

Technische Universität München
Max-Planck-Institut für Quantenoptik

Elektromagnetisch induzierte Transparenz mit einem einzelnen Atom

Martin Mücke

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender : Univ.-Prof. Dr. W. Zwerger

Prüfer der Dissertation : 1. Hon.-Prof. Dr. G. Rempe
2. Univ.-Prof. J. J. Finley, Ph.D.

Die Dissertation wurde am 18.05.2011 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 24.06.2011 angenommen.

Kurzfassung

Diese Arbeit demonstriert erstmalig das Phänomen der elektromagnetisch induzierten Transparenz (EIT) mit einem einzelnen Atom. Ein kohärenter atomarer Dunkelzustand wird dazu verwendet, die Transmission eines Laserstrahls optisch zu kontrollieren. Die dafür notwendige, verstärkte Wechselwirkung von Licht und Materie wird durch die Kopplung des Atoms an die Mode eines optischen Resonators erreicht. Neben der Skalierung des Transmissionsspektrums mit der Atomzahl wird auch die Verlangsamung eines Lichtpulses unter EIT-Bedingungen untersucht. In einem zweiten Experiment wird die effiziente Erzeugung von Atom-Photon-Verschränkung auf der D_1 -Linie von Rubidium gezeigt. Durch das Abspeichern des Einzelphotons in einem Bose-Einstein-Kondensat wird dieses mit dem einzelnen Atom verschränkt und damit ein elementares, hybrides Quantennetzwerk realisiert.

Abstract

This thesis reports on the first observation of electromagnetically induced transparency (EIT) using a single atom. To this end, a coherent atomic dark state is used to optically control the transmission of a laser beam. The necessary, enhanced interaction of light and matter is achieved by coupling the atom to the mode of an optical resonator. In addition, the scaling of the transmission spectrum against the atom number and the slowdown of a pulse of light under EIT conditions has been investigated. In a second series of experiments, the efficient generation of atom-photon entanglement on the D_1 line of Rubidium is demonstrated. The storage of the single photon in a Bose-Einstein condensate (BEC) entangles the single atom with the BEC, thus realizing an elementary, hybrid quantum network.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	iii
1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	5
2.1. Das Jaynes-Cummings-Modell eines Zwei-Niveau-Atoms im Resonator . . .	5
2.2. Das Drei-Niveau-Atom im Resonator	7
3. Die Erzeugung verschränkter Photonen bei 795 nm	11
3.1. Einzelphotonen aus einem Atom-Resonator-System (vSTIRAP)	12
3.2. Protokoll zum Erzeugen verschränkter Zustände	13
3.3. Charakterisierung von verschränkten Zuständen	16
3.3.1. Rekonstruktion der Dichtematrix	17
3.3.2. Verschränkungszeugen	17
3.3.3. Zusammenhang zwischen Verschränkungszeuge und Fidelity	19
3.4. Experimenteller Aufbau und Techniken	20
3.5. Ergebnisse I - Einzelphotonenerzeugung	27
3.5.1. Experimentelle Sequenz	27
3.5.2. Effizienz der Einzelphotonenerzeugung bei 795nm	28
3.6. Ergebnisse II - Atom-Photon-Verschränkung	32
3.6.1. Experimentelle Sequenz	32
3.6.2. Quantenzustandstomographie	34
3.6.3. Lebensdauer der Atom-Photon-Verschränkung	35
4. Verschränkung zwischen einem einzelnen Atom und einem BEC	39
4.1. Experimentelles Protokoll und Implementierung	40
4.2. Ergebnisse	43
5. Elektromagnetisch induzierte Transparenz mit einzelnen Atomen	45
5.1. Übersicht	45
5.2. Vertiefung der theoretischen Grundlagen	46
5.3. Experimentelle Implementierung	49
5.3.1. Phasenkohärentes Laserpaar	50
5.4. Ergebnisse	51
5.4.1. Experimentelle Sequenz	51
5.4.2. EIT im Resonator mit im Mittel $\bar{N} \approx 17$ Atomen	53
5.4.3. EIT mit einzelnen Atomen	57
5.4.4. Das Verlangsamen von Licht unter EIT-Bedingungen	62

6. Ausblick	65
A. Optisches Pumpen in $m_F=0$	67
B. Einzelphotonenerzeugung bei 780 nm	71
Literaturverzeichnis	75
Liste der Publikationen	85
Danksagung	87

1. Einleitung

Das Verständnis mikroskopischer Systeme und deren physikalische Beschreibung mit Hilfe der Quantenmechanik ist im Lauf des letzten Jahrhunderts zu einer wesentlichen Triebkraft für die Entwicklung neuer Technologien geworden. Diese finden heutzutage vielfältige Anwendung in der Medizin [1, 2] und Technik [3, 4, 5, 6]. Im Rahmen einer sich abzeichnenden zweiten Quantenrevolution [7] werden die Möglichkeiten der Quantenmechanik darüberhinaus auf völlig neue Weise ausgenutzt. Quantenphänomene wie Superpositionszustände oder Verschränkung [8, 9] werden dabei als entscheidende Ressourcen für neue Konzepte in der Informationsverarbeitung und Kommunikation verstanden. Ein auf diesen Ideen basierender Quantencomputer [10, 11, 12] zum Beispiel könnte Simulationen quantenmechanischer Systeme [13, 14] oder bestimmte Algorithmen [15, 16, 17] mit einer höheren Effizienz lösen als sein klassisches Pendant. Ein weiteres und sogar teilweise schon kommerziell realisiertes Anwendungsbeispiel ist die Quantenkryptographie [18], die sichere Kommunikation über einen Quantenkanal ermöglicht.

Diese aufregenden Perspektiven im Feld der Quanteninformationsverarbeitung und Quantenkommunikation haben in den letzten Jahrzehnten zahlreiche experimentelle Arbeiten stimuliert, in denen ein hoher Grad an Kontrolle über individuelle Quantensysteme demonstriert wurde. Diese Systeme umfassen einzelne Ionen [19, 20, 21, 22, 23] oder Neutralatome [24, 25, 26], Quantenpunkte [27, 28, 29], Stickstoff-Farbzentren in Diamant [30, 31] und supraleitende Quantenbits [32, 33, 34, 35]. Die konzeptionelle Herausforderung besteht unabhängig von der konkreten Realisierung darin, das Quantensystem gegenüber Einflüssen der Umgebung zu isolieren und dadurch die Dekohärenz zu minimieren. Gleichzeitig ist zur Manipulation des Quantensystems eine kontrollierte Ankopplung an die Umgebung jedoch notwendig.

Unter diesem Aspekt stellen einzelne Neutralatome, die an einen optischen Resonator hoher Güte gekoppelt sind [36, 37, 38, 39, 40, 41, 42], ein nahezu ideales Modellsystem dar. Durch die vom Resonator vorgegebenen Randbedingungen ist nicht nur die elektromagnetische Umgebung des Atoms wohldefiniert. Darüberhinaus wird auch die Wechselwirkung des Atoms mit einzelnen Lichtquanten durch die Kopplung des Atoms an die Mode des optischen Resonators dramatisch erhöht. Ein Atom-Resonator-System realisiert damit eine effiziente Licht-Materie-Schnittstelle und den Informationsaustausch auf Basis einzelner Licht- und Materiequanten.

Unkontrollierte, dissipative Prozesse im Quantensystem führen in der Regel zu einem Verlust von Information. Im Atom-Resonator-System ist dies der Spontanzerfall der atomaren Anregung unter Emission eines Photons in den Freiraum. Ein wesentliches Ziel dieser Arbeit ist die Unterdrückung dieses Dissipationsprozesses durch Ausnutzung eines kohärenten Dunkelzustands. Die Kontrollmöglichkeiten eines atomaren Mediums mit Hilfe eines solchen Dunkelzustands manifestieren sich eindrucksvoll am Phänomen der elektro-

magnetisch induzierten Transparenz (EIT) [43]. Man versteht unter EIT, dass ein optisch dichtes Medium, welches mit zwei kohärenten Lichtfeldern wechselwirkt, in einem schmalen Frequenzbereich für beide Lichtfelder vollständig transparent werden kann. Gleichzeitig bedeutet dies, dass durch das atomare Medium eine effektive Wechselwirkung zwischen den beiden Lichtfeldern vermittelt wird. Nach der ersten experimentellen Demonstration durch Harris *et al.* [44] hat sich in nachfolgenden Experimenten gezeigt, dass mittels EIT beispielsweise die Intensität eines transmittierten Lichtstrahls mit einem zweiten Laserstrahl geschaltet [45] oder die Propagationsgeschwindigkeit eines Lichtpulses durch das Medium kontrolliert werden kann [46, 47, 48, 49]. Allen bisherigen Experimenten ist gemein, dass das verwendete Medium eine sehr hohe Zahl von Atomen umfasst. Eine grundlegende Frage – die in dieser Arbeit beantwortet werden soll – lautet: Kann EIT auch mit dem kleinstmöglichen Medium, nämlich einem einzelnen Atom, beobachtet werden? In diesem Fall würden sich Möglichkeiten für die Realisierung eines Quantenschalters für Licht [50] und von Photon-Photon-Wechselwirkung im Sinne eines Quantengatters [51, 52, 53, 54, 55] eröffnen.

Darüberhinaus bietet auch die *dynamische* Kontrolle des kohärenten Dunkelzustands eine Vielfalt an Möglichkeiten. So kann ein propagierender Lichtpuls respektive ein Einzelphoton sehr effizient in einem EIT-Medium temporär abgespeichert und anschließend wieder kontrolliert ausgelesen werden [56, 57, 58, 59]. Im Regime einzelner Atome wurde die quasi-deterministische Erzeugung von Einzelphotonen [60, 61, 62], das Erzeugen von verschränkten Zuständen zwischen dem Atom und einem emittierten Photon [63], die Absorption eines Lichtpulses [64] und kürzlich ein Quantenspeicher auf Basis eines einzelnen Atoms [65] demonstriert. Mit diesen Kontrollmöglichkeiten für Licht-Materie-Wechselwirkung sind nun zum Beispiel verschiedene Netzwerkarchitekturen – bestehend aus individuellen Quantensystemen, die durch photonische Kanäle miteinander verknüpft sind – denkbar [66, 67, 68, 69, 70, 71]. Sie erlauben eine Verteilung oder auch Teleportation [72, 73] von Quantenzuständen über das Netzwerk.

In dieser Arbeit werden verschiedene Aspekte der kohärenten Kontrolle eines Atom-Resonator-Systems durch Ausnutzen eines Dunkelzustands untersucht. Zunächst wird die Emission verschränkter Einzelphotonen aus dem Atom-Resonator-System in einem neuen Wellenlängenbereich experimentell demonstriert. In einem darauf aufbauenden Experiment wird das Atom-Resonator-System mit einem Bose-Einstein-Kondensat zu einem Netzwerk verknüpft und Verschränkung zwischen den beiden grundsätzlich unterschiedlichen Materiesystemen generiert [74]. In einem weiteren Experiment, das vorrangig die statischen Eigenschaften des Dunkelzustands untersucht, wird die erstmalige Beobachtung von elektromagnetisch induzierter Transparenz im Regime einzelner Atome gezeigt [75].

Dazu ist die vorliegende Arbeit folgendermaßen gegliedert:

In **Kapitel 2** wird zunächst ein kurzer Überblick über die theoretischen Grundlagen eines Atom-Resonator-Systems gegeben. Ausgehend von dem Textbuchbeispiel eines Zwei-Niveau-Atoms, das sich in einem Resonator befindet, erweitern wir das Modell auf den Fall eines Drei-Niveau-Atoms im Resonator. Zu den charakteristischen Eigenschaften dieses Modells zählt der Dunkelzustand, der essentiell für das Verständnis der in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse sein wird.

Kapitel 3 ist der Frage gewidmet, wie gut das Atom-Resonator-System im Hinblick auf

die Erzeugung von Einzelphotonen [60, 76, 77, 78] und von Atom-Photon-Verschränkung [63, 79] auf der erstmalig für diese Zwecke verwendeten D_1 -Linie von Rubidium bei einer Wellenlänge von 795 nm geeignet ist. Die grundsätzlich einfachere Struktur atomarer Niveaus auf der D_1 -Linie im Zusammenspiel mit höherer, technischer Kontrolle über das Quantensystem erlaubt die Realisierung des Protokolls für Atom-Photon-Verschränkung mit bisher unerreichter Güte. Erstmals wird für die Charakterisierung des in unserem System generierten verschränkten Zustands das Konzept des Verschränkungszeugen [80] verwendet. Dessen theoretischer Hintergrund wird in diesem Kapitel ebenso wie die wesentlichen Aspekte des für diese Arbeit verwendeten Atom-Resonator-Aufbaus beschrieben.

In **Kapitel 4** wird ein Experiment beschrieben, das ein einzelnes Atom in einem Resonator mit einem 13 m entfernten Bose-Einstein-Kondensat (BEC) verschränkt. Zu diesem Zweck wird das im vorangegangenen Kapitel vorgestellte Protokoll derart erweitert, dass – nach Erzeugen von Verschränkung zwischen dem einzelnen Atom und dem emittierten Photon – das Photon in einem BEC effizient abgespeichert wird. Auf diese Weise wird Verschränkung zwischen dem quantenmechanischen Zustand eines Einzelatoms und einer kollektiven Spinwellenanregung in einem Mehrteilchensystem ($\sim 10^5$ Atome) generiert. Die anschließende Rückkonvertierung durch Wiederauslesen des Photons aus dem BEC zeigt keine wesentliche Degradation des ursprünglich erzeugten, verschränkten Zustands. Dieses Experiment zeigt die Perspektiven und Stärken einer hybriden Quantennetzwerkarchitektur, in der die einzelnen Knoten durch verschiedene atomare Systeme realisiert werden.

Das Hauptaugenmerk dieser Arbeit liegt allerdings auf der experimentellen Demonstration von elektromagnetisch induzierter Transparenz mit einem einzelnen Atom. Dazu werden in **Kapitel 5** die spektralen Transmissionseigenschaften des gekoppelten Atom-Resonator-Systems für verschiedene physikalische Situationen untersucht. Man beobachtet, dass ein einzelnes Atom als dielektrisches Medium ausreicht, um eine Wechselwirkung zwischen zwei schwachen Lichtstrahlen zu vermitteln. Darüberhinaus erlaubt das Phänomen EIT die kohärente Kontrolle über die optischen Eigenschaften des Mediums. Dies erweitert die Möglichkeiten eines Atom-Resonator-Systems als effiziente Quantenschnittstelle zwischen einzelnen Lichtquanten und einem einzelnen Materiebaustein derart, dass nun erstmalig auch die Propagation eines Lichtpulses kontrolliert werden kann. Nach der Entwicklung des theoretischen Modells zur Beschreibung von EIT in einem Resonator wird neben der Charakterisierung von EIT in diesem neuen Regime abzählbarer Atomzahlen auch das Verlangsamen eines Lichtpulses gezeigt.

2. Theoretische Grundlagen

Ein entscheidender Aspekt der in der vorliegenden Arbeit präsentierten Ergebnisse ist die Kopplung eines atomaren Systems an einen optischen Resonator. In diesem Kapitel soll ein knapper Überblick über die theoretischen Grundlagen und Konsequenzen dieser Atom-Resonator-Kopplung gegeben werden. Zunächst wird mit dem Jaynes-Cummings-Modell das Standardproblem der Resonator-Quantenelektrodynamik diskutiert (Kapitel 2.1). Es dient als Ausgangspunkt für die Erweiterung auf das Drei-Niveau-System im Resonator (Kapitel 2.2). Die hier abgeleiteten, charakteristischen Eigenschaften des Modells stellen sowohl für die Einzelphotonenerzeugung (Kapitel 3) als auch für das Phänomen der elektromagnetisch induzierten Transparenz (Kapitel 5) die theoretischen Grundlagen dar.

2.1. Das Jaynes-Cummings-Modell eines Zwei-Niveau-Atoms im Resonator

Als Startpunkt für die Betrachtung der Kopplung eines Atoms an die Mode eines optischen Resonators soll im folgenden Kapitel das Jaynes-Cummings-Modell [81, 82] eingeführt werden. Dazu betrachten wir das Atom vereinfacht als Zwei-Niveau-System mit dem Grundzustand $|g\rangle$ und dem angeregten Zustand $|e\rangle$. Ein Übergang zwischen diesen beiden atomaren Niveaus sei gekennzeichnet durch die Energie $\hbar\omega_a$ und das Übergangsdipolmatrixelement d_{ge} . Der Resonator besteht aus zwei Spiegeln, zwischen denen unter Erfüllung der geometrischen Randbedingungen Moden des quantisierten elektromagnetischen Feldes existieren. Für die weitere Diskussion ist nur eine der vielen möglichen Moden relevant. Jedes Photon in der Resonatormode trägt die Energie $\hbar\omega_{cav}$. Die Wechselwirkung des Atoms mit der Resonatormode wird durch die Kopplungskonstante

$$g(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{\omega_{cav}}{2\hbar\epsilon_0 V}} d_{ge} \Psi(\mathbf{r}) = g_0 \Psi(\mathbf{r}) \quad (2.1)$$

beschrieben. Dabei ist V das Modenvolumen und $\Psi(\mathbf{r})$ die Modenfunktion, die die räumliche Variation des elektromagnetischen Feldes im Resonator wiederspiegelt. Der Hamilton-Operator des Jaynes-Cummings-Modells lautet dann in der Drehwellennäherung¹

$$H = \hbar \left\{ \omega_{cav} a^\dagger a + \omega_a \sigma_{ee} + g \left(a^\dagger \sigma_{ge} + \sigma_{eg} a \right) \right\} \quad (2.2)$$

mit $\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$ und a^\dagger (a) als Erzeugungs- (Vernichtungs-)Operator für ein Photon im Resonator. Für die Lösung des Problems wählt man zweckmäßigerweise die Produktzustände

¹ Der volle Wechselwirkungsterm $\hbar(a + a^\dagger)(g\sigma^\dagger + g^*\sigma)$ vereinfacht sich unter der Annahme, dass die Terme $a\sigma$ und $a^\dagger\sigma^\dagger$ einer Zeitentwicklung mit doppelter optischer Frequenz in der Form $e^{\pm i(\omega_a + \omega_c)t}$ folgen und sich gegenüber den systemrelevanten Zeitskalen wie z.B. der Rabi-Frequenz $2g$ schnell zu Null mitteln werden.

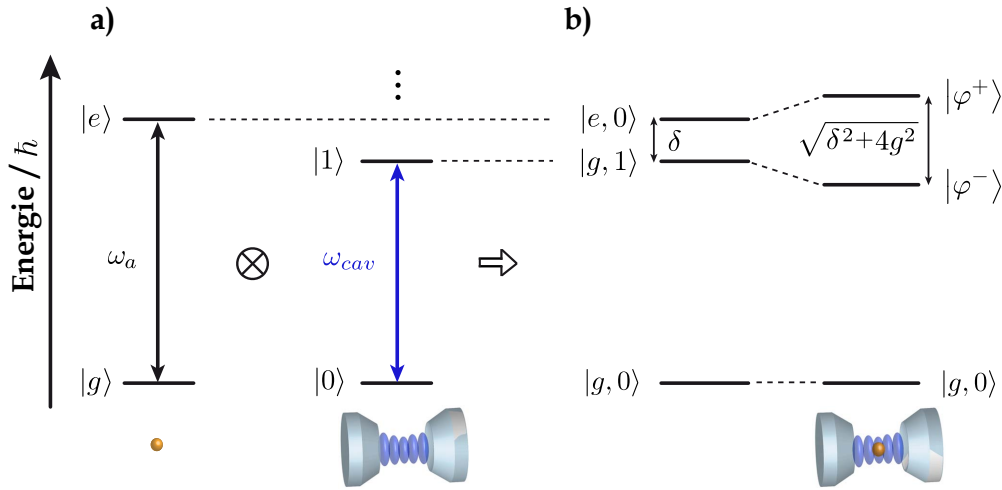


Abbildung 2.1.: Energiediagramm des Jaynes-Cummings-Modells. (a) Ein Zwei-Niveau-Atom mit Grundzustand $|g\rangle$ und angeregtem Niveau $|e\rangle$ koppelt an einen Resonator mit keiner ($|0\rangle$) oder einer ($|1\rangle$) photonischen Anregung. Im Produktraum repräsentieren $|e, 0\rangle$ und $|g, 1\rangle$ die Basiszustände des ersten Dubletts des Energiespektrums. (b) Die *dressed states* für nicht-verschwindende Kopplungskonstante g spalten um $\sqrt{\delta^2 + 4g^2}$ auf und bilden die Normalmoden des gekoppelten Atom-Resonator-Systems.

$|g, n\rangle$ und $|e, n-1\rangle$ des wechselwirkungsfreien ($g = 0$) Systems (Abb. 2.1(b)) als Basis. Der Operator $M = (a^\dagger a + \sigma_{eg} \sigma_{ge})$ vertauscht mit H , d.h. die Zahl der Anregungsquanten im abgeschlossenen System bleibt konstant. Aus diesem Grund lässt sich der Hamilton-Operator in effektive Zwei-Niveau-Probleme zerlegen. Für den wichtigen Fall einer einzigen Anregung im System – gleichbedeutend mit der Beschränkung auf die Zustände $|g, 1\rangle$ und $|e, 0\rangle$ – lautet der Hamilton-Operator in Matrix-Schreibweise dann

$$H_{n=1} = \hbar\omega_{cav}\mathbf{1}_2 + \hbar \begin{pmatrix} \delta & g \\ g & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

wobei mit $\delta = \omega_a - \omega_{cav}$ die Verstimmung zwischen der Frequenz des atomaren und des Resonatorsystems eingeführt wurde. Gl. (2.3) lässt sich leicht diagonalisieren und man erhält die beiden Energieeigenwerte

$$\omega_{\pm} = \frac{1}{2} \left\{ 2\omega_{cav} + \delta \pm \sqrt{\delta^2 + 4g^2} \right\} \quad (2.4)$$

mit den dazugehörigen Eigenzuständen als Linearkombinationen der ungestörten Produktzustände

$$|\varphi_1^+\rangle = \sin \phi |g, 1\rangle + \cos \phi |e, 0\rangle \quad (2.5)$$

$$|\varphi_1^-\rangle = \cos \phi |g, 1\rangle - \sin \phi |e, 0\rangle. \quad (2.6)$$

Gegenüber den Produktbasiszuständen erfährt das erste Dublett eine Energieaufspaltung von $\hbar\sqrt{\delta^2 + 4g^2}$ (Abb. 2.1(c)). Desweiteren ist der Mischungswinkel ϕ definiert durch

$$\tan \phi = \frac{2g}{\delta + \sqrt{\delta^2 + 4g^2}}. \quad (2.7)$$

Dieser vermittelt im Hilbertraum eine Basisdrehung und quantifiziert das Mischen der ungestörten Zustände aufgrund der Kopplung g zwischen Atom und Resonator.

2.2. Das Drei-Niveau-Atom im Resonator

Im Folgenden soll nun das Jaynes-Cummings-Modell auf den Fall eines Drei-Niveau-Atoms in einem Resonator erweitert werden, der für die meisten im Rahmen dieser Dissertation beschriebenen Phänomene als geeigneter Startpunkt gelten kann. Wir betrachten dazu ein Atom mit zwei elektronischen Hyperfeingrundzuständen $|u\rangle$ und $|g\rangle$ und einem angeregten Niveau $|e\rangle$. Während der Übergang zwischen $|g\rangle$ und $|e\rangle$ mit der Vakuum-Rabi-Frequenz $2g$ an die Resonatormode gekoppelt ist, treibt ein (Kontroll-)Laserfeld mit Frequenz ω_c und Rabi-Frequenz Ω_c den Übergang von $|u\rangle$ nach $|e\rangle$. Die Kopplung von $|u\rangle$ und $|g\rangle$ sei vernachlässigt, so dass eine typische Λ -Konfiguration vorliegt (Abb. 2.2(a)). Darüberhinaus führen wir die Verstimmungen Δ_1 und Δ_2 der Resonator- und Kontrolllaserfrequenzen zu den atomaren Übergangsfrequenzen ein. Analog zum Zwei-Niveau-Problem wählen wir zweckmäßigerweise den Produktraum $\mathcal{H}_a \otimes \mathcal{H}_{cav}$ mit den Zuständen $|g, 1\rangle$, $|u, 0\rangle$ und $|e, 0\rangle$ als Basis für die wichtige Situation, eine einzelne Anregung im System vorzufinden. Der Hamilton-Operator setzt sich wie im vorangegangenen Kapitel aus dem Anteil des freien Atoms, des Resonators und einem Wechselwirkungsanteil zusammen, der die drei atomaren Niveaus untereinander koppelt. Mit der Wahl des Energienullpunkts beim Zustand $|g, 1\rangle$ lässt sich der Hamilton-Operator im Wechselwirkungsbild und im Rahmen einer erweiterten Version der Drehwellennäherung² ableiten:

$$H = \hbar \left\{ \Delta_1 \sigma_{ee} + (\Delta_1 - \Delta_2) \sigma_{uu} + g (a^\dagger \sigma_{ge} + \sigma_{eg} a) + \frac{1}{2} \Omega_c (\sigma_{ue} + \sigma_{eu}) \right\}. \quad (2.8)$$

In Matrixschreibweise und im Unterraum für $n = 1$ Anregungsquanten erhalten wir

$$H = \frac{1}{2} \hbar \begin{pmatrix} 0 & 0 & 2g \\ 0 & 2(\Delta_1 - \Delta_2) & \Omega_c \\ 2g & \Omega_c & 2\Delta_1 \end{pmatrix}. \quad (2.9)$$

Das Eigenwertproblem von Gl. (2.9) ist für den Spezialfall der Zwei-Photonen-Resonanz ($\Delta_1 = \Delta_2 = \delta$) auf analytischem Weg leicht zu lösen. Die Eigenfrequenzen des gekoppelten Systems sind für $n = 1$ Anregungsquanten gegeben durch [84]

$$\omega_1^0 = 0 \quad (2.10)$$

$$\omega_1^\pm = \frac{1}{2} \left(\delta \pm \sqrt{4g^2 + \Omega_c^2 + \delta^2} \right). \quad (2.11)$$

An die Stelle der Jaynes-Cummings-Dubletts treten hier nun Zustandstriplets. Während ein Eigenzustand beim Energienullpunkt verbleibt, erfahren die beiden anderen eine Ver-

² Die Näherung betrifft explizit die zeitabhängigen Terme mit Frequenzen $2\omega_{cav}$, $2\omega_c$ und $\omega_{cav} \pm \omega_c$ im Exponenten. Ist die Bedingung $\text{Max}\{2g, \Omega_c, |\Delta_1|, |\Delta_2|\} \ll |\omega_{cav} - \omega_c|$ erfüllt, also dass die relevanten Zeitskalen für eine Anregung im System groß gegenüber der Differenzfrequenz sind, summieren sich die schnell oszillierenden Terme zu Null und können folglich vernachlässigt werden. Für eine detaillierte Herleitung sei z.B. auf [83] verwiesen.

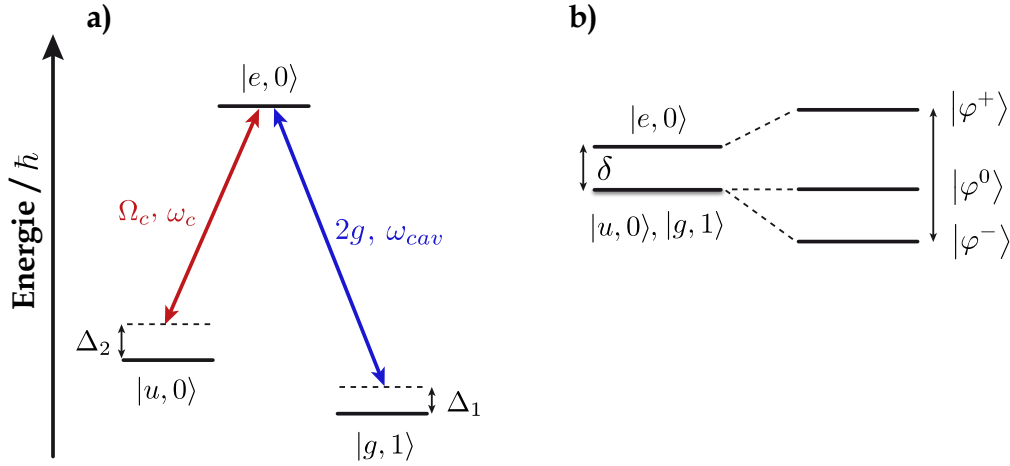


Abbildung 2.2.: Das Drei-Niveau-Atom im Resonator. (a) Die Kopplung der atomaren Niveaus mit Hilfe eines klassischen Laserfeldes (Frequenz ω_c , Rabi-Frequenz Ω_c) und der Resonatormode (Frequenz ω_{cav} , Vakuump-Rabi-Frequenz $2g$) etabliert ein sogenanntes Λ -System. (b) Die *dressed states* im Wechselwirkungsbild für den Spezialfall der Zwei-Photonen-Resonanz ($\Delta_1 = \Delta_2 = \delta$), dargestellt für ausgeschaltete Wechselwirkung $g = 0$ (links) und $g \neq 0$ (rechts). Im zweiten Fall beträgt die symmetrische Aufspaltung zwischen den Zuständen $|\varphi_1^+\rangle$ und $|\varphi_1^-\rangle$ einem Energiebetrag $\Delta E = \hbar\sqrt{4g^2 + \Omega_c^2 + \delta^2}$, während der Dunkelzustand $|\varphi_1^0\rangle$ keine Verschiebung erfährt.

schiebung entsprechend Gl. (2.11). Die dazugehörigen Eigenzustände als Linearkombination der Produktzustände lauten

$$|\varphi_1^0\rangle = \cos\theta |u, 0\rangle - \sin\theta |g, 1\rangle \quad (2.12)$$

$$|\varphi_1^+\rangle = \sin\phi \sin\theta |u, 0\rangle + \sin\phi \cos\theta |g, 1\rangle + \cos\phi |e, 0\rangle \quad (2.13)$$

$$|\varphi_1^-\rangle = \cos\phi \sin\theta |u, 0\rangle + \cos\phi \cos\theta |g, 1\rangle - \sin\phi |e, 0\rangle, \quad (2.14)$$

wobei die Mischungswinkel θ und ϕ definiert sind durch

$$\tan\theta = \frac{\Omega_c}{2g} \quad \text{und} \quad \tan\phi = \frac{\sqrt{4g^2 + \Omega_c^2}}{\sqrt{4g^2 + \Omega_c^2 + \delta^2} + \delta}. \quad (2.15)$$

Im Gegensatz zu den Zuständen $|\varphi_1^\pm\rangle$, die Anteile von allen Produktzuständen enthalten, hat $|\varphi_1^0\rangle$ keinen Beitrag vom angeregten Zustand $|e\rangle$ des Atoms. Dieser wird deshalb auch als Dunkelzustand bezeichnet, weil er keine Möglichkeit der Anregung mit anschließendem Spontanzerfall bietet – seine Besetzung kann dementsprechend nicht durch Spontanzerfall verloren gehen.

Master-Gleichung

Bis hierhin haben wir das Atom-Resonator-System ausschließlich als ein abgeschlossenes System idealisiert und damit jegliche Ankopplung an ein externes Reservoir vernachlässigt. Um das theoretische Bild zu vervollständigen, sollen an dieser Stelle zwei nicht-hermitesche

Verlustterme berücksichtigt werden. Die relevanten Prozesse sind einerseits der Zerfall des Resonatorfeldes mit der charakteristischen Zerfallsrate κ und andererseits der Zerfall des angeregten Zustands des Atoms durch spontane Emission eines Photons in den Freiraum mit der Zerfallsrate γ . Beide Prozesse bewirken eine irreversible Energiedissipation aus dem Atom-Resonator-System.

Unter Berücksichtigung dieser Verlustterme lässt sich die Zeitentwicklung des Atom-Resonator-Systems, dessen Zustand durch eine Dichtematrix ρ repräsentiert sei, durch Lösen der Master-Gleichung

$$\frac{d}{dt}\rho = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \mathcal{L}[\rho] \quad (2.16)$$

bestimmen. Der Liouville-Operator $\mathcal{L}[\rho]$ beschreibt dabei den nicht-hermiteschen Anteil aufgrund der Kopplung an das externe Reservoir. Um sicherzustellen, dass die Spur von ρ erhalten bleibt, wählt man die sogenannte Lindblad-Form (z.B. [85]) und erhält

$$\begin{aligned} \mathcal{L}[\rho] = & \kappa \left(2a\rho a^\dagger - a^\dagger a\rho - \rho a^\dagger a \right) \\ & + \gamma_{eu} (2\sigma_{ue}\rho\sigma_{eu} - \sigma_{ee}\rho - \rho\sigma_{ee}) \\ & + \gamma_{eg} (2\sigma_{ge}\rho\sigma_{eg} - \sigma_{ee}\rho - \rho\sigma_{ee}) \end{aligned} \quad (2.17)$$

Wir haben hiermit die theoretischen Grundlagen für die Beschreibung eines Atom-Resonator-Systems skizziert. Die erwähnten Charakteristika des Modells, insbesondere des Drei-Niveau-Atoms im Resonator, werden uns in den nachfolgenden Kapiteln sowohl bei der Beschreibung der Einzelphotonenerzeugung mittels einer adiabatischen Passage (Kapitel 3) als auch für die Diskussion der elektromagnetisch induzierten Transparenz (Kapitel 5) erneut begegnen.

3. Die Erzeugung verschränkter Photonen bei 795 nm

Die effiziente Erzeugung und Verteilung von verschränkten Zuständen ist eine der wesentlichen Anforderungen an ein zukünftiges Quantennetzwerk [71]. Einzelne Neutralatome, die an die Mode eines optischen Resonators hoher Güte koppeln, sind aufgrund der verstärkten Wechselwirkung zwischen Licht und Materie dafür besonders gut geeignet. So wurde in ersten Experimenten zunächst Verschränkung zwischen dem Zustand eines einzelnen Atoms und dem Polarisationszustand eines emittierten Photons etabliert und anschließend der atomare Zustand auf ein zweites Photon projiziert [63, 79]. Die beiden nacheinander emittierten Photonen waren dann in ihren Polarisationszuständen miteinander verschränkt. Obwohl die verwendeten ^{87}Rb -Atome das Arbeiten mit optischen Übergängen sowohl bei einer Wellenlänge von 795 nm als auch bei 780 nm erlauben, wurden die bisherigen Experimente ausschließlich auf der D_2 -Linie (780 nm) durchgeführt. Die D_1 -Linie hat jedoch aufgrund der geringeren Zahl angeregter Hyperfeinniveaus und der gleichzeitig größeren Aufspaltung dieser einzelnen Niveaus für das Verschränkungsschema große konzeptionelle Vorteile. Die verminderte nicht-resonante Anregung sollte demzufolge einen noch höheren Grad an Verschränkung zwischen den beiden emittierten Photonen ermöglichen. Ein Nachteil bei der Verwendung der D_1 -Linie sind allerdings die kleineren Übergangsmatrixelemente auf den für das Verschränkungsschema genutzten Übergängen, die eine etwas niedrigere Photonenerzeugungseffizienz nach sich ziehen können.

Das Ziel dieses Kapitels ist die Erzeugung von verschränkten Photonen auf der erstmalig verwendeten D_1 -Linie von ^{87}Rb bei 795 nm. Diese sollen in einem darauf aufbauenden Experiment für die Verschränkung unseres Atom-Resonator-Systems mit einem Bose-Einstein-Kondensat verwendet werden (siehe Kapitel 4). Zu diesem Zweck wird zunächst das Protokoll für die Erzeugung von Einzelphotonen implementiert und eine vergleichbare Erzeugungseffizienz wie auf der D_2 -Linie erreicht. Darüberhinaus wird hinsichtlich der Erzeugung zweier verschränkter Photonen eine bisher in Atom-Resonator-Systemen unerreichte, mit 96% nahezu perfekte Übereinstimmung des produzierten Zustands mit dem gewünschten verschränkten Zustand demonstriert. Durch eine deutlich verbesserte, technische Kontrolle des Experiments ist es außerdem gelungen, die Lebensdauer der Verschränkung um fast zwei Größenordnungen auf $> 150 \mu\text{s}$ zu erhöhen.

Das vorliegende Kapitel ist folgendermaßen strukturiert. Es beginnt zunächst mit der Vorstellung des Protokolls zur Erzeugung von Einzelphotonen (Kapitel 3.1) beziehungsweise eines verschränkten Photonenpaares (Kapitel 3.2). Neben der vollständigen Rekonstruktion der Dichtematrix wird das Konzept des Verschränkungszeugens zur Charakterisierung des Zwei-Photonen-Zustands angewendet und in Kapitel 3.3 im Detail vorgestellt. Es folgt ein kurzer Überblick über die wesentlichen Elemente der Apparatur und die für diese Arbeit relevanten, experimentellen Techniken (Kapitel 3.4). Die Ergebnisse zur Einzelpho-

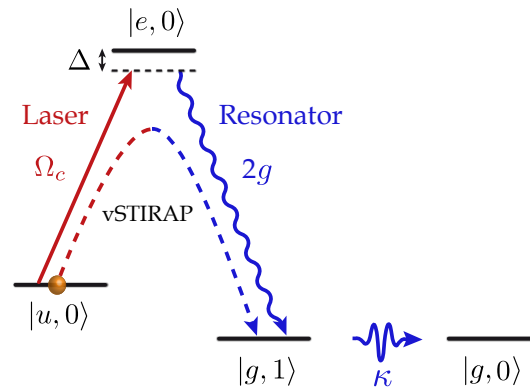


Abbildung 3.1.: Anwendung der vSTIRAP-Technik zur Einzelphotonenerzeugung. Nach Initialisieren des Systems im Zustand $|u, 0\rangle$ kann durch Erhöhen der Kontrolllaser-Rabi-Frequenz Ω_c ein Raman-Übergang getrieben werden. Der Populationstransfer nach $|g, 1\rangle$ geht einher mit dem Erzeugen einer einzelnen photonischen Anregung in der Mode des Resonators. Die Mode zerfällt mit der typischen Zeitkonstante κ und führt so zu einer gerichteten Emission eines einzelnen Photons. Durch Rückpumpen des Systems von $|g, 0\rangle$ nach $|u, 0\rangle$ ist eine wiederholte Anwendung dieses Schemas möglich.

tonenerzeugung und zur Erzeugung verschränkter Photonen werden in Kapitel 3.5 und Kapitel 3.6 präsentiert.

