

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN

Max-Planck-Institut für Quantenoptik

Einzelatom-Quantenspeicher für Polarisations-Qubits

Holger P. Specht

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. H. Friedrich

Prüfer der Dissertation: 1. Hon.-Prof. Dr. G. Rempe
2. apl. Prof. Dr. M. S. Brandt

Die Dissertation wurde am 16.11.2010 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 21.12.2010 angenommen.

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt Experimente mit einzelnen Rubidiumatomen in einem optischen Resonator hoher Finesse. Durch Laserkühlung und vollautomatische Positionskontrolle werden dabei mittlere Atomspeicherzeiten von einer Minute erreicht. Der Resonator gewährleistet eine kohärente Kopplung an eine wohldefinierte Mode des elektromagnetischen Feldes und ermöglicht durch die kohärente Erzeugung bzw. Absorption einzelner Photonen den Informationsaustausch auf Quantenniveau.

In einem ersten Experiment wird der Phasenverlauf innerhalb eines Einzelphotonen-Wellenpakets untersucht, indem dieser mittels eines elektro-optischen Modulators geändert und der Effekt auf die Interferenz mit einem zweiten Photon analysiert wird. Im Gegensatz zur bekannten Hong-Ou-Mandel-Interferenz, die bei ununterscheidbaren Einzelphotonen immer zur Koaleszenz der beiden Photonen führt, kann in den durchgeführten Experimenten durch die Phasenänderung gezielt Einfluss auf das Interferenzverhalten genommen werden. Die Erzeugung bandbreitenlimitierter Photonenwellenpakete mit zeitlichen Ausdehnungen im Mikrosekunden-Bereich ist dabei die Voraussetzung für eine zeitaufgelöste Untersuchung.

In einem zweiten Experiment wird erstmals ein optischer Quantenspeicher in einem Atom-Resonator-System realisiert. Es wird gezeigt, dass die Polarisation eines Lichtpulses auf Einzelphotonenniveau im Atom als Überlagerung zweier Zeeman-Zustände abgespeichert werden kann. Das Auslesen erfolgt, indem die Quanteninformation auf die Polarisation eines emittierten Photons übertragen wird. Der Speicher wird mittels Quantenprozessstomographie analysiert und eine mittlere Fidelity der ausgelesenen Zustände mit den Eingangszuständen von 93 % gemessen. Die kombinierte Effizienz für die Abspeicherung und das anschließende Auslesen des Quantenspeichers liegt für kurze Speicherzeiten bei 15 % und fällt auf einer Zeitskala von 3 ms ab. Durch die Verwendung eines magnetischen Stabilisierungsfeldes erreicht der abgespeicherte Quantenzustand erst nach 184 μ s den klassischen Grenzwert. Damit übertrifft der vorgestellte Quantenspeicher alle bisherigen Implementierungen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Phasenmodulation einzelner Photonen-Wellenpakete	5
2.1	Theorie	5
2.1.1	Grundlagen	6
2.1.2	Strahlteiler	6
2.1.3	Einzel-Photon-Interferenz	8
2.1.4	Zwei-Photonen-Interferenz	9
2.1.5	Schritt-für-Schritt-Analyse – Effekt einer Phasenmodulation	10
2.1.6	Spezialfall: $\Delta\phi = \pi$	11
2.2	Experimentelle Umsetzung	12
2.2.1	Einzelphotonenquelle	13
2.2.2	Verzögerungsstrecke und Interferometer	16
2.2.3	Experiment-Elektronik und Zeitanpassung	17
2.2.4	Referenzierung der Koinzidenzrate: unterscheidbare Photonen	17
2.3	Experimentelle Ergebnisse	20
2.3.1	Phasensprung	20
2.3.2	Kontinuierliche Phasenverläufe	23
2.4	Anwendungen	24
2.4.1	Time-Bin verschränkte Photonen	24
2.4.2	Atom-Atom-Verschränkung	26
3	Einzelatom-Quantenspeicher	31
3.1	Implementierungen optischer Quantenspeicher	31
3.2	Theoretische Grundlagen	35
3.2.1	Quantenprozesse	36
3.2.2	Qubit-Repräsentierung im Stokes-Raum	39
3.2.3	Beispiele	40
3.2.4	Zustands-Tomographie	43
3.2.5	Prozess-Tomographie	45
3.2.6	Fidelity und Visibility	46
3.2.7	Grenzen eines klassischen Speichers	47
3.3	Funktionsprinzip	51
3.3.1	Abspeicherung einer photonischen Anregung	52
3.3.2	Polarisations-Abspeicherung	53
3.3.3	Realisierung in $^{87}\text{Rubidium}$	54
3.4	Experimenteller Aufbau	56
3.4.1	Optischer Resonator	56

3.4.2	Lasersystem	58
3.4.3	Dipolfallen	60
3.4.4	Kühlkräfte und Speicherzeiten	63
3.4.5	Kamera-System	63
3.4.6	Magnetfeld-Messung und -Kompensation	64
3.4.7	Detektionssetup	68
3.5	Experimentelle Durchführung	70
3.5.1	Übersicht	70
3.5.2	Zustandspräparation: optisches Pumpen	71
3.6	Experimentelle Ergebnisse	74
3.6.1	Sub-Poissonsche Statistik im ausgelesenen Puls	74
3.6.2	Effizienz des Quantenspeichers	75
3.6.3	Inkohärente Prozesse	77
3.6.4	Zustandstomographische Rekonstruktion der ausgelesenen Zustände	78
3.6.5	Prozess-Tomographie des Quantenspeichers	79
3.6.6	Zeitentwicklung	81
4	Zusammenfassung und Ausblick	89
	Anhang	93
	Literaturverzeichnis	100
	Publikationen	115
	Danksagung	117

1 Einleitung

Die Quantenmechanik feierte seit ihrer Einführung Anfang des vergangenen Jahrhunderts grandiose Durchbrüche bei der Erklärung grundlegender physikalischer Fragestellungen und gab uns Regeln, physikalische Systeme zu beschreiben und die Gesetze der Natur zu verstehen. Diese Prinzipien wurden in den letzten Jahrzehnten genutzt, um viele der heute verfügbaren Technologien zu entwickeln. Zu Beginn des 21. Jahrhunderts steht die Welt vor einer *zweiten Quantenrevolution* [1, 2]. In dieser sollen die Prinzipien der Quantenmechanik mit den Methoden der Informationsverarbeitung kombiniert werden [3], um neue Technologien hervorzubringen, die eine Verarbeitung von Quanteninformation und eine Kommunikation über Quantenkanäle (*Quantum Information Processing & Communication* QIPC) ermöglichen. Während schon erste auf Quantenkryptographie basierende Geräte kommerziell verfügbar sind [4, 5], wird derzeit noch intensiv an einem universellen Quantencomputer geforscht [6].

Die Entwicklung auf diesem Gebiet begann, als Richard Feynman darauf hinwies [7], dass die direkte Simulation von Quantensystemen auf klassischen Computern durch die große Datenmenge limitiert ist, die zur Darstellung eines Quantenzustands benötigt wird. Analog zu dieser „exponentiellen Explosion“ bei der Speicherung des Zustands skalieren auch die Parameter zur Beschreibung der Dynamik des Systems exponentiell mit dessen Größe. Beides macht eine effiziente Simulation auf einem klassischen Computer unmöglich. Feynmans Vorschlag war daher, einen Computer zu bauen, dessen interne Logik auf quantenmechanischen Zusammenhängen beruht.

Die entscheidende Eigenschaft eines solchen *Quantencomputers* ist seine Fähigkeit, auch mit quantenmechanischen Superpositionszuständen zu arbeiten und somit massiv parallel rechnen zu können. Dabei werden quantenmechanische Effekte wie Verschränkung und Interferenz gezielt ausgenutzt. Dies führt dazu, dass für einen Quantencomputer der benötigte Speicherplatz und die Geschwindigkeit bei der Lösung spezieller Probleme viel vorteilhafter skalieren als für einen klassischen Computer [8, 9]. Für größtes Interesse an einem zukünftigen Quantencomputer sorgt neben der effizienten Simulation von Quantensystemen [10] speziell der von Peter Shor entwickelte Algorithmus zur effizienten Primfaktorenzerlegung [11]. Dieser macht die RSA-Verschlüsselung, die im Internet zur Übertragung sensibler Daten verwendet wird und deren Sicherheit essentiell auf der Ineffizienz eines solchen Algorithmus beruht [12, 13], angreifbar und ist damit ein beeindruckendes Beispiel für die potentiell zu erwartende Rechenleistung eines Quantencomputers. Ein System, das als Implementierung eines zukünftigen Quantencomputers dienen soll, muss nach David DiVincenzo sieben grundlegende Eigenschaften erfüllen [14]. Eine Vielzahl von Systemen wurde identifiziert, die diesen Anforderungen – zumindest teilweise – genügen, darunter Kernspinresonanz (NMR) [15, 16], Ionenfallen [17], Neutralatome [18, 19], Resonator-QED [20], Quantenpunkte [21], supraleitende Schaltkreise [22, 23] und rein optische Systeme [24–26].

Während die Faktorisierung der Zahl 15 nach dem Shor-Algorithmus bereits in unterschiedlichen experimentellen Systemen gelang [27–30], sind für eine technologisch sinnvolle Implementierung eines Quantencomputers mehrere tausend Qubits notwendig [31]. Keines der bisher verwirklichten Systeme erlaubt momentan eine derartige Skalierbarkeit. Ein Ausweg besteht darin, mehrere lokale Recheneinheiten durch photonische Quantenkanäle in *Quantennetzwerken* miteinander zu verbinden [32–34]. Ähnliche Netzwerke sollen auch eingesetzt werden, um die Reichweite bei der Quantenkommunikation auf kontinentale Entfernungen auszudehnen: Eine direkte Signalverstärkung ist für Quanteninformation durch das no-cloning-Theorem [35] ausgeschlossen, daher müssen sogenannte *Quanten-Repeater* [36–39] eingesetzt werden, die durch Verschränkungserzeugung, -purifizierung und -vertauschung die Reichweite erhöhen. Auch hier bildet der reversible Informationsaustausch zwischen lokalen Quantenspeichern und photonischen Kanälen eine zwingende Voraussetzung.

Gegenwärtig wird intensiv an Schnittstellen zwischen *stationären* und *fliegenden* Qubits geforscht. Beachtliche Fortschritte konnten bereits erzielt werden. So wurde der quantenmechanische Zustandstransfer zwischen Licht und atomaren Ensembles [40–44], Festkörpersystemen [45–47] und einzelnen Atomen [48] gezeigt. Außerdem konnte durch die Emission bzw. Absorption von Licht in atomaren Ensembles [49, 50] und einzelnen Emittlern [51–54] Verschränkung erzeugt und transferiert werden. Die meisten Systeme folgen dabei einem Vorschlag von Luming Duan, Mikhail Lukin, Ignacio Cirac und Peter Zoller [38], in dem die Quanteninformation in der An- und Abwesenheit eines Anregungsquants kodiert wird. Diese Implementierung ist extrem anfällig für Verluste und Effizienzen unter 100 %. Daher gilt das aktuelle Interesse einem System, in dem das Qubit robust gegen diese Effekte ist und zudem hohe Effizienzen und lange Kohärenzzeiten erreicht werden. Hier kann die vorliegende Arbeit mit der weltweit ersten experimentellen Realisierung eines optischen Quantenspeichers in einem Einzelatom einen wichtigen Beitrag leisten. Die kohärente Kopplung eines Atoms an einen optischen Resonator hoher Finesse wird ausgenutzt, um einen einlaufenden Lichtpuls im Atom abzuspeichern und nach einer frei wählbaren Zeit wieder auszulesen. Dabei wird der Polarisationszustand des Eingangspulses in einer kohärenten Überlagerung atomarer Zeeman-Niveaus gespeichert und bei der Emission eines Photons auf dessen Polarisationszustand abgebildet. Der Quantenspeicher wird im zweiten Teil der Arbeit vorgestellt. Das Kapitel beginnt mit einer Einführung zu bisherigen Implementierungen von optischen Quantenspeichern und zeigt deren Stärken und Schwächen auf. Der theoretische Teil befasst sich mit Grundlagen zur Charakterisierung eines allgemeinen Quantenspeichers, sowie zur Polarisationsabspeicherung in einem Einzelatom. Danach folgt eine Beschreibung des experimentellen Aufbaus und schließlich eine detaillierte Analyse der experimentellen Umsetzung, wobei die Vorteile des neuen Speicherschemas eingehend untersucht werden.

Zunächst soll jedoch eine erfolgsversprechende Variante der Quanteninformationsverarbeitung vorgestellt werden, die auf linearer Optik (LOQC) basiert. Unter allen Teilchen, die als Träger von Quanteninformation in Frage kommen, sind Photonen besonders attraktiv, da sie weitgehend frei von Dekohärenz sind und extrem kurze Schaltzeiten ermöglichen. Das Gebiet der LOQC fußt auf einer bahnbrechenden Veröffentlichung [24] aus dem Jahr 2001, in der Emanuel Knill, Raymond Laflamme und Gerard Milburn (KLM) zeigten konnten, dass mit Einzelphotonenquellen, linearer Optik und photonenzahlauflösenden

Detektoren skalierbare Quanteninformationsverarbeitung möglich ist. Das Schema beruht auf der Quanteninterferenz von Photonen an Strahlteilern und Einzelphotonendetektionen. Dadurch werden die benötigten Gatter probabilistisch implementiert und können anschließend durch Teleportation in den Quantenalgorithmus eingebunden werden [55]. Erste experimentelle Umsetzungen einfacher Algorithmen konnten bereits gezeigt werden [28–30] und theoretische Verbesserungen weisen Wege zu einer dramatischen Verringerung im Ressourcenverbrauch [25]. Während aktuelle Experimente Photonen aus parametrischer Frequenzteilung verwenden, sind für eine sinnvolle Skalierung des Schemas hocheffiziente Einzelphotonenquellen [56] und photonenzahlauflösende Detektoren mit Effizienzen nahe an 100 % erforderlich [57]. Um die für die Realisierung der Schemata notwendige Quanteninterferenz beobachten zu können, müssen die Photonen ununterscheidbar sein. Die Erzeugung von Einzelphotonen mit wohldefinierten Eigenschaften stellt jedoch eine große Herausforderung dar [58–60]. Neben der Polarisation, sowie der räumlichen und zeitlichen Mode können sich die Photonen auch in ihrer Frequenz unterscheiden. Theoretische [61,62] und experimentelle [63] Untersuchungen wurden auf diesem Gebiet bereits unternommen. Frequenzunterschiede stellen aber nur ein Beispiel unterschiedlicher Phasenentwicklungen innerhalb der Photonen-Wellenpakete dar. Daher werde im Rahmen dieser Arbeit die Auswirkungen allgemeiner Phasenänderungen innerhalb eines Photonen-Wellenpakets auf die Zwei-Photonen-Interferenz erforscht. Die Experimente werden im ersten Kapitel dieser Arbeit vorgestellt. Es beginnt mit einer theoretischen Analyse der Einzel-Photon- und Zwei-Photonen-Interferenz am Strahlteiler, speziell der Auswirkung von Phasenmodulationen auf die Zwei-Photonen-Interferenz. Nach einem kurzen Überblick über den experimentellen Aufbau folgen Messungen mit Phasensprüngen und kontinuierlichen Phasenmodulationen innerhalb der Photonen-Wellenpakete. Im Gegensatz zur Hong-Ou-Mandel-Interferenz identischer Photonen am Strahlteiler, die zur Koaleszenz der Photonen führt, wird durch die Phasenmodulation das Interferenzverhalten beeinflusst. Das Kapitel schließt mit zwei Anwendungsmöglichkeiten der Phasenmodulation, der *time-bin*-Verschränkung der Einzelphotonen und der Verschränkung der emittierenden Atome.

2 Phasenmodulation einzelner Photonen-Wellenpakete

Das Auftreten von Interferenzen bei der Überlagerung zweier Lichtfelder ist ein eindrucksvoller Beweis für die Wellennatur des Lichts. Erste Experimente wurden 1802 von Thomas Young zur Interferenz am Doppelspalt durchgeführt [64]. Das hinter dem Spalt zu beobachtende Interferenzmuster aus hellen und dunklen Streifen zeigt, dass sich statt der Intensitäten die Amplituden gemäß ihrer relativen Phasen addieren. Dieser Sachverhalt wird in Interferometern ausgenutzt, bei denen ein Lichtfeld auf zwei Pfade aufgespalten und anschließend wieder überlagert wird. Aus dem Interferenzmuster kann so der Unterschied der in beiden Pfaden vom Licht aufgesammelten Phasen sehr genau bestimmt werden. Da dasselbe Superpositionsprinzip auch der Quantentheorie zugrunde liegt, folgt ein äquivalentes Verhalten, wenn statt kohärenter Lichtfelder einzelne Photonen in das Interferometer eingekoppelt werden [65]: Die Interferenz ist phasenabhängig.

Ein Effekt ohne klassisches Analogon tritt auf, wenn *zwei* unabhängige Photonen zur Interferenz gebracht werden. Am direktesten lässt sich diese Interferenz „vierter Ordnung“ an einem Strahlteiler demonstrieren. Die Interferenzstruktur zeigt sich dann nicht in der Intensitätsverteilung, sondern in der Verteilung der beiden Photonen auf die Ausgänge des Strahlteilers: Die Photonen werden niemals an unterschiedlichen Ausgängen registriert [66, 67]. Eine absolute Phase kann für ein einzelnes Photon aufgrund der festgelegten Teilchenzahl nicht definiert werden [68], und somit haben Phasenänderungen eines Photons keine Auswirkungen auf den Ausgang des Experiments.

Erfolgen jedoch relative Phasenänderungen *innerhalb* der Einzelphotonenwellenpakete, kann Einfluss auf das Interferenzverhalten genommen werden. In den hier vorgestellten Experimenten wird ein Atom-Resonator-System als Quelle für Einzelphotonen benutzt, deren Phasenverlauf anschließend mittels eines elektro-optischen Modulators beliebig geformt werden kann. Der Einfluss dieser Phasenänderungen auf die Zwei-Photonen-Interferenz am Strahlteiler wird untersucht.

2.1 Theorie

In den nachfolgenden Kapiteln soll die Einzel-Photon-Interferenz und die Zwei-Photonen-Interferenz am Strahlteiler theoretisch beschrieben und die Auswirkung von Phasenänderungen innerhalb der Photonenwellenpakete untersucht werden. In einer kurzen Einführung werden die dafür nötigen Grundlagen zur Beschreibung der Lichtfelder durch Leiteroperatoren und quantenmechanische Zustandsvektoren vorgestellt.

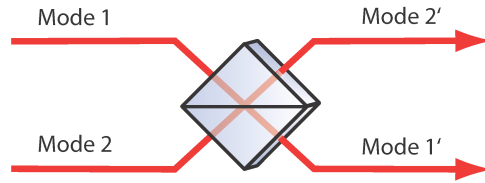


Abbildung 2.1: Strahlteiler im Heisenbergbild. Licht trifft in den Eingangsmoden 1 und 2 auf den Strahlteiler. Durch die Transmission und Reflektion am Strahlteiler werden die Eingangsmoden auf neue Moden 1' und 2' abgebildet, die den Zustand am Ausgang des Strahlteilers beschreiben.

2.1.1 Grundlagen

Einer Mode X des elektromagnetischen Feldes sind Leiteroperatoren $\hat{a}_X^\dagger, \hat{a}_X$ zugeordnet, die die Erzeugung bzw. Vernichtung eines Quants dieser Mode bewirken. Sie erfüllen die Vertauschungsrelationen

$$\begin{aligned} [\hat{a}_X, \hat{a}_Y] &= 0, & [\hat{a}_X^\dagger, \hat{a}_Y^\dagger] &= 0, \\ [\hat{a}_X, \hat{a}_X^\dagger] &= 1, & [\hat{a}_X, \hat{a}_Y^\dagger] &= 0 \text{ für orthogonale Moden } X, Y. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Der Eigenzustand $|n\rangle_X$ mit n Anregungsquanten der Mode X ergibt sich durch n -malige Anwendung des Erzeugers \hat{a}_X^\dagger auf den Vakuumzustand $|0\rangle$

$$|n\rangle_X = \frac{1}{\sqrt{n!}} (\hat{a}_X^\dagger)^n |0\rangle. \quad (2.2)$$

In dieser Arbeit sind die Moden des elektromagnetischen Feldes bezüglich der Eigenschaften Polarisation, Frequenz und Zeitverlauf identisch. Auf diese soll hier nicht näher eingegangen werden. Der interessierte Leser sei auf die Arbeiten [69–71] verwiesen. Dort erfolgt eine Behandlung der Zwei-Photonen-Interferenz anhand von orthonormalen Raum-Zeit-Moden des elektromagnetischen Feldes unter Berücksichtigung von Frequenz und Polarisation.

2.1.2 Strahlteiler

Die vorgestellten Interferenzeffekte finden bei der Überlagerung zweier Eingangsmoden an einem Strahlteiler statt. Das folgende Kapitel widmet sich der mathematischen Beschreibung dieser optischen Komponente.

Bei der Propagation von Photonen durch den Strahlteiler bleiben bei der Entwicklung im Heisenberg-Bild die Zustandsvektoren erhalten, und die Leiteroperatoren $\hat{a}_{1/2}^{(\dagger)}$ werden auf neue Leiteroperatoren $\hat{a}_{1'/2'}^{(\dagger)}$ abgebildet. Abbildung 2.1 zeigt einen Strahlteiler mit den

Eingangsmoden 1/2 und des Ausgangsmoden 1'/2'. Die Basistransformation wird durch den unitären Operator \widehat{U} beschrieben

$$\hat{a}_{1/2}^{(\dagger)} \rightarrow \widehat{U}^\dagger \hat{a}_{1/2}^{(\dagger)} \widehat{U} =: \hat{a}_{1'/2'}^{(\dagger)}. \quad (2.3)$$

Die neu gebildeten Leiteroperatoren lassen sich als Linearkombination der alten Leiteroperatoren darstellen

$$\begin{pmatrix} \hat{a}_{1'}^\dagger \\ \hat{a}_{2'}^\dagger \end{pmatrix} = \mathcal{B} \begin{pmatrix} \hat{a}_1^\dagger \\ \hat{a}_2^\dagger \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

Aufgrund von Energieerhaltung und zur Erhaltung der bosonischen Vertauschungsrelationen (Gl. 2.1) der Leiteroperatoren gilt für \mathcal{B} im allgemeinsten Fall

$$\mathcal{B} = e^{i\phi_0} \begin{pmatrix} \cos \theta e^{i\phi_t} & \sin \theta e^{i\phi_r} \\ -\sin \theta e^{-i\phi_r} & \cos \theta e^{-i\phi_t} \end{pmatrix}. \quad (2.5)$$

Im Experiment wird ein 50/50 Strahlteiler verwendet, d.h. $\theta = \pi/4$. Der Faktor $e^{i\phi_0}$ bewirkt eine globale Phasenänderung und hat daher keinen Effekt. ϕ_r und ϕ_t beschreiben die Phasenbeziehung der Moden bei Reflektion und Transmission am Strahlteiler. Im Folgenden wird der Spezialfall $\phi_r = \phi_t = 0$ verwendet. Dies stellt für die zu untersuchenden Effekte keine Beschränkung der Allgemeinheit dar, worauf an den entsprechenden Stellen nochmals explizit hingewiesen wird. Dadurch ergibt sich die Matrix

$$\mathcal{B} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

Für die Leiteroperatoren der Eingangs- und Ausgangskanäle gilt somit folgender Zusammenhang:

$$\begin{aligned} \hat{a}_{1'/2'}^\dagger &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\pm \hat{a}_1^\dagger + \hat{a}_2^\dagger) & \hat{a}_{1'/2'} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\pm \hat{a}_1 + \hat{a}_2) \\ \hat{a}_{1/2}^\dagger &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a}_{1'}^\dagger \mp \hat{a}_{2'}^\dagger) & \hat{a}_{1/2} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a}_{1'} \mp \hat{a}_{2'}). \end{aligned} \quad (2.7)$$

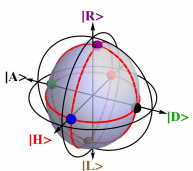
Für die folgenden Überlegungen soll der Strahlteiler-Formalismus auf die Schrödinger-Darstellung übertragen werden [72]. In diesem Fall werden die Entwicklungsoperatoren dem Zustandsvektor zugeschrieben, der durch den Prozess auf $|\psi_{out}\rangle = \widehat{U} |\psi_{in}\rangle$ abgebildet wird, während sich die Moden dabei *nicht* ändern, d.h. Mode 1 und 2 sind nach dem Strahlteiler als die transmittierten Eingangsmoden 1 und 2 definiert.

Der Eingangszustand sei über die Erzeuger der entsprechenden Moden dargestellt

$$|\psi_{in}\rangle = f(\{\hat{a}_i^\dagger\}) |0\rangle. \quad (2.8)$$

Fügt man in $f(\{\hat{a}_i^\dagger\})$ nach jedem Erzeugungsoperator die Identität $\widehat{U}^\dagger \widehat{U} = \mathbb{1}$ ein und nutzt aus, dass bei der Transformation der Vakuumzustand erhalten bleibt ($\widehat{U} |0\rangle = \widehat{U}^\dagger |0\rangle = |0\rangle$), folgt

$$|\psi_{out}\rangle = \widehat{U} |\psi_{in}\rangle = f(\{\widehat{U} \hat{a}_i^\dagger \widehat{U}^\dagger\}) |0\rangle. \quad (2.9)$$



Der Zustand nach der Transformation durch den Strahlteiler lässt sich also über die rückwärts in der Zeit transformierten Erzeugungsoperatoren $\hat{a}_{i,-t}^\dagger = \hat{U} \hat{a}_i^\dagger \hat{U}^\dagger$ darstellen. Aus der in Gleichung 2.6 definierten Transfermatrix folgt für die gesuchte Umkehrabbildung

$$\hat{a}_{1/2}^{(\dagger)} \xrightarrow{\text{Zeitumkehr}} \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{a}_1^{(\dagger)} \mp \hat{a}_2^{(\dagger)}). \quad (2.10)$$

Das negative Vorzeichen bei einem Element der Transfermatrix (Gl. 2.6) ist mit einem Phasensprung um π bei der Reflektion von Mode 1 in Mode 2 verknüpft, während bei den drei anderen Propagationen kein Phasensprung auftritt. Wird stattdessen die „symmetrische“ Strahlteilerkonvention ($\phi_r = \pi/2$) gewählt, erfolgt bei beiden Reflektionen (von 1 nach 2 und von 2 nach 1) der gleiche Phasensprung um $\pi/2$ [73]. Allgemein gilt, dass sich die Phasendifferenzen zwischen reflektierten und transmittierten Amplituden für beide Eingänge zu π ergänzen müssen [74].

Die Wirkung des Strahlteiler-Formalismus soll nun für die Einzel-Photon-Interferenz und Zwei-Photonen-Interferenz vorgestellt werden, die für die durchgeführten Experimente von zentraler Bedeutung sind.

2.1.3 Einzel-Photon-Interferenz

Betrachten wir zunächst ein einzelnes Photon, das sich in einer kohärenten Superposition der Eingangsmoden befindet

$$|\psi_{in}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1\rangle_1 + e^{i\phi} |1\rangle_2). \quad (2.11)$$

Dieser Zustand liegt vor, wenn ein Einzelphotonenpuls an einem Strahlteiler in die Moden 1 und 2 aufgespalten wird und die beiden Pfade an einem zweiten Strahlteiler zur Interferenz gebracht werden. Die relative Phase ϕ kann durch die Armlängendifferenz der beiden Pfade frei gewählt werden.

Nach dem Strahlteiler erhält man den Zustand

$$\begin{aligned} \hat{U} |\psi_{in}\rangle &= \hat{U} \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{a}_1^\dagger + e^{i\phi} \hat{a}_2^\dagger) |0\rangle \\ &= \frac{1}{2} \left((\hat{a}_1^\dagger - \hat{a}_2^\dagger) + e^{i\phi} (\hat{a}_1^\dagger + \hat{a}_2^\dagger) \right) |0\rangle \\ &= \frac{1 + e^{i\phi}}{2} |1\rangle_1 - \frac{1 - e^{i\phi}}{2} |1\rangle_2. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Die Wahrscheinlichkeit p_i , das Photon im Ausgang 1 oder 2 zu detektieren, hängt von der Phase ϕ ab

$$p_{1/2} = \langle 1|_{1/2} \hat{U} |\psi_{in}\rangle = \left| \frac{1 \pm e^{i\phi}}{2} \right|^2 = \frac{1 \pm \cos(\phi)}{2}. \quad (2.13)$$

Der beschriebene Aufbau stellt ein Mach-Zehner-Interferometer dar. Die Detektionswahrscheinlichkeit für die Einzelphotonen entspricht der Wahrscheinlichkeit, die für die Interferenz klassischer elektromagnetischer Wellen zu erwarten ist.

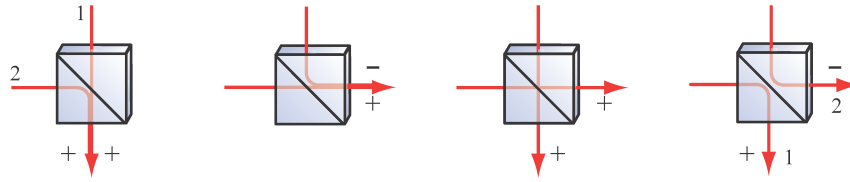


Abbildung 2.2: Zwei-Photonen-Interferenz am Strahlteiler. Treffen zwei Photonen in den beiden Eingangsmoden 1 und 2 auf einen Strahlteiler, gibt es vier mögliche Verteilungen der Photonen auf die Ausgänge. In den ersten beiden Fällen verlassen die Photonen den Strahlteiler am selben Ausgang, in den beiden letzten Fällen in unterschiedlichen. Diese beiden Endzustände sind nicht zu unterscheiden und interferieren. Für jeden Pfad ist die bei der Propagation auftretende Phase entsprechend der Konvention in Gleichung 2.6 angegeben.

2.1.4 Zwei-Photonen-Interferenz

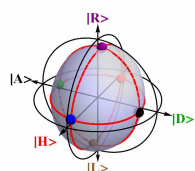
Als nächstes Beispiel soll die Zwei-Photonen-Interferenz am Strahlteiler untersucht werden. Dabei betrachten wir zwei Photonen, die in den beiden Eingangsmoden am Strahlteiler aufeinandertreffen. Um die einzelnen Photonen bei der Berechnung verfolgen zu können, sollen die Photonen Moden X und Y besetzen, die im letzten Schritt als identisch angenommen werden: $|\psi_{in}\rangle = |1_X\rangle_1 |1_Y\rangle_2$. Für die Entwicklung am Strahlteiler gilt

$$\begin{aligned}
 \hat{U} |\psi_{in}\rangle &= \hat{U} \hat{a}_1^\dagger(X) \hat{a}_2^\dagger(Y) |0\rangle & (2.14) \\
 &= (\hat{U} \hat{a}_1^\dagger(X) \hat{U}^\dagger) (\hat{U} \hat{a}_2^\dagger(Y) \hat{U}^\dagger) \hat{U} |0\rangle \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{a}_1^\dagger(X) - \hat{a}_2^\dagger(X)) \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{a}_1^\dagger(Y) + \hat{a}_2^\dagger(Y)) |0\rangle \\
 &= \frac{1}{2} (\hat{a}_1^\dagger(X) \hat{a}_1^\dagger(Y) - \hat{a}_2^\dagger(X) \hat{a}_2^\dagger(Y) + \hat{a}_1^\dagger(X) \hat{a}_2^\dagger(Y) - \hat{a}_2^\dagger(X) \hat{a}_1^\dagger(Y)) |0\rangle \\
 &\stackrel{X=Y}{=} \frac{1}{\sqrt{2}} (|2\rangle_1 - |2\rangle_2).
 \end{aligned}$$

Bei der Herleitung wurde ausgenutzt, dass $\hat{a}_2^\dagger(X) \hat{a}_1^\dagger(Y)$ und $\hat{a}_1^\dagger(X) \hat{a}_2^\dagger(Y)$ für $X = Y$ den gleichen Zustand erzeugen. Wegen der relativen Phase von π löschen sich die Amplitudenfaktoren der beiden gemischten Terme (beide Photonen werden in unterschiedliche Ausgänge transmittiert bzw. reflektiert) daher gegenseitig aus. Wie bereits am Ende von Kapitel 2.1.2 erwähnt, ist eine relative Phase von π zwischen den beiden Termen eine fundamentale Eigenschaft des Strahlteilers und nicht auf die Wahl der Transfermatrix (Gl. 2.6) beschränkt.

Bei der Interferenz zweier Photonen am Strahlteiler treten also nur Ereignisse auf, bei denen sich beide Photonen im selben Ausgang befinden. Dieses Verhalten wird als Koaleszenz der Photonen bezeichnet. Untersucht man Detektionsereignisse an unterschiedlichen Ausgängen des Strahlteilers, sind keine Koinzidenzen zu erwarten.

Sind die beiden Photonen unterscheidbar ($X \perp Y$), etwa durch orthogonale Polarisierungen, führen alle vier Fälle zu unterschiedlichen Zuständen und es tritt keine Interferenz auf. Die



Photonen verteilen sich dann rein statistisch auf die beiden Ausgänge und es werden in der Hälfte der Fälle Koinzidenzen an beiden Ausgängen gemessen.

Die Zwei-Photonen-Interferenz wurde erstmals Ende der 1980er Jahre von Chung Hong, Zhe-Yu Ou und Leonard Mandel [66], sowie in unabhängigen Experimenten von Yanhua Shih und Carroll Alley [67] beobachtet. Sie beruht auf dem bosonischen Charakter der Lichtteilchen und bildet heute einen der Grundpfeiler moderner Experimente zur Quanteninformationsverarbeitung [24, 75].

Die relative Phase der beiden Eingangskanäle hat offensichtlich keinen Einfluss auf die Koaleszenz der beiden Photonen, was man durch Multiplizieren eines Eingangszustands mit einem Phasenterm $e^{i\phi}$ leicht erkennt. Für ununterscheidbare Photonen ist das Interferenzverhalten – einzig und allein durch die Phasen bei Reflektion und Transmission am Strahlteiler – eindeutig festgelegt und kann nicht verändert werden.

2.1.5 Schritt-für-Schritt-Analyse – Effekt einer Phasenmodulation

Betrachtet man die Rückwirkung einer ersten Photonendetektion auf den Zustand des Lichtfelds am Eingang, ergibt sich eine anschauliche Erklärung für die Zwei-Photonen-Interferenz und eine Möglichkeit, wie diese manipuliert werden kann. Die Detektion eines Photons in einem Ausgang des Strahlteilers soll über den Vernichtungsoperator $\hat{a}_{1'/2'} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\pm\hat{a}_1 + \hat{a}_2)$ im Bezugssystem der Eingangsmoden erfolgen. Angewendet auf den Eingangszustand ergibt sich

$$\begin{aligned} |\psi_{cond}\rangle &= \hat{a}_{1'/2'} |1\rangle_1 |1\rangle_2 \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\pm|1\rangle_2 + |1\rangle_1). \end{aligned} \quad (2.15)$$

Die Detektion eines ersten Photons projiziert den Eingangszustand also auf den Zustand eines einzelnen Photons, das sich in einem „Welcher-Weg-Überlagerungszustand“ der Eingangsmoden befindet. Im Gegensatz zu Gleichung 2.11 ist die relative Phase der beiden Terme eindeutig dadurch festgelegt, in welchem Ausgang das erste Photon detektiert wurde.

Propagiert man diesen Zustand durch den Strahlteiler, erhält man

$$\begin{aligned} \hat{U} \frac{1}{\sqrt{2}}(\pm|1\rangle_2 + |1\rangle_1) &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\pm \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_1 + |1\rangle_2) + \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_1 - |1\rangle_2)\right) \\ &= \pm |1\rangle_{1/2}. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Wurde das erste Photon in Ausgang 1 (2) detektiert, wird auch das zweite Photon in diesem Ausgang detektiert. Die Einzel-Photon-Interferenz führt aufgrund der festgelegten Phasenbeziehung im Überlagerungszustand $|\psi_{cond}\rangle$ also unweigerlich dazu, dass beide Photonen im selben Ausgang detektiert werden. Im Experiment soll das Interferenzverhalten geändert werden, indem Einfluss auf diese Phase genommen wird. Dazu wird nach der Detektion des ersten Photons die relative Phase der beiden Terme in Gleichung 2.16 um Δ_ϕ geändert

$$|\psi_{cond}(\phi)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\pm|1\rangle_2 + e^{i\Delta_\phi} |1\rangle_1). \quad (2.17)$$

Nach der Propagation durch den Strahlteiler ergibt sich dann

$$\begin{aligned} \hat{U} \frac{1}{\sqrt{2}} (\pm |1\rangle_2 + e^{i\Delta_\phi} |1\rangle_1) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\pm \frac{1}{\sqrt{2}} (|1\rangle_1 + |1\rangle_2) + e^{i\phi} \frac{1}{\sqrt{2}} (|1\rangle_1 - |1\rangle_2) \right) \quad (2.18) \\ &= \frac{1}{2} ((\pm 1 + e^{i\Delta_\phi}) |1\rangle_1 + (\pm 1 - e^{i\Delta_\phi}) |1\rangle_2). \end{aligned}$$

Die Wahrscheinlichkeit, die Photonen in unterschiedlichen Ausgängen zu detektieren, hängt nun von der Phasenänderung Δ_ϕ ab

$$p_{12/21} = \left| \frac{1 - e^{i\phi}}{2} \right|^2 = \frac{1 - \cos(\Delta_\phi)}{2}. \quad (2.19)$$

Die Formel ist analog zu Gleichung 2.13 für die Einzel-Photon-Interferenz. Gezielte Phasenänderungen innerhalb eines Photonenwellenpakets beeinflussen das Verhalten bei der Interferenz am Strahlteiler. Durch einen Phasensprung nach einer ersten Photonendetektion ist der Ausgang für das zweite Photon abhängig von der Phasenänderung Δ_ϕ . Bei komplizierteren Phasenänderungen zwischen den beiden Detektionen ist letztendlich nur die gesamte Phasenänderung bis zur Detektion des zweiten Photons entscheidend – welche Werte die Phase in der Zwischenzeit annimmt, ist unerheblich.

2.1.6 Spezialfall: $\Delta_\phi = \pi$

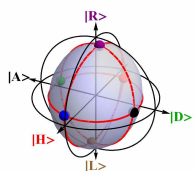
Statt einer Phasenänderung nach einer ersten Photonendetektion erfolgt die Phasenänderung im Experiment immer zum selben Zeitpunkt t_0 . Die Messergebnisse werden in zwei Gruppen analysiert, wobei die Zuordnung zu den Gruppen davon abhängt, ob der Phasensprung im Photonenwellenpaket zwischen den beiden Detektionen liegt oder nicht.

Dieses Kapitel untersucht dementsprechend die Auswirkungen der Zwei-Photonen-Interferenz auf einen Eingangszustand, bei dem die Phasenmodulation bereits vor der späteren Interferenz und Detektion erfolgt und eines der Photonen daher schon zu Beginn in einem Zustand mit Phasensprung vorliegt, wobei als Phasensprung speziell $\Delta_\phi = \pi$ gewählt wird.

Wir definieren die Eingangszustände der beiden Photonen als Superpositionen zweier neuer Moden, die bezüglich des Phasensprungs einer Besetzung im vorderen (V) bzw. hinteren (H) Teil des Photonen-Wellenpakets entsprechen. Den Moden $V_{1/2}/H_{1/2}$ sind Leiteroperatoren $\hat{a}_{1/2}^{(\dagger)}(V/H)$ zugeordnet, deren Transformation zu Leiteroperatoren am Ausgang des Strahlteilers $\hat{a}_{1'/2'}^{(\dagger)}(V/H)$ analog zu Abschnitt 2.1.2 erfolgt.

