2}(x^2 + y^2 - 2z^2). \quad (4.3)$$

Dabei bezeichnet z die Koordinate in der Symetrieachse der Falle und x und y die kartesischen Koordinaten in der Ringebene mit dem Koordinatenursprung im Zentrum der Falle.

Durch eine Gleichspannung $U_0 = U_{dc}$ wird ein statisches Potential und, je nach Polarität, eine bindende Kraft nur entweder in der Ringebene oder auf der z -Achse ausgeübt. Durch eine zusätzliche Wechselspannung $U_0 = U_{dc} + U_{ac} \cos(\Omega_F t)$ entsteht ein zeitlich alternierendes Potential, und damit kann ein Teilchen aufgrund seiner Trägheit bei geeigneter Wahl der Frequenz Ω_F und der Amplitude **dynamisch stabilisiert** werden. Im zeitlichen Mittel wird auf das Teilchen eine auf das Zentrum des Rings gerichtete Kraft $\vec{F} \propto -\vec{r}$ ausgeübt. Das ist das Prinzip der **Paul-Falle**.

Die Bewegungsgleichungen für die verschiedenen Raumrichtungen sind entkoppelt, weil das Potential U keine gemischten Terme in x , y und z enthält. Sie ergeben sich für ein Teilchen mit der Ladung q_e und der Masse m in der z -Richtung zu

$$\frac{\partial^2 z}{\partial t^2} - \frac{2q_e}{mr_0^2}(U_{dc} - U_{ac} \cos(\Omega_F t))z = 0 \quad (4.4)$$

und in der Ringebene zu

$$\frac{\partial^2 r}{\partial t^2} + \frac{q_e}{mr_0^2}(U_{dc} - U_{ac} \cos(\Omega_F t))r = 0, \quad r = x, y. \quad (4.5)$$

$\Omega_F/2\pi$ ist die Kreisfrequenz der Wechselspannung wird Fallenantriebsfrequenz oder kurz Antriebsfrequenz genannt. Mit den Substitutionen

$$a_z = -2a_r = -\frac{8q_e U_{dc}}{mr_0^2 \Omega_F^2}, \quad r = x, y \quad (4.6)$$

und

$$q_z = -2q_r = -\frac{4q_e U_{ac}}{mr_0^2 \Omega_F^2}, \quad r = x, y \quad (4.7)$$

lassen sich die Bewegungsgleichungen mit der Einführung einer normierten Zeit

$$\tau = \frac{\Omega_F}{2} t \quad (4.8)$$

umformen zu den in r - und z -Richtung symmetrischen Differentialgleichungen der Mathieu'schen Form

$$\frac{\partial^2 x_i}{\partial \tau^2} + (a_i - 2q_i \cos(2\tau))x_i = 0, \quad i = x, y, z. \quad (4.9)$$

Dies sind lineare Differentialgleichungen mit periodischen Koeffizienten. Eine wichtige Eigenschaft der Mathieu'schen Differentialgleichung ist, daß ihre Lösungen je nach Wahl der Konstanten a_i und q_i stabil oder instabil sind. Alle Lösungen oszillieren um den Nullpunkt und im instabilen Fall werden die Amplituden zwischen den Nulldurchgängen mit τ immer größer und übersteigen jede Schranke. Bei einer stabilen Lösung ist die Amplitude beschränkt $x_i(\tau) \leq x_{max}$ (für alle τ). Die allgemeine Lösung der Mathieu'schen Differentialgleichung in den stabilen Bereichen lautet

$$x_i(\tau) = A \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} \cos(2n + \beta_i)\tau + B \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} \sin(2n + \beta_i)\tau, \quad i = x, y, z. \quad (4.10)$$

Die Amplitudenkoeffizienten C_{2n} und die Frequenzkonstanten β_i sind Funktionen der Parameter a_i und q_i und hängen nicht von den Anfangsbedingungen ab, die Koeffizienten A und B hängen dagegen von den Anfangsbedingungen für Ort und Geschwindigkeit des Teilchens in der Falle ab. Speicherung von Teilchen ergibt sich aus der Forderung, daß die Lösungen für alle Zeiten τ kleiner als die Dimensionen des Speichervolumens bleiben müssen, d.h. für die Amplituden muß $|x_i(\tau)| < z_0, r_0$ (für alle τ) gelten. Wenn die Teilchen geeignete Anfangsbedingungen haben, verlaufen die Bahnen innerhalb des Speicherpotentials. Der Arbeitspunkt liegt im Stabilitätsbereich, wenn die Parameter a_i, q_i und Ω_F zu stabilen Bahnen führen. Einige der stabilen Bereiche in der r - und z -Richtung sind in Abbildung 4.2 gezeigt. Nur in den überlappenden Bereichen liegt Stabilität in r - als auch in z -Richtung vor.

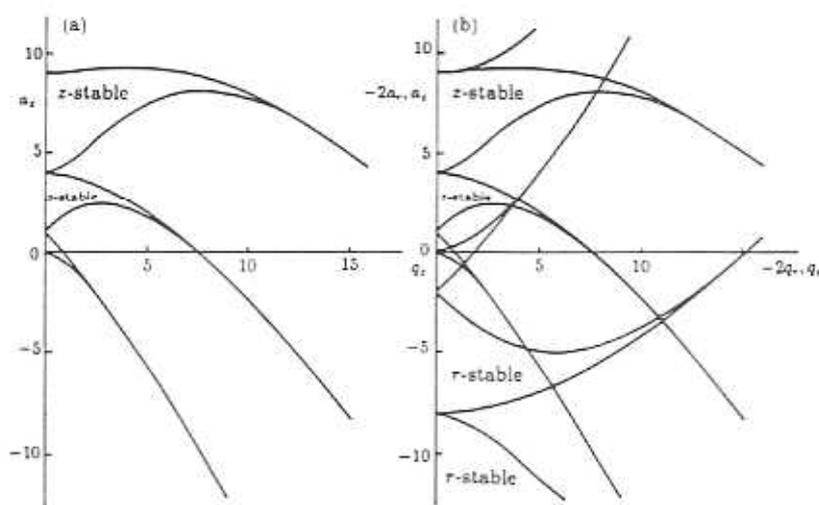


Abbildung 4.2: Einige der Stabilitätsbereiche einer Paul-Falle: a) Der z -stabile Bereich, b) die z - und r -stabilen Bereiche [Ghos 95].

In Experimenten mit gespeicherten Ionen wird im allgemeinen nur der sogenannte erste oder unterste Stabilitätsbereich nahe dem Ursprung verwendet. In allen weiteren Bereichen werden technisch schwer zu realisierende Speicherparameter (Spannungen und Frequenzen) notwendig. In Abbildung 4.3 ist der Zusammenhang der Parameter a_i , q_i und β_i im ersten Stabilitätsbereich (hier gilt: $0 \leq \beta_i \leq 1$) graphisch dargestellt.

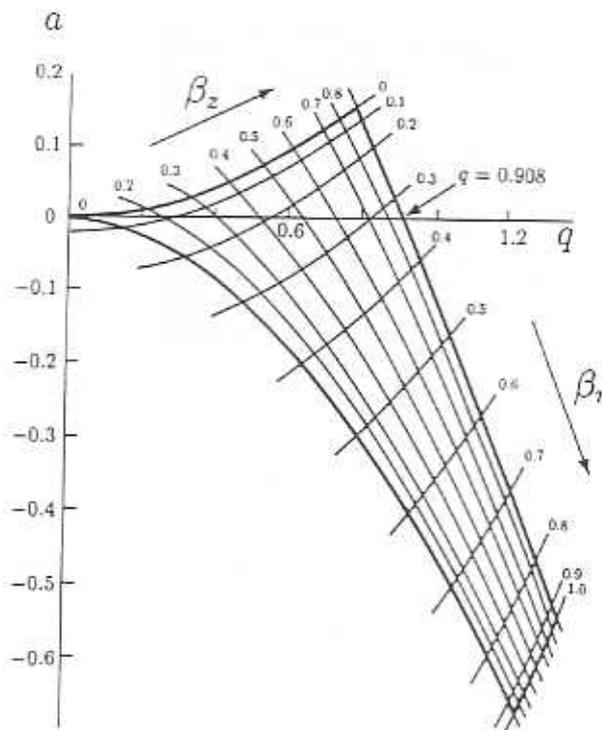


Abbildung 4.3: Der erste Stabilitätsbereich einer Paul-Falle im Detail. Im Innern sind die Linien mit konstanten β_z bzw. β_r gezeichnet [Ghos 95].

Für Parameter a_i und q_i , die klein gegen eins sind, konvergieren die Koeffizienten C_{2n} mit wachsenden n schnell gegen Null, so daß der Hauptbeitrag von den Koeffizienten C_0 , C_{+2} und C_{-2} geliefert wird. Man erhält in diesem Fall

$$x_i(\tau) = \sqrt{A^2 + B^2} \{1 - q_i/2 \cdot \cos(\Omega_F t)\} \cdot \cos(\beta_i \Omega_F t/2 - \varphi_i) \quad i = x, y, z. \quad (4.11)$$

Die Bewegungen eines Teilchens in der Falle sind demnach zusammengesetzt aus langsamen Schwingungen (Makrobewegungen) mit den sogenannten Säkularfrequenzen

$$\omega_{S,i} = \frac{\beta_i \Omega_F}{2}, \quad i = x, y, z, \quad (4.12)$$

und aus sehr viel schnelleren Schwingungen (**Mikrobewegungen**) mit der Frequenz Ω_F , welche die Amplituden der langsamen Schwingungen modulieren. Der frequenzbestimmende Faktor β_i vor der Fallenantriebsfrequenz Ω_F ist eine Funktion, die nur von den Parametern a_i und q_i abhängt, und sein Wert variiert zwischen 0 und 1. Die beiden überlagerten Oszillationen sind beispielhaft in Abbildung 4.4 dargestellt.

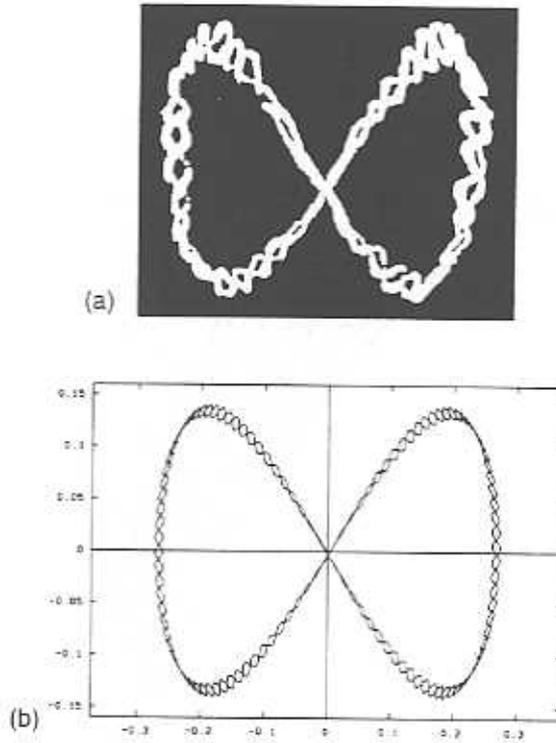


Abbildung 4.4: Trajektorien in einer Paul-Falle: a) Photographie eines einzelnen geladenen Aluminiumteilchens, welches Säkular- und Mikrobewegung zeigt [Wuer 59]. b) Trajektorie eines einfach positiv geladenen Ions in einer Paul-Falle für 60 Zyklen in der Ring-Ebene [Ghos 95].

Diese Separation der Ionenbewegung in Anteile mit zwei sehr verschiedenen Frequenzen, d.h. $\beta_i \ll 1$, heißt auch **adiabatische Näherung**. In diesem Grenzfall $a_i \ll q_i \ll 1$ ist β_i gegeben durch

$$\beta_i^2 = a_i + \frac{1}{2}q_i^2, \quad i = x, y, z. \quad (4.13)$$

Bei Mittelung über die schnelle Mikrobewegung läßt sich der harmonischen Säkularbewegung ein effektives parabelförmiges Speicherpotential, das sogenannte **Pseudopotential**, zuordnen. Die kinetische Energie der Ionen darf

$$\overline{D}_r = \frac{q_e U_{ac}}{4\pi m r_0^2 \Omega_F^2} = \frac{\overline{D}_z}{2}, \quad r = x, y. \quad (4.14)$$

nicht überschreiten, wenn eine Speicherung erzielt werden soll ($U_{dc} = 0$). \overline{D}_i wird auch **Potentialtopftiefe** der Richtung i genannt. In der Praxis beträgt U_{ac} einige hundert Volt; daraus ergibt sich eine Tiefe der Potentialmulde in der Größenordnung von einigen 10eV. Eine zusätzliche Gleichspannung ($U_{dc} \neq 0$) zwischen Ring- und Kappenelektroden führt, je nach Polarität, zu einer Vergrößerung oder Verkleinerung der Potentialtopftiefe und zur Änderung von β_i .

Zusammengefaßt läßt sich folgendes festhalten: In einem oszillierenden Quadrupolpotential, das mit einer Elektrodengeometrie, wie sie in Abbildung 4.1 dargestellt ist, erzeugt werden kann, lassen sich elektrisch geladene Teilchen mit thermischer Bewegungsenergie speichern. Die gefangenen Teilchen vollziehen in dem Speicherpotential in jeder Dimension Bewegungen, die aus der Überlagerung zweier Schwingungen mit unterschiedlicher Frequenz zusammengesetzt sind. Die mittleren kinetischen Energien der beiden Schwingungsbewegungen eines gespeicherten Teilchens sind ungedämpft näherungsweise gleich groß [Blat 86] und können durch geeignete Methoden gedämpft werden. Da es nicht möglich ist, ein geladenes Teilchen von außen so in das Feld hineinzubringen, daß es von ihm eingefangen wird, muß die Ladung im Feld selbst erzeugt werden. Dies ist bei der Speicherung von Ionen durch Elektronenbeschuß eines durch die Falle ausgerichteten Atomstrahls einfach möglich. Die experimentell ermittelten Parameter der in diesem Aufbau verwendeten Falle finden sich in Kapitel 6.3.

4.2 Optische Kühlung

Die Möglichkeit, einzelne Ionen in einer Paul-Falle für beliebig lange Zeit speichern und beobachten zu können, wird von dem Wunsch begleitet, die thermische Bewegungsenergie des Ions zu verringern, d.h. es zu kühlen, um es dann ohne Doppler-Effekt spektroskopisch untersuchen zu können. Durch den Doppler-Effekt erster Ordnung verbreitern sich die optischen Linienbreiten bei Zimmertemperatur zu einigen GHz, und das Linienzentrum ist durch den Doppler-Effekt zweiter Ordnung um einige kHz verschoben. Optisches Kühlen bedeutet, daß der Wert der mittleren kinetischen Energie einer thermischen Geschwindigkeitsverteilung eines Ensembles von Atomen durch die Wechselwirkung mit Licht verkleinert wird. Für viele Atome kann die thermische Verteilung durch eine Temperatur beschrieben werden, für ein einzelnes Teilchen ist der Begriff der Temperatur im Sinne des Ergodentheorems zu verstehen. Das Ergodentheorem besagt, daß ein Ensemblemittel zu einem festen Zeitpunkt einem Zeitmittel der Einzelprozesse äquivalent ist. Viele wiederholte Messungen ergeben somit eine Verteilung von Energien, durch die sich eine Temperatur T ausdrücken läßt:

$$\frac{1}{2}m\overline{v^2} = \frac{3}{2}k_B T \quad \text{mit} \quad k_B : \text{ Boltzmann-Konstante.} \quad (4.15)$$

Durch die optische Kühlung können die Makrobewegungen eines gespeicherten Ions in der Paul-Falle fast ganz unterdrückt werden. Das Teilchen ist dann (bei den meisten Fallentypen) auf einen Bereich kleiner als eine Wellenlänge des kühlenden Lichts lokalisiert. Man spricht vom **Lamb-Dicke-Bereich**. Die Makrobewegungen des gefangenen Ions können mit dem Modell eines harmonischen Oszillators beschrieben werden, dessen Potential gleich dem Pseudopotential ist (adiabatische Näherung). Die Quadratwurzel des Verhältnisses der Photonenrückstoßfrequenz ϵ zur Oszillationsfrequenz ω_S

$$\eta = \left(\frac{\epsilon}{\omega_S}\right)^{1/2} = \left(\frac{\hbar k^2}{2m} \cdot \frac{1}{\omega_S}\right)^{1/2} = (z_0 k) \quad (4.16)$$

wird als **Lamb-Dicke-Parameter** bezeichnet. Er ist zugleich das Verhältnis der schwingungsamplitude z_0 im quantenmechanischen Grundzustand des Potentials zur um 2π reduzierten Wellenlänge der Lichts: $\eta = z_0/(\lambda/2\pi) = 2\pi z_0/\lambda = z_0 k$.

Die Mikrobewegungen sind getriebene Bewegungen, weil sie ausschließlich infolge des antreibenden Feldes erfolgen. Daher gibt es für diese Bewegungen kein Potential und keine Temperatur und sie können nicht wie die Makrobewegungen gekühlt werden. Sie können jedoch vermieden werden, weil ihre Amplituden linear mit der Auslenkung aus dem Fallenzentrum wachsen. Im Fallenzentrum sind sie demnach Null.

Eine andere Methode der Kühlung ist die Verwendung eines Puffergases (i.a. Helium) [Neuh 78b, Blat 79], an welches das Ion seine Energie durch Stöße abgeben kann. Im Prinzip kann so das Ion auf die Temperatur des verwendeten Gases gekühlt werden, welches bei 4K liegen kann. Optische Methoden sind die Doppler-Kühlung [Häns 75, Wine 75] und die Seitenband-Kühlung [Wine 79] mit Laser-Licht. Diese Verfahren der optischen Kühlung beruhen auf dem Ausnutzen des Photonenrückstoßes ϵ eines Übergangs mit der natürlichen

Linienbreite Γ bei der Wechselwirkung des Teilchens mit einem näherungsweise resonanten Laser-Lichtfeld. Zunächst soll an dieser Stelle die Laser-Kühlung am Beispiel der Kühlung von freien Atomen eingeführt werden, während in den nachfolgenden zwei Abschnitten die Laser-Kühlung quantitativ an gespeicherten Atomen erläutert wird.

1. Laser-Kühlung an freien Teilchen

Dieses Modell beschränkt sich auf den einfachen Fall einer eindimensionalen Bewegung der Teilchen. Die Absorption und Emission von Licht ist mit einem Impulsübertrag $\vec{P} = \hbar \vec{k}$ auf das Atom verbunden, wobei \vec{k} der Wellenvektor des Lichtes ist. Bei der Absorption und der stimulierten Emission ist der Impulsübertrag in Ausbreitungsrichtung des eingestrahlten Feldes bzw. entgegengesetzt dazu. Bei spontaner Emission ist die Abstrahlcharakteristik des atomaren Übergangs entscheidend. Die Aussendung eines Photons ist z.B. für Dipolstrahlung in der Ebene senkrecht zur Polarisation des eingestrahlten Lichtfeldes in alle Raumrichtungen in dieser Ebene gleich wahrscheinlich. Wird ein freies Atom mit einem resonanten Lichtfeld bestrahlt, so ist der Gesamtimpulsübertrag die Summe über alle absorbierten und emittierten Photonenimpulse

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^n \hbar \vec{k}_{abs} + \sum_{i=1}^n \hbar \vec{k}_{em}. \quad (4.17)$$

Die Summe über alle Impulse der spontan emittierten Photonen ist Null. Der mittlere Impulsübertrag ist dann

$$\Delta \vec{P} = \bar{n} \cdot \hbar \vec{k}. \quad (4.18)$$

\bar{n} ist die mittlere Zahl der Absorptionseignisse.

Betrachtet man Atome, deren Energieniveaus ein Zwei-Niveau-System bilden und die von einem monochromatischen Laser-Lichtfeld beleuchtet werden, dessen Frequenz etwas unterhalb der Bohr-Frequenz des atomaren Übergangs abgestimmt ist, werden aufgrund des Doppler-Effekts bevorzugt die Atome angeregt, die sich entgegen der Ausbreitungsrichtung des Laser-Lichtfeldes bewegen. Diese Atome werden infolge des Impulsübertrags bei der Absorption abgebremst. Die Summe über alle Impulsüberträge der auf die Anregung folgenden spontanen Emissionen ist Null. Ein Teilchen der Masse m in einem laufenden Laser-Lichtfeld ändert somit seine Geschwindigkeit v bei jeder Wechselwirkung im Mittel um den Betrag $\hbar k/m$ und damit seine kinetische Energie E um $\hbar^2 k^2/2m$. Dieses Verfahren wird als **Doppler-Kühlung** des freien Teilchens bezeichnet. Es ergibt sich dabei eine Minimaltemperatur aus dem Gleichgewicht der Kühl- und Heizprozesse. Bei Annäherung an die Minimaltemperatur begrenzt der Impulsübertrag den Kühlvorgang. Der Impulsbetrag, der bei jedem Streuprozess auf das Atom übertragen wird, führt zu einem Diffusionsprozess im Impulsraum und damit zu einem Anwachsen der mittleren kinetischen Energie (Heizen). Die Minimaltemperatur heißt Doppler-Kühlgrenze. Die Doppler-Kühlung ist geschwindigkeitsabhängig. Optimale Kühlung wird erreicht, wenn die Laser-Frequenz der im Verlauf des Kühlprozesses sinkenden Doppler-Breite nachgeführt wird. Das Optimum der Kühlleistung liegt bei

der Verstimmung $\Delta = -\Gamma/\sqrt{3}$ mit der Laser-Lichtintensität $I \simeq 1$ (Sättigungsintensität) [Sten 86]. Die minimal erreichbare kinetische Energie E_{\min} ist bestimmt durch die Rate der Spontanemission Γ und ergibt sich zu

$$E_{\min} = \frac{1}{2} \overline{mv(t)^2} = \frac{\hbar}{2} \Gamma. \quad (4.19)$$

Sie bestimmt die minimal erreichbare kinetische Energie bei freien Atomen. Die diffusive Heizung durch den Photonenrückstoß geschieht auch in den Richtungen senkrecht zum Laser-Strahl, so daß zur Kühlung von Atomen in allen drei Dimensionen folglich Laser-Lichtstrahlen aus den drei orthogonalen Richtungen auf die Teilchen gerichtet werden müssen.

2. Laser-Kühlung an gespeicherten Teilchen

In den Modellen zur optischen Kühlung von gespeicherten Ionen werden die Teilchen im Fallenpotential im allgemeinen nicht mit ihrer vollständigen komplizierten Dynamik betrachtet, sondern man beschränkt sich auf den einfachsten Fall eindimensionaler Bewegungen in einem Potential. Das ist gerechtfertigt, weil die Bewegungsgleichungen separieren. Die Bewegung wird in der adiabatischen Näherung betrachtet, wobei von einem Ion im Fallenzentrum ausgegangen wird. Mit dieser Näherung wird die Mikrobewegung nicht mehr betrachtet, sondern nur noch die Säkularbewegung im (Quasi-) Potential der Mikrobewegung. Angenommen ein Laser-Lichtfeld mit der Frequenz ω_L und einer hinreichend schmalen Linienbreite wird entlang der z -Achse auf ein gefangenes Ion in der Falle eingestrahlt. Die Säkularbewegung kann dann im Rahmen der adiabatischen Näherung beschrieben werden durch

$$\bar{z}(t) = \bar{z}_S \cos \omega_{S,z} t \quad (4.20)$$

mit der über eine Periode der Mikrobewegung gemittelten Amplitude \bar{z}_S und der Säkularfrequenz $\omega_{S,z}$. Im Schwerpunktsystem des Ions ist die Feldstärke des Lichts dann

$$E(t) = E_0 \cos(kz_S \cos \omega_{S,z} t - \omega_L t). \quad (4.21)$$

Die Frequenz des eingestrahltten Laser-Lichtfeldes erscheint dem Ion mit der Oszillationsfrequenz moduliert. Das kann als Überlagerung monochromatischer Wellen geschrieben werden (Frequenzmodulation):

$$E(t) = E_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(kz_S) \cos(\omega_L + n\omega_{S,z})t. \quad (4.22)$$

Neben der Frequenz des eingestrahltten Lichtfeldes ω_L , dem sogenannten Träger, erscheinen dem oszillierenden Ion auch Lichtfelder mit den Frequenzen $(\omega_L \pm n\omega_{S,z})$, deren Abstände ganzzahlige Vielfache der Schwingungsfrequenz $\omega_{S,z}$ sind und deren spektrale Verteilung durch die Schwingungsamplitude bestimmt ist. Diese Anteile werden als Seitenbänder bezeichnet, und die relative Höhe dieser Seitenbänder wird durch die Bessel-Funktionen J_n , mit kz_S als Modulationsindex, bestimmt. Die Bessel-Funktionen $J_n(kz_S)$ beschreiben die Amplituden, mit dem das Teilchen die Laser-Lichtfeldkomponenten bei den verschiedenen Frequenzen wahrnimmt. Das ist das

harmonische Analogon des Emissionsspektrums eines in einem Kastenpotential hin- und herlaufenden Teilchens, wie es von Dicke beschrieben wird [Dick 53]. Da es in den meisten Fällen der Fall ist, wird für das Verständnis hier die Kühlung eines in einer Falle mit $\eta < 1$ gefangenen Teilchens betrachtet, das durch Vorkühlen schon eine so niedrige Temperatur erhalten hat, so daß die Schwingungsamplitude der Schwerpunktsbewegung klein ist gegen die der eingestrahlte Wellenlänge. Dann reduziert sich die spektrale Verteilung auf die zentrale Trägerfrequenz und zwei Seitenbänder im Abstand der Säkularfrequenzen $\pm\omega_{S,z}$, wie es in beispielhaft Abbildung 4.5 dargestellt ist.

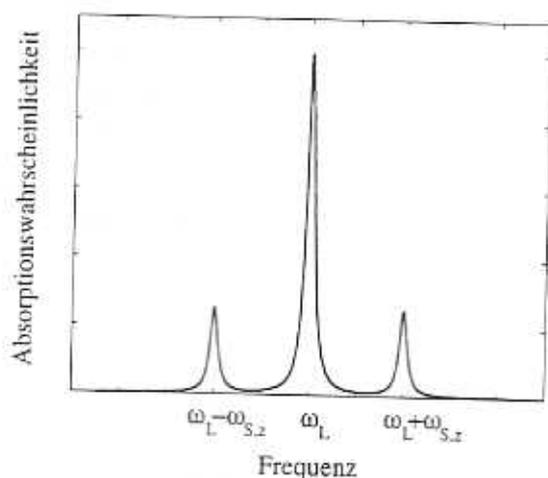


Abbildung 4.5: Seitenbänder um die zentrale Trägerfrequenz.

Es werden im weiteren zwei Fälle entsprechend der beteiligten Frequenzen unterschieden.

- (a) Laser-Kühlung an gespeicherten Teilchen mit $\omega_S > \Gamma > \epsilon$ und $\eta < 1$

Wenn die Säkularfrequenz ω_S größer als die natürliche Linienbreite Γ ist, können die Seitenbänder aufgelöst werden. Aufgelöst bedeutet, daß man durch Einstellen der Laser-Frequenz nur eine Komponente des Lichtfeldes in Resonanz mit dem Atom bringt ($\omega_L = \omega_0 \pm n\omega_S$). Dabei sind die anderen Komponenten weit außerhalb der atomaren Linienbreite. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von „starker Speicherung“. Dieser Fall soll hier zuerst diskutiert werden.

Bei der Doppler-Kühlung von freien Teilchen ist der Impulsübertrag zu beachten; dagegen kann das gespeicherte Teilchen quasi rückstoßfrei mit dem Laser-Lichtfeld wechselwirken, da es an die Falle gebunden ist, die den Photonenimpuls aufnehmen kann. Die harmonische Bewegung der Makrobewegung wird mit der Bewegungsgleichung eines quantenmechanischen Oszillators beschrieben. Die Teilchenenergie ist quantisiert, und der Energieabstand der Oszillatorzustände $\hbar\omega_S$ ist durch die Frequenz der Säkularbewegung ω_S bestimmt. Die Kopplung der Oszillatorzustände an die Energieniveaus des Zwei-Niveau-Systems des Atoms ist in Abbildung 4.6 dargestellt.

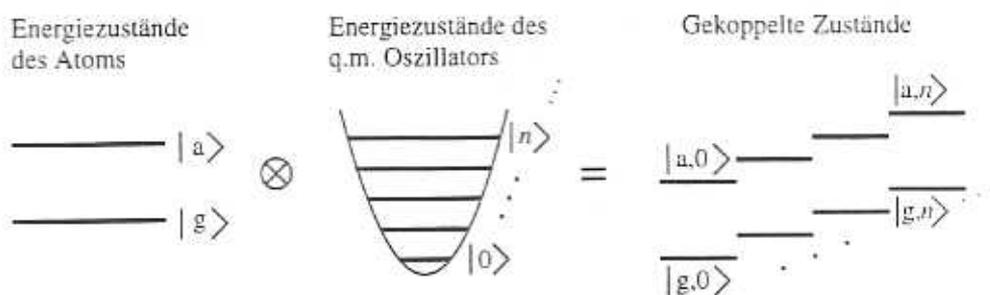


Abbildung 4.6: Kopplung der Energiezustände des Zwei-Niveau-Systems (Atom) mit den Oszillatorzuständen in einem harmonischen Fallenpotential.

Der Grundzustand und der angeregte Zustand ist jeweils in eine Vielzahl von Oszillatorzuständen aufgespalten. Kühlung erhält man durch optisches Pumpen in tieferliegende Oszillatorzustände bei dem Verstimmen der Laser-Frequenz auf das untere Seitenband bei der Frequenz ($\omega_L = \omega_0 - \omega_{S,z}$). Dies ist schematisch in Abbildung 4.7 dargestellt.

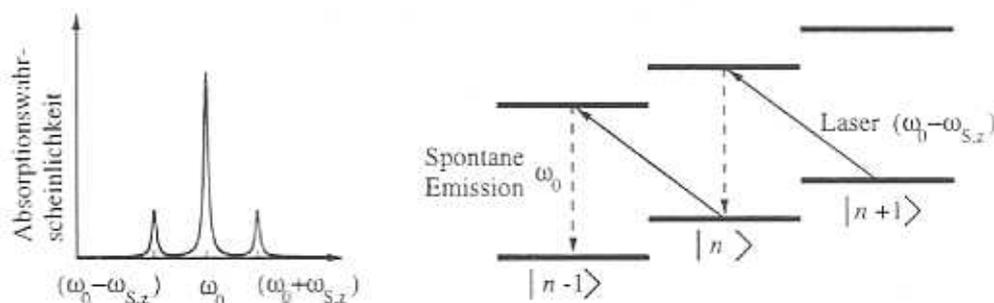


Abbildung 4.7: Kühlung durch Verstimmen der Laser-Frequenz auf das untere aufgelöste Seitenband ($\omega_L = \omega_0 - \omega_{S,z}$) mit anschließendem Spontanzfall.

Das Atom absorbiert Photonen der Energie $\hbar(\omega_0 - \omega_{S,z})$ und reemittiert Photonen der mittleren Energie $\hbar\omega_0$. Im Mittel reduziert damit jedes gestreute Photon die Bewegungsenergie um $\hbar\omega_{S,z}$. Dies ist aufgrund $\eta < 1$ und $\omega_{S,z}\eta^2 = \epsilon$ viel mehr als der Energieverlust durch den Photonenrückstoß $\hbar\epsilon = \hbar^2 k^2 / 2m$. Man spricht von **Seitenbandkühlung**, die auch als optisches Pumpen zwischen Oszillatorzuständen der Falle verstanden werden kann. Diese Methode eignet sich dazu, das Atom in den untersten Vibrationszustand des Fallenpotentials zu kühlen [Died 89], weil ein Atom in diesem Zustand nicht mehr angeregt werden kann.

- (b) Laser-Kühlung an gespeicherten Teilchen mit $\Gamma > \omega_S > \epsilon$ und $\eta < 1$

Die Seitenbandkühlung ist auf schmalen, vorzugsweise dipolverbotenen, Übergängen möglich, da die Fallenfrequenzen ω_S in den meisten Fällen etwa um 1MHz

betragen. Damit ω_S die natürliche Linienbreite von dipolerlaubten Übergängen $\Gamma \simeq 20\text{MHz}$ übertrifft, müßte das Verhältnis aus Antriebsspannung und Antriebsfrequenz erhöht werden. Dies hat seine Ursache darin, daß für einen q_i -Fallenparameter (siehe Kapitel 4.1) folgende Gleichung gilt:

$$q_i = \frac{2q_e U_{ac}}{m r_0^2 \Omega_F^2} \quad (4.23)$$

Für einen gewählten q_i -Wert im Stabilitätsbereich bei $U_{dc} = 0$ ($a_i = 0$) kann die Säkularfrequenz folglich nur durch Erhöhung der Antriebsspannung auf mehrere tausend Volt bei entsprechend höherer Frequenz vergrößert werden, was technisch aber schwer zu realisieren ist. Daher liegt der Fall der „**schwachen Speicherung**“ $\omega_S < \Gamma$ in den meisten Experimenten mit einzelnen Ionen vor, und die Bewegungsseitenbänder können nicht aufgelöst werden. Damit ist eine Abstimmung des Lasers auf nur eine Komponente ($\omega_L = \omega_0 \pm n\omega_{S,z}$) nicht möglich. Die Kühlung auf diesen Übergängen erfordert eine andere Betrachtung. Betrachten wir den Fall, daß die Laser-Frequenz etwas unterhalb der atomaren Resonanz abgestimmt ist. Im Bild der gekoppelten Zustände (vgl. Abbildung 4.6) treten dann gleichzeitig Prozesse mit und ohne Änderung der Schwingungsquantenzahl auf. Prozesse mit Änderung der Schwingungsquantenzahl Δn sind dabei mit $\eta^{(2|\Delta n|)}$ unterdrückt. Aus diesen Grund sind in der folgenden Abbildung 4.8 auf der linken Seite nur Übergänge der nullten und ersten Ordnung in η^2 zwischen den gekoppelten Zuständen dargestellt.

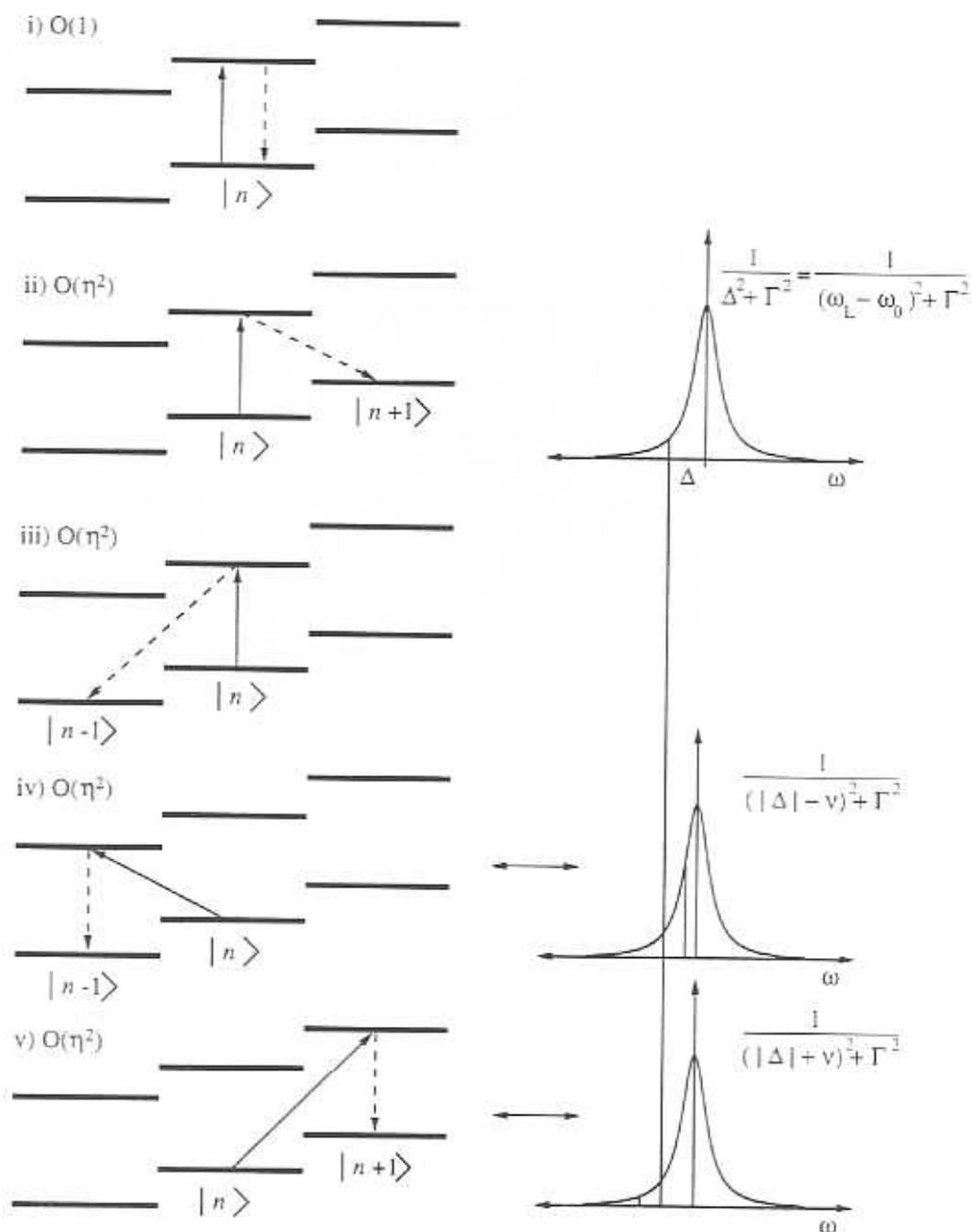


Abbildung 4.8: Linke Seite: Die Übergangsprozesse bei der optischen Kühlung in einem harmonischen Fallenpotential. Die Bewegungsseitenbänder können nicht aufgelöst werden und alle dargestellten Übergänge erfolgen gleichzeitig. Rechte Seite: Lorentz-Profil Γ des bei der Kühlung verwendeten Übergangs. Die Verstimmung Δ des zur Kühlung verwendeten Lasers ist durch den senkrechten Strich angegeben.

- i. Anregung und Zerfall zwischen Oszillatorzuständen mit gleicher Schwingungsquantenzahl ($\Delta n_{abs} = \Delta n_{em} = 0$)
- ii. Anregung zwischen Oszillatorzuständen mit gleicher Schwingungsquantenzahl und Zerfall in einen Oszillatorzustand mit höherer Schwingungsquantenzahl ($\Delta n_{abs} = 0, \Delta n_{em} = +1$)
- iii. Anregung zwischen Oszillatorzuständen mit gleicher Schwingungsquantenzahl und Zerfall in einen Oszillatorzustand mit kleinerer Schwingungsquantenzahl ($\Delta n_{abs} = 0, \Delta n_{em} = -1$)
- iv. Anregung in einen Oszillatorzustand mit kleinerer Schwingungsquantenzahl und Zerfall in einen Oszillatorzustand mit gleicher Schwingungsquantenzahl ($\Delta n_{abs} = -1, \Delta n_{em} = 0$)
- v. Anregung auf einen Oszillatorzustand mit höherer Schwingungsquantenzahl und Zerfall in einen Oszillatorzustand mit gleicher Schwingungsquantenzahl ($\Delta n_{abs} = +1, \Delta n_{em} = 0$)

Die auf der linken Seite der Abbildung dargestellten gekoppelten Zustände zeigen fünf Prozesse, die gleichzeitig auftreten, jedoch unterschiedlich wahrscheinlich sind. Der Prozeß i) ist der wahrscheinlichste, tritt damit am häufigsten auf ändert aber nichts an der Schwingungsquantenzahl. Die anderen dargestellten Prozesse sind in niedrigster Ordnung vom Lamb-Dicke-Parameter η^2 . Bei den Prozessen ii) und v) wird jeweils die Oszillatorquantenzahl um ein Quant erhöht, welches Heizen entspricht, bei iii) und iv) erniedrigt, welches Kühlen entspricht. Alle vier Prozesse müssen berücksichtigt werden.

Prozess ii) ist wahrscheinlicher als Prozess iii), da die Übergangsmatrixelemente $|n\rangle \rightarrow |n+1\rangle$ mit n anwachsen. Daraus folgt, daß beide Prozesse zusammengekommen heizen.

Prozess iv) kühlt, Prozess v) heizt. Da Prozess v) wieder wahrscheinlicher ist als iv), würde daraus zusammen ein Heizprozess. Zusätzlich geht aber noch das Linienprofil des Übergangs ein. Neben der Darstellung der Zustandskaskade ist deshalb auf der rechten Seite der Abbildung 4.8 jeweils das Lorentz-Profil des Übergangs gezeigt. Der senkrechte Strich gibt die Verstimmung des Lasers Δ von der Linienmitte an. Rechts und links von der Laser-Verstimmung sind jeweils die Seitenbänder des Lasers eingezeichnet. Die Wahrscheinlichkeit der beiden Prozesse iv) und v), hier anschaulich dargestellt durch die Höhe der Seitenbänder bis zum Lorentz-Profil, ist so proportional zur Höhe der Seitenbänder.

Als Ergebnis folgt, daß beide Argumente (Lorentz und Matrixelement) zusammengekommen entweder Heizen (für kleine n) oder Kühlen (für große n). Da Kühlung erreicht werden muß, um die Heizung durch ii) und v) zu kompensieren, wird sich ein Gleichgewicht mit $\langle n \rangle_{min} > 0$ einstellen [Sten 86].

Optimale Kühlung erhält man, wenn die Laser-Frequenz um den Betrag $\Gamma/\sqrt{2}$ verstimmt ist. Die minimal erreichbare kinetische Energie ist bestimmt durch die Spontanemission Γ und die Säkularfrequenz ω_S , ausgedrückt im minimalen Oszillatorzustand $\langle n \rangle_{min} = \Gamma/(2\omega_S)$.