3.1. Einzelphotonen aus einem Atom-Resonator-System (vSTIRAP)

Aufbauend auf der Diskussion der theoretischen Modelle in Kapitel 2 soll an dieser Stelle erklärt werden, wie man in einem Atom-Resonator-System sehr effizient einzelne Photonen erzeugen kann. Die dazu verwendete und mittlerweile etablierte Technik heißt vakuumstimulierte Raman adiabatische Passage (vSTIRAP) [60]. Deren Grundidee besteht darin, dass man unter Ausnutzung des Dunkelzustands $|\varphi_1^0\rangle$ aus Gl. (2.12) einen vollständigen Populationstransfer von $|u, 0\rangle$ nach $|g, 1\rangle$ erzielt, mit dem gleichzeitig eine einzelne photonische Anregung in der Resonatormode erzeugt wird (Abb. 3.1).

Für den Grenzfall verschwindender Kontrolllaser-Rabi-Frequenz $\Omega_c = 0$ ist der Dunkelzustand wegen $\tan \theta = 0$ identisch mit $|u, 0\rangle$. Das heißt, alle Population ist im atomaren Zustand $|u\rangle$. Dagegen bedeutet eine vergleichsweise große Rabi-Frequenz des Kontrolllasers $\frac{\Omega_c}{2g} \rightarrow \infty$, dass der Dunkelzustand dem Basiszustand $|g, 1\rangle$ mit exakt einer photonischen Anregung im Resonator entspricht. Durch geeignetes Erhöhen von Ω_c kann das Atom-Resonator-System dem Dunkelzustand adiabatisch folgen und den Transfer von $|u, 0\rangle$ nach $|g, 1\rangle$ effizient vollziehen. Nach dieser adiabatischen Passage führt der Zerfall des Resonatorfelds mit der charakteristischen Rate κ dann zu der gerichteten Emission eines Photons, während das Atom-Resonator-System in den Endzustand $|g, 0\rangle$ gelangt.

Damit der hier skizzierte, kohärente Zustandstransfer zur Photonenerzeugung besonders effizient abläuft, ist an die wesentlichen Parameter des Systems g , κ , γ und an den zeitli-

chen Verlauf von $\Omega_c(t)$ folgende Adiabazitätsbedingung geknüpft [86]:

$$\frac{g^2}{\gamma} \gg \dot{\theta} + \frac{\kappa}{2}. \quad (3.1)$$

Dieser Zusammenhang verlangt, dass einerseits eine Kooperativität $C = \frac{g^2}{2\kappa\gamma}$ größer 1 erfüllt sein muss. Andererseits soll die zeitliche Änderung des Mischungswinkels (Gl. (2.15)) und damit der Kontrolllaser-Rabi-Frequenz klein gegenüber C sein. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, mischen während der Passage Anteile des angeregten Zustands $|e\rangle$ bei und führen unweigerlich zu Verlusten durch Spontanemission eines Photons in den Freiraum¹.

3.2. Protokoll zum Erzeugen verschränkter Zustände

Das Schema zur Produktion von Einzelphotonen lässt sich nun gezielt einsetzen, um verschränkte Zustände in einem Atom-Resonator-System zu erzeugen. Das für die D₁-Linie von ⁸⁷Rb verwendete Protokoll ist in Abb. 3.2 dargestellt. Ein einzelnes ⁸⁷Rb-Atom sei an einen Resonator gekoppelt, dessen Frequenz identisch dem $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$ Übergang ist. Mit der Resonatorachse als Quantisierungsrichtung wird nur die Erzeugung von Photonen mit zirkularer Polarisation σ^+ bzw. σ^- unterstützt. Wenn das Atom nun im Zeeman-Zustand $|F, m_F\rangle = |2, 0\rangle$ initialisiert wird und ein π -polarisierter Laserpuls den vSTIRAP treibt, dann bieten sich dem Atom zwei Pfade für einen Populationstransfer nach $|F = 1\rangle$ an. Das Atom kann entweder unter Aussendung eines σ^- -Photons in den Zustand $|1, +1\rangle$ transferiert werden oder in den Zustand $|1, -1\rangle$ durch Emission eines σ^+ -Photons (Abb. 3.2(a)). Damit erzeugt man Verschränkung zwischen dem Zeeman-Zustand des Atoms und dem Polarisationszustand des emittierten Photons gemäß

$$|\Psi\rangle_{A \otimes P} = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1, -1\rangle |\sigma^+\rangle - |1, +1\rangle |\sigma^-\rangle), \quad (3.2)$$

wobei die relative Phase zwischen den einzelnen Termen durch die Clebsch-Gordan-Koeffizienten der beteiligten atomaren Übergänge festgelegt wird. Das System verbleibt in dem Überlagerungszustand, bis nach einer variablen Zeit τ der atomare Zeeman-Zustand auf ein zweites Photon projiziert wird. Dazu treiben wir einen zweiten vSTIRAP-Prozess mit einem π -polarisierten Laserpuls, der resonant mit dem Übergang $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$ ist (Abb. 3.2(c)). War das Atom ursprünglich im Zustand $|1, +1\rangle$, so ist nur ein Transfer unter Aussendung eines σ^+ -Photons möglich, während der Zustand $|1, -1\rangle$ in einem Photon mit σ^- -zirkularer Polarisation resultiert. Das Atom endet in beiden Fällen in dem Endzustand des Protokolls $|1, 0\rangle$ und ist von den beiden Photonen entkoppelt. Durch den zweiten Photonenerzeugungsprozess wird also ursprünglich generierte Atom-Photon-Verschränkung (Gl. 3.2) in Verschränkung zwischen den Polarisationszuständen zweier nacheinander emittierter Photonen umgewandelt:

$$|\Psi^-\rangle_{P \otimes P} = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\sigma^+\rangle |\sigma^-\rangle - |\sigma^-\rangle |\sigma^+\rangle). \quad (3.3)$$

¹ Eine weitergehende Analyse nicht-adiabatischer Abweichungen zeigt, dass für schwache Kopplung g die emittierten Photonen auch einen sogenannten Frequenzchirp und eine spektrale Verbreiterung erfahren [86].

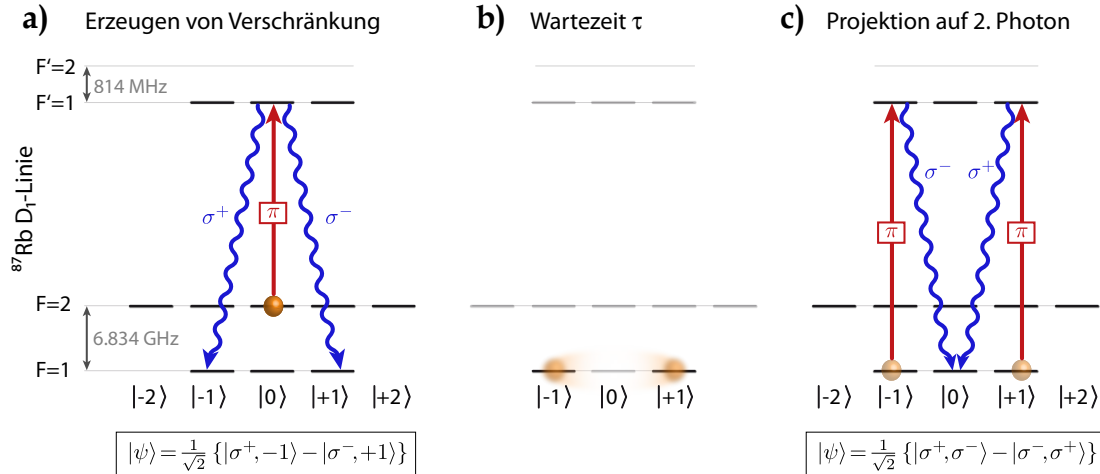


Abbildung 3.2.: Protokoll zum Erzeugen zweier verschränkter von Photonen. (a) Ein einzelnes Atom wird in dem Zustand $|F, m_F\rangle = |2, 0\rangle$ präpariert. Mit Hilfe eines π -polarisierten Kontrolllasers (rot) – resonant mit dem $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$ Übergang – werden dem Atom während des vSTIRAP-Prozesses zwei orthogonale Transferpfade über den Resonator (blau) auf dem $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$ Übergang angeboten und eine Verschränkung zwischen dem atomaren Zeeman-Zustand und der Polarisation des emittierten Photons erzeugt. (b) Das System kann eine beliebige Zeit τ in dem Überlagerungszustand verbleiben, bevor (c) durch Treiben eines zweiten vSTIRAP-Prozesses der atomare Zustand auf die Polarisation eines zweiten Photons projiziert wird.

Der produzierte Superpositionszustand der beiden Photonen ist identisch mit einem der vier maximal-verschränkten Bell-Zustände, dem Ψ^- -Zustand [87].

Ein bemerkenswerter Aspekt des hier vorgestellten Verschränkungsschemas ist die Robustheit gegenüber fehlerhafter Zustandspräparation, weil zwei Photonen nur erzeugt werden können, wenn das Schema in $|2, 0\rangle$ startet. Ist das Atom z.B. statt in $|2, 0\rangle$ in einem der $|F = 1\rangle$ Zeeman-Zustände, so kann aufgrund der Hyperfeinaufspaltung zwischen den beiden Grundzuständen von 6.834 GHz [88] kein Übergang mit dem ersten Laserpuls getrieben werden. Aber auch ein Initialisieren in $|2, \pm 1\rangle$ würde zu keinem Zwei-Photonen-Ereignis führen. Ein vSTIRAP mit dem ersten Puls wäre zwar möglich, jedoch gelangt das Atom damit in den Endzustand $|1, 0\rangle$ und ausgehend von diesem Zustand ist eine zweite Photonenenerzeugung über Pumpen des Übergangs $|1, 0\rangle \leftrightarrow |1', 0\rangle$ aufgrund eines verschwindenden Matrixelements verboten. Sind andere angeregte Hyperfeinzustände hinreichend weit von $|F' = 1\rangle$ entfernt, ist auch nicht-resonante Anregung vernachlässigbar². Diese Diskussion demonstriert die hohe intrinsische Güte des Protokolls, jedoch können sich z.B. durch den Einfluss eines äußeren Magnetfelds auf die atomaren Zustände und deren Besetzungen die Rahmenbedingungen dramatisch ändern.

² Wegen einer Hyperfeinaufspaltung der angeregten Niveaus von 814 MHz ist diese Annahme für die D₁-Linie gerechtfertigt. Dagegen sind auf der D₂-Linie bei 780 nm die benachbarten angeregten Hyperfeinniveaus $|F' = 0\rangle$ und $|F' = 2\rangle$ lediglich 72 MHz beziehungsweise 157 MHz von der eingestrahlenen Kontrollaserfrequenz entfernt. Diese zusätzlichen Anregungspfade sind die wesentliche Limitierung für das Verschränkungsprotokoll bei 780 nm.

Einfluss eines Magnetfeldes entlang der Resonatorachse

In diesem Abschnitt soll der Einfluss eines konstanten Magnetfeldes entlang der Resonatorachse auf die Zeitentwicklung des verschränkten Zustands (Gl. (3.2)) betrachtet werden. Das Magnetfeld hebt die Entartung der Zeeman-Zustände auf und führt zu einer Verschiebung der Energieniveaus um

$$\hbar\Delta_B = m_F \mu_B g_F B. \quad (3.4)$$

Hier ist m_F die magnetische Quantenzahl, μ_B das Bohrsche Magneton, g_F der Landé-Faktor des Hyperfeinzustands und B der Betrag des angelegten Magnetfeldes. Nach Erzeugen des Superpositionszustands von $|1, +1\rangle$ und $|1, -1\rangle$ werden die beiden Niveaus aufgrund der unterschiedlichen Energien einer anderen zeitlichen Entwicklung unterliegen. Die von dem einen gegenüber dem anderen Zeeman-Zustand mit der Zeit akkumulierte Phase ist proportional zu $2\Delta_B$. Somit gilt für die Zeitentwicklung

$$|\Psi\rangle_{A \otimes P}(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1, -1\rangle |\sigma^+\rangle - e^{i2\Delta_B t} |1, +1\rangle |\sigma^-\rangle). \quad (3.5)$$

Das Übertragen des atomaren Zustands auf die Polarisation des zweiten Photons nach der Zeit τ fixiert schließlich die Phase, da die Polarisation offensichtlich nicht weiter mit dem Magnetfeld wechselwirkt:

$$|\Psi^-\rangle_{P \otimes P}(t=\tau) = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\sigma^+\rangle |\sigma^-\rangle - e^{i2\Delta_B \tau} |\sigma^-\rangle |\sigma^+\rangle). \quad (3.6)$$

Grundsätzlich unterscheidet sich die Detektion der Photonen in der R/L -Basis von einer Detektion in einer linearen Basis. Falls das erste Photon in der R/L -Basis detektiert wird, bevor das zweite Photon produziert ist, so kollabiert die Wellenfunktion entweder in dem reinen Zustand $|1, +1\rangle$ oder in $|1, -1\rangle$, je nachdem welcher Detektor einen Klick erzeugt hat. Nach der Projektion in reine Zustände ist das Atom nicht mehr sensitiv gegenüber aufgesammelten Phasen aufgrund eines Magnetfeldes entlang der Resonatorachse. Die Messung des ersten Photons in einer linearen Basis (H/V , D/A) projiziert dagegen das atomare System in einen Superpositionszustand aus $|1, +1\rangle$ und $|1, -1\rangle$ und die Zeitentwicklung des Systems ist durch Gl. (3.5) gegeben.

Einfluss eines Magnetfeldes transversal zur Resonatorachse

Die Situation verändert sich, wenn das Magnetfeld eine Orientierung senkrecht zur Resonatorachse hat. In Bezug auf die Resonatorachse als Beobachtungsrichtung sind die Zeeman-Zustände keine stationären Eigenzustände mehr und beginnen daher, um die Magnetfeldrichtung zu präzessieren. Dieser Vorgang geht einher mit einem Besetzungsaustausch zwischen allen Zeeman-Niveaus. Unabhängig von der Schwierigkeit, das System durch optisches Pumpen überhaupt in $|2, 0\rangle$ zu initialisieren, führt der Besetzungsaustausch zu einer Erzeugung von zwischenzeitlich beliebig polarisierten, zweiten Photonen, bis zu einem wohldefinierten Zeitpunkt eine Rephasierung des Ausgangszustands erfolgt ist. Die zuvor herausgestellte, intrinsische Reinheit des Verschränkungsprotokolls geht damit verloren.

Aus der vorangegangenen Diskussion folgt, dass die Erzeugung verschränkter Photonen notwendigerweise eine sehr gute Kontrolle über die Magnetfelder am Ort des Atoms erfordert.

3.3. Charakterisierung von verschränkten Zuständen

Nachdem das sehr elegante und effiziente Protokoll zur Erzeugung eines verschränkten Zustands eingeführt wurde, soll in diesem Abschnitt kurz erläutert werden, wodurch das quantenmechanische Phänomen der Verschränkung eigentlich charakterisiert ist. Anschließend werden mit der Quantenzustandstomographie und dem Verschränkungszeugen zwei Nachweismethoden für verschränkte Zustände vorgestellt.

Das Problem der Separierbarkeit

Wir beschränken uns der Einfachheit halber im folgenden auf Verschränkung zwischen zwei Teilchen A und B (*engl.*: bipartite entanglement). Im allgemeinen bezeichnet man den Zwei-Teilchen-Zustand ρ im Produkt-Hilbertraum $\mathcal{H} = \mathcal{H}_A \otimes \mathcal{H}_B$ des zusammengesetzten System als verschränkt, wenn er nicht separierbar ist. Ein separierbarer Zustand ließe sich als eine Linearkombination von Produktzuständen gemäß

$$\rho = \sum_{i=1}^k p_i \rho_i^A \otimes \rho_i^B, \quad (3.7)$$

mit

$$\sum_{i=1}^k p_i = 1 \quad \text{und} \quad p_i \geq 0. \quad (3.8)$$

darstellen. ρ_i^A meint dabei die Dichtematrix eines reinen Basiszustands im Ein-Teilchen-Hilbertraum \mathcal{H}_A . Bei der Untersuchung verschränkter Zustände besteht das Problem darin, herauszufinden, ob eine solche Zerlegung existiert oder nicht. Ein wichtiger Schritt in Richtung eines Kriteriums, das verschränkte von separierbaren Zuständen zu unterscheiden vermag, gelang A. Peres [89] und Horodecki *et al.* [90]. Es konnte gezeigt werden, dass, wenn eine Dichtematrix ρ separierbar ist, die partiell Transponierte von ρ positiv ist:

$$\rho^{TA} \geq 0. \quad (3.9)$$

Nur für niedrig-dimensionale Systeme, wie z.B. in unserem Fall, wo jedes der beiden Subsysteme durch einen zweidimensionalen Hilbertraum repräsentiert wird, ist der Umkehrschluss ebenfalls gültig.

Im weiteren Verlauf sollen zwei verschiedene Methoden vorgestellt werden, mit denen ein Zustand ρ auf Verschränkung getestet werden kann und sich darüberhinaus der Grad an Verschränkung quantifizieren lässt.

3.3.1. Rekonstruktion der Dichtematrix

Eine verbreitete Methode für die Analyse von Zwei-Qubit-Zuständen ist die Quantenzustandstomographie. Diese kann dementsprechend auch für polarisationsverschränkte Photonen benutzt werden [91]. Lässt sich eine hinreichend große Zahl identischer Kopien des zu vermessenden Zustands herstellen, können mit projektiven Messungen die Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten bestimmter Polarisationskorrelationen zwischen den beiden Photonen bestimmt werden. Aus diesen Wahrscheinlichkeiten wird schließlich die Dichtematrix ρ des produzierten Zustands rekonstruiert (z.B. [92, 93]).

Die Dichtematrix kann nun auf unterschiedliche Weise auf Verschränkung getestet werden. Einerseits lassen sich aus ihr Verschränkungsmaße wie zum Beispiel die logarithmische Negativität [94] berechnen, die eine quantitative Aussage erlaubt, zu welchem Grad die partiell-transponierte Dichtematrix ρ^{TA} nicht-positiv ist. Andererseits lässt sich aus der Dichtematrix auch die *Fidelity* bestimmen, die den Überlapp des generierten Zustands mit einem verschränkten Zustand angibt. Liegt die Fidelity über einem definierten Grenzwert, gilt der Zustand als verschränkt (siehe Kapitel 3.3.3).

Die vollständige Rekonstruktion der Dichtematrix ist sinnvoll, wenn man als Experimentator die gesamte Information über den produzierten Zustand erhalten möchte. In unserem Fall des Zwei-Photonen-Zustands erfordert dies allerdings projektive Messungen in 9 verschiedenen Messbasen und eine entsprechend hohe Zahl exakter Kopien des Zustands. Aufgrund des hohen Messaufwands ist dieser Ansatz nicht immer zweckmäßig. Wenn man lediglich daran interessiert ist, eine schnelle Aussage darüber zu erhalten, ob der produzierte Zustand verschränkt ist oder nicht, kann man zum Beispiel einen Verschränkungszeugen verwenden. Dass zur Beantwortung dieser Frage eine wesentlich geringere Zahl an Messungen notwendig ist, soll im nachfolgenden Abschnitt verdeutlicht werden.

3.3.2. Verschränkungszeugen

Die Verschränkungszeugen (*engl.*: entanglement witness) sind eine spezielle Gruppe von hermiteschen Operatoren, mit denen ein Zustand sehr effizient auf Verschränkung getestet werden kann. Ein solcher Operator kann für alle Situationen konstruiert werden, in denen man bereits im Vorfeld Kenntnis über den im Idealfall erzeugten Zustand hat.

Eine Dichtematrix ρ repräsentiert dann einen verschränkten Zustand, wenn für den Verschränkungszeugen \mathcal{W}

$$\text{Sp}(\mathcal{W}\rho) < 0 \tag{3.10}$$

gilt [90]. An einen Verschränkungszeugen ist außerdem die Bedingung gestellt, dass er für jeden separierbaren Zustand ρ_{sep} das Resultat $\text{Sp}(\mathcal{W}\rho_{\text{sep}}) \geq 0$ liefert. Ein geeigneter Verschränkungszeuge schafft demnach ein Kriterium, mit dem klar zwischen verschränkten und separierbaren Zuständen unterschieden werden kann.

Im weiteren Verlauf diese Kapitels soll die Herleitung eines solchen Operators für den uns interessierenden Ψ^- -Zustand (Gl. (3.3)) genauer diskutiert werden. Dem Vorschlag von Gühne *et al.* [80] folgend, startet man mit der Dichtematrix des von unserem Protokoll im

Idealfall produzierten Zustands:

$$\rho_{\Psi^-} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & +1 & -1 & 0 \\ 0 & -1 & +1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.11)$$

Zur Konstruktion eines geeigneten Operators \mathcal{W} benötigen wir die Lösung des Eigenwertproblems für die partiell Transponierte von ρ_{Ψ^-} . Dies ist einfach für den Spezialfall, dass jeder Konstituent des verschränkten Zustands durch einen 2×2 Unterraum dargestellt wird. Dann gilt

$$\rho_{\Psi^-}^{T_A} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & +1 \end{pmatrix}^T & \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}^T \\ \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}^T & \begin{pmatrix} +1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}^T \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & +1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & +1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.12)$$

Mithilfe des Eigenvektors $|e^-\rangle$ von $\rho_{\Psi^-}^{T_A}$, der zu dem kleinsten und notwendigerweise negativen Eigenwert (hier $\lambda_{\min} = -0.5$) gehört, erhalten wir schließlich den geeigneten Verschränkungszeugen für den Ψ^- -Bell-Zustand

$$\mathcal{W} = (|e^-\rangle\langle e^-|)^{T_A} = \frac{1}{2} \left\{ \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \cdot (-1 \ 0 \ 0 \ -1) \right\}^{T_A} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.13)$$

Dieser Operator lässt sich nun unter verschiedenen Gesichtspunkten optimal in eine Summe von lokalen Projektionen zerlegen. In unserem Fall wollen wir möglichst schnell, das heißt mit einer minimalen Zahl an Messungen, den Verschränkungszeugen bestimmen.

Mit Hilfe der Pauli-Spinmatrizen σ_i

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (3.14)$$

und den dazugehörigen Eigenvektoren

$$|x^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad |x^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

$$|y^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}, \quad |y^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

$$|z^+\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |z^-\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

finden wir zunächst eine alternative Darstellung von Gl. (3.13). Mit den Zwei-Teilchen-Produktzuständen $|ij\rangle = |i\rangle|j\rangle$ erhalten wir:

$$\mathcal{W} = \frac{1}{2} \{ |z^+z^+\rangle\langle z^+z^+| + |z^-z^-\rangle\langle z^-z^-| + |x^+x^+\rangle\langle x^+x^+| \\ + |x^-x^-\rangle\langle x^-x^-| + |y^+y^+\rangle\langle y^+y^+| + |y^-y^-\rangle\langle y^-y^-| - \mathbb{1} \}. \quad (3.18)$$

Die Pauli-Spinmatrizen sind die Generatoren der $SU(2)$ -Gruppe. Da für den verschränkten Ψ^- -Zustand nur die Relativphase zwischen den beiden Photonen, nicht aber die globale Phase des Zustands entscheidend ist, lässt sich der Verschränkungszeuge auf Polarisationszustände auf der Poincaré-Kugel umschreiben³. Auf der Poincaré-Kugel werden die zirkularen Polarisierungen R/L (rechts, links) durch die Pole repräsentiert, während die linearen Polarisierungen H/V (horizontal, vertikal) und D/A (diagonal/antidiagonal) auf dem Äquator liegen. Gl. (3.18) lässt sich dann wie folgt transformieren:

$$\mathcal{W} = \frac{1}{2} \{ |RR\rangle \langle RR| + |LL\rangle \langle LL| + |HH\rangle \langle HH| + |VV\rangle \langle VV| + |DD\rangle \langle DD| + |AA\rangle \langle AA| - \mathbf{1} \} . \quad (3.19)$$

Hier ist $|RR\rangle \langle RR|$ der Projektor auf den reinen Polarisationszustand, bei dem beide Photonen rechtszirkular polarisiert sind (andere Projektoren analog). Projektive Messungen an vielen Kopien des Zustands liefern die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von identisch polarisierten Photonen in einer bestimmten Messbasis, zum Beispiel

$$p_{RR} = \frac{N_{RR}}{N_{R/L \text{ gesamt}}} = \frac{N_{RR}}{N_{RR} + N_{LL} + N_{RL} + N_{LR}} , \quad (3.20)$$

wobei N die detektierte Zahl von Ereignissen einer bestimmten Polarisationskombination darstellt. Zur Unterscheidung verschränkter von separierbaren Zuständen ist letztendlich der Erwartungswert von \mathcal{W} zu berechnen. Aus Gl. (3.19) und Gl. (3.20) folgt:

$$\langle \mathcal{W} \rangle = \text{Sp}(\mathcal{W}\rho) = \frac{1}{2} \{ p_{RR} + p_{LL} + p_{HH} + p_{VV} + p_{DD} + p_{AA} - 1 \} . \quad (3.21)$$

Ein Aufsummieren der Wahrscheinlichkeiten für Zwei-Photonen-Zustände mit gleicher Polarisation liefert als Ergebnis, ob der untersuchte Zustand verschränkt ist ($\langle \mathcal{W} \rangle < 0$) oder nicht ($\langle \mathcal{W} \rangle \geq 0$). Ist der Erwartungswert des Verschränkungszeugen $\langle \mathcal{W} \rangle = -0.5$, so ist der Zustand mit dem idealen Ψ^- -Zustand identisch. Werden zum Beispiel zwei Zustände ρ_1 und ρ_2 mit Hilfe des Verschränkungszeugen charakterisiert und ist $\langle \mathcal{W} \rangle_1 < \langle \mathcal{W} \rangle_2 < 0$, dann entspricht der Zustand ρ_1 mehr dem idealen Zustand als ρ_2 .

Auch wenn Gl. (3.21) formal insgesamt sechs Terme enthält, lassen sich diese in lediglich 3 Messbasen eines Detektionsaufbaus bestimmen. Gegenüber den erforderlichen 9 Messbasen für eine vollständige Rekonstruktion der Dichtematrix ist der Messaufwand bei Verwendung des Verschränkungszeugen \mathcal{W} deutlich geringer, um eine statistisch gleichwertige Aussage über den Verschränkungsgrad des Zustands zu bekommen.

3.3.3. Zusammenhang zwischen Verschränkungszeuge und Fidelity

Die Fidelity \mathcal{F} ist eine Messgröße, die den Überlapp einer gemessenen Dichtematrix mit einem Referenzzustand untersucht. Handelt es sich, wie in unserem Fall, bei der Referenz um den reinen, maximal verschränkten Ψ^- -Zustand, so ist die Fidelity definiert als

$$\mathcal{F}(\rho, \Psi^-) = \langle \Psi^- | \rho | \Psi^- \rangle = \frac{1}{2} \{ \rho_{22} + \rho_{33} - 2\Re \rho_{23} \} . \quad (3.22)$$

³ Drehungen auf der Poincaré-Kugel entsprechen der $SO(3)$ -Gruppe. Unter Vernachlässigung der globalen Phase ist diese mit der $SU(2)$ -Gruppe äquivalent.

Da sich bei einer Quantenzustandstomographie die einzelnen Elemente der Dichtematrix aus den Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten bestimmter Polarisationskombinationen der beiden Photonen berechnen lassen, gilt zunächst [93]:

$$\rho_{22} = \frac{1}{4} (1 - p_{RR} + 3p_{RL} - p_{LR} - p_{LL}) \quad (3.23)$$

$$\rho_{33} = \frac{1}{4} (1 - p_{RR} - p_{RL} + 3p_{LR} - p_{LL}) \quad (3.24)$$

$$\rho_{23} = \frac{1}{4} (p_{HH} - p_{HV} - p_{VH} + p_{VV} + p_{DD} - p_{DA} - p_{AD} + p_{AA}) . \quad (3.25)$$

Ausnutzen der Normierung

$$p_{HH} + p_{VV} + p_{HV} + p_{VH} = 1 \quad (3.26)$$

(D/A - und R/L -Basis analog) führt auf den direkten Zusammenhang zwischen dem Verschränkungszeugen und der Fidelity

$$\mathcal{F} = \frac{1}{2} - \mathcal{W} . \quad (3.27)$$

Obwohl \mathcal{W} und \mathcal{F} keine direkten Verschränkungsmaße darstellen [95], kann als Konsequenz der Definition des Verschränkungszeugen eine Fidelity von $> 50\%$ nur durch Vorhandensein von nicht-klassischen Korrelationen erklärt werden.

3.4. Experimenteller Aufbau und Techniken

Das Ziel des im folgenden Kapitel diskutierten experimentellen Aufbaus besteht in der Realisierung einer effizienten Quanten-Schnittstelle zwischen Atomen und Photonen. Eine notwendige Voraussetzung dafür ist die zuverlässige Speicherung einzelner Atome in einem optischen Resonator. Außerdem benötigt man einen guten optischen Zugang zum Atom, um es mit Hilfe verschiedener Laserfelder kühlen, speichern, manipulieren und detektieren zu können. Da das System an anderer Stelle bereits ausführlich diskutiert wurde [96], soll hier lediglich ein kurzer Überblick über die wesentlichen Elemente der Apparatur (siehe Abb. 3.3) gegeben werden.

Der Resonator

Das Herzstück des Systems ist ein aus zwei Spiegeln aufgebauter optischer Resonator hoher Güte. Er ist durch die in nachfolgender Tabelle aufgeführten Eigenschaften charakterisiert:

Spiegelabstand:	$l = 495 \pm 2 \mu\text{m}$
Krümmungsradius:	$r = 50 \text{ mm}$
Modendurchmesser:	$d_{1/e^2} = 60 \mu\text{m}$
Spiegeltransmission:	$T_1 = 2 \pm 0.5 \text{ ppm}$ $T_2 = 101 \pm 2 \text{ ppm}$
Freier Spektralbereich:	$FSR = 303 \text{ GHz}$
Zerfallsrate:	$\kappa/2\pi = 2.8 \pm 0.1 \text{ MHz}$
Finesse:	$F = 56000$
Auskoppeldirektionalität:	$\eta_{out} = 89 \%$

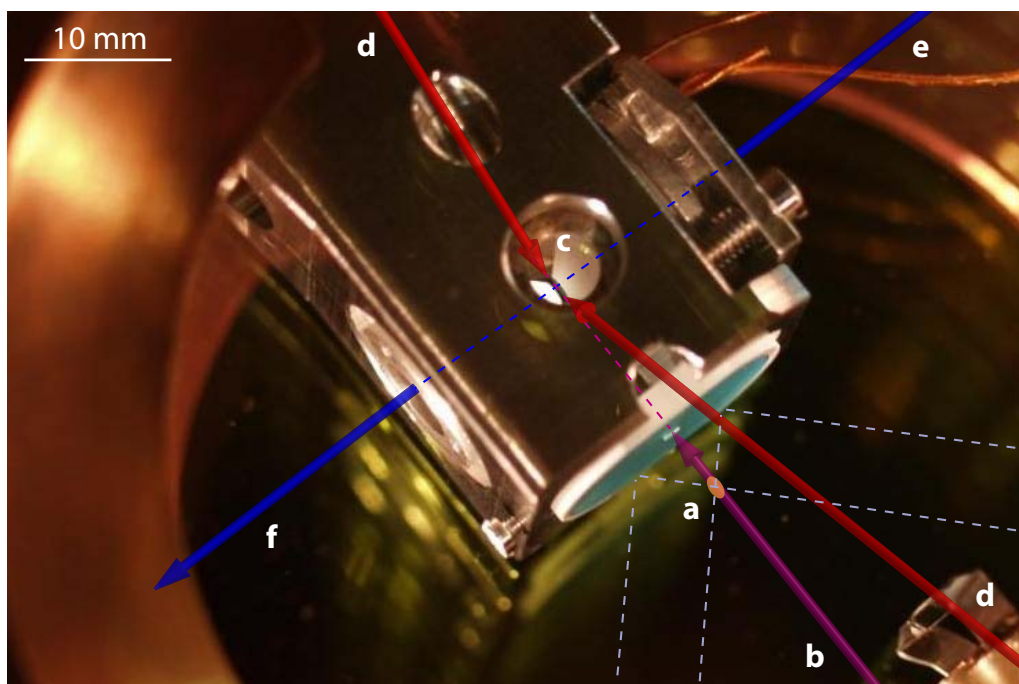


Abbildung 3.3.: Nahaufnahme des Inneren der Vakuunkammer und experimentelles Prinzip. Eine Wolke kalter ^{87}Rb Atome wird in einer magneto-optischen Falle (a) präpariert. Ein weitverstimmtter Dipolfallenstrahl (b) ermöglicht den Transfer einiger Atome an den Ort des optischen Resonators, hier erkennbar durch die konisch-abgedrehten Spiegelsubstrate (c). Durch Einstrahlen verschiedener Laserfelder (d) kann ein einzelnes Atom quasi-permanent gespeichert werden und unterschiedlichen Pulssequenzen und Protokollen ausgesetzt werden. Zusätzlich lassen sich Laserfelder entlang der Symmetrieachse in den Resonator einkoppeln (e). Das Signal am Auskoppelspiegel des Resonators wird an ein Detektionssetup mit einer Empfindlichkeit auf Einzelphotonenniveau gesendet (f).

Die Transmissionskoeffizienten sind bewusst asymmetrisch gewählt, so dass Licht im Resonator bevorzugt in die Richtung des Spiegels mit höherer Transmittivität ausgekoppelt wird. Der Spiegelabstand von rund einem halben Millimeter erlaubt das Einstrahlen verschiedener Lichtfelder von der Seite und gleichzeitig eine hinreichend hohe Kopplung g_0 des Atoms an die Mode des Resonators (Gl. (2.1)). Für die im Experiment verwendeten ^{87}Rb -Atome beträgt die maximale Kopplungskonstante für den Übergang $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$ auf der D_1 -Linie $g_0/2\pi = 2.3\text{ MHz}$. Sie ist kleiner als die Zerfallsrate des Resonators ($\kappa/2\pi = 2.8\text{ MHz}$) und des angeregten atomaren Niveaus ($\gamma/2\pi = 3.0\text{ MHz}$). Mit einer Kooperativität von $C = \frac{g^2}{2\kappa\gamma} \approx 0.3$ befindet man sich damit im Regime schwacher bis mittlerer Kopplungsstärke.

Der Spiegelabstand wird während des Experiments mit Hilfe eines Referenzlasers bei 785 nm stabilisiert. Dessen Frequenz wird so gewählt, dass er exakt $N = 8$ (D_2 -Linie) beziehungsweise $N = 16$ (D_1 -Linie) freie Spektralbereiche von der gewünschten Frequenz des Resonators entfernt liegt.

Lasersystem

Für die Bereitstellung der verschiedenen Lichtfelder stehen unserem Experiment vier Diodenlasersysteme für Wellenlängen von 780 nm, 785 nm und 795 nm sowie ein single-mode Faserlaser bei 1064 nm zur Verfügung. Das Licht des Faserlasers wird benötigt, um weitverstimmte Dipolfallen zu realisieren, in denen der Transport und das Speichern einzelner Atome erfolgt. Der auf einen Frequenzkamm stabilisierte Diodenlaser (Toptica DL100) bei 785 nm dient zur Regelung des Spiegelabstands und generiert ein zusätzliches Dipolpotential entlang der Resonatorachse. Für die Adressierung einzelner atomarer Übergänge auf der D_2 -Linie bei 780 nm dienen ein weiterer DL100 ($|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 0, 1, 2\rangle$) und ein DLX110 ($|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 1, 2, 3\rangle$), die jeweils auf eine Rubidium-Dampfzelle mittels Pound-Drever-Hall-Methode stabilisiert sind. Die Feineinstellung der jeweiligen Frequenzen wird mit akustooptischen Modulatoren (AOM) erreicht, bevor das Licht über optische Fasern an das Experiment geführt wird. Für alle Übergänge auf der D_1 -Linie bei 795 nm wurde ein DL100 installiert, der auf einen Frequenzkamm phasenstabilisiert ist. Im Gegensatz zu der Infrastruktur für die D_2 -Linie, werden die von den beiden Hyperfeingrundzuständen (Aufspaltung 6.834 GHz) startenden Übergänge hier von nur einem Lasersystem abgedeckt. Da akustooptische Modulatoren die Hyperfeinaufspaltung nicht effizient überbrücken können, wurde ein kombiniertes Design bestehend aus einem bei einer festen Frequenz operierenden AOM und einem faserbasierten elektrooptischen Modulator (EOM) der Fa. Jenoptik entwickelt. Während der AOM die Amplitudensteuerung übernimmt, werden im EOM auf die Trägerfrequenz Seitenbänder aufmoduliert, die resonant mit den gewünschten atomaren Übergängen sind. Sofern in einem Zeitintervall immer nur eine Frequenz benötigt wird, stellt dieser Ansatz eine schlankere Alternative zu einem konventionellen System aus zwei Lasern dar.

