

Institut für Angewandte Physik  
der Universität Bonn

Wegelerstr. 8  
53115 Bonn

# Polarisationssensitive Photonenkorrelation am einzelnen Atom

von  
Svenja Knappe

## Diplomarbeit in Physik

angefertigt im  
Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität  
Bonn  
im März 1998

Referent: Prof. Dr. D. Meschede  
Korreferent: Prof. Dr. N. Wermes



# Inhaltsverzeichnis

## Einleitung

<b>1 Funktionsprinzip der magnetooptischen Falle</b>	<b>1</b>
1.1 Dopplerkühlen in optischen Melassen . . . . .	1
1.2 Die magnetooptische Falle . . . . .	2
1.3 Optisches Pumpen . . . . .	3
1.3.1 Die $lin \perp lin$ -Konfiguration . . . . .	3
1.3.2 Die $\sigma^+\sigma^-$ -Konfiguration . . . . .	5
1.4 Eine Falle für einzelne Atome . . . . .	6
1.5 Cäsium . . . . .	7
<b>2 Korrelationsfunktionen</b>	<b>9</b>
<b>3 Experimenteller Aufbau</b>	<b>13</b>
3.1 Das Lasersystem . . . . .	14
3.2 Das Vakuumsystem . . . . .	14
3.3 Das Magnetfeld . . . . .	15
3.4 Das Detektionssystem . . . . .	15
3.4.1 Die Detektionsoptik . . . . .	15
3.4.2 Der Monitor der Atomanzahl (MCS) . . . . .	16
3.5 Die Korrelationselektronik . . . . .	17
3.5.1 Der Korrelator (TAC) . . . . .	17
3.5.2 Die Zählerkarte . . . . .	18
<b>4 Messungen</b>	<b>22</b>
4.1 Zirkulare Polarisationen . . . . .	22
4.2 Lineare Polarisationen . . . . .	25
4.3 Schwankungen der Polarisationen der Lichtfelder . . . . .	27
<b>5 Normierungen</b>	<b>28</b>
<b>6 Diskussion und mögliche Ansätze zur Interpretation</b>	<b>31</b>
6.1 Räumliche Orientierung des Atoms . . . . .	31
6.2 Lichtfeldkonfigurationen der MOT . . . . .	32
6.3 Ein klassisches Zwei-Niveau-Atom . . . . .	33
6.4 Ein "echtes Zwei-Niveau-Atom" . . . . .	34
6.5 Ein einfaches Mehrniveau-Atom . . . . .	37
6.6 Atome mit höheren Drehimpulsen . . . . .	40
6.7 Oszillationsmodell . . . . .	44
6.8 Ergebnisse für Cäsium . . . . .	47
<b>Literatur</b>	<b>51</b>



”Steve Chu, Claude Cohen-Tannoudji, and William D. Phillips have developed methods of using laser light to cool gases to the  $\mu\text{K}$  temperature range and keeping the chilled atoms floating or captured in different kinds of ”atom traps”. (...) The new methods of investigation that the Nobel Laureates have developed have contributed greatly to increasing our knowledge of the interplay between radiation and matter.”

Royal Swedish Academy of Science (1997)

## Einleitung

Die rasche Entwicklung der Laserkühlung in den letzten Jahren hat es möglich gemacht nicht nur die innere, sondern auch die äußere Dynamik von Atomen in Lichtfeldern gezielt zu beeinflussen. Mit der Erzeugung kalter Atome und deren räumlicher Lokalisation über lange Zeiten sind dem Studium der Wechselwirkung zwischen Licht und Materie neue Wege eröffnet worden.

Ein Standardverfahren zur Erzeugung solch kalter Atome ist die magnetooptische Falle (MOT), die es erlaubt, bis zu  $10^{10}$  Atome in den  $\mu\text{K}$ - Bereich zu kühlen und zu speichern [RAAB87]. Durch ihre Robustheit und große effektive Potentialtiefe sowie ein recht einfaches Funktionsprinzip (Kapitel 1) findet sie in unterschiedlichsten Experimenten Verwendung. Trotzdem ist das Verhalten der Atome in dieser Falle nicht vollständig verstanden und soll hier näher untersucht werden.

Seit einigen Jahren sind mit der Möglichkeit der Lokalisation *einzelner* neutraler Atome [HU94, RUSC96, HAUB96] die Messungen der komplexen Dynamik von Atomen in Lichtfeldern enorm vereinfacht und viele Untersuchungen von Ein-Teilchen-Effekten, wie z.B. Photonen-Antibunching und Rabi-Oszillationen möglich geworden. Diese werden bei Experimenten mit vielen Teilchen in der Regel durch Ensemblemittelwerte verdeckt.

Diese Arbeit steht im Rahmen von Experimenten, die an einer MOT für einzelne Cäsium-Atome (Kapitel 3) durchgeführt wurden mit dem Ziel, das komplexe Verhalten der Atome in den variierenden Lichtfeldern der Falle zu untersuchen.

Da ein einzelnes Atom aber eine sehr schwache Lichtquelle darstellt, geht man, statt das Spektrum direkt zu messen, mittels Fouriertransformation in den Zeit-Raum über, wo zeitliche Photonenkorrelationen Informationen über das atomare Verhalten liefern (Kapitel 2). Die Messungen der Photonenkorrelationen in der Resonanzfluoreszenz eines einzelnen Atomes erlauben es, in nicht-invasiver Form auf allen relevanten Zeitskalen Aussagen über die atomare Dynamik zu machen [GOME98].

Die Effekte auf ns-Zeitskala, d.h. der natürlichen Lebensdauer des angeregten Zustandes, sind dabei recht gut verstanden; sie können als Rabi-Oszillationen gedeutet werden, die die periodischen An- und Abregungen des Atomes darstellen (siehe Abb. 3.5 links). Dabei liefert das Modell eines Zwei-Niveau-Atomes übereinstimmende Ergebnisse mit den Messungen [DAES96].

Ebenso gut verstanden sind die Korrelationen auf ms-Zeitskala (siehe Abb. 3.5 rechts).

Hier kann das Modell einer diffusiven Bewegung der Atome über das Fallenvolumen die Korrelationsfunktionen erklären [STRA97]. Auf der längsten Zeitskala, die sich im Bereich der Speicherzeiten befindet, also im Minuten-Bereich, lassen sich Schlüsse über Lade- und Verlustverhalten der Falle ziehen sowie Licht-induzierte Stöße genauer untersuchen.

Die Korrelationen, die auf  $\mu\text{s}$ -Zeitskalen beobachtet werden (Kapitel 4), sollen in dieser Arbeit genauer untersucht und diskutiert werden. In diesem Zeitbereich gewinnt die Polarisationskonfiguration des Laserlichtfeldes an Bedeutung. Trotz der Verwendung eines einzelnen Atomes als Sonde sind die gemessenen Korrelationen sehr komplex und nicht mehr mittels der Betrachtung eines einfachen klassischen Atomes beschreibbar.

Dabei mißt man Photonenkorrelationen zirkularer Polarisation mit sehr großen Amplituden und charakteristischen Zeitkonstanten, jedoch keine linearer Polarisation. Ähnliche Korrelationen konnten ebenfalls an optischen Gittern mit vielen Atomen gesehen werden, jedoch mit sehr kleinen Amplituden [JURC96]. Ein weiterer Vorteil der Meßmethode an einzelnen Atomen liegt darin, die Korrelationsfunktionen quantitativ bestimmen zu können, da die momentane Atomanzahl zu jedem Zeitpunkt genau bekannt ist (Kapitel 5). Das erlaubt es, aus den absoluten Amplituden Erkenntnisse über die atomare Bewegung in Lichtfeldern zu gewinnen, was in Vielteilchensystemen höchstens qualitativ möglich ist.

Für die gemessenen polarisationssensitiven Intensitätskorrelationen gibt es zwar, bedingt durch die komplexe atomare Struktur und die komplizierten dreidimensionalen Lichtfelder, keine geschlossene Beschreibung, doch werden anhand einiger einfacher Modelle Interpretationsansätze plausibel gemacht und diskutiert. Deshalb werden in einer Dimension verschiedene Bewegungsformen unterschiedlicher Atome in Standard-Lichtfeld-Konfigurationen untersucht (Kapitel 6).

Zur Betrachtung heißer Atome wird eine diffusive Bewegung über ein eindimensionales Stehwellenfeld simuliert. Dabei wird deutlich, daß sich die erstaunlich hohen Amplituden der Messungen durch Umpumpeffekte zwischen den Zeeman-Zuständen erklären lassen. Sie hängen also von dem betrachteten atomaren Übergang ab, und man sieht, daß Cäsium die meiste Zeit in den äußersten Zeeman-Zuständen verbringt, was auch die Korrelationen auf ns-Zeitskalen schon zeigten. Die charakteristischen Zeitkonstanten, mit denen die Korrelationen abfallen, sind dagegen nur von der Diffusionskonstante und der Wellenlänge des Laserlichtes abhängig. Da man mit diesem Modell aber nicht die Mikrostrukturen auf den Korrelationsfunktionen erklären kann, werden dagegen für sehr kalte Atome Schwingungsbewegungen in optischen Potentialtöpfen simuliert. Das führt zu Oszillationen auf den Korrelationsfunktionen mit der doppelten Schwingungsfrequenz. Die Zeitkonstanten, mit denen die erhaltenen Korrelationen abklingen, werden durch die Häufigkeit von Spin-Flips bestimmt, denn ein Wechsel des Grundzustand-Niveaus durch spontane Emission bedeutet immer einen Phasensprung.

Die zirkularen Korrelationsfunktionen können als Überlagerung dieser beiden Extremfälle interpretiert werden.

Die unpolarisiert gemessenen Intensitätskorrelationen kann man zu einem geringen Teil durch die unterschiedliche Kopplung der atomaren Zustände an das Lichtfeld deuten, sie werden aber hauptsächlich durch Intensitätsgradienten im 3D-Lichtfeld erzeugt.

Aus diesem Grund liegt die Vermutung nahe, daß keine linearen Korrelationsfunktionen gemessen werden konnten, weil sie zum einen sehr viel schwächer als die zirkularen sind, da kein optisches Pumpen möglich ist und sie sich zum anderen mit den Intensitätskorrelationen auslöschen.

Auch wenn es kein Modell gibt, das die polarisationssensitiven Photonenkorrelationen vollständig beschreibt, ist es möglich, Aussagen über die Bewegungsformen des Atomes und die Einflüsse der Lichtfeldpolarisationen zu machen.



# 1 Funktionsprinzip der magnetooptischen Falle

Die magnetooptische Falle (MOT) ist auf Grund ihrer Einfachheit und Robustheit die meistverwendete Falle zum Speichern neutraler Atome. Durch die Kombination von Licht- und Magnetfeld erzeugt sie verhältnismäßig tiefe effektive Potentiale verglichen mit anderen Neutralatomfallen. Sie funktioniert nach einem zunächst recht anschaulichen Prinzip: Die Atome werden durch nahresonante Laserstrahlen gebremst, und ein räumlich inhomogenes Magnetfeld moduliert diese Strahlungskräfte derart, daß die Atome an einem Ort gefangen werden.

Das bedeutet, daß nicht nur die innere, sondern auch die äußere Dynamik des Atomes durch seine Wechselwirkung mit dem elektromagnetischen Feld bestimmt wird. Um diese zu untersuchen, ist es notwendig, das Funktionsprinzip der MOT zu verstehen. Für die aus der Licht-Atom-Wechselwirkung resultierende Dynamik existiert jedoch noch keine umfassende dreidimensionale Theorie. Deshalb soll an einfachen Modellen zunächst die Funktion der Falle erläutert werden.

Das Fangen von Atomen an einem Ort setzt zwei Dinge voraus: Eine Reibungskraft, die die Atome bremst (Kap. 1.1), und eine Rückstellkraft, die einen Nullpunkt bestimmt (Kap. 1.2). Diese beiden Kräfte sollen zunächst in einer Dimension beschrieben werden.

## 1.1 Dopplerkühlen in optischen Melassen

Die zum Kühlen von Atomen notwendige Reibungskraft kann durch eine optische Melasse realisiert werden, dabei macht man sich den Strahlungsdruck zunutze [HAEN75, DALI89]. Man betrachte ein Zwei-Niveau-Atom, das sich entgegen einem resonanten Laserstrahl der Frequenz  $\omega_L = \omega_0$  bewege. Bei Absorption eines Photons aus dem Strahl erhält das Atom den Impuls  $\vec{p} = \hbar\vec{k}$  entgegen seiner Laufrichtung. Bei spontaner Emission erhält es ebenfalls diesen Rückstoßimpuls, jedoch ist er im zeitlichen Mittel ungerichtet. Das Atom wird zunächst abgebremst und dann in umgekehrter Richtung beschleunigt. Deshalb wird auch aus entgegengesetzter Richtung ein Laserstrahl benötigt, der die Atome bremst, die sich dorthin bewegen. Damit die sich in Laufrichtung des Strahls bewegenden Atome nicht beschleunigt werden, nutzt man die Tatsache, daß sie durch ihre Bewegung mit der Geschwindigkeit  $\pm v$  eine dopplerverschobene Resonanzfrequenz  $\omega_0(1 \pm v/c)$  sehen. Das bedeutet, daß, wenn beide Laserstrahlen gegenüber der Resonanz um  $\Delta = \omega_L - \omega_0$  rot-verstimmt sind, die Atome nur Photonen aus dem entgegenlaufenden Strahl absorbieren können und damit abgebremst werden. Die resultierende Kraft ist für kleine Sättigung proportional zur Intensität und einer, um  $\Delta$  verschobenen, lorentzförmigen Absorptionswahrscheinlichkeit

$$F = F_+ + F_-$$

mit

$$F_{\pm} = \pm \hbar k \frac{s_0}{1 + s_0 + [2(\Delta \mp kv)/\Gamma]^2}. \quad (1.1)$$

Dabei ist  $s_0 = I/I_s$  der resonante Sättigungsparameter, wobei die Sättigungsintensität bei Cäsium  $I_s = 1,1 \text{ mW/cm}^2$  beträgt.

Für kleine Geschwindigkeiten ergibt sich damit eine Proportionalität zwischen Kraft und Geschwindigkeit, was einer Reibungskraft entspricht. Das Atom bewegt sich wie in einer Flüssigkeit hoher Viskosität, daher der Name "optische Melasse".

## 1.2 Die magnetooptische Falle

Zum Fangen von Atomen an einem Ort ist neben der Reibungskraft eine ortsabhängige Rückstellkraft erforderlich. Sie kann bei der MOT durch ein sphärisches Quadrupolmagnetfeld erzeugt werden [RAAB87]. Die Funktion wird an einem Atom mit dem Übergang ( $J = 0 \rightarrow J' = 1$ ) in einer eindimensionalen Stehwelle aus zwei entgegengesetzt zirkular polarisierten Laserstrahlen veranschaulicht. Die Laser sollen eine Frequenz  $\omega_L$  haben, die gegenüber der atomaren Resonanz um  $\Delta = \omega_L - \omega_0$  rotverstimmt ist. Das Magnetfeld  $B$  führt zu einer dem Abstand vom Nullpunkt proportionalen Aufspaltung der Zeeman-Niveaus  $\delta w = g_J \mu_B B / \hbar$ , die in Abb. 1.1 dargestellt ist.

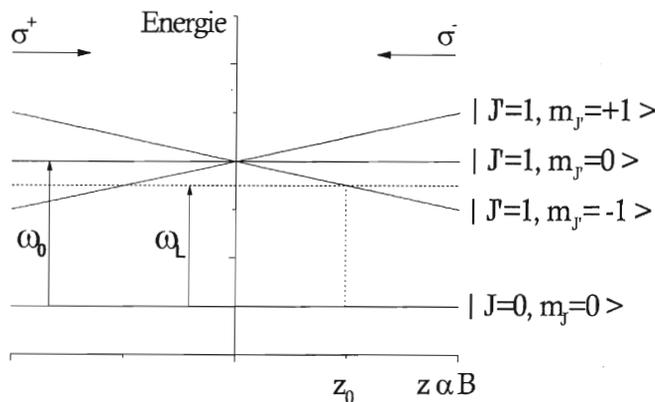


Abbildung 1.1: *Energien der Niveaus  $|J = 0\rangle$  und  $|J' = 1\rangle$  bei schwachem Magnetfeld und der eingestrahlten Laserstrahlung*

*Die ortsabhängige Zeeman-Aufspaltung bringt das Atom in Resonanz mit dem Laserstrahl, der es zum Nullpunkt zurückdrängt.*

Ein sich bei  $z_0$  befindendes Atom besitzt eine größere Wahrscheinlichkeit, von dem  $\sigma^-$ -Strahl angeregt zu werden. Es erfährt dadurch eine rücktreibende Kraft auf das Fallenzentrum. Für kleine Abstände  $z$  ergibt sich insgesamt eine Kraft, die proportional zu  $z$  und zur Geschwindigkeit  $v$  des Atomes ist:

$$F = 2\hbar k s_0 \frac{2\Delta/\Gamma}{[1 + s_0 + (2\Delta/\Gamma)^2]^2} [kv + g_J \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{\partial B}{\partial z} z], \quad (1.2)$$

falls  $g_J \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{\partial B}{\partial z} z \ll \Gamma/2$  und  $kv \ll \Gamma/2$ .

Obwohl der Impulsübertrag auf das Atom, der durch spontane Emission von Photonen entsteht, im zeitlichen Mittel verschwindet, führt er zu einem Aufheizen des Atomes, was dem soeben beschriebenen Dopplerkühlen entgegenwirkt. Das führt zu einer minimal erreichbaren Temperatur, die durch den mittleren quadratischen Impulsübertrag gegeben ist:

$$k_B T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2}. \quad (1.3)$$

Diese sogenannte Dopplertemperatur beträgt bei dem verwendeten Cäsium  $125 \mu\text{K}$ . Eine Erweiterung auf drei Dimensionen kann experimentell durch sechs Laserstrahlen in karthischer Konfiguration realisiert werden. Im Falle kleiner Intensitäten ( $s_0 \ll 1$ ) bleibt dabei das Dopplerlimit bestehen. Die hier verwendete MOT läuft normalerweise bei  $s_0 = 10 - 80$ , so daß der Grenzfall kleiner Intensitäten nicht erfüllt ist. Für hohe Intensitäten können die Laserstrahlen nicht mehr als unabhängig voneinander angesehen werden; es kommt zu Umverteilungsprozessen zwischen den Wellen, die zu einem merklichen Aufheizen führen können.

Trotzdem wurden mit solchen Anordnungen in den letzten Jahren experimentell Temperaturen gemessen, die weit unter den erwarteten Dopplertemperaturen liegen [LETT88], es müssen weitere Kühlmechanismen berücksichtigt werden.

## 1.3 Optisches Pumpen

Die niedrigen Temperaturen der Atome im Bereich einiger  $\mu\text{K}$  können durch Umpumpmechanismen zwischen den Zeeman-Zuständen erklärt werden [DALI89]. Zu deren Verständnis ist es notwendig, die räumliche Variation der lokalen Lichtfelder innerhalb der Falle zu betrachten.

Da diese jedoch sehr kompliziert und sowohl räumlich als auch zeitlich veränderlich sein können, sollen im folgenden zwei einfache Modellfelder betrachtet werden, die zu unterschiedlichen Kühlmechanismen führen. Das Lichtfeld der MOT kann man sich aus diesen beiden Hauptfeldkonfigurationen (plus Intensitätsgradienten) zusammengesetzt vorstellen. In Kapitel 6 wird immer wieder auf diese beiden Lichtfelder zurückgegriffen werden; man kann aber bereits hier erkennen, daß sowohl die Lichtfeldkonfiguration als auch die Unterstruktur des betrachteten Atom-Überganges zum Verständnis der Wechselwirkung zwischen Licht und Atom von Bedeutung sind.

### 1.3.1 Die $lin \perp lin$ -Konfiguration

Als einfaches Beispiel sei ein eindimensionales Stehwellenfeld aus zwei gegenläufigen, zueinander senkrecht linear polarisierten Laserstrahlen betrachtet. Die Gesamtintensität ist in diesem System zwar an jedem Ort gleich, die Polarisation variiert jedoch räumlich, wie in Abb. 1.2 dargestellt.

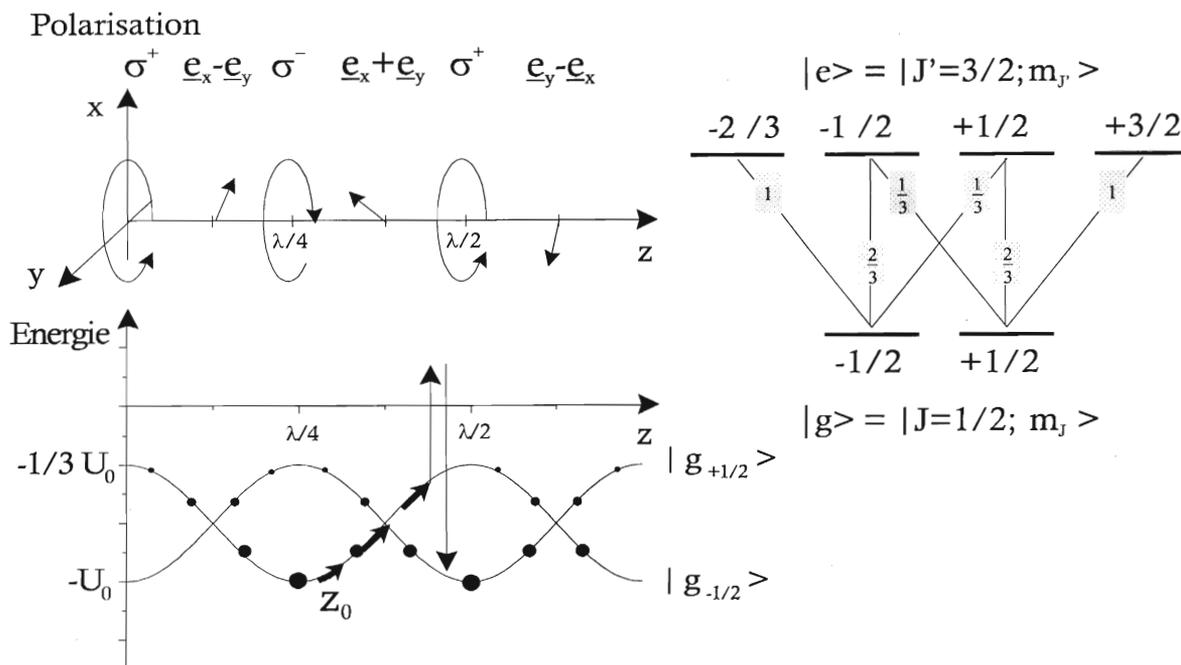


Abbildung 1.2: links: Lokale Polarisation im lin  $\perp$  lin Stehwellenfeld und ortsabhängige Potentialkurve der Grundzustände  $|g_{-1/2}\rangle$  und  $|g_{+1/2}\rangle$  infolge der AC-Stark-Verschiebung. Die schwarzen Punkte sollen die ortsabhängige Besetzungstärke der beiden Niveaus andeuten. Die Pfeile stellen die Bewegung eines Atomes im Energiediagramm dar. rechts: Niveauschema der Zustände  $|g\rangle = |J = 1/2, m_J\rangle$  und  $|e\rangle = |J' = 3/2, m_{J'}\rangle$  mit zugehörigen relativen Übergangswahrscheinlichkeiten als Quadrat der Clebsch-Gordan-Koeffizienten

Ein sich in  $z_0$  befindendes Atom mit dem Übergang ( $J = 1/2 \rightarrow J' = 3/2$ ) sehe in diesem Ort des Feldes nur  $\sigma^-$ -polarisiertes Licht. Da es dort nur Absorptionsübergänge ausführen kann, die die Magnetquantenzahl um  $\Delta m_J = -1$  ändern, wird die Besetzung des  $|J = 1/2, m_J = -1/2\rangle$ -Zustandes höher sein als die des  $|J = 1/2, m_J = +1/2\rangle$ -Zustandes. Zusätzlich zu diesem Effekt des optischen Pumpens wird die Energie des  $|J = 1/2, m_J = -1/2\rangle$ -Zustandes infolge der Lichtverschiebung weiter abgesenkt (AC-Stark-Effekt). Bewegt sich das Atom über die Strecke einer viertel Wellenlänge in einen Bereich rechtszirkularer Polarisation, während es noch in den  $|J = 1/2, m_J = -1/2\rangle$ -Zustand gepumpt ist, so muß es einen Potentialberg hinaufklettern, wobei es langsamer wird. Dort ist aber die Wahrscheinlichkeit groß, daß es in den  $|J = 1/2, m_J = +1/2\rangle$ -Zustand umgepumpt wird. Bei dem Übergang verliert es die Energie, die der Höhe des Potentialberges entspricht, um bei weiterer Bewegung einen solchen erneut hinaufzulaufen. Dieser Umstand hat dem beschriebenen Effekt den Namen Sisyphus-Kühlung eingebracht. Die Atome werden folglich gebremst und können sogar in den Potentialen gefangen werden, wenn ihre kinetische Energie nichtmehr ausreicht, um die Potentialberge zu überwinden.

