

Atom-Photon-Verschränkung

Diplomarbeit an der Fakultät für Physik
der
Ludwig-Maximilians-Universität München
Arbeitsgruppe Prof. Dr. Harald Weinfurter

Daniel Schlenk

13. Dezember 2004

Erstgutachter: Prof. Dr. Harald Weinfurter
Zweitgutachter: Prof. Dr. Dietrich Habs

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Grundlagen zur Atom-Photon-Verschränkung	7
2.1	Spin- $\frac{1}{2}$ -Zweiteilchen-Systeme	7
2.1.1	Lokal-realistische Theorien und Bellsche Ungleichung	8
2.1.2	Spin-Verschränkte Zweiteilchen Zustände	9
2.1.3	Fidelity	11
2.2	Atom-Photon-Verschränkung	12
2.2.1	Erzeugung des verschränkten Zustands	12
3	Optische Dipolfalle für einzelne Atome	15
3.1	Physikalische Eigenschaften von optischen Dipolfallen	16
3.1.1	MOT zum Laden der Dipolfalle	20
3.2	Experimenteller Aufbau	23
3.2.1	Konfokales Mikroskop zum Erzeugen der Falle und Nachweis der Fluoreszenz	23
4	Präparation und Nachweis von atomaren Zuständen	28
4.1	Theorie	28
4.1.1	Rabi-Oszillationen im Zwei-Niveau-System	29
4.1.2	Die optischen Bloch-Gleichungen	30
4.1.3	Optisches Pumpen und Dunkelzustände	32
4.1.4	Adiabatischer Transfer zum Nachweis von Zeeman-Zuständen	33
4.2	Experiment	38
4.2.1	Experimenteller Aufbau	38
4.2.2	Präparation und Nachweis von Hyperfeinzuständen eines einzelnen Atoms	40
4.2.3	Magnetfeldkompensation durch Pumpen in Zeeman-Zustände	46
4.2.4	Präparation und Nachweis von Zeeman-Zuständen	49
4.3	Präparation des $ ^2P_{3/2}, F'=0\rangle$ Zustands und Detektion der Spontanemission	55

5 Nachweis der Verschränkung	62
5.1 Experimenteller Aufbau	63
5.1.1 Zeitlicher Ablauf und Steuerung des Experiments	64
5.2 Korrelationen zwischen dem Zeeman-Zustands des Atoms und der Polarisierung des Photons	66
5.2.1 Verletzung der Bellschen Ungleichung	73
6 Zusammenfassung und Ausblick	76
A Pauli-Matrizen	82
B Rb-Daten	83
C Polarisierungen	85
D Fehlerrechnung	87
E Meßparameter und Auswertung zur Messung der Bellschen Ungleichung	88
Literaturverzeichnis	94

1 Einleitung

“I think I can safely say that nobody understands quantum mechanics.” sagte Richard P. Feynman im Jahr 1963, und auch noch heute verschließen sich viele quantenmechanischen Phänomene unserer Vorstellungskraft.

Eines dieser Phänomene ist die so genannte Verschränkung. Bei zwei miteinander verschränkten Teilchen ist das Ergebnis der Messung des Zustands eines Teilchens laut Quantenmechanik nicht vorhersagbar, also zufällig. In Abhängigkeit von der Messung am ersten Teilchen steht aber das Ergebnis einer Messung am zweiten Teilchen fest, auch wenn beide Teilchen beliebig weit voneinander entfernt sind, und somit nicht zwischen den Messungen wechselwirken können. Dadurch motiviert folgerten Einstein, Podolsky und Rosen (EPR) [1] anhand eines Gedankenexperiments mit orts- und impulsverschränkten Teilchen, daß die Quantenmechanik keine vollständige Theorie ist, d.h. daß nicht alle physikalisch relevanten Größen durch die Quantenmechanik beschrieben werden. Eine mögliche Ergänzung der Quantenmechanik zu einer lokal-realistischen Theorie wären so genannte lokal verborgene Parameter (engl.: local hidden variables, LHV), durch deren Kenntnis man das Ergebnis einer Messung vorhersagen könnte. Bell [2] leitete eine Ungleichung ab, für die die Quantenmechanik und alle möglichen LHV-Theorien verschiedene Ergebnisse liefern, so daß es möglich ist, diese Theorien experimentell zu unterscheiden. Bohm [3] vereinfachte das ursprüngliche EPR-Gedankenexperiment durch Einführung von zwei verschränkten Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen.

Experimente mit polarisationsverschränkten Photonen [4, 5, 6] und Atomen [7] zeigten die Gültigkeit der Quantenmechanik.

Neben der Bedeutung für Grundlagenexperimente zur Quantenmechanik gibt es ausgehend von den Vorschlägen von Feynman [8] und Benioff [9] zur Simulation von physikalischen Systemen mit quantenmechanischen Zuständen eine Vielzahl von möglichen Anwendungen verschränkter Zustände aus dem Gebiet der Quanteninformation und -kommunikation, z.B. Quanten-Dense-Coding [10] oder Quantenkryptographie [11].

Atom-Photon-Verschränkung ist besonders interessant im Hinblick auf die Verarbeitung und Speicherung von Quanteninformation. Atome eignen sich zu Speicherung von Information, mit Photonen kann Information über größere Strecken transportiert werden. Eine weitere interessante Anwendung ist die Verschränkung zweier weit entfernter Atome mittels Verschränkungstransfer (engl.: entanglement swapping). Nach einer Bell-Messung an den Photonen zweier verschränkter Atom-Photon-Paare sind die beiden Atome miteinander verschränkt. Mit zwei weit voneinander entfernten, verschränkten Atomen ist ein Test des Bellschen Ungleichung mit effizienter Detektion [7] und raumzeitlicher Trennung [12] möglich (“loophole-free bell test”).

Im Rahmen dieser Diplomarbeit ist es erstmals gelungen, einen verschränkten Zustand zwischen dem Zeeman-Zustand eines elektrisch neutralen Atoms und der Polarisation eines Photons herzustellen und nachzuweisen. Vor kurzem ist die Verschränkung zwischen Ion und Photon beobachtet worden [13].

Gliederung der Diplomarbeit

Zuerst wird genauer auf die Unterschiede zwischen lokal-realistischen Theorien und der Quantenmechanik eingegangen. In diesem Zusammenhang wird der Begriff der Verschränkung definiert, und die Eigenschaften von verschränkten Zuständen beschrieben. Anschließend wird erklärt, wie bei der Spontanemission eines Photons durch die Drehimpulserhaltung ein verschränkter Atom-Photon-Zustand entsteht (Kapitel 2).

Das hierfür verwendete einzelne Rubidium-87-Atom wird in einer optische Dipolfalle gespeichert (Kapitel 3). Die Zustände des Atoms können mit Lasern manipuliert werden. Die theoretischen Grundlagen, sowie die Messungen zur Präparation und zum Nachweis von Zuständen eines einzelnen Atoms, werden in Kapitel 4 dargestellt.

Zum Nachweis der Verschränkung wurden die Korrelationen zwischen dem Zeeman-Zustand des Atoms und der Polarisation des Photons gemessen. Die Verschränkung war ausreichend, um eine Bellsche Ungleichung zu verletzen (Kapitel 5).

2 Grundlagen zur Atom-Photon-Verschränkung

Mit verschränkten Zuständen lassen sich wesentliche Unterschiede zwischen “klassischer Physik” und “nicht-klassischer” Quantenmechanik zeigen. In diesem Abschnitt wird auf die Korrelationen bei der Messung an zwei Teilchen eingegangen, die man bei verschränkten Zuständen beobachten kann, die aber nicht “klassisch” erklärt werden können.

In der klassischen Physik wird davon ausgegangen, daß die Eigenschaften von physikalischen Objekten unabhängig von der Beobachtung dieser Objekte sind. Bei einem Ball nimmt man z.B. an, daß die Geschwindigkeit, mit der er sich bewegt unabhängig von einer Messung der Geschwindigkeit ist.

Bei quantenmechanischen Systemen werden erst durch eine Beobachtung (Messung) die physikalischen Eigenschaften festgelegt. Einem quantenmechanischen Teilchen kann man z.B. vor einer Messung keine Geschwindigkeit zuordnen.

In einer vollständigen Theorie im Sinne von EPR (Einstein, Podolsky, Rosen [1]) stehen die physikalischen Eigenschaften eines Systems schon vor einer Messung fest (realistische Theorie), und eine Messungen an einem Teilsystem beeinflußt die Messung an einem anderen Teilsystem nicht (lokale Theorie).

Im folgenden werden die Grundlagen beschrieben, wie experimentell zwischen der Gültigkeit lokal-realistischer Theorien und der Quantenmechanik unterschieden werden kann.

2.1 Spin- $\frac{1}{2}$ -Zweiteilchen-Systeme

Mit Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen lassen sich quantenmechanische Phänomene anschaulich und mathematisch einfach darstellen. Bei der Messungen des Spins in einer Richtung gibt es zwei mögliche Meßergebnisse. Das eine ist, daß der Spin in Richtung der Messung (\uparrow), das andere daß er entgegen der Richtung der Messung (\downarrow) orientiert ist. Mathematisch können diese Messungen durch die Pauli-Matrizen beschrieben werden (siehe A.1). Die Eigenvektoren zur Messung des Spins \uparrow, \downarrow in z -Richtung werden mit $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$ bezeichnet. Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen sind äquivalent zu beliebigen Zwei-Niveau-Systemen.

Im folgenden wird auf die Vorhersagen von lokal-realistischen Theorien eingegangen. Danach werden die Besonderheiten von zwei verschränkten Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen erklärt, besonders die Tatsache, daß verschränkte Zustände Spinkorrelationen erzeugen, die mit lokal-realistischen Theorien nicht erklärt werden können.

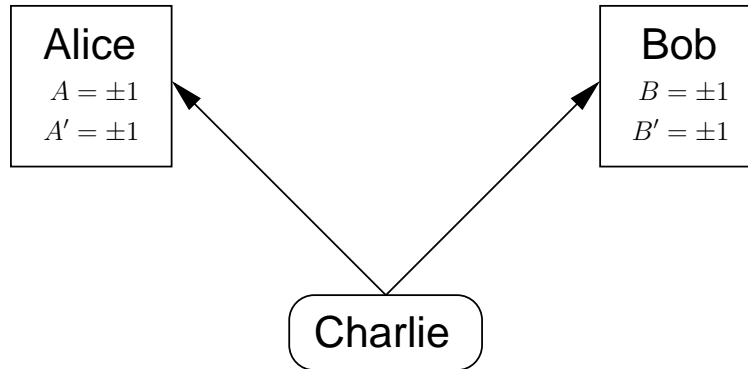


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Experiments zur Bellschen Ungleichung: Charlie präpariert zwei Teilchen und schickt jeweils eines zu Alice und Bob. Alice und Bob messen an ihrem Teilchen die physikalische Eigenschaft P_A oder $P_{A'}$ sowie P_B oder $P_{B'}$ mit den möglichen Meßwerten $+1$ und -1 .

2.1.1 Lokal-realistische Theorien und Bellsche Ungleichung

Bei der Herleitung einer Bellschen Ungleichung in der CHSH-Form geht man von einem einfachen physikalischen System aus: Alice und Bob erhalten von Charlie ein Teilchen, an dem sie jeweils eine der physikalischen Eigenschaften P_A oder $P_{A'}$, sowie P_B oder $P_{B'}$ der beobachtbaren Größen A , A' , B und B' messen können (siehe Abb. 2.1). Die möglichen Meßwerte für A , A' , B und B' sind $+1$ und -1 . Alice und Bob wählen zufällig eine der beiden physikalischen Eigenschaften aus, die sie an ihrem Teilchen messen.

An eine vollständige physikalische Theorie werden zwei Anforderungen gestellt:

1. Die physikalischen Eigenschaften P_A , $P_{A'}$, P_B und $P_{B'}$ der beobachtbaren Größen A , A' , B und B' sind unabhängig von einer Messung bestimmt (Annahme einer realistischen Theorie; *engl.: realism*).
2. Die Messung von Alice beeinflusst bei raum-zeitlicher Trennung die Messung von Bob nicht (Annahme einer lokalen Theorie, *engl.: locality*).

Haben die beobachtbaren Größen A , A' , B und B' die Werte a , a' , b und b' , dann folgt aus dem algebraischen Ausdruck

$$|ab + a'b| + |a'b' - ab'| = |(a + a')b| + |(a' - a)b'| \quad (2.1)$$

wegen der Tatsache, daß es nur die beiden Meßwerte $+1$ und -1 gibt

$$(a + a')b = 0 \quad \text{oder} \quad (a' - a)b' = 0. \quad (2.2)$$

Durch Fallunterscheidung folgt, daß $|ab + a'b| + |a'b' - ab'| = 2$.

In lokal-realistischen Theorien kann ein physikalisches System durch Wahrscheinlichkeiten $p_{a,a',b,b'}$ für die Meßresultate a, a', b und b' der beobachtbaren Größen A, A', B und B' beschrieben werden, die unabhängig von der Messung an einem Teilsystem sind.

Diese Wahrscheinlichkeiten existieren nur unter der Annahme einer lokal-realistischen Theorie (siehe 1. und 2. weiter oben) und hängen davon ab, wie Charlie den Zustand des Systems präpariert hat.

Für den Erwartungswert E der Größe $|AB + A'B| + |A'B' - AB'|$ gilt damit sowohl

$$\begin{aligned} E(|AB + A'B| + |A'B' - AB'|) &= \sum_{a,a',b,b'} p_{a,a',b,b'} (|ab + a'b| + |a'b' - ab'|) \\ &= \sum_{a,a',b,b'} p_{a,a',b,b'} \times 2 = 2 \end{aligned} \quad (2.3)$$

als auch

$$\begin{aligned} E(|AB + A'B| + |A'B' - AB'|) &= \sum_{a,a',b,b'} p_{a,a',b,b'} |ab + a'b| + \sum_{a,a',b,b'} p_{a,a',b,b'} |a'b' - ab'| \\ &\geq \left| \sum_{a,a',b,b'} p_{a,a',b,b'} (ab + a'b) \right| + \left| \sum_{a,a',b,b'} p_{a,a',b,b'} (a'b' - ab') \right| \\ &= |E(AB) + E(A'B)| + |E(A'B') - E(AB')| \end{aligned} \quad (2.4)$$

wodurch aus den Annahmen der Lokalität und des Realismus eine *Bellsche Ungleichung* der Form

$$S := |E(AB) + E(A'B)| + |E(A'B') - E(AB')| \leq 2 \quad (2.5)$$

folgt.

2.1.2 Spin-Verschränkte Zweiteilchen Zustände

Im folgenden werden ausschließlich Systeme die aus zwei Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen bestehen betrachtet. Verschränkte Zustände (zunächst werden nur reine Zustände betrachtet) sind definiert als *nicht separable Zustände*, das heißt, daß man den Gesamtzustand zweier Teilchen $|\psi\rangle_{12}$ nicht als Produkt aus zwei Einteilchen-Zuständen $|\psi\rangle_1$ und $|\psi\rangle_2$ schreiben kann:

$$|\psi\rangle_{12} \neq |\psi\rangle_1 |\psi\rangle_2 \quad (2.6)$$

Prominentestes Beispiel von verschränkten Zuständen sind die *Bell-Zustände*

$$\begin{aligned} |\psi^+\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle), & |\phi^+\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\uparrow\rangle + |\downarrow\downarrow\rangle), \\ |\psi^-\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle), & |\phi^-\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\uparrow\rangle - |\downarrow\downarrow\rangle), \end{aligned} \quad (2.7)$$

die eine Basis für ein System aus zwei Zwei-Niveau-Systemen bilden. Die Bell-Zustände sind maximal verschränkt, d.h. sie verletzen die Bellsche Ungleichung maximal (siehe weiter unten).

Verletzung der Bellschen Ungleichung mit verschränkten Zuständen

Mißt man den Spin des einen Teilchens eines Zwei-Teilchen-Systems entlang einer Raumrichtung $\mathbf{a} \in \mathbb{R}^3$, beschrieben durch die quantenmechanische Observable A mit den möglichen Meßresultaten \uparrow_A und \downarrow_A , und den Spin des anderen Teilchens entlang $\mathbf{b} \in \mathbb{R}^3$, beschrieben durch B und die möglichen Meßresultate \uparrow_B und \downarrow_B , dann ist die Wahrscheinlichkeit der vier möglichen Meßresultate $\uparrow_A\uparrow_B$, $\uparrow_A\downarrow_B$, $\downarrow_A\uparrow_B$ und $\downarrow_A\downarrow_B$ laut Quantenmechanik

$$P_{\mathbf{a},\mathbf{b}}^{\psi}(\uparrow_A, \downarrow_A; \uparrow_B, \downarrow_B) = \langle \psi | \Pi_{\mathbf{a}}^{\uparrow,\downarrow} \Pi_{\mathbf{b}}^{\uparrow,\downarrow} | \psi \rangle, \quad (2.8)$$

wobei $\Pi_{\mathbf{a}}^{\uparrow,\downarrow}$ der Projektor der Observablen A einer Spin-Messung entlang der Achse \mathbf{a} am einen Teilchen, und $\Pi_{\mathbf{b}}^{\uparrow,\downarrow}$ der Projektor der Observablen B einer Spin-Messung entlang der Achse \mathbf{b} am anderen Teilchen ist. Für den Zustand $|\psi^+\rangle$ können mit den Projektoren der entsprechenden Messungen (siehe A.1) die Wahrscheinlichkeiten, daß eines der vier Meßresultate (Teilchen A als \uparrow und Teilchen B als \uparrow , $\uparrow_A\downarrow_B$, $\downarrow_A\uparrow_B$, $\downarrow_A\downarrow_B$) detektiert, wird berechnet werden:

$$\begin{aligned} P_{\mathbf{a},\mathbf{b}}^{\psi^+}(\uparrow_A, \uparrow_B) &:= P_{\mathbf{a},\mathbf{b}}^{\psi^+}(A = \uparrow, B = \uparrow) = \frac{1}{2} \sin^2(\theta_{ab}/2), \\ P_{\mathbf{a},\mathbf{b}}^{\psi^+}(\uparrow_A, \downarrow_B) &= \frac{1}{2} \cos^2(\theta_{ab}/2), \\ P_{\mathbf{a},\mathbf{b}}^{\psi^+}(\downarrow_A, \uparrow_B) &= \frac{1}{2} \cos^2(\theta_{ab}/2), \\ P_{\mathbf{a},\mathbf{b}}^{\psi^+}(\downarrow_A, \downarrow_B) &= \frac{1}{2} \sin^2(\theta_{ab}/2), \end{aligned} \quad (2.9)$$

wobei θ_{ab} der von \mathbf{a} und \mathbf{b} eingeschlossene Winkel ist.

Für die Messungen entlang der Achse \mathbf{a} an einem, und entlang der Achse \mathbf{b} am anderen Teilchen ergibt sich damit der quantenmechanische Erwartungswert $\langle AB \rangle_{\psi^+}$ der Spinkorrelation des Zustands $|\psi^+\rangle$ zu

$$\begin{aligned} \langle AB \rangle_{\psi^+} &= (+1) \cdot P_{\mathbf{a},\mathbf{b}}^{\psi^+}(\uparrow_A, \uparrow_B) + (-1) \cdot P_{\mathbf{a},\mathbf{b}}^{\psi^+}(\uparrow_A, \downarrow_B) \\ &\quad + (-1) \cdot P_{\mathbf{a},\mathbf{b}}^{\psi^+}(\downarrow_A, \uparrow_B) + (+1) \cdot P_{\mathbf{a},\mathbf{b}}^{\psi^+}(\downarrow_A, \downarrow_B) \\ &= \frac{1}{2} (+ \sin^2(\theta_{ab}/2) - \cos^2(\theta_{ab}/2) - \cos^2(\theta_{ab}/2) + \sin^2(\theta_{ab}/2)) \\ &= \cos(\theta_{ab}) \\ &= \mathbf{ab}, \end{aligned} \quad (2.10)$$

womit für die Bellsche Ungleichung 2.5 folgt

$$\begin{aligned}
 S &= | \langle AB \rangle_{\psi^+} + \langle A'B \rangle_{\psi^+} | + | \langle A'B' \rangle_{\psi^+} - \langle AB' \rangle_{\psi^+} | \\
 &= | \mathbf{a}\mathbf{b} + \mathbf{a}'\mathbf{b} | + | \mathbf{a}'\mathbf{b}' - \mathbf{a}\mathbf{b}' | \\
 &= | (\mathbf{a} + \mathbf{a}')\mathbf{b} | + | (\mathbf{a}' - \mathbf{a})\mathbf{b}' |.
 \end{aligned} \tag{2.11}$$

S ist also maximal, falls die Vektoren $(\mathbf{a} + \mathbf{a}')$ und \mathbf{b} , sowie $(\mathbf{a}' - \mathbf{a})$ und \mathbf{b}' parallel (oder anti-parallel) sind. Das Maximum $S = 2\sqrt{2}$ wird z.B. für die Messungen

$$\mathbf{a} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{a}' = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{b} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{b}' = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \tag{2.12}$$

am Zustand $|\psi^+\rangle$ erreicht. Zustände für die bei geeigneten Messungen das maximale $S = 2\sqrt{2}$ erreicht werden kann, werden *maximal verschränkte Zustände* genannt. Die Bellsche Ungleichung kann nur mit verschränkten und nicht mit Produktzuständen verletzt werden [14]. Durch Verletzung der Bellschen Ungleichung kann daher Verschränkung nachgewiesen werden.

Die Spinkorrelationen eines verschränkten Zustands stehen im Widerspruch zur Vorhersage der Bellschen Ungleichung 2.5, die unter den Annahmen von Lokalität und Realismus hergeleitet wurde. In verschiedenen Experimenten z.B. mit verschränkten Photonen [4, 5, 12, 6] oder Atomen [7] wurde die Verletzung der Bellsche Ungleichung experimentell bestätigt. Bisher gibt es aber kein Experiment, das die Bellsche Ungleichung bei raum-zeitlicher Trennung und hoher Detektionseffizienz verletzt, was notwendig ist, um lokal-realistischen Theorien eindeutig (“loophole free”) zu widerlegen [15].

2.1.3 Fidelity

Interessiert man sich für die Ähnlichkeit zweier Zustände mit den Dichtematrizen ρ und σ , so kann man die *Fidelity*

$$F(\rho, \sigma) := \text{tr}(\rho^{1/2}\sigma\rho^{1/2}) \tag{2.13}$$

als Maß dafür angeben [16].

Bei der Messung eines Zustands ρ möchte man die Reinheit im Vergleich zum theoretisch vorhergesagten Zustand $|\psi\rangle$ bestimmen. In diesem Fall ist die Fidelity

$$\begin{aligned}
 F(|\psi\rangle, \rho) &= \text{tr}(|\psi\rangle\langle\psi| \rho |\psi\rangle\langle\psi|) \\
 &= \langle\psi| \rho |\psi\rangle
 \end{aligned} \tag{2.14}$$

der Überlapp von $|\psi\rangle$ und ρ .

Mit den gemessenen Korrelationen $\tilde{P}_{\mathbf{a},\mathbf{b}}^{\psi^+}$ läßt sich die Fidelity des Zustands ρ bezüglich des $|\psi^+\rangle$ durch [13]

$$\begin{aligned} F &= \langle \psi^+ | \rho | \psi^+ \rangle \\ &\geq \frac{1}{2} [\tilde{P}_{\mathbf{a},\mathbf{b}}^{\psi^+}(\uparrow, \uparrow) + \tilde{P}_{\mathbf{a},\mathbf{b}}^{\psi^+}(\downarrow, \downarrow) - 2\sqrt{\tilde{P}_{\mathbf{a},\mathbf{b}}^{\psi^+}(\uparrow, \downarrow)\tilde{P}_{\mathbf{a},\mathbf{b}}^{\psi^+}(\downarrow, \uparrow)} \\ &\quad + \tilde{P}_{\mathbf{a}',\mathbf{b}'}^{\psi^+}(\uparrow, \uparrow) + \tilde{P}_{\mathbf{a}',\mathbf{b}'}^{\psi^+}(\downarrow, \downarrow) - \tilde{P}_{\mathbf{a}',\mathbf{b}'}^{\psi^+}(\downarrow, \uparrow) - \tilde{P}_{\mathbf{a}',\mathbf{b}'}^{\psi^+}(\uparrow, \downarrow)], \end{aligned} \quad (2.15)$$

abschätzen, wobei die Meßbasis $\{\mathbf{a}', \mathbf{b}'\}$ durch Rotation um $\pi/2$ aus der Basis $\{\mathbf{a}, \mathbf{b}\}$ hervorgeht. Zwei Meßbasen sind also ausreichend, um eine untere Schranke für die Güte der Verschränkung anzugeben. Ab der Fidelity $F > 0.5$ ist der Zustand ρ verschränkt [17].

Unter der Annahme von weißem Rauschen, d.h. daß der reine Zustand $|\psi^+\rangle$ mit der Wahrscheinlichkeit $1 - p$ in den maximal gemischten Zustand $\mathbf{1}$ übergeht [16], also

$$\rho = p |\psi^+\rangle \langle \psi^+| + \frac{1-p}{4} \mathbf{1} \quad (2.16)$$

ist der Kontrast v der gemessenen Korrelationen \tilde{P} gleich p und die Fidelity

$$F = \frac{1+3p}{4}. \quad (2.17)$$

2.2 Atom-Photon-Verschränkung

Ziel dieser Arbeit war es, Verschränkung zwischen der Polarisation eines Photons und dem Zeeman-Zustand eines Atoms nachzuweisen. Das Atom wird dazu in einem angeregten Zustand präpariert, für den es mehrere mögliche Zerfallskanäle für die spontane Emission eines Photons gibt, die aber ausschließlich durch die Polarisation des emittierten Photons und dem Zeeman-Zustand des Atoms unterschieden werden können. Aufgrund der Drehimpulserhaltung beim Spontanzerfall wird der Polarisationsfreiheitsgrad des Photons mit der Zeeman-Quantenzahl verschränkt. Im folgenden wird genauer auf die Erzeugung des verschränkten Zustands eingegangen, sowie eine Zusammenfassung der experimentellen Voraussetzungen zur Untersuchung eines verschränkten Atom-Photon-Paares gegeben.

2.2.1 Erzeugung des verschränkten Zustands

In unserem Experiment wird zur Erzeugung eines verschränkten Zustands ein einzelnes in einer optischen Dipolfalle gefangenes Rubidium-87-Atom verwendet. Rb^{87} hat den Kernspin $\frac{3}{2}$, damit ergibt sich aus der Kopplung von Bahndrehimpuls und Spin $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$, sowie der Kopplung von Elektronendrehimpuls und Kernspin $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$ ein Termschema nach Abbildung B.1 und ??.

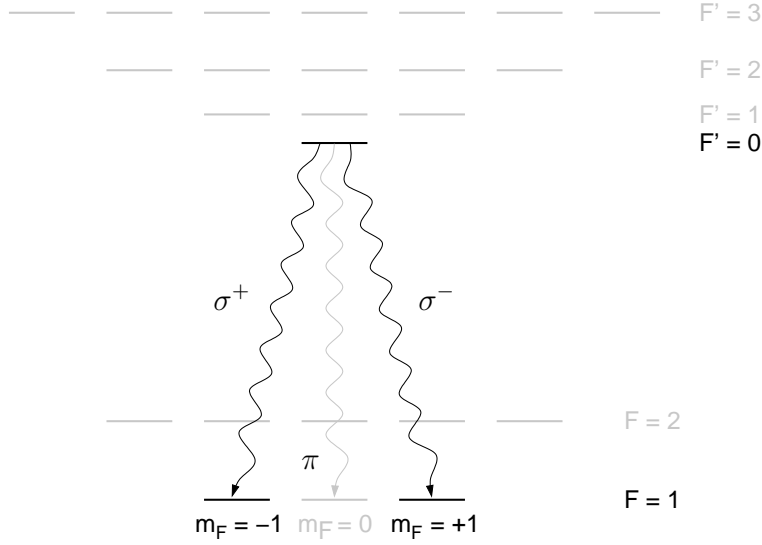


Abbildung 2.2: D_2 -Übergang in Rb^{87} . Emittierte Photonen bei Übergängen mit $\Delta m_F = 0$ (π -Übergänge) sind linear polarisiert, bei $\Delta m_F = \pm 1$ (σ^\pm) haben die Photonen zirkuläre Polarisation bezüglich der Quantisierungsachse.

Für die Verschränkung wird der Übergang von $|F' = 0, m_{F'} = 0\rangle$ nach $|F = 1, m_F\rangle$ der D_2 -Linie¹ betrachtet (siehe Abb. 2.2), wobei alle Übergänge nach $|F = 1, m_F = 0, \pm 1\rangle$ erlaubt sind [18]. Die Dipolmatrixelemente

$$\mu(|F, m_F\rangle, |F', m_{F'}\rangle) = \langle F, m_F | \hat{\mathbf{e}} \mathbf{x} | F', m_{F'} \rangle \quad (2.18)$$

geben die Stärken und die relativen Phasen der Übergänge an. Im Fall der Übergänge von $|F' = 0, m_{F'} = 0\rangle$ nach $|F = 1, m_F\rangle$ sind alle Dipolmatrixelemente gleich [19]. Es gibt daher keine relative Phase zwischen den einzelnen Übergängen.

Übergänge mit $\Delta m_F = 0$ sowie $\Delta m_F = \mp 1$ werden als π - bzw. σ^\pm -Übergänge bezeichnet. π -Licht ist in der Quantisierungsachse linear polarisiert, σ^\pm -Licht ist rechts- bzw. linkszirkular bezüglich der Quantisierungsachse polarisiert [20].

Bei Abwesenheit von magnetischen und elektrischen Feldern sind die magnetischen Unterezustände zur Hyperfeinquantenzahl F entartet. Die einzelnen Übergänge können also nur anhand der Polarisation des emittierten Photons und dem Zeeman-Zustand des Atoms nach dem Zerfall unterschieden werden. Da beim Spontanzerfall der Gesamtdrehimpuls erhalten bleibt, erhält man folgenden Atom-Photon-Zustand²

$$\frac{1}{\sqrt{3}} (|-1\rangle_A |\sigma^+\rangle_P + |0\rangle_A |\pi\rangle_P + |+1\rangle_A |\sigma^-\rangle_P) \quad (2.19)$$

¹ Übergang $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$

² Die Zeeman-Zustände des Grundzustands $5^2S_{1/2}$, $F = 1$ mit den magnetischen Quantenzahlen $m_F = -1, 0$ und $+1$ werden mit $|-1\rangle_A$, $|0\rangle_A$ und $|+1\rangle_A$ bezeichnet; $|\sigma^\pm\rangle_P$, $|\pi\rangle_P$ bezeichnen die Polarisationen des Photons.

Die obige Gleichung ist nur gültig, wenn Photonen aus dem gesamten Raumwinkel von 4π beobachtet werden. Beobachtet man nur entlang einer Achse (oder realistischer eines Kegels), so müssen die Abstrahlcharakteristiken der verschiedenen Dipolübergängen berücksichtigt werden. Für abgestrahlte Leistungen bei Dipolübergängen für π - und σ^\pm -Licht gilt (siehe z.B. Jackson [21])

$$\begin{aligned}\frac{dP_\pi}{d\Omega} &= \frac{3}{8\pi} \sin^2 \theta \\ \frac{dP_\sigma}{d\Omega} &= \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2 \theta),\end{aligned}\tag{2.20}$$

wobei diese über den gesamten Raumwinkel auf eins normiert sind. Damit erhält man den Zustand auf einer Achse, die mit der Quantisierungsachse den Winkel θ einschließt

$$\begin{aligned}|\psi(\theta)\rangle &= \sqrt{\frac{1}{16\pi} (1 + \cos^2 \theta)} (|-1\rangle_A |\sigma^+\rangle_P + |+1\rangle_A |\sigma^-\rangle_P) \\ &+ \sqrt{\frac{1}{8\pi} \sin^2 \theta} |0\rangle_A |\pi\rangle_P\end{aligned}\tag{2.21}$$

Dieser Zustand ist über den Raumwinkel 4π auf eins normiert. Beobachtet man nur Photonen entlang der Quantisierungsachse ($\theta = 0$), so folgt daraus der Bell-Zustand

$$|\psi\rangle_{AP} = \frac{1}{\sqrt{2}} (|-1\rangle_A |\sigma^+\rangle_P + |+1\rangle_A |\sigma^-\rangle_P)\tag{2.22}$$

Experimentelle Voraussetzungen zur Erzeugung und zum Nachweis der Atom-Photon-Verschränkung

Nachdem in den vorherigen Abschnitten dieses Kapitels gezeigt wurde, wie ein verschränkter Atom-Photon-Zustand erzeugt werden kann, wird als Ausblick auf die folgenden Kapitel noch ein Überblick über die notwendigen experimentellen Voraussetzungen zur Erzeugung und zum Nachweis des verschränkten Zustands gegeben.

- Die *Zustände* eines einzelnen Atoms müssen *präpariert* und *analysiert* werden können (siehe Kapitel 4.3).
- Für den Verschränkungsnachweis müssen die Zustände des Atoms und des Photons in verschiedenen Basen gemessen werden können (siehe Kapitel 5).
- Wichtigste Voraussetzung dafür ist, daß *einzelne Atome* gezielt und von der Umgebung unabhängig beobachtet werden können. Deshalb wird im nächsten Kapitel die in diesem Experiment verwendete Atomfalle beschrieben.

3 Optische Dipolfalle für einzelne Atome

Atom-Photon-Verschränkung kann nur beobachtet werden, wenn man den Zustand eines einzelnen Atoms gezielt präparieren und nachweisen kann. In diesem Experiment soll dies mit einer Atomfalle realisiert werden. An die Falle werden die folgende Anforderungen gestellt:

- Die internen atomaren Zustände dürfen nicht durch die Falle verändert werden.
- Alle magnetischen Unterezustände des $5^2S_{1/2}$ -Grundzustands müssen ein attraktives Potential haben.
- Die Energieaufspaltung der Zustände $|-1, 1\rangle$ und $|1, +1\rangle$ des Λ -Schemas muß kleiner als die natürliche Linienbreite des Übergangs sein, damit die Zustände ununterscheidbar bleiben.

Aufgrund des ersten Punktes ist es also nicht möglich *Strahlungsdruckfallen*, wie z.B. die *magneto-optische Falle* (MOT) zu verwenden. Strahlungsdruckfallen nutzen den Impulsübertrag eines Photons auf ein Atom durch inelastische Streuung eines nahresonanten Lasers. Dadurch werden die internen atomaren Zustände verändert.