In diesen Experimenten liegt der Fall der schwachen Speicherung vor. Damit ergibt sich $\langle n \rangle_{min}$ zu etwa 10. Die minimale Endtemperatur bei Kühlung auf dem dipolerlaubten Übergang $6^2S_{1/2} \rightleftharpoons 6^2P_{1/2}$ ($\Gamma_{nat} = 15.1\text{MHz}$) beträgt bei dem Ba^+ -Ion $\hbar\Gamma/2 = 0.5\text{mK}$.

Im Gegensatz zur Laser-Kühlung bei freien Atomen ist es bei einem gebundenen Ion in einer Falle möglich, in allen drei Raumrichtungen mit einem einzigen Laser-Strahl zu kühlen. Das Laser-Lichtfeld muß dabei unter einem schiefen Winkel zu allen drei Hauptachsen der Falle, der z -Richtung und den zwei orthogonalen Richtungen in der Ringebene, eingestrahlt werden. Zusätzlich müssen alle drei Frequenzen der Makrobewegungen verschieden sein. Sind zwei der drei Frequenzen gleich, wie dies bei einem ideal rotationssymmetrischen Potential der Fall ist, gibt es eine Richtung senkrecht zum Laser-Strahl, die nicht gekühlt wird. In der Praxis treten aber immer hinreichend große Feldfehler auf, daß in allen drei Raumrichtungen die Makrobewegung gedämpft werden kann.

Die Messung der Temperatur eines gespeicherten Ions kann auf verschiedene Arten geschehen. Die erste Temperaturmessung an einem gespeicherten Ion ist 1980 durch Neuhauser und Mitarbeiter an einem Ba^+ -Ion durchgeführt worden [Neuh 80]. Sie beobachteten die räumliche Oszillationsamplitude des Ions mit einem Makroskop und bestimmten die Temperatur auf $T_{min} < 10\text{mK}$ (theoretisch 0.5mK). In einer Messung an einem gespeicherten Mg^+ -Ion haben Nagourney und Mitarbeiter Temperaturbestimmungen durch die Doppler-Verbreiterung eines Übergangs durchgeführt [Nago 86]. Die beste Möglichkeit, die Temperatur eines Ions zu messen, besteht in der Bestimmung der Amplitude der Bewegungsseitenbänder der Säkularbewegung. Die Auflösung der Bewegungsseitenbänder erfordert aber einen schmalen Übergang. Dieses ist am Quadrupolübergang $S_{1/2} \rightleftharpoons D_{5/2}$ des Ba^+ -Ions erst kürzlich ausführlich untersucht worden [Appa 97], findet sich aber schon bei Dietrich [Died 89].

Kapitel 5

Aufbau des Experimentes

Zur Untersuchung der Resonanzfluoreszenz einzelner Ba^+ -Ionen mit Homodyn-Korrelationsmessungen ist ein Meßplatz mit einer Paul-Falle aufgebaut worden. Er ist speziell gemäß den Anforderungen an das Meßschema der in Kapitel 3.2 vorgestellten Homodyn-Korrelationsmessungen entwickelt worden. Bei der Entwicklung lag ein Schwerpunkt auf der Möglichkeit der Einstrahlung von Laser-Lichtfeldern aus drei Raumrichtungen durch die Falle, um die Lokalisierung eines einzelnen Ions im Lamb-Dicke-Bereich durch optische Kühlung zu gewährleisten. Das erforderte speziell angepaßte optische Einstrahlkanäle, die mit den zur Aufnahme der Fluoreszenz benötigten Kanälen für die zukünftigen Messungen entwickelt und angefertigt worden sind. Ein weiterer Schwerpunkt lag auf der Minimierung des Streulichtuntergrundes, welcher durch den Einsatz von Blenden erreicht werden konnte, um so das für die Messungen erforderliche Signal-Rausch-Verhältnis zu gewährleisten.

Parallel zum Aufbau der Meßapparatur wurden die notwendigen Laser-Lichtquellen zur Anregung der einzelnen Ba^+ -Ionen in Zusammenarbeit mit Diplomanden auf Laser-Diodenbasis mitentwickelt [Balz 94, Raab 96, Pört 96, Lang 98]. Die Emissionswellenlängen dieser Laser-Lichtquellen liegen bei 493nm und 650nm. Zur reproduzierbaren Einstellung der Emissionsfrequenz der Laser ist ein Wellenlängenmeßgerät mitangefertigt worden, mit dem die Wellenlängen der Laser-Lichtfelder mit der bekannten Wellenlänge eines Referenz-Lasers verglichen werden. Zur Entspiegelung der verwendeten Laser-Dioden wurde zusätzlich noch eine Beschichtungsanlage mit aufgebaut. Laser-Dioden mit entspiegelter Frontfacette haben in den in diesem Experiment verwendeten externen Resonatoren einen größeren Verstimmungsbereich und eine kleinere Linienbreite als nicht entspiegelte.

Die routinemäßige Anpassung der aufgenommenen Daten hochaufgelöster Anregungsspektren an die stationäre Lösung der Bloch-Gleichungen zur Ermittlung der experimentellen Parameter stellt hohe Anforderungen an die Lichtquellen, mit denen die Resonanzen angeregt werden. Diese Spektroskopie setzt Laser-Lichtfelder voraus, die (außer deren Verfügbarkeit) weder in der Frequenz noch in der Intensität von ihren mittleren Größen abweichen sollten. Deshalb sind Frequenzregelungen zu den einzelnen Laser-Lichtquellen aufgebaut worden.

Die Abbildung 5.1 zeigt schematisch die verschiedenen Einheiten des Meßplatzes.

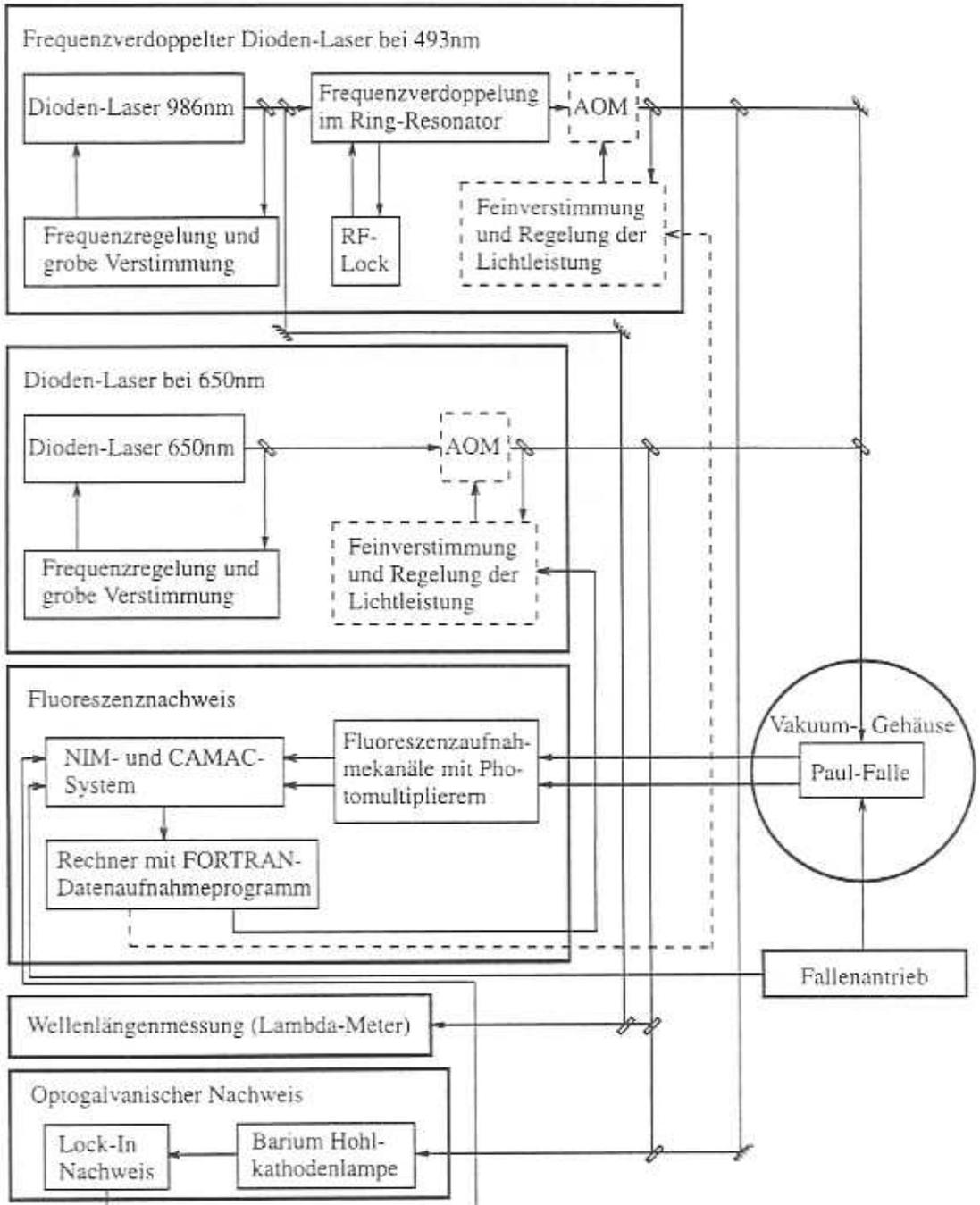


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der verschiedenen Einheiten der Apparatur. Die gestrichelten Teile befinden sich zur Zeit noch im Aufbau.

Die dargestellten Komponenten werden in den folgenden Abschnitten genauer beschrieben. Die ersten Abschnitte dieses Kapitels behandeln zunächst die Realisierung der Laser-Lichtquellen. Zur deren Charakterisierung sind jeweils die Allan-Varianzen an den Regelkreisen (vgl. Anhang A) aufgenommen worden. Des weiteren wird der optische Aufbau zur Einkoppelung der Laser-Lichtstrahlen in die Paul-Falle dargestellt. Der letzte Teil des Kapitels beschreibt das Vakuum-Gehäuse mit der Paul-Falle, den Fallenantrieb sowie das Nachweissystem mit den verwendeten und vorbereiteten Meßaufbauten. In den Anhängen ist das Wellenlängenmeßgerät (Anhang B), der optogalvanische Nachweis (Anhang C) und die Entspiegelungsanlage mit der Durchführung einer Bedampfung (Anhang D) erklärt.

5.1 Laser und optischer Aufbau

5.1.1 Dioden-Laser mit Frequenzverdoppelung bei 493nm

Durchstimmbare und nur auf einer longitudinalen Resonatormode oszillierende Laser-Dioden im grünen Spektralbereich stehen gerade erst im frühen Entwicklungsstadium und sind kommerziell nicht verfügbar. Daher wird das erforderliche grüne Laser-Lichtfeld bei 493nm durch Frequenzverdoppelung einer infraroten Laser-Diode bei 986nm in einem optisch nichtlinearen Medium erzeugt.

5.1.1.1 Dioden-Laser bei 986nm

Laser-Dioden besitzen Linienbreiten von bis zu 200MHz. Für die hochauflösende Spektroskopie können aber nur Laser-Lichtquellen mit einer Linienbreite von unter 100kHz verwendet werden. Deshalb ist es notwendig, die Linienbreiten von Laser-Dioden durch Regelungen auf diesen schmalbandigen Bereich zu reduzieren. Da die Linienbreite nur dann wirkungsvoll reduziert werden kann, wenn die Regelbandbreite etwa zehn mal größer ist als die erwünschte Linienbreite, erfordert dies für die hier verwendeten Laser-Dioden mit einer freilaufenden Linienbreite von etwa 50MHz einige hundert MHz Regelbandbreite. Dies ist auf rein elektronischem Weg schwer zu realisieren, aber durch die Kombination mit einer optischen Regelung zu erreichen. Der bestehende Fabry-Perot-Resonator des Halbleiterkristalls wird hierbei mit Hilfe eines externen Gitters und einem Resonatorspiegel erweitert. Bei kurzen Distanzen zwischen Diode und Rückkoppel-elementen können damit Regelbandbreiten bis zu mehreren GHz erreicht werden, und die Linienbreite reduziert sich um einen Faktor 100 bis 10000. Zusätzlich werden elektronische Regelstufen zur Kompensation akustischer Störungen eingesetzt. Der externe Resonator läßt hierbei auch noch größere Freiheiten bei der Wellenlängenauswahl zu.

Im folgenden soll der Aufbau der Laser-Diode mit Rückkopplung durch ein externes Gitter nach Littman [Litt 78] beschrieben werden, wie er in Abbildung 5.2 dargestellt ist.

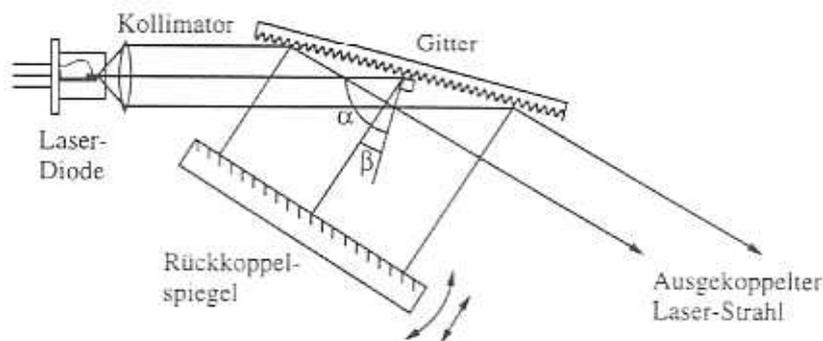


Abbildung 5.2: Der Littman-Aufbau mit Laser-Diode, Kollimator, Gitter und Rückkoppelspiegel.

Das aus der Laser-Diode austretende divergente Lichtbündel wird durch eine Linse kollimiert. Das Licht trifft dann unter streifenden Einfall auf das Gitter. Durch den streifenden Einfall des Lichts wird nahezu die gesamte Gitterfläche ausgeleuchtet. Die erste Beugungsordnung des Gitters wird von dem Rückkoppelspiegel in sich selbst zurückreflektiert, die nullte Beugungsordnung wird ausgekoppelt. Die Wellenlänge des zurückgekoppelten Lichts wird durch die Gittergleichung

$$\lambda = d(\sin \alpha + \sin \beta) \quad (5.1)$$

bestimmt. Dabei bezeichnet d die Gitterkonstante, α den Einfallswinkel und β den Beugungswinkel der ersten Ordnung. Die Wellenlänge Selektion wird grob durch Verändern des Beugungswinkels β oder fein durch Ändern der Resonatorlänge (verschieben des Rückkoppelspiegels) erreicht. Die Streuung des Lichtes in die erste Beugungsordnung hängt stark vom Beugungswinkel ab. Ist der Einfallswinkel sehr flach, wird viel Licht in die nullte Beugungsordnung abgegeben, während bei größeren Winkeln der Anteil in die erste Beugungsordnung steigt.

Die technische Realisierung dieses Aufbaus für die Laser-Diode bei 986nm [4] ist in Abbildung 5.3 dargestellt ist.

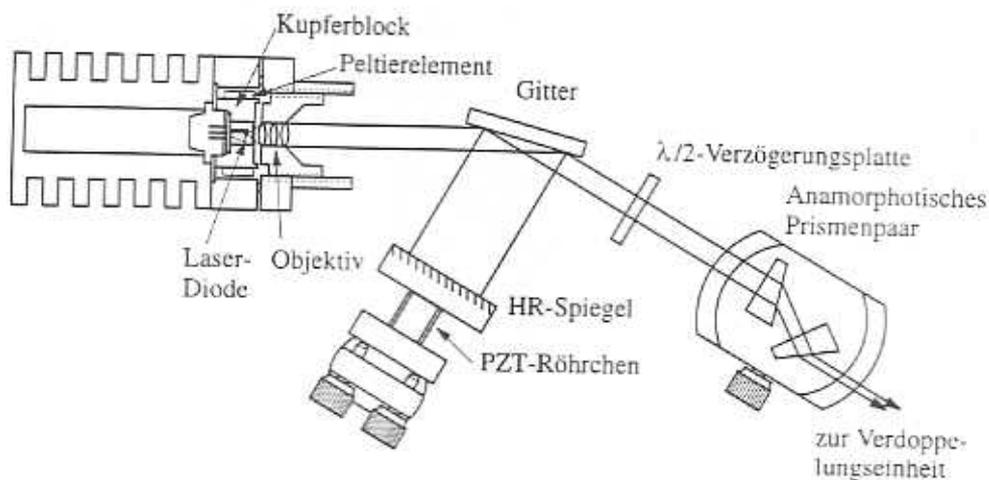


Abbildung 5.3: Der Littman-Aufbau mit Laser-Diodenhalter, Laser-Diode, Objektiv, Gitter, Rückkoppelspiegel mit Präzisionshalter, $\lambda/2$ -Quarz-Verzögerungsplatte und anamorphotischen Prismen mit Verstelleinheit.

Die Laser-Diode ist zusammen mit einem Temperaturfühler [111] in einem Kupferblock eingebaut. Dessen Temperatur wird von drei Peltierelementen, die um diesen Block herum in einem Kühlrippengehäuse [12] eingebaut sind, und einer Temperaturregelung [112] stabilisiert. Mit einem Triplett-Objektiv [13], dessen numerische Apertur 0.5 und Brennweite gleich 5mm ist, wird der stark divergente Laser-Lichtstrahl kollimiert. Der Kupferblock mit der Laser-Diode kann mit drei im Kühlrippengehäuse eingebauten Schrauben in der

Ebene senkrecht zur Laser-Lichtausbreitungsrichtung justiert werden, während der Abstand des Objektivs zur Lichtaustrittsfacette der Diode durch ein Feingewinde eingestellt werden kann. Das Objektiv wird so einjustiert, daß der Laser-Strahl auf dessen optischer Achse liegt und nach dem Durchgang parallel ist. Die Lage des Fokus kann dann mit Rückkopplung durch das Gitter anhand der Schwellstromhöhe weiter optimiert werden.

Das Gitter [15] ist so im Strahl plaziert, daß etwa 85% der einfallenden Leistung in der nullten Beugungsordnung ausgekoppelt werden und etwa 5% über den Spiegel in die Laser-Diode zurückinjiziert werden. Die restlichen Anteile sind Streuverluste. Bei dieser Art des Aufbaus werden nahezu alle der 42000 Gitterlinien beleuchtet. Der Rückkoppelspiegel [20] ist auf einem Blei-Zirkon-Titanat-Keramikkörperchen (Piezo-Keramik oder Piezo-Translator (PZT)) [104] mit Epoxid-Klebstoff [129] befestigt, mit dem sich seine Position um $2\mu\text{m}$ verschieben läßt. Daraus ergibt sich eine Änderung der Emissionsfrequenz von bis zu 2GHz. Die Piezo-Keramik ist auf einem hochpräzisen Spiegelhalter [96] festgeklebt, mit dem sich die Laser-Wellenlänge um über 15nm verstimmen läßt.

Die Laser-Diode ist so eingebaut, daß die Polarisation des austretenden Laser-Lichtstrahls senkrecht zur Oberfläche des optischen Tisches [1] ist. Mit Hilfe einer sich in einem Polarisationsoptikhalter [100] befindlichen einstellbaren und entspiegelten [24] $\lambda/2$ -Quarz-Verzögerungsplatte [38] wird die Polarisation des aus der nullten Beugungsordnung austretenden Laser-Strahls um 90° gedreht. Damit tritt der Strahl bei Durchgang durch ein anamorphotisches Prismenpaar [39] auf einer speziellen Verstelleinheit [97] an zwei Flächen der Prismen in Brewster-Winkel ein und es entstehen keine Verluste. Die Prismen-Flächen, auf die der Laser-Strahl senkrecht auftrifft, sind breitbandig entspiegelt. Durch die Prismenanordnung wird der Laser-Strahl in horizontaler Richtung verkleinert.

Der beschriebene Aufbau ist auf einer massiven Aluminium-Grundplatte festgeklebt und zur akustischen und thermischen Isolation in einem Aluminiumdruckguß-Gehäuse [126] auf einer Gummimatte eingebaut. Der Laser-Lichtstrahl tritt durch ein entspiegeltes [22] Glasfenster nach außen.

Prinzip der Frequenzstabilisierung der Laser-Diode bei 986nm

Die Frequenz des optisch stabilisierten Laser-Lichtes, mit einer Linienbreite von etwa 30kHz, wird mit der Eigenfrequenz eines Referenzresonators verglichen. Mit dem Pound-Drever-Hall-Verfahren [Drev 83], auch Radio-Frequenz-Regelung genannt, wird die Abweichung der Laser-Frequenz von der Eigenfrequenz des Referenzresonators in ein elektronisches Fehlersignal umgewandelt. Diese Technik wurde zuerst von Pound [Poun 46] für die Stabilisierung von Mikrowellenoszillatoren entwickelt und Anfang der 80'er-Jahre von Drever, Hall und Mitarbeitern auf optische Frequenzen übertragen. Das Fehlersignal wird in einem Regelverstärker zu einem Stellsignal aufgearbeitet. Das Stellsignal wird als Spannung auf das Piezo-Keramikröhrchen und über einen Optokoppler auf den Strom der Laser-Diode gegeben, um einer Abweichung entgegenzuwirken. Damit wird die Stabilität der Laser-Frequenz erhöht. In Abbildung 5.4 ist schematisch der Aufbau des Pound-Drever-Hall-Verfahrens dargestellt.

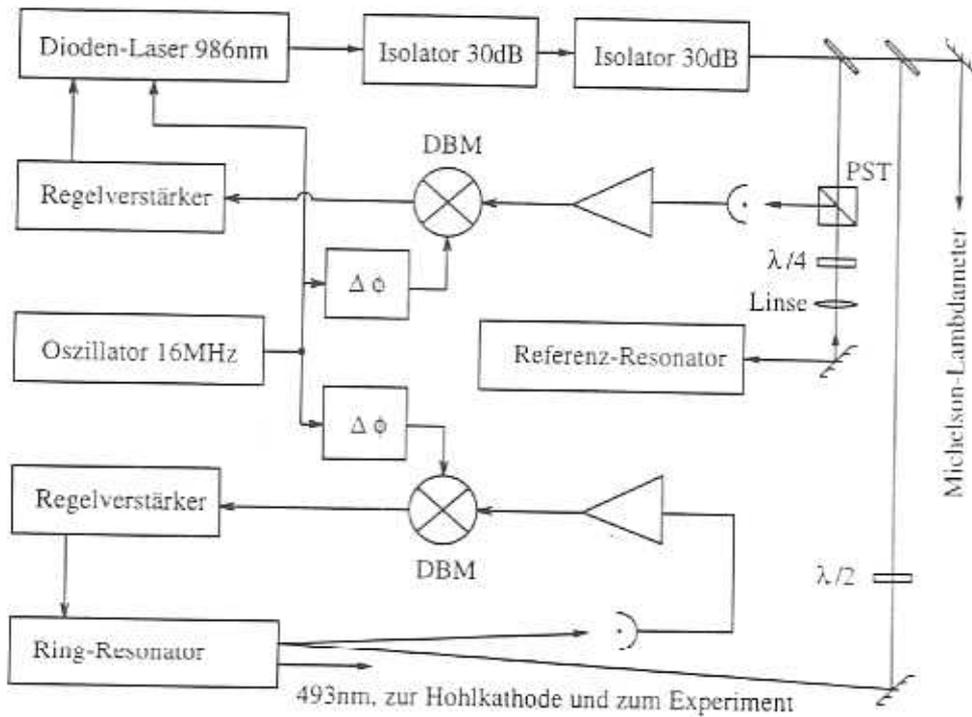


Abbildung 5.4: Das Frequenzstabilisierungsschema der Laser-Diode bei 986nm nach Pound-Drever-Hall.

Der Strom der Laser-Diode wird mit einem Oszillator [108] bei einer Frequenz Ω von 16MHz schwach moduliert. Die Emissionsbandbreite des Lasers ist sehr viel kleiner als die Modulationsfrequenz, weshalb die Modulation zu Seitenbändern bei $\omega_L \pm \Omega$ führt. Ein Bruchteil des Laser-Lichtes wird nach Durchgang durch zwei Isolatoren [26] durch ein entspiegeltes Glassubstrat [23] ausgekoppelt und durch einen Polarisationsstrahlteiler [35] und eine $\lambda/4$ -Quarz-Verzögerungsplatte mit Hilfe einer Linse [32] in den Referenzresonator eingekop-

pelt. Bei dem Nachweis des modulierten Lichtes in Reflektion auf der Photodiode entstehen durch Interferenzen zwischen den Amplituden der Trägerfrequenz und den Seitenbändern neben einem Gleichstrom auch jeweils Wechselströme bei der Frequenz Ω , die sich aufgrund ihres entgegengesetzten Vorzeichens und gleichen Betrages genau aufheben. Wenn jedoch eine der beiden Amplituden der Seitenbänder abgeschwächt wird oder deren Phase verschoben wird, erhält man ein Signal bei der Modulationsfrequenz. Ein phasenempfindlicher Nachweis führt je nach Phasenlage zwischen dem Signal und der Modulationsfrequenz zu einem absorptiven oder einem dispersiven Signal. Die phasenempfindliche Demodulation an einem Ring-Dioden-Mischer (DBM) [109] liefert eine Spannung, die proportional zur Frequenzabweichung des Laser-Lichtfeldes gegenüber der Eigenfrequenz des Resonators ist, das sogenannte „Fehlersignal“. Bis hin zur Modulationsfrequenz wechselt das Dispersionssignal das Vorzeichen nicht, so daß der Fangbereich der Frequenzregelung etwa 2ω beträgt. Er ist unabhängig von der Steilheit des Fehlersignals.

Bei der Modulationsfrequenz von 16MHz spielt technisches Rauschen der Bauteile keine Rolle mehr. Aus diesem Grund kann die Schrot-Rauschgrenze prinzipiell erreicht werden. Ein weiterer Vorteil dieses Phasenmodulationsverfahrens ist, daß bei dem Nachweis des am Referenzresonator reflektierten Lichtfeldes der Einfluß der Speicherzeit des Resonators auf die Signallaufzeit umgangen wird. Aus diesem Grund ist eine Frequenzstabilisierung hoher Bandbreite realisierbar. Der Verstimmungsbereich des Lasers liegt bei etwa 4GHz, wenn der Laser-Diodenbetriebsstrom mitverändert wird.

Referenzresonator bei 986nm

Der Referenzresonator, auf den der Laser stabilisiert ist, besteht im wesentlichen aus zwei dielektrisch beschichteten [20] Spiegelsubstraten [19] und einem Abstandshalter [42]. In Abbildung 5.5 ist der Referenzresonator schematisch dargestellt.

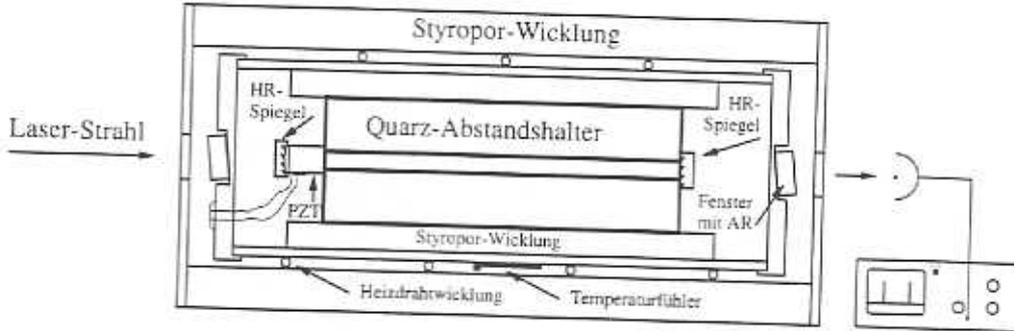


Abbildung 5.5: Der schematische Aufbau des Referenzresonators bei 986nm.

Der Laser-Strahl wird über den sphärischen Spiegel eingekoppelt. Der Resonator besteht aus diesem sphärischen Spiegel mit einem Krümmungsradius von $r = -200\text{mm}$ und einem planparallelen Spiegel. Die Reflektivität des sphärischen Spiegels beträgt 99.5% bei 986nm und die des Planspiegels 99.8%, woraus sich eine Finesse $\mathcal{F} = \frac{r\sqrt{R}}{1-R} \approx 896$ ergibt. Damit nur die transversale Grundmode anschwingt, muß der einzukoppelnde Laser-Lichtstrahl an die Resonator-Mode angepaßt werden. Aus der Geometrie der Spiegel folgt, daß für die optimale Einkoppelung die Strahltaile mit einem Radius von $r = 350\mu\text{m}$ auf dem ebenen Spiegel liegen muß. Beide Spiegel sind auf einem Abstandshalter aus Quarz mit einer Länge von 100mm geklebt, wobei sich zwischen dem Einkoppelspiegel und dem Quarzrohr ein Piezo-Keramikkörper (PZT) [105] befindet. Der Gesamtabstand der beiden Spiegel beträgt damit 112mm. Der freie Spektralbereich (FSR) dieses Resonators ergibt sich damit zu 1.3GHz. Die Linienbreite der Resonanzen beträgt 1.3MHz bei einer gemessenen Finesse \mathcal{F} von etwa 1000. Das Piezo-Keramikkörper erlaubt bei Anlegen einer elektrischen Spannung eine Änderung der Resonatorlänge und damit verbundenen Änderung der Resonatoreigenfrequenz um etwa 4GHz.

Die Referenzresonatorlänge und damit die optischen Weglänge ändert sich durch Temperatur- und Luftdruckschwankungen. Der Referenzresonator befindet sich aus diesem Grund in einem temperaturstabilisierten und druckdichten Aluminium-Gehäuse [56], das wiederum von der Umgebung thermisch isoliert ist. Zum Einkoppeln des Lichtes in den Resonator sind auf den Gehäusedeckeln je ein entspiegeltes [22] Fenster unter einem kleinen Winkel zur Resonatorachse angeklebt. Die gemessene Drift des Referenzresonators liegt bei einigen MHz pro Stunde.

Ergebnisse der Stabilisierung bei 986nm

Zur Analyse des Regelsystems ist die Spannung des Fehlersignals herangezogen worden. Spannungsänderungen sind proportional zur Frequenzabweichung des Laser-Lichtfeldes von der Eigenfrequenz des Referenzresonators, solange Rauschquellen im Regelkreis vernachlässigt werden können und Frequenzabweichungen im linearen Bereich des Frequenzdiskriminators sind.

Bei der Messung wurden mit einem Speicheroszilloskop [118] vier Datensätze aufgenommen. Die Kurzzeitmessung ergab einen Datensatz bestehend aus $N = 50000$ Meßpunkten mit einer Meßzeit von $\tau = 40\text{ns}$, woraus sich eine Meßdauer von 20ms ergibt. Die weiteren Messungen bestanden aus der gleichen Anzahl von Meßpunkten, jedoch mit Meßzeiten von $\tau = 4\mu\text{s}$, $\tau = 400\mu\text{s}$ und $\tau = 4\text{ms}$. Die Meßdauern ergaben sich damit zu 0.2s , 20s und 200s . Aus jedem dieser vier Datensätze mit unterschiedlichen Meßzeiten wurde anschließend die Allan-Varianz (vgl. Anhang A) berechnet. Die sich ergebenden Graphen wurden aneinandergesetzt und decken durch diese Vorgehensweise einen großen Zeitbereich ab. In Abbildung 5.6 ist die Allan-Standardabweichung des Fehlersignals für den infraroten Laser bezüglich des Referenzresonators bei 986nm dargestellt.

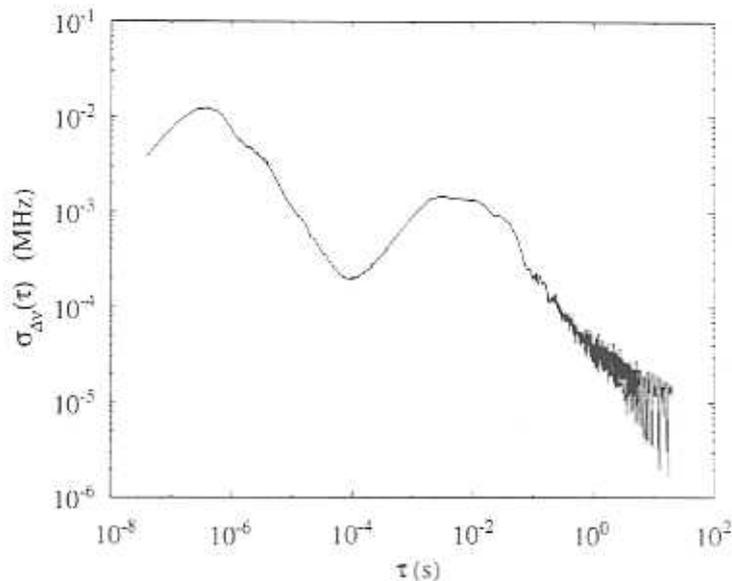


Abbildung 5.6: Verlauf der Allan-Standardabweichung bezüglich des Referenzresonators als Funktion der Integrationszeit für den Dioden-Laser bei 986nm .

Bei zeitabhängigen Fluktuationen von 500ns beginnt die elektronische Regelung einzusetzen. Ab diesem Zeitbereich verläuft der Graph bis zu der Zeit $100\mu\text{s}$ monoton fallend. Der Anstieg des Graphen bis zu dem lokalen Maximum bei einer Zeit von 5ms deutet auf eine zu geringe Verstärkung des Regelverstärkers im Frequenzbereich zwischen 200Hz und 10kHz hin. Danach fällt der Graph wieder monoton. Das im Zeitbereich über 100ms auftretende

verstärkte Rauschen liegt an der Mittelung über weniger Datenpunkte und ist damit durch das Meßverfahren bedingt. Lineare Driften des Referenzresonators sind erwartungsgemäß nicht zu beobachten, da die Allan-Varianz relativ zu dem Resonator aufgenommen worden ist. Die bisher erreichte Laser-Linienbreite liegt bei 30kHz.

5.1.1.2 Frequenzverdoppelung im Ring-Resonator

Die Verdoppelung der Laser-Frequenz von 986nm erfolgt zur Leistungsüberhöhung in einem Ringresonator, in dessen Fokus sich ein Kaliumniobat-Kristall (KNbO_3) [17,16] befindet.

Kaliumniobat zeichnet sich durch eine hohe nichtlineare Suszeptibilität aus. In doppelbrechenden Kristallen mit hoher nichtlinearer Suszeptibilität können harmonische Oberwellen des eingestrahlten Lichtfeld erzeugt werden. Durch Anpassen der Phasengeschwindigkeit von Grund- und Oberwelle wird eine effektive Frequenzkonversion erreicht. Die Phasenanpassung kann optimiert werden, indem abhängig vom verwendeten Kristall die Brechungsindizes n_1 und n_2 über den Winkel zwischen optischer Achse und Strahlrichtung (Winkelanpassung) oder über die Kristalltemperatur (Temperaturanpassung) angeglichen werden. Der in diesem Experiment verwendete Kristall wird bei nichtkritischer 90° -Phasenanpassung durch Temperaturanpassung betrieben.

Aufbau des Resonators zur Leistungsüberhöhung

In Abbildung 5.7 ist schematisch der Aufbau des Ringresonators zur Leistungsüberhöhung dargestellt.

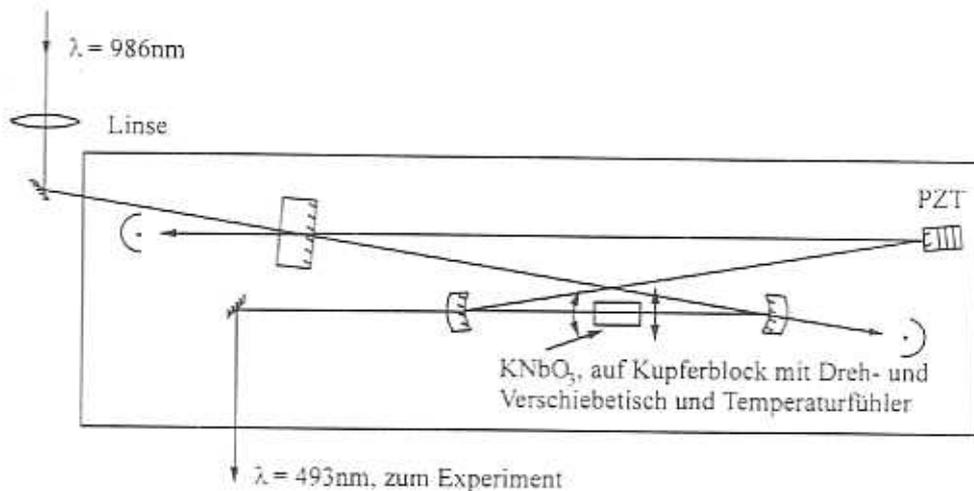


Abbildung 5.7: Der Aufbau des Ringresonators zur Leistungsüberhöhung.

Zwei Planspiegel [20] und zwei konkav/konvexe Spiegel mit Krümmungsradien von $r_1 = -38\text{mm}$ und $r_2 = 38\text{mm}$ [20] bilden einen Ringresonator mit 460mm Umfang. Zwischen den sphärischen Spiegeln befindet sich in der Strahlmitte der Kaliumniobat-Kristall. Der Kristall liegt auf einem Kupferblock auf, der auf einem Translations- [98] und Rotations-tisch [99] befestigt ist. Im Kupferblock ist ein in Wärmeleitpaste eingebetteter Widerstand als Temperaturfühler eingeklebt. Der gesamte Resonator ist mit seinen Spiegelhaltern [96] auf einer massiven Aluminium-Grundplatte aufgebaut und festgeklebt. Zur akustischen und

thermischen Isolation ist er mit einem Polycarbonat-Gehäuse verschlossen.

Der Kristall muß zur Temperaturanpassung auf 35°C geheizt werden. Da die gemessene Temperaturbandbreite der Phasen Anpassung nur 1.1°K ist, ist eine Stabilisierung der Kristalltemperatur erforderlich. Dazu wurde eine Temperaturregelung aufgebaut, mit der eine Stabilität von 20mK , gemessen bezüglich der internen Referenz der Temperaturregelung, für die Zeitdauer von einigen Stunden erreicht wird.

Durch Einkoppeln von resonantem Laser-Licht wird eine Eigenfrequenz des Resonators angeregt. Es bildet sich eine Wanderwelle aus. Im Resonator wird die Leistungsdichte des eingekoppelten Laser-Lichtes (Grundwelle) überhöht. Der Grad der Überhöhung ist abhängig von der Resonatorgüte (Finesse \mathcal{F}). Sie beträgt für diesen Resonator 350 und es wird damit eine Überhöhung der Grundwelle (\mathcal{F}/π) um einen Faktor 110 erreicht. Der Resonator hat einem freien Spektralbereich (FSR) von $c/l = 650\text{MHz}$ bei einer Linienbreite von 1.9MHz .

Durch Einsetzen des Kristalls verringert sich die Leistungsüberhöhung im Resonator, da aus der Grundwelle Licht bei der doppelten Frequenz erzeugt wird. Die Leistungsüberhöhung der Grundwelle mit Kristall im verwendeten Resonator beträgt dann 70. Die Oberwelle bei 493nm wird an einem der sphärischen Spiegel ausgekoppelt und zum Experiment gelenkt.

Weitere verwendete Laser-Pumpquellen zur Frequenzverdoppelung

Als weitere Laser-Pumpquellen für die Frequenzverdoppelung standen ein MOPA-Laser-System [2,115,116], ein durch einen Argon-Laser [9] gepumpter Titan-Saphir-Laser (Ti:Sa) [10] und eine nicht gitterstabilisierte IR-Laser-Diode [3] zur Verfügung. Nachstehend sind die Probleme mit den aufgelisteten Pump-Lasern erläutert.

MOPA-Laser-System

In Zusammenarbeit mit einem Diplomanden [Pört 96] wurde die Funktionstüchtigkeit eines MOPA-Laser-Systems bei 986nm zur Frequenzverdoppelung und Spektroskopie an Ba^+ -Ionen untersucht. Hier sind die wichtigsten Ergebnisse zusammengefasst dargestellt.

Neben einem Parameterbereich, in dem mit dem MOPA-Laser-System stabiler Einmodenbetrieb möglich ist, gibt es Parameterbereiche, in denen der MOPA auf mehreren Moden oszilliert. Die Wellenlänge des infraroten Lichtes läßt sich durch Wahl der Temperatur $T \simeq 41.2^\circ\text{C}$ bei einem Oszillatorstrom $I_{Osz} \simeq 190\text{mA}$ und einem Verstärkerstrom $I_{Ver} \simeq 2400\text{mA}$ auf $\lambda = 986.8\text{nm}$ einstellen. Durch Ändern des Oszillationsstroms im Bereich weniger mA kann die infrarote Laser-Frequenz von einer stabilen Mode zur nächsten durchgestimmt werden, die einen Abstand von ca. 400MHz besitzen. Die Moden weisen dabei eine Breite von 100MHz bis 300MHz auf.

Für einen stabilen Einmodenbetrieb des Lasers wurde die Stabilisierung der Laser-Frequenz durch optische und elektronische Rückkoppelung untersucht. Bei der optischen Rückkoppelung reichen bereits Leistungen von weniger als einem nW, um ihre Auswirkungen im Frequenzspektrum beobachten zu können. Diese optische Rückkoppelung führt zu einem instabilen und unkontrollierbaren spektralen Verhalten des MOPA-Lasers. Daher wurde versucht, durch optische Isolatoren [26,27] die Rückkoppelung zu minimieren und eine elektronische Stabilisierung zu verwenden. Durch die elektronische Rückkoppelung auf den Diodenstrom I_{Osz} kombiniert mit der verbliebenden optischen Rückkoppelung von der Eintrittsfläche des optischen Isolators erreicht man eine Reduktion der gesamten Emissionsbandbreite von 7MHz bis 10MHz auf 2MHz, die durch Schwebungsmessungen mit einem Titan-Saphir-Laser auf einer Photodiode mit nachgeschaltetem Spektrum-Analysator [121] bestimmt wurde. Bezogen auf die Eigenfrequenz eines Referenzresonators wurde eine Reduktion der Linienbreite auf 200kHz mit Hilfe der Allan-Paarvarianz beobachtet.