Dabei ist zu beachten, daß dieses nur zu Kühlprozessen führen kann, wenn die Umpumpzeit kleiner ist als die Zeit, die das Atom benötigt, um die Strecke einer viertel Wellenlänge zurückzulegen. Das bedeutet, daß der Geschwindigkeits-Einfangbereich dieses Kühlverfahrens deutlich kleiner als der des Dopplerkühlens ist. Es kann jedoch zu niedrigeren Temperaturen führen, wobei diese im Falle kleiner Sättigung von Verstimmung  $\Delta$  und Laserintensität  $I_L \propto \Omega_{Rabi}^2$  von unten durch die Potentialtiefe (AC-Stark-Effekt) begrenzt sind [DALI89]:

$$k_B T_{sys} \approx \frac{\hbar \Omega_{Rabi}^2}{|\Delta|}. \quad (1.4)$$

### 1.3.2 Die $\sigma^+\sigma^-$ -Konfiguration

Eine etwas schwieriger zu verstehende Art des Polarisationsgradientenkühlens findet in einem Stehwellenfeld aus zwei sich entgegenlaufenden  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -polarisierten Wellen statt. Es entsteht ein eindimensionales Lichtfeld, welches an jedem Ort  $z$  so linear polarisiert ist, daß sich bei Bewegung über  $z$  eine Polarisationschraube ergibt, wie in Abb. 1.3 zu sehen.

Für das soeben beschriebene Atom mit nur zwei Grundzustandsniveaus werden in diesem Lichtfeld beide Niveaus gleich besetzt sein, so daß es zu keinem Kühlprozeß führt. Bei Atomen mit höheren Drehimpulsen, wie dem Übergang ( $J = 1 \rightarrow J' = 2$ ), kommt es zu einer unterschiedlich starken Absenkung der Grundzustände durch unterschiedliche Clebsch-Gordon-Koeffizienten. Diese sind für den betrachteten Übergang in Abb. 1.3 gezeigt. Bewegt sich ein Atom entlang  $z$  durch das Lichtfeld, so sieht es im mitbewegten System einen sich drehenden linearen Polarisationsvektor. Diese Drehung kann auch als Präzession in einem effektiven Magnetfeld entlang  $z$  gesehen werden, was zu einer ungleichen Besetzung der Zustände  $|g_{-1}\rangle$  und  $|g_{+1}\rangle$  führt. Das wiederum bewirkt eine unterschiedliche Absorption des rechts- und linkszirkular polarisierten Strahls, so daß eine zusätzliche Dämpfung stattfindet. Dieses Kühlverfahren hat genau wie der Sisyphus-Effekt einen kleineren Geschwindigkeitseinfangbereich als das Dopplerkühlen und führt zu ähnlichen Temperaturen:

$$k_B T_{pol} \approx \frac{\hbar \Omega_{Rabi}^2}{|\Delta|}. \quad (1.5)$$

Man erkennt daß sowohl die innere Dynamik als auch die Bewegung des Atomes durch die Lichtfelder bestimmt werden, was insgesamt zu einer äußerst komplexen Dynamik führt. Um diese trotzdem untersuchen zu können, soll nur ein einziges Atom betrachtet werden, was in einer Einzel-Atom-Falle möglich ist.

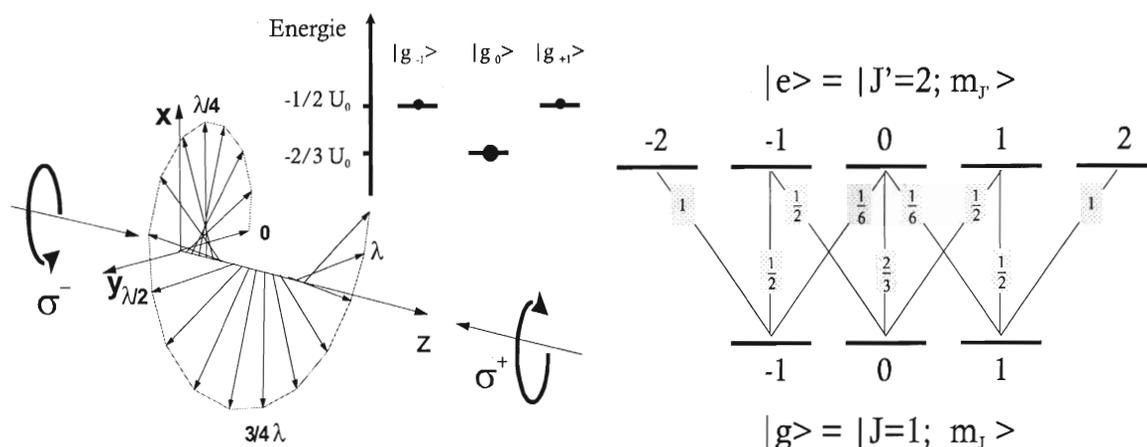


Abbildung 1.3: links: Polarisationschraube im  $\sigma^+\sigma^-$ -Stehwellenfeld und ortsunabhängige energetische Absenkung der Grundzustandsniveaus infolge des AC-Stark-Effektes für ein ruhendes Atom mit  $J = 1$  im Grundzustand

Über die Strecke einer Wellenlänge  $\lambda$  präzidiert der Polarisationsvektor in der  $xy$ -Ebene. Die Besetzungsstärken der Grundzustandsniveaus für ein ruhendes Atom sind durch die Größe der schwarzen Punkte angedeutet. Bei räumlicher Bewegung des Atoms kommt es zur Umverteilung der Besetzung zwischen den Grundzustandsniveaus.

rechts: Niveauschema der Zustände  $|g\rangle = |J = 1, m_J\rangle$  und  $|e\rangle = |J' = 2, m_{J'}\rangle$  mit den relativen Übergangswahrscheinlichkeiten

## 1.4 Eine Falle für einzelne Atome

Die Speicherung geringer Atomzahlen über lange Zeiten beruht hauptsächlich auf drei Veränderungen [HU94, RUSC96, HAUB96]: einem niedrigen Hintergrundgasdruck in Verbindung mit sehr kleinen Durchmessern der Kühllaserstrahlen und sehr steilen Magnetfeldern.

Sowohl ein niedriger Hintergrundgasdruck als auch ein geringer Cs-Partialdruck sind notwendig, um kleine Laderaten zu erzeugen und um möglichst lange Speicherzeiten zu erreichen, denn ein Verlustfaktor sind die Stöße der gefangenen Atome mit dem Hintergrundgas. In der verwendeten MOT werden Stoßraten von etwa 0,007 Stößen/s pro Atom mit dem Hintergrundgas gemessen.

Kleine Strahldurchmesser der Kühllaserstrahlen und große Magnetfeldgradienten führen zu einer Lokalisierung der Atome auf kleinstem Raum. Es ergibt sich ein sehr kleiner Einfangquerschnitt, so daß die Laderaten typischerweise bei etwa 0–0,5 Atomen/s liegen. Das erzeugt eine Falle mit nur 40  $\mu\text{m}$  Durchmesser, in der die mittlere Atomanzahl über das Ventil des Cs-Reservoirs reguliert werden kann (siehe Gesamtaufbau in Abb. 3.1).

Wählt man diese kleiner ein, so lassen sich Speicherzeiten eines Atomes von bis zu 10 Minuten erreichen.

Trotz der wenigen Atome herrscht durch die geringe Größe der MOT eine recht hohe Dichte an Atomen, so daß es zu Stoßraten von etwa 0,008 Stößen/s pro Atompaar zwischen den gefangenen Atomen kommt. Auch hier bietet die Einzelatomfalle den Vorteil, daß die momentane Atomzahl genau bestimmt werden kann, so daß jeder einzelne Stoß sichtbar wird und die verschiedenen Stoßprozesse getrennt untersuchbar werden.

In dieser Arbeit soll der direkte Einfluß der Falle auf die Dynamik der Atome untersucht werden, so daß es sinnvoll ist, ein einzelnes gefangenes Atom zu betrachten. Dieses kann nicht durch die Anwesenheit anderer beeinflusst werden und spiegelt als Sonde direkt den Einfluß der Falle wider.

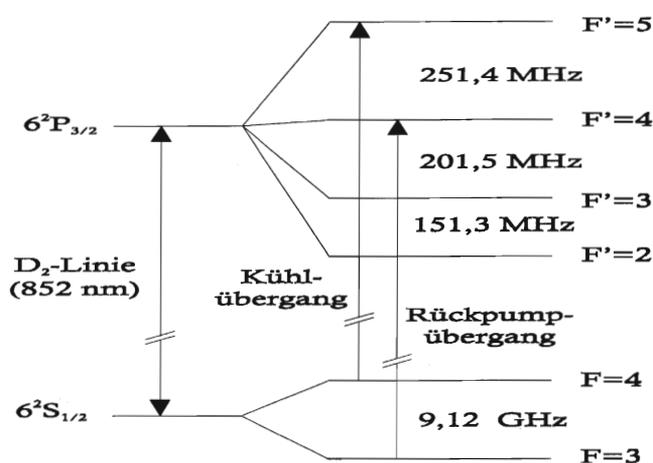
Die in Kapitel 4 vorgestellten Experimente wurden an einer Einzelatomfalle für Cäsium durchgeführt. Die Vor- und Nachteile der Verwendung dieses Elementes werden nun kurz beschrieben.

## 1.5 Cäsium

Cäsium, eines der schwersten Alkali-Metalle, besitzt als einziges stabiles Isotop  $^{133}_{55}\text{Cs}$ . Das dadurch isotonenrein vorliegende Cs hat wegen seiner großen Masse langsame thermische Geschwindigkeiten von  $v(T = 300\text{K}) \approx 195 \text{ m/s}$ . Das macht ein Laden der Cs-MOT aus dem Hintergrundgas möglich; gleichzeitig bedeutet es aber auch, daß man bei Verwendung der  $D_2$  Linie, deren  $F' = 5$  Niveau eine natürlichen Lebensdauer von  $\tau = 30,5 \text{ ns}$  besitzt, etwa 50.000 Photonen benötigen würde, um es von thermischen Geschwindigkeiten bis zum Stillstand abzubremsen. Durch seinen Kernspin von  $7/2$  ergibt sich die in Abb.1.4 (a) dargestellte Hyperfeinstrukturaufspaltung.

Als Kühlübergang eignet sich der Übergang zwischen den Hyperfein-Niveaus ( $F = 4 \rightarrow F' = 5$ ) mit einer Übergangsfrequenz von  $\lambda = 852 \text{ nm}$ . In diesem Bereich des nahen Infrarot gibt es leicht handhabbare Diodenlaser mit Linienbreiten unter 1 MHz. Es besteht eine geringe Wahrscheinlichkeit von etwa  $10^{-4}$ , daß neben dem  $F' = 5$  auch das  $F' = 4$ -Niveau mitbevölkert wird. Von dort aus kann das Atom in das Hyperfeinniveau  $F = 3$  des Grundzustandes zerfallen, in dem es durch die Falle nicht mehr gefangen werden kann. Deshalb wird ein zweiter Laser benötigt, um diese Atome in den Kühlkreislauf zurückzupumpen. Der Kühlübergang besitzt 20 Zeeman-Zustände, die in Abb. 1.4 (b) mit den dazugehörigen Clebsch-Gordon-Koeffizienten gezeigt sind.

(a)



(b)

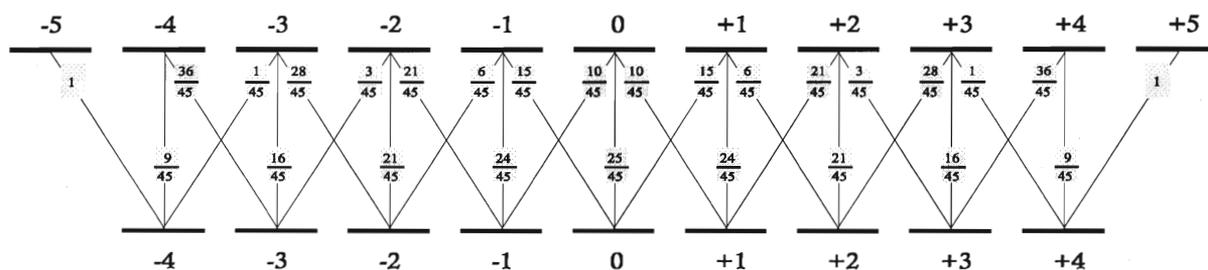
 $|e\rangle = |6^2P_{3/2} F'=5; m_F\rangle$ 

 $|g\rangle = |6^2S_{1/2} F=4; m_F\rangle$ 

Abbildung 1.4: (a) Hyperfeinstruktur des  $D_2$ -Überganges für Cäsium mit Übergangsfrequenzen  
(b) Niveauschema des Kühlüberganges für Cäsium mit relativen Übergangswahrscheinlichkeiten

## 2 Korrelationsfunktionen

Die Messung der Resonanzfluoreszenz eines einzelnen Atomes, als nicht-invasive 'in-situ' Methode, erlaubt es, Aussagen über die interne und externe Dynamik des Atomes zu machen, ohne das Atom durch den Meßprozeß zu beeinflussen. Da das Atom aber eine sehr schwache Lichtquelle darstellt, ist es schwierig, sein Spektrum direkt zu messen. Um trotzdem Informationen über die Dynamik zu erhalten, kann mittels Fourier-Transformation in den Zeit-Raum übergegangen werden. Statistische Fehler in der Bestimmung der Korrelationsfunktion, die im folgenden definiert und genauer beschrieben werden soll, können durch sehr lange Meßzeiten beliebig reduziert werden.

Eine normierte Korrelationsfunktion zweier komplexer Funktionen  $f_1$  und  $f_2$  ist allgemein folgendermaßen definiert:

$$g_{12}^{(2)}(\tau) = \frac{\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T f_1^*(t) f_2(t + \tau) dt}{\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T f_1^*(t) dt \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T f_2(t) dt} \quad (2.1)$$

$$= \frac{\langle f_1^*(t) f_2(t + \tau) \rangle_{T \rightarrow \infty}}{\langle f_1^*(t) \rangle_{T \rightarrow \infty} \langle f_2(t) \rangle_{T \rightarrow \infty}}. \quad (2.2)$$

Dabei bezeichnet  $\langle \rangle_{T \rightarrow \infty}$  den zeitlichen Mittelwert über eine gegen Unendlich gehende Mittelungszeit  $T$ . Sind  $f_1$  und  $f_2$  stationäre Funktionen, die um ihren zeitlichen Mittelwert  $\langle f_1 \rangle$  bzw.  $\langle f_2 \rangle$  mit den Streuungen  $\Delta f_1$  bzw.  $\Delta f_2$  schwanken, so läßt sich die Korrelationsfunktion schreiben als:

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + \frac{\langle \Delta f_1(t) \Delta f_2(t + \tau) \rangle}{\langle f_1(t) \rangle \langle f_2(t) \rangle}. \quad (2.3)$$

Man sieht, daß für diese Funktion immer gilt:

$$g^{(2)}(0) \geq 1 \quad \wedge \quad \lim_{\tau \rightarrow \infty} g^{(2)}(\tau) = 1.$$

Anders verhält es sich für diskrete Signale. Ersetzt man die Funktionen  $f_1$  und  $f_2$  durch eine Reihe von  $\delta$ -Funktionen, so sieht man, daß die Korrelationsfunktion der normierten Häufigkeitsverteilung entspricht, die angibt, wie oft ein  $f_2$ -Puls eine Zeit  $\tau$  nach einem  $f_1$ -Puls auftritt. Sind die Pulsabfolgen der beiden Zeitreihen poissonverteilt, d.h. unkorreliert, so ist  $g^{(2)}(\tau) = 1 \quad \forall \tau$ . Ebenso kann man sich aber auch Zeitreihen vorstellen, bei denen z.B. die Zeitdifferenz  $\tau = 0$  seltener als in einer Poissonverteilung auftritt, so daß hier  $g^{(2)}(\tau) < 1$  möglich ist. Diese intuitive Darlegung kann anhand der Korrelationsfunktion zweiter Ordnung eines quantenmechanisch beschriebenen Lichtfeldes bestätigt werden. Hier wird die Korrelationsfunktion der Intensität folgendermaßen durch den positiven und negativen Frequenzanteil des elektromagnetischen Feldes  $\hat{E} = \hat{E}^- + \hat{E}^+$  geschrieben [GLAU63]:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{E}^-(t) \hat{E}^-(t + \tau) \hat{E}^+(t + \tau) \hat{E}^+(t) \rangle}{\langle \hat{E}^-(t) \hat{E}^+(t) \rangle^2}. \quad (2.4)$$

Im klassischen Fall würde daraus einfach

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} \quad (2.5)$$

folgen, wobei  $I(t) = |E(t)|^2$  die Intensität des Feldes zum Zeitpunkt  $t$  ist. Die Frequenzanteile können durch die Leiteroperatoren  $\hat{a}$  und  $\hat{a}^\dagger$  ausgedrückt werden, so daß mit  $\hat{n} |n\rangle = \hat{a}^\dagger \hat{a} |n\rangle = n |n\rangle$  für eine Feldmode gilt:

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle \hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a} \rangle}{\langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle^2} = 1 + \frac{\langle \Delta n^2 \rangle - \langle n \rangle}{\langle n \rangle^2}. \quad (2.6)$$

Man sieht wiederum, daß für eine poissonsche Lichtquelle  $g^{(2)}(0) = 1$  ist, da hier  $\langle \Delta n^2 \rangle = \langle n \rangle$ . Man erkennt aber auch, daß die Korrelationsfunktion bei  $\tau = 0$  für geeignete Felder Werte kleiner Eins annehmen kann. Betrachtet man z. B. ein Atom für das als "sub-poissonsche Lichtquelle"  $\langle \Delta n^2 \rangle < \langle n \rangle$  gilt, so sieht man, daß dieses Photonen-Antibunching zeigt, d.h.  $g^{(2)}(0) < 1$ . Das kann so interpretiert werden, daß ein Atom nicht gleichzeitig zwei Photonen emittieren kann, da Photonen-Emission nur möglich ist, wenn es sich im angeregten Zustand befindet. Nach Emission des ersten Photons befindet es sich aber im Grundzustand, und es dauert eine endliche Zeit, bis es wieder angeregt ist. Man kann zeigen, daß für ein Zwei-Niveau-Atom die Korrelationsfunktion direkt die Besetzung des angeregten Zustandes  $\varrho_{22}$  beschreibt [LOUD83]:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\varrho_{22}(\tau)}{\varrho_{22}(\infty)}. \quad (2.7)$$

Befinden sich mehrere Atome in der Falle, so besteht keinerlei Korrelation zwischen den Photonen verschiedener Atome, solange die Atome unabhängig voneinander emittieren. Der Kontrast der Korrelationsfunktion, er sei hier definiert als  $g^{(2)}(0) - 1$ , müßte somit mit zunehmender Atomanzahl abnehmen. Man kann die Unabhängigkeit bei der in diesem Experiment benutzten MOT annehmen, da zwei Photonen unterschiedlicher Atome nicht räumlich kohärent emittiert werden können, denn die räumliche Kohärenzbedingung, daß der Raumwinkel der Beobachtung  $\Omega = 4,5\% \cdot 4\pi$  klein gegenüber dem Quotient aus Wellenlänge  $\lambda = 852 \text{ nm}$  und Fallengröße  $\varnothing = 40 \text{ }\mu\text{m}$  ist, ist in diesem Fall nicht erfüllt:

$$\Omega \leq \left( \frac{\lambda}{\varnothing} \right)^2 \approx 10^{-4}.$$

Dann läßt sich die Korrelationsfunktion der Intensität für  $\mathcal{N}$  Atome  $g_{\mathcal{N}}^{(2)}$  durch diejenige für ein Atom ausdrücken:

$$g_{\mathcal{N}}^{(2)}(\tau) = \frac{1}{\mathcal{N}}(\mathcal{N} - 1 + g^{(2)}(\tau)). \quad (2.8)$$

Der Kontrast sinkt mit zunehmender Atomanzahl  $\mathcal{N}$ . Würde es zur Interferenz zwischen den Feldern der Atome kommen, erhielte man dagegen Photonen-Bunching, d.h. einen

---

weiteren Term in der Korrelationsfunktion, der mit  $(\mathcal{N} - 1)/\mathcal{N}$  skaliert und von der Korrelationsfunktion erster Ordnung, die die Interferenz beschreibt, abhängt. In diesem Fall wäre Photonen-Antibunching schon für zwei Atome nicht mehr sichtbar. Das Experiment bestätigt die obige Annahme (2.8), denn für mehrere Atome ist noch ein deutliches Antibunching-Signal zu sehen. Man sieht, daß es sinnvoll ist, möglichst wenige Atome zu betrachten, um einen großen Kontrast zu erhalten. Mit dem Kontrast beschäftigt sich ein Teil der Auswertung experimenteller Daten eingehender, er ist ein Maß für die Stärke der zeitlichen Schwankungen. In Abbildung 2.1 sind einige Beispiele für Funktionen  $f(t)$  mit ihrer Auto-Korrelationsfunktion  $g^{(2)}(\tau)$  angeführt.

Es ist zu beobachten, daß mit einer sin-förmigen Funktion maximal ein Kontrast von  $1/2$  erreicht werden kann. Durch einen konstanten Offset, wie er z.B. durch Untergrund erzeugt wird, reduziert sich der Kontrast. Höhere Kontraste werden durch steilere Funktionen verursacht, wobei die Stufenfunktion als Extremfall an Steilheit den maximal erreichbaren Kontrast von  $K = 1$  besitzt, unter den Funktionen mit Mittelwert  $\langle f(t) \rangle = 1/2$ .

Betrachtet man keine rein periodischen Funktionen, sondern führt man Phasensprünge ein, z.B. eine Stufenfunktion, in der die Pulse der Länge 1 in unterschiedlichen Zeitabständen auftreten, so werden die Korrelationsfunktionen exponentiell abklingen. Die Zeitkonstante dieses Abfalls spiegelt dann die Häufigkeit dieser Phasensprünge wider. Der Kontrast wird durch solche Spünge nicht beeinflusst.