Für $\Delta_\phi = \pi$ liegen die beiden Photonen in den Zuständen

$$\begin{aligned} |1\rangle_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|1_V\rangle_1 - |1_H\rangle_1) \\ |1\rangle_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|1_V\rangle_2 + |1_H\rangle_2) \end{aligned} \quad (2.20)$$



vor. Bei der Interferenz dieser Zustände am Strahlteiler ergibt sich

$$\begin{aligned}
\widehat{U} |1\rangle_1 |1\rangle_2 &= \widehat{U} \frac{1}{2} (\hat{a}_1^\dagger(V) - \hat{a}_1^\dagger(H)) (\hat{a}_2^\dagger(V) + \hat{a}_2^\dagger(H)) |0\rangle & (2.21) \\
&= \frac{1}{4} \left(\hat{a}_1^\dagger(V) - \hat{a}_2^\dagger(V) - \hat{a}_1^\dagger(H) + \hat{a}_2^\dagger(H) \right) \left(\hat{a}_1^\dagger(V) + \hat{a}_2^\dagger(V) + \hat{a}_1^\dagger(H) + \hat{a}_2^\dagger(H) \right) |0\rangle \\
&= \frac{1}{2\sqrt{2}} (|2_V\rangle_1 - |2_V\rangle_2 - |2_H\rangle_1 + |2_H\rangle_2) + \frac{1}{2} (|1_V\rangle_1 |1_H\rangle_2 - |1_H\rangle_1 |1_V\rangle_2).
\end{aligned}$$

Im ersten Term treten die beiden Photonen in jedem der vier Fälle sowohl in der gleichen zeitlichen Mode H/V als auch am gleichen Ausgang des Strahlteilers 1/2 auf, während die Photonen im zweiten Term sowohl zeitlich als auch räumlich aufspalten. Werden also *beide* Photonen vor bzw. nach dem Phasensprung detektiert (1. Term), tritt normale Zwei-Photonen-Interferenz auf und es kommt zur Koaleszenz. Erfolgt der Phasensprung jedoch zwischen den beiden Detektionen (2. Term) führt der Phasensprung zur perfekten Aufspaltung der Photonen (Anti-Koaleszenz) und es kommt immer zu Koinzidenzen für Detektoren an beiden Ausgängen des Strahlteilers.

Die Photonen in den beiden Eingangsmoden befinden sich in orthogonalen Superpositionszuständen der zeitlichen Moden und daher tritt aufgrund der Unterscheidbarkeit der Photonen keine Interferenz auf. Mittelt man über alle Ereignisse, kommt es daher jeweils in der Hälfte der Fälle zu Aufspaltung und Koaleszenz¹. Durch die Phasenänderung kann also nicht *gezielt* Einfluss auf das Interferenzverhalten genommen werden, sondern die unterschiedlichen Verhalten – Aufspaltung und Koaleszenz – werden erst nach der Einsortierung der Detektionsereignisse in die beiden Gruppen sichtbar. Das Verhalten ist somit analog zur Interferenz orthogonal polarisierter Photonen am Strahlteiler. Auch wenn ein horizontal und ein vertikal polarisiertes Photon nicht am Strahlteiler interferieren, kommt es zu perfekter Koaleszenz bzw. Anti-Koaleszenz, wenn die Detektion auf Photonen mit paralleler bzw. orthogonaler Polarisation in der diagonalen Basis beschränkt wird [76]. Durch Projektion auf die neue Basis wird die Welcher-Weg-Information „ausradiert“, die Photonen können nicht mehr anhand ihrer Polarisation (bzw. Phase in der Überlagerung der zeitlichen Moden) unterschieden werden. Je nach Messung treten zwei Arten von Interferenzen auf, die sich im Mittel gegenseitig wegheben.

2.2 Experimentelle Umsetzung

Die vorgestellten Experimente wurden im Jahr 2008 in Kollaboration mit Jörg Bochmann und Martin Mücke am „Pistolen-Experiment“ durchgeführt, dem zweiten Quanteninformations-Experiment der Arbeitsgruppe.

Im Atom-Resonator-System erzeugte Einzelphotonen werden auf zwei Pfade aufgespalten und an einem Strahlteiler zur Interferenz gebracht (siehe Abb. 2.3). Mittels eines elektrooptischen Modulators kann dem Photon in einem der Pfade ein beliebiger Phasenverlauf

¹Die Wahrscheinlichkeit für die beiden Verhalten ergibt sich aus den Vorfaktoren und der Anzahl der möglichen Ereignisse des jeweiligen Terms in Gl. 2.21: $(1/2\sqrt{2})^2 \cdot 4 = (1/2)^2 \cdot 2 = 1/2$.

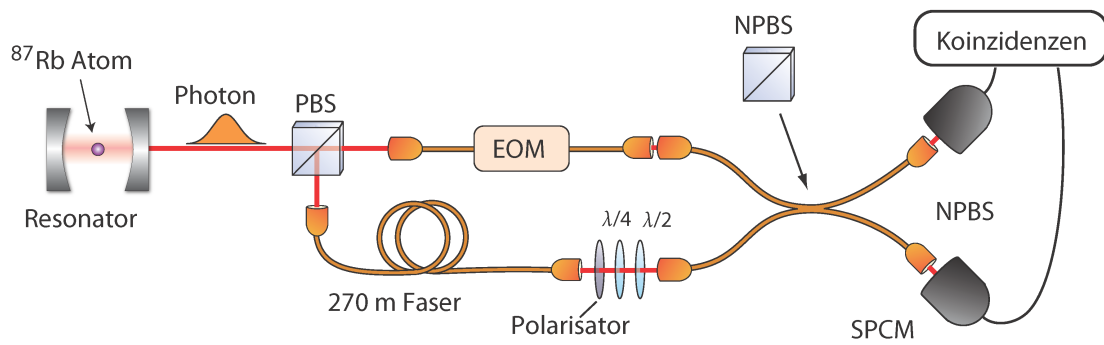


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Experiments. Das Atom-Resonator-System dient als Einzelphotonenquelle. An einem polarisierenden Strahlteiler (PBS) werden die Photonen aufgespalten und über Pfade unterschiedlicher Länge zeitgleich auf einen Faserstrahlteiler (NPBS) geleitet. Dadurch können nacheinander erzeugte Photonen zur Interferenz gebracht werden. Ein elektro-optischer Modulator (EOM) dient der Modulation des Phasenverlaufs innerhalb der Photonenwellenpakete. Das Interferenzverhalten am Strahlteiler wird über Koinzidenzsignale der Einzelphotonen-Detektoren (SPCM) in den beiden Ausgängen des NPBS untersucht.

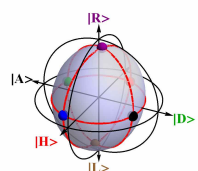
aufgeprägt werden. Die vorliegende Arbeit untersucht den Effekt von Phasensprüngen, linearen Phasenrampen und Sägezahn-Signalen auf die Zwei-Photonen-Interferenz.

2.2.1 Einzelphotonenquelle

Die im Experiment eingesetzte Einzelphotonenquelle arbeitet nach dem Prinzip der resonatorstimulierten Raman-adiabatischen Passage (STIRAP) [77–79]. Dadurch ist die Erzeugung von Photonenwellenpaketen möglich, die deutlich länger sind als die Detektionszeitauflösung (2 ns) und die Zeitskala für eine Phasenänderung (wenige ns). Dies ermöglicht die Untersuchung der in Abschnitt 2.1.5 vorgestellten Effekte auf das Interferenzverhalten der Photonen. Auf eine detaillierte Beschreibung des Systems soll an dieser Stelle verzichtet werden. Es sei vielmehr auf Kapitel 3.4 verwiesen, in dem im Zusammenhang mit einem Polarisations-Quantenspeicher das „Qgate-Experiment“ beschrieben wird, das beim Bau des „Pistolen-Experiment“ als Vorlage diente. Eine genaue Beschreibung des Experiments kann außerdem der Doktorarbeit von Jörg Bochmann [80] entnommen werden.

Zur Photonenerzeugung werden Rubidium-Atome (^{87}Rb) probabilistisch in die Resonatormode geladen. Dazu wird eine Wolke kalter Atome in einem kontinuierlichen Laderegime bereitgestellt. Die mittlere Atomzahl in der Resonatormode beträgt $\bar{N}_a \approx 0,03$.

Abbildung 2.4 a) zeigt die bei der Photonenerzeugung beteiligten atomaren Zustände. Die Photonenerzeugung erfolgt zwischen den beiden $5S_{1/2}$ Hyperfein-Grundzuständen $|F=1\rangle$ und $|F=2\rangle$. Als angeregter Zustand dient $5P_{3/2}$, $|F'=1\rangle$. Vor der Photonenerzeugung wird das Atom mit einem zum Übergang $|F=1\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ resonanten Laser in den Zustand $|F=2\rangle$ gepumpt. Der Resonator koppelt den Übergang $|F=1\rangle \rightarrow |F'=1\rangle$. Durch adiabatische Erhöhung der Intensität eines Laser auf dem Übergang $|F=2\rangle \rightarrow |F'=1\rangle$ wird zusammen mit der Kopplung an den Resonator eine Raman-adiabatische Passage getrieben, durch die das Atom in den Zustand $|F=1\rangle$ transferiert und eine einzelne Anregung



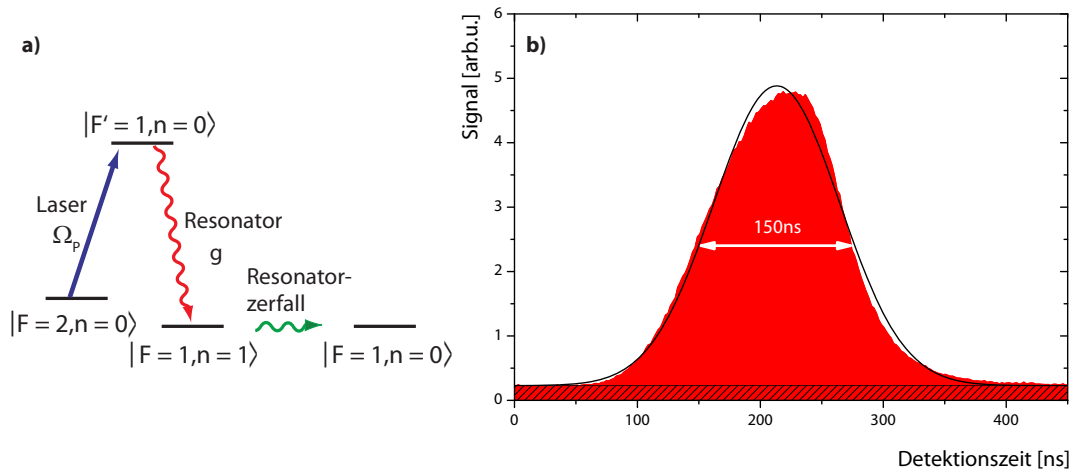


Abbildung 2.4: Einzelphotonenerzeugung. a) Erzeugungsschema. Für die einzelnen Zustände ist der atomare Hyperfeinzustand und die Besetzung n der Resonatormode angegeben. Das Atom wird vor der Photonenerzeugung im Zustand $|F=2\rangle$ präpariert. Durch langsame Erhöhung der Intensität des Pumplasers wird eine adiabatische Passage im Atom-Resonator-System getrieben, die das Atom in den Zustand $|F=1\rangle$ transferiert und dabei die Resonatormode anregt. Durch den Zerfall der Resonatoranregung wird ein Einzelphoton emittiert. b) Detektionszeitstatistik. Die Photonen werden als annähernd gaußförmige Wellenpakete erzeugt. Die eingezeichnete Fit-Kurve besitzt eine Breite von 150 ns (FWHM). Deutlich sichtbar ist ein konstanter Sockel durch Detektor-Dunkelklicks (schraffierter Bereich), die über die Photonenlänge etwa 10% der Zählrate ausmachen.

der Resonatormode erzeugt wird. Durch den Resonatorzerfall wird diese Anregung als Einzelphoton emittiert.

Über die Pulsform des anregenden Lasers kann der zeitliche Verlauf des Photonenwellenpakets kontrolliert werden [78, 81]. In Abbildung 2.4 b) ist die annähernd gaußförmige Einhüllende der erzeugten Photonenwellenpakete dargestellt. Bei dieser Photonenform haben zeitliche Schwankungen in der relativen Ankunftszeit am Strahlteiler die kleinste Auswirkung auf die Zwei-Photonen-Interferenz [82]. Die erzeugten Photonen sind mit einer Länge von 150 ns (FWHM) deutlich kürzer als in bisherigen Experimenten der Arbeitsgruppe [70, 83]. Dadurch wird der Einfluss statistischer Frequenzschwankungen [70] auf die Interferenz der Photonen reduziert.

Abbildung 2.5 zeigt Hanbury Brown-Twiss Intensitätskorrelations-Messungen [84] des Photonenstroms am Resonatorausgang auf verschiedenen Zeitskalen. Die einzelnen Messungen wurden zur Auswertung direkt aneinandergesetzt. Durch die periodischen Randbedingungen wird eine Dreiecksstruktur, die auf die endliche Messzeit zurückzuführen ist, verhindert und kleine Variationen sind besser sichtbar. In Abbildung 2.5 b) ist die Wechselwirkungszeit der Atomwolke mit der Resonatormode deutlich zu sehen. Der Ausschnitt in Abbildung 2.5 c) zeigt eine gaußförmige Erhöhung, die auf den Durchflug einzelner Atome durch die Resonatormode zurückzuführen ist. Aus einer Breite von $\tau_A = 210 \pm 1 \mu\text{s}$ (FWHM) folgt eine Durchflugszeit von $\tau_A/\sqrt{2} = 150 \mu\text{s}$. Die zeitliche Auflösung $\tau_0 = 1,351 \mu\text{s}$ der Auswertung wurde an die Repetitionsrate der Einzelphotonenerzeugung (740 kHz) angepasst (Abb. 2.5 c)). Gleichzeitige Photonendetektionen sind stark unterdrückt, Koinzidenzen bei $\tau = 0$

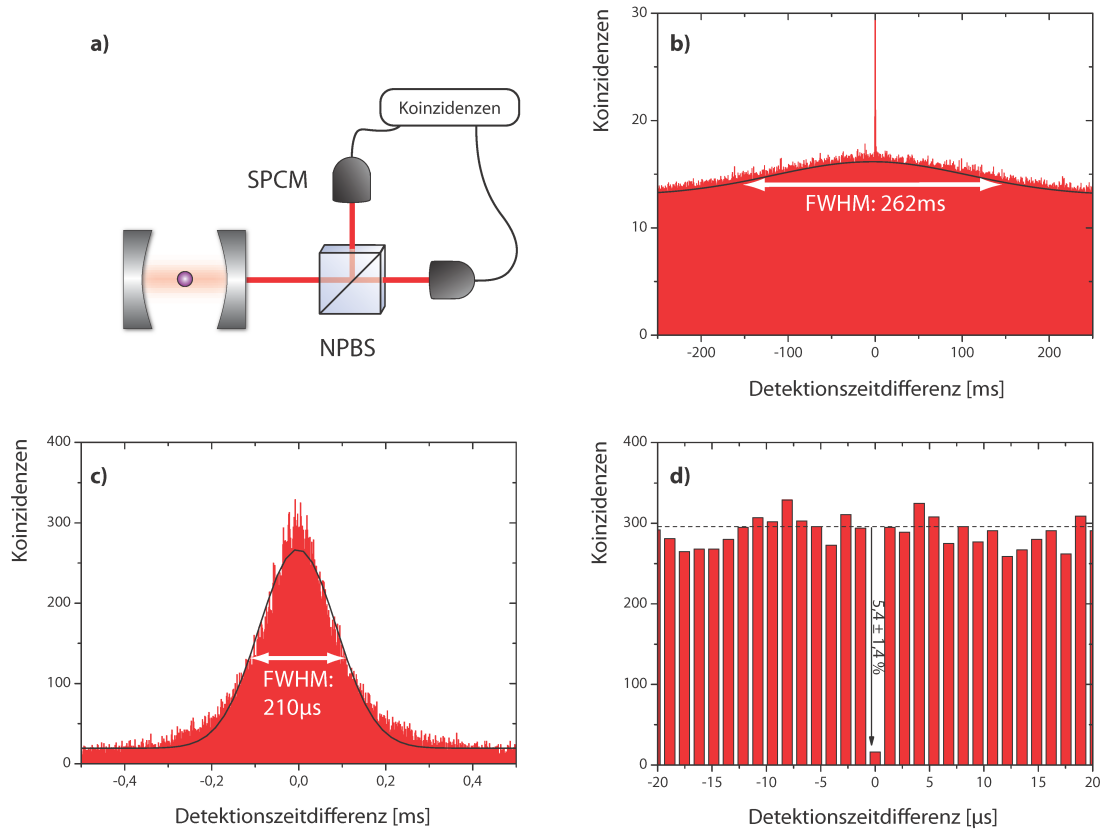
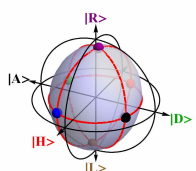


Abbildung 2.5: Intensitätskorrelations-Messung der erzeugten Photonen-Pulse. a) Messprinzip. Der Photonenstrom am Resonatorausgang wird durch einen Strahlteiler auf zwei Detektoren aufgespalten. Die Abwesenheit von gleichzeitigen Detektionsereignissen beweist den Einzelphotonencharakter. b) Auf langen Zeitskalen ist die Wechselwirkungszeit der Atomwolke mit der Resonatormode als Erhöhung der Koinzidenzrate sichtbar. c) Auf mittleren Zeitskalen zeigt ein analoges Signal den Durchflug einzelner Atome. d) Kurze Zeitskalen: Eine Reduktion des Werts bei $\tau = 0$ auf $(5,4 \pm 1,4) \%$ beweist den Einzelphotonencharakter.

liegen bei $(5,4 \pm 1,4) \%$ des Mittelwerts der benachbarten Werte. Die deutliche Reduktion zeigt den Einzelphotonencharakter der Quelle. Der Restbetrag entspricht den Werten in den Randbereichen von Abbildung 2.5 c) und ist daher vollständig durch den Mehratombeitrag und Dunkelclicks der Detektoren erklärbar.

Die mittlere Wahrscheinlichkeit, mit einem Pumpuls ein Photon zu erzeugen, liegt bei $0,17 \%$. Wird durch eine erste Photonendetektion die Anwesenheit eines Atoms im Resonator garantiert, ist die Erzeugungseffizienz $5,7 \%$. Das Verhältnis der beiden Werte liefert die mittlere Atomzahl $\bar{N}_a \approx 0,03$.



2.2.2 Verzögerungsstrecke und Interferometer

Am Resonatorausgang wird der Strom nacheinander erzeugter Einzelphotonen mit einem polarisierenden Strahlteiler zufällig auf zwei Fasern aufgespalten, die an einem nachfolgenden Strahlteiler wieder vereinigt werden. Eine 270 m lange polarisationserhaltende Faser vom Typ 3M FS-PM-4611 dient als Verzögerungsstrecke, so dass ein Photon, das sich entlang dieses Pfades bewegt, gleichzeitig mit einem anschließend erzeugten Photon am Strahlteiler eintrifft, welches den anderen (kürzeren) Pfad nimmt. Der Strom von unabhängigen Einzelphotonen am Resonatorausgang wird dadurch probabilistisch in Photonenpaare verwandelt, die gleichzeitig am Strahlteiler eintreffen.

Den kurzen Pfad bildet ein Jenoptik PM780HF faserbasierter elektro-optischer Phasenmodulator (EOM). Da die angelegte Spannung über eine sehr kurze Strecke abfällt, wird bereits mit einer kleinen Spannung ein hohes elektrisches Feld aufgebaut. Eine Phasenänderung um π wird daher schon bei $V_\pi = 3,60 \pm 0,05$ V erreicht, während V_π für Freistrah-EOMs bei mehreren hundert Volt liegt. Deshalb kann der EOM durch einen standardmäßigen Funktionsgenerator betrieben werden und es sind sowohl große als auch schnelle Phasenänderungen möglich. Die maximal zulässige Kontrollspannung ist $V_{max} = 40$ V. Die Phasenänderung ist linear in der angelegten Spannung mit einem Fehler in der Größenordnung von 10^{-4} . Die Modulationsbandbreite beträgt 10 GHz. Der Wellenleiter im Modulator ist stark polarisierend und erreicht ein Auslöschungsverhältnis von $1 : 10^4$, das allerdings durch die Austrittsfaser in Verbindung mit der verwendeten Fügetechnik wieder auf Werte um $1 : 10^2$ gesenkt wird.

Die Verzögerungs- und EOM-Faser haben Transmissionen von 60 % und 25 % und werden in die beiden Eingangskanäle eines Gould 50/50 nicht-polarisierenden Faserstrahlteilers gekoppelt (Kopplungseffizienzen: 80 %), der als zentraler Strahlteiler für die Zwei-Photonen-Interferenz dient. Die Kopplung der Verzögerungsfaser erfolgt in Freistrahloptik. Ein Polarcor Polarisator (Extinktion $1 : 10^4$) dient zur genauen Festlegung der Polarisation, da in der langen Verzögerungsstrecke trotz der polarisationserhaltenden Faser Polarisationschwankungen auftreten. Mittels einer $\lambda/4$ - und $\lambda/2$ - Platte kann die Polarisation der Photonen aus der Verzögerungsstecke auf die Polarisation der Photonen abgeglichen werden, die über die EOM-Faser auf den Strahlteiler geschickt werden² und durch Verstellen der $\lambda/2$ - Platte kann zwischen paralleler und orthogonaler Polarisation gewechselt werden.

Das Verhältnis von Transmission und Reflektion des Faserstrahlteilers beträgt $R = 1,1$, was eine maximale Visibility für die Interferenz zweiter Ordnung von $V = \frac{2\sqrt{R}}{R+1} = 99,88$ % erlaubt. Diese wurde in einem unabhängigen Aufbau zu $> 99,5$ % vermessen und beweist dadurch den hervorragenden räumlichen Überlapp der Moden am Strahlteiler.

²Dazu werden beide Polarisationen mit einem Polarimeter an einem der Ausgänge des Faserstrahlteilers vermessen. Bei der Transmission vom Strahlteiler bis zum Auskoppler werden die Polarisationen beider Eingangspfade gleich geändert. Sind die Polarisationen am Ausgang identisch, muss dies auch am Strahlteiler gelten.

2.2.3 Experiment-Elektronik und Zeitanpassung

Die zeitliche Kontrolle der Mess-Sequenz muss mit einer Genauigkeit von wenigen Nanosekunden erfolgen. Wie bereits erwähnt, reduzieren statistische Schwankungen in der Ankunftszeit der Photonen die zu beobachtenden Interferenzeffekte. Daher sind für den Funktionsgenerator, der die Pumpulse zur Photonenerzeugung liefert, nur minimale Zeitschwankungen erlaubt. Der Zeitpunkt des Sprungs im Phasenverlauf muss in den aufgenommenen Daten exakt festgelegt sein, da an dieser Stelle das Interferenzverhalten der Photonen seinen Charakter ändert und statistische Schwankungen das Ergebnis verwaschen.

Als Einzelphotonendetektoren werden Perkin-Elmer ARQ-16 Avalanche Photodioden mit einer Dunkelzählrate von < 25 Hz und einer Detektionseffizienz von 50 % verwendet. Durch zusätzlich eingefügte BNC-Verzögerungskabel sind die einzelnen Detektoren mit einer Genauigkeit von ± 2 ns aufeinander abgeglichen.

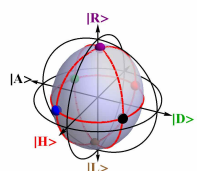
Die Repetitionsrate der Photonenerzeugungssequenz wurde mit 740 kHz so eingestellt, dass die durch die lange Faser verzögerten Photonenwellenpakete exakt mit den durch die EOM-Faser transmittierten Photonenwellenpaketen überlagert werden. Durch Vergleich der Detektionszeit-Statistik mit jeweils nur einer geöffneten Faser wird eine Genauigkeit von wenigen Nanosekunden erreicht.

Um die Position des Phasensprungs in den aufgenommenen Daten zu bestimmen, wird kohärentes Probe-Licht entlang der Resonatorachse eingekoppelt und der Aufbau vom aufteilenden Strahlteiler bis zum Faserstrahlteiler als Mach-Zehnder-Interferometer benutzt. Ein Phasensprung in einem der Pfade ist als Sprung in der Zählrate an den Interferometerausgängen sichtbar. Ereignisse in einem Fenster von ± 5 ns um diesen Zeitpunkt werden wegen der endlichen Anstiegszeit der Kontrollspannung bei der Auswertung ausgeschlossen.

2.2.4 Referenzierung der Koinzidenzrate: unterscheidbare Photonen

Im Experiment werden nur Koinzidenz-Ereignisse für die beiden Detektoren an den Ausgängen des Strahlteilers registriert. Um aus den Messungen die Wahrscheinlichkeit für Koaleszenz und Aufspaltung der Photonenpaare zu erhalten, müssen die Messwerte durch eine Referenzmessung normiert werden. Dazu wird eine Messung mit orthogonal polarisierten Photonen durchgeführt, die aufgrund ihrer Polarisation unterscheidbar sind, somit nicht wechselwirken und daher mit gleicher Wahrscheinlichkeit aufspalten oder den gleichen Ausgang nehmen. Diese Messung ist in Abbildung 2.6 dargestellt.

An beiden Strahlteilereingängen treffen Photonen im Abstand der Zykluslänge τ_0 ein. Detektionskoinzidenzen treten somit nicht nur bei Detektionszeitdifferenzen um $\Delta\tau = 0$, sondern auch bei Vielfachen der Zykluslänge $\Delta\tau = n\tau_0$ auf. Die Anzahl dieser Koinzidenzen skaliert linear mit den pro Messung durchgeführten Versuchen und dient der Normierung auf die Referenzmessung. Jene muss also nur einmal aufgenommen werden. Voraussetzung ist, dass alle Experimente unter gleichen Bedingungen durchgeführt werden, d.h. die mittlere Atomzahl muss konstant sein, und das Aufspaltungsverhältnis in die beiden Pfade und somit das Intensitätsverhältnis an den beiden Eingängen des Strahlteilers darf sich nicht ändern.



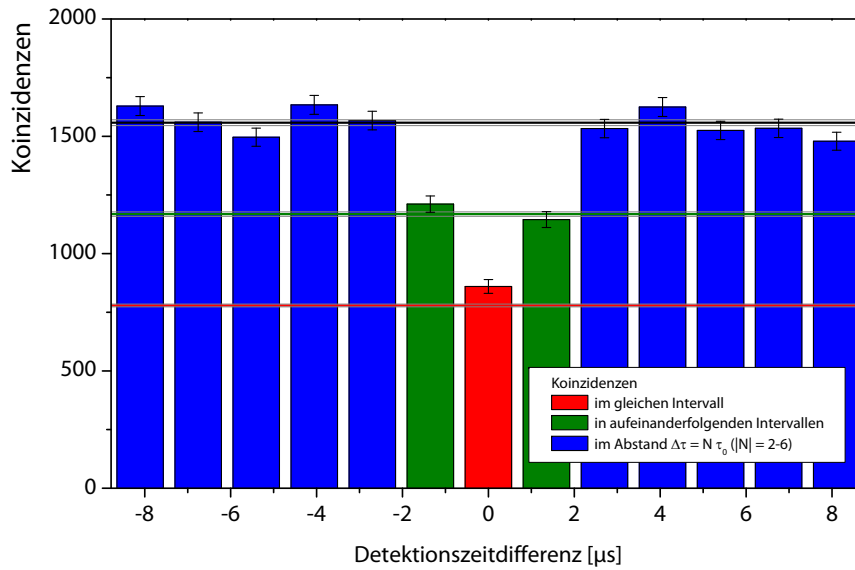


Abbildung 2.6: Referenzmessung mit orthogonal polarisierten Photonen. Koinzidenzen treten bei Vielfachen der Zykluslänge τ_0 auf (Fehlerbalken zeigen statistische Fehler). Man erkennt drei Gruppen von Ereignissen, bei denen sich die Anzahl der Koinzidenzen signifikant unterscheidet: $\Delta\tau = 0$, $\Delta\tau = \pm\tau_0$ und $\Delta\tau = n\tau_0$, $|n| > 1$. Zum einfachen Vergleich der drei Gruppen sind Hilfslinien eingezeichnet, die den Mittelwert über $2 < |n| \leq 6$ (schwarz) bzw. $1/2$ (rot) und $3/4$ (grün) dieses Wertes anzeigen (graue Hilfslinien zeigen statistische Fehler).

Die Werte für Koinzidenzen bei $\Delta\tau = 0$, $\Delta\tau = \pm\tau_0$ und $\Delta\tau = n\tau_0$, $|n| > 1$ unterscheiden sich deutlich, was auf rein statistische Effekte zurückzuführen ist: Zu den Koinzidenzen tragen Detektionen von Photonen aus gleichen und unterschiedlichen Eingangskanälen bei. Geht man von einer perfekten Einzelphotonenquelle aus, ist maximal ein Photon in jedem Eingangskanal. Sollen zwei Photonen mit $\Delta\tau = 0$ detektiert werden, können diese nur von unterschiedlichen Eingangskanälen kommen. Im Fall von idealen Einzelphotonen und identischen Wahrscheinlichkeiten für das Eintreffen von Photonen an beiden Eingängen³ sind Koinzidenzen bei $\Delta\tau = 0$ also auf die Hälfte reduziert.

Da die Photonen an den beiden Eingängen nicht von zwei unabhängigen Quellen stammen, sondern dieselbe Quelle durch die Verzögerungsstrecke auch den zweiten Eingang versorgt, kommt es bei $|n| = 1$ zu einer zusätzlichen Veränderung im Koinzidenzverhalten (siehe Abb. 2.7). In diesem Fall sollen die Photonen in direkt aufeinanderfolgenden Pulsen detektiert werden. Wurde in einem ersten Ereignis ein Photon aus der kurzen Faser detektiert, steht dieses Photon für die darauffolgende Detektion eines Photons aus der langen Faser nicht mehr zur Verfügung. Weil dadurch eine von vier Möglichkeiten für eine Koinzidenz (1:kurz-kurz, 2:kurz-lang, 3:lang-kurz, 4:lang-lang) entfällt, sind die Koinzidenzen für direkt aufeinanderfolgende Pulse um den Faktor $3/4$ reduziert.

³Bei den Messungen wurden die Intensitäten an den beiden Eingängen des Strahlteilers durch einen Abschwächer im Verzögerungspfad aufeinander angepasst.

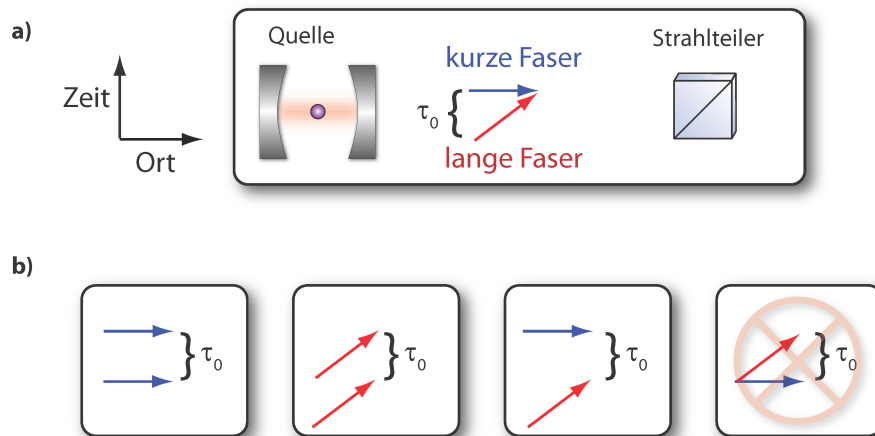
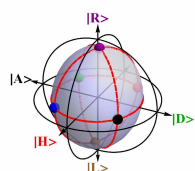


Abbildung 2.7: Sonderfall: Koinzidenzen in direkt aufeinanderfolgenden Intervallen.

a) Die beiden Fasern mit unterschiedlicher Länge werden durch Pfeile symbolisiert, die im Raum-Zeit-Diagramm unterschiedliche Steigungen besitzen. Durch diese treffen im Abstand τ_0 nacheinander emittierte Photonen gleichzeitig am Strahlteiler ein. b) Sollen Photonen in aufeinanderfolgenden Intervallen detektiert werden, existieren vier Möglichkeiten für die Wege der beiden Photonen. Da im vierten Fall beide Photonen gleichzeitig von der Quelle emittiert werden müssten, tritt dieser Fall nicht auf – die Wahrscheinlichkeit für Koinzidenzen in direkt aufeinanderfolgenden Intervallen ist auf $3/4$ reduziert.

Neben den bisher behandelten Koinzidenzen, die bei der Interferenz von idealen Einzelphotonen am Strahlteiler auftreten, sind im Experiment zusätzliche Koinzidenzen zwischen Einzelphotonen und Hintergrundereignissen zu beobachten. Hintergrundereignisse sind einerseits Photonen, die von zusätzlich im Resonator vorhandenen Atomen ausgesendet werden (Mehratombeitrag), und andererseits Dunkelklicks der Detektoren bzw. Detektionsereignisse durch Streulicht. Solche Koinzidenzen treten für alle Pulsabstände n gleich häufig auf. In der Tat liegt das Verhältnis der Koinzidenzen bei $n = 0$ zu Koinzidenzen bei $2 \leq |n| \leq 6$ in der in Abbildung 2.6 dargestellten Messung nicht wie bisher angenommen bei 50 %, sondern mit $55 \pm 2 \%$ leicht darüber.

Die Koinzidenzen bei $\Delta\tau = n\tau_0$ zeigen wie die Referenzmessung das Verhalten für nicht-interferierende Photonen und können direkt als Referenz verwendet werden. Dies bietet sich an, da durch die Mittelwertbildung statistische Fehler effektiv reduziert werden und zu jeder Messung automatisch die passende Referenzmessung aufgenommen wird, was z.B. Änderungen der Photonenformen erlaubt. Bei der Publikation der Daten [85] wurde als Referenz der Mittelwert über $2 \leq |n| \leq 6$ verwendet. Durch eine Reskalierung mit einem Faktor $C = 0,5$ werden die Koinzidenzen in der Referenzmessung aber unterschätzt, der Referenzwert ist zu klein und die dadurch normierten Koinzidenzen entsprechend zu groß. In dieser Arbeit wird als Reskalierungsfaktor $C = 0,55$ verwendet. Durch die geänderte Referenzierung liegen alle Koinzidenzwahrscheinlichkeiten leicht unter den Werten, die in bisherigen Veröffentlichungen der Daten [80, 85] angegeben wurden.



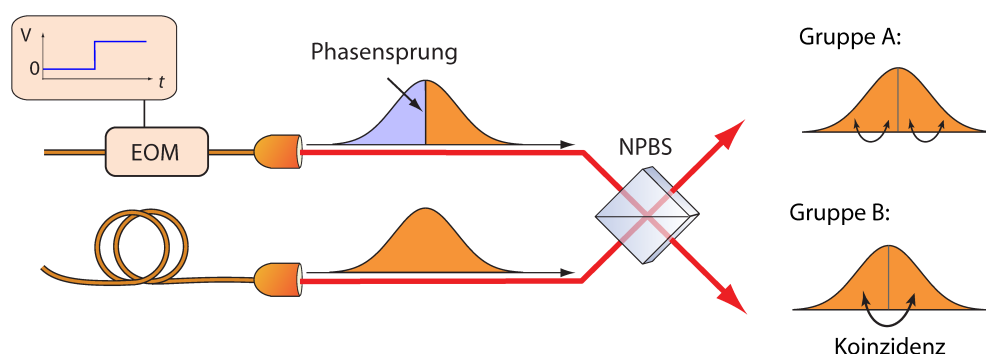


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung der Phasensprungmessung. Durch den EOM wird der Phasenverlauf innerhalb des Photonenwellenpakets sprunghaft geändert. Bei der Zwei-Photonen-Interferenz am Strahlteiler werden die Koinzidenzen in zwei Gruppen sortiert.

Gruppe A: *Beide* Detektionen erfolgen vor bzw. nach dem Phasensprung.

Gruppe B: Der Phasensprung liegt zwischen den beiden Detektionszeitpunkten.

2.3 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Abschnitt wird die Auswirkung von Phasenmodulationen eines Photons auf die Zwei-Photonen-Interferenz experimentell untersucht. Zuerst werden einzelne Phasensprünge behandelt, in einem zweiten Teil auch kontinuierliche Phasenverläufe wie lineare Rampen und Sägezahnsignale.

2.3.1 Phasensprung

In einem ersten Experiment wird der Effekt eines Phasensprungs auf die Zwei-Photonen-Interferenz untersucht. Wie in Abbildung 2.8 dargestellt, wird durch einen Spannungssprung am EOM ein Phasensprung im Zentrum des zeitlichen Verlaufs des Photonen-Wellenpakets erzeugt. Die Koinzidenzen der Detektoren an den beiden Ausgängen des Strahlteilers werden zur Auswertung in zwei Gruppen unterteilt, je nachdem, ob *beide* Photonen vor bzw. nach der Phasenänderung detektiert werden (Gruppe A) oder die Phasenänderung zwischen den beiden Detektionen liegt (Gruppe B).

Abbildung 2.9 zeigt die Koinzidenzen aufgetragen über die Zeitdifferenz zwischen den Detektionsereignissen für den Spezialfall einer Phasenänderung von $\Delta\phi = \pi$. Die farbig unterlegten Balkendiagramme für interferierende Photonen müssen dabei mit den schwarz durchgezogenen Kurven der Referenzmessung für nicht-interferierende Photonen verglichen werden, die eine Koinzidenz-(d.h. Anti-Koaleszenz-)wahrscheinlichkeit von 50% definieren. Für Ereignisse der Gruppe A ist die Koinzidenzrate stark reduziert, die Wahrscheinlichkeit für ein Aufspalten der Photonen ist $(7,3 \pm 0,7)\%$. Dieses Koaleszenzverhalten der Photonen ist zu erwarten, da die Phasenänderung in diesem Fall keine Wirkung hat. Bei Gruppe B ist die Wahrscheinlichkeit für Koinzidenzen mit $(83 \pm 3)\%$ stark erhöht. Da der Phasensprung zwischen den beiden Detektionen liegt, ändert er das Interferenzverhalten und ein Großteil der Photonenpaare wird am Strahlteiler aufgespalten (vgl. Kapitel 2.1.6).

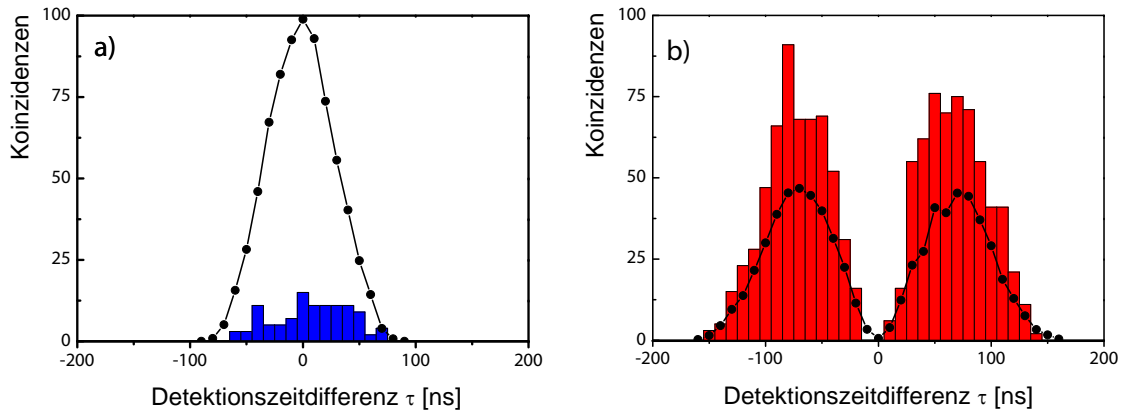


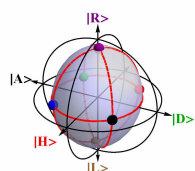
Abbildung 2.9: Koinzidenzen bei einem Phasensprung von $\Delta_\phi = \pi$. Die schwarzen Kurven wurden für nicht-interferierende Photonen aufgenommen, die farbig unterlegten Balkendiagramme zeigen die Messung für interferierende Photonen. a) Koinzidenzen der Gruppe A: Interferierende Photonen zeigen deutlich weniger Koinzidenzen als nicht-interferierende Photonen. b) Koinzidenzen der Gruppe B: Die Wahrscheinlichkeit für Koinzidenzen ist für interferierende Photonen stark erhöht.