Magnetfallen können nicht verwendet werden, da das Fallenpotential vom internen atomaren Zustand abhängt.

Neben physikalischen Gründen spielen natürlich auch die technischen und finanziellen Mittel, die zur Durchführung eines Experiments notwendig sind eine Rolle. *Ionenfallen* würden die drei oben genannten Punkte erfüllen. Die Erzeugung der Wellenlängen zur Kühlung, Anregung und zum Zustandsnachweis erfordern aber bei den meisten chemischen Elementen sehr aufwendige Lasersysteme.

Deshalb wird in diesem Experiment eine weit rotverstimmte *optische Dipolfalle* verwendet, die es einem ermöglicht einzelne Rb^{87} -Atome zu fangen. Zum Präparieren und Nachweisen der atomaren Zustände können gitterstabilisierte Diodenlaser bei den Standardwellenlängen 780nm und 795nm verwendet werden.

Im folgenden werden kurz die Eigenschaften von optischen Dipolfallen zusammengefaßt, sehr gute Darstellungen mit Herleitungen gibt es z.B. in [18, 22, 23]. Danach wird der experimentelle Aufbau der verwendeten Falle beschrieben.

3.1 Physikalische Eigenschaften von optischen Dipolfallen

Bei optischen Dipolfallen nutzt man die Kräfte, die durch Wechselwirkung des atomaren elektrischen Dipolmoments mit einem inhomogenen Feld¹ eines Lasers entstehen. Für das Verschränkungs-experiment sind dabei die folgenden Eigenschaften von Bedeutung:

Fallenpotential

Bei der Konstruktion einer Falle stellt man sich die Frage, welche atomaren Zustände gefangen werden können und wie groß die Falltiefe ist, d.h. wie groß die kinetische Energie eines Atoms sein darf, um es noch in der Falle fangen zu können. Wichtig ist außerdem, daß äußere Kräfte (z.B. Gravitation) nicht größer als die Fallenkraft werden. Die Fallenkraft ist der negative Gradient des Fallenpotentials. Daher ist neben der Falltiefe auch die Steilheit der Falle wichtig. Die oben genannten Punkte werden durch das Fallenpotential beschrieben.

Für einen atomaren Übergang der Energie $\hbar\omega$ in einem elektromagnetischen Feld der Frequenz ω_0 gilt für Alkali-Atome in der Nähe des D-Dubletts nach [22]

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = \frac{\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} \left(\frac{2 + \mathcal{P}g_F m_F}{\Delta_2} + \frac{1 - \mathcal{P}g_F m_F}{\Delta_1} \right) I(\mathbf{r}) \quad (3.1)$$

$$= \tilde{U}I(\mathbf{r})$$

Diese Beziehung gilt bei großer Verstimmung $\Delta := \omega - \omega_0$ im Vergleich zur Hyperfeinzustand-Aufspaltung ($|\Delta| \gg |\Delta_{HFS}|$). \mathcal{P} ist dabei die Polarisation des Lasers ($\mathcal{P} = 0, \pm 1$ bei linear bzw. zirkular polarisiertem σ^\pm Licht), g_F der Landé-Faktor und Γ die Zerfallsrate. Die Verstimmungen Δ_1 bzw. Δ_2 sind die Verstimmungen des Lasers bezüglich der D_1 - und D_2 -Linie² (siehe Abb. 3.1). Die *Falltiefe* $|\tilde{U}I_{max}|$ wird meist in Einheiten von k_B angegeben.

Im Fall von *rotverstimmtten Dipolfallen* sind die Verstimmungen Δ_1 und Δ_2 negativ, das Fallenpotential ist also an der Stelle der größten Laserintensität minimal. Eine Dipolfalle kann also mit einem fokussierten Lichtstrahl erzeugt werden.

Ein fokussierter *Gaußscher Strahl* (siehe z.B. [24, 25]), der sich mit einer Gesamtleistung P in z -Richtung ausbreitet hat in Zylinderkoordinaten die Intensitätsverteilung

$$I_g(r, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2(z)}\right) \quad (3.2)$$

¹Im homogenen Feld erfährt ein Dipol nur ein Drehmoment und keine Kraft

²Die Hyperfeinzustand-Aufspaltung wird vernachlässigt. Man nimmt jeweils das Zentrum des $^2P_{1/2}$ und $^2P_{3/2}$ Zustands.

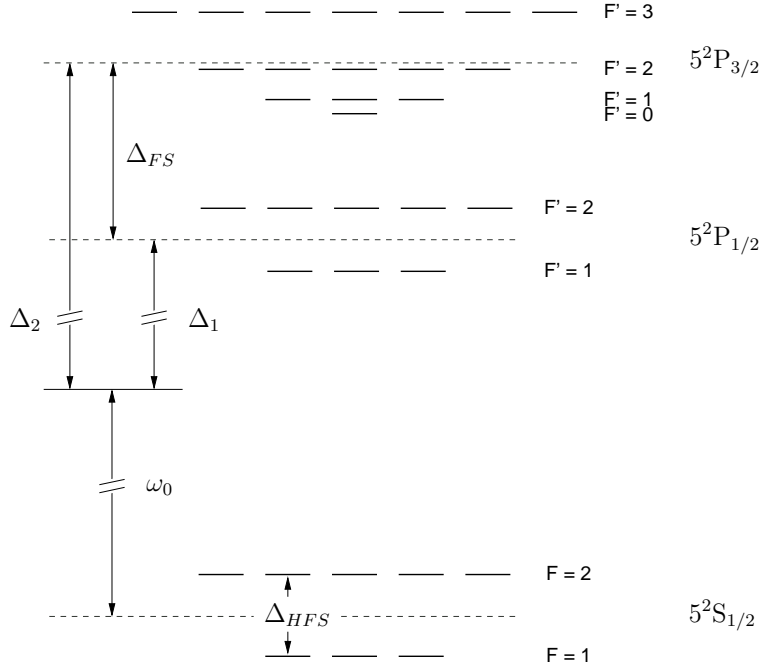


Abbildung 3.1: D_1 - und D_2 -Linie von Rubidium-87. Δ_1 und Δ_2 sind die Verstimmungen bezüglich der Mitte des $5^2P_{1/2}$ und $5^2P_{3/2}$ im Vergleich zur Mitte des $5^2S_{1/2}$ -Zustandes. ω_0 ist die Frequenz des Fallenlasers.

Der $1/e^2$ -Radius $w(z)$ ist

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (3.3)$$

mit dem minimalen Strahlradius w_0 (*engl.: beam waist*) und der Rayleigh-Länge

$$z_R = \pi w_0^2 / \lambda \quad (3.4)$$

Das Fallenpotential $U(r, z) = \tilde{U} I_g(r, z)$ nimmt in radialer Richtung ($\propto \exp(-2r^2/w_0^2)$) wesentlich schneller ab als in z -Richtung ($U(0, z) \propto 1/[1 + (z/z_R)^2]$). In radialer Richtung ist das Fallenpotential also wesentlich steiler. Da die Gravitationskraft stets kleiner als die Dipolkraft sein sollte, wird die z -Richtung meist horizontal gewählt.

Ist die mittlere kinetische Energie $k_B T$ der gefangenen Atome klein im Vergleich zur Falltiefe, so kann das Fallenpotential durch einen zylindrisch symmetrischen harmonischen Oszillator

$$U_g(r, z) \approx -\tilde{U} \left[1 - 2 \left(\frac{r}{w_0}\right)^2 - \left(\frac{z}{z_R}\right)^2 \right] \quad (3.5)$$

genähert werden, dessen Oszillationsfrequenzen

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4\tilde{U}}{m w_0^2}}, \quad \omega_z = \sqrt{\frac{2\tilde{U}}{m z_R^2}} \quad (3.6)$$

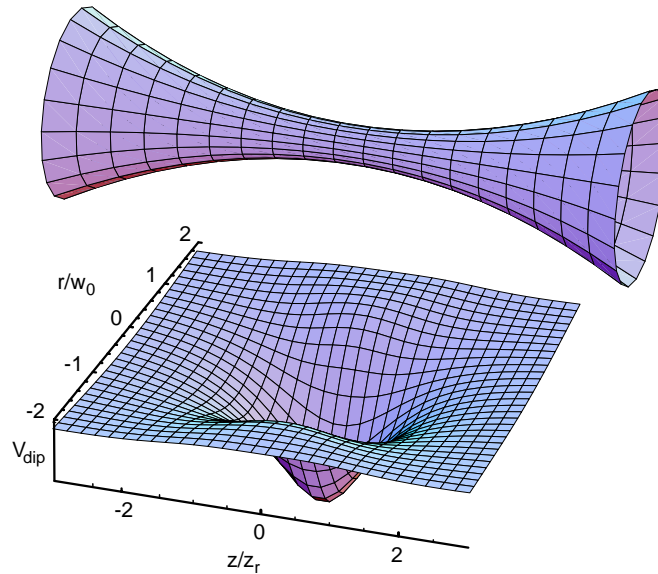


Abbildung 3.2: Fokussierter Gaußscher Strahl und das zugehörige Fallenpotential bei weit rotverstimmter Wellenlänge des Fallenlasers.

als *Fallenfrequenzen* bezeichnet werden. Die Fallenfrequenzen sind ein Maß für die Steilheit und Tiefe der Falle.

Streureate des Fallenlasers

Inelastische Photonenstreuung verändert den inneren Zustand eines Atoms und kann außerdem zu Heizeffekten führen, die einen Verlust des Atoms aus der Falle bewirken. Daher möchte man eine Falle mit möglichst kleiner Streureate. Für Alkali-Atome erhält man bei großer Verstimmung im Vergleich zur Hyperfeinauf-Aufspaltung laut [22]

$$\Gamma_{streu}(\mathbf{r}) = \frac{\pi c^2 \Gamma^2}{2 \hbar \omega_0^3} \left(\frac{2}{\Delta_2^2} + \frac{1}{\Delta_1^2} \right) I(\mathbf{r}) \quad (3.7)$$

Die Verstimmungen gehen also quadratisch in die Streureate ein, jedoch nur linear bei der Tiefe des Fallenpotentials (Gleichung 3.1). Für eine tiefe Falle, die die internen atomaren Zustände möglichst unberührt läßt, benötigt man daher einen Laser mit großer Leistung bei einer möglichst großen Verstimmung.

AC Stark Shift

Durch ein äußeres elektromagnetisches Feld erfahren die Hüllelektronen eines Atoms in einer Falle eine zusätzliche Energie. Der Hamilton-Operator setzt sich dann aus

$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1$ zusammen, wobei \mathcal{H}_0 der ungestörte Hamiltonoperator des Atoms und $\mathcal{H}_1 = \hat{\mu}\mathbf{E}$ der Wechselwirkungs-Hamiltonoperator ist, welcher sich aus dem elektrischen Dipoloperator $\hat{\mu} = -e\mathbf{r}$ und dem elektrischen Feld \mathbf{E} zusammensetzt. In zeitunabhängiger Störungstheorie zweiter Ordnung erhält man für die Energieverschiebungen durch ein elektromagnetisches Feld

$$\Delta E_i = \sum_{j \neq i} \frac{|\langle j | \mathcal{H}_1 | i \rangle|^2}{E_i - E_j} \quad (3.8)$$

Will man einen zusätzlichen Laser resonant zu einem atomaren Übergang in der Falle einstrahlen, um z.B. das Atom mit einem optischen Puls anzuregen, muß man die Laserfrequenz an die in der Falle verschobenen atomaren Übergänge anpassen.

Stöße von Atomen in der Falle / Verluste von Fallenatomen

Elastische Stöße zwischen Atomen in einer Dipolfalle führen zur Thermalisierung der gefangenen Atome. Inelastische Stöße können zu Verlusten von gefangenen Atomen führen. Man unterscheidet dabei zwischen Ein-, Zwei- und Dreikörperstößen.

- Stöße von Hintergrundgas mit einem Fallenatom bezeichnet man als *Einkörperstöße*. Die Verlustrate durch Einkörperstöße ist proportional zur Anzahl der gefangenen Atome $N(t)$

$$\dot{N}_1(t) = -\alpha N(t) \quad (3.9)$$

was zu einer exponentiellen Abnahme der gefangenen Atome mit der Zeit führt. Der Einteilchenstoß Verlust-Koeffizient α ist von der Größenordnung $1/s$ bei einem Druck des Hintergrundgases von ca. $3 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$ [22].

- Als *Zweikörperstöße* bezeichnet man Stöße von zwei Fallenatomen. Diese werden durch einen Zweiteilchenstoß Verlust-Koeffizienten β beschrieben und sind von der Dichte der Atome in der Falle abhängig:

$$\dot{N}_2(t) = -\beta \int_V n^2(\mathbf{r}, t) d^3r \quad (3.10)$$

- Der wichtigste physikalische Prozeß in Dipolfallen ist dabei der inelastische Stoß zweier Atome im Grundzustand, bei denen sich der Hyperfeinzustand der beteiligten Atome ändert. Bei Alkaliatomen ist die Hyperfeinzustand-Aufspaltung immer wesentlich größer als die erreichbaren Fallentiefen. Die freiwerdende kinetische Energie führt also zu einem Verlust beider Fallenatome. Hyperfeinzustandsändernde Stöße spielen die größte Rolle bei Dipolfallen. Der Koeffizient β hat die Größenordnung $5 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/s$ [26, 27].
- Stöße von zwei Fallenatome im angeregten Zustand spielen nur bei einestrahlem Kühllicht eine Rolle, da die optische Anregung durch den Fallenlaser gering ist.

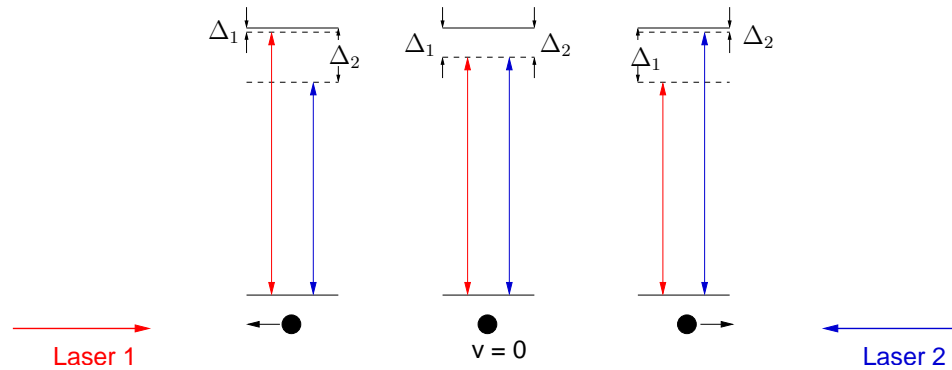


Abbildung 3.3: Laser 1 und Laser 2 sind rotverstimmt zum atomaren Übergang. Bewegt sich das Atom auf Laser 1 zu, dann wird die Frequenz aufgrund des Dopplereffekts nach blau, also zur Resonanz hin verschoben. Laser 2 wird nach rot, also weg der Resonanz verschoben. Die Streurrate des Lasers 1 ist größer als die des Lasers 2, es wirkt eine Kraft entgegengesetzt der Bewegungsrichtung.

- Ein weiterer Verlustmechanismus ist die Photoassoziation, bei der zwei stoßende Atome durch Wechselwirkung mit einem Lichtfeld in einen angeregten Molekülzustand gebracht werden, was zu einem Verlust beider Fallenatome führt.
- *Dreikörperstöße* spielen nur bei sehr großen Dichten, die weit oberhalb den mit einer MOT erreichbaren Dichten liegen, eine Rolle [28, 29]

Nimmt man noch eine konstante Laderate R an (z.B. Laden aus MOT) dann gilt für die Zahl der in der Falle gefangenen Atome

$$\dot{N}(t) = R - \alpha N(t) - \beta \int_V n^2(\mathbf{r}, t) d^3r - \gamma \int_V n^3(\mathbf{r}, t) d^3r \quad (3.11)$$

Einzelne Atome in optischen Dipolfallen

Bei Fallengrößen unter $4 \mu m$ zeigt sich, daß in einem großen Bereich von Laderaten R maximal ein Atom in eine Falle geladen werden kann. Ursache sind lichtinduzierte Zweikörperstöße, die aufgrund der großen Atomdichte bei zwei Atomen in einer kleinen Falle zu einem Verlust beider Fallenatome führen (*“collisional blockade”*, [30, 31]).

3.1.1 MOT zum Laden der Dipolfalle

Bei optischen Dipolfallen werden typischerweise Fallentiefen im Bereich von $1 mK$ erreicht. Wegen der geringen Phasenraumdicke eines Gases bei Raumtemperatur im Bereich von mK , ist es nicht möglich Dipolfallen aus dem Hintergrundgas bei (oder über)

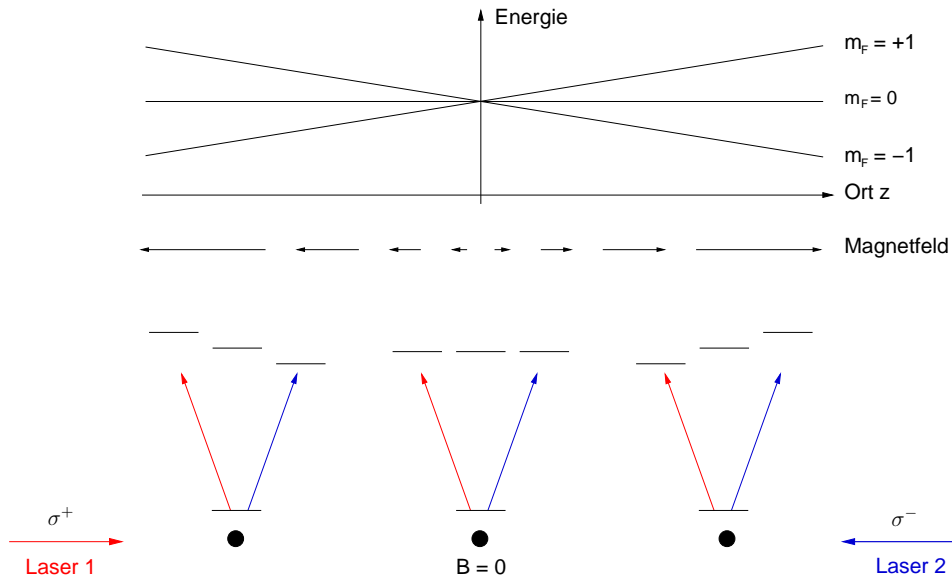


Abbildung 3.4: Funktionsprinzip einer magnetooptischen Falle. Gegenläufige Laserstrahlen und ein Magnetfeldgradient bewirken eine Kraft dem Magnetfeld entgegengesetzte Kraft.

Raumtemperatur zu laden. Zum Laden verwendet man üblicherweise eine magnetooptische Falle (MOT, *engl.* magneto-optical Trap) die aus Hintergrundgas geladen wird. Durch Doppler- [32, 33] und Polarisationsgradientenkühlen [34] werden Temperaturen im Bereich von einigen μK erreicht. Sind MOT und Dipolfalle in Deckung, werden Atome in die Dipolfalle geladen.

Laserkühlen

Bei der Absorption eines Photons durch ein Atom wird der Impuls $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ des Photons auf das Atom übertragen. Spontane Emission ist isotrop, daher wird durch spontane Emission im Mittel kein Impuls auf das Atom übertragen. Resonantes Licht aus einer Richtung führt also zu einer Beschleunigung des Atoms.

Bei rotverstimten Lasern ist das Licht aufgrund des *Dopplereffekts* resonant zum atomaren Übergang, wenn sich das Atom auf den Laser zubewegt. Atome, die sich auf den Laser zubewegen, streuen also mehr Photonen als Atome, die sich vom Laser wegbewegen. Benutzt man einen zweiten, gegenläufigen rotverstimten Laser, so können damit Atome in dieser Raumrichtung abgebremst werden, da jeweils der Laser, auf den sich das Atom zubewegt, mehr Photonen streut als der andere Laser (siehe Abb. 3.3).

Zum Kühlen müssen die Atome in allen drei Raumrichtungen abgebremst werden, wozu jeweils zwei gegenläufige, rotverstimte Laser in den drei Raumrichtungen verwendet werden. Das dreidimensionale Kühlen wird *optische Melasse* genannt.

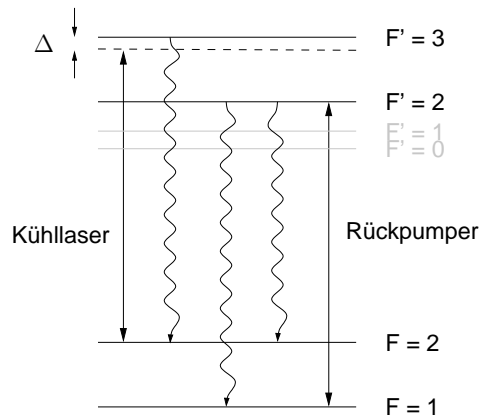


Abbildung 3.5: Zum Kühlen von Rubidium-87 kann der Übergang von $F = 2$ nach $F' = 3$ der D_2 -Linie verwendet werden. Aufgrund nichtresonanter Anregung kann das Atom in den $F = 1$ Grundzustand zerfallen. Deshalb wird ein Rückpumplaser von $F = 1$ nach $F' = 2$ eingestrahlt.

Magnetooptische Falle für gekühlte Atome

Um nun die gekühlten Atome fangen zu können benötigt man zusätzlich zur Kühlung eine ortsabhängige Kraft. Ein magnetischer Feldgradient bewirkt eine ortsabhängige Zeeman-Aufspaltung. Betrachtet man ein System bestehend aus einem Grundzustand mit $F = 0$ und einem angeregten Zustand mit $F' = 1$ sowie zwei gegenläufigen Laserstrahlen, die σ^+ und σ^- polarisiert sind (siehe Abb. 3.4), so sind die Verstimmungen und damit die Streuraten der Laser ortsabhängig. Im Nullpunkt des Magnetfeldes sind die Streuraten der beiden Laser gleich groß, im zeitlichen Mittel wird also kein Impuls auf das Atom übertragen. Im Magnetfeld wirkt eine Kraft auf das Atom in Gegenrichtung des Feldes.

Das Magnetfeld eines Anti-Helmholz-Spulenpaars ist im Zentrum Null und hat den gewünschten magnetischen Feldgradienten in den drei Raumrichtungen. Mit drei Paaren von jeweils gegenläufigen Strahlen aus den drei Raumrichtungen und einem Anti-Helmholz-Spulenpaar erhält man also eine magnetooptische Falle (*MOT*, engl.: *magneto-optical trap*) für Atome. Eine MOT kann aus dem Hintergrundgas geladen werden. Durch das oben beschriebene Dopplerkühlen und Polarisationsgradientenkühlen werden Atome mit Temperaturen im Mikrokkelvinbereich gefangen.

Bei Rubidium-87 wird der Übergang von $F = 2$ nach $F' = 3$ der D_2 -Linie für die MOT verwendet. Aufgrund von nichtresonanter Anregung von $F = 2$ nach $F' = 2$ kann es zu unerwünschten spontanen Zerfällen nach $F = 1$ kommen. Deshalb wird zusätzlich ein resonanter Rückpumplaser von $F = 1$ nach $F' = 2$ eingestrahlt (siehe Abb. 3.5), um das Atom in den Kühlzyklus zurückzuführen.

3.2 Experimenteller Aufbau

In diesem Experiment wurde eine *weit rotverstimmte optische Dipolfalle* verwendet, die mit einem fokussierten Lichtstrahl erzeugt wird. Die Falle wird aus der kalten Atomwolke einer *MOT* geladen. Das Fluoreszenzlicht der gefangenen Atome wird mit demselben *konfokalen Mikroskop* aufgesammelt, mit dem die Falle erzeugt wird. Zur Trennung des Lichts des Fallenlasers und des Fluoreszenzlichts der Atome wird ein Dichroit verwendet. Zur räumlichen Filterung wird das Fluoreszenzlicht in eine *Einmoden-Glasfaser* (engl.: *single-mode*) eingekoppelt. Als Einzelphotonendetektoren werden *Silizium-Avalanche-Photodioden* verwendet.

Für die Dipolfalle wird ein freilaufender Diodenlaser verwendet. Alle anderen Strahlen werden mit gitterstabilisierten Diodenlasern erzeugt und mit akustooptischen Modulatoren (AOM) geschaltet [35].

Im folgenden wird auf die einzelnen Teile dieses Experiments genauer eingegangen.

3.2.1 Konfokales Mikroskop zum Erzeugen der Falle und Nachweis der Fluoreszenz

Zum Erzeugen der Falle wird ein freilaufender Diodenlaser bei 856 nm (Leistung ca. 175 mW) verwendet, der nach einem AOM in eine Einmoden-Glasfaser (engl.: *single-mode*) eingekoppelt wird, um nach der Glasfaser ein gaußförmiges Strahlprofil zu erhalten. Der AOM wird im *single-pass* betrieben, d.h. das Licht läuft einmal durch den AOM und wird dabei gebeugt. Die Leistung der ersten Beugungsordnung kann durch die Amplitude des elektrischen Signal reguliert, und somit die Leistung des Fallenlasers nach dem Durchgang durch die Vakuumzelle mit einer Photodiode auf ca. 40 mW stabilisiert werden.

Das Objektiv³ zum Fokussieren des Fallenlasers ist außerhalb der Vakuumkammer angebracht, um einen einfachen Aufbau zu gewährleisten. Der linear polarisierte Fallenlaser hat im Fokus einen waist von $w_0 = 3.5 \pm 0.2\ \mu\text{m}$ [36]. Nach Gleichung 3.1 und 3.2 ergibt sich bei einer Leistung des Fallenlasers von 40 mW eine Falltiefe von ca. 1 mK .

Zum Aufsammeln des Fluoreszenzlichts wird ein Bereich von $2.6\ \mu\text{m}$ um das Zentrum der Falle betrachtet [35]. Die Aufsammelleffizienz des Fluoreszenzlichts ist durch die Verluste in den optischen Komponenten⁴ und die Einkoppeleffizienz in die Detektionsfaser bestimmt. Die Einkoppeleffizienz η läßt sich aus dem Überlapp des elektromagnetischen Feldes des Atoms $a(\Phi, \phi)$ mit der Gaußschen Mode $g(\Phi, \phi)$ der Detektionsfaser am Ort des Atoms bestimmen:

$$\eta = |\langle a(\Phi, \phi) | g(\Phi, \phi) \rangle|^2. \quad (3.12)$$

³Hoch-Apertur-Laserobjektiv, 30 mm Brennweite, Numerische Apertur 0,38

⁴Teil des Raumwinkels, der in das Objektiv gelangt im Vergleich zum gesamten Raumwinkel; Reflexionen an Vakuumzelle, Objektiv, dichroitischer Spiegel, Oberfläche der Detektionsfaser, Interferenzfilter

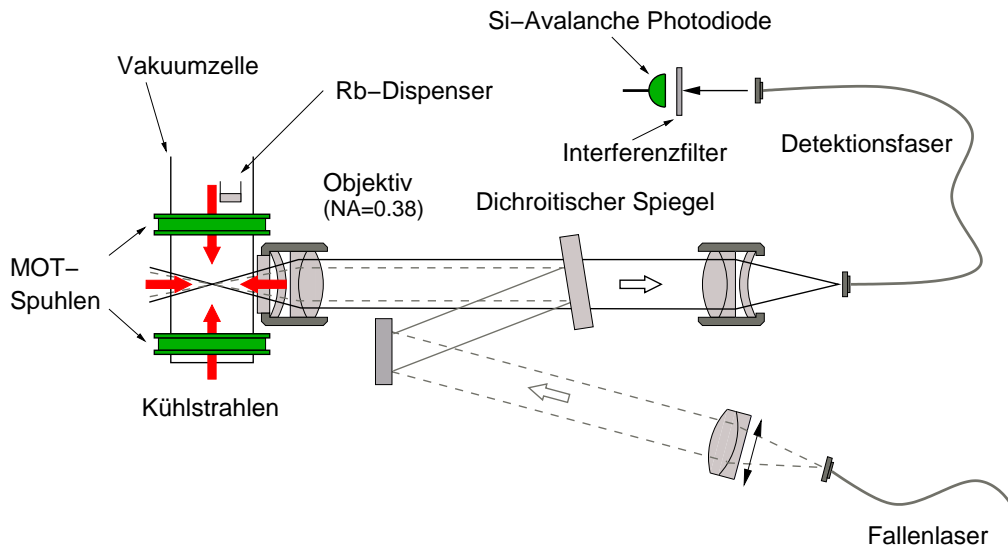


Abbildung 3.6: Aufbau der Falle: Das konfokale Mikroskop wird zum Fokussieren des Fallenlasers und zum Aufsammeln des Fluoreszenzlichts verwendet. Durch die Detektions-Glasfaser wird das Fluoreszenzlicht räumlich gefiltert und mit einem Interferenzfilter vor der Avalanche-Photodiode vom Raum- und Fallenlaserlicht getrennt.

Eine numerische Integration ergibt eine Koppeffizienz für unpolarisiertes Licht von 0.6 %. Damit läßt sich die Gesamteffizienz der Photondetektion (optische Verluste und Effizienzen der Avalanche-Photodiode) zu 0.1 % abschätzen [35].

Laden der Falle

Als Rubidium-Quelle wird ein Dispenser in der Vakuummzelle verwendet, der knapp oberhalb seines Schwellstroms betrieben wird. Der Druck des Rubidium-Gases in der Vakuummzelle liegt unter 10^{-10} mbar, womit die Lebensdauer der Atome in der Falle im Bereich von Sekunden liegt.

Die Falle kann aus dem Reservoir kalter Atome einer MOT geladen. Durch Einstellen des magnetischen Feldgradienten kann die Laderate eingestellt werden [36]. Für die MOT werden sechs paarweise gegenläufige Strahlen aus Kühl- und Rückpumplaser verwendet. Der Kühllaser ist zum Übergang von $F = 2$ nach $F' = 3$ der D_2 -Linie um ca. 4 – 5 Linienbreiten rotverstimmt. Der Rückpumplaser von $F = 1$ nach $F' = 2$ ist resonant zum atomaren Übergang (siehe Abbildung 3.5).

Stufen im Fluoreszenzlicht

Die Falle kann auch allein aus der optischen Melasse (siehe Abschnitt 3.1.1) geladen werden. Bei eingeschaltetem Kühl- und Rückpumplaser werden von der Avalanche-

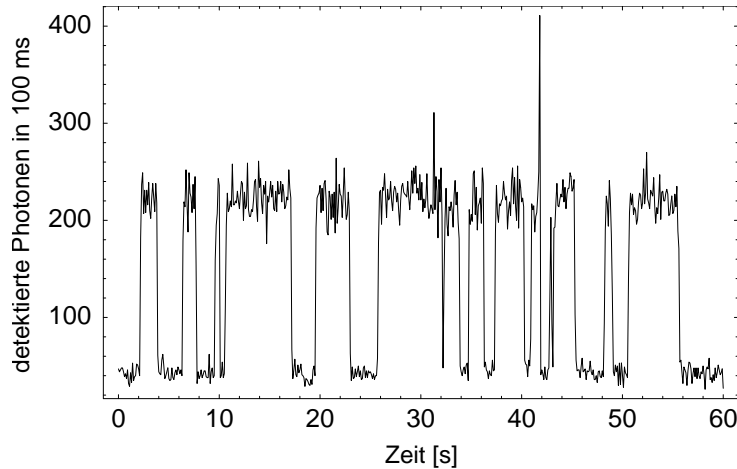


Abbildung 3.7: Fluoreszenzspur bei angeschaltetem Kühl- und Rückpumplaser: Die Zahl der von der Avalanche-Photodiode detektierten Photonen in 100 ms ist in Abhängigkeit der Zeit aufgetragen. Man erkennt, daß nur einzelne Atome in die Falle geladen werden können. Das Laden eines zweiten Atoms führt zum Verlust beider Atome aus der Falle.

Photodiode (APD) die vom gefangenen Atom gestreuten Photonen detektiert. Anhand der Zählrate der APD kann unterschieden werden, ob sich ein Atom in der Falle befindet oder nicht. In der Fluoreszenzspur (siehe Abb. 3.7) erkennt man deutlich Stufen. Das untere Niveau ist durch die Dunkelzählrate der APD und Fluoreszenzlicht des Hintergrundgases bestimmt.

Je nach Leistung und Verstimmung des Kühlaser erhält man durch ein Atom in der Falle Zählraten von 500 bis 1800 s^{-1} [36].

Erstellt man ein Histogramm der Zahl der Photonen, die von der APD in 100 ms registriert werden (siehe Abb. 3.8), dann sieht man den Peak der Untergrundzählrate bei 450 s^{-1} und den Peak bei der Zählrate für ein Atom (ca. 2200 s^{-1}) in der Falle. Es fällt auf, daß es keinen Peak für zwei Atome in der Falle (bei 4000 Ereignissen pro Sekunde) gibt. Ursache ist der in Kapitel 3.1 beschriebene Blockadeeffekt⁵.

Um sicher zu sein, daß wirklich einzelne Atome in der Falle gefangen werden, kann die Tatsache genutzt werden, daß ein einzelnes Atom eine perfekte Einzelphotonquelle ist. Dazu wird die Autokorrelationsfunktion $g^2(\tau)$ des Fluoreszenzlichts bei eingeschaltetem Kühl- und Rückpumplaser mit einem Hanbury-Brown-Twiss Aufbau bestimmt. Das Fluoreszenzlicht zeigte die Eigenschaft des Photon-Antibunching [37], wird also von einer Einzelphotonquelle (einem einzelnen Atom) erzeugt.

Aus einer längeren Fluoreszenzspur als in Abb. 3.7 läßt sich eine Lebensdauer der Atome in der optischen Dipolfalle von $2.2 \pm 0.2\text{ s}$ in Gegenwart von nahresonantem Kühllicht bestimmen. Die Laderate betrug bei dieser Messung ca. 0.2 s^{-1} .

⁵Genauere Analyse des Blockadeeffekts ist in [36] beschrieben.