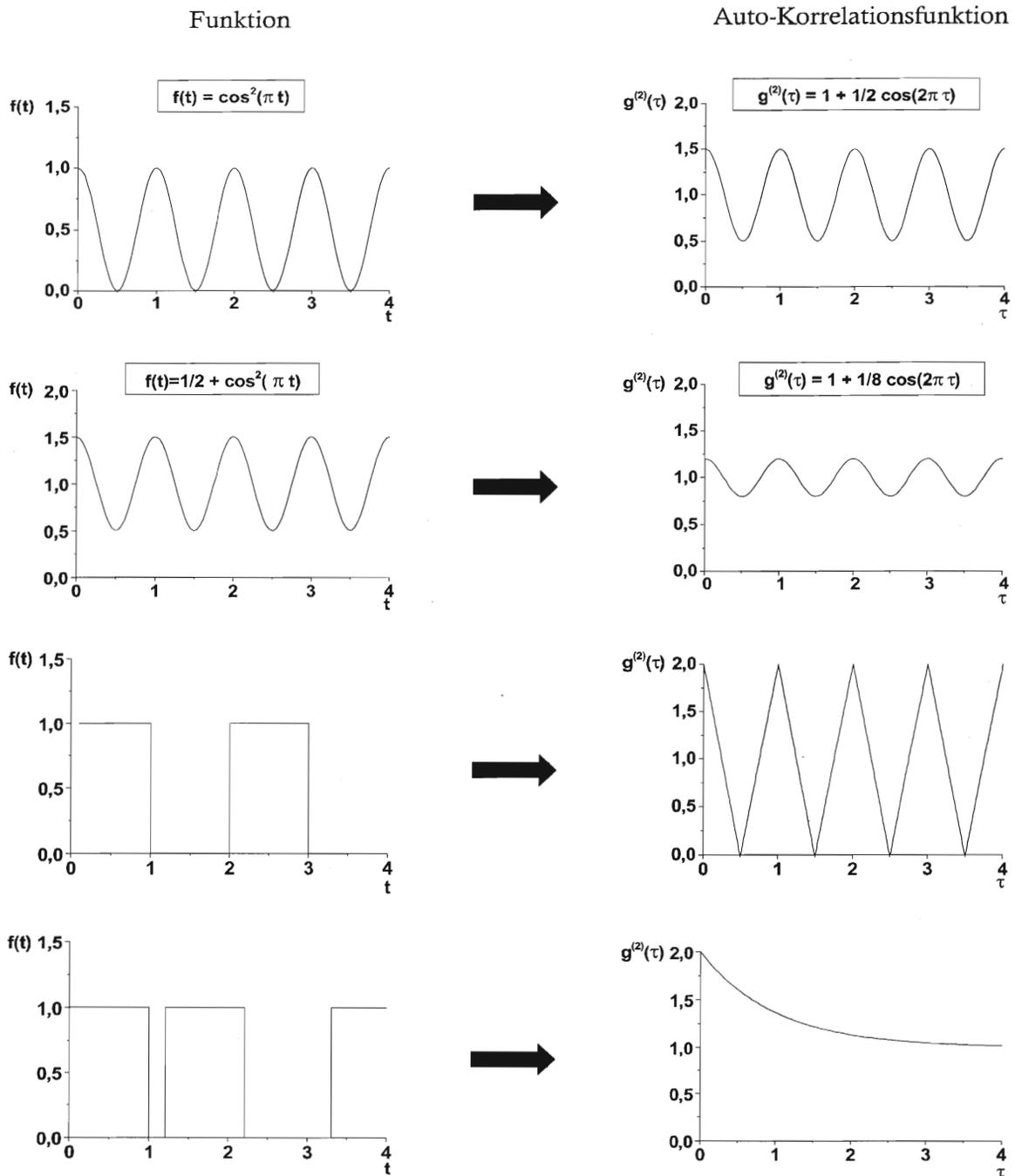


Abbildung 2.1: Beispiele für Funktionen  $f(t)$  mit ihren Auto-Korrelationsfunktionen  $g^{(2)}(\tau)$

### 3 Experimenteller Aufbau

Die magnetooptische Falle befindet sich in einem Vakuumtopf, der mit einem auf einige °C gekühlten Cs-Reservoir verbunden ist. Aus drei Raumrichtungen werden in karthesischer Konfiguration die Laserstrahlen durch Eintrittsfenster so in den Topf geschickt, daß sie sich im Zentrum des Quadrupolmagnetfeldes schneiden und in sich zurückreflektiert werden. Sie sind so polarisiert, daß die Atome aus einem Strahl  $\sigma^+$ -Licht sehen und aus dem entgegelaufenden  $\sigma^-$ -Licht. Im Winkel von  $45^\circ$  zu  $x$ - und  $y$ -Achse befinden sich auf beiden Seiten des Topfes Fenster, durch die das Fluoreszenzlicht detektiert werden kann. Abb. 3.1 zeigt den Gesamtaufbau der MOT schematisch, deren einzelne Komponenten im folgenden kurz beschrieben werden sollen.

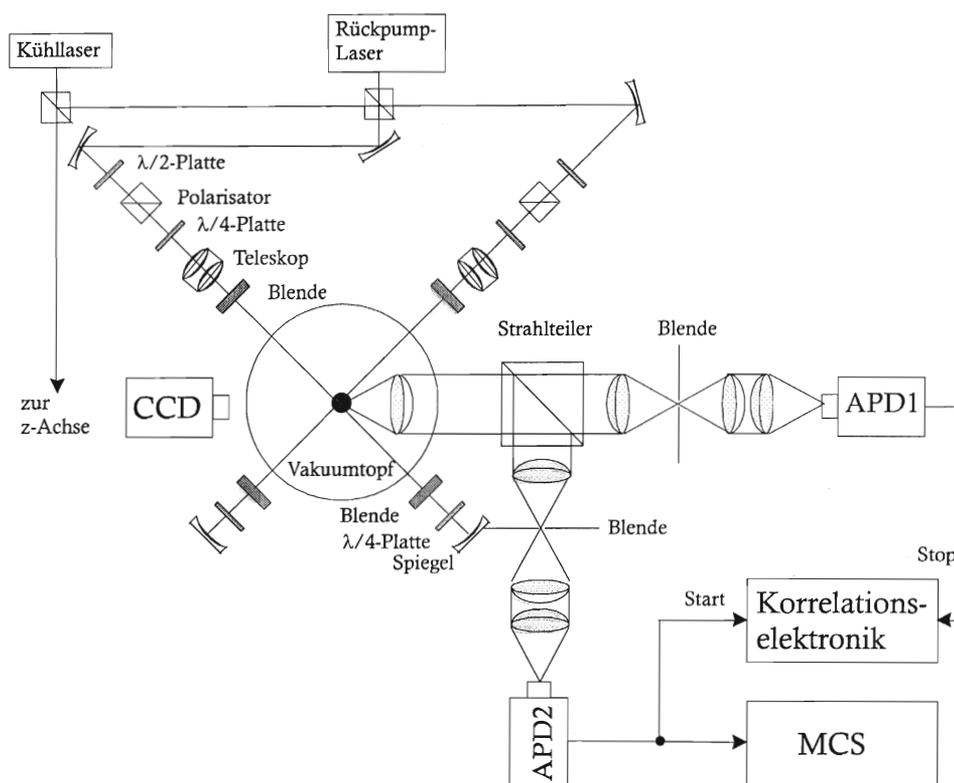


Abbildung 3.1: Experimenteller Aufbau der MOT schematisch  
Die z-Achse des Kühllasers befindet sich auf einer Schiene oberhalb des Tisches und wird von oben durch die Bildebene in den Vakuumtopf eingekoppelt.

### 3.1 Das Lasersystem

Als Kühllaser dient ein über ein Gitter abstimmbarer Diodenlaser. Er besitzt freilaufend eine Linienbreite von etwa 1 MHz und liefert am Experiment eine maximale Intensität von  $17 \text{ mW/cm}^2$  in jedem der drei Strahlenarme. Die Verstimmung des Kühllasers von typischerweise  $\Delta/\Gamma \approx -5 \dots -2$  wird durch eine heterodyne Phasenstabilisierung auf einen Referenzlaser kontrolliert. Der Referenzlaser im Hollbergaufbau [DAH87] wiederum wird mit einer Linienbreite unter 10 kHz auf das Polarisationspektrum des Kühlüberganges stabilisiert. Dadurch erreicht man Langzeitstabilitäten des Kühllasers mit Linienbreiten unter 100 kHz. Da der Kühlübergang sättigungsverbreitert ist, wird mit einer Wahrscheinlichkeit von  $10^{-4}$  das  $F' = 4$ -Niveau des  $6^2P_{3/2}$ -Zustandes mitbevölkert, der wiederum einen Zerfall in das  $F = 3$ -Niveau des Grundzustandes erlaubt. Damit diese Atome für die Falle nicht verloren sind, wird ein Rückpumpplaser mittels Sättigungsspektroskopie auf den ( $F = 3 \rightarrow F' = 4$ )-Übergang stabilisiert und in den  $x$ - und  $y$ -Arm der Falle eingekoppelt.

Um eine konstante Laserintensität über den gesamten Strahlquerschnitt zu erhalten, wird der Strahl in jedem Arm mit einem Teleskop aufgeweitet und durch eine Blende auf einen Durchmesser von 4 mm begrenzt, bei Magnetfeldgradienten von 375 G/cm. Die kleinen Strahldurchmesser sind für das Fangen einzelner Atome essentiell und die Laderate hängt empfindlich davon ab. Zusätzlich werden die Strahlen auf einen Brennpunkt in 10 m Entfernung leicht fokussiert, um die Absorption der Strahlen auf ihrem Weg durch die Apparatur zu kompensieren. Dies ist notwendig, damit die Leistungsdichte über den gesamten Weg des Strahls etwa konstant ist, so daß die Atome im hin- und rücklaufenden Strahl etwa gleiche Intensität sehen. Eine  $\lambda/2$ -Platte plus Polarisator dienen dazu, die Intensität in den Strahlen zu regulieren. Damit erreicht man etwa gleiche Intensitäten in allen sechs Strahlen. Mit  $\lambda/4$ -Platten vor und hinter dem Vakuumtopf werden die Strahlen im hin- und rücklaufenden Strahl rechtszirkular polarisiert, woraus sich für die Atome zwei in entgegengesetzter Richtung laufende Strahlen mit  $\sigma^+$  bzw.  $\sigma^-$ -Polarisation ergeben.

### 3.2 Das Vakuumsystem

Mit einer Kryostatpumpe mit Kaltkopf und einer Ionen-Getter-Pumpe wird ein Druck von  $8 \cdot 10^{-11}$  Torr im Vakuumtopf erreicht. Die langsamen thermischen Geschwindigkeiten und der niedrige Druck machen ein Laden der Falle aus dem Hintergrundgas möglich, so daß kein Atomstrahl benötigt wird. Der Cs-Partialdruck kann durch ein Ventil am gekühlten Cs-Reservoir reguliert werden, wodurch die Laderate und damit die mittlere Atomanzahl in der Falle einflußbar ist.

### 3.3 Das Magnetfeld

Wie schon erwähnt, benötigt man für eine magnetooptische Falle ein sphärisches Quadrupolmagnetfeld. Einzelatombetrieb wird dabei durch sehr große Magnetfeldgradienten erleichtert. Das Quadrupolfeld wird durch Permanentmagnete realisiert, mit denen Gradienten von bis zu  $\partial B/\partial z = 800 \text{ G/cm}$  erreicht werden können. Permanentmagnete bieten gegenüber Luftspulen den Vorteil, daß auf kleinem Raum steile Magnetfelder erzeugt werden können, ohne daß aufwendige Kühleinrichtungen notwendig sind. Die Magneten befinden sich in einer Vertiefung außerhalb des Vakuumpf. Letzteres hat den Vorteil, daß sie das Vakuum nicht verunreinigen und man die Gradienten durch Verschieben der Magneten verändern kann, ohne den Vakuumpf öffnen zu müssen.

### 3.4 Das Detektionssystem

Durch zwei Beobachtungsfenster im Vakuumpf kann in der  $xy$ -Ebene unter einem Winkel von  $45^\circ$  zum  $x$ -Strahl die Resonanzfluoreszenz detektiert werden. Das eine Fenster wird benutzt, um mit Hilfe einer CCD-Kamera ein Bild der Falle aufzunehmen und die Optik auf der gegenüberliegenden Seite zu justieren. Dort befindet sich im Vakuumpf eine Kollimationslinse mit einem Öffnungswinkel von  $\Omega = 0,045 \cdot 4\pi$ , der durch die Geometrie der Strahlen begrenzt ist. Damit möglichst nur das Licht detektiert wird, das genau aus dem Fallenzentrum stammt und nicht schon mehrfache Reflexionen hinter sich hat, ist der Vakuumpf von innen geschwärzt und ein Blendensystem innerhalb des Topfes dient zur Streulichtunterdrückung. Das Fluoreszenzlicht gelangt mittels einer 1 : 1-Abbildung auf die Avalanche-Photo-Dioden (APD) in dem in Abb. 3.1 gezeigten Hanbury Brown & Twiss-Aufbau [HANB56]. Der bewirkt, daß in den Korrelationen zwischen den Signalen der beiden APDs keine Totzeiten entstehen. Um eine möglichst hohe Koinzidenzrate zu erhalten, wird mittels eines Strahlteilers die Resonanzfluoreszenz zu gleichen Teilen auf die beiden Photodioden verteilt. Die Lochblenden in den Zwischenabbildungen mit einem Durchmesser von  $\varnothing = 150 \mu\text{m}$  dienen ebenfalls dazu, das Streulicht zu reduzieren und eine Rückreflexion von Fluoreszenzlicht der einen APD auf die andere zu verhindern. Sollen polarisationsempfindliche Korrelationsfunktionen gemessen werden, so wird ein polarisierender Strahlteiler benutzt und gegebenenfalls eine  $\lambda/4$ -Platte, um nach geeigneten Polarisierungen zu sortieren. Ein Aufbau für polarisationsempfindliche Messung ist in Abb. 4.1 zu sehen und wird in den einzelnen Messungen näher beschrieben.

#### 3.4.1 Die Detektionsoptik

Zur Detektion der Resonanzfluoreszenz-Photonen werden Avalanche-Photo-Dioden in "single photon counting mode" verwendet. Sie besitzen eine Quanteneffizienz von 50 % [DAES96] und werden auf  $-10^\circ\text{C}$  gekühlt, was die Dunkelzählrate auf  $< 10/\text{sec}$  reduziert.

Zusätzliche Kühlplatten an den Photodioden sollen verhindern, daß sich die APDs bei Meßreihen, die viele Stunden dauern können, unter den Streulichtabdeckungen merklich aufheizen. Als Totzeiten der Photodioden wurden 200 ns gemessen. Typische Zählraten liegen bei 1-20 kHz pro Atom und APD.

### 3.4.2 Der Monitor der Atomanzahl (MCS)

Mit Hilfe eines Multi-Channel-Scalers (MCS) mit 16284 Kanälen wird das Fluoreszenzsignal einer APD über ein Zeitfenster von 100 ms integriert und dieses über die gesamte Meßzeit aufgenommen. Dabei liegt die Triggerschwelle bei -200 mV der abfallenden Flanke. Ein Ausschnitt einer solchen Zeitreihe ist in Abb. 3.2 dargestellt. Wie man sieht, zeigt es diskrete Fluoreszenzstufen, die den verschiedenen Atomanzahlen in der Falle entsprechen. Die niedrigste Fluoreszenzstufe entspricht dem Untergrund, der durch Streuung der Laserstrahlen, hauptsächlich des  $z$ -Strahles, im Vakuumtopf verursacht wird. Für ein Atom können Signal-zu-Untergrund-Verhältnisse von 3 : 1 erreicht werden. Es ist möglich, die Fluoreszenzstufen von bis zu 20 Atomen genau aufzulösen. Durch die Möglichkeit, die momentane Anzahl der gefangenen Atome genau zu bestimmen, können die Korrelationsfunktionen für die gewünschten Atomanzahlen getrennt gemessen werden. Das hat den Vorteil, daß sich aus den gemessenen Häufigkeitsverteilungen nicht nur qualitative, sondern auch quantitative Aussagen machen lassen, was, wie man sehen wird, einige interessante Schlüsse zuläßt. Die abgebildete MCS-Reihe entstammt der Messung der  $\sigma^+$ -Autokorrelationsmessung. Die Fluoreszenzrate ist durch den zusätzlichen Strahlteiler (siehe Kapitel 4.1) so gering.

Summiert man dieses Fluoreszenzsignal über die gesamte Meßzeit, so erhält man die ebenfalls in Abb. 3.2 dargestellte Verteilung der Atomanzahlen. Die Breite der erhaltenen Peaks weicht nur leicht (5 %) von der Grenze des Schrotrauschens ab [STRA97]. Die Verteilung der Atomanzahlen ist sub-poissonsch, was sich durch ein Ratenmodell mit atomzahlunabhängiger Laderate und Stößen der Atome untereinander und mit dem Hintergrundgas recht gut beschreiben läßt. Das MCS-Signal dient nicht nur als Monitor der momentanen Anzahl von Atomen in der MOT, es liefert gleichzeitig die Zählraten beider APDs für die unterschiedlichen Atomanzahlen aus den Schwerpunkten der Peaks im Histogramm, sowie die Meßzeiten aus deren Flächen. Beide Informationen sind für die Normierung der gemessenen Korrelationsverteilungen notwendig.

Aus Abb 3.3 sieht man, daß die Fluoreszenzrate linear von der Atomanzahl abhängt, Sättigungseffekte spielen demnach noch keine Rolle. Bei der dort dargestellten Messung wurden die APDs so justiert, daß möglichst hohe Atomanzahlen noch sauber aufgelöst werden können, was zu dem niedrigen Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von nur 1 : 1 führt.

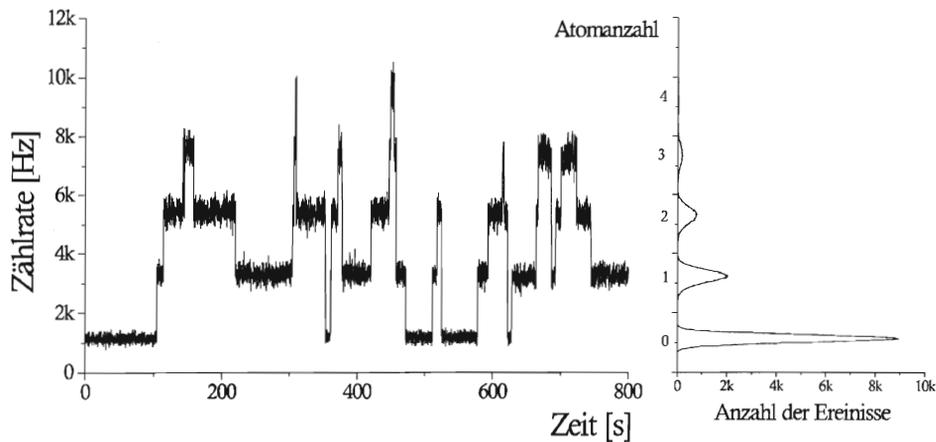


Abbildung 3.2: Ausschnitt einer MCS-Zeitreihe und Histogramm der Zählraten  
 Die Fluoreszenzstufen entsprechen den einzelnen Atomanzahlen in der Falle. Aus der rechts dargestellten Häufigkeitsverteilung, die sich durch Aufsummieren des Fluoreszenzsignales über die Meßzeit ergibt, lassen sich die Meßzeiten und Fluoreszenzraten für die einzelnen Atomanzahlen bestimmen.

## 3.5 Die Korrelationselektronik

Der Aufbau der Korrelationselektronik ist in Abb. 3.4 dargestellt. Es bieten sich zwei Systeme an, die mit ihren Vor- und Nachteilen im folgenden kurz vorgestellt werden sollen. Wie aus den daraus erhaltenen Messdaten die Korrelationsfunktionen bestimmt werden, ist in Kapitel 5 beschrieben.

### 3.5.1 Der Korrelator (TAC)

Um die Korrelationsfunktion der Intensität zu bestimmen, kann eine Wartezeitenverteilung der Pulsreihen der beiden Photodioden aufgenommen werden. Dazu liefert APD 1 das Start-Signal und danach wird die Zeit gemessen, bis von APD 2 das Stop-Signal kommt. Das ist technisch realisiert durch einen Zeit-zu-Amplituden-Konverter (TAC), der durch Hochfahren einer Spannungsrampe die Zeit zwischen dem Eintreffen der Pulse an Start- und Stop-Eingang mißt. Damit keine Koinzidenzen verlorengehen, müssen die Pulse der APDs zuvor durch einen GHz-Verstärker verstärkt und einen Constant-Fraction Diskriminator normiert werden. Der TAC liefert einen TTL-Puls, dessen Höhe der Zeitdifferenz entspricht. Ein Multi-Channel-Analyser (MCA) stellt daraus eine Häufigkeitsverteilung der verschiedenen Differenzzeiten mit einer Zeitauflösung von  $\Delta\tau/1024 \geq 400$  ps auf. Das

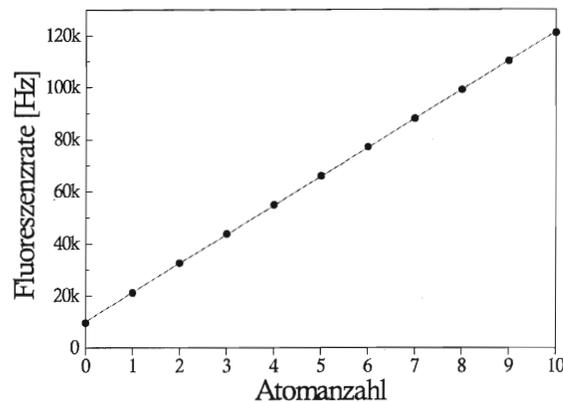


Abbildung 3.3: *Abhängigkeit der Fluoreszenzrate von der Atomanzahl*  
 Die lineare Fitfunktion liefert einen Untergrund von 10,2 kHz und eine Fluoreszenzrate von 11,1 kHz pro Atom

Korrelationszeitfenster  $\Delta\tau$  muß vor der Messung festgelegt werden.

Über einen zusätzlichen Triggereingang kann die Wartezeitenverteilung gleichzeitig für vier verschiedene Atomanzahlen gemessen werden, indem dieser an ein Ratemeter angeschlossen wird, was zu jedem Ereignis die momentane Atomanzahl liefert. Die Zeitdifferenz wird dann in der Bank des MCA gezählt, die der zugehörigen Atomanzahl zugeordnet ist. Durch ein zusätzliches Delay von typischerweise 236 ns im Kabel der Stop-APD kann der Nullpunkt der Verteilung in positiver Richtung verschoben werden, damit dieser besser sichtbar wird. Diese Single-stop-Technik hat den Nachteil, daß bei vollkommen unkorrelierten Daten die Wartezeitenverteilung mit einer der Stopzählrate proportionalen Zeitkonstanten abfällt. Das kann so verstanden werden, daß lange Wartezeiten weniger wahrscheinlich sind als kurze, da innerhalb des Zeitfensters noch kein anderes Stop-Photon detektiert werden durfte. Genauer ist dieser Pile-up-Effekt bei der Normierung in Kapitel 5 diskutiert.

Durch den Pile-up-Effekt sind die Zeitfenster bei typischen Zählraten von 1-25 kHz pro APD auf einige  $\mu\text{s}$  begrenzt. Eine Reduktion der Zählraten würde den Effekt zwar reduzieren, halbe Zählrate bedeutet aber vierfache Meßzeit.

### 3.5.2 Die Zählerkarte

Diese Probleme entstehen bei der von Silicon Solutions eigens für uns entwickelten Zählerkarte nicht. Sie bietet die Möglichkeit, die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung ohne Korrekturen auch für große Zeitskalen zu bestimmen. Mit einer Zeitauflösung von 100 ns können mit ihr die Ankunftszeiten der APD-Pulse online detektiert werden. Dabei werden die Zeiten beider Eingangskanäle bis zu einer mittleren Zählrate von 20 kHz pro Kanal

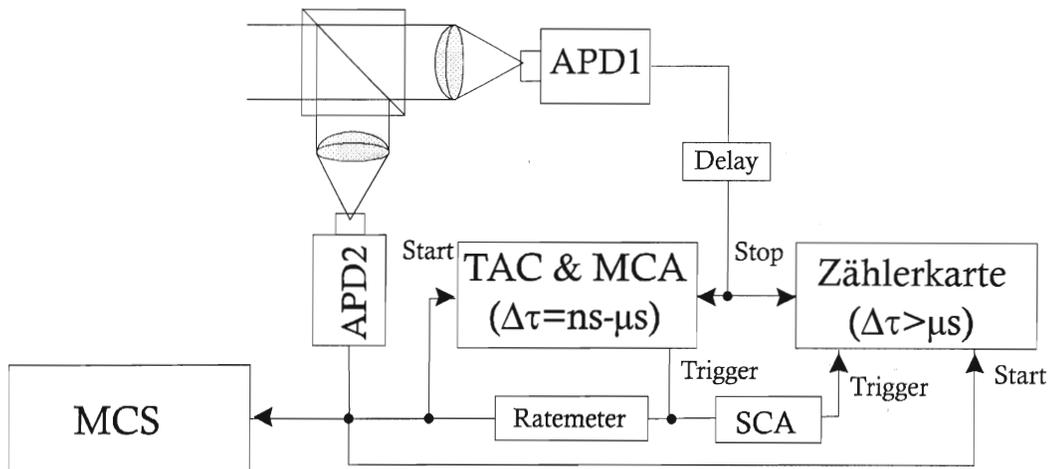


Abbildung 3.4: Experimenteller Aufbau der Meßelektronik schematisch

hintereinandergeschrieben, wobei vermerkt wird, aus welchem Kanal der Puls stammt. Die Totzeit zwischen zwei Pulsen eines Kanals beträgt 700 ns; in der Korrelation wird sie durch den verwendeten Hanbury Brown & Twiss-Aufbau umgangen. Zusätzlich besitzt die Zählerkarte ein Gate, so daß nur Pulse geschrieben werden, wenn an diesem eine Spannung von 5 V anliegt. Durch einen Single-Channel-Analyser (SCA) wird das Fluoreszenzsignal hinter einem Ratemeter benutzt, um nur dann die Zählerkarte zu triggern, wenn sich genau die gewünschte Anzahl von Atomen in der Falle befindet. Da die Dauer einer Messung durch die Speicherzeit für ein Atom auf bis zu 10 min beschränkt ist, müssen viele Dateien der gleichen Atomanzahl zusammengenommen werden, um eine ausreichende Statistik zu erhalten. Deshalb empfiehlt es sich für diese Messungen auch, die mittlere Atomanzahl möglichst gering zu halten, um lange Speicherzeiten zu erreichen.