Das frequenzverdoppelte Licht des MOPA ließ sich, aufgrund der Modensprünge durch die optische Rückkoppelung und des Auftretens von Multimodenzuständen der MOPA-Laser-Diode, nicht mehr als 400MHz kontinuierlich durchstimmen. Damit ist der MOPA-Laser ohne weitere intensive Entwicklungsarbeit für die Spektroskopie, wie sie in dieser Arbeit beschrieben wird, nicht geeignet.

Ti:Sa Laser-System

In einem Nebenraum wurden parallel zum Aufbau dieses Experimentes drei Experimente an einzelnen Ca^+ -Ionen aufgebaut. Zur Anregung der Resonanzfluoreszenz von Ca^+ -Ionen werden dort in einem dem Ba^+ -Ion ähnlichen Λ -förmigen Termschema Laser-Lichtfelder bei den Wellenlängen 397nm und 866nm benötigt. Beide Laser-Lichtfelder werden durch in der Pumpleistung sich unterscheidende Ti:Sa-Laser erzeugt. Insbesondere wird dabei das Laser-Lichtfeld bei 397nm durch Frequenzverdoppelung mit dem stärker gepumpten Ti:Sa-Laser erzeugt, während das Lichtfeld bei 866nm direkt mit dem schwächer gepumpten Ti:Sa-Laser erzeugt werden kann. Letzterer Ti:Sa-Laser deckt mit unterschiedlichen Spiegelsätzen laut Datenbuch einen Frequenzbereich von etwa 690nm bis 1030nm ab. Mit dem Spiegelsatz für Wellenlängen bis zu 1030nm konnte dieser Laser auf der Wellenlänge von 986nm mit einer Ausgangsleistung von bis zu 220mW zur Oszillation gebracht werden. Dadurch war es für einen Zeitraum von zwei Monaten möglich, den oben beschriebenen Resonator zur Frequenzverdoppelung zu pumpen. Das erzeugte Laser-Licht bei 493nm konnte durch Spiegel in das Barium-Labor gelenkt und in das Fallenzentrum fokussiert werden. Es konnten Spektren an Ba^+ -Wolken aufgenommen werden. Längerfristig konnte der Ti:Sa-Laser nicht eingesetzt werden, da er für die in der Zwischenzeit voranschreitenden Ca^+ -Experimente benötigt wurde.

Optisch stabilisiertes IR-Laser-System

Nachdem sich trotz intensiver Entwicklungsarbeit kein Erfolg mit dem MOPA-Laser-System einstellte und der Ti:Sa-Laser nicht mehr zur Verfügung stand, wurde dann im Rahmen dieser Arbeit versucht, eine neue, preiswerte und kommerziell verfügbare 200mW IR-Laser-Diode optisch auf den externen Resonator zur Frequenzstabilisierung zu stabilisieren. Der Resonator dient dabei in solch einem Aufbau als frequenzselektiver Reflektor [Dahm 87].

Die Ergebnisse, die mit diesem Aufbau erreicht wurden, werden an dieser Stelle kurz zusammengefaßt. Die Einstellung der Emissionswellenlänge des Laser-Diodensystems auf die Übergangswellenlänge des Ba^+ -Ions kann nur durch Temperaturänderung der Laser-Diode erfolgen. Ist die Temperatur erreicht und der Laser optisch auf den Resonator stabilisiert, kann eine Frequenzverstimmung des verdoppelten Lichtes durch Änderung der Resonatorlänge des Verdoppelungsresonators vorgenommen werden. Leider wurde bei der Verstimmung meist die Koppelung der Laser-Diode an den Resonator durch zusätzliche, noch nicht entspiegelte Oberflächen im Strahlengang gestört. Damit stellte sich das System ohne weitere Entwicklungsarbeit als nur schwer handhabbar heraus. Trotzdem konnte mit dieser Konfiguration eine Ba^+ -Ionenwolke zur Fluoreszenz angeregt werden.

Während des Aufbaus der eben beschriebenen IR-Diode erfolgte der Kauf einer selektierten IR-Laser-Diode der Firma SDL mit 150mW und es begann der Aufbau eines gitterstabilisierten Laser-Diodensystems nach Littman, wie er zu Beginn dieses Kapitels beschrieben wurde.

Frequenzstabilisierung des Resonators zur Leistungsüberhöhung

Die Resonatoreigenfrequenz des Resonators zur Leistungsüberhöhung unterliegt trotz Aufbau auf einer massiven Aluminium-Grundplatte mit einem Gehäuse und Präzisionsspiegelhalten zeitlichen Schwankungen. Die Frequenzstabilisierung hat die Aufgabe, diese Schwankungen zu unterdrücken und damit die Anpassung der Eigenfrequenz des Resonators an die eingestrahlte Laser-Frequenz zu gewährleisten.

Die Stabilisierung erfolgt auf elektronischem Weg mit Hilfe des Pound-Drever-Hall-Verfahrens und mit einem auf einen Piezostapel (PZT) [106] befestigten, kleinen und damit massenarmen Spiegel [20] als Stellglied. In Abbildung 5.8 ist die Frequenzstabilisierung schematisch dargestellt.

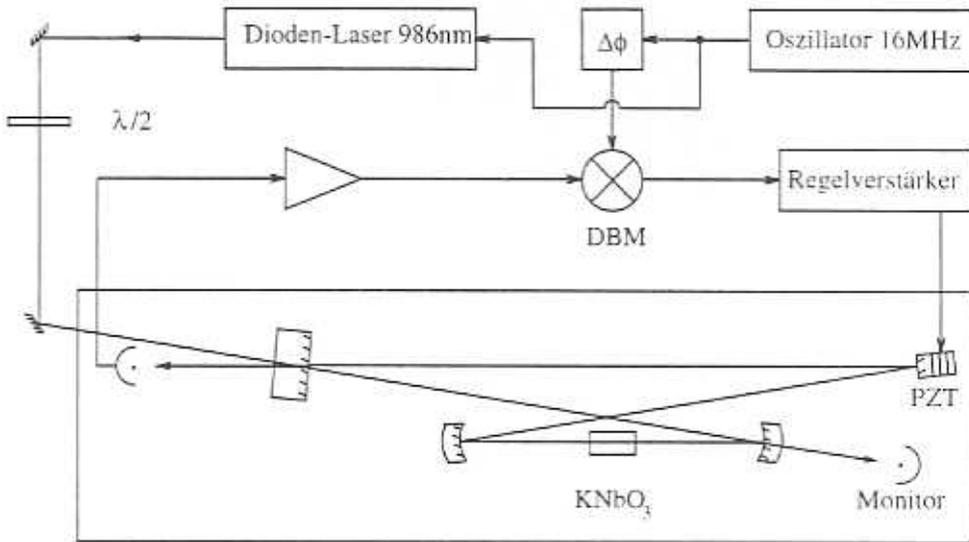


Abbildung 5.8: Die Frequenzregelung des Resonators zur Leistungsüberhöhung.

Der Strom der Laser-Diode bei 986nm ist (zur Frequenzstabilisierung nach dem Pound-Drever-Hall-Verfahren auf den Referenzresonator) mit einer Frequenz Ω von 16MHz schwach moduliert. Die entstehenden Seitenbänder bei $\omega_L \pm \Omega$ werden zusätzlich dazu verwendet, den Resonator zur Leistungsüberhöhung auf das eingestrahlte Laser-Lichtfeld zu stabilisieren. Das Laser-Licht wird durch eine entspiegelte $\lambda/2$ -Quarz-Verzögerungsplatte in den Resonator eingekoppelt. Der Nachweis des am Einkoppelspiegel reflektierten, modulierten Lichtes auf einer Photodiode mit einer phasenempfindlichen Demodulation an einem Ring-Diodenmischer (DBM) liefert eine Spannung, die proportional zur Frequenzabweichung der Eigenfrequenz des Resonators gegenüber dem Laser-Lichtfeld ist. Das aus dem Regelverstärker erzeugte Fehlersignal wird verstärkt als Stellsignal auf das Stellglied gegeben.

Ergebnisse der Stabilisierung des Resonators zur Leistungsüberhöhung

Zur Analyse des Regelsystems ist wieder die Spannung des Fehlersignals herangezogen worden. Bei der Messung wurden drei Datensätze mit je $N = 50000$ Meßpunkten aufgenommen. Die Kurzzeitmessung hatte eine Meßzeit von $\tau = 4\mu\text{s}$, weitere Messung eine Meßzeit von $\tau = 0.4\text{ms}$ und die folgende Langzeitmessung eine Meßzeit von $\tau = 4\text{ms}$. Daraus ergaben sich Meßdauern von 0.2s, 20s und 200s. Aus jedem dieser Datensätze wurde die Allan-Varianz berechnet und die sich ergebenden Graphen aneinandergesetzt. Durch die Aufnahme von drei Datensätzen mit unterschiedlichen Meßzeiten konnte so wieder ein großer Zeitbereich abgedeckt werden. In Abbildung 5.9 ist die Allan-Standardabweichung der Stabilisierung des Resonators zur Leistungsüberhöhung von der Laser-Frequenz bei 986nm dargestellt.

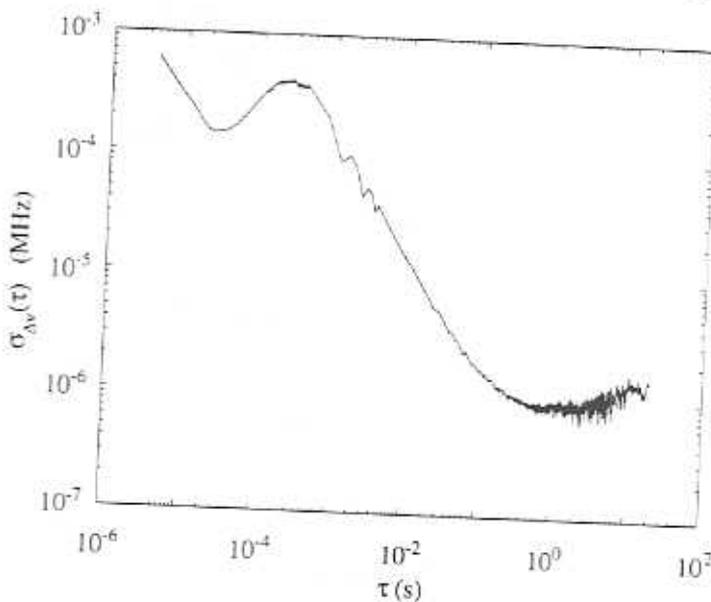


Abbildung 5.9: Verlauf der Allan-Standardabweichung als Funktion der Integrationszeit für die Stabilisierung des Resonators zur Leistungsüberhöhung auf die Laser-Frequenz bei 986nm.

Bei zeitabhängigen Fluktuationen von 20ms beginnt die elektronische Regelung einzusetzen. Ab diesem Bereich verläuft der Graph bis zu der Zeit von 1s monoton fallend. Lineare Driften des Resonators sind ab 5s zu beobachten. Das im Zeitbereich ab 100ms auftretende verstärkte Rauschen liegt an der Mittelung über weniger Datenpunkte und ist damit durch das Meßverfahren bedingt.

Leistungsdaten der Frequenzverdoppelung

Bei einer Pump-Laser-Leistung von 90mW vor dem Resonatoreinkoppelspiegel wurde eine Ausgangsleistung von über 60mW bei 493nm beobachtet. Die absolute Lichtleistung bei 493nm ist lediglich durch die verfügbare Pumpleistung limitiert. Die Konversionseffizienz beträgt damit etwa 67%. Die erreichte Linienbreite liegt bei etwa 60kHz.

In Abbildung 5.10 ist die Transmission des Resonators zur Leistungsüberhöhung abgebildet.

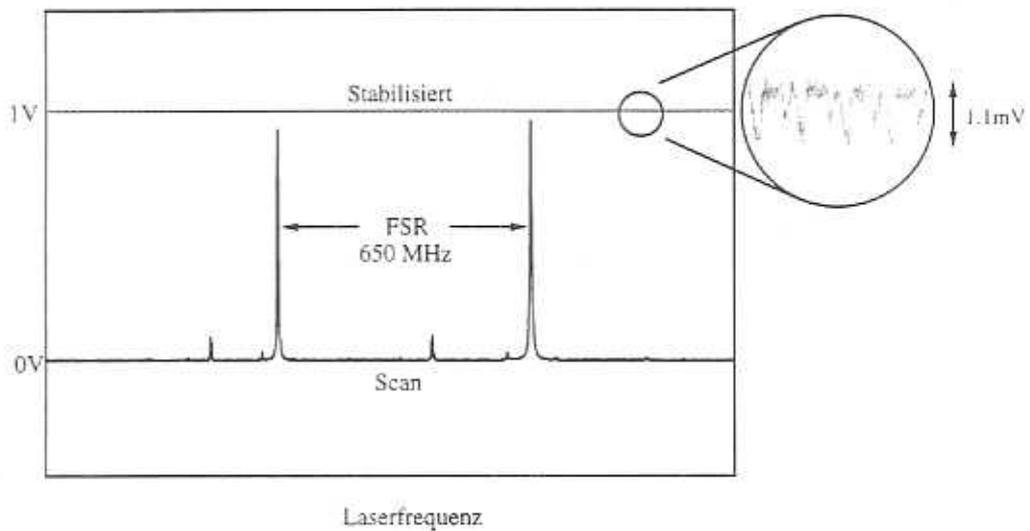


Abbildung 5.10: Transmission des Resonators zur Leistungsüberhöhung. Im Kreis ist die stabilisierte Transmission um den Faktor 200 vergrößert dargestellt.

Aufgrund der geringen Intensitätsfluktuationen des verdoppelten Lichtes von unter 0.2%, ist auf den Aufbau einer Intensitätsregelung bisher verzichtet worden. Geplant und vorbereitet ist, das grüne Laser-Lichtfeld mit einem Frequenzgenerator [113] und einem nachgeschalteten AOM [47,114] im doppelten Durchgang fein zu verstimmen (bis zu 200MHz). Dabei ist aufgrund der frequenzabhängigen Effizienz des akusto-optischen Effektes eine Intensitätsstabilisierung unumgänglich.

5.1.2 Dioden-Laser bei 650nm

Der Aufbau des Dioden-Laser-Systems bei 650nm mit Rückkopplung durch ein externes Gitter nach Littman erfolgte analog zum Aufbau des Dioden-Laser-Systems bei 986nm. Die Laser-Diode [8] ist, wie die Laser-Diode bei 986nm, in einem Kupferblock [12] eingebaut, dessen Temperatur mit Hilfe von Peltierelementen und einer elektronischen Regelschaltung stabilisiert wird. Das aus der Laser-Diode austretende divergente Lichtbündel wird durch ein Triplet-Objektiv (numerische Apertur 0.5, Brennweite 5mm) [13] kollimiert. Das Gitter [14] wird streifend vom Laser-Strahl beleuchtet, so daß etwa 75% der Leistung in der nullten Beugungsordnung ausgekoppelt und etwa 15% in die Laser-Diode zurückinjiziert werden. Bei dem eingestellten Winkel zwischen Laser-Strahl und Gitter werden etwa 36000 Gitterlinien beleuchtet. Der Rückkoppelspiegel ist auf einem Piezo-Röhrchen festgeklebt, mit dem sich seine Position um $2\mu\text{m}$ verschieben läßt. Die Piezo-Keramik ist ebenfalls auf einem hochpräzisen Spiegelhalter befestigt. Durch den Aufbau dieses externen Gitterresonators läßt sich die Frequenz der Laser-Diode über 1GHz durchstimmen, ohne daß diese auf eine andere Resonator-Mode springt.

Die Laser-Diode ist, wie die Laser-Diode bei 986nm, so eingebaut, daß die Polarisation des austretenden Laser-Lichtstrahls senkrecht zur Oberfläche des optischen Tisches steht. Der ausgekoppelte Laser-Strahl wird durch ein anamorphotisches Prismenpaar [39] in horizontaler Richtung verkleinert. Dabei wird die Polarisation des Strahls vor dem Durchgang durch die Prismen mit Hilfe einer $\lambda/2$ -Quarz-Verzögerungsplatte um 90° gedreht. Je eine Fläche der Prismen ist entspiegelt. Der beschriebene Aufbau ist auf einer massiven Invar-Grundplatte [127] festgeklebt und zur akustischen und thermischen Isolation in einem Aluminiumdruckguß-Gehäuse auf einer Gummimatte eingebaut. Der Laser-Lichtstrahl tritt durch ein entspiegeltes Glasfenster nach außen.

Die dem Gitter zugewandte Kristalloberfläche hat Einfluß auf die Eigenschaften des externen Resonators. Durch Bedampfung mit einer Antireflexbeschichtung kann der Einfluß dieser Oberfläche minimiert werden. Sie senkt das Reflexionsvermögen auf der betreffenden Halbleiteroberfläche nahezu auf Null ($R < 1\%$, vgl. Anhang D) und eliminiert dadurch den Einfluß der Oberfläche auf den externen Resonator. Es verkleinert sich dadurch die Laser-Linienbreite und der Verstimmbereich wird erhöht.

Während des Aufbaus der Apparatur sind sowohl nichtentspiegelte als auch entspiegelte Laser-Dioden mit einer Ausgangsleistung von 5mW bis 15mW [5,6,7] verwendet worden. Dabei stellten sich die eben beschriebenen Eigenschaften der entspiegelten Laser-Dioden als vorteilhaft heraus.

Frequenzstabilisierung der Laser-Diode bei 650nm

Die Frequenz der optisch stabilisierten Laser-Diode wird mit der Eigenfrequenz eines Referenzresonators verglichen. Mit der Pound-Drever-Hall-Regelung wird die Abweichung der Laser-Frequenz analog zum Dioden-Laser bei 986nm in ein elektronisches Fehlersignal umgewandelt. In Abbildung 5.11 ist das Stabilisierungsschema nach dem Pound-Drever-Hall-Verfahrens für den Dioden-Laser bei 650nm dargestellt.

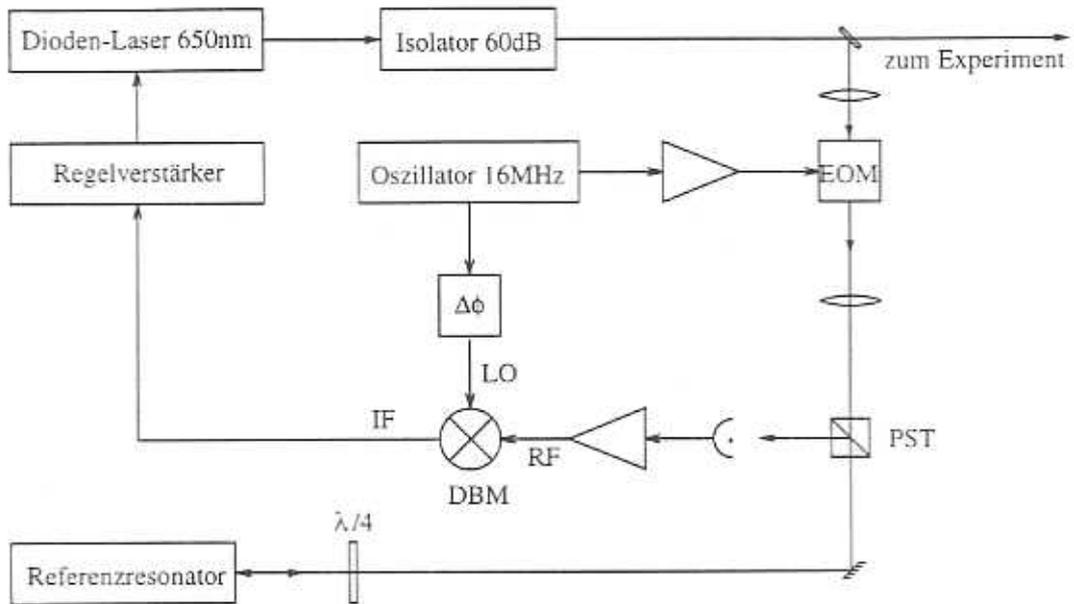


Abbildung 5.11: Das Stabilisierungsschema nach Pound-Drever-Hall mit einem elektro-optischen Modulator (EOM) zur Erzeugung von Seitenbändern.

Ein Teil des Laser-Lichtes wird nach Durchgang durch einen optischen Isolator [28] mit einem Glassubstrat [18] ausgekoppelt und mit Hilfe einer Linse [33] durch einen elektro-optischen Modulator (EOM) [48] fokussiert. Dieser Teillichtstrahl wird mit der Frequenz Ω von 16MHz phasenmoduliert. Die Emissionsbandbreite des Lasers ist wieder sehr viel kleiner als die Modulationsfrequenz, weshalb die Phasenmodulation zu Seitenbändern bei $\omega_L \pm \Omega$ führt. Das aus dem Modulator austretende Licht fällt durch einen Polarisationsstrahlteiler und ein $\lambda/4$ -Quarz-Verzögerungsplatte in den Referenzresonator. Der phasensensitive Nachweis auf der Photodiode führt je nach Phasenlage zwischen dem Signal und der Modulationsfrequenz zu einem absorptiven oder dispersiven Signal. Die phasensensitive Demodulation an dem Ring-Dioden-Mischer (DBM) liefert eine Spannung, die proportional zur Frequenzabweichung des Laser-Lichtfeldes gegenüber der Eigenfrequenz des Resonators ist.

Referenzresonator bei 650nm

Der Referenzresonator, auf den der Laser stabilisiert ist, besteht, wie bei dem Referenzresonator bei 986nm, aus einem sphärischen und einem planparallelen, dielektrisch beschichteten Spiegel. In Abbildung 5.12 ist der Referenzresonator schematisch dargestellt ist.

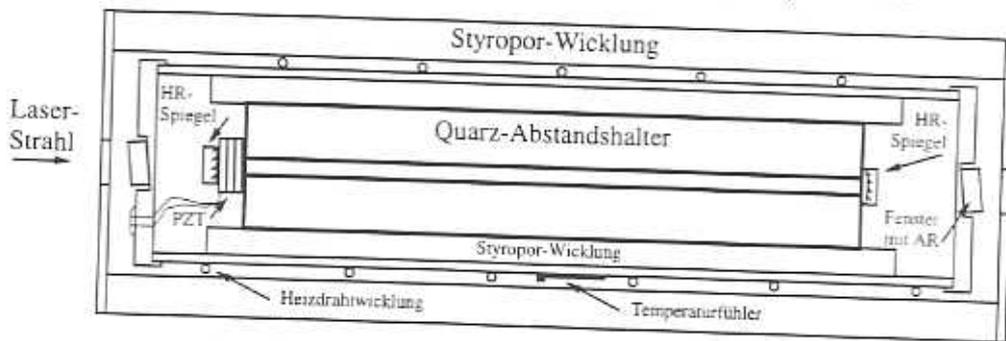


Abbildung 5.12: Der schematische Aufbau des Referenzresonators bei 650nm.

Der Laser-Strahl wird über den planparallelen Spiegel eingekoppelt. Der Krümmungsradius des sphärischen Spiegels beträgt $r = -330\text{mm}$. Die Reflektivität der Spiegel beträgt 99.7% bei 650nm, woraus sich eine rechnerische Finesse \mathcal{F} von etwa 1000 ergibt. Beide Spiegel sind auf einem Abstandshalter mit einer Länge von 200mm aus Quarz aufgeklebt, wobei sich zwischen dem Einkoppelspiegel und dem Quarzrohr drei Piezo-Keramikscheiben [106] befinden. Diese erlauben bei Anlegen einer elektrischen Spannung eine Änderung der Resonatorlänge und damit eine Änderung der Resonatoreigenfrequenz um 2GHz. Der freie Spektralbereich (FSR) dieses Resonators beträgt 730MHz. Die Breite der Resonanzen ist 750kHz.

Aus der Geometrie der Spiegel folgt, daß bei einer optimalen Einkoppelung die Strahltaille mit einem Radius $r \approx 180\mu\text{m}$ auf dem ebenen Spiegel liegen muß.

Der Referenzresonator ist temperaturstabilisiert und druckdicht in einem Aluminium-Gehäuse eingebaut, um Temperatur- und Luftdruckschwankungen zu reduzieren. Dieses Gehäuse ist wiederum von der Umgebung thermisch isoliert. Die gemessene Drift des Referenzresonators liegt aufgrund der Piezo-Keramik bei einem MHz pro Minute.

Ergebnisse der Stabilisierung bei 650nm

Zur Analyse des Regelsystems ist der Strom einer Photodiode am Ausgang eines unabhängigen Resonators bei 650nm herangezogen worden. Bei den Messungen mit und ohne Regelung sind jeweils zwei Datensätze aufgenommen worden. Eine Kurzzeitmessung ergab einen Datensatz bestehend aus $N = 50000$ Meßpunkten mit einer Meßzeit von $\tau = 1\mu\text{s}$, woraus sich eine Meßdauer von 50ms ergab. Eine Langzeitmessung erfolgte ebenfalls einen Datensatz von $N = 50000$ Meßpunkten, aber mit einer Meßzeit von 1ms und einer Meßdauer von 50s. In Abbildung 5.13 ist die Allan-Standardabweichung für das Laser-System bei 650nm mit und ohne Regelung dargestellt.

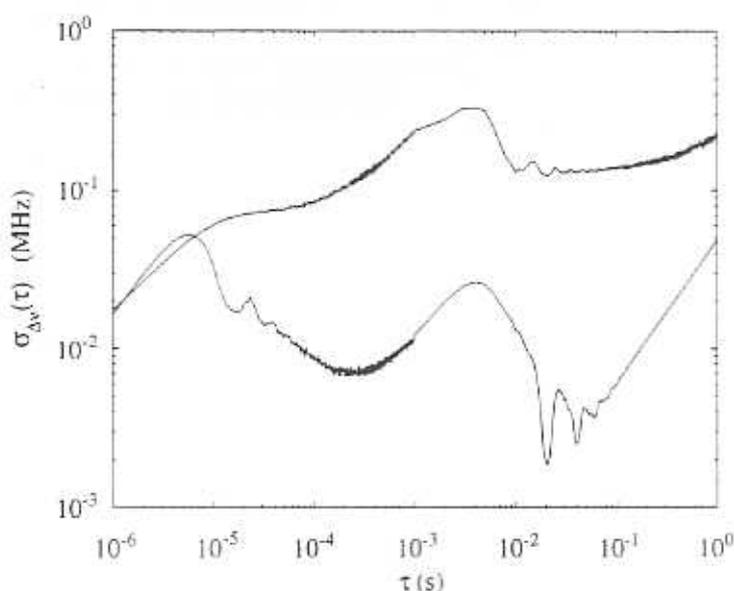


Abbildung 5.13: Verlauf der Allan-Standardabweichung als Funktion der Integrationszeit für den Dioden-Laser bei 650nm. Die obere Kurve ist ohne elektronische und die untere mit elektronischer Regelung aufgenommen worden.

Die elektronische Regelung setzt bei zeitabhängigen Störungen größer $6\mu\text{s}$ ein. Ab diesem Bereich verläuft der Graph fallend bis zu 2ms, wobei bei $25\mu\text{s}$ und $40\mu\text{s}$ noch zwei lokale Maxima auftreten. Dies deutet auf eine Schwingung bei der Frequenz $f = 1/2\tau \approx 80\text{kHz}$ hin [Lang 98]. Danach steigt der Graph an bis zu dem lokalen Maximum bei 40ms. Dieser Anstieg deutet auf eine noch zu geringe Verstärkung des Regelverstärkers im Frequenzbereich zwischen 250Hz und 4kHz hin. Bei längeren Meßzeiten von über 1ms erzeugt ein Driften des Referenzresonators Änderungen der Laser-Frequenz.

Eine Messung der Intensitätsfluktuationen ergab im Zeitbereich von ns bis μs Schwankungen von 0.28%, auf einer Zeitskala von 10s Schwankungen von 1.5% und auf einer Zeitskala von 30min Schwankungen von 3%. Aufgrund dieser geringen Intensitätsfluktuationen des Laser-Lichtes ist auf den Aufbau einer Intensitätsregelung bisher verzichtet worden. Ge-

plant und vorbereitet ist, auch das rote Laser-Lichtfeld mit einem Frequenzgenerator [113] und einem nachgeschalteten AOM [47,114] im doppelten Durchgang fein zu verstimmen (bis zu 200MHz). Dies ist bei der Aufnahme hochaufgelöster Dunkelresonanzen zur Ermittlung der experimentellen Parameter, wie die Intensitäten und Verstimmungen der Lichtfelder, den Betrag des Magnetfeldes und den Winkel zwischen Lichtpolarisation und Magnetfeldrichtung, aus den Anregungsspektren notwendig. Dabei ist aufgrund der frequenzabhängigen Effizienz des akusto-optischen Effektes auch hier eine Intensitätsstabilisierung unumgänglich.

Die Linienbreite dieses Laser-Systems liegt unter 100kHz bei einem Verstimmungsbereich von etwa 2GHz, wenn der Laser-Diodenbetriebsstrom mitverändert wird. Die Ausgangsleistung des Systems für das Experiment liegt bei etwa 10mW.

5.1.3 Laser-Strahl-Präparation für Einkoppelung in Paul-Falle

Das grüne und rote Laser-Lichtfeld wird zur Anregung der Resonanzfluoreszenz eines einzelnen Ba^+ -Ions kollinear in die Paul-Falle hineinfokussiert. Die Fokussierung muß zur Ausnutzung der optischen Kühlung präzise, gleich große Foci in der Falle erzeugen. Die Stärke der Fokussierung bestimmt u.a. die Feldstärke der elektrischen Felder am Ort des Ions. Ferner muß die Polarisation und die Orientierung der Laser-Strahlen bezüglich der Falle einstellbar sein. Der verwendete optische Aufbau zur Realisierung dieser Anforderungen ist schematisch in Abbildung 5.14 dargestellt.

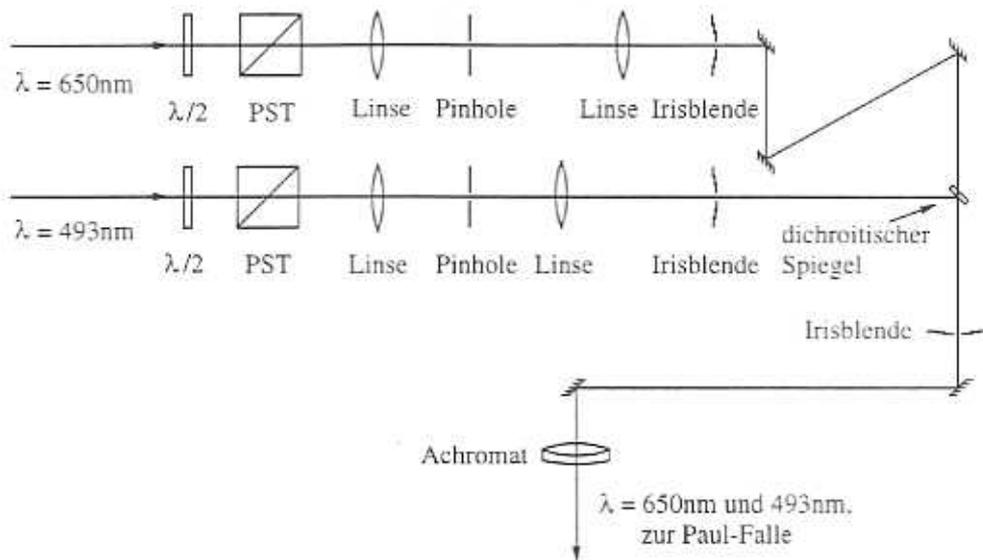


Abbildung 5.14: Der verwendete optische Aufbau zur Einkoppelung der Laser-Lichtfelder in die Paul-Falle.

Im Strahlengang des roten und grünen Laser-Strahls befinden sich jeweils drehbare $\lambda/2$ -Quarz-Verzögerungsplatten und ein in der Orientierung einstellbarer Polarisator [36]. Mit dieser Anordnung läßt sich die gewünschte Polarisation und Laser-Lichtleistung einstellen. Nach Durchgang durch diese Optik werden das rote und grüne Laser-Lichtfeld durch separate Teleskopanordnungen auf den gewünschten Strahldurchmesser gebracht. Die Strahldurchmesser richten sich nach den gewählten Foci-Durchmessern der Laser-Lichtfelder in der Falle (in diesen Experimenten etwa $80\mu\text{m}$). Dabei werden die Teleskope zusätzlich als Raumfilter benutzt. Die erste Linse fokussiert auf je ein Pinhole [43]. Beugungsstrukturen, hervorgerufen durch die räumlichen Filter, werden mit Hilfe von justierbaren [95] Irisblenden [45] hinter der jeweils zweiten Linse ausgeblendet. Die beiden Laser-Lichtstrahlen werden nach dem Durchgang durch die Irisblenden an einem dichroitischen Spiegel [20,21] überlagert und über zwei Umlenkspiegel [20,21] durch einen Achromaten [40] durch den Ring der Paul-Falle fokussiert. Die beiden Umlenkspiegelhalter [57] erlauben die Kontrolle der Laser-Strahlorientierung zur Ringelektrode der Falle, während die Justierung des Achromaten die Lage des Focus innerhalb der Ringelektrode verschiebt.

5.2 Fallen-Apparatur

Im Zentrum des Experiments ist die Paul-Falle in einem Vakuum-Gehäuse. Das Vakuum-Gehäuse ist gemäß den **speziellen Anforderungen an die Messung von Homodyn-Korrelationen** neu entwickelt worden. Dazu zählt die Einstrahlung von Licht zur optischen Kühlung aus drei Raumrichtungen sowie für den effizienten optischen Nachweis ein Linsensystem großer Apertur im Vakuum. Zusätzlich ist zur Beobachtung der Ionen mit einem Photomakroskop ein den Erfordernissen angepaßter Flansch mit Viewport in das Vakuum-Gehäuse eingebaut.

5.2.1 Vakuum-Gehäuse

Bevor die einzelnen Komponenten des Vakuum-Gehäuses [49] vorgestellt werden, soll an dieser Stelle in Abbildung 5.15 die vollständige Vakuum-Apparatur gezeigt werden.

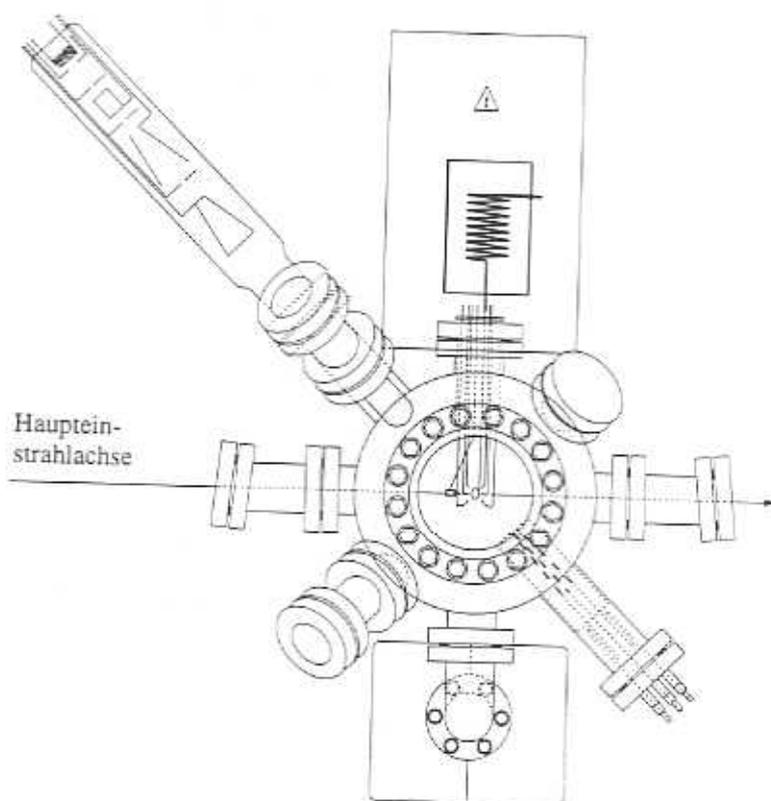


Abbildung 5.15: Die Vakuum-Apparatur mit Sicht durch den Viewport auf die Paul-Falle. In dem in der oberen Bildhälfte gezeichneten Gehäuse befindet sich der Topfkreis des Fallenantriebs.

Das Vakuum-Gehäuse besteht aus zwei zusammengeschweißten Halbkugelböden aus Edelstahl. Das Gehäuse hat einen Innendurchmesser von 195mm und ist so konstruiert, daß die zur Anregung und optischen Kühlung des Ions erforderlichen Laser-Lichtstrahlen aus drei orthogonalen Richtungen durch CF35-Flansche die Falle durchstrahlen können. Bei der Konstruktion der Laser-Einstrahlkanäle wurde auf einfachen Aufbau wert gelegt. Es wurden flanschebene Einkoppelfenster [54] mit Zwischenstücken verwendet. Ihre Konstruktion ist in Abbildung 5.16 dargestellt.

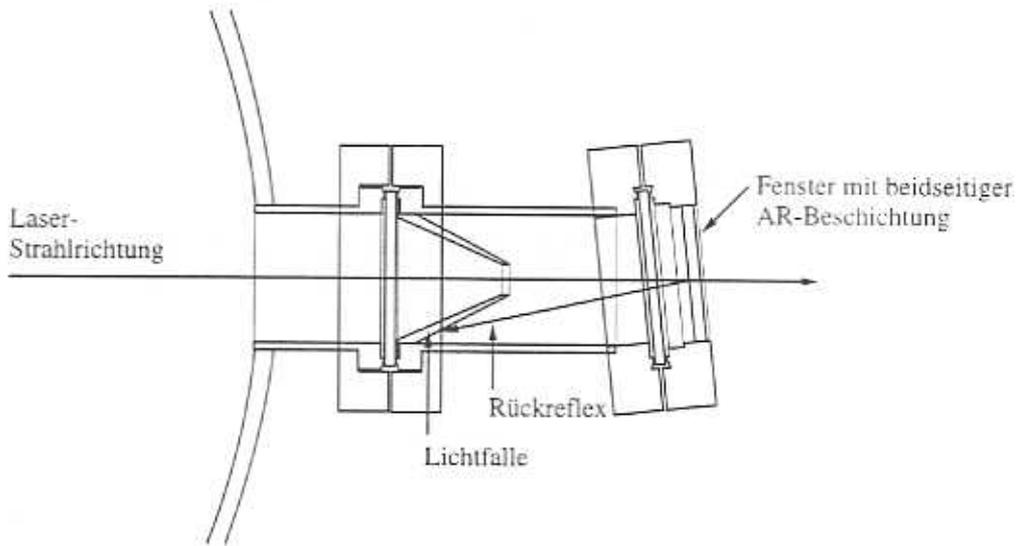


Abbildung 5.16: Die Konstruktion der Zwischenstücke.

Die Zwischenstücke sind so angefertigt, daß die beidseitig entspiegelten [22], flanschebenen Fenster unter einem Winkel von 6° , bezogen auf die Symmetrieachse der Rohrstützen, auf diesen angeschraubt sind. Damit wird verhindert, daß der trotz Antireflexschicht schwach vorhandene Rückreflex der Laser-Lichtstrahlen während des Betriebs der Falle nicht direkt auf die Fallenelektroden zurückfällt. Der abgelenkte Rückreflex wird durch eine eingebaute Lichtfalle in dem Zwischenstück abgeblockt, so daß er nicht in das Vakuum-Gehäuse zurückfallen kann. Zusätzlich sind die Zwischenstücke, die Lichtfallen und die gesamte Innenfläche des Vakuum-Gehäuses zur Reflexunterdrückung mit grauschwarzem Graphit [128] eingestrichen.

Das in Kapitel 3.2 vorgestellte Meßschema zur Messung des „Squeezing“-Effekts in der Resonanzfluoreszenz setzt eine über den Meßzeitraum feste Phase zwischen Lokaloszillator und Fluoreszenzlicht voraus. Eine Bewegung des Ions über mehr als eine Wellenlänge würde Phasenverschiebungen verursachen und den „Squeezing“-Nachweis zerstören. Eine mögliche Rauschquelle sind akustische Vibrationen der Fallenelektroden, die aus dünnen Molybdän-Draht gefertigt sind. Zur interferometrischen Langzeitstabilität ist deshalb eine aktive Stabilisierung dieses Interferometers (siehe Abbildung 5.33) vorgesehen, damit der Phasenunterschied zwischen Fluoreszenz und Lokaloszillator während der gesamten Meßzeit konstant gehalten werden kann. Dazu ist am Ringelektrodenzuführungsstab ein Halter aus Tantalblech für einen Spiegel angebracht, der mit seiner polierten Oberfläche auch selbst

als Spiegel verwendet werden kann. Mit Hilfe dieses Spiegels kann ein zusätzliches Mach-Zehnder-Interferometer zur aktiven Stabilisierung aufgebaut werden. In Abbildung 5.17 ist der für das Interferometer vorgesehene zusätzliche Lichtkanal dargestellt.

