

Institut für Angewandte Physik  
der Universität Bonn

Wegelerstr. 8  
53115 Bonn

# Polarisationsempfindliche Photonenkorrelationen an einzelnen Atomen in einer zeitphasenstabilen Magnetooptischen Falle

von  
Uwe Reiter

## Diplomarbeit in Physik

angefertigt  
im Institut für Angewandte Physik

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

Referent: Prof. Dr. D. Meschede  
Korreferent: Prof. Dr. W. Schwillie

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
1.1	Das Cäsium-Atom . . . . .	3
1.2	Dopplerkühlung . . . . .	3
1.2.1	Optische Melassen . . . . .	4
1.2.2	Die magnetooptische Falle . . . . .	6
1.3	Sub-Dopplerkühlung . . . . .	8
1.3.1	Die $lin \perp lin$ - Konfiguration . . . . .	8
1.3.2	Die $\sigma^+ - \sigma^-$ - Konfiguration . . . . .	10
1.4	Der Einfluß der Zeitphase . . . . .	11
1.5	Photonenkorrelationen mit einzelnen Atomen . . . . .	13
1.5.1	Die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung . . . . .	14
1.5.2	Ein einfaches 1D Modell . . . . .	16
<b>2</b>	<b>Die Avalanche-Photodiode</b>	<b>19</b>
2.1	Bau und Funktionsweise . . . . .	19
2.2	Bestimmung der charakteristischen Größen . . . . .	22
2.3	Bewertung der APD's . . . . .	24
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>27</b>
3.1	Die Apparatur der Magnetooptischen Falle . . . . .	27
3.1.1	Magnetfeld, Vakuum- und Lasersystem . . . . .	27
3.1.2	Strahlengang . . . . .	28
3.1.3	Realisierung intrinsisch stabiler Zeitphasen . . . . .	30
3.2	Das Detektionssystem . . . . .	31
3.2.1	Der optische Aufbau . . . . .	31
3.2.2	Korrelationselektronik . . . . .	32
<b>4</b>	<b>Messungen</b>	<b>35</b>
4.1	Fluoreszenzmessungen an „0 gespeicherten Atomen“ . . . . .	36
4.2	Messungen bei Zeitphase $\varphi = 0^\circ$ und $\psi = 0^\circ$ . . . . .	38
4.3	Messungen bei Zeitphase $\varphi \neq 0^\circ$ und $\psi = 0^\circ$ . . . . .	41
<b>5</b>	<b>Interpretation der Ergebnisse</b>	<b>44</b>
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>48</b>
<b>A</b>	<b>Korrekturen bei der Berechnung der <math>g^{(2)}</math>-Funktion</b>	<b>49</b>

## Einleitung

Mit der stürmischen Entwicklung der Laserkühlung haben sich in den letzten Jahren neue Experimentiermöglichkeiten in der Atomphysik eröffnet. Mit Hilfe von Laserlichtkräften können atomare Teilchen in wenigen Mikrosekunden in den Temperaturbereich von wenigen  $\mu\text{K}$  gekühlt und in ihren inneren und äußeren Freiheitsgraden gezielt manipuliert werden. Ein wichtiger Schritt in dieser Erfolgsgeschichte war die Erfindung der Magneto-optischen Falle (MOT) [RAAB87], mit der man eine sehr zuverlässige Quelle von extrem kalten atomaren Ensembles an die Hand bekommen hat. Die Einsatzbereiche der inzwischen zum Standard gewordene MOT liegen z.B. in der Präzisionsspektroskopie, der Atomoptik oder seit wenigen Jahren auch in der Realisierung von atomaren Bose-Einstein-Kondensaten.

Es ist erstmals 1994 gelungen, auch ein einzelnes neutrales Atom in einer MOT zu speichern und durch seine Resonanzfluoreszenz zu beobachten [HU94, HAUB96, RUSC96]. Bei Untersuchungen an einem gefangenen Atom ist eine eindeutige Zuordnung und Analyse des detektierten Fluoreszenzlichtes möglich, da alle unerwünschten Beiträge zum Signal erkannt und abgezogen werden können.

Da ein Atom unter solchen Bedingungen Fluoreszenzleistungen im Bereich von einigen *Femtowatt* abstrahlt, hat die Entwicklung von hochempfindlichen Photonen-Detektoren eine wichtige Rolle gespielt. Als praktikable Lösung haben sich dabei Avalanche-Photodioden [BROW86] herausgestellt, die in unserem Fall eine Nachweiseffizienz von bis zu 50 % erreichen und in Kapitel 2 vorgestellt und charakterisiert werden.

Die zeitlichen Fluktuationen der Resonanzfluoreszenz enthalten Informationen über die Dynamik des Atoms. Durch die Analyse der Photonen-Statistik hat sich gezeigt, daß das Speichern von einzelnen Atomen die dynamischen Prozesse auf allen relevanten Zeitskalen sichtbar macht. So lassen sich die auf ns-Zeitskala beobachteten Rabi-Oszillationen durch ein einfaches Zwei-Niveau-Modell erstaunlich gut beschreiben [GOM98]. Mit der Annahme einer diffusiven Bewegung des Atoms innerhalb der MOT ist die makroskopische Bewegung ebenso gut vorhersagbar und erklärbar [STRA97]. Das Atom scheint aufgrund optischen Pumpens bevorzugt die äußeren Zeeman-Zustände zu besetzen.

Am wenigsten verstanden jedoch ist die Bewegung der Atome im  $\mu\text{s}$  - Bereich, was der atomaren Bewegung über wenige optische Wellenlängen entspricht. Ein großes Problem bei Untersuchungen in diesem Bereich ist die mangelnde Kenntnis der Topographie des Lichtfeldes der Magneto-optischen Falle, da in dem Standardaufbau die das Lichtfeld erzeugenden Laserstrahlen weder eine feste noch eine bekannte Phasenbeziehung untereinander besitzen.

In der in dieser Arbeit vorgestellten experimentellen Realisierung der Magneto-optischen Falle ist durch die Verwendung eines neuartigen Konzeptes der Strahlführung ein stabiles und bekanntes Lichtfeld gewährleistet [RAUS98](Kapitel 3.1.2). Erste Messungen, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, wurden bei einer besonders interessanten Lichtfeldtopographie aufgenommen, die ausschließlich lineare Polarisation enthält. Somit sollte kein effektives optisches Pumpen erwartet werden.

Zusätzlich bedeutet ein konstantes Lichtfeld, daß eine theoretische Beschreibung weni-

ger komplex ist und aus der aufgenommenen Fluoreszenz eine Untersuchung der Dynamik des Atoms mit genauester Rücksichtnahme auf das Lichtfeld möglich wird. Um diesen Vorteil auszunutzen, wird ein polarisationssensitiver Detektionsaufbau verwendet, der es gestattet, die Ankunftszeit der Photonen mit der zusätzlichen Information ihrer Polarisation zu protokollieren. Zur Analyse dieser Meßreihen wird eine Korrelationsfunktion verwendet, da die Information der atomaren Dynamik in den zeitlichen Intensitätsfluktuationen steckt.

In dieser Arbeit werden die ersten polarisationsempfindliche Photonenkorrelationsmessungen an einem einzelnen Atom in einer zeitphasenstabilen MOT vorgestellt und erste Erklärungsansätze für die Ergebnisse der Messungen dargestellt. Es wird sich zeigen, daß gerade zur Beschreibung von Polarisationseffekten höhere Drehimpuls des betrachteten Atoms herangezogen werden müssen. Besonders interessant scheint die Beobachtung einer asymmetrischen Grundzustandsverteilung in dem bekannten, überall lineare Polarisation enthaltenden Lichtfeld zu sein.

# 1 Theoretische Grundlagen

Um einzelne oder viele Atome untersuchen zu können, ist es sinnvoll, deren Geschwindigkeit soweit es geht, oder zumindest so weit es nötig ist, zu reduzieren und deren Aufenthaltswahrscheinlichkeit auf einen möglichst kleinen Raumbereich einzugrenzen. Mit Hilfe der in diesem Kapitel vorgestellten magnetooptischen Falle kann man dies erreichen. Das Prinzip der Laserkühlung [HAEN75] nutzend, wurden bei ersten Experimenten [CHU85] Temperaturen im Millikelvin-Bereich erreicht, was in guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Modell lag (Kap. 1.2). In darauf folgenden Experimenten mit präziseren Temperaturmessungen ergaben sich jedoch Temperaturen, die weit unterhalb dieses *Dopplerlimits* [LETT88] lagen. Grund dafür war ein bis dahin unbekannter Kühlmechanismus [DALI89], der auf der Polarisationskonfiguration des von den Laserstrahlen erzeugten Lichtfeldes beruht (Kap. 1.3). Um verständlich zu beschreiben, wie diese unterschiedlichen Kühlmechanismen funktionieren, werden die grundlegenden Prinzipien am einfachen Beispiel einer eindimensionalen Anordnung erklärt, die durch Hinzunahme weiterer Freiheitsgrade im Orts- und Impulsraum ins Dreidimensionale übertragen werden können. Zunächst werden jedoch die wichtigsten Eigenschaften des an diesem Experiment benutzten Cäsiums aufgeführt.

## 1.1 Das Cäsium-Atom

Aufgrund seiner niedrigen thermischen Geschwindigkeit (195 m/s bei Zimmertemperatur) bedingt durch seine große Masse steht das Alkali-Metall  $^{133}_{55}\text{Cs}$  dem Experiment bereits aus dem Hintergrundgas zur Verfügung. Durch seinen Bahndrehimpuls und den Kernspin von  $I=7/2$  entsteht die in Abb.1.1 dargestellte Hyperfeinstrukturaufspaltung. Die Resonanz  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$  (Linienbreite des angeregten Zustandes ( $\Gamma = 5$  MHz)) hat sich als günstige Kühl- oder Fallenresonanz herausgestellt, da sie einen fast geschlossenen Übergang darstellt. Es ist allerdings ein zusätzlicher Laser, resonant mit dem Übergang  $6^2S_{1/2}(F_g = 3) \rightarrow 6^2P_{3/2}(F_e = 4)$ , notwendig, weil die von dem Fallenas-  
 laser mit einer kleinen Wahrscheinlichkeit in das ( $F_e = 4$ )-Niveau angeregten Atome in den ( $F_g = 3$ )-Grundzustand zerfallen können und dem Kühl- und Fangprozeß dadurch verloren gingen. Zudem bietet es den Vorteil, daß es bei der Frequenz dieses Überganges eine breite Auswahl an Diodenlaser zur Verfügung steht.

## 1.2 Dopplerkühlung

Ein Atom, das ein Photon absorbiert, erfährt einen Rückstoß  $p = \hbar k$ , der wegen der vergleichsweise hohen Eigengeschwindigkeit des Atoms eine quasi-kontinuierliche Impulsänderung bewirkt. So wird ein Atom, daß einem Laserstrahl entgegenläuft, in seiner Geschwindigkeit gedämpft (Kap. 1.2.1). Um es zusätzlich räumlich zu lokalisieren, muß eine ortsabhängige Rückstellkraft geschaffen werden, die das Atom in ein Zentrum „hineingedrängt“. Das geschieht mit Hilfe eines angelegten Magnetfeldes, das

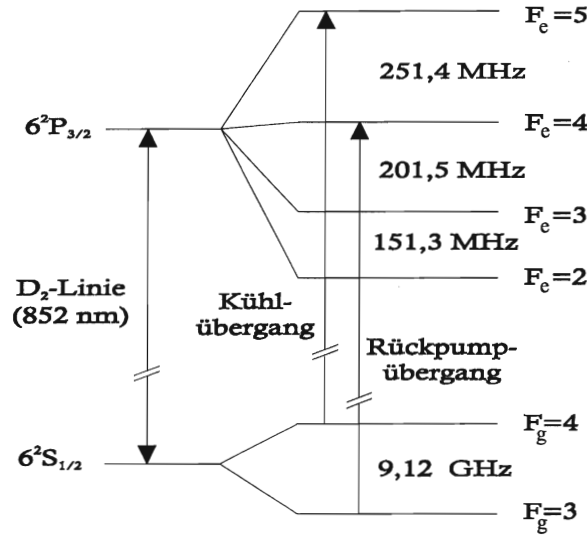


Abbildung 1.1: Relevante Energieniveaus des Cäsium-Atoms. Die zwei Übergänge  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$  und  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$  der Cäsium- $D_2$ -Linie werden zum Kühlen und Fangen des Atoms verwendet.

die Lichtkräfte derart moduliert, daß deren resultierende Gesamtkraft auf das von den Laserstrahlen gebildete Fallenzentrum hinweist (Kap. 1.2.2).

### 1.2.1 Optische Melassen

Ein Atom, das einem nah-resonanten Laserstrahl (Laserfrequenz  $\omega_L$ ) mit der Geschwindigkeit  $v$  entgegenläuft, erfährt zunächst bei Absorption eines Photons einen Rückstoß entgegen seiner Laufrichtung. Der anschließende Prozeß der spontanen Emission erfolgt hingegen isotrop in den ganzen Raum. Wenn man nun zeitlich über viele dieser Prozesse der gerichteten Absorption und der jeweils darauf folgenden isotropen Emission mittelt, verschwindet der Impulsübertrag der Emission und übrig bleibt eine Kraft, die sogenannte spontane Lichtkraft, die der atomaren Bewegung entgegenwirkt:

$$\vec{F} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{I_L/I_0}{1 + I_L/I_0 + [2(\delta - \vec{k}\vec{v})/\Gamma]^2}, \quad (1.1)$$

wobei  $I_L$  die Intensität des Lasers,  $I_0 = 1,1 \text{ mW/cm}^2$  die Sättigungsintensität des Überganges und  $\delta = \omega_L - \omega_0$  die Verstimmung der Laserfrequenz  $\omega_L$  gegenüber der Resonanzfrequenz  $\omega_0$  des Atoms ist.

Betrachten wir ein sich zwischen zwei entgegenlaufenden Laserstrahlen mit der Geschwindigkeit  $v$  bewegendes Zwei-Niveau-Atom mit der Resonanzfrequenz  $\omega_0$ , so ergibt sich je nach Propagationsrichtung des Laserstrahls eine Dopplerverschiebung der Laserfrequenz  $\omega_L$  um  $\pm \omega_L v/c = \pm kv$ , wobei  $k$  der Betrag des Wellenvektors ist. Im Falle einer rotverstimmten Laserquelle ( $\delta < 0$ ) absorbiert das Atom mehr Photonen aus dem ihm entgegenkommenden Laserstrahl, da sich dessen Frequenz im Ruhesystem

des Atoms  $\omega_L + \omega_L v/c \approx \omega_0$  näher zur atomaren Resonanz verschoben hat und damit einen höheren Strahlungsdruck auf das Atom ausübt. Die Frequenz des Strahls, der mit ihm läuft, hat sich weiter von der Resonanz entfernt  $\omega_L - \omega_L v/c \ll \omega_0$  (Dopplerverschiebung). Die Gesamtkraft ergibt sich als die Summe zweier um  $\pm\delta$  zentrierter Lorentzkurven mit entgegengesetztem Vorzeichen. Sie ist für  $|kv| < \delta/2$  und kleine Intensitäten in erster Näherung proportional zu  $v$  und der Reibungskoeffizient  $\alpha$  entspricht der Steigung bei  $v = 0$ . (Abb.1.2)

$$F = F_+ + F_- \approx -\alpha \cdot v \quad (1.2)$$

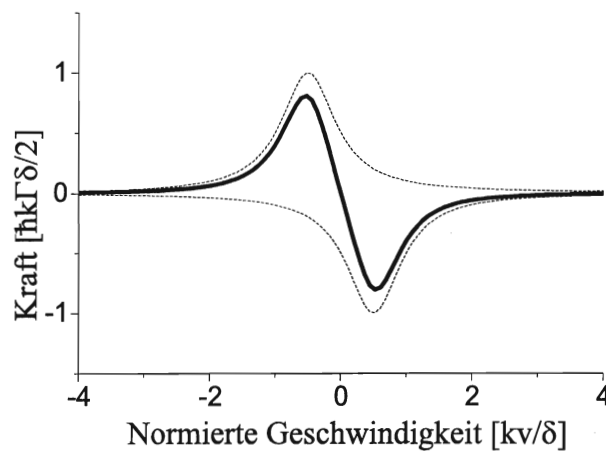


Abbildung 1.2: Die Wechselwirkung des Atoms mit dem Stehwellenfeld erzeugt eine Reibungskraft, die der Bewegung entgegengerichtet ist und das Atom abbremst. Für kleine Intensitäten  $I_L$  ist diese Kraft proportional zu  $I_L$  und in einem Bereich der Breite  $\delta$  nahezu linear in  $v$ . Die Steigung der Gesamtkraft bei  $v = 0$  entspricht dem Reibungskoeffizienten  $\alpha$  und ist maximal für  $\delta = -\Gamma/2$ , wobei  $\Gamma$  die natürliche Linienbreite des angeregten Zustandes entspricht.

Da außerhalb des linearen Bereiches die Kraft sehr schnell abnimmt, erhält man im Falle  $\delta = -\Gamma/2$  aus  $|kv| < \Gamma/2$ , eine Bedingung für die atomare Geschwindigkeit  $v$ . Es ist

$$v_D = \Gamma/2k \quad (1.3)$$

der Geschwindigkeitseinfangbereich des Dopplerkühlens [WEST90]

Es existiert allerdings noch eine weitere Kraft, die diesem Kühlmechanismus entgegenwirkt. Auf jede Absorption folgt, da wir hier den Fall kleiner Sättigung ( $I_L < I_0$ ) betrachten, eine spontane Emission. Über viele solcher Zyklen gemittelt resultiert aufgrund der Richtungsunabhängigkeit der spontanen Emission eine zufällige Bewegung im Impulsraum, die eine Verbreiterung der atomaren Impulsverteilung  $\Delta p$  zur Folge hat, was auch als Heizprozeß angesehen werden kann. Diese kann man durch den Impulsdiffusionskoeffizienten  $D_p \sim \langle (\Delta p)^2 \rangle$  beschreiben [HOD95], der wie  $\alpha$  proportional zur Laserintensität ist.

Aus diesen beiden konkurrierenden Prozessen, der Kühlung, beschrieben durch den Dämpfungskoeffizient  $\alpha$  und der Aufheizung ( $\propto D_p$ ) ergibt sich eine mittlere kinetische Energie der Atome, die eine untere Grenze besitzt und nicht mehr von der Intensität des Laserlichts abhängt.

Zu dem Begriff der Temperatur der gekühlten Atome gelangt man, wenn man dazu übergeht, deren Bewegung mit einer Fokker-Planck-Gleichung zu beschreiben [PAT91]: die isotrope spontane Emission wirkt als „random noise input“ (beschrieben mit dem Impulsdiffusionskoeffizienten  $D_p$ ), der Dämpfungskraft  $\propto \alpha$ , entgegen. Die aus einem solchen Wettbewerb resultierende Geschwindigkeitsverteilung entspricht einer nach Maxwell-Boltzmann. Darauf bezogen kann man dem einzelnen Atom oder dem Ensemble an Atomen eine mittlere Temperatur  $k_B T = D_p/\alpha$  zuordnen, die damit der mittleren Geschwindigkeit  $1/2 M v_{rms}^2$  entspricht, wobei  $k_B$  den Boltzman-Faktor,  $M$  die Masse des Cäsium-Atoms und  $v_{rms}$  entweder die Wurzel aus der mittleren quadratischen Geschwindigkeit aller Atome oder die Wurzel aus der über die Zeit gemittelten mittleren quadratischen Geschwindigkeit eines einzelnen Atoms darstellt [LETT89].

Die sich daraus ergebende Gleichgewichtstemperatur  $T_D$  ist somit, wie die mittlere Geschwindigkeit, unabhängig von  $I_L$ . Der niedrigste Wert im dreidimensionalen Fall, der sich für  $\delta = -\Gamma/2$  ergibt, beträgt

$$k_B T_D = \hbar \Gamma / 2 \text{ (Dopplerlimit)} . \quad (1.4)$$

Diese liegt für das hier verwendete Cäsium bei etwa  $125 \mu\text{K}$ .

Doch existiert auch hier noch kein eigentliches Fallenzentrum, da die Atome in ihrer Bewegung wie in einer zähen Flüssigkeit, einer Melasse, lediglich stark gedämpft werden und somit durch die Laserstrahlen durchdiffundieren können. Die Größe dieser Melasse ist im Wesentlichen durch die Strahldurchmesser gegeben. Um ein Fallenzentrum herzustellen, ist zusätzlich eine ortsabhängige Rückstellkraft notwendig. Diese wird, wie oben erwähnt, mit einem inhomogenen Magnetfeld erzeugt und im nächsten Abschnitt beschrieben.

## 1.2.2 Die magnetooptische Falle

Überlagert man den Laserstrahlen ein inhomogenes Magnetfeld, so führt die Aufhebung der Entartung zu einer ortsabhängigen Aufspaltung der unterschiedlichen magnetischen Unterzustände des Atoms. Das Atom bewege sich nun zwischen zwei entgegengesetzt zirkular polarisierten Laserstrahlen, die gegenüber der atomaren Resonanz um  $\delta = \omega_L - \omega_0$  rotverstimmt ist ( $\delta < 0$ ), wie in Abb. 1.3 a am Beispiel eines Atoms mit dem Drehimpuls ( $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$ ) dargestellt. Ein Magnetfeld mit konstantem Gradienten  $\partial B/\partial z$  führt hier zu einer dem Abstand vom Nullpunkt proportionalen Aufspaltung, die sich zu

$$\delta\omega = m_J g_J \mu_B \frac{\partial B}{\partial z} z / \hbar \quad (1.5)$$

ergibt.



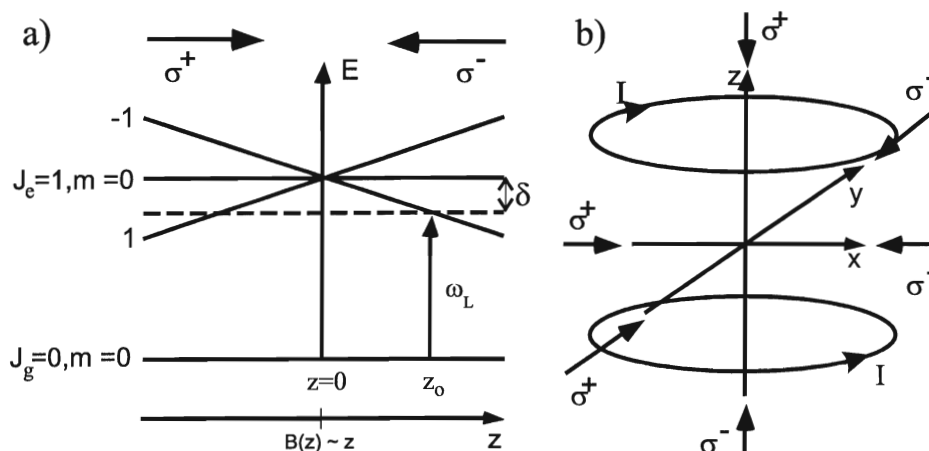


Abbildung 1.3: a): Die durch das inhomogene Magnetfeld aufgespaltenen Zeeman-Unterniveaus modulieren die Lichtdruckkräfte derart, daß das Atom bei  $z_0$  bevorzugt  $\sigma^-$ -Photonen absorbiert und dadurch zum Fallenzentrum ( $z=0$ ) zurückgedrängt wird. b): Durch Hinzunahme zweier orthogonaler Laserstrahlpaare und eines sphärischen Quadrupol-Magnetfeldes, das man durch zwei Spulen in Anti-Helmholtz-Anordnung erzeugt, kann eine Falle in 3 Dimensionen realisiert werden.