Die Koinzidenzkurven für Gruppe A und B unterscheiden sich nicht nur in ihrer Höhe, sondern auch auffällig in ihrer Form, was jedoch auf eine triviale Ursache zurückzuführen ist: Bei Koinzidenzen der Gruppe A, die innerhalb derselben Hälfte des Photonenwellenpakets detektiert werden, liegen die Photonendetektionen nahe beieinander, die Koinzidenzen treten um $\tau = 0$ gehäuft auf. Bei Gruppe B finden die Detektionen in unterschiedlichen Hälften statt, das Signal beginnt für $\tau = 0$ bei 0, erreicht für $|\tau| \approx 70$ ns ein Maximum, bis es schließlich wieder abfällt, wenn die Detektionszeitdifferenz vergleichbar wird mit der zeitlichen Ausdehnung der Photonenwellenpakete. Im Mittel erfolgen Koinzidenzen der Gruppe B daher mit einer größeren Zeitdifferenz als Koinzidenzen der Gruppe A.

Wird über beide Gruppen gemittelt, liegt die Wahrscheinlichkeit für Koinzidenzen bei $(44,4 \pm 1,2) \%$. Im Mittel verhalten sich die Photonen also annähernd wie nicht interferierende Teilchen, wobei eine signifikante Abweichung von 50 % zu verzeichnen ist. Vergleicht man die Koinzidenzwahrscheinlichkeiten der beiden Gruppen miteinander, fällt auf, dass der Wert der Gruppe A deutlich näher an den erwarteten 0 % liegt als der Wert der Gruppe B an 100 %. Dies ist nicht auf den Phasensprung selbst zurückzuführen, sondern auf die Qualität der Einzelphotonenquelle, wie die folgenden Messungen zeigen.

In Abbildung 2.10 ist das Interferenzverhalten für unterschiedliche Phasensprünge Δ_ϕ zu sehen. Das Signal für Ereignisse der Gruppe A ist unabhängig von der verwendeten Phasenänderung auf einem konstant niedrigen Wert (Mittelwert: 6,4 %). Im Gegensatz dazu zeigt das Signal der Gruppe B eine Oszillation in Abhängigkeit von der Phasenänderung.

Gleichung 2.19 sagt eine Modulation der Koinzidenzwahrscheinlichkeit zwischen 0 und 100 % voraus. Diese wird durch nicht-interferierende Photonen reduziert, die unabhängig



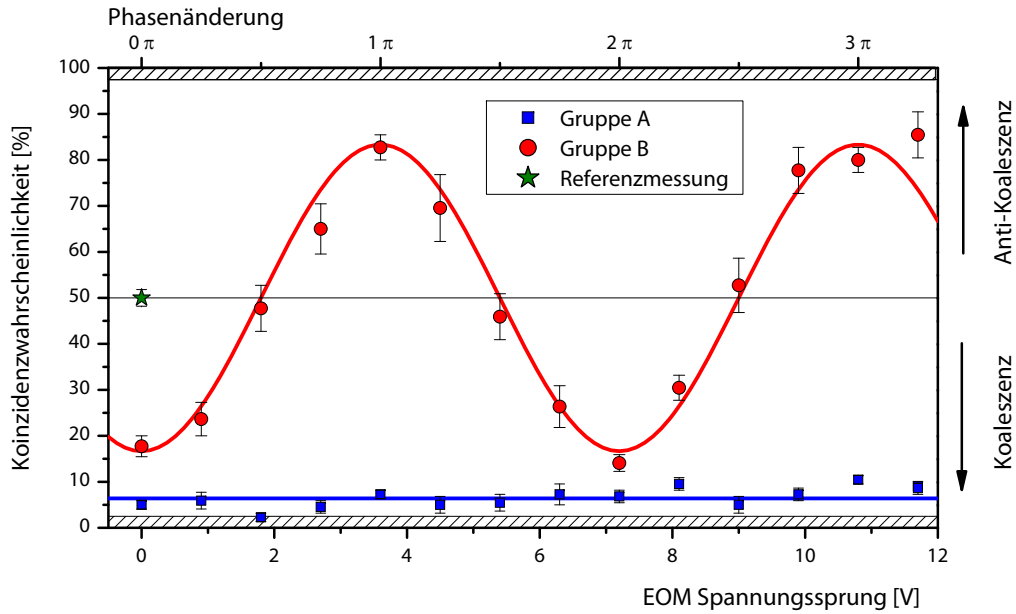


Abbildung 2.10: Abhängigkeit der Koinzidenzwahrscheinlichkeit vom Wert des Phasensprungs (untere Skala: Spannungsänderung in Volt, obere Skala: Phasenänderung). Koinzidenzen der Gruppe A bleiben auf einem konstant niedrigen Wert (blaue Quadrate, Mittelwert: 6,4 %, blaue Kurve). Rote Punkte zeigen die Koinzidenzwahrscheinlichkeit für Ereignisse der Gruppe B. Die rote Kurve ist ein Fit an die Daten. Sie folgt der theoretisch erwarteten Kosinus-Abhängigkeit mit einer Visibility von 66,7 %. Grüner Stern: Referenzmessung mit entsprechenden Fehlerbalken, die zur Definition von 50 % Koinzidenzwahrscheinlichkeit benutzt wird. Schraffiert eingezeichnet sind Bereiche, die aufgrund von unkorrelierten Ereignissen durch Mehratombeitrag und Dunkelclicks nicht erreichbar sind.

vom Phasensprung eine Koinzidenzwahrscheinlichkeit von 50 % besitzen. Insgesamt ergibt sich also

$$p_{12/21} = \frac{1 - V \cos(\Delta\phi)}{2}, \quad (2.22)$$

wobei die Visibility V der Oszillation dem Anteil interferierender Photonen entspricht. Die rot eingezeichnete Kurve hat die Visibility als einzigen freien Parameter, $V = (66,7 \pm 2) \%$. Sie ist symmetrisch um den Wert 50 %, der über die Referenzmessung bestimmt ist. Wie schon bei der Messung mit $\Delta\phi = \pi$, liegt auch bei $\Delta\phi = 0$ der Wert der Gruppe B deutlich näher an 50 % als der Wert der Gruppe A. Da hier kein Phasensprung auftritt, kann dieser nicht die Ursache für die beobachtete Abweichung zwischen Koinzidenzen der Gruppen A und B sein. Vielmehr haben aufgrund des größeren Zeitabstands der Koinzidenzen in Gruppe B statistische Frequenz- und Ankunftszeitschwankungen einen größeren Einfluss und reduzieren somit die Interferenz [70]. Die reduzierte Visibility ist also auf die Qualität der Einzelphotonenquelle zurückzuführen: Das Atom wurde vor der Photonenerzeugung nicht in einen genau definierten Zeeman-Unterszustand umgepumpt und das Magnetfeld nur grob kompensiert. Werden diese beiden Mängel behoben, ist mit einem deutlich besseren Kontrast zu rechnen.

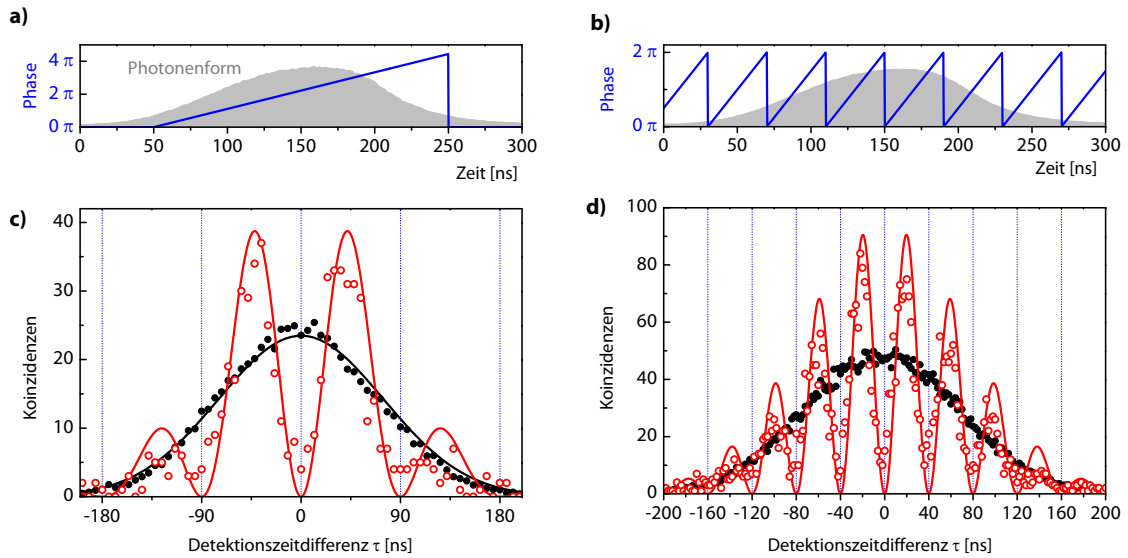
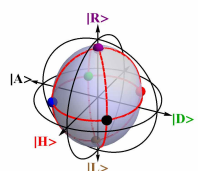


Abbildung 2.11: Kontinuierliche Phasenverläufe. Der verwendete Phasenverlauf ist in a) eine lineare Phasenrampe über die zentralen 200 ns des Photonenvellenpakets (grau hinterlegte Kurve im Hintergrund), in b) ein Sägezahn-Signal aus acht jeweils 40 ns langen linearen Rampen bis 2π . In c) und d) zeigen offene rote Kreise Koinzidenzmessungen für interferierende Photonen. Diese liegen in ihrer Frequenz effektiv 11 MHz (c) bzw. 25 MHz (d) auseinander. Schwarze Punkte zeigen die Referenzmessung für nicht-wechselwirkende Photonen. Schwarze Kurven bilden den hierfür theoretisch zu erwartenden Verlauf ab, berechnet aus der Breite der Photonenvellenpakete, mit der Amplitude als Fit-Parameter. Die roten Kurven sind die daraus abgeleiteten theoretisch vorhergesagten Verläufe für interferierende Photonen mit der entsprechenden Frequenzdifferenz.

2.3.2 Kontinuierliche Phasenverläufe

Neben einfachen Phasensprüngen kann auch der allgemeine Fall kontinuierlicher Phasenverläufe untersucht werden. Wird zum Beispiel ein Photonenvellenpaket mit einem linear ansteigenden Phasenverlauf moduliert, entspricht dies effektiv einer Verschiebung der Frequenz, wobei der Wert der Verschiebung durch die Steigung der Phasenänderung bestimmt ist. Für zwei Photonen mit einer Frequenzdifferenz $\Delta\nu$, die im Zeitabstand τ detektiert werden, ist die relative Phasenänderung zwischen den Detektionen $\Delta\phi = 2\pi\Delta\nu\tau$. Die Koinzidenzwahrscheinlichkeit oszilliert also gemäß Gleichung 2.19 mit der Frequenzdifferenz als Funktion der Detektionszeitdifferenz τ .

Diese Art der Phasenmodulation wird an zwei Beispielen vorgestellt. Im ersten Experiment werden die zentralen 200 ns des Photonenvellenpakets mit einer Phasenrampe von 0 bis $4,4\pi$ moduliert, was einer Frequenzverschiebung von 11 MHz entspricht, siehe Abb. 2.11 a). In einem zweiten Experiment wird die 2π -Periodizität der Phase ausgenutzt. Ein Sägezahn-Signal von insgesamt acht aufeinanderfolgenden 40 ns langen Rampen von 0 bis 2π führt effektiv zu einer Frequenzverschiebung von 25 MHz. Diese Art der Phasenmodulation ermöglicht mit einem maximal erforderlichen Phasenhub von 2π beliebig große Frequenzverschiebungen. In beiden Experimenten zeigen die gemessenen Koinzidenzen die erwarteten Oszillationen mit einer großen Visibility.



2.4 Anwendungen

Zusammenfassend konnte in diesen Experimenten nachgewiesen werden, dass durch gezielte Phasenänderungen eines Photons Einfluss auf die Zwei-Photonen-Interferenz genommen werden kann. Die beobachteten Effekte unterscheiden sich grundlegend von der klassischen Interferenz elektromagnetischer Wellen. Bei Einzelphotonen zeigt eine klassische Phasenänderung im elektro-optischen Modulator Einfluss auf ein Verhalten, das grundsätzlich auf der quantenmechanischen Interferenz von Wahrscheinlichkeitsamplituden beruht. Neben der grundlegenden Erforschung des Phänomens lässt sich der Effekt auch in mehreren technologischen Anwendungen ausnutzen. So ist es einerseits möglich, durch Verwendung verschieden geformter Referenzphotonen über die Zwei-Photonen-Interferenz den unbekanntem Phasenverlauf eines Photons tomographisch zu vermessen. Andererseits kann die Phasenmodulation gezielt genutzt werden, um die Leistungsfähigkeit von Protokollen zu erhöhen, die auf identischen Photonen von unterschiedlichen Quellen basieren [61, 62], indem sie eine Anpassung des Phasenverlaufs und damit eine Feineinstellung zur optimalen Interferenz am Strahlteiler ermöglicht.

Die vorgestellten Messungen können aber auch im Kontext der Verschränkung zweier Photonen bzw. zweier Atome interpretiert werden, was in den folgenden Abschnitten genauer untersucht wird.

2.4.1 Time-Bin verschränkte Photonen

Betrachten wir nochmals den Spezialfall einer Interferenz zweier Photonen, bei der ein Photon einem Phasensprung von $\Delta_\phi = \pi$ in der Mitte des Wellenpakets unterworfen wurde. Beschränkt man sich in Gleichung 2.21 auf Photonen, die in unterschiedlichen Ausgängen detektiert werden, liegen diese im sogenannten Ψ^- verschränkten Bell-Zustand vor

$$|\Psi^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1_V\rangle_1 |1_H\rangle_2 - |1_H\rangle_1 |1_V\rangle_2). \quad (2.23)$$

In der Tat ist ein Strahlteiler ein Filter für diesen Zustand [86]. Während für alle anderen Eingangszustände die Photonen den Strahlteiler im gleichen Ausgang verlassen, spalten Photonenpaare im Ψ^- -Zustand am Strahlteiler auf. Es ist gerade diese Eigenschaft des Strahlteilers, die die Zwei-Photonen-Interferenz zu einer allgegenwärtigen Methode der modernen Quanteninformationsverarbeitung macht. Die darauf beruhende Ψ^- -Bell-Messung wird in der probabilistischen Variante des „*entanglement swapping*“ dazu genutzt, zwei Systeme zu verschränken, die nie miteinander in Wechselwirkung standen und daher auch keine gemeinsame Vergangenheit haben [75, 87]. Ebenso dient sie der Quantenteleportation [88, 89].

In den meisten Verschränkungsexperimenten werden als Zustände $|H\rangle$ und $|V\rangle$ Polarisationszustände von Photonen verwendet. Im vorliegenden Fall sind es die beiden zeitlichen Moden vor und nach dem Phasensprung. Der erzeugte Zustand entspricht damit einem Time-

Bin-verschränkten Zustand, wie er in Experimenten zur Quantenkryptographie eingesetzt wird [45, 90, 91]⁴.

Zum Nachweis der Verschränkung wird der Witness-Formalismus verwendet, indem Korrelationen in drei orthogonalen Basen untersucht werden [92–95]. Der Zustand ist verschränkt, wenn der Erwartungswert des Witness-Operators

$$\mathcal{W} = |HH\rangle\langle HH| + |VV\rangle\langle VV| + |DD\rangle\langle DD| + |AA\rangle\langle AA| + |RR\rangle\langle RR| + |LL\rangle\langle LL| - 1 \quad (2.24)$$

negativ ist. Dabei sind $|D\rangle$, $|A\rangle$, $|R\rangle$ und $|L\rangle$ ⁵ Überlagerungszustände $(|H\rangle + e^{i\phi}|V\rangle)/\sqrt{2}$ mit den Phasen $\phi = 0, \pi, \pi/2$ und $3/2\pi$.

Der Operator $|HH\rangle\langle HH| + |VV\rangle\langle VV|$ gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit beide Photonen in derselben Zeithälfte detektiert werden, sein Erwartungswert kann direkt aus den Zeitpunkten der Photonendetektionen abgeleitet werden. Daneben müssen für den Witness-Operator noch weitere Messungen durchgeführt werden und dafür die Photonen in den entsprechenden Basen detektiert werden. Derartige Messungen wurden bisher nicht durchgeführt. Durch eine zusätzliche Annahme kann eine Abschätzung für die Verschränkung jedoch bereits aus den Messungen in der Basis H/V abgeleitet werden. Bei gleich verteilten Abweichungen vom Idealzustand (Werner-Zustand [96])

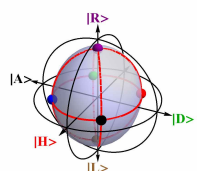
$$\rho = p|\Psi^-\rangle\langle\Psi^-| + \frac{1-p}{4}\mathbb{1} \quad (2.25)$$

ist der Zustand verschränkt, wenn für eine der Basen H/V , D/A und R/L nachgewiesen wird, dass die Wahrscheinlichkeit für die Detektion beider Photonen im selben Zustand kleiner ist als $1/3$ [97]. Der Erwartungswert des Operators $|HH\rangle\langle HH| + |VV\rangle\langle VV|$ entspricht dem relativen Anteil der Koinzidenzen der Gruppe A an der Gesamtzahl der Koinzidenzen $((8,4 \pm 1,0)\%)$. Da dieser Wert deutlich unter $1/3$ liegt, ist damit die Verschränkung unter der Annahme nachgewiesen, dass ein Werner-Zustand vermessen wurde. Da bei der Präparation der Photonen vor der Interferenz am Strahlteiler und bei der Detektion der Verschränkung am Strahlteilerausgang unterschiedliche Basen verwendet werden (A/D bzw. H/V), folgt die Orthogonalität der Photonen nach dem Strahlteiler keinesfalls trivialerweise aus der Orthogonalität am Eingang des Strahlteilers. Vielmehr erfüllen die Photonen neben der ursprünglichen Orthogonalität in der Basis A/D nach dem Strahlteiler zusätzlich die Orthogonalität in der Basis H/V , ein deutlicher Hinweis auf das Vorliegen des $|\Psi^-\rangle$ Zustands.

Die bei der Herleitung des Verschränkungswerts gemachte Annahme eines Werner-Zustands, d.h. isotrop verteilter Fehler bei der Erzeugung und Analyse des verschränkten Zustands, ist jedoch recht willkürlich. Daher soll als Ausblick aufgeführt werden, wie die noch fehlenden

⁴Im Unterschied zu bisherigen Implementierungen zur Time-Bin-Kodierung von Quantenzuständen besitzen die beiden *Time-Bins* in den vorgestellten Experimenten keinen zeitlichen Abstand, sondern grenzen als vordere und hintere Hälfte ein und desselben Photon-Wellenpakets direkt aneinander.

⁵Durch die an Polarisationszustände angelehnte Nomenklatur soll auf die direkte Analogie zwischen Polarisations- und Time-Bin-Qubits hingewiesen werden. Zudem können dadurch die Überlegungen im (geläufigeren) Polarisations-Bild einfach nachvollzogen werden.



Messungen erfolgen könnten, falls keine Symmetrieannahme zugrundegelegt werden soll [98]. Um die Photonen in den Basen A/D und R/L zu vermessen, muss die Phasenbeziehung zwischen den Amplituden der Zustände $|H\rangle$ und $|V\rangle$ bestimmt werden. Dazu kann ein unbalanciertes Interferometer in Franson-Konfiguration [99] verwendet werden. Ähnlich wie beim Aufbau, der bei der Phasenmessung durch die Verzögerung von Photonenpulsen zum zeitlichen Abgleich hintereinander emittierter Photonen benutzt wird, werden die Photonen hier erneut probabilistisch auf unterschiedlich lange Pfade aufgespalten und an einem Strahlteiler überlagert. Die Pfaddifferenz wird so angepasst, dass die Mode $|V\rangle$ im längeren Pfad passend verzögert wird, um sie anschließend mit der durch den kürzeren Pfad transmittierte Mode $|V\rangle$ zu überlappen⁶. Im Gegensatz zur Phasenmessung, bei der aufeinanderfolgende Photonen in einer Zwei-Photonen-Interferenz überlagert werden, tritt in diesem Fall also eine Einzel-Photonen-Interferenz zwischen verschiedenen Teilen ein und desselben Einzelphotonen-Wellenpakets auf. Durch das probabilistische Aufspalten der Photonen auf die beiden Pfade werden die beiden Moden auf insgesamt drei hintereinanderliegende Zeitintervalle verteilt: 1) Die Mode $|V\rangle$ wurde über den kürzeren Pfad geleitet. 2) Die Mode $|V\rangle$ wurde über den längeren Pfad geleitet, bzw. die Mode $|H\rangle$ über den kürzeren. 3) Die Mode $|H\rangle$ wurde über den längeren Pfad geleitet. Während die Fälle 1) und 3) keine Information über die Phasenbeziehung des Überlagerungszustands liefern, hängt im zweiten Fall der Strahlteiler-Ausgang, an dem das Photon detektiert wird, von der Phasenbeziehung im Überlagerungszustand und der relativen Phase ab, die bei der Propagation durch die beiden unterschiedlich langen Pfade aufgesammelt wird. Auf diese Weise können die Photonen in den Basen A/D und R/L vermessen und aus den Messergebnissen der Erwartungswert des Witness-Operators ohne zusätzliche Symmetrieannahme abgeleitet werden.

2.4.2 Atom-Atom-Verschränkung

Im Folgenden wird ein Schema vorgestellt, das zur Verschränkung zweier räumlich getrennter Atome und zum Nachweis dieser Verschränkung dient, indem mit den Atomen Einzelphotonen emittiert und an einem Strahlteiler zur Interferenz gebracht werden. Anschließend werden Parallelen zur Phasensprung-Messung aufgezeigt und Schlussfolgerungen gezogen, die sich aus den durchgeführten Experimenten für zukünftige Experimente mit zwei unabhängigen Atom-Photon Systemen ergeben.

Abbildung 2.12 zeigt ein von Daniel Browne et al. [100] beschriebenes Schema (ähnliche Schemata: [101, 102]), um zwei Atome miteinander zu verschränken, die jeweils an einen Resonator hoher Finesse gekoppelt sind. Beide Atome (A, B) werden anfangs im Zustand $|2\rangle$ präpariert. Über kohärente Pumpimpulse werden resonatorstimulierte Raman-adiabatische Passagen zum Zustand $|1\rangle$ getrieben, die jeweils zur Emission eines Photons

⁶Im vorliegenden Fall ist der zeitliche Verlauf der Photonenform in den beiden Zeithälften nicht identisch. Um einen hohen Interferenzkontrast zu erreichen, muss die Photonenform für diese Messung angepasst werden. Durch Änderung der Pumpimpulsform können zum Beispiel Photonen mit zwei gaußförmigen Maxima erzeugt werden [81].

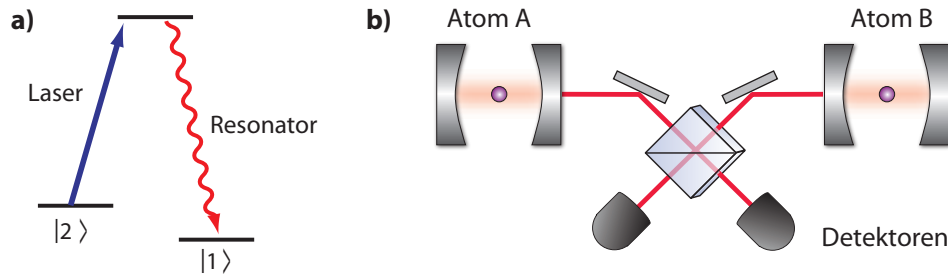


Abbildung 2.12: Verschränkungs-Schema. a) Durch kohärente Laserpulse wird das Atom von $|2\rangle$ nach $|1\rangle$ transferiert und dabei am Ausgang des Resonators ein Photon emittiert. b) Werden die Ausgangsmoden zweier Atom-Resonator-Systeme an einem Strahlteiler überlagert und gleichzeitig eine Photonenerzeugung durchgeführt, werden die beiden Atome durch die Detektion eines Photons am Strahlteilerausgang verschränkt.

führen. Wenn das Protokoll vorzeitig gestoppt wird, zum Beispiel bei Erreichen einer Erzeugungswahrscheinlichkeit von 50 %, ist der Zustand des Systems gegeben durch

$$\begin{aligned}
 |\Psi\rangle &= \frac{1}{2} [|2_A, 2_B\rangle |v_A, v_B\rangle + |1_A, 1_B\rangle |p_A, p_B\rangle \\
 &+ |2_A, 1_B\rangle |v_A, p_B\rangle + |1_A, 2_B\rangle |p_A, v_B\rangle], \quad (2.26)
 \end{aligned}$$

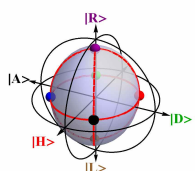
wobei $|v/p_{A/B}\rangle$ den Vakuum- bzw. Ein-Photon-Fock-Zustand in den Ausgangsmoden der beiden Resonatoren repräsentieren. Diese Moden werden an einem 50/50 Strahlteiler überlagert und die Photonen an den beiden Strahlteilerausgängen detektiert. Wird ein einzelnes Photon in einem der Detektoren registriert, wird im Idealfall von 100 % Detektionseffizienz das System auf einen der verschränkten Zustände

$$|\psi_{\pm}\rangle = \left(|2_A, 1_B\rangle \pm e^{i\phi} |1_A, 2_B\rangle \right) / \sqrt{2} \quad (2.27)$$

projiziert. Der Phasenfaktor $e^{i\phi}$ ist dabei durch die Wegdifferenz zwischen den beiden Resonatoren und dem Strahlteiler gegeben. Wird kein Photon oder werden zwei Photonen detektiert, werden die Atome auf einen Produktzustand abgebildet und das Protokoll ist fehlgeschlagen.

Jedes der Atome kann sich im Zustand $|1\rangle$ oder $|2\rangle$ befinden. Neben den Wahrscheinlichkeiten p_{ij} , Atom A im Zustand i und Atom B im Zustand j vorzufinden, wird bei der folgenden Beschreibung des Systems nur die Kohärenz d zwischen den Zuständen $|1,2\rangle$ und $|2,1\rangle$ berücksichtigt. Durch die Vernachlässigung weiterer Kohärenzterme bildet die Verschränkung dieses Zustands eine untere Schranke für die des eigentlichen Systems. Die Dichtematrix reduziert sich zu

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} p_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p_{12} & d & 0 \\ 0 & d^* & p_{21} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p_{22} \end{pmatrix}. \quad (2.28)$$



Als Verschränkungsmaß dient die Concurrence⁷, die für den Zustand 2.28 gegeben ist durch [49, 104]

$$C = 2 \max(|d| - \sqrt{p_{11}p_{22}}, 0). \quad (2.29)$$

Nach einer Photonendetektion befindet sich das System gemäß Gleichung 2.27 in einer Überlagerung der Zustände $|1,2\rangle$ und $|2,1\rangle$. Die Kohärenz dieser Zustände kann vermessen werden, indem an beiden Atomen gleichzeitig ein Photonenerzeugungsprozess durchgeführt und die Interferenz der Moden am Strahlteiler untersucht wird⁸. Die Wahrscheinlichkeit für eine Photonendetektion an einem Ausgang des Strahlteilers hängt nun von der relativen Phase der Pfade ab. Bei der Änderung dieser Phase kommt es zu Oszillationen der Detektionswahrscheinlichkeiten an den Strahlteilerausgängen, und aus der Visibility V kann die Kohärenz d bestimmt werden [105]

$$|d| \approx V \sqrt{p_{12}p_{21}}. \quad (2.30)$$

Im Spezialfall idealer Detektoreffizienzen (Gl. 2.27) gilt $p_{11} = p_{22} = 0$, $p_{12} = p_{21} = 0,5$ und damit eine Übereinstimmung der Concurrence mit der Visibility der Phasemessungen $C = V$.

Die vorgestellten Phasensprung-Messungen entsprechen exakt der Vermessung dieser Visibility mit $V = 66,7\%$. Die Messung wurde jedoch nur mit einem Atom durchgeführt, das durch eine Verzögerungsstrecke doppelt verwendet und zwischen den Erzeugungspulsen wieder in den Ausgangszustand zurückgepumpt wurde. Dadurch sind in diesem Fall nach einer Photonendetektion die vorgestellten Rückschlüsse auf den atomaren Zustand unzulässig. Werden die Phasensprungmessungen hingegen mit Photonen wiederholt, die *zeitgleich* in zwei unterschiedlichen Atom-Resonator-Systemen erzeugt werden, kann aus den Messungen die Verschränkung der Atome abgeleitet werden. Zwischen der ersten Photonendetektion und dem Verschränkungsnachweis bei der zweiten Photonenerzeugung kann eine beliebige Wartezeit liegen, die im aktuellen Experiment auf 0 gesetzt wurde, indem die Verschränkungserzeugung und die Kohärenzmessung in einem einzigen Photonenerzeugungspuls stattfinden und nur durch den Phasensprung in der Mitte des Photonenwellenpakets voneinander getrennt sind.

Die Identität der Concurrence und der Visibility in der Phasensprungmessung gilt nur im Spezialfall idealer Detektoreffizienzen. Im realen Experiment treten mehrere Effekte auf, die p_{11} und p_{22} erhöhen und damit die Verschränkung des Zustands gemäß Gleichung 2.29 verringern:

Eine Photonendetektion erfolgt im idealen Fall nur, nachdem ein Atom ein Photon emittiert hat und dabei in den Endzustand transferiert wurde. Durch die Detektion ist also ausgeschlossen, dass sich noch beide Atome im Ausgangszustand befinden. Im realen Experiment

⁷ $0 \leq C \leq 1$ mit $C > 0$ für verschränkte Zustände [103].

⁸Die Kohärenz wird also über das selbe System vermessen, über das auch der Zustand erzeugt wird, was den Verschränkungsnachweis immun gegen Phasenfluktuationen in den beiden Wegen zum Strahlteiler macht. Die Messung liefert zwar einen korrekten Wert für die Verschränkung, diese kann jedoch nur sinnvoll genutzt werden, wenn die beiden Wege und damit die relative Phase zwischen den Zuständen $|1,2\rangle$ und $|2,1\rangle$ aktiv stabilisiert werden [98].

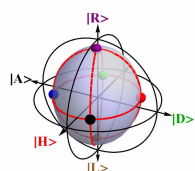
führen der Mehratombeitrag (Detektion von Photonen, die von zusätzlich vorhandenen Atomen emittiert werden) und Dunkelclicks der Detektoren zu zusätzlichen Ereignissen, in denen ein Photon detektiert wird, obwohl sich noch beide Atome im Ausgangszustand befinden ($p_{22} > 0$).

p_{11} wird durch Ereignisse erhöht, bei denen nur ein Photon detektiert wird, obwohl beide Atome in den Endzustand transferiert werden. Grund hierfür sind Photonenverluste bei der Propagation und Detektionseffizienzen unter 100 % bzw. Fälle, in denen ein Photon nicht entlang der Resonatormode emittiert wurde und daher nicht detektiert werden konnte.

Gemäß Gleichung 2.29 und 2.30 ist ein Zustand mit $p_{12} = p_{21}$ verschränkt, wenn gilt: $V^2 p_{12}^2 > p_{11} p_{22}$. Nimmt man als Wahrscheinlichkeit für Ereignisse durch Mehratombeitrag und Dunkelclicks 10 % des Werts für Einzelphotonen an, also $p_{22} = (p_{12} + p_{21})/10 = p_{12}/5$, muss für einen verschränkten Zustand die Ungleichung $p_{11} < V^2 p_{12} * 5 \approx 2p_{12} = p_{12} + p_{21}$ erfüllt sein. Die Wahrscheinlichkeit, beide Atome in den Endzustand zu transferieren, muss kleiner als die Wahrscheinlichkeit sein, eines und nur eines der Atome zu transferieren. Dies ist im vorliegenden Fall sicher erfüllt, bzw. kann durch Verringerung der Transfereffizienz einfach erreicht werden.

Im hier beschriebenen Experiment wurden die Atome rein probabilistisch in die Resonatormode geladen. Daher waren mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auch mehrere Atome gleichzeitig vorhanden, was zu einem Mehratombeitrag bei den Detektionsereignissen führt und p_{22} erhöht. Inzwischen ist es möglich, einzelne Atome in der Resonatormode zu fangen und anhand von Kamerabildern höhere Atomzahlen auszuschließen. Dadurch kann der Mehratombeitrag eliminiert werden. Dass in *jedem* Versuch ein Atom zur Einzelphotonenerzeugung vorhanden ist erhöht die absolute Erzeugungseffizienz dramatisch und reduziert somit den Anteil der Dunkelclicks auf unter 0,1 %. Beide Effekte reduzieren p_{22} und erlauben die Verschränkung der Atome bei höheren Transfereffizienzen. Jedoch kann wegen Propagationsverlusten und Detektionseffizienzen unter 100 % eine Besetzung des Zustands $|11\rangle$ nie vollständig ausgeschlossen werden, was den maximal zu erreichenden Grad der Verschränkung für hohe Transfereffizienzen weiter limitiert.

Daher werden in unserer Arbeitsgruppe stattdessen zwei andere Wege verfolgt, die zur Verschränkung der räumlich getrennten Atome führen. Einerseits sollen die Atome über probabilistisches „*entanglement swapping*“ verschränkt werden, indem beide Atome Photonen emittieren, die nach der Interferenz an einem Strahlteiler in einem Ψ^- -verschränkten Zustand detektiert werden [106,107]. Andererseits bietet die in Kapitel 3 im Zusammenhang mit der Verwendung des Atom-Resonator-Systems als Quantenspeicher vorgestellte Möglichkeit, ein in einem ersten Atom-Resonator-System emittiertes Photon in einem zweiten Atom-Resonator-System zu absorbieren, eine naheliegende und zudem höchst effiziente Möglichkeit zur Verschränkung der beiden Systeme.



3 Einzelatom-Quantenspeicher

Konzepte zur Quantenkommunikation [36, 38, 39] und Quanteninformationsverarbeitung [24, 32] beruhen auf Quantennetzwerken aus lokalen Knoten, die durch Quantenkanäle miteinander verbunden sind. Als Knoten, sogenannte *stationary qubits*, können massive Teilchen, z.B. Einzelatome, atomare Ensembles oder Festkörperstrukturen verwendet werden. Die Information in den Kanälen soll von Photonen als *flying qubits* übertragen werden.

Gegenwärtig wird intensiv an Schnittstellen zwischen den lokalen Informationsspeichern und photonischen Quantenkanälen geforscht. Dabei steht die kohärente und reversible Übertragung der Quanteninformation im Mittelpunkt. Über die letzten Jahre konnten beachtliche Fortschritte in der Entwicklung solcher Schnittstellen erzielt werden. Eine mögliche Implementierung basiert auf kollektiven Anregungen atomarer Ensembles. Sie ist jedoch anfällig auf viele Arten von Dephasierungsmechanismen wie inhomogene Verbreiterung der Resonanz und Atombewegung.

Ein alternativer Weg, um die Quanteninformation zu speichern, besteht in der Verwendung einzelner Teilchen als wohldefinierte Qubits. So wurden neutrale Atome in Resonatoren hoher Finesse als vielversprechende Quantenspeicher identifiziert [34]. Neben der konzeptionellen Einfachheit und der potentiell sehr langen Kohärenzzeit für die in den internen Zuständen gespeicherten Qubits besitzen solche Systeme auch den Vorteil, dass die abgespeicherte Information individuell manipuliert werden kann, um deterministische Quantengatter auszuführen [108].

In dieser Arbeit wird ein Quantenspeicher vorgestellt, bei dem der Polarisationszustand eines Lichtpulses in den Zeeman-Unterstufen eines im Resonator gefangenen ^{87}Rb -Atoms abgespeichert und wieder ausgelesen wird. Dies beweist die Reversibilität des zugrundeliegenden Prozesses, der bereits zur Übertragung eines atomaren Qubit-Zustands auf ein Polarisations-Qubit ausgenutzt wurde [53].

3.1 Implementierungen optischer Quantenspeicher

Bevor das im Experiment verwendete Speicherkonzept genauer analysiert wird, soll ein kurzer Überblick über das Gebiet der *optischen* Quantenspeicher gegeben [39, 109–111] und einige herausragende Experimente exemplarisch vorgestellt werden.

Da die Anwendungen der Quantenspeicher sehr unterschiedlich sind, unterscheiden sich auch die in der Literatur als Quantenspeicher bezeichneten Systeme. In Analogie zu einem klassischen Speicher wird in dieser Arbeit ein optischer Quantenspeicher als ein System verstanden, das folgende Eigenschaften erfüllt:

- a) Ein einlaufender Lichtpuls wird abgespeichert.
- b) Die Speicherzeit kann frei gewählt werden.
- c) Der Zustand wird über einen auslaufenden Lichtpuls ausgelesen.
- d) Die Abspeicherung erfolgt für einen Quantenzustand und Analysen des auslaufenden Lichtpulses beweisen die Quantennatur des Speichers.
- e) Die verwendete Qubit-Kodierung ist robust gegen Verlustmechanismen.

Viele der vorgestellten Experimente zeigen nur einen Teilaspekt des allgemeinen Quantenspeichers. So wird die Quanteninformation bei vielen Schemata im Speicher erzeugt, statt sie aus einem einlaufenden Lichtpuls abzuspeichern. Eine Übersicht, inwieweit die vorgestellten Systeme die genannten Anforderungen an einen Quantenspeicher erfüllen, ist in Tabelle 3.1 zu finden.

Das erste Experiment, in dem der Quantencharakter bei der Abspeicherung eines Lichtpulses zweifelsfrei nachgewiesen werden konnte, wurde 2004 von Brian Julsgaard et al. [40] durchgeführt. Es wurde eine fern-resonante Raman-Wechselwirkung, gefolgt von einer *quantum non demolition* (QND) Messung und eine klassische Rückkopplung ausgenutzt, um einen kohärenten Puls in einem atomaren Ensemble abzuspeichern. Die maximale Speicherzeit war mit 4 ms nur unwesentlich länger als der Eingangspuls (1 ms). Weitere Experimente zur Abspeicherung von Quantenzuständen mit kontinuierlichen Variablen dienten zur Abspeicherung von gequetschtem Vakuum [43, 44]. Alle im Folgenden aufgelisteten Experimente wurden im Hinblick auf die Speicherung von optischen Qubit-Zuständen durchgeführt.

EIT-basierte Systeme Ein Speicher auf Basis von elektromagnetisch induzierter Transparenz (EIT) beruht auf der Wechselwirkung des abzuspeichernden Pulses mit einem Kontroll-Laser in Ensembles mit Λ -Konfiguration [112, 113].