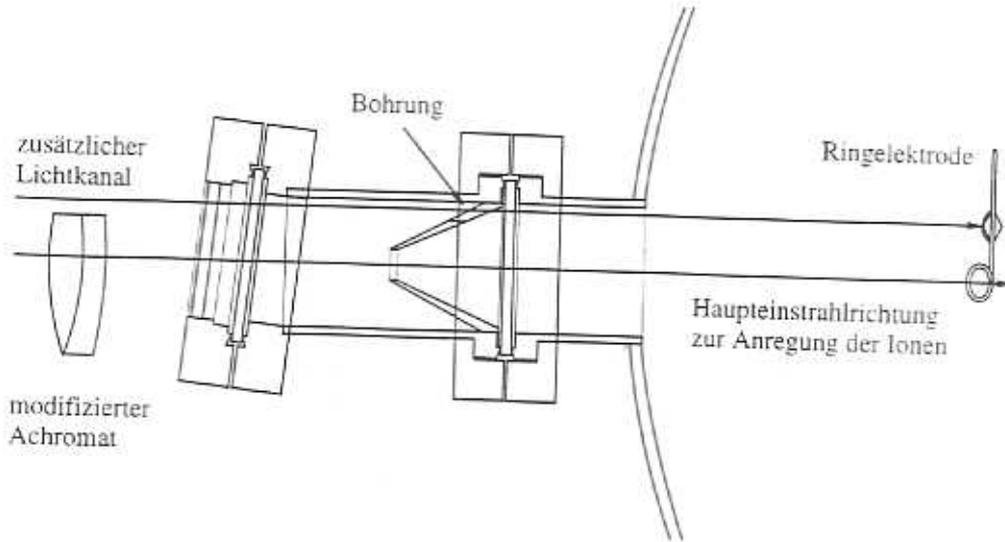


Abbildung 5.17: Die Konstruktion des Haupteinstrahlkanals. Zusätzlich zu den Öffnungen für die zur Anregung des Ions verwendeten Laser-Lichtstrahlen sind noch Öffnungen für einen Laser-Lichtstrahl zur aktiven Stabilisierung eines Mach-Zehnder-Interferometers vorhanden.

Zum Einstrahlen des Laser-Lichts in das Mach-Zehnder-Interferometer ist ein Segment des zum Fokussieren verwendeten Achromaten abgetrennt worden [41], damit der zur Stabilisierung notwendige Laser-Strahl möglichst nah an den zur Anregung des Ions verwendeten Laser-Strahlen verlaufen kann. Die Lichtfalle in den Rohrstutzen des Hauptkanals besitzt für diesen Laser-Strahl eine zusätzliche Bohrung.

Ein weiterer Seitenarm des Vakuum-Gehäuses enthält zwei Barium-Atomstrahlöfen. Die Konstruktion der Öfen ist in der Abbildung 5.18 dargestellt.

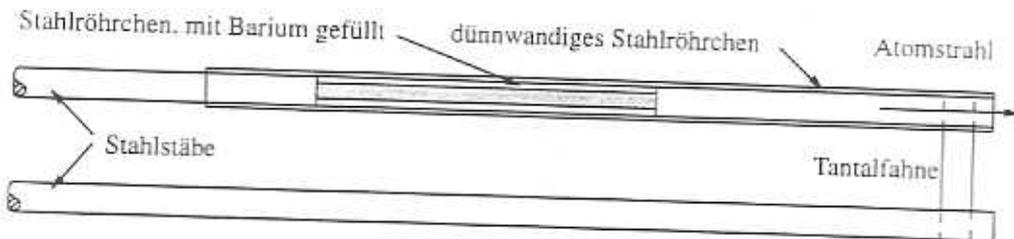


Abbildung 5.18: Einer der beiden baugleichen Barium Atomstrahlöfen.

In zwei dünnen Stahlröhrchen (Außendurchmesser 1.6mm mit einer Wandstärke von 0.15mm) befinden sich mit Barium gefüllte Metallröhrchen. Die Stahlröhrchen haben an

ihrem offenen Ende eine Metallfahne als elektrischen Kontakt zu einem zusätzlichen Stahlstab. Durch Anlegen einer Spannung zwischen den Stäben kann die durch den Stromfluß verursachte Ohm'sche Aufheizung das Barium (Schmelztemperatur 725°C) verdampfen lassen. Es entsteht ein feiner Barium-Atomstrahl, der auf die Ringelektrode der Paul-Falle ausgerichtet ist. Bedingt durch seine geringe Masse hat diese Ofenkonstruktion eine geringe Wärmekapazität. Dies ist bei Messungen von Vorteil, da nach erfolgter Einspeicherung eines Ions in der Falle die Stromzufuhr zum Ofen verringert oder ganz unterbrochen wird und dieser schnell abkühlt. Ohne die Abgasrate des Ofens kann der Druck in dem Rezipienten mit Hilfe der Ionengetterpumpe [63] und eines Gettermaterials [60] auf den Enddruck von unter 10^{-9} mbar abgesenkt werden. Zum Schutz des Beobachtungsfensters für das Makroskop ist um den Ofen ein Hitzeschild angebracht, das beim Heizen des Ofens Strahlungswärmetransport zum Beobachtungsfenster verhindert und dies damit vor Zerstörung schützt.

Im gegenüberliegenden Seitenarm befindet sich ein kommerzielles Elektronenstrahl-system [64]. Mit Hilfe einer Beschleunigungsspannung von -800V und kleinen, an den Ablenkplatten angelegten, Spannungen ($\pm 15\text{V}$), kann der Elektronenstrahl auf die Ringelektrode der Paul-Falle gelenkt und hineinfokussiert werden. In der Falle können durch Elektronenstoß die Barium-Atome direkt aus dem Atomstrahl ionisiert werden.

An einem unteren Flansch des Vakuum-Gehäuses befindet sich ein Ganzmetallventil [52], an dem die zum Abpumpen und Ausheizen benötigte Turbomolekularpumpe [134] angeschlossen werden kann. Durch eine an untersten Flansch angebrachte Ionengetterpumpe mit einer Saugleistung von 22l s^{-1} und das in einem zusätzlichen Flansch vorhandene Gettermaterial kann nach Abflanschen der Turbomolekularpumpe das Vakuum-Gehäuse auf einen Enddruck von unter 10^{-9} mbar evakuiert werden. Zur Druckbestimmung wird der Strom an der Getterpumpe gemessen. Für die Messung dieses Stroms ist ein Standard-Multimeter [122] nur bedingt geeignet, da Ströme in der Größenordnung von μA gemessen werden müssen. Zweckmäßigerweise wird die in Abbildung 5.19 dargestellte Methode verwendet.

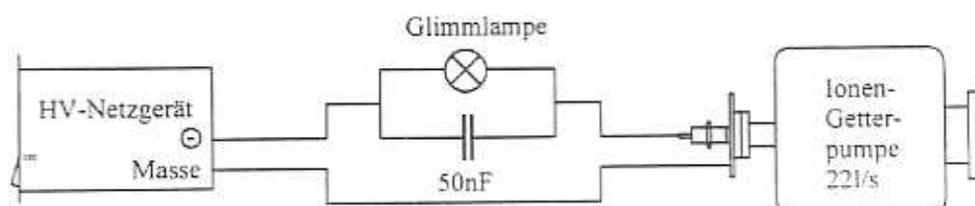


Abbildung 5.19: Der schematische Aufbau mit einer kleinen Schaltung zur Messung des Getterpumpenstroms mit einer Glimmlampe.

Zwischen der Getterpumpe und dem Hochspannungsnetzgerät ist eine Glimmentladungslampe mit einem dazu parallel geschalteten Kondensator eingebaut. Der Kondensator wird bei eingeschalteter Hochspannung geladen. Nach Erreichen der Zündspannung der Glimmentladungslampe entlädt sich der Kondensator. Bei konstantem Strom gibt die Blinkfrequenz an, wieviel Strom durch die Getterpumpe fließt. Die Blinkfrequenz kann mit Hilfe eines empfindlichen Meßgerätes [123] kalibriert werden.

In den Druckbereichen von unter 10^{-9} mbar muß bei dieser Art der Bestimmung des Druckes berücksichtigt werden, daß schon bei abgezogenen Magnet durch die Getterpumpe

ein sogenannter „Leckstrom“ in der Größenordnung des mit der Glimmentladungslampe zu messenden Stroms fließt. Eine genauere Angabe des Enddrucks im Vakuum-Gehäuse durch Messung des Getterpumpenstroms ist aus diesem Grund nicht möglich.

5.2.2 Paul-Falle

Die Konstruktion des Flansches mit den elektrischen Durchführungen für die Paul-Falle ist in der Abbildung 5.20 dargestellt.

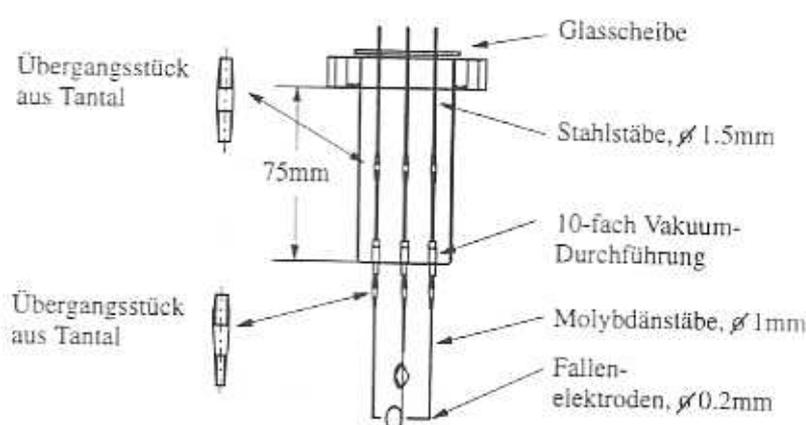


Abbildung 5.20: Der Spezialflansch mit den elektrischen Durchführungen für die Paul-Falle.

Die elektrische 10-fach Durchführung [53] ist in einem modifizierten CF35 Flansch eingeschweißt, der 75mm in die Vakuumkammer hineinragt, damit die Fallenzuführungsstäbe zur Vermeidung von akustischen Schwingungen aus möglichst kurzen Stäben bestehen können. 1,5mm dicke Molybdänstangen [58] sind mit Hilfe von Tantalhülsen [59] an den elektrischen Durchführungen punktgeschweißt [135]. Die Fallenelektroden sind in diesen Molybdänstangen ebenfalls punkteingeschweißt.

Die Fallenelektroden sind so ausgerichtet, daß die Anregung des Ions durch die Laserstrahlen auf der Haupteinstrahlachse parallel zur Tischoberfläche und unter 45° zur Achse der Endkappen erfolgen kann. Die Kollimation der Fluoreszenzphotonen erfolgt ebenfalls parallel zur Tischoberfläche und unter 90° zur Haupteinstrahlachse. Die Zuführungsstäbe der Fallenelektroden sind so angebracht, daß die aus den beiden anderen Raumrichtungen einfallenden Laser-Lichtstrahlen an den Elektroden der Falle streulichtarm vorbeistrahlen können. Des weiteren sind die Zuführungsstäbe so ausgerichtet, daß sie nicht in den Lichtwegen der Fluoreszenzaufnahmekanäle stehen. Diese offene Fallenkonstruktion erlaubt damit ungehindertes Durchtreten der Laser-Lichtstrahlen und damit einen geringen Streulichtuntergrund bei einem maximalen Beobachtungsraumwinkel. Die Konstruktion der Falle ist in der Abbildung 5.21 dargestellt.

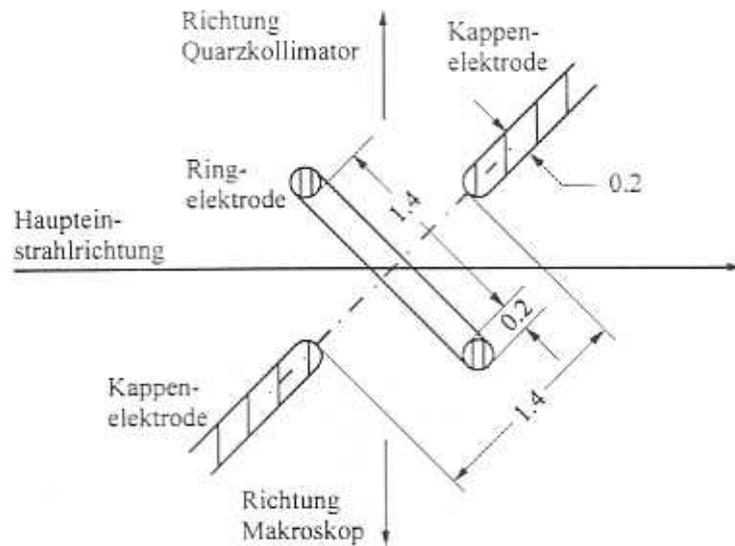


Abbildung 5.21: Die Fallengeometrie im Schnitt parallel zum Experimentiertisch.

Die Elektroden der Paul-Falle sind aus 0,2mm dicken Molybdändraht [58] hergestellt. Dieses Material ist nicht magnetisch und daher keine Quelle störender Magnetfelder. Die Ringelektrode besteht aus einer Drahtschleife von 1,4mm Innendurchmesser. Die Endkappen bestehen aus zwei abgerundeten Drahtspitzen, die senkrecht zur Ringebene, die senkrecht zur Ringebene auf dessen Symmetriachse im Abstand von 1,4mm voneinander angebracht sind.

Elektrische Felder von möglichen Oberflächenladungen auf der dielektrischen Antireflexschicht [25] der Meniskuslinse des Linsensystems im Vakuum (vgl. Abbildung 5.26) können das gespeicherte Ion aus dem Fallenzentrum auslenken und Mikrobewegung verursachen (vgl. Kapitel 6.2). Zur Kompensation dieser Felder sind in der Ringebene vier Kompensationselektroden (Zusatzelektroden) angebracht, siehe Abbildung 5.22.



Abbildung 5.22: Die Fallengeometrie in der Ebene der Kompensationselektroden.

Die Kompensationselektroden stehen sich paarweise gegenüber. An sie kann eine Gleichspannung zur Korrektur der Ionenposition angelegt werden. Korrekturen in axialer Richtung werden durch Gleichspannungen auf den Kappenelektroden vorgenommen.

Zur Minimierung des Streulichtuntergrundes befindet sich auf der Haupteinstrahlachse vor dem Fallenring eine Lichtfalle aus Edelstahl, wie sie in Abbildung 5.23 schematisch dargestellt ist.

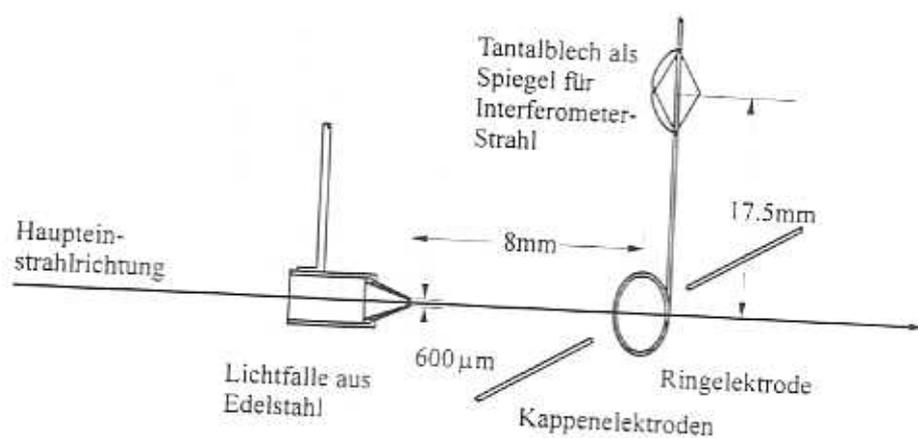


Abbildung 5.23: Die Lichtfalle im Schnitt vor den Fallenelektroden und das Tantalblech an der Fallenzuführung.

Durch die Bohrung mit einem Durchmesser von $600\ \mu\text{m}$ wird das diffuse, die eigentlichen Laser-Lichtstrahlen umgebende Streulicht von den Fallenelektroden weitgehend ferngehalten. Das zum Aufbau eines Interferometers benötigte Tantalblech [59] ist an der Zuführungselektrode zum Fallenring angebracht, das als Spiegel dienen kann oder, falls erforderlich, einen Spiegel aufnehmen kann.

5.2.3 Fallenantrieb

Der Aufbau zur Erzeugung der Fallenantriebsspannung ist schematisch in Abbildung 5.24 dargestellt.

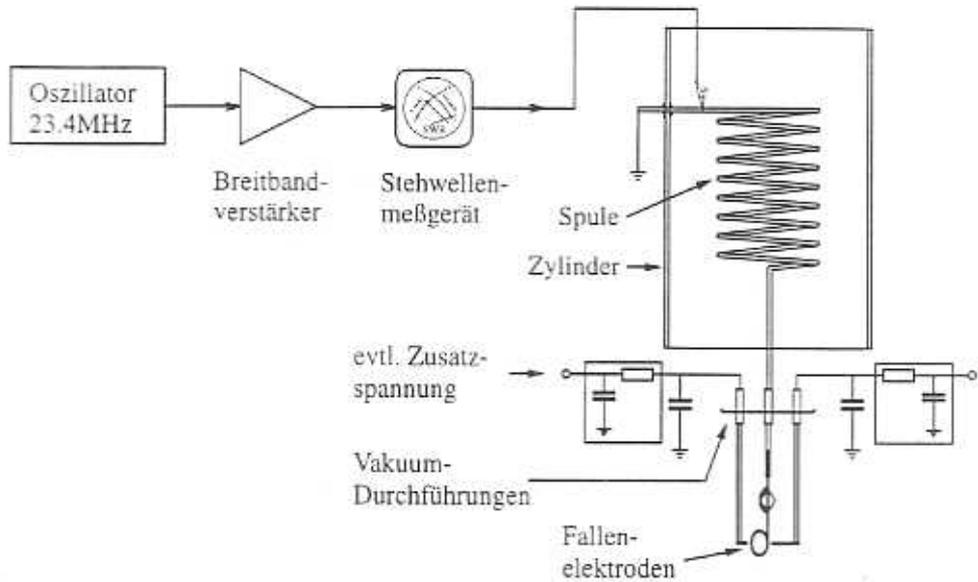


Abbildung 5.24: Die schematische Darstellung des Aufbaus zur Erzeugung der Antriebsspannung für die Paul-Falle mit einem Topfkreis.

Die Wechselspannung wird von einem Frequenzgenerator [89] erzeugt und über einen Breitbandverstärker [90] und ein Stehwellenmeßgerät [91] einem Topfkreis [Maca 59, Cohe 65, Nähr 89] zugeführt.

Der Topfkreis wirkt wie ein Parallelresonanzkreis. Es handelt sich aber um eine wellenlängenrichtig abgestimmte Leitung mit hoher Güte. Er besteht aus einer zylindrischen Spule aus Kupfer, die von einem Kupferzylinder umgeben ist. Die Länge des Spulendrahtes entspricht einem Viertel der Wellenlänge der Fallenantriebsfrequenz. Der Strom- und Spannungsverlauf auf dem Spulendraht tritt damit im Wellenlängenviertel-Modus auf, d.h. bei der Grundwelle ist am Spulenende ein Spannungsbauch und am Spulen-anfang ein Strombauch zu finden. Das Spulenende wird direkt mit der Durchführung zur Ringelektrode verbunden. Dabei wird der Topfkreis kapazitiv belastet, was sowohl die Resonanzfrequenz als auch die Güte verändert.

Die Anregung des Topfkreises über den Verstärker erfolgt galvanisch, d.h. die Ausgangsleitung des Breitbandverstärkers ist über das Stehwellenmeßgerät so an der Spule angebracht, daß der reelle Widerstand im Resonanzfall einen Abschlußwiderstand von 50 Ohm bildet und so die Ausgangsleistung des Verstärkers reflektionsfrei an den Topfkreis abgegeben werden kann. Dies kann mit dem Stehwellenmeßgerät kontrolliert werden. Damit ergibt sich eine Fallenantriebsfrequenz von $\Omega_F/2\pi \approx 23.4\text{MHz}$ für den im Experiment

verwendeten Topfkreis.

Da die Wechselspannung bei der Fallenantriebsfrequenz auf alle Stäbe der Vakuum-Durchführung überspricht, sind diese mit Kondensatoren gegen Masse geerdet und zusätzlich mit Tiefpaßfiltern versehen. Zur Abschirmung ist der Topfkreis in einem Aluminium-Gehäuse eingebaut. In diesem Gehäuse befinden sich auch die Module [110] zur Erzeugung und die Potentiometer zur Einstellung der Korrekturspannungen zum Abgleich der Mikrobewegung.

5.3 Nachweissystem

Das Nachweissystem für das Fluoreszenzlicht besteht aus drei Teilen: Die Kollimations- und Abbildungsoptiken, die Photomultiplier mit deren Pulsaufbereitung und die Datenaufnahme über einen Rechner. Die einzelnen Teile werden im folgenden beschrieben.

Die Aufnahme der Resonanzfluoreszenz der gespeicherten Ba^+ -Ionen erfolgt durch zwei sich gegenüberliegende CF100 Flansche. Bei dem „vorderen“ Nachweiskanal findet die Beobachtung der Fluoreszenz durch einen Viewport [51] mit einem Photomakroskop [78] statt. Neben der visuellen Beobachtung besteht die Möglichkeit, das Fluoreszenzlicht auch quantitativ zu erfassen. Durch einen Lichtkanal kann es statt in die Okulare [79] einem Photomultiplier [83] zugeführt werden. In Abbildung 5.25 ist der vordere Beobachtungskanal dargestellt.

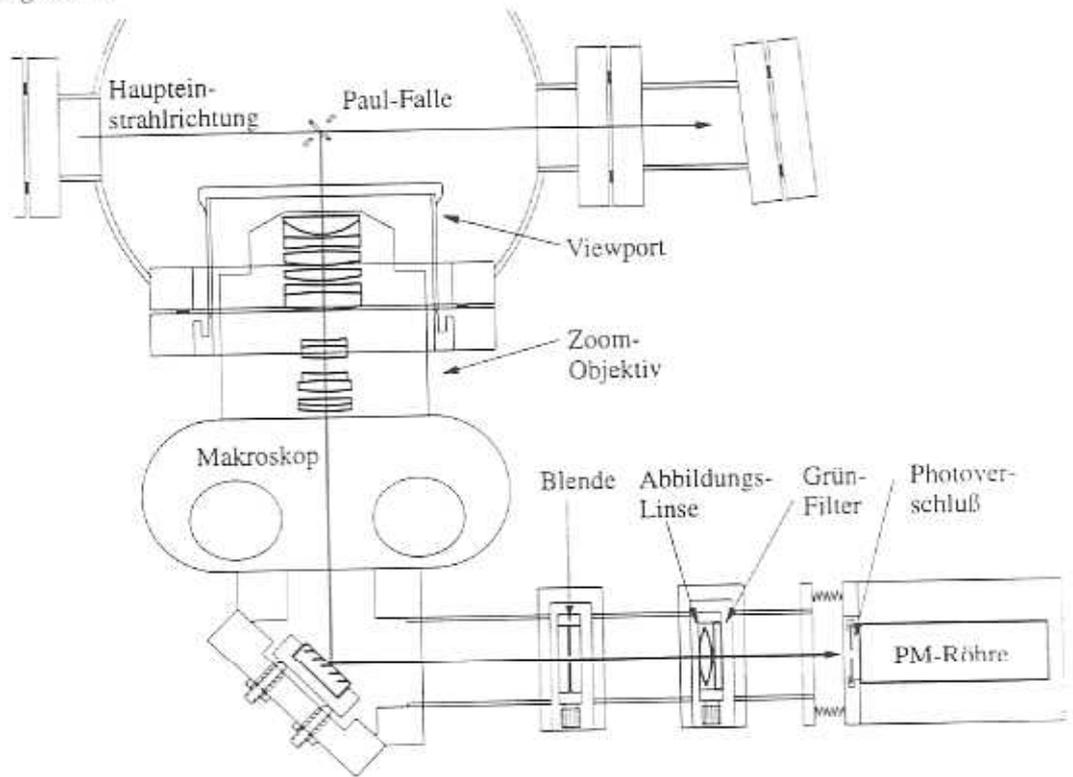


Abbildung 5.25: Der vordere Beobachtungskanal mit dem Photomakroskop und dem zusätzlich angebrachten Lichtkanal zum Photomultiplier.

Die Abbildung des Ions erfolgt mit Hilfe des fein justierbaren [92,93,94] Makroskopobjektivs außerhalb des Vakuums. Durch die Verschiebung eines im Makroskop enthaltenen Streifenprismas fällt das Fluoreszenzlicht nicht mehr durch die Okulare, sondern auf einen justierbaren Umlenkspiegel. Zur Vermeidung von Verlusten wurde das Streifenprisma so verkürzt, daß es sich nicht mehr im Strahlengang befindet. Der Umlenkspiegel lenkt das Fluoreszenzlicht um 90° in einen Lichtkanal, bestehend aus dünnwandigen Aluminiumrohren

und einem kommerziellen Photobalgen [82], der das Licht zu dem Photomultiplier führt. Auf der optischen Achse in der Bildebene der Abbildung des Makroskopobjektivs (Vergrößerung 10-fach bei Stellung 80 des Zoom-Objektivs) ist eine Blende (Durchmesser $800\mu\text{m}$) [43] einjustiert, um das an den Fallenelektroden (Ring und Kappen) gestreute Licht auszublenden. Bei dieser Blendengröße wird eine Fläche von $80\mu\text{m}$ Durchmesser aus dem Fallenzentrum abgebildet. Dies entspricht dem Durchmesser der Laser-Strahl-Foci in der Falle. Die Blende ist in der Bildebene justierbar [101]. Zusätzlich kann sie auf der optischen Achse verschoben werden, so daß eine Justierung auf die exakte Position der Bildweite möglich ist. Das reelle Zwischenbild wird mit Hilfe einer Sammellinse verkleinert auf die Photokathodenfläche (Gallium-Arsenid, aktive Fläche $4\text{mm} \times 10\text{mm}$) des Multipliers abgebildet. Vor der Linse ist ein Grünfilter [31] eingebaut, um nur das grüne Fluoreszenzlicht auf die Kathodenfläche fallen zu lassen. Das Kühlgehäuse des Photomultipliers ist in allen drei Dimensionen justierbar [102,103], so daß eine Nachjustierung mit dem Fluoreszenzlicht eines einzelnen Ions auf die Kathode des Photomultipliers möglich ist. Mit Hilfe der Kühlgehäuse [84] lassen sich die Photomultiplierrohre auf etwa 30°C unter Null kühlen. Das Kühlgehäusefenster [85] des Photomultipliers besteht aus Quarz und ist breitbandig entspiegelt. Auf dem Fenster sind als Heizelemente zwei Kaltleiter [107] angebracht, die bei hoher Luftfeuchtigkeit die Kondensation von Wasser auf der Oberfläche verhindern. Der Quantenwirkungsgrad der Photomultiplierrohre beträgt etwa 26% bei 493nm und etwa 21% bei 650nm mit einer Dunkelzählrate von 5.3cps. Zum Schutz der Röhre vor Raumlicht bei demontierten Lichtkanal ist am Kühlgehäuse ein kommerzieller Photoverschluß [80] mit Drahtauslöser [81] angebracht.

In Abbildung 5.26 ist der „hintere“ Beobachtungskanal mit seinem Spezialflansch und angeschweißten Wellbalg [50] dargestellt.

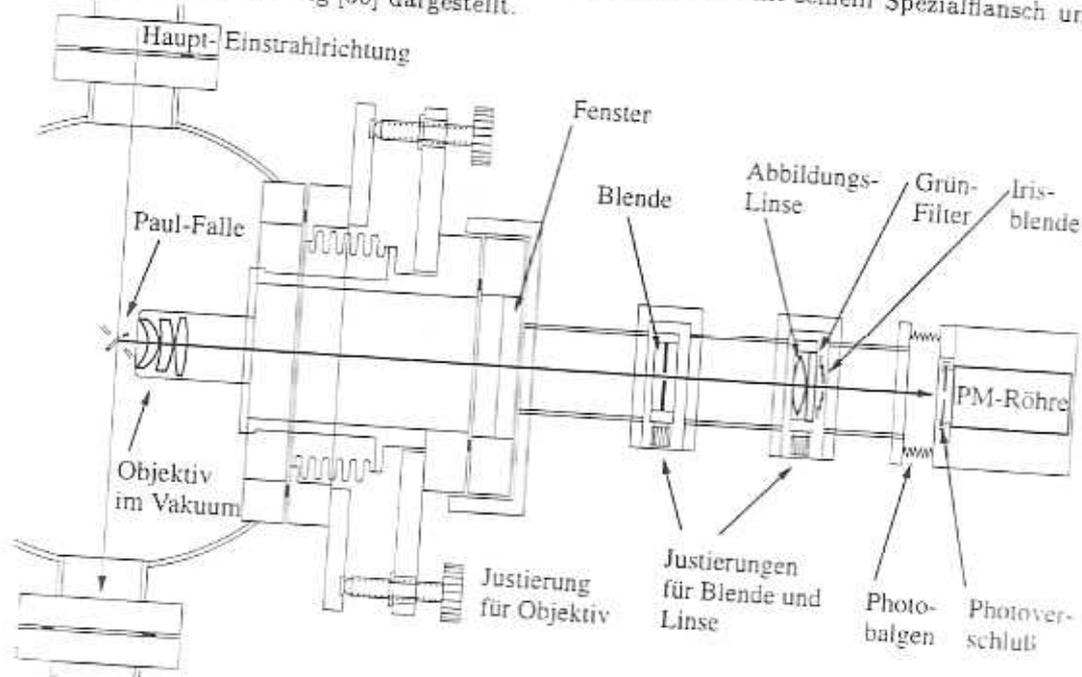


Abbildung 5.26: Der hintere Beobachtungskanal mit einem im Vakuum eingebauten Objektiv.

Bei diesem Beobachtungskanal findet die Abbildung des Ions innerhalb des Vakuums statt. Das Objektiv im Vakuum [34] ist von außen justierbar. Der Aufbau dieses Objektivs ist in Abbildung 5.27 gezeigt.

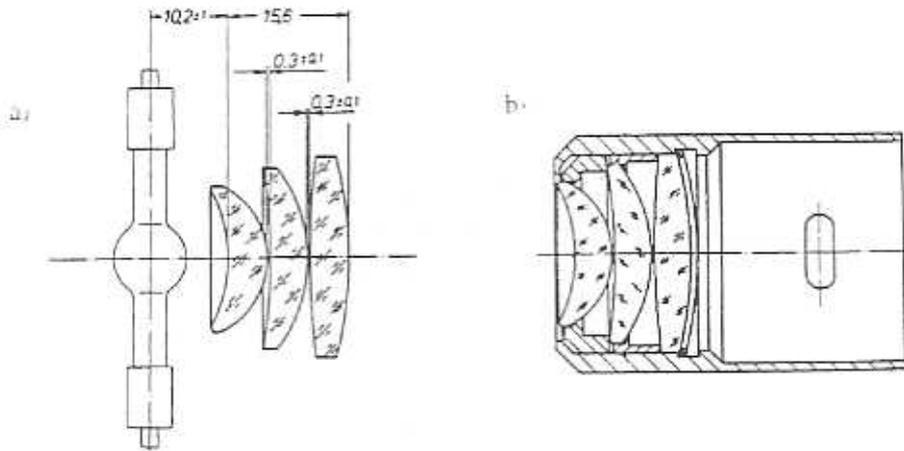


Abbildung 5.27: a) Linsenanordnung des im Vakuum eingebauten Objektivs. Die drei Linsen sind aus Quarz und besitzen beidseitig eine Entspiegelungsschicht. Das Objektiv hat einen Arbeitsabstand von 10.2mm von der Vorderfläche der Meniskuslinse zur Lichtquelle (in dieser Abbildung eine Glühbirne). b) Die Apertur des Systems im Gehäuse beträgt 18.6mm.

Das kollimierte Fluoreszenzlicht wird anschließend durch ein flanschebenes und entspiegeltes [22] Fenster zu einem Photomultiplier nach außen geführt. Das Objektiv kann so einjustiert werden, daß sich das Ion im Abstand von etwas mehr als einer Brennweite vor der Meniskuslinse befindet. Durch diese Anordnung erzeugt das Objektiv ein reelles und vergrößertes Bild des Ions und der Falle hinter dem Vakuum-Fenster. Zum Nachweis des Fluoreszenzlichtes ist die Vergrößerung z.B. so gewählt, daß das reelle Bild des Fallenrings von 32mm (oben-unten) in einer Entfernung von 250mm hinter den Vakuum-Fenster entsteht. Dort wird, wie bei dem vorderen Kanal, eine Blende (Größenordnung 1mm Durchmesser) auf der optischen Achse angebracht, um die Fallenelektroden auszublenden. Mit Hilfe einer Sammellinse wird das reelle Zwischenbild verkleinert auf die Photokathode eines weiteren Photomultipliers [83] abgebildet. Hinter der Linse ist wieder ein Grünfilter eingebaut. Da sich experimentell gezeigt hat, daß das dreilinsige Objektiv Abbildungsfehler erzeugt, d.h. Streulichtphotonen von den Fallenelektroden trotz einjustierter Blende in der Bildebene auf die Photokathode des Photomultipliers fallen, ist hinter der Linse noch eine Irisblende angebracht. Mit dieser Blende kann die Apertur des Quarzkollimators nachträglich verkleinert werden.

Auf dem Kühlgehäusefenster sind, wie im vorderen Lichtkanal, zwei Kaltleiter angebracht. Der Quantenwirkungsgrad der Photomultiplieröhre ist identisch zu der im vorderen Beobachtungskanal, er besitzt aber eine Dunkelzählrate von 5.5cps. Auch zum Schutz dieser Röhre vor Raumlicht ist am Kühlgehäuse ein kommerzieller Photoverschluß mit

Drahtauslöser angebracht.

Beide Photomultiplier arbeiten im Photonenzählbetrieb. Die Strompulse werden über einen schnellen Vorverstärker [65] zunächst an die Einschübe eines NIM-Systems [66] geführt, das einstellbare Verstärker [67] und Diskriminatoren [68] enthält. Die verstärkten und diskriminierten Pulse werden sodann einem CAMAC-System [69] zugeführt. Bei der Messung von Photonen werden die verstärkten und diskriminierten Pulse der beiden Photomultiplier auf einen Zählanschub [70] im CAMAC-System gegeben, der alle 100ms (durch eine Zeitbasis generiert [71]) ausgelesen und zurückgesetzt wird. Die Anzahl der Zählereignisse wird über eine CAMAC-Kontroll-Einheit [75] und eine Einschubkarte [76] durch ein FORTRAN-Programm in den Speicher eines Rechners [77] ausgelesen. Bei der Minimierung der Mikrobewegung (siehe Kapitel 6.2) und der Messung von Intensitätskorrelationsfunktionen (siehe Kapitel 7.3) wird eine weitere CAMAC-Einheit, ein Zeitdigitalisierer (time-to-digital-converter (TDC) [73]), mit einer nachgeschalteten Histogramm-Einheit [74] angesprochen. Auch diese Einheiten werden über das FORTRAN-Programm angesteuert.

Beide Nachweiskanäle zusammen erfassen einen geometrischen Raumwinkel von etwa 17%. Dabei entfallen auf das Objektiv im Vakuum etwa 15% und auf das Makroskopobjektiv ca. 2%. Daraus ergibt sich ein Zählratenunterschied von ca. 7. Die Zählereignisse der Resonanzfluoreszenz eines einzelnen Ba^+ -Ions bei gleichzeitigem Nachweis durch beide Aufnahmekanäle ist in Abbildung 5.28 gezeigt, während ein nach einem Umbau der Apparatur aufgenommenes Bild in Abbildung 5.29 dargestellt ist.

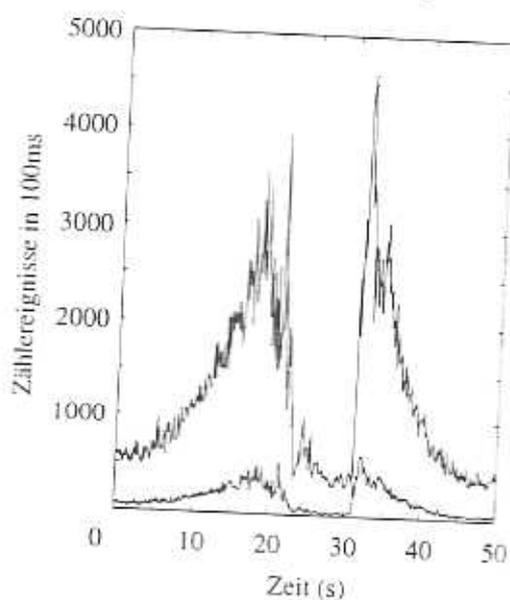


Abbildung 5.28: Zählratenvergleich der beiden Nachweiskanäle.

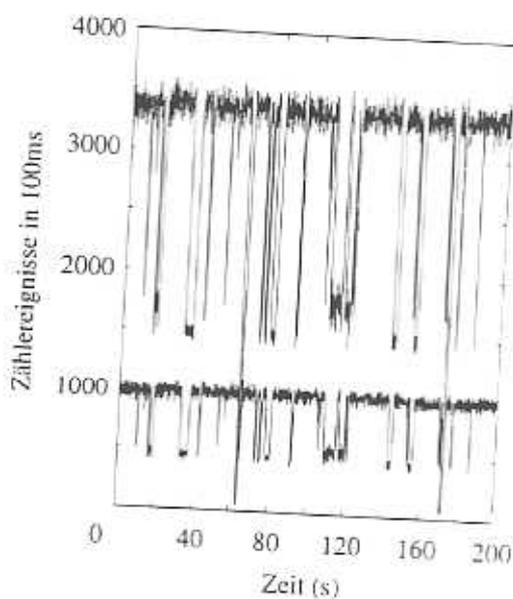


Abbildung 5.29: Zählratenvergleich der beiden Nachweiskanäle.

Die unteren dargestellten Meßkurven zeigen die Zählereignisse im vorderen Kanal während die oberen die Zählereignisse im hinteren Kanal zeigen. Der hintere Meßkanal hat in Abbildung 5.28 eine sieben mal höhere Zählrate als der vordere, während in Abbildung 5.29 er nur noch eine etwa 3.5mal höhere Zählrate als der vordere hat. Der Grund ist, daß die

niskuslinse des Objektivs im Vakuum ist durch eine nichtentspiegelte Linse ersetzt werden mußte sowie ein nichtentspiegelter Viewport in vorderen Kanal durch einen entspiegelten [22].

Das Vakuum-Gehäuse ist umgeben von fünf Spulen zur Erzeugung von Magnetfeldern. Sie werden zur Kompensation des Erdmagnetfeldes als auch zur Erzeugung der Quantisierungsachse (Größenordnung Millitesla) eingesetzt. Zur Stabilisierung der durch die Spulen fließenden Ströme sind elektronische Stromregelungen aufgebaut worden.

5.3.1 Meßaufbauten der Apparatur

5.3.1.1 Verwendete Meßaufbauten

Meßaufbau zur Aufnahme von Anregungsspektren und Messung der Korrelationsfunktion zweiter Ordnung

Der Aufbau des Nachweissystems zur Aufnahme der Resonanzfluoreszenz im Photonen-zählverfahren bei Anregungsspektren, Abgleich der Mikrobewegung sowie der Bestimmung der Korrelationsfunktion $g^{(2)}(\tau)$ auf dem luftgefederten und schwingungsgedämpften Experimentiertisch ist in Abbildung 5.30 gezeigt.

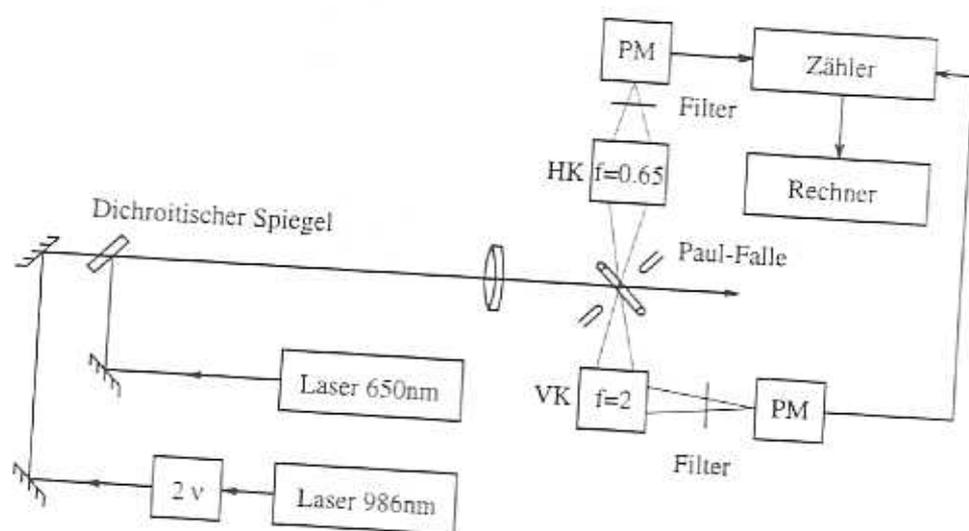


Abbildung 5.30: Schematischer Aufbau des Nachweissystems zur Messung der Resonanzfluoreszenz.

An einem dichroitischen Spiegel wird das Laser-Lichtfeld bei 493nm kollinear mit dem Laser-Lichtfeld der Laser-Diode bei 650nm auf einer Achse überlagert und mittels einer achromatischen Linse in die Falle fokussiert. Die Fluoreszenz eines gespeicherten Ba⁺-Ions wird senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Laser-Lichtfelder und parallel zur Richtung eines äußeren, angelegten Magnetfeldes aufgesammelt. Im vorderen Kanal (VK) wird das Fluoreszenzlicht durch das Objektiv des Makroskops auf die Photokathode des Photomultipliers abgebildet. Mit dem hinteren Kanal (HK) wird das Fluoreszenzlicht mit Hilfe des Objektivs im Vakuum kollimiert und auf die Photokathode des zweiten Photomultipliers abgebildet. In beiden Nachweiskanälen befinden sich Filter, die nur für die grünen Fluoreszenzlichtphotonen transparent sind. Die Photomultiplier arbeiten im Photonen-zählbetrieb und die Ereignisse werden dem Zählanschub des CAMAC-Systems zugeführt. Mit einem FORTRAN-Datenaufnahmeprogramm wird der Zähler alle 100ms ausgelesen, zurückgesetzt, in den Speicher des Rechners ausgelesen und graphisch dargestellt.