Ein sich bei  $z = z_0$  im befindendes Atom absorbiert mit größerer Wahrscheinlichkeit ein  $\sigma^-$ -Photon, da die Zeemanverschiebung  $\delta\omega$  die Resonanzfrequenz  $\omega_0$  für den angeregten ( $m_e = -1$ )-Zustand näher zur Laserfrequenz  $\omega_L$  verschiebt:  $\omega'_0 = \omega_0 + \delta\omega \approx \omega_L$ , wohingegen die Absorption eines  $\sigma^+$ -Photons sehr unwahrscheinlich wird. Somit erfährt es eine Rückstellkraft auf das Fallenzentrum hin. Zum ersten Mal wurde dieses Prinzip zum Fangen neutraler Atome von [RAAB87] experimentell realisiert.

Einen Ausdruck für die Gesamtkraft ergibt sich aus der Summe der aus Gl. (1.2) und Gl. (1.5) resultierenden Kraft:

$$F = 2\hbar k \frac{I_L}{I_0} \cdot \frac{2\delta/\Gamma}{[1 + I_L/I_0 + (2\delta/\Gamma)^2]^2} [-kv + g_J m_J \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{\partial B}{\partial z} z], \quad (1.6)$$

wenn die Zeemanaufspaltung kleiner als die natürliche Linienbreite des angeregten Zustandes und die atomare Geschwindigkeit im Einfangbereich des Dopplerkühlens (Gl. (1.3)) liegt. Die minimal erreichbare Temperatur, das Dopplerlimit (Gl. 1.4), wird dadurch aber nicht beeinflusst, da die konkurrierenden Prozesse auch hier dieselben bleiben.

Um diese Konfiguration ins Dreidimensionale zu übertragen, kann man ein sphärisches Quadrupol-Magnetfeld benutzen (Abb. 1.3b).

Trotzdem wurden bei Experimenten in magnetooptischen Fallen Temperaturen gemessen, die um mehr als einen Faktor 10 unter dem Dopplerlimit liegen [STEA91]. Theoretische Überlegungen haben gezeigt, daß für das Erreichen dieser niedrigeren Temperaturen die Topologie der Lichtfeldpolarisation verantwortlich ist, die sich aus der Überlagerung der Laserstrahlen ergibt [DALI89, LETT89].

### 1.3 Sub-Dopplerkühlung

Bei den vorherigen Kapiteln genügte es, sich die Lichtfelder als skalare Größen vorzustellen, die aufgrund der Auswahlregeln, der Zeemanverschiebung und ihrer eigenen Polarisation zu dem vorgestellten Kühlmechanismus geführt haben. Um diese Sub-Doppler-Kühlmechanismen nun zu erklären, muß man das durch die Überlagerung der Laserstrahlen erzeugte Interferenzfeld, das Intensitäts- und Polarisationsgradienten enthält, berücksichtigen und kann zudem nicht länger Atome mit  $J_g = 0$  betrachten. Der Anschaulichkeit wegen wird jedoch auf den niedrigstmöglichen Drehimpuls zurückgegriffen, mit dem man den Mechanismus beschreiben kann. Für die zuerst vorgestellte  $lin \perp lin$  - Konfiguration (Kap. 1.3.1) genügt die Betrachtung eines Atoms mit dem Übergang ( $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$ ), wohingegen bei der  $\sigma^+ - \sigma^-$  - Standardkonfiguration (Kap. 1.3.2) ein höherer Drehimpuls ( $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ ) angenommen werden muß, um eine asymmetrischen Verteilung der Grundzustandsbesetzung, die für diesen Kühlprozeß entscheidend ist, zuzulassen [DALI89].

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

Leicht zu veranschaulichen ist dieses Modell, bei dem zwei orthogonal zueinander linear-polarisierte Strahlen ein Stehwellenfeld erzeugen, wie in Abb. 1.4 a dargestellt. Das Atom befinde sich am Ort  $z_0$ , an dem nur  $\sigma^+$ -polarisiertes Licht vorliegt, so daß der  $m_g = +1/2$  - Zustand aufgrund optischen Pumpens höher besetzt ist als der  $m_g = -1/2$  - Zustand. Es befindet sich somit auf der durch den AC-Stark-Effekt verschobenen Potentialkurve (Lichtverschiebung, Lightshift) des  $|g_{+1/2} \rangle$  - Grundzustandes. Diese AC-Stark-Verschiebung hat ihren Ursprung in der Wechselwirkung mit dem lokalen Lichtfeld  $V = -\vec{d} \cdot \vec{E} = -\chi \vec{E}^* \vec{E}$  ( $\chi$ : Suszeptibilität) und übernimmt somit dessen räumliche Modulation. Daraus ergibt sich für die beiden Grundzustände  $|g_{\pm 1/2} \rangle$  für den Fall kleiner Sättigung ( $s \ll 1$ ):

$$U_{+1/2}(z) = \frac{2}{3}U_0 \cos^2(kz) + \frac{1}{3}U_0 \quad \text{bzw.} \quad U_{-1/2}(z) = \frac{2}{3}U_0 \sin^2(kz) + \frac{1}{3}U_0, \quad (1.7)$$

wobei

$$U_0 = \hbar \delta s(\delta)/2 \quad (1.8)$$

die maximale Lichtverschiebung (negativ für  $\delta < 0$ ),  $s(\delta) = 2\Omega^2/(4\delta^2 + \Gamma^2)$  der Sättigungsparameter und  $\Omega = -dE_0/\hbar$  die Rabi-Frequenz ist.

Bewegt sich das Atom entlang der negativen  $z$ -Achse, so bleibt es zunächst aufgrund der Kopplung an das Lichtfeld (Abb. 1.4 b) im selben Grundzustand  $|g_{+1/2} \rangle$ , muß aber auf Kosten seiner kinetischen Energie einen Potentialberg hinauflaufen, an dessen Spitze es mit größter Wahrscheinlichkeit in den anderen Grundzustand  $|g_{-1/2} \rangle$  umpumpt wird. Dabei trägt das emittierte Photon die Energiedifferenz von  $\sim 2/3 U_0$  davon (Dissipation). Von dort muß das Atom weitere kinetische Energie aufwenden, um gegen den nächsten Potentialberg anzulaufen, nur um wiederum in ein Tal gepumpt zu werden.

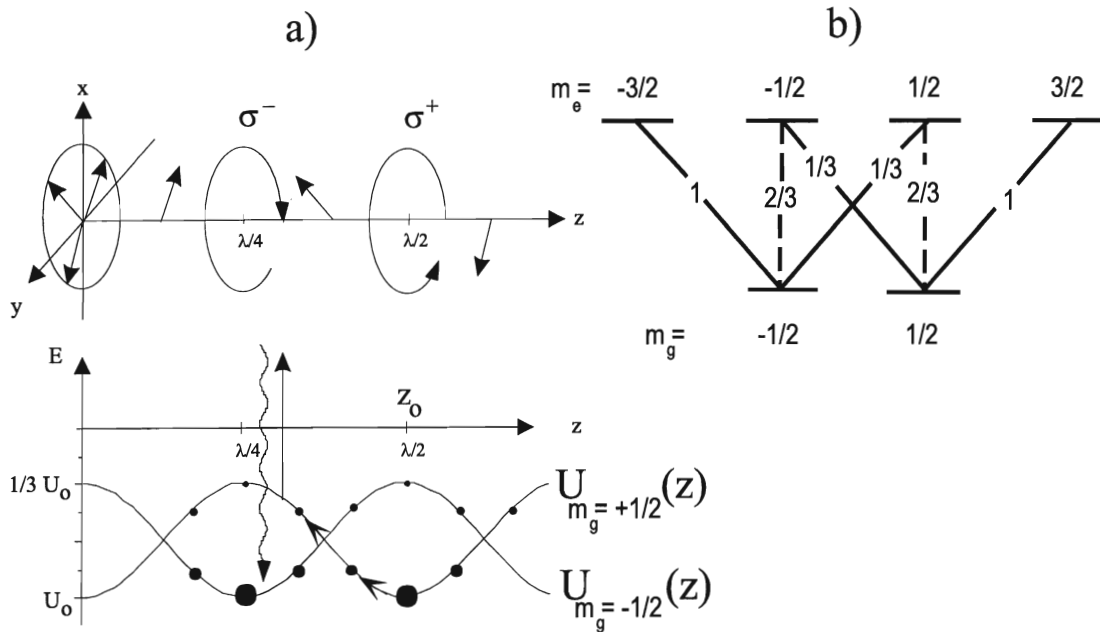


Abbildung 1.4: a) oben: Lichtfeldkonfiguration der  $lin \perp lin$ -Anordnung in einer Dimension - unten: Grundzustandsaufspaltung durch die AC-Stark-Verschiebung eines Atoms mit  $(J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2)$ -Übergang. Die Größe der Kreise gibt die Population des Zustands im Gleichgewicht an. b) Zu diesem Übergang gehörige Übergangswahrscheinlichkeiten (Quadrate der Clebsch-Gordan-Koeffizienten).

Am effizientesten arbeitet dieser Kühlmechanismus demnach, wenn das Atom gerade innerhalb einer Strecke von  $\Delta z = \lambda/4$  umpumpt wird, was bedeutet, daß  $v\tau_p \sim \lambda/4$ , also

$$kv_c \sim \Gamma' \quad \text{mit} \quad \Gamma' = 1/\tau_p,$$

wobei  $\tau_p$  der Umpumpzeit zwischen den beiden Grundzustandsniveaus entspricht. Das bedeutet, daß das Atom im Mittel mehr Berge hinauf- als hinabläuft und somit seine kinetische Energie solange verkleinert, bis es schließlich in einem Potentialtopf gefangen bleibt. Es existiert jedoch auch hier eine endliche Wahrscheinlichkeit für das Atom, durch Umpumpeffekte aus dem Potentialtopf zu entkommen.

Im hier betrachteten Fall kleiner Sättigung gilt  $\Gamma' \ll \Gamma$ , wodurch der Geschwindigkeitseinfangquerschnitt viel kleiner wird als beim Dopplerkühlen (vergl. (1.3)). Die Temperaturen, die dadurch erreicht werden, liegen aufgrund der kleinen Potentialtiefe  $\sim U_0$  bei

$$k_B T_{pol} \approx \hbar \delta \cdot s(\delta) = \frac{\hbar \Omega_{Rabi}^2}{|\delta|}. \quad (1.9)$$

Dies bringt den Anschein hervor, daß durch bloße Senkung der Intensität beliebig niedrige Temperaturen erreichbar sind ( $T_{pol} \sim s(\delta) \sim I/I_0$ ). Da dies nicht so ist, liegt daran, daß der Geschwindigkeitseinfangbereich  $v_c < \Gamma'/k = 1/(\tau_p k)$  sich mit  $I$  mitverkleinert ( $\Gamma' \sim I$ ) und damit die Polarisationsgradientenkraft für die meisten (wärmeren) Atome an Effizienz verliert, da die lineare Näherung nicht mehr zutrifft. Dies führt zu einer

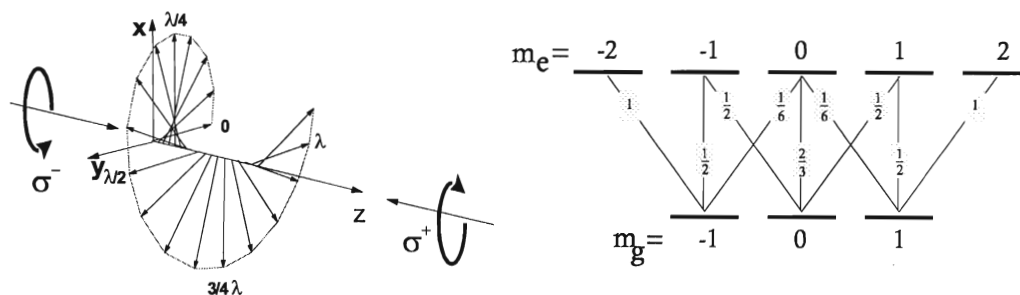


Abbildung 1.5: links: Lichtfeldkonfiguration der  $\sigma^+ - \sigma^-$ -Anordnung in einer Dimension - rechts: Übergangswahrscheinlichkeiten des hier betrachteten Atoms mit einem ( $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ ) - Übergang.

Geschwindigkeitsverteilung, die nicht mehr der Maxwell-Boltzmannschen Geschwindigkeitsverteilung entspricht. Anschaulich bedeutet das, daß ein Atom, dessen thermische Geschwindigkeit (bei kleinem  $v_c$ ) in der Größenordnung der Photonrückstoßenergie ( $E_r$ ) liegt, durch nur eine weitere Absorption einen Sprung außerhalb des Empfangbereiches macht und somit die meisten Atome wärmer sind als es der erlaubten Gleichgewichtstemperatur entspricht.

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

Ein anderer Mechanismus des Polarisationsgradientenkühlens kommt in der  $\sigma^+ - \sigma^-$ -Konfiguration (Abb. 1.5) zum Tragen, bei der die resultierende Lichtpolarisation überall linear ist und sich entlang der z-Achse dreht, eine Polarisationschraube formt. Für ein Atom mit nur zwei Grundzuständen blieben die Lichtverschiebungen beider gleich und es gäbe keine Möglichkeit des Polarisationsgradientenkühlens. Für  $J_g \geq 1$  entsteht, auch schon bei kleiner Bewegung, eine Orientierung des Atoms entlang der Bewegungsrichtung, was bedeutet, daß die äußeren Grundzustände unterschiedlich besetzt sind. Aufgrund dieser empfindlichen bewegungsinduzierten Orientierung werden die beiden entgegelaufenden Wellen mit unterschiedlicher Effizienz absorbiert, wodurch ein Strahlungsdruck entsteht, der eine resultierende Reibungskraft erzeugt, die gerade ihrer Ursache entgegenwirkt und das Atom abbremst.

Verständlich wird dieser Mechanismus, wenn man sich im mitbewegten System, dem Ruhesystem des Atoms, befindet und das Atom als ein träges Teilchen betrachtet, das es nicht schafft, sich der lokal variierenden linearen Lichtfeldpolarisationsrichtung instantan in seiner eigenen Ausrichtung, in seinem Polarisationszustand, anzupassen. Diese im Ruhesystem sich drehende lineare Polarisation kann nun durch ein effektives Magnetfeld entlang der z-Achse beschrieben werden, was in der Atom-Feld-Kopplung einen zusätzlichen Term

$$V_{rot} = kvJ_z$$

erzeugt [DALI89]. Dieser führt zu einer Mischung und Kopplung der Drehimpulseigenzustände  $|g_{0,\pm 1}\rangle_y$  des Grundzustandes, wodurch störungsrechnerisch die neuen

Zustände  $\overline{|g_{0,\pm}\rangle_y}$ , gebildet aus den alten, entstehen:

$$\overline{|g_0\rangle_y} = |g_0\rangle_y + \frac{kv}{U_0}|g_{+1}\rangle_y + \frac{kv}{U_0}|g_{-1}\rangle_y \quad \text{und}$$

$$\overline{|g_{\pm 1}\rangle_y} = |g_{\pm 1}\rangle_y + \frac{kv}{U_0}|g_0\rangle_y$$

wobei  $U_0$  der durch die Lichtverschiebung entstandenen Energie-Differenz der (ungestörten) Grundzustände entspricht. Dies führt zu einer atomaren Orientierung entlang der z-Achse, was bedeutet, daß  $|g_+\rangle_z$  und  $|g_-\rangle_z$  unterschiedlich stark ( $\propto kv/U_0$ ) besetzt sind, wodurch unterschiedlich viele Photonen aus den beiden entgegenlaufenden Laserstrahlen absorbiert.

An der Proportionalität

$$\langle J_z \rangle = c \cdot \frac{\hbar kv}{U_0}$$

zwischen der „bewegungsinduzierten“ Orientierung entlang z ( $\langle J_z \rangle$ ) und  $v$  erkennt man, daß diese im Falle eines sich nicht bewegenden Atoms gerade verschwindet, das Atom sich folglich in seiner Orientierung dem lokalen Lichtfeld angepaßt hat.

Bewege sich das Atom entlang der Symmetrieachse z, ist der Zustand  $|g_{+1}\rangle_z$  höher bevölkert. Dieser absorbiert bevorzugt die ihm entgegenkommenden  $\sigma_+$ -Photonen (Abb.1.5). Im Falle einer anschließenden Reemission entlang +z (blauerstimmt) ergibt sich eine Netto-Dopplerverschiebung von  $2kv$  zwischen absorbiertem und emittiertem Photon, was im Mittel einer Doppler-Energiedissipation von  $\hbar kv$  entspricht. Dieser Prozeß bleibt so lange effizient, bis die Geschwindigkeit sich so weit reduziert hat, daß die aus dem bewegungsinduzierten Besetzungsunterschied zwischen  $|g_{+1}\rangle_z$  und  $|g_{-1}\rangle_z$  resultierende Energiedissipation im Gleichgewicht steht mit der Aufheizung aufgrund spontaner Emission und Impulsfluktuationen aufgrund von Umverteilungsprozessen innerhalb der stehenden Welle [LETT89].

Der für diesen Kühlprozeß entscheidende Parameter ist  $kv/U_0$ , da er den Besetzungsunterschied in  $|g_{\pm 1}\rangle$  angibt. Da bei niedriger Sättigung für die Lichtverschiebung des Grundzustandes  $U_0 < \Gamma$  gilt, arbeitet auch dieser Kühlprozess in einem solch niedrigen Temperaturbereich, in dem das Dopplerkühlen schon längst ineffizient geworden ist. Damit ergibt sich hier wie bei der  $lin \perp lin$ -Konfiguration (Gl.1.9) eine niedrigste erreichbare Temperatur  $T_{pol}$ , die der Photonenrückstoßenergie entspricht [DALI89]:

$$T_{pol} \approx U_0 = \hbar \frac{\Omega_{Rabi}^2}{\delta} \quad \text{und entsprechend} \quad v_{rms} \approx \frac{\hbar k}{M}$$

mit  $M$  als der Atommasse und  $v_{rms}$  der Wurzel aus der mittleren quadratischen Geschwindigkeit.

## 1.4 Der Einfluß der Zeitphase

Aus den beiden letzten Kapiteln, die die Funktionsweise der durch die verschiedenen Lichtfelder hervorgerufenen unterschiedlichen Sub-Doppler-Kühlmechanismen beschrieben haben, geht hervor, daß die Dynamik der Atome in der Falle sehr stark von

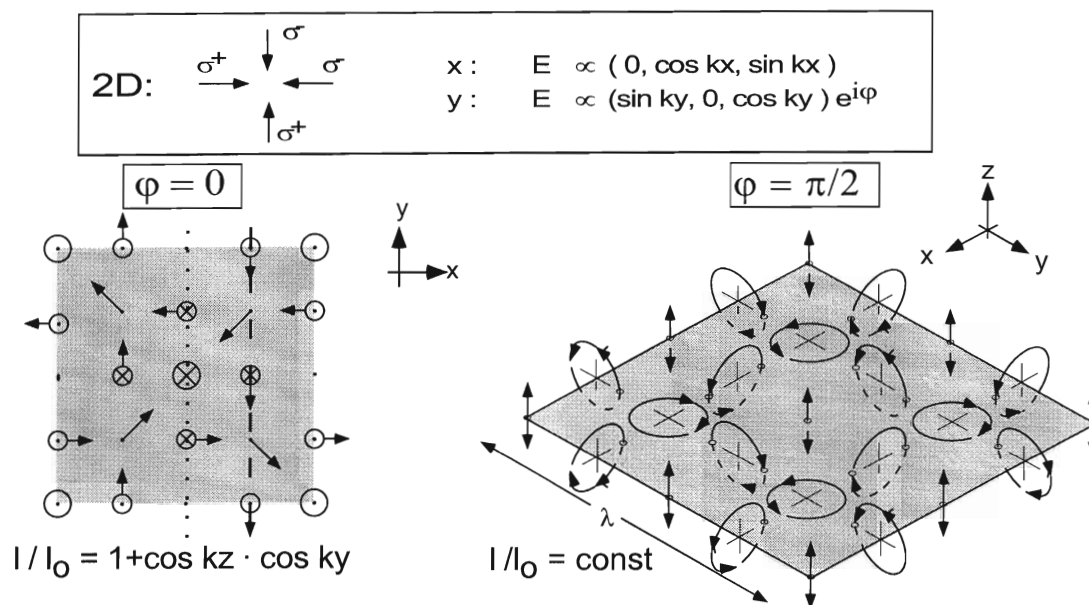


Abbildung 1.6: Zwei Beispiele für verschiedene relative Zeitphasen  $\phi$  der  $\sigma^+ - \sigma^-$ -Konfiguration (2-dim) mit maximalem Intensitätsgradienten ( $\phi = 0$ ), wobei die Polarisation überall linear ist und maximalem Polarisationsgradienten ( $\phi = \pi/2$ ) mit konstanter Intensität. Die Grösse der Symbole deutet die lokale Intensität und die Pfeile geben die Richtung des lokalen elektrischen Feldvektors an. Die Kreise mit einem Punkt im Inneren bedeuten einen Pfeil aus der Papierebene heraus, während Kreise mit einem Kreuz die Richtung in diese Ebene hinein darstellen.

dem sie umgebenden Lichtfeld abhängt.