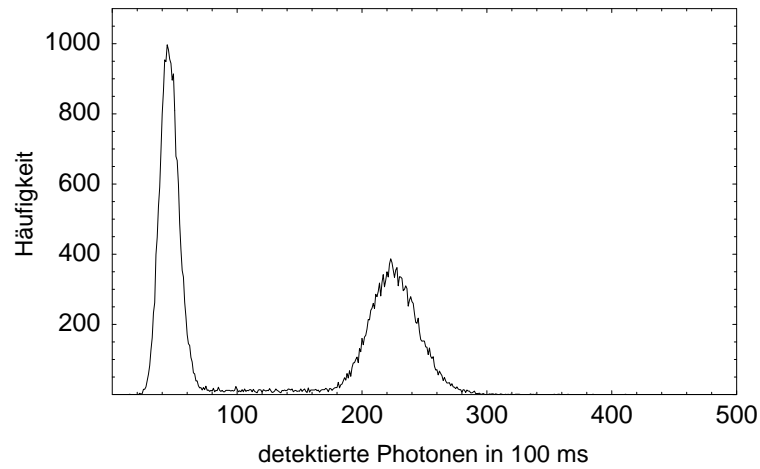


Abbildung 3.8: Histogramm der Zählraten der APD bei eingeschaltetem Kühl- und Rückpumplaser. Der linke Peak ist der Untergrund, der rechte entspricht der Zählrate bei einem Atom in der Falle. Man sieht deutlich, daß es keinen Peak für zwei Atome in der Dipolfalle gibt.

Ohne Kühllicht beträgt die Lebensdauer maximal 5 Sekunden. Spontane Raman-Streuung durch den weit rotverstimten Fallenlaser führt zur Veränderung der Besetzung eines ursprünglich im $F = 1$ Grundzustand präparierten Atoms. Die hyperfeinzustandsändernde Streurrate des Fallenlasers beträgt bei einer Fallentiefe von 0.75 mW etwa 0.1 s^{-1} [37].

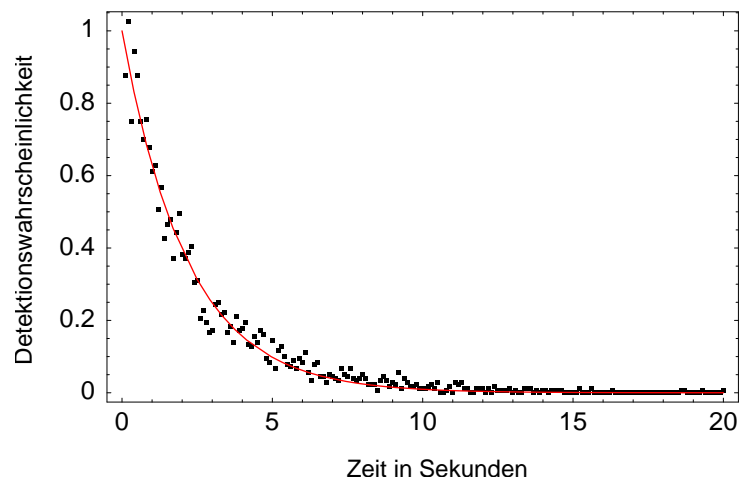


Abbildung 3.9: Lebensdauer von Atomen in der Dipolfalle bei eingeschaltetem Kühl- und Rückpumplaser. Ursache der Verluste sind Stöße mit Hintergrundgas.

4 Präparation und Nachweis von atomaren Zuständen

4.1 Theorie

Im folgenden wird kurz auf die semiklassische Beschreibung der Wechselwirkung von Licht mit Atomen eingegangen, bei der Licht klassisch durch elektromagnetische Felder und Atome quantenmechanisch beschrieben werden. Da es eine große Auswahl an Literatur (z.B. [18, 38]) zu diesem Thema gibt, werden hauptsächlich die Ergebnisse, die im Hinblick auf die Manipulation von atomaren Zuständen von Bedeutung sind, zusammengefaßt.

Schrödingergleichung eines Atoms im elektromagnetischen Feld

Die zeitabhängige Schrödingergleichung eines Atoms im elektromagnetischen Feld lautet

$$\mathcal{H}\psi(\mathbf{r}, t) = i\hbar \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t}, \quad (4.1)$$

wobei der Hamiltonoperator $\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}'$ sich aus dem Hamiltonoperator \mathcal{H}_0 im feldfreien Raum und \mathcal{H}' , dem Wechselwirkungsoperator des Atoms mit einem klassischen elektromagnetischen Feld, zusammensetzt. Setzt man in die Schrödingergleichung für $\psi(\mathbf{r}, t)$ eine Superposition $\psi(\mathbf{r}, t) = \sum_k c_k(t) \phi_k(\mathbf{r}) e^{-i\omega_k t}$ aus Eigenzuständen $\mathcal{H}_0 \phi_k(\mathbf{r}) = \hbar \omega_k \phi_k(\mathbf{r})$ ein, so folgt [18]

$$i\hbar \frac{dc_j}{dt} = \sum_k c_k(t) \mathcal{H}'_{jk}(t) e^{i\omega_{jk} t} \quad (4.2)$$

mit den Abkürzungen $\mathcal{H}'_{jk}(t) := \langle \phi_j | \mathcal{H}'(t) | \phi_k \rangle$ und $\omega_{jk} := \omega_j - \omega_k$.

Die Wechselwirkung eines elektrischen Feldes $\mathcal{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \cos(kz - \omega t)$ einer ebenen Welle, die sich in z -Richtung ausbreitet, mit dem elektrischen Dipol \mathbf{d} eines Atoms kann mit dem Wechselwirkungs-Hamiltonoperator

$$\mathcal{H}'(t) = \mathcal{E} \cdot \mathbf{d} = \mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{d} \cos(kz - \omega t) \quad (4.3)$$

beschrieben werden, wenn der Wechselwirkungsbereich des elektrischen Feldes mit dem Atom kleiner als die Wellenlänge des Lichts ist. Das elektrische Feld wird in diesem Bereich als örtlich konstant angenommen (*elektrische Dipolnäherung*).

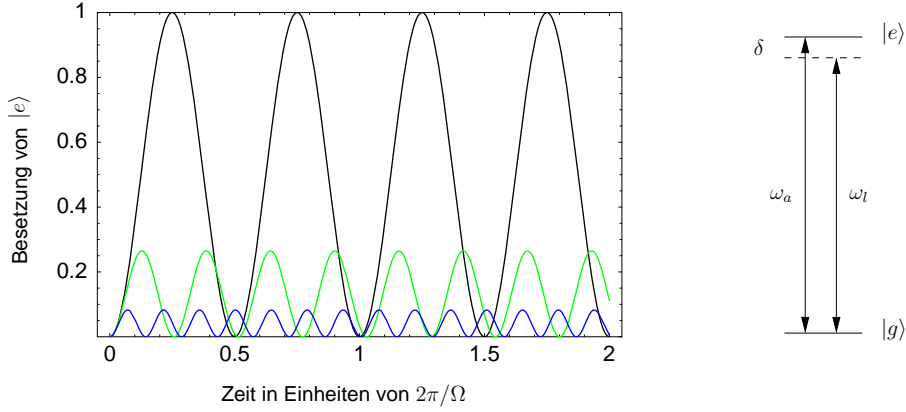


Abbildung 4.1: Rabi-Oszillationen im Zwei-Niveau-System ohne spontanen Zerfall. Mit steigender Verstimmung δ nimmt die Amplitude der Oszillationen ab und die Frequenz $\Omega' = \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$ zu.

Mit der folgenden Definition der *Rabi-Frequenzen* Ω_{jk}

$$\Omega_{jk} := \langle \phi_j | \mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{d} | \phi_k \rangle \quad (4.4)$$

folgt für den Wechselwirkungsoperator

$$\mathcal{H}'_{jk} = \Omega_{jk} \cos(kz - \omega_l t). \quad (4.5)$$

4.1.1 Rabi-Oszillationen im Zwei-Niveau-System

Beim Zwei-Niveau-System werden nur die Wechselwirkungen von zwei atomaren Niveaus mit einem Lichtfeld betrachtet, wobei spontane Emission hier zunächst vernachlässigt wird. Die hier vorgestellte Lösung ist für einen schmalbandigen Laser ($\Delta\nu/\nu \ll 1$) mit kleiner Verstimmung $\delta := \omega_l - \omega_a$ gültig ($\Delta\nu \ll \delta \ll \omega_a$). Der Zustand des Atoms kann als Superposition eines Grundzustands $|g\rangle$ und eines angeregten Zustands $|e\rangle$ geschrieben werden:

$$|\psi\rangle = c_g(t) |g\rangle + c_e(t) |e\rangle. \quad (4.6)$$

Mit den Anfangsbedingungen $c_g(0) = 1$ und $c_e(0) = 0$ folgt aus Gleichung 4.2 mit der Näherung, daß Terme der Größenordnung $1/\omega_l$ gegenüber Termen der Größenordnung $1/\delta$ vernachlässigt werden (*“rotating wave approximation”* (RWA), siehe z.B. [18]):

$$c_g(t) = \left(\cos \frac{\Omega' t}{2} - i \frac{\delta}{\Omega'} \sin \frac{\Omega' t}{2} \right) e^{i\delta t/2}, \quad (4.7)$$

$$c_e(t) = -i \frac{\Omega}{\Omega'} \sin \frac{\Omega' t}{2} e^{-i\delta t/2}. \quad (4.8)$$

Dabei ist $\Omega' := \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$. Bei Resonanz¹ ist die Rabi-Frequenz gleich der Oszillationsfrequenz zwischen den Besetzungswahrscheinlichkeiten $|c_g(t)|^2$ und $|c_e(t)|^2$ der beiden Niveaus (siehe Abbildung 4.1).

Wird ein Lichtpuls der Länge T_π eingestrahlt, für den $\Omega' T_\pi = \pi$ gilt, wird die gesamte Besetzung von $|g\rangle$ nach $|e\rangle$ transferiert (und umgekehrt von $|e\rangle$ nach $|g\rangle$). Pulse mit dieser Eigenschaft werden π -Pulse genannt.

4.1.2 Die optischen Bloch-Gleichungen

Ein Problem des vorherigen Modells ist, daß die spontane Emission nicht berücksichtigt wird. Um spontane Emission als kohärenten Prozeß betrachten zu können, müßte man bei der Abstrahlung eines Photons alle möglichen Moden betrachten (d.h. im freien Raum unendlich viele). Betrachtet man hingegen nur den Zustand des Atoms, so erhält man keinen reinen Zustand mehr. Deshalb geht man bei der Beschreibung des Atoms zu Dichteoperatoren über. Die zeitabhängige Schrödingergleichung läßt sich mit dem Dichteoperator ρ als

$$i\hbar \frac{d\rho}{dt} = [\mathcal{H}, \rho] \quad (4.9)$$

schreiben.

Im Zwei-Niveau-System kann die spontane Emission durch einen exponentiellen Zerfall der Besetzung ρ_{ee} des angeregten Zustands in den Grundzustand beschrieben werden. Damit lassen sich die *optischen Bloch-Gleichungen* für ein Zwei-Niveau-System herleiten [38]:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{gg}}{dt} &= +\gamma\rho_{ee} + \frac{i}{2} (\Omega^* \tilde{\rho}_{eg} - \Omega \tilde{\rho}_{ge}), \\ \frac{d\rho_{ee}}{dt} &= -\gamma\rho_{ee} + \frac{i}{2} (\Omega \tilde{\rho}_{ge} - \Omega^* \tilde{\rho}_{eg}), \\ \frac{d\tilde{\rho}_{ge}}{dt} &= -\left(\frac{\gamma}{2} + i\delta\right) \tilde{\rho}_{ge} + \frac{i}{2} \Omega^* (\rho_{ee} - \rho_{gg}), \\ \frac{d\tilde{\rho}_{eg}}{dt} &= -\left(\frac{\gamma}{2} - i\delta\right) \tilde{\rho}_{eg} + \frac{i}{2} \Omega (\rho_{gg} - \rho_{ee}), \end{aligned} \quad (4.10)$$

wobei

$$\tilde{\rho}_{jk} := \rho_{jk} e^{i\delta t} \quad (4.11)$$

ist. Diese Gleichungen beschreiben die Besetzungen der Zustände im elektromagnetischen Feld unter Berücksichtigung der spontanen Emission.

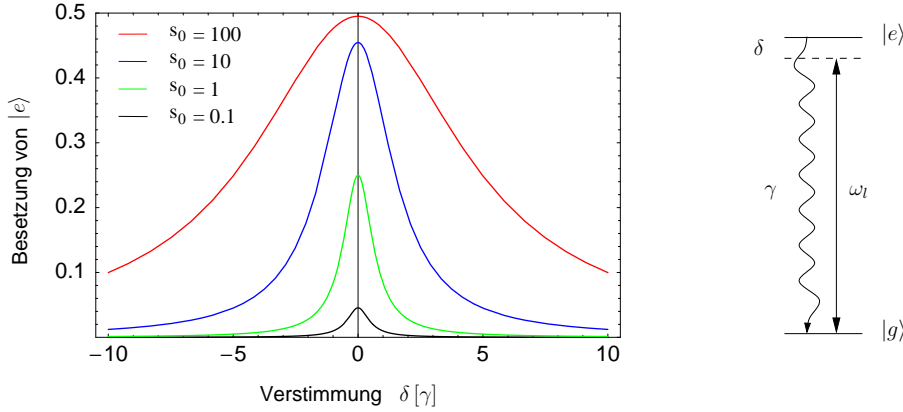


Abbildung 4.2: Stationäre Besetzung des angeregten Zustands $|e\rangle$ in Abhängigkeit der Verstimmung bei verschiedenen Sättigungsparametern $s_0 = I/I_s$.

Leistungsverbreiterung und Sättigung

Betrachtet man die stationären Lösungen der optischen Bloch-Gleichungen, so folgt für die Besetzung des angeregten Zustands im Zwei-Niveau-System [18]

$$\rho_{ee} = \frac{s}{2(s+1)} = \frac{s_0/2}{1 + s_0 + (2\delta/\gamma)^2} \quad (4.12)$$

mit dem Sättigungsparameter

$$s = \frac{s_0}{1 + (2\delta/\gamma)^2} \quad (4.13)$$

sowie dem resonanten Sättigungsparameter $s_0 := 2|\Omega|^2/\gamma^2 = I/I_s$. Der Ausdruck

$$I_s := \pi hc/3\lambda^2\tau \quad (4.14)$$

wird im Allgemeinen als *Sättigungsleistung* bezeichnet und ist von der mittleren Lebensdauer τ des angeregten Zustands abhängig.

Im stationären Fall ergeben sich aus Gleichung 4.12 folgende Konsequenzen:

- Die maximale Besetzung des angeregten Zustands im Gleichgewicht ist kleiner gleich $1/2$, was auch aus thermodynamischer Sicht zu erwarten war.
- Die Streurrate ist gegeben durch die mittlere Besetzung ρ_{ee} des angeregten Zustands mal der Zerfallskonstanten γ :

$$\gamma_p = \gamma\rho_{ee} = \frac{s_0\gamma/2}{1 + s_0 + (2\delta/\gamma)^2} \quad (4.15)$$

Die Streurrate ist also durch die halbe Zerfallskonstante begrenzt: $\gamma_p^{max} = \frac{1}{2}\gamma$.

¹Verstimmung $\delta = 0$

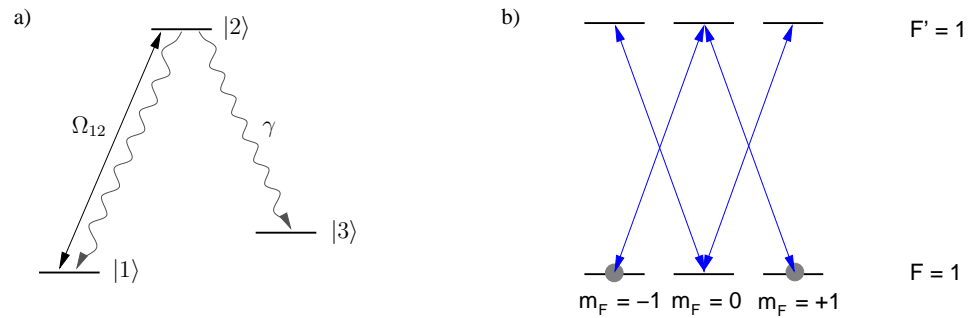


Abbildung 4.3: a) Durch einen Laser werden nur die Niveaus $|1\rangle$ und $|2\rangle$ des Drei-Niveau-Systems gekoppelt. Das Atom wird mit der Zeit in den Zustand $|3\rangle$ gepumpt. b) Der Zustand $F' = 1$ kann spontan nach $F = 1$ zerfallen. Ein V-polarisierter Laser $|V\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\sigma^+\rangle - |\sigma^-\rangle)$ koppelt nicht an die Superposition $\frac{1}{\sqrt{2}}(|F = 1, m_F = -1\rangle + |F = 1, m_F = +1\rangle)$, wodurch in diese gepumpt wird.

- Bei sehr großen Leistungen wird auch bei größeren Verstimmungen eine nicht zu vernachlässigende Besetzung ρ_{ee} des angeregten Zustands erreicht. Diese *nichtresonante Anregung* wird als *Sättigungsverbreiterung* bezeichnet (vgl. Abb. 4.2) und limitiert z.B. die Effizienz einer Zustands-Präparation durch optisches Pumpen (siehe nächstes Kapitel).

4.1.3 Optisches Pumpen und Dunkelzustände

In den vorangegangenen Abschnitten wurden nur Zwei-Niveau-Systeme betrachtet. Jetzt soll ein Drei-Niveau-System betrachtet werden, bei dem die Zustände $|1\rangle$ und $|3\rangle$ stabil gegenüber spontanem Zerfall sind, und der Zustand $|2\rangle$ nach $|1\rangle$ und $|3\rangle$ zerfallen kann (siehe Abb. 4.3a). Strahlt man nun Licht ein, das nur den Übergang zwischen $|1\rangle$ und $|2\rangle$ koppelt, so folgt:

1. Falls das Atom im Anfangszustand $|1\rangle$ ist: Der angeregte Zustand $|2\rangle$, von dem aus ein spontaner Zerfall nach $|1\rangle$ und $|3\rangle$ möglich ist, wird besetzt. Nach einer hinreichend großen Zahl an Streueignissen ist das Atom in den Zustand $|3\rangle$ transferiert worden, was als *optisches Pumpen* bezeichnet wird.
2. Falls das Atom im Anfangszustand $|3\rangle$ ist: Keine Photonen werden gestreut, da die Zustände $|2\rangle$ und $|3\rangle$ nicht durch das Lichtfeld gekoppelt werden. Die Besetzungen des angeregten Zustands $|2\rangle$ ist stets Null, deshalb ist kein Transfer durch spontane Emission in den Zustand $|1\rangle$ möglich. Zustände der Art des Zustands $|3\rangle$ nennt man *Dunkelzustände*.

Optisches Pumpen in Zeeman-Zustände

Das Schema für optisches Pumpen läßt sich auf beliebig viele Niveaus erweitern. Stabile Zustände, in die das Atom durch einen spontanen Zerfall gelangt, an die aber kein Laser koppelt, werden nach einer hinreichenden Zahl von Streueignissen bevölkert. Die Besetzungswahrscheinlichkeit von Zuständen, an die ein Laser koppelt, wird kleiner. Für das Experiment ist besonders die Präparation von Superpositionen aus Zeeman-Zuständen von Bedeutung, die hier anhand eines Beispiels erklärt werden soll. Die Polarisation eines linear vertikal polarisierten Lasers (siehe Abb. C.1) kann im Bezug auf die Quantisierungsachse als

$$|V\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\sigma^+\rangle - |\sigma^-\rangle) \quad (4.16)$$

geschrieben werden. Der Zustand

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|F = 1, m_F = -1\rangle + |F = 1, m_F = +1\rangle) \quad (4.17)$$

koppelt dann nicht an den angeregten Zustand $F' = 1$. Der Zustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$ koppelt an den angeregten Zustand, daher wird in die Superposition 4.17 gepumpt (siehe Abb. 4.3b).

Allgemein kann mit linearer Polarisation, die einen Winkel β mit H einschließt (siehe C.1) jede beliebige Superposition

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (e^{-i\beta} |F = 1, m_F = -1\rangle - e^{i\beta} |F = 1, m_F = +1\rangle) \quad (4.18)$$

durch optisches Pumpen präpariert werden.

Im nächsten Abschnitt wird ein adiabatischer Transfer beschrieben mit dem es möglich ist, Superpositionen aus energetisch entarteten Zuständen nachzuweisen.

4.1.4 Adiabatischer Transfer zum Nachweis von Zeeman-Zuständen

Zum Nachweis der Verschränkung des Zustands

$$|\psi\rangle_{AP} = \frac{1}{\sqrt{2}} (|-1\rangle_A |\sigma^+\rangle_P + |+1\rangle_A |\sigma^-\rangle_P) \quad (4.19)$$

muß sowohl der Zustand des Photons als auch der des Atoms in verschiedenen Basen gemessen werden können. Bei der Messung zur Verletzung der Bellschen Ungleichung kann man am Atom z.B. in den Basen $\{\frac{1}{\sqrt{2}}(|-1\rangle_A + |+1\rangle_A), \frac{1}{\sqrt{2}}(|-1\rangle_A - |+1\rangle_A)\}$ und $\{\frac{1}{\sqrt{2}}(|-1\rangle_A + i|+1\rangle_A), \frac{1}{\sqrt{2}}(|-1\rangle_A - i|+1\rangle_A)\}$ messen. Im folgenden soll nun erklärt werden, wie die relative Phase ξ einer Superposition der Zustände $|-1\rangle$ und $|+1\rangle$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|-1\rangle_A + e^{i\xi} |+1\rangle_A), \quad (4.20)$$

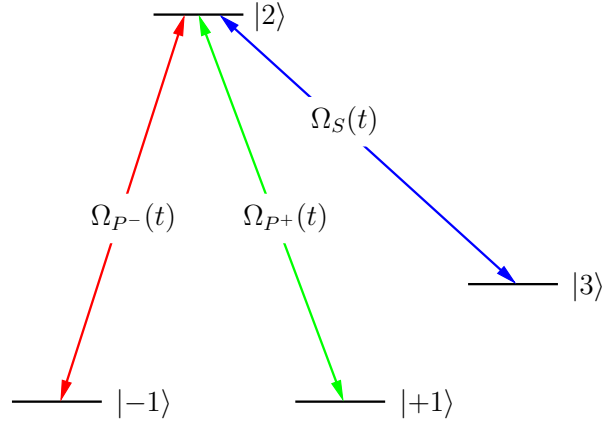


Abbildung 4.4: STIRAP: Durch die Pumplaser P^- und P^+ sowie den Stokeslaser S werden die Niveaus $|-1\rangle$ und $|+1\rangle$ an den Zustand $|3\rangle$ gekoppelt.

gemessen werden kann.

Die Messung des Zeeman-Zustands wird in zwei Schritte aufgeteilt

1. Durch einen *zustandsselektiven Transfer* wird das Atom abhängig von der Meßbasis aus einer Superposition aus $F = 1$ Zuständen in eine Superposition aus $F = 2$ Zuständen transferiert.
2. Die beiden Hyperfeinzustände können unterschieden werden, und dadurch auch die ursprüngliche Superposition der Zeeman-Zustände.

Für den zustandsselektiven Transfer wird im Experiment ein adiabatischer Transfer mittels STIRAP (engl.: *stimulated Raman adiabatic passage*) verwendet. Im Gegensatz zu einer Folge von zwei π -Pulsen für den zustandsselektiven Transfer ist STIRAP unkritisch gegenüber kleinen Schwankungen in den Parametern (z.B. Intensität der Laser, zeitliche Abfolge der Pulse, ...).

Theoretische Grundlagen zu STIRAP

Geht man von einem Vier-Niveau-System mit zwei energetisch entarteten Zuständen $|-1\rangle$ und $|+1\rangle$ aus, die durch elektromagnetische Felder mit den Rabi-Frequenzen $\Omega_{P^-}(t)$ und $\Omega_{P^+}(t)$ an den Zustand $|2\rangle$ koppeln, der wiederum durch $\Omega_S(t)$ an den Zustand $|3\rangle$ koppelt (siehe Abb. 4.6), so läßt sich, wie im folgenden gezeigt wird, durch geeignete Pulsfolgen der Anfangszustand²

$$|\psi(t = -\infty)\rangle = \cos \alpha |-1\rangle + \sin \alpha e^{i\xi} |+1\rangle \quad (4.21)$$

²mit $\alpha = \pi/4$ folgt aus diesem allgemeinen Zustand sofort 4.20

bei geeigneter Phase und Lichtintensität von $\Omega_{P^-}(t)$ und $\Omega_{P^+}(t)$ adiabatisch nach $|3\rangle$ transferieren.

Die Schrödingergleichung des Vier-Niveau-Systems kann in *rotating wave approximation* als

$$\frac{d}{dt}\mathbf{C}(t) = -i\mathbf{W}(t)\mathbf{C}(t) \quad (4.22)$$

geschrieben werden. $\mathbf{C}(t) = (c_{-1}(t), c_2(t), c_{+1}(t), c_3(t))$ ist der Vektor aus den Wahrscheinlichsamplituden des Zustands $|\psi(t)\rangle = c_{-1}(t)|-1\rangle + c_2(t)|2\rangle + c_{+1}(t)|+1\rangle + c_3(t)|3\rangle$. Der Zeitentwicklungsoperator ist gegeben durch [39]

$$\mathbf{W}(t) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_{P^+}(t) & 0 & 0 \\ \Omega_{P^+}(t) & 0 & \Omega_{P^-}(t) & \Omega_S(t) \\ 0 & \Omega_{P^-}(t) & 0 & 0 \\ 0 & \Omega_S(t) & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (4.23)$$

wobei $\Omega_{P^+}(t)$, $\Omega_{P^-}(t)$ und $\Omega_S(t)$ die Rabi-Frequenzen der Pumppulse und des Stokespulses sind (siehe Abb. 4.6), die ohne Beschränkung der Allgemeinheit als reell angenommen werden, da die konstanten Phasenfaktoren $e^{i\phi_{P^-}}$, $e^{i\phi_{P^+}}$ und $e^{i\phi_S}$ zu den atomaren Zuständen hinzugenommen werden können:

$$\begin{aligned} |\widetilde{-1}\rangle &= |-1\rangle, & |\widetilde{2}\rangle &= e^{-i\phi_{P^+}}|2\rangle, \\ |\widetilde{+1}\rangle &= e^{-i(\phi_{P^-} - \phi_{P^+})}|+1\rangle, & |\widetilde{3}\rangle &= e^{-i\phi_S}|3\rangle. \end{aligned} \quad (4.24)$$

Jeder beliebige Zustand $|\psi\rangle$ läßt sich als Linearkombination $|\psi\rangle = \sum_{i=1}^4 b_i |\phi_i(t)\rangle$ der vier Eigenvektoren

$$\begin{aligned} \phi_1(t) &= \begin{pmatrix} \cos \vartheta_t \\ 0 \\ -\sin \vartheta_t \\ 0 \end{pmatrix}, & \phi_2(t) &= \begin{pmatrix} \sin \varphi_t \sin \vartheta_t \\ 0 \\ \sin \varphi_t \cos \vartheta_t \\ -\cos \varphi_t \end{pmatrix} \\ \phi_3(t) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos \varphi_t \cos \vartheta_t \\ 1 \\ \cos \varphi_t \cos \vartheta_t \\ \sin \varphi_t \end{pmatrix}, & \phi_4(t) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos \varphi_t \sin \vartheta_t \\ -1 \\ \cos \varphi_t \cos \vartheta_t \\ \sin \varphi_t \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.25)$$

von $\mathbf{W}(t)$ schreiben. Ihre Zeitabhängigkeit ist durch die Mischwinkel

$$\tan \vartheta_t := \frac{\Omega_{P^+}(t)}{\Omega_{P^-}(t)}, \quad \tan \varphi_t := \frac{\Omega_S(t)}{\sqrt{\Omega_{P^+}^2(t) + \Omega_{P^-}^2(t)}} \quad (4.26)$$

bestimmt.

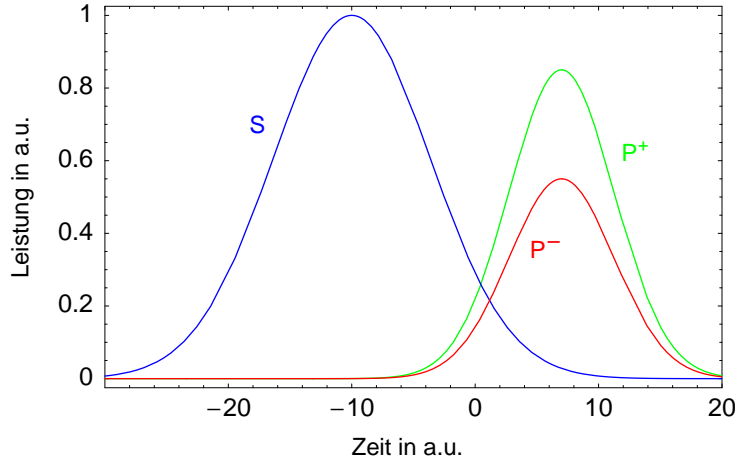


Abbildung 4.5: Gaußförmige Pulse, als mögliche Pulsformen für STIRAP, mit denen ein adiabatischer Transfer einer Superposition der Zustände $|-1\rangle$ und $|+1\rangle$ nach $|3\rangle$ möglich ist.

In unserem Fall soll eine bestimmte Superposition von $|-1\rangle$ und $|+1\rangle$ nach $|3\rangle$ transferiert werden, möglichst ohne den Zustand $|2\rangle$ zu besetzen. Deshalb sind nur die als *adiabatische Eigenvektoren* bezeichneten Vektoren ϕ_1 und ϕ_2 des Zeitentwicklungsoperators $\mathbf{W}(t)$ von Bedeutung.

Im Fall einer adiabatischen Zustandsänderung folgen die Eigenvektoren dem Zeitentwicklungsoperator. Das System befindet sich also zu jeder Zeit in der gleichen Superposition der Eigenvektoren ϕ_i , d.h. die Amplituden b_i sind zeitlich konstant.

Betrachtet man z.B. gaußförmige Pulse bei denen erst der Stokespuls S und etwas später zeitgleich die beiden Pumpimpulse P^+ und P^- eingestrahlt werden (siehe Abb. 4.5), dann folgt für die Mischwinkel (Glg. 4.26)

$$\varphi_{t \rightarrow -\infty} = \frac{\pi}{2}, \quad \varphi_{t \rightarrow +\infty} = 0, \quad (4.27)$$

$$\tan \vartheta_t = \frac{\Omega_{P^+}(t)}{\Omega_{P^-}(t)} = \text{const.} \implies \vartheta_t = \text{const.}, \quad (4.28)$$

woraus man mit dem Anfangszustand 4.21 die Besetzungen $P_i(\infty)$ der Zustände $|i\rangle$ nach den Pulsen im Fall einer adiabatischen Zustandsänderung erhält [39]:

$$\begin{aligned} P_3(+\infty) &= |\cos \alpha \sin \vartheta_\infty + \sin \alpha \cos \vartheta_\infty e^{i\Delta}|^2, \\ P_2(t) &= P_2(+\infty) = 0, \\ P_{-1}(+\infty) + P_{+1}(+\infty) &= 1 - P_3(+\infty). \end{aligned} \quad (4.29)$$

Die Phase

$$\Delta := \xi - (\phi_{P^-} - \phi_{P^+}) \quad (4.30)$$

ist durch die relativen Phasen $\phi_{P-} - \phi_{P+}$ der Pumplaser und ξ des atomaren Zustands festgelegt.

Physikalisch bedeuten die Gleichungen 4.29:

- Der Zustand $|2\rangle$ ist im Fall einer adiabatischen Zustandsänderung nie besetzt, d.h. es gibt keine spontanen Zerfälle (weil die Zustände $|-1\rangle$, $|+1\rangle$ und $|3\rangle$ stabil gegenüber spontanem Zerfall sind).
- In unserem Fall sind die Amplituden des atomaren Zustands und der Pumppulse jeweils gleich groß, es gilt also $\alpha = \vartheta_\infty = \pi/4$, woraus die Besetzung des Zustands $|3\rangle$

$$P_3(+\infty) = \frac{1}{4}|1 + e^{i\Delta}|^2 = \frac{1}{2}(1 + \cos \Delta) = \cos^2(\Delta/2) \quad (4.31)$$

nach den Pulsen folgt. Durch die Wahl der relativen Phase $\phi_{P-} - \phi_{P+}$ der Pumplaser läßt sich der Transfer nach $|3\rangle$ einstellen, und die Superposition der Zustände $|-1\rangle$ und $|+1\rangle$ analysieren.

Bedingung für eine adiabatische Zustandsänderung ist die langsame Änderung der Mischwinkel im Vergleich zur Rabi-Frequenz $\Omega(t) := \sqrt{\Omega_{P+}^2(t) + \Omega_{P-}^2(t) + \Omega_S^2(t)}$ [39] :

$$\frac{d}{dt}\vartheta_t \ll \Omega(t), \quad \frac{d}{dt}\varphi_t \ll \Omega(t). \quad (4.32)$$

Um experimentell einen adiabatischen Zustandstransfer zu erhalten benötigt man also große Laserleistungen, woraus große Rabi-Frequenzen folgen.

Realisierung von STIRAP im Experiment

Bei der Messung der Zeeman-Zustände des $F = 1$ Grundzustands eines Rubidium-Atoms lassen sich die Pumppulse durch σ^+ und σ^- polarisiertes Licht realisieren (siehe Abb. 4.6). Linear polarisiertes Licht, das sich in Richtung der Quantisierungsachse ausbreitet, und unter dem Winkel β polarisiert ist (siehe Abb. C.1), läßt sich bezüglich der Quantisierungsachse in σ^+ und σ^- polarisiertes Licht zerlegen [40]:

$$\begin{aligned} |\beta\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{-i\beta} |\sigma^+\rangle + e^{i\beta} |\sigma^-\rangle) \\ &= e^{-i\beta} \frac{1}{\sqrt{2}} (|\sigma^+\rangle + e^{i2\beta} |\sigma^-\rangle). \end{aligned} \quad (4.33)$$

Durch den Winkel β läßt sich die relative Phase $\Delta\phi = \phi_{P+} - \phi_{P-} = 2\beta$ zwischen den Pumpstrahlen, die hier beide zusammen durch einen linear polarisierten Laser realisiert werden, einstellen. Ist der Zustand vor den STIRAP-Pulsen

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|F = 1, m_F = -1\rangle + e^{i\xi} |F = 1, m_F = +1\rangle_A), \quad (4.34)$$

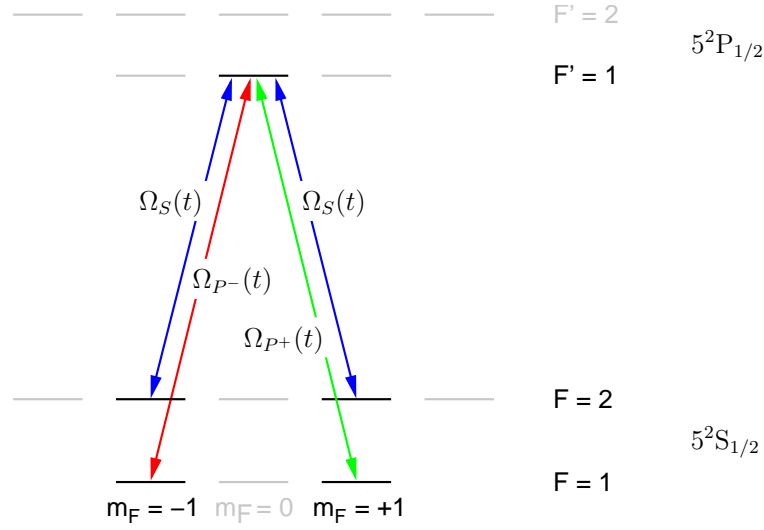


Abbildung 4.6: Realisierung von STIRAP zum zustandsselektiven Transfer einer Superposition der Zeeman-Zustände $|m_F = -1\rangle$ und $|m_F = +1\rangle$ nach $F = 2$.

dann ist die Besetzung des $F = 2$ Grundzustands danach

$$P_{F=2}(+\infty) = \cos^2(\xi/2 - \beta), \quad (4.35)$$

wobei $\Delta = \xi - \Delta\phi = \xi - (\phi_{P-} - \phi_{P+})$ ist.