Meßaufbau für ein Interferenzexperiment mit einzelnen Fluoreszenzphotonen eines einzelnen Ba^{+} -Ions

Der Aufbau des Nachweissystems für ein Interferenzexperiment mit einzelnen Fluoreszenzphotonen eines einzelnen Ba^{+} -Ions ist schematisch in Abbildung 5.31 gezeigt.

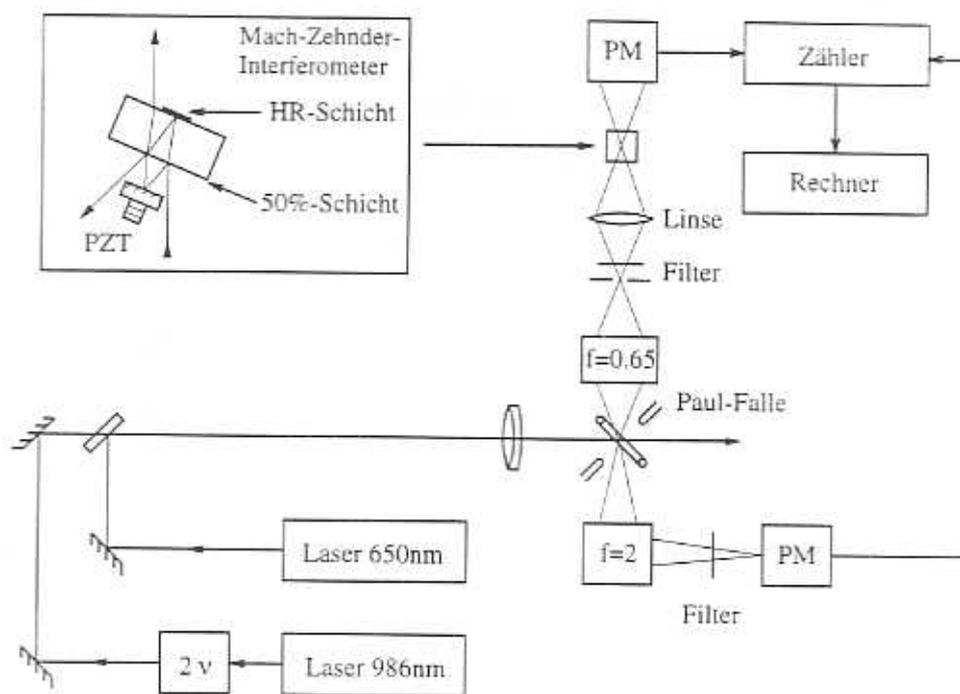


Abbildung 5.31: Schematischer Aufbau des Nachweissystems mit einem Mach-Zehnder-Interferometer.

Die Laser-Lichtfelder werden überlagert und mittels einer achromatischen Linse in die Falle fokussiert. Die Fluoreszenz des gespeicherten Ba^{+} -Ions wird wieder senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Laser-Lichtfelder und parallel zur Richtung eines äußeren, angelegten Magnetfeldes aufgesammelt. Im vorderen Kanal wird das Fluoreszenzlicht durch das Objektiv des Makroskops auf die Photokathode des Photomultipliers abgebildet. Dieser Kanal dient zur Präparation des Ions, zur Kompensation der Mikrobewegung und zur Detektion der spektral integrierten Fluoreszenz. Mit dem hinteren Kanal wird das Fluoreszenzlicht mit Hilfe des Objektivs im Vakuum kollimiert und mit Hilfe einer weiteren Linse durch ein Mach-Zehnder-Interferometer justiert. Ein Ausgang fällt auf die Photokathode des hinteren Photomultipliers. In beiden Nachweiskanälen befinden sich Filter, die nur für die grünen Fluoreszenzlichtphotonen transparent sind. Die Photomultiplier arbeiten im Photonen-zählbetrieb und die Ereignisse werden dem Zählenschub des CAMAC-Systems zugeführt. Mit dem FORTRAN-Datenaufnahmeprogramm wird der Zähler alle 100ms ausgelesen, zurückgesetzt, in den Speicher des Rechners ausgelesen und graphisch dargestellt.

5.3.1.2 Vorbereitete Meßaufbauten

Meßaufbau für ein Heterodyn-Experiment

Der Aufbau des Nachweissystems zur Messung eines Heterodyn-Signals ist in Abbildung 5.32 gezeigt.

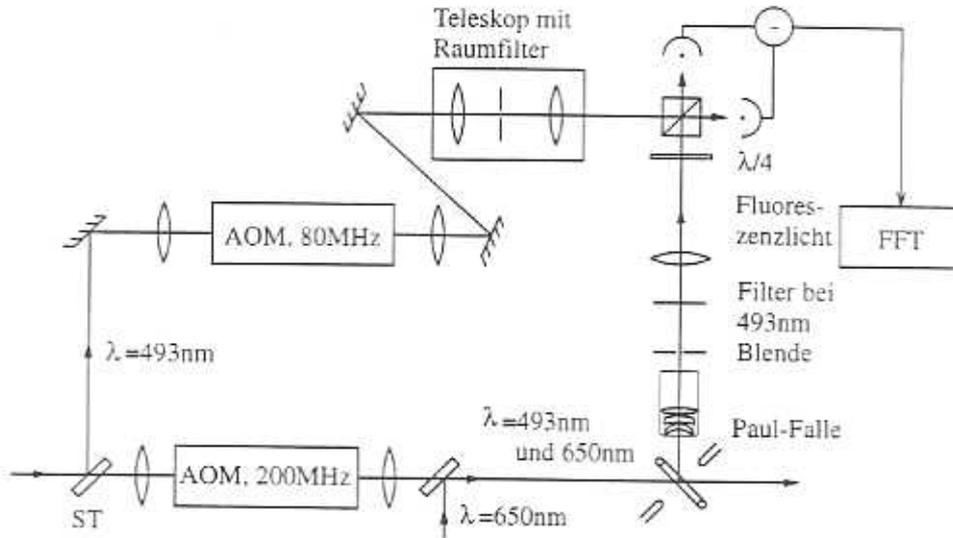


Abbildung 5.32: Der Aufbau des Nachweissystems zur Messung eines Heterodyn-Signals.

Bei diesem Experiment wird ein Teilstrahl des zur Anregung der Resonanzfluoreszenz verwendeten Laser-Lichtstrahls bei 493nm an einem Strahlteiler (ST) abgespalten und mittels eines akusto-optischen Modulators (AOM) [46] um 80MHz relativ zur Frequenz des Lasers frequenzverschoben. Dieser Teilstrahl dient als Lokoszillator. Der zur Anregung des Ions verwendete Hauptstrahl wird ebenfalls mittels eines akusto-optischen Modulators (AOM) [47] um 200MHz relativ zur Frequenz des Lasers frequenzverschoben. An einem weiteren Strahlteiler wird das Fluoreszenzlicht des Ions mit dem Lokoszillator überlagert.

Für ein maximales Signal zu Rausch-Verhältnis muß eine möglichst hohe Mischeffizienz zwischen den beiden Teilstrahlen erreicht werden. Dabei sollten die räumlichen Moden des Signalstrahls und des Lokoszillators optimal aufeinander abgestimmt sein, um auf den Detektoren vollständig zu überlappen. Zusätzlich zur räumlichen Überlagerung müssen die beiden Teilstrahlen die gleiche Polarisation besitzen. Aus diesen Gründen ist im Strahlengang des Lokoszillators ein Teleskop mit einem Raumfilter [44] eingebaut und, da der Lokoszillator linear polarisiert ist und das Fluoreszenzlicht sich aus einer Überlagerung von rechts- und links-zirkular polarisiertem Licht zusammensetzt, im Strahlengang des Fluoreszenzlichtes ein $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen eingebaut.

Der Strahlteiler und die schnellen Photodiodendetektoren mit hoher Quanteneffizienz

[87] dienen als balancierter Detektor. Das Spektrum des Fluoreszenzlichtes wird durch das Heterodyn-Verfahren von der optischen Frequenz in den Radiofrequenzbereich transformiert und zur Frequenzanalyse einem schnellen Fourier-Analysator (FFT) [118] zugeführt. Das Mischsignal ist durch die Frequenzverschiebungen der beiden akusto-optischen Modulatoren bei 120MHz zu erwarten und kann ggf. durch Änderung der Frequenzen an den akusto-optischen Modulatoren (AOMs) in der Frequenz noch verschoben werden.

Der vordere Photonen-zählkanal ist gegenüber dem zur Aufnahme der Resonanzfluoreszenz unverändert. Er dient zur Präparierung des Ions, zur Kompensation der Mikrobewegung und zur Beobachtung der spektral integrierten Fluoreszenz über das CAMAC-System.

Meßaufbau für das Homodyn-Experiment

Das Nachweissystems zur Messung von Homodyn-Signalen ist in Abbildung 5.33 gezeigt.

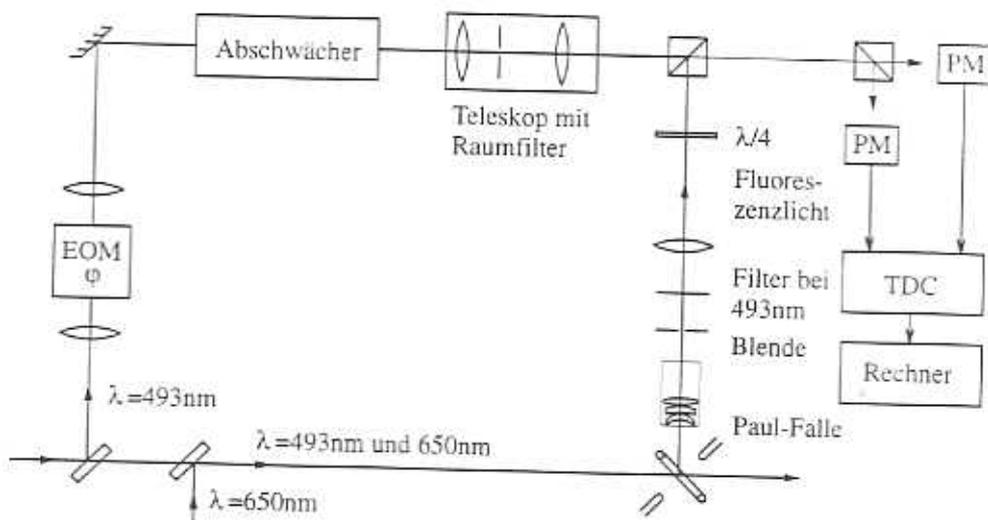


Abbildung 5.33: Der Aufbau des Nachweissystems zur Messung von Homodyn-Signalen.

Auch bei diesem Experiment wird ein Teil des zur Anregung der Resonanzfluoreszenz verwendeten Laser-Lichtstrahls bei 493nm abgespalten. Dieser Teilstrahl dient als Lokaloszillator und kann mittels eines elektro-optischen Modulators (EOM) in der Phase verändert werden. Zur Anpassung der Lichtintensitäten zwischen dem Lokaloszillator und dem Fluoreszenzlicht wird der Lokaloszillator durch gekreuzte Polarisatorenpaare [36] auf Fluoreszenzlichtintensität abgeschwächt. An einem Strahlteiler wird er mit dem Fluoreszenzlicht des einzelnen Ions überlagert. Dazu müssen die Moden des Signalstrahls und des lokalen Oszillators wieder optimal aufeinander abgestimmt sein. Es wird die gleiche Polarisations- und Modenanpassung durchgeführt wie bei dem zuvor beschriebenen Heterodyn-Aufbau.

Das hinter dem Polarisationsstrahlteiler erzeugte Schwebungssignal wird in eine Korrelationsmeßeinrichtung mit zwei Photomultipliern eingekoppelt. Zur Messung der Intensitätskorrelationen werden die Pulse der Photomultiplier nach Verlassen der Diskriminatoren auf die Eingänge des Zeitmeßgerätes (TDC) gegeben, der einen Start-Eingang hat, der die Zeitmessung beginnen läßt und einen Stopp-Eingang, der die Zeitmessung beendet. Der TDC gibt den Zeitabstand zwischen den beiden Pulsen in Vielfachen der programmierbaren Kanalbreite aus. Zur Verringerung von Totzeiten kann die Zeitmessung abgebrochen werden, wenn nach einer bestimmten Zeit (time overflow) kein Stopp-Puls erfolgt ist.

Der vordere Photonen-zählkanal dient wieder zur Präparierung des Ions, zur Kompensation der Mikrobewegung und zur Beobachtung der spektral integrierten Fluoreszenz, ebenfalls über das CAMAC-System.

Kapitel 6

Betrieb und Charakterisierung der Fallen-Apparatur

6.1 Präparation eines einzelnen Ions

Vor dem Einspeichern muß der Elektronenstrahl der Elektronenkanone auf die Paul-Falle ausgerichtet werden. Durch Ausschalten der Getterpumpe und Heizen des Ofens wird eine Verschlechterung des Drucks im Vakuum-Gehäuse erzeugt. Durch den Viewport erscheint bei völliger Dunkelheit der eingeschaltete Elektronenstrahl dem Auge bläulich und kann auf die Ringelektrode der Falle ausgerichtet werden.

Eine Messung beginnt dann mit der Präparation eines einzelnen Ions. Dazu werden zunächst das grüne und rote Laser-Lichtfeld durch die zwei Teleskopanordnungen auf die gewählten Strahldurchmesser gebracht und Beugungsstrukturen, hervorgerufen durch die räumlichen Filter, mit Hilfe von Irisblenden ausgeblendet. Die gewünschte Polarisation und Laser-Lichtleistung ($750\mu\text{W}$ grün und $250\mu\text{W}$ rot beim Einspeichern) wird mit Hilfe der $\lambda/2$ Quarz-Verzögerungsplatten und Polarisatoren eingestellt. Die beiden Laser-Lichtstrahlen werden überlagert und mit Hilfe des Achromaten durch die Falle fokussiert.

Die Frequenz des grünen und roten Laser-Lichtfeldes wird zunächst mit Hilfe einer Hohlkathodenlampe auf die Bohr-Frequenz des Übergangs abgestimmt. Das grüne Laser-Lichtfeld wird anschließend zur Anwendung der optischen Kühlung 150MHz unterhalb der Bohr-Frequenz (rotverstimmt oder auch kaltverstimmt) des Übergangs eingestellt.

Hat der Barium-Atomstrahl seinen Betriebstemperatur erreicht, wird durch Pulsen des Elektronenstrahls versucht ein Barium-Atom in der Falle zu ionisieren. Ein so entstandenes Ion wird durch das Fallenpotential sofort gespeichert und von den Laser-Lichtfeldern optisch gekühlt. Betrachtet man das Zentrum der Paul-Falle durch das Makroskop, so kann ein beugungsbegrenzter Lichtfleck beobachtet werden. Wurden dagegen mehrere Atome in der Falle ionisiert, wird ein kleines unruhiges Wölkchen beobachtet. Dies ist auch durch stufenhafte Änderungen in der Fluoreszenzzählrate der Photomultiplier leicht zu bemerken.

wie es an einem Meßtag einmal aufgezeichnet wurde und in Abbildung 6.1 dargestellt ist:

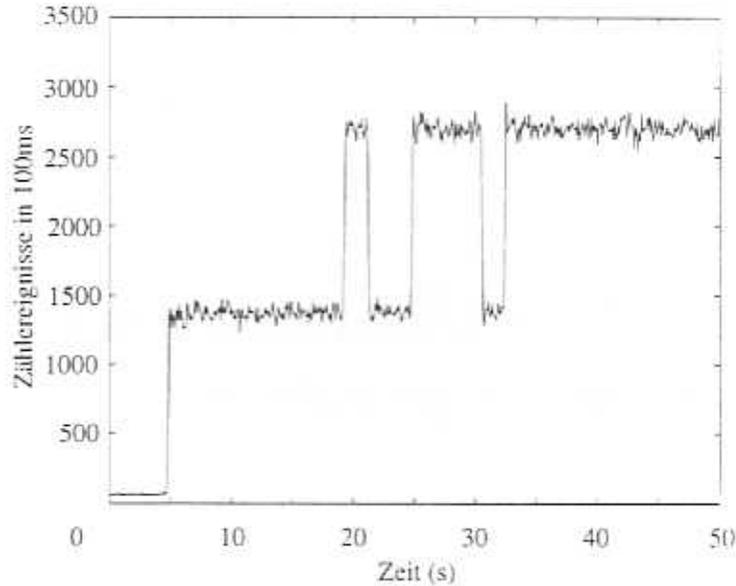


Abbildung 6.1: Zwei Stufen in der Fluoreszenz: Die Anzahl der Ionen in der Falle hat sich beim Einspeichern von einem Ion auf zwei Ionen erhöht. Zusätzlich sind Quantensprünge zu beobachten.

Durch kurzes Ausschalten des Fallenantriebs werden die Ionen aus der Falle geworfen und es kann neu eingespeichert werden. Ist ein einzelnes Ion gefangen, werden Ofenheizung und Elektronenstrahlquelle abgestellt. Damit ist das weitere, ungewollte Einspeichern von Ionen ausgeschlossen und der Druck in der Falle wird abgesenkt. Die Frequenz des grünen und roten Laser-Lichtfeldes wird am Signal des Ions optimiert. Ferner müssen nun die Strahlage und der Focus in der Falle mit den zwei zur Einkoppelung verwendeten Umlenkspiegeln und dem Achromaten optimiert werden. Dabei wird darauf geachtet, daß die Laser-Lichtfelder ohne zusätzliches Streulicht am Fallenring zu erzeugen die Blende vor der Falle durchstrahlen. Die Intensitäten und Frequenzen der Laser-Lichtfelder werden auf die für die Messung gewünschten Werte eingestellt.

Die Einstellung des Magnetfeldes zur Lichtpolarisation wird wie folgt festgelegt. Zunächst wird die Polarisation waagrecht zur Tischoberfläche und Beobachtungsrichtung eingestellt. Der Strom in der Magnetfeldspule, die das Magnetfeld parallel zur Beobachtungsrichtung erzeugt (Quantisierungsachse), wird auf den gewünschten Wert eingestellt. Die Ströme der anderen Spulen werden nun so eingestellt, daß das resultierende Magnetfeld genau parallel zur Polarisationsrichtung der Laser-Lichtfelder ist. Dies läßt sich durch die Beobachtung der Fluoreszenz des Ions empfindlich nachweisen. Sind nämlich Magnetfeld und Polarisation parallel zueinander ausgerichtet, erfolgen nur $\Delta m_j = 0$ Übergänge, es tritt optisches Pumpen in die $m_j = \pm 3/2$ Niveaus des $5^2D_{3/2}$ -Zustandes ein und die Fluoreszenz verschwindet. Nun läßt sich die Richtung der Lichtpolarisation senkrecht zur Magnetfeldrichtung mit den Polarisatoren einstellen. Die Magnetfeldrichtung ist dann parallel zur Beobachtungsrichtung

und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Laser-Lichtfelder. Es ist wieder Fluoreszenz zu beobachten.

Nachdem die Intensitäten und Frequenzen der Laser-Lichtfelder sowie die Polarisation relativ zur Quantisierungsachse eingestellt sind, wird die Mikrobewegung minimiert.

6.2 Kontrolle der Mikrobewegung

Die Schwerpunktsbewegung des Ions in der Hochfrequenz-Falle läßt sich als Überlagerung der Schwingung bei der Fallenantriebsfrequenz (der Mikrobewegung) und den Schwingungen bei den Säkularfrequenzen (den Makrobewegungen) darstellen (siehe Kapitel 4.1). Während die Makrobewegungen durch die Wechselwirkung mit den Laser-Lichtfeldern gekühlt und damit verringert werden können, ist dies bei der Mikrobewegung nicht möglich. Sie wird von dem Hochfrequenzfeld angetrieben und ihre Amplitude wächst proportional zum Abstand vom dynamischen Fallenzentrum. Im Fallenzentrum selbst verschwindet sie. Ein eingespeichertes und optisch gekühltes Ion ist aber nicht von vornherein an diesem Punkt in der Falle lokalisiert, weil noch zusätzliche statische Kräfte auf das Teilchen wirken. Sie drücken das Ion aus dem Fallenzentrum heraus und es wird an einem anderen Ort als dem Fallenzentrum in einen Gleichgewichtszustand kommen und damit Mikrobewegung vollziehen. Zur Vermeidung der Mikrobewegung muß man es erreichen, die statischen Kräfte zu kompensieren und damit das Ion in das Fallenzentrum zu drücken. Zu den Kräften, die auf das Ion wirken, zählen:

1. Die Kraft aufgrund des Fallenpotentials
2. Die mittlere von den Lichtfeldern ausgeübte Kraft
3. Die Kräfte aufgrund von Kontaktpotentialen

Kontaktpotentiale können durch Elektronen aus der Elektronenkanone entstehen, die sich auf der dielektrischen Entspiegelungsschicht des Objektivs im Vakuum ansammeln. Des weiteren kann die partielle Bedampfung der Molybdän-Fallenelektroden durch den zum Einspeichern benötigten Barium-Atomstrahl durch die verschiedenen Austrittsarbeiten der Metalle zu induziertem Elektronentransfer in der Grenzschicht führen. Beides zusammen führt zu statischen Streufeldern.

Durch die paarweise Anordnung der Kompensations- oder auch Zusatzelektroden an der Falle und mit den Fallenenekappen läßt sich das Ion in das dynamische Zentrum der Falle schieben. Dieser Vorgang ist nach **jedem Einspeichern** eines einzelnen Ions vorzunehmen.

Die Methode zur Minimierung der Mikrobewegung beruht auf dem Doppler-Effekt erster Ordnung. Dabei wird ausgenutzt, daß durch die periodische Bewegung des Ions in dessen Ruhesystem die anregende Laser-Frequenz aufgrund des Doppler-Effekts frequenzmoduliert erscheint. Die effektive Laser-Verstimmung variiert damit in Abhängigkeit von der Bewegungsphase des Ions. Die so verursachte Intensitätsmodulation der Resonanzfluoreszenz mit der Frequenz Ω_F wird nachgewiesen. Dieser Sachverhalt ist noch einmal anschaulich in Abbildung 6.2 dargestellt.

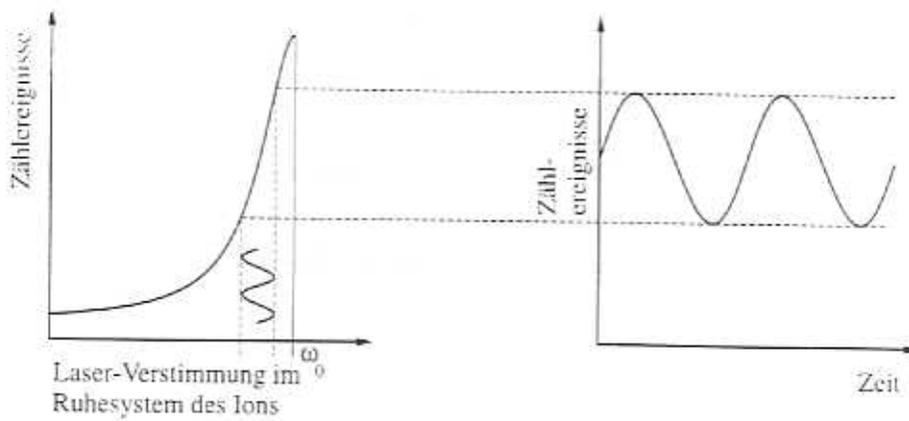


Abbildung 6.2: Die effektive Laser-Verstimmung variiert in Abhängigkeit von der Bewegungsphase des Ions und daraus resultiert eine Intensitätsmodulation des Fluoreszenzlichtes.

Die Meßanordnung ist schematisch in Abbildung 6.3 dargestellt.

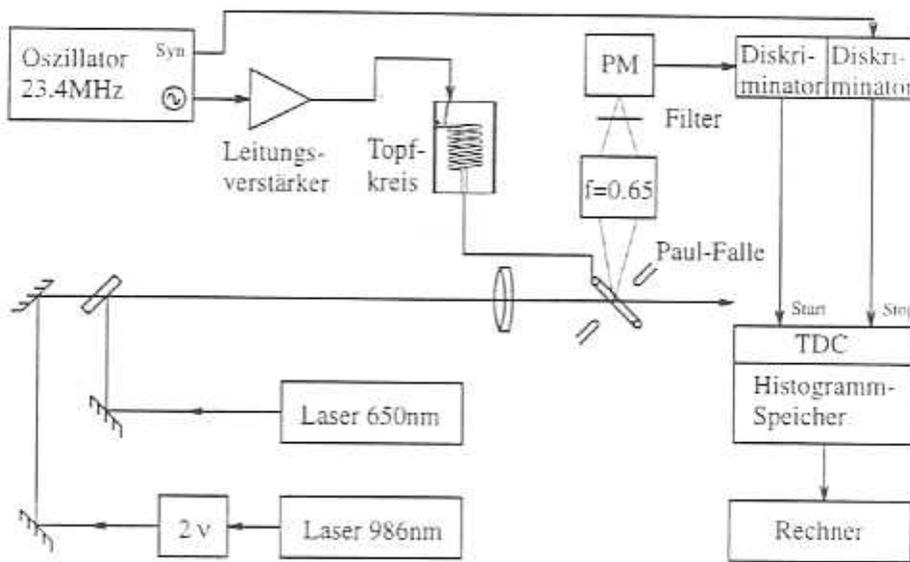


Abbildung 6.3: Der Aufbau zur Messung der Mikrobewegung.

Zur Messung der Modulation wird ein Verfahren angewendet, welches die Tatsache ausnutzt, daß die Intensitätsmodulation phasenstarr mit der Antriebsfrequenz gekoppelt ist. Für die Messung wird die digitale Stoppuhr verwendet (TDC), die bei Nachweis eines Photons gestartet wird. Bei fester Phase der Antriebsfrequenz wird die Uhr gestoppt. Die ermittelte Zeitspanne ist digitalisiert und wird in einer Histogrammeinheit gespeichert. Anschließend wird die Stoppuhr durch das nächste nachgewiesene Photon wieder gestartet.

und der Vorgang wiederholt. Man erhält nach einer vorgegeben Anzahl solcher Meßzyklen ein Histogramm. Sofern das Histogramm eine Modulation aufweist, wird die Position des Ions in der Falle durch Variieren der Potentiale, die an den Zusatzelektroden und an den Endkappen anliegen, verändert.

Normierte Messungen an der Mikrobewegung sind in Abbildung 6.4 und Abbildung 6.5 dargestellt.

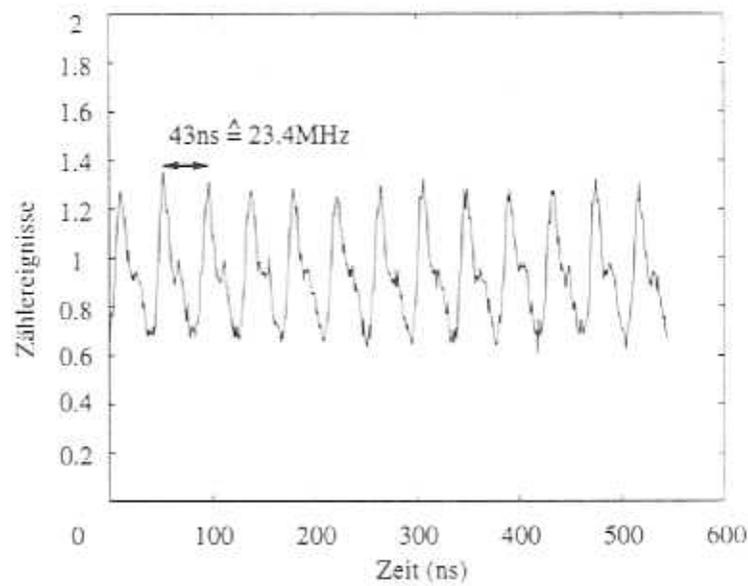


Abbildung 6.4: Die beobachtete Modulation während der Minimierung der Mikrobewegung bei der Antriebsfrequenz $\Omega_F/2\pi=23.4\text{MHz}$.

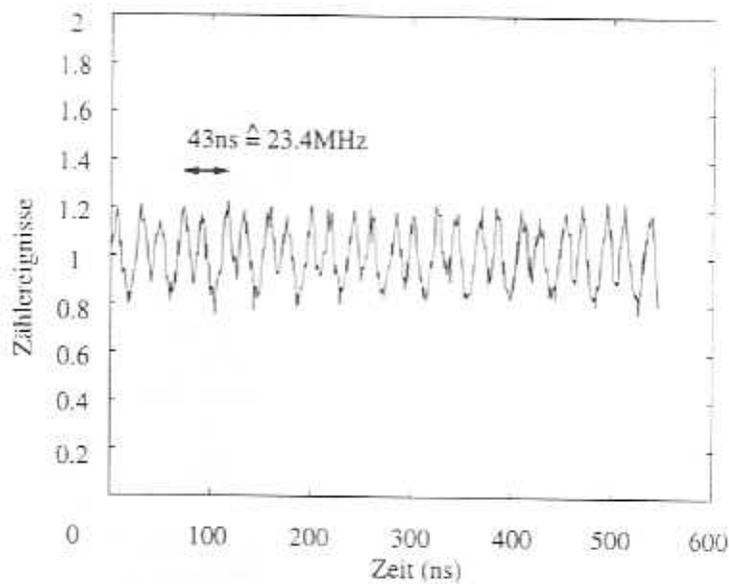


Abbildung 6.5: Die beobachtete Modulation während der Minimierung der Mikrobewegung bei der Antriebsfrequenz $\Omega_F/2\pi=23.4\text{MHz}$.

Durch Vergleich der Bilder ist zu erkennen, wie die Modulation während der Minimierung kleiner wird. Ferner verdoppelt sich die Frequenz von dem Bild 6.4 zu dem Bild 6.5. Dies hat seine Ursache in unterschiedlich eingestellten effektiven Laser-Verstimmungen zur Bohr-Frequenz des Übergangs. Ist die Verstimmung des Lasers gegenüber der Bohr-Frequenz klein, so variiert die Laser-Verstimmung im Ruhesystem des Ions über das Maximum der Resonanzkurve und man beobachtet eine Frequenz in der Zählereignissen, die zweimal größer ist als die Antriebsfrequenz (vgl. Abbildung 6.2). Ist die Verstimmung des Lasers größer (wie in Abbildung 6.2 dargestellt), so erfolgt die Anregung des Ions an einer steilen Diskriminante und man erhält eine starke Modulation auch bei kleiner Auslenkung des Ions aus dem Fallenzentrum mit einer Modulation bei der Fallenantriebsfrequenz. Ein systematischer und vollständiger Abgleich der Mikrobewegung ist bislang noch nicht erfolgt. Hierzu muß systematisch das Minimum einer dreidimensionalen Matrix von Spannungswerten ermittelt werden.

Da das Verfahren auf dem Doppler-Effekt erster Ordnung beruht, erhält man nur Auskunft über die Bewegungskomponente des Ions in Richtung des anregenden Laser-Strahls. Zur Bestimmung der Mikrobewegungskomponenten aus den anderen Raumrichtungen muß das Ion daher auch aus diesen Raumrichtungen angeregt werden. Das ist durch die zusätzlichen Lichtkanäle vorgesehen.

6.3 Charakterisierung der Säkularbewegung

Das Verhältnis von Ringradius r_0 zu Abstand der Kappenelektroden z_0 ist abweichend von dem üblichen Verhältnis (vergleiche Kapitel 4.1) gleich eins. Damit sind für gleiche a - und q -Parameter die erforderlichen Spannungen um den Faktor $3/2$ größer. Die Bewegungsfrequenzen als Funktion der Parameter a und q bleiben dagegen unverändert. Zur Messung der Säkularfrequenzen ist ein Aufbau verwendet worden, wie er schematisch in Abbildung 6.6 dargestellt ist.

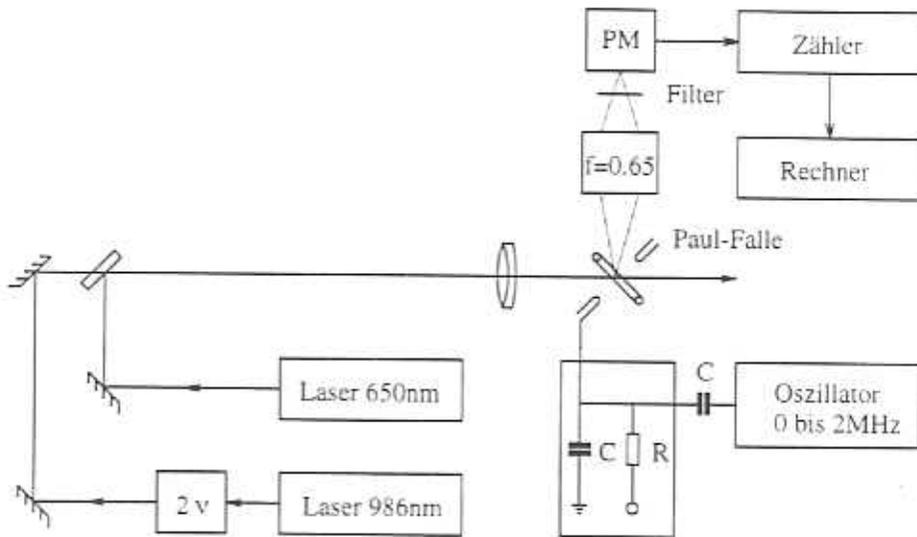


Abbildung 6.6: Der verwendete Aufbau zur Messung der Säkularfrequenzen.

Auf eine Kappenelektrode wird über einen Kondensator C eine Wechselspannung mit kleiner Amplitude angelegt. Wird die Frequenz von 0 bis zu etwa 2MHz durchgestimmt, so gibt es Frequenzen, die mit den Säkularfrequenzen übereinstimmen. Durch die resonante Ankoppelung des Ions an diese Frequenzen wächst die Schwingungsamplitude an und das Ion heizt auf. Der damit verbundene Rückgang des Fluoreszenzlichts kann nachgewiesen werden.

In Abbildung 6.7 sind die Zählereignisse der Fluoreszenz als Funktion der Verstimmung der Anregungsfrequenz dargestellt.

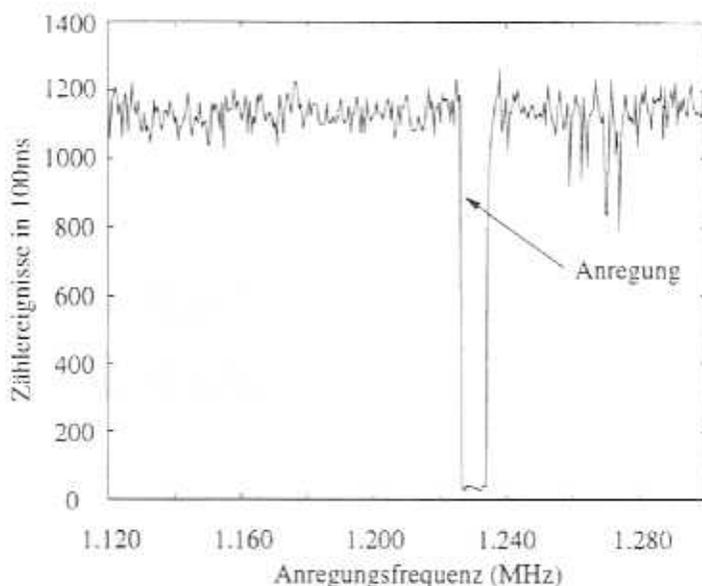


Abbildung 6.7: Reduzierte Zählraten durch Heizen des Ions bei der Anregung einer Säkularfrequenz.

Die Auswertung vieler bei gleicher Antriebsleistung aufgenommener Datensätze ergab u.a. eine Anregung bei 1220kHz für die Säkularfrequenz ω_S in der z -Achse der Falle. Daraus ergibt sich für die Amplitude der Wechselspannung nach der adiabatischen Näherung

$$U_{ac} = \frac{3}{2} \cdot \frac{\omega_S m r_0^2 \Omega_F}{\sqrt{2} q_e} \quad (6.1)$$

Aus der gemessenen Säkularfrequenz ergibt sich damit bei einer Verstärkerleistung von 3W eine Antriebsspannung von $U_{ac} \simeq 850V$.

Nach Kapitel 4.1 ergeben sich die a - und q -Parameter für die in diesem Experiment verwendete Falle nach den Gleichungen 4.6 und 4.7 zu

$$-2a_r = a_z = 0 \quad \text{und} \quad (6.2)$$

$$q_z = \frac{8q_e U_{ac}}{m(r_0^2 + 2z_0^2)\Omega_F^2} = 0.14. \quad (6.3)$$

Kapitel 7

Experimente an einzelnen Barium-Ionen

In diesem Teil der Arbeit werden die bisher durchgeführten Experimente an einzelnen Ionen beschrieben, die mit der neuen Apparatur und den Laser-Lichtfeldern auf Dioden-Laser-Basis bisher erzielt wurden. Die Falle wurde bei den meisten Experimenten mit einer Antriebsspannung von $V_{ac} \simeq 850\text{V}$ und einer Antriebsfrequenz von $\Omega_F/2\pi \simeq 23.4\text{MHz}$ betrieben. Ihre Funktionstüchtigkeit ist durch den erfolgreichen Nachweis einzelner, gespeicherter und gekühlter Ionen gezeigt.

7.1 Anregung von Quantensprüngen

Wird während der Beobachtung der Resonanzfluoreszenz des gespeicherten Ions das metastabile $5^2D_{5/2}$ -Niveau besetzt, erlischt die Fluoreszenz. Die eingestrahelten Laser-Lichtfelder können nicht mehr mit dem Ion wechselwirken und werden damit nicht mehr am Ion gestreut. Erst wenn der Grundzustand wieder besetzt wird, etwa durch einen Spontanzerfall oder durch Stöße mit den Hintergrundgas, streut das Ion wieder Licht. Ein einziger Übergang, ein sogenannter Quantensprung, schaltet das gesamte Fluoreszenzlicht aus bzw. an und es entstehen so Zeiten mit und ohne Beobachtung von Fluoreszenzlicht.

In Abbildung 7.1 und in Abbildung 7.2 ist das Fluoreszenzlicht eines einzelnen gespeicherten Ions dargestellt. Im Gegensatz zu Abbildung 7.1 ist während der Aufnahme der Fluoreszenz in Abbildung 7.2 das Ion noch zusätzlich mit Licht aus einer Barium-Hohlkathodenlampe [88] beleuchtet worden. Dabei wurde das Licht aus der Hohlkathodenlampe über zwei Linsen durch einen optischen Einstrahlkanal auf das Ion gerichtet. Es erscheinen induzierte Quantensprünge von unterschiedlich langer Dauer. Einige sind von der Größenordnung der eingestellten Integrationszeit des Photonenzählers (100ms), andere sind mehrere Sekunden lang.

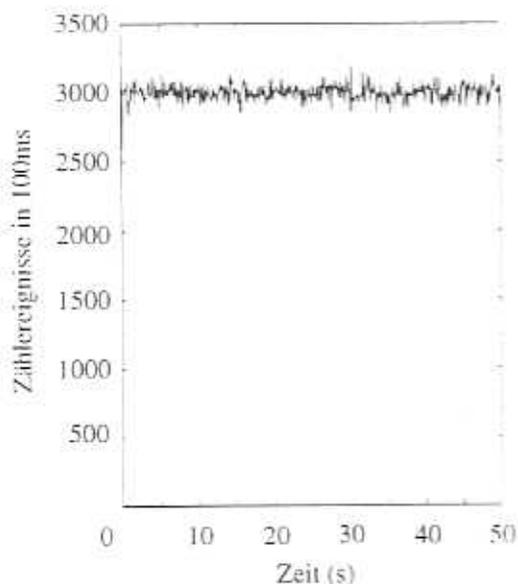


Abbildung 7.1: Die Fluoreszenz eines einzelnen Ba^+ -Ions.

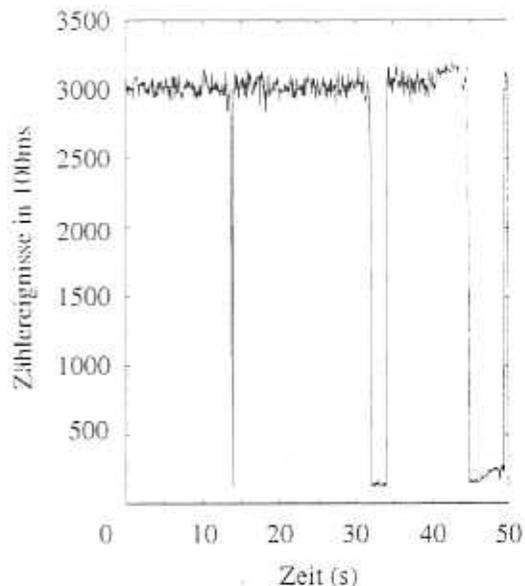


Abbildung 7.2: Die Fluoreszenz eines einzelnen Ba^+ -Ions mit induzierten Quantensprüngen.

Abbildung 7.3 zeigt eine Aufnahme der Fluoreszenz mit induzierten Quantensprüngen auf einer längeren Zeitskala.