Im eindimensionalen Fall kann man sich das aus der Überlagerung der zwei gegenläufigen Laserstrahlen erzeugte Lichtfeld leicht veranschaulichen (Abb. 1.4 und Abb. 1.5). Aber schon im zweidimensionalen Fall ergeben sich Schwierigkeiten, da man nun die Überlagerung zweier Stehwellen betrachten muß, die zwar identisch sind, aber eine Phasendifferenz zueinander haben. Diese ist im Standardaufbau der magnetooptischen Falle unbekannt und ändert sich aufgrund äußerer Einflüsse, wie z.B. durch akkustische Schwankungen der Spiegel, was eine Änderung der optischen Weglänge des entsprechenden Laserstrahls zur Folge hat, beliebig. Diese Phasendifferenz der einzelnen Stehwellen untereinander kann man in eine räumliche und zeitliche Phasendifferenz aufspalten [RAUS98] (Kap. 3.1.3). Eine Änderung der räumlichen hat nur eine Translation des Lichtfeldes zur Folge, die zwar unvermeidbar aber irrelevant ist, da die Atome dieser Bewegung, die im kHz-Bereich liegt, folgen können. Die zeitliche Phasendifferenz, die einer *relativen Zeitphase* zwischen den beiden Stehwellen entspricht, verändert jedoch die Topologie des Lichtfeldes und beeinflusst damit die Dynamik des Atoms.

Zwei Beispiele eines durch zwei  $\sigma^+ - \sigma^-$ -Stehwellen erzeugten 2-dimensionalen Lichtfeldes für verschiedene *relative Zeitphasen* zeigt Abb. 1.6. Im Falle einer Zeitphase  $\phi = 0$  „atmen“ beide Stehwellen synchron mit optischer Frequenz und können somit nur eine resultierende lineare Polarisation erzeugen, die alle Raumrichtungen erfaßt

und im Abstand von  $\lambda/2$  Intensitätsknoten erzeugt. Hier ist die Intensität maximal durchmoduliert.

Bei einer Zeitphase von  $\phi = \pi/2$  schwingen beide Stehwellen genau asynchron und erzeugen ein Lichtfeld, das sich von dem eben beschriebenen in seinen wesentlichen Merkmalen stark unterscheidet. Es existieren keine Intensitätsgradienten und die zirkuläre Komponente tritt maximal in Erscheinung. Alle anderen Zeitphasen erzeugen Lichtfelder, deren Topographie zwischen diesen beiden Extremfällen liegt.

Das bei einer relativen Zeitphase von  $\phi = 0$  erzeugte Lichtfeld enthält zwei wesentliche Charakteristika:

- a) Entlang der gestrichelten Gerade ist die Intensität konstant und die Richtung des elektrischen Feldvektors, der stets linear ist, dreht sich stetig entlang der Geraden und stellt eine Polarisationschraube dar ( $\sigma^+\sigma^-$ , 1D MOT).
- b) Bei einer Bewegung entlang der gepunkteten Geraden kommt als weiterer Effekt neben der sich drehenden linearen Polarisation eine Intensitätsmodulation hinzu, die Stellen maximaler Intensität (große Symbole) und Knotenpunkte enthält, an denen die Intensität verschwindet. Bei der entsprechenden 3D-Lichtkonfiguration, bei der durch die 3 Laserstrahlpaare erzeugten Stehwellen nun zwei relative Zeitphasen  $\varphi$  und  $\psi$  zu berücksichtigen sind, ändert sich bei  $\varphi = \psi = 0$  an dem ausschließlichen Vorkommen linearer Polarisationskomponenten und maximaler Intensitätsmodulation nichts.

In den nächsten beiden Abschnitten wird die Bewegung eines klassischen Atoms in diesen beiden für dieses Lichtfeld typischen Feldkonfigurationen modellhaft untersucht. Daraus kann man Erwartungen an die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen (Kap. 4) stellen, die im letzten Kapitel mit den Meßergebnissen verglichen werden.

Bei der Standard-magnetooptischen Falle, bei der alle Stehwellen von jeweils einem in sich zurückreflektierten Laserstrahl erzeugt werden, sind diese relative Zeitphase unbekannt und ändern sich durch thermische und akustische Driften optischer Elemente willkürlich. Bei dem hier vorgestellten Experiment ist sie durch den verwendeten Strahlengang, der eine intrinsische Stabilisierung der Zeitphase enthält, absolut bekannt und kann zudem mit Faraday-Rotatoren beliebig eingestellt werden (Kap. 3.1.2).

## 1.5 Photonenkorrelationen mit einzelnen Atomen

Welche Erwartungen man aufgrund theoretischer Überlegungen bezüglich atomarer Wechselwirkung mit den hier verwendeten Lichtfeldern an die Messungen an einzelnen Atomen stellen kann, wird in Abschnitt 1.5.2 anhand eines eindimensionalen Modells dargestellt. Dabei wird von einem klassischen Atom ( $J_g = 0, J_e = 1$ ) mit einem induzierten Dipolmoment proportional zu dem lokalen Lichtfeld ausgegangen, da theoretische Modelle für Atome mit höheren Drehimpulsen aufgrund der Komplexität der Wechselwirkung mit dem Lichtfeld und der daraus resultierenden Verschränkung der inneren und äusseren Freiheitsgrade noch keine Möglichkeit bieten, Vorhersagen für diese Art der Betrachtung zu machen [MARK96]. Zunächst wird jedoch die Korre-

tionsfunktion zweiter Ordnung vorgestellt, die zum Analysieren der Messungen herangezogen wird.

### 1.5.1 Die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung

Um aus einer aufgezeichneten Photonenzreihe eine Aussage über die Verteilung der Photonenankunftszeiten zu gewinnen, um damit Rückschlüsse auf die Dynamik der Atome bei ihrer Wechselwirkung mit dem Lichtfeld zu ziehen, bedient man sich der Korrelationsfunktion zweiter Ordnung. Um die Photonenemission eines einzelnen Atoms auf ns-Zeitskala zu untersuchen (Antibunching, ein einzelnes Atom als nicht-klassische Lichtquelle) [KIMB77, RAT82, DIED87], muß man um der Kohärenzeigenschaft des Atoms und der Quantisierung der Resonanzfluoreszenz Rechnung zu tragen, die Intensitäten quantenmechanisch beschreiben und damit anstelle dieser die entsprechenden Besetzungszahloperatoren benutzen [GLAU63]. Da der für den Nachweis der diffusiven Bewegung des Atoms relevante Zeitbereich in der Größenordnung von  $\mu\text{s}$  liegt, genügt die klassische Darstellung, d.h. die Korrelationszeiten, die auf der inneren Dynamik des Atoms beruhen (Rabi-Oszillationen) [DAES96], sind bereits überschritten.

Definition:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I_1(t) * I_2(t + \tau) \rangle}{\langle I_1(t) * I_2(t) \rangle} = 1 + \frac{\langle \Delta I_1(t) * \Delta I_2(t + \tau) \rangle}{\langle I_1(t) * I_2(t) \rangle}$$

$g^{(2)}(\tau)$  gibt an, wie groß die bedingte Wahrscheinlichkeit ist, einen weiteren Puls eine Zeit  $\tau$  nach einem ersten zu registrieren, normiert auf die Häufigkeit der unkorrelierten Ereignisse für große Zeiten  $\tau$ .

Dabei sind die  $I$  Funktionen, die um ihren jeweiligen Mittelwert  $\langle I \rangle$  mit der Streuung  $\Delta I$  schwanken. Für klassische Funktionen, bei denen für lange Zeiten alle Korrelationen verschwunden sind, gilt immer  $\lim_{\tau \rightarrow \infty} g^{(2)}(\tau) = 1$ , da  $\langle I(t)I(t + \tau) \rangle \rightarrow \langle I(t) \rangle \langle I(t) \rangle$

Für eine Poissonsche Verteilung, bei der alle Ereignisse zeitlich unkorreliert vorliegen, gilt  $g^{(2)}(\tau) = 1 \quad \forall \tau$ . Das heißt, für alle Zeiten  $\tau$  gilt die selbe Wahrscheinlichkeit, ein Photon zu detektieren.

Je nachdem, ob man ein Signal mit sich selbst korreliert oder zwei komplementäre Signale untersucht, unterscheidet man zwischen Auto ( $I_1 = I_2 = I$ )- und Kreuzkorrelation ( $I_1 \neq I_2$ ). Im folgenden sei der Wert  $g^{(2)}(\tau = 0) - 1$  als *Kontrast* der Korrelationsfunktion bezeichnet. Für die Autokorrelation erhält man

$$g^{(2)}(0) - 1 = \frac{\langle I(t)^2 \rangle - \langle I(t) \rangle^2}{\langle I(t) \rangle^2} = \frac{\langle \Delta I^2(t) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} \geq 0 \quad (1.10)$$

Für den Kontrast einer Korrelationsfunktion gilt: Wenn  $g^{(2)}(0) - 1 > 0$ , gibt er an, um wieviel wahrscheinlicher (oder unwahrscheinlicher: ( $g^{(2)}(0) - 1 < 0$ )) es ist, zwei Photonen direkt nacheinander zu detektieren, als es für  $\lim_{\tau \rightarrow \infty}$  der Fall ist. Nach [LOUD83]



ist die Korrelationsfunktion  $g_N^{(2)}(\tau)$  für  $N$  Atome verknüpft mit der für ein Atom  $g^{(2)}(\tau)$  durch

$$g_N^{(2)}(\tau) = \frac{1}{N} \left[ g^{(2)}(\tau) + (N - 1) \left( 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2 \right) \right]. \quad (1.11)$$

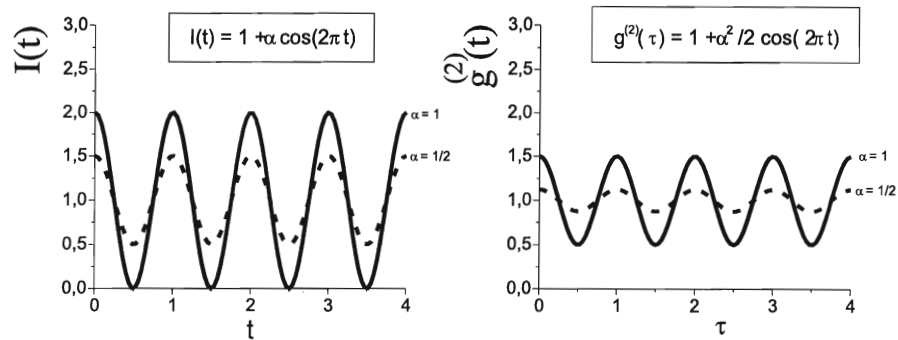


Abbildung 1.7:  $I_1 = I_2 = I$ . Beispiel einer  $g^{(2)}$ -Funktion eines periodischen Signals mit unterschiedlicher Modulationstiefe.

Im folgenden sind drei Beispiele einer Korrelationsfunktion aufgeführt.

In Abb. 1.7 ist die Autokorrelation eines periodischen Signals dargestellt. Der Kontrast hängt nur von dem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis ab. Auch für große Zeiten verschwindet das Signal nicht, im Gegensatz zu den hier als klassisch angenommenen Funktionen mit endlichen Kohärenzzeiten.

Abb. 1.8 zeigt eine Funktion, die zeitlich willkürlich verteilte endliche Pulse der Länge  $\varepsilon$  enthält. Diese ergibt eine  $g^{(2)}$ -Funktion, die als Kontrast  $1/\varepsilon$  besitzt und deren Abfallszeitkonstante den mittleren zeitlichen Abstand zwischen zwei Pulsen angibt. Für große Zeiten verschwindet wegen der angenommenen Willkür der Verteilung jede Korrelation und man erhält den Wert 1.

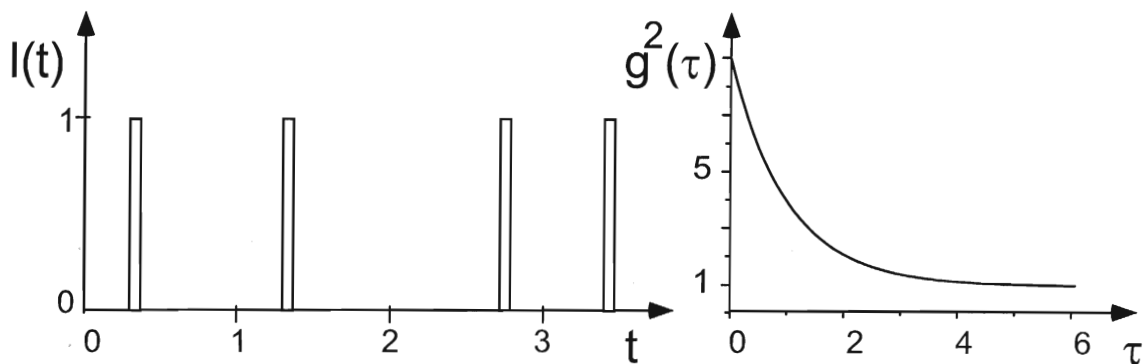


Abbildung 1.8:  $I_1 = I_2$ . Normierte, zeitlich „beliebig“ verteilte Pulse der Breite  $\varepsilon$ . Mit  $\varepsilon \rightarrow 0$  geht der Kontrast der  $g^{(2)}$ -Funktion gegen unendlich. (Zur Vereinfachung der Betrachtung sei jeder Puls nur innerhalb eines Intervalls von 1 beliebig verteilt.)



die entsprechende Korrelationsfunktion zu [GOM98]

$$g_{\alpha\beta}^{(2)}(\tau) = \int \int_{-\infty}^{\infty} dz dz_0 I_{\alpha}(z_0) I_{\beta}(z) f(z_0, z_0, \infty) f(z, z_0, \tau) / \langle I_{\alpha}(t) \rangle \langle I_{\beta}(t) \rangle. \quad (1.12)$$

Aufgrund der Konfigurationen der im vorherigen Abschnitt beschriebenen zweidimensionalen Lichtfelder für die beiden relativen Zeitphasen  $\varphi = 0$  und  $\varphi = 90$  werden im folgenden die dort erwähnten eindimensionalen Lichtfelder, die durch zwei entlang  $z$  entgegenlaufende ebene Wellen gleicher Frequenz, Amplitude und den Polarisierungen  $\epsilon$  und  $\epsilon'$  erzeugt werden, untersucht:

- $\sigma^+ \sigma^-$ : Zwei zirkular polarisierte einander entgegenlaufende Laserstrahlen gleicher Händigkeit ( $\epsilon = \hat{\mathbf{e}}_+ = -(\hat{\mathbf{x}} + i\hat{\mathbf{y}})/\sqrt{2}$  und  $\epsilon' = \hat{\mathbf{e}}_- = (\hat{\mathbf{x}} - i\hat{\mathbf{y}})/\sqrt{2}$ ) erzeugen gerade die in Kap.1.4 beschriebene Rotationsschraube

$$\vec{E} \propto (\sin kz)\hat{\mathbf{x}} + (\cos kz)\hat{\mathbf{y}}. \quad (1.13)$$

- lin par lin: Zwei parallel linear polarisierte ebene Wellen ( $\epsilon = \epsilon' = (\hat{\mathbf{x}} + \hat{\mathbf{y}})/\sqrt{2}$ ) ergeben

$$\vec{E} \propto (\sin kz)(\hat{\mathbf{x}} + \hat{\mathbf{y}}) \quad (1.14)$$

Wie bereits erwähnt, erzeugt der erste Fall eine konstante Intensität  $I \propto |E|^2$  mit Polarisationsgradienten wohingegen der zweite reine Intensitätsgradienten mit überall derselben lineare Polarisation aufweist. Da die Bewegung eines Atoms im dreidimensionalen Lichtfeld bei  $\phi = 0$  eine Kombination dieser beiden Fälle erfährt [HOP97] (Kap 1.4), ist es daher sinnvoll, die entsprechenden Korrelationsfunktionen anzugeben. Für die atomare Bewegung in einem potentialfreien Raum erhält man für die Wahrscheinlichkeitsfunktion [GOM98]  $f(z, z_0, t) = \exp[-(z - z_0)^2 / \xi^2(t)] / (\xi(t)\sqrt{\pi})$ . Aus Gl. 1.12 erhält man

$$g_{1D}^{(2)}(\tau) = 1 + \frac{1}{2} e^{-k^2 \xi^2(\tau)}, \quad (1.15)$$

wobei  $\xi(t)$  die zeitliche Entwicklung der räumlichen atomaren Wahrscheinlichkeitsverteilung angibt. Bei diffusiver Bewegung ( $\xi \propto t$ ) erhält man einen exponentiellen Zerfall der  $g^{(2)}$ -Funktion mit einer Zeitkonstanten  $\tau_0$ , die sich aus  $\xi(\tau_0)^{-1} = \lambda/2\pi$  ergibt, wenn man annimmt, daß alle Korrelationen verschwunden sind, nachdem das Atom sich über eine Strecke  $\lambda$  bewegt hat.

Als  $g^{(2)}$ -Funktion erhält man in der  $\sigma^+ \sigma^-$ -Rotationsschraube  $g_{xy}^{(2)} = 2 - g_1^{(2)} D$ ,  $g_{\sigma^+ \sigma^-}^{(2)} = 1$  und  $g_{ii}^{(2)} = 1$  und in der lin par lin  $g_{xy}^{(2)} = g_1^{(2)} D$ ,  $g_{\sigma^+ \sigma^-}^{(2)} = g_1^{(2)} D$  und  $g_{ii}^{(2)} = g_1^{(2)} D$ . Intensitätsgradienten (lin par lin) erzeugen also sowohl bei Auto- als auch bei Kreuzkorrelationen einen positiven Kontrast. Eine Autokorrelation ergibt niemals einen negativen Kontrast, was aus der klassischen Betrachtung der atomaren Dynamik folgt (Kap. 1.5.1). Hingegen erzeugt eine Kreuzkorrelation, je nach betrachteten Polarisationskomponenten und Lichtfeld positive und negative Werte für den Kontrast. Für eine  $\sigma^+ \sigma^-$ -Kreuzkorrelation ergibt sich +0,5 (lin par lin) und für eine xy-Kreuzkorrelation ein negativer Kontrast von -0,5 ( $\sigma^+ \sigma^-$ ).

In wieweit diese Überlegungen, die an eindimensionalen Lichtfeldern vorgestellt werden, mit Hinzunahme „mehrere-Niveau-Atome“ theoretisch ins 3-dimensionale übertragen werden können, ist in [MOL91] nachlesbar. Sie sollen aber hier als Erwartungen an die in Kapitel 4 vorgestellten Messungen gestellt werden.

## 2 Die Avalanche-Photodiode

Mit herkömmlichen Dioden, die oft zum Nachweis eines sogar mit dem Auge feststellbaren Hell-Dunkel-Unterschiedes eingesetzt werden, erhält man ein Signal, das, sofern man sich im linearen Bereich bewegt, proportional zur einfallenden Intensität ist. Typische Lichtleistungen, die so detektiert werden, entsprechen mehreren Millionen Photonen pro Sekunde.

Um einzelne Photonen nachweisen zu können, werden in diesem Kapitel zwei typengleiche Avalanche-Photodioden (APD), (dt. Lawinen-Photodioden) vorgestellt, die speziell für diesen Zweck aufgebaut und optimiert wurden. Dabei ist das wesentliche Merkmal, das diesen Betrieb ermöglicht, eine so hoch angelegte Gegenspannung, daß man sich im Geiger-Modus befindet und die Funktionsweise mit einem herkömmlichen Geiger-Müller-Zählrohr verglichen werden kann.

Einen typischen Pulsverlauf dieser APD's zeigt Abb. 2.1.

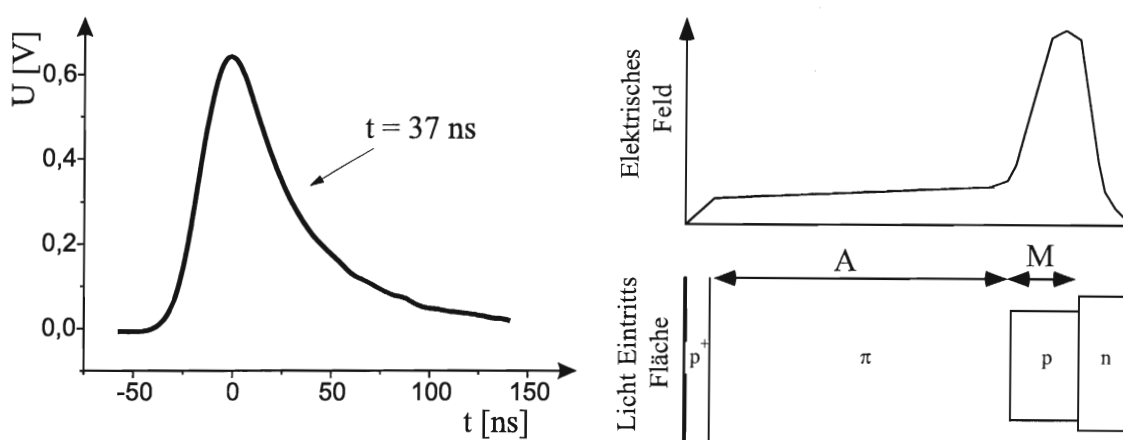


Abbildung 2.1: Die Anstiegs- und Abfallzeit des APD-Pulses ist fast ausschließlich durch die äußere Beschaltung bestimmt und unabhängig von der Zählrate

Abbildung 2.2: Eine APD ist aus Halbleiterelementen (hier Silizium) aufgebaut, deren Längen und Dotierungsgrade ihre Leistungsfähigkeit bestimmen.

### 2.1 Bau und Funktionsweise

Avalanche Photodioden werden generell aus einem Halbleitermaterial hergestellt und in Sperrichtung betrieben. Die ideale APD hätte keinen Dunkelstrom, kein intrinsisches Rauschen, einen breiten spektralen Arbeitsbereich und einen hohen Verstärkungsgrad. Anhand von Abb.2.2 kann man erklären, warum dies in der Realität nicht erreicht werden kann. Durch geschickte Wahl der Dicken und Dotierungsgrade der alternierend dotierten Bereiche kommt man diesem jedoch recht nahe, das heißt, man erreicht zum einen eine hohe *Photonendetektionswahrscheinlichkeit*  $\alpha$  und zum anderen eine niedrige *Dunkelzählrate*  $R_{dc}$  (dark counts) und *Totzeit*  $t_d$  (dead-time). Der Länge A des neutralen  $\pi$ -Bereiches ist verantwortlich für die Höhe der Nachweisempfindlichkeit, denn in

dieser Region muß durch das ankommende Photon ein primäres Elektronen-Loch-Paar erzeugt werden. [ISOS95]

Hier muß man einen Kompromiß finden: Je länger  $A$ , desto höher die Nachweisempfindlichkeit, desto höher aber auch die Dunkelzählrate, die von thermischen Elektronen in der  $\pi$ -Region erzeugt wird und daher die Wahrscheinlichkeit einer zufälligen Ionisation in diesem  $\pi$ -Bereich. Zudem vergrößert sich die Driftzeit  $t_{drift} = A \cdot v_{drift}$ , was eine höhere Totzeit zur Folge hat. Die *Totzeit* der APD, also die Zeit, die nach dem Registrieren eines Photons mindestens vergehen muß, damit ein nächstes registriert werden kann, hängt also zum einen von der Driftgeschwindigkeit der Elektronen in der APD, die proportional zur angelegten Betriebsspannung ( $U_{Bs}$ ) ist, und zum anderen von den Dotierungsgraden und Längen des p- $\pi$ - und n-Bereiches ab.