Sequenz zum Laden einzelner Atome in den Resonator

Der Startpunkt eines jeden experimentellen Durchlaufs ist die Bereitstellung eines Reservoirs kalter ^{87}Rb -Atome ($T \leq 100 \mu\text{K}$) mit Hilfe einer magneto-optischen Falle (MOT). Die Anzahl der Atome in der MOT wird dabei durch die eingestrahelte Intensität des Rückpumplichts und die Länge der MOT-Phase gesteuert. Das Einschalten eines horizontalen, weit rotverstimmten Dipolfallenstrahls bei 1064 nm, der seinen Fokus genau zwischen der MOT und dem Resonator hat, lädt Atome aus der MOT in die Dipolfalle, beschleunigt sie in Richtung Fokus und transferiert sie schließlich in den Resonator (Abb. 3.4(a)). Die typische Zeitskala für den Transport beträgt $150 \mu\text{s}$. Nach dieser Zeit wird ein zweiter, retroreflektierter Dipolfallenstrahl mit Fokus am Ort des Resonators eingestrahlt, in dessen Stehwellenstruktur dann einzelne Atome an Punkten hoher Intensität gefangen werden können. Das Laden von Atomen in die Stehwellen-Dipolfalle ist ein probabilistischer Prozess und kann über die ursprüngliche Größe der MOT und die Dipolfallenparameter so eingestellt werden, dass im Mittel 1 Atom im Resonator eingefangen wird. Demzufolge ist die Erfolgswahrscheinlichkeit für exakt ein Atom in der Stehwellen-Dipolfalle in unserem System $\approx 30\%$. Eine Übersicht über die wichtigsten Parameter der beiden Dipolfallen gibt die folgende Tabelle:

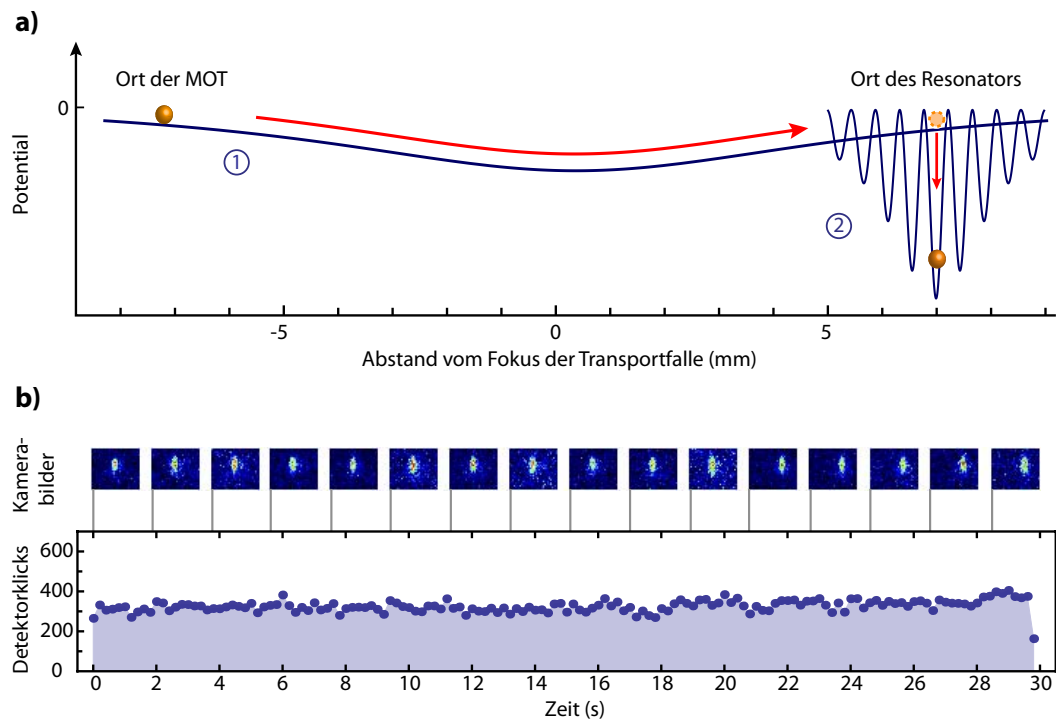


Abbildung 3.4.: Transfer von Atomen in den Resonator und Speicherung. (a) Schematische Darstellung des von den zwei unabhängigen Dipolfallen erzeugten Fallenpotentials. Die Transportfalle ① mit Fokus zwischen dem Ort der MOT und dem Resonator ermöglicht den Transfer weniger Atome. Nach Erreichen des Resonators werden einzelne Atome in der Stehwellenstruktur der zweiten Dipolfalle ② gefangen. (b) Durch Anwenden verschiedener Kühlmechanismen können die Atome quasi-permanent am Ort des Resonators gespeichert werden. Gezeigt ist als Beispiel eine Sequenz von Kamerabildern und das in den Resonator gestreute Licht eines 30 s lang gespeicherten Einzelatoms.

	Transportfalle	Stehwellenfalle
Fokusbereich:	$45 \mu\text{m}$	$16 \mu\text{m}$
Rayleighlänge:	6 mm	0.7 mm
Fallentiefe im Fokus:	$48 \mu\text{K/W}$	1.5 mK/W
Starkverschiebung D_1 -Linie:	1.3 MHz/W	43 MHz/W
Starkverschiebung D_2 -Linie:	1.6 MHz/W	52 MHz/W
Typische Leistungen:	4 W	2.5 W

Um nun einzelne Atome dauerhaft zu speichern, ist das Einstrahlen zusätzlicher Laserfelder notwendig [97]. Neben Resonator-unterstützten Kühlkräften ist die von der Resonatorfrequenz unabhängige, Sisyphus-ähnliche Kraft auf das Atom im Stehwellenpotential von entscheidender Bedeutung. Diese erlaubt in unserem System eine mittlere Speicherzeit von Einzelatomen bei permanentem Kühlen von mehr als 20 s.

Abbildungssystem für Einzelatome

Zur Bestimmung der Anzahl gespeicherter Atome stehen uns zwei komplementäre Methoden zur Verfügung. Einerseits kann als Signal die Streurrate in den Resonator emittierter Photonen direkt herangezogen werden, weil es diskrete Niveaus in Abhängigkeit von der Zahl an den Resonator gekoppelter Atome zeigt [97]. Aus dem gleichen Messsignal lässt sich aber auch die Photonenstatistik in Form der $g^{(2)}$ -Korrelationsfunktion bestimmen. Dies ist ein besonders effizientes Kriterium, wenn der Fall eines einzelnen Atoms von dem mehrerer Atome im Resonator zu unterscheiden ist [78, 79].

Darüberhinaus existiert ein Kamerasystem in Kombination mit einem selbstentwickelten Objektiv hoher numerischer Apertur ($NA = 0.4$) [96, 98], das einen Teil des Fluoreszenzlichts von den in der Resonatorregion gespeicherten Atomen auf den CCD-Chip (Andor IXON DU897) abbildet. Mit einer räumlichen Auflösung von $1.3 \mu\text{m}$ und einer Vergrößerung von $M = 29$ können zwar keine einzelnen Bäuche der Stehwellenfalle aufgelöst werden, aber die Analyse der Ausdehnung und Helligkeit der Leuchtflecken gestattet eine sehr zuverlässige Unterscheidung des Falls eines gespeicherten Einzelatoms von mehreren, dicht benachbarten Atomen. Abb. 3.4(b) zeigt eine Folge nacheinander aufgenommener Bilder eines Atoms zusammen mit dem gleichzeitig aufgenommenen Streusignal in den Resonator. Typische Belichtungszeiten für kontrastreiche Aufnahmen liegen zwischen 200 und 400 ms. Eine anschließende, computerbasierte Auswertung benötigt 500 ms, so dass mit einer Rate von $\approx 1 \text{ Hz}$ die Anwesenheit und die Position des Atoms überprüft werden kann. Basierend auf dieser Auswertung, kann – in Analogie zu [99] – durch Drehen eines Glasplättchens im Strahlengang der Stehwellenfalle die Position des noch gespeicherten Atoms während der laufenden Sequenz korrigiert oder bei Detektion von Atomverlust sofort ein neuer Ladeversuch unternommen werden.

Detektionssetup

Ein großer Vorteil unseres Systems ist die hohe Detektionseffizienz für einzelne Photonen im Resonator. Dank der hohen Direktionalität (89%) der Resonatoremision und die wohldefinierte räumliche Mode lassen sich nach spektraler Filterung von dem 785 nm Resonatorstabilisierungslicht (3x Semrock Laserline, Gesamttransmission von Licht bei 795 nm: $> 95\%$) insgesamt 67% in eine single-mode optische Faser einkoppeln und zu einem separaten, lichtdicht verschlossenen Detektionsaufbau führen (Abb. 3.5). Die ersten drei Wellenplatten dienen der Kompensation einer Polarisationsdrehung, die die Photonen an den optischen Elementen und speziell in der optischen Faser des Detektionspfades aufsammeln. Zwei weitere, mit motorisierten Drehtischen ansteuerbare Wellenplatten definieren zusammen mit einem polarisierenden Strahlteiler (PBS) die Messbasis. Zueinander orthogonale Polarisationszustände werden am PBS auf zwei Detektorpfade aufgeteilt. Die verwendeten Einzelphotonenzähler (SPCM) der Fa. Perkin&Elmer (AQR-16) zeichnen sich durch eine sehr niedrige Dunkelzählrate von $\approx 25 \text{ Hz}$ und eine Quanteneffizienz von $50 \dots 55\%$ aus. Die gesamte Detektionseffizienz für ein einzelnes Photon im Resonator beträgt somit $\eta = 34(3)\%$. Die Zeitpunkte der SPCM-Klicks werden mit einer Zählerkarte (FastComTec P7888), die eine Auflösung von 2 ns (4-Kanal-Betrieb) besitzt, aufgenommen und als Datei für die weitere Auswertung abgespeichert.

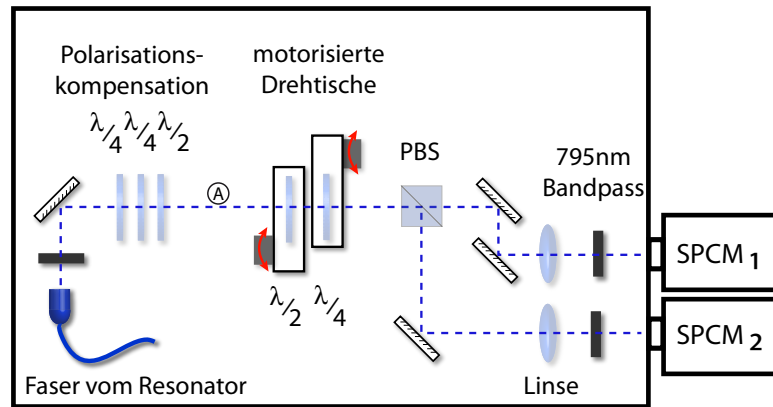


Abbildung 3.5.: Detektionsaufbau. Vom Atom-Resonator-System emittierte Photonen werden mit Hilfe einer optischen Faser zum Detektionsaufbau geleitet. Beliebige durch die Faser und andere optische Elemente aufgesammelte Polarisationsdrehungen werden zunächst kompensiert, indem wohldefinierte Polarisierungen am Resonatorausgang mit einem Polarimeter an Position \textcircled{A} gemessen werden. Die Wahl der Messbasis erfolgt mit Hilfe motorisierter Drehtische, bevor ein polarisierender Strahlteiler (PBS) orthogonale Polarisierungen auf die beiden Einzelphotonendetektoren (SPCM) aufteilt.

Mikrowellenspektroskopie

Eine genaue Kontrolle über das Magnetfeld am Ort des Atoms ist eine wesentliche Voraussetzung für Verschränkungsexperimente, an denen atomare Zeeman-Zustände beteiligt sind [25, 63, 79, 100, 101]. Entscheidenden Einfluss auf die Dekohärenzeigenschaften des atomaren Systems hat der Absolutwert des Magnetfelds und dessen Fluktuationen. Aber auch zirkulare Polarisationsanteile im Licht der Fallenstrahlen bei 785 nm und 1064 nm führen durch differentielle Stark-Verschiebungen der Zeeman-Niveaus zu Dekohärenz. Für die Identifikation von möglichen Störquellen und deren Eliminierung steht uns mit der Mikrowellenspektroskopie in Kombination mit einem sensitiven Magnetfeldsensor im Nahbereich der Vakuumkammer [102] ein effizientes Werkzeug zur Verfügung.

Gemäß Gl. (3.4) führt ein externes Magnetfeld B zu einer Verschiebung der Zeeman-Zustände. Da die Landé-Faktoren für die Hyperfein-Grundzustände von ^{87}Rb vom Betrag gleich groß sind, aber unterschiedliche Vorzeichen haben, beträgt die Aufspaltung

$$\Delta E_{F=1,2} = \mp \hbar \cdot m_F \cdot B \cdot 0.7\text{MHz/G}. \quad (3.28)$$

Somit existieren bei gegebenem Magnetfeld $B \neq 0$ sieben unterschiedliche Frequenzen für Mikrowellenübergänge zwischen $|F=1\rangle$ und $|F=2\rangle$ (Abb. 3.6(a)). Das experimentelle Protokoll zur Aufnahme eines vollständigen Spektrums (Abb. 3.6(b)) nutzt die Resonatorverstärkte Zustandsdetektion mittels Fluoreszenz [103]. Nach einer Kühlphase präparieren wir das Atom zunächst durch optisches Pumpen in $|F=1\rangle$. Ein anschließend eingestrahelter Mikrowellenpuls von 1 ms Länge, der alle Polarisierungen enthält, kann bei Resonanz mit einer der sieben Übergangsfrequenzen Besetzung nach $|F=2\rangle$ transferieren. Ein solcher Besetzungsstransfer wird mittels eines Prüflasers $|F=2\rangle \leftrightarrow |F'=2\rangle$ getestet, indem Fluoreszenzlicht in den Resonator gestreut und detektiert wird. Das Protokoll wird eine

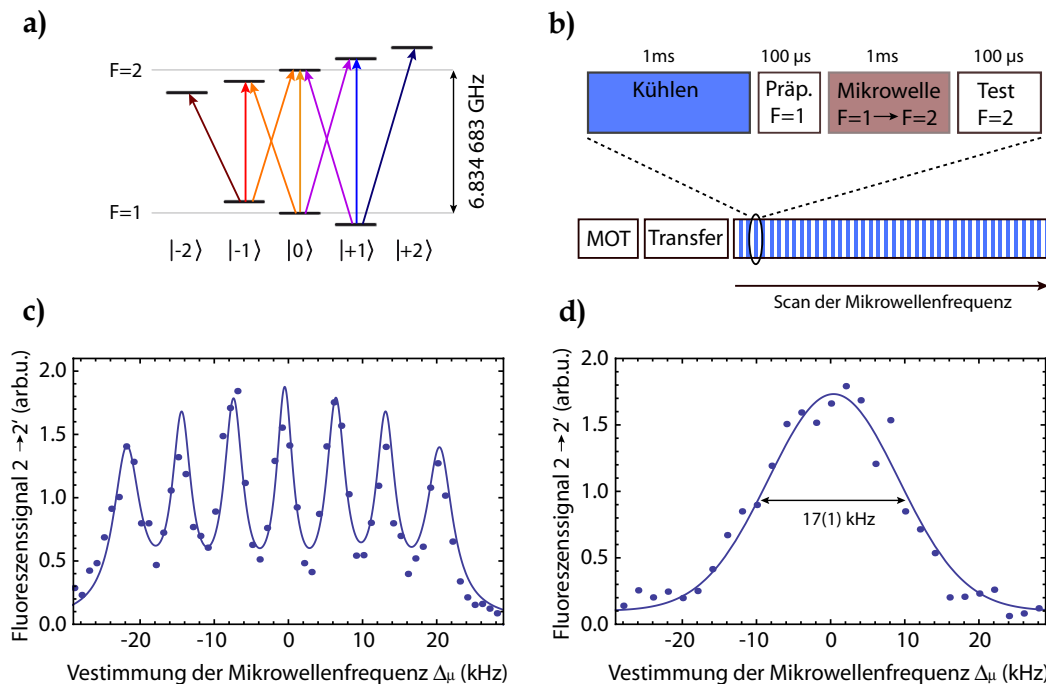


Abbildung 3.6.: Mikrowellenspektroskopie. (a) In einem Magnetfeld wird die Entartung der Zeeman-Zustände des $S_{1/2}$ -Grundzustands von ^{87}Rb aufgehoben. Mit Mikrowellen jeglicher Polarisation sind neun Übergänge bei sieben (hier farblich kodierten) Frequenzen möglich. (b) Das experimentelle Protokoll zur Aufnahme eines Mikrowellenspektrums. Zunächst werden Atome in den Resonator geladen, bevor die wiederholte Anwendung der gleichen Sequenz bei schrittweisem Erhöhen der Mikrowellenfrequenz erfolgt. Nach einer Kühlphase werden alle Atome optisch in $|F = 1\rangle$ gepumpt. Anschließend wird für 1 ms die Mikrowelle eingestrahlt, bevor in einem letzten Schritt durch Fluoreszenz-Detektion die Besetzung in $|F = 2\rangle$ abgefragt wird. (c) Ein typisches Spektrum bei einem Magnetfeld von $B \approx 10$ mG. Die durchgezogene Kurve ist ein Multi-Lorentz-Fit. (d) Nach Minimierung des Magnetfelds bleibt eine aus einem Lorentz-Fit abgeleitete Restlinienbreite (FWHM) von 17(1) kHz, die einem Restmagnetfeld plus Fluktuationen von ≈ 4 mG entspricht.

Sekunde lang mit einer Rate von 400 Hz wiederholt, wobei schrittweise die Mikrowellenfrequenz erhöht wird. Abb. 3.6(c/d) zeigen typische über mehrere Sequenzen gemittelte Spektren für den Fall eines Restmagnetfelds von 10 mG, in dem alle Mikrowellenübergänge sichtbar sind, und für ein gut kompensiertes Magnetfeld am Ort des Atoms, so dass die einzelnen Resonanzen nicht mehr aufgelöst werden können. Die Linienbreite von 17(1) kHz (FWHM) entspricht Magnetfeldfluktuationen von ≈ 4 mG.

Die Mikrowellenspektroskopie kann ebenfalls für die Untersuchung differentieller Starkverschiebungen der Zeeman-Niveaus herangezogen werden. So zeigen u.a. die Linienbreiten der einzelnen Mikrowellenresonanzen eine starke Abhängigkeit von der Polarisation des 785 nm Stabilisierungslichts bei gleichzeitig angelegtem Offset-Magnetfeld entlang der Resonatorachse. Intensitätsschwankungen von zirkularen Polarisationskomponenten im Stabilisierungslicht, die das Atom durch die Bewegung in dem Stehwellenpotential erfährt, führen zu zeitlich schwankenden Niveaushiftungen [104] und damit zu einer Verbrei-

terung der Mikrowellenübergänge. Eine schmale Resonanz (in unserem System typischerweise ≈ 3.5 kHz) geht einher mit minimierten zirkularen Anteilen im Stabilisierungslicht. Ein störender Einfluss der Dipolfallen (1064 nm) wurde im Rahmen dieser Messung und bei den jetzigen Einstellungen des Experiments nicht beobachtet.

3.5. Ergebnisse I - Einzelphotonenerzeugung

In diesem ersten Ergebnisteil wird nach Vorstellen der experimentellen Sequenz die Erzeugung von Einzelphotonen auf der D₁-Linie von ⁸⁷Rb systematisch untersucht. Dazu soll die Abhängigkeit der Effizienz von den für den vSTIRAP-Prozess entscheidenden Parametern analysiert werden, um letztendlich die mit unserem System maximal mögliche Erzeugungseffizienz zu bestimmen.

3.5.1. Experimentelle Sequenz

Nach dem von der Kamerasoftware verifizierten Laden eines Einzelatoms in den Resonator beginnt die Sequenz mit einem Intervall zum Kühlen des Atoms (Abb. 3.7(a)). Dazu strahlt man einen gegenüber dem $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3\rangle$ Übergang leicht rotverstimmten Laserstrahl und einen zusätzlichen Rückpumper auf dem $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ Übergang ein. Die während dieser Phase in den Freiraum gestreuten Photonen werden benutzt, um die Präsenz des Einzelatoms im Resonator alle 900 ms mit Hilfe des Kamerasystems zu überprüfen. Bei möglichen Positionsveränderungen wird das Atom zurück ins Zentrum der Resonatormode verschoben und so eine bestmögliche Kopplung an den Resonator gewährleistet.

Anschließend wird das Atom durch optisches Pumpen im Zeeman-Zustand $|F, m_F\rangle = |2, 0\rangle$ präpariert. Dies ist wichtig, damit nicht Pfade mit unterschiedlichen Clebsch-Gordan-Koeffizienten zur Photonenerzeugung beitragen. Dazu wählt man einen π -polarisierten Laserstrahl auf Resonanz mit dem $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ Übergang der D₂-Linie, um alle Population aus Zuständen mit $m_F \neq 0$ in $|2, 0\rangle$ zu akkumulieren (Abb. 3.7(b)). Aufgrund eines verschwindenden Dipolmatrixelements für den Übergang in den angeregten Zustand $|2', 0\rangle$ ist der gewünschte Endzustand $|2, 0\rangle$ dunkel. Die atomare Besetzung in diesem Zustand bleibt entsprechend bis zum Ende der Pumpsequenz erhalten. Da jedoch während des optischen Pumpens auch ein Zerfall in den $|F = 1\rangle$ Grundzustand erfolgen kann, benötigt man zusätzliche Rückpumpelaser. Diese Rolle übernehmen ein Laserstrahl resonant mit dem $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ Übergang auf der D₁-Linie und ein weiterer auf der D₂-Linie. In dieser Konfiguration wird das Ausbilden eines kohärenten Dunkelzustands verhindert. Typischerweise lässt man die Rückpumpelaser ca. 1 μ s länger eingeschaltet, um keine Restbesetzung in $|F = 1\rangle$ zu behalten. Die auf diese Weise erreichte Effizienz für das optische Pumpen in den gewünschten Zeeman-Zustand ist größer 92%. Die zur Bestimmung der Effizienz verwendete Methode wird im Anhang A im Detail vorgestellt.

Das Einstrahlen eines π -polarisierten Kontrollaserpulses, der nahresonant mit dem $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$ Übergang ist, treibt schließlich den vSTIRAP-Prozess zur Erzeugung eines Einzelphotons (siehe Kapitel 3.1). Auf der Zwei-Photonen-Resonanz zwischen Pumpelaser

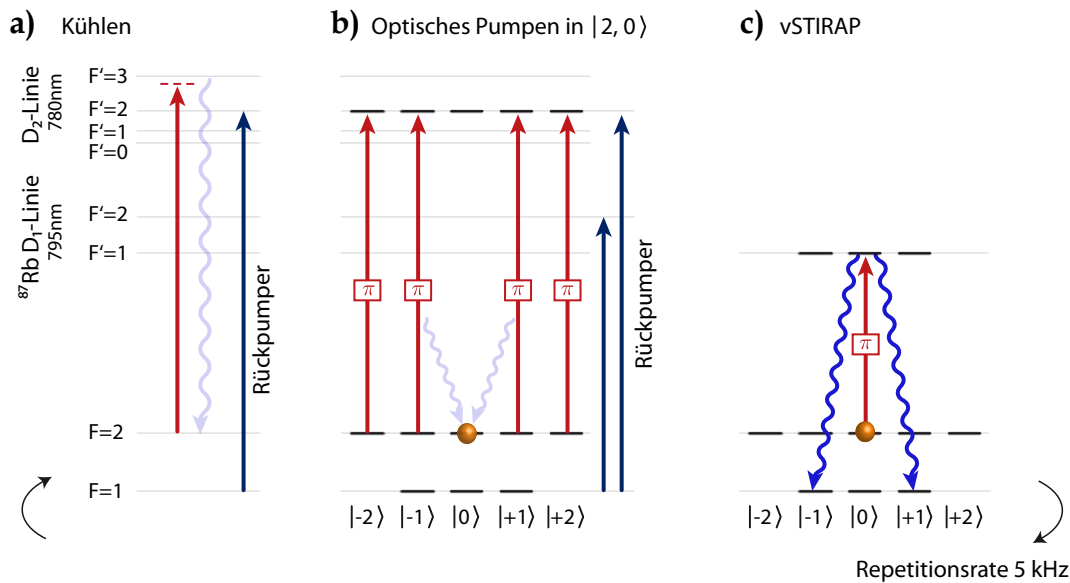


Abbildung 3.7.: Experimentelle Sequenz zum kontrollierten Erzeugen von Einzelphotonen bei 795 nm. (a) Jede Sequenz startet mit dem optischen Kühlen des Atoms im Resonator. (b) Das Präparieren des Atoms im Zeeman-Zustand $|2, 0\rangle$ erfolgt durch optisches Pumpen. (c) Ein π -polarisierter Pumpimpuls treibt in Kombination mit dem Resonator einen Populationstransfer nach $|F = 1\rangle$, der mit der Emission eines Photons in den Resonator einhergehen kann.

und Resonator erfolgt im Idealfall ein adiabatischer Populationstransfer in den $|F = 1\rangle$ Grundzustand mit der gleichzeitigen Emission eines Einzelphotons in die Resonatormode (Abb. 3.7(c)).

3.5.2. Effizienz der Einzelphotonenerzeugung bei 795nm

Die nachfolgenden Ergebnisse zur Einzelphotonenerzeugungseffizienz lassen sich in zwei Gruppen unterteilen. Einerseits betrachten wir die Abhängigkeit von der Frequenz der beteiligten Lichtfelder (Resonator- und Kontrolllaserfeld), andererseits untersuchen wir den Einfluss der maximalen Rabi-Frequenz und Pulslänge des Kontrolllaserpulses. Die angegebenen Effizienzen sind die Wahrscheinlichkeit, dass mit einem vSTIRAP-Prozess ein Photon in den Resonator emittiert wird.

Frequenzabhängigkeit

Wir konzentrieren uns zunächst auf die Frequenzabhängigkeit. Abb. 3.8(a) zeigt einen Scan der Zwei-Photonen-Verstimmung δ zwischen Resonator- und Kontrolllaserfrequenz. Dazu wurde die Frequenz des Resonators konstant gehalten und die Kontrolllaserfrequenz in Schritten von 1 MHz variiert. Für den $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$ Kontrolllaserpuls wurde ein $3 \mu\text{s}$ langes, in der Intensität linear ansteigendes Pulsprofil mit einer am Ende maximalen Rabi-Frequenz $\Omega_c^{\text{max}}/2\pi = 31 \text{ MHz}$ gewählt. Die Effizienz folgt einem Lorentz-Profil mit dem Maximum auf der Zwei-Photonen-Resonanz und spiegelt damit das Linienprofil

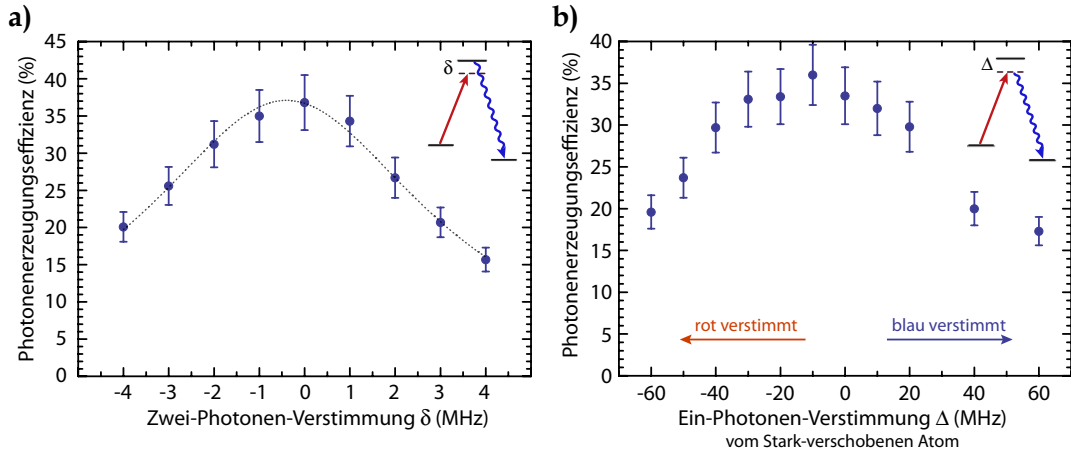


Abbildung 3.8.: Frequenzabhängigkeit der Photonenerzeugungseffizienz η_p . (a) Ein Scan der Zwei-Photonen-Verstimmung δ zwischen Resonator- und Kontrolllaserfrequenz zeigt einen Lorentz-Verlauf und spiegelt die Resonanzlinie des Resonators wider. Die Breite des Profils beträgt 7.7(2) MHz und ist gegenüber dem leeren Resonator leicht verbreitert. Die Resonatorfrequenz wurde so gewählt, dass sie dem Übergang des Stark-verschobenen Atoms (mittlere Stark-Verschiebung $\Delta_{ac} = 128$ MHz) entspricht. Die Ein-Photonen-Verstimmung beträgt $\Delta = 0$. (b) Als Funktion der Ein-Photonen-Verstimmung Δ vom Stark-verschobenen Atom zeigt sich ein breites Frequenzintervall, in dem die Photonenerzeugung mit hoher Effizienz möglich ist. Alle Messpunkte auf der Zwei-Photonen-Resonanz $\delta = 0$.

des Resonators wider. Die Halbwertsbreite der Kurve (FWHM) ist mit 7.7(2) MHz etwas größer als die des leeren Resonators (5.6(2) MHz). Ursachen dafür können eine nicht-perfekte Laser- oder Resonatorstabilisierung sein.

Für die Bestimmung der Erzeugungseffizienz werden folgende Kriterien angewendet: Von den zu jedem Datenpunkt existierenden 40 geladenen Einzelatomen werden diejenigen Fälle in die Auswertung miteinbezogen, in denen (a) ein Atom mindestens 500 ms im Zentrum der Mode an den Resonator gekoppelt war (Analyse der Atombilder und des Streusignals auf Atomverlust und Positionswechsel) und für die (b) Mehratombeiträge ausgeschlossen werden können (Analyse der $g^{(2)}$ -Korrelationsfunktion und der Atombilder). Aus der verbleibenden Liste von Einzelatomereignissen bestimmt man die Zahl der detektierten Photonen pro Erzeugungsversuch und berechnet unter Einbeziehung der Photonendetektionseffizienz (siehe Kapitel 3.4) die Erzeugungseffizienz η_p . Der Fehlerbalken setzt sich aus dem statistischen Fehler (typischerweise 3% relativer Fehler) und der dominierenden, systematischen Unsicherheit der Detektionseffizienz (9% relativer Fehler) zusammen. Die in unserem System maximal erreichte Erzeugungseffizienz für Einzelphotonen bei 795 nm beträgt $\eta_p \approx 36\%$.

In einer zweiten Messreihe untersuchten wir die Abhängigkeit von der Ein-Photonen-Verstimmung Δ , also die Verstimmung des durch die Raman-Resonanz definierten virtuellen Niveaus in Bezug auf den Stark-verschobenen, atomaren Übergang⁴. Zu diesem

⁴ In unabhängigen Messungen wurde die mittlere Stark-Verschiebung Δ_{ac} der optischen Übergänge auf der D₁-Linie mittels Spektroskopie zu 128 MHz bestimmt. Die gemessene, volle Breite der Verteilung von Stark-Verschiebungen beträgt 30 MHz und ist auf die Bewegung der Atome in der Stehwellenfalle zurückzuführen.

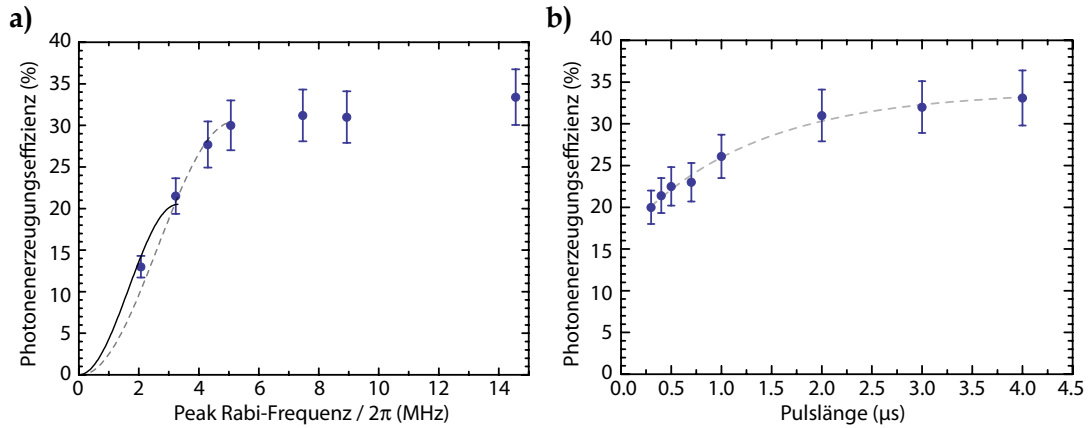


Abbildung 3.9.: Photonenerzeugungseffizienz η_p als Funktion von der Rabi-Frequenz und Länge des Kontrolllaserpulses. (a) Bei gleichbleibender Pulslänge von $3 \mu\text{s}$ wird die End-Rabi-Frequenz der linearen Rampe Ω_c^{\max} variiert. Ein- und Zwei-Photonen-Verstimmung $\Delta, \delta = 0$. Nach stark ansteigendem Verlauf sättigt die Erzeugungseffizienz oberhalb von 5 MHz. Die Besetzung des gewünschten Endzustands $|F = 1, m_F = \pm 1\rangle$ mit einem Photon in der Resonatormode sollte in erster Näherung einem Verhalten $\sim \sin^2(\Omega_c^{\max}/2g)$ gehorchen (siehe Text). Gestrichelte Kurve: für eine mittlere Kopplung $g = 0.7g_0$, durchgezogene Kurve: für $g = 0.45g_0$. (b) Mit einer jeweils maximalen Rabi-Frequenz am Ende des Kontrolllaserpulses von 40 MHz wird die Pulslänge verändert. Erst für Pulslängen größer $2 \mu\text{s}$ ist der Besetzungstransfer vollständig, d.h. es verbleibt keine Restbesetzung im Ausgangszustand $|2, 0\rangle$.

Zweck müssen die Resonator- und die Kontrolllaserfrequenz gleichzeitig verändert werden, so dass die Raman-Bedingung des vSTIRAP immer erfüllt bleibt. Die Amplitudenfunktion des Kontrolllaserpulses ist identisch zu der vorhergehenden Messung. In Abb. 3.8(b) ist ein breites Frequenzintervall zwischen -40 und $+20$ MHz erkennbar, das keine signifikante Abhängigkeit von Δ zeigt. In diesem Bereich ist die Erzeugungseffizienz von Einzelphotonen auf konstant hohem Niveau und erreicht ein schwach ausgeprägtes Maximum in dem Bereich, wo sich die Raman-Resonanz nah dem Stark-verschobenen atomaren Übergang befindet ($\Delta = 0$). Erst bei größerer Verstimmung von der atomaren Resonanz verringert sich η_p deutlich. Der gemessene Kurvenverlauf deckt sich mit der Verteilung von Stark-Verschiebungen, die das Atom aufgrund der Bewegung in der Stehwellenfalle erfährt.

Abhängigkeit von der Kontrolllaser-Rabi-Frequenz und der Pulslänge

Für die nachfolgenden Messungen ist die zeitliche Form des Kontrolllaserpulses von uns wiederum so gewählt, dass die Intensität $I(t)$ einen linear ansteigenden Verlauf hat. Für die Rabi-Frequenz gilt $\Omega_c(t) \sim \sqrt{I(t)}$. Als erstes wird die Abhängigkeit der Photonenerzeugungseffizienz von der maximalen Rabi-Frequenz am Ende des Pulses untersucht. Die Länge des Pulses beträgt $3 \mu\text{s}$. In Abb. 3.9(a) ist ein schnelles Anwachsen der Erzeugungseffizienz sichtbar, bevor sie für maximale Rabi-Frequenzen größer 5 MHz gegen $\eta_p \approx 35\%$ konvergiert. Für große Rabi-Frequenzen wurde verifiziert, dass keine Restbesetzung in $|F = 2\rangle$ verbleibt. Bei niedrigen Rabi-Frequenzen erwartet man gemäß Gl. (2.12) und (2.15) für die Besetzung des Endzustands ein Verhalten $\sim \sin^2(\Omega_c^{\max}/2g)$. Damit die

se Funktion das Verhalten der ersten vier Datenpunkte widerspiegelt (grau-gestrichelte Kurve), muss als mittlere Atom-Resonator-Kopplungskonstante $g = 0.7g_0$ angenommen werden. Unabhängige Messungen mit unserem System [75, 96, 103] haben jedoch gezeigt, dass aufgrund der Bewegung des Atoms entlang der Resonatorachse die effektive Kopplung konsistent auf 0.45 ± 0.10 des maximalen Werts reduziert wird. Die dazugehörige Theoriekurve (durchgezogene Kurve) erklärt lediglich eine Photonenerzeugungseffizienz von rund 20%. Dieses Ergebnis ist ein starker Hinweis darauf, dass der Photonenerzeugung durch den kohärenten vSTIRAP-Prozess auch inkohärente Prozesse überlagert sind. Dies verwundert insofern nicht, da die Bedingung für Adiabaticität und starke Kopplung (Gl. (3.1)) mit unseren Systemparametern bei 795 nm nicht erfüllt wird. Der für den vSTIRAP ausgenutzte Dunkelzustand ist demzufolge nicht perfekt dunkel und enthält eine Beimischung des angeregten Zustands. Einer Besetzung des angeregten Zustands kann entweder der Spontanzerfall in $|F = 2\rangle$ mit der Möglichkeit eines erneuten Photonenerzeugungsprozesses oder der Zerfall in $|F = 1\rangle$ folgen. Für den letztgenannten Prozess gilt nun aber, dass mit einem Purcell-Faktor [105, 106] von $(1 + 2C) \approx 1.15$ rund jedes sechste Photon in die Resonatormode gestreut wird. Der inkohärente, Purcell-bedingte Streuprozess kann auf diese Weise ebenfalls zu der Erzeugungseffizienz beitragen. Es ist zu vermuten, dass mit zunehmender Verstimmung der Resonatorfrequenz vom Stark-verschobenen atomaren Übergang der Beitrag des inkohärenten Prozesses abnimmt. Ist aber der Zerfall in $|F = 1\rangle$ mit einer Emission eines Photons in den Freiraum einhergegangen, so ist das Atom vom Kontrolllaser entkoppelt und hat keine Möglichkeit, während des Pulses ein Photon in den Resonator zu emittieren. Das erklärt, dass in unserem System die Erzeugungseffizienz auf 36% beschränkt bleibt. Ein weiterer interessanter Aspekt ist, dass die Amplitudenfunktion der erzeugten Photonen bei gleichbleibender Erzeugungseffizienz zwischen einer vollen Halbwertsbreite von $2 \mu\text{s}$ (Peak-Rabi-Frequenz von $\Omega_c^{\text{max}}/2\pi = 14.5 \text{ MHz}$) und von 350 ns ($\Omega_c^{\text{max}}/2\pi = 40 \text{ MHz}$) variiert werden kann.