Zur Bestimmung der Korrelationsfunktion aus den Ankunftszeiten wurde ein Auswertungsprogramm geschrieben, das alle Start- mit den darauffolgenden, innerhalb eines vorgegebenen Zeitfensters  $\Delta\tau$  eintreffenden Stop-Signalen korreliert. Die Zählerkarte bietet mehrere Vorteile gegenüber Messungen mit dem TAC, da sie die vollständige Information aller Ankunftszeiten von Photonen liefert. Nachträgliche Korrelation erlaubt es, Korrelationen auf unterschiedlichen Zeitskalen gleichzeitig zu untersuchen, wogegen beim TAC vor der Messung ein festes Zeitfenster eingestellt werden muß. Besonders vorteilhaft ist die Karte, wenn vor der Messung noch nicht feststeht, auf welchen Zeitskalen überhaupt Korrelationen zu erwarten sind, oder wenn Effekte auf verschiedenen Zeitskalen überlagert sind. Ein Beispiel zur Verdeutlichung: Die aufgenommene Intensitätskorrelation aus Abb. 3.5 (links) ist über die Fluoreszenzrate des MCS normiert, fällt jedoch nur bis auf 1,02 ab.

Um zu verstehen, woher diese Diskrepanz kommt, sind dieselben Daten auf einem Zeitfenster von 50 ms korreliert. Wie Abb. 3.5 (rechts) zeigt, ist hier eine deutliche Korrelation im ms-Bereich zu erkennen, die durch die räumliche Bewegung des Atoms in der Falle

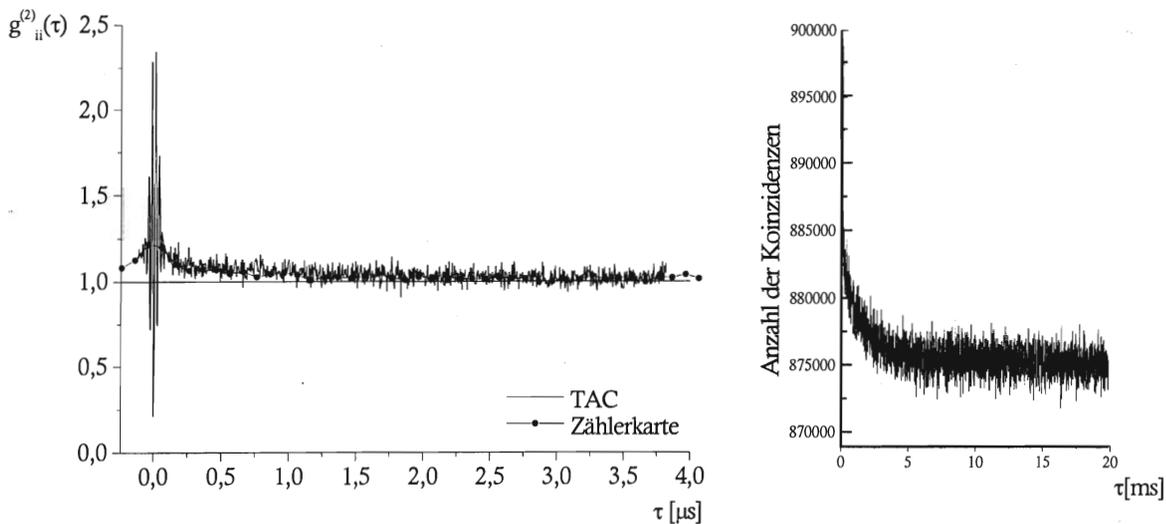


Abbildung 3.5: links: Normierte Intensitätskorrelation bei Korrelation auf einem Zeitfenster von  $\Delta\tau = 4 \mu\text{s}$

Die Punkte sind die Meßdaten der Messung mit der Zählerkarte für ein Atom. Die durchgezogene Linie stellt zum Vergleich die Messung mit dem TAC dar.

rechts: Gleiche Intensitätskorrelation wie links, jedoch bei einem Korrelationszeitfenster von  $\Delta\tau = 50 \text{ms}$  mit der Zählerkarte

verursacht wird. Diese Korrelation kommt vermutlich durch eine nicht sauber justierte Blende in der Zwischenabbildung zustande, so daß nicht das gesamte Fallenvolumen auf die APD abgebildet wird. Mit dem TAC kann das nicht festgestellt werden.

Ein weiterer Vorteil der Zählerkarte kommt durch die Multiple-stop-Methode zustande. Es können zur Normierung die MCS-Zählrate für den Untergrund und die gewünschte Atomanzahl verwendet werden oder diese aus den Zählerkarten-Dateien für diese beiden Atomzahlen errechnet werden. Dazu simuliert ein Programm den MCS, indem es die Anzahl der Eingangspulse für die beiden Kanäle über ein wählbares Zeitintervall, typischerweise 100 ms, aufsummiert. Eine solche MCS-Simulation ist in Abb. 3.6 mit der MCS-Zeitreihe verglichen. Man erkennt (links), daß die Triggerung der Zählerkarte sofort einsetzt, sobald ein Atom in der Falle ist, und mit Enden des Einatomzustandes die Detektion stoppt. Durch den Vergleich der Histogramme (rechts) wird bestätigt, daß die Zählraten beider Systeme übereinstimmen. Daß die mittlere Zählrate der Zählerkarte mit 7,03 kHz minimal unter der des MCS mit 7,05 kHz liegt, kann durch die Totzeit der Karte von 700 ns erklärt werden, aber die Fehler fallen bei der Auswertung sicherlich nicht ins Gewicht. Es können also sowohl Meßzeit als auch Fluoreszenz- und Untergrundrate beider APDs aus den Daten der Zählerkarte entnommen werden. Das erlaubt es, die Korrelationsfunktion vollständig zu bestimmen, während bei Messung mit dem TAC immer

zusätzlich die MCS-Daten zur Normierung benötigt werden.

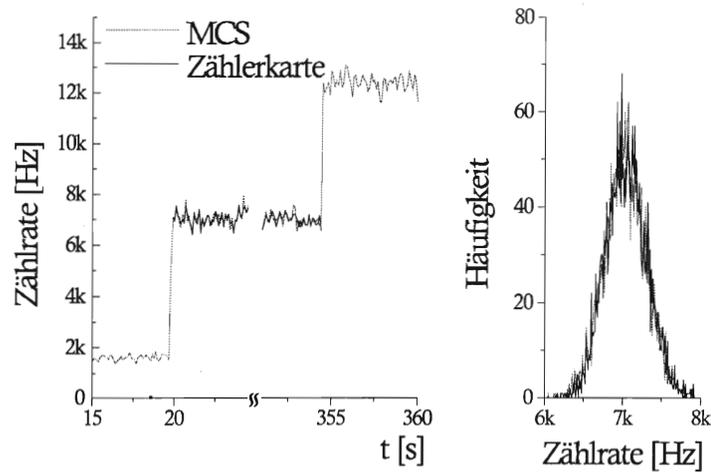


Abbildung 3.6: (links): Vergleich der Fluoreszenzrate in Abhängigkeit von der Zeit für MCS und Zählerkarte bei Integration über 100 ms  
(rechts): Häufigkeitsverteilung der Zählraten für beide Systeme. Die Schwerpunkte liegen bei 7048 Hz für den MCS und 7030 Hz für die Zählerkarte.

Die Anzahl der zu erwartenden Koinzidenzen berechnet sich für die Karte sehr einfach und ohne solche Korrekturen, wie sie für die TAC-Messungen in Kapitel 5 diskutiert werden. Da man keinen Pile-up-Effekt zu berücksichtigen hat, ist man nicht durch die Zählrate auf kleine Zeitfenster  $\Delta\tau$  begrenzt. Trotz geringerer Zeitauflösung bietet die Zählerkarte somit, wie angekündigt, entscheidende Vorteile gegenüber dem TAC und bestätigt zugleich die an der TAC-Messungen vorgenommenen Korrekturen.

## 4 Messungen polarisationsempfindlicher Intensitätskorrelationen

Auf  $\mu\text{s}$ -Zeitskalen bestimmt das Interferenzmuster der Laserstrahlen in der magnetooptischen Falle vornehmlich die Dynamik der Atome (Kap. 6.1). Auf der Skala einer Wellenlänge variieren Polarisation und Intensität des Lichtfeldes; das kann sowohl die räumliche Bewegung als auch die Orientierung des Atomes beeinflussen [JURC96]. Durch polarisationsselektive Detektion können Aussagen über die Bewegung der Atome auf diesen Längenskalen gemacht werden.

### 4.1 Zirkulare Polarisationen

Um eine  $\sigma^+\sigma^-$ -Kreuzkorrelation zu messen, soll in dem in Kapitel 3 bereits eingeführten Hanbury Brown & Twiss-Aufbau rechtszirkular polarisiertes Licht auf die Start-APD und linkszirkular polarisiertes Licht auf die Stop-APD fallen. Dazu wird durch eine  $\lambda/4$ -Platte zirkulares in linear polarisiertes Licht orthogonaler Polarisationen verwandelt, welches ein polarisierender Strahlteiler auf die beiden APDs aufteilt (siehe Abb. 4.1).

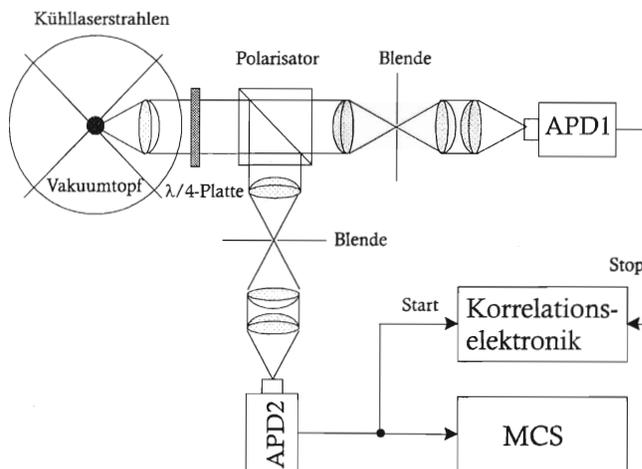


Abbildung 4.1: Aufbau des Detektionssystems zum Messen einer  $\sigma^+\sigma^-$ -Kreuzkorrelation

Dabei ist zu beachten, daß linear polarisiertes Licht mit gleicher Wahrscheinlichkeit auf beide APDs gelenkt wird, d.h. es erzeugt keine Korrelationen und trägt somit nur zum Untergrund bei, was den Kontrast verringert. Das maximale Zeitfenster des TAC wird zu  $\Delta\tau = 8 \mu\text{s}$  gewählt und die Fluoreszenz über 7 Stunden detektiert. Die Messung wie auch die folgenden Messungen werden, wenn nichts Gegenteiliges beschrieben, bei Magnetfeldgradienten von  $\partial B/\partial z = 375 \text{ G/cm}$ , einem Detuning von  $\Delta = -20 \text{ MHz}$  und maximaler

Kühlaserintensität, d.h. einem Sättigungsparameter von  $s_0 \approx 60$ , durchgeführt. Bei diesen Parametern läuft die Falle am stabilsten, man erhält maximale Speicherzeiten. Das Ergebnis der unnormierten Single-stop-Verteilung ist für die verschiedenen Atomzahlen in Abb 4.2 zu sehen.

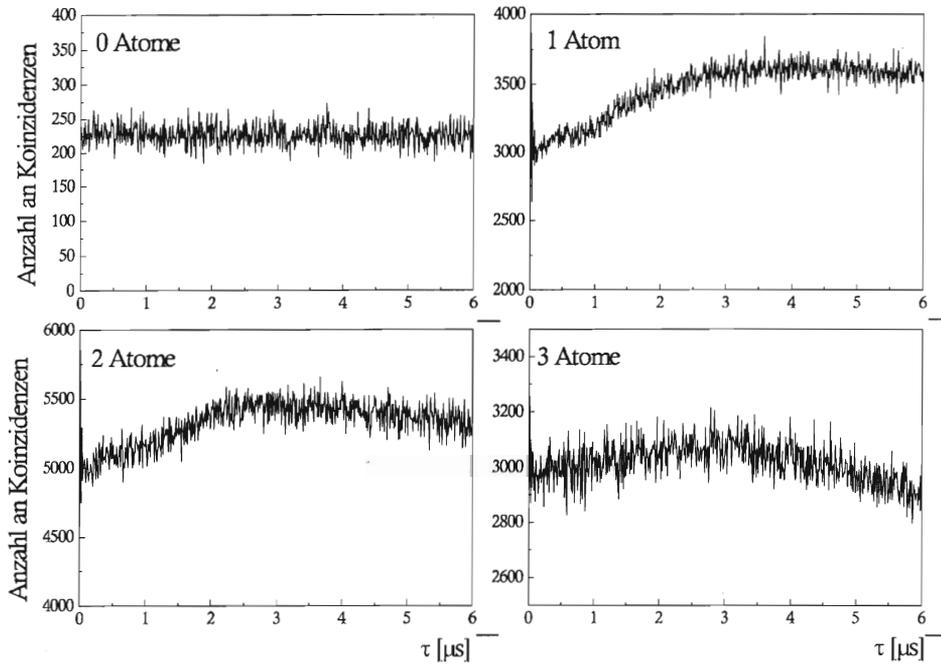


Abbildung 4.2: Unnormierte Meßdaten der  $\sigma^+\sigma^-$ -Kreuzkorrelation bei Messung mit dem TAC für verschiedene Atomanzahlen

Für kleine Verzögerungszeiten ist das starke Photonen-Antibunching-Signal sichtbar. Dieses als Korrelation auf der kleinsten Zeitskala beobachtete Phänomen, entspricht den An- und Abregungen des Atoms mit der Rabi-Frequenz, wie bereits in der Einleitung erwähnt. Für längere Zeiten verschwindet es, da die spontanen Emissionen zu Phasensprüngen in der Rabi-Oszillation führen (siehe Kapitel 2). Das Signal läßt sich mit dem Modell eines Zwei-Niveau-Atoms und den Parametern des  $6^2S_{1/2}(F=4, m_F=4) \rightarrow 6^2P_{3/2}(F'=5, m_F=5)$ -Überganges gut beschreiben [DAES96].

Dieses Ergebnis ist wegen der Kompliziertheit der Zeeman-Struktur von Cäsium und des dreidimensionalen Interferenzfeldes mit räumlich und zeitlich variierenden Polarisierungen erstaunlich und läßt sich dadurch erklären, daß sich das Atom durch optisches Pumpen die meiste Zeit in den Zeeman-Zuständen mit maximaler magnetischer Quantenzahl aufhalten muß. Weiterhin sieht man, daß zwar der Kontrast wie erwartet mit zunehmender Atomanzahl abnimmt, nicht jedoch die Zeitkonstante des Anstiegs, die etwa bei 2-4  $\mu\text{s}$  liegt. Bei etwa 1  $\mu\text{s}$  sieht man eine Überhöhung; der langsame Abfall für große Zeiten, der mit

der Atomzahl stärker wird, kann als Pile-up-Effekt gedeutet werden. Für Zeiten kleiner  $1 \mu\text{s}$  zeigt die Kreuzkorrelation eine starke Anti-Koinzidenz, d.h. es ist nach Emission eines  $\sigma^+$ -Photons wahrscheinlicher, wieder ein  $\sigma^+$ -Photon zu detektieren als ein  $\sigma^-$ -Photon. Es scheint also charakteristische Zeiten zu geben, in denen das Atom vermehrt Photonen derselben Polarisation emittiert. Dann erwartet man für Kreuzkorrelationen immer einen negativen und für Autokorrelationen einen positiven Kontrast.

Es ist nun interessant zu untersuchen, welche Effekte durch die Polarisation zustande kommen und welche auf mögliche räumliche Intensitätsmodulationen oder andere Effekte zurückzuführen sind. Zu diesem Zweck wird für gleiches Zeitfenster die  $\sigma^+\sigma^+$ -Autokorrelation gemessen. Dazu wird das rechtszirkular polarisierte Licht hinter dem Polarisator durch einen unpolarisierenden Strahlteiler auf die beiden APDs zu etwa gleichen Teilen verteilt. In der vorliegenden TAC-Messung beträgt die Messzeit  $T_{mess} = 21$  Stunden. Um die Messungen vergleichen zu können, müssen sie zunächst normiert werden. Die Messungen für höhere Atomanzahlen scheinen keine Erkenntnisse über die für ein Atom hinaus zu liefern, so daß man sich in der Diskussion auf die Korrelationsfunktionen für ein Atom beschränken kann.

Bei der Normierung entsteht das Problem, daß die Kreuzkorrelationen der TAC-Messung für lange Verzögerungszeiten etwas unterhalb von eins liegen. Wo diese Zählratenverluste herkommen, ist noch ungeklärt. Man sieht an Abb. 4.3, daß die Überhöhung bei  $1 \mu\text{s}$  charakteristisch für den Polarisationsanteil ist, denn er erscheint in Auto- und Kreuzkorrelation in unterschiedlicher Richtung.

Hier sieht man nun einen Vorteil der Messung an wenigen Atomen: Die Kontraste der Korrelationsfunktionen können bestimmt werden. Für die Autokorrelation beträgt er etwa  $K_{++} \approx 1$  und für die Kreuzkorrelation  $K_{+-} \approx -0,4$ . Das ist erstaunlich hoch, wenn man bedenkt, daß linear polarisiertes Licht mit gleicher Wahrscheinlichkeit auf beiden APD's landet und somit, von Intensitätskorrelationen abgesehen, den Kontrast reduzieren müßte. Auch wurde in Kapitel 2 gezeigt, daß selbst die Autokorrelation der Funktion  $I(t) = \sin^2(at)$  nur einen Kontrast von  $1/2$  liefert und dieser durch die Dreidimensionalität des Lichtfeldes und die Projektion der Polarisation auf die Richtung der Detektion noch reduziert wird. Die bestimmten Werte werden jedoch durch die unabhängige Messung der Autokorrelation mit der Zählerkarte bestätigt.

Betrachtet man noch einmal Beziehung (5.7) und vergleicht die Werte der Korrelationsfunktionen bei  $\tau = 0$ , so erhält man

$$g_{ii}^{(2)}(0) = \frac{1}{2}(0,6 + 2,0) = 1,3.$$

Man erwartet folglich, daß auch auf diesen Zeitskalen Intensitätskorrelationen vorliegen, was überprüft werden soll. Dies geschieht durch eine polarisationsunempfindliche Messung der Intensitätskorrelationen mit dem in Abb. 3.1 abgebildeten Aufbau. Mit dem TAC wurde auf einem Zeitfenster von  $\Delta\tau = 4 \mu\text{s}$  über  $T_{mess} = 23$  Stunden korreliert und die Messung danach mit der Zählerkarte wiederholt. Das Ergebnis aller drei Korrelationsfunktionen ist in Abb. 4.3 zusammengefaßt.

Man erkennt, daß die Intensitätskorrelationen schneller abfallen als die Polarisationskorrelationen und einen Kontrast von  $K_{ii} = 0,2$  statt der erwarteten  $0,3$  haben. Es ist er-

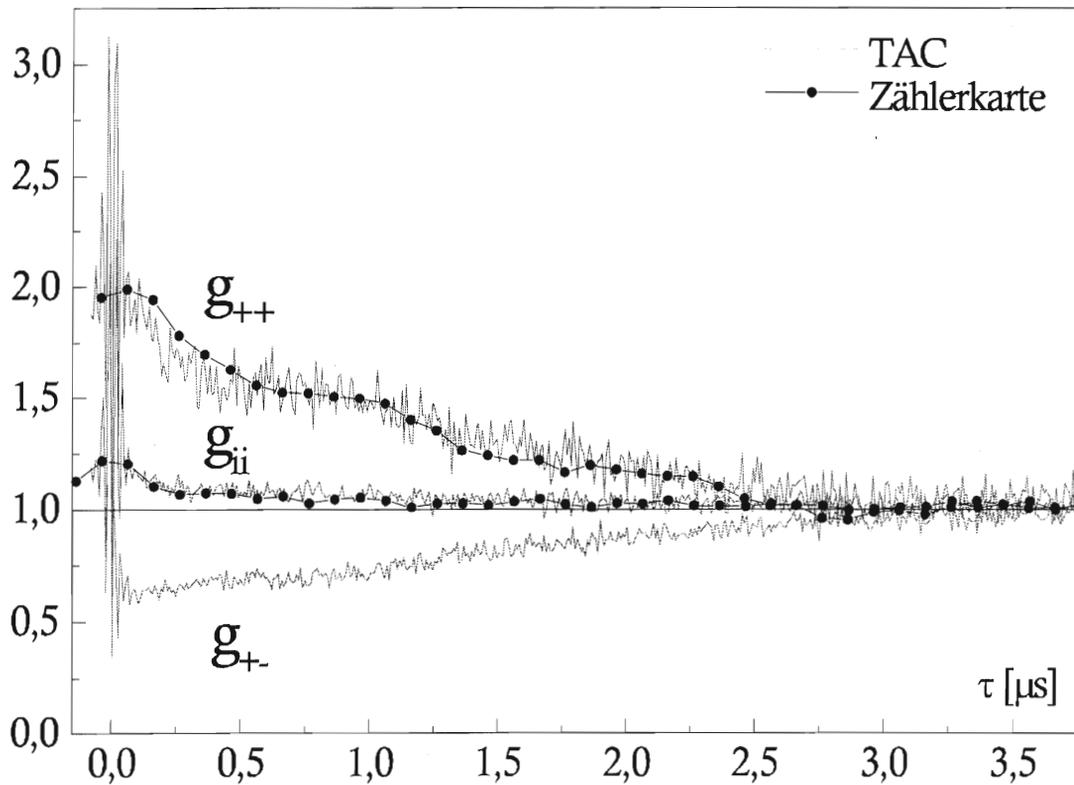


Abbildung 4.3: Messungen aller drei Korrelationsfunktionen bei gleichen Fallenparametern  $g_{++}$ :  $\sigma^+\sigma^+$ -Autokorrelation,  $g_{+-}$ :  $\sigma^+\sigma^-$ -Kreuzkorrelation,  $g_{ii}$ : Intensitätskorrelation

staunlich, daß die Messungen so gut reproduziert werden können, zwischen den einzelnen Messungen mit TAC und Zählerkarte liegen mehrere Wochen. Es gilt nun dieses Ergebnis zu deuten.

Es ist interessant zu sehen, ob die Korrelationen, die für die zirkularen Polarisationen gemessen werden, auch in den linearen Projektionen sichtbar sind.

## 4.2 Lineare Polarisationen

Um eine Kreuzkorrelation zwischen linearen Polarisationskomponenten aufzunehmen, wird ein Polarisator an Stelle des unpolarisierenden Strahlteilers in dem Aufbau aus Abb. 3.1 benutzt, um horizontal polarisiertes Licht (H) auf der Start-APD und vertikal polarisiertes Licht (V) auf der Stop-APD zu detektieren. Die Korrelation wird auf einem

TAC-Zeitfenster von  $\Delta\tau = 8 \mu\text{s}$  über  $T_{\text{mess}} = 5$  Stunden aufgenommen. Das Ergebnis dieser Messung zeigt Abb. 4.4.