Oberhalb einer gewissen Gegenspannung, der Durchbruchspannung  $U_{bd}$  (breakdown), (Geiger-Modus), erzeugt ein ankommendes Photon mit hoher Wahrscheinlichkeit ein Elektron, das daraufhin zur Anode beschleunigt wird (das Loch kann aufgrund seiner großen Masse vernachlässigt werden). Durch einen hohen Feldgradienten im Randbereich des Halbleiters (Länge  $M$ , Abb.(2.2)) erfährt es eine zusätzliche Beschleunigung, die ausreicht, um viele weitere Elektronen-Loch-Paare zu ionisieren und damit freie Elektronen zu erzeugen, die dann, wie weiter unten beschrieben, einen Puls erzeugen.

Die wesentlichen Parameter, durch die man die Eigenschaften der APD manipulieren und optimieren kann [COVA96], sind:

- Beschaltung
- $U_{Bs}$  : Betriebsspannung
- Betriebstemperatur  $T_B$

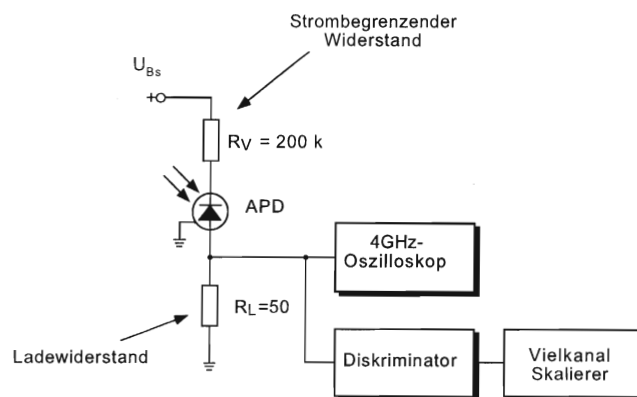


Abbildung 2.3: Passiv löschende Beschaltung der APD, die zur Optimierung der Diode drei freie Parameter enthält:  $U_{Bs}$ ,  $R_V$  und  $R_L$

In Abb. 2.3 erkennt man, daß die Beschaltung im Wesentlichen von den beiden Widerständen  $R_V$  und  $R_L$  abhängt. Als Alternative hierzu kann man eine aktiv löschende

Schaltung verwenden [LACA95], die hauptsächlich zu kleineren Totzeiten der APD führt. Diese muß zu diesem Zweck die entstandenen Lawinenelektronen mit einem zusätzlichen Stromkreis rasch abführen können. Wir verwenden hier lediglich die passive Alternative [BROW86], da durch den von uns benutzten Aufbau (Abb. 3.4) die Totzeiteffekte umgangen werden können, sie zudem einen viel geringeren Aufwand darstellt und nicht zuletzt auch noch viel kostengünstiger ist. Der Abschlußwiderstand  $R_L$  beträgt  $50 \Omega$ , da die daran angeschlossene Elektronik zur weiteren Verarbeitung des Signals ebenfalls mit diesem Widerstand abgeschlossen ist. Der strombegrenzende Aufladewiderstand  $R_V$  darf nicht zu niedrig gewählt werden, um eine Überhitzung der APD zu vermeiden. Ein zu großer Wert erhöht jedoch die Pulslänge (Abb.2.1) und damit die Totzeit der APD. Die in der APD erzeugte Elektronenlawine erzeugt an dem Lastwiderstand  $R_L$  ein meßbares Signal, den APD-Puls. Damit verbunden ist ein Spannungsabfall  $U_L$  an  $R_L$ , der die Betriebsspannung  $U_{Bs}$  an der Diode verringert. Sobald  $U_{Bs} < U_{bd}$ , bricht die Lawine ab, da keine weiteren Elektronen mehr generiert werden. Wenn alle restlichen Ladungen abgeflossen sind, baut sich über der APD die volle Betriebsspannung wieder auf und ein nächster Puls kann registriert werden.

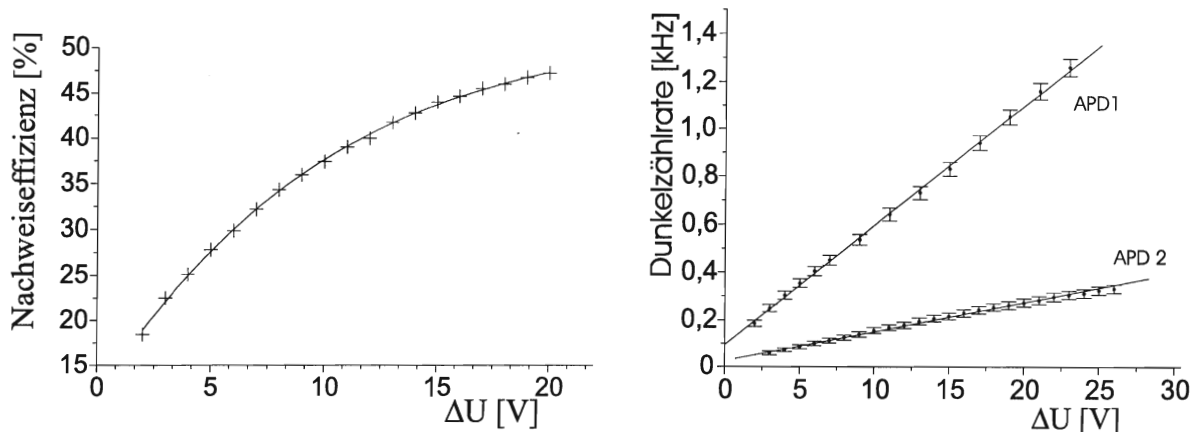


Abbildung 2.4: (a) Photonendetektionswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Spannungsdifferenz  $\Delta U = U_{Bs} - U_{bd}$  von APD 1 (APD2 ist der Übersichtlichkeit wegen weggelassen, da sie im selben Bereich liegt). Für Werte  $\Delta U \gg 20$  Volt entsteht schon bei geringem Lichteinfall eine Dauerentladung, die die APD in den sättigenden Bereich bringt. (b) Dunkelzählrate in Abhängigkeit von  $\Delta U$ : Die unterschiedlichen Steigungen und Offsets der Geraden liegen vor allem an den unterschiedlichen Betriebstemperaturen von  $T_B(APD1) = -19^\circ \text{C}$  und  $T_B(APD2) = -24^\circ \text{C}$ , die durch die nicht gleich stark kühlenden Peltier-Elemente bedingt ist.

Die Spannungsdifferenz  $\Delta U = U_{Bs} - U_{bd}$  liegt typischerweise in einem Bereich von 5-25 Volt. Bei ihrer Wahl ist aber darauf zu achten, daß eine zu hohe Spannung bei niedrigen Zählraten wegen der entsprechend hohen Detektionsempfindlichkeit zwar günstig erscheint (Abb. 2.4a), bei hohen Zählraten jedoch eine frühe Sättigung bewirkt. Eine niedrige Spannungsdifferenz hingegen bedeutet zwar einen grösseren linearen Bereich, in dem gearbeitet werden kann, führt jedoch dazu, daß einzelne Photonen nur

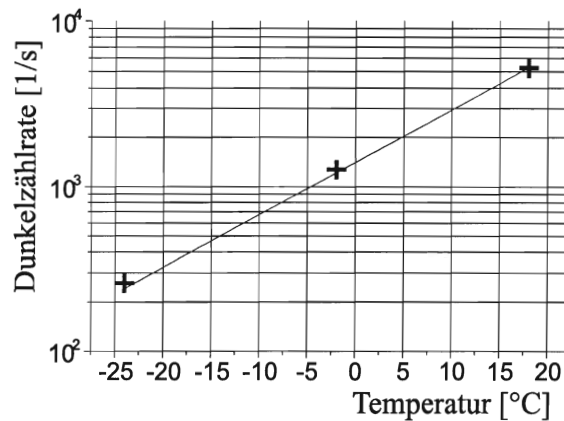


Abbildung 2.5: Das exponentielle Verhalten der Dunkelzählrate liegt an der Abhängigkeit der Elektronen-Anregungswahrscheinlichkeit von der Betriebstemperatur  $W(T_B) \sim \exp(-E_G/kT_B)$ , wobei  $E_G$  der gap-Energie, der Energiedifferenz zwischen Valenz- und Leitungsband, entspricht.

schwer von den Dunkelereignissen unterschieden werden können, da die Nachweiseffizienz schneller als die Dunkelzählrate abfällt (vergl. Abb. 2.4a und 2.4b). Somit muß man einen Wert finden, der an die jeweilige Situation angepaßt ist. Aufgrund der erwarteten Zählraten in diesem Experiment (Abb. 3.5) (3–5 kHz pro Atom pro APD) sollte der lineare Bereich zwischen 15 und 20 kHz liegen und eine möglichst hohe Nachweiseffizienz besitzen.

Die Betriebstemperatur ( $T_B$ ) wird über ein innerhalb des Gehäuses an die APD geklebt Peltierelement, das an einen externen Temperaturregler angeschlossen ist, gesteuert. Damit das Peltierelement seine transferierte überschüssige Wärme abgeben kann, wird der Gehäusedeckel, an den diese Anordnung festgeschraubt ist, ständig mit Leitungswasser gekühlt.

$T_B$  hat primär nur Einfluß auf die Dunkelzählrate (Abb.2.5). Mit abnehmender Temperatur erhöht man  $E_G$  und senkt damit gleichzeitig die Wahrscheinlichkeit einer „zufälligen“ Ionisation, die zum Dunkelstrom führt. Wegen der Abhängigkeit der Bandenergie eines Halbleiters von der Temperatur verschiebt man damit auch  $U_{bd}$  ( $\partial U_{bd}/\partial T_B \sim 0,5$  V/Grad).

## 2.2 Bestimmung der charakteristischen Größen

Abb. 2.6 zeigt den experimentellen Aufbau zur Bestimmung der Nachweisempfindlichkeit der APD's. Ein auf das Cäsium-Absorptionsspektrum frequenzstabilisierter Gitter-Diodenlaser dient als Photonenquelle, dessen Intensität während aller Messungen hinter den Polarisatoren mit einer Referenz-Photodiode protokolliert wird. Die absolute Intensität  $I_a$  des Lasers wurde mit einem Leistungsmessgerät bestimmt und daraus die zu erwartende Photonenzählrate  $n/s$  gemäß  $I_a = n/s \cdot h\nu$  mit  $\nu$  als Frequenz



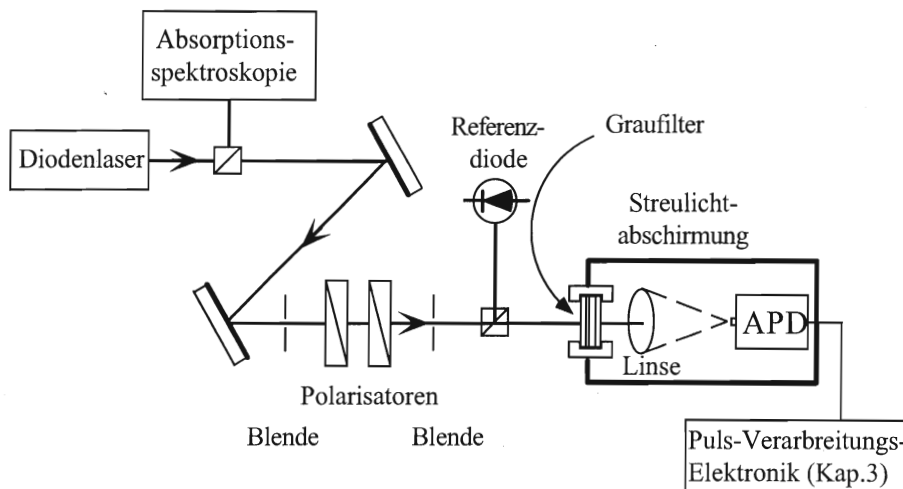


Abbildung 2.6: Vermessungsaufbau

des Cäsium-Übergangs und  $h$  der Boltzmann-Konstante bestimmt. Mit Hilfe mehrerer in ihren Transmissionseigenschaften vorher getesteter Graufilter, deren gesamte Transmission zwischen  $10^{-8}$  und  $10^{-11}$  variiert wurde, und zweier Polarisatoren kann die Intensität des Strahls, der auf die APD führt, variiert werden. Es zeigt sich, daß mögliche Probleme wie Strahlversatz durch Nachjustage kompensiert werden können, da die Messungen mit unterschiedlichen Abschwächern, entsprechend unterschiedlichen Photonenraten, in ihrem Überschneidungsbereich ohne einen Offset ineinander übergehen. Bei der experimentellen Realisierung hat es sich als größtes Problem erwiesen, die APD gegen Streulicht zu isolieren und gleichzeitig zu justieren. Die günstigste Lösung in diesem Fall war einfach ein schwarz lackierter kleiner Karton mit jeweils einem Loch vorne und hinten. In dem einen befindet sich der Satz Graufilter, in dem anderen die APD, deren Justier-X-Y-Z-Tisch frei zugänglich ist. Eine Linse der Brennweite  $f = 10$  cm fokussiert innerhalb dieser Black-Box den Laserstrahl auf die aktive Fläche der APD, die einen Durchmesser von  $500 \mu\text{m}$  besitzt. Eine grobe Abschätzung der Brennweite und anschließende Nachjustierung in allen drei Freiheitsgraden hilft, die APD mit großer Genauigkeit in den Fokus der Linse zu positionieren, was sich durch eine sattelpunktförmige Positionsabhängigkeit im Abfahren jeder einzelnen Richtung manifestiert.

Um bei niedrigen Temperaturen (unterhalb  $0^\circ \text{C}$ ) entsprechend einer niedrigen Dunkelzählrate arbeiten zu können, befinden sich die APD's in einem Gehäuse, das es erlaubt, diese in einem Umgebungsdruck von  $10 \mu\text{bar}$  zu betreiben. Dies ist notwendig, damit der geringe Wasseranteil der Luft bei diesen Temperaturen nicht kondensiert, was zu Beschädigungen der APD führen kann.

## 2.3 Bewertung der APD's

Die von uns verwendeten APD's der Firma EG & G Ortec, Modell C30902S (Größe der aktiven Fläche  $500 \mu\text{m}$ ), besitzen beide bei Betriebstemperaturen von  $T_B(\text{APD1}) = -19^\circ \text{C}$  und  $T_B(\text{APD2}) = -24^\circ \text{C}$  eine Photonennachweiseffizienz von  $\alpha = 47\%$  und einen linearen Bereich bis zu einer Zählrate von ungefähr  $20 \text{ kHz}$  (Abb. 2.7), (siehe auch die Tabelle am Ende dieses Kapitels). Dabei ist festzustellen, daß APD1 im Vergleich

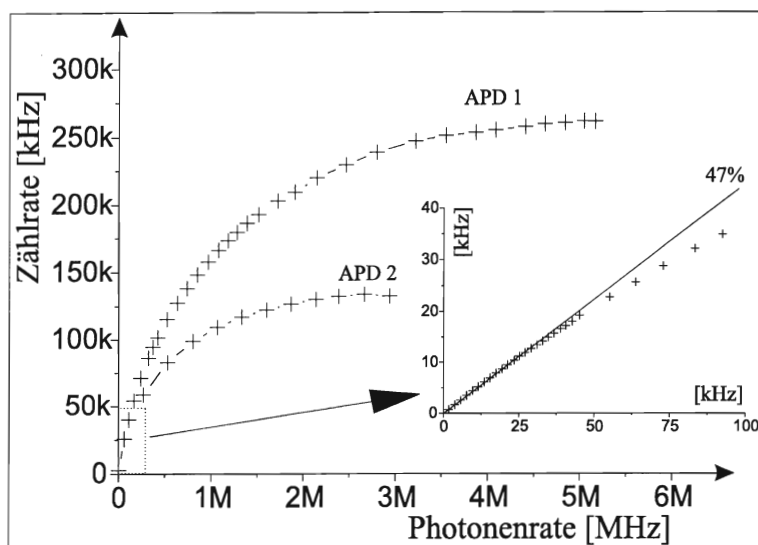


Abbildung 2.7: In dem relevanten Zählratenbereich ( $< 20 \text{ kHz}$ ) sind beide APD's nahezu identisch in ihrer Nachweisempfindlichkeit. Erst bei höheren Zählraten macht sich die größere Totzeit von APD 2 bemerkbar, was zu einer früheren Sättigung führt.

zu APD2 viel langsamer in den sättigenden Bereich eindringt, das heißt für höhere Zählraten besser geeignet ist - im Einklang mit der geringeren Totzeit ( $t_d = 1,3 \mu\text{s}$ ) (Abb.(2.8), da die maximal erreichbare Zählrate offensichtlich  $1/t_d$  beträgt. Da als Photonenquelle Laserlicht verwandt wurde, ist eine Poissonsche Photonenstatistik zu erwarten. Daß dies nur für

geringe Zählraten erfüllt ist liegt daran, daß die Totzeit der APD mit steigender Zählrate eine immer grössere Ordnung in das Poissonsche Rauschen bringt, was im Grenzfall einer die APD sättigenden Intensität zu einer Zählrate  $R = 1/T_d$  mit nahezu verschwindender Streuung führt. In der Praxis wird dieser Grenzfall allerdings nicht erreicht, da die Totzeit selbst von der Intensität abhängt.

Dies liegt daran, daß mit steigender Zählrate die mittlere Betriebsspannung und damit die Driftgeschwindigkeit eines Elektrons innerhalb des  $\pi$ -Bereiches, dessen Größe neben anderen für die Totzeit der APD verantwortlich ist, abnimmt, denn: wenn sich die mittlere Zeit zwischen zwei ankommenden Photonen der Größenordnung der Totzeit annähert, kann nach Registrieren eines Photons die komplette Betriebsspannung nicht mehr aufgebaut werden, bevor das nächste ankommende Photon eine weitere Lawine auslöst. Somit wird die Driftgeschwindigkeit eine niedrigere sein und die Totzeit

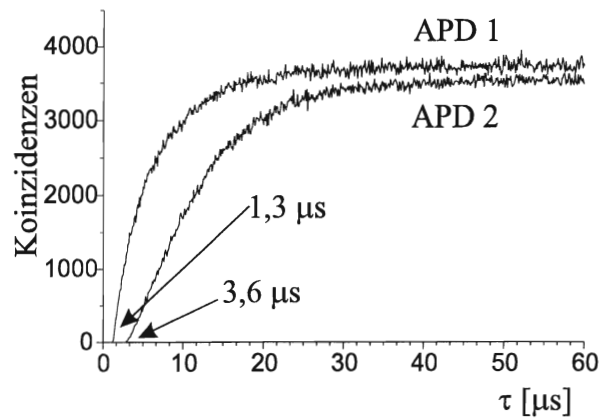


Abbildung 2.8: Um die Totzeit einer APD zu bestimmen, ist eine Autokorrelation (Kap. 1.5.1) aufgenommen worden, die die Zeitdifferenz aller in einem Zeitfenster  $T = 60 \mu\text{s}$  liegenden Pulsen der jeweiligen APD in ein Histogramm einträgt. Für Zeiten kleiner der jeweiligen Totzeit gibt es keine Einträge. Das beiden APD's gemeinsame langsame Ansteigen der Verteilung weist auf eine mittlere „Totzeit“ hin, die deutlich größer ist als die hier angegebene. Für experimentelle Zwecke, was einem Erreichen von mindestens 50 % der vollen Nachweiseffizienz entspricht, muß man daher von einer Totzeit von bis zu  $20 \mu\text{s}$  ausgehen. Die Messung wurde bei einer mittleren Zählrate von 15 kHz mit der Zählerkarte aufgenommen, wobei die beiden APD's etwas unterschiedliche Streuraten detektierten.

entsprechend höher.

Eine geringere Totzeit der APD's hätte den Vorteil, daß man aus einer Kreuz-Korrelationsmessung neben der zwischen APD 1 und APD 2 gebildeten Wartezeitenverteilung, wie es bei Verwendung des Hanbury Brown & Twiss üblich ist, zusätzlich für jede APD getrennt eine Autokorrelation aus der selben Zählerkarten-Datei bilden könnte, da im relevanten Zeitbereich von einigen  $\mu\text{s}$  die Totzeit der APD's dann keine Rolle mehr spielte. Statt dessen müssen wir eine weitere Messung aufnehmen, um die Totzeit zu umgehen und eine Autokorrelation zu erhalten.

Abschließend sei hier noch einmal eine Zusammenfassung der wichtigsten Größen der oben charakterisierten APD's aufgeführt.

	$T_B$ [°C]	$U_{bd}$ [V]	$U_{Bs}$ [V]	dark [1/s]	Effi [%]	$f_{Sätt}$ [kHz]	$T_d$ [ $\mu\text{s}$ ]
APD 1	-19	173	192	1160	47	101	1,3
APD 2	-24	220	240	273	47	57	3,6

Dabei sind

- $T_B$ : gewählte Betriebstemperatur
- $U_{bd}$ : Durchbruchspannung bei  $T_B$
- $U_{Bs}$ : gewählte Betriebsspannung bei  $T_B$

dark: Dunkelzählrate bei  $T_B$  und  $U_{Bs}$

Effi: zugehörige Nachweiseffizienz

$f_{sätt}$ : Zählrate der APD, bei der die Nachweiseffizienz aufgrund von Sättigungserscheinungen auf die Hälfte ihres Wertes (23,5 %) abgesunken ist

$T_d$ : Totzeit der APD bei niedriger Zählrate ( $\approx 10$  kHz)

## 3 Experimenteller Aufbau

Die für das Verständnis der Messungen und Auswertungen wichtigsten Komponenten der von uns verwandten magnetooptischen Falle und des Detektionssystems werden im einzelnen vorgestellt. Das ist zum einen ein Vakuum-Rezipient aus Edelstahl mit Lasersystem und Magnetfeldern, in dem die Cäsium-Atome gefangen werden, und zum anderen ein Detektionssystem mit Abbildungsoptik, elektronischen Analysegeräten und den in Kapitel (2) charakterisierten Avalanche-Photodioden.

### 3.1 Die Apparatur der Magnetooptischen Falle

Die verschiedenen Komponenten der Apparatur (Abb. 3.1) können in drei Bereiche aufgeteilt werden, die im Folgenden beschrieben werden. Dabei sind diese, soweit möglich, aus unmagnetischen Werkstoffen hergestellt, damit keine unerwünschten Magnetfelder die Messungen beeinflussen. Wahlweise kann das für den Betrieb der MOT unausläßliche Magnetfeld durch schaltbare Spulen oder aber zwei Permanentmagneten erzeugt werden. Hier werden diese Komponenten nun kurz in ihren wichtigsten Eigenschaften vorgestellt.