Eng mit EIT-basierten Speichern verbunden ist ein von Luming Duan, Mikhail Lukin, Ignacio Cirac und Peter Zoller (DLCZ) vorgestelltes Schema [38], um langlebige Verschränkung zwischen atomaren Ensembles über weite Entfernungen zu erzeugen. Ein zentraler Schritt ist dabei die Erzeugung einer einzelnen kollektiven Anregung (Spin-Welle) in einem Ensemble. Statt diese Anregung durch das Abspeichern eines einlaufenden Photons zu erzeugen, wird sie durch einen klassischen Schreibpuls hervorgerufen und die erfolgreiche Erzeugung durch die Emission/Detektion eines Photons angekündigt (*heralded*). Durch einen Auslesepuls kann dann die Spin-Welle als Einzelphoton ausgelesen werden. Erste auf diesem Prinzip basierende Experimente wurden in den Gruppen von Jeff Kimble [114] und Mikhail Lukin [115] durchgeführt. Inzwischen sind Ausleseeffizienzen in den Freiraum von 50 % [116] und für die Emission in einen optischen Resonator von 84 % [117] erreichbar. Die Speicherzeit konnte durch die Verwendung von Spinanregungen auf magnetfeldinsensitiven Uhrenübergängen in den Millisekunden-Bereich ausgedehnt werden [118, 119].

Nach dem DLCZ-Protokoll erzeugte Einzelphotonen wurden erstmals in einer Wolke kalter Rb-Atome (MOT) [42] bzw. in einer Rb-Dampfzelle mit Neon-Puffergas [41] abgespeichert und nach 0,5 μ s wieder ausgelesen. Die Effizienz lag bei 6 % bzw. 10 %.

Werden zwei Ensembles gleichzeitig angeregt und die bei der Erzeugung der Spinwellen emittierten Photonen an einem Strahlteiler überlagert, projiziert die Detektion eines Photons – ganz in Analogie zu Kapitel 2.4.2 – die beiden Ensembles in einen verschränkten Zustand [49, 104]. Kyung Choi et al. [120] spalteten ein DLCZ-Einzelphoton in zwei Pfade auf und speicherten die Amplituden in den beiden Pfaden jeweils in einem Ensemble ab. Dies führt ebenfalls zu einer Verschränkung der Ensembles. In diesem Experiment wurde mit 17 % die für ein EIT-basiertes System bisher höchste Effizienz auf Einzelphotonenniveau gemessen. Bei beiden Methoden wird die An- bzw. Abwesenheit eines Anregungsquants als physische Realisierung der Quanteninformation verwendet. Photonverluste und Effizienzen unter 100 % sind experimentell kaum zu vermeiden und stellen eine fundamentale Limitierung dieses Speichertyps dar. Die gemessenen Verschränkungswerte sind bei derartigen Experimenten daher äußerst gering und haben Lebenszeiten von wenigen Mikrosekunden. Dieser Nachteil entfällt, wenn stattdessen der Polarisationszustand des Photons als Qubit verwendet wird.

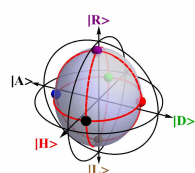
Wird in einem DLCZ-Aufbau die Polarisation des bei der Erzeugung der Spinwelle emittierten Photons und des anschließend erzeugten Einzelphotons untersucht, kann über die Polarisationsverschränkung der Photonen auf die Verschränkung des anfangs emittierten Photons mit dem Ensemble geschlossen werden [121]. Hugues de Riedmatten et al. [122] zeigten auf diese Weise eine annähernd perfekte Verschränkung der Quantensysteme mit einer Speicherzeit von etwa 20 μs . Wird das bei der Erzeugung der Spinwelle emittierte Photon in einem zweiten Ensemble abgespeichert, werden die beiden Ensembles bei diesem Vorgang miteinander verschränkt [50]. Das von Dzmitry Matsukevich et al. durchgeführte Experiment ist bisher das einzige, das alle Anforderungen an einen Quantenspeicher erfüllt.

Haruka Tanji et al. [123] beschreiben die angekündigte (*heralded*) Abspeicherung eines Polarisations-Qubits in einem atomaren Ensemble. Statt die Abspeicherung durch einen kohärenten Kontroll-Laser zu *induzieren*, wird der sonst durch den Laser getriebene Übergang an eine Resonatormode gekoppelt. Die Detektion eines Photons am Resonatorausgang garantiert die erfolgreiche Abspeicherung. Das Auslesen des Quantenzustands erfolgt über den Resonator mit hoher Effizienz [105, 117], und die Übereinstimmung der Polarisation der ausgelesenen Photonen mit dem Eingangszustand liegt über dem klassischen Grenzwert¹.

Daneben gelang eine indirekte Abspeicherung eines photonischen Polarisationszustands durch Anwendung eines Teleportationsprotokolls [124]. Dazu wird ein Photon bei der Emission aus dem Speicher mit diesem verschränkt und mit einem Photon zur Interferenz gebracht, das den abzuspeichernden Polarisationszustand besitzt. Durch eine Bell-Zustandsmessung der interferierenden Photonen wird der Eingangszustand auf den Quantenspeicher übertragen².

¹Da im Experiment kohärente Lichtpulse mit im Mittel 500 Photonen im abzuspeichernden Puls verwendet wurden, kann der Abspeicherprozess auch als DLCZ-Erzeugung der kollektiven Spinanregung interpretiert werden. Zudem ist der klassische Grenzwert bei dieser Photonenzahl im Eingangspuls deutlich höher als in der Publikation angegeben und die Quantennatur des Speichers nicht zweifelsfrei bewiesen (siehe Kapitel 3.2.7).

²Auch wenn das Protokoll im Prinzip einen Quantenspeicher für Polarisations-Qubits erlaubt, reichen die in der Publikation präsentierten Werte nicht aus, um die Quantennatur eindeutig zu beweisen. Darauf wird in Kapitel 3.2.7.1 genauer eingegangen.



Chin-Wen Chou et al. [125] zeigten die erste Implementierung eines funktionalen Quantenknotens nach dem DLCZ-Schema [38], indem sie zwei verschränkte Ensemble-Paare kombinierten und das Schema dadurch robust gegen Verlustmechanismen machten. Eine sehr ähnliche Arbeit von Zhen-Sheng Yuan et al. [126] beschreibt die Realisierung eines Quanten-Repeater nach dem von Hans Briegel et al. vorgeschlagenen Schema [36].

Durch *Optimal Control*-Strategien kann die Speichereffizienz gesteigert werden [127]. Für klassische Pulse wurden bereits Speichereffizienzen von 42 % erzielt [128]. Wird ein MOT-Isolator zur Speicherung verwendet, ist durch die gute Lokalisierung der Atome eine Speicherzeit von 238 ms erreichbar [129], für die Speicherung in festkörperbasierten Systemen (Praseodym-dotiertes Y_2SiO_5) wurde eine Speicherzeit von 2,3 Sekunden gemessen [130]. Diese Verbesserungen bei Experimenten mit klassischen Eingangspulsen lassen auch auf Steigerungen der Effizienz und Speicherzeit für Experimente auf Einzelphotonen-Niveau hoffen.

Photon-Echo-Quantenspeicher Photon-Echo-basierte Systeme beruhen auf der Lichtabsorption in Zwei-Niveau-Systemen mit inhomogen verbreiteter Resonanz. So kann die Phasenentwicklungen nach der Absorption über die inhomogene Probe rephasieren und in einem *Photon-Echo* der Lichtpuls wieder emittiert werden. Zur Implementierung eines Quantenspeichers wurde *Controlled reversible inhomogeneous broadening* (CRIB) vorgeschlagen [131] und experimentell umgesetzt [132]. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, das Absorptionsprofil spektral periodisch zu modulieren (*Atomic Frequency Comb*, AFC) [133]. So konnte die Abspeicherung von time-bin Qubits [45] und eines time-bin verschränkten Zustands [47, 134] mit hoher Fidelity gezeigt werden. Die höchste Speichereffizienz liegt mit AFC bei 69 % [46]. Ein großer Vorteil Photon-Echo-basierter Quantenspeicher ist ein effizientes zeitliches und räumliches Multiplexen [135], also die gleichzeitige Abspeicherung mehrerer Qubits in einem System. So wurde bereits ein *random access memory* gezeigt [136], in dem auf einzelne Speichereinheiten in beliebiger Reihenfolge zugegriffen werden kann. Der bisherige Rekord liegt bei 64 gleichzeitig abgespeicherten Moden [137].

Ein großer Nachteil der Photon-Echo-basierten Quantenspeicher ist die Tatsache, dass durch das automatische Rephasieren in der Probe die Emission zu einem festen Zeitpunkt erfolgt und daher nicht frei wählbar ist. Da zudem die Speicherzeiten in bisherigen Experimenten im Bereich weniger Mikrosekunden liegen, sind diese Systeme der „Lichtspeicherung“ in einer simplen Glasfaser noch deutlich unterlegen. Das automatische Rephasieren kann durch die Verwendung von Systemen mit Λ -Konfiguration und den Transfer der Anregung auf eine Grundzustands-Spinwelle [136, 138] verhindert werden.

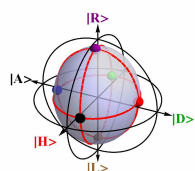
Quantenspeicher mit einzelnen Atomen Eine parallele Entwicklung ist bei der Verwendung einzelner Teilchen als Quantenspeicher zu verzeichnen. In ersten Experimenten wurde die Quanteninformation indirekt auf den atomaren Speicher übertragen. Durch Anwendung eines Teleportationsprotokolls konnte über die Messung eines emittierten Photons ein Rb-Atom gezielt im Zielzustand präpariert werden [139]. Tatjana Wilk et al. [53, 140] übertrugen den Zustand eines Rb-Atoms nach einer ersten Photonenemission auf die Polarisation eines zweiten Photons und wiesen über die Verschränkung der beiden Photonen die Quantennatur des Zustandstransfers nach.

Neben diesen Experimenten, in denen der Speicher indirekt beschrieben wird, existieren auch Versuche, ein einzelnes Photon gezielt in einem Atom abzuspeichern. Die Experimente sind noch weit von der Implementierung eines Quantenspeichers entfernt, es konnten jedoch schon erste Effekte gemessen werden. So wurde für ein Rb-Atom im Freiraum eine Verringerung der Lichttransmission von etwa 10 % erreicht. Die Absorption von Einzelphotonen in Ca^+ -Ionen konnte über die Änderung des atomaren Zustands und ein damit verbundenes Fluoreszenz-Signal nachgewiesen werden [141]. Von besonderem Interesse ist in diesem Zusammenhang das ambitionierte Vorhaben, mit einem gefangenen Yb-Ion durch geschicktes Formen des einlaufenden Pulses eine Lichtabsorption von annähernd 100 % zu erreichen [142, 143]. Eine ebenfalls hohe Effizienz verspricht die starke Kopplung des Atoms an einen optischen Resonator hoher Finesse. Ein erster Schritt in diese Richtung war die Abspeicherung eines schwachen kohärenten Pulses in einem einzelnen Cs-Atom [48]. Die Effizienz betrug 5,7 %, allerdings mit einem hohen inkohärenten Anteil. Einen ähnlichen Weg weisen Experimente, die EIT mit einzelnen an optische Resonatoren gekoppelten Atomen zeigen [144, 145].

Zusammenfassung Die vorgestellten Speicher unterscheiden sich signifikant in ihrer Effizienz und Speicherzeit, bei vielen ist die Quantennatur des Speicherprozesses nicht eindeutig nachgewiesen. Ein Großteil der Schemata eignet sich ausschließlich für die Abspeicherung einer photonischen *Anregung* und ist damit für einen sinnvollen Einsatz unbrauchbar. Nur wenige Experimente erlauben die direkte Abspeicherung eines Polarisations-Quantenzustands. Speicherzeiten über $20 \mu\text{s}$ konnten bisher lediglich für klassische Eingangspulse (speziell: durch klassische Schreibpulse erzeugte DLCZ-Spinaanregungen) gezeigt werden. Für Eingangspulse auf Einzelphotonen-Niveau liegen die Speicherzeiten im Bereich weniger Mikrosekunden. Alle bisher verwirklichten optischen Quantenspeicher beruhen auf der kollektiven Wechselwirkung mit einem atomaren Ensemble. Das im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte Schema zur Abspeicherung von Polarisations-Qubits in Einzelatomen stellt daher einen großen Durchbruch dar, da es durch die Verwendung einer einzelnen Speichereinheit das ultimative Limit an Informationsdichte erlaubt, alle Eigenschaften des Quantenspeichers erfüllt und gleichzeitig hohe Effizienzen und Speicherzeiten ermöglicht.

3.2 Theoretische Grundlagen

Der im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte Einzel-Atom-Quantenspeicher soll den Polarisationszustand eines einlaufenden Pulses abspeichern und beim Ausleseprozess auf die Polarisation eines Photons abbilden. Der Speicherprozess lässt sich vollständig mittels Quanten-Prozess-Tomographie charakterisieren. Dabei wird analysiert, wie der Prozess auf unterschiedliche Eingangszustände wirkt. Aus Messungen an mehreren Eingangszuständen lässt sich der zugrundeliegende Prozess rekonstruieren. Nach einer Einführung zu Quantenprozessen folgen Beispiele für Einzel-Qubit-Systeme. Außerdem wird erklärt, wie quantenmechanische Zustände mittels Quanten-Zustandstomographie vermessen werden und mit Hilfe der Quanten-Prozess-Tomographie auf den Quantenprozess geschlossen wird.



Referenz	a)	b)	c)	d)	e)	τ	η
<i>Entanglement of Remote Atomic Qubits</i> [50]	✓	✓	✓	✓	✓	0,2 μ s	3 %
<i>Photon-Photon Entanglement with a Single Trapped Atom</i> [140]	✗	✓	✓	✓	✓	6 μ s	4,5 %
Quanten-Repeater [125, 126]	✗	✓	✓	✓	✓	10 μ s	35 %
Time-Bin Qubit [45, 47, 134, 137]	✓	✗	✓	✓	✓	1 μ s	6 %
Polarisations-Verschränkung [121, 122]	✗	✓	✓	✓	✓	20 μ s	6 %
<i>Memory-Built-In Quantum Teleportation with Photonic and Atomic Qubits</i> [124]	✓	✓	✓	✗	✓	8 μ s	$< 10^{-6}$
<i>Heralded Single-Magnon Quantum Memory for Photon Polarization States</i> [123]	✓	✗	✓	✗	✓	0,5 μ s	50 %
<i>Remote Preparation of an Atomic Quantum Memory</i> [139, 146]	✗	✓	✗	✓	✓	150 μ s	–
<i>Mapping Photonic Entanglement into and out of a Quantum Memory</i> [120]	✓	✓	✓	✓	✗	20 μ s	17 %
gequetschtes Licht [43, 44]	✓	✓	✓	✓	✗	3 μ s	25 %
DLCZ-Verschränkung [49, 104]	✗	✓	✓	✓	✗	20 μ s	13,5 %
<i>Experimental Demonstration of Quantum Memory for Light</i> [40]	✓	✓	✗	✓	✗	4 ms	100 %
<i>Reversible State Transfer between Light and a Single Trapped Atom</i> [48]	✓	✓	✓	✗	–	2 μ s	6,3 %
<i>Demonstration of Atomic Frequency Comb Memory for Light with Spin-Wave Storage</i> [138]	✓	✓	✓	✗	–	20 μ s	5 %
<i>Coherent Optical Pulse Sequencer for Quantum Applications</i> [136]	✓	✓	✓	✗	–	80 μ s	42 %
Einzelphotonen-Abspeicherung [41, 42]	✓	✓	✓	✗	–	1 μ s	10 %
klassisch, EIT-basiert [128–130]	✓	✓	✓	✗	–	2,3 s	42 %
<i>Efficient Quantum Memory for Light</i> [46]	✓	✗	✓	✗	–	3 μ s	69 %
DLCZ-Spinanregung [114–119]	✗	✓	✓	✗	–	7 ms	50 %
Absorption im Einzelatom [141, 147]	✓	✗	✗	✗	–	–	–

Tabelle 3.1: Implementierungen optischer Quantenspeicher. In der Tabelle ist für die in der Übersicht genannten Experimente gekennzeichnet, ob sie die Eigenschaften a) photonische Abspeicherung, b) frei wählbare Speicherzeit c) photonisches Auslesen d) nachgewiesene Quantennatur und e) robuste Qubit-Implementierung erfüllen. Außerdem sind die Speicherzeit τ und die Effizienz η angegeben. Wenn möglich, sind mehrere Experimente zu einer Gruppe zusammengefasst. Die angegebenen Werte beziehen sich dann auf die maximal erreichte Speicherzeit bzw. Effizienz.

3.2.1 Quantenprozesse

Eine allgemeine Quantenoperation definiert die Transformation eines anfänglichen Zustands mit Dichtematrix $\hat{\rho}_{in}$ (zugrundeliegender Hilbertraum der Dimension d_{in}) in den Zustand $\hat{\rho}_{out}$ (Hilbertraum der Dimension d_{out} ; Im Folgenden wird vereinfachend $d_{in} = d_{out} = d$ angenommen.) [3]. Dies kann ganz allgemein über die Funktion \mathcal{E} dargestellt werden

$$\hat{\rho}_{in} \rightarrow \hat{\rho}_{out} = \mathcal{E}(\hat{\rho}_{in}). \quad (3.1)$$

Die Abbildung \mathcal{E} beschreibt jeden physikalisch möglichen Prozess für einen beliebigen (möglicherweise gemischten) Zustand $\hat{\rho}_{in}$. Insbesondere geht dies über unitäre Transformationen hinaus und kann z.B. Dekohärenz-Effekte und Rauschen beinhalten. Die Eigenschaften einer solchen Zustandsentwicklung werden im Folgenden hergeleitet.

3.2.1.1 Linearität

Die Grundgleichungen der Quantenmechanik sind Differentialgleichungen erster Ordnung und linear in $\hat{\rho}$. Daher muss die Abbildung linear sein. Benutzt man einen Satz $\tilde{\rho}_j, 1 \leq j \leq d^2$ linear unabhängiger Basiselemente der $d \times d$ Matrizen und stellt eine Dichtematrix als Linearkombination dieser Basiselemente dar

$$\hat{\rho} = \sum_j^{d^2} \alpha_j \tilde{\rho}_j, \quad (3.2)$$

so lässt sich die Abbildung durch eine $d^2 \times d^2$ -dimensionale Matrix λ_{kj} beschreiben, die die Transformation der Basiselemente $\tilde{\rho}_j$ definiert

$$\mathcal{E}(\tilde{\rho}_j) = \sum_k^{d^2} \lambda_{kj} \tilde{\rho}_k, \quad j = 1 \dots d^2. \quad (3.3)$$

3.2.1.2 Dichtematrizen und ihre Eigenschaften

Der Prozess bildet Dichtematrizen auf Dichtematrizen ab. Diese müssen physikalisch sinnvoll sein, was eine Einschränkung an deren Eigenschaften und damit auch an die physikalisch möglichen Prozesse darstellt. Wird ein quantenmechanischer Zustand über die Dichtematrix $\hat{\rho}$ beschrieben, ist die Wahrscheinlichkeit, das System im (reinen) Zustand $|\psi\rangle$ vorzufinden

$$p_\psi(\hat{\rho}) = \langle \psi | \hat{\rho} | \psi \rangle. \quad (3.4)$$

Als Wahrscheinlichkeit muss dieser Wert für beliebige $|\psi\rangle$ reell und positiv sein:

$$\langle \psi | \hat{\rho} | \psi \rangle \geq 0 \quad \forall |\psi\rangle. \quad (3.5)$$

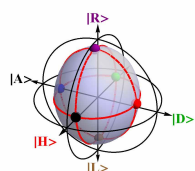
Eine Dichtematrix ist also hermitesch, positiv semidefinit. Die Summe aller Wahrscheinlichkeiten ist 1, d.h.

$$\text{Tr}[\hat{\rho}] = 1. \quad (3.6)$$

Eben diese Eigenschaften (Gl. 3.5 und 3.6) müssen beim Prozess erhalten bleiben.

3.2.1.3 Spurerhaltung

Wird nur ein *Sub-System* quantenmechanischer Zustände betrachtet, z.B. wenn Verlustkanäle nicht in der Beschreibung enthalten sind, so sind die Dichtematrizen am Ausgang nicht



mehr auf Spur 1 normiert. Zudem kann die Wahrscheinlichkeit, das System im betrachteten Subsystem wiederzufinden explizit vom Eingangszustand abhängen: $p = \text{Tr}[\mathcal{E}(\hat{\rho}_{in})]$. Um die Dichtematrizen am Ausgang zu normieren, wird daher durch diese Wahrscheinlichkeit geteilt

$$\hat{\rho}_{out}^{(N)} = \frac{\mathcal{E}(\hat{\rho}_{in})}{\text{Tr}[\mathcal{E}(\hat{\rho}_{in})]}. \quad (3.7)$$

Diese Normierung auf quantenmechanische Zustände im betrachteten Sub-System wird insbesondere auch bei *postselektiven* Messungen (wie der Detektion von Einzelphotonen) stillschweigend durchgeführt: Bei der Rekonstruktion der Dichtematrix aus den Messergebnissen werden nur Werte herangezogen, bei denen auch wirklich ein Signal vorliegt. Anders ausgedrückt, Ereignisse, bei denen kein Photon detektiert wurde, weil der quantenmechanische Zustand nicht mehr im betrachteten Sub-System liegt, werden nicht berücksichtigt.

Würde man die Normierung in die Abbildung \mathcal{E} integrieren, wird durch diese Umformung die Abbildung nichtlinear. Viel zweckmäßiger ist es, stattdessen die Abbildung \mathcal{E} weiterhin als linear (dafür aber nicht zwingend spurerhaltend) anzunehmen und die Normierung wie in Gleichung 3.7 durchzuführen.

3.2.1.4 Positivität und Prozessmatrix

Die Endzustände eines Prozesses müssen für beliebige Eingangszustände physikalisch sein. Für jede Dichtematrix am Eingang muss daher auch die Dichtematrix nach dem Prozess positiv semidefinit sein. Eine Abbildung, die diese Eigenschaft erfüllt, wird *positiv* genannt. Dass dies jedoch nicht ausreicht, beweist das folgende Beispiel: Eine Abbildung, die zwar positiv ist, aber keinen physikalisch erlaubten Prozess darstellt, ist die Transpositionsabbildung

$$\mathcal{E}(\hat{\rho}) = \hat{\rho}^T. \quad (3.8)$$

Betrachtet man ein zusammengesetztes System aus zwei Teilchen, bei dem das eine erhalten bleibt und das andere einer Transpositionsabbildung unterliegt, ist der Endzustand für verschränkte Eingangszustände nicht mehr positiv³, z.B.

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \xrightarrow{\mathcal{E} \otimes \mathbb{1}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Eine physikalisch sinnvolle Abbildung muss daher *vollständig positiv* sein: Auch eine Erweiterung der Abbildung $\mathcal{E} \otimes \mathbb{1}^n$ durch eine Identitätsabbildung auf einen zusätzlichen Raum mit beliebiger Dimension n muss positiv sein.

³Dies wird bei der Negativity als Verschränkungsmaß ausgenutzt [148].

Eine Darstellung, die automatisch die vollständige Positivität garantiert – und daher oft in theoretischen Überlegungen Verwendung findet – ist die Operator-Summen-Darstellung [149]

$$\mathcal{E}(\hat{\rho}) = \sum_i \hat{A}_i \hat{\rho} \hat{A}_i^\dagger \quad (3.9)$$

mit $\sum_i \hat{A}_i^\dagger \hat{A}_i \leq I^4$. Das Gleichheitszeichen gilt für spurerhaltende Abbildungen. Dass die so dargestellte Abbildung automatisch vollständig positiv ist, hat einen entscheidenden Nachteil: Messwerte sind durch systematische und statistische Fehler oft nicht kompatibel mit einer physikalischen Abbildung und eine direkte Rekonstruktion ist dann nicht möglich. Zudem ist diese Darstellung nicht eindeutig, was einen Vergleich verschiedener Realisierungen erschwert.

Beide Probleme werden durch eine weitere Umformung gelöst: Die Operatoren können als Linearkombinationen $\hat{A}_i = \sum_m a_{im} \tilde{A}_m$ mit einem vollständigen Satz von Operatoren \tilde{A}_m dargestellt werden. Die Abbildung lautet dann

$$\mathcal{E}(\hat{\rho}) = \sum_{mn} \chi_{mn} \tilde{A}_m \hat{\rho} \tilde{A}_n^\dagger \quad (3.10)$$

$$\sum_{mn} \chi_{mn} \tilde{A}_n^\dagger \tilde{A}_m \leq I. \quad (3.11)$$

Die Abbildung ist nun über die Prozess-Matrix

$$\chi_{mn} = \sum_i a_{im} a_{in}^* \quad (3.12)$$

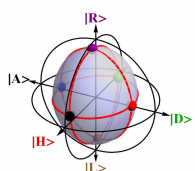
definiert. Diese ist im Gegensatz zu den \hat{A}_i eindeutig festgelegt, hängt jedoch von der Wahl der Basis-Operatoren \tilde{A}_m ab. Sie ist hermitesch, positiv semidefinit per Definition 3.12. In dieser Eigenschaft zeigt sich die vollständige Positivität der Abbildung. Dass eine Prozessmatrix positiv ist, kann durch die Positivität (≥ 0) aller Eigenwerte einfach nachgewiesen werden und Abweichungen können eindeutig quantifiziert werden. Dies macht den Umgang mit der Prozessmatrix (im Gegensatz zur Beschreibung über λ_{kj} bzw. \hat{A}_i) besonders zweckmäßig, weshalb diese Darstellung für die folgenden Überlegungen verwendet wird.

3.2.2 Qubit-Repräsentierung im Stokes-Raum

Bevor im nächsten Abschnitt einige Quantenprozesse exemplarisch vorgestellt werden, soll hier zuerst eine anschauliche Visualisierung für die Dichtematrix eines 1-Qubit-Zustands eingeführt werden. Dabei wird die Tatsache ausgenutzt, dass sich die Dichtematrix über den dreidimensionalen Stokes-Vektor \vec{S} darstellen lässt [150]

$$\hat{\rho} = \frac{\sigma_0 + \vec{S} \vec{\sigma}}{2}, \quad (3.13)$$

⁴ $A \leq B$ bedeutet, dass $B-A$ eine positive Matrix ist. Aus $A \leq I$ folgt also A hermitesch mit Eigenwerten ≤ 1 .



mit den Pauli-Operatoren $\vec{\sigma} = \{\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3\}$, $\sigma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$, $\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$
und $\sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$.

Es gilt $|\vec{S}| \leq 1$. Reine Zustände erfüllen die Identität und liegen auf der Einheits-(Bloch/
bzw. Poincaré)-Sphäre (Abb. 3.1 a)).

$\sigma_{1,2,3}$ erfüllen die Eigenschaft

$$\sigma_i \sigma_j = \delta_{ij} + i \varepsilon_{ijk} \sigma_k. \quad (3.14)$$

Daher gilt für die Stokes-Parameter

$$S_i = \text{Tr}[\sigma_i \hat{\rho}]. \quad (3.15)$$

Zwischen (normierter) Dichtematrix und Stokesvektor ist daher in beide Richtungen eine einfache Umformung möglich.

Als Messbasis wählen wir $(1, 0)^T = |R\rangle$ und $(0, 1)^T = |L\rangle$. Diese Zustände haben die Länge ± 1 entlang der S_3 -Achse und liegen auf den Polen der Poincaré-Sphäre. Entlang des Äquators findet man lineare Polarisationszustände mit gleicher Besetzung von $|R\rangle$ und $|L\rangle$. Die Schnittpunkte mit den S_1 - und S_2 -Achsen sind die Zustände

$$\begin{aligned} |H\rangle &= (|R\rangle + |L\rangle)/\sqrt{2}, & S_1 &= 1 \\ |V\rangle &= (|R\rangle - |L\rangle)/\sqrt{2}, & S_1 &= -1 \\ |D\rangle &= (|R\rangle + i|L\rangle)/\sqrt{2}, & S_2 &= 1 \\ |A\rangle &= (|R\rangle - i|L\rangle)/\sqrt{2}, & S_2 &= -1. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Im Zentrum der Kugel ($\vec{S} = 0$) befindet sich der vollkommen gemischte Zustand $\hat{\rho}_\emptyset = \sigma_0/2$.

Untersucht man nun die Verformung dieser Kugel durch einen quantenmechanischen Prozess, können Rückschlüsse auf die zugrunde liegenden Vorgänge gezogen werden. Für spurerhaltende Abbildungen lässt sich die Transformation im Stokes-Raum schreiben als

$$\vec{S}_{in} \xrightarrow{\mathcal{E}} \vec{S}_{out} = M \vec{S}_{in} + \vec{c}. \quad (3.17)$$

In diesem Fall wird die Einheitskugel über die 3×3 Matrix M gestaucht und verdreht ($M = OS$, mit einer orthogonalen/positiv semidefiniten Matrix O/S .) und entlang des Vektors \vec{c} verschoben. Im allgemeinen Fall ohne Spurerhaltung wird die Zuordnung der Zustände auf der Kugel zusätzlich verzerrt (siehe Abb. 3.1 f)).

3.2.3 Beispiele

Hier sollen einige wichtige 1-Qubit-Quantenprozesse beispielhaft vorgestellt werden. Die Darstellung des Prozesses durch die Prozess-Matrix χ ist nur selten anschaulich. Wie sich zeigt, gewährt die dadurch hervorgerufene Änderung der Poincaré-Sphäre weitaus direktere Einblicke.

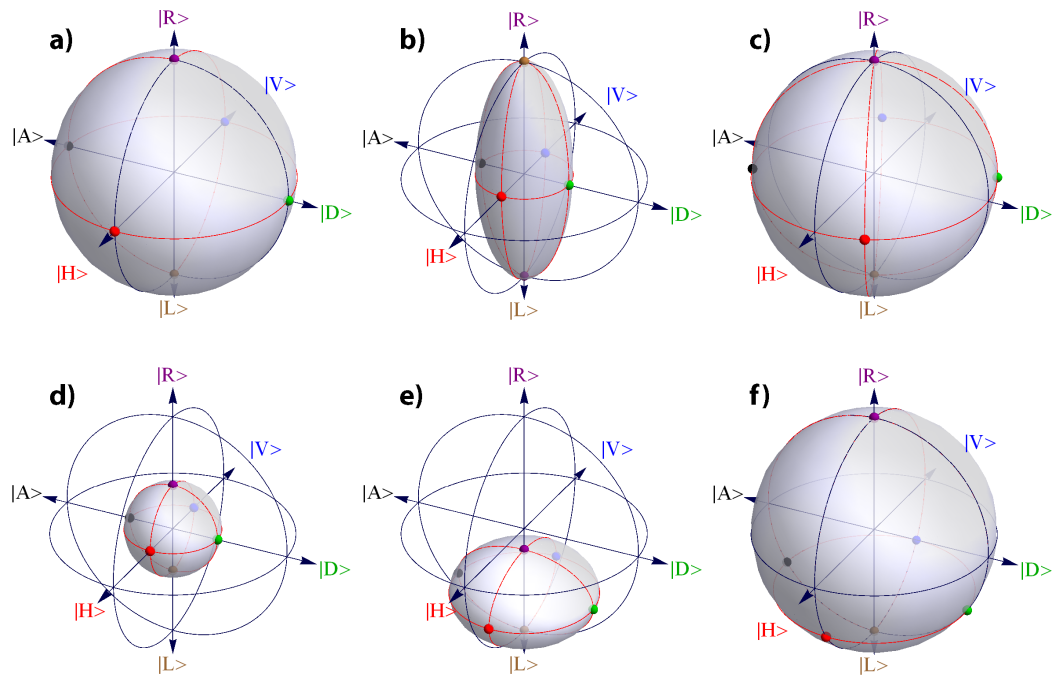


Abbildung 3.1: Beispiele für Quantenprozesse im Stokesraum. Für die Eingangszustände $|H\rangle$, $|V\rangle$, $|D\rangle$, $|A\rangle$, $|R\rangle$ und $|L\rangle$ sind die entsprechenden Endzustände durch farbige Punkte dargestellt. Die Farben entsprechen dabei den Achsenbeschriftungen. Das halbtransparente Ellipsoid zeigt die Veränderung der Poincaré-Sphäre bei der Transformation.

a) Ausgangszustand bzw. Einheitsabbildung: Die Poincaré-Sphäre.

b) Dephasierung. Die Phasenbeziehung zwischen $|R\rangle$ und $|L\rangle$ geht mit $\gamma = 0,6$ verloren, die Poincaré-Sphäre wird zum Ellipsoid.

c) Phasenänderung. Die Phasenbeziehung zwischen $|R\rangle$ und $|L\rangle$ ändert sich um $\alpha = \pi/8$, die Poincaré-Sphäre wird um die senkrechte Achse rotiert.

d) Depolarisierung. Der Polarisierungsgrad wird unabhängig vom Eingangszustand reduziert, die Poincaré-Sphäre schrumpft.

e) Amplitudenzerfall. $|R\rangle$ zerfällt mit $\gamma = 0,6$ in $|L\rangle$, die Poincaré-Sphäre wird Richtung $|L\rangle$ gestaucht.

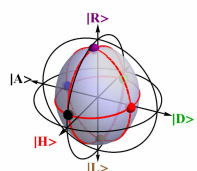
f) Ungleiche Effizienzen. $|R\rangle$ wird mit $p = 0,6$ transmittiert. Die Poincaré-Sphäre wird auf sich selbst abgebildet, jedoch die Zuordnung der Zustände dabei verzerrt.

Identität Zur Beschreibung eines 1-Qubit-Prozesses dienen als Basis-Operatoren \tilde{A}_i die oben definierten Pauli-Operatoren σ_i , $i = 0 \dots 3$. In diesem Fall entspricht die Einheitsabbildung einer Transfermatrix

$$\chi = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.18)$$

Der einzige von 0 abweichende Eintrag ist $\chi_{11} = 1$, bei dem die Dichtematrix von beiden Seiten mit der 2×2 Einheitsmatrix multipliziert wird

$$\hat{\rho}_{out} = \sigma_0 \hat{\rho}_{in} \sigma_0 = \hat{\rho}_{in}. \quad (3.19)$$



Dieser Prozess erhält den Eingangszustand und bildet jeden Punkt im Stokes-Raum auf sich selbst ab.

Dephasierung Dieser Prozess erhält die Besetzung in der Messbasis $|R\rangle/|L\rangle$, lässt aber die Phasenbeziehung zwischen den beiden Zuständen mit der Wahrscheinlichkeit γ zerfallen.

$$\chi = \begin{pmatrix} 1 - \gamma/2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \gamma/2 \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

Abbildung 3.1 b) zeigt, wie die Poincaré-Sphäre ihre Ausdehnung in $|R\rangle$ - $|L\rangle$ -Richtung beibehält und durch den teilweisen Verlust der Phaseninformation sich entlang der anderen Richtungen zu einem Ellipsoid zusammenzieht.

Phasendrehung Eine Änderung der relativen Phase zwischen $|R\rangle$ und $|L\rangle$ um α , wie sie durch eine Faraday-Rotation (für ein Photon) oder ein Magnetfeld entlang der Quantisierungsachse (für ein Spin-1/2-Teilchen) hervorgerufen wird, wird durch die folgende Prozess-Matrix beschrieben

$$\chi = \frac{1}{4e^{i\alpha}} \begin{pmatrix} (e^{i\alpha} + 1)^2 & 0 & 0 & -(e^{2i\alpha} - 1) \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ (e^{2i\alpha} - 1) & 0 & 0 & (e^{i\alpha} - 1)^2 \end{pmatrix}. \quad (3.21)$$

Abbildung 3.1 c) zeigt, wie dadurch die Poincaré-Sphäre um die $|R\rangle$ - $|L\rangle$ -Achse gedreht wird.

Depolarisierung Gehen im System jegliche Kohärenzen verloren, bewegt sich ein Ausgangszustand unabhängig von der anfänglichen Polarisierung auf den maximal gemischten Zustand zu, die Poincaré-Sphäre schrumpft isotrop (Abb. 3.1 d)).

$$\chi = \begin{pmatrix} 1 - \frac{3\gamma}{4} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\gamma}{4} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\gamma}{4} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{\gamma}{4} \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

Amplitudenzerfall In diesem Fall wird angenommen, dass der Zustand $|R\rangle$ in den Zustand $|L\rangle$ zerfällt. Dieser Prozess tritt auf, wenn das Qubit in einem System aus einem Grundzustand und einem angeregten Zustand realisiert ist, der über die Zeit in den Grundzustand zerfällt. Der Zerfall erfolgt mit der Wahrscheinlichkeit $0 \leq \gamma \leq 1$.

$$\chi = \frac{\gamma}{4} \begin{pmatrix} \frac{2+2\sqrt{1-\gamma}-\gamma}{\gamma} & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & i & 0 \\ 0 & -i & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & \frac{2-2\sqrt{1-\gamma}-\gamma}{\gamma} \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

Gerade in diesem Fall ist eine direkte Interpretation der Prozess-Matrix χ nur schwer möglich. Im Gegensatz dazu zeigt Abbildung 3.1 e) recht anschaulich, wie durch den Zerfall die Poincaré-Sphäre Richtung $|L\rangle$ zusammengestaucht wird.

Ungleiche Effizienzen Alle bisher beschriebenen Prozesse sind spurerhaltend und können durch Gleichung 3.1 beschrieben werden. Treten isotrope Verluste auf, d.h. ist $\text{Tr}[\mathcal{E}(\rho)] = p < 1$ unabhängig vom Eingangszustand, kann der Prozess in einen Verlustprozess $\mathcal{E}_{\text{loss}}$ und einen spurerhaltenden Prozess $\mathcal{E}_{\text{qubit}}$ zerlegt werden

$$\mathcal{E}(\hat{\rho}) = \mathcal{E}_{\text{loss}}(\mathcal{E}_{\text{qubit}}(\hat{\rho})), \quad \mathcal{E}_{\text{loss}} = p\mathbb{1}. \quad (3.24)$$

Sind die Verluste jedoch vom Eingangszustand abhängig, muss die Beschreibung gemäß der allgemeinen Formel 3.7 erfolgen. Ein Beispiel für einen solchen Prozess wird im Folgenden beschrieben: $|R\rangle$ und $|L\rangle$ werden ideal auf sich selbst abgebildet, allerdings ist die Wahrscheinlichkeit für $|R\rangle$ reduziert $p_R < 1$ ($p_L = 1$). Dementsprechend werden Überlagerungen der beiden Zustände verzerrt, z.B.

$$|H\rangle = (|R\rangle + |L\rangle)/\sqrt{2} \xrightarrow{\mathcal{E}} (\sqrt{p_R}|R\rangle + |L\rangle)/\sqrt{p_R + 1}. \quad (3.25)$$

Diese Abbildung wird durch

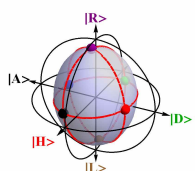
$$\chi = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} (\sqrt{p_R} + 1)^2 & 0 & 0 & p_R - 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ p_R - 1 & 0 & 0 & (\sqrt{p_R} - 1)^2 \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

beschrieben. Es bestehen deutliche Unterschiede zum Amplitudenzerfall (s.o.), bei dem die Besetzung *innerhalb* des betrachteten Systems umverteilt wird. Während der Amplitudenzerfall eine Stauchung der Poincaré-Sphäre bewirkt, wird beim soeben beschriebenen Prozess die Poincaré-Sphäre auf sich selbst abgebildet (Abb. 3.1 f)). $|R\rangle$ und $|L\rangle$ bleiben erhalten, die Zuordnung anderer Zustände wird durch die ungleichen Verluste verzerrt. Lineare Eingangspolarisationen sind beispielsweise deutlich Richtung $|L\rangle$ verschoben.