Abb. 3.9(b) zeigt die Abhängigkeit von der Pulslänge bei linear ansteigender Intensität und jeweils gleicher Rabi-Frequenz am Ende des Pulses. Wir verändern demnach die Steilheit der Funktion, mit der die Rabi-Frequenz innerhalb des Pulses bis auf $\Omega_c^{\text{max}}/2\pi = 40 \text{ MHz}$ erhöht wird. Dieser Wert entspricht zudem der maximalen, in unserem Aufbau verfügbaren Rabi-Frequenz, damit bei kurzen Pumpimpulsen ein möglicher Einfluss auf die Adiabaticität des vSTIRAP-Prozesses untersucht werden kann. Der gemessene Verlauf von η_p ist monoton ansteigend und konvergiert ebenfalls gegen die maximale Erzeugungseffizienz von $\approx 35\%$. Eine niedrige Erzeugungseffizienz bei kurzen Kontrolllaserpulsen ist zunächst korreliert mit Restbesetzung im Ausgangsniveau. Erst ab einer Pulslänge von $2 \mu\text{s}$ ist der Populationstransfer von $|F = 2\rangle$ nach $|F = 1\rangle$ vollständig erfolgt. Noch längere Pulse haben dagegen keinen wesentlichen Einfluß mehr auf die Erzeugungseffizienz. Aufgrund der Überlagerung des Photonenerzeugungsprozesses mit inkohärenten Streumechanismen ist eine Aussage über die Adiabaticität schwierig, wenn nicht sogar in unserem Parameterregime unmöglich.

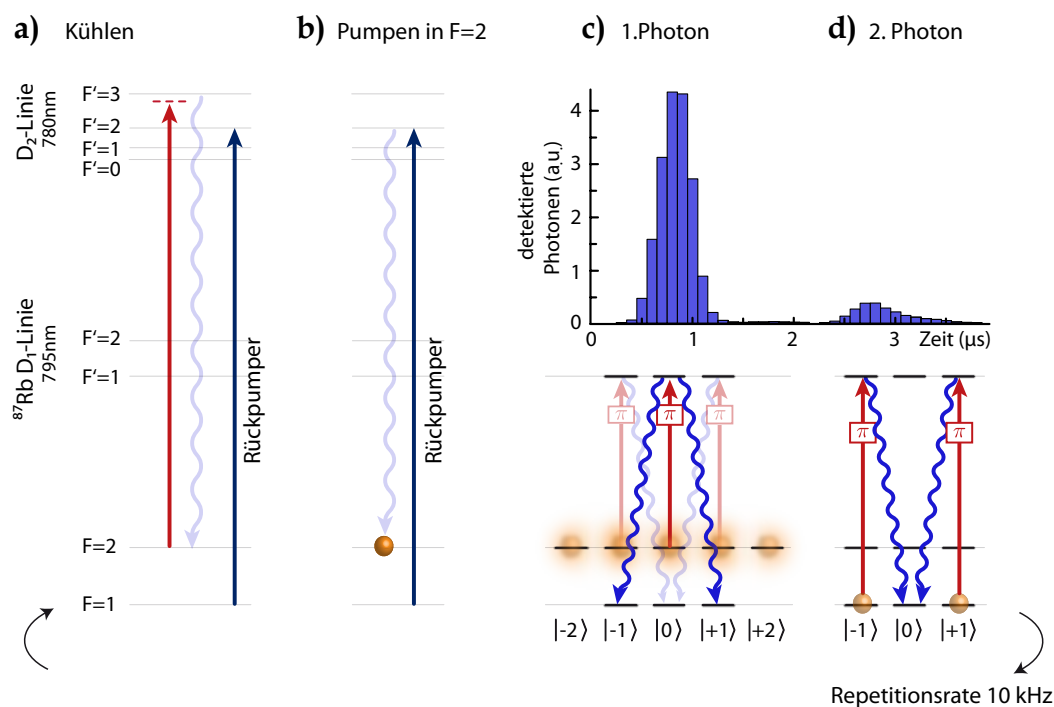


Abbildung 3.10.: Sequenz zur Erzeugung von Verschränkung. Nach einem Intervall, in dem das Atom optisch gekühlt wird (a), wird das Atom im Hyperfeingrundzustand $|F=2\rangle$ präpariert (b). Atomare Besetzung ist über alle Zeeman-Unterstufen verteilt. (c) und (d) Aufgrund der intrinsischen Güte des Protokolls können nur zwei Photonen nacheinander emittiert werden, wenn das Atom ursprünglich in $|2, 0\rangle$ startet. Histogramm: Beispiel einer Ankunftszeitstatistik der beiden Einzelphotonenpulse, aus denen die Effizienz der einzelnen Prozesse bestimmt werden kann.

3.6. Ergebnisse II - Atom-Photon-Verschränkung

Die Implementierung des in Kapitel 3.2 beschriebenen Protokolls ermöglicht die Erzeugung von Verschränkung zwischen dem Zeeman-Zustand eines im Resonator gespeicherten Atoms und dem Polarisationszustand eines Photons. Die Projektion des atomaren Zustands auf ein zweites Photon liefert einen verschränkten Zwei-Photonen-Zustand, der mittels Polarisationsanalyse vermessen wird. Nach der Vorstellung der experimentellen Sequenz in Kapitel 3.6.1 wird zur vollständigen Charakterisierung des produzierten Zustands zunächst eine Quantenzustandstomographie zur Rekonstruktion der Dichtematrix durchgeführt (Kapitel 3.6.2). Die deutlich geringere Zahl der Messbasen zur Bestimmung des Verschränkungszeugen wird anschließend in Kapitel 3.6.3 als effiziente Untersuchungsmethode hinsichtlich der Lebensdauer des verschränkten Zustands herangezogen.

3.6.1. Experimentelle Sequenz

Die experimentelle Sequenz startet mit dem probabilistischen Laden einzelner Atome aus der MOT in den Resonator. Während einer 900 ms andauernden ersten Phase wird kontinuierlich gekühlt und das von den Atomen gestreute Fluoreszenzlicht auf den CCD-Chip

der Kamera abgebildet. Eine softwareseitige Analyse der ersten Aufnahme überprüft die Region des Resonators auf die Präsenz eines Einzelatoms und dessen Position in Bezug auf das Zentrum der Resonatormode. Wird kein Atom beziehungsweise werden mehrere Atome detektiert, wird sofort ein neuer Ladeversuch gestartet. Eine typische Zeitskala für einen Nachladeversuch beträgt ≈ 1 s (300 ms MOT-Phase, 150 ms Transfer plus die Zeit für Bildaufnahme und -analyse). War das Laden eines Einzelatoms erfolgreich, wird die Sequenz zur Erzeugung verschränkter Photonen gestartet und mit einer Repetitionsrate von bis zu 10 kHz wiederholt (Abb. 3.10).

Die Sequenz beginnt mit einem Kühlintervall, um mögliche Impulsüberträge während der Photonenerzeugungsprozesse zu kompensieren. Anschließend initialisieren wir das Atom im $|F = 2\rangle$ Hyperfeingrundzustand. Wir verzichten hier auf die Anwendung des in Kapitel 3.5.1 vorgestellten optischen Pumpens in $m_F = 0$, weil die Wahrscheinlichkeit für den Verlust des Atoms deutlich höher ist als ohne das optische Pumpen. Diese Entscheidung beruht auf einem Abwägen zwischen der für beide Fälle erwarteten Rate von Zwei-Photonen-Ereignissen und der mittleren Speicherzeit des Atoms im Resonator.

Nun wird durch Einstrahlen des Kontrolllaserpulses der erste vSTIRAP-Prozess getrieben. Aufgrund der π -Polarisation tragen die Zeeman-Zustände $|2, \pm 2\rangle$ nicht zu der Photonenerzeugung bei. Nur die inneren drei Niveaus werden durch den Laserpuls adressiert und können durch Populationstransfer in $|F = 1\rangle$ ein Photon in den Resonator emittieren. Für die Untergruppe an Ereignissen, in denen das Atom aus dem Niveau $|2, 0\rangle$ startet, wird Atom-Photon-Verschränkung erzeugt. Nach einer variablen Wartezeit wird der zweite vSTIRAP-Prozess mit einem Laserpuls auf dem $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$ Übergang gestartet. Der atomare Zustand wird hier auf ein zweites, in den Resonator emittiertes Photon projiziert. Wie in Kapitel 3.2 diskutiert, kann bei Vernachlässigung nicht-resonanter Anregung nur die im Zustand $|2, 0\rangle$ beginnende Folge von Raman-Übergängen am Ende zwei Photonen produzieren.

Das Histogramm in Abb. 3.10 zeigt die Ankunftszeitstatistik der beiden in einem zeitlichen Abstand von $\tau = 1.5 \mu\text{s}$ erzeugten Photonen. Aus der Zahl detektierter Photonen im ersten Intervall bezogen auf die Gesamtzahl an Versuchen folgt eine Erzeugungseffizienz für das erste Photon von $\eta_1 = 11(1)\%$. Die auf den ersten Blick überraschend niedrige Erzeugungseffizienz ist auf folgende Gründe zurückzuführen. Die Nicht-Anwendung des optischen Pumpens nach $|2, 0\rangle$ und das Vorhandensein von Population in den beiden äußeren Zeeman-Zuständen reduziert unter Annahme von Gleichverteilung über alle Zeeman-Niveaus die Effizienz um einen Faktor 0.6. Desweiteren besteht das Hauptziel der in diesem Kapitel beschriebenen Arbeit darin, verschränkte Photonen bereitzustellen, die während eines Kopplungsexperiments in einem Bose-Einstein-Kondensat abgespeichert werden können (siehe Kapitel 4). Dies erfordert Photonen mit einer Frequenz 70 MHz rot vom Stark-verschobenen atomaren Niveau (Vergleich Abb. 3.8(b)). Der negative Einfluss auf die Erzeugungseffizienz aufgrund der Ein-Photonen-Verstimmung konnte zumindest teilweise kompensiert werden, indem für das kurze Zeitintervall der Photonenproduktion die Intensität der Stehwellenfalle um 40% und damit die Stark-Verschiebung Δ_{ac} der atomaren Niveaus verringert wird. Die effektive Ein-Photonen-Verstimmung Δ_{eff} beträgt ≈ -20 MHz und lässt eine weitere Reduktion um einen Faktor 0.9 erklären. Außerdem sollten die produzierten Photonen eine Halbwertsbreite von ≈ 300 ns aufweisen. Diese Anforderung wird durch einen kurzen Kontrolllaserpuls mit einer Länge von $1.3 \mu\text{s}$ erfüllt,

führt aber ebenfalls zu einer um einen Faktor 0.8 verringerten Erzeugungseffizienz (Vergleich Abb. 3.9(b)). Die Multiplikation der drei Reduktionsfaktoren ergibt ≈ 0.4 und ist konsistent mit der experimentell beobachteten Einzelphotonenerzeugungseffizienz.

Die konditionierte Effizienz für die Emission eines zweiten Photons kann aus dem Verhältnis der detektierten Zahl zweiter Photonen zu ersten Photonen bestimmt werden. In dem Histogramm beträgt dieses Verhältnis 10(1)%. Für den ersten vSTIRAP ist es unerheblich, in welchem der drei inneren Zeeman-Zustände das Atom sich befunden hat. Allerdings erlaubt nur der Zustand $|2, 0\rangle$ auch die anschließende Emission eines zweiten Photons (siehe Kapitel 3.2). Unter erneuter Annahme von Gleichverteilung atomarer Besetzung über alle Zeeman-Zustände, muss die konditionierte Erzeugungseffizienz um einen Faktor 3 korrigiert werden und ergibt $\eta_2 = 31(3)\%$. Die Wahrscheinlichkeit für ein Photonenpaar im Resonator beträgt demnach 1.1(2)% und deckt sich mit der experimentellen Beobachtung. Bei einer Repetitionsrate von 10 kHz werden 100 verschränkte Photonenpaare pro Sekunde in den Resonator emittiert.

Es soll angemerkt werden, dass die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines verschränkten Photonenpaares auf der D_1 -Linie $\eta_1 \cdot \eta_2 = 10\%$ betragen kann. Dafür sind neben der Implementierung des optischen Pumpens nach $|2, 0\rangle$ die vSTIRAP-Prozesse auf Resonanz mit dem Stark-verschobenen Atom und mit etwas längeren Kontrolllaserpulsen durchzuführen.

3.6.2. Quantenzustandstomographie

Für eine detaillierte Analyse des von unserem System produzierten, verschränkten Zwei-Photonen-Zustands wird zuerst eine Quantenzustandstomographie durchgeführt und die Dichtematrix rekonstruiert. Dazu werden die aus dem Atom-Resonator-System emittierten Photonenpaare an einem nicht-polarisierenden Strahlteiler (NPBS) auf zwei Detektionsaufbauten (wie in Abb. 3.5) zur Polarisationsanalyse aufgeteilt. In jedem dieser Aufbauten kann unabhängig die Messbasis (H/V , D/A oder R/L) eingestellt werden, so dass insgesamt 9 verschiedenen Basiskombinationen für eine Messung zur Verfügung stehen. Der zur Auswertung herangezogene Datensatz einer 4-stündigen Messung besteht aus 1306 geladenen Einzelatomen und enthält insgesamt 2479 korrelierte Zwei-Photonen-Ereignisse, aus denen schließlich die Dichtematrix berechnet werden kann:

$$\rho = \begin{pmatrix} 0.025 & 0.025 + 0.011i & -0.008 - 0.001i & 0.009 + 0.001i \\ 0.025 - 0.011i & 0.467 & -0.473 - 0.038i & 0.014 + 0.001i \\ -0.008 + 0.001i & -0.473 + 0.038i & 0.501 & 0.008 - 0.005i \\ 0.009 - 0.001i & 0.014 - 0.001i & -0.008 + 0.005i & 0.007 \end{pmatrix}. \quad (3.29)$$

Der Real- und Imaginärteil ist in Abb. 3.11 graphisch dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die Signatur des Ψ^- -Bell-Zustand (Gl. (3.11)), mit dem unser gemessener Zustand eine Fidelity von sehr guten 96(1)% besitzt. Aus den Diagonalelementen der Dichtematrix ist weiterhin abzulesen, dass 97% der Photonenpaare zueinander orthogonale Polarisation haben, während die beiden ausgeprägten Elemente der Nebendiagonalen auf die feste Phase zwischen den zwei Anteilen des Ψ^- -Zustands hindeuten. Der Imaginärteil der Dichtematrix sollte idealerweise für alle Elemente Null sein. Die gemessene Abweichungen davon

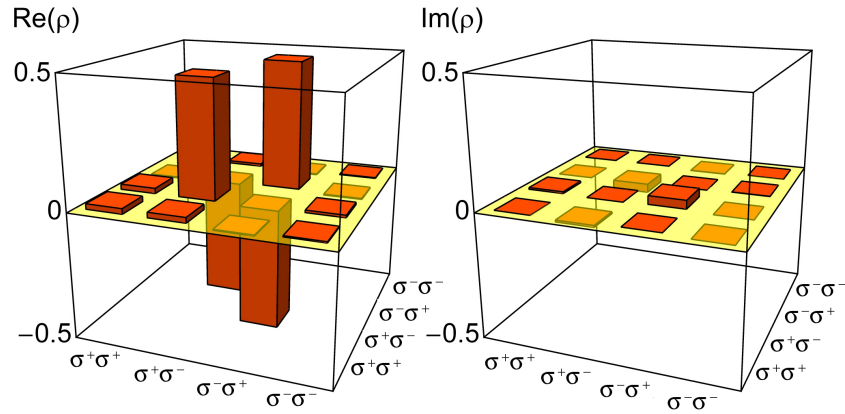


Abbildung 3.11.: Real- und Imaginärteil der gemessenen Dichtematrix. Während die Diagonalelemente von $\Re \rho$ die Orthogonalität der Polarisierung der beiden Photonen widerspiegeln, zeigen die zwei ausgeprägten Elemente auf der Nebendiagonalen die feste Phasenbeziehung. Der Imaginärteil eines jeden Matrixelements sollte Null sein, Abweichungen deuten auf nichtkompensierte Restmagnetfelder am Ort des Atoms hin. Die Fidelity mit dem Ψ^- -Zustand beträgt 96(1)%.

weisen auf eine Dephasierung zwischen den beiden Zeeman-Zuständen $|1, +1\rangle$ und $|1, -1\rangle$ nach Emission des ersten Photons hin, die möglicherweise von Magnetfeldfluktuationen am Ort des Atoms hervorgerufen werden.

3.6.3. Lebensdauer der Atom-Photon-Verschränkung

Neben der im vorangegangenen Abschnitt diskutierten Übereinstimmung des erzeugten Zustands mit dem Ψ^- -Zustand interessiert uns weiterhin, auf welchen Zeitskalen die Verschränkung zwischen dem Polarisations-Qubit und dem Zeeman-Qubit aufrecht erhalten werden kann. Die Polarisierung eines Photons ist in der Regel keinen Fluktuationen unterworfen. Eine mögliche Polarisationsdrehung entlang des Propagationspfads kann prinzipiell leicht mit Hilfe von Wellenplatten kompensiert werden. Als Ursache für Dephasierung des verschränkten Zustands kommen dementsprechend differentielle Stark-Verschiebungen, nicht-kompensierte Magnetfelder und deren Fluktuationen in Frage, die die relative Lage der atomaren Zeeman-Niveaus beeinflussen können.

Um diese Effekte zu studieren, haben wir die Entwicklung des verschränkten Zustands als Funktion des Pulsabstands τ zwischen dem ersten und zweiten Photon untersucht. Auf diese Weise verlängert man für größer werdenden Pulsabstand das Zeitintervall, in dem äußere Störquellen an das Atom ankoppeln können. Bei dieser systematischen und viele Messpunkte umfassenden Lebensdauerermessung hilft das Konzept des Verschränkungszeugen, weil in deutlich geringerer Zeit eine Aussage über den Grad an Verschränkung getroffen werden kann. Abb. 3.12 zeigt das erwartete Absinken der Fidelity, die nach Gl. (3.27) aus dem Verschränkungszeugen berechnet wird. Bei einem Pulsabstand von $58 \mu\text{s}$ schneidet man den mit rein klassische Korrelationen erreichbaren Grenzwert von $\mathcal{F} = 50\%$ ⁵. Ge-

⁵ Der klassische Grenzwert ließe sich zum Beispiel durch Photonen erreichen, die perfekt orthogonal polarisiert sind aber eine zufällige relative Phase besitzen.

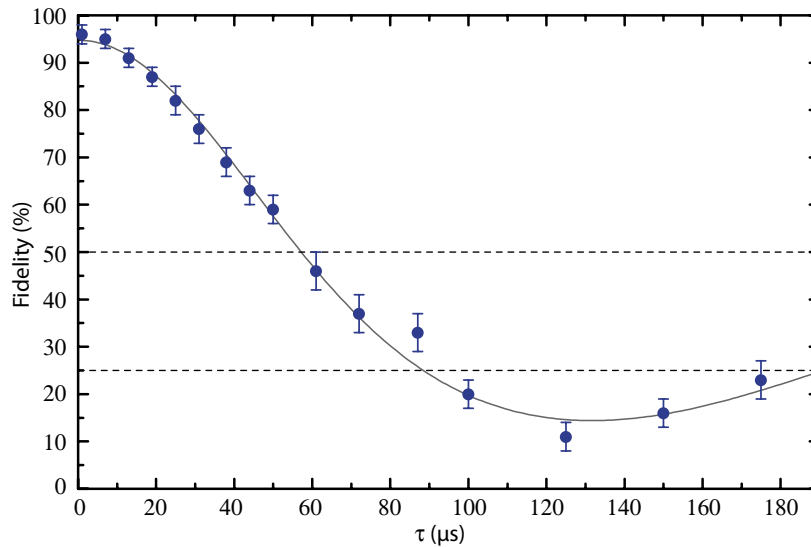


Abbildung 3.12.: Lebensdauer des verschränkten Zustands. Gezeigt ist die aus dem Verschränkungszeugen berechnete Fidelity (Gl. (3.27)) mit dem Ψ^- -Zustand als Funktion der Wartezeit τ zwischen den beiden Photonen. Der Grenzwert für nicht-klassische Korrelationen wird bei $58 \mu\text{s}$ unterschritten. Bei noch größeren Zeiten konvergiert \mathcal{F} oszillierend gegen den Wert für einen gemischten Zustand (25%). Die schwach ausgeprägte Oszillation ist vermutlich auf ein konstantes Restmagnetfeld parallel zur Resonatorachse von 3 mG zurückzuführen. Die Fitkurve zur Beschreibung der Dephasierung entspricht der Überlagerung einer Gauß-Funktion [107] mit einem oszillatorischem Anteil aufgrund eines möglichen Restmagnetfelds.

genüber früheren Messungen [93] ist die Lebensdauer des verschränkten Zustands damit um einen Faktor 10 höher. Möglich ist dies, weil mit der Mikrowellenspektroskopie und dem Magnetfeldsensor zwei Analysemethoden zur Verfügung stehen, die Störquellen leichter identifizieren lassen. Für noch größere Pulsabstände konvergiert die Fidelity gegen den Wert 25%, der einen gemischten Polarisationszustand der zwei Photonen repräsentiert. Der in den Daten erkennbare schwache Oszillationsanteil ist konsistent mit einem Restmagnetfeld von rund 3 mG entlang der Resonatorachse.

In einer weiteren Messung soll der positive Einfluss eines stabilisierenden Magnetfelds B_0 parallel zur Resonatorachse auf die Lebensdauer des verschränkten Zustands demonstriert werden. Die Aufhebung der Entartung der beteiligten Zeeman-Niveaus führt zu einer kontrollierten Phasenentwicklung zwischen diesen beiden. Der zusätzliche Vorteil des Stabilisierungsfeldes besteht darin, dass der Einfluss von Magnetfeldfluktuationen ΔB_\perp transversal zur Resonatorachse um einen Faktor $\Delta B_\perp/2B_0$ abgeschwächt wird. Entsprechend geringer ist die Wahrscheinlichkeit für eine Umverteilung atomarer Besetzung auf andere Zeeman-Zustände. Ist B_0 hinreichend groß, so verbleibt einzig der Dekohärenz erzeugende Einfluss von Magnetfeldfluktuationen entlang der Resonatorachse. Das Resultat eines Scans des Pulsabstandes τ unter dem Einfluss eines Stabilisierungsfeldes von 33 mG ist in Abb. 3.13 dargestellt. Eindrucksvoll ist die durch das Magnetfeld hervorgerufene Phasenentwicklung visualisiert. Nach einer ganzen Oszillationsperiode von $21 \mu\text{s}$ wird der Ψ^- -Zustand mit sehr hoher Fidelity reproduziert, während bei einer Phasenakkumulation von einem ungeradzahigen Vielfachen von π die gemessenen Korrelationen einem

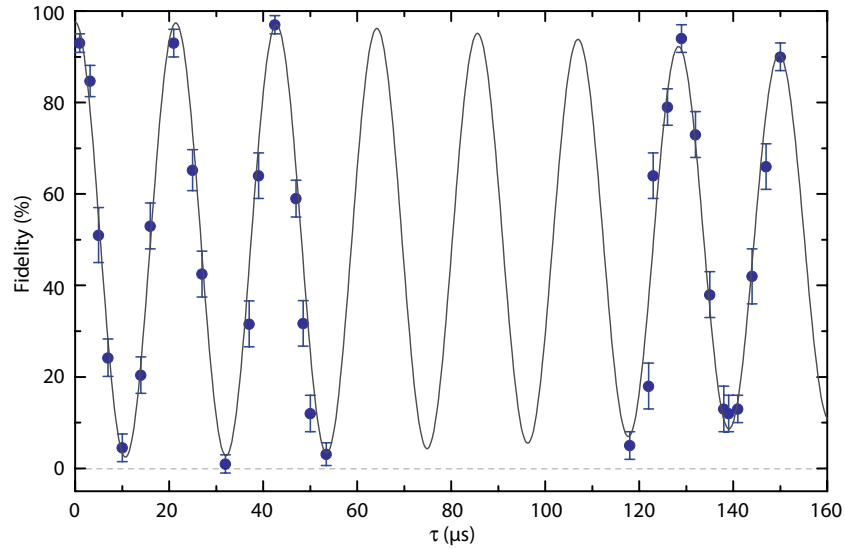


Abbildung 3.13.: Kontrollierte Zustandsrotation in einem Magnetfeld entlang der Resonatorachse. Durch Anlegen eines Stabilisierungsfeldes von 33 mG oszilliert die Phase zwischen den beiden Anteilen des verschränkten Zustands mit einer Frequenz von 47 kHz und reproduziert nach jeweils einer Periode den Ψ^- -Zustand. Eine Fidelity von 0 entspricht dem Ψ^+ -Zustand. Da der Einfluss von Magnetfeldfluktuationen ΔB_{\perp} transversal zur Resonatorachse unterdrückt wird, beträgt \mathcal{F} bei einem Pulsabstand von 150 μs noch 90(3)%. Aus der Fitkurve lässt sich eine Lebensdauer ($1/e$) der Verschränkung von $\approx 400 \mu\text{s}$ ableiten.

Ψ^+ -Zustand entsprechen ($\mathcal{F} = 0$). Das bemerkenswerte Ergebnis dieser Messung ist, dass nach 150 μs noch eine Übereinstimmung mit dem erzeugten Ψ^- -Zustand von 90(3)% vorhanden ist. Die Lebensdauer des verschränkten Zustands ist damit um fast eine weitere Größenordnung erhöht worden. Es sollte allerdings erwähnt werden, dass die Langzeitstabilität der Atom-Photon-Verschränkung für Wartezeiten $\tau > 150 \mu\text{s}$ nicht besonders gut ist. Schon kleinste Änderungen des Magnetfelds entlang der Stabilisierungsfeldrichtung haben nach mehreren Oszillationen einen starken Effekt auf den gemessenen Zustand. In einer Langzeitmessung bei $\tau = 100 \mu\text{s}$ konnte über eine Zeitspanne von 9 Stunden eine mittlere Fidelity von 81(1)% gehalten werden.

Die erfreulichen Ergebnisse bezüglich dem erreichten Grad an Verschränkung, der Lebensdauer des erzeugten Zustands und dessen Erzeugungseffizienz haben die Voraussetzung für ein Experiment geschaffen, bei dem zwei räumlich-getrennte, atomare Systeme durch Photonenaustausch miteinander verschränkt werden. Dieses Experiment wird im nachfolgenden Kapitel 4 vorgestellt.

4. Verschränkung zwischen einem einzelnen Atom und einem BEC

Für die Quanteninformationsverarbeitung und Quantenkommunikation spielt das Konzept des Quantennetzwerks eine wichtige Rolle [71]. Ein solches Netzwerk besteht aus mehreren stationären Knoten (z. B. atomaren Systemen), in denen Quanteninformation lokal generiert, gespeichert und verarbeitet werden kann. Die Verteilung von Quantenzuständen zwischen einzelnen Knoten kann zum Beispiel durch den Austausch einzelner Photonen erfolgen. Aufgrund der Ausbreitung mit Lichtgeschwindigkeit und der Möglichkeit für gerichteten Transport in optischen Glasfasern sind sie als Informationsträger über lange Distanzen prädestiniert. Die zuverlässige Konvertierung von Quantenzuständen zwischen den stationären und photonischen Informationsträgern setzt allerdings effiziente Schnittstellen für Licht-Materie-Wechselwirkung voraus.

In diesem Kapitel wird die zuverlässige Verteilung von verschränkten Zuständen zwischen zwei räumlich getrennten und konzeptionell unterschiedlichen atomaren Systemen demonstriert. Das dazu verwendete Schema ist eine konsequente Erweiterung des im vorherigen Kapitel vorgestellten Verschränkungsprotokolls auf ein hybrides Netzwerk. Zunächst wird Verschränkung zwischen einem einzelnen Atom und einem emittierten Photon erzeugt (siehe Kapitel 3.2). Das Photon wird mit Hilfe einer optischen Faser in ein anderes Labor transferiert und dort in einem Bose-Einstein-Kondensat (BEC) abgespeichert. Dieser Prozess etabliert Verschränkung zwischen dem einzelnen Atom und dem BEC. Nach einer frei einstellbaren Zeit kann die Materie-Materie-Verschränkung abschließend in Photon-Photon-Verschränkung umgewandelt werden, indem in beiden Systemen jeweils ein Einzelphoton erzeugt wird. Die Übereinstimmung dieses Zwei-Photonen-Zustands mit dem erwarteten, verschränkten Zustand beträgt 95% und beweist, dass die ursprünglich im Atom-Resonator-System erzeugte Verschränkung alle Umwandlungsprozesse in dem hybriden Netzwerk quasi ohne Degradation überlebt. Die Lebensdauer der Materie-Materie-Verschränkung ist mit $100 \mu\text{s}$ zwei Größenordnungen höher als die intrinsischen Zeitskalen zur Erzeugung und für den Transport des Photons.

Dieses Kapitel stellt lediglich eine kurze Zusammenfassung dieses anspruchsvollen Koppungsexperiments dar. Für eine detaillierte Besprechung wird auf die Doktorarbeit meines Kollegen Matthias Lettner verwiesen.

Die präsentierten Ergebnisse wurden teilweise veröffentlicht in:

Remote entanglement between a single atom and a Bose-Einstein condensate.
M. Lettner, M. Mücke, S. Riedl, C. Vo, C. Hahn, S. Baur, J. Bochmann, S. Ritter, S. Dürr, and G. Rempe.
Phys. Rev. Lett. **106**, 210503 (2011)

4.1. Experimentelles Protokoll und Implementierung

Eine schematische Darstellung des Experiments und das Protokoll zum Erzeugen von Verschränkung zwischen einem Atom und einem BEC ist in Abb. 4.1 dargestellt. Durch Anwendung des Verschränkungsschemas im Atom-Resonator-System auf der D₁-Linie von ⁸⁷Rb bei 795 nm wird Verschränkung zwischen dem Polarisationszustand eines emittierten Photons und dem Zeeman-Zustand des Atoms erzeugt:

$$|\Psi\rangle_{\text{Atom}\otimes\text{Photon}} = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1, -1\rangle |\sigma^+\rangle - |1, +1\rangle |\sigma^-\rangle) . \quad (4.1)$$

Das Photon gelangt an einen nicht-polarisierenden 50:50 Strahlteiler und kann mit Hilfe einer 30 m langen optischen Faser in das benachbarte Labor transferiert werden. Dort wird das Photon in einem Bose-Einstein-Kondensat (BEC) abgespeichert. Der Speicherprozess basiert auf der Ausnutzung eines kohärenten Dunkelzustands, der mit dem Phänomen der elektromagnetisch induzierten Transparenz (EIT) verknüpft ist [108, 109]. Darüberhinaus wird durch Absorption des Photons eine kollektive Spinwelle im ⁸⁷Rb BEC angeregt, die je nach Polarisation des absorbierten Photons dem Ein-Magnonen-Zustand

$$|2, \pm 1\rangle_{\text{BEC}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N |2, \pm 1\rangle_i \otimes |\chi_2\rangle_i \otimes_{j=1, j \neq i}^N |1, 0\rangle \otimes |\chi_1\rangle_j \quad (4.2)$$

entspricht. Hier repräsentiert $|\dots\rangle_i$ den Zustand des i -ten Atoms im BEC. Während die räumliche Wellenfunktion des i -ten Atoms $|\chi_1\rangle_i$ identisch mit der Ein-Teilchen-Modenfunktion des BEC ist, enthält $|\chi_2\rangle_i$ zusätzlich die Wellenfunktionen des eingestrahlten Probe- und Kontrolllaserfelds. N ist die Gesamtzahl an Atomen im BEC. Der erzeugte verschränkte Zustand zwischen dem einzelnen Atom im Resonator und der Spinwellenanregung im BEC lautet dann entsprechend

$$|\Psi\rangle_{\text{Atom}\otimes\text{BEC}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |1, -1\rangle_{\text{Atom}} \otimes |2, +1\rangle_{\text{BEC}} - |1, +1\rangle_{\text{Atom}} \otimes |2, -1\rangle_{\text{BEC}} \} . \quad (4.3)$$

Nach einer frei wählbaren Speicherzeit t_{BEC} im BEC kann das erste Photon durch Zurückwandeln der Spinwellenanregung wieder ausgelesen werden. Im Atom-Resonator-System erfolgt zum Zeitpunkt t_{Atom} die Projektion des Zeeman-Zustand auf den Polarisationszustand eines zweiten emittierten Photons. Dadurch wird die Materie-Materie-Verschränkung schließlich in Verschränkung zwischen den Polarisationszuständen zweier Photonen umgewandelt. Der im Idealfall produzierte Zustand entspricht dem maximal verschränkten Ψ^- -Bell-Zustand

$$|\Psi^-\rangle_{\text{Photon}\otimes\text{Photon}} = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\sigma^+\rangle |\sigma^-\rangle - |\sigma^-\rangle |\sigma^+\rangle) . \quad (4.4)$$

Die Messung des Zwei-Photonen-Zustands erfolgt in zwei unabhängigen Detektoraufbauten und gestattet je nach Wahl der Messbasen die Bestimmung des Verschränkungszeugen \mathcal{W} oder eine Rekonstruktion der Dichtematrix (siehe Kapitel 3.3).

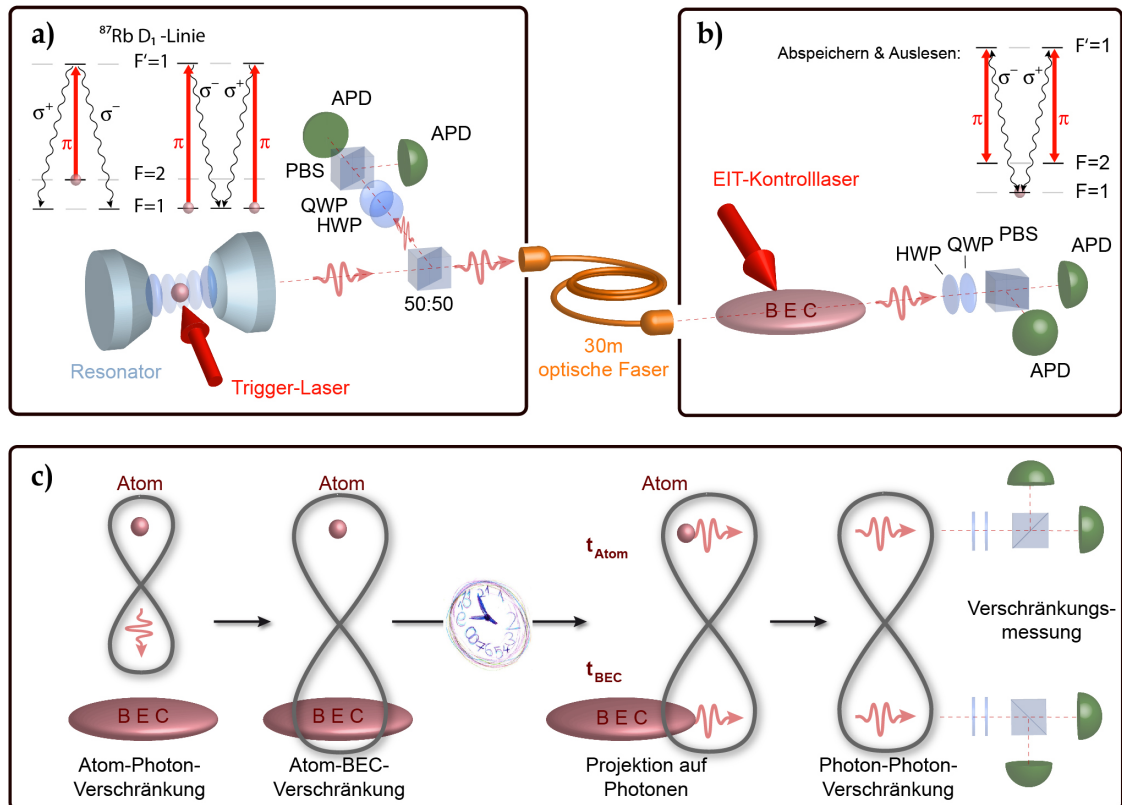


Abbildung 4.1.: Das Erzeugen von Verschränkung zwischen einem Atom und einem BEC. (a) Ein einzelnes Atom in einem optischen Resonator emittiert ein Einzelphoton, dessen Polarisationszustand mit dem Zeeman-Zustand des Atoms verschränkt ist. An einem 50:50 Strahlteiler kann dieses Photon über eine 30 m lange, optische Faser in ein anderes Labor transferiert und unter Ausnutzung eines EIT-Schemas in einem BEC abgespeichert werden, (b). Dieser Prozess etabliert die Verschränkung zwischen dem Zeeman-Zustand des einzelnen Atoms und einer kollektiven Spinwellen-Anregung im BEC. Nach einer in jedem Labor frei wählbaren Zeit t_{Atom} bzw. t_{BEC} , werden die atomaren Qubits in den Polarisationsfreiheitsgrad emittierter Photonen umgewandelt und in unabhängigen Detektoranordnungen gemessen. (c) Schematische Darstellung der zeitlichen Abfolge der wesentlichen Schritte des Protokolls.

Verwendete Abkürzungen: APD (Photodetektor), PBS (polarisierender Strahlteiler), HWP/QWP (Halb- bzw. Viertelwellenplatte).