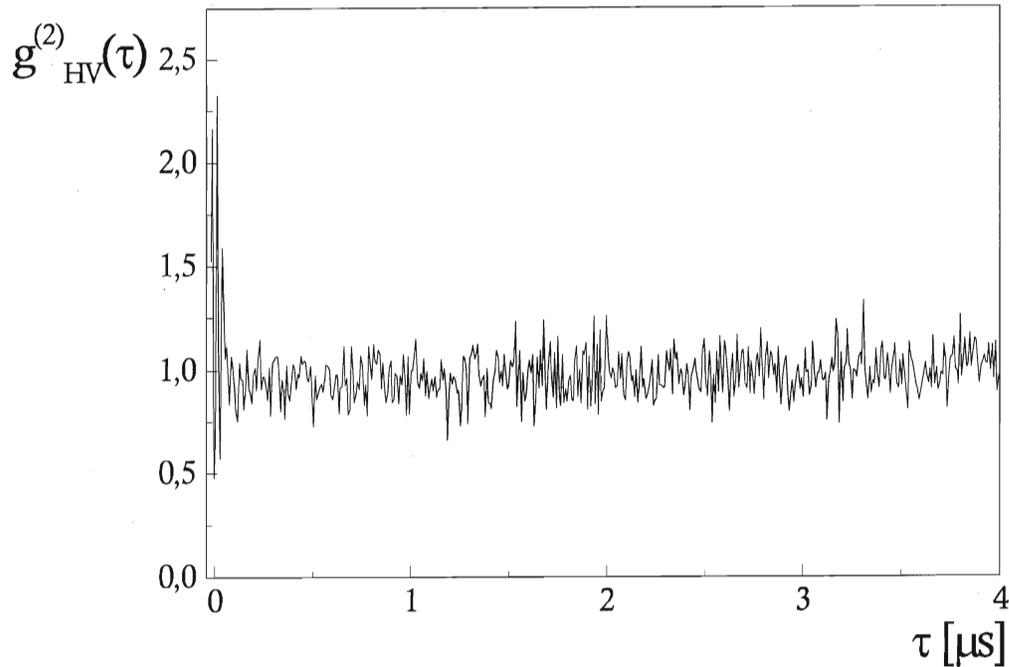


Abbildung 4.4: HV-Kreuzkorrelation für ein Atom bei Messung mit dem TAC auf einem Zeitfenster von  $\Delta\tau = 8\mu\text{s}$

Wie man sieht, ist diese Verteilung bis auf die die Rabi-Oszillationen vollkommen flach. Dieses unerwartete Ergebnis wird ebenfalls in Kapitel 6 gedeutet.

Das dreidimensionale Lichtfeld der MOT ist eine Überlagerung der  $\sigma^+\sigma^-$ -Stehwellen entlang der drei Raumachsen. Die Polarisationskonfiguration des Lichtfeldes hängt empfindlich von den relativen Phasen zwischen den drei Stehwellen ab [HEMM96, RAUS98].

Polarisationsselektive Messungen an optischen Gittern mit stabilen Lichtfeldkonfigurationen führen zu ähnlichen Ergebnissen. Sie wurden an hohen Atomanzahlen durchgeführt und zeigen trotz ähnlicher Strukturen einen sehr viel geringeren Kontrast [JURC96].

Das Fehlen von Korrelationen bei linearen Polarisierungen ist insofern erstaunlich, als in dem Lichtfeld, zumindest über die langen Meßzeiten gemittelt, jegliche Art von Polarisierungen vorliegen müßte, da in der verwendeten MOT keine stabilisierten Phasen existieren. Um den Einfluß des Schwankens der Phasen auf die Atome festzustellen, sollen die Frequenzen der Schwankungen gemessen werden.

### 4.3 Schwankungen der Polarisationen der Lichtfelder

Die Frequenzen, mit denen diese relativen Phasen schwanken, können mit Hilfe eines Fourierspektrometers gemessen werden. Dazu werden zwei der rücklaufenden Strahlen auf einer schnellen Photodiode überlagert und das Schwebungssignal fouriertransformiert. Die Frequenzspektren, die in Abb. 4.5 zu sehen sind, zeigen, daß die Schwankungen wie erwartet bei akustischen Frequenzen liegen und bei ca. 2 kHz abgeklungen sind.

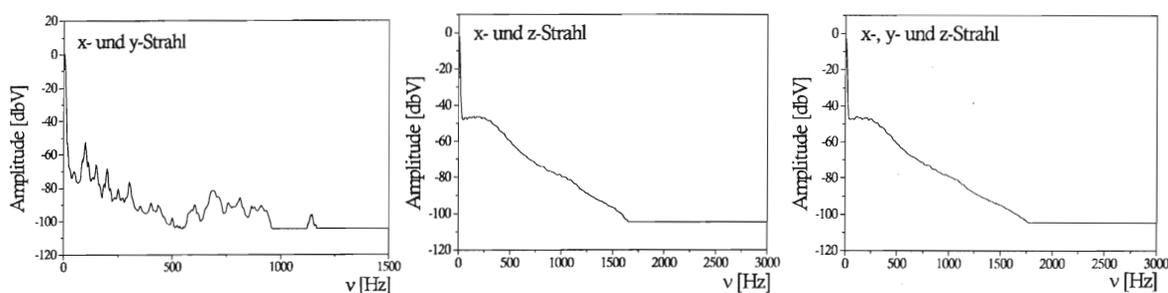


Abbildung 4.5: *Fourierspektren der Interferenz rücklaufender Strahlen des Kühllasers*

Sie werden demnach wahrscheinlich durch mechanische Schwankungen der Optik verursacht. Die Interferenzspektren zwischen  $x$ - und  $z$ - und zwischen  $y$ - und  $z$ -Strahl sehen fast identisch aus. Es ist dabei sichergestellt, daß die Intensitäten aller drei Strahlen etwa gleich sind. Daß die Interferenzen, bei denen der  $z$ -Strahl beteiligt ist, stärker sind, ist dadurch zu erklären, daß dieser über eine Schiene oberhalb des optischen Tisches geführt wird, was ihn anfälliger für Vibrationen macht. Demnach wird das Spektrum aller drei Strahlen vornehmlich durch die Schwankungen der  $z$ -Achse bestimmt.

Änderungen der Phasenbeziehungen bedeuten im allgemeinen sowohl eine Translation des optischen Gitters, das aus den sechs Laserstrahlen gebildet wird, als auch eine Änderung der lokalen Polarisationen [RAUS98]. Da diese Änderungen mit akustischen Frequenzen geschehen, hat eine Translation vermutlich keinen Einfluß auf die Atome, da sie diesen Bewegungen adiabatisch folgen können. Veränderungen der lokalen Polarisationen dagegen könnten merkliche Einflüsse sowohl auf die Bewegung als auch auf die inneren Zustände der Atome haben.

Da sich die Korrelationsfunktionen auch nach Monaten reproduzieren lassen, kann man davon ausgehen, daß bei Schwankungen der Spiegel alle möglichen Lichtfeldkonfigurationen über die Dauer einer Messung ( $T_{mess}$  = mehrere Stunden) vorliegen, anderenfalls wäre die Korrelationsfunktion von dem momentanen Lichtfeld abhängig und sollte sich bei jeder Messung mit neu justierten Spiegeln ändern.

## 5 Normierungen

Die Möglichkeit, die momentane Anzahl der gespeicherten Atome zu bestimmen, erlaubt nicht nur qualitative, sondern auch quantitative Informationen aus dem Verlauf der gemessenen Häufigkeitsverteilungen zu ziehen. Deshalb müssen diese geeignet normiert werden. Für ein Atom und ein ausreichend langes Zeitfenster wäre diese Normierung einfach, da für das Antibunching-Signal  $g^{(2)}(\tau = 0) = 0$  und  $g^{(2)}(\tau \rightarrow \infty) = 1$  gilt. Aber selbst die Auflösung des TAC von 4 ns bei einem Zeitfenster von 4  $\mu$ s, das mindestens benötigt wird, damit die Korrelationen abgeklungen sind, reicht nicht aus, um die Null genau genug zu bestimmen. Außerdem macht der Pile-up-Effekt [COAT68], dessen Phänomen und Ursache im folgenden erläutert werden, die genaue Bestimmung der Eins unmöglich.

Für die Messungen mit der Zählerkarte hätte man zwar die Eins für lange Korrelationszeiten, doch sieht man überhaupt kein Antibunching-Signal, was zur Bestimmung der Null vonnöten wäre. Es ist demnach nicht möglich, die Korrelationsfunktion direkt aus den gemessenen Verteilungen abzulesen.

Man kann sich überlegen, welche Anzahl an Koinzidenzen  $\mathcal{Z}(\tau)$  man für eine Poissonverteilung mit den Zählraten  $\dot{N}_{Start}(t)$  und  $\dot{N}_{Stop}(t)$  für die beiden APDs auf einem Korrelationskanal  $\tau$  der Breite  $\delta\tau$  über eine Meßzeit  $T_{mess}$  erwarten würde. Sie ist bestimmt durch die Anzahl der Start-Photonen und die Wahrscheinlichkeit, daß im Korrelationskanal  $\tau$  mindestens ein Stop-Photon eintrifft. Für eine Poissonverteilung mit dem Erwartungswert  $\dot{N}_{Stop}\delta\tau \ll 1$  ist das

$$\begin{aligned}\mathcal{Z}(\tau) &= \dot{N}_{Start}(t)T_{mess}[1 - e^{-\dot{N}_{Stop}\delta\tau}] \\ &\approx \dot{N}_{Start}\dot{N}_{Stop}\delta\tau T_{mess}.\end{aligned}\quad (5.1)$$

Wie erwartet hängt die Anzahl der Koinzidenzen nicht von  $\tau$  ab, da für eine Poissonverteilung die Korrelationsfunktion für alle Zeiten eins ist. Da die Korrelationsfunktion so normiert werden soll, daß sie für lange Zeiten, wo keine Korrelationen mehr vorliegen sollen, gegen eins geht, gibt obige Gleichung einen ersten sinnvollen Ansatz für die Koinzidenzrate.

Geht man von einer zeitabhängigen Korrelationsfunktion aus, so muß man zeitabhängige Zählraten betrachten. Diese setzen sich aus Untergrund  $\dot{S}(t)$  und Fluoreszenzrate  $\dot{n}(t)$ , die als linear von der Atomanzahl  $\mathcal{N}$  abhängig angenommen werden soll, zusammen:  $\dot{N}(t) = \dot{S}(t) + \mathcal{N}\dot{n}(t)$  (siehe Abb.3.3). Für die Koinzidenzen gilt dann:

$$\mathcal{Z}(\tau) = \langle [\dot{S}_{Start}(t) + \mathcal{N}\dot{n}_{Start}(t)][\dot{S}_{Stop}(t + \tau) + \mathcal{N}\dot{n}_{Stop}(t + \tau)] \rangle \quad (5.2)$$

$$\begin{aligned}&= [\dot{S}_{Start}\dot{S}_{Stop} + \mathcal{N}(\dot{S}_{Start}\dot{n}_{Stop} + \dot{S}_{Stop}\dot{n}_{Start}) \\ &\quad + \mathcal{N}(\mathcal{N} - 1)\dot{n}_{Start}\dot{n}_{Stop} \\ &\quad + \mathcal{N}\dot{n}_{Start}\dot{n}_{Stop}g^{(2)}(\tau)]\delta\tau T_{mess}.\end{aligned}\quad (5.3)$$

Hierbei wird angenommen, daß nur Korrelationen zwischen Fluoreszenz-Photonen desselben Atomes vorliegen, weshalb nur der letzte Summand von der Korrelationsfunktion abhängt.

Dieser Ausdruck liefert die zu erwartende Anzahl an Koinzidenzen für die Multiple-stop-Technik, wobei die ersten drei Summanden den Untergrund, d.h. den Nullpunkt, festlegen und der letzte Term die Größe der Eins definiert.

Für die Messungen mit dem TAC sind noch einige Korrekturen notwendig: Zum einen muß berücksichtigt werden, daß keine Start-Photonen detektiert werden können, solange das Zeitfenster geöffnet ist, um die Ankunft eines Stop-Photons abzuwarten.

Ist der TAC für  $m$  Kanäle der Breite  $\delta\tau$  geöffnet, so sind die Korrekturen proportional zur Wahrscheinlichkeit, daß im Zeitintervall  $\Delta\tau = m \cdot \delta\tau$  weitere Start-Photonen erscheinen. Die hängt wiederum von der Autokorrelation  $g_{StartStart}(\tau)$  ab:

$$P_{Start} \propto \exp \left[ -\dot{S}_{Start} \Delta\tau - \dot{N}_{Start} \int_0^{\Delta\tau} g_{StartStart}^{(2)}(t) dt \right]. \quad (5.4)$$

Dieser Effekt erzeugt einen Korrekturfaktor, der unabhängig vom Korrelationskanal  $\tau$  ist, er wirkt sich also auf den Kontrast, nicht aber auf die qualitative Form der Verteilung aus.

Zum anderen mißt man mit der Single-stop-Technik die Wahrscheinlichkeit, daß ein Stop-Photon im Zeitfenster  $\tau$  nach einem Start-Photon eintrifft, und zwar unter der Bedingung, daß zuvor noch kein Stop-Photon detektiert wurde, sonst wäre nämlich der TAC bereits geschlossen worden. Die Wahrscheinlichkeit wird aber von der zu messenden Korrelationsfunktion  $g_{StartStop}^{(2)}(\tau)$  bestimmt, so daß es zu dem bereits angesprochenen Pile-up-Effekt kommt, dessen Stärke mit zunehmender Stopzählrate wächst und das Signal für lange Wartezeiten abklingen läßt. In den in Abb. 4.2 gezeigten Messungen erkennt man diesen Pile-up-Effekt deutlich als exponentiellen Abfall besonders bei höheren Atomanzahlen:

$$P_{Stop} \propto \exp \left[ -\dot{S}_{Stop} \tau - \dot{N}_{Stop} \int_0^{\tau} g_{StartStop}^{(2)}(\tau) d\tau \right]. \quad (5.5)$$

Dieser Korrekturfaktor hängt vom Korrelationskanal  $\tau$  ab, er verändert deshalb die Form der Korrelationsfunktion, indem er den durch die Messapparatur bedingten Abfall aller Korrelationen für lange Zeiten beseitigt.

Es ergibt sich für die TAC-Messungen mit diesen Korrekturen insgesamt ein recht komplizierter Ausdruck für die zu erwartende Anzahl an Koinzidenzen:

$$\begin{aligned} Z_{StartStop}(\tau) = & \left[ \dot{S}_{Start} \dot{S}_{Stop} + \mathcal{N}(\dot{S}_{Start} \dot{n}_{Stop} + \dot{S}_{Stop} \dot{n}_{Start}) + \mathcal{N}(\mathcal{N} - 1) \dot{n}_{Start} \dot{n}_{Stop} \right] \delta\tau T_{mess} \\ & \times \exp \left[ -\dot{S}_{Start} \Delta\tau - \mathcal{N} \dot{n}_{Start} \int_0^{\Delta\tau} g_{StartStart}^{(2)}(t) dt \right] \\ & \times \exp \left[ -\dot{S}_{Stop} \tau - \mathcal{N} \dot{n}_{Stop} \int_0^{\tau} g_{StartStop}^{(2)}(t) dt \right] \\ & + \mathcal{N} \dot{n}_{Start} \dot{n}_{Stop} g_{StartStop}^{(2)}(\tau) \delta\tau T_{mess} \\ & \times \exp \left[ -\dot{S}_{Start} \Delta\tau - \mathcal{N} \dot{n}_{Start} \int_0^{\Delta\tau} g_{StartStart}^{(2)}(t) dt \right] \end{aligned}$$

$$\times \exp \left[ -\dot{S}_{Stop}\tau - \mathcal{N}\dot{N}_{Stop} \int_0^\tau g_{StartStop}^{(2)}(t) dt \right]. \quad (5.6)$$

Dabei beschreibt der erste Summand den Untergrund und der zweite die gewünschte Häufigkeitsverteilung. Das Problem besteht nun darin, daß die Korrekturen wiederum von den Korrelationsfunktionen abhängen.

Zur Normierung der polarisationsempfindlichen Korrelationen kann man folgenden Zusammenhang zwischen den zirkularen Komponenten nutzen. Zerlegt man die Gesamtintensität  $I$  in rechts- und linkszirkulare Komponenten  $I_\pm$ , so erhält man die folgende Beziehung zwischen  $\sigma^+\sigma^+$ -Autokorrelation  $g_{++}$ ,  $\sigma^+\sigma^-$ -Kreuzkorrelation  $g_{+-}$  und der unpolarisiert gemessenen Intensitäts-Autokorrelation  $g_{ii}$ :

$$\begin{aligned} g_{ii}(\tau) &= \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} = \frac{2\langle I_+(t)I_+(t+\tau) \rangle + \langle I_+(t)I_-(t+\tau) \rangle}{4\langle I_+(t) \rangle^2} \\ &= \frac{1}{2}[g_{++}(\tau) + g_{+-}(\tau)]. \end{aligned} \quad (5.7)$$

Dabei wird angenommen, daß die  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -Komponenten des Lichtfeldes die gleichen statistischen Eigenschaften besitzen, d.h.  $\langle I_+ \rangle = \langle I_- \rangle = \langle I \rangle/2$ ,  $g_{++}(\tau) = g_{--}(\tau)$  und  $g_{+-}(\tau) = g_{-+}(\tau)$ .

Es kann die  $\sigma^+\sigma^+$ -Autokorrelation für ein Atom, die durch die zusätzlich benutzte Strahlteilung die niedrigsten Zählraten und damit die kleinsten Korrekturen besitzt, dazu genutzt werden, die Korrekturterme für die restlichen Funktionen und Atomanzahlen numerisch zu berechnen. Dazu müssen allerdings die Intensitätskorrelationen für diese Verteilung vernachlässigt werden, es wird also  $g_{+-} \approx 1 - g_{++}$  verwendet. Diese Näherung ist gerechtfertigt, da zur Normierung das Integral der Korrelationsfunktion über das Korrelationszeitfenster gebildet wird und die Intensitätskorrelationen viel schneller als die Polarisationskorrelationen abklingen und nur 20 % des Kontrastes ausmachen.

## 6 Diskussion und mögliche Ansätze zur Interpretation

### 6.1 Räumliche Orientierung des Atoms

Eine naheliegende Interpretation der Polarisationskorrelationen besteht darin, sie als Drehung des induzierten elektrischen Dipolmomentes zu deuten, denn emittiert das Atom an einem Ort rein  $\sigma^+$ -polarisiertes Licht und wird dieses als rechtszirkular detektiert, so detektiert man nach Umklappen des magnetischen Momentes um  $180^\circ$  dasselbe Licht als linkszirkular.

Es ist interessant, die Polarisation der emittierten Strahlung bei verschiedenen Projektionsachsen für die möglichen Dipolübergänge zu betrachten:

$\Delta m :$	-1	0	+1
$\uparrow z$			
$0^\circ$ -Detektion ( $\parallel z$ ):	$\sigma_L$	keine	$\sigma_R$
$90^\circ$ -Detektion ( $\perp z$ ):	H	V	H

Eine Drehung des Dipolmomentes um  $180^\circ$  würde bei Detektion in  $z$ -Richtung demnach rechtszirkular detektiertes Licht in linkszirkulares verwandeln und umgekehrt. Ebenso würde eine Drehung um  $90^\circ$  bei senkrechter Detektion H-polarisiertes in V-polarisiertes Licht überführen. Eine Drehung des Dipolmomentes müßte demnach ebenfalls in der HV-Kreuzkorrelation sichtbar sein.

Die Stärke der elastischen Streuung wird sowohl durch das induzierte elektrische Dipolmoment als auch durch die Orientierung des magnetischen Dipolmomentes bestimmt. Spontane Emission hängt allein vom magnetischen Moment ab.

Die magnetische Orientierung des Atomes wird sowohl durch das Magnetfeld als auch durch das lokale Lichtfeld beeinflusst. Eine Abschätzung der maximalen Zeeman-Verschiebung zweier benachbarter Zustände am Rand des Fallenvolumens  $\phi = 40\mu\text{m}$  zeigt, daß sie viel kleiner als die natürliche Linienbreite  $\Gamma$  des angeregten Zustandes ist:

$$g_F \frac{\mu_B z}{\hbar} \frac{\partial B}{\partial z} \approx 600 \text{ kHz} \ll \Gamma.$$

Man kann also davon ausgehen, daß die Orientierung des magnetischen Momentes vornehmlich durch das lokale Lichtfeld bestimmt wird, was nun genauer betrachtet werden soll.

## 6.2 Lichtfeldkonfigurationen der MOT

In Kapitel 4.1 wurde bereits geschildert, daß sich die Rabi-Oszillationen mit dem Modell eines Zwei-Niveau-Atomes erklären lassen, was darauf hindeutet, daß das Atom die meiste Zeit in den äußersten Zeeman-Zuständen verbringt. Das setzt ein Lichtfeld voraus, in dem das Atom einen hohen Anteil an zirkularen Komponenten streut. Um die Polarisationskorrelationen zu erklären, ist es wichtig zu wissen, wie die räumliche Lichtfeldkonfiguration, die das Atom tatsächlich erfährt, aussieht. In Abschnitt 4.3 wurde erläutert, daß diese essentiell von den relativen Phasen zwischen den drei Stehwellenfeldern abhängt [HOPK97, RAUS98], die wiederum mit akustischen Frequenzen schwanken, so daß bei Meßzeiten über mehrere Stunden davon ausgegangen werden kann, daß über alle möglichen Lichtfeldkonfigurationen gemittelt werden muß. Doch welche Konfigurationen können in der MOT überhaupt vorliegen?

Sind beide relativen Phasen null, entspricht das Feld der 3D-Variante der  $\sigma^+\sigma^-$ -Konfiguration, die bereits vorgestellt wurde; es ist an allen Orten linear polarisiert. Im Gegensatz zur eindimensionalen  $\sigma^+\sigma^-$ -Konfiguration ist die Intensität des Feldes jedoch maximal durchmoduliert. Ein Analogon zur  $lin \perp lin$ -Konfiguration, wo rein zirkulare Polarisation in den Minima der Potentialtöpfe herrscht, scheint es, wie numerische Simulationen zeigen, im dreidimensionalen Lichtfeld der MOT nicht zu geben. Vermutlich existieren an den Stellen tiefer Potentialminima vornehmlich lineare Polarisationen, während an den Stellen sehr flacher Potentialminima die zirkulare Polarisationen dominieren. Das bedeutet, daß das Lichtfeld der MOT ein "schlechtes optisches Gitter" darstellt, in dem Lokalisation der Atome nur bedingt stattfinden kann.

Allgemein ist das Lichtfeld an jedem Ort elliptisch polarisiert, wobei die durch den Polarisationsvektor beschriebene Ellipse durch ihre Händigkeit und die große Halbachse charakterisiert werden soll. Sieht das Atom veränderliche Lichtfelder, sei es durch seine Bewegung oder Veränderungen des Lichtfeldes selbst, dann wird die Änderung der Händigkeit die zirkulare Korrelationsfunktion bestimmen, während die Änderung der Halbachse für die linearen Korrelationsfunktionen maßgeblich ist. Der Mittelwert dieser beiden Gradienten über alle möglichen Trajektorien durch das Lichtfeld stellt ein Maß dafür dar, wie stark die jeweiligen Korrelationen sein werden. Erstaunlicherweise führt diese Mittelung für fast alle Zeitphasenkombinationen zu sehr ähnlichen Werten, die für die zirkularen Korrelationen deutlich höher liegen als für die linearen [HOPK97]. Das bedeutet, daß die Korrelationsfunktionen für alle Zeitphasenkombinationen, abgesehen von den Ausnahmefällen, wo beide Zeitphasen null sind, ein ähnliches Ergebnis liefern sollten und daß die zirkularen Korrelationen deutlich ausgeprägter sein sollten als die linearen.

Um einfache Modelle zu entwickeln, sollen im folgenden zwei eindimensionale Stehwellenfelder betrachtet werden. Sie wurden in Kapitel 1.3 bereits vorgestellt. Die  $lin \perp lin$ -Konfiguration ist in Abb. 1.2 gezeigt, die  $\sigma^+\sigma^-$ -Konfiguration in Abb. 1.3. Diese beiden Lichtfelder stellen zwei Extremfälle für die Polarisationen dar: Im  $lin \perp lin$ -Feld sind die zirkularen Intensitätskomponenten vollständig durchmoduliert, während die linearen konstant sind, im  $\sigma^+\sigma^-$ -Feld ist es umgekehrt. Dies ist in Abb. 6.1 dargestellt.