3.2.4 Zustands-Tomographie

Es besteht eine direkte Analogie zwischen der experimentellen Vermessung einer Qubit-Dichtematrix [151] und der Analyse des Polarisationszustandes eines Lichtstrahls, wie sie bereits 1852 von George Stokes vorgeschlagen wurde [152]. Zur Bestimmung der (klassischen) Stokes-Parameter wird der Lichtstrahl in einer Serie von vier Messungen durch unterschiedliche Filter geschickt und die Intensitäten gemessen:

1. 50 % Abschwächer $\rightarrow I_0/2$
2. Horizontal ausgerichteter Polarisator $\rightarrow I_H$
3. Diagonal ausgerichteter Polarisator $\rightarrow I_D$
4. Polarisator, der nur rechts-zirkulares Licht transmittiert $\rightarrow I_R$



Daraus werden die Stokes-Parameter berechnet

$$\begin{aligned}
 S_0 &= I_0 = I_H + I_V = I_D + I_A = I_R + I_L \\
 S_1 &= 2(I_H - I_V) \\
 S_2 &= 2(I_D - I_A) \\
 S_3 &= 2(I_R - I_L).
 \end{aligned} \tag{3.27}$$

Teilt man die Stokes-Parameter durch die Gesamtintensität I_0 und nutzt aus, dass diese als Summe der Intensitäten orthogonaler Polarisationen geschrieben werden kann, erhält man die normierten Stokes-Parameter

$$\begin{aligned}
 S_0 &\rightarrow 1 \\
 S_1 &\rightarrow \frac{I_H - I_V}{I_H + I_V} \\
 S_2 &\rightarrow \frac{I_D - I_A}{I_D + I_A} \\
 S_3 &\rightarrow \frac{I_R - I_L}{I_R + I_L}.
 \end{aligned} \tag{3.28}$$

Dies ist auch die Form, in der die Stokes-Parameter im Experiment gemessen werden, als Abweichung der Polarisation von einer Gleichverteilung in den Basen: H/V, D/A und R/L.

Soll statt eines klassischen Lichtstrahls ein Quantenzustand vermessen werden, müssen Messungen an einem Ensemble identischer Teilchen vorgenommen werden. Durch statistische Mittelung über die Messungen erhält man die Werte S_1, S_2, S_3 . Ein Vergleich mit Gleichung 3.15 zeigt, dass die so ermittelten Werte identisch sind zu den dort eingeführten (quantenmechanischen) Stokes-Parametern.

Aufgrund von Messungenauigkeiten und statistischen Fehlern kann es vorkommen, dass der gemessene Stokes-Vektor nicht die Ungleichung $|S| \leq 1$ erfüllt und daher unphysikalisch wäre. Die einfachste Lösung ist, den Vektor auf die Länge 1 zu kürzen, also den Zustand auf der Poincaré-Sphäre zu wählen, der dem gemessenen Vektor am nächsten ist. Geht man davon aus, dass der Fehler durch statistische Schwankungen der Messwerte hervorgerufen wurde, kann über die sog. Maximum-Likelihood-Methode auf den Quantenzustand geschlossen werden. Dabei wird im Raum der physikalisch erlaubten Zustände nach demjenigen gesucht, der die Messergebnisse mit dem kleinsten Fehler reproduziert. Für jede Messbasis b und beide Detektionsmöglichkeiten (\pm) wird die Abweichung der gemessenen Zählereignisse $N(b, \pm)$ von den laut \vec{S} zu erwartenden Zählereignissen $N_{\vec{S}}(b, \pm) = \frac{1 \pm S_b}{2} N_b$, $N_b = \sum_{\pm} N(b, \pm)$ berechnet: $\Delta_{\vec{S}}(b, \pm) = N_{\vec{S}}(b, \pm) - N(b, \pm)$. Die Wahrscheinlichkeit, bestimmte Zählraten zu messen, wird als gaußverteilt angenommen $p \propto \exp(-\Delta^2/\sigma^2)$. Die Standardabweichung

wird dafür durch die gemessenen Zählraten abgeschätzt: $\sigma \approx \sqrt{N}^5$. Die Wahrscheinlichkeit, für einen durch \vec{S} definierten Zustand genau die gemessenen Zählereignisse zu erhalten, ist

$$\text{prob}(\vec{S}) \propto \exp \left[- \sum_{b,\pm} \frac{\Delta_{\vec{S}}(b,\pm)^2}{N(b,\pm)} \right]. \quad (3.29)$$

Diese Wahrscheinlichkeit gilt es zu maximieren. Die Korrektur von unphysikalischen Messwerten wird in der Auswerterroutine automatisch durchgeführt, die Suche erfolgt global, war jedoch für keinen der in dieser Arbeit angegebenen Zustände notwendig.

3.2.5 Prozess-Tomographie

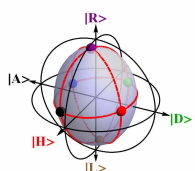
Der einem Prozess zugrunde liegende Quantenkanal kann über die Methoden der Quanten-Prozess-Tomographie (QPT) analysiert werden [3, 154, 155]. Diese Tatsache stellt *die* zentrale Erkenntnis des Theoriekapitels dar. Zur Analyse verwendet man einen vollständigen Basissatz von d^2 Eingangszuständen, schickt diese durch den Kanal und führt Zustandstomographie-Messungen an den entsprechenden Endzuständen durch. Anhand der Messergebnisse kann die Gleichung 3.7 invertiert werden, und man erhält so die gesuchte Abbildungsvorschrift \mathcal{E} . Für einen 1-Qubit-Prozess bedeutet das, dass die Transformation für einen Basissatz von vier Eingangszustände untersucht wird, z.B. $|R\rangle$, $|L\rangle$, $|H\rangle$ und $|D\rangle$. Im Prinzip kann χ anschließend durch eine Invertierung des linearen Gleichungssystems aus den Messungen in analytischer Form abgeleitet werden.

Auch hier kann es jedoch vorkommen, dass die rekonstruierte Abbildung aufgrund von Statistik und Messfehlern nicht physikalisch, d.h. nicht *vollständig* positiv ist. Um dies auszuschließen, kann auch hier eine Maximum-Likelihood-Methode genutzt werden. Man sucht also nach einer physikalisch erlaubten Transformation, die für alle Eingangszustände die Messwerte möglichst exakt vorhersagt.

Hier bietet sich die Darstellung 3.11 mittels der Prozess-Matrix χ an⁶. Die Positivität der Matrix wird durch die hermitesche Parametrisierung $\chi = T^\dagger T$ gewährleistet. Um nun eine Transfermatrix zu finden, die den Messdaten möglichst exakt entspricht, wird für jeden Eingangszustand ($\hat{\rho}_{in}$), jede Messbasis (b) und beide Detektionsmöglichkeiten (\pm) die Abweichung der gemessenen Zählereignisse $N(\rho_{in}, b, \pm)$ von den laut χ zu erwartenden

⁵Treten die Zählereignisse poissonverteilt auf, mit Mittelwert μ und Schwankung $\sigma = \sqrt{\mu}$, und werden im Experiment N Ereignisse registriert, kann $\mu \approx N$ angenommen und die Schwankung als $\sigma = \sqrt{N}$ angenähert werden. Dies ist sicher für hohe Zählraten sinnvoll. Für kleine Zählraten, speziell $N = 0$ wird die Abweichung unterschätzt. Alternativ erhält man nach Bayes [153] unter Annahme einer Poisson-Verteilung das Ergebnis $\sigma = \sqrt{N + 1}$.

⁶Gesucht wird also eine positive 4×4 Prozess-Matrix, was einer physikalischen 2-Qubit-Dichtematrix entspricht. Dies ist in der Tat kein Zufall, sondern Folge des Jamiolkowski-Isomorphismus [156], der bei der AAQPT (Ancilla assisted QPT) ausgenutzt wird.



Zählereignissen $N_\chi(\hat{\rho}_{in}, b, \pm) = \frac{1 \pm S_b}{2} N_b$, $S_b = Tr[\sigma_b \hat{\rho}_{out}^{(N)}]$ berechnet. Die Wahrscheinlichkeit, bei einem durch χ beschriebenen Prozess die gemessenen Zählereignisse zu registrieren,

$$\text{prob}(\chi) \propto \exp \left[- \sum_{\hat{\rho}_{in}, b, \pm} \frac{(N(\hat{\rho}_{in}, b, \pm) - N_\chi(\hat{\rho}_{in}, b, \pm))^2}{N(\hat{\rho}_{in}, b, \pm)} \right] \quad (3.30)$$

muss maximiert werden. Da die Exponentialfunktion monoton steigt, reicht es aus, das Argument der Funktion zu maximieren. Die Summe im Argument (ohne Vorzeichen) muss also minimiert werden.

Ist die Abbildung spurerhaltend, muss entsprechend Gleichung 3.11 zusätzlich noch der Ausdruck

$$f_{spur} = \sum_{m, n, k} \left| \chi_{mn} Tr[\sigma_n^\dagger \sigma_m \sigma_k] - \delta_{0k} \right| \quad (3.31)$$

minimiert werden. Insgesamt gilt es daher, ein Minimum für $-\log(\text{prob}(\chi)) + C_{spur} f_{spur}$ zu finden, wobei durch den Vorfaktor C_{spur} den beiden Randbedingungen unterschiedliches Gewicht gegeben werden kann [157].

3.2.6 Fidelity und Visibility

Der Überlapp zweier Quantenzustände ist über die Fidelity definiert [158]

$$F(\hat{\rho}_1, \hat{\rho}_2) = Tr[\sqrt{\sqrt{\hat{\rho}_1} \hat{\rho}_2 \sqrt{\hat{\rho}_1}}]^2. \quad (3.32)$$

Ist einer der beiden Zustände rein ($\hat{\rho}_1 = |\psi\rangle\langle\psi|$), reduziert sich die Fidelity auf die in Gleichung 3.4 definierte Wahrscheinlichkeit, das System im Zustand $|\psi\rangle$ vorzufinden

$$F(|\psi\rangle, \hat{\rho}_2) = p_\psi(\hat{\rho}_2) = \langle\psi| \hat{\rho}_2 |\psi\rangle. \quad (3.33)$$

Für die Fidelity zweier Qubit-Zustände ergibt sich bei der Darstellung über die Stokes-Vektoren \vec{S}_1, \vec{S}_2

$$F(\vec{S}_1, \vec{S}_2) = 1/2(1 + \vec{S}_1 \vec{S}_2 + \sqrt{(1 - \vec{S}_1 \vec{S}_1)(1 - \vec{S}_2 \vec{S}_2)}). \quad (3.34)$$

Ist ein Zustand rein, entfällt der Wurzel-Term und die Fidelity ist gegeben durch

$$F(\vec{S}_1, \vec{S}_2) = 1/2(1 + \vec{S}_1 \vec{S}_2) = \cos^2(\theta/2). \quad (3.35)$$

Die letzte Gleichheit gilt im Fall von *zwei* reinen Zuständen. Die Fidelity ist dann durch den Winkel θ zwischen den beiden Stokes-Vektoren eindeutig bestimmt.

Die Fidelity zweier orthogonaler Polarisations-Zustände ist 0, der Überlapp eines reinen Zustands mit dem gemischten Zustand $\hat{\rho}_\emptyset$ ist 1/2. Die Fidelity eines Zustands mit sich selbst ist 1.

Wird ein Zustand in der Messbasis $|\psi\rangle / |\psi_\perp\rangle$ untersucht, ist die Visibility definiert durch die Ungleichverteilung der Zählereignisse

$$V_{|\psi\rangle} = \frac{N_{|\psi\rangle} - N_{|\psi_\perp\rangle}}{N_{|\psi\rangle} + N_{|\psi_\perp\rangle}}. \quad (3.36)$$

Zwischen der Fidelity und der Visibility besteht der nützliche Zusammenhang

$$F(|\psi\rangle, \hat{\rho}_2) = \frac{1 + V_{|\psi\rangle}}{2}. \quad (3.37)$$

Zwei Prozesse $(\mathcal{D}, \mathcal{E})$ können verglichen werden, indem die Fidelity der jeweiligen Endzustände $F(\mathcal{D}(\hat{\rho}_{in}), \mathcal{E}(\hat{\rho}_{in}))$ berechnet wird. Die Mittelung über alle reinen Eingangszustände definiert die mittlere Fidelity $\mathcal{F} = \int_{\hat{\rho}=|\psi\rangle\langle\psi|} F$.

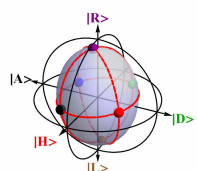
Häufig soll ein Prozess mit einem idealen, unitären Prozess (oft: Einheitsabbildung) verglichen werden. Mark Bowdrey et al. [159] zeigten für spurerhaltende 1-Qubit-Abbildungen den einfachen Zusammenhang

$$\int_{\hat{\rho}=|\psi\rangle\langle\psi|} F = \sum_{\substack{\text{Tetraeder} \\ \text{Oktaeder}}} F. \quad (3.38)$$

Statt die Fidelity über den Raum aller reinen Zustände zu mitteln, genügt die Mittelung über vier (sechs) Zustände, die auf der Einheitskugel liegen und ein reguläres Tetraeder / Oktaeder bilden. Diese Erkenntnis stellt eine große Erleichterung bei der experimentellen Bestimmung der mittleren Fidelity dar.

3.2.7 Grenzen eines klassischen Speichers

Der Speicher kann nur anhand der verwendeten Eingangszustände und der entsprechenden Endzustände untersucht werden. Der Speicher selbst ist einer direkten Vermessung nicht zugänglich. Die Analyse des Systems gleicht daher der einer *black box*. Um die Quantennatur des Abspeicherprozesses herauszustellen, soll zum Vergleich ein möglichst idealer klassischer Speicher beschrieben und dessen Grenzen aufgezeigt werden. Dieser fiktive Speicher soll den Eingangszustand bei seiner Ankunft messen, die dabei erhaltene Information (klassisch) abspeichern und danach als Quantenzustand ausgeben. Dieses Verfahren wird in der Quantenkryptographie als *intercept & resend Attacke* bezeichnet, die dadurch nachgewiesen werden kann, dass die Qualität des Zustand anschließend unter einem klassischen Grenzwert liegt. Diesen Grenzwert gilt es im Folgenden zu bestimmen. Wie sich zeigen wird, eröffnet die Verwendung von kohärenten Pulsen als Eingangszustände gewisse „Schlupflöcher“, die die maximal erreichbare Fidelity eines klassischen Speichers erhöhen. Da sichergestellt werden soll, dass der experimentell untersuchte Speicher ein Quantenspeicher ist, der durch kein klassisches Schema erklärt werden kann, werden in die folgenden Untersuchungen auch Effekte einbezogen, die weit über die Möglichkeiten hinausgehen, die im vorliegenden Experiment zu erwarten sind.



3.2.7.1 Messung an einem Photon

Ist im Eingangszustand nur ein einzelnes Photon, kann an diesem nur in einer Basis eine einzige Messung durchgeführt werden.

Liegen als Eingangszustände nur die Zustände $|H\rangle$, $|V\rangle$, $|D\rangle$, $|A\rangle$, $|R\rangle$ und $|L\rangle$ vor, und erfolgt die Messung in einer der Basen H/V, D/A oder R/L, dann wird nur in einem von drei Fällen in der richtigen Basis gemessen und der richtige Eingangszustand rekonstruiert ($F = 1$). In den anderen beiden Fällen liefert die Messung keine Information über den eigentlichen Zustand, und die Fidelity entspricht der des gemischten Zustands ($F = 1/2$). Im Mittel ergibt sich also eine Fidelity von $\mathcal{F} = 2/3$, den richtigen Zustand zu rekonstruieren.

Die Verallgemeinerung auf beliebige (reine) Eingangszustände und eine Messung in einer beliebigen Basis muss nach Gleichung 3.38 dasselbe Ergebnis liefern. Wird mit $|0\rangle$ und $|1\rangle$ die Messbasis definiert, lässt sich ein reiner Eingangszustand zerlegen als

$$\psi_{in}(\theta, \varphi) = \cos(\theta/2) |0\rangle + e^{i\varphi} \sin(\theta/2) |1\rangle. \quad (3.39)$$

Eine Messung von $|0\rangle$ bzw. $|1\rangle$ erfolgt mit den Wahrscheinlichkeiten

$$\begin{aligned} p_0 &= \cos^2(\theta/2) \\ p_1 &= \sin^2(\theta/2). \end{aligned} \quad (3.40)$$

Für den Überlapp der Zustände der Messbasis mit dem Eingangszustand gilt $F_{0/1} = p_{0/1}$. Mittelt man die Fidelity über alle möglichen Eingangszustände und summiert über beide Messergebnisse, erhält man

$$\mathcal{F} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi d\theta \sin\theta \sum_{i=0/1} p_i F_i = \frac{1}{2} \int_0^\pi d\theta \sin\theta (\cos^4(\theta/2) + \sin^4(\theta/2)) = 2/3. \quad (3.41)$$

In diesem Zusammenhang soll auf die Publikation von Yu-Ao Chen et al. [124] hingewiesen werden, in der Polarisations-Quantenzustände über ein Teleportationsprotokoll in einem atomaren Ensemble abgespeichert werden und das System über die Fidelities bei der Teleportation der Eingangszustände $|H\rangle$ ($F_H = 0,865 \pm 0,017$), $|D\rangle$ ($F_D = 0,737 \pm 0,009$) und $|R\rangle$ ($F_R = 0,750 \pm 0,009$) vermessen wird. Aus der Tatsache, dass alle gemessene Werte über dem klassischen Grenzwert von $2/3$ liegen, wird die Quantennatur des Speichers gefolgert. Der Vergleich von einzelnen Fidelitywerten mit der klassisch maximal erreichbaren *mittleren* Fidelity ist aber nur in Spezialfällen zulässig, z.B. wenn die Eingangszustände wie bei Bowdrey et al. [159] auf einem Tetraeder oder Oktaeder liegen. In der Tat existiert ein triviales klassisches System, das für das angegebene Experiment dieselben Messwerte liefert. Dieses gibt unabhängig vom Eingangszustand immer ein Photon im Polarisationszustand $\vec{S} = \{0,728/0,473/0,495\}$ aus und reproduziert mit Fidelities von $F_H = 0,864$, $F_D = 0,737$ und $F_R = 0,748$ die im Experiment gemessenen Werte innerhalb der angegebenen Fehlergrenzen. Die mittlere Fidelity für dieses System liegt mit $\mathcal{F} = 0,5$ weit unter dem klassischen Grenzwert. Dieses Beispiel zeigt, wie wichtig eine genaue Kenntnis der theoretischen Zusammenhänge ist, um das untersuchte System zweifelsfrei von einem Klassischen abzugrenzen und dadurch die Quantennatur eindeutig beweisen zu können.

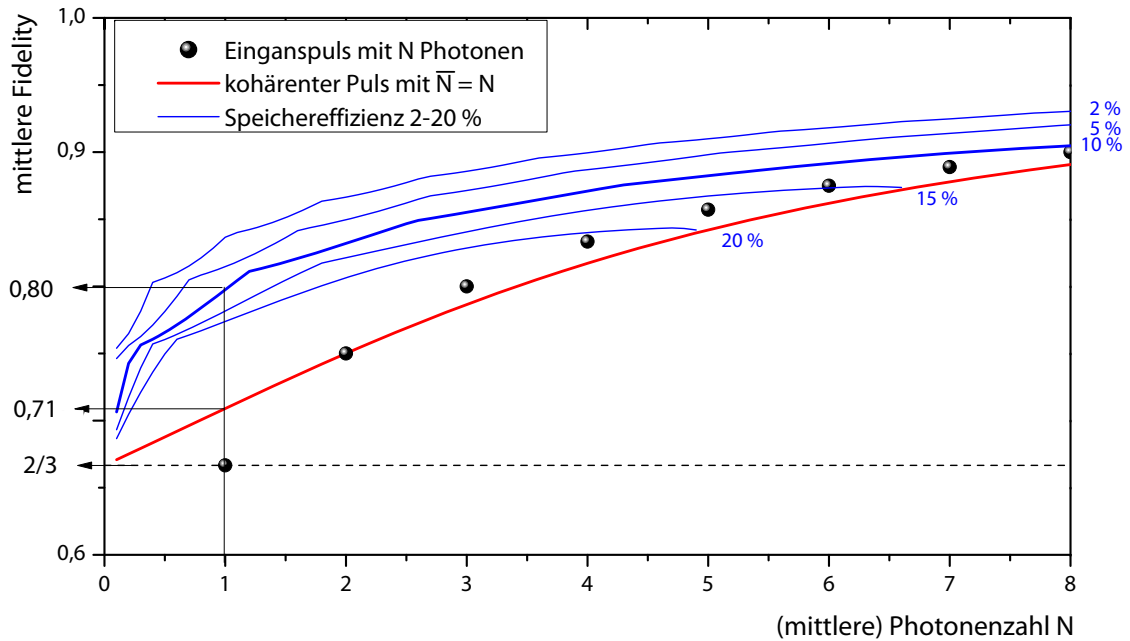


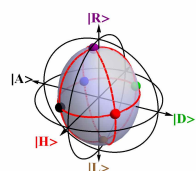
Abbildung 3.2: Fidelity des von einem klassischen Speicher rekonstruierten Zustands in Abhängigkeit von der (mittleren) Photonenzahl. Die schwarzen Punkte gelten für die Vermessung einer exakt festgelegten Photonenzahl N , die rote Kurve ist eine Mittelung über eine Poisson-Verteilung mit mittlerer Photonenzahl \bar{N} . Bei der Herleitung der blauen Kurven wird zusätzlich eine Speichereffizienz von 20/15/10/5 und 2% angenommen, die durch ein *Schlupfloch* eine prinzipiell höhere Effizienz eines klassischen Speichers erlaubt.

3.2.7.2 Messung an mehreren Photonen

Die bisherigen Überlegungen gingen davon aus, dass genau eine Messung erfolgen darf, da nur ein einzelnes Photon im Eingangszustand vorliegt. Im Experiment wird jedoch ein kohärenter Puls als Eingangszustand für den Quantenspeicher verwendet. Es kommen also entsprechend der Poisson-Verteilung (mittlere Photonenzahl \bar{N}_{in})

$$p(\bar{N}_{in}, N) = \frac{\bar{N}_{in}^N}{N!} e^{-\bar{N}_{in}} \quad (3.42)$$

Pulse mit unterschiedlichen Photonenzahlen N am Speicher an. Der fiktive Speicher hat daher hin und wieder die Möglichkeit, mehrere Messungen an identischen Photonen durchzuführen. Dabei bietet sich an, nicht alle Photonen in derselben Basis zu vermessen. Eventuell könnte ein Strahlteiler verwendet werden, der die Photonen in unterschiedliche Detektionsaufbauten lenkt. Vorteilhaft ist auch, die Photonen durch Verzögerungsstrecken zu schicken und nacheinander zu messen. Dann kann die Wahl einer Messbasis von bisherigen Ergebnissen abhängig gemacht werden [160]. Eine obere Schranke für die Fidelity des aus den Messungen rekonstruierten Zustands wurde 1995 von Serge Massar und Sandu Popescu



hergeleitet [161]. Wird ein Zustand an N identischen Kopien vermessen, ist die maximal erreichbare mittlere Fidelity

$$\mathcal{F}_{MP}(N) = \frac{N+1}{N+2}. \quad (3.43)$$

Diese ist im Fall $N = 1$ identisch mit dem bereits bekannten Wert $\mathcal{F}(1) = 2/3$ und läuft für große N asymptotisch gegen 1 (siehe Abb. 3.2).

Zur Berechnung der mittleren Fidelity für einen kohärenten Eingangspuls muss der Wert für unterschiedliche Teilchenzahlen N gemäß der Wahrscheinlichkeitsverteilung 3.42 gemittelt werden

$$\mathcal{F}_{coh}(\bar{N}_{in}) = \sum_{N \geq 1} \mathcal{F}_{MP}(N) \frac{p(\bar{N}_{in}, N)}{1 - p(\bar{N}_{in}, 0)}. \quad (3.44)$$

Der Speicher gibt nur einen Zustand aus, wenn der Eingangspuls mindestens ein Photon enthält. Daher wird bei der Mittelung (und Normierung) der Fall $N = 0$ ausgeschlossen. Die mittlere Fidelity für kohärente Eingangspulse ist in Abbildung 3.2 rot dargestellt. Sie startet für $\langle N \rangle \approx 0$ bei $2/3$, nimmt bei 2 den gleichen Wert an wie bei exakt festgelegter Teilchenzahl ($\mathcal{F}_{coh}(2) = 0,75$) und liegt für größere N leicht darunter.

3.2.7.3 Speichereffizienz

Im Experiment ist nur eine endliche Speichereffizienz $\eta < 1$ beobachtbar, was auf die verwendeten Parameter und technische Imperfektionen zurückzuführen ist. Werden keine Annahmen über das System gemacht, wäre noch eine ganz andere Interpretation möglich: Der Zustandsspeicher funktioniert klassisch, aber intern mit weit höherer Effizienz als gemessen. Zudem wird im System die Tatsache gezielt ausgenutzt, dass statt echter Einzelphotonen ein kohärenter Puls abgespeichert werden soll: Es wird nur dann ein Zustand ausgegeben, wenn im Eingangspuls eine Mindestanzahl an Photonen vermessen wurde. Dadurch könnte der Speicher den Zustand tendenziell genauer reproduzieren und auf Kosten der Effizienz die Fidelity (für die ausgegebenen und letztendlich gemessenen Zustände) über das klassische Limit erhöhen. Analoge Überlegungen wurden für die Quantenkryptographie zum Einfluss der Effizienz auf die Detektierbarkeit von *intercept-resend* Attacken durchgeführt [162–164].

Im Experiment wird die Speichereffizienz über das Intensitätsverhältnis des wiederausgegebenen und des einlaufenden Pulses definiert. Im Folgenden soll ein fiktiver Speicher beschrieben werden, der diese Effizienz reproduziert und dabei Eingangszustände mit hohen Photonenzahlen bevorzugt.

Wird die Photonenzahl im einlaufenden Puls über die Poisson-Verteilung (Gl. 3.42) beschrieben, liegt die maximal mögliche Effizienz für ein System mit interner Effizienz $\eta_{int} = 1$ bei $\eta_{max} = (1 - p(\bar{N}_{in}, 0)) / \bar{N}_{in}$. In diesem Fall wird für alle Eingangspulse mit mindestens einem Photon ein Zustand ausgegeben. Die Fidelity des Speichers kann gesteigert werden,

wenn für Eingangspulse mit geringer Photonenzahl kein Signal ausgegeben wird. Um bei gegebener Effizienz η eine maximale Fidelity zu erreichen, sei N_{min} definiert als

$$N_{min} = \min n : \sum_{N \geq n} p(\bar{N}_{in}, N) \leq \eta \bar{N}_{in}. \quad (3.45)$$

Für Eingangspulse mit $N \geq N_{min}$ Photonen soll immer ein Signal ausgegeben werden und für $N = N_{min} - 1$ Photonen im Eingangspuls mit exakt der Wahrscheinlichkeit, dass insgesamt eine Effizienz η erreicht wird. Dies ist für $\eta \leq \eta_{max}$ immer möglich.

In Abbildung 3.2 ist die Fidelity für verschiedene Effizienzen über die mittlere Teilchenzahl aufgetragen (blaue Kurven). Je geringer die Effizienz ist, umso höhere Fidelities sind erreichbar.

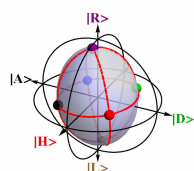
Wegen $\eta_{max} \approx 1/\bar{N}_{in}$ kommt es zu einem Abfallen der Fidelity bei $\bar{N}_{in} \rightarrow 1/\eta$. Um die Effizienz η_{max} zu erreichen, müssen sämtliche zur Verfügung stehenden Eingangspulse abgespeichert werden und in allen Fällen ein Photon ausgegeben werden. Die blauen Kurven unter Berücksichtigung der Speichereffizienz berühren die rote Kurve, die für kohärente Eingangspulse ohne Berücksichtigung der Speichereffizienz berechnet wurde, und brechen ab.

Nicht nur durch eine geringe Effizienz des Speichers kann die Fidelity erhöht werden. Prinzipiell wäre es auch möglich, dass die endliche Detektionseffizienz in der Steigerung der Fidelity des untersuchten Speichers begründet ist: Analog zu den bisherigen Überlegungen könnten auch die verwendeten Detektoren intern eine Effizienz nahe 1 besitzen und im Zusammenwirken mit dem Speicher nur dann ein Signal ausgeben, wenn der Speicher eine Mindestanzahl von Photonen im Eingangspuls vermessen konnte. Auch dies würde die gemessene Fidelity erhöhen. Derartige Überlegungen sind vor allem bei der Absicherung von Quantenkryptographieprotokollen gegen Angreifer bzw. bei der Absicherung von Tests zur Quantenmechanik gegen klassische Schlupflöcher entscheidend, sollen jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht werden.

Nach diesen allgemeinen Überlegungen zur Charakterisierung von optischen Quantenspeichern wird im nächsten Kapitel das Funktionsprinzip des im Rahmen dieser Dissertation verwirklichten Quantenspeichers vorgestellt.

3.3 Funktionsprinzip

Im Folgenden soll die Implementierung des Quantenspeichers erläutert werden. Wie in dieser Arbeit gezeigt wird, eignet sich ein einzelnes ^{87}Rb -Atom im optischen Resonator ideal als langlebiger Quantenspeicher hoher Güte. Für die Abspeicherung werden adiabatische Passagen zwischen Zuständen des Atom-Resonator-Systems verwendet. Zuerst wird die Abspeicherung einer photonischen Anregung (ohne Berücksichtigung eines internen Zustands) vorgestellt. In einem zweiten Schritt wird dann das Schema erweitert, um die kohärente Abspeicherung von photonischen Polarisationszuständen zu ermöglichen.



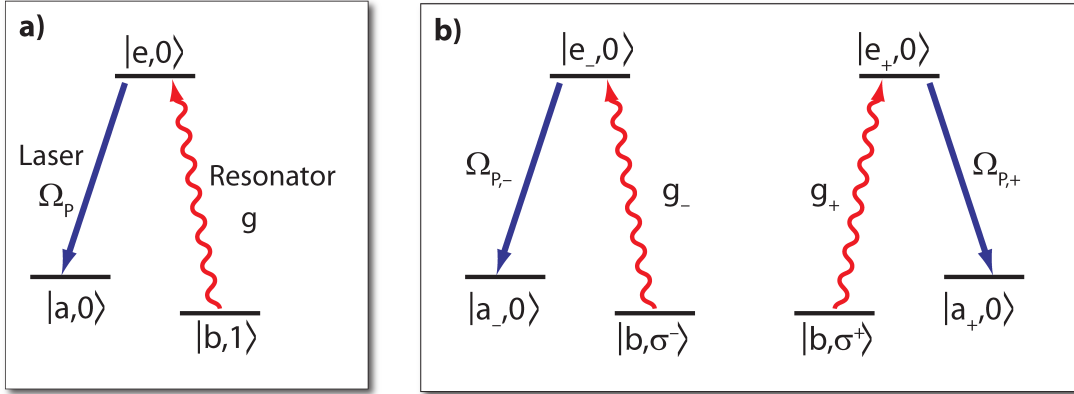


Abbildung 3.3: Schema zur Lichtabspeicherung. a) Abspeicherung einer photonischen Anregung. Laser (blau) und Resonator (rot) koppeln die beiden Arme eines Λ -Systems. Beim Abspeichern wechselt das Atom vom Zustand $|b\rangle$ in den Zustand $|a\rangle$ und die Resonatoranregung wird vernichtet. b) Abspeicherung eines Polarisationszustands. Für die beiden Polarisationsmoden des Resonators bestehen zwei unabhängige Λ -Systeme. Beim Abspeichern wechselt das Atom vom Zustand $|b\rangle$ in eine Überlagerung der Zustände $|a_{\pm}\rangle$ und die Anregung der Resonatormoden wird vernichtet.

3.3.1 Abspeicherung einer photonischen Anregung

Die Abspeicherung eines Photons erfolgt durch stimulierte Raman-adiabatische Passage (STIRAP) in einem atomaren Lambda-System mit den Zuständen $|a\rangle$, $|b\rangle$ und $|e\rangle$ (siehe Abb. 3.3 a)). Der Resonator koppelt den Übergang $|b\rangle \rightarrow |e\rangle$ (Kopplungsstärke g , Leiteroperatoren \hat{a}^\dagger, \hat{a}). Ein seitlich eingestrahelter Kontroll-Lasers treibt den Übergang $|a\rangle \rightarrow |e\rangle$ mit der Rabi-Frequenz Ω_P .

Der Hamilton-Operator ist gegeben durch

$$\hat{H}_{int} = \hbar(g |e\rangle \langle b| \hat{a} + \Omega_P(t)/2 |e\rangle \langle a| + H.c.). \quad (3.46)$$

Die Zustände des Systems seien durch $|x,n\rangle$ geben, mit dem atomaren Zustand $|x\rangle$ und der Anregung der Resonatormode $|n\rangle$. Ein Eigenzustand des Hamilton-Operators ist der Dunkelzustand

$$|\phi\rangle = \cos\theta |a,0\rangle - \sin\theta |b,1\rangle. \quad (3.47)$$

Dieser enthält keine Besetzung des angeregten atomaren Zustands, und die Amplituden der beteiligten Zustände können über die Rabi-Frequenz des Pumplasers kontrolliert werden

$$\tan\theta = \frac{\Omega_P(t)}{2g}. \quad (3.48)$$

Um ein Photon im Atom abzuspeichern, wird das Atom im Zustand $|b\rangle$ präpariert. Das abzuspeichernde Photon tritt entlang der Resonatorachse ein und regt dabei die Resonatormode an, was zur Besetzung des Zustands $|b,1\rangle$ führt⁷.

Für $\Omega_P(t=0) \gg 2g$ entspricht dies dem Dunkelzustand in Gleichung 3.47. Nun kann die Rabifrequenz des Kontroll-Lasers adiabatisch reduziert werden. Dabei folgt das System dem anfangs eingenommenen Eigenzustand und endet im Zustand $|a,0\rangle$. Dadurch wird die Anregung der Resonatormode vernichtet und das Atom in den Zustand $|a\rangle$ transferiert.

3.3.2 Polarisations-Abspeicherung

Um zusätzlich zum Photon auch dessen Polarisation abzuspeichern, muss das Schema erweitert werden [165]. Der Polarisationszustand des einlaufenden Photons wird dazu als Überlagerung der beiden zirkularen Polarisationen σ^+ und σ^- dargestellt

$$|\psi_{\text{photon}}\rangle = \alpha |\sigma^-\rangle + \beta |\sigma^+\rangle, \quad \alpha^2 + \beta^2 = 1. \quad (3.49)$$

Zur Abspeicherung dieses Zustands müssen die σ^+ und σ^- Komponenten phasenkohärent auf atomare Zustände abgebildet werden. Abbildung 3.3 b) zeigt das erweiterte Zustandschema. Die Zustände des Systems sind durch $|x, n_{\pm}\rangle$ definiert, mit den Anregungen der Polarisationsmoden des Resonators $|n_{\pm}\rangle$. Die σ^+ und σ^- Resonatormoden koppeln den atomaren Ausgangszustand $|b\rangle$ an zwei unterschiedliche angeregte Zwischenzustände $|e_{\pm}\rangle$, die ihrerseits durch den treibenden Laser an zwei Speicherzustände $|a_{\pm}\rangle$ gekoppelt werden.

Unter Berücksichtigung der Polarisation der Resonatormode zerfällt das Atom-Resonator-System in zwei Zustands-Familien $|a_-,0\rangle, |b,1_-\rangle, |e_-,1_-\rangle$ und $|a_+,0\rangle, |b,1_+\rangle, |e_+,1_+\rangle$, die nicht untereinander koppeln. Die Zustände innerhalb der beiden Familien bilden Λ -Systeme, in denen die Zustände durch den Kontroll-Laser und die entsprechende Polarisationskomponente der Resonatoranregung gekoppelt werden.

Der Hamilton-Operator ist nun gegeben durch

$$\hat{H}_{\text{int}} = \hbar \sum_{\pm} g_{\pm} |e_{\pm}\rangle \langle b| \hat{a} + \Omega_{P,\pm}(t)/2 |e_{\pm}\rangle \langle a_{\pm}| + H.c. \quad (3.50)$$

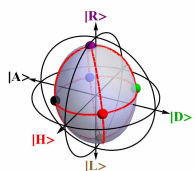
In beiden Λ -Systemen findet man einen Dunkelzustand

$$|\phi_{\pm}\rangle = \cos \theta_{\pm} |a_{\pm},0\rangle - \sin \theta_{\pm} |b,1_{\pm}\rangle, \quad (3.51)$$

für den die Amplituden der beteiligten Zustände über die Rabifrequenz des Pumplasers kontrolliert werden können

$$\tan \theta_{\pm} = \frac{\Omega_{P,\pm}(t)}{2g_{\pm}}. \quad (3.52)$$

⁷Für eine detailliertere Beschreibung des Prozesses sei auf die Publikationen [165–167] verwiesen. In diesen wird die innere und äußere Dynamik in einem einheitlichen Bild beschrieben. Um eine anschauliche Beschreibung des Prozesses zu erhalten, wird darauf im Rahmen dieser Arbeit verzichtet.



Zur Abspeicherung wird das Atom im Zustand $|b\rangle$ präpariert. Die beiden Polarisationskomponenten des einlaufenden Photons koppeln an die beiden zirkular polarisierten Resonatormoden und regen diese an. Daher befindet sich das System entsprechend der Besetzung der beiden Resonatormoden im Zustand

$$|\psi_0\rangle = \alpha |b,1_-\rangle + \beta |b,1_+\rangle. \quad (3.53)$$

Ist die Rabi-Frequenz des Kontroll-Lasers deutlich größer als die Kopplungsstärke an den Resonator ($\Omega_{P,\pm}(0) \gg 2g_{\pm}$), entspricht dies einer kohärenten Überlagerung der Dunkelzustände (Gl. 3.51). Wird nun die Rabi-Frequenz des Kontroll-Lasers adiabatisch auf 0 reduziert, folgt das Atom-Resonator-System in beiden Pfaden adiabatisch den anfänglich eingenommenen Zuständen. Dadurch werden die Anregungen der Resonatormoden vernichtet und das Atom in die entsprechenden Zustände $|\pm a\rangle$ transferiert. Sind die Kopplungsstärken in den beiden Pfaden identisch ($g_- = g_+$, $\Omega_{P,-}(t) = \Omega_{P,+}(t)$), erfolgt der Transfer in die Endzustände synchron und die Polarisation des Eingangspulses wird exakt auf den Überlagerungszustand der atomaren Zeeman-Zustände abgebildet:

$$\alpha\sigma^- + \beta\sigma^+ \rightarrow \alpha |a_-\rangle + \beta |a_+\rangle \quad (3.54)$$

Das Auslesen des gespeicherten Quantenzustands erfolgt durch Umkehrung des Abspeicherprozesses: Nach einer frei wählbaren Speicherzeit wird die Intensität des Kontroll-Lasers erhöht. Dabei folgt das Atom-Resonator-System den Dunkelzuständen in umgekehrter Richtung: Das Atom wird in den (Ausgangs-)Zustand $|b\rangle$ transferiert und die ursprüngliche Besetzung der Resonatormoden wiederhergestellt. Die Phasenbeziehung zwischen den beiden Pfaden bleibt über die ganze Zeit erhalten. Der zwischenzeitlich im Atom abgespeicherte Quanten-Zustand wird auf die Polarisation des emittierten Photons projiziert.

Durch das beschriebene Schema kann ein Polarisations-Qubit als Überlagerung von Unterniveaus eines Einzelatoms abgespeichert und anschließend wieder als Polarisation eines Einzelphotons ausgelesen werden.