Durch adiabatischen Transfer mittels STIRAP und Nachweis des Hyperfeinzustands kann die relative Phase ξ des Zustands 4.34 bestimmt werden. Dadurch ist eine Messung in verschiedenen Basen am Atom, und somit ein Nachweis der Verschränkung von Atom und Photon möglich.

4.2 Experiment

In diesem Kapitel wird zuerst ein kurzer Überblick über die in diesem Experiment verwendeten Komponenten gegeben. Für Details wird auf [35, 41] verwiesen. Anschließend werden Messungen zur Präparation und zum Nachweis der Hyperfeinzustände des Grundzustands vorgestellt. Darauf aufbauend wird die Präparation eines Zeeman-Zustands, und dessen Nachweis mit Hilfe eines adiabatischen zustandsselektiven Transfers mittels STIRAP besprochen.

4.2.1 Experimenteller Aufbau

Der Aufbau der Dipolfalle und der magnetooptischen Falle zum Laden der Dipolfalle wurden im Kapitel 3.2 beschrieben. Für Pump- und STIRAP-Laser sowie dem Laser zur Detektion der Hyperfeinzustände werden gitterstabilisierte Diodenlaser [42] verwendet,

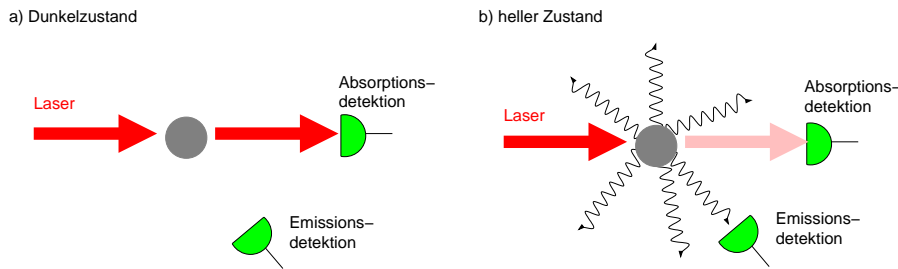


Abbildung 4.7: Atomwolke im Strahl eines Lasers. a) Im Dunkelzustand werden keine Photonen gestreut, also auch nicht von der Emissionsdetektion registriert. Der Absorptionsdetektor misst die volle Laserleistung. b) Im hellen Zustand werden Photonen von der Atomwolke gestreut, die mit der Emissionsdetektion gemessen werden können. Nur ein Teil der ursprünglichen Laserleistung wird vom Absorptionsdetektor gemessen.

die mit akustooptischen Modulatoren (AOM) geschaltet werden. Die Laserstrahlen werden nach den AOMs in Einmoden-Glasfasern eingekoppelt. Durch die Verwendung von Glasfasern ist es möglich, den experimentellen Aufbau zur Aufbereitung der Laserpulse und den Fallenaufbau mit den Strahlen zur Manipulation von Atomen getrennt zu justieren.

Die von der Avalanche-Photodiode detektierten Photonen können mit einer Zählerkarte, die die Zahl der detektierten Photonen in einem einstellbaren Zeitraum aufaddiert, und einer Timestampkarte registriert werden. Die in unserem Experiment verwendete Timestampkarte [43, 44] ordnet jedem Signal (z.B. Detektion eines Photons durch eine APD) an einem der vier Eingänge einen Zeitpunkt (Zeitstempel, engl.: timestamp) mit einer Auflösung von zwei Nanosekunden zu. Die Totzeit beträgt etwa 100 ns . Mit der Timestampkarte ist eine flexiblere Auswertung als mit der Zählerkarte möglich, da die volle zeitliche Information der Photonenankunft erhalten bleibt.

Zur Steuerung des Experiments werden ein Computer und ein programmierbarer Generator von Schaltmustern (“Patterngenerator”) verwendet. Der Computer steuert das Laden der Falle durch Variieren der MOT-Spulen-Ströme und Überwachen der Zählrate. Übersteigt die von der Zählerkarte registrierte Zählrate nach dem Abschalten der MOT-Spulenströme einen vorgegebenen Wert, so wird dies als Indiz dafür gewertet, daß sich ein einzelnes Atom in der Dipolfalle befindet und die Messung an diesem wird gestartet, indem an den “Patterngenerator” eine Schaltspannung ausgegeben wird. Der “Patterngenerator” steuert die gesamte Messung an dem Atom, wobei mit einer minimalen Taktrate von 20 ns geschaltet werden kann. Zum genaueren Einstellen von Schaltzeiten werden elektronisch abstimmbare Verzögerungsleitungen verwendet.

4.2.2 Präparation und Nachweis von Hyperfeinzuständen eines einzelnen Atoms

Für den Nachweis der Atom-Photon-Verschrankung muß der Zeeman-Zustand des $F = 1$ Grundzustands des Atoms gemessen werden. Diese Messung wird in unserem Experiment in zwei Schritte aufgeteilt. Der erste ist ein vom Zeeman-Zustand in $F = 1$ abhängiger Transfer in den $F = 2$ Grundzustand, der zweite die Messung des Hyperfeinzustands. In diesem Kapitel wird die Messung des Hyperfeinzustands beschrieben, im darauf folgenden der zustandsselektive Transfer.

Bei Atomwolken können helle und dunkle Zustände der Atome durch Emissions- bzw. Absorptionsabbildung unterschieden werden (siehe Abb. 4.7). Bei einem einzelnen Atom ist eine Absorptionsabbildung wegen der geringen Anzahl der gestreuten Photonen (im Vergleich zur Atomwolke) nicht möglich.

Die Hauptschwierigkeit bei der Emissionsabbildung der Fluoreszenz eines einzelnen Atoms ist die niedrige Detektionseffizienz der vom Atom gestreuten Photonen in unserem Experiment (0.1%, siehe Kapitel 3.2.1). Es müssen hinreichend viele Photonen gestreut werden, damit sich Fluoreszenz vom Untergrund abhebt.

Aufgrund von Heizeffekten bei der Streuung von Photonen eines resonanten Lasers ist es aber wegen der geringen Falltiefe unserer Dipolfalle (ca. 1 mK) nicht möglich hinreichend lange Photonen zu streuen, ohne das in der Falle gefangene Atom zu verlieren. Bei Streuung von Photonen im rotverstimmten Licht des Kühllasers (D_2 -Linie von $F = 2$ nach $F = 3$) gibt es keine Probleme durch Heizeffekte. Dafür verhindert aber die nicht-resonante Anregung unerwünschter Niveaus, wodurch das Atom aus dem geschlossenen optischen Übergang in den Dunkelzustand $F = 1$ des Grundzustands gepumpt wird, die Streuung hinreichend vieler Photonen für einen Zustandsnachweis.

Ein effizienter Zustandsnachweis durch Detektion emittierter Photonen auf einem geschlossenen Übergang ist wegen der geringen Detektionseffizienz von gestreuten Photonen mit unserem Aufbau nicht möglich [41].

Unterscheidung der Hyperfeinzustände des Grundzustands eines einzelnen Atoms

Zur Unterscheidung der Hyperfeinzustände des Grundzustands wird das Atom zustandsselektiv aus der Falle entfernt, und anschließend bei der so genannten *Redetektion* der Fluoreszenz im Kühllicht überprüft, ob sich noch ein Atom in der Falle befindet.

Strahlt man aus einer Raumrichtung einen resonanten Laser auf dem Übergang zwischen den Niveaus $5^2S_{1/2}, F = 2$ und $5^2P_{3/2}, F = 3$ ein, dann werden, falls sich das Atom im Zustand $5^2S_{1/2}, F = 2$ befindet, Photonen gestreut (Abb. 4.8a). Durch die gestreuten Photonen wird Impuls auf das Atom übertragen (vgl. Dopplerkühlen im Kapitel 3.1.1), wodurch das Atom nicht mehr in der Dipolfalle gehalten werden kann, was nach ca. 50 Streuereignissen der Fall ist [45].

Um einen Spontanzerfall nach $5^2S_{1/2}, F = 1$ durch nichtresonante Anregung des Zustands $5^2P_{3/2}, F = 2$ zu verhindern ist der Laser σ^+ polarisiert. Nur durch Polarisations-

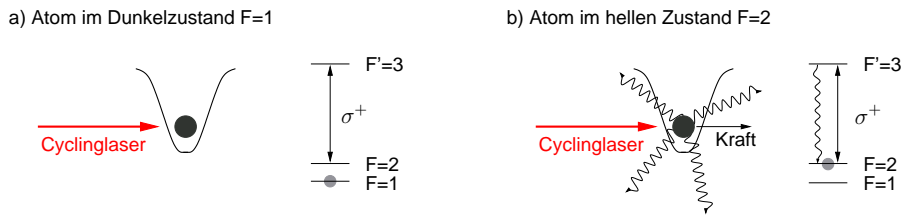


Abbildung 4.8: In der Dipolfalle gefangenes Atom. a) Das Atom ist im Dunkelzustand ($F=1$). Es werden keine Photonen gestreut, das Atom bleibt in der Falle. b) Das Atom ist im hellen Zustand ($F=2$). Auf einem geschlossenen Übergang können ausreichend Photonen gestreut werden, um das Atom durch Impulsübertrag des Lasers aus der Falle zu entfernen.

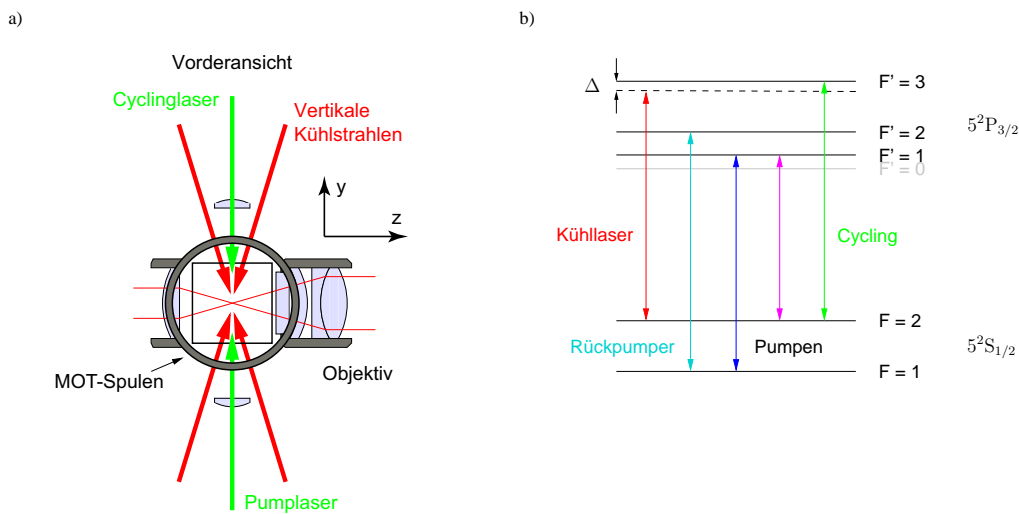


Abbildung 4.9: a) Vorderansicht der Einatomfalle mit Vakuumpzelle, Objektiv des konfokalen Mikroskops und Motsspulen. b) D_2 -Linie von Rubidium-87 mit den für die Cycling-Messungen verwendeten Lasern.

fehler oder Mischung der Zeeman-Zustände im Magnetfeld kann das Atom nichtresonant in den Zustand $5^2P_{3/2}$, $F=2$ angeregt werden und somit nach $5^2S_{1/2}$, $F=1$ zerfallen. Der Übergang zwischen $5^2S_{1/2}$, $F=2$ und $5^2P_{3/2}$, $F=3$ mit σ^+ polarisiertem Licht wird im folgenden als “Cycling-Übergang” bezeichnet. Atome im $5^2S_{1/2}$, $F=1$ Zustand sind für einen Laser auf diesem Übergang dunkel, und bleiben deshalb in der Falle (Abb. 4.8a). Durch die anschließende Redetektion kann also auf den vorherigen Hyperfeinzustand des Atoms geschlossen werden.

Abbildung 4.9a zeigt eine Skizze der Vorderansicht der Vakuumpzelle mit dem Objektiv des konfokalen Mikroskops und den Cycling- und Pumpstrahlen, sowie den vertikalen Kühlstrahlen. In Abbildung 4.9b sind alle Laser eingezeichnet, die zur Präparation und zum Nachweis von Hyperfeinzuständen benötigt werden.

Eperimenteller Ablauf zur Unterscheidung der Hyperfeinzustände des Grundzustands

Das Präparieren und Nachweisen von Hyperfeinzuständen kann nun wie folgt getestet werden:

1. **Laden der Falle:** Die MOT (Kühl- und Rückpumplaser, Magnetfeld) wird 400 ms lang eingeschaltet. Anschließend wird der Strom durch die MOT-Spulen abgeschaltet und nach einer Wartezeit von 300 ms , die sicherstellt, daß die Magnetfelder der MOT vollständig abgeschaltet sind, die Fluoreszenz im Kühllicht gemessen. Ab einer Schwellzählrate der APD von 65 Photonen (im Vergleich zu 20 des Untergrunds) in 60 ms wird angenommen, daß ein Atom in der Falle ist. Ist die Zählrate kleiner als die Schwellzählrate wird erneut versucht, die Falle zu laden. Sobald ein Atom in der Falle ist, wird das optische Pumpen gestartet.
2. **Optische Pumpen** in die Hyperfeinzustände
 - a) $F = 1$: $48\text{ }\mu\text{s}$ lang wird der Pumplaser auf dem Übergang zwischen $F = 2$ und $F' = 1$ eingestrahlt, wodurch das Atom über spontane Emission in den Dunkelzustand $F = 1$ zerfällt.
 - b) $F = 2$: $48\text{ }\mu\text{s}$ lang wird der Pumplaser auf dem Übergang zwischen $F = 1$ und $F' = 1$ eingestrahlt, wodurch das Atom über spontane Emission in den Dunkelzustand $F = 2$ zerfällt.

Zusätzlich werden in a) der Kühllaser sowie in b) der Rückpumplaser eingestrahlt, um Zeeman-Dunkelzustände der linear polarisierten Pumplaser zu vermeiden.

3. **Zustandselektives Entfernen des Atoms aus der Dipolfalle:** Nach dem optischen Pumpen wird $10\text{ }\mu\text{s}$ lang der Cyclingleaser mit einer Intensität von ca. 40 Sättigungsintensität eingeschaltet, um die Atome im Zustand $F = 2$ aus der Falle zu stoßen.
4. **Redetektion der Atome:** Anschließend werden Kühl- und Rückpumplaser wieder eingeschaltet und die Zahl der gestreuten und von der APD detektierten Photonen über einen Zeitraum von in 60 ms gezählt, um zu überprüfen, ob noch ein Atom in der Falle ist.

Messungen zur Präparation und zum Nachweis des Hyperfeinzustands eines einzelnen Atoms

Abbildung 4.11 zeigt die Histogramme der Zahl der im Kühllicht gestreuten und von der APD detektierten Photonen pro 60 ms nach dem zustandselektiven Entfernen des Atoms aus der Dipolfalle für die präparierten Zustände $F = 1$ (schwarz) und $F = 2$ (blau).

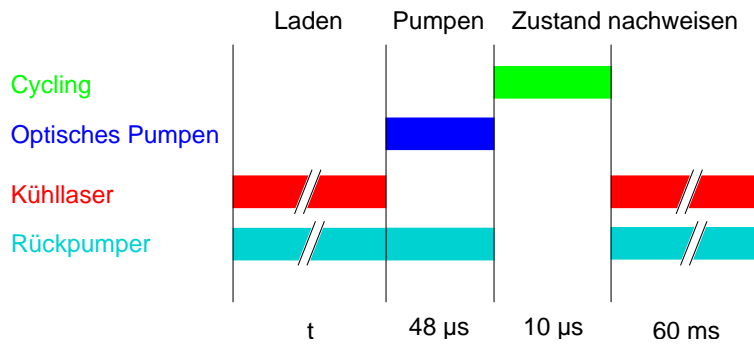


Abbildung 4.10: Zeitlicher Ablauf zum Test der Hyperfein-Zustandsdetektion: Laden der Falle, optisches Pumpen, Cycling und Redetektion durch Fluoreszenzmessung im Kühllicht.

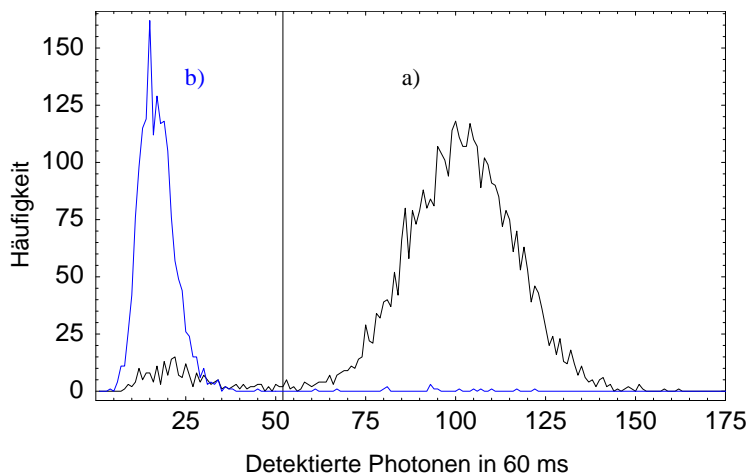


Abbildung 4.11: Darstellung der absoluten Häufigkeit der in 60 ms detektierten Photonen bei der Redetektion des Hyperfeinzustandsnachweis. Eine Zählrate von mehr als 52 Photonen in 60 ms wird als "Atom in der Falle" gewertet. a) Schwarze Kurve: Atom vor dem Cycling in $F = 1$. b) Blaue Kurve: Atom vor dem Cycling in $F = 2$.

Die Zahl der gemessenen Photonen für “ein Atom in der Falle” hebt sich deutlich vom Untergrund ab. Ereignisse mit mehr als 52 gemessenen Photonen in 60 ms werden als “Atom in der Falle” gewertet, bei einer kleineren Zählrate als “kein Atom in der Falle”. Durch Vergleichsmessung ohne optisches Pumpen und Hyperfeinzustandsnachweis kann der Verlust von Fallenatomen in der Zeit zwischen dem Laden der Dipolfalle und der Redetektion des Atoms bestimmt werden.

Aus den Histogrammen (Abb. 4.11) kann das im folgenden als *Redetektionswahrscheinlichkeit* bezeichnete Verhältnis der Atome, die nach dem zustandsselektiven Entfernen noch in der Falle sind, zur Gesamtzahl der Messungen an einzelnen Atomen bestimmt werden.

$$\text{Redetektionswahrscheinlichkeit} := \frac{\text{Ereignisse mit Atom nach Messung in Falle}}{\text{Gesamtzahl der Messungen}} \quad (4.36)$$

Aus den Histogrammen lassen sich die Redetektionswahrscheinlichkeiten

Messung	Redetektionswahrscheinlichkeit
Pumpen nach F=1, danach Cycling	$P_{F=1} = 95.3 \pm 0.3 \%$
Pumpen nach F=2, danach Cycling	$P_{F=2} = 0.40 \pm 0.16 \%$
Pumplaser und Cycling geblockt	$P = 96.3 \pm 0.2 \%$

berechnen. Die hier angegebenen Fehler sind statistische Fehler. Aufgrund von Änderungen in der Lebensdauer der Atome in der Falle (z.B. wegen Druckschwankungen in der Vakuumzelle, und daraus resultierenden Veränderung der Stoßraten mit Hintergrundgas) haben die Redetektionswahrscheinlichkeit für den Zustand $F = 1$ und die Redetektionswahrscheinlichkeit ohne Pumpen und Hyperfeinzustandsnachweis, einen systematischen Fehler im Bereich von 1 – 2 %.

Leider ist es mit dieser Messung nicht möglich, die Effizienz von Präparation und Nachweis der Hyperfeinzustände, also die Wahrscheinlichkeiten, mit denen das Atom nach dem optischen Pumpen im gewünschten Hyperfeinzustand ist, sowie die Wahrscheinlichkeit, daß ein Hyperfeinzustand richtig erkannt wird, getrennt zu bestimmen. Somit kann nur eine untere Schranke für die Effizienz des Hyperfeinzustandsnachweises angegeben werden.

Für die weiteren Messungen ist von besonderem Interesse, mit welcher Wahrscheinlichkeit aus den beiden Meßresultaten “Atom in der Falle” bzw. “kein Atom in der Falle” geschlossen werden kann, daß sich das Atom vor der Messung im Hyperfeinzustand $F = 1$ bzw. $F = 2$ befunden hat.

Ist das Atom nach dem zustandsselektiven Entfernen noch in der Falle, dann war es mit einer Wahrscheinlichkeit von

$$\frac{P_{F=1}}{P} = 99.0 \pm 1 \% \quad (4.37)$$

vor dem zustandsselektiven Entfernen im Zustand $F = 1$. Der Fehler ist aus den Schwankungen bei verschiedenen Messungen abgeschätzt.

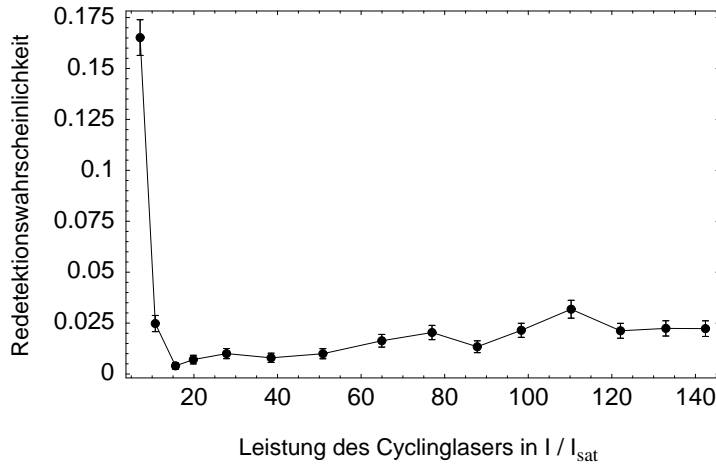


Abbildung 4.12: Redetekionswahrscheinlichkeit des Atoms in der Falle nach Pumpen in $F = 2$ und Cycling in Abhängigkeit von der Intensität (in Einheiten der Sättigungsintensität) des Cyclinglasers. Bei großen Intensitäten nimmt die Effizienz der Detektion aufgrund nichtresonanter Anregung nach $F' = 2$ ab.

Ist nach dem zustandsselektiven Entfernen kein Atom in der Falle, dann war es mit einer Wahrscheinlichkeit von mindestens

$$P - P_{F=2} = 95.9 \pm 2 \% \quad (4.38)$$

im Zustand $F = 2$. Der geschätzte systematische Fehler ist hier größer, weil im Gegensatz zur vorherigen Messung bei dieser Wahrscheinlichkeit die Stöße mit Hintergrundgas eine Rolle spielen, die unabhängig vom Hyperfeinzustand zu einem Verlust des gefangenen Atoms führen.

Insgesamt gilt also, daß aus den beiden Meßresultaten “ein Atom in der Falle” bzw. “kein Atom in der Falle” mit einer Wahrscheinlichkeit von über 93 % die beiden Hyperfein-Grundzustände korrekt bestimmt werden.

Intensitätsabhängigkeit der Hyperfeinzustandsdetektion

Die Intensität des Cyclinglasers muß groß genug sein, damit während der Einstrahlzeit genügend Photonen gestreut werden können, um das Atom (falls es im hellen Zustand ist) aus der Falle zu entfernen.

Werden die Intensitäten zu groß gewählt, so kann es aufgrund von Sättigungsverbreiterung zu nichtresonanter Anregung kommen. Ist das Atom z.B. vor dem Hyperfeinzustandsnachweis im Zustand $F = 2$, so kann es dadurch über den Zustand $F' = 2$ nach $F = 1$ zerfallen, und wird somit für den Cyclinglaser dunkel, erfährt keine Kraft mehr und bleibt somit in der Falle.

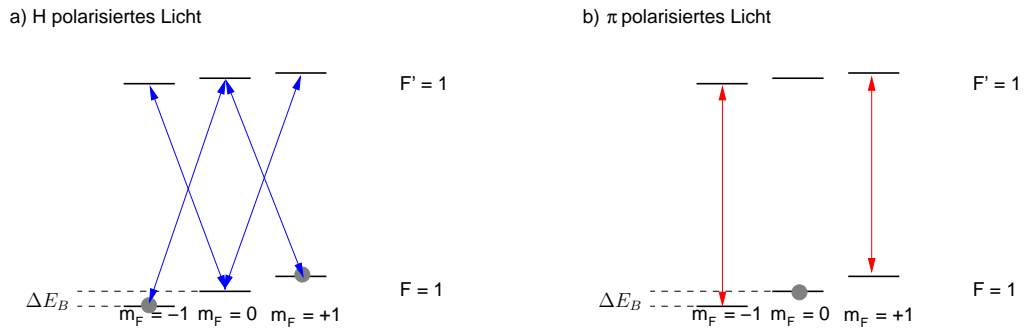


Abbildung 4.13: Zeeman-Aufspaltung durch ein Magnetfeld \mathbf{B} , das in Richtung der Quantisierungsachse zeigt. a) Bei horizontaler Polarisation ist der Dunkelzustand $1/\sqrt{2}(|m_F = -1\rangle - |m_F = +1\rangle)$ nicht stabil, da er kein Energie-Eigenzustand ist, und damit der Larmorpräzession unterliegt. b) Bei π -polarisiertem Licht ist der Dunkelzustand Energie-Eigenzustand, also zeitlich stabil.

Abbildung 4.12 zeigt die Abhängigkeit der Redetektionswahrscheinlichkeit eines Atoms in der Falle nach dem Cyclingpuls, falls das Atom vor dem Cyclingpuls im Zustand $F = 2$ war. Die Effizienz der Zustandsdetektion ist optimal bei einer Intensität von 15 Sättigungsintensitäten, und läßt mit steigender Intensität aufgrund von nichtresonanter Anregung deutlich nach (siehe Abb. 4.12).

Im Experiment wurde eine Intensität von ca. 40 Sättigungsintensitäten verwendet. Nach der Messung von Abb. 4.12 wäre die Effizienz der Zustandsdetektion bei einer geringeren Intensität zwar etwas besser, dafür würde bei einer Abnahme der Intensität durch Dejustage (falls z.B. der Strahl das Atom nicht mehr perfekt trifft) bei einer geringeren Intensität die Effektivität sehr schnell nachlassen.

4.2.3 Magnetfeldkompensation durch Pumpen in Zeeman-Zustände

In diesem Kapitel wird gezeigt, wie man mit Hilfe der Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinzustände das Minimum des Magnetfelds am Ort des Atoms bestimmen kann. Bei diesen Überlegungen wird davon ausgegangen, daß die Zeeman-Aufspaltung klein gegenüber der natürlichen Linienbreite der Übergänge ist, d.h. die eingestrahlenen Laser sind auch für die durch den Zeeman-Effekt verschobenen Übergänge resonant.

Streureate in Abhängigkeit des Magnetfelds beim Pumpen in Zeeman-Zustände

Zuerst wird der einfache Fall eines Systems aus einem Grundzustand mit $F = 1$ und einem angeregten Zustand mit $F' = 1$ betrachtet. Für einen horizontal, also senkrecht zur Quantisierungsachse z linear polarisierten Laser (siehe Abb. 4.13a) ist der Zustand

$$|\psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|m_F = -1\rangle - |m_F = +1\rangle) \quad (4.39)$$

dunkel.

Ist die Energieverschiebung der Zeeman-Zustände klein im Vergleich zur Hyperfeinaufspaltung, so ist die Energieaufspaltung der Zeeman-Zustände im Magnetfeld durch [19]

$$\hbar\omega_B = \Delta E_B = \mu_B g_F m_F B_z \quad (4.40)$$

gegeben, wobei μ_B das Bohrsche Magneton, g_F der Hyperfein-Landé-Faktor, m_F die Komponente des Gesamtspins in z -Richtung und B_z der Betrag des Magnetfelds in z -Richtung ist.

Der Zustand $|\psi_0\rangle$ entwickelt sich im Magnetfeld mit der Zeit zu

$$\begin{aligned} |\psi\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{i\omega_B t} |m_F = -1\rangle - e^{-i\omega_B t} |m_F = +1\rangle) \\ &= \frac{e^{i\omega_B t}}{\sqrt{2}} (|m_F = -1\rangle - e^{-2i\omega_B t} |m_F = +1\rangle). \end{aligned} \quad (4.41)$$

Nach der Zeit $T = \pi/2\omega_B \propto 1/B_z$ ist der Zustand für einen horizontal polarisierten Laser hell, d.h. es können Photonen gestreut werden bis das Atom wieder im Dunkelzustand $|\psi_0\rangle$ ist.

Während der Einstrahlzeit des Lasers wird das Atom ständig in den Dunkelzustand gepumpt, präzediert jedoch aufgrund des Magnetfelds wieder aus diesem heraus, so daß erneut Photonen gestreut werden, bis es wieder im Dunkelzustand ist. Die Streurrate des Atoms hängt also von der Stärke des Magnetfelds ab, da diese die zeitliche Entwicklung des Dunkelzustands bestimmt.

Dieselben Überlegungen gelten auch für vertikal polarisiertes Licht. Im Fall von π -polarisiertem Licht, also wenn die Polarisation in Magnetfeldrichtung weist, wird das Atom in den Energie-Eigenzustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$ gepumpt (siehe Abb. 4.13b). Dieser Zustand bleibt jedoch unabhängig vom Magnetfeld in z -Richtung zeitlich stabil.

Verändert man nun eine Komponente des magnetischen Feldes, so wird, wenn die Polarisation des eingestrahlt Lichts senkrecht dazu steht, die beobachtete Fluoreszenz mit zunehmendem Feld immer größer, da das Atom immer schneller aus dem Dunkelzustand herauspräzediert. Die Streurrate des Atoms ist abhängig von der Stärke des magnetischen Feldes.

Kompensation des Magnetfeldes

Streut man am Atom Photonen durch einen resonanten Laser der aus einer Richtung eingestrahlt wird, so führt dies schon nach wenigen Streueignissen zum Verlust des gefangenen Atoms aus der Dipolfalle (siehe Kapitel 4.2.2).

Da die Streurrate eines senkrecht zum Magnetfeld polarisierten Lasers vom Magnetfeld abhängt, wirkt auf das Atom in der Dipolfalle eine magnetfeldsensitive Kraft in Richtung des Lasers, die bei entsprechender Größe zu einem Verlust des gefangenen Atoms führt.

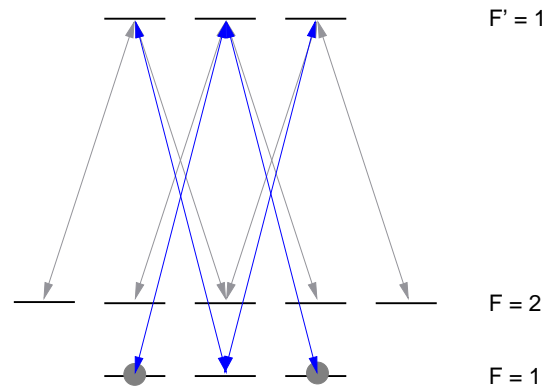


Abbildung 4.14: Termschema von Rubidium-87 mit den Übergängen zur Magnetfeldkompensation. Zur Kompensation kann sowohl die D_1 - als auch die D_2 -Linie verwendet werden.

Wird das Magnetfeld minimal, so wirkt auf das Atom, da der Dunkelzustand stabil ist und somit keine Photonen gestreut werden, keine Kraft durch den Laser. Das Atom bleibt in der Falle.

Die Komponenten des Magnetfelds werden nun kompensiert, indem für verschiedene Stärken des Magnetfelds nach dem Laserpuls die Überlebenswahrscheinlichkeiten (Redetektionswahrscheinlichkeiten) eines Atoms in der Falle gemessen werden. Am Punkt der größten Redetektionswahrscheinlichkeit ist diese Magnetfeldkomponente minimal. Bei Rubidium-87 werden zur Magnetfeldkompensation zwei Pumplaser benötigt, damit das Atom nicht in einen Hyperfein-Dunkelzustand gepumpt wird. Strahlt man zwei linear polarisierte, zu den Übergängen $F = 1 \rightarrow F' = 1$ und $F = 2 \rightarrow F' = 1$ resonante Laser ein, dann gibt es sowohl im $F = 1$ also auch im $F = 2$ Grundzustand Zeeman-Dunkelzustände. Die Präzession aus diesen Dunkelzuständen hat für beide Hyperfeinzustände dieselbe Abhängigkeit vom Magnetfeld (Larmorfrequenz $\omega_B \propto B$), weshalb die Überlegungen des einfachen Systems von oben gültig bleiben.

Die Magnetfelder können in unserem Experiment durch Spulenpaare für jede Raumrichtung eingestellt werden. Die Ströme durch die Kompensationsspulen werden am Computer eingestellt. Damit ist es möglich, Meßreihen mit verschiedenen Magnetfeldern aufzunehmen.

Zur Kompensation des Magnetfelds geht man also wie folgt vor (siehe auch Abb. 4.15):

1. **Laden der Falle** aus der MOT.
2. Bei einem bestimmten Magnetfeld B werden die Pumplaser für die Zeit t eingeschaltet, wodurch in einigen Fällen das **Atom aus der Falle gestoßen** wird.
3. **Nachweis des Atoms** in der Falle durch Detektion von atomarem Fluoreszenzlicht im Kühllicht.