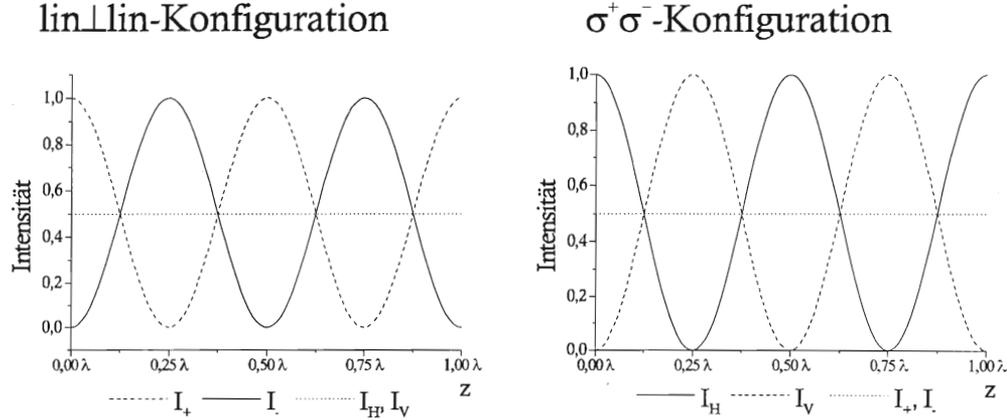


Abbildung 6.1: Intensität der Polarisationskomponenten in  $lin \perp lin$ -Lichtfeld (links) und im  $\sigma^+\sigma^-$ -Lichtfeld (rechts)

Man sieht links, daß  $I_+ = I_0 \cos^2(k_0 z)$  und  $I_- = I_0 \sin^2(k_0 z)$ , während  $I_H = I_V = I_0/2$  rechts sind,  $+-$  mit HV vertauscht. Durch eine Basistransformation lassen sich beide Fälle ineinander überführen. Man erwartet folglich, zumindest für ein Zwei-Niveau-Atom, daß die zirkularen Korrelationsfunktionen im  $lin \perp lin$ -Lichtfeld mit den linearen Korrelationsfunktionen im  $\sigma^+\sigma^-$ -Lichtfeld identisch sind.

Da beide Lichtfelder keine Intensitätsgradienten zeigen, sollten die Intensitätskorrelationen in beiden Fällen vollkommen flach sein. Um auch den Einfluß von Intensitätsgradienten zu untersuchen, soll zusätzlich ein Lichtfeld betrachtet werden, daß reine Intensitäts-, aber keine Polarisationsgradienten besitzt. Das Lichtfeld der MOT kann als eine Überlagerung dieser Modellfelder angesehen werden. In den folgenden Abschnitten wird das Verhalten unterschiedlicher Atome in den drei vorgestellten Lichtfeldern untersucht.

### 6.3 Ein klassisches Zwei-Niveau-Atom

In der Einleitung wurde angesprochen, daß sich die Korrelationen, die auf der Zeitskala von Millisekunden zu sehen sind, durch das Modell einer diffusiven Bewegung der Atome in der Falle gut beschreiben lassen [STRA97]. Dabei wurden typische Dämpfungskonstanten von etwa 1 ms bestimmt. Eine mögliche Interpretation der polarisationsempfindlichen Korrelationen, die auf  $\mu s$ -Zeitskalen stattfinden, besteht darin, daß sie ebenfalls Bewegungskorrelationen darstellen, jedoch auf Skalen in der Größenordnung einer Wellenlänge. Man könnte sich vorstellen, daß sich das Atom durch das Lichtfeld bewegt und dabei lokal variierende Lichtpolarisationen sieht. In der MOT liegt ein dreidimensionales, zeitlich veränderliches Feld mit Intensitäts- und Polarisationsgradienten vor. Diese lokalen Variationen sollten in den Korrelationsfunktionen sichtbar sein. Deshalb soll nun ein

eindimensionales Modell eines klassischen Zwei-Niveau-Atomes betrachtet werden, welches sich zunächst diffusiv sehr langsam über ein Stehwellenfeld mit Intensitätsgradienten bewegt. Das Lichtfeld induziere in dem Atom ein Dipolmoment, so daß die Intensität gestreut wird, die am momentanen Aufenthaltsort herrscht. Das Atom stellt also eine Sonde dar, die direkt die lokale Lichtintensität mißt. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für einen Ort  $z$  zum Zeitpunkt  $t$ , falls sich das Atom zum Zeitpunkt  $t_0 = 0$  am Ort  $z_0$  befindet, ist gegeben durch

$$f(z, z_0, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi Dt}} e^{-\frac{(z-z_0)^2}{Dt}}, \quad (6.1)$$

wobei  $D$  die Diffusionskonstante ist.

Für das Lichtfeld mit der Intensität  $I(z) = I_0 \sin^2(k_0 z)$  kann die Korrelationsfunktion unter Annahme einer diffusiven Bewegung (6.1) berechnet werden:

$$g_{12}^{(2)}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\lambda/4}^{\lambda/4} I_1(z) I_2(z_0) f(z, z_0, \tau) dz dz_0 \quad (6.2)$$

$$= 1 + \frac{1}{2} e^{-k_0^2 D \tau}. \quad (6.3)$$

Diese Funktion ist in Abb. 6.2 gezeigt. Man sieht, daß die Zeitkonstante des Abfalles  $\tau_{diff} = (k_0^2 D)^{-1}$  durch die Diffusionskonstante bestimmt wird und der Kontrast  $1/2$  beträgt. Eine einfache Simulation liefert das gleiche Ergebnis: Dazu wird ein Zwei-Niveau-Atom gemäß der Wahrscheinlichkeitsverteilung (6.1) diffusiv bewegt. Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit, die proportional zur lokalen Lichtintensität ist, kann das Atom einen Absorptions-Emissions-Zyklus ausführen, und ein Photon wird zu dem gegebenen Zeitpunkt detektiert. Aus den Ankunftszeiten wird nach der bekannten Multiple-stop-Technik die Häufigkeitsverteilung der Wartezeiten gebildet und diese nach (5.1) normiert. Ein Zeitschritt, in dem sich das Atom weiterbewegt, beträgt dabei  $\Delta t = 1$ . Die mittlere Zeit zwischen zwei Absorptions-Emissions-Zyklen ist etwa  $t_E \approx 50$ , und eine Diffusionskonstante von  $D = 2 \cdot 10^{-5}$  bedeutet hier  $\tau_{diff} = 1267$ .

Wie man an Abb. 6.2 sieht, erhält man für die simulierte Korrelationsfunktion eine reine Exponentialfunktion mit der entsprechenden Zeitkonstanten und einem Kontrast von  $K = g^{(2)}(\tau = 0) - 1 = 1/2$ , die mit der errechneten Funktion (6.3) übereinstimmt.

In den  $lin \perp lin$ - und  $\sigma^+ \sigma^-$ -Lichtfeldern ist die Korrelationsfunktion identisch eins, da keinerlei Intensitätsgradienten vorliegen. Man sieht also, daß dieses Modell noch erweiterungsbedürftig ist.

## 6.4 Ein "echtes Zwei-Niveau-Atom"

Um Polarisierungseffekte einzuführen, ist ein Atom mit Unterstruktur notwendig, der Übergang ( $J = 0 \rightarrow J' = 1$ ) bietet sich an. Die Bezeichnung "Zwei-Niveau-Atom" wird hier weiterhin benutzt, denn in welchen angeregten Unterzustand das Atom auch gehoben

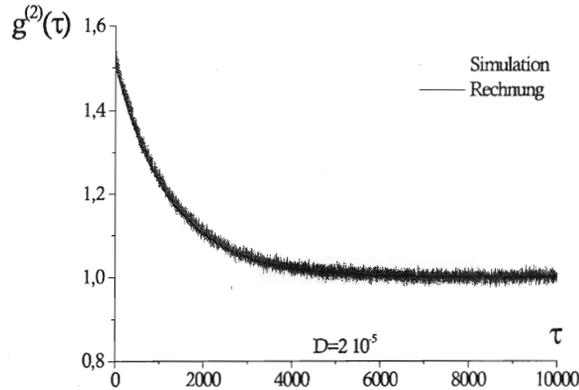


Abbildung 6.2: Simulation der Intensitäts-Korrelationsfunktion für ein Zwei-Niveau-Atom und errechnete Korrelationsfunktion nach (6.3)

Typische Zeiten:  $\Delta t = 1$ ,  $t_E \approx 50$ ,  $\tau_{diff} = 1267$

wird, es fällt immer in den gleichen Grundzustand zurück; es kann keine Umpumpeffekte zwischen den Zeeman-Unterebenen geben. Desweiteren sind alle Clebsch-Gordon-Koeffizienten gleich eins, so daß das Atom keine Vorzugsrichtung besitzt; es koppelt an alle Lichtfeldkomponenten gleich stark, unabhängig von deren Polarisation. So ein Atom verhält sich in dem Lichtfeld mit reinen Intensitätsgradienten genauso wie das klassische Zwei-Niveau-Atom, nicht aber in den Lichtfeldern mit Polarisationsgradienten. Die zirkularen Intensitäten, die das Atom in der  $lin \perp lin$ -Konfiguration an einem Ort  $z$  sieht, sind  $I_+(z) = I_0 \cos^2(k_0 z)$  bzw.  $I_-(z) = I_0 \sin^2(k_0 z)$ . Unter der Annahme, daß das Atom diese Intensitäten auch streut, läßt sich die Korrelationsfunktion nach (6.2) berechnen zu

$$g_{\pm\pm}^{(2)}(\tau) = 1 \pm \frac{1}{2} e^{-k_0^2 D \tau}. \quad (6.4)$$

Die errechnete Kreuz-Korrelationsfunktion ist in Abb. 6.3 gezeigt. Addiert man beide Korrelationsfunktionen, so sieht man sofort, daß wie erwartet keine Intensitätskorrelationen vorliegen:  $1/2[g_{++}(\tau) + g_{+-}(\tau)] = 1$ . Das gleiche gilt für die HV-Korrelationen, denn die Zerlegung in die zugehörigen Intensitäten ist  $I_H(z) = I_0/2$  bzw.  $I_V(z) = I_0/2$ . Das bedeutet, daß die linearen Polarisationskorrelationen identisch eins sind.

Umgekehrt verhält es sich in dem  $\sigma^+ \sigma^-$ -Lichtfeld: Hier erhält man Korrelationen für die linearen Korrelationsfunktionen. Da  $I_H(x) = I_0 \cos^2(k_0 x)$  bzw.  $I_V(x) = I_0 \sin^2(k_0 x)$ , ergeben sich identische Korrelationsfunktionen wie für die zirkularen Polarisierungen in der  $lin \perp lin$ -Anordnung. Zirkuläre Korrelationen und Intensitätskorrelationen existieren nicht.

Auch diese Ergebnisse lassen sich durch die Simulation bestätigen. Das Atom bewege sich wiederum diffusiv über das eindimensionale Stehwellenfeld. Im  $lin \perp lin$ -Feld sei das magnetische Moment des Atoms entlang der Quantisierungsachse  $z$  gewählt. Das Atom kann

dann in Absorption nur  $\Delta m = \pm 1$ -Übergänge treiben. Deren Wahrscheinlichkeit ist proportional zur Intensität der jeweiligen Polarisation  $P_{abs}(\Delta m = +1) \propto I_+(z) = I_0 \cos^2(k_0 z)$  und  $P_{abs}(\Delta m = -1) \propto I_-(z) = I_0 \sin^2(k_0 z)$ . Daraus ergibt sich wie erwartet eine ortsunabhängige Gesamtwahrscheinlichkeit für die Absorption  $P_{abs}(z) \propto I_0 = const.$  Das Atom emittiert nach der Absorption sofort ein Photon der entsprechenden Polarisation, welches mit hundertprozentiger Wahrscheinlichkeit detektiert wird. Aus den Ankunftszeiten und den detektierten Polarisationen wird mit dem Korrelationsprogramm die Korrelationsfunktion bestimmt und, wie in Kapitel 2 beschrieben, normiert.

Analoges gilt für das  $\sigma^+ \sigma^-$ -Lichtfeld: Bei Quantisierungsachse entlang  $x$  sind die Anregungswahrscheinlichkeiten für die drei möglichen Übergänge  $P_{abs}(\Delta m = \pm 1) \propto I_0/2 \cos^2(k_0 z)$  und  $P_{abs}(\Delta m = 0) \propto I_0 \sin^2(k_0 z)$ , so daß sich für die HV-Kreuzkorrelation das gleiche Bild wie für  $g_{+-}$  in  $lin \perp lin$  ergibt. Das Ergebnis der zirkularen Kreuzkorrelation in  $lin \perp lin$  ist in Abb. 6.3 gezeigt, die HV-Kreuzkorrelation im  $\sigma^+ \sigma^-$ -Lichtfeld sieht identisch aus. Die Autokorrelationen sind einfach an der Eins gespiegelt. Wie man sieht entspricht die Zeitkonstante der Simulation ebenfalls der errechneten von  $\tau_{diff} = (k_0 D)^{-1} = 127$ ; der Kontrast ist  $K = -1/2$ .

Für ein 'Zwei-Niveau-Atom' in einem völlig durchmodulierten Feld wird der Kontrast immer  $\pm 1/2$  betragen und die Korrelationsfunktion immer exponentiell mit der Diffusionskonstanten abfallen. Das liegt daran, daß die Korrelationen einer Funktion berechnet werden, die proportional zu  $\sin^2(k_0 z)$  ist. Wie in Kapitel 2 beschrieben, führen solche Funktionen in jedem Fall zu  $K = \pm 1/2$ . Die Intensitätskorrelation zeigt in beiden Lichtfeldern keinerlei Strukturen.

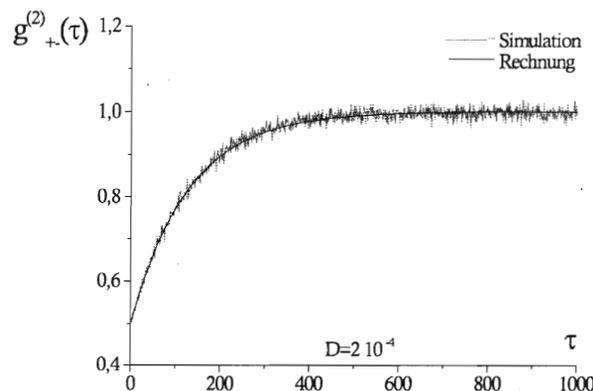


Abbildung 6.3: Simulation der polarisationsempfindlichen Kreuzkorrelation für ein Atom mit dem Übergang  $|J = 0\rangle \rightarrow |J' = 1\rangle$  und berechnete Korrelationsfunktion nach (6.4)

Typische Zeiten:  $\Delta t = 1$ ,  $t_E \approx 25$ ,  $\tau_{diff} = 127$

Der Zusammenhang zwischen den beiden Lichtfeldern ohne Intensitätsgradienten und den zugehörigen Polarisationen ist nicht verwunderlich, lassen sich beide Fälle doch durch

eine Basistransformation ineinander überführen. Es bestätigen sich für dieses Atom demnach die in Abschnitt 6.2 angestellten Vermutungen. Umso erstaunlicher wird aber der Unterschied der Korrelationsfunktionen in den Experimenten, da man annehmen sollte, daß beide Lichtfelder in dem Stehwellenfeld der MOT vertreten sind. Doch es gibt einen Unterschied zwischen zirkularen und linearen Polarisierungen bei Atomen mit mehr Unterzuständen. Er liegt in der Tatsache des optischen Pumpens. Atome mit einem Übergang ( $J \rightarrow J + 1; J > 0$ ) lassen sich mit zirkular polarisiertem Licht in die Zeeman-Zustände mit den betragsmäßig höchsten Magnetquantenzahlen pumpen, wo sie besonders stark mit dem Lichtfeld der gegebenen Polarisation wechselwirken. Lineares Licht eignet sich viel schlechter zum Pumpen. Es scheint, als müßten kompliziertere Atome betrachtet werden, in denen Umpumpeffekte von Bedeutung sind.

## 6.5 Ein einfaches Mehrniveau-Atom

Man betrachte ein Atom mit dem Übergang ( $J = 1/2 \rightarrow J' = 3/2$ ). Es ist mit seinen Clebsch-Gordon-Koeffizienten schon in Abb.1.2 dargestellt. Für dieses soll in dem  $lin \perp lin$ -Lichtfeld die Besetzung der beiden Grundzustände  $\varrho_{-1/2}$  und  $\varrho_{+1/2}$  im stationären Fall berechnet werden. Das geht mit Hilfe des Ratenmodelles, wonach gilt:

$$\dot{\varrho}_{-1/2} = -\frac{2}{9}I_+\varrho_{-1/2} + \frac{2}{9}I_-\varrho_{+1/2} = 0 \quad (6.5)$$

$$\varrho_{-1/2} + \varrho_{+1/2} = 1. \quad (6.6)$$

Daraus ergibt sich sofort

$$\varrho_{-1/2} = I_- \quad \wedge \quad \varrho_{+1/2} = I_+. \quad (6.7)$$

Die gestreuten zirkularen Intensitätskomponenten ergeben sich mit den Clebsch-Gordon-Koeffizienten  $\sqrt{C(\pm 1/2; +, -, 0)}$  als Produkt der Besetzungen und der jeweiligen Kopplungen an die Lichtfeldkomponenten:

$$\begin{aligned} I_+^{eff} &= C(-1/2; +)\varrho_{-1/2}I_+ + C(+1/2; +)\varrho_{+1/2}I_+ \\ &= I_+^2 + 1/3I_-I_+ = \cos^4(k_0x) + 1/3\sin^2(k_0x)\cos^2(k_0x) \end{aligned} \quad (6.8)$$

$$\begin{aligned} I_-^{eff} &= C(-1/2; -)\varrho_{-1/2}I_- + C(+1/2; -)\varrho_{+1/2}I_- \\ &= I_-^2 + 1/3I_+I_- = \sin^4(k_0x) + 1/3\sin^2(k_0x)\cos^2(k_0x) \end{aligned} \quad (6.9)$$

und

$$\begin{aligned} I^{ges} &= I_+^{eff} + I_-^{eff} \\ &= I_+^2 + I_-^2 + 2/3I_+I_- = 1 - \frac{1}{3}\sin^2(2k_0x). \end{aligned} \quad (6.10)$$

Obwohl das Lichtfeld keine Intensitätsgradienten besitzt, kommt es zu Intensitätskorrelationen, da diese, abhängig von dem Zustand des Atoms, durch unterschiedlich starke

Kopplung des Atoms an die verschiedenen Polarisationskomponenten induziert werden. Man sieht also, daß schon in diesem Fall die effektive Gesamtintensität nicht mehr konstant ist, sondern mit der doppelten Periode der Polarisierungen variiert. Mit diesen Intensitäten lassen sich die Korrelationsfunktionen nach (6.2) berechnen, wobei in diesem Ratenmodell nur stimulierte Prozesse betrachtet werden. Das soll bedeuten, daß die gestreute Intensität, die vollständig detektiert wird, proportional zur Anregungswahrscheinlichkeit ist, spontane Emissionen bleiben unberücksichtigt:

$$g_{+\pm}^{(2)}(\tau) = 1 + \frac{1}{50}e^{-4k_0^2 D\tau} \pm \frac{144}{200}e^{-k_0^2 D\tau} \quad (6.11)$$

$$g_{ii}^{(2)}(\tau) = 1 + \frac{1}{50}e^{-4k_0^2 D\tau}. \quad (6.12)$$

Es gibt hier also zwei Zeitkonstanten, eine durch die Polarisationsgradienten und die andere durch die induzierten Intensitätsgradienten. Der Intensitätsanteil fällt viermal so schnell ab wie der der Polarisierungen ( $4k_0^2 = (2k_0)^2$ ). Daß die Intensität doppelt so schnell variiert, ist anschaulich klar, denn Intensitätsmaxima befinden sich sowohl an den Stellen maximaler  $\sigma^+$ - wie auch maximaler  $\sigma^-$ - Intensität. Man sieht außerdem, daß der Kontrast der Polarisationskorrelationen deutlich höher ist als der der Intensitätskorrelationen.

Auch dieses Atom soll simuliert werden. Dazu läßt man wiederum ein Atom in dem  $lin \perp lin$ -Stehwellenfeld diffundieren, wobei die Wahrscheinlichkeit einer Anregung nun von dem Zustand abhängt, in dem sich das Atom gerade befindet. Die beiden Grundzustände koppeln unterschiedlich stark an die Lichtfelder unterschiedlicher Polarisierungen. Die Kopplungsstärke ist proportional zu

$$C(\pm 1/2; +)I_+(z) + C(\pm 1/2; -)I_-(z),$$

hängt also von den Clebsch-Gordon-Koeffizienten und den lokalen Polarisierungen ab. Dabei gibt der erste Summand die Wahrscheinlichkeit an, daß das Atom einen ( $\Delta m = +1$ )-Übergang macht und der zweite die für einen ( $\Delta m = -1$ )-Übergang. Aus dem daraus resultierenden angeregten Unterniveau wird der Grundzustand, in den der Zerfall stattfindet, gemäß den zugehörigen Clebsch-Gordon-Koeffizienten gewürfelt. In diesem Fall wird, im Gegensatz zur Rechnung, nur spontane Emission berücksichtigt; die Detektion erfolgt wie in Abschnitt 6.4.

$\pi$ -Übergänge werden im Falle zirkularer Detektion mit gleicher Wahrscheinlichkeit als rechts- und linkszirkular detektiert, sind also im Modell enthalten, obwohl in Richtung der Quantisierungsachse eigentlich kein  $\pi$ -Licht emittiert werden dürfte. Das Ergebnis der Simulation der drei Korrelationsfunktionen ist in Abb. 6.4 (links) zu sehen, dabei bewegt sich das Atom in Zeitschritten von 1 so langsam über das Lichtfeld, daß  $\tau_{diff} = 1267$ . Emissionen finden dabei im Mittel alle 10-20 Schritte statt.

Man erkennt, daß die Zeitkonstanten noch immer allein durch die Diffusionskonstanten bestimmt werden; nach der Ratengleichung (6.11) erwartet man  $\tau_{diff} = (k_0^2 D)^{-1} = 1267$ . Daß die Kontraste mit  $K_{++} = 1,9$ ,  $K_{+-} = -0,8$  und  $K_{ii} = 0,05$  für das Mehrniveau-Atom höher sind als für das Zwei-Niveau-Atom, läßt sich anschaulich erklären.