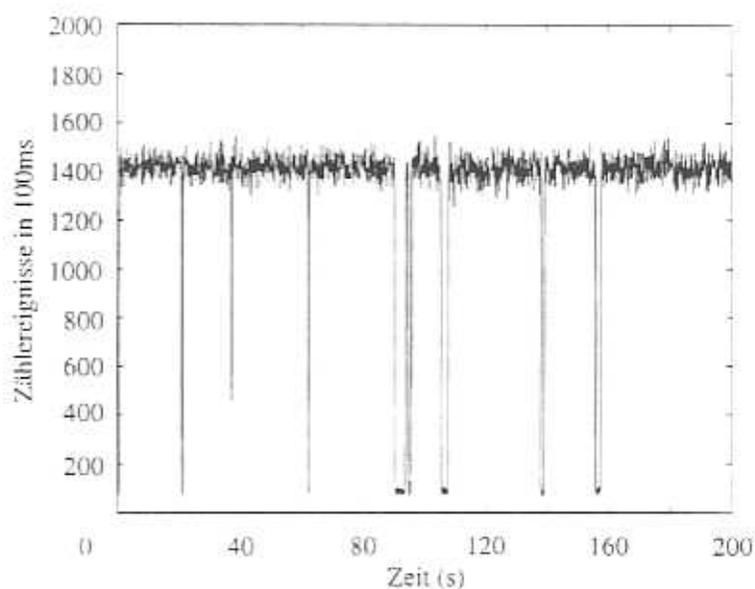


Abbildung 7.3: Die Fluoreszenz eines einzelner Ba^+ -Ions mit induzierten Quantensprüngen.

Abbildung 7.4 zeigt eine Aufnahme der Fluoreszenz dreier Ionen mit induzierten Quantensprüngen. Zwei Ionen fallen vermutlich durch Stöße untereinander aus der Falle, so daß letztendlich nur ein Ion in der Falle verbleibt.

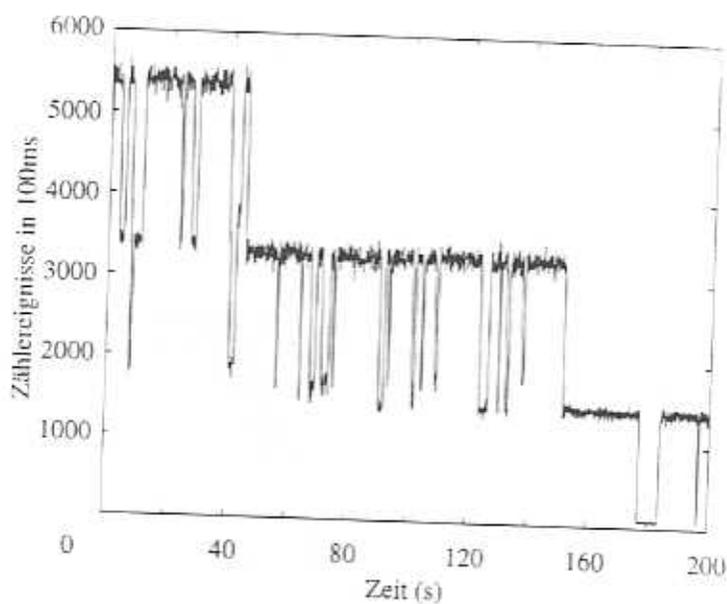


Abbildung 7.4: Die Fluoreszenz dreier Ba^+ -Ionen mit induzierten Quantensprüngen.

7.2 Anregungsspektren

Ein Anregungsspektrum ist die spektral integrierte Fluoreszenz als Funktion der Verstimmung eines der anregenden Lichtfelder. Es wurden Anregungsspektren der Niveaus $6^2S_{1/2}$, $6^2P_{1/2}$ und $5^2D_{3/2}$ aufgenommen, wobei die Zählereignisse des Photomultipliers integriert über 100ms als Funktion der Verstimmung des grünen oder roten Laser-Lichtfeldes aufgenommen worden sind. Die Verstimmung erfolgte dabei durch Änderung der Eigenfrequenzen der Referenzresonatoren, auf welche die Dioden-Laser stabilisiert waren.

7.2.1 Verstimmung des grünen Lasers

Abbildung 7.5 zeigt ein Anregungsspektrum, bei dem das rote Laser-Lichtfeld auf etwa 50MHz unterhalb der Bohr-Frequenz abgestimmt war und die grüne Laser-Frequenz um 180MHz verstimmt wurde. Die Laser-Leistungen betragen bei dieser Aufnahme $P_g=100\mu\text{W}$ und $P_r=25\mu\text{W}$. Es ist eine Dunkelresonanz zu erkennen.

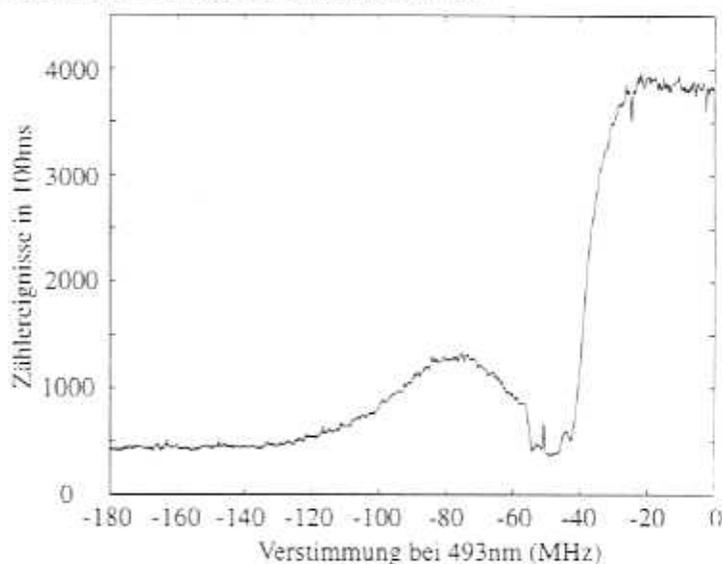


Abbildung 7.5: Das Anregungsspektrum eines einzelnen Ba^+ -Ions bei Verstimmung der grünen Laser-Frequenz.

Die Annahme eines Drei-Niveau-Systems ist nur dann gerechtfertigt, wenn sich keine Magnetfelder am Aufenthaltsort des Ions befinden. Durch Anlegen eines statischen Magnetfeldes spalten die Zustände $6^2S_{1/2}$, $6^2P_{1/2}$ und $5^2D_{3/2}$ in acht Zeeman-Unterkomponenten auf. Im Anregungsspektrum sind bei der Lichtpolarisation senkrecht zur Quantisierungsachse und damit zur Beobachtungsrichtung vier Dunkelresonanzen zu beobachten. Abbildung 7.6 zeigt ein Anregungsspektrum, bei dem das rote Laser-Lichtfeld auf etwa 15MHz unterhalb der Bohr-Frequenz abgestimmt war und die grüne Laser-Frequenz ebenfalls um 180MHz verstimmt wurde. Die Laser-Leistungen betragen bei dieser Aufnahme nur $P_g=25\mu\text{W}$ und $P_r=9\mu\text{W}$. Es sind vier Dunkelresonanzen zu erkennen.

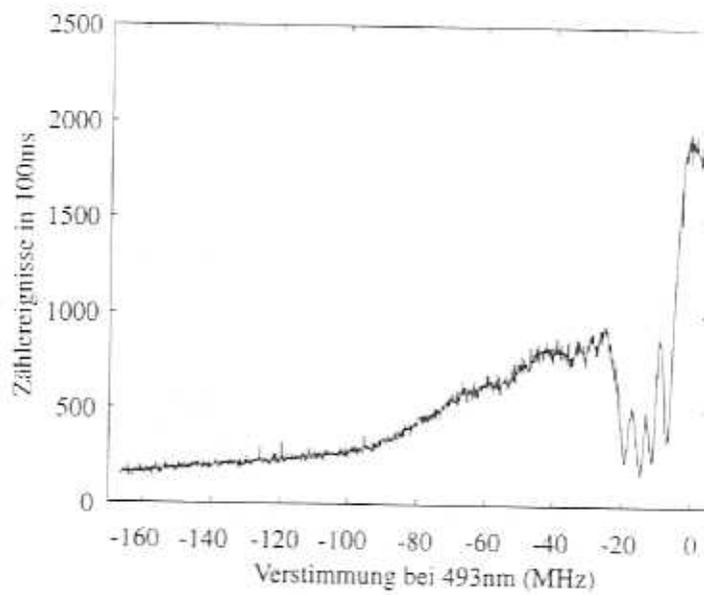


Abbildung 7.6: Das Anregungsspektrum eines einzelnen Ba^+ -Ions bei Verstimmung der grünen Laser-Frequenz.

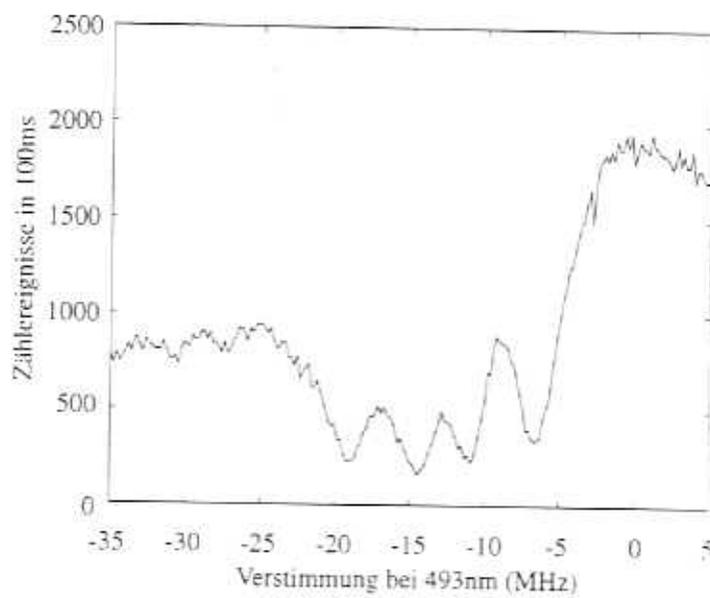


Abbildung 7.7: Das obere Anregungsspektrum eines einzelnen Ba^+ -Ions in Detail. Die vier aufgelösten Dunkelresonanzen sind gut zu erkennen.

Das Verstimmen der Laser-Frequenz über die volle Resonanz ist nicht möglich, da nur kleine positive Verstimmungen eingestellt werden dürfen. Bei einer positiven Verstimmung wird das Ion aufgeheizt kann und ist nicht mehr resonant mit der anregenden Laser-Strahlung.

Durch Anpassung der stationären Lösung der optischen Bloch-Gleichungen für das Acht-Niveau-System des Ba^+ -Ions an die Datenpunkte lassen sich die Parameter der Lichtintensitäten und Verstimmungen der Laser-Lichtfelder, der Magnetfeldstärke und der Winkel zwischen Lichtpolarisation und Magnetfeldrichtung bestimmen. Dieses erfolgt in Zusammenarbeit mit einem Diplomanden [Ober 98].

Die sich durch die Anpassung ergebenen Parameter aus dem dargestellten Datensatz in Abbildung 7.8 auf der folgenden Seite lauten: $\text{sat}_g = 1.96$, $\text{sat}_r = 3.07$, $\Delta_r = -40.6\text{MHz}$, Winkel zwischen Lichtpolarisation und Magnetfeldrichtung 88.2° bei einer Magnetfeldstärke von $\nu = 5.80\text{MHz}$.

Die Intensitäten der beiden Lichtfelder errechnen sich dann nach

$$I_g = \text{sat}_g^2 \cdot 98\text{mW/cm}^2 \quad (7.1)$$

und

$$I_r = \text{sat}_r^2 \cdot 15\text{mW/cm}^2. \quad (7.2)$$

Der Betrag des Magnetfeldes errechnet sich (μ_B : Bohr'sche Magneton) mit

$$|\vec{B}| = \frac{u\hbar}{\mu_B}. \quad (7.3)$$

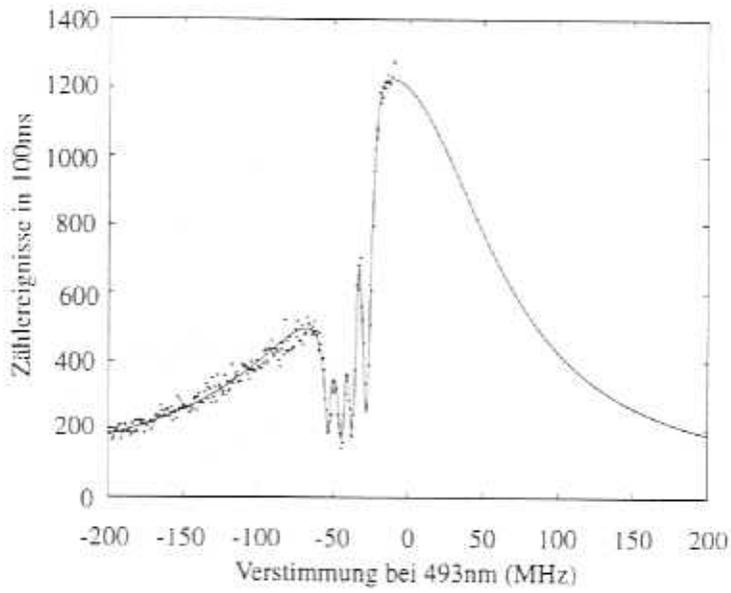


Abbildung 7.8: Das Anregungsspektrum eines einzelnen Ba^+ -Ions bei Verstimmung der grünen Laser-Frequenz, wobei die vier aufgelösten Dunkelresonanzen an die stationäre Lösung der optischen Bloch-Gleichungen angepaßt wurde.

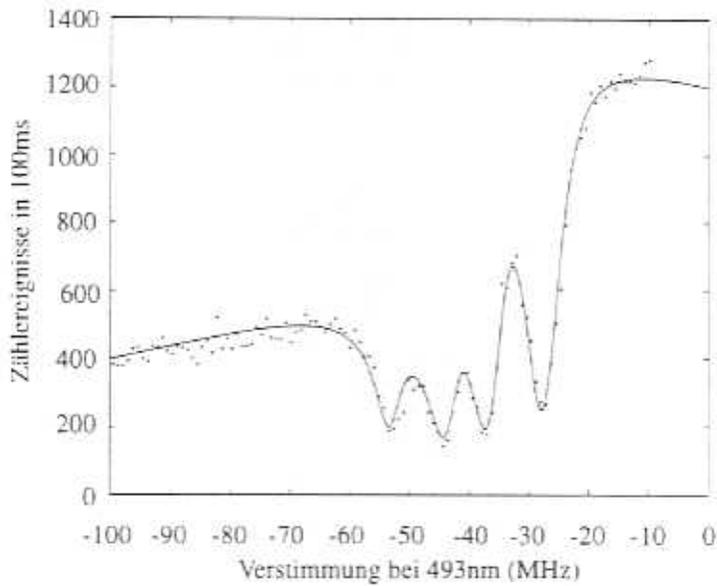


Abbildung 7.9: Das obere Anregungsspektrum eines einzelnen Ba^+ -Ions in Detail.

7.2.2 Verstimmung des roten Lasers

Ein Anregungsspektrum in Abhängigkeit von der roten Laser-Verstimmung ist in Abbildung 7.10 dargestellt. Die Laser-Leistungen betragen bei dieser Aufnahme $P_g=43\mu\text{W}$ und $P_r=15\mu\text{W}$ und es wurde eine große Mikrobewegungsamplitude des Ions beobachtet.

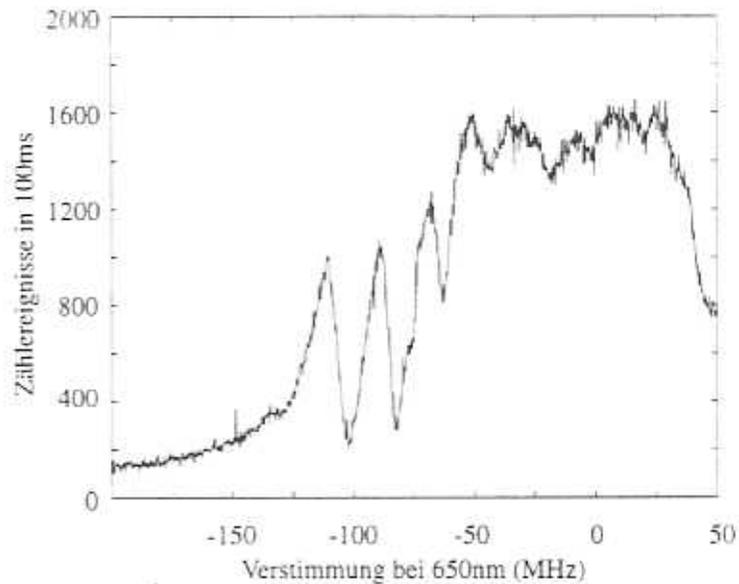


Abbildung 7.10: Ein Anregungsspektrum eines einzelnen Ba^+ -Ions bei Verstimmung der roten Laser-Frequenz mit großer Mikrobewegungsamplitude.

Es ist eine Dunkelresonanz zu erkennen, die durch Seitenbänder bei der Bewegungsfrequenz des Ions im Spektrum mehrfach zu beobachten ist.

Abbildung 7.11 zeigt ein Anregungsspektrum, bei dem das grüne Laser-Lichtfeld auf etwa 40MHz unterhalb der Bohr-Frequenz abgestimmt war und das rote Laser-Frequenz um 130MHz verstimmt wurde. Die Laser-Leistungen betragen bei dieser Aufnahme nur $P_g=10\mu\text{W}$ und $P_r=3\mu\text{W}$. Es sind vier Dunkelresonanzen zu erkennen.

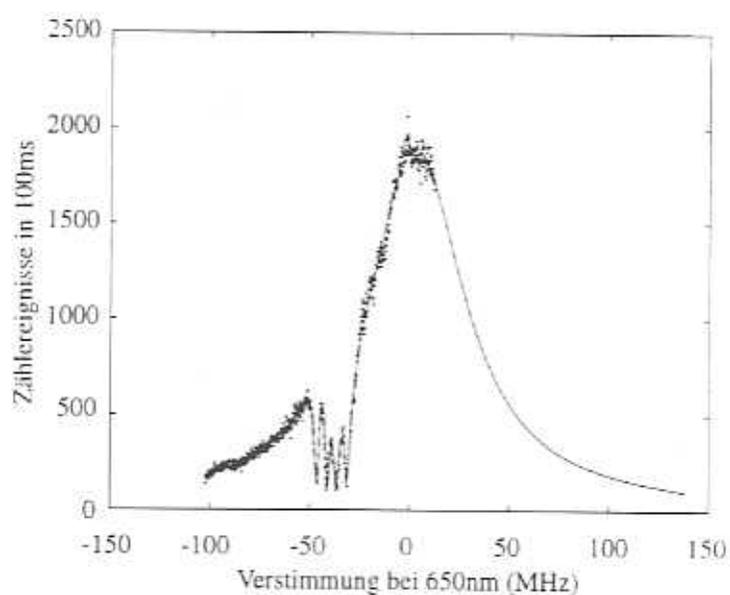


Abbildung 7.11: Ein Anregungsspektrum eines einzelnen Ba^+ -Ions bei Verstimmung der roten Laser-Frequenz, wobei die Datenpunkte der vier aufgelösten Dunkelresonanzen an die stationäre Lösung der optischen Bloch-Gleichungen angepaßt wurden.

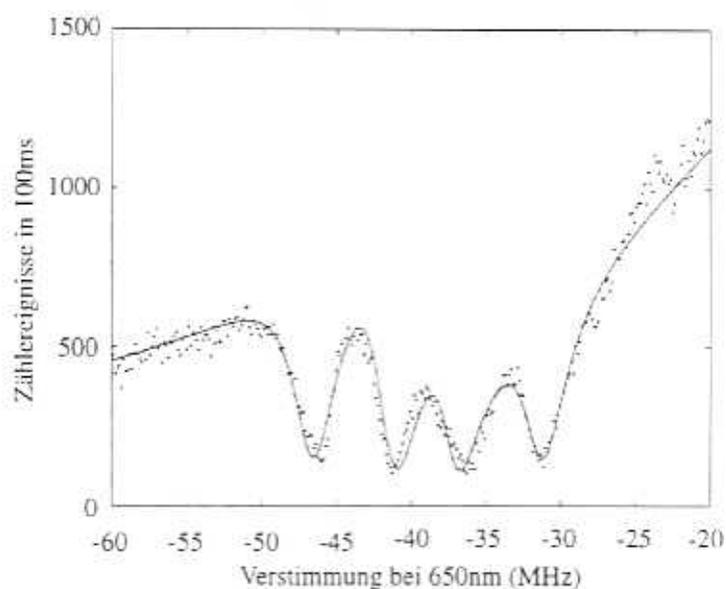


Abbildung 7.12: Das obere Anregungsspektrum eines einzelnen Ba^+ -Ions in Detail.

Die sich durch die Anpassung ergebenden Parameter lauten: $\text{satg} = 1.34$, $\text{satr} = 2.47$, Laser-Verstimmung $\Delta_f = -38.9\text{MHz}$ und Winkel zwischen Lichtpolarisation und Magnetfeldrichtung 90° bei einer Magnetfeldstärke von $\nu = 3.49\text{MHz}$.

7.3 Intensitätskorrelationsmessungen

Zur Messung der Intensitätskorrelationsfunktion $g^{(2)}(\tau)$ wird der Starteingang des TDC mit dem vorderen Photonen-zählkanal und der Stoppeingang mit dem hinteren Photonen-zählkanal verbunden. Durch unterschiedlich lange Kabel zwischen dem vorderen und hinteren Photonen-zählkanal erhält der TDC auf dem Stoppeingang verzögerte Pulse. Damit verschiebt sich im Histogramm der Zeitnullpunkt ($\tau = 0$) von Bin(1) zu einem Bin(>1).

In Abbildung 7.13 ist ein Ausschnitt aus einer gemessenen Intensitätskorrelationsfunktion dargestellt. Die Auflösung lag bei 156ps und einer maximalen Verzögerungszeit zwischen den Pulsen (time-overflow) von 400ns.

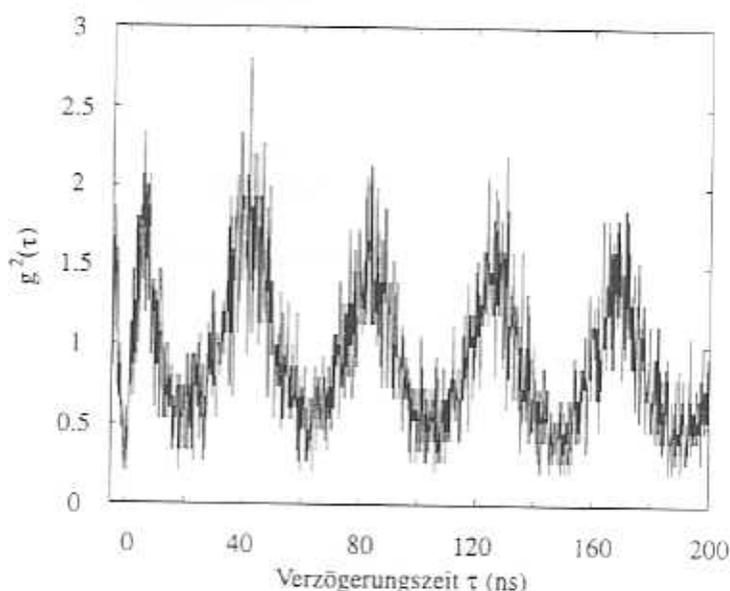


Abbildung 7.13: Messung der Intensitätskorrelationsfunktion $g^{(2)}(\tau)$ an einem einzelnen Ba^+ -Ion.

Die Intensitätskorrelationsfunktion ist stark durch die Mikrobewegung moduliert. Die Korrelation soll hier nur für positive Zeiten τ betrachtet werden. Nach der Emission des ersten Photons befindet sich das Atom im Grundzustand $6^2\text{S}_{1/2}$ und kann kein zweites Photon emittieren. Daher ist die Korrelationsfunktion für kurze Zeiten τ klein. Die Emissionswahrscheinlichkeit für das zweite Photon steigt mit zunehmender Zeit τ aufgrund der optischen Anregung an. Bei hinreichend hohen Intensitäten der anregenden Laser-Lichtfelder erfolgt die Anregung des Ions oszillatorisch mit den verallgemeinerten Rabi-Frequenzen, die bei dem gemessenen Histogramm aufgrund der Modulation durch die Mikrobewegung nicht zu beobachten ist. Die Laser-Leistungen betragen bei dieser Messung $P_g = 100\mu\text{W}$ und $P_r = 25\mu\text{W}$.

In Abbildung 7.14 ist eine weitere gemessene Korrelationsfunktion dargestellt. Hierbei sind im Gegensatz zur Messung aus Abbildung 7.13 die Laser-Lichtfelder weiter abgeschwächt worden. Sie betragen bei dieser Messung $P_g = 25\mu\text{W}$ und $P_r = 9\mu\text{W}$.

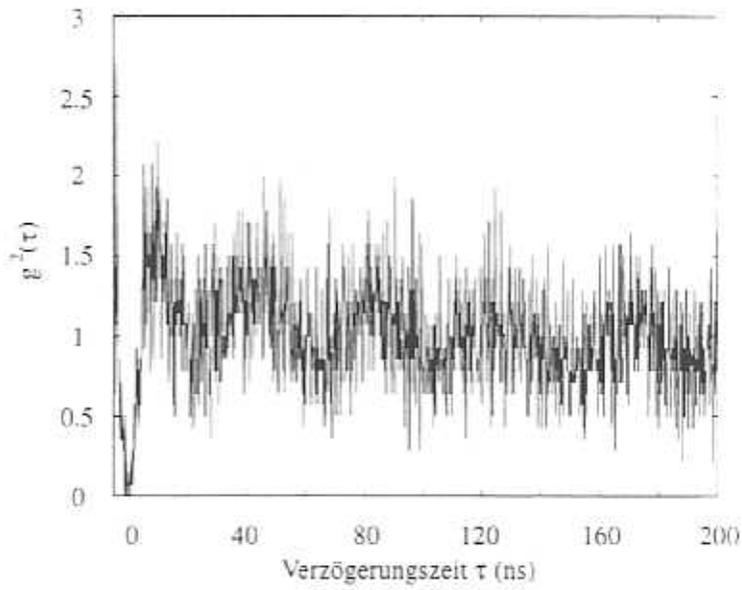


Abbildung 7.14: Messung der Intensitätskorrelationsfunktion $g^{(2)}(\tau)$ an einem einzelnen Ba^+ -Ion.

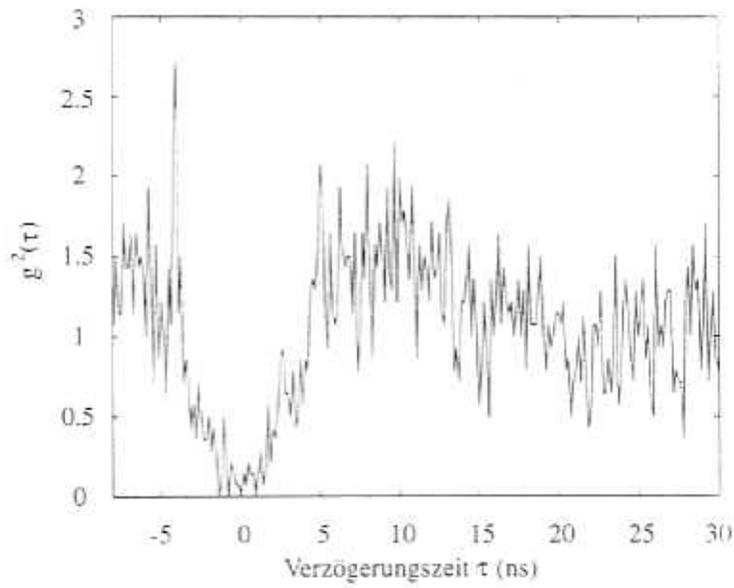


Abbildung 7.15: Die obere Intensitätskorrelationsfunktion $g^{(2)}(\tau)$ im Detail.

Die Korrelationsfunktion ist für $\tau = 0$ Null und wächst für kurze Verzögerungszeiten τ an. Die gemessene Korrelationsfunktion verletzt somit die für klassische Lichtfelder geltenden Ungleichungen 2.43 und 2.44 und zeigt damit **nichtklassisches Verhalten** (Antibunching).

Aus den Daten der Korrelationsfunktion (Abbildung 7.14) ist die Mikrobewegung bei 23.4MHz herausgefiltert und die so erhaltenen Werte sind mit einem Savitzky-Golay-Filter geglättet worden (vgl. Abbildung 7.16 und Abbildung 7.17 auf der folgenden Seite) Eine Anpassung der stationären Lösung der optischen Bloch-Gleichungen an diese Werte ergab die folgenden Parameter. Die Sättigung des grünen Laser-Lichtfeldes betrug 1.95 bei einer Verstimmung von -37.9MHz und die Sättigung des roten Laser-Lichtfeldes betrug 1.19 bei einer Verstimmung von -20.8MHz.

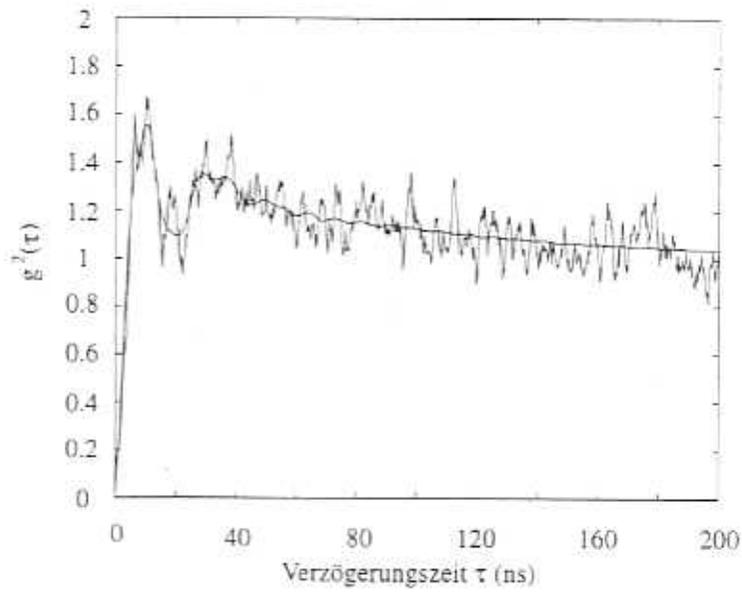


Abbildung 7.16: Gefilterte Daten der gemessenen Intensitätskorrelationsfunktion $g^{(2)}(\tau)$ von der Vorseite mit einer Anpassung.

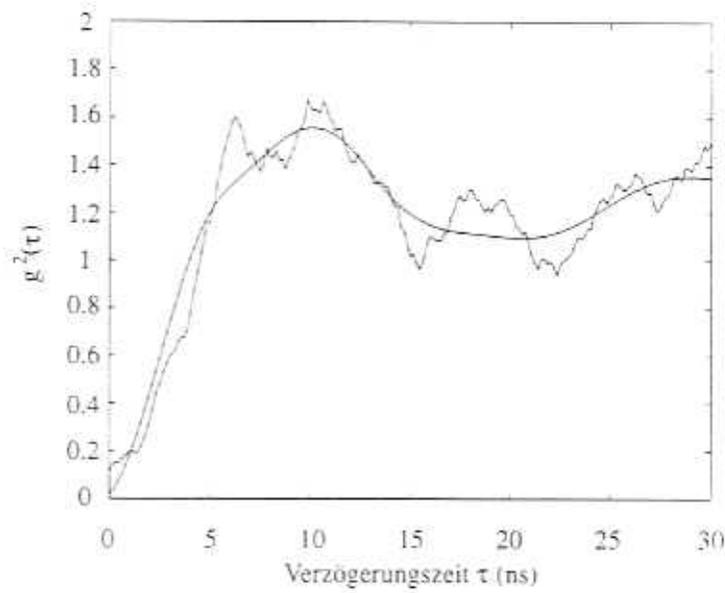


Abbildung 7.17: Gefilterte Daten der gemessenen Intensitätskorrelationsfunktion $g^{(2)}(\tau)$ im Detail.

7.4 Interferenzmessung an einzelnen Fluoreszenzphotonen

Das von einem einzelnen Ion emittierte Fluoreszenzlicht zeigt die Eigenschaft des „Anti-bunching“, d.h. zwei nacheinander emittierte Photonen können keinen beliebig kurzen zeitlichen Abstand haben (vgl. Abbildung 7.15). Mit diesen somit einzelnen Resonanzfluoreszenzphotonen wurde ein Interferenzexperiment durchgeführt, wie es Abbildung 5.31 schematisch dargestellt ist.

Das Fluoreszenzlicht eines einzelnen in der Paul-Falle gespeicherten Ba^+ -Ions wurde mit Hilfe des hinteren Detektionskanals kollimiert und durch ein Mach-Zehnder-Interferometer auf die Photokathode des hinteren Photomultipliers justiert. Dabei wurde nur ein Ausgang des Interferometers benutzt. Die in Abhängigkeit von dem optischen Weglängenunterschied der Interferometerarme aufgenommenen Signale von einem einzelnen Ion sind Abbildung 7.18 dargestellt.

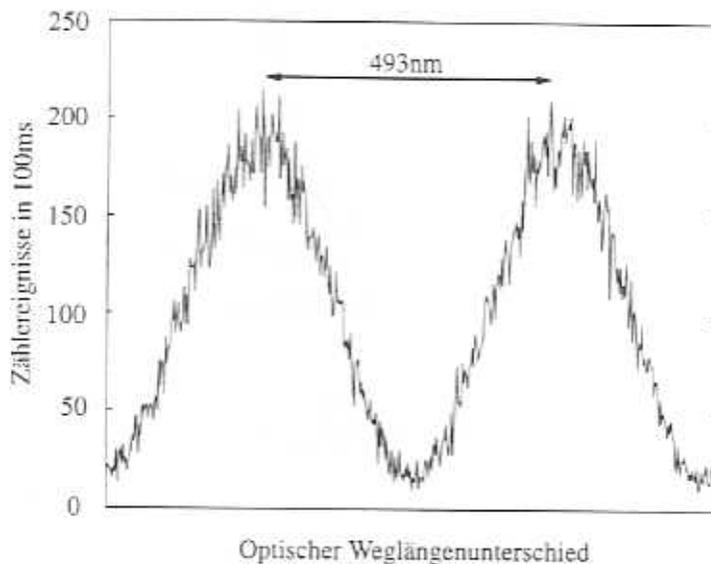


Abbildung 7.18: Fluoreszenzzählereignisse von einem einzelnen Ba^+ -Ion in Abhängigkeit von dem optischen Weglängenunterschied der Interferometerarme

Der erzielte Kontrast des Signals beträgt $\frac{200-20}{200+20} \approx 82\%$. Aus der maximalen Zählrate von 2kHz errechnet sich ein mittlerer zeitlicher Abstand der Photonen von etwa 50ms. Der freie Spektralbereich des Mach-Zehnder-Interferometers errechnet sich zu 16.6GHz [Berg 84] und entsprechend ergibt sich die Laufzeit der Photonen zu 60ps. Bei dieser Verzögerungszeit ergibt sich aus der Korrelationsmessung 7.15 ein Wert aus der Anpassung von $g^{(2)}(\tau = 60\text{ps}) = 4.45 \cdot 10^{-4}$. Damit ist es bei dem Nachweis von $2 \cdot 10^3$ Photonen einmal der Fall, daß sich zwei gleichzeitig im Interferometer aufhalten. Die beobachteten Maxima

und Minima ergeben sich folglich durch Interferenzen individueller einzelner Photonen mit sich selbst. Dieses Experiment knüpft damit an die Experimente mit stark abgeschwächten Lichtfeldern an [Reyn 69, Gran 86, Aspe 87], allerdings wurde hier zusätzlich demonstriert, daß sich Interferenzexperimente mit dem Fluoreszenzlicht einzelner gespeicherter Atome durchführen lassen, d.h. **Interferenzexperimente mit nichtklassischem Licht**.

Ein weiteres Bild ist in Abbildung 7.19 gezeigt. Deutlich sind Quantensprünge des Ions zu erkennen, so daß mit Sicherheit gesagt werden kann, daß das Fluoreszenzlicht von einem einzelnen Ion emittiert wird.

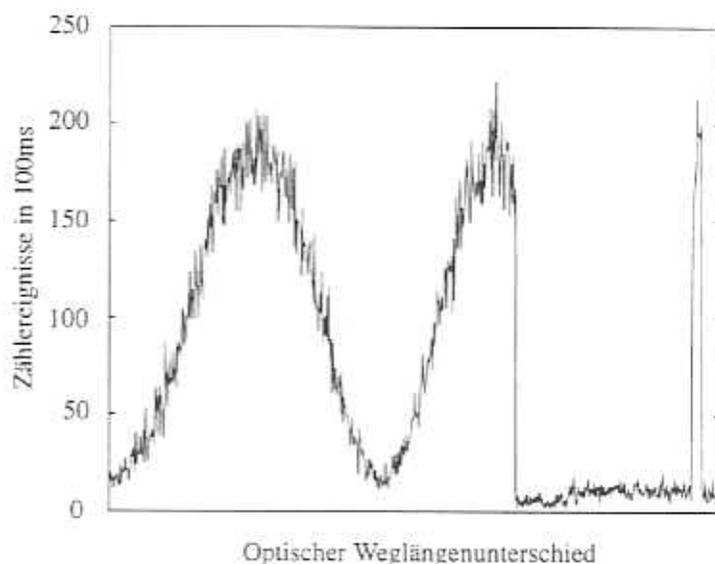


Abbildung 7.19: Fluoreszenzzählereignisse von einem einzelnen Ba^+ -Ion in Abhängigkeit von dem optischen Weglängenunterschied der Interferometerarme

Der auf die Gesamtzählereignisse (aufgenommen mit dem vorderen Photomultiplier) normierte Kontrast des Interferenzsignals ist bei der Detektion von Licht eines Ions am größten. Werden zwei Ionen in die Falle geladen, verringert sich der Kontrast des Signals auf etwa die Hälfte und verringert sich kaum noch, wenn eine kleine Wolke (ca. 5 Ionen) in der Falle gespeichert ist. Die Daten der Messungen dazu sind in Abbildung 7.20 dargestellt.

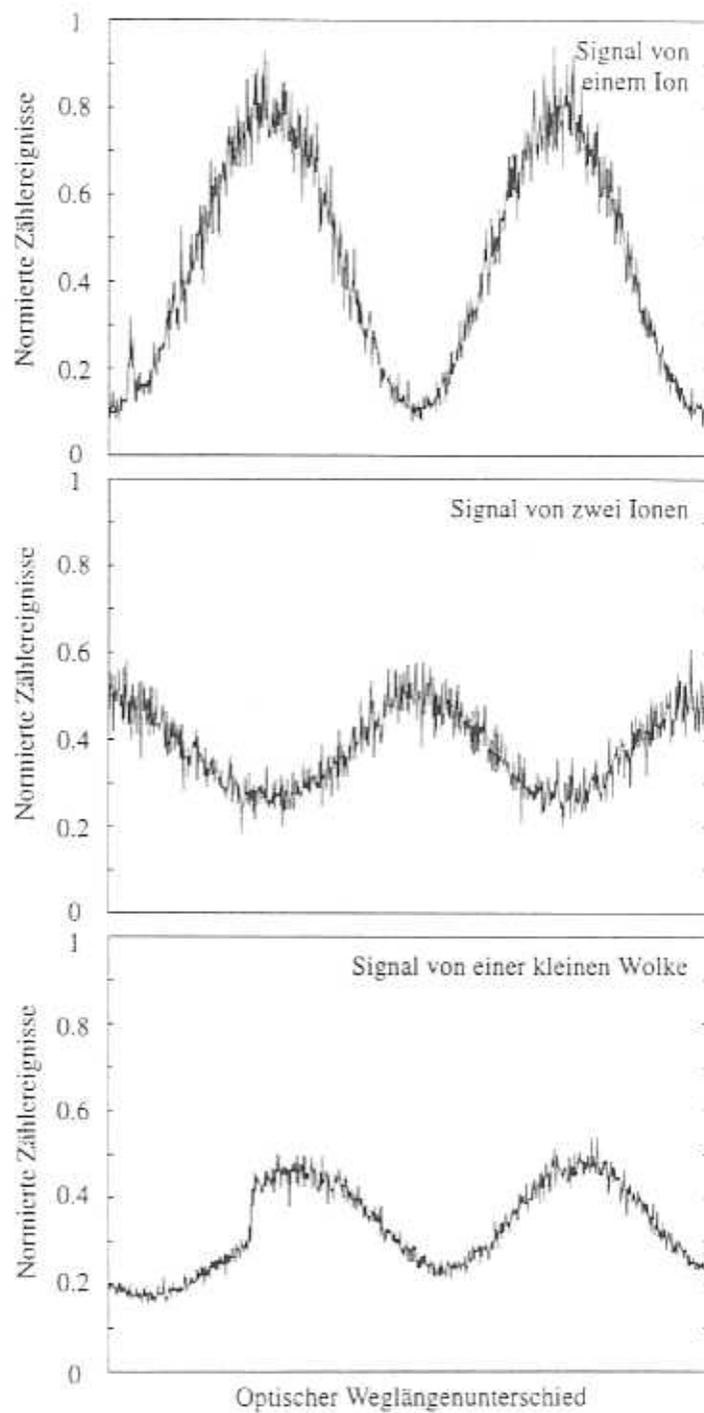


Abbildung 7.20: Fluoreszenzzählereignisse von einem einzelnen Ba^+ -Ion, von zwei Ionen und einer kleinen Ionenwolke (ca. $\bar{5}$) in Abhängigkeit von dem optischen Weglängenunterschied der Interferometerarme

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

In Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuer Meßplatz für spektroskopische und quantenoptische Experimente aufgebaut, welcher es erlaubt, ein einzelnes ionisiertes Barium-Atom in einer Paul-Falle im Vakuum zu speichern, mit Laser-Licht anzuregen und zu beobachten. Die Konzeption der Falle und des Vakuum-Gehäuses erfolgte in Hinblick auf das Erreichen eines optimalen Signal/Rausch-Verhältnisses im nachgewiesenen Licht durch Einbau eines Objektivs mit großer Apertur im Vakuum und durch Minimierung des Streulichtuntergrundes mittels Einbau von Blenden. Die Vakuum-Apparatur erlaubt die Einstrahlung von Laser-Licht aus drei Raumrichtungen. Zur Anregung der Resonanzfluoreszenz von einzelnen gespeicherten Barium-Ionen werden die Lichtfelder zweier Laser benötigt, die im Rahmen dieser Arbeit und parallel zum Aufbau der Apparatur, d.h. der Konzeption und Fertigung des Vakuum-Gehäuses, des Nachweissystems und der unterschiedlichen Meßaufbauten entwickelt und realisiert wurden. Bei der Realisierung lag ein Schwerpunkt auf den Laser-Stabilisierungen. Damit konnte das Fluoreszenzlicht eines einzelnen Barium-Ions erstmals allein mit Licht auf der Basis von Dioden-Lasern angeregt und untersucht werden.