3.3.3 Realisierung in $^{87}\text{Rubidium}$

Abbildung 3.4 zeigt die Implementierung im Termschema von ^{87}Rb . Das Atom wird vor dem Abspeicherprozess im Zustand $5S_{1/2} |F=1, m_F=0\rangle$ präpariert. Als angeregte Zwischenzustände dienen $5P_{3/2} |F'=1, m_{F'}=\pm 1\rangle$. Der Polarisationszustand des Eingangspulses wird in einer Überlagerung der Zeeman-Unterstufen $|F=2, m_F=\pm 1\rangle$ abgespeichert. Der Kontroll-Laser ist π -polarisiert. Durch die symmetrische Positionierung der verwendeten Zustände im Termschema des Atoms werden identische Kopplungsstärken in den beiden Pfaden und somit eine exakte Abbildung des Polarisationszustands auf den atomaren Überlagerungszustand garantiert.

Bei der Abspeicherung von σ^+ und σ^- werden unterschiedliche Zwischenzustände verwendet. Die beiden Pfade koppeln nie an den gleichen angeregten Zustand und daher auch nicht untereinander. Dadurch wird eine Durchmischung der beiden Pfade von vornherein verhindert und die korrekte Abspeicherung des Quantenzustands garantiert.

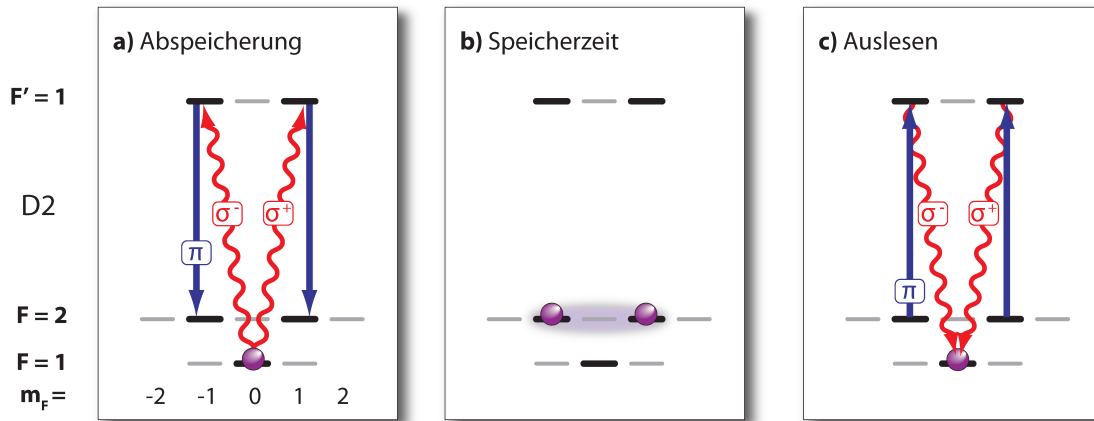


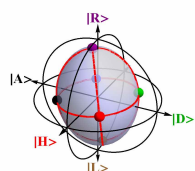
Abbildung 3.4: Schema zur Lichtabspeicherung in ^{87}Rb . Der atomare Ausgangszustand ist $|F=1, m_F=0\rangle$. Die beiden zirkularen Polarisationskomponenten der Resonatoranregung koppeln diesen Zustand an die angeregten Niveaus $|F'=1, m_F=\pm 1\rangle$, die ihrerseits durch einen π polarisierten Kontroll-Laser an die Speicherzustände $|F=2, m_F=\pm 1\rangle$ gekoppelt werden. a) Beim Abspeichern wird das Atom von $|F=1, m_F=0\rangle$ in eine Überlagerung der Zustände $|F=2, m_F=\pm 1\rangle$ transferiert. b) Die Überlagerung der Zustände $|F=2, m_F=\pm 1\rangle$ bleibt während der Speicherzeit erhalten. c) Beim Auslesen wird der atomare Zustand auf einen Überlagerungszustand der zirkularen Polarisationskomponenten der Resonatormode transferiert.

Die Kopplungsstärke $\Omega_P(t)$ kann über die Intensität des Kontroll-Lasers beliebig eingestellt werden, während die Atom-Resonator-Kopplung g durch die Resonator-Geometrie und vor allem den Clebsch-Gordan-Faktor des gekoppelten Übergangs festgelegt ist. Der Clebsch-Gordan-Faktor ist für die D2-Übergänge $|F=1, m_F=0\rangle \rightarrow |F'=1, m_F=\pm 1\rangle$ größer als bei allen anderen Übergängen, die für das benötigte Doppel- Λ -Schema verwendet werden können (D1/D2-Linien, $|F'=1, 2\rangle$) [168]. Dies garantiert die höchstmögliche Effizienz unter den zur Verfügung stehenden Schemata.

Im Auslese-Prozess muss sichergestellt sein, dass die quantenmechanische Information richtig und vollständig auf das emittierte Photon übertragen wird. Das Atom muss immer im selben Zustand enden, unabhängig vom Polarisationszustand des Eingangspulses. Als einfaches Beispiel soll ein Schema mit Ausgangs-/End-Zustand $|F > 1\rangle$ dienen. Während die Abspeicherung noch analog zum beschriebenen Fall abläuft, sind beim Auslesen neben dem gewünschten Übergang nach $|F, m_F=0\rangle$ auch Übergänge nach $|F, m_F=\pm 2\rangle$ möglich. Diese sind in zweierlei Hinsicht fatal. Einerseits besitzt das emittierte Photon die falsche Polarisation, andererseits bleibt Information im Atom zurück, die die Kohärenz im Photon verhindert. Daher ist der Zustand $|F=1\rangle$ als (Ausgangs- und) Endzustand von entscheidender Bedeutung. Das hier vorgestellte Prinzip ist also nur mit wenigen Isotopen, speziell ^{87}Rb realisierbar⁸.

Um den Speicherprozess wie gewünscht umzusetzen, ist eine möglichst perfekte Besetzung des Zustands $|F=1, m_F=0\rangle$ zwingend notwendig. Eine Besetzung in $|F=1, m_F=\pm 1\rangle$

⁸Diese Anforderung entfällt bei Ensemble-Experimenten [50, 122]. Da bei diesen die Rückstreuung in den Ausgangszustand kollektiv verstärkt wird, ist dort weder ein $|F=1\rangle$ Zustand noch optisches Pumpen in einen wohldefinierten Ausgangszustand notwendig.



würde zu Fehlern im Abspeicherprozess führen: Einerseits befindet sich das Atom nach dem Abspeicherprozess im falschen Zeeman-Zustand und würde beim Wiederauslesen zu einer falschen Polarisation führen, andererseits ist bei einer Besetzung von $|F=1, m_F=-1\rangle/|F=1, m_F=1\rangle$ die Abspeicherung der σ^-/σ^+ Polarisation nur über den mit 157 MHz weit verstimmteten Zustand $|F'=2, m_F=\pm 2\rangle$ möglich und daher stark unterdrückt. Ist bereits zu Beginn der Zustand $|F=2\rangle$ besetzt, kann unabhängig vom Abspeicherprozess beim Wiederauslesen immer ein Photon erzeugt werden. Der „ausgelesene“ Zustand steht dann in keinem Zusammenhang mit der abzuspeichernden Polarisation.

3.4 Experimenteller Aufbau

Der vorgestellte experimentelle Aufbau dient der quasi-permanenten Speicherung eines einzelnen Atoms des Isotops $^{87}\text{Rubidium}$ in der Mode eines optischen Resonators hoher Finesse. Das Atom kann durch seitlich eingestrahlt Laser gekühlt und manipuliert und über ein hochauflösendes Kamerasystem kontinuierlich beobachtet werden. Das System funktioniert vollautomatisch und erkennt selbstständig die Anwesenheit und das Verschwinden eines gespeicherten Atoms. Zur Durchführung der Polarisations-speichereperimente dient ein Aufbau zur Polarisations-einstellung von Probe-Licht, das in den Resonator eingekoppelt wird, sowie zur Polarisations-analyse des aus dem Resonator austretenden Lichts.

Der in den Jahren 1999-2007 entstandene Versuchsaufbau wurde zwischen 2008 und 2010 grundlegend überarbeitet. Parallel zum Austausch des Resonators wurden auch an vielen anderen Stellen Verbesserungen vorgenommen. Da das grundlegende System in den bisherigen Arbeiten [169–172] bereits sehr detailliert beschrieben wurde, soll hier nur ein kurzer Überblick gegeben werden, jedoch mit besonderem Augenmerk auf die Veränderungen und neuen Möglichkeiten. Die zentralen Elemente des Versuchsaufbaus sind in Abbildung 3.5 dargestellt.

3.4.1 Optischer Resonator

Herzstück des Aufbaus ist ein optischer Resonator hoher Finesse. Dieser wurde während des Umbaus im Jahr 2009 komplett erneuert und besitzt nun die folgenden Eigenschaften:

Spiegelabstand	$l = 0,503 \pm 0,002 \text{ mm}$
Krümmungsradius	$R = 50 \text{ mm}$
Strahltaile	$r(I_0/e^2) = 30 \text{ }\mu\text{m}$
Spiegel-Transmissionen	$T_{1/2} = 5,9/99 \text{ ppm}$
freier Spektralbereich	$\Delta\nu_{FSR} = 298 \pm 1 \text{ GHz}$
Linienbreite	$\Delta\nu_{LW} = \kappa/\pi = 4,9 \pm 0,1 \text{ MHz}$
Finesse	$F = 60800 \pm 1300$

Die Finesse wurde aus dem Verhältnis der Linienbreite zum freien Spektralbereich bestimmt $F = \Delta\nu_{FSR}/\Delta\nu_{LW}$. Sie entspricht Gesamtverlusten pro Umlauf $L_{RT} = 2\pi/F$ von $103,3 \pm 2 \text{ ppm}$, die maßgeblich durch die Transmission des Auskoppelspiegels bestimmt sind. Der

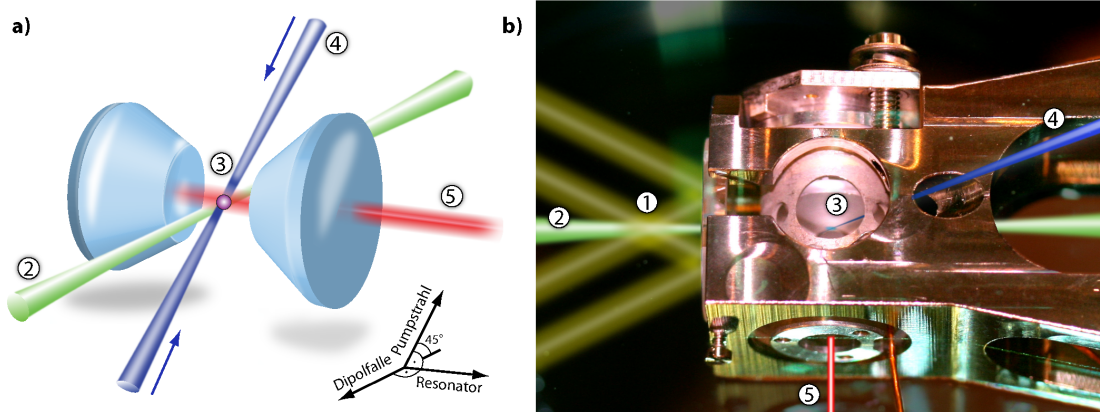


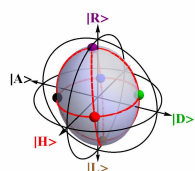
Abbildung 3.5: Blick in die Vakuumkammer. a) Schematische Darstellung und b) Photomontage. ① Atome werden in einer magneto-optischen Falle gefangen und durch eine Dipolfalle ② in die Resonatorregion transferiert. ③ Der Resonator besteht aus zwei konisch abgedrehten Spiegeln im Abstand von 0,5 mm. ④ Durch seitlich eingestrahlt Pumpelaser werden die Atome gekühlt und manipuliert. ⑤ Über den höhertransmittierenden Resonatorspiegel wird Licht in den Resonator ein- und aus diesem ausgekoppelt.

Wert ist etwas kleiner als die Summe der (unabhängig bestimmten) Spiegeltransmissionen und weist auf die Größenordnung des Fehlers bei den Transmissionsmessungen hin. Die Direktionalität des Resonators, d.h. die Wahrscheinlichkeit, dass ein im Resonator erzeugtes Photon diesen durch den Auskoppelspiegel verlässt, liegt je nach Zuordnung der Fehler bei den Spiegeltransmissionen zwischen 90 % und 96 %. Beim bisher verwendeten Resonator traten durch einen Spiegeldefekt zusätzliche Verluste auf, die in der Größenordnung der Spiegeltransmissionen lagen ($L_{RT} = 250$ ppm). Durch die geringen Umlaufverluste besitzt der neue Resonator nun eine um 60 % geringere Linienbreite, 140 % höhere Finesse und etwa 150 % höhere Direktionalität.

Die kohärente Kopplung g zwischen Atom und Resonator ist durch die Stärke des atomaren Übergangs (Dipolmatrix-Element μ_{ge}) und das Modenvolumen der Resonatormode bestimmt. Außerdem ist sie mit der Feldverteilung innerhalb der Resonatormode $\psi_c(\mathbf{r})$ moduliert.

$$g(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{\omega_C}{2\epsilon_0 V \hbar}} \mu_{ge} \psi_c(\mathbf{r}). \quad (3.55)$$

Um eine möglichst große Kopplung zu erreichen, muss das Volumen und damit der Abstand und Krümmungsradius der Spiegel so klein wie möglich gewählt werden. Allerdings muss ein Kompromiss gefunden werden, da durch ein kleines Resonatorvolumen der transversale optische Zugang eingeschränkt wird. Der Spiegelabstand wurde so gewählt, dass der hoch-intensive Fallenlaser sicher hindurchjustiert werden kann. Die Spiegel wurden für einen besseren Zugang auf 1 mm (T1) bzw. 1,5 mm (T2) konisch abgedreht. Für den im Experiment verwendeten D2-Übergang von $|F=1\rangle$ nach $|F'=1\rangle$ ergibt sich eine Kopplung des Resonators an ein Atom, das sich in einem Bauch der Resonatormode befindet, von



$g/2\pi = 5 \text{ MHz}$ ⁹. Damit übersteigt die Atom-Resonator-Kopplung sowohl die Zerfallsrate des angeregten Atoms ($\gamma/2\pi = 3 \text{ MHz}$) als auch den Zerfall einer Resonatoranregung ($\kappa/2\pi = 2,45 \text{ MHz}$). Mit einer Kooperativität von $C = \frac{g^2}{2\gamma\kappa} = 1,7$ befindet sich der Resonator dabei im Grenzgebiet zwischen schwacher ($C \ll 1$) und starker ($C \gg 1$) Kopplung.

Eine Doppelbrechung des Resonators und ein damit verbundenes Aufspalten der beiden Polarisationsmoden des Resonators würden diesen für Quanteninformationsexperimente, die auf der Polarisation der Lichtmode basieren, unbrauchbar machen. Die Resonatorspiegel werden in Ringen aus Aluminium-Federstiften gehalten. Der Ausdehnungskoeffizient der Aluminium-Halter ist deutlich größer als der des Spiegelsubstrats ($23 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ bzw. $7 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$). Ein sicherer Halt der Spiegel auch während des Ausheizens der Vakuumkammer verlangt einen Mindest-Anpressdruck bei Raumtemperatur. Da ein zu hoher Anpressdruck aber zu Doppelbrechung im Spiegelsubstrat führt, ist ein richtiger Anpressdruck eine Gradwanderung zwischen einem sicheren Halt beim Ausheizen und zugleich minimaler Doppelbrechung.

Abbildung 3.6 zeigt Resonanzkurven bei unterschiedlicher Polarisation des transmittierten Lichts. Dazu wurde zirkular polarisiertes Licht auf den Resonator geschickt und das transmittierte Licht in wohldefinierten linearen Polarisierungen detektiert. In Abbildung 3.6 a) sind Messungen für die Polarisierungen 0° , 90° , 50° und 140° zu sehen, wobei 0° horizontal polarisiertes Licht definiert. Abbildung 3.6 b) zeigt Messungen in jeweils orthogonalen Polarisierungen, wobei die Skala die Ausrichtung von Detektor 1 definiert. Das maximale Aufspalten der Kurven wurde zu 410 kHz bestimmt und liegt damit weit unterhalb der Resonator-Linienbreite.

Zur Einstellung der Resonatorlänge dient ein Piezo-Zylinder zwischen den Spiegelhaltern. Der Resonator wird mittels Pound-Drever-Hall-Verfahren [173] auf einen Referenz-Laser bei 785 nm (Toptica DL100) stabilisiert. Der rot verstimmt Laser bildet für die Atome ein Dipolpotential. Intensitätsschwankungen des Referenz-Lasers im Resonator würden zu parametrischem Heizen führen [174]. Um dies zu verhindern, ist eine hohe Frequenz-Stabilität des Referenzlasers speziell im Bereich der Fallenfrequenzen der gefangenen Atome zwischen einigen kHz und wenigen MHz entscheidend. Daher wird der Referenz-Laser seinerseits auf einen Transfer-Resonator stabilisiert. Um eine absolute Frequenz-Stabilität zu gewährleisten, wird die Frequenz des Referenz-Lasers über das Interferenzsignal mit dem gruppeneigenen Frequenzkamm bestimmt und die Länge des Transfer-Resonators aktiv nachgesehen.

3.4.2 Lasersystem

Übergänge des Atoms von $5S_{1/2}, |F=1\rangle$ nach $5P_{3/2}$ werden mit Licht von einem Toptica DL100 Diodenlaser getrieben, der auf eine Rb-Zelle über FM-Spektroskopie [175] stabilisiert wird.

⁹Durch Mittelung der Atomposition über die Resonatormode $\psi_c(\mathbf{r})$ wird die effektive Kopplungsstärke reduziert.

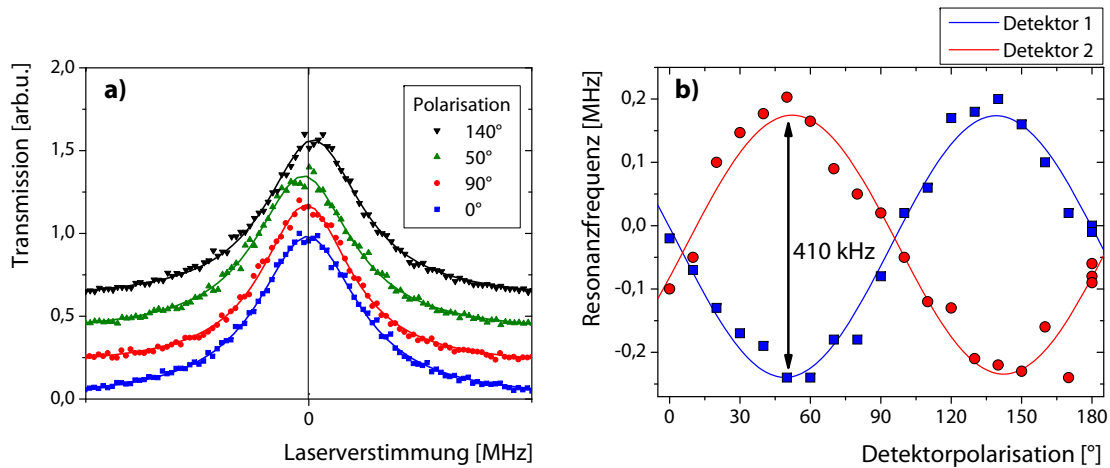
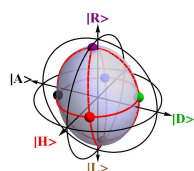


Abbildung 3.6: Resonator-Doppelbrechung. a) Die Resonanzfrequenz ist bei den orthogonalen Polarisationen 0° und 90° annähernd identisch, unterscheidet sich jedoch für die Polarisationen 50° und 140° (Die Kurven sind zur besseren Sichtbarkeit vertikal gegeneinander verschoben.). b) Eine Messreihe für unterschiedliche orthogonale Polarisationen liefert eine maximale Aufspaltung der Resonanzfrequenzen von 410 kHz. Die Skala gibt den Wert des ersten Detektors an, 0° definiert horizontal polarisiertes Licht.

Ein Verdi-gepumpter Coherent MBR110 Ti:Sa Laser mit 1W Ausgangsleistung stellt Licht für Übergänge von $5S_{1/2}, |F=2\rangle$ nach $5P_{3/2}$ zur Verfügung. Dieser Laser ist auf den Frequenzkamm stabilisiert. Da die Regelelektronik des Lasers mit einer Grenzfrequenz von 12 kHz sehr langsam ist, wird eine reine Frequenzstabilisierung eingesetzt. Um ein von der Laserfrequenz abhängiges Regelsignal zu erzeugen, wird die Frequenzabhängigkeit eines Tiefpass-Filters ausgenutzt [176]: Licht des Lasers und des Frequenzkamms interferiert auf einer Photodiode und erzeugt ein RF-Schwebungssignal. Dieses wird aufgespalten und einerseits durch einen Tiefpass-Filter hoher Ordnung und andererseits durch einen Abschwächer geschickt. Das Verhältnis der Amplituden an beiden Ausgängen spiegelt dann die Laserfrequenz wider und dient als Regelsignal. Die Steilheit des Signals resultiert aus der Steilheit des Tiefpass-Filters, wobei der Fangbereich für die Regelung theoretisch durch den Abstand der Kammzinken des Frequenzkamms gegeben ist und damit deutlich größer ist als bei Stabilisierungen auf typische atomare Resonanzen.

Alle Laserstrahlen können mittels akusto-optischer Modulatoren (AOM) in ihrer Frequenz und Intensität eingestellt werden. Durch die endliche Bandbreite der AOMs ist die auslaufende Intensität stark frequenzabhängig und muss daher aktiv stabilisiert werden. Sogenannte Pumplaser, die seitlich auf die gefangenen Atome eingestrahlt werden, müssen in der Experimentsequenz schnell geschaltet werden, was eine aktive Intensitäts-Stabilisierung erschwert. Daher existieren für die entsprechenden AOM-Strecken Eichungen der Frequenzabhängigkeit der Intensität, um über große Frequenzbereiche eine genaue Intensitätseinstellung zu ermöglichen.

Die Laserstrahlen werden über polarisationserhaltende single-mode-Fasern an die Experimentierkammer geführt. Dies entkoppelt das eigentliche Experiment von der Strahlpräparation und reduziert den Justage-Aufwand erheblich. Zur Überlagerung mehrerer



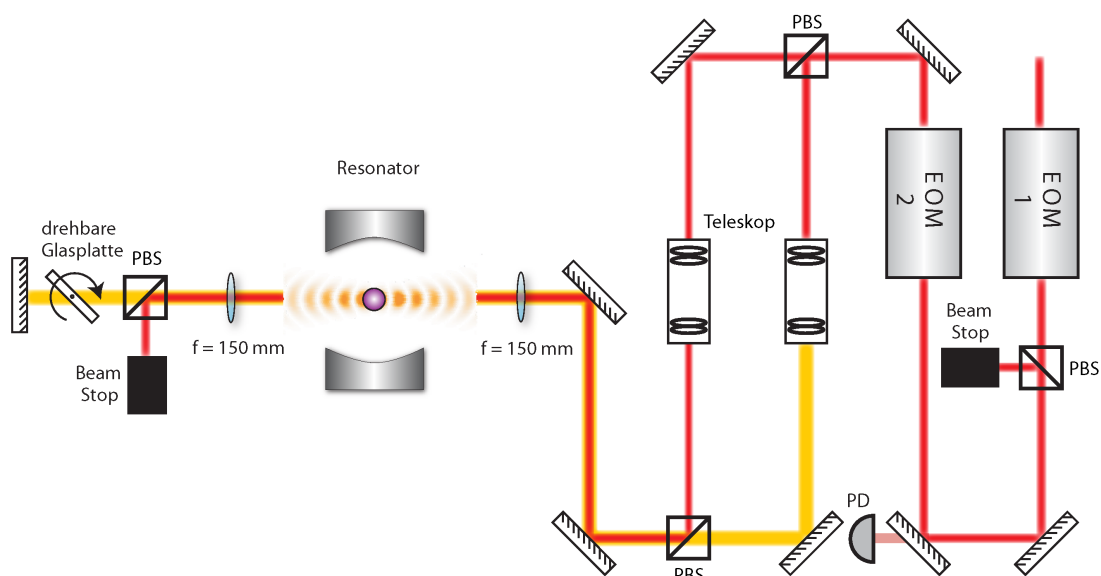


Abbildung 3.7: Dipolfallen-Strahlengang. Mit dem ersten EOM kann die Intensität im Fallenstrahl reguliert werden. Der zweite EOM dient der Aufteilung des Lichts in zwei Teilstrahlen (rot: Transportfalle, gelb: Haltefalle), die jeweils mit einem Teleskop aufgeweitet werden. Unterschiedliche Strahlweiten ergeben verschiedene Fokusedurchmesser und Rayleigh-Längen für die Fallen. Der Strahl der Haltefalle wird in sich retroreflektiert. Das Stehwellenmuster kann über eine Glasplatte verschoben werden.

Laserfrequenzen werden polarisationserhaltende Faser-Strahlteiler verwendet, an denen die Strahlen von mehreren AOM-Strecken kombiniert werden. So kann durch einfaches Umstecken in kürzester Zeit zwischen verschiedenen Konfigurationen gewechselt werden. Besonders praktisch ist die schnelle Änderung von Pumpstrahlen: Einige Strahlen werden gegenläufig von zwei Seiten auf das Atom geschickt, um einseitigen Strahlungsdruck zu verhindern. Die von beiden Seiten einlaufenden Strahlen müssen orthogonal zueinander polarisiert sein, damit eine Stehwellen-Struktur vermieden wird. Um bestimmte Pump-schemata umzusetzen, müssen andere Frequenzen exakt entlang der Resonatorachse (π) polarisiert sein und können daher nur von einer Seite eingestrahlt werden. Die Zuordnung eines Lasers zu der einen oder anderen Gruppe variiert von Experiment zu Experiment und kann einfach geändert werden.

3.4.3 Dipolfallen

Die anfänglich in einer magneto-optischen Falle (MOT) gefangenen und gekühlten Atome werden mittels einer zwischen MOT und Resonator fokussierten Dipolfalle in den optischen Resonator transferiert und dort mit einer weiteren (in sich reflektierten und dort fokussierten) Falle gehalten. Dazu werden weit ins Rote verstimmete Laserstrahlen verwendet (far off resonant trap: FORT, Abbildung 3.7).

Für die Fallentiefe gilt [177]

$$U_{\text{dip}} = -\frac{\pi c^2 \gamma}{\omega_a^3} \left(\frac{2 + \mathcal{P} g_F m_F}{\omega_{D_2} - \omega_s} + \frac{2 + \mathcal{P} g_F m_F}{\omega_{D_2} + \omega_s} + \frac{1 - \mathcal{P} g_F m_F}{\omega_{D_1} - \omega_s} + \frac{1 - \mathcal{P} g_F m_F}{\omega_{D_1} + \omega_s} \right) I, \quad (3.56)$$

mit der Laserfrequenz ω_s , den Frequenzen $\omega_{D_{1/2}}$ für die $D_{1/2}$ Linie (in ω_a als identisch angenommen), dem Landé-Faktor g_F und der magnetischen Quantenzahl m_F . Für große Verstimmungen des Fallenlasers ist die Drehwellennäherung (RWA) nicht mehr zulässig, und es müssen neben Termen mit der Laserverstimmung $\Delta_{1/2} = \omega_{D_{1/2}} - \omega_s$ auch die gegenrotierenden Terme (mit den Frequenz-Summen $\omega_{D_{1/2}} + \omega_s$) berücksichtigt werden. Diese bewirken unabhängig vom Vorzeichen der Verstimmung immer ein attraktives Potential¹⁰. Die Fallentiefe für unterschiedliche Zeeman-Zustände m_F hängt von der Laserpolarisation ab, mit $\mathcal{P} = 0$ für π Polarisation und $\mathcal{P} = \pm 1$ für σ^\pm Polarisation. Zirkular polarisiertes Licht führt daher zu einer zustandsabhängigen Energieverschiebung (vector light shift)¹¹

$$\Delta U = \frac{\mathcal{P} \pi c^2 \gamma}{\omega_a^3} \left(\frac{1}{\omega_{D_1} - \omega_s} - \frac{1}{\omega_{D_2} - \omega_s} \right) g_F m_F I, \quad (3.57)$$

die proportional zum magnetischen Moment ist und analog zu einem extern angelegten Magnetfeld wirkt.

Die Streurrate durch den Fallenlaser ist gegeben durch [177]

$$\Gamma_{\text{sc}} = \frac{2\gamma}{\Delta} U_{\text{dip}} / \hbar. \quad (3.58)$$

Die spontane Streuung aus dem Fallenlaser wird also bei gleicher Fallentiefe mit $1/\Delta$ mit zunehmender Laserverstimmung unterdrückt. Ein Großteil der Streuprozesse bildet jedoch dekohärenzfreie Rayleigh-Streuung. Raman-Prozesse, bei denen der interne atomare Zustand geändert wird, sind stark unterdrückt [178].

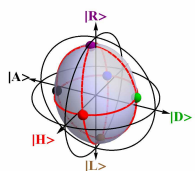
Entgegengesetzte Fallenpotentiale für den Grund- und angeregten atomaren Zustand führen zu einer Verstimmung der atomaren Resonanz (Stark-Shift) $\Delta_S \approx 2U_{\text{dip}}/\hbar$.

Beim Austausch des Faserlasers durch einen IPG YLR-20-1064-LP-SF 1064 nm, 20 W Faserlaser konnte durch Verbesserungen im Aufbau eine deutlich höhere Strahlstabilität erreicht werden.

Die charakteristischen Kenngrößen der Transport- und Haltefalle, sowie der durch den Stabilisierungslaser des Resonators hervorgerufenen Falle sind in der folgenden Tabelle zusammengefasst:

¹⁰Durch einen Vorzeichenfehler in [169] wurde das Fallenpotential dort und in Folgearbeiten um 30 % unterschätzt.

¹¹Die gegenrotierenden Terme für die D1 und D2 Linie sind in erster Näherung gleich groß und heben sich gegenseitig auf.



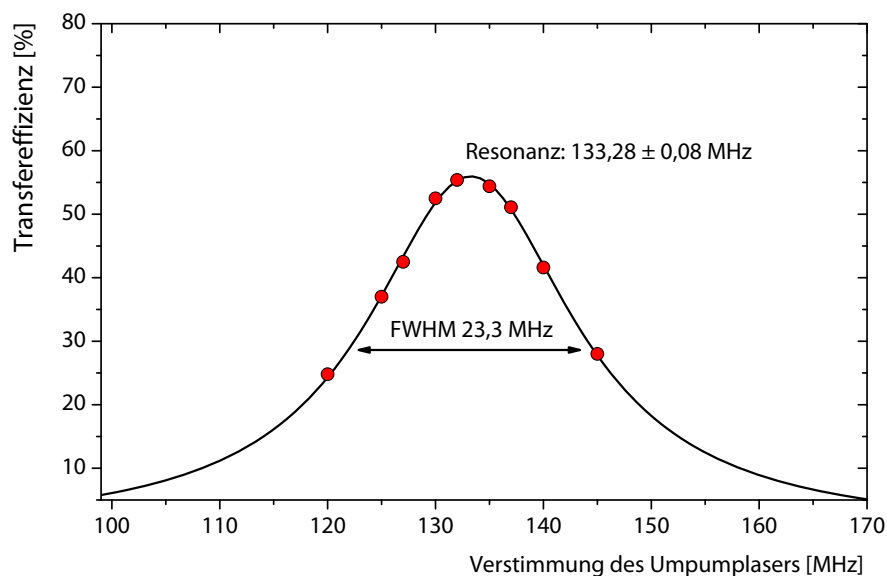


Abbildung 3.8: Atomare AC-Stark-Verschiebung in der Haltefalle. Die Abbildung zeigt die Transfereffizienz beim Umpumpen von Atomen aus dem Hyperfeinzustand $|F=1\rangle$ nach $|F=2\rangle$. Die Frequenz des Lasers ist im Bezug auf den atomaren Übergang im Freiraum angegeben. Deutlich erkennbar ist die atomare Resonanz, die durch die Haltefalle um $133,28 \pm 0,08$ MHz ins Blaue verschoben ist.

	Transportfalle	Haltefalle	Stabilisierungslaser
Wellenlänge	1064 nm	1064 nm	785 nm
Strahlfokus $r(1/e^2)$	45 μm	16 μm	30 μm
Fallentiefe	48 $\mu\text{K}/\text{W}$	1,5 mK/W	8,2 $\mu\text{K}/\text{mW}$
Leistung	4 W	2 W	2 mW
radiale Fallenfrequenz	1 kHz	11 kHz	0,45 kHz
axiale Fallenfrequenz	5 Hz	720 kHz	76 kHz
Stark-Verschiebung (D2)	6,6 MHz	100 MHz	0,9 MHz
Streurrate	0,4 mHz	11 Hz	9 Hz

Für die durchgeführten Experimente ist eine konstante und genau bekannte atomare Resonanzfrequenz von zentraler Bedeutung. Die Stark-Verschiebung in der Haltefalle muss daher mit großer Genauigkeit bestimmt werden. Hierzu werden Atome im Hyperfeinzustand $|F=1\rangle$ präpariert und in den Hyperfeinzustand $|F=2\rangle$ umpumpt. Die Transfereffizienz wird mittels Fluoreszenz-Zustandsdetektion [179] vermessen. Aus der Vermessung der Transfereffizienz für unterschiedliche Frequenzen des Umpump lasers lässt sich die Stark-Verschiebung der atomaren Resonanz ableiten. Die absolute Verschiebung zur atomaren Resonanz für ein freies Atom von 133 MHz blieb über mehrere Monate konstant – ein klarer Hinweis für die hohe Stabilität der neu aufgebauten Falle. Die durch die Falle hervorgerufene Verschiebung der atomaren Resonanz wird im Experiment berücksichtigt, indem die Laser- und Resonator-Frequenzen gegenüber den Resonanzen des freien Atoms verstimmt werden.

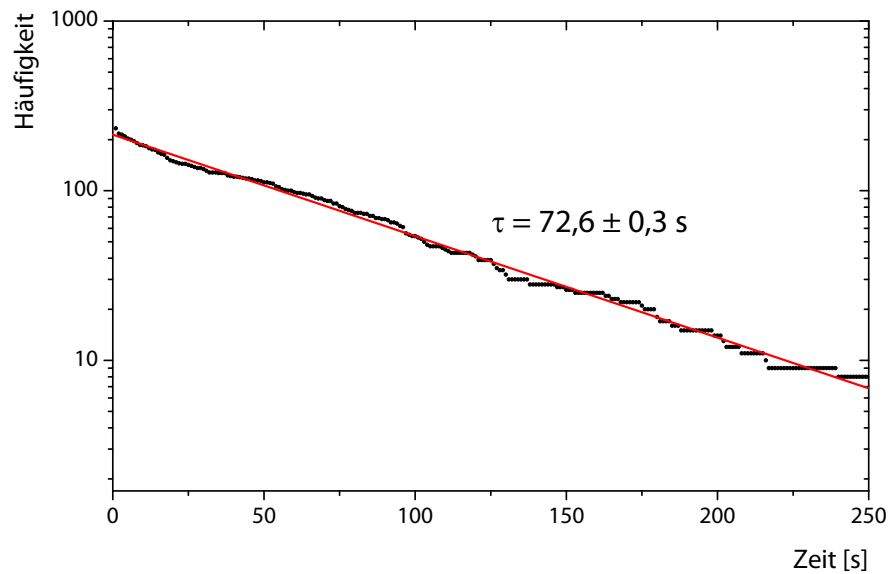


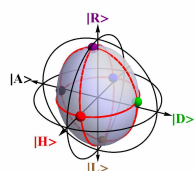
Abbildung 3.9: Atom-Speicherzeit. Für eine typische Messnacht ist aufgetragen, wie häufig ein gefangenes Atom mindestens die angegebene Zeit in der Falle gehalten werden konnte. Die Kurve fällt mit einer $1/e$ -Zeit von $72,6 \pm 0,3 \text{ s}$ ab.

3.4.4 Kühlkräfte und Speicherzeiten

Die in der Doktorarbeit von Stefan Nußmann [169] beschriebenen Kühlkräfte erlauben die Speicherung einzelner Atome über lange Zeit. Gerade die Sisyphus-ähnliche Kühlkraft beim Zusammenwirken einer Stehwellen-Falle mit einem zum freien Atom resonanten Pumplaser stellte sich als ideal heraus. Da sie unabhängig vom Resonator wirkt, kann sie einfach in allen Quanteninformations-Protokollen integriert werden. So werden einzelne Atome bis zu acht Minuten gespeichert, die mittlere Speicherzeit beträgt etwa 70 Sekunden (siehe Abb. 3.9). Vergleicht man diese mit den bisher während Quanteninformationsprotokollen erzielten Speicherzeiten von unter 10 Sekunden, erkennt man, in welcher erfreulicher und dramatischer Weise sich die während der Umbauarbeiten durchgeführten Optimierungen auszahlen.

3.4.5 Kamera-System

Die Beobachtung der Atome im Resonator erfolgt über ein hochauflösendes Kamera-System. Dazu wird der zentrale Bereich der Resonator-Region über ein selbstentwickeltes Objektiv [170] auf eine EM-CCD Kamera Andor Ixon DV887DCS-BV abgebildet. Die numerische Apertur des Objektivs beträgt $NA = 0,4$. Der optische Zugang entlang der Resonator-Achse ist jedoch hauptsächlich durch die auf 1 bzw. 1,5 mm Durchmesser abgedrehten Resonator-Spiegelflächen begrenzt. Die Vergrößerung ist $M = 28$ und führt zu einer effektiven Pixelgröße von $0,6 \mu\text{m}$.



Nach einer anfänglichen Atom-Ladephase kann über das Kamera-System die Anzahl und Position der gefangenen Atome genau bestimmt werden. Wurde kein oder mehr als ein Atom gefangen, wird durch die Experimentsteuerung der Zyklus abgebrochen und der Ladevorgang neu gestartet.

Wird hingegen ein einzelnes Atom detektiert, kann dieses exakt ins Zentrum der Resonator-mode gefahren werden. Dazu wird die Stehwellenstruktur der Dipolfalle durch Verkippen eines im Strahlengang eingebauten Glasplättchens (siehe Abb. 3.7) verschoben [180]. Da während der Experimentsequenz die gefangenen Atome zwischenzeitlich immer wieder gekühlt werden und dabei Licht aussenden, können die Atome während der gesamten Sequenz kontinuierlich beobachtet und bei Positionsabweichungen zurück in die Resonatormitte verfahren werden.

Eine Sequenz wird sofort abgebrochen, wenn nicht wie gefordert ein einzelnes Atom gespeichert ist. Daten werden nur aufgenommen, wenn ein einzelnes Atom detektiert wird. Die Sequenz endet, sobald das Atom verlorengeht. Abbildung 3.10 zeigt 30 Minuten einer typischen Messnacht. Die Zeit läuft in 15 untereinander angeordneten Spuren, die einzelnen Atombilder sind ohne Abstand direkt nebeneinander angeordnet. Nachladephasen ohne gespeicherte Atome sind als dunkle Bildinhalte sichtbar. Auf dem ersten Bild nach dem Nachladen befindet sich das Atom teilweise noch am Rand der Resonatormode, kann aber durch die aktive Positionskontrolle automatisch zentriert werden. Das Atom bleibt dann für alle weiteren Bilder an derselben Stelle und die Atombilder reihen sich zu horizontalen Linien aneinander. In seltenen Fällen ist ein erneutes Zentrieren des gespeicherten Atoms erforderlich.