#### 3.1.1 Magnetfeld, Vakuum- und Lasersystem

Mit einer Ionen-Getter-Pumpe (Saugleistung 120 l/s) wird ein Ultra-Hochvakuum in dem großen Edelstahlrezipienten erzeugt, der durch ein Einlaßventil mit einem Cäsiumreservoir verbunden ist, das aber nur sehr selten geöffnet werden muß, da einzelne Atome schon aus dem Hintergrundgas geladen werden können. Ober- und unterhalb des Rezipienten befinden sich zwei Magnetfeldspulen, die in Anti-Helmholtz-Konfiguration angeordnet sind. Hiermit kann ein sphärisches Quadrupol-Magnetfeld mit einem Feldgradienten bis zu  $\partial B/\partial z = 6,5$  G/cm in axialer Richtung erreicht werden, das so ausgerichtet ist, daß es in dem von den Laserstrahlen gebildeten Kreuzungspunkt mit dem Magnetfeld-Nullpunkt zusammenfällt. Der Strom ist extern regelbar mit einer Schaltzeit kleiner als 100  $\mu$ s. Wahlweise können Permanentmagnete eingesetzt werden, die einen höheren Gradienten von  $\partial B/\partial z = 12$  G/cm erzeugen und die Falle damit auf ein kleineres Raumgebiet beschränken.

Die MOT wird mit Hilfe eines Titan-Saphir-Lasers betrieben (Abb. 3.1), der von einem Nd:YAG-Laser gepumpt wird. Charakteristische Größen sind eine Laserausgangsleistung bei  $\lambda = 852,3$  nm von etwa 750 mW bei einer Laserlinienbreite von 300 kHz. Vor allem um die Frequenz des Fallenlasers frequenzkontrolliert zu verstimmen, ist dieser auf einen hochstabilen Diodenlaser als Referenzlaser frequenzstabilisiert [HAUB96b] Dieser ist auf die  $6^2S_{1/2}(F_g = 4) \rightarrow 6^2P_{3/2}(F_e = 5)$  - Resonanz des Cäsium-Polarisationsspektrums stabilisiert. Auf diese Weise läßt sich die Linienbreite des Referenzlasers auf Werte kleiner als 10 kHz reduzieren. Damit werden zudem Langzeitdriften des Fallenlasers vermieden. Der Laserstrahl wird über eine polarisationserhaltende Ein-Moden-Glasfaser zum Experiment geführt. Um den in Abb.1.1 bereits

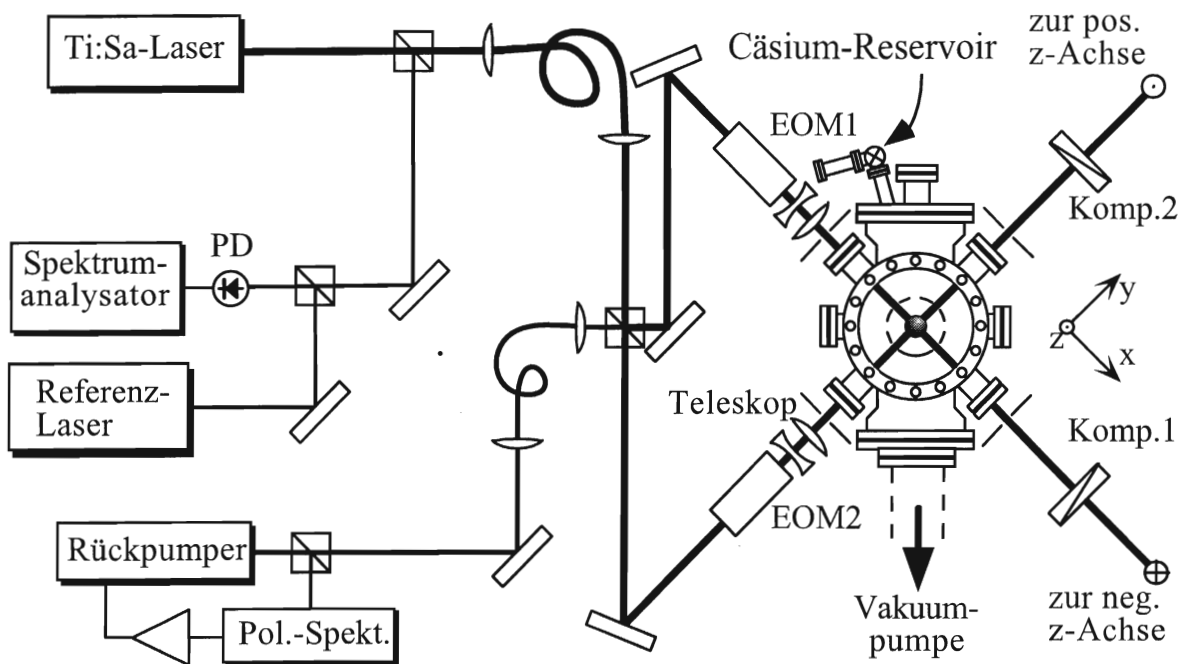


Abbildung 3.1: Darstellung der wichtigsten Komponenten der Magneto-optischen Falle. Die linke Seite zeigt die verwendete Laserkonfiguration. Die Rechte Seite zeigt die Aufsicht auf den Edelstahlrezepienten.

erwähnten Rückpumpübergang zu betreiben, verwenden wir einen auf das Cäsium-Polarisationsspektrum stabilisierten Gitter-Diodenlaser.

### 3.1.2 Strahlengang

Die Strahlen des Ti:Saphir-Lasers und des Rückpumplasers werden überlagert und dann zum Zwecke der Einkopplung in den Vakuumtopf an einem Strahlteiler aufgespalten. Eine einfache Vorstellung des in sich gefalteten Strahlenganges erhält man, wenn man zuerst nur einen Strahlarm verfolgt (Abb. 3.2a). Dieser laufe in der Tischenebene durch das Fallenzentrum und definiere die positive x-Achse. Danach wird er über Umlenkspiegel von oben in Richtung der negativen z-Achse durch die Falle geführt, um schließlich die Falle in negativer y-Richtung zu durchqueren. Schickt man diesem nun den zweiten Strahl entgegen, erhält man drei orthogonal zueinander orientierte stehende Wellen. Mit Hilfe in den Strahlengang aufgebaute elektro-optischer Modulatoren (EOM) wird die Polarisation so eingestellt, daß man die MOT- Standardkonfiguration  $\sigma^+ - \sigma^-$  erhält.

Elektro-optische Modulatoren enthalten im Wesentlichen einen Kristall, der in Abhängigkeit der angelegten Spannung seine Brechungsindizes für die unterschiedlichen Raumrichtungen ändert. Sie stellen somit elektrisch schaltbare Verzögerungsplatten dar, die ihre schnelle Achse entsprechend der gewählten Spannung drehen. So kann man mit deren Hilfe zwischen der Standardstrahlkonfiguration und  $lin \perp lin$  umschalten, um die

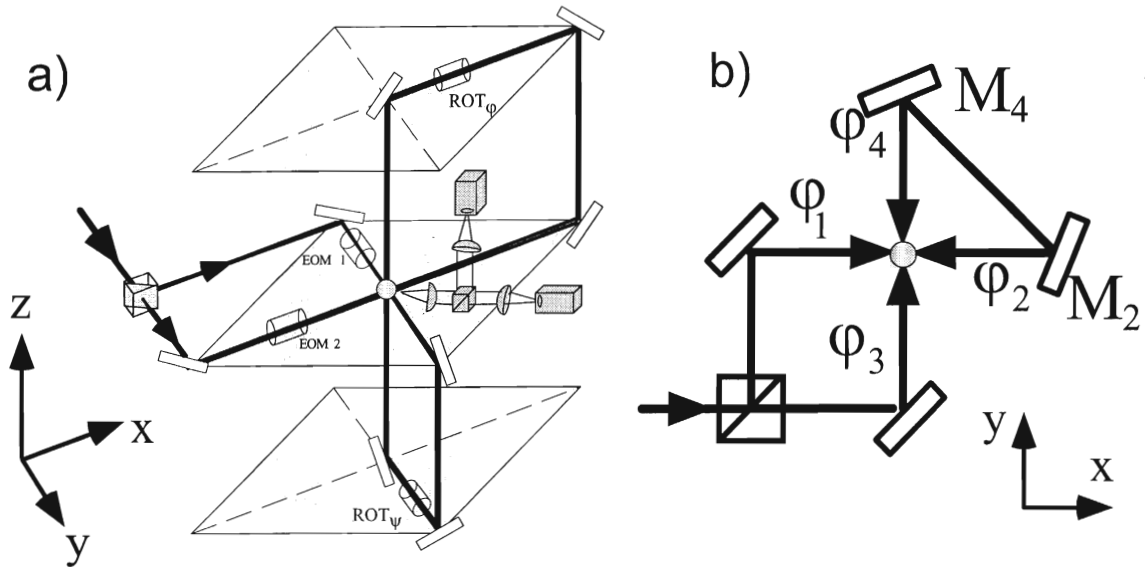


Abbildung 3.2: (a) Dreidimensionale Strahlanordnung, durch die eine Kontrolle der relativen Zeitphasen zwischen allen drei Stehwellen möglich ist. Abgesehen von räumlichen Translationen bleibt die Lichtfeldtopologie invariant gegenüber äußeren Einflüssen. Die beiden eingezeichneten Faradayrotatoren dienen zum Variieren der Zeitphasen. (b) Vereinfachung der Strahlkonfiguration: Stabile relative Zeitphase in 2d. Der Strahlteiler erzeugt eine einzige in sich gefaltete Stehwelle. Weitere Erklärungen folgen im Text.

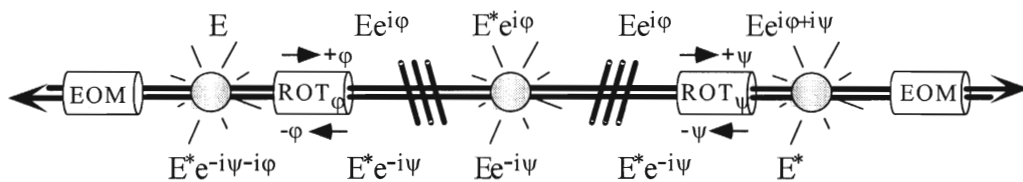


Abbildung 3.3: Um die Wirkungsweise der beiden Faradayrotatoren zu erklären, ist es hilfreich, den Strahlengang in eine Dimension zu entfalten.  $\varphi$  und  $\psi$  geben die relativen Zeitphasen der x- zur y-Stehwelle bzw. der y- zur z-Stehwelle an.

Atome bei ihrem diffusiven Weg durch das von den  $lin \perp lin$  - Stehwellen erzeugten Interferenzfeldes, das ein fehlstellenfreies optisches Gitter darstellt, zu untersuchen. Dies geschah an dieser Magnetooptischen Falle mit Hilfe der Transmissionsspektroskopie [SCHAD98]. Im Verlauf dieser Arbeit wird jedoch ausschließlich die  $\sigma^+ - \sigma^-$ -Standardkonfiguration benutzt.

Durch den in sich geschlossenen Strahlengang hat man den Vorteil, daß die relativen Zeitphasen zwischen den einzelnen Stehwellen bekannt und konstant sind [RAUS98], sodaß die sich aus der Überlagerung der einzelnen Stehwellen ergebenden Feldkonfigurationen (Kap. 1.4) zumindest für den zweidimensionalen Fall angegeben werden können.

### 3.1.3 Realisierung intrinsisch stabiler Zeitphasen

Daß die relativen Zeitphasen tatsächlich stabil und a priori gleich 0 sind, wurde bereits in [RAUS98] vorgestellt und soll mit Hilfe von Abb. 3.2b und der folgenden Rechnung kurz erläutert werden. Es genügt eine skalare Darstellung des elektrischen Feldvektors, da seine Orientierung zunächst keine Rolle spielt. Die beiden Phasen  $\varphi_1$  und  $\varphi_2$  einer eindimensionalen Stehwelle kann man in einen räumlichen und zeitlichen Anteil zerlegen. Ändern sie sich, verschiebt sich die Stehwelle demnach zum einen im Raum (Translation) und zum anderen bezüglich ihres Zeitursprungs, aber die Topologie ändert sich nicht:

$$E = \cos(\omega t - kx + \varphi_1) + \cos(\omega t + kx + \varphi_2) = 2 \cos\left(\omega t + \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}\right) \cdot \cos\left(kx + \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2}\right) \quad (3.1)$$

mit dem Wellenvektor  $k$  und der Laserfrequenz  $\omega$ .

Nun läßt sich die Überlagerung zweier entlang der x- und y- Achse orientierter skalarer Stehwellen folgendermaßen darstellen:

$$E = 2 \cos\left(\omega t + \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}\right) \cos\left(kx + \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2}\right) + 2 \cos\left(\omega t + \frac{\varphi_3 + \varphi_4}{2}\right) \cos\left(ky + \frac{\varphi_4 - \varphi_3}{2}\right) \quad (3.2)$$

Das entscheidende ist nun, daß die beiden die gefaltete Stehwelle erzeugenden Laserstrahlen den selben optischen Weg zurücklegen. So habe der Weg von dem Zentrum, also der Falle selbst, über  $M_2$  und  $M_4$  zurück zum Zentrum die Länge  $d$ . Die entlang dieses Weges aufgesammelte Phase ist für beide Richtungen gleich und beträgt  $kd$ . Daher ist

$$\varphi_4 = \varphi_1 + kd \text{ und } \varphi_2 = \varphi_3 + kd \quad (3.3)$$

Daraus folgt aber unmittelbar, daß für die relative Zeitphase, also für die Differenz der Zeitphasen beider Stehwellen, gilt:

$$\frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} - \frac{\varphi_3 + \varphi_4}{2} = \frac{\varphi_1 + \varphi_3 + kd}{2} - \frac{\varphi_3 + \varphi_1 + kd}{2} = 0! \quad (3.4)$$

Sie ist also a priori gleich 0.

Daran erkennt man aber auch, wie man die relative Zeitphase variieren kann: man



muß die optische Weglänge für einen Strahl gegenüber dem anderen verändern. Unterscheiden kann man sie aber nur anhand ihrer Ausbreitungsrichtung und ihrer Polarisation, das heißt, man muß an dieser Stelle wieder vektorielle Lichtfelder betrachten. Bei der verwendeten  $\sigma^+ - \sigma^-$ -Konfiguration haben die entgegenlaufenden Strahlen jeweils entgegengesetzte Zirkularität. Daher braucht man nicht-reziproke (d.h. im Strahlengang nicht umkehrbare) optischen Elemente. Solche werden zum Beispiel von Faraday-Rotatoren dargestellt: ein an einem Kristall angelegtes Magnetfeld veränderlicher Stärke ändert die Brechungsindizes für  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -Polarisation (und bricht damit die Zeit-Umkehr-Invarianz), was zur Folge hat, daß  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -Licht unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten erfahren (Faraday-Effekt) und sich damit deren optische Weglängen, wie gewünscht, unterscheiden.

Durch Verändern des Magnetfeldes wird die Stärke der Wechselwirkung und damit der Brechungsindex-Unterschied variiert, wodurch unterschiedliche relative Zeitphasen entstehen.

Um das Lichtfeld nun schließlich ins 3-dimensionale zu übertragen, werden drei orthogonal zueinander orientierte „Rotationsschrauben“ mit den relativen Zeitphasen  $\varphi$  und  $\psi$  (Abb. 3.3) übereinandergelegt. Das sich ergebende elektrische Feld hat die Form

$$E \approx \hat{x}(\sin(kz) + \sin(ky) \cdot e^{i\psi}) + \hat{y}(\cos(kz) + \cos(kx) \cdot e^{i\varphi}) + \hat{z}(\sin(kx) \cdot e^{i\varphi} + \cos(ky) \cdot e^{i\psi}) \quad (3.5)$$

und die resultierende Lichtintensität

$$I \approx \frac{3}{2} + \cos(kx) \cos(kz) \cos(\varphi) + \sin(ky) \sin(kz) \cos(\psi) + \sin(kx) \sin(ky) \cos(\varphi - \psi). \quad (3.6)$$

## 3.2 Das Detektionssystem

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie die Information über die Atome in der Falle, wie sie sich bewegen, welches Licht sie ausstrahlen, letztendlich in den Computer gelangt und dann auf den relevanten Zeitskalen untersucht werden kann.

### 3.2.1 Der optische Aufbau

Durch zwei sich gegenüberliegende Beobachtungsfenster im Vakuumtopf wird von der einen Seite mit dem verwendeten Hanbury Brown & Twiss - Aufbau (Abb.3.4) die Fluoreszenz der Atome in der Falle mit zwei Avalanche-Photodioden detektiert und von der anderen diese Optik mit einer CCD-Kamera justiert. Das Linsensystem, das ebenfalls in Abb. 3.4 dargestellt ist, hat im Inneren des Vakuumtopfes die erste Kollimationslinse ( $f = 2,5$  cm), um einen möglichst großen Raumwinkel ( $\Omega = 0,05 \cdot 4\pi$ ) bei einer 1:1-Abbildung zu erreichen, wodurch man eine hohe Tiefenschärfe erhält und wenig Streulicht auf die APD's abbildet. Zur weiteren Unterdrückung des Streulichts aus dem Topf und möglicher Rückreflexionen des Rekombinationsleuchtens von einer APD auf die andere [DAES96] dient jeweils eine in die Zwischenabbildung gebrachte

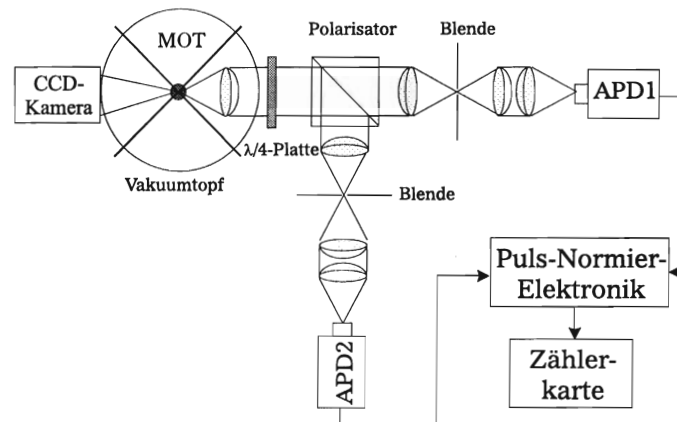


Abbildung 3.4: Durch den dargestellten Hanbury Brown & Twiss - Aufbau ist man in der Messung kleiner Zeitdifferenzen nicht mehr auf die Totzeit der verwendeten Detektoren beschränkt und kann gleichzeitig auftretende Photonen registrieren.

Lochblende mit einer Öffnung von  $\emptyset = 500 \mu\text{m}$ . Die Verwendung des Hanbury Brown & Twiss-Aufbaus ermöglicht es, polarisationssensitiv die von den Atomen abgestrahlte Fluoreszenz zu registrieren. Durch Verwendung eines polarisierenden Strahlteilers detektiert man mit beiden APD's orthogonale Polarisationszustände. Dadurch hat man die Möglichkeit, durch Analyse der aufgezeichneten Meßreihen mit der in Kap. 1.5.1 vorgestellten Kreuzkorrelationsfunktion die „Trägheit“ der Atome, auf die in den Interpretationen der Meßergebnisse (Kap. 5) noch eingegangen wird, zu untersuchen. Als Maß für diese Trägheit dient, wie schon erwähnt, die Zeit nach Registrieren eines Photons, die das Atom braucht, um sich in seiner Orientierung soweit zu drehen, daß man aus der selben Beobachtungsrichtung ein zu diesem orthogonal polarisiertes Photon registriert.

### 3.2.2 Korrelationselektronik

Der von der APD kommende elektronische Puls gelangt über einen Diskriminator zu einer schnellen Zählerkarte, die alle registrierten Photonen entsprechend ihrer Ankunftszeit „online“ als Zeitmarke in eine Zeitreihendatei auf die Festplatte eines Computers schreibt. Damit ergibt sich die neuartige Möglichkeit, aus den somit komplett vorhandenen Meßdaten (im Gegensatz zu der sonst üblichen single-stop-Technik des Zeit-Amplituden-Konverters (TAC), bei dem zusätzlich der Pile-Up-Effekt als störend hinzutrat [COAT68]) eventuell im Nachhinein notwendige Untersuchungen an den selben Meßdaten vorzunehmen.

Der hier verwendete Constant-Fraction-Discriminator (CFD) der Firma Ortec EG&G (Modell 935, QUAD 200-MHz) normiert alle ankommenden, einen einstellbaren Schwellenwert überschreitenden APD-Pulse auf eine Höhe von -800 mV und feste (jedoch zwischen 20 und 1000 ns wählbare) Zeit von 80 ns. Dies wird erreicht, indem der CFD den ankommenden Puls intern dupliziert, das Duplikat um 10 ns verzögert, um

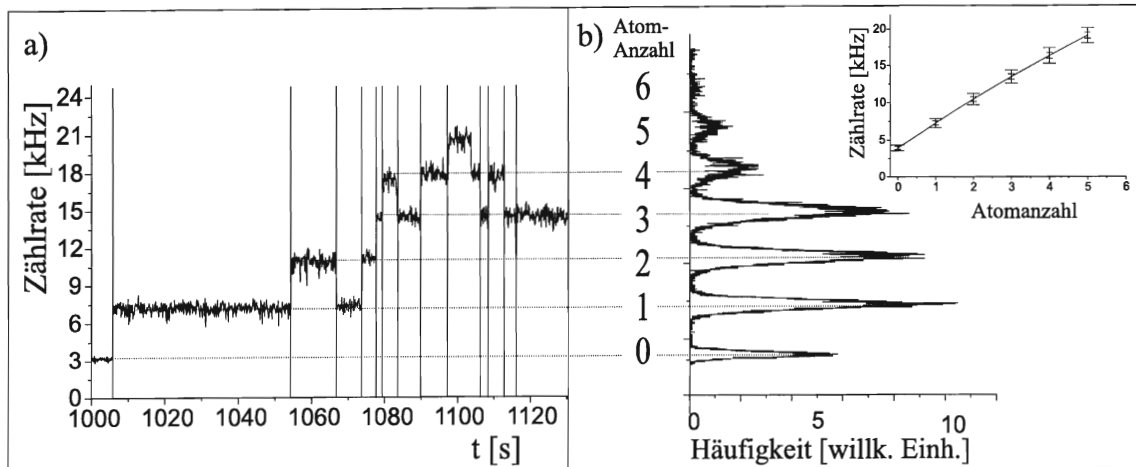


Abbildung 3.5: a) Ausschnitt aus einer mit der Zählerkarte aufgenommenen Datei, aus der das in (b) dargestellte Histogramm erstellt wurde. Die Gesamtdauer der Messung betrug 50 Minuten, wobei für 244 s kein Atom in der Falle war. Die längste Zeit verbrachten (zusammengerechnet) drei Atome zusammen in der Falle (728 s). Der resonante Sättigungsparameter lag bei  $s_0 = 0,05$  bei einer Verstimmung von  $\delta = -8$  MHz.