Durch die Beleuchtung mit näherungsweise resonantem Laser-Licht wurde die kinetische Energie des Ions in der Paul-Falle durch optische Kühlung verringert. Mit Hilfe von Zusatzelektroden kann das Ion in das Fallenzentrum geschoben werden, wo es nicht nur kalt sondern auch nahezu bewegungslos ist. Eine Druckverbreiterung ist bei dem erzielten Enddruck zu vernachlässigen und die Wechselwirkungszeit des Ions mit dem Licht ist beliebig lang. Durch diese Anordnung werden nun an diesem Meßplatz Präzisionsexperimente mit höchster spektraler Auflösung möglich.

Das Fluoreszenzlicht des einzelnen Barium-Ions zeigt unter anderem die nichtklassische Eigenschaft des Antibunching. Mit der Aufnahme von Intensitätskorrelationsfunktionen ist diese Eigenschaft der Resonanzfluoreszenz auf dem Übergang $6^2S_{1/2} \rightleftharpoons 6^2P_{1/2}$ an einem einzelnen Ion mit dieser neuen Apparatur nachgewiesen worden.

Die Interferenzeigenschaften einzelner Resonanzfluoreszenzphotonen dieses Übergangs

sind mit Hilfe eines Mach-Zehnder-Interferometers untersucht worden. Da sich aufgrund der Antibunching-Eigenschaft nie mehr als ein Photon im Interferometer aufhielt und sich trotzdem mit hohem Kontrast Maxima und Minima bei Veränderung der optischen Weglänge eines Interferometerarms ergaben, konnte gezeigt werden, daß einzelne Fluoreszenzphotonen mit sich selbst interferieren. Der auf die Gesamtzählereignisse normierte Kontrast des Signals ist bei der Untersuchung der Fluoreszenz von einem Ion am größten, sinkt bei zwei Ionen auf die Hälfte und verringert sich kaum noch bei der Untersuchung des Lichts von ca. 5 Ionen.

Die Anregungsspektren eines Barium-Ions, d.h. die spektral integrierte Fluoreszenzrate als Funktion der Verstimmung eines der anregenden Laser-Lichtfelder, und die Intensitätskorrelationsfunktion $g^2(\tau)$ lassen sich mit den optischen Bloch-Gleichungen berechnen. Die beobachtete Linienform des Zeeman-aufgespaltenen Systems läßt sich mit Hilfe der stationären Lösungen anpassen und man erhält u.a. die experimentell zugänglichen Parameter wie die Intensitäten und Verstimmungen der Lichtfelder, den Betrag des Magnetfeldes und den Winkel zwischen Lichtpolarisation und Magnetfeldrichtung. Die so gewonnenen Parameter können nun gezielt verändert werden, so daß die aus der Theorie vorgegebenen optimalen Parameterbereiche für die zukünftigen Experimente eingestellt werden können.

Mit dem Aufbau und dem gegenwärtigen Zustand dieser Fallen-Apparatur, der Laser-Systeme und dem Nachweissystem und mit dem erfolgreichen Nachweis einzelner, gekühlter Ionen sowie der Durchführung der ersten Experimente an deren Resonanzfluoreszenz sind die Voraussetzungen für weitergehende Experimente zum Quantencharakter des Fluoreszenzlichts einzelner Ionen geschaffen. Darüber hinaus sind zusätzlich einige Verbesserungen für zukünftige Messungen an dem Gesamtaufbau geplant, die an dieser Stelle kurz angegeben werden sollen.

Zur Verbesserung der Langzeitstabilität der Laser-Lichtfelder läßt sich das grüne Laser-Lichtfeld auf eine atomare Tellur-Resonanz und das rote auf eine atomare Jod-Resonanz stabilisieren. Die weitere Verbesserung der Kurzzeitstabilität der Laser-Lichtfelder kann durch den Bau von verbesserten Regelverstärkern (siehe Allan-Varianzen in den Abschnitten 5.1.1.1, 5.1.1.2 und 5.1.2) erreicht werden sowie die frequenzgenaue und computerkontrollierte Verstimmung durch den Einbau von akusto-optischen Modulatoren (AOMs).

Als das wichtigste zukünftige und längerfristige Experiment ist der Nachweis des „Squeezing“-Effekts in der Resonanzfluoreszenz eines einzelnen Ba^+ -Ions zu nennen, bei dessen Messung der kohärenten Überlagerung des Fluoreszenzlichts mit einem Licht eines Lokaloszillators eine besondere Bedeutung zukommt. Der „Squeezing“-Effekt, ein grundlegender nichtklassischer Effekt neben dem Antibunching, konnte bisher noch nicht experimentell bestätigt werden.

Ein weiteres Experiment auf diesem Weg ist die Messung des Spektrums der Resonanzfluoreszenz mit Hilfe des Heterodyn-Nachweises. Das Spektrum des Acht-Niveau-Systems des Ba^+ -Ions liefert unter Anregung mit zwei Laser-Lichtfeldern auf den Übergängen $6^2P_{1/2} = 6^2S_{1/2}$ und $6^2P_{1/2} = 5^2D_{3/2}$ mehr Resonanzen als das zuerst von Mollow [Moll 69] untersuchte Zwei-Niveau-System [Schu 91, Stal 96]. Ein hochaufgelöstes Spektrum des Barium-Ions mit Hilfe des Heterodyn-Nachweises liefert bei schwacher Anregung den elastisch gestreuten Anteil („elastischen Komponente“). Zusätzlich zu dieser elastischen Komponente treten im Fluoreszenzspektrum als Folge der Speicherung des Ions im

Fallenpotential Seitenbänder bei den Bewegungsfrequenzen auf. Durch die Dektektion und Bestimmung der Höhe dieser Seitenbänder für die Makrobewegung ließe sich eine genaue Temperaturbestimmung des Ions durchführen. Die Kühlung des Ions ließe sich dann schnell und effizient verbessern. Die bei dem Heterodyn-Verfahren gewonnenen Erfahrungen bei der Überlagerung des Fluoreszenzlichtes mit einem Lokaloszillator werden zusätzlich vorteilhaft sein für den komplexeren Aufbau bei der Messung der Homodyn-Korrelationen. Hierbei ist das Licht des Lokaloszillators abgeschwächt auf die Stärke des Fluoreszenzlichts und es muß während der gesamten Meßzeit die Phasenlage zwischen dem gespeicherten Ion bzw. seinem Fluoreszenzlicht und dem Lokaloszillator konstant gehalten werden.

Die umfassende quantenmechanische Charakterisierung durch die Dichtematrix und die Wignerfunktion (Tomographie) von dem Lichtzustand der Resonanzfluoreszenz ist eine weitere und über die eben beschriebenen Messungen hinausgehende Anwendung dieses Meßplatzes.

Anhang A

Spektrale Frequenzfluktuationsdichte, Allan-Varianz und spektrale Leistungsdichte

Dieser Abschnitt befaßt sich mit dem störungsbedingten Abweichen der Oszillationsfrequenz ν eines Oszillators vom Idealfall ν_0 . Bei seiner Analyse sind Begriffe wie **Realisierungsgenauigkeit** und **Reproduzierbarkeit** bezeichnet. Realisierungsgenauigkeit oder **accuracy** ist das Maß der Übereinstimmung der Oszillationsfrequenz ν mit dem definierten Ideal ν_0 einer atomaren Resonanz. Im allgemeinen ist sie nicht ohne weiteres meßbar, weil auch die Meßanordnungen mit Fehlern behaftet sind. Reproduzierbarkeit heißt das Maß der Übereinstimmung der Frequenz eines Oszillators vor und nach der Neujustierung aller seiner Parameter [Alla 74].

Das zeitliche oder spektrale Verhalten eines Oszillators heißt **Stabilität**. Als **Rauschen** wird jenes physikalische Phänomen bezeichnet, das eine statistische Abweichung vom Ideal erzeugt. Im folgenden soll gezeigt werden, wie die Stabilität eines Oszillators und dessen Rauschen beschrieben werden kann.

Für einen Vergleich der Stabilität verschiedener Oszillatoren wird im Frequenzbereich die **spektrale Frequenzfluktuationsdichte** und im Zeitbereich die **Allan-Varianz** [Vani 89] benutzt. Zunächst sollen diese Größen eingeführt und danach noch die **spektrale Leistungsdichte** angegeben werden. Damit können die verwendeten optischen Oszillatoren (Laser-Lichtquellen) charakterisiert werden. Die spektrale Leistungsdichte beschreibt die Linienform der Laser-Leistung im optischen Frequenzspektrum.

1. Spektrale Frequenzfluktuationsdichte

Reale Oszillatoren unterliegen Schwankungen der Frequenz und der Amplitude gemäß

$$E(t) = \{E_0 + \epsilon(t)\} e^{i(2\pi\nu_0 t + \varphi(t))}. \quad (\text{A.1})$$

Für hochpräzise Oszillatoren kann angenommen werden, daß Amplitudenschwankungen vernachlässigt werden können ($\epsilon(t) = 0$) und die momentane Frequenz nur geringfügig vom Mittelwert abweicht ($\dot{\varphi}(t)/2\pi\nu_0 \ll 1$), so daß für das elektrische Feld die folgende Form gilt:

$$E(t) = E_0 \cdot e^{i(2\pi\nu_0 t + \varphi(t))}. \quad (\text{A.2})$$

Für die relativen Frequenzfluktuation wird die normierte Größe

$$y(t) = \dot{\varphi}(t)/2\pi\nu_0 \quad (\text{A.3})$$

eingeführt. Die spektrale Frequenzfluktuationsdichte $S_y(f)$ (auch Rauschspektrum genannt) ist durch die Fouriertransformierte der Autokorrelation $R_y(\tau)$ der Frequenzfluktuationen definiert:

$$S_y(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_y(\tau) \cdot e^{-i2\pi f \tau} d\tau \quad (\text{A.4})$$

mit

$$R_y(\tau) = \langle y^*(t) \cdot y(t + \tau) \rangle_t = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \cdot \int_0^T y^*(t) \cdot y(t + \tau) dt. \quad (\text{A.5})$$

Die spektrale Frequenzfluktuationsdichte $S_y(f)$ hat die Einheit 1/Hz. Anschaulich entspricht sie dem Betragsquadrat der Fourierkomponenten des Rauschens und gibt, über ein Frequenzintervall zwischen unterer und oberer Grenzfrequenz $[f_u, f_o]$ integriert, die Instabilität eines Oszillators an. Nur innerhalb dieses Frequenzintervalls sind Aussagen über die spektrale Frequenzfluktuationsdichte möglich. Dies ist keine Beschränkung, da jede Messung nur eine endliche Zeit dauert, so daß sehr niedrige Frequenzen $f < f_u$ sowieso nicht wahrgenommen werden können. Ferner besitzt jedes reales Datenaufnahmesystem ein Tiefpaßverhalten mit einer oberen Grenzfrequenz f_o . Die spektrale Frequenzfluktuationsdichte kann in diesem Intervall in eine Potenzreihe nach f entwickelt werden [Alla 66]:

$$S_y(f) = \sum_{\alpha=-2}^{+2} h_\alpha f^\alpha \quad \text{mit} \quad y(t) = \sum_{\alpha=-2}^{+2} y_\alpha(t) \quad (\text{A.6})$$

für $f_u < f < f_o$ und $S_y(f) = 0$ sonst. Durch den Exponenten α werden fünf voneinander unabhängige Rauschprozesse gekennzeichnet, wobei h_α jeweils eine Konstante ist. Die Entwicklung zeigt die Frequenzabhängigkeit der einzelnen Rauschprozesse, wobei die einzelnen Beiträge mit unterschiedlichem α in verschiedenen Frequenzbereichen dominieren. Die spektrale Frequenzfluktuationsdichte ist in doppelt-logarithmischer Darstellung in Abbildung A.1 beispielhaft dargestellt.

Anhand des charakteristischen Verlaufs der spektralen Frequenzfluktuationsdichte können die Rauschquellen, die den Oszillator beeinflussen, identifiziert werden. Die Rauschquellen sind im folgenden, nach dem Exponenten α geordnet, angegeben:

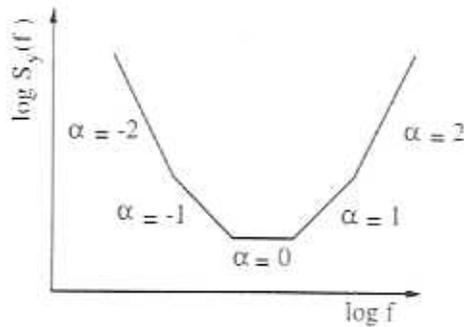


Abbildung A.1: Die spektrale Frequenzfluktuationsdichte $S_y(f)$, wobei die einzelnen Rauschprozesse in unterschiedlichen Frequenzbereichen dominieren.

- $\alpha = -2$, statistische Driften im Zeitbereich von Sekunden und Tagen: Die Ursache sind vermutlich thermische Driften [Vani 82].
- $\alpha = -1$, $1/f$ -Rauschen im Frequenzbereich von einigen Hz bis kHz: Diesen Rauschtyp bezeichnet man in der Elektronik auch als technisches Rauschen mit noch unbekannter Ursache.
- $\alpha = 0$, weißes Frequenzrauschen im Frequenzbereich von Hz bis MHz: Das Rauschen hat seine Ursache im thermischen Rauschen, Schrotrauschen und Quantenrauschen.
- $\alpha = 1$, Phasenflackern im Frequenzbereich ab MHz: Die Ursache ist noch unbekannt.
- $\alpha = 2$, weißes Phasenrauschen im Frequenzbereich ab einigen zehn MHz: Es ist eine Folge des Quantenrauschens.

2. Allan-Varianz

Die Messung einer relativen Frequenzschwankung y ergibt nicht den instantanen Wert $y(t_k)$ zum Zeitpunkt t_k , sondern den Mittelwert über die Meßzeit τ (Zeitfenster einer einzelnen Messung)

$$\bar{y}_k(t_k, \tau) = \frac{1}{\tau} \cdot \int_{t_k}^{t_k + \tau} y(t) dt. \quad (\text{A.7})$$

Durch wiederholte Messungen erhält man ein Ensemble von N Meßwerten $\{\bar{y}_1, \bar{y}_2, \dots\}$, dessen Ensembledittelwert \bar{y} lautet:

$$\bar{y}(T, \tau, N) = \frac{1}{N} \cdot \sum_{k=1}^N \bar{y}_k(t_k, \tau). \quad (\text{A.8})$$

Die Meßzeiten τ der einzelnen Messungen sollten sich nicht überschneiden. Damit muß der zeitliche Abstand T aufeinanderfolgender Messungen mindestens so groß sein wie

die Meßzeit τ . Wenn der Abstand der Messungen T größer ist als die Meßzeit, ergibt sich eine Totzeit τ' , während der keine Informationen über die Meßgröße vorliegen. Die Meßdauer ist damit $(N \cdot \tau + (N - 1) \cdot \tau')$. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung A.2 zur besseren Übersicht dargestellt.

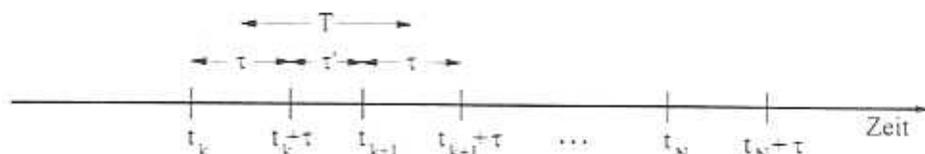


Abbildung A.2: Die Zeitintervalle bei der Datenaufnahme.

Die Varianz σ_y^2 ist definiert durch

$$\sigma_y^2(T, \tau, N) = \frac{1}{(N-1)} \cdot \sum_{k=1}^N (\bar{y}_k - \bar{y})^2. \quad (\text{A.9})$$

Die Wurzel aus der Varianz ist die Standardabweichung σ_y . Für die folgenden Betrachtungen wird angenommen, daß die Totzeit τ' vernachlässigbar ist. Die Varianz σ_y^2 divergiert für längere Meßdauer ($N \rightarrow \infty$), da hierbei langsame Driften zu einem größeren mittleren Abstand der Meßwerte \bar{y}_k vom Mittelwert \bar{y} aller Werte führen. Sie stellt somit keine praktikable Möglichkeit dar, die Abweichungen zu quantifizieren. Allan und Barnes [Alla 66] haben eine Grenzwertbildung in folgender Weise vorgeschlagen: Vergleicht man die Meßpunkte, die zeitlich nahe beieinander liegen, nur miteinander und nicht mehr mit dem Gesamtmittelwert, führt dies dazu, daß Langzeitrauschprozesse (z.B. Driften) das Ergebnis einer kurzen Meßzeit τ nicht mehr verfälschen. Zunächst wird die Varianz für einen Datensatz von N Werten bestimmt und anschließend über M solcher Datensätze gemittelt. Das Ergebnis lautet:

$$\sigma_y^2(\tau, N) = \langle \sigma_y^2(\tau, N) \rangle = \lim_{M \rightarrow \infty} \frac{1}{M} \cdot \sum_{i=1}^M \sigma_{y_i}^2(\tau, N). \quad (\text{A.10})$$

Diese Varianz wird auch als **Allan-Varianz** bezeichnet, für $N=2$ ist es die Paarvarianz, welche häufig im engeren Sinne auch Allan-Varianz genannt wird. Sie mittelt über Differenzenquadrate:

$$\sigma_y^2(\tau) = \langle \sigma_y^2(\tau, N=2) \rangle = \lim_{M \rightarrow \infty} \frac{1}{M} \cdot \sum_{i=1}^M \frac{1}{2} \cdot (y_{2i} - y_{2i-1})^2. \quad (\text{A.11})$$

Den gesamten Verlauf der Allan-Varianz erhält man aus der Auswertung von Datensätzen für unterschiedliche Meßzeiten τ . Bei einer Messung liegt aber nur eine endliche Anzahl von Datensätzen vor, so daß die Varianz Schwankungen unterliegt, die für kleinere Datensätze zunimmt. Die Quadratwurzel der Allan-Varianz heißt **Allan-Standardabweichung** σ . Sie wird in der Regel doppelt-logarithmisch gegen die Meßzeit τ aufgetragen.

Der mathematische Zusammenhang zwischen der spektralen Frequenzfluktuationsdichte $S_y(f)$ und der Allan-Varianz $\sigma_y^2(\tau)$ werden in [Lang 98] genauer behandelt. Die Berechnung erfolgt mit Hilfe der Transferfunktion

$$H_\tau(f) = \frac{\sin^2(\pi f \tau)}{\pi f \tau}. \quad (\text{A.12})$$

Die obere Grenzfrequenz des Datenaufnahmesystems wird mit f_o bezeichnet. Mit der Übertragungsfunktion

$$F(f) = \frac{1}{1 + i f / f_o} \quad (\text{A.13})$$

erhält man schließlich den Zusammenhang

$$\sigma_y^2(\tau) = \int_0^\infty S_y(f) \cdot |H_\tau(f)|^2 \cdot |F(f)|^2 df. \quad (\text{A.14})$$

Dieses Integral ist für die oben angegebenen fünf Rauschprozesse analytisch lösbar. Die Ergebnisse sind in folgender Tabelle A.1 zusammengefaßt.

Exponent	Rauschpropeß	Allan-Varianz $\sigma_y^2(\tau)$
$\alpha = -2$	Driften	$(2\pi^2 h_{-2}/3)\tau$
$\alpha = -1$	1/f-Rauschen	$2h_{-1} \ln 2$
$\alpha = 0$	weißes Frequenzrauschen	$h_0/2\tau$
$\alpha = 1$	Phasenflackern	$3h_1 \ln(2\pi f_o \tau)/4\pi^2 \tau^2$
$\alpha = 2$	weißes Phasenrauschen	$3h_2 f_o/8\pi \tau^2$

Tabelle A.1: Analytische Lösungen der Rauschprozesse für den Grenzfall hoher Grenzfrequenzen und langer Meßzeiten $2\pi f_o \tau \gg 1$.

3. Spektrale Leistungsdichte

Die spektrale Leistungsdichte $S_E(f)$ ist durch die Fouriertransformierte der Autokorrelation $R_E(\tau)$ des elektrischen Feldes E definiert.

$$S_E(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_E(\tau) \cdot e^{-i2\pi f \tau} d\tau \quad (\text{A.15})$$

mit

$$R_E(\tau) = \langle E^*(t) \cdot E(t + \tau) \rangle_t = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \cdot \int_0^T E^*(t) \cdot E(t + \tau) dt. \quad (\text{A.16})$$

Werden die Fluktuationen des Laser-Lichtfeldes von weißem Frequenzrauschen dominiert, kann die spektrale Frequenzfluktuationsdichte durch $S_y(f) = h_0$ beschrieben werden. Die spektrale Leistungsdichte ist dann durch eine Lorentz-Kurve gegeben.

$$S_E(f) = E_0^2 \frac{(h_0 \pi^2 \nu_0^2)^2}{(h_0 \pi^2 \nu_0^2)^2 + 4\pi^2(\nu_0 - f)^2} \quad (\text{A.17})$$

Hierbei ist ν_0 die Zentralfrequenz. Die Bandbreite des Lasers ist die Halbwertsbreite der Emissionslinie im optischen Frequenzspektrum. Sie ist hier gegeben durch

$$\delta\nu = \pi h_0 \nu_0^2. \quad (\text{A.18})$$

Die Größe h_0 läßt sich aus der Allan-Varianz bestimmen zu

$$\sigma_y^2 = \frac{h_0}{2\tau}. \quad (\text{A.19})$$

Im Bereich des weißen Frequenzrauschens kann die Emissionsbandbreite eines Lasers aus der Allan-Varianz bestimmt werden. Voraussetzung ist, daß diese außerhalb des Bereichs nicht wesentlich vom weißen Rauschen abweicht.

Anhang B

Wellenlängenmessung

Bei der Wellenlängenmessung mit einem Michelson-Interferometer [Mich 82] kann die unbekannte Wellenlänge eines monochromatischen und einmodigen Lasers bestimmt werden, indem sie gleichzeitig mit der bekannten Wellenlänge eines Referenz-Lasers verglichen wird. Als Referenz-Laser wird ein einmodiger HeNe-Laser [11] verwendet, dessen Luftwellenlänge aus der Literatur [Schw 73] bekannt ist. Der Aufbau des im Experiment verwendeten Michelson-Interferometers richtet sich im wesentlichen nach der Realisierung eines Lambda-meters von Sauter [Saut 81]. Der schematische Aufbau ist in Abbildung B.1 dargestellt.

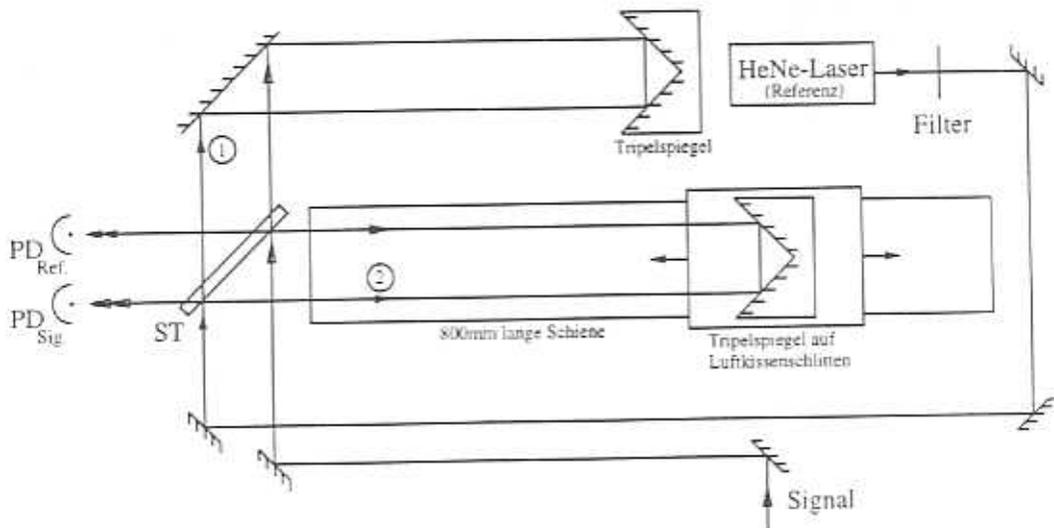


Abbildung B.1: Schematischer Aufbau eines Michelson-Lambda-meters.

Der HeNe-Laser-Lichtstrahl fällt durch ein Interferenzfilter bei 632nm [30] und wird an einem Strahlteiler (ST) [37] in zwei Teilstrahlen mit etwa gleicher Intensität aufgespalten. Der transmittierte Teilstrahl (1) wird über einen Umlenkspiegel auf einen Tripelspiegel [29]

gelenkt, der diesen mit einem einstellbaren seitlichen Strahlversatz zurückwirft. Dieser vom Tripelspiegel zurückreflektierte Strahl wird vom Umlenkspiegel wieder auf den Strahlteiler gelenkt. Der reflektierte Teilstrahl (2) fällt auf einen Tripelspiegel, der auf einem Luftkissenschlitten angebracht ist. Der Luftkissenschlitten bewegt sich mit konstanter Geschwindigkeit auf einer polierten Schiene [61] periodisch hin und her. Der von diesem Tripelspiegel zurückgeworfene Teilstrahl interferiert mit dem transmittierten Teilstrahl am Strahlteiler. Das Schwebungssignal fällt auf die Photodiode (PD_{Ref}) [86]. Die Frequenz des Schwebungssignals wird durch die Wellenlänge des Lasers und die Geschwindigkeit des sich bewegenden Tripelspiegels bestimmt.

Der zu messende Laser-Lichtstrahl (Signal) wird antiparallel zum HeNe-Laser-Strahl durch das Lambdameter einjustiert. Dadurch, daß das Schwebungssignal des Signalstrahls aufgrund der räumlichen Trennung durch die Tripelspiegel nur auf die Photodiode für das Signal (PD_{Sig}) fällt, können beide Schwebungssignale einzeln und synchron nachgewiesen werden.

Die Signale der Photodioden werden digitalisiert, in ihrer Frequenz vervielfacht und gezählt [62]. Nachdem beide Zähler (A, B) durch einen Startpuls gleichzeitig gestartet wurden, stoppt der Zähler A, der eine vorgegebene Anzahl von Signalen der Photodiode des HeNe-Laser-Lichts zählt, den Zähler B, der die Signale der anderen Photodiode von Null hochzählt. Das Resultat des Zählers B wird ausgelesen und angezeigt. Die Auflösung dieses Lambdameters beträgt etwa 500MHz.

Zur Vermeidung von Störungen der Laufruhe des Luftkissenschlittens, verursacht durch Neigung der optischen Tischplatte auf seinen Dämpfungsuntergestell, ist das Lambdameter an der Laborwand befestigt. Dabei ruht die massive Aluminiumplatte des Lambdameters auf in der Höhe einstellbaren Füßen, so daß eine exakte horizontale Ausrichtung der Luftkissenschiene mit Hilfe einer Wasserwaage möglich ist. Störungen bei der optischen Einkoppelung des zu messenden Laser-Lichtstrahls, verursacht durch Toleranzen bei der Selbstausrichtung der Tischplatte (Nivellierung), haben sich als gering erwiesen.

Anhang C

Optogalvanischer Nachweis von Barium-Ionen

Die optogalvanische Spektroskopie nutzt als Meßgröße die Stromänderung ΔI aus, die in einer Gasentladung auftritt, wenn sich die Besetzungsdichten N_k eines oder mehrerer Energieniveaus $|k\rangle$ von Atomen, Molekülen oder Ionen ändern. Die experimentelle Anordnung bei dem optogalvanischen Nachweis der Übergänge $6^2P_{1/2} = 6^2S_{1/2}$ und $6^2P_{1/2} = 5^2D_{3/2}$ der Ba^+ -Ionen ist in Abbildung C.1 schematisch dargestellt.

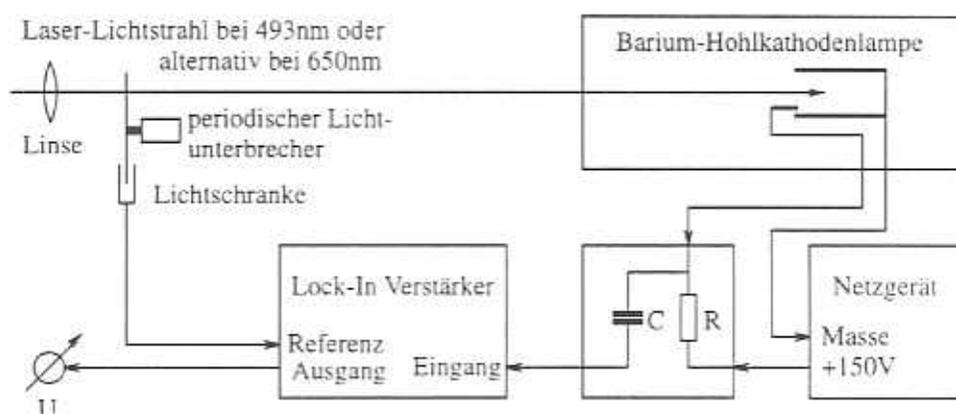


Abbildung C.1: Die experimentelle Anordnung bei der optogalvanischen Spektroskopie.

Ein Teil des grünen Laser-Lichtfeldes bei 493nm oder alternativ ein Teil des roten Laser-Lichtfeldes bei 650nm wird mit einer Linse in eine kommerzielle Barium-Hohlkathodenlampe [88] hineinfokussiert. Die Hohlkathodenlampe besteht aus einer zylinderförmigen Kathode, die mit Barium beschichtet ist, und einer stabförmigen Anode, die beide von einem Glaszylinder umgeben sind. Neon dient als Puffergas bei einem Druck von einigen Millibar. Durch

eine angelegte Gleichspannung wird eine Gasentladung gezündet, und ein Vorwiderstand begrenzt den Strom auf maximal 25mA. Damit liegt an der Hohlkathode eine Spannung von etwa 120V an. Der Gesamtwiderstand der Gasentladung wird u.a. bestimmt durch die Dichte der durch die Gasentladung erzeugten Ba^+ -Ionen. Diese entstehen, wenn Neon-Ionen durch das elektrische Feld zur Kathode hin beschleunigt werden und dort Barium-Atome herauschlagen. Es bildet sich atomarer Barium-Dampf und durch Stoßionisation auch Barium-Ionen-Dampf, in dem alle energetisch erreichbaren Zustände besetzt sein können. Wird die Frequenz des grünen Lasers auf den Übergang $6^2P_{1/2} = 6^2S_{1/2}$ oder alternativ die Frequenz des roten Lasers auf den Übergang $6^2P_{1/2} = 5^2D_{3/2}$ der Barium-Ionen abgestimmt, so ändern sich durch die Absorption der Laser-Photonen die Besetzungsdichten $N_{6^2P_{1/2}}$ um $\Delta N_{6^2P_{1/2}}$, $N_{6^2S_{1/2}}$ um $\Delta N_{6^2S_{1/2}}$ oder $N_{5^2D_{3/2}}$ um $\Delta N_{5^2D_{3/2}}$ gegenüber dem Gleichgewichtsfall ohne Laser-Anregung. Damit ändert sich aber der Gesamtwiderstand der Gasentladung, welcher über einen Spannungsabfall an der Hohlkathodenlampe nachgewiesen werden kann. Die Änderung der Spannung stellt die Meßgröße dar. Diese ist jedoch sehr klein (μV) und wird deshalb phasenempfindlich nachgewiesen. Ein mechanischer Unterbrecher [124] zerschneidet den Laser-Lichtstrahl periodisch und liefert über eine eingebaute Lichtschranke das Referenzsignal für einen Lock-In-Verstärker [119]. Das Meßsignal wird über einen Kondensator ausgekoppelt und an den Eingang des Lock-In-Verstärkers gegeben. Durch Verändern der an der Hohlkathodenlampe anliegenden Spannung und ggf. des Stromflusses kann das Ausgangssignal optimiert werden. Das Ausgangssignal des Lock-In-Verstärkers wird an einen Eingang eines Analog/Digital-Konverters [72] des CAMAC-Systems gegeben, dessen Meßwerte über das Datenaufnahmeprogramm während der Messungen abgefragt und gespeichert werden.

Der Übergang der Barium-Hohlkathodenlampe ist durch die hohe Temperatur ($T \approx 800K$) stark dopplerverbreitert. Die Dopplerbite beträgt etwa 750MHz und die Frequenz der Laser kann auf das Zentrum der Übergänge $6^2P_{1/2} = 6^2S_{1/2}$ oder alternativ $6^2P_{1/2} = 5^2D_{3/2}$ bis auf etwa 20MHz genau eingestellt werden. In Abbildung C.2 ist ein gemessenes Hohlkathodenspektrum mit dem Dioden-Laser-Licht bei 650nm dargestellt.

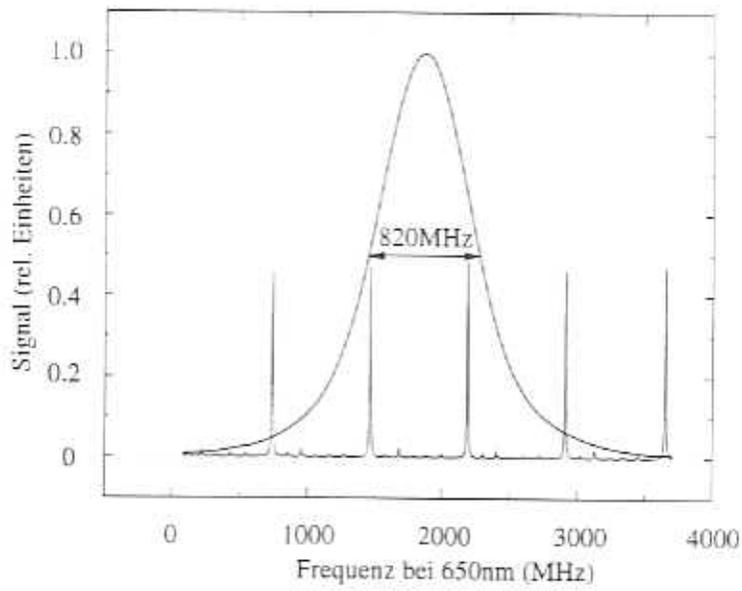


Abbildung C.2: Gemessenes Hohlkathodenspektrum mit dem Dioden-Laser bei 650nm und der Transmission eines Referenzresonators mit einem freien Spektralbereich (FSR) von 730MHz. Die Breite der Resonanz beträgt 820MHz.

Anhang D

Entspiegelungsanlage für Laser-Dioden

In der Spektroskopie werden Laser-Dioden als schmalbandige und verstimmbare Laser-Lichtquellen eingesetzt. Für einen solchen Einsatz ist es oft erforderlich, die Laser-Diode mit einem Gitter in einem externen Resonator aufzubauen (Littrow- oder Littman-Aufbau). Bei einem solchen Aufbau ist es meist von Vorteil, eine Laser-Diodenendfläche ($R \approx 0.3$) zu entspiegeln ($R \approx 0.01$), um deren Einfluß auf den externen Resonator gering zu halten. Ein solches System zeichnet sich gegenüber einem System mit nicht entspiegelten Laser-Dioden durch einen größeren Bereich aus, bei dem der Laser modensprungfrei verstimmt werden kann. Im folgenden werden zunächst die für das Verständnis einer Entspiegelung wichtigen physikalischen Zusammenhänge erläutert. In Anschluß wird die neu aufgebaute Anlage zur Entspiegelung von Laser-Dioden vorgestellt und die Durchführung einer Entspiegelung beschrieben. Der Abschnitt endet mit den gemessenen Daten über die mit dieser Anlage entspiegelten Laser-Dioden.

In der Optik haben die Grenzflächen, die Medien unterschiedlicher Brechzahlen trennen, besondere Bedeutung. Aus den Maxwell-Gleichungen folgt, daß elektromagnetische Wellen an solchen Grenzflächen Brechung und Reflexion erfahren. Der allgemeine Zusammenhang zwischen der auf der Grenzfläche einfallenden Lichtintensität und der an der Fläche reflektierten Lichtintensität wird durch die Fresnel-Formeln beschrieben. Wenn die Grenzfläche von einem Medium mit der Brechzahl $n_M > 1$ und Luft ($n=1$) gebildet wird, kann die auf die einfallende Lichtintensität bezogene Reflektivität durch das Aufbringen einer dünnen Schicht auf die Grenzfläche verändert werden. Die Dicke der dünnen Schicht entspricht größenordnungsmäßig der Wellenlänge λ des verwendeten Lichtes. Die Geometrie eines solchen Einschichtensystems ist auf der folgenden Seite in Abbildung D.1 dargestellt.

Für die Berechnung der Amplitudenreflexion der einfallenden elektromagnetischen Welle an einem Einschichtensystem muß berücksichtigt werden, daß an den Grenzflächen $n_0 = n_1$ und $n_1 = n_2$ Mehrfachreflexionen auftreten, deren Beiträge sich zu einer reflektierenden Gesamtamplitude kohärent überlagern. Die aus den Teilamplituden gebildete Summe wird quadriert und ergibt die reflektierte Intensität I_R für den Einfallswinkel $\theta = 0^\circ$ Grad in

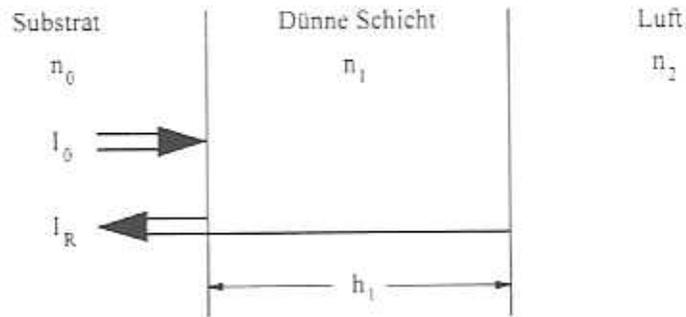


Abbildung D.1: Die Geometrie eines einschichtigen Systems mit den Brechzahlen der Materialien n_0 , n_1 und n_2 . h_1 ist die Dicke der dünnen Schicht.

Einheiten der einfallenden Lichtintensität I_0 an [Hech 89]:

$$I_R(\theta_0 = 0^\circ) = I_0 \frac{\cos^2(2\pi n_1 h_1 / \lambda)(n_1 - n_2)^2 + \sin^2(2\pi n_1 h_1 / \lambda)(n_1^2 - n_0 n_2) / n_1^2}{\cos^2(2\pi n_1 h_1 / \lambda)(n_1 + n_2)^2 + \sin^2(2\pi n_1 h_1 / \lambda)(n_1^2 + n_0 n_2) / n_1^2} \quad (\text{D.1})$$

Die Bezeichnungen der Größen in der obigen Gleichung sind aus der Abbildung D.1 zu entnehmen. Nach dieser Gleichung ist es möglich, für eine Wellenlänge und einen Einfallswinkel (hier $\theta_0 = 0^\circ$ Grad) das Reflexionsvermögen einer Oberfläche auf Null zu reduzieren. Die Bedingungen dafür lauten:

$$n_1 = \sqrt{n_0 n_2} \quad (\text{D.2})$$

und

$$n_1 h_1 = \lambda / 4. \quad (\text{D.3})$$

Alle kommerziell erhältlichen Laser-Dioden sind mit einer Passivierungsschicht bedampft. Diese Schicht hat die Funktion, Oxidationsvorgänge auf der Halbleiteroberfläche zu verhindern. Als Dielektrikum wird Al_2O_3 oder SiO verwendet. Die optische Dicke der Schicht sollte so gewählt sein, daß deren Einfluß gering ist. Dies ist genau dann der Fall, wenn die Schichtdicke $\lambda/2$ beträgt. Die Dicke der kommerziell aufgedampften Passivierungsschicht weicht in der Regel bis zu 15% von diesem Sollwert ab. Bei der Ermittlung der Parameter einer Entspiegelungsschicht für eine Laser-Diode muß dieses mitberücksichtigt werden. Dies ist am einfachsten, wenn die Dicke der aufzudampfenden dielektrischen Schicht aktiv kontrolliert werden kann. Die Schichtdickenabweichungen der Passivierungsschicht werden dann von der $\lambda/4$ -Entspiegelungsschicht ausgeglichen, was durch die Anwendung eines „in situ“-Verfahrens realisiert wird. Eine schematische Darstellung der hinsichtlich dieser Problematik aufgebauten Entspiegelungsanlage [55] ist in Abbildung D.2 gezeigt.