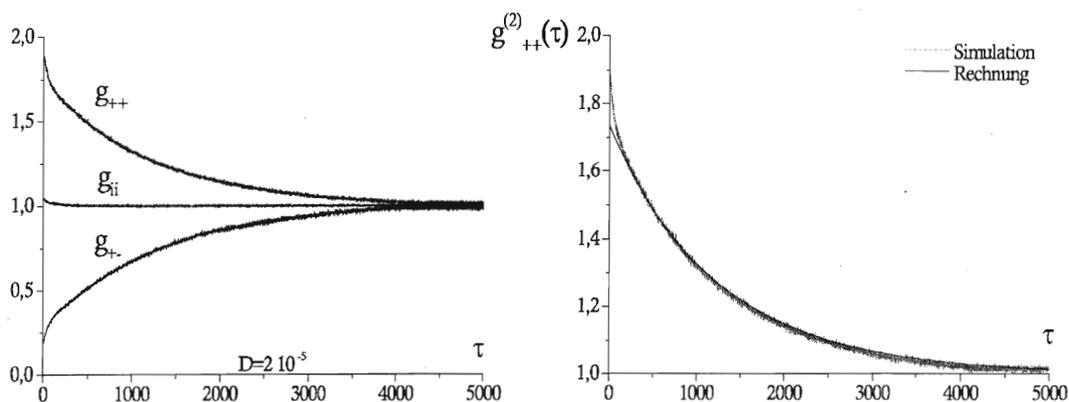


Abbildung 6.4: links: Simulation der polarisationsempfindlichen Korrelationsfunktionen und der Intensitätskorrelation für ein Atom mit dem Übergang  $|J = 1/2\rangle \rightarrow |J' = 3/2\rangle$  in  $\text{lin} \perp \text{lin}$ . Typische Zeiten:  $\Delta t = 1$ ,  $t_E \approx 10 - 20$ ,  $\tau_{\text{diff}} = 1267$ . rechts: Vergleich der simulierten mit der berechneten Autokorrelationsfunktion

Befindet sich das Atom zunächst im  $|J = 1/2; m_J = +1/2\rangle$ -Zustand, so sieht es am Ort  $z = 0$  reine  $\sigma^+$ -Intensität und damit eine maximale Anregungswahrscheinlichkeit. Bewegt es sich in positiver  $z$ -Richtung, so nimmt die  $\sigma^+$ -Intensität wie  $\cos^2(k_0 z)$  ab, bis zu dem Zeitpunkt, an dem es in den  $|1/2; -1/2\rangle$ -Zustand gepumpt wird. Hier erniedrigt sich die effektive  $\sigma^+$ -Intensität schlagartig, da  $C(-1/2; +) = 1/3 < C(+1/2; +) = 1$ . Ein Umpumpen bedeutet also immer einen Sprung in der gestreuten Intensitätsfunktion. In Kapitel 2 wurde gezeigt, daß solche Sprünge, d.h. sehr steile Funktionen, große Kontraste in der Korrelationsfunktion erzeugen. Das stationäre Modell scheint diese Effekte nicht vollständig beschreiben zu können, wie man an Abb. 6.4 (rechts) sieht, die einen Vergleich der simulierten mit der berechneten Autokorrelationsfunktion zeigt. Das Erstaunliche dabei ist, daß die Funktionen nur auf den ersten 100 Zeitschritten merklich voneinander abweichen. Auch fällt auf, daß die Simulation einen höheren Kontrast zeigt als die Rechnung, obwohl man das Gegenteil erwarten sollte, da das Ratenmodell stimulierte Prozesse betrachtet, während die Simulation allein von spontaner Emission bestimmt wird und die  $\pi$ -Übergänge den Kontrast erniedrigen sollten. Es scheint, als wären für den hohen Kontrast dynamische Prozesse wichtig, die im stationären Ratenmodell nicht berücksichtigt werden.

Analog soll die Bewegung desselben Atomes im  $\sigma^+\sigma^-$ -Lichtfeld simuliert werden, wobei die Quantisierungsachse wie in Abschnitt 6.4 entlang  $x$  gewählt sei. In diesem Fall liefert das Ratenmodell aus

$$\dot{\varrho}_{-1/2} = 1/9 I_H (\varrho_{+1/2} - \varrho_{-1/2}) + 2/9 I_V (\varrho_{+1/2} - \varrho_{-1/2}) = 0 \quad (6.13)$$

und

$$\varrho_{+1/2} + \varrho_{-1/2} = 1 \quad (6.14)$$

sofort eine Grundzustandsbesetzung, die nicht von den Lichtfeldkomponenten abhängt:

$$\varrho_{+1/2} = \varrho_{-1/2} = 1/2. \quad (6.15)$$

Das bedeutet aber, daß in diesem Fall keine Intensitätsgradienten induziert werden, denn

$$I^{eff} = I_H^{eff} + I_V^{eff} = 2I_0/3 = const.$$

Andererseits bedeutet eine Besetzung, die von den Lichtfeldkomponenten unabhängig ist, aber auch immer einen Kontrast von  $\pm 1/2$ , solange man nur stimulierte Übergänge betrachtet. Das gilt auch für höhere Drehimpulse. Man erkennt schon, daß hier das stationäre Ratenmodell der elastischen Streuung versagt.

Es soll nun die Simulation betrachtet werden. Das Atom bewege sich wie vorher langsam diffusiv über das Stehwellenfeld. Die Absorption soll analog zu der im vorherigen Lichtfeld proportional zu

$$[C(\pm 1/2; +) + C(\pm 1/2; -)]I_H(z)/2 + C(\pm 1/2; 0)I_V(z)$$

sein. Man kann erkennen, daß die Absorptionswahrscheinlichkeit vom momentanen Grundzustand unabhängig ist, so daß sich die Gleichung zu  $2/3(I_H + I_V) = const.$  reduziert. Der daraus resultierende angeregte Zustand ist aber sehr wohl von dem Grundzustand wie auch von der Polarisation des Lichtes abhängig. Die Polarisation der Emission hängt allein von den Clebsch-Gordon-Koeffizienten ab.

Für dieses Atom ist in Abb. 6.5 eine HV-Kreuzkorrelation simuliert. Das Atom bewegt sich in Zeitschritten  $\Delta t = 1$  so langsam über das Stehwellenfeld, daß  $\tau_{diff} = 1267$ . Dabei emittiert es etwa alle 20-30 Schritte ein Photon.

Zunächst fällt auf, daß der Kontrast deutlich geringer ist als im  $lin \perp lin$ -Lichtfeld, was aufgrund der Einflüsse des optischen Pumpens auch erwartet wird. Er ist mit  $K_{HV} = -0,1$  auch viel kleiner als durch das Ratenmodell vorhergesagt. Es sieht so aus, als versage das Ratenmodell bei den Vorhersagen des Kontrastes der HV-Korrelationen.

Es stellt sich nun die Frage, welche Tendenzen sich ergeben, wenn man zu Atomen mit höheren Drehimpulsen übergeht.

## 6.6 Atome mit höheren Drehimpulsen

Für kompliziertere Atome lassen sich zwar die stationären Grundzustandsbesetzungen noch numerisch berechnen, die Korrelationsfunktionen können daraus aber nicht mehr so einfach bestimmt werden; deshalb seien zunächst die Simulationen betrachtet: Analog zum Modell des  $(1/2 \rightarrow 3/2)$ -Atomes kann die diffusive Bewegung über das Stehwellenfeld der eindimensionalen  $lin \perp lin$ -Anordnung für ein Atom mit dem Übergang ( $J = 1 \rightarrow J' = 2$ )

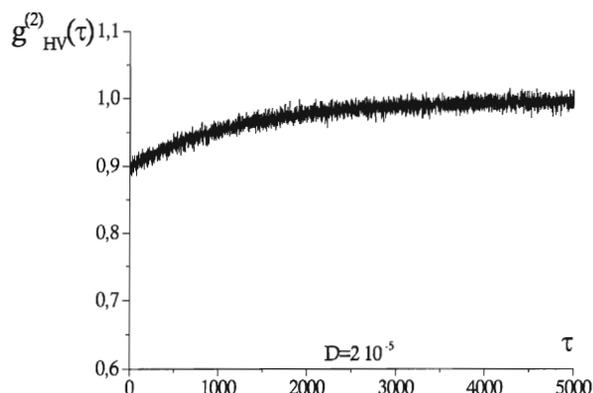


Abbildung 6.5: *Simulation einer HV-Kreuzkorrelation für ein Atom mit einem  $(1/2 \rightarrow 3/2)$ -Übergang*  
*Typische Zeiten:  $\Delta t = 1$ ,  $t_E \approx 20 - 30$ ,  $\tau_{diff} = 1267$*

simuliert werden. Das Niveauschema dieses Atoms wurde bereits in Abb 1.3 vorgestellt. Die Absorption hängt wieder von dem Unterzustand  $m_J$  ab, in dem sich das Atom gerade befindet, und dessen Kopplung an das Lichtfeld nach  $C(m_J; +)I_+ + C(m_J; -)I_-$ . Die Emission wird durch die Clebsch-Gordon-Koeffizienten bestimmt. Typische Zeiten liegen in diesem Fall bei  $t_E \approx 25$  und  $\tau_{diff} = 127$ .

An den daraus resultierenden Korrelationsfunktionen in Abb. 6.6 (links) fällt zunächst auf, daß die Kontraste stärker geworden sind:  $K_{++} = 1,0$ ,  $K_{+-} = -0,83$  und  $K_{ii} = 0,08$ . Noch größer werden diese, wenn man zum Modell von Cäsium übergeht ( $4 \rightarrow 5$ ) (siehe Abb 6.6 rechts).

In der Simulation für den ( $4 \rightarrow 5$ )-Übergang von Cäsium betragen die Kontraste bereits  $K_{++} = 1,28$ ,  $K_{+-} = -0,97$  und  $K_{ii} = 0,14$ . Diese Zunahme der Kontraste mit höheren Drehimpulsen kommt dadurch zustande, daß das Verhältnis der Clebsch-Gordon-Koeffizienten von den Übergängen mit  $\Delta m = +1$  und  $\Delta m = -1$  aus den äußeren Zeeman-Zuständen mit steigendem Drehimpuls wächst. Das bedeutet, daß die Atome immer länger in den äußeren Zuständen bleiben und dann sehr schnell umgepumpt werden, wenn sich die Händigkeit des Lichtes umkehrt. Die Kühlübergangswahrscheinlichkeiten für Cs sind in Abb. 1.4 gezeigt.

Ebenfalls für den Kühlübergang zeigt Abb. 6.7 die Polarisation des Atomes, d.h. den im zeitlichen Mittel besetzten Unterzustand  $\langle m_F \rangle$  in Abhängigkeit des Anteiles an  $\sigma^+$ - Intensität. Man sieht, daß das Atom selbst bei einem Anteil von 30% Licht der falschen Polarisation noch fast vollständig in den äußeren Zustand gepumpt ist, während das Umpumpen beim ( $1/2 \rightarrow 3/2$ )-Atom sehr viel früher einsetzt. Das Cs-Atom kann deshalb fast schon wieder als ein Zwei-Zustands-Atom betrachtet werden, welches allerdings extrem starke Polarisationseffekte zeigt.

Gleichzeitig bedeutet das, daß der Anteil der emittierten  $\pi$ -Photonen, der nur zum Unter-

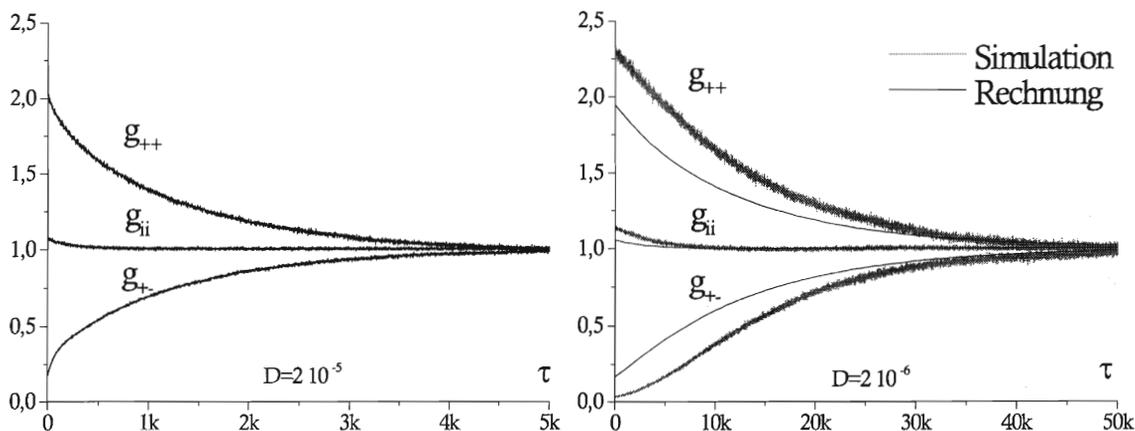


Abbildung 6.6: links: Simulation der Polarisations- und Intensitätskorrelationen für ein Atom mit einem ( $J = 1 \rightarrow J' = 2$ )-Übergang  
 Typische Zeiten:  $\Delta t = 1$ ,  $t_E \approx 10 - 20$ ,  $\tau_{diff} = 1267$   
 rechts: Simulation der polarisationsempfindlichen Korrelationsfunktionen sowie der Intensitätskorrelation für den Kühlübergang von Cäsium  
 Typische Zeiten:  $\Delta t = 1$ ,  $t_E \approx 70$ ,  $\tau_{diff} = 12670$

grund beiträgt und damit den Kontrast reduziert, für Atome mit höheren Drehimpulsen sinkt. In der Simulation für Cäsium ist der Kontrastunterschied, der durch die  $\pi$ -Photonen entsteht, vernachlässigbar klein.

Die Zeitkonstanten scheinen sich nicht zu verändern und nur durch die Diffusionskonstante bestimmt zu sein; für das ( $1 \rightarrow 2$ )-Atom erwartet man  $\tau_{diff} = (k_0^2 D)^{-1} \approx 1267$ . Die Diffusionskonstante muß für Cäsium kleiner gewählt werden als für die Atome mit niedrigeren Drehimpulsen, um sicher zu gehen, daß sich das Atom langsam genug bewegt, um bei wechselnder Polarisation vollständig umgepumpt werden zu können; man erwartet bei den gewählten Parametern  $\tau_{diff} \approx 12670$ . In beiden Fällen stimmt das mit den Daten der Simulation in etwa überein.

Mit dem Ratenmodell sind die riesigen Kontraste, die in den Simulationen entstehen, allerdings nicht nachzuvollziehen. Die Berechnung der Korrelationsfunktion in der  $lin \perp lin$ -Anordnung ist für höhere Drehimpulse nur numerisch möglich. Als vereinfachtes Atom sollen nur die beiden äußersten Zeeman-Zustände berücksichtigt werden mit den Übergangswahrscheinlichkeiten  $C(+m_J; +) = 1$  und  $C(+m_J; -) = \mathcal{C}$ . Das führt analog zu

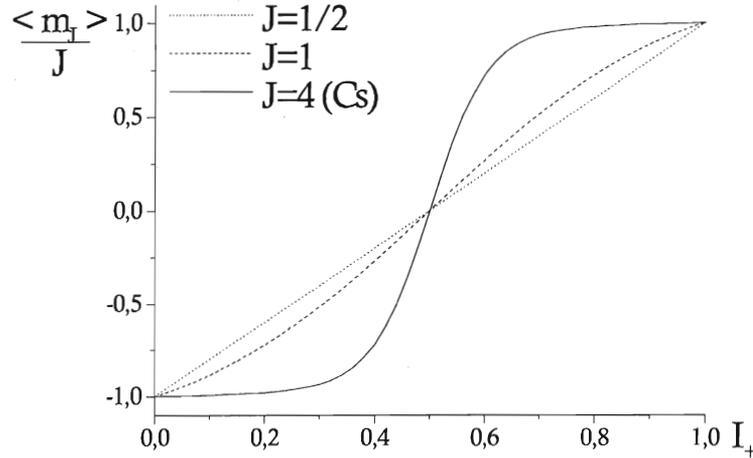


Abbildung 6.7: Magnetische Orientierung des Atomes in Abhängigkeit der  $\sigma^+$ -Intensität für den Kühlübergang von Cäsium und den  $(1/2 \rightarrow 3/2)$ -Übergang im Vergleich

den Rechnungen aus Abschnitt 6.5 zu folgenden zirkularen Korrelationsfunktionen:

$$g_{\pm}(\tau) = 1 + \frac{1}{2} \left[ \frac{1-C}{3+C} \right]^2 e^{-4k_0^2 D\tau} \pm \frac{8}{[3+C]^2} e^{-k_0^2 D\tau} \quad (6.16)$$

$$g_{ii}(\tau) = 1 + \frac{1}{2} \left[ \frac{1-C}{3+C} \right]^2 e^{-4k_0^2 D\tau}. \quad (6.17)$$

Bei Cäsium beträgt das Verhältnis zwischen den relevanten Übergangswahrscheinlichkeiten 1 : 45, d.h.  $C = 1/45$ . Die daraus resultierenden Korrelationsfunktionen sind ebenfalls in Abb. 6.6 eingezeichnet. Alle nach dem Ratenmodell berechneten Funktionen liefern, wie das auch schon beim  $(1/2 \rightarrow 3/2)$ -Atom der Fall war, betragsmäßig zu kleine Kontraste:  $K_{++} = 0,93$ ,  $K_{+-} = -0,83$  und  $K_{ii} = 0,05$ .

Schaut man sich ein Atom mit sehr hohen Drehimpulsen an, z.B. ( $J \rightarrow \infty$ ), dann fällt auf, daß die Kontraste nach dem Ratenmodell nicht viel größer werden können, denn für  $C \rightarrow 0$  gilt:  $K_{++} = 1/18 = 0,055$ ,  $K_{+-} = -15/18 = -0,83$  und  $K_{ii} = 1/18 = 0,055$ .

Anschaulich ist das klar, denn die Intensität besäße eine maximale Steigung, wenn sie eine Stufenfunktion wäre, die den Kontrast  $K = 1$  liefert, einen fundamentalen Grenzwert für das Ratenmodell. Das bestätigt einmal mehr die Vermutung, daß das Cs-Atom in guter Näherung als Atom mit nur zwei Zuständen beschrieben werden kann.

Analog zu der Simulation in Abschnitt 6.5 sollen die HV-Kreuzkorrelationen auch für die beiden soeben betrachteten Atome im  $\sigma^+ \sigma^-$ -Lichtfeld simuliert werden, dazu seien die gleichen Parameter gewählt, wie in der  $lin \perp lin$ -Anordnung für die besagten Atome.

Das Ergebnis ist in Abb. 6.8 zu sehen, links für den  $(1 \rightarrow 2)$ -, rechts für den  $(4 \rightarrow 5)$ -Übergang; wie auch für die zirkularen Korrelationsfunktionen nimmt der Kontrast mit höheren Drehimpulsen zu.

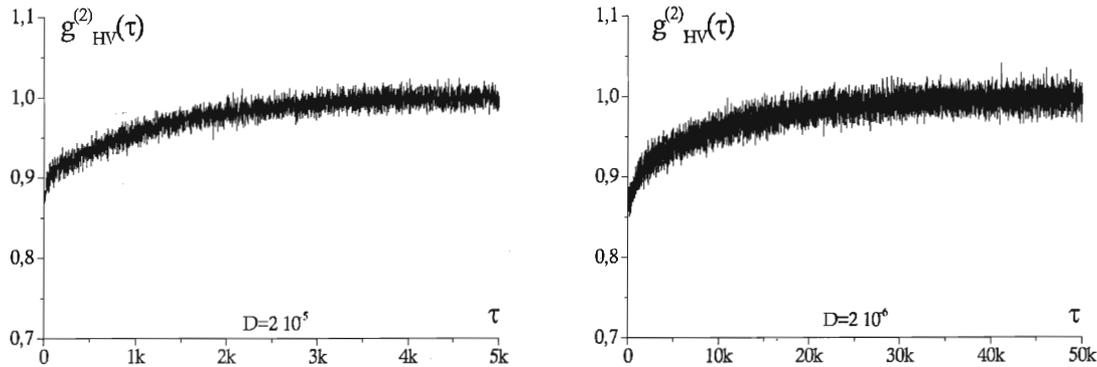


Abbildung 6.8: Simulation der HV-Kreuzkorrelationsfunktionen

links: für ein Atom mit einem  $(J = 1 \rightarrow J' = 2)$ -Übergang

rechts: für den Kühlübergang von Cäsium

Typische Zeiten:  $\Delta t = 1$ ,  $t_E \approx 50$ ,  $\tau_{diff} = 1267$  ( $1 \rightarrow 2$ ) bzw.  $\tau_{diff} = 12670$  (Cs)

## 6.7 Oszillationsmodell

Mit den bisher beschriebenen Modellen können die Kontraste und Zerfallskonstanten schon recht gut verstanden werden. Es ist mit einer rein diffusiven Bewegung jedoch nicht möglich, die Unterstrukturen auf den experimentell gemessenen Polarisationskorrelationen zu erklären.

Dazu soll im folgenden die Mikrobewegung der Atome genauer betrachtet werden. Wie in Kapitel 1.3 gezeigt, erzeugt das lokale Lichtfeld durch den AC-Stark-Effekt eine Verschiebung der Energien der einzelnen Grundzustände. Ist die kinetische Energie der Atome vergleichbar mit der Potentialtiefe, kann die Bewegung der Atome beeinflusst oder die Atome können in den Potentialtöpfen sogar gefangen werden [GRYN96]. Experimentell wurden an der MOT Raman-Übergänge zwischen den Schwingungszuständen in den Potentialtöpfen beobachtet [WEST90, JESS92, VERK92]. Das läßt auf eine Lokalisierung der Atome in solchen optischen Potentialen schließen. Dieses Ergebnis ist bei den komplizierten Lichtfeldern in der MOT verwunderlich, da "gute optische Gitter" nur solche sind, bei denen zirkulare Polarisation an Stellen der Potentialminima herrscht. Damit stellt die

$lin \perp lin$ -Konfiguration z.B. ein "gutes Gitter" dar, das dreidimensionale Lichtfeld der MOT dagegen nicht.

Nachdem mit rein diffusiven Modellen sehr heiße Atome beschrieben werden, die in ihrer räumlichen Bewegung von den optischen Potentialen ungestört bleiben, soll nun der andere Extremfall sehr kalter Atome betrachtet werden, die in einem Topf ungedämpft oszillieren. Hierzu eignet sich wieder das Atom mit dem Übergang ( $J = 1/2 \rightarrow J' = 3/2$ ), dessen optische Potentiale schon in Abb. 1.2 dargestellt sind. Die kalten Atome sollen in einem solchen Potential lokalisiert sein und dort mit der Frequenz  $\omega_{osz}$  schwingen. Bei der harmonischen Oszillation führen die Atome Absorptions-Emissions-Zyklen aus, die sie in den anderen Grundzustand befördern können. Die Wahrscheinlichkeit der Absorption ist wieder durch die polarisationsabhängige Kopplung an das lokale Lichtfeld bestimmt, wie schon in Abschnitt 6.5 beschrieben. Ein Spin-Flip ändert den Grundzustand des Atomes und damit den Potentialtopf, in dem das Atom schwingt. Diese Sprünge (random walk) führen also auf langen Zeitskalen zu einer Diffusionsbewegung. Da keine Heizprozesse berücksichtigt werden, hängt die momentane Amplitude der Schwingung nur von dem Ort des Spin-Flips im Potentialtopf ab und die Energie ist auf Potentialtiefe begrenzt, sicherlich ein Nachteil dieser Simulation.

Abb. 6.9 stellt einen Ausschnitt der räumlichen Bewegung der Atome in den Potentialtöpfen dar, die sich an den Orten  $z$ , die ein Vielfaches von  $\lambda/4$  sind, befinden. Dabei sieht man, daß das Atom mit einer festen Frequenz, jedoch unterschiedlichen Amplitude schwingt. Zusätzlich sind die Nullpunkte der Schwingung in Abhängigkeit der Zeit eingezeichnet. Benachbarte Potentialtöpfe gehören zu orthogonalen Polarisationen, d.h. in den Potentialminima bei Vielfachen von  $\lambda/2$  herrscht reine  $\sigma^+$ -Intensität, in den übrigen  $\sigma^-$ .

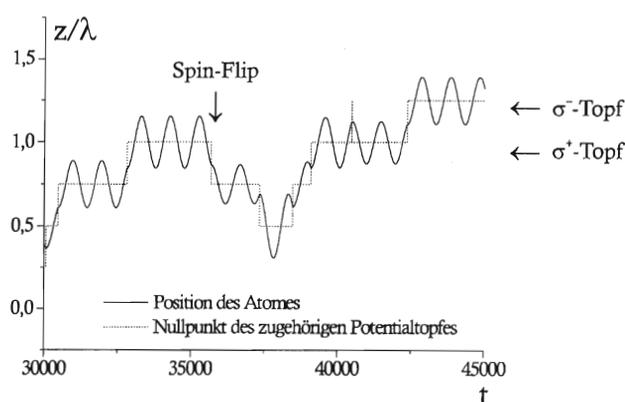


Abbildung 6.9: Aufenthaltsort des simulierten Atomes in Abhängigkeit von der Zeit. Die Zeiten, zu denen das Atom in den nächstgelegenen Potentialtopf springt, sind die, an denen ein Spin-Flip stattfindet. Dabei entsprechen benachbarte Töpfe orthogonalen Polarisationen.

Die aus dieser Simulation resultierenden Korrelationsfunktionen hängen stark davon ab,

wie viele Oszillationen das Atom im Mittel innerhalb eines Topfes ausführen kann, bevor ein Spin-Flip stattfindet. Es ergibt sich jedoch immer die gleiche Struktur: Für die Kreuzkorrelation bedeutet das einen schnellen Abfall am Anfang mit Oszillationen beim Übergang in einen sehr langsamen Abfall.