20 % abschwächt und zu dem Original hinzuaddiert. Damit erhält er als Nulldurchgang des neuentstandenen Signals eine zeitliche Startmarke zur Ausgabe eines glatten NIM-Pulses, die alleine durch die Anstiegszeit des APD-Pulses und die CFD-interne Abschwächung von 20 % bestimmt und deshalb nahezu konstant ist. Dabei hat der CFD den Vorteil, daß man ihn so einstellen kann, daß er während dieser Zeit keine weiteren „Schein“-Pulse registriert. Damit ist gemeint, daß ein APD-Puls aufgrund von elektrischen Reflexionen an Abschlußwiderständen nachschwingen kann und somit, bei falscher Triggerung, der Elektronik mehrere Ereignisse vortäuschen kann. Nach 80 ns ist der APD-Puls jedoch soweit abgeklungen, daß er unterhalb der gewählten Triggerschwelle des CFD liegt. Bei dieser Wahl muß man einen Kompromiß finden, sodaß die Schwelle weit genug oberhalb des maximalen Rauschens, entsprechend dem bei hohen Intensitäten, liegt. Dann registriert die Elektronik mit großer Sicherheit pro APD-Puls nur ein Ereignis.

Die Zählerkarte der Firma Silicon Solutions schreibt, wie schon erwähnt, alle ankommenden Pulse online, getrennt für jeden Kanal mit einer Zeitauflösung von 100 ns und maximalen Rate von 20 kHz, auf die Festplatte eines Computers, wobei kurzfristige Ratenüberhöhungen auf bis zu 40 kHz pro Kanal von einem integrierten Kurzzeitspeicher (FIFO) aufgefangen werden können. Pro Kanal entsteht nach der Registrierung eines Photons eine jeweilige Totzeit von 700 ns. Die Totzeit pro Kanal ist damit auf die der entsprechenden APD limitiert (Kap 2.3), wird aber durch den verwendeten Hanbury Brown & Twiss-Aufbau umgangen. Bei der Analyse einer Zählerkarten - Datei, die die Zeitmarken der Fluoreszenz einzelner Atome enthält (Abb.3.5), sorgt eine für diese Zwecke weiterentwickelte Computersoftware [SCHAD98] dafür, daß die Zeitmarken jeder einzelnen APD über ein wählbares Zeitintervall  $\Delta t$  aufintegriert und

die sich in dieser Zeit ergebende Photonenzahl als Rate in fortlaufend nummerierte Kanäle der selben Breite  $\Delta t$  geschrieben werden. Als angemessene zeitliche Breite eines Kanals haben sich  $\Delta t = 100$  ms herausgestellt. Dann ist eine saubere Trennung der Fluoreszenz einzelner Atome (deutlich als Stufen in der Abbildung zu erkennen) in der Falle möglich. Damit eröffnet sich erstmals die Möglichkeit, einzelne neutrale gespeicherte Atome in einer zeitphasenstabilen magnetooptischen Falle zu untersuchen [HU94, HAUB96]. Schließlich werden die Zeitmarken automatisch nach Atomanzahl getrennt auf den interessierenden Zeitskalen korreliert und zuletzt in ein Histogramm (Abb.3.5b) eingetragen, aus dessen Fläche die Fluoreszenz der Atome und aus dessen Breite die Fehlerstatistik für die einzelnen Atomanzahlen bestimmt wird.

## 4 Messungen

Welche Bewegung das Atom ausführt, wenn es sich in dem in diesem Experiment bekannten und konstanten Lichtfeld bewegt, wird hier anhand der abgestrahlten Fluoreszenz der Atome untersucht. Mit der in Kap. 1.5.1 vorgestellten  $g^{(2)}$ -Funktion erhalten wir aus den Meßdaten eine Statistik über die Zeitdifferenz aller detektierten Photonen. Diese enthält, wie im weiteren Verlauf des Kapitels deutlich wird, Information über die interne und äußere Dynamik des Atoms. Hier wird zwischen zwei Messungen unterschieden:

- Autokorrelation: Um intensitätssensitiv zu messen, wird in dem in Abb. 3.4 gezeigten Hanbury Brown & Twiss-Aufbau [HANB56] ein unpolarisierender Strahlteiler eingesetzt. Damit detektiert man mit beiden APD's die Photonen unabhängig ihrer Polarisation mit gleicher Wahrscheinlichkeit und protokolliert mit der Messung daher die Intensitätsfluktuationen der von den Atomen abgestrahlten Fluoreszenz.
- Kreuzkorrelation: Mit Verwendung eines polarisierenden Strahlteilers detektiert man mit beiden APD's orthogonal polarisierte Photonen. Das ist zum einen s- und p- Polarisation (lineare Kreuzkorrelation, Abb. 4.1), mit einer vor dem Strahlteiler aufgestellten  $\lambda/4$ -Platte, deren schnelle Achse um  $45^\circ$  zur z-Achse verdreht ist,  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -Polarisation (zirkulare Kreuzkorrelation, Abb. 4.2). Hierbei ist jedoch zu beachten, daß es in beiden Fällen der Kreuzkorrelation unumgänglich ist, daß man eine zusätzliche Intensitätskorrelation mitdetektiert, da im ersten Fall zirkular polarisiertes Licht, im zweiten linear polarisiertes Licht mit gleicher Wahrscheinlichkeit auf beide APD's fällt und einen positiven Kontrast erzeugen kann.

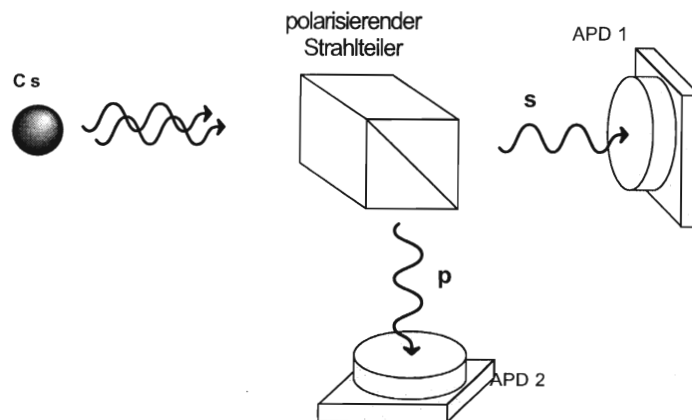


Abbildung 4.1: Die von den gefangenen Atomen aus der MOT kommenden Photonen (links) werden am polarisierenden Strahlteiler polarisationssensitiv detektiert. Bei einer linearen Orientierung entlang der z-Achse erreichen sie APD 1, senkrecht dazu APD 2.

Ein Beispiel: Aus den Zeitdifferenzen aller detektierter orthogonal-zirkular-polarisierter Photonen erhält man aus der  $g^{(2)}$ -Funktion eine Statistik, die im folgenden beschrieben wird. Ein Atom wird sicherlich an einer Stelle, an der sich nur  $\sigma^+$ -Licht befindet, recht schnell in den äußersten Zeeman-Zustand  $m_g = +J_g$  umpumpiert werden und solange kein  $\sigma^-$ -Licht mehr streuen, bis es diesen Ort wieder verlassen hat. Da das Atom eine endliche Zeit braucht, um seine Orientierung und damit sein Streuverhalten zu ändern, kann man aus diesen Informationen Aufschluß über die atomare Bewegung und Wechselwirkung mit dem Lichtfeld gewinnen. Wenn man dem Atom eine Trägheit zuschreibt, ist die mittlere Zeit, in der die Zirkularität der abgestrahlten Photonen sich ändert, ein Maß für die Umpumpzeit, in der das Atom von dem einen äußeren Grundzustand in den anderen gelangt. Da die atomare Bewegung als diffusiv angenommen wird (vergl. Kap 1.5.2), erhält man durch eine exponentielle Anpassung an die  $g^{(2)}$ -Funktion eine Zeitkonstante, die in direkter Verbindung mit der Umpumpzeit steht, wohingegen der sich ergebende Kontrast angibt, wie stark der Anteil dieses Effektes verglichen mit den unkorrelierten Untergrundereignissen vertreten ist.

Dabei werden die Untersuchungen an nur einem Atom vorgenommen, da man dann alle Signalbeiträge unterscheiden und zuordnen kann und da Ensembleeigenschaften wie die mögliche Wechselwirkung der Atome untereinander wegfallen. Man erhält damit einen Kontrast der  $g^{(2)}$ -Funktion (Kap. 1.5.1), aus dem sowohl qualitative als auch quantitative Aussagen machen kann.

## 4.1 Fluoreszenzmessungen an „0 gespeichertem Atomen“

Um die Signale der einzelnen Atome von der Untergrundzählrate zu trennen, muß man letztere bestimmen. Diese besteht aus Streulicht und Hintergrundfluoreszenz, was im Laufe dieses Abschnittes geklärt werden soll. Eine Bestimmung der  $g^{(2)}$ -Funktion

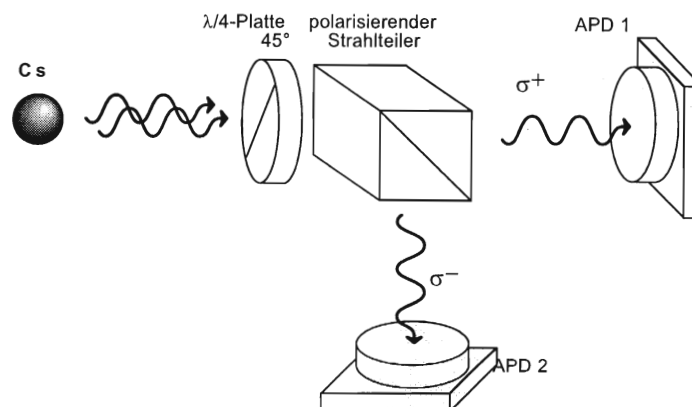


Abbildung 4.2: Dem Prinzip von Abb. 4.1 folgend wird die Fluoreszenz hier wegen der zusätzlich aufgestellten Verzögerungsplatte zirkularsensitiv detektiert: rechtszirkulare Photonen erreichen APD 1, linkszirkulare APD 2.

aus den Streulicht-Daten (Abb. 4.3) ergab wider unserer Erwartungen keine flache Funktion, wie man es für ein unkorreliertes Signal, erwarten würde, sondern einen Kontrast von mehr als 10 % (s.u.) und eine Zeitkonstante, die im  $\mu\text{s}$ -Bereich liegt. Das aus der Apparatur kommende „Streulicht“ enthält also Korrelationen.

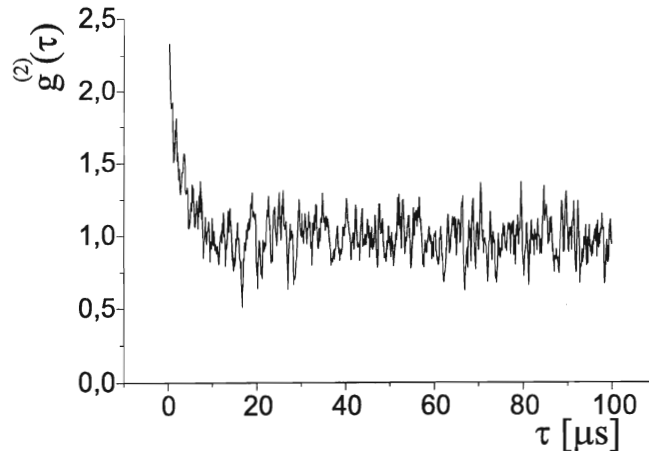


Abbildung 4.3:  $g^{(2)}$ -Funktion der 0-Atom-Messung. Der starke positive Kontrast wird erzeugt von mit thermischer Geschwindigkeit an dem Fallenzentrum vorbeifliegenden Atomen, deren Signal bei allen Korrelationsauswertungen beachtet werden muß.

Mehrere Messungen (die ohne Rückpumplaser erfolgten, so daß bestimmt keine Atome gefangen werden), bei der die Verstimmung des Kühllasers weit über den gesamten Frequenzbereich der dopplerverbreiteten  $D_2$ -Linie des Cäsiums variiert wurde, ergab das in Abb. 4.4 (a) dargestellte Spektrum. Um zu verstehen, woher die dort sichtbaren Fluoreszenzschwankungen kommen, sind systematische Messungen aufgenommen worden, bei denen nur 1 und 2 der zum Betreiben der MOT nötigen 6 Laserstrahlen eingeschaltet waren. Eine Messung mit einem aus x- und einem aus y-Richtung (vergl. Abb. 3.2 (a)) kommenden Laserstrahl ist in Abb. 4.4 (b) dargestellt. Die gestrichelten Linien entsprechen zwei zusätzlichen Messungen mit nur einem der beiden Laserstrahlen: links der Laser aus x-Richtung, rechts der Laser aus y-Richtung. Das Signal mit beiden Laserstrahlen an ist durch die durchgezogene Linie dargestellt. Die beiden Einzelmessungen ergeben jeweils eine dopplerverschobene Resonanzlinie. Die durchgezogene Linie erhält nicht nur die Summe beider Einzelmessungen, sondern zwei zusätzliche Einbrüche (A1) und (A2). Anhand weiterer solcher Messungen wurde schließlich die Lösung gefunden: aus Richtung des „geschlossenen“ Cäsium-Reservoirs (vergl. Abb. 3.1) kommt ein thermischer Atomstrahl auf das Fallenzentrum zu. Damit erklärten sich alle aufgenommenen Messungen einschließlich der in Abb. 4.4 dargestellten: Für jeden Laserstrahl ergibt sich eine auf seine Richtung bezogene unterschiedliche Relativgeschwindigkeit der durch das Fallenzentrum fliegenden thermischen Atome, wodurch sich unterschiedliche dopplerverschobene Resonanzlinien ergeben.

Daß die Summe der einzeln aufgenommenen Fluoreszenzspektren (gestrichelt eingezeichnet) in 4.4 (b) nicht ihrer gleichzeitigen Überlagerung entspricht (durchgezogene Linie), liegt daran, daß bei dem Einbruch (A1) der aus y-Richtung kommende Laser-

strahl aufgrund der Dopplerverschiebung resonant mit dem ( $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$ )-Übergang, und bei Einbruch (A2) resonant mit dem Übergang ( $F_g = 4 \rightarrow F_e = 4$ ) wird. Dadurch können die Atome in den  $F_g = 3$ -Grundzustand zerfallen und nicht mehr angeregt werden, da die Frequenzdifferenz zwischen den ( $F_g = 3$  und  $F_g = 4$ ) - Grundzuständen 9,12 GHz beträgt (Abb. 1.1). Auf diese Art konnten alle weiteren Einbrüche in Abb. 4.4 (a) erklärt werden. Aus den Bestimmungen der gut aufgelösten dopplerverschobenen Resonanzlinien ergab sich eine mittlere Geschwindigkeit der Cäsiumatome zu 182 m/s mit einem Fehler von  $\pm 9$  m/s, was in guter Übereinstimmung mit der thermischen Energie dieser Atome bei Zimmertemperatur liegt (195 m/s).

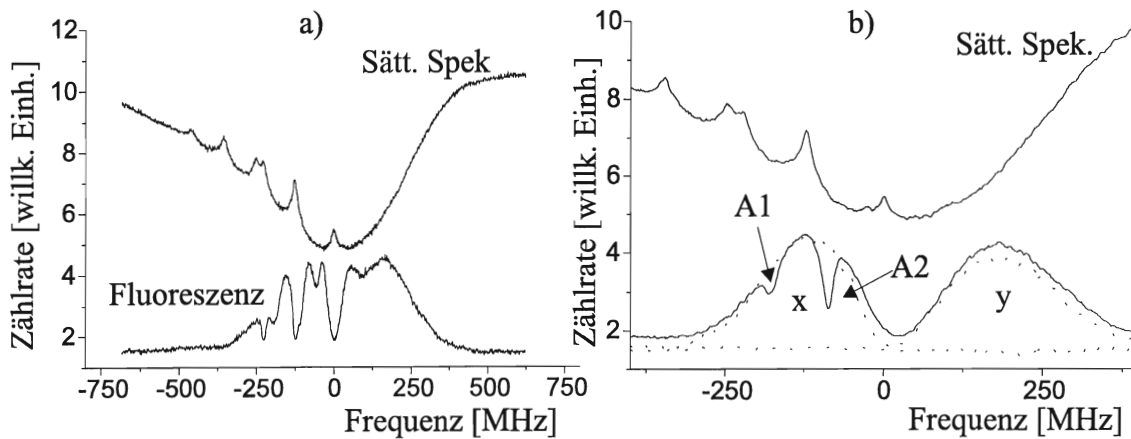


Abbildung 4.4: Dargestellt ist die gemessene Fluoreszenz der durch das Beobachtungsvolumen fliegenden Atome gegen die Verstimmung des Kühllasers. Zusätzlich ist zur genauen Frequenzbestimmung ein mitaufgezeichnetes Sättigungsspektrum dargestellt, daß ebenfalls vom Kühllaser stammt. (a) Alle 6 Laserarme sind eingeschaltet (siehe Text). (b) 2 Laserstrahlen erzeugen weniger Einbrüche. Durch weitere Messungen solcher Art konnten sämtliche Einbrüche in (a) quantitativ und qualitativ erklärt werden.

Durch eine für große Verstimmung aufgenommene Messung des Streulichts (bei der keine Fluoreszenz der vorbeifliegenden Atome mehr auftrat) konnte die  $g^{(2)}$ -Funktion aus Abb. 4.3 normiert werden. Da durch diese Normierung eine gegen 0 gehende Intensitätsverteilung mit kurzzeitigen Maxima entsteht (vergl. Abb. 1.8), ergibt sich der in Abb. 4.3 erkennbare große Kontrast von über 100 %. Bei allen weiteren Messungen sind die aufgenommenen Korrelationen mit diesem Signal zu korrigieren (siehe Anhang A).

## 4.2 Messungen bei Zeitphase $\varphi = 0^\circ$ und $\psi = 0^\circ$

Wichtig für die hier aufgeführten Messungen ist die Beachtung der Orientierung der Detektionsapparatur zu der des Lichtfeldes (vergl. Abb. 3.2 a))

Die durch die Beobachtungsrichtung festgelegte Achse ( $\vec{e}_x + \vec{e}_y$ ) definiert uns eine Quantisierungsachse, bezüglich derer wir lineare  $E_s = E_z$ ,  $E_p = (E_x + E_y)/\sqrt{2}$  und zirkuläre  $E_+ = -(E_s + iE_p)/\sqrt{2}$ ,  $E_- = (E_s - iE_p)/\sqrt{2}$  Polarisationskomponenten festlegen



können.

Zusammen mit dem Lichtfeld der Magnetooptischen Falle (Gl.3.5) ergeben sich daraus Lichtfeldkonfigurationen, die sehr stark von den beiden relativen Zeitphasen  $\varphi$  und  $\psi$  abhängen [GOM98].

Bei den in diesem Abschnitt vorgestellten Messungen sind beide relative Zeitphasen  $\varphi$  und  $\psi = 0$ . Das Lichtfeld ist somit überall linear polarisiert (Kap. 1.4 und Abb. 1.6 (a)) und enthält Intensitätsmodulationen. Es stellt eine Kombination aus Rotationschraube ( $\sigma^+ \sigma^-$ ) und Stehwelle (lin par lin) dar. Die aus den theoretischen Überlegungen aus Kap. 1.5.2 ergebenden Erwartungen für die Korrelationen können mit diesen Messungen überprüft werden. Die diffusive Bewegung des Atoms erzeugt in diesem Modell bei einer Intensitätskorrelation einen positiven Kontrast.

Die aus der entsprechenden Messung erhaltene Intensitätskorrelation (Abb. 4.5 a) bestätigt die Erwartungen.

Für die Aufnahme einer sp-Kreuzkorrelation wird, im Gegensatz zur Intensitätskorrelation, ein polarisierender Strahlteiler verwendet (Abb. 4.1), um die orthogonalen Polarisationszustände (p) (parallel zur xy-Ebene, vergl. Abb. 3.2) und (s) (senkrecht zur xy-Ebene) getrennt mit beiden APD's aufzunehmen. Die Erwartungen aus Kap. 1.5.2 gehen hier von dem (verglichen mit Zeitphasen ungleich 0) größtmöglichen Kontrast, der negativ sein sollte, aus. Überraschenderweise hat sich aus einer 20 Minuten langen 1-Atom-Zeitreihe eine  $g^{(2)}$ -Funktion ergeben, bei der im Rahmen der Meßstatistik kein Kontrast feststellbar ist (Abb. 4.5 (b)). Vier weitere sp-Korrelationsmessungen für verschiedene Intensitäten und Verstimmungen brachten das selbe (überraschende)

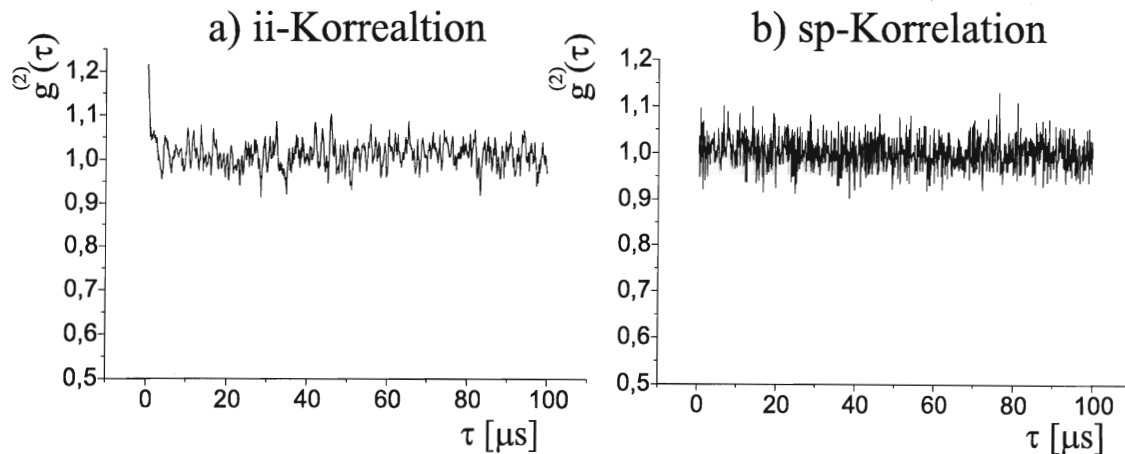


Abbildung 4.5: a) Aufgenommene Intensitätskorrelation an einem Atom bei einer Verstimmung von  $\delta = 8$  MHz und einem Sättigungsparameter von  $s(\delta) = 1,4$ . Die Meßzeit betrug 590 s, Werte aus einer exponentiellen Anpassung ergaben für den Kontrast 1,2 und für die Zeitkonstante  $1,2 \mu\text{s}$ . b) sp-Korrelation von einem Atom aus einer 17 minütigen Messung. (a und b) Nur das Signal von einem Atom ist aus einer langen Meßreihe wie in Abb.3.5 dargestellt für für solche Arten von Untersuchungen korreliert worden. Beide  $g^{(2)}$ -Funktionen sind entsprechend des vorangegangenen Abschnittes mit dem Störsignal der vorbeifliegenden Atomen korrigiert.