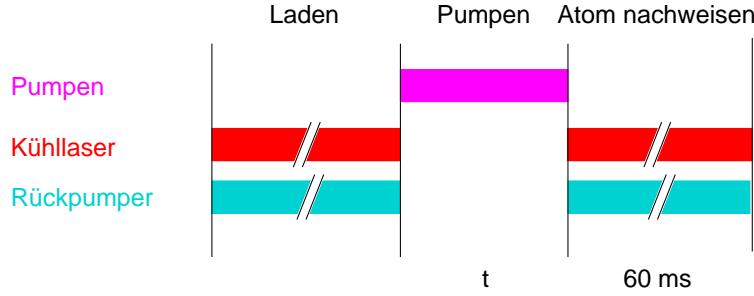


Abbildung 4.15: Zeitlicher Ablauf der Magnetfeldkompensation: Nachdem ein Atom in die Falle geladen wurde, werden die Pumpenlaser für die Zeit t eingeschaltet. Abhängig vom Magnetfeld wird das Atom aus der Falle geheizt, was durch die Redetektion im Kühllicht überprüft wird.

Abb. 4.16 zeigt die Überlebenswahrscheinlichkeit des Atoms bei der Magnetfeldkompensation für die Feldkomponenten in allen drei Raumrichtungen. An der Stelle $B \approx 0$ ist die Streurrate am geringsten, das Atom bleibt also mit der größtmöglichen Wahrscheinlichkeit in der Falle.

Aufgrund von Verlusten von Atomen durch Stöße mit anderen Atomen und nichtresonanter Anregung bei den langen ($\approx 1 \text{ ms}$) Laserpulsen, wird auch am Punkt des minimalen Magnetfelds die Redetektionswahrscheinlichkeit eins nicht erreicht.

Aus den Meßkurven lassen sich die Spulenströme an den Minima des Magnetfelds in einer Richtung mit einer Genauigkeit von ca. 7 mA bestimmen. Für die in diesem Experiment verwendeten Kompensationsspulen folgt damit ein Restmagnetfeld von weniger als 120 mG .

4.2.4 Präparation und Nachweis von Zeeman-Zuständen

Im Theorieteil dieses Kapitels wurde gezeigt, daß bei einer Superposition aus zwei Zeeman-Zuständen die relative Phase mit Hilfe eines adiabatischen Transfers durch STIRAP gemessen werden kann.

Eine Superposition aus den Zeeman-Zuständen kann, wie im Kapitel 4.1.3 beschrieben wurde, durch optisches Pumpen präpariert werden. Zum Testen des STIRAP-Prozesses wurde die Superposition

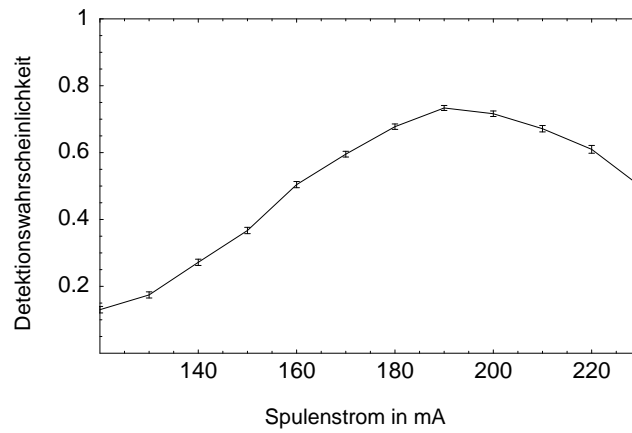
$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|m_F = -1\rangle - |m_F = +1\rangle) \quad (4.42)$$

präpariert.

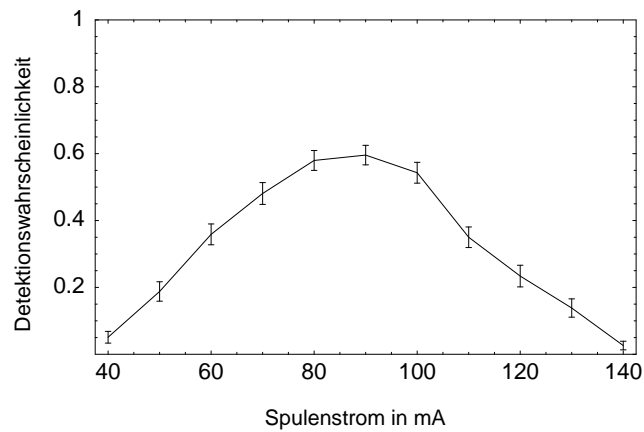
Zum Nachweis der relativen Phase werden die STIRAP-Laser mit dem Winkel β (siehe C.1) linear polarisiert eingestrahlt, die sich als

$$|\beta\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\sigma^+\rangle + e^{i2\beta} |\sigma^-\rangle) \quad (4.43)$$

a) Magnetfeld in x-Richtung



b) Magnetfeld in y-Richtung



c) Magnetfeld in z-Richtung

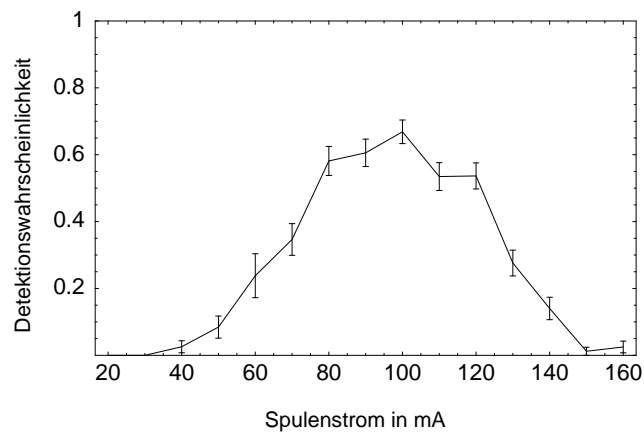


Abbildung 4.16: Magnetfeldkompensation in den drei Raumrichtungen. Aufgetragen ist die Detektionswahrscheinlichkeit des Atoms in der Falle nach dem Pumpimpuls in Abhängigkeit vom Strom der jeweiligen Kompensationspulen.

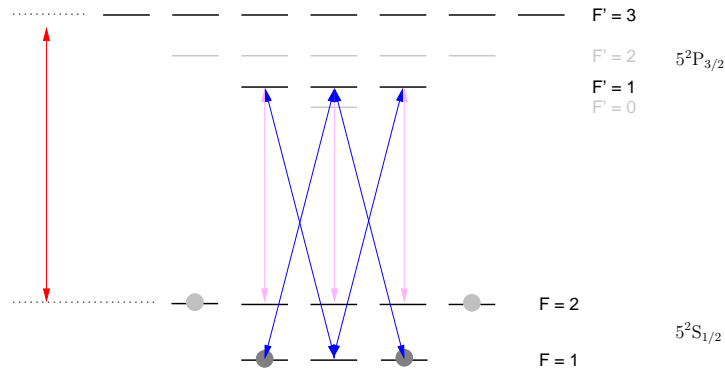


Abbildung 4.17: Optisches Pumpen in eine Superposition der Zeeman-Zustände $|F = 1, m_F = -1\rangle$ und $|F = 1, m_F = +1\rangle$. Bei eingeschaltetem Kühllaser gibt es in $F = 2$ keine Dunkelzustände.

schreiben läßt.

Die Besetzung des $F = 2$ Grundzustands nach den STIRAP-Pulsen ist für die obige Superposition nach Gleichung 2.4

$$P_{F=2} = \frac{1}{2}(1 + \cos(2\beta)) = \cos^2 \beta \quad (4.44)$$

was bei einer idealen Messung dem Anteil der Atome entspricht, die nach dem Cycling-Laserpuls in der Falle sind und bei der Redetektion gemessen werden.

Optisches Pumpen in die Zeeman-Superposition des $F=1$ Grundzustands

Wird auf dem Übergang $F = 1$ nach $F' = 1$ der D_2 -Linie ein horizontal polarisierter (siehe C.1) Laser eingestrahlt, dann ist der Zustand

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|F = 1, m_F = -1\rangle - |F = 1, m_F = +1\rangle) \quad (4.45)$$

dunkel bezüglich dieser Polarisation.

Weil der Pumplaser auch Atome in den Zustand $F = 2$ pumpt, werden als Rückpumper von $F = 2$ nach $F = 1$ ein π -polarisierter Pumplaser von $F = 2$ nach $F' = 1$, sowie der Kühllaser benutzt, der unter anderem auch an die Zeeman-Dunkelzustände des Pumplasers im $F = 2$ -Grundzustand koppelt (siehe Abb. 4.17). Da der Kühllaser nichtresonant ist, ist seine Streurrate wesentlich kleiner als die des Pumplasers. Damit regt der Kühllaser im wesentlichen nur die Dunkelzustände des Pumplasers in $F = 2$ an.

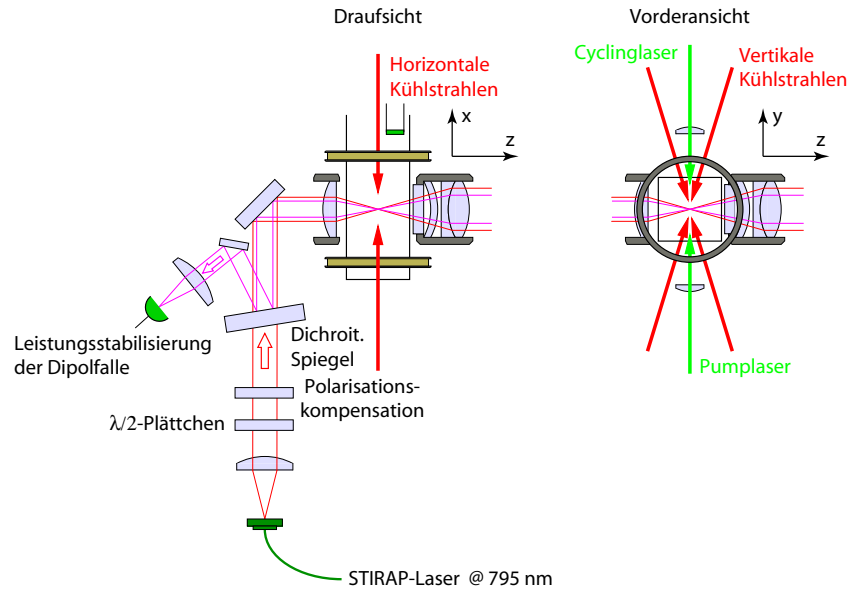


Abbildung 4.18: Drauf- und Vorderansicht der Vakuumzelle mit Strahlrichtungen der Laser. Die Polarisation der STIRAP-Laser wird durch Drehen des $\lambda/2$ -Plättchens mit einem Schrittmotor eingestellt.

Experimenteller Aufbau

Als STIRAP-Laser wurden zwei gitterstabilisierte Diodenlaser [42] bei einer Wellenlänge von 795 nm (D_1 -Linie) verwendet, die mit AOMs im double-pass geschaltet werden³. Für die annähernd gaußförmigen Pulse können Anstiegszeiten (von $1/e$ bis auf Maximum) im Bereich von 10 bis 15 ns erreicht werden. Die beiden STIRAP-Laser werden nach den AOMs an einem Strahlteiler überlagert und in eine Einmoden Glasfaser eingekoppelt [41]. Da für den effektiven adiabatischen Transfer große Laserintensitäten (große Rabi-Frequenzen, vgl. Glg. 4.32) notwendig sind, werden die Laser so gut wie möglich auf den Ort des Atoms in der Dipolfalle fokussiert. Bei den ersten Messungen betrug der waist am Ort des Atoms ca. $10\text{--}15\text{ }\mu\text{m}$, später wurden die Laser jedoch auf ca. $5\text{--}8\text{ }\mu\text{m}$ fokussiert, um größere Intensitäten am Ort des Atoms, und dadurch größere Rabi-Frequenzen zu erhalten. Um optisches Pumpen bei abgeschalteten AOMs zu vermeiden, werden beide Laser zusammen von einem weiteren AOM im double-pass geschaltet.

Abbildung 4.18 zeigt die Vakuumkammer mit den Strahlen der verschiedenen Laser. Die Polarisation der beiden gleich polarisierten STIRAP-Laser wird mit einem Verzögerungsplättchen ($\lambda/2$ -Plättchen) eingestellt. Der Phasenschub zwischen den H- und V-Komponenten von beliebig polarisiertem Licht am dichroitischen Strahlteiler und dem Umlenkspiegel wird durch einen Kompensationskristall ausgeglichen.

³Bei der Verschränkungsmessung muß die Ausbreitungsrichtung der STIRAP-Laser in der Beobachtungsrichtung liegen, weshalb die STIRAP-Laser ins konfokale Mikroskop leuchten. Um dieses Licht vom Fluoreszenzlicht (780 nm) trennen zu können, wird die D_1 -Linie verwendet (siehe Kapitel 5.1).

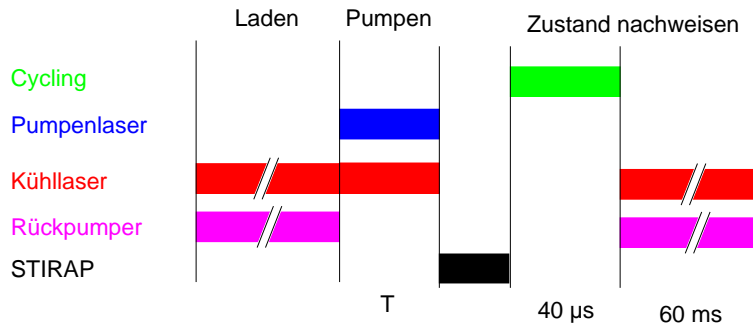


Abbildung 4.19: Zeitlicher Ablauf zur Präparation und Analyse von Zeeman-Superpositionen eines einzelnen Atoms.

Messungen

Die Testmessung zum Präparieren von Zeeman-Superpositionen und deren Analyse mit STIRAP lief in folgenden Schritten ab (Abb. 4.19):

1. **Laden der Dipolfalle**⁴.
2. **Optisches Pumpen** in die Superposition der Zeeman-Zustände im $F = 1$ Grundzustand ($40 \mu\text{s}$).
3. **Zustandsselektiver Transfer** der Zeeman-Superposition in den $F = 2$ Grundzustand (50ns).
4. **Nachweis des Hyperfeinzustands** durch Cycling ($40 \mu\text{s}$) und Redetektion des Atoms (56ms) in der Dipolfalle.

Bei ersten Testmessungen zur Präparation der Zeeman-Zustände bereitete das Restmagnetfeld große Probleme, da die Präparationszeit wesentlich größer war als die Larmorperiode der Zeeman-Zustände im Magnetfeld. Erst nach erfolgter Magnetfeldkompensation (siehe Kapitel 4.13) konnten die Zeeman-Zustände präpariert und nachgewiesen werden. Abb. 4.20 zeigt die Resultate der Testmessung zur Präparation und Nachweis der Zeeman-Superposition mit STIRAP. Abhängig vom Winkel der Polarisation der STIRAP-Laser wird das Atom in den $F = 2$ Grundzustand transferiert. Die Detektionswahrscheinlichkeit gibt also die Transferwahrscheinlichkeit des STIRAP-Prozesses an.

Die Einstellungen der Laser bei dieser Messung sind in Tabelle 4.1 dargestellt.

Da die Superposition der Zeeman-Zustände durch optisches Pumpen nur schlecht präpariert werden kann, ist der Kontrast der Testmessung relativ gering. Nach dem optischen Pumpen bleibt stets ein Teil der Atome im Zustand $F = 2$ (je nach Einstellungen der

⁴Bei dieser Messung wurde die Falle aus der optischen Melasse geladen, d.h. ohne die MOT-Spulenströme aktiv zu schalten, wie es bei späteren Messungen zum schnelleren Laden der Falle gemacht wurde.

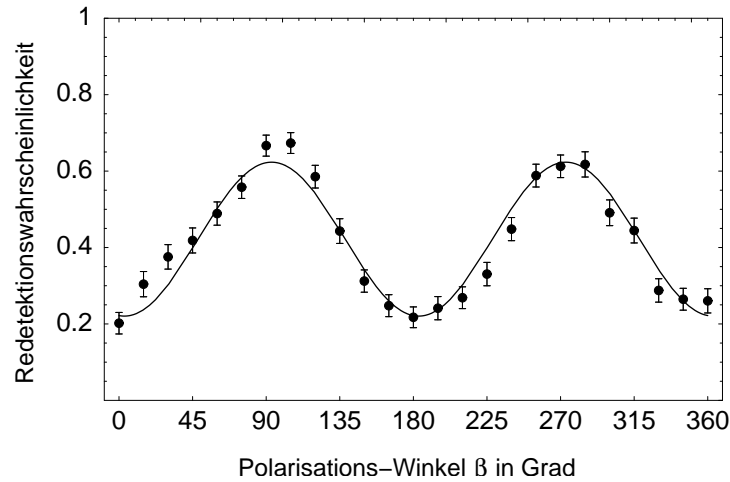


Abbildung 4.20: Detektionswahrscheinlichkeit als Funktion des Analysewinkels der STIRAP-Laser. Nach der Präparation des Zustands $|\psi_0\rangle$ (Glg. 4.39) wird der Anteil der Atome, die nach $F = 2$ transferiert werden, durch die Polarisation β des STIRAP-Lasers eingestellt.

waist der STIRAP-Laser am Ort des Atoms	ca. $10 - 15 \mu m$
Intensität STIRAP1 ($F = 1 \rightarrow F' = 1$)	$\approx 2000 I_{sat}$
Pulslänge STIRAP1 (FWHM)	$20 ns$
Intensität STIRAP2 ($F = 2 \rightarrow F' = 1$)	$\approx 7000 I_{sat}$
Pulslänge STIRAP2 (FWHM)	$20 ns$
zeitl. Absatnd der Pulse	$20 ns$
Intensität der Pumplaser	jeweils ca. $45 I_{sat}$

Tabelle 4.1: Einstellungen bei den STIRAP-Testmessungen

Pumplaser bis zu 30 %). Aus einer Variation der Pumpdauer (siehe Abb. 4.21) folgt, daß ab ca. $4 \mu s$ die Präparation des Zustands nicht mehr besser wird. Auch durch Veränderung der Laserleistungen konnte die Zeeman-Superposition im $F = 1$ Grundzustand durch optisches Pumpen nicht besser präpariert werden.

Durch die Zustandsmessung am Photon eines verschränkten Atom-Photon-Zustands lassen sich Superpositionen im $F = 1$ Grundzustand wesentlich besser präparieren. Deshalb wird auf die weiteren Verbesserungen von STIRAP im Kapitel 5 eingegangen. Im nächsten Abschnitt wird die zur Erzeugung des verschränkten Zustands nötige Präparation des Zustands $|F' = 0, m_{F'} = 0\rangle$ beschrieben.

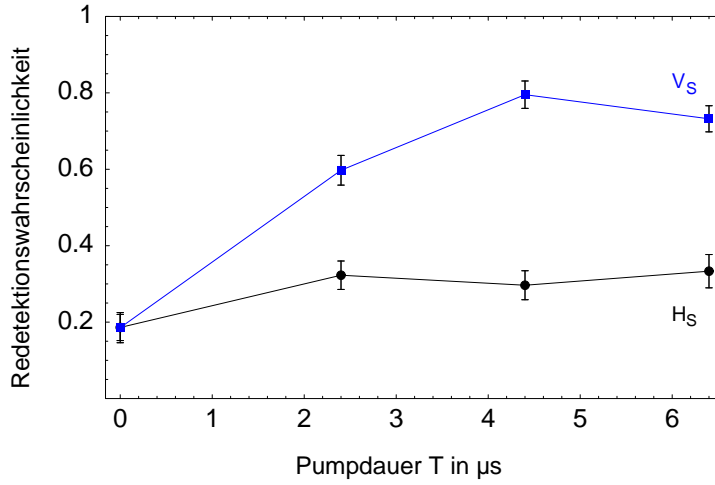


Abbildung 4.21: Detektionswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit der Präparationszeit T der Zeeman-Superposition $1/\sqrt{2}(|-1\rangle_A - |1\rangle_A)$ und anschließendem zustandsselektiven Transfer mittels STIRAP. Der Pumplaser von $F = 1$ nach $F' = 1$ war bei dieser Messung horizontal, der STIRAP1-Laser vertikal (blau) und horizontal (schwarz) polarisiert.

4.3 Präparation des $|^2P_{3/2}, F'=0\rangle$ Zustands und Detektion der Spontanemission

Zur Erzeugung des verschränkten Zustands wird die Spontanemission eines Photons vom angeregten Zustand $5^2P_{3/2}, F' = 0$ verwendet. Um diesen zu präparieren, wird das Atom zuerst in den Zeeman-Zustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$ gepumpt und dann mit einem kurzen optischen Anregungspuls nach $|F' = 0\rangle$ transferiert (siehe Abb. 4.22).

Der Zustand $|F' = 0\rangle$ kann nicht einfach durch optisches Pumpen präpariert werden, weil nach den optischen Bloch-Gleichungen die Besetzungswahrscheinlichkeit eines angeregten Zustands im Gleichgewicht maximal $1/2$ ist.

Um zu einem bestimmten Zeitpunkt eine höhere Besetzungswahrscheinlichkeit als $1/2$ zu erreichen wird ein, im vergleich zur mittleren Lebensdauer des angeregten Zustands, kurzer Lichtpuls eingestrahlt. Spontane Zerfälle des angeregten Zustands während der Einstrahlzeit des Lichtpulses können daher vernachlässigt werden. Bei geeigneter Laserintensität durchläuft das Atom dabei einen halben Rabi-Zyklus und ist danach im angeregten Zustand. Nach kurzen Anregungspulsen erhält man also eine große Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustands.

Experimentelle Realisierung

Die Strahlengänge der Laser sind in Abb. 4.23a dargestellt. Der ‘‘Pumplaser 1’’ auf dem Übergang $F = 1$ nach $F' = 1$ der D_2 -Linie ist in der Quantisierungsachse (Be-

4 Präparation und Nachweis von atomaren Zuständen

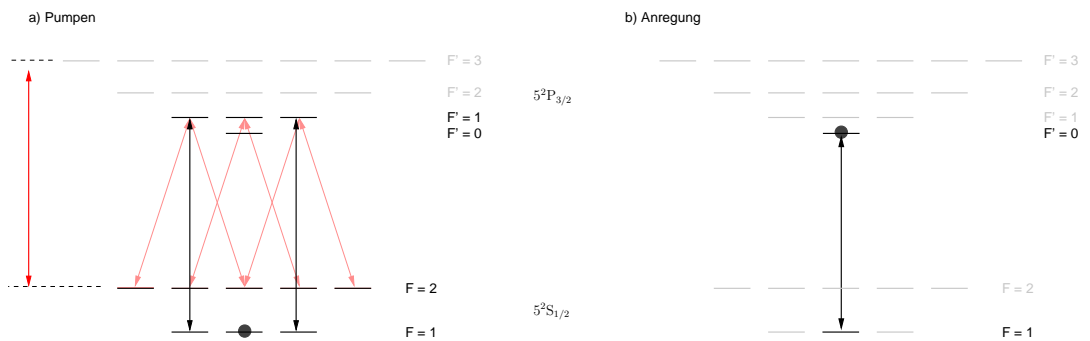


Abbildung 4.22: Termschema der D_2 -Linie des Rb^{87} mit den Lasern zur a) Präparation des Zeeman-Zustands $|F = 1, m_F = 0\rangle$ und b) des angeregten Zustands $|F' = 0\rangle$.

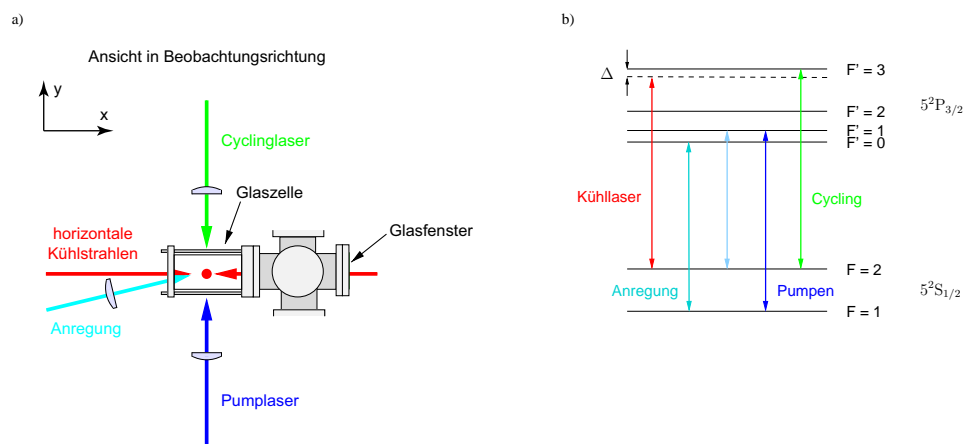


Abbildung 4.23: a) Ansicht der Atomfalle aus der Beobachtungsrichtung des konfokalen Mikroskops mit einem Teil der Laserstrahlen. b) D_2 -Linie von Rb^{87} mit den zur Präparation des angeregten Zustands verwendeten Übergängen.

obachtungsrichtung des spontan emittierten Photons) polarisiert. Da der Übergang von $F = 1, m_F = 0$ nach $F' = 1, m_{F'} = 0$ verboten ist, wird das Atom in den dunklen Zustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$ gepumpt.

Da jedoch der Zustand $5^2P_{3/2}$ nach $5^2S_{1/2}$, $F = 1$ und $F = 2$ zerfallen kann, wird zusätzlich ein in x-Richtung polarisierter Rückpumper verwendet, um den Dunkelzustand $5^2S_{1/2}$, $F = 2$ des Pumplasers 1 zu entvölkern. Zur Unterdrückung von Zeeman-Dunkelzuständen innerhalb von $F = 2$ wird zusätzlich noch der Kühllaser eingestrahlt, der an alle Zeeman-Zustände in $F = 2$ koppelt.

Der Anregungslaser muß π -polarisiert (also linear polarisiert in der Quantisierungsachse), damit er an das Niveau $F' = 0$ koppeln kann. Daher kann er aus einer beliebigen Richtung in der x-y-Ebene eingestrahlt werden.

Zur Erzeugung kurzer Pulse wird der Anregungslaser mit einem elektrooptischen Modulator (optisch integrierter Mach-Zender-Amplituden-Modulator) geschaltet, der minimale Anstiegszeiten von 1.2 ns ermöglicht [41]. Um ein besseres Abschaltverhältnis zu erhalten wird zusätzlich ein AOM verwendet.

Experimenteller Ablauf der Anregung

Der zeitliche Ablauf unseres Experiments zur Erzeugung und Detektion einzelner spontan emittierter Photonen ist wie folgt:

1. **Laden der Falle** aus der MOT (Dauer $\approx 2\text{ s}$).
2. Die **Präparation des angeregten Zustands** besteht aus den folgenden Schritten die n mal hintereinander ausgeführt werden.
 - a) **Optisches Pumpen** in den Zeeman-Zustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$ ($6\ \mu\text{s}$)
 - b) Der **Anregungspuls** wird eingestrahlt ($T = 15\text{ ns}$).
 - c) Beobachtung der **spontanen Emission** eines Photons.

Im Idealfall wird jedesmal der angeregte Zustand $|F' = 0\rangle$ präpariert und anschließend ein Photon spontan emittiert. Bei jeder Anregung wird gleichzeitig ein Triggersignal an die Timestamp-Karte ausgegeben, damit die von der APD detektierten Photonen der Anregung zeitlich zugeordnet werden können.

3. **Nachweis des Atoms** in der Falle, um gegebenenfalls die Falle neu zu laden (weiter bei Schritt 1) oder gleich mit der Präparation des angeregten Zustands fortzufahren (weiter mit Schritt 2).

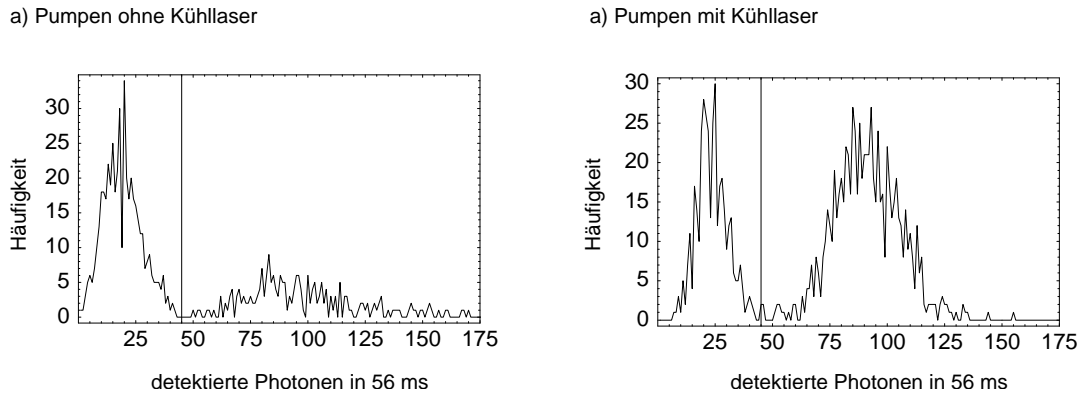


Abbildung 4.24: Wird beim Pumpen in den Zustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$ zusätzlich der Kühllaser eingeschaltet, dann wird der Anteil der Atome, die sich nach dem Pumpen in $F = 1$ befinden, größer.

Testmessungen zur Präparation des angeregten Zustands

Aufgrund der geringen Detektionseffizienz der vom Atom emittierten Photonen in unserem Experiment ($\approx 0.1\%$) muß der angeregte Zustand im Mittel mehr als 1000 mal (im Fall einer idealen Präparation 1000 mal) präpariert werden, um ein spontan emittiertes Photon detektieren zu können. Aus diesem Grund wird das Atom zyklisch angeregt, solange es in der Dipolfalle gefangen ist.

Bei diesen zyklischen Anregungen (bestehend aus opt. Pumpen und Anregungspuls) sind vor allem Heizeffekte durch Streuung von Photonen ein Problem, die zu einem Verlust von gefangenen Atomen führen können. Daher wird nach mehreren Anregungsversuchen ein Kühlzyklus eingeschoben.

Testmessungen zeigten, daß ein Atom nach ca. 25 Anregungsversuchen noch mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 95% in der Falle ist. Wird danach für $300\ \mu\text{s}$ gekühlt, dann sind nach 24 Zyklen, bestehend aus 25 Anregungsversuchen mit anschließendem Kühlen noch über 80% der Atome in der Falle. Für die Anregungs- und Verschränkungs-Experimente wurde daher erst nach jeweils 25×24 Anregungsversuchen überprüft, ob das Atom noch in der Falle ist um gegebenenfalls die Falle neu zu laden.

Um eine möglichst große Zahl von spontan emittierten Photonen detektieren zu können, sollte nach jedem Anregungsversuch ein Photon emittiert werden. Eine Voraussetzung dafür ist, daß der Zustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$ gut präpariert werden kann.

Da wir die kompliziertere Analyse des Zeeman-Zustands $|F = 1, m_F = 0\rangle$ vermeiden wollten, wurde als (leider nur bedingt aussagekräftiges) Kriterium für die Effektivität der Zustandspräparation des $|F = 1, m_F = 0\rangle$ Zustands der Anteil der Atome im Hyperfeinzustand $F = 1$ nach dem optischen Pumpen gemessen.

Bei der ersten Messung wurde als Rückpumpelaser von $F = 2$ nach $F = 1$ nur der linear polarisierte Pumplaser 2 ($F = 2$ nach $F' = 1$) verwendet. Aufgrund von Zeeman-Dunkelzuständen in $F = 2$ sind nach dem optischen Pumpen nur ca. 33% der Atome

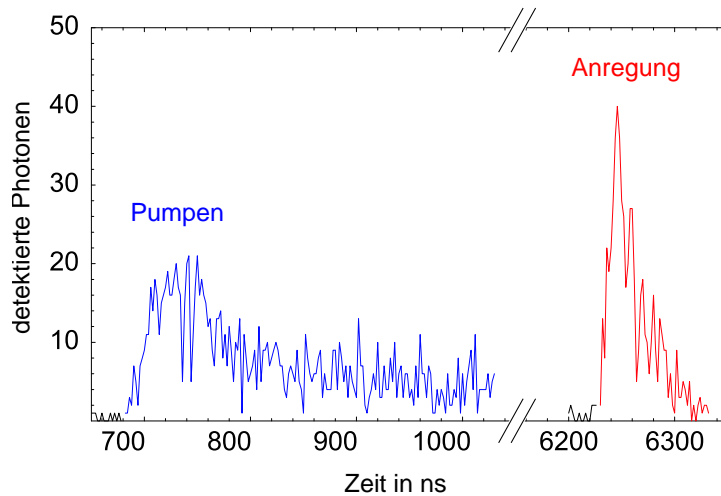


Abbildung 4.25: Histogramm der detektierten Photonen-Ankunftszeiten aus ca. $2 \cdot 10^6$ Anregungsversuchen. Gestreute Photonen des Zeeman-Dunkelzustandspumpens und das spontan emittierte Photon nach dem Anregungspuls werden detektiert.

im Zustand $F = 1$ (siehe Abb. 4.24a).

Strahlt man zusätzlich den Kühllaser ein, der auch an die Zeeman-Dunkelzustände des Pumplasers 2 in $F = 2$ koppelt, dann sind nach dem optischen Pumpen 67 % der Atome in $F = 1$ (Abb. 4.24b).

Durch Reduzieren der Leistungen beider Pumplaser auf $20 \mu W$ und eine daraus folgende Reduzierung nichtresonanter Anregung, konnte der Anteil der Atome in $F = 1$ nach dem optische Pumpen auf 80 % gesteigert werden. Bei einer Detektionseffizienz von 0.1 % kann also maximal in 0.08 % der Anregungsversuche ein Photon von der Avalanche-Photodiode detektiert werden.

Zeitlich aufgelöste Detektion einzelner spontan emittierter Photonen

Mit der Timestampkarte ist es möglich, mit einer Zeitauflösung von ca. $2 ns$ die Ankunftszeit von Photonen zu bestimmen. Dazu werden die Zeitdifferenzen zwischen dem Triggerpuls der Anregung und dem elektrischen Puls der Avalanche-Photodiode histogrammiert. Abbildung 4.25 zeigt den zeitlichen Verlauf der Detektionszeitpunkte der vom Atom emittierten Photonen.