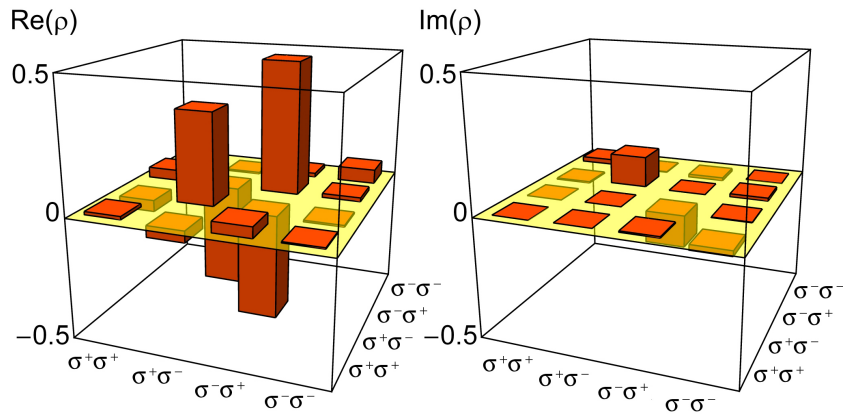


Abbildung 4.2.: Dichtematrix des Zwei-Photonen-Zustands nach Abspeichern und Wiederauslesen des ersten Photons im BEC. Gezeigt ist der Real- und Imaginärteil von ρ . Die Fidelity mit dem erwarteten Ψ^- -Bell-Zustand beträgt für den Gesamtprozess $\mathcal{F} = 95(3)\%$. Die Speicherzeit im Atom-Resonator-System t_{Atom} und im Bose-Einstein-Kondensat t_{BEC} ist jeweils $1 \mu\text{s}$. Vergleiche dazu Abb. 3.11 ohne Abspeichern und Wiederauslesen im BEC.

Technische Implementierung

Das Zusammenführen von zwei grundsätzlich verschiedenen Systemen stellt eine große experimentelle Herausforderung dar. Eine erfolgreiche Kopplung verlangt eine Festlegung auf für beide Systeme akzeptable Parameter des ausgetauschten Photons. Dies hat zur Folge, dass beide Systeme nicht in dem für ihren alleinigen Betrieb optimierten Parameterbereich betrieben werden können. So führt zum Beispiel das Arbeiten auf der im Atom-Resonator-System bevorzugten¹ D_2 -Linie bei 780 nm zu hohen Atomverlusten durch Photoassoziation im BEC. Dieser Aspekt macht ein Arbeiten auf der D_1 -Linie bei 795 nm erforderlich. Darüber hinaus beträgt die relative Verstimmung der atomaren Resonanzen zwischen den beiden Apparaturen aufgrund unterschiedlicher Dipolfallenkonfigurationen rund 130 MHz. Der notwendige Kompromiss für die Frequenz resultiert in einer Reduktion der Abspeicher-Wiederauslese-Effizienz im BEC ($\eta_{\text{BEC}} = 16\%$) und der Einzelphotonenerzeugungseffizienz im Atom-Resonator-System (siehe Diskussion am Ende von Kapitel 3.6.1).

Das Erzeugen eines Bose-Einstein-Kondensats mit 10^6 Atomen dauert bei diesem Experiment circa 20 s. Währenddessen wird im Atom-Resonator-Aufbau versucht, ein einzelnes Atom in den Resonator zu laden und dort zu speichern. Inklusive der Analyse des ersten Einzelatombildes dauert solch ein Ladeversuch 1.4 s und ist in 20-30% der Fälle erfolgreich. Anschließend wird das Atom kontinuierlich gekühlt und dessen Position anhand der Kamerabilder überwacht, bis im Nachbarlabor die Herstellung des BEC abgeschlossen ist. Da mehrere Ladeversuche möglich sind, beträgt die gesamte Erfolgswahrscheinlichkeit für das Laden eines Einzelatoms pro BEC-Sequenz $\approx 72\%$. Im Fall eines erfolgreichen Initialisierens beider Systeme signalisieren elektronische Trigger-Pulse den Start des eigentlichen Verschränkungsprotokolls, dessen Takt von einem Funktionsgenerator an beide Experimente gesendet wird. Diese *Master-Clock* ist neben dem zur Laserstabilisierung ver-

¹ Aufgrund höherer Übergangsdipolmatrixelemente sind die Erzeugungseffizienzen für Einzelphotonen im Atom-Resonator-System bei 780 nm fast einen Faktor 2 größer als bei 795 nm.

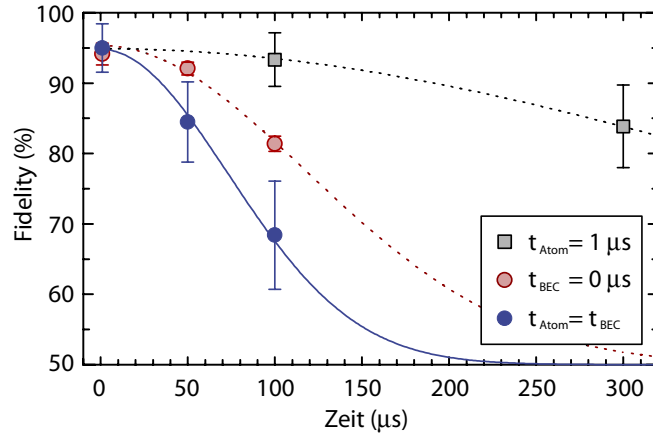


Abbildung 4.3.: Lebensdauer der Atom-BEC-Verschränkung. Die Verschränkung zwischen den beiden atomaren Systemen degradiert mit zunehmender Speicherzeit $t_{\text{Atom}} = t_{\text{BEC}}$ (blaue Datenpunkte). Der Einfluss der Einzelapparaturen kann in zusätzlichen Messungen untersucht werden, in denen nur ein System der Dephasierung ausgesetzt ist (BEC: graue Datenpunkte, Einzelatom: rote Datenpunkte). Der Zustand des anderen atomaren Systems wurde in den beiden Messungen jeweils schnell auf ein Photon übertragen. Die Linien sind Gauß-Fitkurven. Der Offset von 50% entspricht dem Grenzwert für klassische Korrelationen.

wendeten Frequenzkamm die einzige von beiden Systemen gemeinsam genutzte Hardware-Komponente, ansonsten arbeiten die Apparaturen komplett unabhängig voneinander. Pro BEC ist die maximale Zahl von Abspeicher-Wiederauslese-Zyklen auf $\sim 10^4$ begrenzt, bevor die Atomzahl N im Kondensat und damit die Effizienz η_{BEC} zu stark reduziert ist. Danach wird die Sequenz gestoppt und mit der Herstellung eines neuen Kondensats begonnen.

4.2. Ergebnisse

Das Verifizieren der Verschränkung zwischen den beiden unterschiedlichen atomaren Systemen gelingt durch Polarisationsanalyse der zwei zum Zeitpunkt t_{BEC} beziehungsweise t_{Atom} unabhängig emittierten Einzelphotonen. Eine Messung in 9 verschiedenen Kombinationen der in den beiden Detektionsaufbauten eingestellten Messbasen ermöglicht die Rekonstruktion der Dichtematrix des Zwei-Photonen-Zustands. Deren Real- und Imaginärteil nach Ablauf des gesamten Protokolls ist in Abb. 4.2 dargestellt. In dieser Messung ist die Speicherzeit in beiden Systemen $t_{\text{BEC}} = t_{\text{Atom}} = 1 \mu\text{s}$, so dass unter Berücksichtigung der Länge des Photonenwellenpakets und dessen Transport in das Nachbarlabor eine Verschränkung zwischen den beiden atomaren Systemen für die Dauer von $0.6 \mu\text{s}$ existierte. Die erreichte Fidelity mit dem erwarteten Ψ^- -Zustand beträgt $\mathcal{F} = 95(3)\%$. In Anbetracht des mit einer Fidelity von $\mathcal{F} = 96(1)\%$ im Resonatorsystem erzeugten, verschränkten Zustands (Abb. 3.11), ist keine nennenswerte Dephasierung des Zustands durch den Abspeicher- und Wiederauslesevorgang des ersten Photons im BEC erkennbar.

Darüberhinaus wurden Messungen zur Lebensdauer der Atom-BEC-Verschränkung durchgeführt und der Einfluss der jeweiligen Einzelsysteme analysiert (Abb. 4.3). Die blauen

Datenpunkte entsprechen der Situation, dass die atomaren Zustände in den beiden Apparaturen zu gleichen Zeiten $t_{\text{Atom}} = t_{\text{BEC}}$ auf die Photonen projiziert werden. In beiden Apparaturen werden magnetische Stabilisierungsfelder von 40 mG (Atom-Resonator-System) beziehungsweise 100 mG (BEC) angelegt, um den Einfluss transversaler Magnetfeldfluktuationen zu unterdrücken (siehe Kapitel 3.6.3). Selbst für eine Verschränkung der beiden atomaren Systeme für eine Dauer von 100 μs liefert der Zwei-Photonen-Zustand noch eine Fidelity von $\mathcal{F} = 68(7)\%$. Die aus den Daten abgeleitete Gauß-Funktion hat eine Halbwertsbreite von 86 μs und lässt Rückschlüsse auf die Lebensdauer der Atom-BEC-Verschränkung zu. Die auftretende Dephasierung ist im Wesentlichen auf Magnetfeldfluktuationen in den Einzelapparaturen zurückzuführen. Deren individueller Beitrag wurde zusätzlich in begleitenden Messungen untersucht. Dazu war jeweils nur ein atomares System für eine variable Zeit einer Dephasierung ausgesetzt (BEC: graue Datenpunkte, Einzelatom: rote Datenpunkte). Es ist offensichtlich, dass das Bose-Einstein-Kondensat besser von störenden Einfüssen der Umgebung isoliert ist als das Einzelatom im Resonator. Die Gauß-Fitkurven liefern als Halbwertsbreiten für die Einzelsysteme 139 μs (Atom-Resonator-System) und 470 μs (BEC).

Mit diesem Experiment ist uns die Verschränkung zweier grundsätzlich unterschiedlicher atomarer Systeme mit einer hohen Fidelity gelungen. Es umfasst die mehrfache Umwandlung des erzeugten Quantenzustands zwischen atomaren und photonischen Informationsträgern und erfüllt damit eine der entscheidenden Anforderungen an ein Quantennetzwerk. Desweiteren betont dieses Experiment die konzeptionellen Stärken der beiden Systeme in einer hybriden Netzwerkarchitektur. So ist das Atom-Resonator-System in diesem Fall hervorragend zur kontrollierten Erzeugung von verschränkten Zuständen geeignet, während ein BEC einen idealen Kandidaten für die Realisierung eines Quantenspeichers darstellt. Die wesentliche Limitierung der momentanen Implementierung betrifft die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Zwei-Photonen-Ereignissen. Typischerweise werden pro Versuch $\sim 10^{-6}$ Korrelationen detektiert. Aus diesem Grund sind für weiterführende Experimente Verbesserungen in Bezug auf die Effizienz aller beteiligten Komponenten notwendig.

5. Elektromagnetisch induzierte Transparenz mit einzelnen Atomen

Obwohl ein Lichtfeld nicht direkt mit einem anderen Lichtfeld wechselwirkt, kann eine Wechselwirkung zwischen beiden mit Hilfe eines nicht-linearen, dielektrischen Mediums vermittelt werden [110]. Ein prominentes Beispiel dafür ist elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT), ein Phänomen, bei dem die Transmission eines Lichtfelds durch ein optisch dichtes Medium mit Hilfe eines zweiten Lichtfelds kontrolliert werden kann. Nahezu alle Experimente zu diesem Themenkomplex wurden bisher in Systemen realisiert, in dem das Medium eine sehr hohe Zahl an Atomen umfasst. Eine interessante und gleichermaßen fundamentale Frage lautet, ob EIT auch mit einem einzelnen Atom beobachtet werden kann. Ein einzelnes Atom hat normalerweise nur einen verschwindend geringen Einfluss auf ein propagierendes Lichtfeld und kann demnach nicht als optisch dichtes Medium aufgefasst werden. Allerdings lässt sich durch die Verwendung eines optischen Resonators die Wechselwirkung zwischen Atom und Lichtfeld dramatisch erhöhen. Die Ergebnisse dieses Kapitels demonstrieren EIT im Regime einzelner Atome und die kohärente Kontrolle der Transmission von Licht durch das Atom-Resonator-System. Desweiteren wird gezeigt, dass bereits wenige Atome ausreichen, um die Propagationsgeschwindigkeit eines Lichtpulses durch das System deutlich zu modifizieren.

Dieses Kapitel ist folgendermaßen gegliedert. Wir beginnen zunächst mit einer Übersicht über grundlegende Ideen und bereits existierende Arbeiten, die das Phänomen von EIT und insbesondere von EIT in optischen Resonatoren untersuchen (Kapitel 5.1). Anschließend wird das theoretische Modell des an einen Resonator gekoppelten Drei-Niveau-Atoms präzisiert (Kapitel 5.2), so dass die experimentellen Daten mit dem Modell simuliert werden können. Es folgt ein kurzer Abschnitt zur technischen Implementierung (Kapitel 5.3). Danach werden die experimentellen Ergebnisse zu EIT mit einzelnen Atomen in einem optischen Resonator und zum Verlangsamen von Lichtpulsen präsentiert (Kapitel 5.4).

Der Inhalt dieses Kapitels wurde teilweise veröffentlicht in:

Electromagnetically induced transparency with single atoms in a cavity.

M. Mücke*, E. Figueroa*, J. Bochmann, C. Hahn, K. Murr, S. Ritter, C.J. Villas-Boas, and G. Rempe.

Nature **465**, 755–758 (2010)

5.1. Übersicht

Elektromagnetisch induzierte Transparenz manifestiert sich im Frequenzraum als ein schmales Transmissionsfenster in einem ansonsten optisch dichten Medium [44, 111, 112]. Dies ist die Folge eines kohärenten Dunkelzustands in einem atomaren Drei-Niveau-System, das

gleichzeitig von zwei kohärenten Lichtfeldern getrieben wird. In den vergangenen Jahren hat die mit EIT einhergehende Kontrolle über die optischen Eigenschaften eines Mediums zu beeindruckenden Experimenten geführt. Neben der Möglichkeit, die Intensität eines transmittierten Lichtstrahls mit einem zweiten Laserstrahl zu schalten [45], lässt sich auch die Geschwindigkeit eines Lichtpulses durch das Medium kontrollieren. So kann ein Lichtpuls zum Beispiel um mehrere Größenordnungen abgebremst [46, 47, 48, 49] oder in dem Medium temporär abgespeichert und kontrolliert wiederausgelesen werden [56].

Das Untersuchen von EIT in einem optischen Resonator fand sowohl von theoretischer [113, 114], als auch von experimenteller Seite [115, 116, 117, 118] Beachtung. Zentraler Aspekt dieser Arbeiten ist die Beobachtung einer extremen Reduktion der Resonator-Linienbreite unter dem Einfluss von EIT. Das atomare Medium besteht dabei aus einer makroskopischen Zahl von Atomen in einer Alkali-Dampfzelle oder magnetooptischen Falle, die an die Mode des Resonators gekoppelt sind. Verschiebt man die Zwei-Photonen-Resonanz in eine der zwei Normalmoden des Atom-Resonator-Systems, kann auch der komplementäre Effekt zu EIT demonstriert werden, der ein zunächst durchsichtiges Medium optisch dicht werden lässt [119]. Das Verlangsamen eines Lichtpulses unter EIT-Bedingungen konnte im Regime vieler Atome ebenfalls gezeigt werden [120].

Daneben rückte ein weiterer spannender Aspekt in das Zentrum des Interesses. Es können nämlich optische Nichtlinearitäten in einem Medium dramatisch verstärkt werden, wenn die resonante Absorption eines Lichtfelds mittels EIT unterdrückt wird [121, 43]. Wie in zahlreichen theoretischen Arbeiten herausgestellt, ist die Kombination von Nichtlinearitäten mit verschwindender Absorption von entscheidender Bedeutung, um in einem optisch dichten Medium starke Licht-Licht-Wechselwirkung auf Basis von Einzelphotonen zu vermitteln [51, 52, 53, 54, 55]. Die Idee, dass ein einzelnes Photon kohärent ein weiteres Einzelphoton kontrollieren und manipulieren kann, eröffnet für die Informationsverarbeitung in Quantennetzwerken aufregende Perspektiven. Die Verwendung einzelner Atome in einem optischen Resonator in Kombination mit EIT wird für eine experimentelle Realisierung als ein besonders vielversprechender Ansatz angesehen [122]. Die große Motivation in Bezug auf EIT mit Einzelatomen wird dadurch untermauert, dass zeitnah zu unseren Messungen dieser Effekt in weiteren Systemen demonstriert werden konnte [123, 124].

5.2. Vertiefung der theoretischen Grundlagen

Ausgangspunkt der nachfolgenden Diskussion ist das in Abschnitt 2.2 vorgestellte Modell eines Drei-Niveau-Atoms in einem Resonator. Der Hamilton-Operator aus Gl. (2.8) beschreibt die Situation, in der ein klassisches Kontrolllaserfeld und die Vakuummode des Resonatorfeldes die zwei dipolerlaubten Übergänge $|u\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ beziehungsweise $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ adressieren und eine effektive Kopplung zwischen den beiden Grundzuständen $|u\rangle$ und $|g\rangle$ vermitteln. Von den Energieeigenzuständen des Systems (Gl. (2.12)ff.) ist der kohärente Dunkelzustand $|\varphi_1^0\rangle$ entscheidend für das Phänomen der elektromagnetisch induzierten Transparenz.

Um die spektralen Eigenschaften des bis hier als abgeschlossen betrachteten Atom-Resonator-Systems in Transmission zu untersuchen, muss das System von außen angeregt werden. In unserem Fall wird die Resonatormode mit Hilfe eines entlang der Resonatorachse ein-

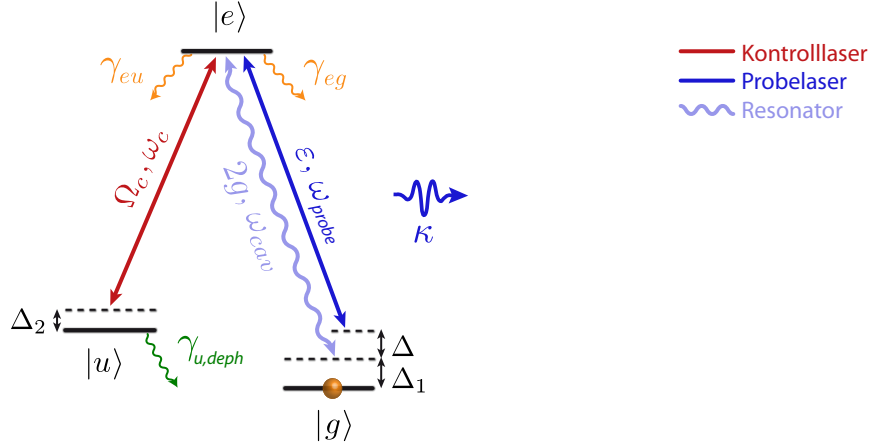


Abbildung 5.1.: Das theoretische Modell für EIT in einem optischen Resonator. Die drei atomaren Zustände werden mittels eines Kontrolllasers (Rabi-Frequenz Ω_c) und der Resonatormode (Vakuump-Rabi-Frequenz $2g$) gekoppelt. Ein nahresonanter Probelaser untersucht das Transmissionsspektrum des gekoppelten Systems. Weitere im Modell berücksichtigte Parameter sind Δ , $\Delta_{1,2}$: Frequenzverstimmungen, κ : Resonatorzerfallsrate, $\gamma_{eu} + \gamma_{eg} = \gamma$: Zerfallsraten des angeregten, atomaren Niveaus und $\gamma_{u,deph}$: Grundzustandsdephasierungsrate.

gestrahlten Probelasers der Stärke ε und verstimmbarer Frequenz ω_{probe} getrieben. Trifft man nun eine Resonanz des gekoppelten Systems, so wird Probelaserlicht transmittiert. Die zu Kapitel 2 veränderte Situation aufgrund des zusätzlichen Probelaserfelds ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Die Berücksichtigung des Pumpterms führt zu neuen Termen im Hamilton-Operator [125]. Sei die Verstimmung zwischen Resonator und Probelaserfrequenz $\Delta = \omega_{cav} - \omega_{probe}$, dann lautet der Hamilton-Operator im Wechselwirkungsbild für ein einzelnes Atom

$$H_{\text{EIT}} = \hbar \left\{ \Delta_1 \sigma_{ee} + (\Delta_1 - \Delta_2) \sigma_{uu} + g \left(a^\dagger \sigma_{ge} + \sigma_{eg} a \right) + \frac{1}{2} \Omega_c (\sigma_{ue} + \sigma_{eu}) + \varepsilon \left(a^\dagger + a \right) - \Delta a^\dagger a + \Delta \sigma_{gg} \right\}, \quad (5.1)$$

mit $\sigma_{ij} = |i\rangle \langle j|$ als atomare Besetzungsoperatoren ($i = j$) beziehungsweise Leiteroperatoren ($i \neq j$), dem Photonenvernichtungsoperator (Erzeugungsoperator) a (a^\dagger), der Kontrolllaser-Rabifrequenz Ω_c , der Atom-Resonator-Kopplungskonstante g und den Verstimmungen der Lichtfelder gegenüber den atomaren Übergangsfrequenzen $\Delta_{1,2}$. Die Erweiterung auf N , nicht miteinander wechselwirkende Atome gelingt leicht durch Ersetzen der atomaren Operatoren durch

$$\sigma_{jk} \longrightarrow S_{jk} = \sum_{i=1}^N \sigma_{jk}^{(i)}. \quad (5.2)$$

Die Dynamik des Atom-Resonator-Systems lässt sich wiederum in einer Master-Gleichung für den Dichtoperator formulieren:

$$\frac{d}{dt} \rho = -\frac{i}{\hbar} [H_{\text{EIT}}, \rho] + \mathcal{L}[\rho], \quad (5.3)$$

wobei der Liouville-Operator durch

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}[\rho] = & \kappa \left(2a\rho a^\dagger - a^\dagger a\rho - \rho a^\dagger a \right) \\
& + \gamma_{eu} \sum_{i=1}^N \left(2\sigma_{ue}^{(i)} \rho \sigma_{eu}^{(i)} - \sigma_{ee}^{(i)} \rho - \rho \sigma_{ee}^{(i)} \right) \\
& + \gamma_{eg} \sum_{i=1}^N \left(2\sigma_{ge}^{(i)} \rho \sigma_{eg}^{(i)} - \sigma_{ee}^{(i)} \rho - \rho \sigma_{ee}^{(i)} \right) \\
& + \gamma_{u,deph} \sum_{i=1}^N \left(2\sigma_{uu}^{(i)} \rho \sigma_{uu}^{(i)} - \sigma_{uu}^{(i)} \rho - \rho \sigma_{uu}^{(i)} \right)
\end{aligned} \tag{5.4}$$

gegeben ist [43]. Wiederum beschreibt der erste Term den Zerfall des Resonatorfeldes mit der charakteristischen Rate κ und der 2. und 3. Term den Spontanzerfall des angeregten atomaren Niveaus $|e\rangle$ mit der Rate γ_{eu} beziehungsweise γ_{eg} . Mit dem letzten Term sollen zusätzlich energieerhaltende Dephasierungsprozesse berücksichtigt werden, die zum Beispiel durch Magnetfeldfluktuationen hervorgerufen werden können. $\gamma_{u,deph}$ wird als Grundzustandsdephasierung bezeichnet und bestimmt eine der fundamentalen Zeitskalen für realistische EIT-Systeme.

Analytische Lösung für den Gleichgewichtszustand des Systems

Ziel soll es nun sein, für unser Modell auf analytischem Weg die Gleichgewichtslösungen abzuleiten und daraus die optischen Eigenschaften des Systems zu bestimmen. Mit Gl. (5.3) und dem für einen Operator A geltenden Zusammenhang $\frac{d}{dt} \langle A \rangle = \text{Sp}(A\dot{\rho})$ findet man ein Differentialgleichungssystem für die Erwartungswerte der uns interessierenden Operatoren. Sie lauten

$$\langle \dot{a} \rangle = i \{ (\Delta + i\kappa) \langle a \rangle - \varepsilon - g \langle S_{ge} \rangle \} \tag{5.5}$$

$$\langle \dot{S}_{ge} \rangle = i \left\{ (\Delta - \Delta_1 + i(\gamma_{eg} + \gamma_{eu})) \langle S_{ge} \rangle - g \langle a(S_{gg} - S_{ee}) \rangle - \frac{1}{2} \Omega_c \langle S_{gu} \rangle \right\} \tag{5.6}$$

$$\langle \dot{S}_{gu} \rangle = i \left\{ (\Delta - \Delta_1 + \Delta_2 + i\gamma_{u,deph}) \langle S_{gu} \rangle + g \langle a^\dagger S_{eu} \rangle - \frac{1}{2} \Omega_c \langle S_{ge} \rangle \right\}. \tag{5.7}$$

Im stationären Fall muss jede dieser Gleichungen Null sein. Wir wollen annehmen, dass im Rahmen einer semiklassischen Näherung die kombinierten Erwartungswerte von Operatoren des Atoms und des Resonators gemäß $\langle a S_{ij} \rangle \sim \langle a \rangle \langle S_{ij} \rangle$ entkoppeln. Die an EIT üblicherweise gestellte Bedingung [43], dass die Rabi-Frequenz des Probelasers viel kleiner als die des Kontrolllasers sein sollte ($\frac{\varepsilon}{\kappa} g \ll \Omega_c$), erlaubt eine weitere Vereinfachung für die Erwartungswerte der atomaren Besetzungsoperatoren S_{ii} gemäß

$$\langle S_{gg} \rangle \approx 1, \quad \langle S_{uu} \rangle \approx \langle S_{ee} \rangle \approx 0. \tag{5.8}$$

Mit diesen Annahmen lässt sich aus dem Differentialgleichungssystem ein Ausdruck für die stationäre, mittlere Photonenzahl im Resonator analytisch ableiten. Man erhält

$$\langle n \rangle = \langle a^\dagger a \rangle = |\langle a \rangle|^2 \approx \frac{|\varepsilon|^2}{|(\Delta + i\kappa) - \chi|^2}, \tag{5.9}$$

wobei χ dem bekannten Ausdruck für die lineare Suszeptibilität eines EIT-Mediums entspricht [126]:

$$\chi = g^2 N \frac{\Delta - \Delta_1 + \Delta_2 + i\gamma_{u,deph}}{(\Delta - \Delta_1 + i(\gamma_{eg} + \gamma_{eu})) (\Delta - \Delta_1 + \Delta_2 + i\gamma_{u,deph}) - \frac{1}{4}\Omega_c^2}. \quad (5.10)$$

Zeitabhängige Lösung der Master-Gleichung mittels Superoperator \mathcal{M}

In diesem Abschnitt wird nun kurz das Konzept vorgestellt, dass eine formale Lösung des in Gl. (5.3) formulierten Problems erlaubt. Man kann die Master-Gleichung derart transformieren, dass sie die kompakte Form

$$\frac{d}{dt}\rho = \mathcal{M}\rho, \quad (5.11)$$

annimmt. Der Operator \mathcal{M} wird in der Literatur als generalisierter Liouville-Operator oder Superoperator bezeichnet [127]. Er enthält alle das Problem vollständig definierenden Anteile des Hamilton-Operators H und des Liouville-Operators \mathcal{L} . Ist \mathcal{M} nicht explizit zeitabhängig, liefert die Integration der Differentialgleichung die formale Lösung

$$\rho(t) = e^{\mathcal{M}t}\rho(0). \quad (5.12)$$

Die Erweiterung auf zeitabhängige Phänomene ist auf folgende Art und Weise möglich. Man definiert ein Zeitintervall dt , das kurz im Vergleich zu den schnellsten Zeitskalen im zeitabhängigen Hamilton-Operator ist. Während dieses Zeitintervalls kann $\mathcal{M}(t)$ als konstant approximiert werden und die Master-Gleichung entsprechend stückweise integriert werden. Man erhält schließlich

$$\begin{aligned} \rho(t_1) &= \rho(t_0 + dt) = e^{\mathcal{M}(t_0)dt}\rho(t_0) \\ \rho(t_2) &= \rho(t_1 + dt) = e^{\{\mathcal{M}(t_1)+\mathcal{M}(t_0)\}dt}\rho(t_0) \\ &\vdots \end{aligned} \quad (5.13)$$

Ist $\rho(t)$ damit für alle Zeitpunkte bestimmt, lässt sich schließlich die mittlere Photonenzahl im Resonator zu einem Zeitpunkt t über

$$\langle n(t) \rangle = \text{Sp} \left(a^\dagger a \rho(t) \right) \quad (5.14)$$

berechnen. Dieses Verfahren werden wir am Ende dieses Kapitels anwenden, um die Propagation eines Probelaserpulses mit zeitlich variierender Amplitude durch das Atom-Resonator-System unter EIT-Bedingungen zu simulieren.

5.3. Experimentelle Implementierung

Haben wir in dem vorhergehenden Abschnitt den theoretische Rahmen für EIT in einem Atom-Resonator-System vorgestellt, wollen wir hier das Modell auf das Niveauschema von ^{87}Rb übertragen und Details der technischen Realisierung diskutieren. Abbildung 5.2

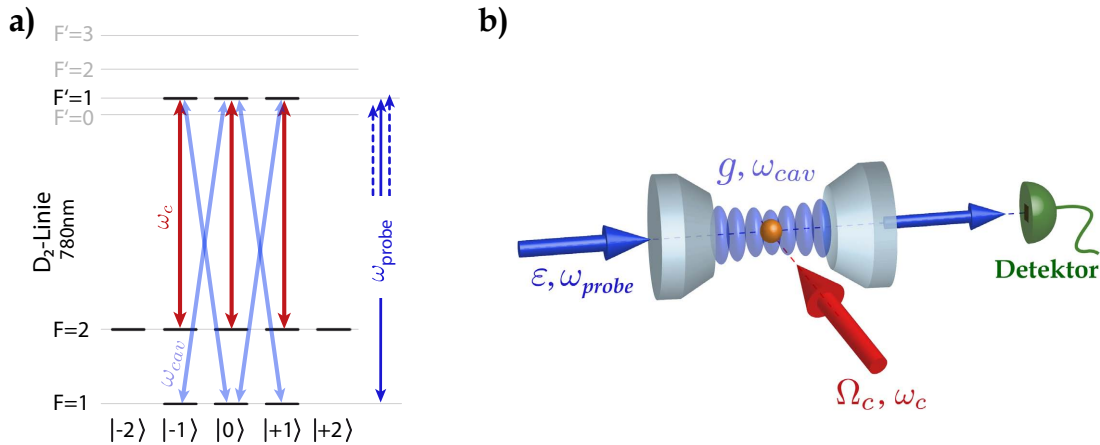


Abbildung 5.2.: Experimentelle Implementierung für die Beobachtung von EIT. (a) Niveauschema der D₂-Linie von ⁸⁷Rb. Die Kopplung der atomaren Niveaus mit Hilfe von π -polarisiertem Kontrolllaserlicht (Frequenz ω_c) und dem Resonator (Frequenz ω_{cav}) etabliert vier äquivalente Λ -Systeme. Die spektralen Eigenschaften werden mit einem Probelaser verstimmbarer Frequenz in Transmission untersucht. (b) Schematische Darstellung des Resonatorsystems und der eingestrahlichten Lichtfelder. Rot: Kontrolllaser. Blau: Probelaser. Hellblau: Resonatormode.

zeigt neben den atomaren Niveaus der D₂-Linie bei 780 nm eine schematische Darstellung der verschiedenen, für das System relevanten Lichtfelder. Die Resonatorfrequenz ω_{cav} ist so gewählt, dass sie resonant mit dem $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$ Übergang des Atoms ist. Mit der Resonatorachse als Quantisierungsrichtung werden ausschließlich zirkulare Polarisationen im Resonator unterstützt. Die maximale Kopplungskonstante $g_0/2\pi$ zwischen Atom und Resonatormode beträgt aufgrund gleicher Clebsch-Gordan-Koeffizienten für jeden der möglichen Übergänge 5.1 MHz. Das Einstrahlen eines π -polarisierten Kontrolllasers von der Seite, der resonant mit der Frequenz des $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$ Übergangs ist, etabliert vier Λ -Konfigurationen zwischen den unterschiedlichen Zeeman-Niveaus der Hyperfeingrundzustände, die jeweils die Möglichkeit für die Ausbildung eines kohärenten Dunkelzustands bieten. Um die spektralen Eigenschaften des Systems zu bestimmen, strahlen wir einen in der Frequenz verstimmbaren, mit ω_{cav} nahresonanten Probelaser entlang der Resonatorachse ein und beobachten die transmittierte Lichtintensität als Funktion der Probelaserverstimmung $\Delta = \omega_{probe} - \omega_{cav}$.

5.3.1. Phasenkohärentes Laserpaar

Um eine größtmögliche Kohärenz des Dunkelzustands $|\varphi^0\rangle$ zu gewährleisten, ist es notwendig, dass zwischen dem Kontrolllaser und dem Probelaser eine feste Phasenbeziehung existiert. In der Regel verwendet man dafür zwei Lasersysteme, von denen das eine mit Hilfe eines Phasenlocks auf das andere stabilisiert ist. Für unsere Zwecke entwickelten wir ein alternatives Konzept, das lediglich einen Laser erfordert und in Abbildung 5.3 skizziert ist. Ausgangspunkt ist das emittierte Licht eines Toptica DLX-110 Diodenlasers, der mit einem analogen Frequenzlock auf die Crossover-Resonanz $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 1, 3\rangle$ der ⁸⁷Rb-D₂-Linie stabilisiert ist. In einem Faserstrahlteiler wird dieses Licht zu gleichen Teilen

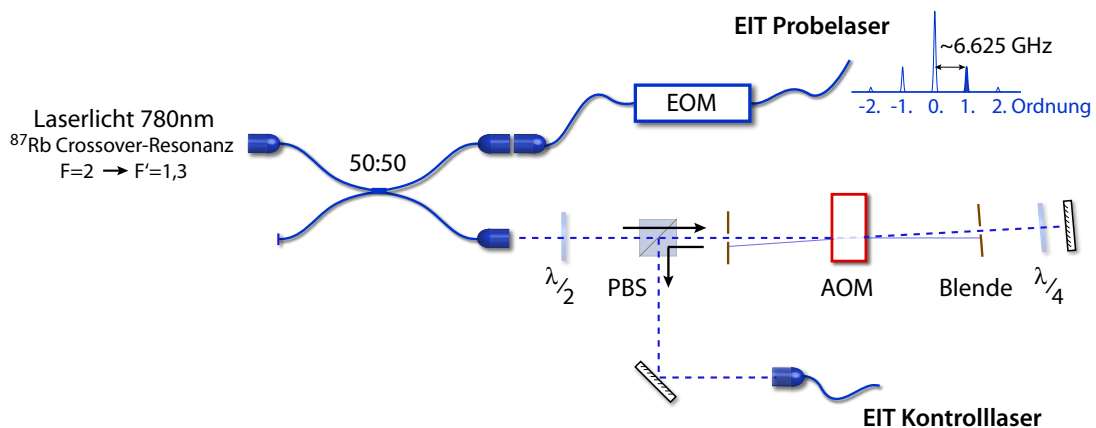


Abbildung 5.3.: Konzept für das Bereitstellen von phasenstabilem Kontroll- und Probelaserlicht mit einem Laser. Das Licht eines Diodenlasers bei 780 nm wird in zwei Pfade aufgeteilt. Im unteren Pfad wird die Frequenz des Lichts mit einem akustooptischen Modulator (AOM) auf die Resonanz des $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$ Übergangs verschoben und dient als EIT Kontrolllaser. In dem zweiten Pfad werden zur Überbrückung der Hyperfeingrundzustandsaufspaltung in einem elektrooptischen Modulator (EOM) Seitenbänder generiert, von denen die +1. Ordnung als Probelaser genutzt wird.

auf zwei Pfade aufgeteilt. Ist die Weglängendifferenz der Pfade für das Kontroll- beziehungsweise Probelaserlicht zeitlich stabil und klein im Vergleich zu der Kohärenzlänge des Lasers, so kann man annehmen, dass beide Lichtfelder phasenstabil zueinander stehen.

Für das Bereitstellen der Kontrolllaserfrequenz auf dem $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$ Übergang passiert das Licht zweimal einen akusto-optischen Modulator (AOM) bei einer Frequenz von 106 MHz und gelangt anschließend mittels einer optischen Faser an den Ort des Atoms. Für das Probelaserlicht gilt es dagegen, die Hyperfeinaufspaltung der Grundzustände zu überbrücken. Dazu verwenden wir einen faserbasierten elektro-optischen Modulator (EOM) der Fa. Jenoptik, der durch Aufmodulieren einer Mikrowellenfrequenz von 6.625 GHz entsprechende Seitenbänder generiert. Das Probelaserlicht gelangt über eine optische Faser an den Resonator, der aufgrund seiner Linienbreite von 5.8 MHz einen idealen Frequenzfilter für alle unerwünschten Seitenbänder sowie den Träger darstellt (Unterdrückung $\geq 5 \cdot 10^6$). Lediglich die +1. Ordnung, die nahresonant zum $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$ Übergang ist, kann in den auf diesen Übergang stabilisierten Resonator gelangen.