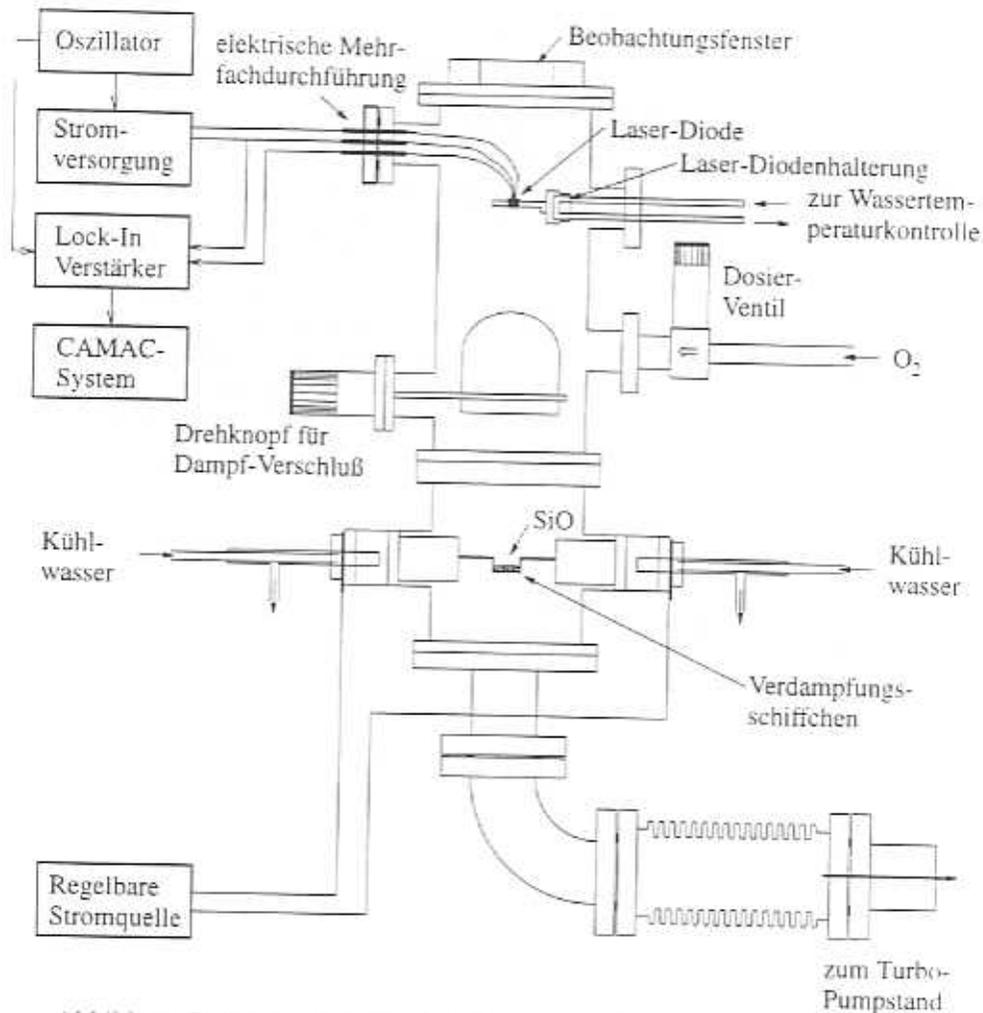


Abbildung D.2: Schematische Darstellung der Entspiegelungsanlage für Laser-Dioden.

Das Aufdampfmaterial, über das ausreichend verdampfungstechnische Erfahrungen vorliegen, ist Siliziumoxid (SiO) [130]. Es hat eine durch den Sauerstoffpartialdruck [131,132] einstellbare Brechzahl von 1.82 bis 1.90 und die aufgedampften Schichten sind absorptionsfrei. Das Material hat trotz niedriger Temperatur ($T < 50^\circ\text{C}$) eine ausreichende Haftfestigkeit und kondensiert homogen auf der Halbleiteroberfläche.

Das vom Austrittsfenster befreite Gehäuse der Laser-Diode wird mit der zu entspiegelten Austrittsfläche der Laser-Diode nach unten in eine temperaturstabilisierte Aufhängung [133] eingelegt. Das Laser-Licht wird gleichzeitig von den zwei Endflächen des Laser-Diodenkristalls abgestrahlt. Die der Verdampfungsquelle zugewandte Emissionsfläche wird mit der dielektrischen Schicht bedampft, während das aus der zweiten Kristallendfläche emittierte Laser-Licht von der in Laser-Diodengehäuse angebrachten Photodiode registriert wird. Zum empfindlichen Nachweis wird ein Lock-In-Verfahren benutzt. Dem Gleichstrom,

mit dem die Laser-Diode betrieben wird [117], wird ein zusätzlicher Wechselstromanteil [125] überlagert. Das von der Photodiode registrierte Meßsignal wird auf den Eingang eines Lock-In-Verstärkers [120] gegeben und dessen Ausgangssignal auf den Eingang des Analog/Digital-Konverters des CAMAC-Systems gegeben. Der Gleichstromanteil des Laser-Diodenpumpstromes wird auf den ursprünglichen Schwellenstrom I_S eingestellt. Die Größe des dem Gleichstrom überlagerten Wechselstromanteils beträgt zu Beginn des Aufdampfprozesses $0.2I_S$ und bestimmt die Meßsignalhöhe. Zu Beginn der Bedampfung wird die Zeitbasis des CAMAC-Systems zur Datenaufnahme gestartet. Geringste Änderungen der Endflächenreflektivität einer Laser-Diode bewirken große Änderungen der Ausgangsleistung. Demzufolge nimmt die Ausgangsleistung der Laser-Diode während des Bedampfungsprozesses stetig ab (vgl. Abbildung D.3). Bei einer Schichtdicke von etwa $\lambda/4$ erreicht die Ausgangsleistung ihr Minimum und steigt mit zunehmender Schichtdicke wieder an. Ein Maximum ist bei einer Schichtdicke von $\lambda/2$ erreicht. Bei weiterer Zunahme der Schichtdicke fällt die Reflektivität wieder. Das ADC-Aufnahmeprotokoll eines Bedampfungsprozesses ist in Abbildung D.3 gezeigt.

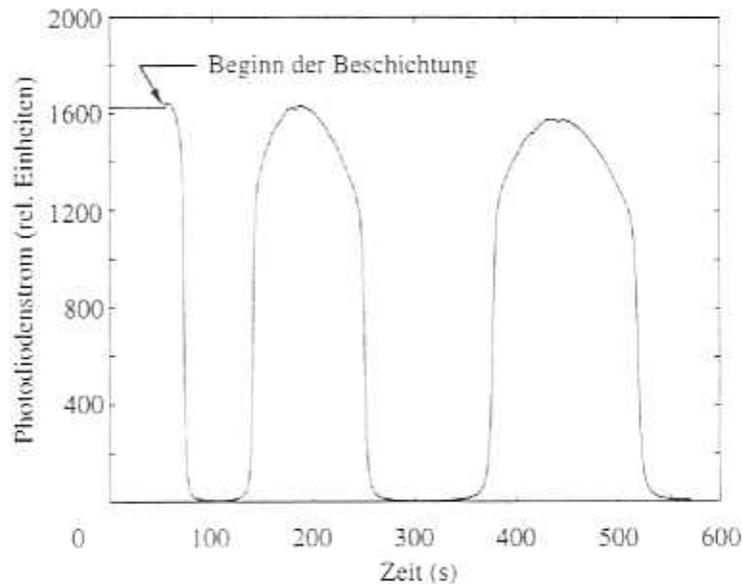


Abbildung D.3: Das Protokoll der Beschichtung einer Laser-Diode.

Die für eine niedrige Reflektivität optimale Dicke der Entspiegelungsschicht ist gerade dann erreicht, wenn die Ausgangsleistung minimal wird. Dieser Bereich ist bei einer weiteren Bedampfung in Abbildung D.4 gezeigt.

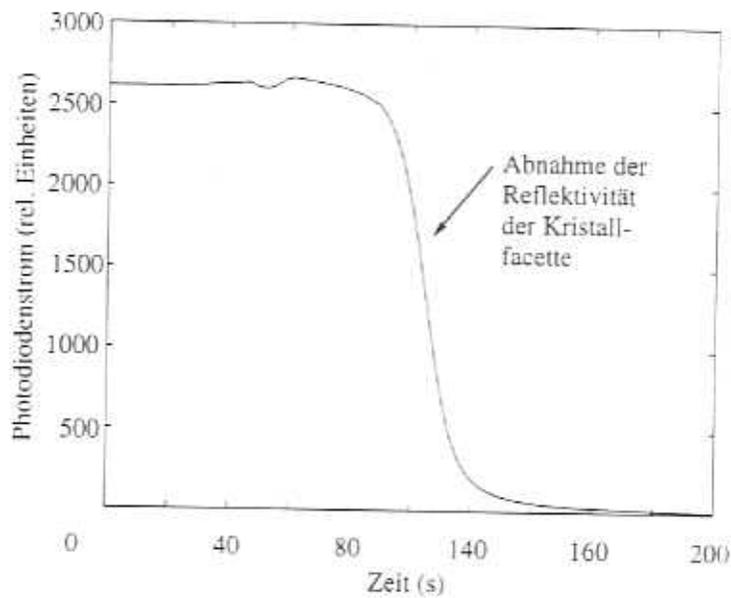


Abbildung D.4: Das Protokoll der Beschichtung einer Laser-Diode. Bei Erreichen des Minimums ist eine $\lambda/4$ -Schicht auf der Laser-Diode kondensiert.

Auf der folgenden Seite ist das Entspiegelungsprotokoll einer Laser-Diode in Abbildung D.5 dargestellt. Zum Zeitpunkt t_0 beginnt die Kondensation des Verdampfungsmaterials auf der Kristallendfläche. Innerhalb des Zeitintervalls t_0 bis t_1 wird die kommerziell aufgedampfte Passivierungsschicht zu einer $\lambda/2$ -Schichtdicke ergänzt, wobei die Ausgangsleistung der Laser-Diode ihr Maximum erreicht. Ab dem Zeitpunkt t_1 beginnt die Reduzierung der Reflektivität der Endfläche der Laser-Diode, während zu den Zeitpunkten t_2 , t_3 und t_4 der Wechselstromanteil des Laser-Diodenpumpstroms erhöht wird, um die Nachweisempfindlichkeit zu vergrößern. Zum Zeitpunkt t_5 , dem Ende des Aufdampfprozesses, erreicht die Ausgangsleistung bei der Schichtdicke von $\lambda/4$ ein Minimum, und der Aufdampfprozess wird mit dem Dampf-Verschluß an der Anlage unterbrochen. Bei weiterer Schichtdickenzunahme des aufgedampften Materials würde sich eine Erhöhung der Reflektivität der Oberfläche ergeben.

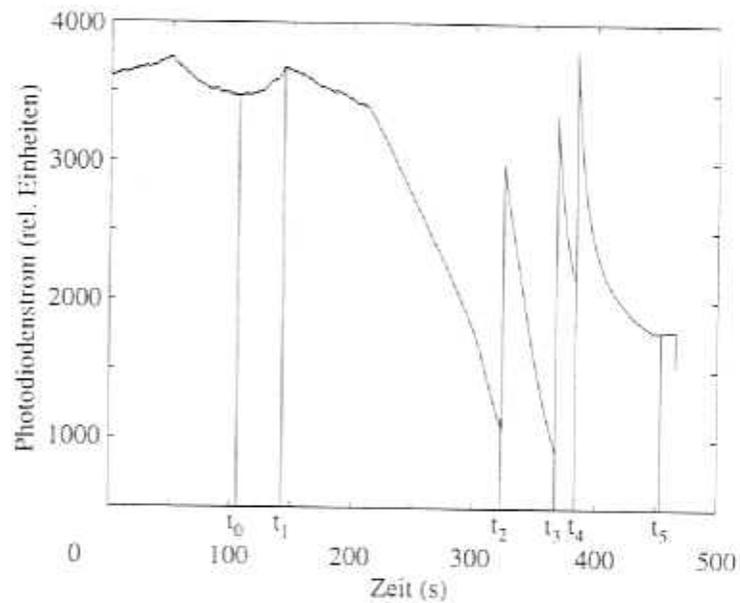


Abbildung D.5: Protokoll der Entspiegelung einer Laser-Diode.

Die Kennlinien der so entspiegelten Laser-Diode sind in Abbildung D.6 gezeigt.

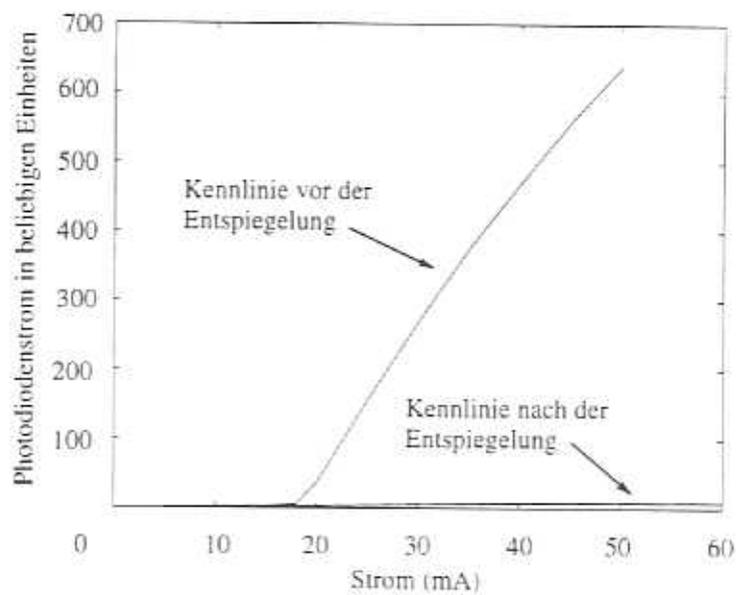


Abbildung D.6: Kennlinien der Laser-Diode vor und nach ihrer Entspiegelung mit der neu aufgebauten Beschichtungsanlage.

Die dargestellten Kennlinien zeigen, daß die Schwelle der Laser-Diode sich deutlich zu

größeren Strömen verschoben hat. Laser-Tätigkeit kann jetzt nur noch durch den Einbau der Laser-Diode in einem externen Resonator erreicht werden.

Mit dem Aufbau und dem gegenwärtigen Zustand der Beschichtungsanlage und der Durchführung von Entspiegelungen von Laser-Dioden sind die Voraussetzungen für weitere Beschichtungen mit dieser Anlage geschaffen. Darüberhinaus sind zusätzliche Verbesserungen an der Anlage sowie an der Qualität der aufgedampften Schichten geplant. Zu ihnen zählen eine bessere Brechungsindexanpassung durch die gezielte Einstellung des Sauerstoffpartialdrucks, der u.a. auch die Absorption der Entspiegelungsschichten beeinflusst sowie Untersuchungen an der Haltbarkeit der aufgedampften Schichten.

Anhang E

Geräteliste

[1]:	Optischer Tisch, RS 4000	Melles Griot
[2]:	MOPA, SDL-5762-A6, 980nm, 750mW	Spectra Diode Labs (SDL)
[3]:	Laser-Diode, EE987 445 403, 980nm, 200mW	Sacher Lasertechnik
[4]:	Laser-Diode, SDL-6571-J1, 984.9nm, 150mW	SDL, über Dr. R. Böhm (AMS Optotech)
[5]:	Laser-Diode, TOLD 9421, 650nm, 5mW	Philips
[6]:	Laser-Diode, 650nm, 5mW	Toshiba
[7]:	Laser-Diode, 650nm, 15mW	Roithner Laser-Technik
[8]:	Laser-Diode, SDL-7511-G1, 650nm, 30mW	SDL, über Dr. R. Böhm (AMS Optotech)
[9]:	Argon-Ionen-Laser, Innova 420	Coherent
[10]:	Titan-Saphir-Laser, CR 899-29	Coherent
[11]:	HeNe-Laser-Röhre, LGR 7656	Lasos
[12]:	Laser-Dioden-Kollimator System, SK 9648 mit thermoelektrischer Kühlung	Schäfter & Kirchhoff
[13]:	Kollimator-Objektiv Triplet, $f=5$, NA 0.5, AR 600-1020nm	Schäfter & Kirchhoff
[14]:	Grazing Incidence Gitter, 1800 F/mm, $30 \times 15 \times 8 \text{mm}^3$, 650nm	Zeiss
[15]:	Gitter, 454 13, 1400 F/mm, 8151.724 $30 \times 30 \times 8 \text{mm}^3$, 986nm	Zeiss
[16]:	KNbO_3 -Kristall, $3 \times 3 \times 5 \text{mm}^3$, mit Dualband AR 493/986nm	Döhrer Elektronik
[17]:	KNbO_3 -Kristall, $3 \times 3 \times 5 \text{mm}^3$, mit AR 986nm	Gsänger Optoelektronik
[18]:	Glassubstrate, BK 7	Bäcker, Optische Werkstätten, Eppelheim

[19]:	Substrate	PMS, USA
[20]:	Beschichtungen	Layertec
[21]:	Beschichtungen	E. Paeth, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg
[22]:	Entspiegelungen	E. Paeth, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg
[23]:	Entspiegelung, ARB 2 für 800nm - 1000nm	Spindler & Hoyer
[24]:	Entspiegelung, AR 585, Restreflektion ~1.5%	Steeg & Reuter
[25]:	Entspiegelungen	Laser-Optik
[26]:	Optischer Isolator, Modell FR 985/5 TS, Extinktion > 60dB (typ. 70-76dB), zweistufig	Gsänger
[27]:	Optischer Isolator, Modell FR 985/5, Extinktion > 30dB (typ. 35-38dB)	Gsänger
[28]:	Optischer Isolator, Modell 716, Extinktion > 60dB	Polytech
[29]:	Tripel Spiegel, ϕ 38mm, 5" Genauigkeit	Spindler & Hoyer
[30]:	Filter, NBF 632nm, BW 10nm	Optilas
[31]:	Bandpassfilter BG40, T \simeq 96.3% bei 493nm und T \simeq 0.075% bei 650nm	L.O.T.-Oriel
[32]:	Linse (plankonvex, bikonvex), verschiedene Brennweiten: f = 50, 100, 150, 200, 300, 500, 1000mm, gefaßt mit AR bei 986nm, Zylinderlinsen mit f = 40, 150mm, ungefaßt mit AR bei 986nm	Spindler & Hoyer
[33]:	Linse (plankonvex, bikonvex, plankonkav, bikonkav), verschiedene Brennweiten: f = -50/21.4, -100/21.4, -200/38, 25/21.4, 50/21.4, 100/21.4, 150/21.4, 200/21.5 gefaßt mit AR bei 493nm und 650nm	Spindler & Hoyer
[34]:	Quarz Kollektor Leuchte 100, Best.Nr.: 467275	Zeiss
[35]:	Polarisationsstrahlteilerwürfel, 5BB7, 7x7x7mm ³	Gsänger
[36]:	Glan-Thompson Polarisationsprisma, Kalkspat mit AR 400-700nm	Halle
[37]:	Strahlteilerplatte, 400-1000nm, 45°	Spindler & Hoyer
[38]:	Quarzverzögerungsplatten, Typ S	Steeg & Reuter
[39]:	Anamorphotische Prismen, 06GPU001 (986nm) und 06GPU003 (650nm)	Melles Griot
[40]:	Achromate, f=250 mm	Spindler & Hoyer
[41]:	Modifizierung eines Achromaten, f=250 mm	Swarovsky Optik
[42]:	Quarzabstandshalter für Referenzresonatoren	Quarzschnmelze Ilmenau
[43]:	Lochblenden, 10 μ m-800 μ m	Melles Griot
[44]:	Raumfilter, 07SFM001	Melles Griot
[45]:	Irisblenden, Typ C18	Spindler & Hoyer

[46]:	AOM 80MHz, Isomet Modell 1205C-1	Optilas
[47]:	AOM 200MHz, Isomet Modell 1250C	Optilas
[48]:	EOM	Eigenbau
[49]:	Vakuum-Gehäuse, Halbkugelböden	Afflerbach
	CF Flanschmaterial	1. Fisons
		2. Tectra
	Sonderanfertigungen	1. Mech. Werkstatt, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg
		2. Eydler GmbH, Hamburg
	Schweißarbeiten	1. Mech. Werkstatt, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg
		2. Mech. Werkstatt, DESY, Hamburg
		3. VAb Vakuum Anlagenbau, Elmshorn
[50]:	Wellbalg, Typ 378125	Witzenmann
[51]:	Viewport, VPN-400-T	Larson electronic glass, USA
[52]:	Ventil, Typ CR40R, drehbar	Fisons
[53]:	Elektrische Durchführung, 10-fach, 552-1106	Friatec
[54]:	Flanschebene Fenster, CF35 und CF65	VTS
[55]:	Entspiegelungsanlage	Centro Technologie del Vuoto (CeTeV) Carsoli, Italien
[56]:	Aluminium Gehäuse für Referenzresonatoren	Mechanische Werkstatt, Drittes Phys. Institut, Universität Göttingen
[57]:	Spiegelhalter, rechteckiges und rundes Modell, groß, klein, rechts, links	1. Mech. Werkstatt, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg
		2. Mechanische Werkstatt, Drittes Phys. Institut, Universität Göttingen
[58]:	Molybdän, Draht und Stangen	Thyssen, Abteilung Sondermetalle
[59]:	Tantal, Stangen und Folie	1. Thyssen, Abteilung Sondermetalle
		2. Zinsser Analytic
		3. Goodfellow
[60]:	Getter, ST122/NCF/50-150/12.5x90/D (titanium/zirconium alloy)	Saes
[61]:	Luftkissenschine Michelson-Lambdameter	Mechanische Werkstatt, Drittes Phys. Institut, Universität Göttingen
[62]:	Zähler Michelson-Lambdameter	Elektronische Werkstatt, Drittes Phys. Institut, Universität Göttingen
[63]:	Valcon Plus 20, dazu MiniVac Controller	Varian
[64]:	Elektronenkanone, System 13-620	Varian AEG, Ulm
[65]:	Vorverstärker, SR 445	Stanford Research Systems
[66]:	NIM-Crate, UEN03, incl. Stromversorgung UEP 22	Wiener

[67]:	Vorverstärker, Modell 612AM	LeCroy
[68]:	Diskriminator, Modell 821	LeCroy
[69]:	CAMAC-Crate, SE7607A, incl. Stromversorgung SE7530	Wiener
[70]:	100MHz-Zähler, Modell 3615	Kinetic Systems Coporation
[71]:	Timing Puls Generator, Modell 3655-L1A	Bustec
[72]:	A/D Converter, Modell ADS 1612	Canberra
[73]:	TDC, Modell 4204	LeCroy
[74]:	Histogramming Memory, Modell 3588	LeCroy
[75]:	Crate Controller, DSP 6001	Canberra
[76]:	DMA Interface Card, DSP PC004	Canberra
[77]:	Mikrocomputer, Highscreen 486DX50	Vobis
[78]:	Photomakroskop, Stereo-, Modell M400	Wild
[79]:	Okulare, P10x/21	Wild
	Okulare, WPL 16x/16 Br. foc.	Zeiss
	Okulare, W 25x/10 foc.	Zeiss
	Okulare, GSWH 30x/7	Olympus
[80]:	Copal Press Verschuß No. 1	PPS, Hamburg
[81]:	Drahtauslöser, feststellbar, Länge 50cm	Hama
[82]:	Balgen, Typ ARC 071001	PPS, Hamburg
[83]:	Photomultiplier, C31034 A-02, dazu Hochspannungsgerät PM28B/N incl. HV-Kabel	Burle (Enatechnik) THORN EMI (Dörr)
[84]:	Thermoelektrisches Kühlgehäuse für PM, TE104RF	Enatechnik
[85]:	Quarz Fenster für Kühlgehäuse TE104RF mit Breitband-Entspiegelung	Enatechnik
[86]:	Photodiode, BPX 65	Bürklin
[87]:	PIN Silicon Photodiode, S4753-02	Hamamatsu
[88]:	Barium Hohlkathodenlampe, N066-1237	Perkin Elmer
[89]:	Oszillator, DS-345	Stanford Research Systems
[90]:	HF-Breitbandverstärkermodul, 1-50 MHz, 40 Watt HF-Leistung	Dressler Hochfrequenztechnik
[91]:	HF-Leistungsmeßgerät, Daiwa CN-410M	RW-Elektronik, Hamburg
[92]:	Meßhebetisch, TH 80-12.5	Spindler & Hoyer
[93]:	Linearmeßtisch, M433	Newport
[94]:	Drehtisch, M471 incl. SM-05 Mikrometerschraube	Newport
[95]:	XY-Verstellungen für Mikroskope, Olympus, Best -Nr.: A30,058	Edmund Scientific, USA
[96]:	Präzisionsspiegelhalter, LM1	Lees, USA
[97]:	Anamorphotischer Prismeneinstellhalter, PA1	Lees, USA

[98]:	Lineartisch, 07TSS502	Melles Griot
[99]:	Drehtisch, 07TRT508	Melles Griot
[100]:	Polarisationsoptikhalter, 07HPR511	Melles Griot
[101]:	Zentrieraufnahmeplatte 25	Spindler & Hoyer
[102]:	EL 80 Jack	Micro-controlle (Newport)
[103]:	XY-Verstellung für PM	Mech. Werkstatt, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg
[104]:	Piezo-Keramik, Röhre Pz27	Ferroperm Ltd, Dänemark
[105]:	Piezo-Keramik, Röhre 8-8031H8-5H	Industrial Electronics
[106]:	Piezo-Keramik, Scheibe BMR 1502H8-5H	Industrial Electronics
[107]:	Kaltleiter, PTC Siemens B59060 A40-A10	Bürklin
[108]:	Quarzoszillator, 16MHz	Farnell
[109]:	Mischer RPD1	Mini Circuits
[110]:	DC-DC Konverter, 12AV500	PICO, USA
[111]:	YSI Thermistor Composite 44203, -30°C - +50°C	Relais-Rohr Electronic Systems, Zürich
[112]:	Temperaturregelung	Eigenbau
[113]:	Frequenzgenerator 2023	Marconi
[114]:	Mikrowellenverstärker ZHL-2W	Mini Circuits
[115]:	Laser-Diodencontroller für MO, LDX-3752	ILX Lightwave Corp.
[116]:	Stromversorgung für PA, LDX-3620	ILX Lightwave Corp.
[117]:	Laser-Diodencontroller, LDC 202, 200mA	Profile
[118]:	Digitales Sampling Oszilloskop (1GHz), TDC 784 A	Tektronix
[119]:	Lock-In Amplifier, Modell SR 830	Stanford Research Systems
[120]:	Lock-In Amplifier, LIA-MV-150	Femto
[121]:	Spektrum-Analysator (4.2GHz), Modell 2383	Marconi Instruments
[122]:	Voltcraft LCD Digital Handmultimeter M-4650CR	Conrad
[123]:	DMM 2000, 6½D.RS 232/IEEE488.2	Kethley
[124]:	Chopper, Modell 300CD, S/N 1759	Braumann, München
[125]:	Funktions-Generator, Jupiter 2000, 0.2-2MHz	Bürklin
[126]:	Aluminium-Gehäuse, 01 233311 0	Rose
[127]:	Invar 36, Wst.-Nr.: 1.3912	Enpar, Gummersbach
[128]:	Aquadag	Acheson Industries Deutschland, Dornstadt
[129]:	Schnellkleber, 2-Komponenten Epoxidharz Sofortfest, 2-Komponenten Epoxidharz Endfest 300, 2-Komponenten Epoxidharz	Praktikus Uhu Uhu
[130]:	Coating material, Silicon monoxide 99.9%, Gran 3.5-5mm, BD481283-T	Balzers
[131]:	Sauerstoff, Reinheit 4.5	Linde
[132]:	Druckminderer, SMD-300	Linde

- [133]: Durchflußkühlsystem, RTE-211 Neslab, USA
- [134]: Turbopumpstand, PT 361, bestehend aus: Leybold
 Trivac D 16B
 Turbovac 361
 Turbotronik NT 361
 Thermovac TM 21
 Ionivac 1M 221
- [135]: Peco-Feinpunktschweißmaschine, Messer Griesheim
 Typ FPK1M35LO,
 mit Stromregelung 1M35LO
 und Handzange, Typ FZ1

Literaturverzeichnis

- [Agar 74] G.S. Agarwal,
"Quantum Optics", edited by G. Höhler, Springer Tracts in Modern Physics Vol. 70, (Springer-Verlag, Berlin 1974)
- [Alla 66] D.W. Allan,
Proc. IEEE **54**, 221, (1966)
- [Alla 74] D.W. Allan, J.H. Shoaf, D. Halford,
"Statistics of Time and Frequency Data Analysis", NBS Monographics 140, Chapter 8, 151 (1974)
- [Alze 76] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, G. Orriols,
Il Nuovo Cimento B **36**, 5 (1976)
- [Appa 91] B. Appasamy,
„Ein Farbzentrenringlaser für die Spektroskopie am einzelnen Ba^+ -Ions“, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1991)
- [Appa 97] B. Appasamy,
„Über die Bewegungszustände eines einzelnen harmonisch gespeicherten Ba^+ -Ions“, Dissertation, Universität Hamburg (1997)
- [Arec 66] F.T. Arecchi, E. Gatti, and A. Sona,
Phys. Lett. **20**, 27 (1966)
- [Aspe 87] A. Aspect and P. Grangier,
Hyperfine Interactions **37**, 3 (1987)
- [Aspe 89] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji,
JOSA B **6**, 2112 (1989)
- [Balz 94] C. Balzer,
„Ein Diodenlasersystem bei 649.7nm für die Spektroskopie an gespeicherten Ba^+ -Ionen“, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1994)
- [Berg 84] J.C. Bergquist and L. Burkins,
Opt. Comm. **50**, 379 (1984)
- [Berg 87] L. Bergmann und C. Schaefer,
„Lehrbuch der Experimentalphysik“, Band III, Optik, 8. Auflage, (Walter de Gruyter, 1987)

- [Blat 79] R. Blatt, U. Schmeling, and G. Werth,
Appl. Phys. 20, 295 (1979)
- [Blat 86] R. Blatt, P. Zoller, G. Holzmüller, I. Siemers,
Z. Phys. D 4, 121 (1986)
- [Carm 76] H.J. Carmichael and D.F. Walls,
J. Phys. B 9, L43 (1976)
J. Phys. B 9, 1199 (1976)
- [Chur 69] D.A. Church,
J. Appl. Phys. 40, 3127 (1969)
- [Cira 93] J.I. Cirac, R. Blatt, A.S. Parkins, and P. Zoller,
Phys. Rev. A 48, 2169 (1993)
- [Cohc 65] M. Cohen,
Microwave Journal, 69 (May, 1965)
- [Cohc 77a] C. Cohen-Tannoudji,
"Frontiers in Laser Spectroscopy", Vol. 1 Hrsg.: R. Balian, S. Haroche und S. Liberman, Les Houches, (North Holland 1977)
- [Cohc 77b] C. Cohen-Tannoudji and S. Reynaud,
J. Phys. B 10, 345 (1977)
J. Phys. B 10, 365 (1977)
J. Phys. B 10, 2311 (1977)
C. Cohen-Tannoudji and J. Dalibard,
"Proceedings of the Fritz Haber Int. Symposium on Methods of Laser Spectroscopy", eds. Y. Prior, A. Ben-Reuven, M. Rosenbluh, (Plenum Press, New York 1986)
- [Cohc 92] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg,
"Atom-Photon Interactions", (John Wiley & Sons, New York 1992)
- [Dage 78] M. Dagenais and L. Mandel,
Phys. Rev. A 18, 2217 (1978)
- [Dahm 87] B. Dahmani, L. Hollberg, and R. Drullinger,
Opt. Lett. 12, 876 (1987)
- [Dehm 75] H.G. Dehmelt,
Bull. Am. Phys. Soc. 20, 60 (1975)
- [Dehm 89] H.G. Dehmelt in
"Frequency standards and metrology",
ed. A. De Marchi, Springer-Verlag, Berlin, 1989, p. 286
- [Dick 53] R.H. Dicke,
Phys. Rev. 89, 472 (1953)

- [Died 87] F. Diedrich and H. Walter,
Phys. Rev. Lett. **58**, 203 (1987)
- [Died 89] F. Diedrich, J.C. Bergquist, Wayne, M. Itano, and D.J. Wineland,
Phys. Rev. Lett. **62**, 403 (1989)
- [Drev 83] R.W.P. Drever, J.L. Hall, F.V. Kowalski, J. Hough, G.M. Ford, A.J. Munley,
and H. Ward,
Appl. Phys. B **31**, 97 (1983)
- [DuBo 83] E.O. DuBois (ed.),
"Photon Correlation Techniques",
Springer Ser. Opt. Science, Vol 38 (Springer, Berlin, Heidelberg 1983)
- [Ende 93] V. Enders,
„Über die Eignung eines einzelnen gekühlten Yb^+ -Ions für ein Zeitnormal“,
Dissertation, Universität Hamburg (1993)
- [Fris 58] O.R. Frisch,
"The nuclear handbook", (Georges Newnes Ltd., London 1958)
- [Fisc 59] E. Fischer,
Z. für Physik **156**, 1 (1959)
- [Gall 67] A. Gallagher,
Phys. Rev. **157**, 24 (1967)
- [Ghos 95] P.K. Ghosh,
"Ion Traps", (Oxford Science Publications, 1995)
- [Glaub 63a] R.J. Glauber,
Phys. Rev. **130**, 2529 (1963)
- [Glaub 63b] R.J. Glauber,
Phys. Rev. **131**, 2766 (1963)
- [Glaub 65] R.J. Glauber,
"Quantum Optics and Electronics", edited by C. DeWitt, A. Blandin, and
C. Cohen-Tannoudji. (Gordon and Breach, New York 1965)
- [Gran 86] P. Grangier, G. Roger and A. Aspect,
Europhys. Lett. **1**, 173 (1986)
- [Häns 75] T.W. Hänsch and A.L. Schawlow,
Opt. Comm. **13**, 68 (1975);
- [Hanb 56] R. Hanbury-Brown and R.Q. Twiss,
Nature **177**, 27 (1956)
Nature **178**, 1447 (1956)
- [Hech 89] E. Hecht,
„Optik“, (Addison-Wesley, 1989)

- [Heit 54] W. Heitler,
"The Quantum Theory of Radiation", (Oxford University Press, 1954)
- [Jack 82] J.D. Jackson,
„Klassische Elektrodynamik“, 2. verb. Aufl. (Berlin; New York: de Gruyter, 1982)
- [Jake 77] E. Jakeman, E.R. Pike, P.N. Purey, and J.M. Vaughan,
J. Phys. A **10**, L257 (1977)
- [Kimb 76] H.J. Kimble and L. Mandel,
Phys. Rev. A **13**, 2123 (1976)
- [Kimb 77] H.J. Kimble, M. Dagenais, and L. Mandel,
Phys. Rev. Lett. **39**, 691 (1977)
- [Kimb 78] H.J. Kimble, M. Dagenais, and L. Mandel,
Phys. Rev. A **18**, 201 (1978)
- [Knab 92] L. Knab-Bernardini, H. Knab, F. Vedel, and G. Werth,
Z. Phys. D **24**, 339 (1992)
- [Knig 80] P.L. Knight and P.W. Milonni,
Phys. Repts. **66**, 21 (1980)
- [Knöll 90] L. Knöll, W. Vogel, and D.-G. Welsch,
Phys. Rev. A **42**, 503 (1990)
- [Lang 98] H. Langfischer,
„Frequenzstabilisierung eines Diodenlasers bei 650nm zur Spektroskopie an einzelnen Barium-Ionen“, Diplomarbeit, Universität Innsbruck (1998)
- [Lind 86] M. Lindberg,
Phys. Rev. A **34**, 3178 (1986)
- [Litt 78] M.G. Littman and H.J. Metcalf,
Appl. Opt. **17**, 2224 (1978)
- [Loud 73] R. Loudon,
"The Quantum Theory of Light", (Oxford University Press, 1973)
- [Maca 59] W.W. Macalpine and R.O. Schildknecht,
Proc. IRE, 2099 (December, 1959)
- [Made 90] A.A. Madey and J.D. Sankey,
Phys. Rev. A **41**, 2621 (1990)
- [Mand 65] L. Mandel and E. Wolf,
Rev. Mod. Phys. **37**, 231 (1965)
- [Mand 82] L. Mandel,
Phys. Rev. Lett. **49**, 136 (1982)

- [Mich 82] A.A. Michelson,
Philos. Mag. 5, 236 (1882)
- [Moll 69] B.R. Mollow,
Phys. Rev. 188, 1969 (1969)
- [Mölm 93] K. Mølmer, Y. Castin, and J. Dalibard
J. Opt. Soc. Am. B 10, 524 (1993)
- [Näge 98] N.C. Nägerl, W. Bechter, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler, and R. Blatt
Appl. Phys. B 66, 603 (1998)
- [Nago 86] W. Nargourney, J. Sandberg, and H. Dehmelt,
Phys. Rev. Lett. 56, 2797 (1986)
- [Neuh 78a] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P.E. Toschek, and H.G. Dehmelt,
Phys. Rev. Lett. 41, 233 (1978)
- [Neuh 78b] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P.E. Toschek, and H.G. Dehmelt,
Appl. Phys. 17, 123 (1978)
- [Neuh 80] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P.E. Toschek, and H.G. Dehmelt,
Phys. Rev. A 22, 1137 (1980)
- [Neuh 92] W. Neuhauser,
private Mitteilung (1992)
- [Nühr 89] D. Nährmann,
„Das große Werkbuch Elektronik, Teil B“, (München, Franzis 1989)
- [Ober 98] H. Oberst,
Diplomarbeit (in Vorbereitung), Universität Innsbruck (1998)
- [Orri 79] G. Orriols,
Il Nuovo Cimento B 53, 1 (1979)
- [Paul 58] W. Paul, O. Osberghaus, E. Fischer,
Forschungsber. d. Wirtsch.- und Verkehrsministeriums Nordrhein-Westfalen
Nr. 415, (1958)
- [Plum 80] F. Plumelle, M. Desaintfuscien, J.L. Duchene, and C. Audoin,
Opt. Comm. 34, 71 (1980)
- [Pört 96] N. Pörtner,
„Stabilisierung und Frequenzverdopplung eines Hochleistungsdiodenlasers bei
986.8nm zur Spektroskopie an Ba⁺-Ionen“, Diplomarbeit, Universität Innsbruck
(1996)
- [Poun 46] R.V. Pound,
Rev. Sci. Instr. 17, 490 (1946)
- [Pres 89] J.D. Prestage, G.J. Dick, and L. Maleki
J. Appl. Phys. 66, 1013 (1989)

- [Raab 87] E.L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D.E. Pritchard
Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987)
- [Raab 96] C. Raab,
„*Ein Laserspektrometer zur Untersuchung gespeicherter Ba⁺-Ionen*“,
Diplomarbeit, Universität Innsbruck (1996)
- [Raiz 92] M.C. Raizen, J.M. Gilligan, J.C. Bergquist, W.M. Itano, and D.J. Wineland
Phys. Rev. A **45**, 6493 (1992)
- [Reyn 69] G.T. Reynolds, K. Spertalian, and D.B. Scarf,
Il Nuovo Cimento B **61**, 355 (1969)
- [Saut 81] T. Sauter,
Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1981)
- [Saut 87] T. Sauter,
„*Beobachtung von Quantensprüngen in der Resonanzfluoreszenz einzelner Ba⁺-Ionen*“, Dissertation, Universität Hamburg (1987)
- [Schn 79] R. Schneider und G. Werth,
Z. Phys. A **293**, 103 (1979)
- [Schr 93] C.A. Schrama, E. Peik, W.W. Smith, and H. Walther,
Opt. Comm. **101**, 32 (1993)
- [Schu 91] M. Schubert,
„*Intensitätskorrelationen in der Resonanzfluoreszenz eines einzelnen gespeicherten Ions*“, Dissertation, Universität Hamburg (1991)
- [Schw 73] W.G. Schweitzer, E.G. Kessler, R.D. Deslattes, H.P. Layer, and J.R. Whetstone,
Appl. Opt. **12**, 2927 (1973)
- [Shor 90] B. Shore,
„*Theorie of coherent atomic excitation*“, Vol. I+II, (Wiley Interscience, 1990)
- [Siem 91] I. Siemers,
„*Über die Dunkelresonanz im Anregungsspektrum eines einzelnen gespeicherten Ions*“, Dissertation, Universität Hamburg (1991)
- [Stal 96] Y. Stalgies, I. Siemers, B. Appasamy, T. Altevogt, and P.E. Toschek
Europhys. Lett. **35**, 259 (1996)
- [Sten 86] S. Stenholm,
Rev. Mod. Phys. **58**, 699 (1986)
- [Stra 55] H. Staubel,
Naturwissenschaften **42**, 506 (1955)
- [Van 82] J. Vanier,
Metrologia **18**, 173 (1982)

- [Vani 89] J. Vanier and C. Audoin,
"The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards", I+II, Adam Hilger,
 (Bristol and Philadelphia, 1989)
- [Voge 91] W. Vogel,
 Phys. Rev. Lett. 67, 2450 (1991)
- [Voge 92] W. Vogel and R. Blatt,
 Phys. Rev. A 45, 3319 (1992)
- [Waki 92] I. Waki, S. Kassner, G. Birgl, and H. Walter
 Phys. Rev. Lett. 68, 2007 (1992)
- [Wall 83] D.F. Walls,
 Nature 306, 141 (1983)
- [Wien 30] N. Wiener,
 Acta. Math. 55, 117 (1930)
- [Wine 75] D.J. Wineland and H.G. Dehmelt,
 Bull. Am. Phys. Soc. 20, 637 (1975)
- [Wine 78] D.J. Wineland, R.E. Drullinger, and F.L. Walls,
 Phys. Rev. Lett. 40, 1639 (1978)
- [Wine 79] D.J. Wineland and W.M. Itano,
 Phys. Rev. A 20, 1521 (1979)
- [Wine 87] D.J. Wineland,
*"Proc. of the Cooling, Condensation, and Storage of Hydrogen Cluster Ions
 Workshop"*, Hrsg.: J.T. Bahns, S. 181 ff, SRI, Menlo Park, CA., Jan. (1987)
- [Wuer 59] R.F. Wuerker, H. Shelton, R.V. Langmuir,
 J. Appl. Phys. 30, 342 (1959)
- [Yu 90] N. Yu, W. Nagourney, and H. Dehmelt
 J. Appl. Phys. 69, 3779 (1990)
- [Yuen 83] H.P. Yuen and V.W.S. Chan,
 Opt. Lett. 8, 177 (1983)
- [Zoll 81] P. Zoller and D. Walls,
 Phys. Rev. Lett. 47, 709 (1981)