Ergebnis.

Zum Aufnehmen von  $\sigma^+\sigma^-$ -Kreuzkorrelationsmessungen wird vor dem polarisierenden Strahlteiler die Verzögerungsplatte ( $\lambda/4$ ) unter  $45^\circ$  zur s- und p- Richtung aufgestellt (Abb. 4.2). Die aus einer Messung ermittelte  $g^{(2)}$ -Funktion ist in Abb. 4.6 (a) dargestellt. Sie zeigt einen erstaunlich hohen negativen Kontrast. Erstaunlich, da die Modellbeschreibung aus Kap. 1.5.2 einen Kontrast von 0 vorhersagt. Sämtliche aufgenommenen  $\sigma^+\sigma^-$  Korrelationsmessungen bei unterschiedlichen Intensitäten und Verstimmungen ergaben  $g^{(2)}$ -Funktionen mit dem selben qualitativen Ergebnis. Die wiederum aufgrund der angenommenen diffusiven atomaren Bewegung angepaßte Exponentialfunktion, die auch hier dem Verlauf der  $g^{(2)}$ -Funktion Rechnung trägt, ergibt einen Kontrast, der zwischen -0,4 und -0,6 liegt. Die so ermittelte Zeitkonstante liegt zwischen 2 und 6  $\mu s$ .

In Abb. 4.6 (b) ist die aus einer 2-Atom-Meßreihe errechnete  $\sigma^+\sigma^-$ -Kreuzkorrelation dargestellt. Der qualitative Verlauf ist der selbe. Jedoch ergibt sich ein schwächerer Kontrast (vergl. Kap. 1.5.1, Gl. 1.11), was daher kommt, daß die Streuraten der einzelnen Photonen untereinander unkorreliert sind:

Experimentell ergab sich bei einer Verstimmung von  $\delta = 3,4 \cdot \Gamma$  und einer Intensität von  $I_L = 1,8 \text{ mW} / \text{cm}^2$  pro Laserstrahl  $(g^{(2)}(0) - 1)(1 \text{ Atom}) = -0,57$  und  $(g^{(2)}(0) - 1)(2 \text{ Atome}) = -0,27$ .

Aus Gleichung 1.11 folgt aus dem 1-Atom-Kontrast für  $(g^{(2)}(0) - 1)(2 \text{ Atome}) : 0,285$ , was eine gute Übereinstimmung zwischen dem theoretischen Modell und den Messungen zeigt. Die ermittelte Zeitkonstante ist die selbe wie die der aus der selben Messung hervorgehenden (hier nicht als Abbildung aufgeführten) 1-Atom-Kreuzkorrelationsfunktion. Dieses Ergebnis bestätigt die auch schon in früheren Untersuchungen aufgestellte Annahme, daß die Wechselwirkung der Atome vernachlässigt werden kann [DAES96].

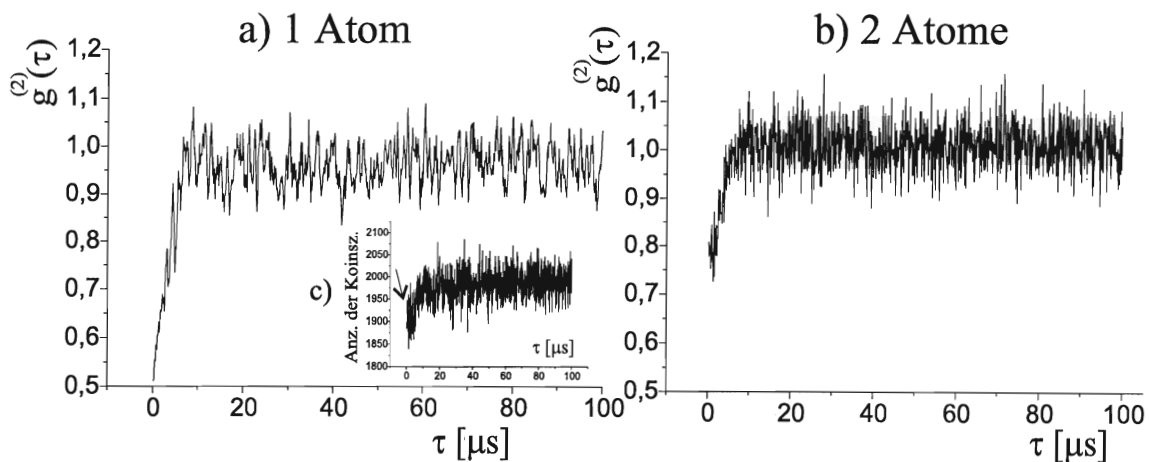


Abbildung 4.6: Sigma-Kreuzkorrelationen für a) ein Atom ( $t = 11$  Minuten) und b) zwei Atome ( $t = 9$  Minuten). c) Das Inset zeigt die Rohdaten von Messung a). An der Position des Pfeiles erkennt man schwach die von den vorbeifliegenden Atome erzeugten kurzzeitigen ( $\tau < 2 \mu s$ ) Überhöhungen.

Aus systematischen Aufnahmen für unterschiedliche Intensitäten  $I$  und Verstimmungen  $\delta$  (Abb. 4.7) kann das Verhalten eines Atoms bei unterschiedlichen Potentialtiefen, Lichtverschiebungen (vergl. Kap. 1.3), untersucht werden. Die Potentialtiefen sind in Abhängigkeit von  $I$  und  $\delta$  gegeben nach Gl. 1.8. Mit steigender Lichtverschiebung steigt die Temperatur der Atome in der Falle, da  $k_B T_{pol} \approx \hbar \delta s(\delta)$ , (Gl. 1.9). Das wirkt sich, wie man hier erkennen kann, auch auf die sich aus den Korrelationsfunktionen ergebenden Zeitkonstanten aus.

Als letztes Ergebnis der Messungen bei dieser Zeitphase sei hier noch eine interessantes, vielleicht (da bisher nicht erklärbares) systematisches Signal erwähnt:

Es ist bei allen  $\sigma$ -Kreuzkorrelationen bei ungefähr  $50 \mu\text{s}$  ein Einbruch festzustellen, der bei keiner anderen von uns aufgenommenen Korrelationsmessung vorzufinden ist, siehe Abb. 4.8.

### 4.3 Messungen bei Zeitphase $\varphi \neq 0^\circ$ und $\psi = 0^\circ$

Um eine der beiden relativen Zeitphasen zu ändern, ist gemäß Abb. 3.2 ein Faraday-Rotator in den Strahlengang eingefügt worden (vergl. Kap. 3.1.3). Der verwendete Faraday-Rotator der Firma Gsänger ist so konzipiert, daß mit ihm eine maximale Zeitphase von  $\varphi = 83^\circ$  eingestellt werden kann.

Die folgenden Messungen sind daher bei relativen Zeitphasen  $\varphi = 83^\circ$  und  $\psi = 0^\circ$

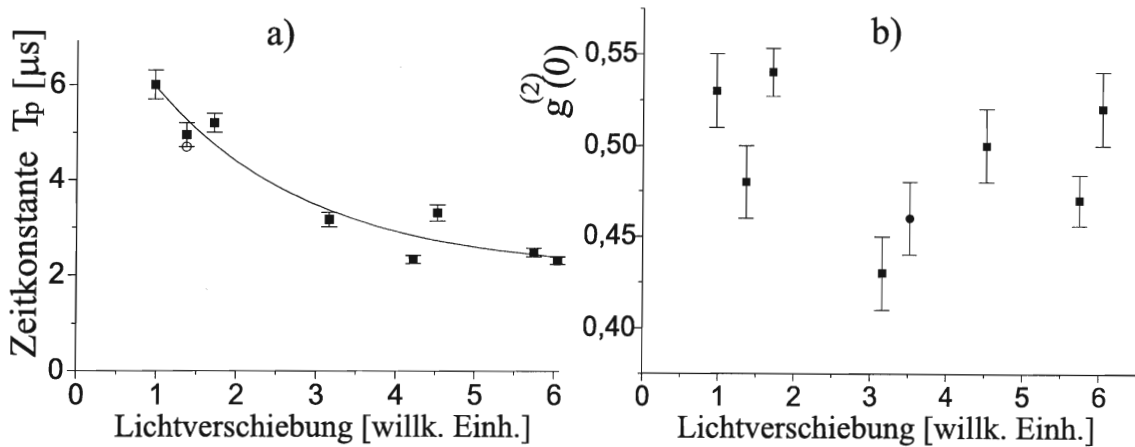


Abbildung 4.7: a) Dargestellt ist die für alle  $\sigma$ -Kreuzkorrelationen ermittelte Zeitkonstante  $T_p$  als Funktion der Lichtverschiebung. Deutlich zu erkennen ist die Tendenz, daß die Zeitkonstante  $T_p$  mit zunehmender Lichtverschiebung  $U_0$ , die proportional zum Produkt aus Verstimmung und Sättigungsparameter  $\delta s(\delta) = \delta 2\Omega_R^2 / (4\delta^2 + \Gamma^2)$  ist, kleiner wird, was darauf hindeutet, daß die Atome wärmer ( $T_{pol} \propto U_0$ ) werden. b) Hingegen keine Systematik läßt der Kontrast  $g^{(2)}(0)$ , ebenfalls gegen die Lichtverschiebung aufgetragen, erkennen. Die angegebenen Fehlerbalken ergeben sich aus den angepaßten Exponentialfunktionen (siehe Text)

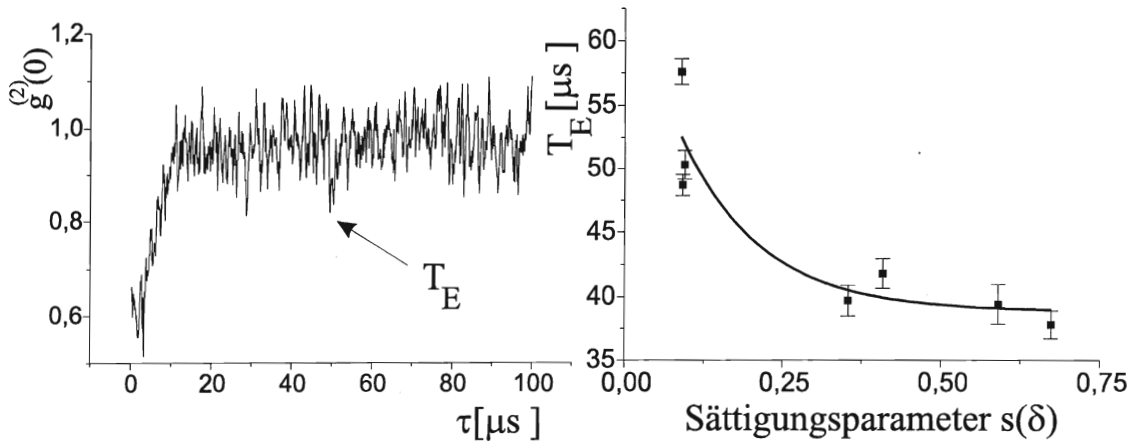


Abbildung 4.8: (a) Der fast im Rauschen untergehende Einbruch zur Zeit  $T_E$ , der bei allen  $\sigma$ -Kreuzkorrelationen zu finden ist, hat scheinbar eine systematische Ursache, da eine exponentielle Abhängigkeit vermutet werden kann (b), wenn man die sich aus verschiedenen Messungen für unterschiedliche Intensitäten und Verstimmungen ergebenden Zeiten  $T_E$  gegen den errechneten Sättigungsparameter aufträgt.

aufgenommen worden. Das sich ergebende Lichtfeld der Mot enthält nun neben linearer Polarisationskomponenten auch elliptische (vergl. Abb. 1.6 (b))

Nach den Überlegungen aus Kap.1.5.2 sollte ein Unterschied zu den Messungen des vorangegangenen Abschnittes erkennbar sein. Abb. 4.9 zeigt eine gemessene  $\sigma$ -Kreuzkorrelation für ein und zwei Atome.

Es kann aber kein Unterschied zu den Messungen des vorangegangenen Abschnittes festgestellt werden.

Eine exponentielle Anpassung an die  $g^{(2)}$ -Funktion zur Ermittlung der Zeitkonstanten zeigt, daß diese mit den Messungen bei Zeitphase  $\varphi = 0$  erhaltenen Werten quantitativ

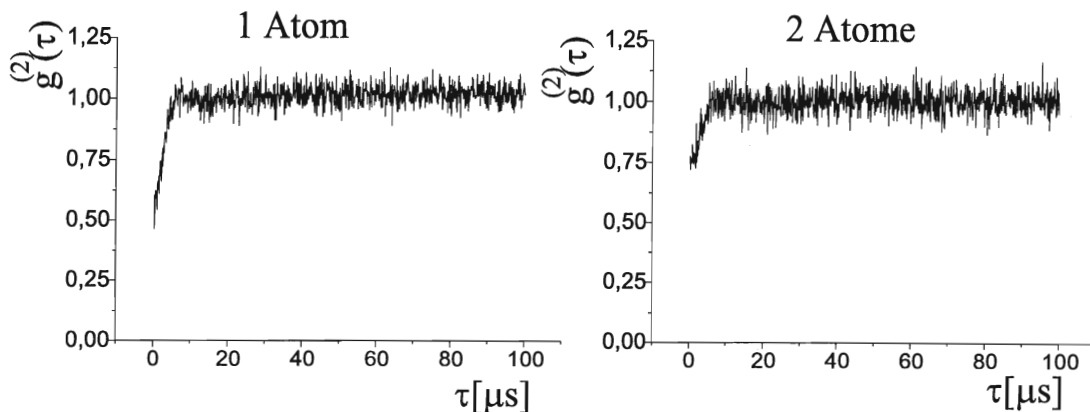


Abbildung 4.9: Ergebnis einer 47 minütigen  $\sigma^+ - \sigma^-$  - Kreuzkorrelationsmessung, bei der für insgesamt 17 Minuten ein Atom in der Falle saß. Der Sättigungsparameter beträgt  $s = 0,5$  bei einer Verstimmung von  $\delta = 3\Gamma$ .

innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen. Das steht im Widerspruch zur theoretisch vorhergesagten starken Abhängigkeit der atomaren Dynamik von den Lichtfeldkonfigurationen [MOL91].

## 5 Interpretation der Ergebnisse

Aus dem selben Grund, aus dem die Modellvorstellung des einfachen 2-Niveau-Atoms dem Sub-Doppler-Kühlmechanismus nicht Rechnung tragen kann (Kap. 1.3) (da dem „skalaren“ Atom keine Orientierung zugeschrieben werden kann), muß man bei der polarisationssensitiven Untersuchung der Bewegung der Atome zu höheren Drehimpulsen übergehen. Eine Absorption mit anschließender Emission, beschrieben in einem einfachen Zwei-Niveau-Modell mit ( $F_g = 0 \rightarrow F_e = 1$ ), führt das Atom immer wieder in den selben Grundzustand zurück, so daß alleine das lokale Lichtfeld dessen Dynamik prägt. Man kann in diesem Fall das Atom als Sonde verstehen, die direkt die lokale Lichtfeldintensität widerspiegelt, da die einzelnen Komponenten des induzierten Dipolmoments des Atoms den entsprechenden Feldkomponenten proportional sind.

Doch ist es zum Verständnis der Messungen und damit der Dynamik des Atoms hilfreich, die Bewegung eines solchen einfachen Zwei-Niveau-Atoms in dem Lichtfeld zu beschreiben:

In einem ausnahmslos aus linearer Polarisation bestehendem Lichtfeld ( $\varphi = \psi = 0$ ), dessen Intensität nach Gl. 3.5 moduliert ist, kann man aus der Aufnahme einer Intensitätskorrelation an einem Atom eine Zeitkonstante bestimmen, die nur von der Diffusionskonstanten und der Wellenlänge des Lichtes abhängt [GOM98].

Detektiert man polarisationssensitiv, so bleibt die zirkulare Korrelation flach (vgl. Kap. 1.5.2), da die Übergänge des Atoms, im  $F_g = 0$  - Grundzustand sitzend, um  $\Delta m = \pm 1$  die selben Wahrscheinlichkeiten besitzen. und demzufolge immer die lokale Intensität streut.

Bei einer s-p-Korrelationsmessung hingegen erwartet man (Kap. 1.5.1), da das Atom aufgrund seiner geringen Geschwindigkeit eine endliche Zeit braucht, um seine Position von s-polarisiertem zu p-polarisiertem lokalem Lichtfeld zu ändern, einen negativen Kontrast.

Um die beobachtete Dynamik des realen Atoms zu verstehen, muß man ein Modell betrachten, das der atomaren Wechselwirkung mit dem Lichtfeld sehr nahe kommt. Um so größer die im Modell verwendete Drehimpulsquantenzahl des Atoms ist, umso „realer“ ist das Modell, desto größer wird der Effekt der Trägheit des Atoms, da in den weiter

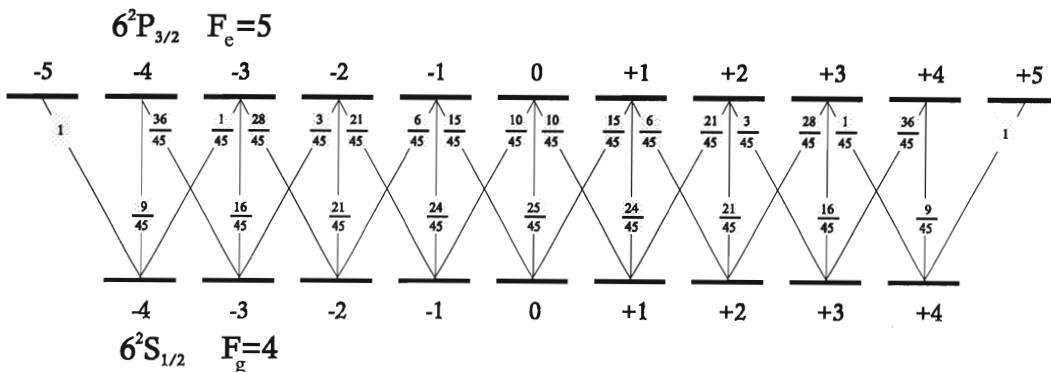


Abbildung 5.1: Darstellung der Übergangswahrscheinlichkeiten des Cäsium-Atoms ( $J_g = 4 \rightarrow J_g = 5$ ).

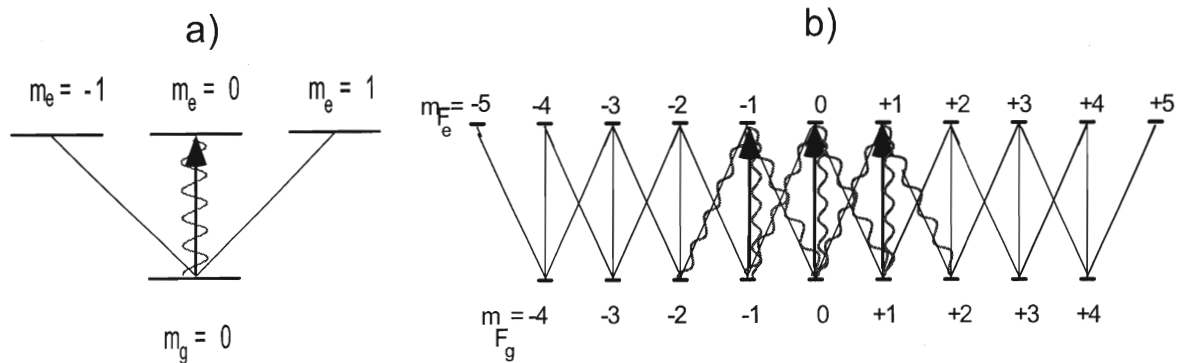


Abbildung 5.2: Dargestellt sind die verschiedenen Zeeman-Niveaus des Cäsium-Atoms mit ( $J_g = 4 \rightarrow J_e = 5$ ). Die Anregung in dem hier betrachteten Lichtfeld erfolgt stets linear (senkrechte Pfeile nach oben), wohingegen die spontane Emission aus einem angeregten Zustand drei Zerfallskanäle besitzt ( $\Delta m = 0, \pm 1$ )

außen liegenden Zeeman-Zuständen die Kopplung an das Umpumplichtfeld immer geringer und die Umpumpzeit des Atoms immer größer wird [KNAP98]. Somit muß man, um das Cäsiumatom in seiner Dynamik (vor allem wegen der großen Kontraste, die in den Messungen erzielt wurden) zu verstehen, auf das tatsächliche Niveauschema des betrachteten Atoms zurückgreifen. Abb.5.1 zeigt die Übergangswahrscheinlichkeiten des Cs- ( $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ )-Überganges.

Das Verschwinden des Kontrastes bei der aufgenommenen sp - Kreuzkorrelation liegt in Widerspruch zu den Erwartungen aus Kap. 1.5.2 ( $g^{(2)}(0) = 0,8$ ). Das dort den Überlegungen zugrunde gelegte klassische Atom mit  $J_g = 0$  streut stets die lokale Intensität, da es immer wieder in den selben - da einzigen - Grundzustand zurückfällt.

Betrachtet man nun ein Atom mit  $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$  (Abb. 1.4 (b)), so ergibt sich für das angeregte Atom eine weitere Möglichkeit zu zerfallen. Befindet es sich im angeregten Zustand  $m_e = 1/2$ , so kann es zwar weiterhin unter Aussendung eines  $\pi$ -Photons in seinen Ausgangszustand  $m_g = 1/2$  zurückkehren, jedoch hat es auch die Möglichkeit, ein  $\sigma^-$  - Photon zu emittieren und im  $m_g = -1/2$  - Grundzustand zu landen. Ein zirkular polarisiertes Photon wird aber hier von beiden Detektoren mit gleicher Wahrscheinlichkeit detektiert und verkleinert damit den Kontrast.