In früheren Experimenten hatten die Experimentsequenzen eine feste Gesamtlänge. Da nur in wenigen Fällen wirklich ein einzelnes Atom gespeichert war, liefen viele Experimentzyklen ohne gespeicherte Atome und mussten anschließend anhand der Atombilder oder des Streusignals am Resonatorausgang aussortiert werden. Andererseits lief das Experiment mit einem gespeicherten Atom nur die vorgegebene Zeit, die etwa bei der halben Speicherzeit angesetzt wurde – also deutlich kürzer als prinzipiell möglich. Der *duty cycle* lag daher bei wenigen Prozent. Die quasi-permanente Speicherung eines Einzelatoms im Zentrum der Resonatormode ermöglicht im aktuellen Experiment einen *duty cycle* von über 80 %, der beim Vergleich der Einzelatom-Speicherzeiten mit den kurzen Nachladephasen in Abbildung 3.10 deutlich sichtbar ist.

3.4.6 Magnetfeld-Messung und -Kompensation

Die Dekohärenzzeit für die Besetzung atomarer Zeeman-Unterebenen betrug bisher nur $6 \mu\text{s}$ [172]. Hauptursache hierfür sind schwankende Magnetfelder und zirkulare Polarisationskomponenten im Fallenlaserstrahl, die durch doppelbrechende Komponenten im Strahlengang entstehen und über differentielle Energieverschiebung der Zeeman-Niveaus zu einem effektiven Magnetfeld führen (Gl. 3.57). Da eine lange Kohärenzzeit der atomaren Zustände für die Realisierung eines Quantenspeichers von entscheidender Bedeutung ist, wurden Methoden entwickelt, um die Magnetfeldschwankungen genauer zu untersuchen. Dies ermöglichte die Eliminierung entscheidender Störquellen und damit die Vergrößerung der Kohärenzzeit um mehr als eine Größenordnung.

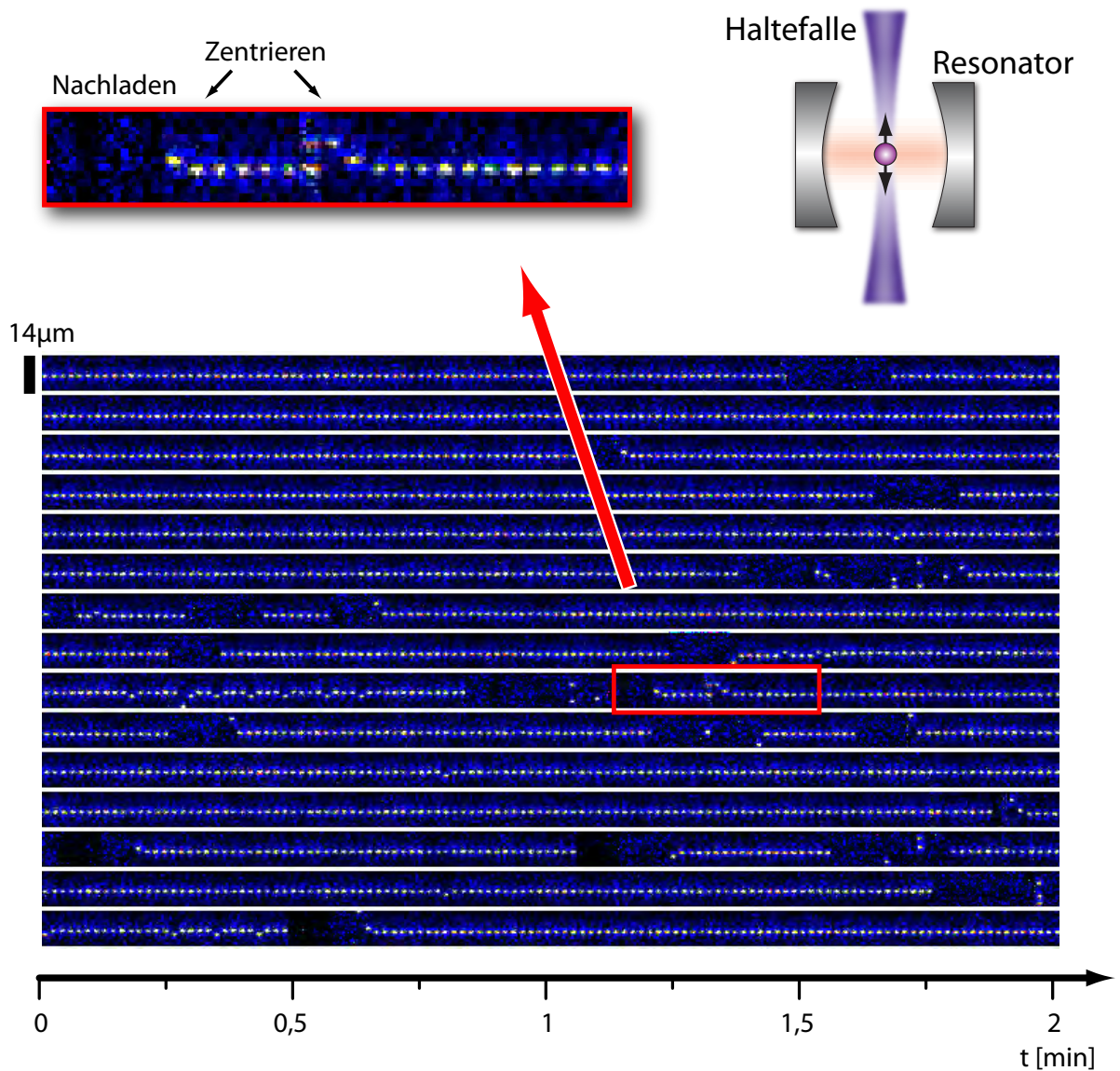
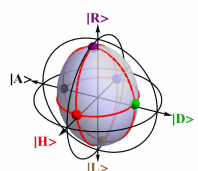


Abbildung 3.10: Atomare Positionskontrolle. In 15 untereinander angeordneten Spuren sind Bilder der zentralen Resonator-Region ohne Abstand über die Zeit aufgetragen (1 Bild/s, insgesamt 30 Minuten). Die Schemadarstellung zeigt die Ausrichtung der Resonatormode und der Haltefalle in den Bildern. Der dargestellte Bildausschnitt ($14\ \mu\text{m}$) ist deutlich kleiner als der Waist der Resonatormode ($30\ \mu\text{m}$). Die einzelnen Atome sind über lange Zeiten genau im Zentrum der Resonatormode positioniert. In einigen Fällen wurden zwei Atome geladen und der Nachladeprozess wiederholt. Im vergrößerten Bildausschnitt sieht man ein Beispiel, das eine Nachladephase (dunkler Bildbereich) zeigt, sowie die Zentrierung des Atoms nach der Aufnahme des ersten Bildes und eine erneute Zentrierung, nachdem eine Atombewegung detektiert wurde.



3.4.6.1 Magnetfeldsensor

Um das Magnetfeld kontinuierlich beobachten zu können, wurde direkt unter der Vakuumkammer ein 3-Achsen-Magnetfeld-Sensor HMC2003 angebracht. Der Sensor benutzt zur Magnetfeldmessung eine magneto-resistive Permalloy-Legierung, die senkrecht zum zu messenden Magnetfeld vormagnetisiert werden muss. Da der Sensor durch die hohen Magnetfelder während der MOT-Ladephase gestört wird, muss er nach jedem Ladevorgang neu magnetisiert werden. Außerdem führt die Erwärmung durch die Magnetfeldspulen zu einer leichten Veränderung des gemessenen Magnetfelds. Beim Rücksetzen des Sensors wird daher gleichzeitig eine Rekalibrierung durchgeführt, durch die die Temperaturabhängigkeit von 1,4 mG/K auf 0,06 mG/K gesenkt wird.

Mit dem Sensor wurden Magnetfeldschwankungen mit einer Frequenz von 50 Hz und einer Amplitude von 20 mG identifiziert, die von zwei Netzteilen hervorgerufen werden, die zum Betreiben der MOT benötigt werden. Diese konnten so positioniert werden, dass sich die hervorgerufenen Felder gegenseitig nahezu perfekt auslöschen. Eine weitere Störquelle stellen die Netzteile der häufig eingesetzten Thorlabs-Photodioden, sowie der Motor der Flowbox dar. Abbildung 3.11 a) zeigt die spektrale Verteilung von Magnetfeldfluktuationen bis 250 Hz. Deutlich zu erkennen sind Störungen bei 50 Hz und Vielfachen dieses Werts. Die dargestellten Magnetfeldschwankungen entsprechen Variationen mit $\sigma_{RMS} = 3,2$ mG.

In Abbildung 3.11 b) sind Histogramme der Magnetfeldwerte für die drei Raumrichtungen gezeigt. Die Messung wurde erst nach den in dieser Arbeit vorgestellten Speichermessungen durchgeführt, speziell nach einer gründlichen Suche und Elimination möglicher Störquellen. Sie erfolgte mit einer Zeitauflösung von 1 ms über acht Stunden. Die Verteilungen haben Breiten zwischen 0,3 und 1 mG und zeigen die exzellente Magnetfeldstabilität auch über lange Zeitspannen. Die Verbreiterung der Histogramme für die Dipolfallen- und Resonatorachse sind auf Restoszillationen bei 50 Hz zurückzuführen.

Umbauten auf dem optischen Tisch führen zu Änderungen des Magnetfelds, die schnell mehrere 10 mG erreichen. Nach solchen Umbauten ist daher eine Rekalibrierung der Magnetfeldkompensation erforderlich.

3.4.6.2 Mikrowellenspektroskopie

Die Methode der Mikrowellenspektroskopie ermöglicht die Vermessung der Magnetfelder direkt am Ort der Atome [80, 181]. Dazu wird das Atom im Zustand $|F=1\rangle$ präpariert und die Effizienz beim Mikrowellen-induzierten Transfer in den Zustand $|F=2\rangle$ über Fluoreszenzdetektion vermessen.

Ein externes Magnetfeld führt zu einer Energieaufspaltung der Zeeman-Niveaus von

$$\Delta E = \mu_B \cdot g_F \cdot m_F \cdot B, \quad (3.59)$$

mit dem Bohr'schen Magneton $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$. Da die $|F=1\rangle$ - und $|F=2\rangle$ -Zustände mit $g_1/2 = \mp 1/2$ entgegengesetzte g_F -Faktoren besitzen, existieren neben der für $B = 0$ entarteten Mikrowellenresonanz bei 6,834682 GHz noch jeweils drei höher und niedriger liegende Resonanzen, deren jeweiliger Abstand proportional zum vorherrschenden Magnetfeld ist

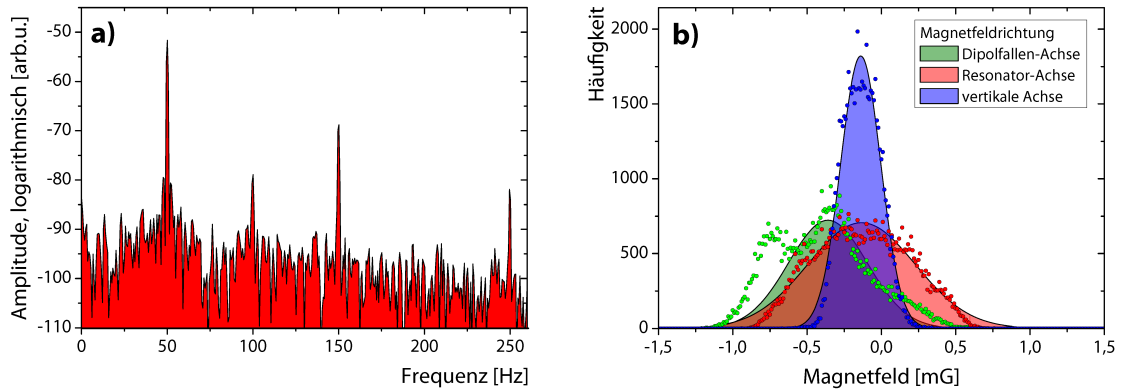


Abbildung 3.11: Magnetfeldmessungen. a) Spektrale Verteilung der Magnetfeldfluktuationen. Ein deutliches Signal ist bei 50 Hz und Vielfachen dieser Frequenz zu beobachten. b) Das Histogramm zeigt die Verteilung der Magnetfeldwerte über eine Messdauer von acht Stunden und beweist die Stabilität des Magnetfelds über lange Zeitspannen. Die Verbreiterung der Histogramme für die Dipolfallen- und Resonatorachse sind auf periodische Schwankungen mit 50 Hz zurückzuführen.

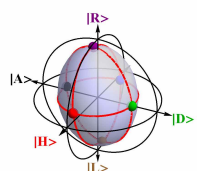
(Abb. 3.12 a)). Zur Vermessung der Resonanzen wird die Sequenz aus Atompräparation, Umpumpen und Zustandsdetektion zwei Sekunden lang wiederholt, wobei die Mikrowellenfrequenz schrittweise verändert wird.

Im Zusammenspiel von Transport- und Haltefalle treten zirkulare Polarisationskomponenten auf, die stark fluktuieren, da die Pfade der beiden Fallenstrahlen nicht interferometrisch stabil sind. Für die gespeicherten Atome ergibt sich dadurch ein zeitlich schwankendes effektives Magnetfeld. Durch Blockieren der Transportfalle während der Experimentierphase kann dieses sehr effektiv unterdrückt werden.

Abbildung 3.12 b) zeigt eine Mikrowellenspektroskopie-Messung nach erfolgreicher Kompensation des Magnetfelds. Die sieben Resonanzen sind zu einer einzigen verschmolzen, die Restbreite von $11,6 \pm 0,6$ kHz (FWHM) entspricht Schwankungen im Magnetfeld von 2,8 mG. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit den Messungen am Magnetfeldsensor.

3.4.6.3 Differentielle Phasenentwicklung

Die Vermessung der differentiellen Phasenentwicklung unterschiedlicher Zeeman-Unterniveaus bietet die genaueste Methode zur Vermessung des Magnetfelds. Dazu werden Atome in einem wohldefinierten Überlagerungszustand von Zeeman-Niveaus präpariert. Die Zeeman-Zustände sammeln aufgrund der Energieaufspaltung im Magnetfeld unterschiedliche Phasen auf. Dadurch ändert sich der atomare Überlagerungszustand, der über die Polarisation eines emittierten Photons ausgelesen werden kann. Ein ähnliches Verfahren wurde bereits in früheren Experimenten verwendet [83, 172], allerdings waren die Messungen aufgrund der geringen Photonendetektionsrate damals noch sehr zeitaufwändig. Im aktuellen Experiment kann das Magnetfeld durch derartige Messungen innerhalb weniger Minuten mit einer Ungenauigkeit von unter 1 mG kompensiert werden.



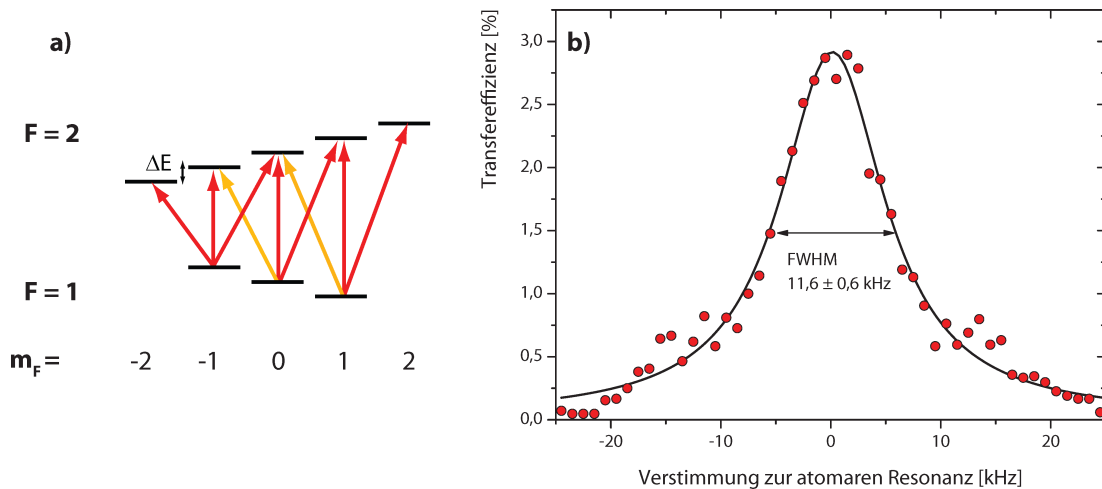


Abbildung 3.12: Mikrowellenübergänge. a) Durch ein Magnetfeld werden die Energieniveaus der Zeeman-Zustände der Hyperfeinniveaus $|F=1\rangle$ und $|F=2\rangle$ aufgespalten. Die durch Pfeile gekennzeichneten Übergänge zwischen den Hyperfeinniveaus besitzen sieben unterschiedliche Mikrowellenfrequenzen. Zwei Übergänge, deren Frequenz mit der eines anderen Übergangs zusammenfällt, sind orange eingezeichnet. b) Nach einer Kompensation des Magnetfelds sind die Zeeman-Niveaus entartet und alle Übergänge besitzen dieselbe Frequenz. Die Restbreite der Resonanz von $11,6 \pm 0,6$ kHz zeigt die hohe Magnetfeldstabilität.

3.4.7 Detektionssetup

Der Resonatorausgang ist über eine zehn Meter lange, nicht-polarisationserhaltende Faser mit einem Aufbau verbunden, der einerseits der Polarisationspräparation für Licht dient, das in den Resonator eingekoppelt wird, und andererseits der polarisationssensitiven Vermessung von Licht, das aus dem Resonator austritt.

3.4.7.1 Aufbau

Zentrales Element des Aufbaus ist ein nicht-polarisierender 50/50 Strahlteiler (NPBS, Newport 10BC16NP.6). Sein Winkel zum Strahlengang ist so eingestellt, dass er gleiche Transmission für horizontale und vertikale Polarisation besitzt, da ungleiche Transmissionen zu einer nicht-unitären und daher durch Polarisationsoptik nicht kompensierbaren Veränderungen des Polarisationszustands führen. Das Transmissionsverhältnis für horizontal und vertikal polarisiertes Licht wurde zu $0,99 \pm 0,02$ bestimmt.

In den beiden Austrittspfaden des NPBS befinden sich Detektionsaufbauten zur Vermessung der Polarisation. Ein polarisierender Strahlteiler (PBS, Extinktion 1 : 1000) dient zur Aufspaltung des Lichts in zwei orthogonale Polarisationskomponenten, die mit Einzelphotonendetektoren (Perkin&Elmer SPCM-ARQ16) an den beiden Ausgängen gemessen werden. Die Einstellung der Detektionsbasis erfolgt über eine $\lambda/4$ - und $\lambda/2$ -Platte.

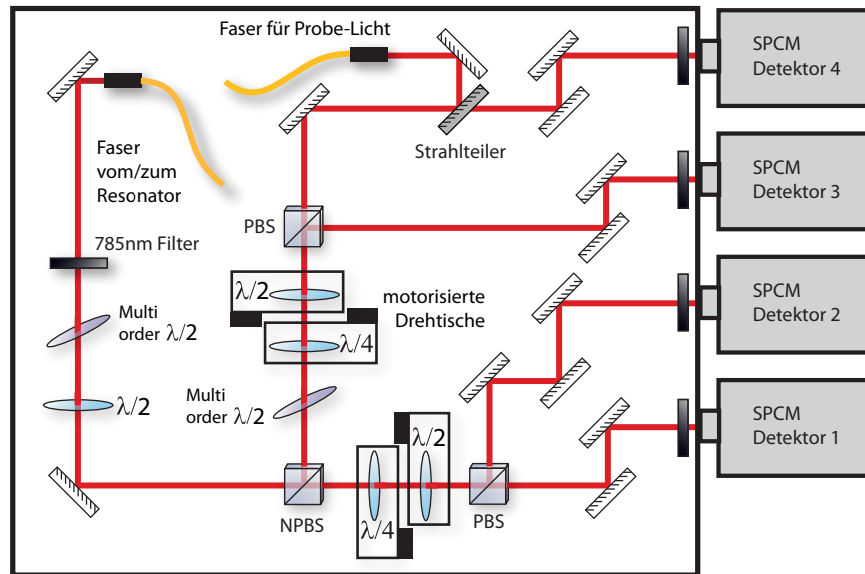


Abbildung 3.13: Detektionsaufbau. Die vom Resonatorausgang durch eine Faser geleiteten Photonen werden durch einen NPBS in zwei Detektionspfade aufgespalten. Über Wellenplatten kann die Detektionsbasis in beiden Pfaden unabhängig eingestellt werden. Ein PBS teilt orthogonale Polarisationskomponenten auf, die von Einzelphotonen-Detektoren gemessen werden. Vor dem NPBS befinden sich Wellenplatten zur Polarisationskompensation. Über einen Strahlteiler wird Probe-Licht in einen Detektionspfad eingekoppelt und kann auf den Resonator geschickt werden.

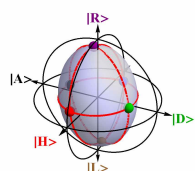
In einem Detektionspfad wird über einen Strahlteiler ($R \approx 10\%$) zusätzlich Probe-Licht Richtung Resonator geschickt. Durch den PBS horizontal ausgerichtet, kann die Polarisation über die $\lambda/2$ - und $\lambda/4$ -Platte frei gewählt werden.

Zur Abtrennung des etwa zehn Größenordnungen intensiveren Resonator-Stabilisierungslichts bei 785 nm werden Semrock LL01-780-25 Bandpassfilter verwendet. Ein erster befindet sich am Resonatorausgang vor der Fasereinkopplung, ein zweiter gleich nach dem Fasereinkoppler im Detektionsaufbau. Zusätzlich sind weitere Filter vor den Detektoren eingebaut. Die Filter löschen das Stabilisierungslicht vollständig aus, während Licht mit 780 nm Wellenlänge bei drei Filtern eine Transmission von 96 % besitzt.

Ein aus dem Resonator austretendes Photon wird mit einer Wahrscheinlichkeit von 41 % in einem der Detektoren registriert. Dieser Wert ergibt sich aus der Transmission der Semrock-Filter (96 %), der Fasereinkopplung inklusive Transmissionsverlusten (86 %) und der Quanteneffizienz der Detektoren (50 %).

3.4.7.2 Polarisationskompensation

Auf dem Weg vom Resonator zum Detektionsaufbau erfährt das Licht bei Reflektionen an Spiegeln und bei der Transmission durch die Faser eine Polarisationsänderung. Diese ist unitär, und kann daher mit Polarisationsoptik kompensiert werden. Dazu dienen eine



$\lambda/2$ -Platte hoher Ordnung (zwei Freiheitsgrade: Winkel zum Strahlengang, Ausrichtung der Achsen) und eine $\lambda/2$ -Platte nullter Ordnung (ein Freiheitsgrad: Ausrichtung der Achsen) im Strahlengang. So können alle Änderungen zwischen dem Resonatorausgang und einem der Detektionspfade kompensiert werden, einschließlich des Phasensprungs am NPBS. Da für den zweiten Detektionspfad die Änderungen bis auf den Phasensprung am NPBS identisch sind, genügt es, im zweiten Pfad mittels einer zusätzlichen $\lambda/2$ -Platte hoher Ordnung (senkrecht ausgerichtete Achse, ein Freiheitsgrad: Winkel zum Strahlengang) die Wirkung des NPBS zu kompensieren.

Die Polarisation wird so kompensiert, dass die Detektionsbasen die Polarisation im Koordinatensystem am Ort des Resonators definieren. Dazu wird die Polarisation am Resonatorausgang über Polarisatoren auf wohldefinierte Werte eingestellt und die Kompensationselemente so justiert, dass in den Detektionsaufbauten die gewünschte Polarisation gemessen wird.

Die Polarisationserhaltung von der Präparation bis zur Detektion kann vermessen werden, indem Probelicht definierter Polarisation am Resonator reflektiert und im zweiten Detektionssetup analysiert wird. Die Übereinstimmung mit dem gewünschten Zustand liegt für unterschiedliche Eingangspolarisationen zwischen 99,4 % und 99,9 %. Bei diesen Messungen ohne Polarisator am Resonatorausgang werden Polarisationsänderungen beim Durchtritt durch die Vakuumscheibe und das Substrat des Resonatorspiegels mitvermessen. Da keine Polarisationsänderungen messbar sind, kann eine nennenswerte Doppelbrechung beider optischer Komponenten ausgeschlossen werden. Jedoch kommt es bei der Reflektion am stabilisierten Resonator zu einer leichten Polarisationsdrehung, die auf die Doppelbrechung innerhalb des Resonators zurückzuführen ist. Diese kann vorkompensiert werden: Die Polarisierungen der Eingangszustände werden so gewählt, dass sie nach der Reflektion am (stabilisierten) Resonator den gewünschten Eingangszuständen entsprechen.

3.5 Experimentelle Durchführung

3.5.1 Übersicht

Abbildung 3.14 a) zeigt eine schematische Darstellung des Experiments. Die Abspeicherung erfolgt für schwache kohärente Laserpulse mit $\bar{N} \lesssim 1$ Photonen. Diese werden in mehreren Schritten erzeugt. Zuerst passiert der Laserstrahl einen AOM, um die Frequenz einzustellen und die Intensität (an dieser Stelle) zu stabilisieren. Die einzelnen Pulse werden in einem faserbasierten elektro-optischen Amplitudenmodulator geformt. Filter im Strahlengang schwächen die Pulse auf Einzelphotonen-Niveau ab. Schließlich wird der Strahl in das Detektionssetup eingekoppelt, dort in der Polarisation eingestellt und auf den Resonator geschickt¹². Das vom Resonator reflektierte bzw. aus diesem austretende Licht wird in seiner Intensität und Polarisation analysiert. In Abbildung 3.14 b) ist die im Experiment verwendete Sequenz dargestellt, die mit einer Repetitionsrate von bis zu 5 kHz wiederholt wird, bis das Atom den Resonator verlässt.

¹²Wegen der höheren Transmission des Auskoppelspiegels erfolgt sowohl die Einkopplung als auch die Auskopplung des Lichts auf derselben Resonatorseite.

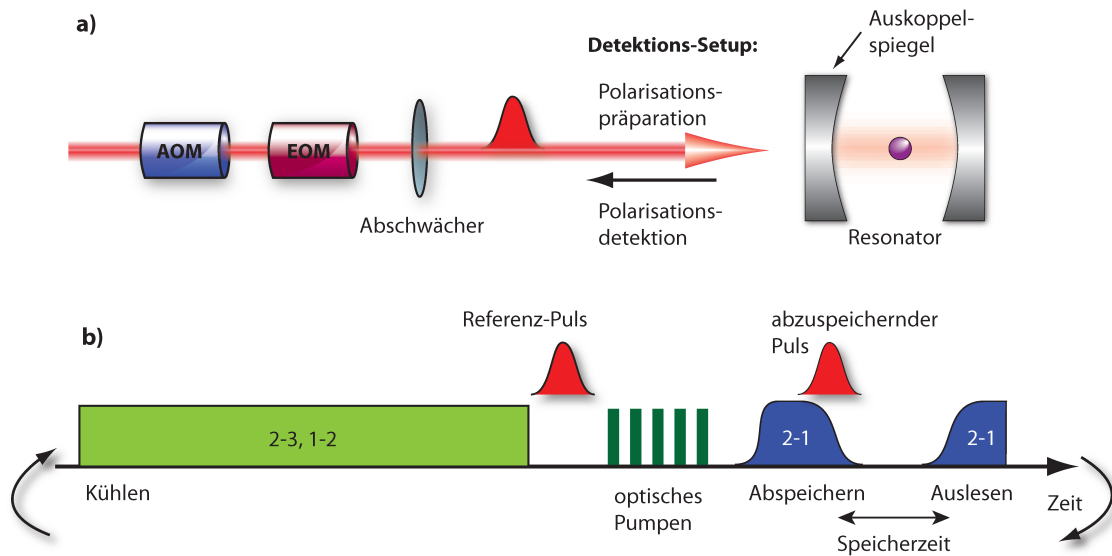


Abbildung 3.14: Schematische Übersicht. a) Probelicht wird in der Frequenz, Intensität und Pulsform präpariert und über das Detektionssetup auf den Resonator geschickt. Aus dem Resonator austretendes Licht kann polarisationssensitiv analysiert werden. b) Zeitlicher Ablauf einer Experimentsequenz. Die einzelnen Laserpulse sind farbig gekennzeichnet. Grün: Pumplicht zum Kühlen der Atome. Dunkelgrün: Laserpulse zum optischen Pumpen nach $|F=1, m_F=0\rangle$. Blau: Kontroll-Laser zum Abspeichern und Auslesen. Rot: Entlang der Resonatorachse einlaufende Laserpulse (Referenzpuls, abzuspeichernder Puls).

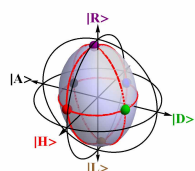
Zu Beginn jedes Abspeicherversuchs wird das Atom durch gleichzeitig eingestrahlt Licht auf den Übergängen $|F=2\rangle \rightarrow |F'=3\rangle$ und $|F=1\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ gekühlt (vgl. Kapitel 3.4.4). Anschließend wird zu Kontrollzwecken ein Probe-Puls (identisch zum abzuspeichernden Puls) auf den Resonator geschickt. Dann werden Laserpulse eingestrahlt, die das Atom nach $|F=1, m_F=0\rangle$ umpumpen. Die gesamte Vorbereitungsphase dauert $180 \mu\text{s}$.

Der Abspeicherprozess beginnt, nachdem die Intensität des Kontroll-Lasers erhöht wurde. Während der abzuspeichernde Puls auf den Resonator trifft, wird die Intensität des Kontroll-Lasers adiabatisch auf 0 reduziert und dabei der Puls im Atom gespeichert. Nach einer frei wählbaren Speicherzeit erfolgt das Auslesen durch adiabatisches Erhöhen der Kontroll-Laser-Intensität.

3.5.2 Zustandspräparation: optisches Pumpen

Damit im Quantenspeicher die korrekte Polarisation abgespeichert und wieder ausgelesen werden kann, muss sich das Atom zu Beginn des Abspeicherprozesses im Zustand $|F=1, m_F=0\rangle$ befinden. Die Besetzung der Zustände $|F=1, m_F=\pm 1\rangle$ und $|F=2\rangle$ muss also minimiert werden.

Für einen π -polarisierten Laser auf dem Übergang $|F=1\rangle \rightarrow |F'=1\rangle$ ist die Anregung aus dem Zustand $|F=1, m_F=0\rangle$ wegen des verschwindenden Dipolmatrixelements verboten, nur Atome in den Zuständen $|F=1, m_F=\pm 1\rangle$ werden nach $|F'=1\rangle$ angeregt. Auf dem D2-



Übergang zerfällt der angeregte Zustand $|F'=1\rangle$ bevorzugt zurück in den Zustand $|F=1\rangle$ ([168]), was durch Purcell-verstärkte Streuung in den Resonator [182] noch begünstigt wird. Der Laser ist resonant zum Stark-verschobenen atomaren Übergang, während der Resonator gegenüber dem Pumplaser 12 MHz blau verstimmt ist. Aufgrund der gewählten Verstimmung ist ein Streuprozess in den Resonator, der dem Atom Bewegungsenergie entzieht, wahrscheinlicher als einer, der das Atom aufheizt [183]. Durch die gewählten Parameter treten keine Heizeffekte und damit keine Verringerung der Atomlebensdauer auf.

Parallel wird der Zustand $|F=2\rangle$ durch optisches Pumpen entleert. Dazu werden Pulse des π polarisierten Kontroll-Lasers auf dem Übergang $|F=2\rangle \rightarrow |F'=1\rangle$ in Zwei-Photonen-Resonanz mit dem Resonator eingestrahlt. Der Transfer nach $|F=1\rangle$ erfolgt über resonator-stimulierte Zwei-Photonen-Streuung. Durch fernresonante Übergänge über die angeregten Zustände $|F'=2, m_F = \pm 2\rangle$ können auch die Zustände $|F=2, m_F = \pm 2\rangle$ entleert werden. Durch die Verstimmung der beiden Laser wird ein Dunkelzustand verhindert. Das Signal am Resonatorausgang kann zur Kontrolle des Prozesses benutzt werden: Ein Abklingen zeigt den vollständige Transfer nach $|F=1, m_F=0\rangle$.

Um eine Restbesetzung in $|F=2\rangle$ auszuschließen, wird zum Abschluss ein weiterer Laserpuls auf dem Übergang $|F=2\rangle \rightarrow |F'=1\rangle$ eingestrahlt, der diesen Zustand vollständig entleert.

Beim optischen Pumpen auf dem Übergang $|F=1\rangle \rightarrow |F'=1\rangle$ der D2-Linie führt nichtresonante Streuung über $|F'=0\rangle$ und $|F'=2\rangle$ zu einer Rückbesetzung der Zeemanzustände $|F=1, m_F = \pm 1\rangle$. Dies legt die Verwendung eines Pumplaser auf der D1-Linie nahe: Der zusätzliche angeregte Zustand $|F'=2\rangle$ ist mit 817 MHz weit verstimmt und es tritt keine Purcell-verstärkte Streuung in den Resonator auf. Ein Versuch mit einem solchen Laser musste jedoch erfolglos aufgegeben werden, da die Atome beim optischen Pumpen verloren gingen bzw. nicht effektiv umgepumpt werden konnten. Numerische Simulationen liefern eine anschauliche Erklärung: Beim Pumpen auf dem D1 Übergang ist aufgrund der Clebsch-Gordan-Koeffizienten [168] der Zerfall in den Zustand $|F=2\rangle$ stark bevorzugt. Während sich die Besetzung in $|F=1, m_F=0\rangle$ nur um wenige Prozent erhöhen lässt, wird ein Großteil der Atome nach $|F=2\rangle$ umgepumpt. Auch wenn durch einen Rückpumplaser der Zustand $|F=2\rangle$ prinzipiell immer wieder entleert werden kann, sind viele Streuprozesse notwendig, bis die Besetzung sich vollständig in $|F=1, m_F=0\rangle$ ansammelt. Das optische Pumpen dauert nicht nur lange, das Atom heizt sich dabei auch stark auf.

Experimentelle Bestimmung der Pumpeffizienz Zur Untersuchung des Transfers nach $|F=1, m_F=0\rangle$ muss die Besetzung im Zustand $|F=1\rangle$ Zeeman-selektiv aufgelöst werden. Dazu wird ausgenutzt, dass durch Einstrahlen eines π -polarisierten Pumplasers auf dem D1-Übergang $|F=1\rangle \rightarrow |F'=1\rangle$ die Besetzung der Zustände $|F=1, m_F = \pm 1\rangle$ sehr effektiv nach $|F=2\rangle$ transferiert wird, während der Übergang aus dem Zustand $|F=1, m_F=0\rangle$ dipolverboten ist. Der beim optischen Pumpen unerwünschte Transfer kann hier also als

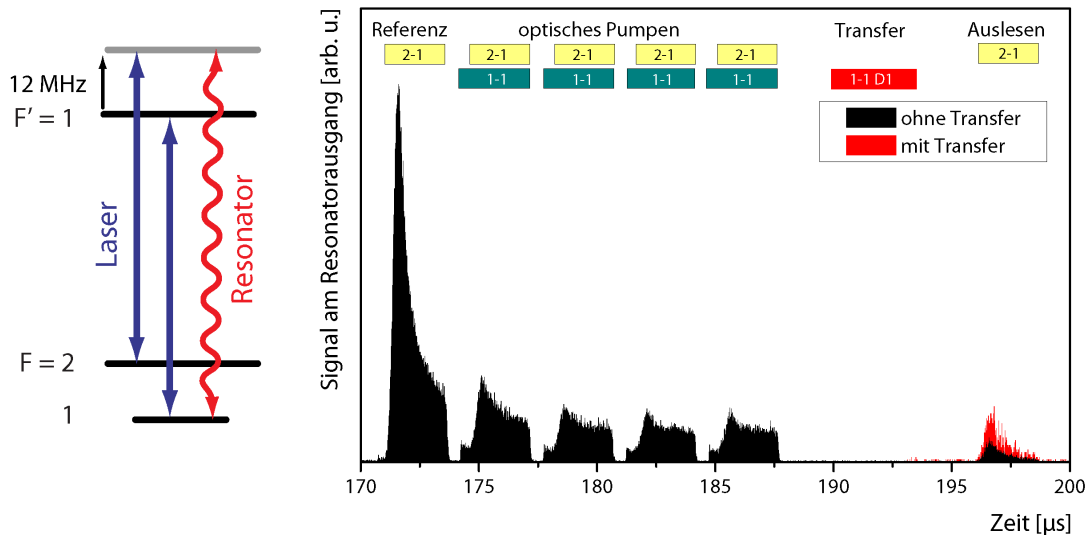


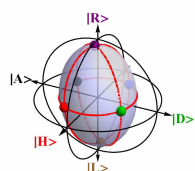
Abbildung 3.15: Optisches Pumpen. Im Termenschema links sind die zum optischen Pumpen eingestrahlten Laser und der an den Resonator gekoppelte Übergang eingezeichnet. Die Messung rechts zeigt die Abfolge der Laserpulse und das dabei am Ausgang des Resonators registrierte Signal. Durch die Laserpulse wird die Besetzung effektiv nach $|F=1, m_F=0\rangle$ umpumpt, das Signal am Resonatorausgang fällt deutlich ab (Die Lücken zwischen den Pulsen beim optischen Pumpen haben keine Bedeutung.). Eine untere Schranke für die Effizienz des Prozesses ergibt sich aus dem Flächenverhältnis des Signals während des Auslesepulses und des Referenzpulses. Für die rote Kurve wurde vor dem letzten Pumpimpuls ein Laser auf den D1-Übergang $|F=1\rangle \rightarrow |F'=1\rangle$ eingestrahlt, um auch Besetzung von $|F=1, m_F=\pm 1\rangle$ auslesen zu können.

($|F=1, m_F=\pm 1\rangle$ und $|F=2\rangle$) Besetzungen in unterschiedliche Hyperfein-Niveaus ($|F=1\rangle$ und $|F=2\rangle$) zu trennen¹³.

Zur Bestimmung der Besetzung in $|F=2\rangle$ werden mit dem Kontroll-Laser und dem Resonator stimulierte Raman-adiabatische Passagen getrieben. Dabei wird das Atom nach $|F=1\rangle$ transferiert und je nach Besetzung des Zustands $|F=2\rangle$ Photonen in den Resonator gestreut. Über die Intensität des Streusignals kann somit die Besetzung in $|F=2\rangle$ abgeschätzt werden.

Abbildung 3.15 zeigt Messungen zum optischen Pumpen. Die Sequenz startet mit einem $170 \mu\text{s}$ langen Kühlintervall, das zusätzlich dazu dient, die Atome nach $|F=2\rangle$ zu transferieren. Anschließend wird das Signal am Resonatorausgang dazu benutzt, das optische Pumpen zu charakterisieren. Das Signal während des ersten Pumpimpuls dient als Referenz zur Definition von 100 % Besetzung in $|F=2\rangle$. Während der Pulse zum optischen Pumpen fällt das Signal am Resonatorausgang kontinuierlich ab und zeigt den effizienten Transfer nach $|F=1\rangle$. Das Signal während des Auslesepulses entspricht einer Restbesetzung in $|F=2\rangle$ von 5 % (schwarze Kurve). Wird vor dem Auslesepuls der D1-Laser eingestrahlt,

¹³Wie aus den Simulationen hervorgeht, zerfallen einige Atome beim Umpumpen aus $|F=1, m_F=\pm 1\rangle$ auch nach $|F=1, m_F=0\rangle$. Der damit verbundene Fehler ist mit etwa 10 % sehr gering.



erhöht sich die Besetzung auf 10 %. Nach dem optischen Pumpen haben sich also etwa 90 % der Besetzung im Zustand $|F=1, m_F=0\rangle$ angesammelt.