Im zeitlichen Verlauf des Zeeman-Dunkelzustandspumpens erkennt man deutlich, daß mehr Photonen gestreut werden, bis sich das Atom im Zeeman-Dunkelzustand befindet. Abbildung 4.26 zeigt den zeitlichen Verlauf der Spontanemission. Aus dem Fit mit einer Exponentialfunktion erhält man eine Abklingzeit von $25.3 \pm 0.9 ns$, die mit der mittleren Lebensdauer der angeregten Zustands ($\tau = 26.2 ns$) gut übereinstimmt.

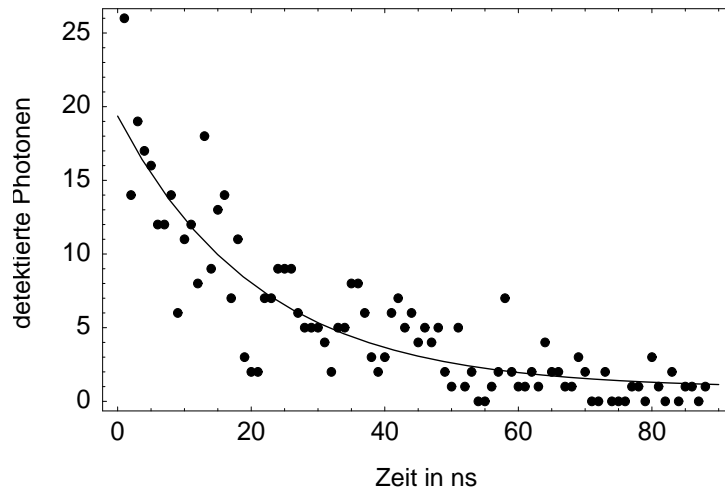


Abbildung 4.26: Exponentielles Abklingen des Spontanzerfalls mit der Zeit.

Einstellen der Pulsparameter zur Anregung

Zur Einstellung der optimalen Parameter des Anregungspulses wurde bei einer festen Pulsdauer von 14.5 ns die Zahl der detektierten Photonen bei verschiedenen Leistungen des Anregungslasers gemessen. Abb. 4.27 zeigt die gemessene Anregungseffizienz, d.h. die Zahl der detektierten Photonen pro Anregungsversuch in Abhängigkeit der Leistung des Anregungslasers. Da die Zahl der detektierten Photonen proportional zur Besetzung des angeregten Zustands nach dem Anregungspuls ist, wird bei kleinen Leistungen aufgrund der geringen Besetzung des angeregten Zustands, nur nach einem sehr kleinen Teil der Anregungsversuche ein Photon emittiert.

Mit zunehmender Leistung steigt die Besetzung, bis die Bedingung $\Omega T = \pi$ (π -Puls) erfüllt ist. Bei dieser Leistung des Anregungslasers wird die maximale Anregungseffizienz gemessen.

Bei größeren Leistungen wird die maximale Besetzung des angeregten Zustands schon vor dem Abschalten des Anregungslasers erreicht. Dadurch wird ein Teil der Besetzung des angeregten Zustands durch den restlichen Puls zurück in den Grundzustand transferiert. Die Zahl der spontan emittierten Photonen nimmt also wieder ab.

Zusammenfassung

In diesem und dem vorangegangenen Kapitel wurde gezeigt, daß es mit unserem experimentellen Aufbau möglich ist,

- **einzelne Atome** in einer optischen Dipolfalle zu fangen
- und durch optisches Dunkelzustandspumpen sowie einen optischen Anregungspuls den Zustand $5^2P_{1/2}$ zu präparieren und das **spontan emittierte Photon** zu

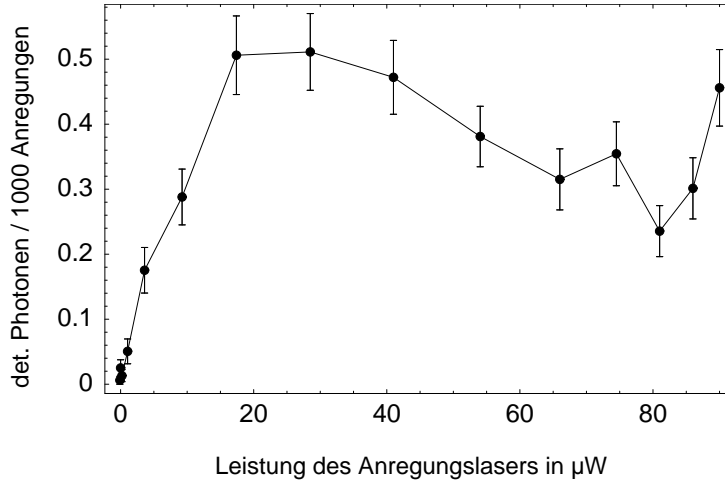


Abbildung 4.27: Detektionseffizienz der spontan emittierten Photonen nach dem Anregungspuls in Abhängigkeit der Leistung des Anregungslasers. Bei ca. $25 \mu\text{W}$ ist die Detektionseffizienz, und damit auch die Anregungseffizienz am größten, der Anregungspuls entspricht also einem π -Puls.

detektieren.

- Durch einen adiabatischen Transfer mittels STIRAP kombiniert mit der Hyperfeinzustands-Detektion kann die relative Phase ξ zwischen der Superposition von Zeemanzuständen $1/\sqrt{2}(|-1\rangle_A + e^{i\xi} | +1\rangle_A)$ gemessen werden.

In diesem Kapitel wurden (bis auf die Detektion der Polarisation des Photons) alle notwendigen experimentellen Schritte zur Erzeugung und zum Nachweis des verschränkten Atom-Photon-Zustands vorgestellt. Im nächsten Kapitel werden die Resultate der Verschränkungsmessung dargestellt.

5 Nachweis der Verschränkung

Ziel dieser Arbeit war die Erzeugung und der Nachweis des verschränkten Zustands

$$|\psi_{AP}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|F = 1, m_F = -1\rangle_A |\sigma^+\rangle_P + |F = 1, m_F = +1\rangle_A |\sigma^-\rangle_P) \quad (5.1)$$

zwischen der Polarisation eines Photons und dem Zeeman-Zustand des Atoms. Dieser Zustand wird durch Spontanzerfall des angeregten atomaren Zustands $5^2P_{3/2}, F' = 0$ (siehe Abb. 5.1) in den $F = 1$ Grundzustand erzeugt (vgl. Kapitel 2.2).

Zum Nachweis der Verschränkung des experimentell erzeugten Zustands muß sowohl der Zustand des Atoms als auch der des Photons in verschiedenen Basen gemessen werden. Im vorherigen Kapitel wurde gezeigt, daß Superpositionen von Zeeman-Zuständen durch adiabatischen Transfer mittels STIRAP-gemessen werden können. Durch Einstellen der Polarisation des STIRAP1-Lasers (D_1 -Linie: $F = 1 \rightarrow F' = 1$) können alle möglichen Meßbasen eingestellt werden. Analog dazu kann mit einem polarisierenden Strahlteiler und Verzögerungsplättchen ($\lambda/2$ - und $\lambda/4$ - Plättchen) die Polarisation des spontan emittierten Photons in beliebigen Basen gemessen werden.

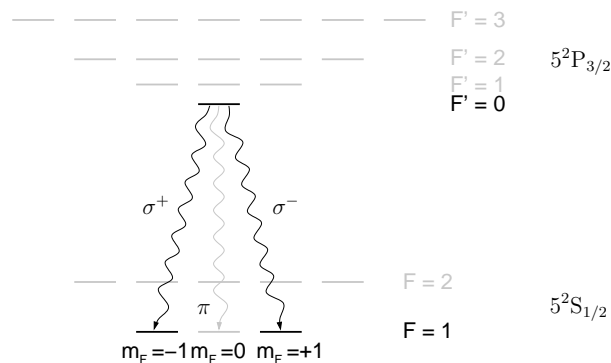


Abbildung 5.1: D_2 -Linie von Rubidium-87. Durch den Spontanzerfall des Zustands $5^2P_{3/2}, F' = 0$ wird ein verschränkter Zustand zwischen der Polarisation des emittierten Photons und dem Zeeman-Endzustand des Atoms erzeugt.

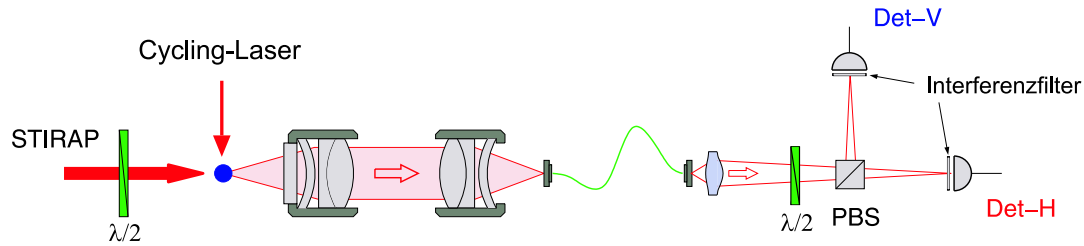


Abbildung 5.2: Schematischer Aufbau der Aufsammeloptik des konfokalen Mikroskops zur Detektion und Analyse von Atom-Photon-Verschränkung. Die Polarisationsdetektion des Photons besteht aus einem polarisierenden Strahlteiler (PBS) und einem $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen zum Einstellen der (linearen) Meßbasis, sowie zwei Avalanche-Photodioden (Det-H und Det-V) zur Messung einzelner Photonen. Die Meßbasis des Atoms wird durch die Polarisation der STIRAP-Laser definiert, die sich über ein $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen einstellen läßt.

Kurz zusammengefaßt sind die Schritte zur Erzeugung und zum Nachweis der Atom-Photon-Verschränkung wie folgt:

1. **Laden eines einzelnen Atoms in die Dipolfalle.**
2. **Erzeugung des verschränkten Zustands:**
 - a) Optisches Pumpen in den Zeeman-Zustand $m_F = 0$ des Grundzustands $5^2S_{1/2}$, $F = 1$
 - b) Transfer in den Zustand $5^2P_{3/2}$, $F' = 0$ mit einem kurzen Anregungspuls.
 - c) Detektion des spontan emittierten Photons.
3. **Nachweis der Verschränkung** durch Messung von Korrelationen zwischen der
 - a) Polarisation des emittierten Photons und
 - b) dem Zeeman-Zustand des Atoms.

Die ersten beiden Schritte wurden in den vorhergegangenen Kapiteln beschrieben und experimentelle Ergebnisse vorgestellt. In diesem Kapitel wird der Nachweis der Verschränkung beschrieben.

5.1 Experimenteller Aufbau

Das spontan emittierte Photon wird vom Objektiv des konfokalen Mikroskops aufgesammelt, in eine Einmoden Glasfaser eingekoppelt und zur Photondetektionseinheit geleitet. Die Doppelbrechung in der Einmoden Glasfaser wird kompensiert, damit man nach der

Glasfaser die gleiche Polarisation des Photons erhält wie vor der Faser. Dazu wird ein Faser-Polarisationskompensator verwendet, mit dem durch spannungsinduzierte Doppelbrechung in der Glasfaser jede beliebige Polarisation eingestellt werden kann.

Der Aufbau zur Detektion des emittierten Photons besteht aus einem polarisierenden Strahlteiler (PBS) und einem rotierbaren $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen zur Wahl der linearen Meßbasen, sowie zwei Avalanche-Photodioden zur Detektion der einzelnen Photonen. Vor den Avalanche-Photodioden sind Interferenzfilter mit einer spektralen Breite von 2 nm bei einer Zentralwellenlänge von 780 nm angebracht, um die Detektion von unerwünschtem Streulicht zu verhindern. Dieselben APDs werden auch zur Detektion des Fluoreszenzlichts beim atomaren Zustandsnachweis verwendet (siehe Abb. 5.2).

Der experimentelle Aufbau der Falle wurde in Kapitel 3, die Anordnung der Laserstrahlen zur Erzeugung des angeregten Zustands $5^2\text{P}_{3/2}$, $F' = 0$ und zum Nachweis der Superposition der Zeeman-Zustände $|F = 1, m_F = -1\rangle$ und $|F = 1, m_F = +1\rangle$ wurde im vorangegangenen Kapitel 4 beschrieben.

Für den Verschränkungsnachweis müssen die relativen Phasen zwischen Superpositionen der beiden Zeeman-Zustände $|F = 1, m_F = -1\rangle$ und $|F = 1, m_F = +1\rangle$ gemessen werden. Die Polarisation des STIRAP1-Lasers muß deswegen eine Superposition von σ^+ und σ^- polarisiertem Licht sein. Zur Messung des Zeeman-Zustands des Atoms in verschiedenen Basen müssen unterschiedliche Superpositionen (von σ^+ und σ^-) eingestrahlt werden, was nur möglich ist, wenn die Ausbreitungsrichtung des STIRAP1-Lasers in der Quantisierungsachse liegt. Dies hat allerdings zur Folge, daß die STIRAP-Laser direkt in die Detektionsfaser und damit auf die APDs leuchten. Um die APDs zu schützen wird der STIRAP-Prozeß über die D_1 -Linie ausgeführt (795 nm), damit das Licht der STIRAP-Laser vor den Avalanche-Photodioden der Photondetektion ausgefiltert werden kann.

5.1.1 Zeitlicher Ablauf und Steuerung des Experiments

Die Dipolfalle wird wie bei den vorherigen Messungen aus der MOT geladen, indem die Kühl- und Rückpumplaser sowie die MOT-Spulenströme für ca. 200 ms angeschaltet werden, und nach einer Wartezeit von 300 ms die zum Abschalten der MOT-Spulenströme notwendig ist, wird die Fluoreszenz im Kühllicht mit den Avalanche-Photodioden gemessen. Übersteigt die Zahl der in 60 ms detektierten Photonen einen bestimmten Wert, so kann man davon ausgehen, daß sich ein Atom in der Falle befindet, und die Messung am Atom starten. Dazu wird vom Computer eine Schaltspannung an den Patterngenerator ausgegeben, der den weiteren Ablauf der Messung an einem Atom steuert.

Zur Präparation des angeregten Zustands wird optisch in den Zustand $|F = 1, m_F = 1\rangle$ gepumpt (ca. $6\text{ }\mu\text{s}$) und danach ein kurzer Anregungspuls (Dauer ca. 40 ns) eingestrahlt. Wird in einem Zeitraum $\Delta t < 120\text{ ns}$ nach dem Anregungspuls von einer der beiden Avalanche-Photodioden ein Photon detektiert, was gleichzeitig einer Messung der Polarisation des Photons entspricht, dann wird das Photondetektions-Signal der APD (die

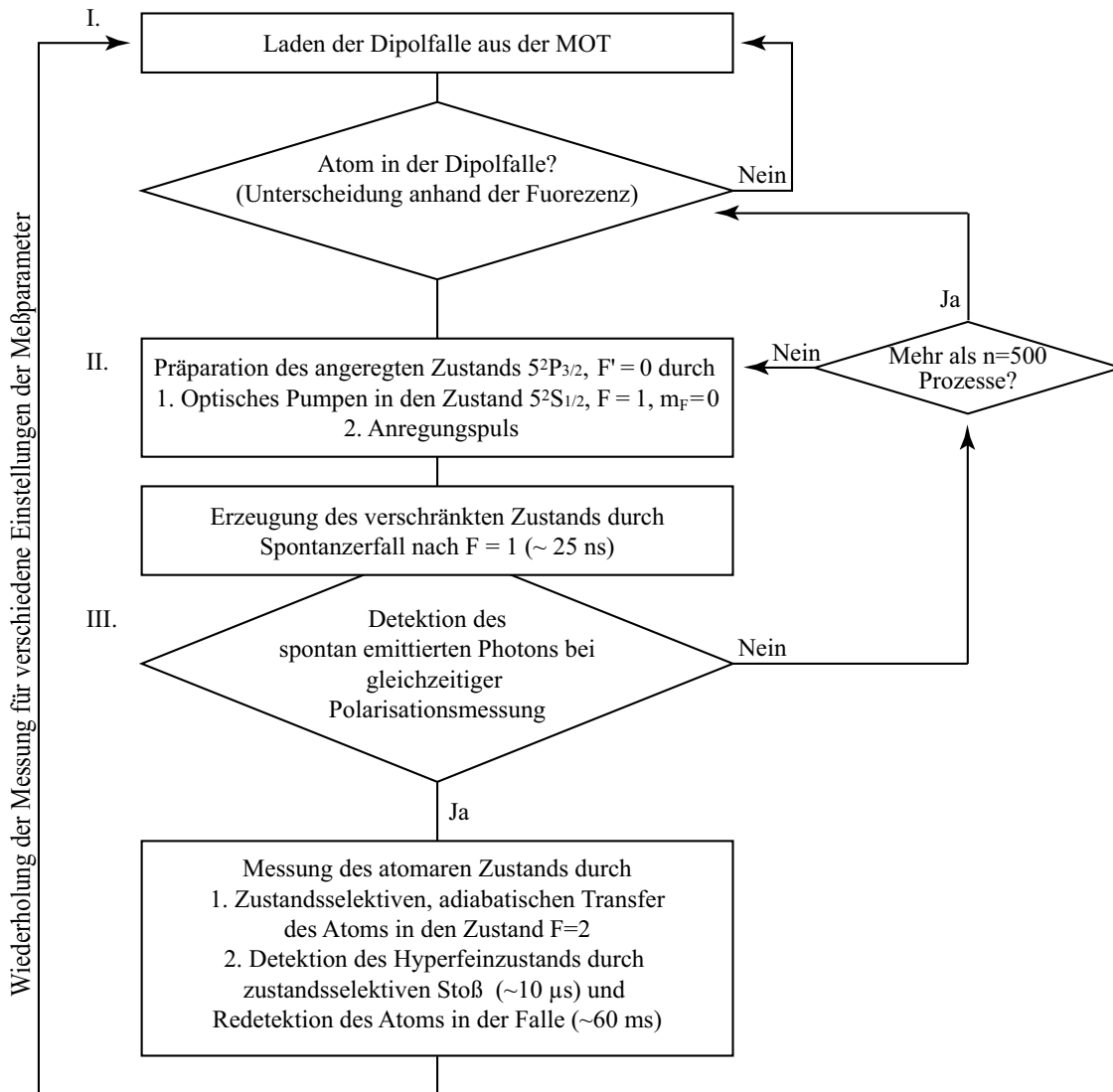


Abbildung 5.3: Zeitlicher Ablauf zur Erzeugung und zum Nachweis von Atom-Photon-Verschränkung.

ein Photon detektiert hat) zur Schaltung des Patterngenerators verwendet, der die Messungen des Zeeman-Zustands des Atoms startet.

Falls im Zeitraum Δt kein Photon detektiert wird, so wird erneut die Präparation des angeregten Zustands $5^2P_{2/3}$ durchgeführt.

Weil der atomare Zustand im Restmagnetfeld präzediert ($\omega_L \lesssim 200 \text{ kHz}$), werden die beiden STIRAP-Laser sehr kurz nach dem Anregungspuls eingestrahlt (zeitl. Abstand ca. 120 ns), um den Zustand $|\psi_{AP}\rangle$ und nicht den im Restmagnetfeld zeitlich entwickelten Zustand zu messen.

Bei verschiedenen Messungen wurden Pulsdauern im Bereich von $20 - 300 \text{ ns}$ verwendet. Längere Pulsdauern sind nicht möglich, da die beiden STIRAP-Strahlen aus unabhängigen Laserdioden stammen und damit nicht phasenstarr sind. Durch die kurzen Pulsdauern im Vergleich zur Kohärenzzeit der Laser wird sichergestellt, daß die relative Phase der beiden STIRAP-Laser zumindest während des Transfers stabil ist.

Als zeitlicher Abstand der beiden STIRAP-Pulse wurde eine Halbwertbreite gewählt, was nach numerischen Rechnungen einen optimalen adiabatischen Transfer ermöglichen sollte.

Zur Detektion des Hyperfeinzustand des Atoms wird ein $10 \mu\text{s}$ langer Puls des Cycling-Lasers für den zustandsselektiven Stoß eingestrahlt, und im Anschluß daran durch Redetektion im Kühllicht überprüft, ob noch ein Atom in der Falle ist. Die Zeit zur Redetektion im Kühllicht wird so gewählt, daß sich die Zahl der von einem Atom detektierten Photonen deutlich vom Untergrund abhebt, aber die Verluste von Fallenatomen (z.B. durch Stöße mit dem Hintergrundgas) noch hinreichend klein sind.

In den folgenden Korrelations-Messungen wird jeweils eine Minute pro Meßparameter-Einstellung (z.B. Polarisierung der STIRAP-Laser, Basis der Polarisationsmessung der Photonen, ...) gemessen. Danach wird die nächste Parametereinstellung angefahren. Dies wird so lange wiederholt, bis man bei jeder Einstellung eine statistisch ausreichende Zahl an Einzelmessungen hat. Durch die häufige Änderung der Meßparameter kann verhindert werden, daß sich langfristige Veränderungen in experimentellen Parametern nur auf eine bestimmte Meßparameter-Einstellung auswirken.

5.2 Korrelationen zwischen dem Zeeman-Zustands des Atoms und der Polarisierung des Photons

Zum Nachweis von Verschränkung werden Korrelationen zwischen dem Polarisationszustand des emittierten Photons und dem Zeeman-Zustand des Atoms gemessen. Im folgenden werden die erwarteten Korrelationen in linear polarisierten Meßbasen berechnet, und die gemessenen Korrelationen besprochen.

Mit einem $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen und einem polarisierenden Strahlteiler kann die Polarisierung des emittierten Photons in beliebigen linear polarisierten Basen

$$\{|\alpha\rangle_P, |\alpha + 90^\circ\rangle_P\} \quad (5.2)$$

5.2 Korrelationen zwischen dem Zeeman-Zustands des Atoms und der Polarisation des Photons

gemessen werden. Die Basisvektoren lassen sich nach Gleichung C.6 als

$$\begin{aligned} |\alpha\rangle_P &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\sigma^+\rangle + e^{i2\alpha_P} |\sigma^-\rangle) \\ |\alpha + 90^\circ\rangle_P &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\sigma^+\rangle - e^{i2\alpha_P} |\sigma^-\rangle) \end{aligned} \quad (5.3)$$

schreiben, womit sich der verschränkte Atom-Photon-Zustand $|\psi\rangle_{AP}$ in der Basis $\{|\alpha\rangle_P, |\alpha + 90^\circ\rangle_P\}$ der Photondetektion als

$$|\psi\rangle_{AP} = \frac{1}{2} ((|-1\rangle_A + e^{i2\alpha_P} |+1\rangle_A) |\alpha\rangle_P + (|-1\rangle_A - e^{i2\alpha_P} |+1\rangle_A) |\alpha + 90^\circ\rangle_P) \quad (5.4)$$

darstellen läßt.

Nach der Messung der Polarisation des Photons in der $\{|\alpha\rangle_P, |\alpha + 90^\circ\rangle_P\}$ Basis ist das Atom je nach Meßresultat im Zustand

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|-1\rangle_A + e^{i2\alpha_P} |+1\rangle_A) \quad (5.5)$$

oder

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|-1\rangle_A - e^{i2\alpha_P} |+1\rangle_A) \quad (5.6)$$

Strahlt man den STIRAP1-Laser mit der linearen Polarisation

$$|\beta_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\sigma^+\rangle + e^{i2\beta_S} |\sigma^-\rangle) \quad (5.7)$$

ein, dann ist nach Gleichung 4.31 die Besetzung des $F = 1$ Grundzustands nach den STIRAP-Pulsen abhängig vom Meßresultat der Polarisationsmessung des Photons:

$$\begin{aligned} P_1(\alpha_P, \beta_S) &= \sin^2(\alpha_P - \beta_S) \\ P_1(\alpha_P + 90^\circ, \beta_S) &= \cos^2(\alpha_P - \beta_S) \end{aligned} \quad (5.8)$$

Im Fall eines idealen Hyperfeinzustands-Nachweis entsprechen diese Besetzungen den Redetektionswahrscheinlichkeiten des Atoms bei der Hyperfeinzustands-Detektion.

$P_1(\alpha_P, \beta_S)$ ist also die Wahrscheinlichkeit dafür, daß bei einer Detektion der Polarisation α_P des Photons das Atom bei der Redetektion in der Falle ist, nachdem der STIRAP1-Laser mit Polarisation β_S eingestrahlt wurde und die Hyperfeinzustands-Detektion durchgeführt wurde.

Abschätzung der Fidelity durch Messungen in zwei Basen

Durch eine Messung von Korrelationen in zwei Meßbasen ist es möglich eine untere Schranke für die Fidelity des experimentell erzeugten Zustands ρ_{AP} und des theoretisch erwarteten Zustands $|\psi\rangle_{AP}$ anzugeben [13]

$$\begin{aligned}
 F &= \langle \psi^+ | \rho | \psi^+ \rangle \\
 &\geq \frac{1}{2} [\tilde{P}_1(H_P, H_S) + \tilde{P}_1(V_P, V_S) - 2\sqrt{\tilde{P}_1(V_P, H_S)\tilde{P}_1(H_P, V_S)} \\
 &\quad + \tilde{P}_1(-45^\circ_P, +45^\circ_S) + \tilde{P}_1(+45^\circ_P, -45^\circ_S) \\
 &\quad - \tilde{P}_1(-45^\circ_P, -45^\circ_S) - \tilde{P}_1(+45^\circ_P, +45^\circ_S)]
 \end{aligned} \tag{5.9}$$

Um die Fidelity abschätzen zu können genügt es also in jeweils zwei Basen den Zustand des Atoms und des Photons zu messen. Eine Zustandstomographie zur Bestimmung von ρ_{AB} ist für diese Abschätzung nicht notwendig.

Messung der Atom-Photon-Korrelationen

Abb. 5.4 zeigt eine unserer ersten Messungen der Korrelationen zwischen der Polarisation des Photons und dem Zeeman-Zustand des Atoms. Für jede der vier gemessenen Photon-Polarisationen (bei Messung in den Basen $\{|H\rangle_P, |V\rangle_P\}$ und $\{|+45^\circ\rangle_P, |-45^\circ\rangle_P\}$) ist die Redetektionswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Polarisation des STIRAP1-Lasers dargestellt.

Aus dem Fit einer Sinuskurve an die Meßkurven läßt sich der mittlere Kontrast der vier Korrelationskurven bestimmen:

$$v_{\text{mittel}} \approx 0.5 \tag{5.10}$$

Nach Gleichung 5.9 eine untere Schranke für die Fidelity unseres experimentell erzeugten Zustands ρ_{AP} mit dem theoretisch erwarteten Zustand $|\psi_{AP}\rangle$:

$$F \geq 0.7 \pm 0.1 \tag{5.11}$$

Ab einer Fidelity von 0.5 ist ein Zustand verschränkt [17], womit die Verschränkung von Atom und Photon des experimentell erzeugten Zustands nachgewiesen ist.

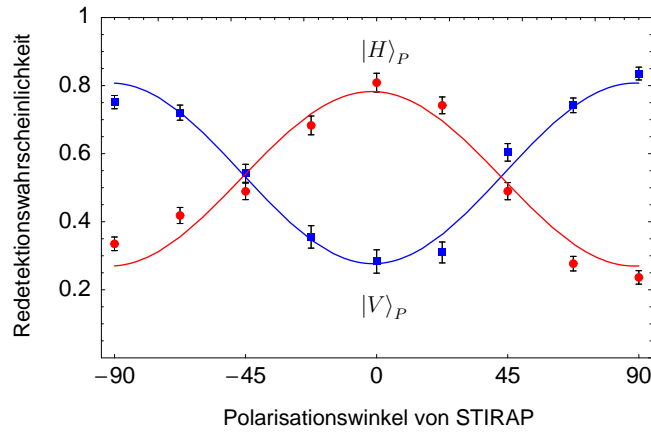
Der Kontrast dieser Messung reicht jedoch nicht aus, um eine Bellsche Ungleichung zu verletzen.

Einstellungen der STIRAP-Laser bei der Messung der Korrelationen von Abb. 5.4:

	waist	Leistung	$\frac{\text{Intensität}}{\text{Sättigungsintensitäten}}$	Pulsdauer
STIRAP1 ($D_1:F = 1 \leftrightarrow F' = 1$)	$15 \mu m$	$800 \mu W$	13000	$20 ns$
STIRAP2 ($D_1:F = 2 \leftrightarrow F' = 1$)	$15 \mu m$	$200 \mu W$	9000	$20 ns$

5.2 Korrelationen zwischen dem Zeeman-Zustands des Atoms und der Polarisation des Photons

a) HV-Basis des Photons



b) +45/-45 Grad Basis des Photons

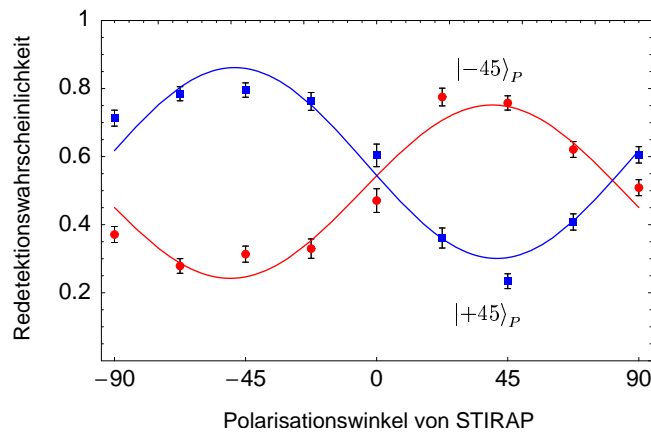


Abbildung 5.4: Redetektionswahrscheinlichkeiten des Atoms in der Falle nach STIRAP und Hyperfeinzustands-Detektion in Abhängigkeit der Polarisation des STIRAP-Lasers, falls ein spontan emittiertes Photon detektiert wird.

Verbesserung des Kontrasts

Um einen ausreichenden Kontrast der Korrelationen zur Verletzung der Bellschen Ungleichung zu erhalten, müssen die Korrelationen bei verschiedenen Meßparametern (z.B. der STIRAP-Laser) gemessen werden. Damit die Meßzeiten nicht zu groß werden wird dabei jeweils nur in einer Basis für die Polarisation des Photons und den Zeeman-Zustand des Atoms gemessen.

Mißt man das Photon in der HV-Basis und Strahlt den STIRAP-1 Laser vertikal polarisiert ein, dann wird man bei einer idealen Messung im Fall eines horizontal polarisierten Photons bei der Redetektion ein Atom in der Falle finden, bei vertikaler Polarisation des Photons wird der atomare Zustand durch STIRAP nach $F = 2$ transferiert und das Atom beim Hyperfeinzustands-Nachweis aus der Falle gestoßen.

Bei ersten Messungen von Korrelationen wurde nach der Detektion der Polarisation des Photons nur in ca 75 % der Fälle der erwartete Zustand des Atoms gemessen, wodurch man einen Kontrast von 50 % erhält.

Um den Kontrast zu verbessern wurde unter anderm versucht:

- Verstimmen der STIRAP-Laser, wodurch Pumpeffekte der nicht vollständig von den AOMs abgeschalteten Lasern vermieden werden sollten. Nach der Konstruktion von neuen AOM-Treibern mit einem besseren elektrischen Abschaltverhältnis (60 dB, im Gegensatz zu 45 dB der vorher verwendeten AOM-Treiber), wurden die STIRAP-Laser wieder resonant zu den Übergängen eingestellt.
- Längere Anregungspulse: Durch kurze Pulsdauern des Anregungspulses wird aufgrund der spektralen Breite des Pulses die Wahrscheinlichkeit von nichtresonanter Anregung größer als bei längeren Pulsen. Dadurch wird neben dem gewünschten $5^2P_{3/2}, F' = 0$ Zustand auch der $F' = 1$ Zustand angeregt. Da die Zerfälle von $F' = 1$ bzw. $F' = 0$ nach $F = 1$ Glebsch-Gordan-Koeffizienten mit unterschiedlichen Vorzeichen haben, nimmt die Fidelity des experimentell erzeugten Zustands bezüglich des Zustands $|\psi\rangle_{AP}$ ab. Durch die längere Pulsdauern des Anregungspulses wurde versucht die nichtresonante Anregung zu reduzieren und damit der Kontrast der Korrelationen zu erhöhen.
- Optimieren der Pulsformen: Nach Gleichung 4.26 muß für die STIRAP-Pulse nach dem Transfer die Bedingung $\Omega_{S2} \gg \Omega_{S1}$ für die Rabi-Frequenzen der Laser gelten. Durch geschicktes Schalten der Laser wurde versucht diese Bedingung besser zu erfüllen.
- Erhöhung der STIRAP-Pulsdauern, um eine kleinere spektrale Breite der STIRAP-Pulse zu erhalten und damit weniger stark an die $5^2P_{1/2}, F' = 2$ Zustände zu koppeln. Durch Transfer über die Zustände $F' = 2$ der D₁-Linie können zum einen für den Transfer über $F' = 1$ dunkle Zustände nach $F = 2$ transferiert werden. Zum andern kann auch der Zustand der über $F' = 1$ nach $F = 2$ transferiert wird über den Zustand $F' = 2$ nach $F = 2$ transferiert werden, wodurch es aufgrund

der unterschiedlichen Vorzeichen der Glebsch-Gordan-Koeffizienten zu destruktiver Interferenz kommt, und der Zustand somit schlechter transferiert wird [46].

- Die Intensität der beiden STIRAP-Laser wurde optimiert.

Von hier genannten Versuchen zur Verbesserung des Kontrasts der Korrelationen war die einzige mit nachweisbarem Effekt die Veränderung der Intensitäten der STIRAP-Laser.

Intensitätsabhängigkeit von STIRAP

Abbildung 5.5a zeigt die Redetektionswahrscheinlichkeit für die beiden Fälle, in denen ein vertikal bzw. ein horizontal polarisiertes Photon detektiert wurde in Abhängigkeit der Intensität der beiden vertikal polarisierten STIRAP-Laser. Die Intensität ist im Verhältnis zur maximalen Intensität der Laser angegeben.

Nach den theoretischen Überlegungen sollte die Effizienz von STIRAP mit steigender Intensität der Laser, und damit besserer Adiabazität aufgrund der größeren Rabi-Frequenzen, zunehmen. Bis zu einer Intensität von $0.2 I_{max}$ ist dies auch der Fall. Danach nimmt die Effizienz wieder ab, weil zum einen der dunkle Zustand nun über $F' = 2$ transferiert werden kann, wodurch die obere Meßkurve für große Intensitäten abfällt. Zum andern kann auch der helle Zustand (untere Meßkurve) über $F' = 2$ transferiert werden, wodurch die Transfereffizienz abnimmt [46].