Für eine Abschätzung dieses Effektes sei folgende Überlegung angeführt:

Die sp-Kreuzkorrelation stellt die bedingte Wahrscheinlichkeit dafür dar, nach Registrieren z.B. eines s-polarisierten Photons ein p-polarisiertes Photon zu detektieren. Zerfällt nun das Atom aus dem angeregten Zustand  $m_e = 1/2$ , so reduziert sich der Kontrast um (vergl. 1.4(b))  $1/3$ , d.h. um 33 % verglichen mit einem ( $J_g=0$ )-Atom. Um eine ähnliche Abschätzung für die Zeitkonstante zu machen, muß man die Größenordnungen der spontanen Zerfallszeit mit der sich aus dem 1 dimensional Modell atomarer Diffusionsbewegung ergebenden vergleichen. Die sich dort ergebende Zeitkonstante kann man z.B. mit der tatsächlich gemessenen Zeitkonstante der  $\sigma^+\sigma^-$ -Kreuzkorrelation betrachten (einige  $\mu\text{s}$ ), was nach Kap. 1.5.2 eine realistische An-

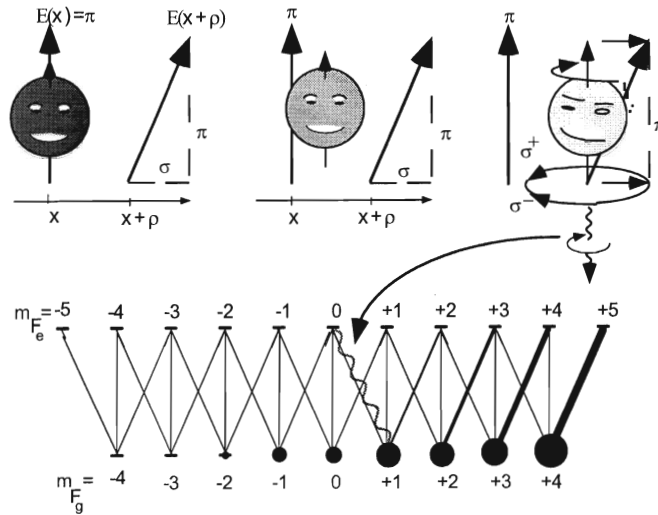


Abbildung 5.3: Dargestellt ist eine zeitliche Bildersequenz der atomaren Bewegung, bei der sich nur das Atom von links (Ort  $x$ ) nach rechts (Ort  $x+\rho$ ) bewegt. Die Quantisierungsachse sei entlang  $E(x)$  gewählt. So muß man das lokale Lichtfeld  $E(x+\rho)$  in zwei orthogonale Komponenten  $\pi$  und  $\sigma$  zerlegen.

nahme darstellt. Da die Lebensdauer des angeregten Zustandes des Cäsium-Atoms jedoch mehrere Größenordnungen darunter liegt, so liegt die sich ergebende effektive Zeitkonstante der  $sp$ -Korrelation in einem Bereich, der mit der in diesem Experiment verwendeten Elektronik nicht mehr aufgelöst werden kann.

Dieser Effekt wird noch größer, wenn man dazu übergeht, Atome mit höherem Drehimpuls zu betrachten (Abb. 5.2) und den Ausgangszustand des Atoms als entsprechend der Übergangswahrscheinlichkeiten verteilte Grundzustandsbesetzung betrachtet, wonach für  $F_g = 0$  zwar die größte Besetzungswahrscheinlichkeit existiert, die Zustände  $F_g \neq 0$  im Mittel jedoch auch besetzt sind, da man von einer Gleichgewichtsverteilung ausgehen kann. Dadurch verkleinert sich der hier erreichbare Kontrast - und zwar umso mehr, je größer  $J_g$ . Das bedeutet für das Cäsium-Atom (Abb. 1.1), daß der für ein einfaches Zwei-Niveau-Atom bezogen auf das dieses Lichtfeld berechnete  $s$ - $p$ -Kontrast von  $[g^{(2)}(\tau = 0)(J_g = 0 \rightarrow J_e = 1) - 1] = -0,5$  [GOM98] auf  $[g^{(2)}(\tau = 0)(J_g = 4 \rightarrow J_e = 5) - 1] = -0,14$  abgeschwächt wird.

Eine mögliche Erklärung für das Auftreten des starken negativen Kontrastes der  $\sigma$ -Kreuzkorrelationsmessungen stellt Abb. 5.3 dar. Zur leichteren Veranschaulichung sei die Quantisierungsachse entlang des elektrischen Feldvektors  $\vec{E}(x)$  am Ort  $x$  gelegt. Sobald das Atom den Ort  $x$  verläßt, muß man das lokale Lichtfeld in  $\pi$ - und  $\sigma$ -Polarisationskomponenten zerlegen, wobei sich die  $\sigma$ -Komponente noch als  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$ -Überlagerung darstellen läßt. Das Atom habe sich am Ort  $x$  so ausgerichtet, daß es einen verschwindenden Drehimpuls entlang  $\vec{E}$  besitzt (angedeutet durch ein kreisrundes Atom, das sich nicht entlang der Quantisierungsachse dreht), bleibt bei seiner Bewegung entlang der  $x$ -Achse zunächst in diesem Zustand, da die Wechselwirkung mit der  $\pi$ -Polarisations-Komponente aufgrund der Größe der betreffenden Übergangswahr-



scheinlichkeiten (in Abb.5.3 unten angedeutet) in Verbindung mit der (noch) nahezu verschwindenden zirkularen Feldkomponente groß ist. Auch wenn es das eine oder andere Mal „aus Versehen“ spontan nach  $m_g = \pm 1$  zerfällt, treibt das Lichtfeld es somit wieder in seinen Ausgangszustand zurück.

Auf seinem weiteren Weg wird das Atom irgendwann wieder spontan z.B. in den  $m_g = +1$  Grundzustand zerfallen. Wenn die zirkulare Polarisationskomponente inzwischen schon in der selben Größenordnung wie die  $\pi$ -Komponente liegt, wird es nicht mehr zurückgepumpt, sondern koppelt wegen der größeren Übergangswahrscheinlichkeit für  $\Delta m = +1$  (als hervorgehobene Linie in Abb. 5.3 (unten) angedeutet, deren Dicke proportional zu den Übergangswahrscheinlichkeiten ist, auf die die Betrachtung zurückgreift) noch stärker an die außen liegenden Zustände. In dieser asymmetrischen Grundzustandsverteilung bleibt es dann solange, und streut währenddessen bevorzugt  $\sigma^+$ -polarisiertes Licht, bis sich bei seiner weiteren Bewegung das lokale Lichtfeld in seinem Bezugssystem wieder soweit ändert, daß diese asymmetrische Grundzustandsbesetzung wieder verschwindet.

Das entscheidende ist also hier, daß trotz der Symmetrie bezüglich  $m_g = 0$  in den Übergangswahrscheinlichkeiten nur „eine“ spontane Emission mit  $\Delta m = \pm 1$  genügt, um eine Orientierung des Atoms zu erreichen, die es stärker an eine der beiden zirkularen Lichtfeldkomponenten koppelt (Symmetriebrechung durch spontanen Zerfall). Dadurch wird ein negativer Kontrast bei der  $\sigma$ -Kreuzkorrelationsmessung erzeugt.

Ein Indiz dafür, daß die Bewegung der Atome mit der Modellvorstellung einer diffusiven Bewegung aus Kap. 1.5.2 zu vereinbaren ist, ist die Abhängigkeit der angepaßten Zeitkonstanten von der Lichtverschiebung  $U_0$  (Abb. 4.7), die aus mehreren Messungen für verschiedene Intensitäten  $I$  und Verstimmungen  $\delta$  gemäß  $U_0 \propto \delta s(\delta)$  (vergl. Gl. 1.7) aufgenommen wurden. Da die Lichtverschiebung nach Kap. 1.3 eine Abhängigkeit von der Temperatur besitzt, stellt sie auch ein Maß für die kinetische Energie der Atome in der Falle dar. Das bedeutet, daß sich mit steigender Geschwindigkeit das lokale Lichtfeld im Bezugssystem der Atome schneller ändert. In wieweit der Effekt der Trägheit des Atoms und die Wechselwirkung mit dem Lichtfeld die Diffusion selbst und damit den Verlauf der dargestellten Abbildung beeinflusst, kann aus diesen Messungen nicht geklärt werden.

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden erste Photonen-Korrelations-Experimente an einem einzigen gespeicherten Atom in einer zeitphasenstabilen MOT vorgestellt. Die Lichtfeldkonfiguration war im Gegensatz zu früheren Experimenten stabil und bekannt. Die für die Aufnahme der Photonenkorrelationen notwendigen APD's wurden speziell für diesen Zweck optimiert und charakterisiert. Das von dem Atom abgestrahlte Fluoreszenzlicht wurde polarisationssensitiv detektiert, wodurch mit Kreuzkorrelationen zwischen orthogonalen Polarisationszuständen Rückschlüsse auf die Wechselwirkung des Atoms mit dem Lichtfeld gezogen werden konnten. Anhand mehrerer systematischer Messungen für verschiedene Verstimmungen und Intensitäten wurden die sich aus der  $\sigma$ -Kreuzkorrelation ergebenden Zeitkonstanten untersucht. Das Verhalten dieser Zeitkonstante mit sich ändernder Lichtverschiebung entspricht qualitativ den Erwartungen, die man aus einer als diffusiv angenommenen atomaren Bewegung erhält. Denn die Lichtverschiebung  $U_0$  stellt ein Maß für die atomare Temperatur dar. Mit steigender Temperatur, was einer steigenden mittleren kinetischen Energie des Atoms entspricht, verkürzt sich diese Zeitkonstante, da die Änderung des lokalen Lichtfeldes im Bezugssystem des Atoms proportional zur atomaren Geschwindigkeit ist.

Das untersuchte Lichtfeld enthält ausschließlich lineare Polarisation, dessen Polarisationsrichtung sich im Raum dreht und eine Intensitätsverteilung mit Stellen maximaler und verschwindender Intensität. Anhand einfacher Modelle wurde die Bewegung eines Atoms in diesem Lichtfeld beschrieben. Die daraus abgeleiteten Erwartungen an unsere Messungen sagten bei einer als diffusiv angenommenen atomaren Bewegung in der Rotationsschraube ( $\sigma^+\sigma^-$ ) einen verschwindenden Kontrast für die  $\sigma$ -Kreuzkorrelation voraus, wohingegen ein negativer Kontrast für die sp-Kreuzkorrelation erwartet wird. Zwei der vorgestellten Messungen standen jedoch im krassen Widerspruch zu diesen Erwartungen: Bei der sp-Korrelation verschwand der Kontrast im Rahmen der Meßstatistik. Dies konnte durch Hinzunahme höherer Drehimpulsbestandteile tendenziell erklärt werden, da dadurch für das ein spontaner Zerfall mit  $\Delta m = \pm 1$  möglich wurde. Ebenso überraschend war der starke negative Kontrast in allen aufgenommenen  $\sigma$ -Kreuzkorrelationen. Auch hier muß zu einem ersten Erklärungsversuch ein höherer atomarer Drehimpuls des Atoms herangezogen werden. Denn dann scheint nur ein spontaner Zerfall eine asymmetrische Grundzustandsverteilung erzeugen zu können, mit der der negative Kontrast erklärbar ist.

Es wäre noch interessant, an diesem Experiment nach Oszillationen der Atome in den durch den AC-Stark-Effekt erzeugten Mikropotentialen zu suchen. Daß diese vorhanden sind, zeigen transmissionsspektroskopische Aufnahmen, die wir an der selben Falle aufgenommen haben und in [SCHAD98] nachzulesen sind. Die dabei auftretenden Raman-Resonanzen sind ein Indiz für eine Lokalisierung der Atome in diesen Mikropotentialen, so daß eine Beobachtung dieser bei ausreichender Meßstatistik sicherlich möglich wäre.

## A Korrekturen bei der Berechnung der $g^{(2)}$ -Funktion

Da alle Messungen an einzelnen Atomen zusätzlich die von den vorbeifliegenden Atomen (Kap. 4.1) erzeugten Intensitätskorrelationen enthalten, kann bei der Normierung nicht einfach nur ein „flacher“ Untergrund abgezogen werden. Man muß vielmehr den Untergrund in ein unkorreliertes, reines Streulicht und in das Fluoreszenzlicht der vorbeifliegenden Atome zerlegen.

Generell gilt, daß die Anzahl der aus den Rohdaten berechneten Koinszidenzen  $N_{12}(\tau)$  proportional zur gemessenen Photonastreureate der beiden APD's ( $R_1$  und  $R_2$ ), der Meßzeit  $T$  und der Kanalbreite  $\Delta t$  (Kap. 3.2.2) ist:

$$N_{12}(\tau) = R_1(t) \cdot R_2(t + \tau) \cdot T \cdot \Delta t \quad \text{summiert über alle Zeiten } t$$

Dabei setzen sich die  $R_i$  aus mehreren Teilen zusammen:

$$R_i = R_i^s + R_i^0 + R_i^j, \text{ wobei}$$

$R_i^s$  die völlig unkorrelierte Streulichtrate (ohne 0-Atom-Signal),

$R_i^0$  die Streureate der vorbeifliegenden Atome und

$R_i^j$  die Streureate der  $j$  Atome in der Falle

von APD ( $i = 1, 2$ ) darstellen.

Als Beispiel folgt die Berechnung von  $g^{(2)}(\tau)$  für 1Atom:

(Zur Vereinfachung und Übersichtlichkeit gelten folgende Regeln:  $R_1 = R_1(t)$ ,  $R_2 = R_2(t + \tau)$ ,  $N_{12} = N_{12}(\tau)$ , wobei stets über alle Zeiten  $t$  gemittelt wird)

$$N_{12}^{1Atom} = R_1 \cdot R_2 \cdot T^{1Atom} \cdot \Delta t$$

Man erhält als Produkt die Summe

$$R_1 \cdot R_2 = (R_1^s + R_1^0 + R_1^1) \cdot (R_2^s + R_2^0 + R_2^1) = (\mathbf{R}_1^0 + \mathbf{R}_1^s) \cdot (\mathbf{R}_2^0 + \mathbf{R}_2^s) + \mathbf{R}_1^1 \cdot \mathbf{R}_2^1 + U$$

mit

$$U = (R_1^0 + R_1^s) \cdot R_2^1 + R_1^1 \cdot (R_2^0 + R_2^s),$$

wobei nur die beiden gekennzeichneten Summanden aus miteinander korrelierten Daten bestehen und nicht einfach multipliziert werden dürfen.

Der Untergrund  $U$  enthält nun nur noch unkorrelierte Daten und bildet sich einfach aus dem Produkt der entsprechenden Zählraten.

An dieser Stelle kann man nun die durch die vorbeifliegenden Atome erzeugten Korrelationen abziehen, in dem man die Rohdaten der 0-Atom-Messung  $N_{12}(0\text{Atome})$  hinzunimmt, bei denen der Untergrund  $R^s$  noch enthalten ist:

$$N_{12}^{0Atome} = (\mathbf{R}_1^0 + \mathbf{R}_1^s) \cdot (\mathbf{R}_2^0 + \mathbf{R}_2^s) \cdot T^{0Atome} \cdot \Delta t$$

Es ergibt sich als Endresultat

$$g^{(2)}(\tau)[1Atom] = \frac{\langle R_1^1 R_2^1 \rangle}{\langle R_1^1 \rangle \langle R_2^1 \rangle} = \frac{N_{12}^{1Atom} / T^{1Atom} / \Delta t - N_{12}^{0Atome} / T^{0Atome} / \Delta t - U}{\langle R_1 \rangle \langle R_2 \rangle}$$

## Literaturverzeichnis

- [BROW86] R.G.W. Brown, K.D. Ridley, J.G. Rarity, Characterization of silicon avalanche photodiodes for photon correlation measurements. 1: Passive quenching, *Appl. Opt.* **25**, 4122 (1986)
- [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)
- [COVA96] S. Cova, M. Ghioni, A. Lacaita, C. Samori, F. Zappa, Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection, *Appl. Opt.* **35**, 1956 (1996)
- [CHU85] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable, A. Ashkin, Three-dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonance Radiation Pressure, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48 (1985)
- [DAES96] K. Dästner, Korrelationsmessungen an einzelnen neutralen Atomen, Diplomarbeit, Universität Bonn (1996)
- [DALI89] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models, *J. Opt. Soc. Am.* **B6**, 2058 (1989)
- [DAUT93] H. Dautet, P. Deschamps, B. Dion, A.D. MacGregor, D. MacSween, R.J. McIntyre, C. Trottier, P.P. Webb, Photon counting techniques with silicon avalanche photodiodes, *Appl. Opt.* **32**, 3894 (1993)
- [DIED87] F. Diedrich, H. Walther, Nonclassical Radiation of a single Stored Ion, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 203 (1987)
- [GOM98] V. Gomer, B. Ueberholz, S. Knappe, F. Strauch, D. Frese, D. Meschede Single-atom dynamics revealed by photon dynamics, erscheint im September in *Phys. Rev.* **A58**
- [GLAU63] R.J. Glauber, The Quantum Theory of Optical Coherence, *Phys. Rev.* **130**, 2529 (1963)  
R.J. Glauber, Coherent and Incoherent States of the Radiation Fields, *Phys. Rev.* **131**, 2766 (1963)
- [HAEN75] T.W. Hänsch, A.R. Schawlow, Cooling of Gases by Laser Radiation, *Opt. Commun.* **13**, 68 (1975)
- [HANB56] R. Hanbury Brown, R.Q. Twiss, Correlation between photons in two coherent beams of light, *Nature* **177**, 27 (1956)
- [HAUB96] D. Haubrich, H. Schadwinkel, F. Strauch, B. Ueberholz, R. Wynands, D. Meschede, Observation of individual neutral atoms in magnetic and magneto-optical traps, *Europhys. Lett.* **34**, 663 (1996)

- [HAUB96b] D. Haubrich, R. Wynands, A modified commercial Ti:sapphire laser with 4kHz rms linewidth, *Opt. Commun.* **123**, 558 (1996)
- [HOD95] T.W. Hodapp, C. Gerz, C. Furtlehner, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, J. Dalibard, Three-dimensional spatial diffusion in optical molasses, *Appl. Phys.* **B60**, 135 (1995)
- [HOP97] S. Hopkins and A. Durrant, Parameters for polarization gradients in three-dimensional electromagnetic standing waves, *Phys. Rev.* **A56**, 4012 (1997)
- [HU94] Z. Hu, H.J. Kimble, Observation of a single atom in a magneto-optical trap, *Opt. Lett.* **19**, 1888 (1994)
- [ISOS95] T. Isoshima, Y. Isojima, K. Hakomori, K. Kikuchi, K. Nagai, H. Nakagawa, Ultrahigh sensitivity single-photon detector using a Si avalanche Photodiode for the measurement of ultraweak bioluminescence, *Rev. Sci. Instr.* **66**, 2922 (1995)
- [KIMB77] H.J. Kimble, M. Dagenais, L. Mandel, Photon Antibunching in Resonance Fluorescence, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 691 (1977)
- [KNAP98] S. Knappe, Polarisationsensitive Photonenkorrelationen an einzelnen Atomen in einer Magnetooptischen Falle, Diplomarbeit, Universität Bonn (1998)
- [LACA95] A. Lacaita, S. Cova, C. Samori, M. Ghioni, Performance optimization of active quenching circuits for picosecond timing with single photon avalanche diodes, *Rev. Sci. Instr.* **66**, 4289 (1995)
- [LETT88] P.D. Lett, R.N. Watts, 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)
- [LETT89] P.D. Lett, W.D. Phillips, S.L. Rolston, C.E. Tanner, R.N. Watts, C.I. Westbrook, Optical Molasses, *J. Opt. Soc. Am.* **B6**, 2084 (1989)
- [LOUD83] R. Loudon: *The quantum theory of light*, Oxford University Press, zweite Auflage (1983)
- [MARK96] S. Marksteiner, K. Ellinger, P. Zoller, Anomalous diffusion and Lévy walks in optical lattices, *Phys. Rev.* **A53**, 3409 (1996)
- [MOL91] K. Mølmer, Friction and diffusion coefficients for cooling of atoms in laser fields with multidimensional periodicity, *Phys. Rev.* **A44**, 5820 (1991)
- [PAT91] R. K. Pathria: *Statistical Mechanics*, Pergamon, Oxford 1991

- [RAAB87] E.L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D.E. Pritchard, Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987)
- [RAT82] F.-M. Rateike, G. Leuchs, and H. Walther, Ergebnisse zitiert in J.D. Cresser, et al., in *Dissipative Systems in Quantum Optics*, R. Bonifatio (Hrsg.), Topics in Current Physics, **27**, S. 21ff. (Springer, Berlin, 1982)
- [RAUS98] A. Rauschenbeutel, H. Schadwinkel, V. Gomer, D. Meschede, Standing Light Fields for Cold Atoms with Intrinsically Stable and Variable Time Phases, *Opt. Commun.* **148**, 45 (1998)
- [RUSC96] F. Ruschewitz, D. Bettermann, J.L. Peng, W. Ertmer, Statistical investigations on single trapped neutral atoms, *Europhys. Lett.* **34**, 651 (1996)
- [SCHAD98] Dissertation, Universität Bonn (in Vorbereitung)
- [STEA91] A.M. Steane, C.J. Foot, Laser Cooling below the Doppler limit in a Magneto-Optical Trap, *Europhys. Lett.* **14**, 231 (1991)
- [STRA97] F. Strauch, Polarisationsempfindliche Korrelationsmessungen an einzelnen neutralen Atomen, Dissertation, Universität Bonn (1997)
- [WEST90] C.I. Westbrook, R.N. Watts, C.E. Tanner, S.L. Rolston, W.D. Phillips, P.D. Lett, Localization of Atoms in Three-Dimensional Standing Wave, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 33 (1990)

... was ich noch sagen will

Ein Jahr ist nun vorüber, in dem ich viel Neues über Physik, aber auch viel Neues von und über Menschen gelernt habe, mit denen ich fast an jedem Tag dieser Zeit zusammengekommen bin. Anfangs wußte ich nicht, wie sich „sowas“ über ein Jahr entwickeln würde. Inzwischen habe ich gemerkt, das solche Gedanken überflüssig sind. Langeweile kam irgendwie nie auf, da ständig etwas los war oder passierte. Ob im Labor oder in der gemütlichen Sitzecke, in der viele interessante, manchmal etwas verrückte Ideen gesponnen wurden. Ich kann eigentlich nur hoffen, daß die noch kommenden Generationen genauso davon profitieren wie ich es tat und die gleichen positive Erfahrung machen werden.

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 August 1998