5.4. Ergebnisse

5.4.1. Experimentelle Sequenz

In der Absicht, elektromagnetisch induzierte Transparenz mit einem einzelnen Atom in einem optischen Resonator zu demonstrieren, werden Transmissionsspektren des Systems unter drei verschiedenen physikalischen Bedingungen aufgenommen. Die dazu verwendete Sequenz ist im Detail in Abb. 5.4(a) dargestellt. Nachdem ein Atom in die Resonatormode geladen ist, wird es nach einem Kühlintervall durch Einstrahlen eines La-

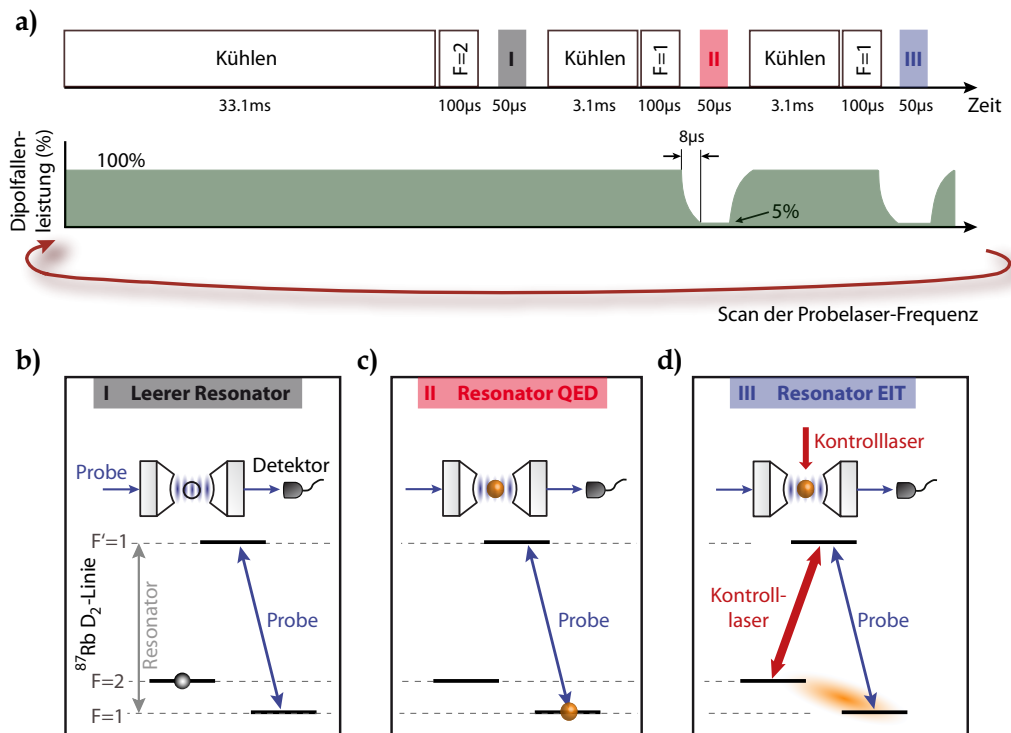


Abbildung 5.4.: Experimentelle Sequenz. Nachdem ^{87}Rb Atome in den Resonator geladen sind, werden Transmissionsspektren für drei verschiedene Situationen gemessen. (a) Abfolge der Intervalle zum Kühlen, die optische Zustandspräparation und für die Aufnahme der Spektren. Nach jedem Durchlauf wird die Probelaserfrequenz verschoben. Zur Minimierung von Variationen der Stark-Verstimmung wird die Leistung der Stehwellen-Dipolfalle während der Probeintervalle herabgesetzt. (b) Atome im $|F=2\rangle$ Grundzustand sind aufgrund der großen Verstimmung von dem Resonator und dem Probelaser entkoppelt. Das resultierende Transmissionsspektrum des leeren Resonators dient als Referenz. (c) Sind die Atome stattdessen in $|F=1\rangle$ präpariert, ist eine typische Situation der Resonator-QED realisiert. (d) Das Einstrahlen eines zusätzlichen Kontrolllasers ermöglicht die Ausbildung eines kohärenten Dunkelzustands und damit die Beobachtung von EIT in einem Atom-Resonator-System.

sers auf dem $|F=1\rangle \leftrightarrow |F'=2\rangle$ Übergang optisch in den $|F=2\rangle$ Hyperfeingrundzustand gepumpt. Darauf folgt das erste Probeintervall (I). Da der Probelaser nahresonant mit dem $|F=1\rangle \leftrightarrow |F'=1\rangle$ Übergang von Rubidium ist, bleibt ein Atom im $|F=2\rangle$ Grundzustand effizient von dem Resonator und entsprechend auch von dem Probelaser entkoppelt (Abb. 5.4(b)). Trotz der physikalischen Anwesenheit des Atoms wird das Transmissionsspektrum dem eines leeren Resonators entsprechen. Nach einem weiteren Kühlintervall wird das Atom mithilfe von Laserlicht auf dem $|F=2\rangle \leftrightarrow |F'=1\rangle$ und $|F=2\rangle \leftrightarrow |F'=2\rangle$ Übergang im $|F=1\rangle$ Hyperfeingrundzustand präpariert (Abb. 5.4(c)). Unter Vernachlässigung von Pump- und Verlustprozessen ist damit eine typische Situation der Resonator-Quantenelektrodynamik realisiert, nämlich die resonante Kopplung eines idealisierten Zwei-Niveau-Systems an die Mode eines Resonators. Durch Einstrahlen des Probelasers (II) erwartet man entsprechend der theoretischen Diskussion in Kapitel 2.1 im Transmissionsspektrum die beiden Normalmoden des Jaynes-Cummings-Modells. Im

Anschluss wird das Kühlen und die erneute Präparation in $|F = 1\rangle$ wiederholt. Das simultane Einstrahlen von Kontroll- und Probeler (III) etabliert das Λ -Schema (Abb. 5.4(d)), das die Ausbildung des kohärenten Dunkelzustands und damit die Beobachtung von EIT in einem Atom-Resonator-System erlaubt. Dieses Protokoll wird mit einer Rate von 25 Hz wiederholt, während nach jedem Zyklus die Frequenz des Probelasers verschoben wird. Auf diese Weise können drei Transmissionsspektren gleichzeitig für ein einzelnes (bezieungsweise eine bestimmte Zahl) Atom(e) im Resonator gemessen werden.

Ausschalten der Dipolfalle zur Minimierung von Variationen der Stark-Verschiebung

Es hat sich in den Arbeiten zu diesem Themenkomplex herausgestellt, dass das gemessene Transmissionsspektrum eines an den Resonator gekoppelten Atoms sehr sensitiv auf Variationen der Stark-Verschiebung ist [96]. Diese resultieren aus der Bewegung des Atoms in der Dipolfalle. Aus diesem Grund reduzieren wir während der Probeintervalle II und III die Fallentiefe der Stehwelldipolfalle auf 5% des ursprünglichen Werts (Abb. 5.4(a)). Dies entspricht einer mittleren ac-Stark-Verschiebung von 5 MHz mit Fluktuation kleiner als ± 5 MHz. Im Vergleich dazu zeigt eine Vermessung der Verteilung atomarer Stark-Verschiebungen bei voller Dipolfallenleistung Variation von ± 20 MHz. Die optische Leistung in der Dipolfalle kann innerhalb weniger μs geschaltet werden.

5.4.2. EIT im Resonator mit im Mittel $\bar{N} \approx 17$ Atomen

Im folgenden Abschnitt werden zunächst Ergebnisse präsentiert, die mit einer mittleren Atomzahl von $\bar{N} \approx 17$ im Resonator gemessen wurden. Sie dienen dazu, die Hauptcharakteristika von EIT in einem Atom-Resonator-System einzuführen und die Kontrollmöglichkeiten über den Dunkelzustand zu demonstrieren. Ein typisches Beispiel für die drei aufgenommenen Transmissionsspektren als Funktion der Probeler-Verstimmung Δ ist in Abb. 5.5(a) gezeigt. Sie resultieren aus einer Mittelung von insgesamt 400 Ladeversuchen von Atomen in den Resonator, von denen jeder entsprechend dem experimentellen Protokoll drei vollständige Spektren liefert. Die Datenpunkte und die dazugehörige Theoriekurve in schwarz repräsentieren den Fall des leeren Resonators. Die Theoriekurve gemäß Gl. (5.9) ist ein Lorentz-Profil, deren Verlauf durch die Probestärke ε und den Kopplungsparameter $g=0$ gegeben ist. Die volle Breite bei halbem Maximum (FWHM) beträgt 2κ . Die Intensität des Probelasers ist so gewählt, dass man sich mit einer maximalen, mittleren Photonenzahl im leeren Resonator¹ von 0.02 stets im Regime schwacher Anregung befindet.

Für die Situation an den Resonator gekoppelter Zwei-Niveau-Atome (rote Datenpunkte und gestrichelte Theoriekurve) zeigt das Spektrum nun die beiden Normalmoden. Die

¹ Die gemessene Klickrate Γ_{det} am Detektor unter Berücksichtigung der Detektionseffizienz η hängt mit der Photonenzahl $\langle n \rangle$ innerhalb des Resonators über

$$\frac{\Gamma_{det}}{\eta} = \frac{c}{2l} T_2 \langle n \rangle \quad (5.15)$$

zusammen. Dabei ist l die Länge des Resonators, T_2 der Transmissionskoeffizient des Auskoppelspiegels und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit.

Änderung der spektralen Eigenschaften durch Ankopplung an die Resonatormode geht einher mit einem signifikanten Transmissionseinbruch bei $\Delta = 0$. Aufgrund einer Atom-Resonator-Verstimmung von $\omega_{1\leftrightarrow 1'} - \omega_{cav} \approx 2.3$ MHz im Experiment existiert eine leichte Asymmetrie hinsichtlich des spektralen Gewichts der beiden Normalmoden. Um die entsprechende Theoriekurve zu erhalten, ist zunächst die Rabi-Frequenz des Kontrolllasers Ω_c Null zu setzen. Aufgrund der Bewegung der Atome entlang der Resonatorachse und der Fluktuationen der Stark-Verschiebung beträgt die mittlere Kopplungskonstante g_{av} eines Atoms an die Resonatormode lediglich $\approx 40\%$ des Maximalwerts $g_0/2\pi = 5.1$ MHz. Darüberhinaus muss im Modell berücksichtigt werden, dass die tatsächliche Zahl der Atome im Resonator von Ladeversuch zu Ladeversuch schwankt. Die Mittelung über die verschiedenen, möglichen Atomzahlen i führt auf folgende Modifizierung von Gl. (5.9):

$$\langle n \rangle \rightarrow \sum_{N=0}^{2\bar{N}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(\bar{N}-N)^2}{2\sigma^2}} \langle n \rangle \Big|_N. \quad (5.16)$$

Die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ergibt sich, wenn als Breite der Gaußschen Verteilungsfunktion $\sigma = 6$ gewählt wird. Diese Breite ist etwas größer als bei einer Poissonverteilung mit einer halben Halbwertsbreite von ≈ 4 . Es wurde verifiziert, dass die Mittelung über die Zahl von Atomen im Resonator der dominierende Effekt ist, um die gemessenen Daten mit dem theoretischen Modell zu simulieren. Eine zusätzliche Mittelung über verschiedene Kopplungskonstanten oder Stark-Verschiebungen ist nicht zwingend notwendig.

Unter dem Einfluss eines gleichzeitig eingestrahnten Kontrolllasers, wird das Spektrum im Vergleich zur Situation der Zwei-Niveau-Atome dramatisch modifiziert (blaue Datenpunkte und Theoriekurve). Zunächst beobachten wir eine Verschiebung der beiden Normalmoden $|\varphi_1^-\rangle$ und $|\varphi_1^+\rangle$ infolge der Wechselwirkung des Atoms mit dem zusätzlichen Kontrolllaserfeld mit Rabi-Frequenz Ω_c (siehe Gl. (2.11)). Darüber hinaus beobachten wir das Auftreten eines sehr schmalen Transmissionsfensters, das auf den mit $|\varphi_1^0\rangle$ verknüpften Dunkelzustand zurückzuführen ist. Die Position des Transmissionsfensters im Spektrum ist gegeben durch die Zwei-Photonen-Resonanz ($\Delta_1 = \Delta_2$) zwischen Kontroll- und Probelaser und kann durch Verstimmen des Kontrolllaserstrahls entsprechend verändert werden. Die Breite des Transmissionsfensters beträgt circa 900 kHz (FWHM) und ist damit einen Faktor 6 schmaler als die Linienbreite des leeren Resonators.

Dieses Resultat demonstriert EIT in einem Atom-Resonator-System in einem komplett neuen Parameterregime. Im Vergleich zu früheren Arbeiten mit atomaren Ensembles [117, 118] ist die Zahl der Atome um mehrere Größenordnungen kleiner. Grund für die Beobachtung von EIT mit nur wenigen Atomen ist die deutlich höhere Kopplung jedes einzelnen Atom an die Resonatormode.

Berechnung der Dispersionsrelation aus dem Transmissionspektrum

Während die Eigenschaft eines Mediums, Licht einer bestimmten Frequenz zu transmittieren (beziehungsweise zu absorbieren), durch den Imaginärteil der linearen Suszeptibilität $\chi^{(1)}$ bestimmt ist, definiert der Realteil von $\chi^{(1)}$ den Brechungsindex des Systems [110].

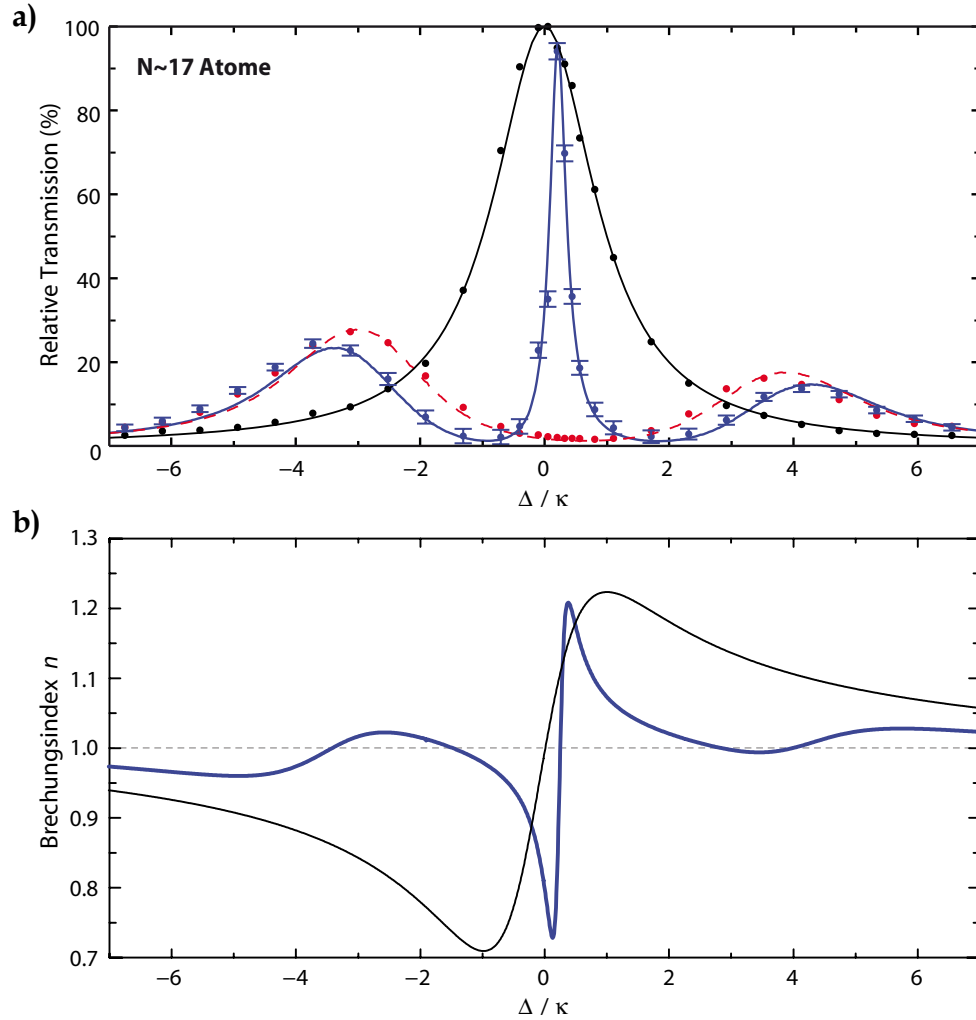


Abbildung 5.5.: EIT mit $\bar{N} \approx 17$ Atomen. (a) Transmissionsspektren als Funktion der Probelaserverstimmung Δ . Schwarze Datenpunkte und Theoriekurve: das Lorentzprofil des leeren Resonators als Referenz. Rot: Spektrum der an den Resonator gekoppelten Zwei-Niveau-Atome mit der charakteristischen Vakuum-Rabi-Aufspaltung. Blau: Ein schmales Transmissionsfenster bei der Zwei-Photonen-Resonanz des Λ -Systems demonstriert die Existenz eines kohärenten Dunkelzustands und damit von EIT. Experimentelle Parameter: $\Omega_c = 2.9\kappa$, maximale Photonenzahl im leeren Resonator 0.025. Fitparameter: Verstimmungen $\Delta_1 = 0.8\kappa$ und $\Delta_2 = 0.55\kappa$, Dephasierungsrate $\gamma_{u,deph} = 0.01\kappa$, mittlere Kopplung $g_{av} = 0.7\kappa$. (b) Die für die EIT-Situation (blaue Kurve) aus dem Spektrum berechnete Dispersionsrelation $n(\Delta)$ zeigt im Vergleich zum leeren Resonator (schwarze Kurve) aufgrund der schmaleren Linienbreite einen deutlich steileren Verlauf.

Unter Vernachlässigung von Verlusten gilt zunächst der Zusammenhang zwischen Absorption A und gemessener Transmission T des Atom-Resonator-Systems

$$A(\Delta) = 1 - T(\Delta) = \Im \chi^{(1)}(\Delta). \quad (5.17)$$

Mit Hilfe der Kramers-Kronig-Relation, die in Form einer Integralgleichung den Real- und Imaginärteil bestimmter komplexwertiger Funktionen gemäß

$$\Re \chi^{(1)}(\Delta) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Im \chi^{(1)}(\omega)}{\omega - \Delta} d\omega \quad (5.18)$$

miteinander in Beziehung setzt, kann schließlich aus den Transmissionskurven der Brechungsindex des Atom-Resonator-Systems

$$n(\Delta) = \sqrt{1 + \Re \chi^{(1)}(\Delta)} \quad (5.19)$$

berechnet werden [43]. Abb. 5.5(b) zeigt die Dispersionsrelation $n(\Delta)$ für den leeren Resonator und für das System unter EIT-Bedingungen. Man erkennt sofort, dass das schmale Transparenzfenster mit einem im Vergleich zum leeren Resonator steiler ansteigenden Brechungsindex korreliert ist. Es soll betont werden, dass natürlich auch auf anderem Weg eine steile Dispersionsrelation generiert werden kann. Der entscheidende Vorteil eines Mediums unter EIT-Bedingungen ist jedoch die Vermeidung jeglicher Absorptionsverluste.

Kohärente Kontrolle des Dunkelzustands

In einer weiteren Messung wurde der Einfluss der Kontrolllaser-Rabi-Frequenz auf die spektralen Eigenschaften des Dunkelzustands untersucht. Abb. 5.6 zeigt sowohl die Linienbreite² als auch die maximal erreichte Transmission für das EIT-Transparenzfenster. So beobachtet man ein lineares Anwachsen der Linienbreite für steigende Kontrolllaserintensität [126]. Eine lineare Extrapolation der Datenpunkte ermöglicht außerdem die Bestimmung der Dephasierungsrate des Dunkelzustands $\gamma_{u,deph}$ [128], die ein Limit für die Kohärenzeigenschaften des Dunkelzustands $|\varphi_1^0\rangle$ angibt. Sie beträgt in unserem Fall $\approx 0.06(1)$ MHz und ist auf differentielle Stark-Verschiebungen, verursacht von zirkularen Polarisationkomponenten insbesondere der Dipolfalle bei 785 nm, und Magnetfeldfluktuationen zurückzuführen. Diese Mechanismen lassen in den vier realisierten Λ -Konfigurationen (siehe Abb. 5.2) die Energien der einzelnen Zeeman-Zustände zeitlich variieren und verringern entsprechend die Robustheit des Dunkelzustands. Die maximal erreichte Transparenz auf der Zwei-Photonen-Resonanz als Funktion der Kontrolllaser-Rabi-Frequenz zeigt ebenfalls eine deutliche Abhängigkeit. Für größer werdendes Ω_c nähert sie sich asymptotisch einer Transparenz von 100% an.

² Als Linienbreite wird die volle Halbwertsbreite (FWHM) des Transparenzfensters definiert. Die dafür notwendige Bestimmung der Absoluthöhe der Resonanz berechnet sich in den Spektren aus der Differenz aus blauer und rot-gestrichelter Kurve an der Stelle, wo die blaue Kurve ihr Maximum hat.

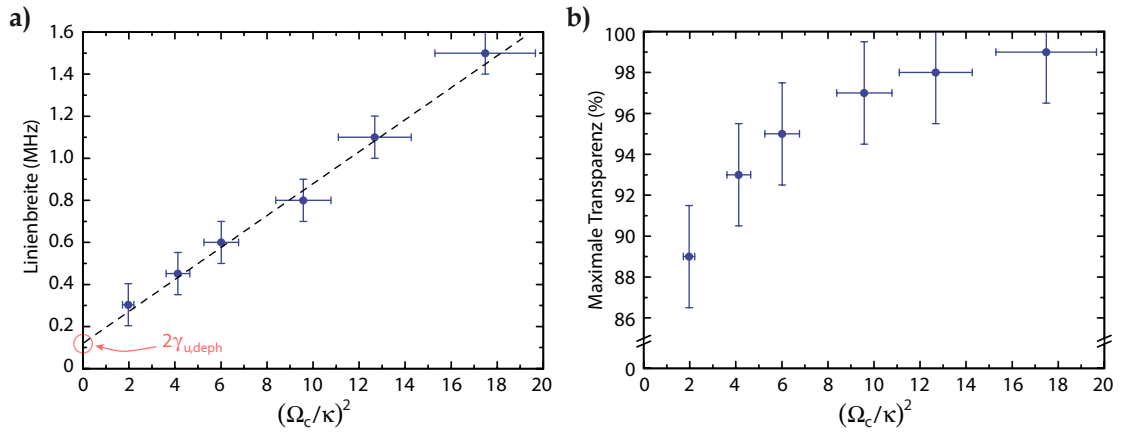


Abbildung 5.6.: EIT-Linienbreite und maximale Transparenz. (a) Die Linienbreite des EIT-Dunkelzustands steigt linear mit dem Quadrat der Kontrolllaser-Rabi-Frequenz. Aus dem Achsenabschnitt der Regressionsgerade lässt sich die Dephasierungsrate $\gamma_{u,deph} \approx 60$ kHz bestimmen. (b) Für steigende Rabi-Frequenz wächst der Grad an Transparenz auf der Zwei-Photonen-Resonanz und zeigt asymptotisches Verhalten.

5.4.3. EIT mit einzelnen Atomen

Nach der Diskussion der grundlegenden Eigenschaften von EIT mit im Mittel 17 Atomen im Resonator, konnte in einem nächsten Schritt EIT an der fundamentalen Grenze mit nur einem einzelnen Atom beobachtet werden. Die in Abb. 5.7(a) gezeigten Daten sind eine Mittelung von insgesamt 169 vollständigen Transmissionsspektren. In schwarz ist zunächst wieder die Transmission des leeren Resonators dargestellt. Die Situation eines Zwei-Niveau-Atoms im Resonator nach dem Präparieren in $|F = 1\rangle$ ist durch die roten Datenpunkte repräsentiert. Die resonante Kopplung zwischen Atom und Resonatormode führt bei $\Delta = 0$ zu einem Transmissionseinbruch auf 77%, jedoch sind die beiden Normalmoden der Vakuum-Rabi-Aufspaltung nicht aufgelöst. Dies liegt daran, dass wiederum durch die Bewegung des Atoms entlang der Resonatorachse die mittlere Kopplungskonstante auf circa 40% des maximalen Werts g_0 reduziert ist. Es fällt auf, dass die berechnete Theoriekurve (rot-gestrichelt) die beobachtete Transmission um einige Prozent unterschätzt. Die Diskrepanz zum Modell ist auf den Umstand zurückzuführen, dass das Atom kein ideales Zwei-Niveau-System darstellt. Trotz eines schwachen Probelasers (maximale Photonenzahl im Resonator 0.02) ist ein optisches Pumpen des Atoms vom $|F = 1\rangle$ in den $|F = 2\rangle$ Hyperfeingrundzustand möglich. In einem solchen Szenario wäre das Atom dann vom Resonator entkoppelt und eine erhöhte Transmission des Probelasers ist zu erwarten. Die Berücksichtigung dieses Effekts gelingt durch Berechnung der zeitabhängigen Lösung von Gl. (5.3). Die daraus folgende rot-durchgezogene Theoriekurve ist in deutlich besserer Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Das Einschalten des Kontrolllasers während des Probeintervalls führt nun zur Beobachtung von EIT mit einem einzelnen Atom (blaue Datenpunkte und Theoriekurve). Das Transmissionsspektrum ist sichtlich schmäler als das des leeren Resonators, während eine nahezu perfekte Transparenz von 96% auf der Zwei-Photonen-Resonanz zu beobachten ist. In dieser Hinsicht steuert das Kontrolllaserfeld, ob eingestrahelte Probephotonen das Atom-Resonator-System passieren

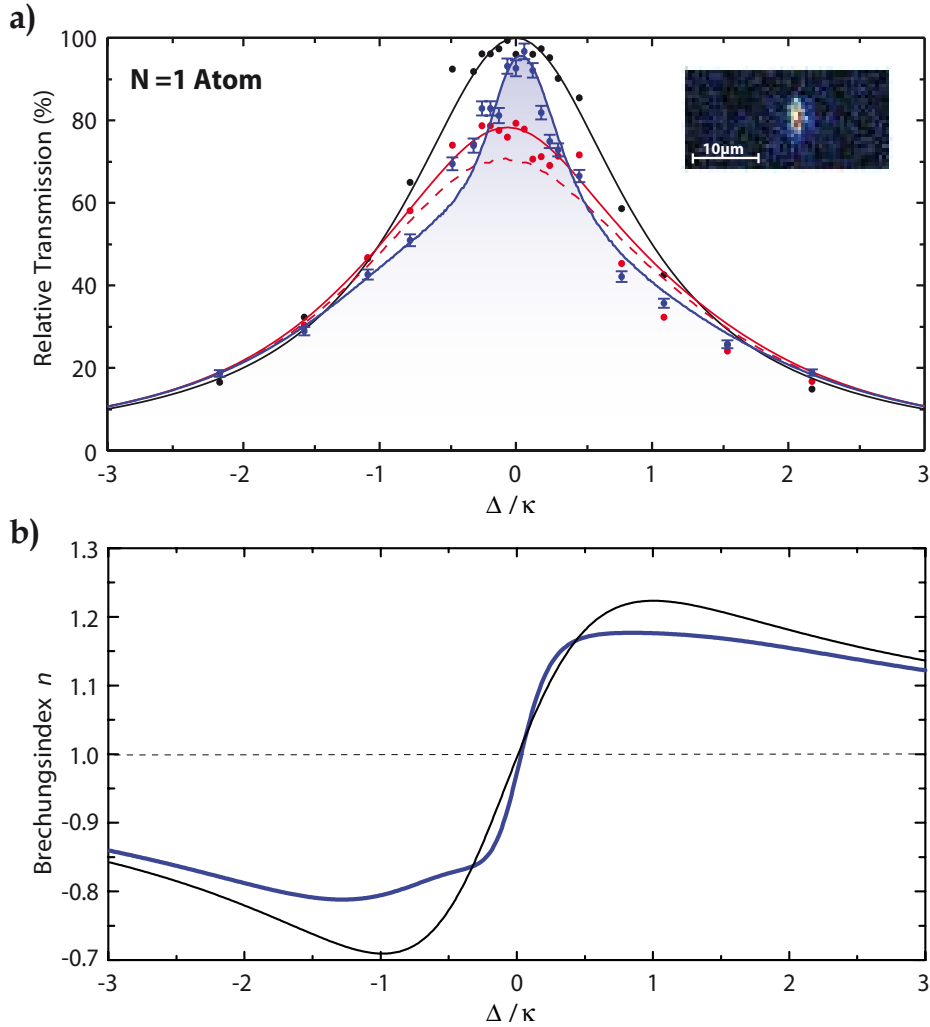


Abbildung 5.7.: EIT für ein einzelnes Atom. (a) Die gemessenen Transmissionspektren mit gleicher Farbkodierung wie in Abb. 5.5(a). Das schmale EIT-Fenster wird mit einer maximalen Transparenz von 96% beobachtet. Während die rot-gestrichelte Theoriekurve der Vorhersage von Gl. (5.9) entspricht, berücksichtigt die rot-durchgezogene Linie mögliches Umpumpen aus dem $|F = 1\rangle$ in den $|F = 2\rangle$ Zustand. Experimentelle Parameter: Kontrolllaser-Rabi-Frequenz $\Omega_c = 1.7\kappa$, maximale Photonenzahl im Resonator $\langle n \rangle_{\text{max}} = 0.02$. Fitparameter: Verstimmungen $\Delta_1 = 0.3\kappa$ und $\Delta_2 = 0.2\kappa$, Dephasierungsrate $\gamma_{u,deph} = 0.03\kappa$, mittlere Kopplungskonstante $g_{av} = 0.55\kappa$. (b) Die zugehörige Dispersionsrelation zeigt unter EIT-Bedingungen (blaue Kurve) wiederum einen steileren Verlauf im Vergleich zum leeren Resonator (schwarze Kurve).

oder nicht. Die Differenz zwischen der roten und der blauen Kurve auf der Zwei-Photonen-Resonanz – nachfolgend als Kontrast bezeichnet – beträgt dabei erstaunliche 19%, und das, obwohl nur ein einziges Atom die Wechselwirkung der beiden Lichtfelder vermittelt. Es ist ersichtlich, dass die Begrenzung des Kontrasts aus dem maximal beobachteten Transmissionsseinbruch der roten Kurve folgt.

Es sei darauf hingewiesen, dass im Gegensatz zu dem Fall mit circa 17 Atomen im Resonator für den Fall $N = 1$ explizit über die möglichen Kopplungskonstanten und zusätzlich über verschiedene Stark-Verschiebungen gemittelt werden muss, damit das theoretische Modell die Messdaten adäquat simuliert. Während der erste Effekt aus der Bewegung des Atoms entlang der Resonatorachse resultiert, treten unterschiedliche Stark-Verschiebungen in Folge der Bewegung entlang der Stehwelldipolfalle auf. Die Implementierung dieser Fluktuationen in Gl. (5.9) gelingt dadurch, dass man nun über die Vielzahl möglicher Transmissionspektren für verschiedene Kopplungskonstanten $g^{(i)}$ und Stark-Verschiebungen $\xi^{(i)}$ summiert³:

$$\langle n \rangle \longrightarrow \frac{1}{M} \sum_{i=0}^M \langle n \rangle \big|_{g^{(i)}, \xi^{(i)}}. \quad (5.20)$$

Für die Mittelung werden zufällig Kopplungskonstanten in einem vorgegebenen Intervall $0 \leq g^{(i)} \leq 2g_{av}$ und Stark-Verschiebungen im Bereich $0 \leq \xi^{(i)} \leq 10$ MHz (siehe Kapitel 5.4.1) generiert.

Die aus den Transmissionspektren mit Hilfe der Kramers-Kronig-Beziehungen abgeleiteten Dispersionskurven sind in Abb. 5.7(b) dargestellt. Ebenso wie für den Fall mit im Mittel $\bar{N} = 17$ Atomen, ist in der EIT-Konfiguration (blaue Kurve) aufgrund der Verschmälerung des Spektrums ein steiler werdender Verlauf des Brechungsindex bei $\Delta = 0$ zu beobachten. Dieser ist allerdings nicht mehr so dramatisch, wie im Fall von mehreren Atomen im Resonator.

Darüberhinaus erlauben die Parameter des Kontrolllasers, wie bereits im vorangegangenen Abschnitt diskutiert, die Eigenschaften des Dunkelzustands zu verändern. In Abb. 5.8 ist für den Fall eines einzelnen Atoms dessen Linienbreite und der erreichte Kontrast als Funktion der Kontrolllaser-Rabi-Frequenz Ω_c gezeigt. Der Kontrast zwischen der Situation mit eingeschaltetem beziehungsweise ausgeschaltetem Kontrolllaser steigt mit größer werdender Rabi-Frequenz asymptotisch zu einem Maximalwert von 22%. Dieser Wert ist durch die Differenz zwischen der maximalen Transmission des leeren Resonators (schwarze Kurve) und der minimalen Transmission des Zwei-Niveau-Systems (rote Kurve) vorgegeben. Währenddessen erhöht sich die Linienbreite des mit dem Dunkelzustand verknüpften Transparenzfensters. Obwohl eine Bestimmung des Absolutwerts der Linienbreite aufgrund der Überlagerung mit den Normalmoden des Atom-Resonator-Systems schwierig ist, zeigt der Graph ein tendenziell lineares Verhalten, wie es auch von der Theorie vorhergesagt wird.

³ Eine veränderte Stark-Verschiebung der atomaren Niveaus modifiziert in Gl. (5.9) die Verstimmungen $\Delta_{1,2}$ gemäß $\Delta'_{1,2} = \Delta_{1,2} + \xi^{(i)}$.

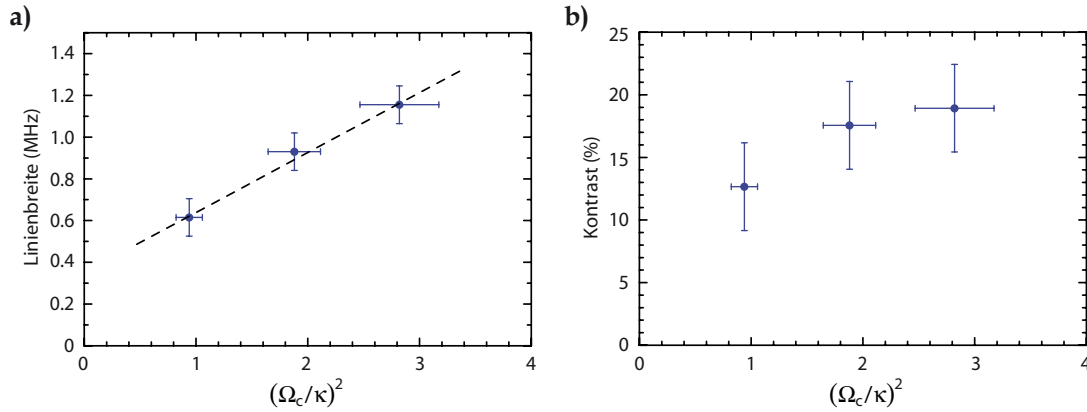


Abbildung 5.8.: Kohärente Kontrolle von Linienbreite und Kontrast. (a) Auch für den Fall eines einzelnen Atoms im Resonator lässt die Entwicklung der Linienbreite des Dunkelzustands auf einen linearen Anstieg mit dem Quadrat der Kontrolllaser-Rabi-Frequenz schließen. (b) Der Kontrast steigt mit zunehmender Rabi-Frequenz, ist allerdings begrenzt durch den in der Situation des Zwei-Niveau-Systems erreichbaren Transmissionseinbruch für den Fall ohne Kontrolllaser (rote Theoriekurve in Abb. 5.7).

Kontrolliertes Erhöhen der Atomzahl im Resonator

Die Auswertung der bei jedem experimentellen Zyklus genommenen Bilder der CCD-Kamera ermöglicht die Messung von Spektren mit einer exakten Zahl von Atomen im Resonator. Es werden dazu nur Daten verwendet, deren zugehörige Bilder vor, während und nach der Aufnahme des Spektrums die gleiche Atomzahl zeigen. Die Entwicklung der Transmissionsspektren bei schrittweisem Erhöhen der Atomzahl ist in Abb. 5.9 gezeigt. Man beobachtet zunächst, dass für die Situation ohne Kontrolllaser (rote Datenpunkte und Kurven) mit steigender Atomzahl das Transmissionsniveau bei $\Delta = 0$ abnimmt. Gleichzeitig werden die beiden Normalmoden sichtbar, deren Abstand in erster Näherung mit \sqrt{N} skaliert [129]. Dieses Verhalten lässt nach und nach den EIT-Dunkelzustand bei der Zwei-Photonen-Resonanz deutlicher hervortreten (blaue Datenpunkte und Kurve).

Um die Theoriekurven zu erhalten, haben wir den Ansatz gewählt, zunächst alle Parameter des Modells mit Hilfe des Spektrums für exakt ein Atom (Abb. 5.7) festzulegen und anschließend lediglich die Zahl der Atome N dem jeweiligen Spektrum entsprechend zu erhöhen. Wiederum wird explizit über verschiedene Kopplungskonstanten $g^{(i)}$ und Starkverschiebungen $\xi^{(i)}$ der einzelnen Atome gemittelt. Die so erhaltenen Kurven offenbaren eine sehr gute Übereinstimmung des theoretischen Modells mit den Messdaten. Desweiteren sieht man, dass die Diskrepanz zwischen der rot-gestrichelten Kurve für das idealisierte Zwei-Niveau-Atom und den Messdaten für große Atomzahlen abnimmt. Denn eine größer werdende kollektive Kopplung $\frac{Ng^2}{2\kappa\gamma}$ führt im Fall des Zwei-Niveau-Atoms zu einem höheren Transmissionseinbruch und damit bei $\Delta = 0$ zu einer kleineren, mittleren Photonenzahl im Resonator. Weniger Photonen im Resonator, die den atomaren Übergang $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$ treiben, bedeuten eine geringere Wahrscheinlichkeit für einen Besetzungstransfer in $|F = 2\rangle$ pro Atom.