Dabei ist vermutlich der schnelle Abfall durch die Zeit zwischen den Spin-Flips bestimmt, denn jeder Wechsel des Potentialtopfes zerstört die Phase der Oszillation und läßt somit die Korrelationsfunktion abklingen. Die Oszillationen auf den Korrelationsfunktionen haben etwa eine Frequenz von  $2\omega_{osz}$ , d.h. der doppelten Schwingungsfrequenz der Atome in den Potentialtöpfen. Der langsame Abfall ist dagegen vermutlich ein Artefakt der Simulation: Dadurch, daß keine Heizprozesse berücksichtigt werden, wird die Amplitude der Oszillation allein durch den Ort bestimmt, an dem ein Spin-Flip auftritt. Auf diesen langen Zeitskalen werden mehr oder weniger periodische Schwankungen in den Schwingungsamplituden verursacht.

Abb 6.10 zeigt eine solche Korrelationsfunktion. In diesem Fall beträgt die Oszillationsfrequenz in den Töpfen, die sich bei Vielfachen von  $\lambda/4$  befinden,  $\omega_{osz} = (1000\pi)^{-1}$ . Die Oszillationen mit einer Periodendauer von  $\tau_{osz} \approx 1/2 \cdot (2\pi/\omega_{osz}) = 9870$  sind darauf deutlich zu erkennen. Typische Emissionszeiten sind 200-250, Spin-Flips finden etwa alle  $t_{SF} \approx 25000$  Zeitschritte statt.

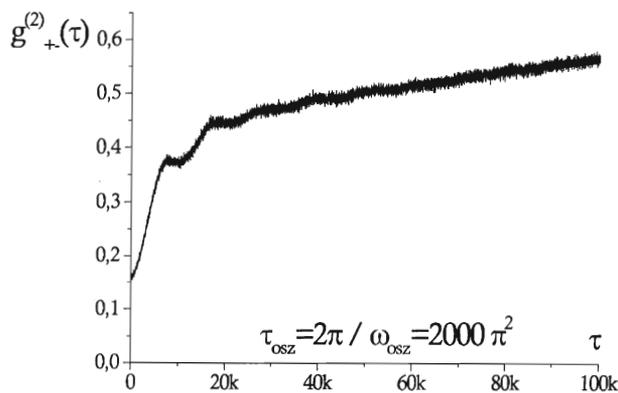


Abbildung 6.10: Simulation der  $\sigma^+\sigma^-$ -Kreuzkorrelation mit dem Oszillationsmodell  
Typische Zeiten:  $\Delta t = 1$ ,  $t_E \approx 200 - 250$ ,  $\omega_{osz} = (1000\pi)^{-1}$ ,  $t_{SF} \approx 25000$

Betrachtet man die Spin-Flips als eine Art Diffusion (random walk), so kann die daraus zu erwartende Zeitkonstante des Abfalls der Korrelationsfunktion bestimmt werden. Dabei wird angenommen, daß das Atom in Abständen  $t_{SF}$  einen 'Sprung' von  $\lambda/4$  macht, wobei dieser mit gleicher Wahrscheinlichkeit vorwärts oder rückwärts sein kann. Dann ist  $\langle z^2 \rangle = (\lambda/4)^2 t/t_{SF}$ . Das führt im diffusiven Modell zu einer Zeitkonstanten  $\tau_{diff} = 4t_{SF}/\pi^2 \approx 10000$ . Das ist etwa die Zeitkonstante des schnellen Abfalls. Damit wird die Annahme unterlegt, daß dieser durch die Phasensprünge erzeugt wird, den die

Spin-Flips verursachen.

Erstaunlicherweise zeigt die Korrelationsfunktion der Intensität nur sehr schwache Oszillationen mit etwa der doppelten Oszillationsfrequenz und sonst höchstens eine minimale Überhöhung am Anfang, die jedoch auch durch die Ungenauigkeit der Normierung verursacht sein kann. Dieser Punkt ist noch unverstanden.

Eine solche Intensitätskorrelation ist in Abb 6.11 gezeigt. In diesem Fall betragen die Emissionszeiten etwa 100-150 Zeitschritte und die mittlere Zeit zwischen zwei Spin-Flips etwa 2500-3000. Die Oszillationsfrequenz beträgt hier  $\omega_{osz} = (100\pi)^{-1}$ . Die auf der Intensitätskorrelation erkennbare Oszillation hat eine Periodendauer von  $\tau_{osz} \approx 1/2 \cdot (2\pi/\omega_{osz}) = 987$ .

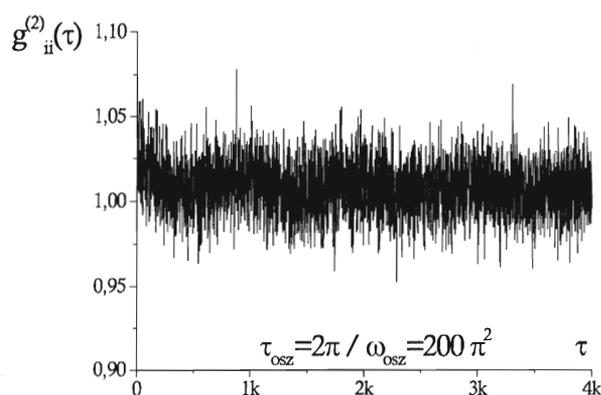


Abbildung 6.11: *Simulation der Intensitätskorrelation für das Oszillationsmodell*  
 Typische Zeiten:  $\Delta t = 1$ ,  $t_E \approx 100 - 150$ ,  $\omega_{osz} = (100\pi)^{-1}$ ,  $t_{SF} \approx 2500 - 3000$

Insgesamt zeigt das Modell jedoch, daß sich bei kalten Atomen, die in den optischen Potentialen schwingen können, Unterstrukturen auf den zirkularen Polarisationskorrelationen sehen lassen.

## 6.8 Ergebnisse für Cäsium

Trotz der komplizierten Unterstruktur von Cäsium, die für die Interpretation der polarisationsempfindlichen Korrelationen von großer Bedeutung zu sein scheint, kann es in guter Näherung als Zwei-Zustands-Atom betrachtet werden, denn durch das große Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten von 1 : 45 für die beiden zirkularen Übergänge aus den Zeeman-Zuständen  $m_F = \pm 4$  hält es sich die meiste Zeit in diesen äußersten Zeeman-Zuständen auf (siehe Abb.6.7).

Die Ergebnisse der Betrachtungen verschiedener Atome im  $lin \perp lin$ -Stehwellenfeld haben zunächst gezeigt, daß die Unterstruktur des Atomes von großer Bedeutung für die Polarisationskorrelationen ist. Die Kontraste der Korrelationen nehmen mit steigendem Drehim-

puls zu, was durch die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten der einzelnen Zustände zu erklären ist. Dabei führt der Effekt des optischen Pumpens mit zirkular polarisiertem Licht zu sehr hohen Kontrasten ( $K_{++} \leq 1,3$ ) der zirkularen Polarisationskorrelationen, während die linearen sehr viel schwächer ausfallen. Selbst im  $lin \perp lin$ -Lichtfeld mit konstanter Intensität sind Intensitätskorrelationen zu beobachten, da die Kopplungsstärke des Atomes an das Lichtfeld vom momentanen Grundzustand des Atomes abhängt; die Effekte sind jedoch sehr schwach  $K_{ii} \leq 0,2$  (siehe Abb. 6.6). Im  $\sigma^+\sigma^-$ -Lichtfeld kommt es dagegen nicht zu induzierten Intensitätskorrelationen, da die Besetzung der einzelnen Grundzustände konstant ist. Betrachtet man die Zeitkonstanten in den diffusiven Modellen, so sind sie von dem Atom unabhängig  $\tau_{diff} = (k_0^2 D)^{-1}$  und allein durch die Diffusion bestimmt. In den Experimenten liegt diese Zeitkonstante bei etwa  $1 \mu\text{s}$ . Schätzt man damit die Zeitkonstante ab, die man für eine Bewegungskorrelation bekommen würde, so erhält man  $\beta^{-1} \approx 50 \text{ ms}$ . Bei den makroskopischen Bewegungskorrelationen lagen diese nur bei  $\beta^{-1} \approx 1 \text{ ms}$  [STRA97]. Man erkennt, daß sich die Atome auf diesen Zeitskalen 'langsamer' bewegen als bei der makroskopischen Diffusionsbewegung.

Das stationäre Ratenmodell ergibt rechnerisch immer deutlich geringere Kontraste als die Simulationen. Es ist insofern erweiterungsbedürftig, als daß es weder Kohärenzen, noch spontane Emission berücksichtigt.

Aus dem Oszillationsmodell (Abb. 6.10) sieht man, daß eine Oszillation der Atome in optischen Potentialen zumindest für sehr kalte Atome Strukturen auf den Korrelationsfunktionen mit der doppelten Schwingungsfrequenz erzeugt. Auch hier kommt es zu einem Abklingen der Korrelationen, bedingt durch Wechsel der Grundzustandsniveaus. Diese Sprünge führen zu unterschiedlichen optischen Potentialen, die das Atom in seinem momentanen Zustand erfährt und damit zu Sprüngen in der gestreuten Intensität.

Nähert man die Potentiale im Minimum durch harmonische Potentiale, so kann für die experimentellen Parameter die Oszillationsfrequenz abgeschätzt werden. Dabei verwendet man eine Näherung, die eigentlich nur im Falle kleiner resonanter Sättigungsparameter gültig ist, trotz hoher Sättigung  $s_0 \approx 60$  in den Experimenten. Das führt bei einer Verstimmung von  $\Delta = -20 \text{ MHz}$  und einer natürlichen Linienbreite des angeregten Zustandes  $\Gamma = 5,2 \text{ MHz}$  zu [CAST91]

$$\omega_{osz} \approx \sqrt{\frac{4\hbar |\Delta| k_0^2}{3m}} s \approx 830 \text{ kHz}$$

mit dem nicht-resonanten Sättigungsparameter  $s = s_0 [1 + (2\Delta/\Gamma)^2]^{-1} \approx 1$ . Diese Frequenz liegt größenordnungsmäßig im Bereich der Oszillationen, die auf den Korrelationsfunktionen zu sehen sind, woraus sich wiederum die Zeitkonstante bestimmen läßt, die sich durch die erwarteten Phasensprünge bei Wechsel der Grundzustandsniveaus ergeben würde. Dazu muß die Schwingungsamplitude  $A$  in den Potentialtöpfen berechnet werden. Für einen harmonischen Oszillator gilt:

$$A = \sqrt{\frac{2k_B T}{m\omega_{osz}^2}} = 0,17 \lambda$$

bei Dopplertemperaturen  $T = 125 \mu\text{K}$ . Die Wahrscheinlichkeit  $P_{SF}$  für einen Wechsel des Grundzustandsniveaus bei einem Atom, das sich im äußersten Zeeman-Zustand  $m_F = +4$  befindet, kann man abschätzen. Sie ist proportional zur  $\sigma^-$ -Intensität, die wiederum von der Position des Atomes abhängt. Gemittelt über alle Zeiten führt das zu:

$$\begin{aligned} P_{SF} &= \left\langle \frac{44}{45^2} I_- \right\rangle = \left\langle \frac{44}{45^2} \sin^2 [k_0 A \sin(\omega_{osz} t + \phi)] \right\rangle \\ &= \frac{44}{45^2} [1 - J_0(2k_0 A)], \end{aligned}$$

wobei  $J_0(x)$  die Besselfunktion ist. Mit der angenommenen Amplitude  $A$  erhält man  $P_{SF} \approx 0,019$  pro Emissionszyklus. Das bedeutet, daß es etwa alle  $1,6 \mu\text{s}$  zu einem Zustandswechsel kommt, nimmt man die Lebensdauer  $\tau = 30,5 \text{ ns}$  als Periode. Selbst mit diesen klassischen Annahmen ergeben sich die richtigen Größenordnungen der beobachteten Korrelationen. Das bedeutet, daß  $\Omega_{osz} t_{SF} \approx 1$ . Man befindet sich demnach im Übergangsbereich zwischen Oszillations- ( $\Omega_{osz} t_{SF} \gg 1$ ) und Sprungregime ( $\Omega_{osz} t_{SF} \ll 1$ ). Die semiklassische Abschätzung von C. Cohen-Tannoudji über die Rückstoßenergie  $E_R = (\hbar k_0)^2 / 2m$  bestätigt diese Werte [CAST91]:

$$\Omega_{osz} t_{SF} = \sqrt{36 \frac{E_R \Delta^2}{U_0 \Gamma^2}} \approx 0,8 \quad \text{und} \quad t_{SF} \approx 1,6 \mu\text{s}$$

Das Oszillationsmodell liefert damit einige interessante Ansätze zur Interpretation der Korrelationsfunktionen. Es wäre sinnvoll, Heizprozesse in dieses Modell zu integrieren, damit es nicht zu großen Oszillationsamplituden kommen kann, das würde den langsamen Abfall der Korrelationen in der Simulation vermeiden.

Denkbar wäre es, sich die Bewegung des Atomes aus verschiedenen Phasen bestehend vorzustellen: Besitzt das Atom geringe kinetische Energie, kann es durch die optischen Potentiale in seiner Bewegung stark beeinflusst werden. Es kann in den Potentialtöpfen schwingen, bis es sich aufheizt. Besitzt es hohe kinetische Energie, kann es eine mehr oder weniger von den Potentialen unbeeinflusste Bewegung durch das Lichtfeld durchführen. Für die Korrelationsfunktionen erwartet man dann, falls die Zeiten der zwei Phasen lang genug sind, eine Summe der Korrelationsfunktionen beider simulierter Modelle. Diese Phasen könnten auch durch die wechselnden Lichtfeldkonfigurationen verursacht werden. Da das optische Gitter der MOT zumeist keine starke Lokalisation zuläßt und die gemittelten Gradienten der Händigkeit für fast alle Zeitphasen einen ähnlichen Wert hat [HOPK97], deutet das darauf hin, daß die Oszillationsbewegung nicht die dominierende Rolle spielt. Eine Erweiterung der Modelle auf drei Dimensionen sollte den Kontrast aller Korrelationsfunktionen erniedrigen, ebenso wie die Berücksichtigung der Projektion der Polarisation auf die Beobachtungsachse. In der MOT könnte man annehmen, daß sich bei Veränderung der Lichtfelder die unterschiedlichen Korrelationsfunktionen addieren, so daß die Messungen eine Überlagerung der einzelnen Modelle darstellen. Das hätte zur Folge, daß der schwache Anteil der Intensitätskorrelationen, der durch die Polarisierungen verursacht

wird, überhaupt nicht mehr sichtbar wäre. Deshalb muß man zur Erklärung der Intensitätskorrelationen annehmen, daß es Lichtfelder gibt, die Intensitätsgradienten besitzen. Das hieße aber wiederum, daß diese Korrelationen auch in der HV-Korrelation sichtbar sein sollten, es sei denn, daß sie etwa so stark sind wie die Polarisationsanteile. Dann wären trotz unterschiedlicher Zeitkonstanten bei den schwachen Kontrasten der Intensitätskorrelation von  $K_{ii} = 0,2$  die Strukturen nicht notwendigerweise erkennbar. Diese Vermutung könnte durch Messen der HH-Autokorrelation überprüft werden.

Im ganzen scheinen die polarisationsempfindlich gemessenen Korrelationsfunktionen eine recht komplizierte Zusammensetzung wechselnder Bewegungsarten und Lichtfelder zu sein. Es wird schwierig sein, eine geschlossene Darstellung zu deren Erklärung zu finden. Untersuchungen eines einzelnen Atomes in einer MOT mit stabilen, wohldefinierten Lichtfeldern [RAUS98] könnten darüber aber Aufschluß geben und es wäre spannend, gezielt die beiden diskutierten Regime zu untersuchen.

## Literatur

- [BALI96] S. BALI, D. HOFFMANN, J. SIMAN, AND T. WALKER, Measurements of intensity correlations of scattered light from laser-cooled atoms *Phys. Rev. A* **53**, 3469 (1996)
- [CAST91] Y. CASTIN, J. DALIBARD AND C. COHEN-TANNOUDJI, The limits of sisyphus cooling, Proc. Workshop on Light Induced Kinetic Effects on Atoms, Ions and Molecules, Elba Island, Italy, L. Moi, S. Gozzini, C. Gabbanini, E. Arimondo and F. Strumia (Eds.) ETS Editrice, Pisa (1991)
- [COAT68] P.B. COATES, The correction for photon 'pile-up' in the measurement of radiative lifetimes, *J. Sci. Instr. (J. Phys. E)*, Series 2, Vol. 1, 878 (1968)
- [COHE79] C. COHEN-TANNOUDJI AND S. REYNAUD, Atoms in strong light-fields: photon antibunching in single atom fluorescence, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **293**, 223-237 (1979)
- [DAES96] K. DÄSTNER, Korrelationsmessungen an einzelnen neutralen Atomen, Diplomarbeit, Universität Bonn (1996)
- [DAHM87] B. DAHMANI, L. HOLLBERG, R. DRULLINGER, Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback, *Opt. Lett.* **12**, 876 (1987)
- [DALI89] J. DALIBARD, C. COHEN-TANNOUDJI, Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2058 (1989)
- [DIED87] F. DIEDRICH AND H. WALTHER, Nonclassical Radiation of a single Stored Ion, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 203 (1987)
- [GLAU63] ROY J. GLAUBER, The Quantum Theory of Optical Coherence, *Phys. Rev.* **130**, 2529 (1963)  
Roy J. Glauber, Coherent and Incoherent States of the Radiation Fields, *Phys. Rev.* **131**, 2766 (1963)
- [GOME98] V. GOMER, F. STRAUCH, B. UEBERHOLZ, S. KNAPPE AND D. MESCHER, Single atom dynamics revealed by photon correlation, wird veröffentlicht
- [GRYN96] G. GRYNBERG AND C. TRICHÉ, Atoms in Optical Lattices, Proceedings of the International School of Physics <<Enrico Fermi>> Course CXXXI, A. Aspect, W. Barletta and R. Bonifacio (Eds.), IOS Press. Amsterdam (1996)
- [HAEN75] T.W. HÄNSCH, A.R. SCHAWLOW, Cooling of Gases by Laser Radiation, *Opt. Commun.* **13**, 68 (1975)

- [HANB56] R. HANBURY BROWN AND R.Q. TWISS, Correlation between photons in two coherent beams of light, *Nature*, **4497**, 27 (1956)
- [HAUB96] D. HAUBRICH, H. SCHADWINKEL, F. STRAUCH, B. UEBERHOLZ, R. WY-  
NANDS, AND D. MESCHÉDE, Observation of individual neutral atoms in  
magnetic and magneto-optical traps, *Europhys. Lett.* **34**, 663 (1996)
- [HEMM96] A. HEMMERICH, T.W. HÄNSCH, Lichtgebundene Atomgitter, *Phys. Blätt.*  
**52**, 443 (1996)
- [HOPK97] S. HOPKINS AND A. DURRANT, *Phys. Rev.* **A56**, 4012 (1997)
- [HU94] Z. HU AND H.J. KIMBLE, Observation of a single atom in a magneto-optical  
trap, *Optics Lett.* **19**, 1888 (1994)
- [JESS92] P.S. JESSEN, C. GERZ, P.D. LETT, W.D. PHILLIPS, S.L. ROLSTON, R.J.  
SPREEUW, AND C.I. WESTBROOK, Observation of Quantized Motion of Rb  
Atoms in an Optical Field, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 49 (1992)
- [JURC96] C. JURCZAK, B. DESRUELLE, K. SENGSTOCK, J.-Y. COURTOIS, C.I.  
WESTBROOK, AND A. ASPECT, Atomic Transport in an Optical Lattice:  
An Investigation through Polarization-Selective Intensity Correlations, *Phys.*  
*Rev. Lett.* **77**, 1727 (1996)
- [KIMB77] H.J. KIMBLE, M. DAGENAIS, AND L. MANDEL, Photon Antibunching in  
Resonance Fluorescence, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 691 (1977)
- [LETT88] P.D. LETT, R.N. WATT, C.I. WESTBROOK, W.D. PHILLIPS, P.L.  
GOULD, H.J. METCALF, Observation of Atoms Laser Cooled below the  
Doppler Limit, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988)
- [LOUD83] R. LOUDON, *The Quantum Theory of Light*, Oxford University Press, second  
ed. (1983)
- [NEUH80] W. NEUHAUSER, M. HOHENSTATT, P.E. TOSCHEK, AND H. DEHMELT,  
Localized visible  $Ba^+$  mono-ion oscillator, *Phys. Rev.* **A 22**, 1137 (1980)
- [PHIL92] W.D. PHILLIPS, Laser cooling, optical traps and optical molasses, Les Hou-  
ches, Session LIII, 1990, *Fundamental systems in Quantum Optics*, J. Dalibard  
*et al.* (Eds.), Elsevier (1992)
- [RAAB87] D.E. PRITCHARD, E.L. RAAB, V. BAGNATO, C.E. WIEMAN AND R.N.  
WATTS, Light Traps Using Spontaneous Forces, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 310  
(1986)  
siehe auch C.G. Townsend, N.H. Edwards, C.J. Cooper, K.P. Zetie, and C.J.  
Foot, A.M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, and D. Dalibard, Phase-space  
density in the magneto-optical trap, *Phys. Rev.* **A 52**, 1423 (1995)

- [RATE82] F.-M. RATEIKE, G. LEUCHS, AND H. WALTHER, results cited by J.D. Cresser in: Dissipative Systems in Quantum Optics, R. Bonifatio (Ed.), Topics in Current Physics, vol. 27, Springer, Berlin, (1982)
- [RAUS98] A. RAUSCHENBEUTEL, H. SCHADWINKEL, V. GOMER, AND D. MESCHER, Standing Light Fields for Cold Atoms with Intrinsically Stable and Variable Time Phases, Opt. Commun., in print
- [RUSC96] F. RUSCHEWITZ, D. BETTERMANN, J.L. PENG AND W. ERTMER, Statistical investigations on single trapped neutral atoms, Europhys. Lett. **34**, 651 (1996)
- [STRA97] F. STRAUCH, Polarisationsempfindliche Korrelationsmessungen an einzelnen neutralen Atomen, Dissertation, Universität Bonn (1997)
- [VERK92] P. VERKERK, B. LOUNIS, C. SALOMON, AND C. COHEN-TANNOUDJI, Dynamics and Spatial Order of Cold Cesium Atoms in a Periodic Optical Potential, Phys. Rev. Lett. **68**, 3861 (1992)
- [WEST90] C.I. WESTBROOK, R.N. WATTS, C.E. TANNER, S.L. ROLSTON, W.D. PHILLIPS, AND P.D. LETT, Localization of Atoms in a Three-Dimensional Standing Wave, Phys. Rev. Lett. **65**, 33 (1990)



...last but not least

Ich habe ein Jahr hinter mir, das ich in guter Erinnerung behalten werde, das mich nicht nur physikalisch viel gelehrt hat. Denn auch wenn es formell die Physik ist, die alle Mitglieder dieses Institutes verbindet, gehört zu erfolgreichem Arbeiten viel mehr als nur ein fesselndes Thema. Ebenso war es das Arbeitsklima, was mich gerne ins Labor hat kommen lassen; ebenso war es die Gewißheit, daß ich bei Problemen nicht alleine stehen würde, seien diese verwaltungstechnischer, technischer oder physikalischer Art. Es fanden sich immer helfende Hände und geduldige Lehrer.

Besonders positiv empfand ich, wieviel Wert darauf gelegt wurde, daß innerhalb der Gruppe Diskussionen über die Arbeiten stattfinden, sowohl in Gruppensitzungen als auch in diversen Laborumgebungen. So sind viele Ideen durch diese Gespräche entstanden, entwickelt und auch vernichtet worden. In jedem Fall aber haben Lob und Kritik das Ergebnis der Arbeit nur verbessern können.

Deshalb hoffe ich, daß auch die nächsten Generationen von Diplomanden und Doktoranden von dieser angenehmen Atmosphäre und der engen Zusammenarbeit profitieren und dazu beitragen, daß sie mit ebensoviel Freude wie ich eine lehrreiche Zeit an diesem Institut verbringen können.

Danke



### **Erklärung**

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, im März 1998