Abb. 5.5b zeigt den Kontrast der beiden Meßkurven in Abhängigkeit der Intensität der STIRAP-Laser. Bei einer Leistung, die groß genug ist, um eine ausreichende Transfereffizienz über das Niveau $|F' = 1, m_{F'} = 0\rangle$ des $^2P_{1/2}$ Zustands zu erhalten und klein genug, so daß der Transfer über die Zustände mit $F' = 2$ keine Rolle spielt, ist der Kontrast maximal. An diesem Punkt wird nach der Detektion der Polarisation des Photons in ca. 90 % der Fälle der erwartete Zustand des Atoms gemessen, woraus ein Kontrast der beiden Kurven von etwa 80 % folgt.

Korrelationen bei optimierter STIRAP-Leistung

Mit den optimierten Intensitäten der STIRAP-Laser wurde erneut die Korrelationen in verschiedenen Basen gemessen.

Dieses mal wurden die STIRAP-Laser auf vertikale und $+45^\circ$ Polarisation eingestellt, und der Winkel α_P der Messung der Polarisation des Photons variiert.

Abb. 5.6a zeigt die Korrelationen für die vertikal polarisierten STIRAP-Laser. Die Redetektionswahrscheinlichkeit des Atoms in der Falle ist in Abhängigkeit des Winkels der linear polarisierten Photon-Meßbasen angegeben. Eine Meßkurve entspricht jeweils der Detektion des Photons mit einer der Avalanche-Photodioden. Z.B. wird bei -90° ein horizontal polarisiertes Photon vom Detektor “Det-1” und ein vertikal polarisiertes vom Detektor “Det-2” registriert. Bei 0° ist es genau umgekehrt. Abb. 5.6b zeigt die Korrelationen für die unter $+45^\circ$ linear polarisierten STIRAP-Laser.

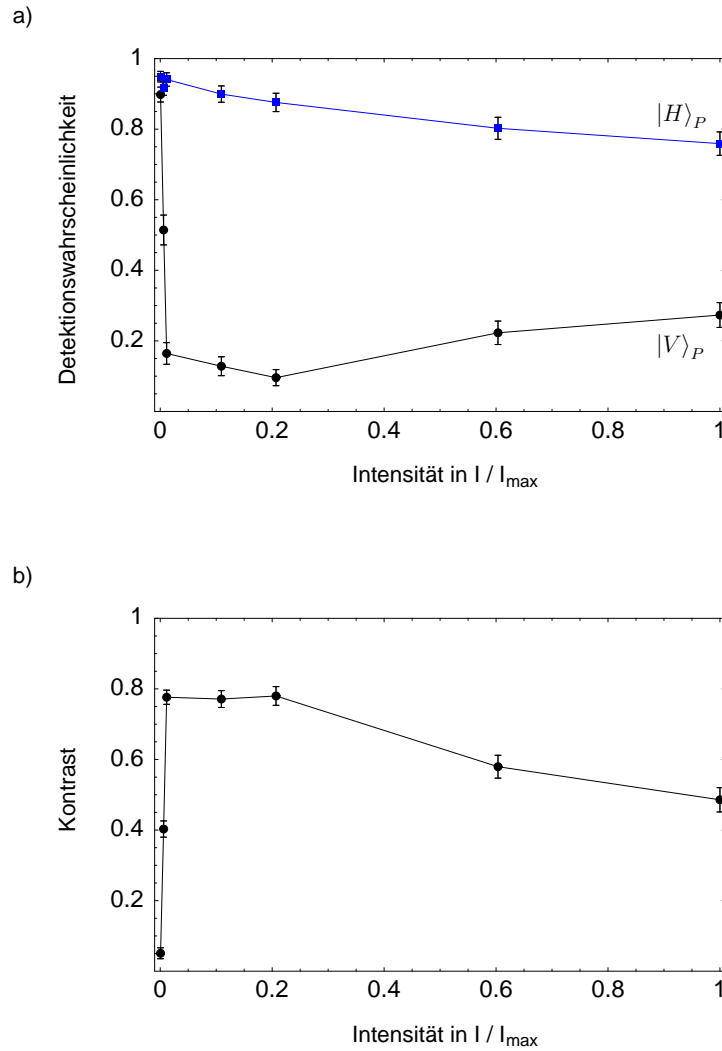


Abbildung 5.5: a) Redetektionswahrscheinlichkeit eines Atoms in der Dipolfalle nach der Detektion eines $|H\rangle_P$ oder $|V\rangle_P$ polarisierten Photons in Abhängigkeit der Intensität der STIRAP-Laser. b) Kontrast der beiden in a) dargestellten Kurven. (Maximale Intensitäten in Sättigungsintensitäten: $I_{\max}(\text{STIRAP1}) = 11000 I_{\text{sat}}$, $I_{\max}(\text{STIRAP2}) = 15000 I_{\text{sat}}$)

5.2 Korrelationen zwischen dem Zeeman-Zustands des Atoms und der Polarisation des Photons

Aus einem Fit läßt sich der mittlere Kontrast

$$v_{\text{mittel}} = 0.76 \quad (5.12)$$

der vier Meßkurven bestimmen.

Bei diesem Kontrast ist es nun möglich die Bellsche Ungleichung zu verletzen.

Einstellungen der STIRAP-Laser bei der Messung der Korrelationen von Abb. 5.6:

	waist	Leistung	$\frac{\text{Intensität}}{\text{Sättigungsintensitäten}}$	Pulsdauer
STIRAP1 ($D_1:F = 1 \leftrightarrow F' = 1$)	$7 \mu\text{m}$	$75 \mu\text{W}$	5400	20 ns
STIRAP2 ($D_1:F = 2 \leftrightarrow F' = 1$)	$7 \mu\text{m}$	$40 \mu\text{W}$	8700	20 ns

5.2.1 Verletzung der Bellschen Ungleichung

Mit dem oben gemessenen Kontrast der Korrelationsfunktionen ist es möglich als weiteren Nachweis der Verschränkung unseres experimentell erzeugten Zustands die Bellsche Ungleichung 2.5 zu verletzen.

Die Verschränkung eines Zweiteilchen-Zustands ρ_{AP} mit den Observablen A und A' für Messungen am einen Teilchen, sowie P und P' am anderen Teilchen, mit jeweils den möglichen Meßwerten $+1$ und -1 läßt sich nachweisen, wenn man für

$$S = |\langle AP \rangle_{\psi^+} + \langle A'P \rangle_{\psi^+}| + |\langle A'P' \rangle_{\psi^+} - \langle AP' \rangle_{\psi^+}| \quad (5.13)$$

einen Wert größer als zwei erhält.

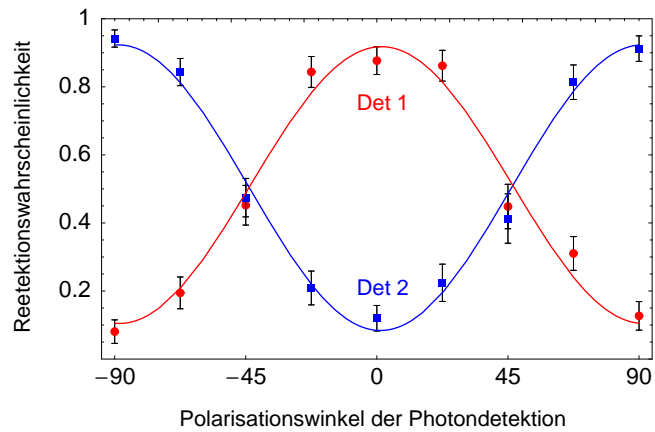
In unserem Experiment wird durch die Observable A , die Redetektion eines Atoms in der Dipolfalle nach der Zustandsmessung am Photon unter dem Polarisationswinkel β_S beschrieben. Der Meßwert $+1$ wird als "Atom in der Falle", -1 als "kein Atom in der Falle" definiert.

Die Observable P beschreibt die Detektion eines Photons unter dem Polarisationswinkel α_P . Ein Ereignis am Detektor 1 wird als Meßergebnis $+1$ und ein Ereignis am Detektor 2 als Meßergebnis -1 definiert.

Entsprechend werden A' und P' durch die Winkel α'_S und β'_P beschrieben:

Observable	Polarisationswinkel	Meßereignis	Meßwert
A	β_S	Atom in Falle	$+1$
		kein Atom in Falle	-1
A'	β'_S	Atom in Falle	$+1$
		kein Atom in Falle	-1
P	α_P	Photon an Detektor 1	$+1$
		Photon an Detektor 2	-1
P'	α'_P	Photon an Detektor 1	$+1$
		Photon an Detektor 2	-1

a) STIRAP vertikal polarisiert



b) STIRAP +45 Grad polarisiert

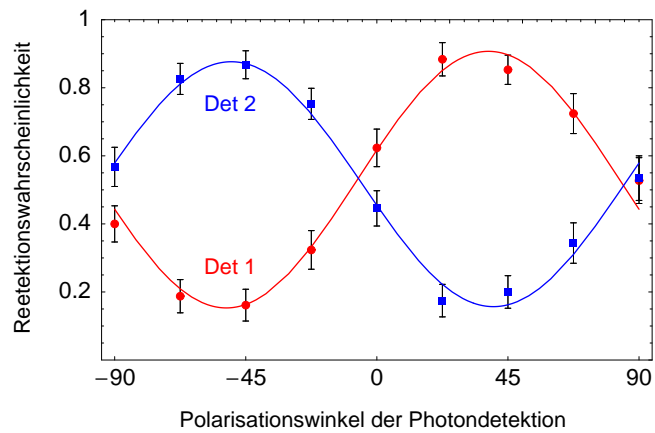


Abbildung 5.6: Redetektionswahrscheinlichkeiten des Atoms in der Falle nach STIRAP und Hyperfeinzustands-Detektion in Abhängigkeit der Polarisation des Photons für zwei Meßbasen.

5.2 Korrelationen zwischen dem Zeeman-Zustands des Atoms und der Polarisation des Photons

Mit Gleichung 5.7 läßt sich der quantenmechanische Erwartungswert der oben definierten Observablen A und P analog zu Kapitel 2.1.2 berechnen

$$\langle AP \rangle_{\psi_{AP}} = \cos(2(\alpha_P - \beta_S)) \quad (5.14)$$

Daraus folgt, daß für den Zustand ψ_{AP} die Bellsche Ungleichung 2.5 z.B. mit den Winkeln $\alpha_P = 0^\circ$ und $\alpha'_P = 45^\circ$ sowie $\beta_S = 22.5^\circ$ und $\beta'_S = -22.5^\circ$ maximal ($S = 2\sqrt{2}$) verletzt werden läßt.

Aus einer Messung unter diesen Winkeln lassen sich die Erwartungswerte $\langle AP \rangle_{\psi_{AP}}$ und daraus S bestimmen. Die experimentellen Einstellungen und die Auswertung sind im Anhang E zu finden.

Eine Messung an 8648 Atom-Photon-Paaren ergab einen Wert von

$$S = 2.189 \pm 0.036 \quad (5.15)$$

wodurch die Bellsche Ungleichung um mehr als fünf Standardabweichungen verletzt wird und somit folgt, daß der Atom-Photon-Zustand verschränkt ist.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit ist es erstmals gelungen, die Verschränkung der Polarisation eines spontan emittierten Photons mit dem Zeeman-Zustand eines elektrisch neutralen Atoms nachzuweisen. Durch die Messungen von Korrelationen zwischen der Photon-Polarisation und dem Zeeman-Zustand des Atoms in verschiedenen Basen, konnte die Verschränkung des Atom-Photon-Zustands, durch die Verletzung der Bellschen Ungleichung um fünf Standardabweichungen experimentell bestätigt werden.

Der Aufbau unseres Experiments besteht aus einer optischen Dipolfalle für einzelne Rubidium-87-Atome, die anhand der Fluoreszenz im Kühllicht nachgewiesen werden. Einen Blockadeffekt durch lichtinduzierter Stöße verhindert das Laden mehrerer Atome in die Dipolfalle.

Es gelang uns die Hyperfein- und Zeeman-Zustände eines einzelnen Atoms zu präparieren und nachzuweisen.

Der verschränkte Zustand entsteht durch die Drehimpulserhaltung beim Spontanzerfall des angeregten atomaren Zustands $5^2P_{3/2}$, $F = 0$ in den Grundzustand $5^2S_{1/2}$, $F = 1$. Durch optisches Pumpen in den Zeeman-Zustand $5^2S_{1/2}$, $F = 1, m_F = 0$ und einem anschließenden kurzen Lichtpuls auf dem Übergang nach $5^2P_{3/2}$, $F = 0$ konnte der angeregte Zustand präpariert werden.

Zum Verschränkungsnachweis, wird nach der Detektion des Photons der Zeeman-Zustand des Atoms adiabatisch mittels STIRAP in den $F = 2$ Grundzustand transferiert, wobei die Basis der Messung durch die Polarisation der STIRAP-Laser eingestellt werden kann. Anschließend wird der Hyperfeinzustand gemessen, indem durch Einstrahlen eines resonanten Lasers aus einer Raumrichtung auf dem Übergang zwischen $5^2S_{1/2}$, $F = 2$ und $5^2P_{3/2}$, $F = 3$ das Atom aus der Dipolfalle entfernt wird, falls es im $5^2S_{1/2}$, $F = 2$ Grundzustand ist. Durch anschließende Redetektion des Atoms in der Falle, kann somit der vorherige Hyperfeinzustand, und dadurch der Zeeman-Zustand des Atoms, gemessen werden.

Die experimentellen Ergebnisse im Rahmen dieser Diplomarbeit zeigen, daß es möglich ist, verschränkte Atom-Photon-Zustände zu erzeugen und nachzuweisen, wodurch Experimenten der Quanteninformation mit Photonen und Atomen ermöglicht werden.

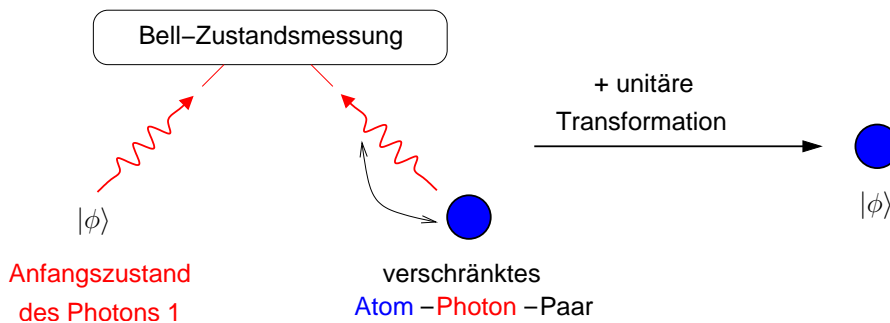


Abbildung 6.1: Prinzip der Teleportation: Durch die Bell-Zustandsmessung der beiden Photonen, und eine vom Meßresultat abhängige unitäre Transformation des atomaren Zustands wird der Anfangszustand $|\phi\rangle$ des Photons 1 auf das Atom übertragen.

Ausblick

Im folgenden Abschnitt werden zwei mögliche, auf unseren Ergebnissen aufbauende Anwendungen beschrieben.

Teleportation des Polarisationszustandes eines Photons auf den Zeeman-Zustand eines Atoms

Die Grundidee der Teleportation ist es, den unbekanntem quantenmechanischen Zustand $|\phi\rangle$ eines Teilchen von einem Ort an einem anderen Ort zu übertragen, ohne das Teilchen selbst weiterzuleiten [47].

Mit unserem Experiment ist die Teleportation des Polarisationszustandes

$$|\phi\rangle = \alpha |H\rangle + \beta |V\rangle \quad (6.1)$$

des Photons 1 auf den Zeeman-Zustand des Atoms grundsätzlich möglich, indem der Zwei-Teilchen-Zustand des Photons 1 und des mit dem Atom verschränkten Photons in der Basis der Bell-Zustände (Bell-Zustandsmessung) gemessen wird (siehe Abb. 6.1). Nach einer vom Ergebnis der Bell-Zustandsmessung abhängigen unitären Transformation, ist der Zustand des Photons auf den Zeeman-Zustand des Atoms übertragen worden. Mit passiven linearoptischen Mitteln können jeweils nur zwei der vier Bell-Zustände unterschieden werden [48]. Deshalb kann in maximal jedem zweiten Fall der Zustand des Photons 1 auf den Zeeman-Zustand des Atoms teleportiert werden.

Der Bell-Zustand $|\psi^-\rangle_{12} = 1/\sqrt{2}(|H\rangle_1 |V\rangle_2 - |V\rangle_1 |H\rangle_2)$ kann durch Überlagerung der beiden Photonen an einem 50/50-Strahlteiler [49] und die Messung von Koinzidenzen an zwei Detektoren (siehe Abb. 6.2) von den drei anderen Bell-Zuständen unterschieden werden, weil nur die Ortswellenfunktion des Bell-Zustands $|\psi^-\rangle_{12}$ anti-symmetrisch¹ unter Teilchenaustausch ist [50, 51, 52].

¹Die Gesamtwellenfunktion von Photonen (Bosonen) ist symmetrisch unter Teilchenaustausch.

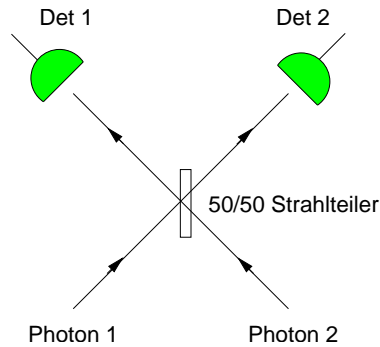


Abbildung 6.2: Überlagerung zweier Photonen am 50/50-Strahlteiler. Durch Koinzidenzen der beiden Detektoren wird der Zustand $|\psi^-\rangle_{12}$ der beiden Photonen gemessen.

In unserem Experiment wird daher eine Teleportation möglich, wenn in der Photondetektions-Einheit (Abb. 5.2) der polarisierende Strahlteiler durch einen 50/50 Strahlteiler ersetzt, und das zu teleportierende Photon 1 mit dem Photon des verschränkten Atom-Photon-Zustands am Strahlteiler überlagert wird (siehe Abb. 6.3).

Eine Schwierigkeit der experimentellen Realisierung der Teleportation ist die Erzeugung des zu teleportierenden einzelnen Photons 1. Hinter dem Strahlteiler müssen die beiden Photonen ununterscheidbar sein, d.h. beide müssen die gleiche spektrale Verteilung haben. Außerdem sollten beide Photonen am Strahlteiler möglichst gut überlappen, damit sie nicht anhand verschiedener Detektionszeiten unterschieden werden können.

Als Einzelphotonquelle könnte ein Laser verwendet werden, der mit akustooptischen und elektrooptischen Modulatoren so geschaltet wird, daß der Amplitudenverlauf des Lichtpulses dem des Spontanzerfalls entspricht. Schwächt man diesen Lichtpuls stark ab, so kann die Wahrscheinlichkeit (Poisson-Statistik), mehrere Photonen in einem Lichtpuls zu erhalten, hinreichend klein gemacht werden (siehe Diskussion weiter unten). Mehrere Photonen in einem Lichtpuls verursachen Koinzidenzen, die nicht von denen der Bell-Zustandsmessung unterschieden werden können.

Im folgenden wird das Verhältnis der Koinzidenzen durch die Photonen des Lichtpulses (unerwünschte Koinzidenzen) zu den erwünschten Koinzidenzen der Bell-Zustandsmessung abgeschätzt. In unserem Experiment detektieren wir im Mittel nach 3000 Anregungsversuchen ein Photon des Spontanzerfalls.

Die Zahl der Photonen im Lichtpuls wird durch die Poissonverteilung beschrieben. Bei einer mittleren Photonenzahl λ ist die Wahrscheinlichkeit daß k Photonen im Lichtpuls detektiert werden

$$P(k, \lambda) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda}. \quad (6.2)$$

Daraus folgt die Wahrscheinlichkeit, daß nach einem Anregungsversuch ein Photon des Spontanzerfalls und genau ein Photon des Lichtpulses am Strahlteiler überlagert wer-

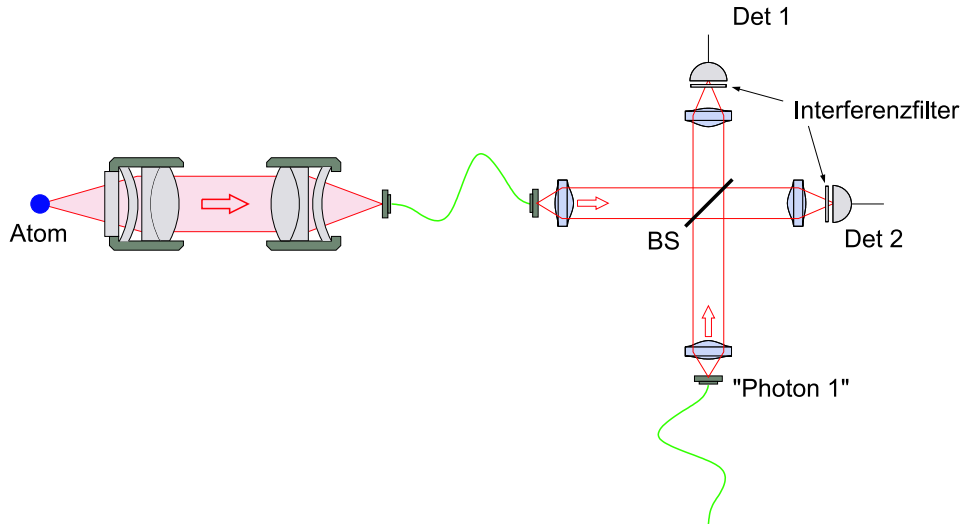


Abbildung 6.3: Experimenteller Aufbau zur Teleportation des Photonzustands auf den Zustand des Atoms. Das vom Atom spontan emittierte Photon wird an einem 50/50-Strahlteiler (BS) mit dem "Photon 1" überlagert. Wird eine Koinzidenz der beiden Detektoren gemessen, dann ist der Zustand des Photons auf das Atom teleportiert worden.

den, was (bei idealen Detektoren und perfekter Überlagerung am Strahlteiler) der Wahrscheinlichkeit für eine Teleportation entspricht:

$$P_{\text{tele}} = \frac{P(1, \lambda)}{3000} = \frac{\lambda e^{-\lambda}}{3000} \quad (6.3)$$

Nach jeder Anregung muß der Lichtpuls für die Teleportation eingestrahlt werden. Sind in einem Lichtpuls mehrere Photonen, so kommt es mit der Wahrscheinlichkeit

$$P_{\text{un}} \approx \frac{1}{2} \sum_{k>1} P(k, \lambda) = \frac{e^{\lambda} - (1 + \lambda)}{2e^{\lambda}}. \quad (6.4)$$

zu unerwünschten Koinzidenzen. Die Wahrscheinlichkeit P_{un} eine unerwünschte Koinzidenz zu detektieren muß viel kleiner sein, als die der Teleportation (P_{tele}). Bei einer mittleren Photonenzahl des Lichtpulses von $\lambda = 1/7500$ ist nach den obigen Gleichungen das Verhältnis von erwünschten zu unerwünschten Koinzidenzen $P_{\text{tele}}/P_{\text{un}} \approx 10$, was für eine Teleportation ausreicht.

Mit den aktuellen experimentellen Parametern detektieren wir im Mittel alle 10 s ein Photon der Spontanemission. Wählt man die mittlere Photonenzahl des Lichtpulses $\lambda = 1/7500$ und kann einen der vier Bell-Zustände eindeutig identifizieren, dann ist die für eine Teleportation benötigte mittlere Zeit:

$$T = 10 \text{ s} \times 7500 \times 4 \approx 3.5 \text{ Tage}. \quad (6.5)$$

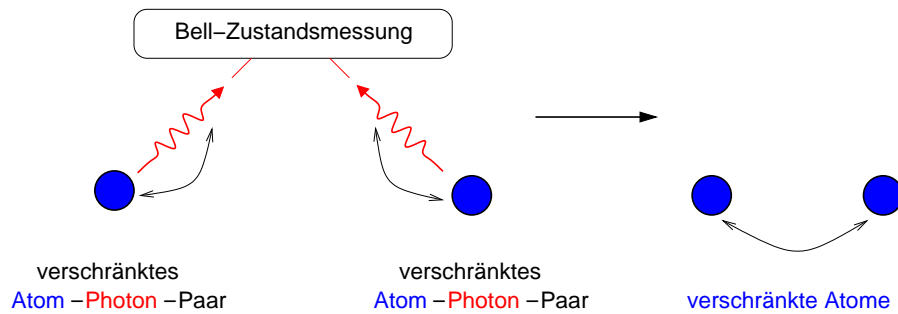


Abbildung 6.4: Prinzip des Verschränkungstransfers: Durch die Bell-Zustandsmessung der beiden Photonen der verschränkten Atom-Photon-Paare werden die beiden Atome verschränkt.

Neben den unerwünschten Koinzidenzen durch zwei Photonen des abgeschwächten Laserpulses können auch durch die Dunkelzählrate der Detektoren unerwünschte Koinzidenzen gemessen werden. Bei einer Dunkelzählrate unserer Detektoren von 100 s^{-1} und einem Koinzidenzzeitfenster von 20 ns ist die Zahl der unerwünschten Koinzidenzen durch die Dunkelzählrate noch hinreichen klein.

Eine Möglichkeit kürzere Meßzeiten zu erhalten wäre eine höhere Rate an detektierten Photonen der Spontanemission. Eine andere Möglichkeit ist eine "echte" Einzelphoton-Quelle (z.B. ein weiteres einzelnes Atom) zu verwenden. Bei einer mittleren Photonenzahl der Einzelphoton-Quelle von $\lambda_0 \gg 1/7500$ wird die Meßdauer deutlich kürzer.

Verschränkung zweier weit entfernter Atome

Ein weiteres interessantes Experiment, das aufbauend auf den Ergebnissen die im Rahmen dieser Diplomarbeit gewonnen wurden, realisiert werden könnte, ist die Verschränkung von zwei räumlich weit entfernten Atomen durch Verschränkungstransfer (engl.: entanglement swapping). Dadurch die Messung von Korrelationen bei raum-zeitlicher Trennung und gleichzeitig hoher Detektionseffizienz können lokal-realistische Theorien eindeutig ("loophole free") widerlegt werden. Bei bisherigen Experimenten konnte jeweils nur eine dieser beiden Bedingungen erfüllt werden [12, 7].

Verschränkungstransfer ist die Teleportation von Verschränkung. Durch eine Bell-Zustandsmessung der beiden Photonen von zwei verschränkten Atom-Photon-Paaren (siehe Abb. 6.4) können die beiden Atome miteinander verschränkt werden [53]. Abhängig vom Meßergebnis wird eine unitäre Transformation ausgeführt, um stets den gleichen verschränkten Zustand zu erhalten.

Der Vorteil von unserem Experiment ist, daß das mit dem Atom verschränkte Photon bei einer Wellenlänge von 780 nm mit optischen Standardkomponenten (Glasfasern, Spiegel, ...) transportiert und manipuliert werden kann.

Ein großes Problem ist die geringe Rate detektierter Spontanemissionen. Nimmt man an, daß von einem Atom alle 10 Sekunden ein spontan emittiertes Photon detektiert

wird, und detektiert man in maximal einem von 3000 Fällen ein Photon des anderen Atoms, so dauert es im Mittel 10×3000 s bis zu einer Bell-Zustandsmessung der beiden Photonen (wodurch der verschränkte Atom-Atom-Zustand entsteht). Bei der Bell-Zustandsmessung können maximal zwei Zustände identifiziert werden. Für eine Verletzung der Bellschen Ungleichung mit dem verschränkten Atom-Paar muß in jeweils zwei Basen gemessen werden. Für ausreichende Statistik benötigt man (je nach Fidelity der Atom-Atom-Verschränkung) mindestens 100 Messungen pro Basis. Die Dauer der gesamten Messung wäre mit unserem momentanen experimentellen Aufbau also

$$10 \text{ s} \times 3000 \times 2 \times 4 \times 100 \approx 9 \text{ Monate.} \quad (6.6)$$

Für die beiden oben beschriebenen Experimente ist sehr empfehlenswert, die Rate der detektierten Spontanemissionen deutlich zu erhöhen. Dies wäre z.B. durch

- eine bessere Aufsammeloptik
- mehr Anregungen pro Zeit und Atom
- schnelleres Laden der Falle
- Avalanche-Photodioden mit höherer Detektionseffizienz

möglich.

Prinzipiell ist mit unserem Experiment sowohl die Teleportation des Polarisationszustands eines Photons auf das Atom, als auch die Verschränkung zweier weit entfernter Atome durch Verschränkungstransfer möglich.

A Pauli-Matrizen

Mit den Pauli-Matrizen

$$\begin{aligned}\sigma_x &= \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} & \sigma_y &= \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix} \\ \sigma_z &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}\end{aligned}\tag{A.1}$$

werden Messungen der x -, y - und z -Komponente des Spins eines Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchens beschrieben.

Die Eigenwerte und Eigenvektoren sind:

$$\begin{aligned}\sigma_z |\uparrow\rangle &= +1 \cdot |\uparrow\rangle \\ \sigma_z |\downarrow\rangle &= -1 \cdot |\downarrow\rangle\end{aligned}\tag{A.2}$$

$$\begin{aligned}\sigma_x (|\uparrow\rangle \pm |\downarrow\rangle) &= \pm 1 \cdot (|\uparrow\rangle \pm |\downarrow\rangle) \\ \sigma_y (|\uparrow\rangle \pm i |\downarrow\rangle) &= \pm 1 \cdot (|\uparrow\rangle \pm i |\downarrow\rangle)\end{aligned}\tag{A.3}$$

Die Messung des Spins entlang einer Richtung $\mathbf{v} \in \mathbb{R}^3$ wird durch den Operator

$$V = v_x \sigma_x + v_y \sigma_y + v_z \sigma_z = \mathbf{v} \boldsymbol{\sigma}, \quad \|\mathbf{v}\| = 1\tag{A.4}$$

beschrieben, mit den Eigenwerten ± 1 . Der zugehörigen Projektor der Messung ist [16]

$$\Pi_{\pm 1}^{\mathbf{v}} = \frac{1}{2}(\mathbf{1} \pm \mathbf{v} \boldsymbol{\sigma})\tag{A.5}$$

der Messungen.

Zwei-Niveau-Systeme sind äquivalent zu Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchen. D.h. auch Messungen an Zwei-Niveau-Systemen können durch die Pauli-Matrizen beschrieben werden. Ein Beispiel für ein Zwei-Niveau-System ist die Polarisation eines Photons. Definiert man H und V als Eigenvektoren von σ_z , dann läßt sich ein ± 45 -Grad polarisiertes Photon durch die Eigenvektoren von σ_x und ein zirkular polarisiertes Photon durch die Eigenvektoren von σ_y beschreiben.

B Rb-Daten

Rubidium-87

Kernladungszahl	Z	37
Kernspin	I	3/2
Masse	m	$1.443 \cdot 10^{-25}$ kg
natürlicher Isotopenanteil	$\eta(\text{Rb}^{87})$	27.8 %
Halbwertszeit	τ_n	$4.88 \cdot 10^{10}$ yr

D_1 -Linie ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$)

Wellenlänge im Vakuum	λ_0	780.032 nm
Frequenz	ω_0	$2\pi \cdot 384.230$ THz
Lebensdauer	τ	26.2 ns

D_2 -Linie ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$)

Wellenlänge im Vakuum	λ_0	795.766 nm
Frequenz	ω_0	$2\pi \cdot 377.107$ THz
Lebensdauer	τ	27.7 ns

Sättigungsintensitäten von Übergängen der D_1 -Linie ($5^2S_{1/2} \leftrightarrow 5^2P_{1/2}$) [45]

	Übergang	I_{sat} in $\frac{mW}{cm^2}$
STIRAP1	$F = 1, m_F = \pm 1 \leftrightarrow F' = 1, m_{F'} = \pm 1$	17.94
STIRAP2	$F = 2, m_F = \pm 1 \leftrightarrow F' = 1, m_{F'} = \pm 1$	5.98

Sättigungsintensitäten von Übergängen der D_2 -Linie ($5^2S_{1/2} \leftrightarrow 5^2P_{3/2}$) [45]

	Übergang	I_{sat} in $\frac{mW}{cm^2}$
Cycling	$F = 2, m_F = 2 \leftrightarrow F' = 3, m_{F'} = 3$	1.67
Anregung	$F = 1, m_F = 0 \leftrightarrow F' = 0, m_{F'} = 0$	5.01
Pumplaser 1	$F = 1, m_F = \pm 1 \leftrightarrow F' = 1, m_{F'} = \pm 1$	4.01
Pumplaser 2	$F = 2, m_F = \pm 1 \leftrightarrow F' = 1, m_{F'} = \pm 1$	33.4
Pumplaser 2	$F = 2, m_F = 0 \leftrightarrow F' = 1, m_{F'} = 0$	25.0

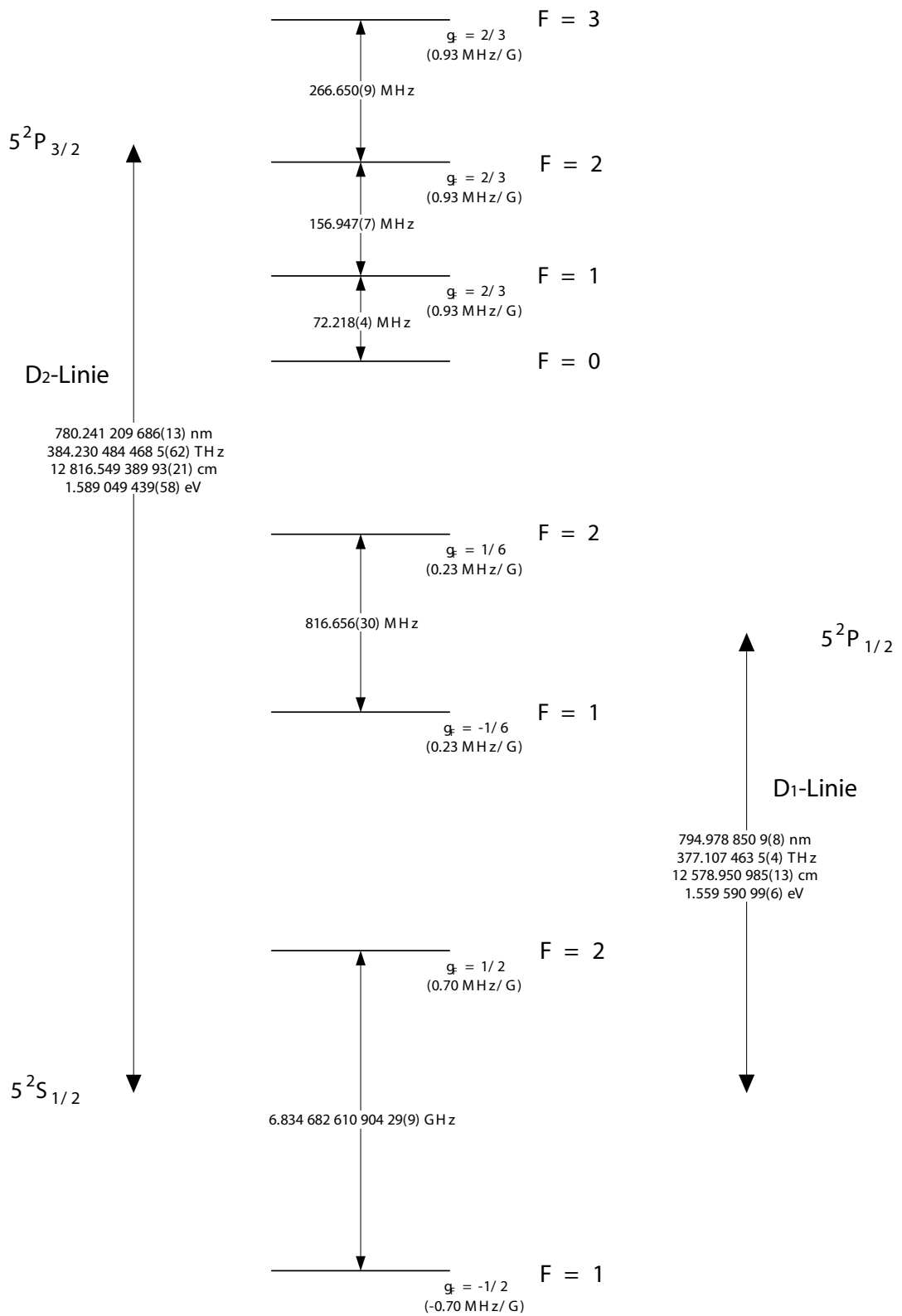


Abbildung B.1: D₁- und D₂-Linie von Rb⁸⁷ [19]

C Polarisationen

Zur Beschreibung der Wechselwirkung von Licht mit einem Atom muß man die Polarisation bezüglich der Quantisierungsachse z kennen. In der Quantisierungsachse polarisiertes Licht wird als π -Licht bezeichnet. Im folgenden wird kurz die Umrechnung der Polarisationen in x - und y -Richtung in die z -Richtung beschrieben (siehe z.B. [25]).