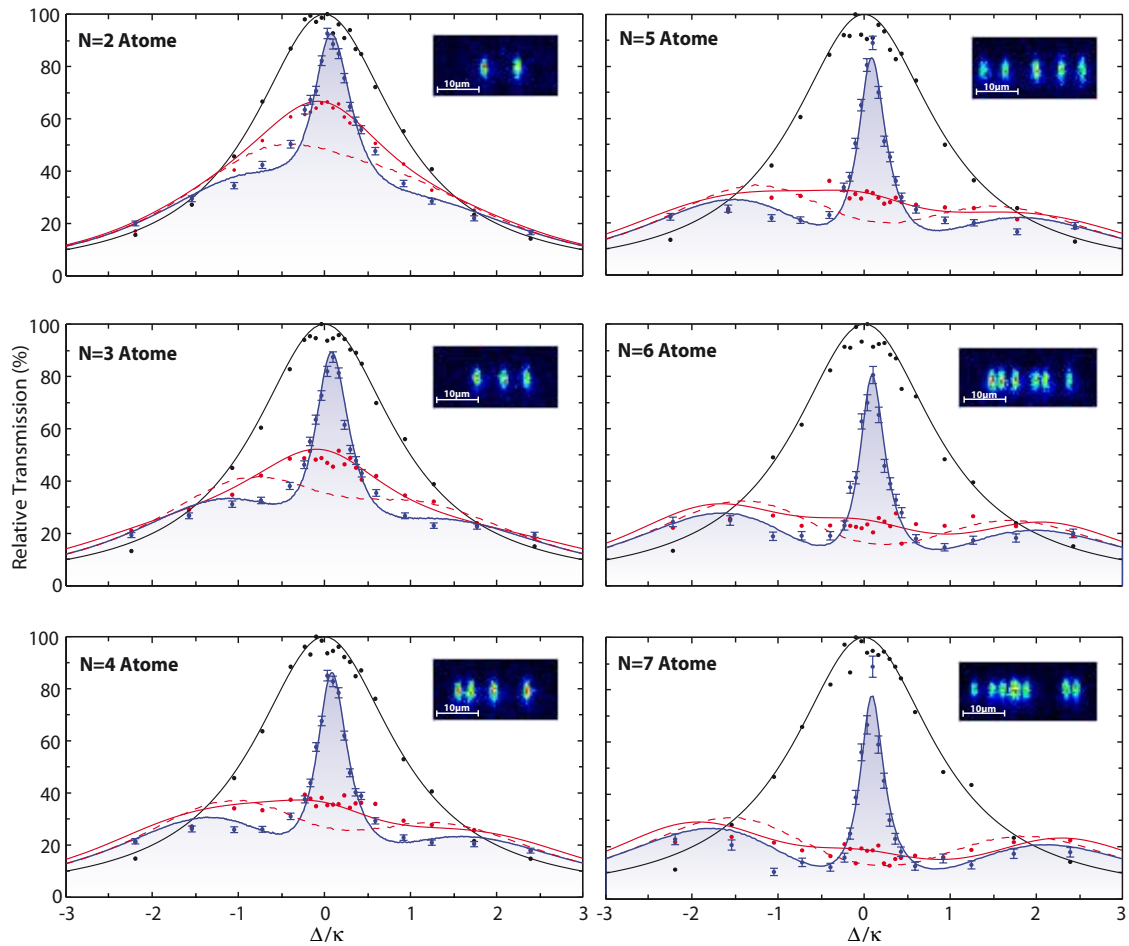


Abbildung 5.9.: Skalierung mit der Atomzahl. Gezeigt sind die Transmissionsspektren (Farbkodierung wie zuvor) für wohldefinierte Atomzahlen $N = 2 \dots 7$ im Resonator. Das schrittweise Erhöhen lässt den EIT-Dunkelzustand deutlicher hervortreten, da der Kontrast im Vergleich zum Zwei-Niveau-Atom (rote Kurven) ansteigt. Insets: Beispielbilder von Atomen im Resonator während der Aufnahme der Spektren. Die Theoriekurven zu entsprechendem N verwenden den gleichen Satz an Parametern wie in Abb. 5.7.

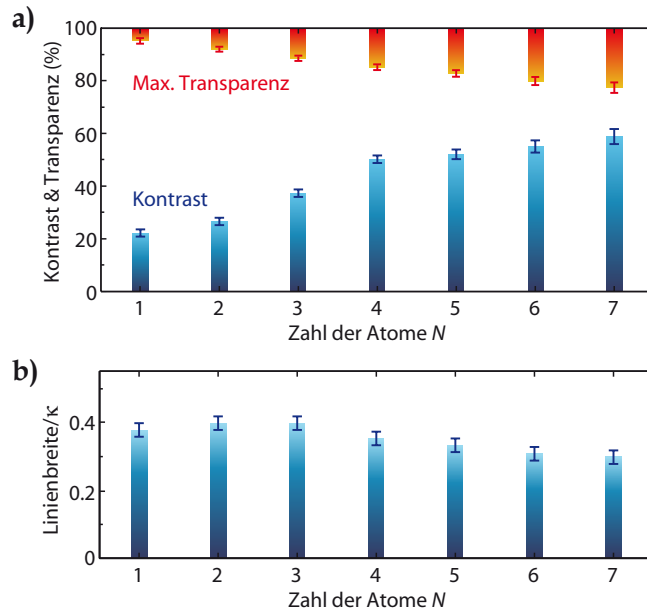


Abbildung 5.10.: Quantitative Analyse der Skalierung mit der Atomzahl N . (a) Bei gleichbleibender Kontrolllaser-Rabi-Frequenz $\Omega_c = 1.7\kappa$ wächst der Kontrast (blaue Balken) stetig von 20% ($N=1$) auf 60% ($N=7$), obwohl die maximale Transparenz abnimmt (rote Balken). (b) Die Skalierung der Linienbreite zeigt lediglich eine schwache Abhängigkeit von der Atomzahl.

Die beobachtete Entwicklung von Kontrast, maximal erreichter Transparenz und Linienbreite des EIT-Dunkelzustands bei Erhöhen der Atomzahl ist in Abb. 5.10 quantifiziert. Die maximale Transparenz verringert sich langsam von 96% ($N=1$) auf 78% ($N=7$). Dieser Effekt kann leicht kompensiert werden, in dem ein stärkeres Kontrolllaserfeld eingestrahlt wird als für exakt ein Atom im Resonator. Nichtsdestotrotz erhöht sich stetig der Kontrast zwischen der roten und blauen Kurve auf der Zwei-Photonen-Resonanz, was im Wesentlichen der Entwicklung des Spektrums für das Zwei-Niveau-System zuzuschreiben ist. Die Linienbreite des Dunkelzustands zeigt dagegen nur eine schwache Abhängigkeit von der Atomzahl.

5.4.4. Das Verlangsamen von Licht unter EIT-Bedingungen

Bisher haben wir den Aspekt der elektromagnetisch induzierten Transparenz ausschließlich als spektrales Phänomen diskutiert und den Einfluss des Kontrolllaserfelds auf die Eigenschaften des Dunkelzustands untersucht. Ein EIT-Medium bietet aber auch die Möglichkeit, durch kontrollierte Veränderung der Dispersionseigenschaften auf propagierende Lichtfelder zu wirken und zum Beispiel die Gruppengeschwindigkeit eines Lichtpulses durch das Medium dramatisch zu beeinflussen [130]. Wie aus den Spektren dieses Kapitels ersichtlich wurde, ist mit EIT nahe der Zwei-Photonen-Resonanz ($\Delta_1 = \Delta_2$) eine steilere Dispersionsrelation verknüpft. Die Steigung ist dabei grundsätzlich positiv, so dass gemäß

$$v_{gr} = \left. \frac{d\omega}{dk} \right|_{\Delta=0} = \frac{c}{1 + 4g^2 N / \Omega_c^2} \quad (5.21)$$

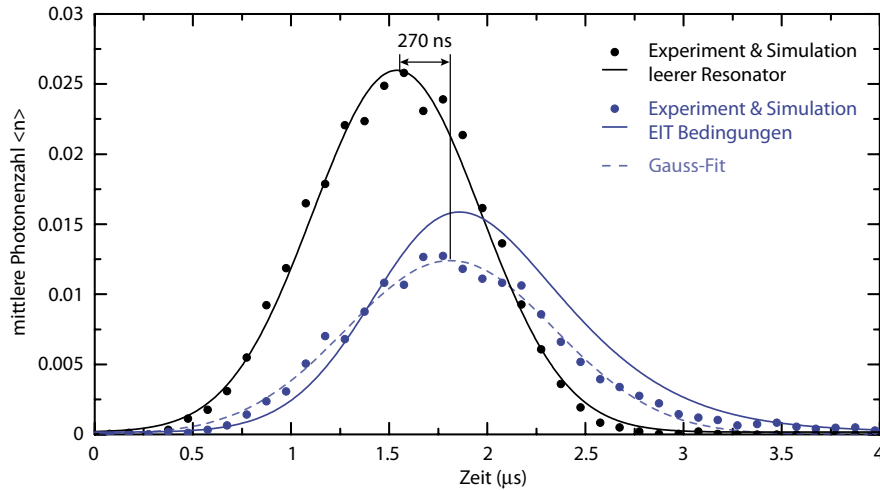


Abbildung 5.11.: Das Verlangsamen von Licht unter EIT-Bedingungen. (a) Im Experiment wird ein Gauß-Puls mit Halbwertsbreite von 890 ns (schwarze Datenpunkte und Theoriekurve) unter EIT-Bedingungen um 270(8) ns verzögert (blaue Datenpunkte und Gauß-Fit als gestrichelte Kurve). Die numerische Simulation (durchgezogene blaue Kurve) zeigt qualitativ und quantitativ eine sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten. Experimentelle Parameter: mittlere Atomzahl $\bar{N} = 15$, Kontrolllaser-Rabi-Frequenz $\Omega_c = 2.0\kappa$, mittlere Kopplung pro Atom $g_{av} = 0.85\kappa$, Dephasierungsrate $\gamma_{u,deph} = 0.01\kappa$, Verstimmungen $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$.

eine Verringerung der Gruppengeschwindigkeit zu beobachten ist [43, 126]. Wie stark in einem bestimmten EIT-Medium ein Lichtpuls in seiner Gruppengeschwindigkeit abgebremst werden kann, ist im Wesentlichen durch die Rabi-Frequenz des Kontrolllasers Ω_c , die Dephasierungsrate $\gamma_{u,deph}$ und die optische Dichte vorgegeben. In verschiedenen Systemen mit einer makroskopischen Zahl an Atomen wurden in den letzten Jahren Gruppengeschwindigkeiten von wenigen Metern pro Sekunde realisiert [47, 48, 49], was einem Abbremsen des Lichtpulses um 7 Größenordnungen gegenüber der normalen Propagationgeschwindigkeit entspricht.

Um das Verlangsamen eines Probelaserpulses in unserem Regime weniger Atome zu demonstrieren, modifizieren wir das experimentelle Protokoll derart, dass anstelle eines $50 \mu\text{s}$ langen Probepulses konstanter Intensität nun ein kurzer ($\approx 1 \mu\text{s}$), amplitudenmodulierter Puls auf der Zwei-Photonen-Resonanz eingestrahlt wird. Zu diesem Zweck wird ein zusätzlicher AOM im Strahlengang des EIT-Probelasers (Vergleich Abb. 5.3) verwendet. Als zeitliches Pulsprofil wählen wir eine Gauß-Funktion mit einer Halbwertsbreite von 890 ns und einer maximalen mittleren Photonenzahl $\langle n \rangle$ innerhalb des Resonators von 0.026. Es soll nun die Ankunftszeit des Probelaserpulses für die Situation mit Atomen im Resonator unter EIT-Bedingungen gegenüber einer Situation ohne Atome verglichen werden. Die normierten Daten aus insgesamt 1830 (EIT) und 839 (keine Atome) experimentellen Durchläufen mit jeweils 22 Einzelpulsen sind in Abb. 5.11 gezeigt. Die schwarzen Datenpunkte entsprechen der Situation des Resonators ohne Atome und dienen als Referenz. Das Einbringen von Atomen und ein Probelaserpuls auf Resonanz mit dem EIT-Dunkelzustand des Atom-Resonator-Systems (Zwei-Photonen-Resonanz) verändert den Puls nun in mehrfacher Hinsicht (blaue Datenpunkte). Zunächst fällt auf, dass die

Pulsfläche für die EIT-Situation nur 60% des ursprünglichen Gauß-Pulses entspricht. Der Grund hierfür ist die spektrale Breite des Probepulses von rund 1 MHz, die etwas größer als die Linienbreite des EIT-Dunkelzustands (≈ 700 kHz) bei dieser Messung ist. So werden einige Frequenzkomponenten des Pulses nicht transmittiert. Desweiteren besteht die Gefahr, dass Frequenzen, bei denen das Atom-Resonator-System nicht zu 100% transparent ist und damit der Dunkelzustand nicht perfekt dunkel ist, dem System durch Ankopplung an den angeregten Zustand über Spontanzerfall verloren gehen. Als weitere Konsequenz ändert sich so die spektrale Zusammensetzung des Pulses, ein Umstand, der sich in der Verbreiterung des zeitlichen Profils widerspiegelt [121]. Der Gauß-Fit liefert für die blauen Datenpunkte eine Breite (FWHM) von $1.06 \mu\text{s}$. Darüber hinaus beobachten wir eine Verzögerung des Pulses gegenüber der Propagation durch den leeren Resonator. Mit im Mittel $\bar{N} = 15$ Atomen im Resonator beträgt sie $270(8)$ ns. Das Einsetzen der experimentellen Parameter in Gl. (5.21) ergibt eine Reduktion der Gruppengeschwindigkeit im Atom-Resonator-System um einen Faktor $12(2)$. Eindrucksvoll zeigt dieses Ergebnis, dass in einem Resonator-System mit hinreichend hoher Kopplung bereits eine sehr kleine Zahl von Atomen ausreicht, um die Propagation eines Lichtpulses dramatisch zu modifizieren.

Numerische Simulation der Pulspropagation

Mit Hilfe der in Kapitel 5.2 vorgestellten Methode zum Lösen der Master-Gleichung für ein explizit zeitabhängigen Hamilton-Operator sollen die experimentellen Ergebnisse zum Verlangsamen eines Lichtpulses simuliert werden. Dazu werden zunächst alle Parameter des Systems, insbesondere die den EIT-Dunkelzustand wesentlich beeinflussenden und experimentell nicht direkt zugänglichen Größen wie die Dephasierungsrate, aus einem zuvor aufgenommenen Transmissionsspektrum bestimmt. Daraus erhält man die mittlere Atomzahl $\bar{N} = 15$, die mittlere Kopplungskonstante pro Atom $g_{av} = 0.85\kappa$, die Dephasierungsrate $\gamma_{u,deph} = 0.01\kappa$ und die Verstimmungen der Laserfelder $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$. Die gemessene Kontrolllaser-Rabi-Frequenz beträgt $\Omega_c = 2.0\kappa$. Die für das Modell als Amplitudenfunktion $\varepsilon(t)$ gewählte Form des Probelaserpulses entspricht einer Gauß-Funktion mit einer Halbwertsbreite identisch der aus dem Experiment (schwarze Kurve). Das Resultat der numerischen Rechnung ist als durchgezogene blaue Kurve dargestellt und zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen. Sowohl das Abnehmen der Pulsintensität, die Verbreiterung, als auch die Verzögerungszeit des Pulses unter EIT-Bedingungen wird sehr gut vorhergesagt.

Führt man die gleichen Berechnungen für den Fall eines einzelnen Atoms im Resonator durch und verwendet als Parameter die aus dem zugehörigen Transmissionsspektrum (Abb. 5.7), so beträgt die prognostizierte Verzögerungszeit 60 ns. Dies entspräche rund 7% der Halbwertsbreite des Probelaserpulses. Das bisher einzige Experiment [120], das ein Verlangsamen von Licht in einem Resonator-EIT-System demonstriert hat, verwendete eine makroskopische Zahl von Atomen (10^4) in einer magnetooptischen Falle und erzielte eine Verzögerung von 0.02% der Halbwertsbreite des Lichtpulses. Dass in unserem Experiment lediglich ein Einzelatom ausreichen würde, die Propagation von Licht messbar zu beeinflussen, zeigt das Potential von Einzelatom-Resonator-Systemen im Hinblick auf Anwendungen wie das optische Schalten oder das Speichern von Lichtpulsen [65].

6. Ausblick

Das Phänomen der elektromagnetisch-induzierten Transparenz ist heute ein unverzichtbares Werkzeug für die kohärente Kontrolle von Licht-Materie- und Licht-Licht-Wechselwirkung bei optischen Wellenlängen. Die in dieser Arbeit demonstrierte Skalierung des EIT-Mediums hin zu einzelnen Materiebausteinen eröffnet zahlreiche Perspektiven für weitere Experimente.

Die effiziente Wechselwirkung zwischen einem einzelnen Atom und einem propagierenden, schwachen Lichtpuls unter Resonator-EIT-Bedingungen erlaubt nicht nur ein Verlangsamen, sondern auch das Abspeichern und anschließende Wiederauslesen des Pulses. Ein wichtiger Schritt in diese Richtung ist durch die Realisierung eines Speichers für Polarisations-Qubits in einem fast identischen Atom-Resonator-System erfolgt [65]. Dieser wurde mit schwachen, kohärenten Pulsen charakterisiert. Der nächste, wichtige Schritt für potentielle Anwendungen in einem zukünftigen Quantennetzwerk [71] wäre jedoch die Implementierung dieses Protokolls für Einzelphotonen. In Analogie zu Kapitel 3 könnte demonstriert werden, dass in einem Atom-Resonator-System der Transfer eines Quantenzustands nicht nur von einem Atom auf ein emittiertes Photon, sondern auch in umgekehrter Richtung erfolgen kann. Dies eröffnet die Möglichkeit für *reversible* Licht-Materie-Wechselwirkung in einem völlig neuen Regime einzelner Licht- und Materiequanten und gilt als eine wesentliche Anforderung für die Verteilung von Verschränkung in einem Netzwerk aus mehreren Atom-Resonator-Systemen [66]. Im Gegensatz zu bisherigen Experimenten, in denen Verschränkung zwischen zwei räumlich getrennten, atomaren Systemen durch die Interferenz von Photonen erzeugt wurde [131, 108], würde hier das Etablieren von Verschränkung durch den direkten Transfer des Quantenzustands von einem Einzelphoton auf ein Atom erfolgen. Ein Atom-Resonator-System in unserem Parameterregime bildet insofern eine vielversprechende Alternative zu komplementären Systemen für die effiziente Absorption eines Photons in einem einzelnen Atom (z. B. [132, 133]).

Die durch das Atom vermittelte, verstärkte Wechselwirkung zwischen einzelnen Lichtquanten macht ein Atom-Resonator-System zu einem idealen Kandidaten für das optische Schalten von Licht. Das Ziel besteht darin, mit *niedrigen* Intensitäten des Kontrolllasers die Transmission des Probelasers steuern zu können. Dazu muss aber die Bedingung starker Licht-Materie-Wechselwirkung nicht nur für den Probelaser, sondern auch für den Kontrolllaser erfüllt sein. Eine mögliche technische Implementierung kann auf das gleichzeitige Einkoppeln der beiden Laserfelder in denselben Resonator [134], oder auf der Grundlage zweier gekreuzter Resonatoren beruhen.

Eine Erweiterung des EIT-Schemas auf ein Vier-Niveau-System erlaubt die Beobachtung starker optischer Nichtlinearitäten [47, 53]. In einer sogenannten N -Konfiguration der atomaren Niveaus konnte damit bereits eine sehr effiziente Licht-Licht-Wechselwirkung demonstriert werden [45, 134]. Darüberhinaus wäre sogar eine Kontrolle der Photonen-

statistik eines transmittierten, kohärenten Lichtfelds möglich [52]. Das Schema ließe sich in unserem Atom-Resonator-Aufbau implementieren, indem zum Beispiel als viertes Niveau ein angeregter Hyperfeinzustand auf der D_1 -Linie verwendet würde, der mit einem zusätzlichen Schaltlaserstrahl im Resonator an den $|F=2\rangle$ Grundzustand koppelt.

Aus der starken Wechselwirkung zwischen dem Schalt- und Probelaserfeld in einem Vier-Niveau-System folgen weitere, interessante Anwendungsmöglichkeiten, wenn es sich bei beiden Lichtfeldern um Einzelphotonen handelt. Theoretische Studien sagen voraus, dass die gleichzeitige Anwesenheit des Schalt- und Probephotons im Resonator stark unterdrückt ist und zu einer Photonenblockade führt [54, 55, 135]. Von der Faszination dieses grundlegenden, quantenoptischen Effekts abgesehen, wird dessen Anwendbarkeit für rein-optische Gatteroperationen in der Quanteninformationsverarbeitung allerdings kritisch beurteilt [136, 137].

Auch die Untersuchung kollektiver Effekte ist in einem Netzwerk von Resonator-EIT-Systemen möglich. Unter der Voraussetzung starker Kopplung zwischen Atom und Resonator, ließe sich das photonische Äquivalent zu einem Phasenübergang zwischen einem superfluiden und einem Mott-Isolator-Zustand beobachten [138, 139]. Für eine Skalierung des Netzwerks zu einer größeren Zahl von Resonatorsystemen scheint allerdings die Verwendung einer Matrix von Resonatoren zweckmäßig, die in Mikrofabrikation hergestellt werden [140, 141].

A. Optisches Pumpen in $m_F = 0$

In diesem Teil des Anhangs soll eine neue Methode zur Bestimmung der Effizienz des optischen Pumpens in den $|F, m_F\rangle = |2, 0\rangle$ Zeeman-Zustand vorgestellt werden. Sie basiert auf der Produktion von Einzelphotonen mit Hilfe der in Kapitel 3.1 diskutierten vSTIRAP-Technik und kann für eine Reduzierung der Messzeit auch mit mehreren Atomen durchgeführt werden, die an die Mode des Resonators gekoppelt sind. Die grundlegende Idee besteht darin, die atomare Restbesetzung in $m_F \neq 0$ optisch zu detektieren, während die Besetzung im gewünschten Zustand $m_F = 0$ vom Testlaserstrahl unbeeinflusst bleibt.

Das Schema für das optische Pumpen ist in Abb. A.1(a) dargestellt. Ein π -polarisierter Pumplaserstrahl auf Resonanz mit dem $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ Übergang der D₂-Linie akkumuliert atomare Besetzung aus den Zuständen mit $m_F \neq 0$ in $|2, 0\rangle$. Aufgrund eines verschwindenden Dipolmatrixelements kann das Atom von diesem Zustand ausgehend nicht weiter angeregt werden. Ein während des optischen Pumpens möglicher Zerfall in den $|F = 1\rangle$ Hyperfeingrundzustand erfordert Rückpumplaser, die hier den $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ Übergang sowohl auf der D₁- als auch auf der D₂-Linie adressieren.

Für die Messung der atomaren Restbesetzung in den Zeeman-Zuständen mit $m_F \neq 0$ wird der Resonator auf den $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ Übergang der D₁-Linie stabilisiert. Ein π -polarisiertes Kontrolllaserfeld adressiert den $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ Übergang und erfüllt die Zwei-Photonen-Resonanz mit der Resonatorfrequenz. Ein durch die adiabatische Passage möglicher Populationstransfer vom $|F = 2\rangle$ in den $|F = 1\rangle$ Hyperfeingrundzustand erzeugt ein Photon im Resonator (Abb. A.1(b)). Atome in $m_F = 0$ sind von dem Kontrolllaserpuls entkoppelt. Unter Vernachlässigung von zirkularen Polarisationskomponenten und nicht-resonanter Anregung, ist die Zahl emittierter Photonen demzufolge direkt proportional zu der Besetzung in den übrigen Zeeman-Zuständen.

Die Bestimmung der Pumpeffizienz gelingt schließlich durch den Vergleich von zwei verschiedenen physikalischen Situationen. Man betrachtet zunächst den Fall, dass die atomare Besetzung über alle Zeeman-Niveaus des $|F = 2\rangle$ Grundzustands verteilt ist (Testintervall ① in Abb. A.1(c)). Die Rate detektierter Photonen als Funktion der Zeit spiegelt die Entvölkerung des Ausgangszustands wider und folgt einer exponentiellen Zerfallskurve, deren Zeitkonstante durch die Intensität des Kontrolllaserpulses eingestellt werden kann. Anschließend wird versucht, das Atom durch optisches Pumpen im Zeeman-Zustand $|2, 0\rangle$ zu präparieren. Dies geschieht durch Einstrahlen eines π -polarisierten Laserstrahls auf Resonanz mit dem $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ Übergang der D₂-Linie. Population aus Zuständen mit $m_F \neq 0$ wird in $|2, 0\rangle$ akkumuliert. Zwei Rückpumplaser mit hinreichend hoher Intensität verhindern, dass das Atom effektiv in den $|F = 1\rangle$ Grundzustand gepumpt wird. Um Besetzung in $|F = 1\rangle$ vollständig auszuschließen, lässt man die Rückpumplaser typischerweise $1 \mu\text{s}$ länger eingeschaltet als den Pumplaser. Das gemessene Signal im Zeitintervall $13 \dots 18 \mu\text{s}$ ist auf Photonen zurückzuführen, die durch den Rückpumpprozess in den Re-

sonator gestreut werden können.

Nun wird der Test der atomaren Besetzung mittels Einzelphotonenproduktion wiederholt (Intervall ②). Je weniger Photonen detektiert werden, desto erfolgreicher war das optische Pumpen in $m_F=0$. Das Verhältnis aus der detektierten Anzahl emittierter Photonen in beiden Testintervallen N_2/N_1 definiert im Wesentlichen die verbleibende Restbesetzung in den übrigen Zeeman-Zuständen nach Anwendung des optischen Pumpens. Für die Auswertung wird zudem die Möglichkeit nicht-perfekt π -polarisierter Kontrolllaserpulse berücksichtigt. Eindeutiger Indikator für das Problem zirkularer Polarisationskomponenten ist das konstant bleibende Streusignal am Ende vom Testintervall ②. Zirkuläres Licht führt dazu, dass das $m_F=0$ Niveau entvölkert und demzufolge ein Photon in den Resonator emittiert werden kann. Es ist zu erwarten, dass dieses Streusignal mit zunehmender Entvölkerung langsam abfällt. Die Zeitskala für diesen Prozess ist bei dieser Messung allerdings deutlich größer als die Länge des Testintervalls. Es wurde verifiziert, dass selbst nach $15 \mu\text{s}$ die Rate des Streusignals nicht merklich abnimmt. Die Bereinigung der in beiden Testintervallen detektierten Photonenzahl von diesem Hintergrund liefert dann für die atomare Besetzung in $m_F=0$ – gleichbedeutend mit der Effizienz des optischen Pumpens – eine untere Schranke von 92%.

Ein interessantes Phänomen im Zusammenhang mit dem Test der Besetzung verschiedener Zeeman-Niveaus wird sichtbar, wenn man ein Magnetfeld senkrecht zur Resonatorachse anlegt. Das im Inset von Abb. A.1(c) dargestellte Streusignal zeigt Zeitintervalle, in denen die Emission eines Photons mal mehr und mal weniger wahrscheinlich ist. Dieses oszillatorische Verhalten ist auf Besetzungsrotationen zwischen den einzelnen Zeeman-Zuständen zurückzuführen. In den Minima ist ein Großteil der Population in $m_F=0$, und oszilliert anschließend wieder in Zustände mit $m_F \neq 0$. Der exponentiell abfallende Charakter kommt daher, dass ein Atom bei Emission eines Photons in $|F=1\rangle$ transferiert wird und danach kein weiterer Streuprozess stattfinden kann. Die Frequenz der beobachteten Oszillationen ist in guter Übereinstimmung mit der bei den angelegten Magnetfeldern erwarteten Larmorfrequenz.

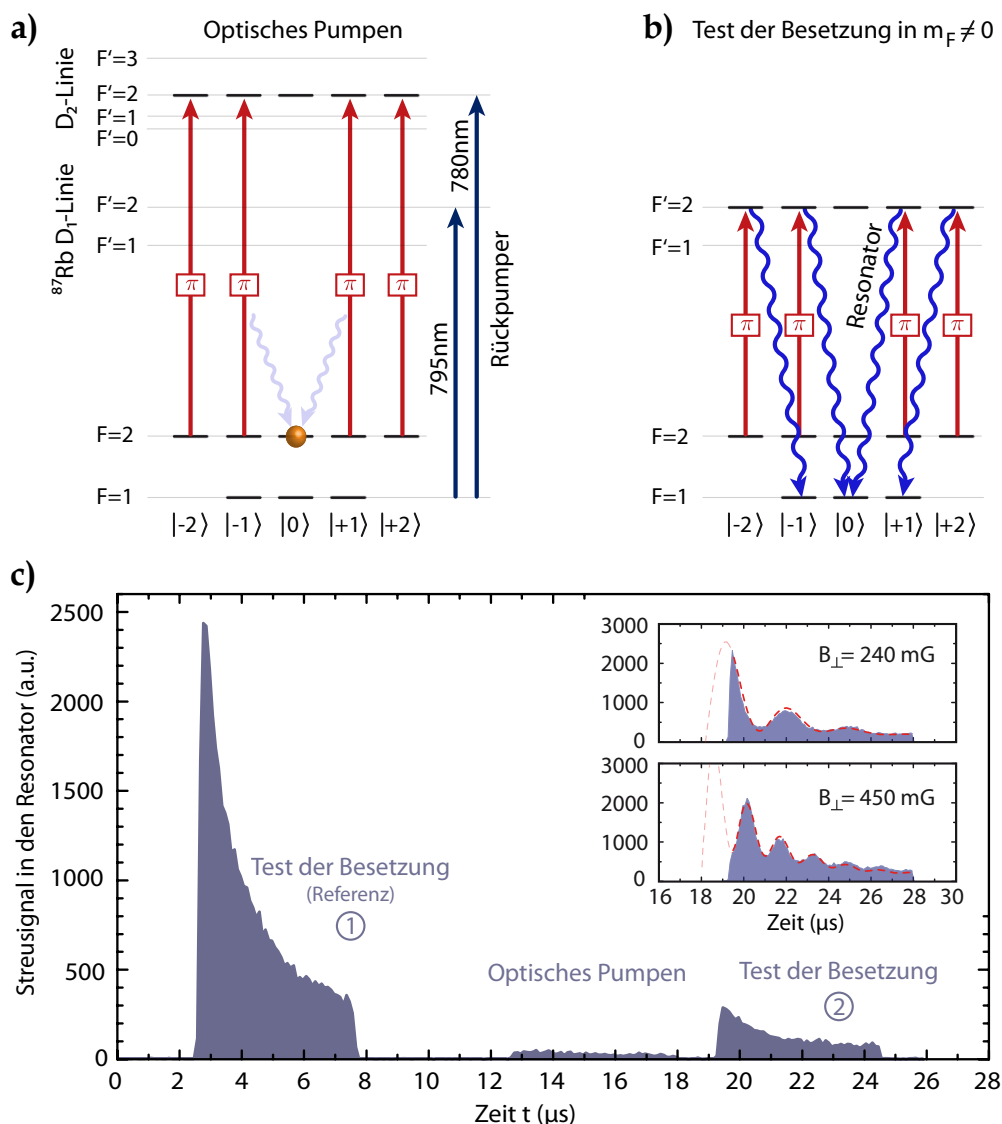


Abbildung A.1.: Optisches Pumpen in $m_F = 0$. (a) Das Einstrahlen eines π -polarisierten $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ Pumplasers akkumuliert Besetzung im Zeeman-Zustand $m_F = 0$, der aufgrund eines verbotenen Übergangs vom Pumplaser entkoppelt. (b) Zur Bestimmung der Pumpeffizienz werden Einzelphotonen auf dem $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ Übergang generiert. Das Streusignal ist proportional zu der Besetzung in $|F = 2, m_F \neq 0\rangle$. (c) Der Vergleich des Streusignals für zufällige Besetzung der Zeeman-Niveaus ① und nach erfolgtem optischen Pumpen ② liefert eine Pumpeffizienz von $\geq 92\%$. Inset: Das zweite Probe-Intervall für ein zusätzlich angelegtes, transversales Magnetfeld. Das oszillatorische Verhalten wird durch Besetzungsrotationen zwischen den verschiedenen Zeeman-Zuständen verursacht.

B. Einzelphotonenerzeugung bei 780 nm

Dieses Kapitel widmet sich der Untersuchung der Erzeugungseffizienz von Einzelphotonen auf der D₂-Linie von ⁸⁷Rb bei 780 nm. Es ergänzt die systematischen Studien, die in Kapitel 3.5 für die D₁-Linie bei 795 nm durchgeführt wurden. Die beiden Linien unterscheiden sich in ihren Übergangsdipolmatrixelementen, der Anzahl angeregter Hyperfeinzustände und deren relativen Abstand zueinander [88]. Für die Einzelphotonenerzeugung sind im wesentlichen die unterschiedlichen Übergangsmatrixelemente der für das Protokoll relevanten Übergänge von Bedeutung, da sie die maximale Kopplungskonstante $g_0/2\pi$ zwischen Atom und Resonator entsprechend modifizieren. Sie beträgt für den $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$ Übergang 5.1 MHz bei 780 nm beziehungsweise 2.3 MHz bei 795 nm. Es ist zu erwarten, dass die stärkere Kopplung an den Resonator mit höheren Erzeugungseffizienzen einhergeht.

Experimentelle Sequenz

In Analogie zu den Messungen auf der D₁-Linie wird der Resonator hier auf den Starkverschobenen $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$ Übergang bei 780 nm stabilisiert. Nach dem erfolgreichen Laden eines Einzelatoms in den zentralen Bereich der Resonatormode wird die Sequenz zur Erzeugung von Einzelphotonen mit einer Repetitionsrate von 10 kHz gestartet. Zunächst wird das Atom für eine Dauer von 80 μ s durch Einstrahlen eines rotverstimmten Laserstrahls auf dem $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3\rangle$ Übergang gekühlt. Anschließend wird das Atom mit Hilfe eines 6 μ s langen $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ Pumplaserpulses im Hyperfeingrundzustand $|F = 2\rangle$ präpariert. Ein Kontrolllaserpuls, der nahresonant mit dem $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$ Übergang ist und sowohl zirkulare als auch lineare Polarisationsanteile enthält, treibt den vSTIRAP-Prozess, der zur Emission einzelner Photonen in die Resonatormode führt.

Ergebnisse

Um den Einzelphotonencharakter zu überprüfen, werden die emittierten Photonen einer Hanbury Brown & Twiss-Messung [142] unterzogen. Ein geeigneter Detektoraufbau besteht aus einem 50:50 Strahlteiler, an dem die Photonen auf die beiden Ausgangspfade mit je einem Einzelphotonendetektor aufgeteilt werden. Für eine perfekte Einzelphotonenquelle ist zu erwarten, dass es keine Koinzidenzereignisse zwischen den beiden Detektoren geben kann. Eine Analyse der Koinzidenzereignisse als Funktion der Detektionszeitdifferenz $\Delta\tau$ erlaubt die Rekonstruktion der $g^{(2)}$ -Korrelationsfunktion. Diese ist für den Fall eines einzelnen Atoms, das 30 s lang einen kontinuierlichen Strom von Einzelphotonen erzeugt, in Abb. B.1 dargestellt. Die Zeitauflösung der $g^{(2)}$ -Funktion ist dabei an die Repetitionsrate der experimentellen Sequenz von 10 kHz angepasst. Das entscheidende Merkmal sind die fehlenden Koinzidenzen bei $\Delta\tau = 0$. Eine Unterdrückung auf 2.4% ist konsistent mit

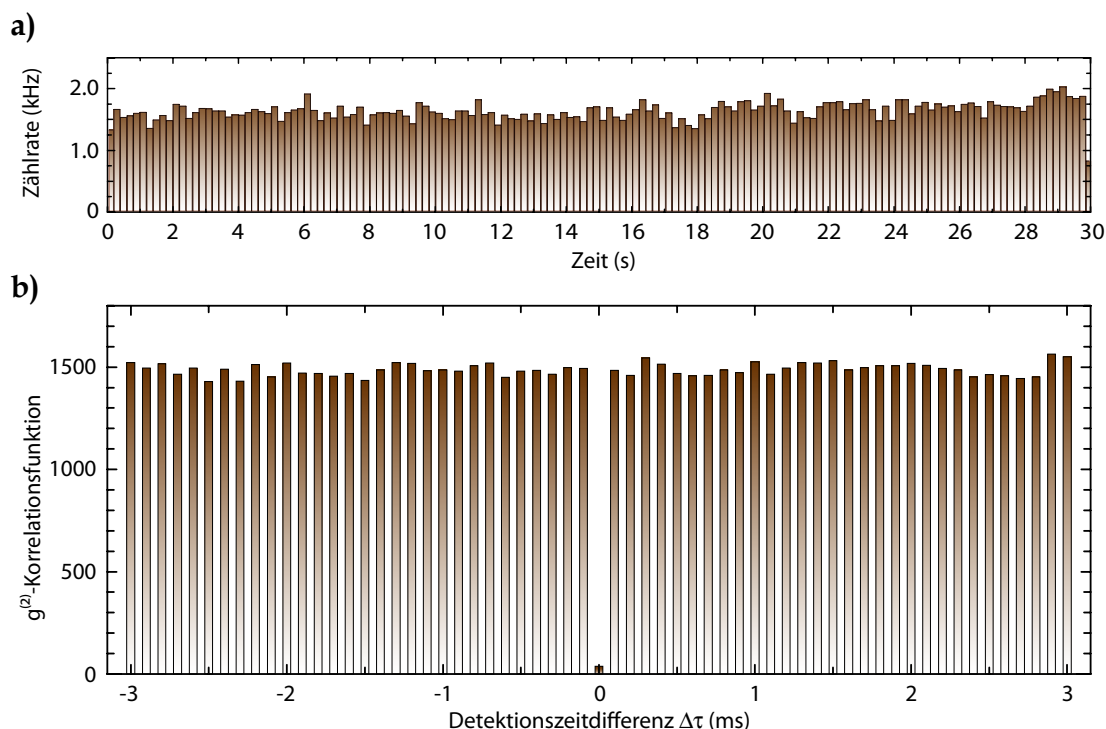


Abbildung B.1.: Von einem einzelnen Atom emittierter Strom von Einzelphotonen. (a) Das Atom ist für 30 s an die Mode des Resonators gekoppelt. Die stetige Wiederholung des Protokolls zur Erzeugung von Einzelphotonen (Repetitionsrate 10 kHz) resultiert in einem ununterbrochenen Emissionssignal mit einer detektierten Rate von ≈ 1.6 kHz. (b) Die Analyse der Photonenzählstatistik in einer Hanbury Brown & Twiss-Messung liefert die zugehörige $g^{(2)}$ -Korrelationsfunktion. Zu erkennen ist eine deutliche Unterdrückung von Koinzidenzen bei Detektionszeitdifferenzen $\Delta\tau = 0$ auf 2.4%, die den nahezu perfekten Charakter der Einzelphotonenquelle demonstriert. Über die gesamte Speicherzeit des Atoms beträgt die Effizienz, mit der pro Versuch ein Einzelphoton erzeugt wird, mittlere 55%.

den Dunkelzählraten der verwendeten Detektoren und demonstriert den nahezu perfekten Charakter der Einzelphotonenquelle.