Eine Ebene Welle der Frequenz ν , die sich in z -Richtung ausbreitet läßt sich als

$$\mathbf{E}(z, t) = E_x \hat{\mathbf{x}} + E_y \hat{\mathbf{y}} \quad (\text{C.1})$$

mit den Komponenten des elektrischen Feldes

$$\begin{aligned} E_x &= a_x \cos \left[2\pi\nu \left(t - \frac{z}{c} \right) + \varphi_x \right] \\ E_y &= a_y \cos \left[2\pi\nu \left(t - \frac{z}{c} \right) + \varphi_y \right] \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

beschreiben. a_x und a_y sind die Amplituden des elektrischen Feldes in $\hat{\mathbf{x}}$ und $\hat{\mathbf{y}}$ Richtung, φ_x und φ_y die Phasen. Die Gleichungen C.2 sind die parametrischen Gleichungen einer Ellipse

$$\frac{E_x^2}{a_x^2} + \frac{E_y^2}{a_y^2} - 2 \frac{E_x E_y}{a_x a_y} \cos \varphi = \sin^2 \varphi \quad (\text{C.3})$$

mit der relativen Phase $\varphi := \varphi_y - \varphi_x$.

Lineare Polarisation

An einem bestimmten Ort z_0 (o.B.d.A. $z_0 = 0$) folgt für $\varphi = 0, \pi, \dots$

$$E_y = \pm (a_y/a_x) E_x \quad (\text{C.4})$$

Das elektrische Feld ist also in der Achse

$$\hat{\mathbf{x}} \pm \frac{a_y}{a_x} \hat{\mathbf{y}} \quad (\text{C.5})$$

linear polarisiert.

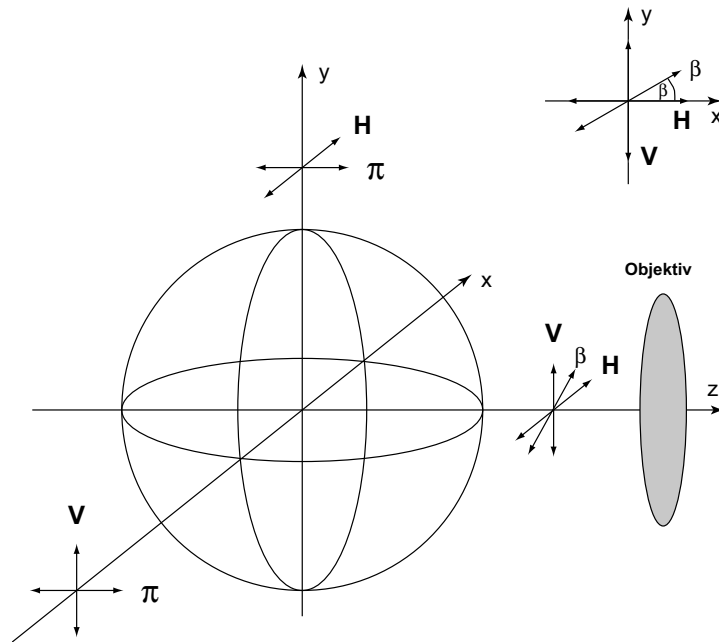


Abbildung C.1: Bezeichnungen der Polarisationen im Experiment.

Zirkulare Polarisation

Falls $\varphi = \pm\frac{\pi}{2}$ und $a_x = a_y = a_0$ folgt für $z_0 = 0$ aus der Ellipsengleichung C.2 eine Kreisgleichung. Die Polarisation an einem festen Ort dreht sich also mit der Zeit. Als rechts-zirkular polarisiert wird im allgemeinen Licht bezeichnet, wenn sich die Richtung des elektrischen Feldes im Uhrzeigersinn (betrachtet in die Richtung des Ursprungs der Welle) dreht. Bei links-zirkular polarisiertem Licht rotiert der elektrische Feldvektor gegen den Uhrzeigersinn.

Umrechnen der Polarisationen

Mit den obigen Gleichungen kann nun gezeigt werden, daß man die in Abb. C.1 dargestellten Polarisationen bezüglich der Quantisierungsachse z schreiben kann als

$$|\beta\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{-i\beta} |\sigma^+\rangle + e^{i\beta} |\sigma^-\rangle) \quad (\text{C.6})$$

womit unter Vernachlässigung globaler Phasen

$$|H\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\sigma^+\rangle + |\sigma^-\rangle) \quad (\text{C.7})$$

$$|V\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\sigma^+\rangle - |\sigma^-\rangle) \quad (\text{C.8})$$

folgt.

D Fehlerrechnung

Bei Messungen am Atom gibt es in unserem Experiment nur die beiden möglichen Resultate “Atom in der Falle” oder “kein Atom in der Falle”. Messungen des atomaren Zustands werden daher durch die *Binomialverteilung* beschrieben. Ist q_{re} die Redetektionswahrscheinlichkeit, dann ist die Wahrscheinlichkeit bei N Messungen k mal ein Atom in der Falle zu detektieren:

$$W_{q_{\text{re}}}^N(k) = \binom{N}{k} q_{\text{re}}^k (1 - q_{\text{re}})^{N-k} \quad (k = 0, 1, 2, \dots, N) \quad (\text{D.1})$$

Für eine große Anzahl an Messungen ($q_{\text{re}} N, (1 - q_{\text{re}}) N \gg 7$) kann die Streuung mit dem Schätzwert

$$\tilde{q}_{\text{re}} = \frac{k}{N} \quad (\text{D.2})$$

für die Redetektionswahrscheinlichkeit berechnet werden [54]:

$$\sigma_{\text{re}}^2 = N \cdot \tilde{q}_{\text{re}}(1 - \tilde{q}_{\text{re}}) \quad (\text{D.3})$$

In den Meßkurven werden jeweils die Werte $q_{\text{re}} \pm \sigma_{\text{re}}$ eingezeichnet.

E Meßparameter und Auswertung zur Messung der Bellschen Ungleichung

Für den Verschränkungsnachweis durch Verletzen der Bellschen Ungleichung wird experimentell die Größe

$$S = |E_{AP} + E_{A'P}| + |E_{A'P'} - E_{AP'}| \quad (\text{E.1})$$

bestimmt. Die E_{AP} bezeichnen die Erwartungswerte des Zweiteilchen-Zustands bei einer Messung der Observablen A am Atom und P am Photon.

Bei der Zweiteilchen-Messung der Observablen AP gibt es vier mögliche Meßwerte

	Photon an Detektor 1	Photon an Detektor 2
Atom in Falle	+1	-1
kein Atom in Falle	-1	+1

die R_{ij} mal detektierten werden:

	Photon an Detektor 1	Photon an Detektor 2
Atom in Falle	R_{++}	R_{+-}
kein Atom in Falle	R_{-+}	R_{--}

Insgesamt wird

$$N = R_{++} + R_{+-} + R_{-+} + R_{--} \quad (\text{E.2})$$

mal gemessen.

Der Erwartungswert der Messung an beiden Teilchen in der $\{\alpha, \beta\}$ Basis ist

$$\begin{aligned}
E_{AP} &= \frac{(+1) \cdot R_{++} + (-1)R_{+-} + (-1) \cdot R_{-+} + (+1) \cdot R_{--}}{R_{++} + R_{+-} + R_{-+} + R_{--}} \\
&= \frac{R_{++} + R_{--} - (R_{+-} + R_{-+})}{N} \\
&\stackrel{E.2}{=} \frac{2}{N}(R_{++} + R_{--}) - 1 \\
&= 2\frac{R_{\parallel}}{N} - 1 \\
&= 1 - 2\frac{R_{\perp}}{N}
\end{aligned} \tag{E.3}$$

wobei die Summe der Korrelationen R_{\parallel} durch $R_{\parallel} := R_{++} + R_{--}$ und die der Anti-Korrelationen durch $R_{\perp} := R_{+-} + R_{-+}$ definiert ist.

Fehlerrechnung

Bei N Messungen in einer Basis erhält man R_{\parallel} Korrelationen und $R_{\perp} = N - R_{\parallel}$ Anti-Korrelationen. Die Wahrscheinlichkeiten für die Messung einer Korrelation bzw. Anti-Korrelation sind p_{\parallel} und $p_{\perp} = 1 - p_{\parallel}$. Nach der Detektion eines Photons wird in jedem Fall einer der beiden Zustände ‘‘Atom in der Falle’’ oder ‘‘kein Atom in der Falle’’ detektiert. Es kann so lange gemessen werden, bis man eine bestimmte Zahl N von Messungen in einer Basis erreicht. N ist daher nicht fehlerbehaftet, und die Messung läßt sich durch eine Binomialverteilung beschreiben. Für große N sind der Schätzwert der Wahrscheinlichkeit und die Wahrscheinlichkeit in guter Näherung gleich:

$$p_{\parallel} = \frac{R_{\parallel}}{N} \tag{E.4}$$

und der Fehler der Korrelationen R_{\parallel} ist nach Gleichung D.3

$$\Delta R_{\parallel} = \sqrt{Np_{\parallel}(1 - p_{\parallel})} \tag{E.5}$$

Der Fehler der Größe S kann mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung berechnet werden:

$$\begin{aligned}
(\Delta S)^2 &= \left(\frac{\partial S}{\partial E_{AP}} \Delta E_{AP} \right)^2 + \left(\frac{\partial S}{\partial E_{A'P}} \Delta E_{A'P} \right)^2 \\
&\quad + \left(\frac{\partial S}{\partial E_{A'P'}} \Delta E_{A'P'} \right)^2 + \left(\frac{\partial S}{\partial E_{AP'}} \Delta E_{AP'} \right)^2 \\
&= (\Delta E_{AP})^2 + (\Delta E_{A'P})^2 + (\Delta E_{A'P'})^2 + (\Delta E_{AP'})^2 \\
&= 4 \left((\Delta R_{\parallel, AP})^2 + (\Delta R_{\parallel, A'P})^2 + (\Delta R_{\parallel, A'P'})^2 + (\Delta R_{\parallel, AP'})^2 \right)
\end{aligned} \tag{E.6}$$

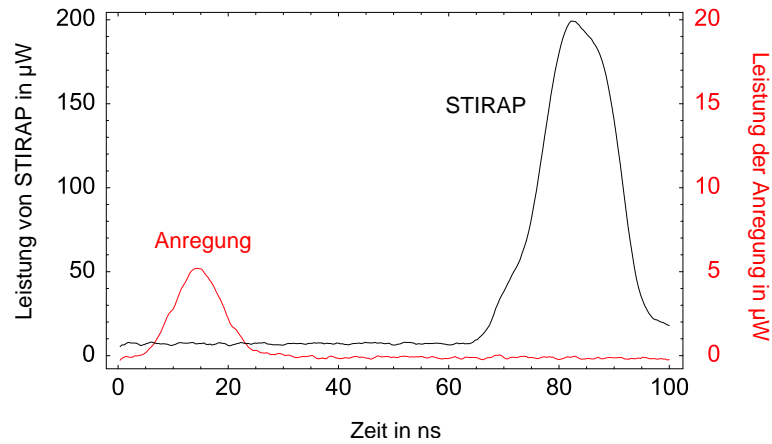


Abbildung E.1: Laserpulse von Anregung und STIRAP aufgenommen mit einer schnellen Photodiode (Anstiegszeit 1 ns).

Parameter und Ergebnisse der Messung

Bei der Messung der Bellschen Ungleichung wurden die folgenden Lasereinstellungen verwendet:

	waist [μm]	Leistung [μW]	$\frac{\text{Intensität}}{\text{Sättigungsintensitäten}}$
STIRAP1 ($D_1:F = 1 \leftrightarrow F' = 1$)	7	80	5800
STIRAP2 ($D_1:F = 2 \leftrightarrow F' = 1$)	7	50	10800
Anregungslaser ($D_2:F = 1 \leftrightarrow F' = 0$)	100	5	6.4
Pumplaser ($D_2:F = 1 \leftrightarrow F' = 1$)	150	27	2.3
Pumplaser ($D_2:F = 2 \leftrightarrow F' = 1$)	150	27	19
Cyclinglaser ($D_2:F = 2 \leftrightarrow F' = 3$)	150	30	51

Der Anregungspuls war bei dieser Messung ca. 10 ns lang (volle Halbwertsbreite, FWHM), die STIRAP-Pulse 30 ns (siehe Abb. E.1 und E.1). Das Maximum des Pulses von STIRAP2 lag an der Stelle der halben Maximalleistung von STIRAP1 (siehe Abb. E.1 und E.2).

Der zeitliche Verlauf der detektierten Photonen des Spontanzerfalls ist in Abb. E.3 dargestellt. Das Zeitintervall, aus dem Photonen für die Messung verwendet werden, wird so gewählt, daß nur Photonen des Spontanzerfalls für die Korrelation mit den atomaren Zuständen verwendet werden. Ab dem Zeitpunkt 640 ns werden von den APDs auch Photonen der STIRAP-Laser detektiert. Deshalb werden alle Photonen nach diesem Zeitpunkt nicht mehr für die Korrelationen berücksichtigt.

Nachdem die Photonen nach der Detektionszeit selektiert sind, können Histogramme der Fluoreszenz bei der Redetektion des Atoms (für jede STIRAP- und Photonpolarisation) berechnet werden. Die Histogramme für alle gemessenen Photonpolarisationen

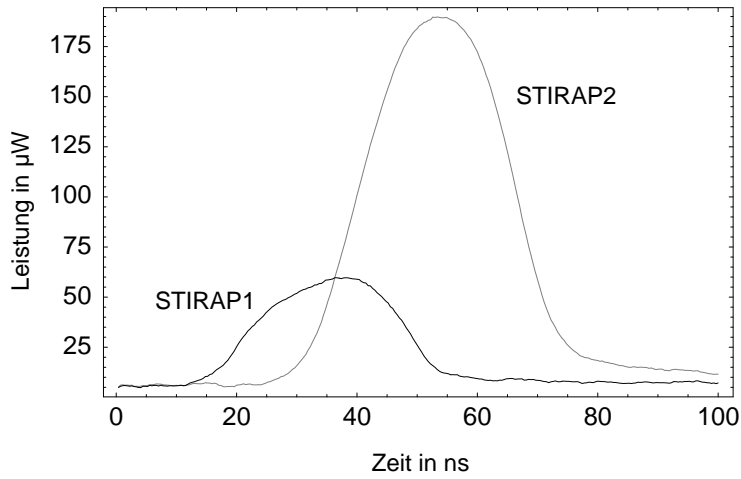


Abbildung E.2: Laserpulse von STIRAP1 und STIRAP2 aufgenommen mit einer schnellen Photodiode (Anstiegszeit 1 ns).

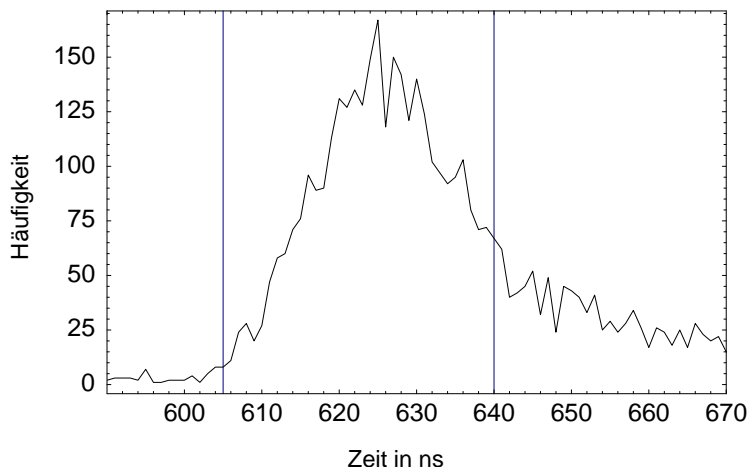


Abbildung E.3: Histogramm der Detektionszeiten der spontan emittierten Photonen. Die vertikalen Linien begrenzen den Bereich, aus dem Photonen für die Korrelationen berücksichtigt wurden.

und STIRAP-Einstellungen sind in Abb. E.4 dargestellt.

Aus den Histogrammen können dann die Wahrscheinlichkeiten der Meßresultate (z.B. “Photon H polarisiert” und “Atom in Falle bei STIRAP-Polarisation 22.5° , ...) mit statistischem Fehler und daraus die Erwartungswerte $\langle AB \rangle_{\rho_{AB}}$ bestimmt werden, woraus dann der Wert für die Bellsche Ungleichung folgt.

	H	V	$+45^\circ$	-45°
STIRAP -22.5°	809/1044	217/1029	226/1148	794/1095
STIRAP $+22.5^\circ$	868/1030	129/1067	758/1127	332/1108

Tabelle E.1: Zahl der redetkierten Atome in der Falle im Verhältnis zur Gesamtzahl der Messungen. Die Werte wurden aus den Histogrammen E.4 bestimmt.

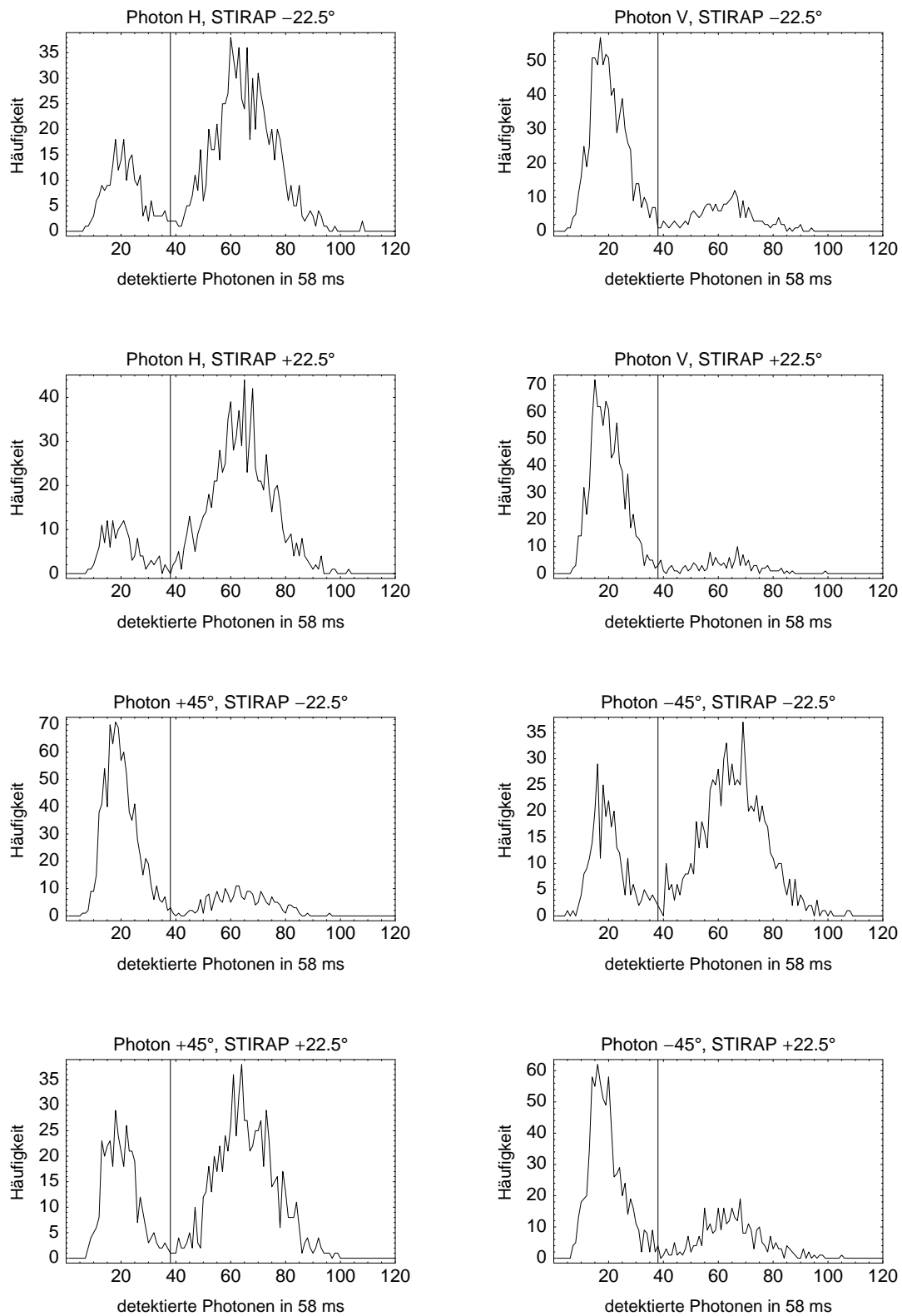


Abbildung E.4: Hisogramme der Fluoreszenz bei der Redetektion für jede Parametereinstellung der Photon- und STIRAP-Polarisation der Messung zur Verletzung der Bellschen Ungleichung.

Literaturverzeichnis

- [1] A. Einstein, B. Podolsky und N. Rosen.
Can quantum-mechanical discription of physical reality be considered as complete?
Phys. Rev., **47**:777–780, (1935).
- [2] J. S. Bell.
On the Einstein-Podolsky-Rosen paradoxon.
Physics, **1**:195–200, (1964).
- [3] D. Bohm.
Quantum Theory, Seite 614.
Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, (1951).
- [4] S. J. Freedman und J. F. Clauser.
Experimental Test Local Hidden-Variable Theories.
Phys. Rev. Lett., **28**:938, (1972).
- [5] A. Aspect, P. Grangier und G. Roger.
Experimental Tests of Realistic Local Theories.
Phys. Rev. Lett., **47**:460, (1981).
- [6] J. Volz.
Kompakte Festkörperlichtquelle für verschränkte Photonen.
Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, (2000).
- [7] M. A. Rowe et al.
Experimental violation of a Bell's inequality with efficient detection.
Nature, **409**:791, (2001).
- [8] R. P. Feynman.
Simulating Physics with Computers.
Int. J. Theo. Phys., **21**:467, (1982).
- [9] P. Benioff.
Quantum Mechanical Models of Turing Machines That Dissipate No

Energy.

Phys. Rev. Lett., **48**:1581, (1982).

- [10] K. Mattle, H. Weinfurter, P. G. Kwiat und A. Zeilinger.
Dense Coding in Experimental Quantum Communication.
Phys. Rev. Lett., **76**:4656, (1996).
- [11] T. Jennewein, C. Simon, G. Weihs, H. Weinfurter und A. Zeilinger.
Quantum Cryptography with Entangled Photons.
Phys. Rev. Lett., **84**:4729, (2000).
- [12] G. Weihs, T. Jennewein, C. Simon, H. Weinfurter und A. Zeilinger.
Violation of Bell's Inequality under Strict Einstein Locality Conditions.
Phys. Rev. Lett., **81**:5039, (1998).
- [13] B. B. Blinov, D. L. Moehring, L.-M. Duan und C. Monroe.
Observation of entanglement between a single trapped atom and a single photon.
Nature, **428**:153, (2004).
- [14] N. Gisin.
Bell's inequality holds for all non-product states.
Physics Letters A, **154**:201, (1991).
- [15] J. F. Clauser und A. Shimony.
Bell's Theorem: experimental tests and implications.
Rep. Prog. Phys., **41**:1881–1927, (1978).
- [16] M. A. Nielsen und I. L. Chuang.
Quantum Computation and Quantum Information.
Cambridge University Press, (2000).
- [17] A. Peres.
Separability Criterion for Density Matrices.
Phys. Rev. Lett., **77**:1413, (1996).
- [18] H. J. Metcalf und P. v. Straten.
Laser Cooling and Trapping.
Springer, New York, Berlin, Heidelberg, (1999).
- [19] D. A. Steck.
Rubidium 87 D Line Data.
<http://steck.us/alkalidata>, (2001).

- [20] H. Haken und H. C. Wolf.
Atom- und Quantenphysik.
Springer, 7. Auflage, (2000).
- [21] J. D. Jackson.
Classical Electrodynamics.
Wiley, New York, (1962).
- [22] R. Grimm, M. Weidemüller und Y. B. Ovchinnikov.
Optical dipole traps for neutral atoms.
Adv. At. Mol. Opt. Phys., **42**:95, (2000).
- [23] V. I. Balykin, V. G. Minogin und V. S. Letokhov.
Electromagnetic trapping of cold atoms.
Rep. Prog. Phys., **63**:1429–1510, (2000).
- [24] A. Yariv.
Quantum Electronics.
Wiley, New York, (1988).
- [25] B. E. A. Saleh und M. C. Teich.
Fundamentals of Photonics.
Wiley, New York, (1991).
- [26] D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher und C. Wieman.
Collisional Losses from a Light-Force Atom Trap.
Phys. Rev. Lett., **63**:961, (1989).
- [27] C. D. Wallace, T. P. Dinneen, K.-Y. N. Tan, T. T. Grove und P. L. Gould.
Isotopic difference in trap loss collisions of laser cooled rubidium atoms.
Phys. Rev. Lett., **69**:897, (1992).
- [28] E. A. Burt, R. W. Ghrist, C. J. Myatt, M. J. Holland, E. A. Cornell und C. E. Wieman.
Coherence, Correlations, and Collisions: What One Learns about Bose-Einstein Condensates from Their Decay.
Phys. Rev. Lett., **79**:337, (1997).
- [29] D. M. Stamper-Kurn, M. R. Andrews, A. P. Chikkatur, S. Inouye, H.-J. Miesner, J. Stenger und W. Ketterle.
Optical Confinement of a Bose-Einstein Condensate.
Phys. Rev. Lett., **80**:2027, (1998).
- [30] N. Schlosser, G. Reymond, I. Protsenko und P. Grangier.
Sub-poissonian loading of single atoms in a microscopic dipole trap.
Nature, **411**:1024, (2001).

- [31] N. Schlosser, G. Reymond und P. Grangier.
Collisional Blockade in Microscopic Optical Dipole Traps.
Phys. Rev. Lett., **89**:023005, (2002).
- [32] T. W. Hänsch, M. D. Levenson und A. L. Schawlow.
Hyperfine Structure of a Molecular Iodine Line.
Phys. Rev. Lett., **26**:946, (1971).
- [33] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable und A. Ashkin.
Three-Dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonance Radiation Pressure.
Phys. Rev. Lett., **55**:48, (1985).
- [34] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji.
Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models.
J. Opt. Soc. Am. B, **6**:2023, (1989).
- [35] K. Saucke.
Optische Dipolfalle für Einzelatome.
Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, (2002).
- [36] M. Weber.
Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München.
Veröffentlichung 2005.
- [37] M. Weber, J. Volz, K. Saucke, C. Kurtsiefer und H. Weinfurter.
Single Photons from Single Atoms for Quantum Communication.
unveröffentlicht.
- [38] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc und G. Grynberg.
Atom-Photon Interactions, Basic Processes and Applications.
Wiley, New York, (1998).
- [39] R. Unanyan, M. Fleischhauer, B. W. Shore und K. Bergmann.
Robust creation an phase-sensitive probing of superposition states via stimulated Raman adiabatic passage (STIRAP) with degenerate states.
Optics Communications, **155**:144, (1998).
- [40] B. E. A. Saleh und M. C. Teich.
Fundamentals of Photonics, Kapitel 6.
Wiley, New York, (1991).
- [41] J. Vrana.
State selective Detection of a Single Atom.
Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, (2004).

- [42] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König und T. W. Hänsch.
A compact Grating-Stabilized Diode Laser System for Atomic Physics.
Opt. Commun., **117**:541, (1995).
- [43] C. Kurtsiefer.
Entwicklung und Dokumentation der Timestampkarte.
unveröffentlicht.
- [44] H. Weier.
Experimental Quantum Cryptographie.
Diplomarbeit, Technische Universität München, (2003).
- [45] Volz, Jürgen.
private communication.
- [46] J. Volz.
Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München.
voraussichtliche Veröffentlichung 2005.
- [47] C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Josa, A. Peres und W. K. Wothers.
Teleporting an Unknown Quantum State via Dual Classical and Einstein-Podolsky-Rosen Channels.
Phys. Rev. Lett., **70**:1895, (1993).
- [48] J. Calsamiglia und N. Lütkenhaus.
Maximum efficiency of linear-optical Bell-state analyser.
Appl. Phys. B, **72**:67–71, (2001).
- [49] C. K. Hong, Z. Y. Ou und L. Mandel.
Measurement of Subpicosecond Time Intervals between Two Photons by Interference.
Phys. Rev. Lett, **59**:2044, (1978).
- [50] H. Weinfurter.
Experimental Bell-state analysis.
Europhys. Lett., **25**:559, (1994).
- [51] S. L. Braunstein und A. Mann.
Measurement of the Bell operator and quantum teleportation.
Phys. Rev. A, **51**:R1727, (1996).
- [52] M. Michler, K. Mattle, H. Weinfurter und A. Zeilinger.
Interferometric Bell-state analysis.
Phys. Rev. A, **53**:R1209, (1996).

- [53] C. Simon und W. T. M. Irvine.
Robust Long-Distance Entanglement and a Loophole-Free Bell Test with Ions and Photons.
Phys. Rev. Lett., Seite 110405, (2003).
- [54] J. Lehn und H. Wegmann.
Einführung in die Statistik.
Teubner Studienbücher, (2000).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich während des Studiums und der Diplomarbeit unterstützt haben. Besonders bedanken möchte ich mich bei

- Professor Harald Weinfurter für die unkomplizierte Aufnahme in seine Gruppe, sowie viele Denkanstöße und die Möglichkeit selbständig arbeiten zu können.
- Markus Weber und Jürgen Volz, den Urgesteinen des Atom-Photon-Experiments, daß sie dieses schöne Experiment aufgebaut haben, und mich daran teilhaben lassen. Vielen Dank, daß ich jede Frage (manche davon auch mehrmals) stellen, und durch anschließende Diskussionen viel lernen konnte. Die Zusammenarbeit hat richtig Spaß gemacht.
- Wenjamin Rosenfeld, dem Nachfolger am Experiment, für die gute Zusammenarbeit. Ich wünsche ihm viel Spaß und Erfolg mit weiteren spannenden Experimenten.
- Christian Kurtsiefer sowie meinen "Vorgänger-Diplomanden" Karen Saucke und Johannes Vrana für ihren Beitrag zum Atom-Photon-Experiment.
- Chunlang Wang und Henning Weier, meinen Zimmerkollegen, sowie Nadja Regner und Tobias Schmitt-Manderbach für die gute Zusammenarbeit, sowie die vielen fachlich interessanten und zum Teil sehr lustigen Diskussionen.
Neben physikalisch Themen spielten auch im Alltag wichtige Dinge, wie die Frage nach dem perfekten Milchschaum oder wer den nächsten Kuchen kauft eine wichtige Rolle. Jürgen, der kreative Kopf der Kuchenbeschaffung, sicherte durch seine Ideen (z.B. "Zwei-Monats-Kuchen", ...) stets die Kuchenversorgung.
- Gerhard Huber und Oliver Schulz, meinen ehemaligen Kollegen, sowie den "Garcingern" Mohamed Bourennane, Nikolai Kiesel, Yousef Nazirizadeh, Christian Schmid, Pavel Trojek und Ulrich Weber für die gute Zusammenarbeit und natürlich auch für die vielen "geliehenen" optischen Komponenten.
- Gabi Gschwendtner, Nicole Schmidt und Toni Scheich, die es mit uns Physikern sicher nicht immer einfach haben, für ihre Unterstützung bei Verwaltungs-, technischen und Elektronikfragen.
- Regina Dürr, Susanne Kreim, Marlene Vogel, Thorsten Best, Benjamin Deh, Markus Kohler, Wolfram Möbius, Andreas "Hermann" Pfrommer und Gunnar Schulze für die schöne, gemeinsame Studienzeit in Tübingen und München. Vielen Dank an Regina und Wolfram fürs Korrekturlesen.
Alexander Wolf danke ich für seine überzeugenden Argumente fürs Physik-Studium.

Vielen Dank an meine Familie, daß sie mir dieses Studium ermöglicht und mich immer unterstützt haben.

“Tomorrow is going to be wonderful because tonight I do not understand anything.”
Niels Bohr, 1885-1962