Es soll nun die Erzeugungseffizienz sowohl als Funktion der maximalen Rabi-Frequenz als auch der Länge des Kontrolllaserpulses untersucht werden. Es werden für die Auswertung nur Versuche berücksichtigt, bei der das Atom für mindestens 3 s in den zentralen¹ $25 \mu\text{m}$ der Resonatormode gespeichert war. Die Frequenz des Kontrolllaserpulses ist so gewählt, dass er zusammen mit der Resonatorfrequenz die Raman-Bedingung zwischen den beiden Hyperfeingrundzuständen erfüllt (Zwei-Photonen-Verstimmung $\delta = 0$). Die Pulsform des Kontrolllasers folgt in der Intensität einer Gauß-Funktion. In einer ersten Messung wird die Halbwertsbreite des Gauß-Pulses konstant bei $2.5 \mu\text{s}$ gehalten und die maximale Rabi-Frequenz $\Omega_c/2\pi$ zwischen 3.5 MHz und 17 MHz variiert (Abb. B.2(a)). In Analogie zu den Messungen bei 795 nm ist ein stetiges Anwachsen der Einzelphotonenerzeugungseffizienz zu beobachten. Aufgrund der um einen Faktor $\sqrt{5}$ stärkeren Kopplung des Atoms an das Feld des Resonators konvergiert sie allerdings gegen eine deutliche höhere Erzeugungseffi-

¹ Diese Angabe bezieht sich auf den transversalen Abstand des Atoms zum Zentrum der Mode.

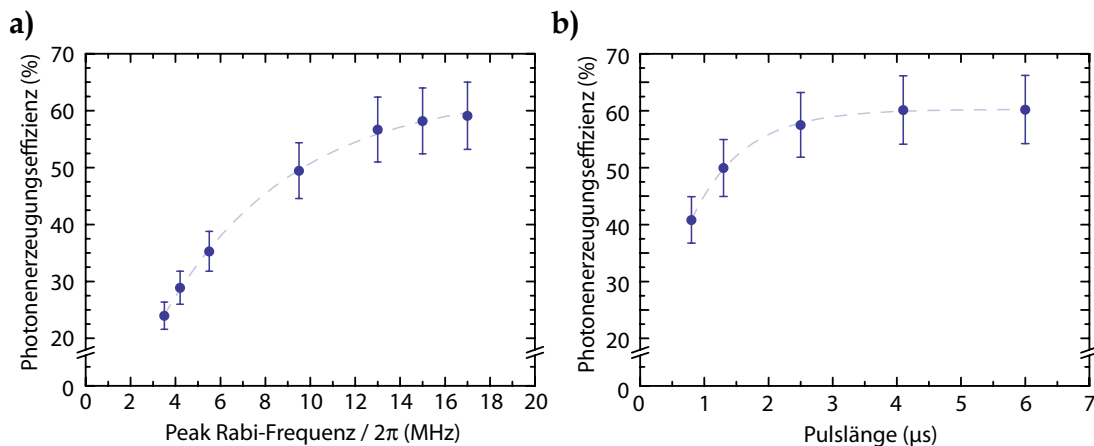


Abbildung B.2.: Abhängigkeit der Photonenerzeugungseffizienz von der maximalen Rabi-Frequenz und Länge des Kontrolllaserpulses. (a) Bei gleichbleibender Halbwertsbreite von $2.5 \mu\text{s}$ des Gauß-Pulses wird die Amplitude (Rabi-Frequenz) des Kontrolllaserpulses variiert. Ein- und Zwei-Photonen-Verstimmung $\delta, \Delta = 0$ (siehe Kapitel 3.5.2). Die Erzeugungseffizienz steigt stetig und konvergiert gegen ein Maximum von 60%. (b) Bei einer Rabi-Frequenz $\Omega_c/2\pi$ von 17 MHz am Maximum des Gauß-Pulses wird in einer komplementären Messung dessen Halbwertsbreite verändert. Die angegebenen Fehlerbalken spiegeln im Wesentlichen die Unsicherheit der Detektionseffizienz wider. Die gestrichelten Kurven dienen der optischen Führung.

zienz von $\eta_p = 60\%$. Dieses Ergebnis ist die erste experimentelle Beobachtung von derart hohen Effizienzen in den Atom-Resonator-Systemen unserer Arbeitsgruppe. Damit wurde eine entscheidende Verbesserung im Hinblick auf die Realisierung einer deterministischen Einzelphotonenquelle erreicht.

Die Abhängigkeit von der Länge des Kontrolllaserpulses bei gleichbleibender Pulsamplitude von 17 MHz ist in Abb. B.2(b) dargestellt. Die niedrige Erzeugungseffizienz bei kurzen Pumpimpulsen kann – in Analogie zu den Ergebnissen bei 795 nm – mit Restbesetzung in $|F=2\rangle$ zusammenhängen. Für längere Pulse konvergiert die Effizienz wiederum gegen einen Maximalwert von 60%.

Literaturverzeichnis

- [1] W. R. Hende. Physics and applications of medical imaging. *Rev. Mod. Phys.* **71**, S444–S450 (1999).
- [2] M. Hämäläinen, R. Hari, R. J. Ilmoniemi, J. Knuutila und O. V. Lounasmaa. Magnetoencephalography—theory, instrumentation, and applications to noninvasive studies of the working human brain. *Rev. Mod. Phys.* **65**, 413–497 (1993).
- [3] M. Riordan, L. Hoddeson und C. Herring. The invention of the transistor. *Rev. Mod. Phys.* **71**, S336–S345 (1999).
- [4] R. E. Slusher. Laser technology. *Rev. Mod. Phys.* **71**, S471–S479 (1999).
- [5] P. A. Grünberg. Nobel lecture: From spin waves to giant magnetoresistance and beyond. *Rev. Mod. Phys.* **80**, 1531–1540 (2008).
- [6] G. Binnig und H. Rohrer. In touch with atoms. *Rev. Mod. Phys.* **71**, S324–S330 (1999).
- [7] J. P. Dowling und G. J. Milburn. Quantum technology: the second quantum revolution. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **361**, 1655–1674 (2003).
- [8] A. Einstein, B. Podolsky und N. Rosen. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? *Phys. Rev.* **47**, 777–780 (1935).
- [9] M. D. Reid, P. D. Drummond, W. P. Bowen, E. G. Cavalcanti, P. K. Lam, H. A. Bachor, U. L. Andersen und G. Leuchs. Colloquium: The Einstein-Podolsky-Rosen paradox: From concepts to applications. *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1727–1751 (2009).
- [10] R. P. Feynman. Simulating physics with computers. *Int. J. Th. Phys.* **21**, 467–488 (1982).
- [11] D. Deutsch. Quantum theory, the Church-Turing principle and the universal quantum computer. In: *Proceedings of the Royal Society A* **400**, 97–117 (1985).
- [12] C. H. Bennett. Quantum information and computation. *Phys. Today* **48**, 24–30 (1995).
- [13] S. Lloyd. Universal quantum simulators. *Science* **273**, 1073–1078 (1996).
- [14] I. Buluta und F. Nori. Quantum simulators. *Science* **326**, 108–111 (2009).
- [15] P. W. Shor. Algorithms for quantum computation: discrete logarithms and factoring. In: *Proceedings of the 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science*, IEEE Computer Society, Washington, S. 124–134 (1994).
- [16] L. K. Grover. A fast quantum mechanical algorithm for database search. In: *Proceedings of the 28th Annual ACM Symposium on Theory of Computing*, ACM, New York, S. 212–219 (1996).

- [17] A. Ekert und R. Jozsa. Quantum computation and Shor's factoring algorithm. *Rev. Mod. Phys.* **68**, 733–753 (1996).
- [18] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel und H. Zbinden. Quantum cryptography. *Rev. Mod. Phys.* **74**, 145–195 (2002).
- [19] D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe und D. Wineland. Quantum dynamics of single trapped ions. *Rev. Mod. Phys.* **75**, 281–324 (2003).
- [20] L.-M. Duan und C. Monroe. Colloquium: Quantum networks with trapped ions. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1209–1224 (2010).
- [21] S. Olmschenk, D. N. Matsukevich, P. Maunz, D. Hayes, L.-M. Duan und C. Monroe. Quantum teleportation between distant matter qubits. *Science* **323**, 486–489 (2009).
- [22] J. P. Home, D. Hanneke, J. D. Jost, J. M. Amini, D. Leibfried und D. J. Wineland. Complete methods set for scalable ion trap quantum information processing. *Science* **325**, 1227–1230 (2009).
- [23] J. T. Barreiro, M. Muller, P. Schindler, D. Nigg, T. Monz, M. Chwalla, M. Hennrich, C. F. Roos, P. Zoller und R. Blatt. An open-system quantum simulator with trapped ions. *Nature* **470**, 486–491 (2011).
- [24] M. Saffman, T. G. Walker und K. Mølmer. Quantum information with Rydberg atoms. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2313–2363 (2010).
- [25] W. Rosenfeld, S. Berner, J. Volz, M. Weber und H. Weinfurter. Remote preparation of an atomic quantum memory. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 050504 (2007).
- [26] M. Karski, L. Förster, J.-M. Choi, A. Steffen, W. Alt, D. Meschede und A. Widera. Quantum walk in position space with single optically trapped atoms. *Science* **325**, 174–177 (2009).
- [27] R. Hanson und D. D. Awschalom. Coherent manipulation of single spins in semiconductors. *Nature* **453**, 1043–1049 (2008).
- [28] D. Press, T. D. Ladd, B. Zhang und Y. Yamamoto. Complete quantum control of a single quantum dot spin using ultrafast optical pulses. *Nature* **456**, 218–221 (2008).
- [29] L. Robledo, J. Elzerman, G. Jundt, M. Atatüre, A. Högele, S. Fält und A. Imamoglu. Conditional dynamics of interacting quantum dots. *Science* **320**, 772–775 (2008).
- [30] P. Neumann, R. Kolesov, B. Naydenov, J. Beck, F. Rempp, M. Steiner, V. Jacques, G. Balasubramanian, M. L. Markham, D. J. Twitchen, S. Pezzagna, J. Meijer, J. Twamley, F. Jelezko und J. Wrachtrup. Quantum register based on coupled electron spins in a room-temperature solid. *Nature Physics* **6**, 249–253 (2010).
- [31] E. Togan, Y. Chu, A. S. Trifonov, L. Jiang, J. Maze, L. Childress, M. V. G. Dutt, A. S. Sorensen, P. R. Hemmer, A. S. Zibrov und M. D. Lukin. Quantum entanglement between an optical photon and a solid-state spin qubit. *Nature* **466**, 730–734 (2010).
- [32] J. Clarke und F. K. Wilhelm. Superconducting quantum bits. *Nature* **453**, 1031–1042 (2008).
- [33] M. Ansmann, H. Wang, R. C. Bialczak, M. Hofheinz, E. Lucero, M. Neeley, A. D. O'Connell, D. Sank, M. Weides, J. Wenner, A. N. Cleland und J. M. Martinis.

- Violation of Bell's inequality in Josephson phase qubits. *Nature* **461**, 504–506 (2009).
- [34] L. DiCarlo, M. D. Reed, L. Sun, B. R. Johnson, J. M. Chow, J. M. Gambetta, L. Frunzio, S. M. Girvin, M. H. Devoret und R. J. Schoelkopf. Preparation and measurement of three-qubit entanglement in a superconducting circuit. *Nature* **467**, 574–578 (2010).
- [35] P. J. Leek, M. Baur, J. M. Fink, R. Bianchetti, L. Steffen, S. Filipp und A. Wallraff. Cavity quantum electrodynamics with separate photon storage and qubit readout modes. *Phys. Rev. Lett.* **104**, 100504 (2010).
- [36] C. J. Hood, T. W. Lynn, A. C. Doherty, A. S. Parkins und H. J. Kimble. The atom-cavity microscope: Single atoms bound in orbit by single photons. *Science* **287**, 1447–1453 (2000).
- [37] K. M. Fortier, S. Y. Kim, M. J. Gibbons, P. Ahmadi und M. S. Chapman. Deterministic loading of individual atoms to a high-finesse optical cavity. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 233601 (2007).
- [38] I. Schuster, A. Kubanek, A. Fuhrmanek, T. Puppe, P. W. H. Pinkse, K. Murr und G. Rempe. Nonlinear spectroscopy of photons bound to one atom. *Nature Physics* **4**, 382–385 (2008).
- [39] B. Dayan, A. S. Parkins, T. Aoki, E. P. Ostby, K. J. Vahala und H. J. Kimble. A photon turnstile dynamically regulated by one atom. *Science* **319**, 1062–1065 (2008).
- [40] D. G. Norris, L. A. Orozco, P. Barberis-Blostein und H. J. Carmichael. Observation of ground-state quantum beats in atomic spontaneous emission. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 123602 (2010).
- [41] A. Noguchi, Y. Eto, M. Ueda und M. Kozuma. Quantum state engineering using single nuclear spin qubit of optically manipulated Ytterbium atom. arxiv:1005.3584v5 [quant-ph] (2010).
- [42] R. Gehr, J. Volz, G. Dubois, T. Steinmetz, Y. Colombe, B. L. Lev, R. Long, J. Estève und J. Reichel. Cavity-based single atom preparation and high-fidelity hyperfine state readout. *Phys. Rev. Lett.* **104**, 203602 (2010).
- [43] M. Fleischhauer, A. Imamoglu und J. P. Marangos. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. *Rev. Mod. Phys.* **77**, 633–673 (2005).
- [44] K.-J. Boller, A. Imamoglu und S. E. Harris. Observation of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2593–2596 (1991).
- [45] M. Bajcsy, S. Hofferberth, V. Balic, T. Peyronel, M. Hafezi, A. S. Zibrov, V. Vuletic und M. D. Lukin. Efficient all-optical switching using slow light within a hollow fiber. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 203902 (2009).
- [46] A. Kasapi, M. Jain, G. Y. Yin und S. E. Harris. Electromagnetically induced transparency: Propagation dynamics. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2447–2450 (1995).
- [47] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton und C. H. Behroozi. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas. *Nature* **397**, 594–598 (1999).
- [48] M. M. Kash, V. A. Sautenkov, A. S. Zibrov, L. Hollberg, G. R. Welch, M. D. Lukin, Y. Rostovtsev, E. S. Fry und M. O. Scully. Ultraslow group velocity and enhanced

- nonlinear optical effects in a coherently driven hot atomic gas. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 5229–5232 (1999).
- [49] D. Budker, D. F. Kimball, S. M. Rochester und V. V. Yashchuk. Nonlinear magneto-optics and reduced group velocity of light in atomic vapor with slow ground state relaxation. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1767–1770 (1999).
- [50] D. A. B. Miller. Are optical transistors the logical next step? *Nature Photonics* **4**, 3–5 (2010).
- [51] S. Rebić, A. S. Parkins und S. M. Tan. Polariton analysis of a four-level atom strongly coupled to a cavity mode. *Phys. Rev. A* **65**, 043806 (2002).
- [52] S. Rebić, A. S. Parkins und S. M. Tan. Photon statistics of a single-atom intracavity system involving electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. A* **65**, 063804 (2002).
- [53] H. Schmidt und A. A. Imamoglu. Giant Kerr nonlinearities obtained by electromagnetically induced transparency. *Opt. Lett.* **21**, 1936–1938 (1996).
- [54] A. Imamoglu, H. Schmidt, G. Woods und M. Deutsch. Strongly interacting photons in a nonlinear cavity. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1467–1470 (1997).
- [55] M. J. Werner und A. Imamoglu. Photon-photon interactions in cavity electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. A* **61**, 011801 (1999).
- [56] K. Hammerer, A. S. Sørensen und E. S. Polzik. Quantum interface between light and atomic ensembles. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1041–1093 (2010).
- [57] D. N. Matsukevich, T. Chanelière, S. D. Jenkins, S.-Y. Lan, T. A. B. Kennedy und A. Kuzmich. Entanglement of remote atomic qubits. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 030405 (2006).
- [58] E. Saglamyurek, N. Sinclair, J. Jin, J. A. Slater, D. Oblak, F. Bussières, M. George, R. Ricken, W. Sohler und W. Tittel. Broadband waveguide quantum memory for entangled photons. *Nature* **469**, 512–515 (2011).
- [59] C. Clausen, I. Usmani, F. Bussières, N. Sangouard, M. Afzelius, H. de Riedmatten und N. Gisin. Quantum storage of photonic entanglement in a crystal. *Nature* **469**, 508–511 (2011).
- [60] A. Kuhn, M. Hennrich und G. Rempe. Deterministic single-photon source for distributed quantum networking. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 067901 (2002).
- [61] J. McKeever, A. Boca, A. D. Boozer, R. Miller, J. R. Buck, A. Kuzmich und H. J. Kimble. Deterministic generation of single photons from one atom trapped in a cavity. *Science* **303**, 1992–1994 (2004).
- [62] M. Keller, B. Lange, K. Hayasaka, W. Lange und H. Walther. Continuous generation of single photons with controlled waveform in an ion-trap cavity system. *Nature* **431**, 1075–1078 (2004).
- [63] T. Wilk, S. C. Webster, A. Kuhn und G. Rempe. Single-atom single-photon quantum interface. *Science* **317**, 488–490 (2007).
- [64] A. D. Boozer, A. Boca, R. Miller, T. E. Northup und H. J. Kimble. Reversible

- state transfer between light and a single trapped atom. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 193601 (2007).
- [65] H. P. Specht, C. Nölleke, A. Reiserer, M. Uphoff, E. Figueroa, S. Ritter und G. Rempe. A single-atom quantum memory. *Nature* **473**, 190–193 (2011).
- [66] J. I. Cirac, P. Zoller, H. J. Kimble und H. Mabuchi. Quantum state transfer and entanglement distribution among distant nodes in a quantum network. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3221–3224 (1997).
- [67] S. J. van Enk, J. I. Cirac und P. Zoller. Purifying two-bit quantum gates and joint measurements in cavity QED. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 5178–5181 (1997).
- [68] T. Pellizzari. Quantum networking with optical fibres. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 5242–5245 (1997).
- [69] L.-M. Duan und H. J. Kimble. Efficient engineering of multiatom entanglement through single-photon detections. *Phys. Rev. Lett.* **90**, 253601 (2003).
- [70] D. E. Browne, M. B. Plenio und S. F. Huelga. Robust creation of entanglement between ions in spatially separate cavities. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 067901 (2003).
- [71] H. J. Kimble. The quantum internet. *Nature* **453**, 1023–1030 (2008).
- [72] S. Bose, P. L. Knight, M. B. Plenio und V. Vedral. Proposal for teleportation of an atomic state via cavity decay. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5158–5161 (1999).
- [73] S. Lloyd, M. S. Shahriar, J. H. Shapiro und P. R. Hemmer. Long distance, unconditional teleportation of atomic states via complete Bell state measurements. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 167903 (2001).
- [74] M. Lettner, M. Mücke, S. Riedl, C. Vo, C. Hahn, S. Baur, J. Bochmann, S. Ritter, S. Dürr und G. Rempe. Remote entanglement between a single atom and a Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.* **106**, 210503 (2011).
- [75] M. Mücke, E. Figueroa, J. Bochmann, C. Hahn, K. Murr, S. Ritter, C. J. Villas-Boas und G. Rempe. Electromagnetically induced transparency with single atoms in a cavity. *Nature* **465**, 755–758 (2010).
- [76] T. Legero, T. Wilk, M. Hennrich, G. Rempe und A. Kuhn. Quantum beat of two single photons. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 070503 (2004).
- [77] T. Wilk, S. C. Webster, H. P. Specht, G. Rempe und A. Kuhn. Polarization-controlled single photons. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 063601 (2007).
- [78] M. Hijlkema, B. Weber, H. P. Specht, S. C. Webster, A. Kuhn und G. Rempe. A single-photon server with just one atom. *Nature Physics* **3**, 253–255 (2007).
- [79] B. Weber, H. P. Specht, T. Müller, J. Bochmann, M. Mücke, D. L. Moehring und G. Rempe. Photon-photon entanglement with a single trapped atom. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 030501 (2009).
- [80] O. Gühne, P. Hyllus, D. Bruß, A. Ekert, M. Lewenstein, C. Macchiavello und A. Sanpera. Detection of entanglement with few local measurements. *Phys. Rev. A* **66**, 062305 (2002).
- [81] E. T. Jaynes und F. W. Cummings. Comparison of Quantum and Semiclassical

- Radiation Theories with Application to the Beam Maser. *Proc. IEEE* **51**, 89–109 (1963).
- [82] B. W. Shore und P. L. Knight. The Jaynes-Cummings model. *J. Mod. Opt.* **40**, 1195–1238 (1993).
- [83] B. W. Shore. The Theory of Coherent Atomic Excitation: Multilevel Atoms and Incoherence. J. Wiley & Sons, New York, 1st edition (1990).
- [84] M. Hennrich, A. Kuhn und G. Rempe. Counter-intuitive vacuum-stimulated Raman scattering. *J. Mod. Opt.* **50**, 935–942 (2003).
- [85] P. Meystre und M. S. III. Elements of Quantum Optics. Springer, Berlin, 3rd edition (1999).
- [86] M. Hennrich. Kontrollierte Erzeugung einzelner Photonen in einem optischen Resonator hoher Finesse. Dissertation, Technische Universität München (2003).
- [87] M. A. Nielsen und I. L. Chuang. Quantum Computation and Quantum Information. Cambridge University Press, Cambridge, 10th edition (2010).
- [88] D. A. Steck. Rubidium-87 D-Line Data. Los Alamos National Laboratory (2010).
- [89] A. Peres. Separability criterion for density matrices. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1413–1415 (1996).
- [90] M. Horodecki, P. Horodecki und R. Horodecki. Separability of mixed states: necessary and sufficient conditions. *Physics Letters A* **223**, 1–8 (1996).
- [91] J. Altepeter, E. Jeffrey und P. Kwiat. Photonic state tomography. *Adv. At. Mol. Phot. Phys.* **52**, 105–159 (2005).
- [92] T. Wilk. Quantum interface between an atom and a photon. Dissertation, Technische Universität München (2008).
- [93] B. Weber. Distribution of quantum information between an atom and two photons. Dissertation, Technische Universität München (2008).
- [94] G. Vidal und R. F. Werner. Computable measure of entanglement. *Phys. Rev. A* **65**, 032314 (2002).
- [95] M. B. Plenio und S. Virmani. An introduction to entanglement measures. *Quant. Inf. Comp.* **7**, 1–51 (2007).
- [96] J. Bochmann. Coherent dynamics and state detection of single atoms in a cavity. Dissertation, Max-Planck-Institut für Quantenoptik und Technische Universität München (2010).
- [97] S. Nußmann, K. Murr, M. Hijlkema, B. Weber, A. Kuhn und G. Rempe. Vacuum-stimulated cooling of single atoms in three dimensions. *Nature Physics* **1**, 122–125 (2005).
- [98] M. Hijlkema. Single photons from a single atom trapped in a high-finesse optical cavity. Dissertation, Max-Planck-Institut für Quantenoptik und Technische Universität München (2007).
- [99] S. Nußmann, M. Hijlkema, B. Weber, F. Rohde, G. Rempe und A. Kuhn. Submicron

- positioning of single atoms in a microcavity. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 173602 (2005).
- [100] J. Volz, M. Weber, D. Schlenk, W. Rosenfeld, J. Vrana, K. Saucke, C. Kurtsiefer und H. Weinfurter. Observation of entanglement of a single photon with a trapped atom. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 030404 (2006).
- [101] W. Rosenfeld, F. Hocke, F. Henkel, M. Krug, J. Volz, M. Weber und H. Weinfurter. Towards long-distance atom-photon entanglement. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 260403 (2008).
- [102] H. Specht. Einzelatom-Quantenspeicher für Polarisations-Qubits. Dissertation, Technische Universität München (2010).
- [103] J. Bochmann, M. Mücke, C. Guhl, S. Ritter, G. Rempe und D. L. Moehring. Lossless state detection of single neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.* **104**, 203601 (2010).
- [104] W. Happer und B. S. Mathur. Effective operator formalism in optical pumping. *Phys. Rev.* **163**, 12–25 (1967).
- [105] E. M. Purcell. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies. *Phys. Rev.* **69**, 681 (1946).
- [106] S. Nußmann. Kühlen und Positionieren eines Atoms in einem optischen Resonator. Dissertation, Technische Universität München (2006).
- [107] W. Rosenfeld. Experiments with an entangled system of a single atom and a single photon. Dissertation, LMU München (2008).
- [108] C. W. Chou, H. de Riedmatten, D. Felinto, S. V. Polyakov, S. J. van Enk und H. J. Kimble. Measurement-induced entanglement for excitation stored in remote atomic ensembles. *Nature* **438**, 828–832 (2005).
- [109] M. D. Eisaman, A. Andre, F. Massou, M. Fleischhauer, A. S. Zibrov und M. D. Lukin. Electromagnetically induced transparency with tunable single-photon pulses. *Nature* **438**, 837–841 (2005).
- [110] R. W. Boyd. Nonlinear Optics. Academic Press, San Diego, 2nd edition (2003).
- [111] J. E. Field, K. H. Hahn und S. E. Harris. Observation of electromagnetically induced transparency in collisionally broadened lead vapor. *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3062–3065 (1991).
- [112] S. E. Harris. Electromagnetically induced transparency. *Phys. Today* **50**, 36–42 (1997).
- [113] M. D. Lukin, M. Fleischhauer, M. O. Scully und V. L. Velichansky. Intracavity electromagnetically induced transparency. *Opt. Lett.* **23**, 295–297 (1998).
- [114] C. L. Bentley, J. Liu und Y. Liao. Cavity electromagnetically induced transparency of driven-three-level atoms: A transparent window narrowing below a natural width. *Phys. Rev. A* **61**, 023811 (2000).
- [115] G. Müller, M. Müller, A. Wicht, R.-H. Rinkleff und K. Danzmann. Optical resonator with steep internal dispersion. *Phys. Rev. A* **56**, 2385–2389 (1997).
- [116] H. Wang, D. J. Goorskey, W. H. Burkett und M. Xiao. Cavity-linewidth narrowing by means of electromagnetically induced transparency. *Opt. Lett.* **25**, 1732–1734

- (2000).
- [117] G. Hernandez, J. Zhang und Y. Zhu. Vacuum Rabi splitting and intracavity dark state in a cavity-atom system. *Phys. Rev. A* **76**, 053814 (2007).
 - [118] H. Wu, J. Gea-Banacloche und M. Xiao. Observation of intracavity electromagnetically induced transparency and polariton resonances in a Doppler-broadened medium. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 173602 (2008).
 - [119] J. Zhang, G. Hernandez und Y. Zhu. Suppressing normal mode excitation by quantum interference in a cavity-atom system. *Opt. Express* **16**, 7860–7868 (2008).
 - [120] J. Zhang, G. Hernandez und Y. Zhu. Slow light with cavity electromagnetically induced transparency. *Opt. Lett.* **33**, 46–48 (2008).
 - [121] M. D. Lukin und A. Imamoglu. Controlling photons using electromagnetically induced transparency. *Nature* **413**, 273–276 (2001).
 - [122] S. Parkins, D. Walls und A. Imamoglu. Single-photon nonlinear optics and quantum control. In: *Directions in Quantum Optics*, Springer, Berlin, S. 217–229 (2001).
 - [123] T. Kampschulte, W. Alt, S. Brakhane, M. Eckstein, R. Reimann, A. Widera und D. Meschede. Optical control of the refractive index of a single atom. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 153603 (2010).
 - [124] L. Slodička, G. Hétet, S. Gerber, M. Hennrich und R. Blatt. Electromagnetically induced transparency from a single atom in free space. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 153604 (2010).
 - [125] K. Murr, P. Maunz, P. Pinkse, T. Puppe, I. Schuster, D. Vitali und G. Rempe. Momentum diffusion for coupled atom-cavity oscillators. *Phys. Rev. A* **74**, 043412 (2006).
 - [126] M. D. Lukin. Colloquium: Trapping and manipulating photon states in atomic ensembles. *Rev. Mod. Phys.* **75**, 457–472 (2003).
 - [127] H. J. Carmichael. *Statistical Methods in Quantum Optics: Master equations and Fokker-Planck Equations*. Springer, Berlin, 1st edition (1999).
 - [128] E. Figueroa, F. Vewinger, J. Appel und A. I. Lvovsky. Decoherence of electromagnetically induced transparency in atomic vapor. *Opt. Lett.* **31**, 2625–2627 (2006).
 - [129] M. Tavis und F. W. Cummings. Exact solution for an N -molecule–radiation-field Hamiltonian. *Phys. Rev.* **170**, 379–384 (1968).
 - [130] S. E. Harris, J. E. Field und A. Kasapi. Dispersive properties of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. A* **46**, R29–R32 (1992).
 - [131] D. L. Moehring, P. Maunz, S. Olmschenk, K. C. Younge, D. N. Matsukevich, L.-M. Duan und C. Monroe. Entanglement of single-atom quantum bits at a distance. *Nature* **449**, 68–71 (2007).
 - [132] R. Maiwald, D. Leibfried, J. Britton, J. C. Bergquist, G. Leuchs und D. J. Wineland. Stylus ion trap for enhanced access and sensing. *Nature Physics* **5**, 551–554 (2009).
 - [133] N. Piro, F. Rohde, C. Schuck, M. Almendros, J. Huwer, J. Ghosh, A. Haase, M. Hennrich, F. Dubin und J. Eschner. Heralded single-photon absorption by a single atom.

- Nature Physics* **7**, 17–20 (2011).
- [134] M. Albert, A. Dantan und M. Drewsen. Cavity electromagnetically induced transparency and all-optical switching using ion Coulomb crystals. arxiv:1102.5010v1 [quant-ph] (2011).
- [135] S. Rebić, S. M. Tan, A. S. Parkins und D. F. Walls. Large Kerr nonlinearity with a single atom. *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **1**, 490–495 (1999).
- [136] J. H. Shapiro. Single-photon Kerr nonlinearities do not help quantum computation. *Phys. Rev. A* **73**, 062305 (2006).
- [137] J. Gea-Banacloche. Impossibility of large phase shifts via the giant Kerr effect with single-photon wave packets. *Phys. Rev. A* **81**, 043823 (2010).
- [138] M. J. Hartmann, F. G. S. L. Brandao und M. B. Plenio. Strongly interacting polaritons in coupled arrays of cavities. *Nature Physics* **2**, 849–855 (2006).
- [139] M. J. Hartmann und M. B. Plenio. Strong photon nonlinearities and photonic Mott insulators. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 103601 (2007).
- [140] D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane und K. J. Vahala. Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip. *Nature* **421**, 925–928 (2003).
- [141] T. Aoki, B. Dayan, E. Wilcut, W. P. Bowen, A. S. Parkins, T. J. Kippenberg, K. J. Vahala und H. J. Kimble. Observation of strong coupling between one atom and a monolithic microresonator. *Nature* **443**, 671–674 (2006).
- [142] R. Hanbury Brown und R. Q. Twiss. Correlation between photons in two coherent beams of light. *Nature* **177**, 27–29 (1956).

Liste der Publikationen

Remote entanglement between a single atom and a Bose-Einstein condensate.

M. Lettner, M. Mücke, S. Riedl, C. Vo, C. Hahn, S. Baur, J. Bochmann, S. Ritter, S. Dürr, and G. Rempe.

Phys. Rev. Lett. **106**, 210503 (2011).

Electromagnetically induced transparency with single atoms in a cavity.

M. Mücke*, E. Figueroa*, J. Bochmann, C. Hahn, K. Murr, S. Ritter, C. J. Villas-Boas, and G. Rempe.

Nature **465**, 755–758 (2010).

Lossless state detection of single neutral atoms.

J. Bochmann, M. Mücke, C. Guhl, S. Ritter, G. Rempe, and D. L. Moehring.

Phys. Rev. Lett. **104**, 203601 (2010).

Phase shaping of single-photon wave packets.

H. P. Specht, J. Bochmann, M. Mücke, B. Weber, E. Figueroa, D. L. Moehring, and G. Rempe.

Nature Photonics **3**, 469–472 (2009).

Photon-photon entanglement with a single trapped atom.

B. Weber, H. P. Specht, T. Müller, J. Bochmann, M. Mücke, D. L. Moehring, and G. Rempe.

Phys. Rev. Lett. **102**, 030501 (2009).

Fast excitation and photon emission of a single-atom-cavity System.

J. Bochmann, M. Mücke, G. Langfahl-Klabes, C. Erbel, B. Weber, H. P. Specht, D. L. Moehring, and G. Rempe.

Phys. Rev. Lett. **101**, 223601 (2008).

Danksagung

Zum Schluss möchte ich die Gelegenheit nutzen, all denjenigen meinen Dank auszusprechen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle möchte ich mich bei meinem Doktorvater Prof. Dr. Gerhard Rempe bedanken, der mir die Möglichkeit gab, in seiner Gruppe die wunderbare Welt der Einzelatome und -photonen zu entdecken. Insbesondere das entgegengebrachte Vertrauen und die spürbare Begeisterung für unsere Forschungsarbeit waren immer eine besondere Motivation.

Stephan Ritter, der mich als Post-Doc betreut hat, danke ich ganz besonders für die große Unterstützung bei den durchgeführten Experimenten. Jederzeit stand er mir in Bezug auf die unterschiedlichsten Aspekte des Experiments hilfreich mit Rat und Tat zur Seite und beeindruckte stets durch ein riesiges Repertoire an Fachwissen.

Einen nicht hoch genug einzuschätzenden Anteil an dieser Doktorarbeit hat mein langjähriger Mitstreiter am Experiment, Jörg Bochmann. Nicht nur, dass ein Großteil meiner experimentellen Fertigkeiten von ihm abgeschaut sind, auch die Art und Weise, wie wir uns fachlich und persönlich als Team ergänzt haben, wird mir in besonders positiver Erinnerung bleiben. Danke für die großartige Zeit.

Desweiteren möchte ich mich ganz herzlich bei meinen jetzigen und ehemaligen Mitstreitern im erweiterten QIP-Team, Carolin Hahn, Christoph Guhl, David Moehring, Karim Murr, Eden Figueroa, Celso J. Villas-Boas, Andreas Neuzner, Bernhard Weber, Holger Specht, Christian Nölleke, Andreas Reiserer, Manuel Uphoff und Tobias Latka, bedanken. Durch die sehr gute Zusammenarbeit und die zahlreichen fachlichen Diskussionen konnten sich die beiden Zwillingsapparaturen in außergewöhnlichem Tempo über die letzten Jahre weiterentwickeln. Vielen Dank insbesondere an meine Nachfolgerin Caro, die sich in schnellem Tempo in das Experiment einfinden musste und eine wertvolle Stütze bei so manchen nächtlichen Messesexzessen war.

Dem ganzen BEC-Team, Stephan Dürr, Stefan Riedl, Chris Vo, Simon Baur und – allen voran – Matthias Lettner, danke ich für die sehr erfolgreiche Durchführung des Experiments zur Verschränkung zweier benachbarter Labore. Mit großer Freude blicke ich auf das gemeinschaftliche Bestehen aller technischen Herausforderungen zurück. Weil die geringe Klickrate jederzeit einen optimalen Betrieb der Einzelapparaturen erforderte, waren unsere beiden Teams in besonderer Weise aufeinander angewiesen.

Thomas Rieger war eine tolle Unterstützung bei der Entwicklung einer neuen Experimentsteuerung. Obwohl das gemeinschaftliche "Strippenziehen" aus dem Blickwinkel von Außenstehenden zu einigen kurzzeitigen Verhaltensauffälligkeiten geführt hat, die Experimente dieser Doktorarbeit wären ohne die neue Software nicht möglich gewesen.

Ein wichtiger Beitrag in Form hervorragender, technischer Detaillösungen wurde von Tom Wiesmaier, Franz Denk, Helmuth Stehbeck und Josef Bayerl geleistet. Für die Hilfsbereitschaft bei vielen organisatorischen Dingen danke ich unserer Sekretärin Odette Gori.

Desweiteren möchte ich mich bei allen anderen Kollegen in der AG Remppe für die sehr freundschaftliche Arbeitsatmosphäre und den großen Zusammenhalt bedanken. Auf den vielen Gruppenausflügen, Skitagen und Grillabenden kam der Spaßfaktor niemals zu kurz. Für den sportlichen Ausgleich zum Laboralltag bin ich meinen radfahrenden Mitstreitern und allen ambitionierten Gladiatoren am Tischkicker zu Dank verpflichtet.

Für das Korrekturlesen meiner Arbeit bedanke ich mich ganz herzlich bei Stephan Ritter und Jörg Bochmann. Wahnsinn, wie Ihr bei dem engen Zeitplan mitgezogen habt.

Einen ganz speziellen Dank möchte ich Niels Syassen aussprechen, mit dem auf regelmäßigen Ski-, Berg- und Rennradtouren in den Alpen die Maximalgrenzen körperlicher Belastbarkeit ausgelotet werden konnten.

Meinen Eltern, Dr. Kunigunde und Dr. Udo Mücke, danke ich ganz besonders für den großen moralischen Rückhalt und die Unterstützung während meiner gesamten bisherigen Laufbahn.

Et finalement, un gros merci à la chouette de nuit.