3.6 Experimentelle Ergebnisse

3.6.1 Sub-Poissonsche Statistik im ausgelesenen Puls

Da der Quantenspeicher mit einem einzelnen Atom realisiert wird, kann aus jedem Puls maximal ein Photon abgespeichert und wieder ausgelesen werden. Zur Untersuchung der Photonenstatistik wird mit den Detektoren in beiden Armen des Detektionssetups eine Hanbury Brown-Twiss-Messung [84] durchgeführt. Die Funktionsweise ist in Abbildung 2.5 a) beschrieben. Um aus den Messdaten eine $g^{(2)}$ Intensitäts-Korrelationsfunktion der ausgelesenen Pulse zu rekonstruieren, werden bei der Auswertung nur Detektionsereignisse berücksichtigt, die während der Auslesephase registriert werden. Abbildung 3.16 zeigt über eine Stunde aufgenommene Zwei-Photonen-Koinzidenzen in Abhängigkeit von der Zeitdifferenz zwischen den Detektionen. Die Zeitauflösung ist an die Repetitionsrate von 5 kHz angepasst. Auffällig ist die Unterdrückung der Koinzidenzen mit Zeitdifferenz $\tau = 0$ auf $(3,4 \pm 0,5) \%$. Ein Wert von $(2,25 \pm 0,17) \%$ ist auf Dunkelklicks der Detektoren zurückzuführen. Wie zu erwarten, weist der ausgelesene Puls sub-poissonsches Verhalten mit nahezu perfektem Antibunching auf.

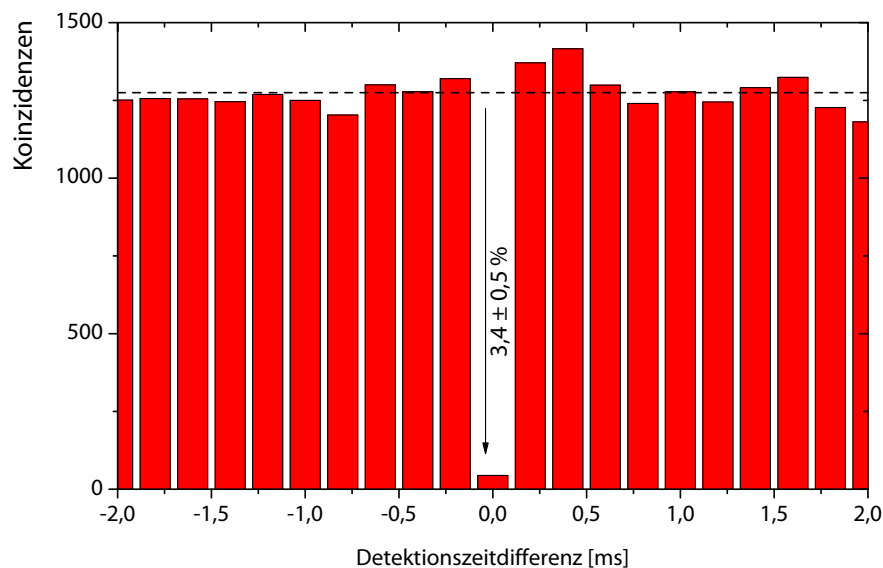


Abbildung 3.16: Hanbury Brown-Twiss Messung des ausgelesenen Signals. Aufgetragen ist die Anzahl von Zwei-Photonen-Koinzidenzen in Abhängigkeit von der Zeitdifferenz zwischen den Detektionen. Eine Unterdrückung der Koinzidenzen bei einer Zeitdifferenz $\tau = 0$ auf $(3,4 \pm 0,5) \%$ zeigt den Einzelphotonencharakter der abgespeicherten Pulse.

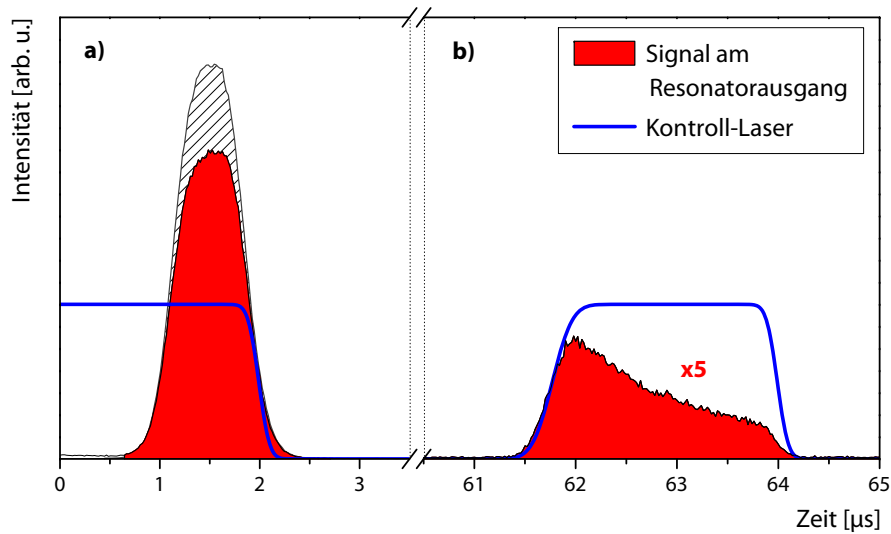


Abbildung 3.17: Effizienzbestimmung. Abgebildet ist der Zeitverlauf des Signals am Resonatorausgang (rot), sowie der Intensitätsverlauf des Kontroll-Lasers (blau). a) Ein Lichtpuls wird Richtung Resonator geschickt und teilweise im Atom abgespeichert. Das in dieser Phase registrierte Signal entspricht dem Anteil nicht abgespeicherter Photonen. Zum Vergleich ist schraffiert der Eingangspuls eingezeichnet. Diesen erhält man aus einer Referenzmessung mit dem Atom im Zustand $|F=2\rangle$. Die Differenz zwischen den Kurven beträgt 17%. b) Nach einer Wartezeit von etwa $60\ \mu\text{s}$ wird der abgespeicherte Puls ausgelesen. Aus dem Verhältnis zum einlaufenden Puls wird die Effizienz des Speichers (9,5%) bestimmt.

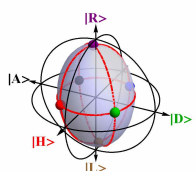
3.6.2 Effizienz des Quantenspeichers

Eine wichtige Eigenschaft eines Quantenspeichers ist seine Effizienz η . Diese setzt sich aus der Effizienz im Abspeicherprozess und der Effizienz im Ausleseprozess zusammen und ist über das Verhältnis der ausgelesenen Intensität (Photonenzahl) N_{out} zur einlaufenden Intensität N_{in} definiert¹⁴.

Photonen im einlaufenden und ausgelesenen Puls werden mit unterschiedlichen Effizienzen detektiert. $\varepsilon_{out} = 86\%$ des aus dem Resonator austretenden Lichts wird in die Faser zum Detektionssetup eingekoppelt. $\varepsilon_{in} = 75\%$ des Probe-Lichts aus der Faser wird (nach der Reflektion am Resonator) wieder in die Faser eingekoppelt. Alle anderen Effizienzen – speziell die der Detektoren – sind für beide Messungen identisch. Das Verhältnis der Detektionseffizienzen wird in den Auswertungen berücksichtigt, indem zur Effizienzberechnung das Verhältnis der Detektionsereignisse im wiederausgelesenen und einlaufenden Puls mit $\varepsilon = \varepsilon_{in}/\varepsilon_{out} = 0,87$ skaliert wird.

Abbildung 3.17 stellt den Verlauf des Signals am Resonatorausgang während der Speichermessung dar. Um für die Effizienzberechnungen einen Referenzwert für die einlaufende Lichtintensität zu erhalten, wird vor dem eigentlichen Abspeicherprozess ein zusätzlicher

¹⁴Durch die unterschiedliche Teilchenzahlstatistik im einlaufenden und ausgelesenen Puls ist der so gemessene Wert eine untere Schranke für die Effizienz, die bei der Verwendung von Einzelphotonen im einlaufenden Puls zu erwarten ist, siehe Anhang ??.



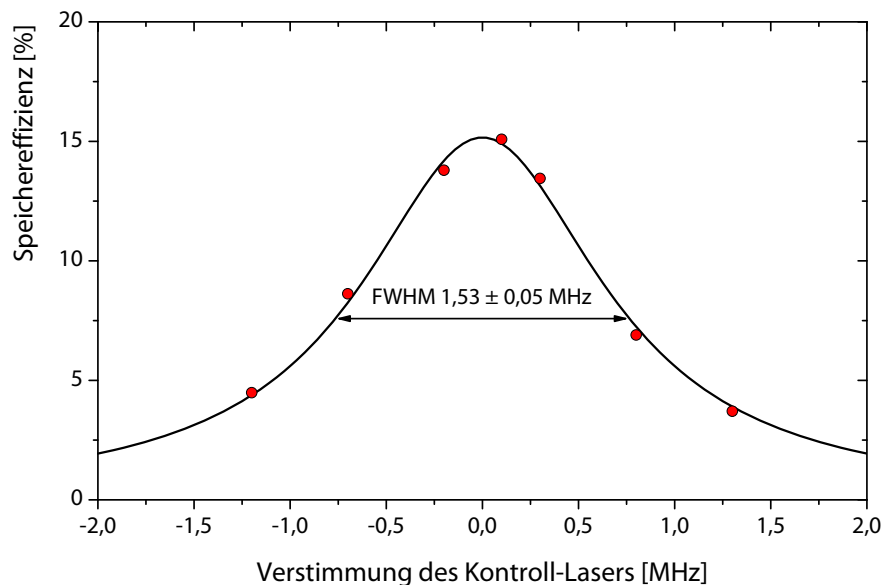


Abbildung 3.18: Abhängigkeit der Effizienz von der Frequenz des Kontroll-Lasers. Die Effizienz des Quantenspeichers ist am höchsten, wenn Kontroll-Laser und Resonator eine Zwei-Photonen-Resonanz bilden. Die Resonanz besitzt eine Breite von $1,53 \pm 0,05$ MHz.

Probe-Puls Richtung Resonator geschickt. Zu diesem Zeitpunkt ist das Atom im Zustand $|F=2\rangle$ und koppelt nicht an das Licht. Daher wird der Puls vom Resonator zu den Detektoren reflektiert. Das dabei registrierte Signal ist in der Abbildung schraffiert dargestellt. Nachdem das Atom in den Zustand $|F=1, m_F=0\rangle$ gepumpt wurde, wird ein weiterer Puls Richtung Resonator geschickt und im Atom gespeichert. Nach einer frei wählbaren Speicherzeit wird der abgespeicherte Puls wieder ausgelesen. Das Verhältnis des Signals im ausgelesenen Puls und im Referenzpuls definiert (nach Skalierung mit der relativen Detektionseffizienz ε) die Effizienz des Quantenspeichers. Für eine Speicherzeit von etwa $60 \mu\text{s}$ beträgt diese 9,5%. Für kurze Speicherzeiten liegt die Effizienz mit Werten von bis zu 15% (siehe Abb. 3.18 und 3.19) nur knapp unter dem Wert, der mit 17% als bisher höchste Effizienz für einen optischen Quantenspeicher erreicht wurde [120].

Die Effizienz des Quantenspeichers hängt stark von der Verstimmung zwischen Kontroll-Lasern und Resonator ab (siehe Abb. 3.18). Der Speicher- und Ausleseprozess erfolgt nur effizient, wenn Laser und Resonator eine Zwei-Photonen-Resonanz bilden. Werden Laser und Resonator gegeneinander verstimmt, fällt die Effizienz rasch ab. Die Breite der Resonanz beträgt $1,53 \pm 0,05$ MHz und bestimmt damit die Bandbreite des Quantenspeichers.

Um die Effizienz des Ausleseprozesses unabhängig vom Abspeicherprozess zu untersuchen, wird für eine Referenzmessung das Atom vor dem Auslesepuls gezielt in den Zustand $|F=2\rangle$ transferiert. Dadurch wird der Ausleseprozess zur quasideterministischen Einzelphotonenerzeugung [77, 184, 185]. Diese wurde 2002 erstmals in unserer Arbeitsgruppe implementiert [186] und wird inzwischen in vielen Gruppen erfolgreich eingesetzt [56, 81, 187, 188] (vgl. auch Kapitel 2.2.1).

Nach den in Kapitel 3.4 vorgestellten Verbesserungen der Apparatur liegt die Effizienz für die Einzelphotonenerzeugung nun bei 56 %¹⁵. Dieser Wert stellt einen neuen Rekord für die Effizienz beim optischen Auslesen eines atomaren Quantenzustands dar. Er ist größer als die maximale Ausleseeffizienz einer DLCZ-Spinaanregung in den Freiraum ([116], 50 %), sowie für Resonator-unterstütztes Auslesen ([117], 15 %)¹⁶.

Mit einer Gesamteffizienz von 9,5 % und einer Effizienz von 56 % für den Ausleseprozess ergibt sich für die Messung in Abbildung 3.17 eine Abspeichereffizienz von 17 %, in perfekter Übereinstimmung mit dem Wert, der als obere Schranke durch die Differenz der Intensitäten des einlaufenden und reflektierten Pulses definiert ist. Bei Messungen mit optimierter Gesamteffizienz von 15 % ergibt sich analog eine Abspeichereffizienz von 27 %.

3.6.3 Inkohärente Prozesse

Neben dem in Abschnitt 3.3 beschriebenen Abspeicherprozess können auch inkohärente Prozesse auftreten, die die Qualität des Quantenspeichers reduzieren. Wird ein Atom in den $|F'=1\rangle$ Zustand angeregt, zerfällt es auch spontan nach $|F=2\rangle$. Dabei geht die Kohärenz zwischen den beiden Pfaden für σ^+ und σ^- Eingangspolarisation verloren.

Der Beitrag inkohärenter Prozesse kann im Experiment gemessen werden, indem beim Abspeichern der zeitliche Versatz zwischen dem abzuspeichernden Puls und dem Kontroll-Laser-Puls verändert wird. Wird die Intensität des Kontroll-Lasers zu früh reduziert, kann die Abspeicherung nur inkohärent erfolgen. Bleibt der Kontroll-Laser zu lange an, wird das Atom wieder in den Ausgangszustand zurückgepumpt und das abgespeicherte Photon bereits während des Speicherprozesses ausgelesen. Indem die Speichereffizienz über diesen Zeitversatz aufgetragen wird, kann aus dem Verlauf bei negativen Zeitwerten direkt der Anteil inkohärent transferierter Photonen abgelesen werden.

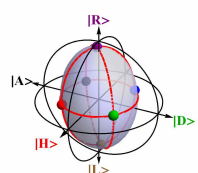
Abbildung 3.19 zeigt die Messung für zwei unterschiedliche Verstimmungen. Sind Resonator und Kontroll-Laser um ≈ 12 MHz gegenüber der Resonanzfrequenz des gefangenen Atoms verstimmt¹⁷ (rote Punkte), fällt die Kurve annähernd symmetrisch für positive und negative Zeiten auf den Wert ab, der ohne einlaufenden Puls gemessen wird (rote Linie). Der inkohärente Transfer ist mit 7 % des Gesamtsignals stark unterdrückt¹⁸. Ein völlig anderes Verhalten ist bei einer Verstimmung von ≈ 7 MHz gegenüber dem Übergang des gefangenen Atoms (graue Punkte) zu beobachten: Hier führt der inkohärente Transfer zu einem

¹⁵Die maximale Effizienz, die mit der alten Apparatur gemessen wurde, lag bei 4,5 % [172] und war durch die große Resonatorzerfallsrate $\kappa/2\pi = 6$ MHz und die geringe Direktionalität des Resonators von etwa 50 % limitiert.

¹⁶Die in der Arbeit genannten 84 ± 11 % für die Emission in einen optischen Resonator müssen noch mit einer Direktionalität von 0,18 multipliziert werden, um die tatsächliche Ausleseeffizienz zu erhalten.

¹⁷Die Verstimmungen sind relativ zur mittleren atomaren Resonanzfrequenz angegeben, die sich unter Berücksichtigung der Stark-Verschiebung in der Speicherfalle ergibt. Für Atome, die sich exakt im Minimum des Dipolpotentials befinden, ist die Verstimmung geringer.

¹⁸In den Messungen ist ein zusätzliches Signal zu beobachten, das auch ohne abzuspeichernden Puls auftritt und sich für die beiden Messungen stark unterscheidet. Es hat bei einer Verstimmung von ≈ 12 MHz einen Anteil von 11 % am Gesamtsignal.



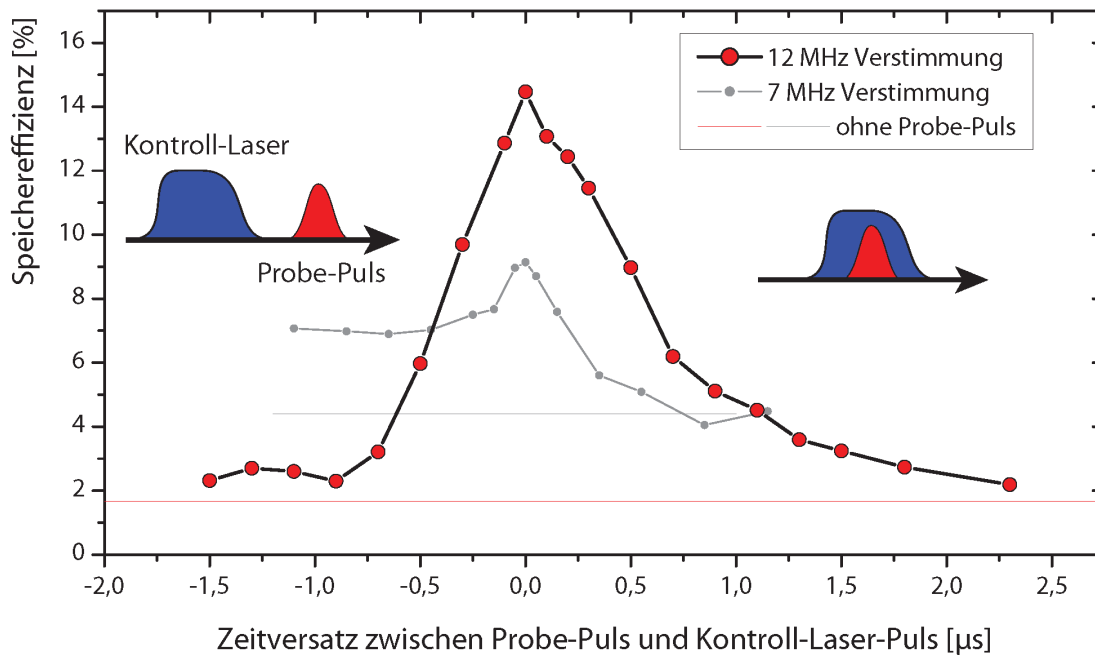


Abbildung 3.19: Abhängigkeit der Speichereffizienz vom zeitlichen Versatz zwischen einlaufendem Probe-Puls (rot) und Kontroll-Laser-Puls (blau). $t = 0$ definiert eine optimale Übereinstimmung und dadurch maximale Effizienz, bei negativen Zeiten fällt der Kontroll-Laser-Puls zu früh ab. Während bei größeren Verstimmungen von der atomaren Resonanz (rote Punkte) kein nennenswerter inkohärenter Transfer zu beobachten ist, trägt der inkohärente Transfer nahe an der atomaren Resonanz (graue Punkte) signifikant zum Signal bei und führt zu einem Plateau bei negativen Zeiten. Zum Vergleich ist die Effizienz für Referenzmessungen eingezeichnet, bei denen kein abzuspeichernder Puls vorlag (rote/graue Linie).

deutlichen Plateau bei negativen Zeitwerten. Zum Vergleich sei auf die Arbeit von Allen Boozer et al. [48] hingewiesen. Trotz einer signifikant höheren Atom-Resonator-Kopplung trug in diesem Experiment der inkohärente Anteil zu 50 % der Gesamteffizienz bei.

3.6.4 Zustandstomographische Rekonstruktion der ausgelesenen Zustände

Das abgespeicherte Photon soll nicht nur mit hoher Wahrscheinlichkeit wiederausgelesen werden, entscheidendes Merkmal des in dieser Arbeit realisierten Quantenspeichers ist auch eine exzellente Übereinstimmung des ausgelesenen Polarisationszustands mit dem des einlaufenden Pulses. Als Maß für die Güte dient dabei die Fidelity (vgl. Kapitel 3.2.6).

In Abbildung 3.20 werden für die sechs Eingangszustände $|H\rangle$, $|V\rangle$, $|D\rangle$, $|A\rangle$, $|R\rangle$ und $|L\rangle$ die nach einer Speicherzeit von $2\ \mu\text{s}$ ausgelesenen Polarisationszustände dargestellt. Der Überlapp mit den zu erwartenden Zuständen liegt zwischen 90,9 % und 95,1 %, mit

einem Fehler $\leq 0,5\%$ ¹⁹. Abweichungen von den idealen Dichtematrizen sind minimal. Unter der Annahme einer spurerhaltenden Abbildung liegt die mittlere Fidelity gemäß Gleichung 3.38 bei $92,72 \pm 0,17\%$. Diese überschreitet den klassisch erreichbaren Wert von $2/3$ bei Weitem. Auch unter Berücksichtigung der kohärenten Eingangspulse und der endlichen Abspeichereffizienz lässt sich kein klassisches Schema finden, das die experimentell bestimmte Fidelity erklären kann. Für einen klassischen Speicher ist bei einer mittleren Photonenzahl im Eingangspuls $\bar{N}_{in} \lesssim 1$ und einer Effizienz von $\gtrsim 10\%$ die mittlere Fidelity auf $\leq 80\%$ beschränkt (siehe Kapitel 3.2.7.3). Aus technischen Gründen wurden die Messungen für unterschiedliche Eingangszustände nacheinander durchgeführt. Da sich der Eingangszustand nur selten ändert, kann ein klassischer Speicher seine Fidelity durch eine gleitende Mittelung über mehrere aufeinanderfolgende Messungen erhöhen. Ein derartiges „Vorwissen“ kann im Experiment jedoch wegen der inkohärenten Streuprozesse in der Kühlphase ausgeschlossen werden. Die hohe mittlere Fidelity ist daher ein eindeutiger Beweis für die Quantennatur des untersuchten Speichers.

Eine Analyse der Eingangszustände, bei der die am Resonator reflektierten Eingangspulse direkt vermessen werden, liefert eine mittlere Fidelity von $99,2\%$. Fehler bei der Präparation und Detektion haben also einen vernachlässigbaren Einfluss auf die gemessenen Zustände. Bei kurzen Speicherzeiten können Effekte ausgeschlossen werden, die während der Speicherzeit den abgespeicherten Zustand verfälschen. Eine Abweichung der Fidelities von Eingangszuständen und ausgelesenen Zuständen ist daher primär auf Fehler im optischen Pumpen und den Beitrag durch inkohärenten Transfer zurückzuführen.

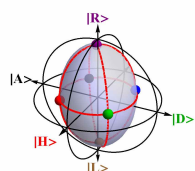
3.6.5 Prozess-Tomographie des Quantenspeichers

Aus den einzelnen Zustandstomographie-Messungen kann entsprechend Kapitel 3.2.5 der eigentliche Quantenprozess rekonstruiert werden. Für die Auswertung wird angenommen, dass alle vermessenen Zustände mit der gleichen Effizienz abgespeichert und wieder ausgelesen werden. Aus Messungen an den vier Eingangszuständen $|H\rangle$, $|V\rangle$, $|D\rangle$ und $|R\rangle$ wird die Prozess-Matrix rekonstruiert. Als Basisoperatoren dienen wie im Theorieteil die Pauli-Matrizen $\tilde{A}_i = \sigma_i$, $i = 0 \dots 3$. Damit ergibt sich die Prozess-Matrix zu

$$\chi = \begin{pmatrix} 0,903 & 0,026 i & -0,034 i & -0,007 + 0,009 i \\ -0,026 i & 0,018 & 0,004 + 0,007 i & -0,004 \\ 0,034 i & 0,004 - 0,007 i & 0,016 & -0,012 \\ -0,007 - 0,009 i & -0,004 & -0,012 & 0,062 \end{pmatrix}. \quad (3.60)$$

Die Einträge sind in Abbildung 3.21 getrennt nach Real- und Imaginärteil als Balkendiagramme dargestellt. Die statistischen Fehler der einzelnen Werte liegen im Bereich $0,005$ - $0,008$. Die Prozess-Matrix beschreibt eine vollständig positive Abbildung, ihre Eigenwerte sind $0,905$, $0,065$, $0,022$ und $0,006$. Größter Eintrag ist der mit der Identitätsabbildung assoziierte Wert $\chi_{11} = 0,903$. Der nächstkleinere Wert $\chi_{44} = 0,062$ weist auf ein leichtes Dephasieren des Zustands in der $|R\rangle$ - $|L\rangle$ -Basis hin.

¹⁹Die angegebenen Fehler ergeben sich durch gaußsche Fehlerfortpflanzung aus den statistischen Fehlern der bei der Auswertung verwendeten Zählereignisse.



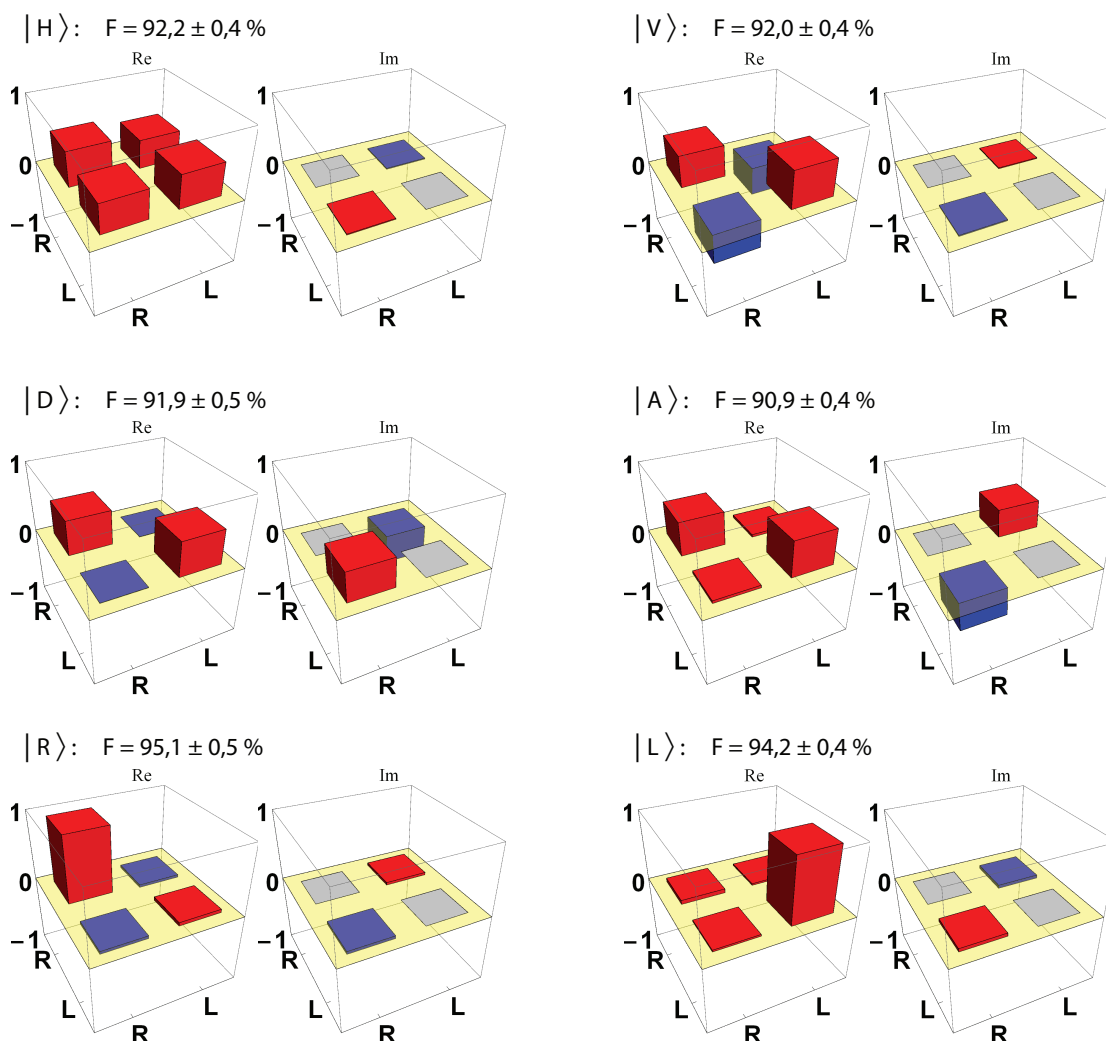


Abbildung 3.20: Vom Speicher ausgelesene Zustände für die Eingangszustände $|H\rangle$, $|V\rangle$, $|D\rangle$, $|A\rangle$, $|R\rangle$ und $|L\rangle$. Die Zustände sind als Balkendiagramme der Dichtematrizen (getrennt nach Real- und Imaginärteil) in der Basis $|R\rangle/|L\rangle$ dargestellt. Positive Einträge sind rot, negative blau gefärbt. Die Imaginärteile der Diagonalelemente sind exakt 0 und werden grau dargestellt. Die gezeigten Dichtematrizen unterscheiden sich nur unmerklich von den idealen Dichtematrizen. Für jeden Zustand ist die Fidelity mit dem zu erwartenden Zustand angegeben.

Die Messungen an $|A\rangle$ und $|L\rangle$ können zur Kontrolle der rekonstruierten Prozess-Matrix benutzt werden, indem die Fidelity der experimentell gemessenen Zustände mit den über die Prozess-Matrix berechneten Endzustände untersucht wird. Die Übereinstimmung (99,7% und 98,8% Fidelity) ist hervorragend und zeigt, dass die Annahme einer spurerhaltenden Abbildung gerechtfertigt ist.

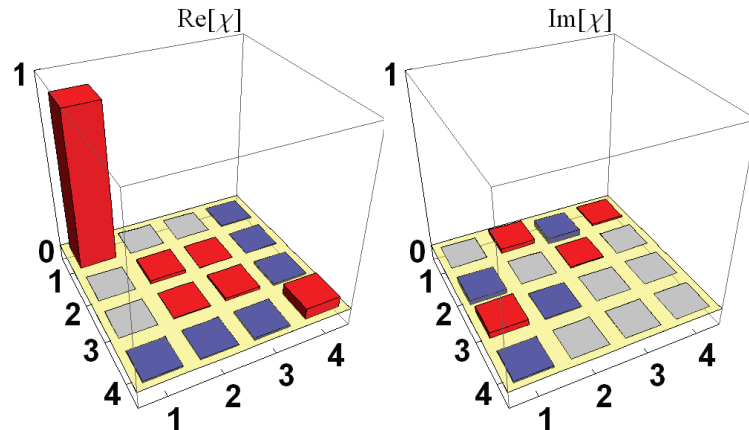


Abbildung 3.21: Prozess-Matrix. Die Einträge der Prozess-Matrix χ sind getrennt nach Real- und Imaginärteil als Balkendiagramme dargestellt. Positive Einträge sind rot, negative blau und Nullwerte grau gefärbt. Größter Eintrag ist $\chi_{11} = 0,903$. Alle anderen Einträge sind sehr klein.

Alternativ kann die Prozess-Matrix aus den sechs Messungen an $|H\rangle$, $|V\rangle$, $|D\rangle$, $|A\rangle$, $|R\rangle$ und $|L\rangle$ über eine Maximum Likelihood-Rekonstruktion berechnet werden. Diese liefert

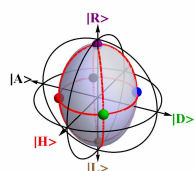
$$\chi_{ML} = \begin{pmatrix} 0,893 & 0,001 + 0,025 i & 0,001 - 0,016 i & 0,001 + 0,027 i \\ 0,001 - 0,025 i & 0,032 & -0,001 i & 0,001 i \\ 0,001 + 0,016 i & 0,001 i & 0,021 & -0,034 - 0,001 i \\ 0,001 - 0,027 i & -0,001 i & -0,034 + 0,001 i & 0,054 \end{pmatrix}. \quad (3.61)$$

Die Abweichungen von der aus vier Messungen direkt berechneten Prozess-Matrix sind sehr gering, alle Werte stimmen gut überein.

Abbildung 3.22 zeigt die Wirkung des Prozesses im Stokes-Raum. Die vermessenen Endzustände liegen nahe an den idealen Positionen. Gemäß Gleichung 3.17 wird ein Eingangszustand auf den Zustand $\vec{S}_{out} = O S \vec{S}_{in} + \vec{c}$ abgebildet. S führt zu einer anisotropen Streckung (Eigenwerte: 0,943, 0,850 und 0,832), O zu einer geringfügigen Drehung ($5,65^\circ$), und durch c wird der Ursprung auf $(0/0/0,028)$ verschoben. Die Poincaré-Sphäre bleibt daher beim Abspeicherprozess nahezu erhalten. Einzige nennenswerte Veränderung ist eine Verringerung der Größe.

3.6.6 Zeitentwicklung

Um die zeitliche Veränderung der abgespeicherten Zustände zu untersuchen, kann die Speicherzeit durch den Zeitabstand zwischen dem Abspeicher- und Ausleseprozess beliebig variiert werden.



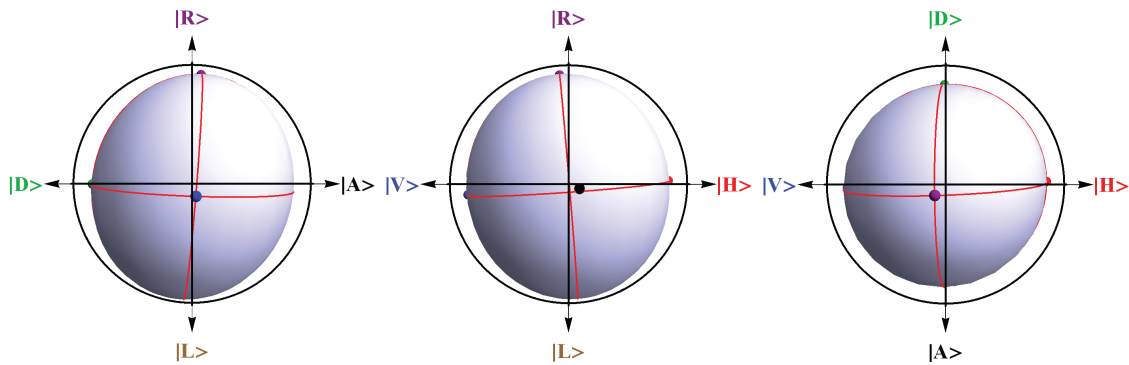


Abbildung 3.22: Darstellung des Prozesses im Stokes-Raum. Die drei nebeneinander angeordneten Darstellungen zeigen Projektionen des Stokes-Raums für die Blickrichtungen $|H\rangle \rightarrow |V\rangle$, $|A\rangle \rightarrow |D\rangle$ und $|R\rangle \rightarrow |L\rangle$. Farbige Punkte repräsentieren die gemessenen Endzustände für unterschiedliche Eingangszustände (die Farbe entspricht der Achsenbeschriftung). Die Verformung der Poincaré-Sphäre ist durch ein Ellipsoid dargestellt. Ein direkter Vergleich des Ellipsoids mit den Einheitskreisen zeigt die Änderung der Poincaré-Sphäre beim Abspeicherprozess.

3.6.6.1 Abnahme der Effizienz

In Abbildung 3.23 ist die Effizienz des Quantenspeichers in Abhängigkeit von der Speicherzeit aufgetragen. Die mittlere Speicherzeit beträgt $2,9 \pm 0,4$ ms. Damit ist der Speicher für die photonische Anregung deutlich langlebiger als in allen bisherigen Experimenten, in denen Eingangspulse auf Einzelphotonenniveau abgespeichert wurden und erreicht Werte, die für DLCZ-Spinanregungen in atomaren Ensembles gemessen wurden [118, 119]. Da der einlaufende Zustand in atomaren Grundzuständen abgespeichert wird und im Gegensatz zu atomaren Ensembles keine Reduktion der Effizienz durch Dephasieren und Teilchenbewegung zu erwarten ist, sind noch deutlich längere Speicherzeiten möglich. Eine denkbare Ursache für die abnehmende Effizienz im vorliegenden Experiment ist ein Pumplaser, dessen Intensität während der Speicherzeit nicht vollständig auf 0 reduziert ist und der das Atom langsam in den Zustand $|F=1\rangle$ umpumpt.

3.6.6.2 Abnahme der Fidelity

Neben der Effizienz kann auch der ausgelesene Polarisationszustand in Abhängigkeit von der Speicherzeit untersucht werden. Wird der zeitliche Verlauf der Fidelity für unterschiedliche Eingangszustände analysiert, kann daraus die Speicherzeit für den quantenmechanischen Zustand abgeleitet werden. Abbildung 3.24 zeigt das Verhalten der Fidelity für die Eingangszustände $|H\rangle$, $|V\rangle$, $|D\rangle$, $|A\rangle$, $|R\rangle$ und $|L\rangle$ zusammen mit der mittleren Fidelity. Diese erreicht bei $t = 82 \mu\text{s}$ den klassischen Wert von $2/3^{20}$ und läuft für große Zeiten gegen den Grenzwert $1/2$. Für die linearen Eingangspolarisationen dephasiert der Quantenzustand mit identischen Zeitkonstanten. Bei zirkularer Eingangspolarisation ist eine signifikant

²⁰Werden ausgefallener Modelle des klassischen Speichers berücksichtigt, die die Poisson-Verteilung im Eingangspuls und eine Effizienz von $\gtrsim 10\%$ zur Steigerung der mittleren Fidelity nutzen, liegt der Grenzwert bei $\mathcal{F} = 80\%$ und wird bei einer Speicherzeit von $50 \mu\text{s}$ erreicht.

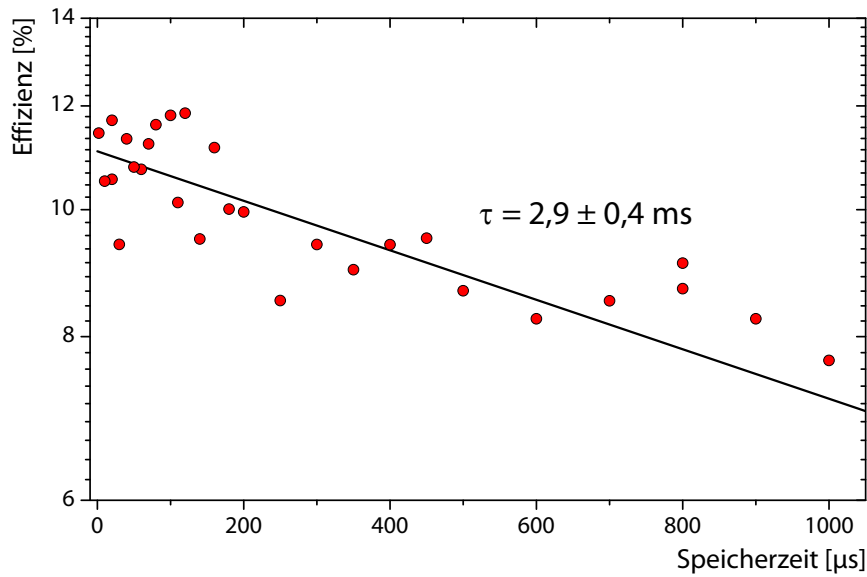


Abbildung 3.23: Speicherzeit des Quantenspeichers. Die Effizienz ist für Speicherzeiten zwischen 2 und 100 μs logarithmisch aufgetragen. Der exponentielle Abfall ist als Ausgleichsgerade angepasst. Aus der Steigung der Geraden ergibt sich eine Speicherzeit von $\tau = 2,9 \pm 0,4 \text{ ms}$.

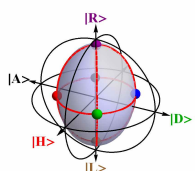
längere Speicherzeit zu beobachten. Die Zeitskala stimmt mit den Werten überein, die für die Magnetfeldschwankungen ermittelt wurde.

Ein entlang der Quantisierungsachse ausgerichtetes Magnetfeld B_{\parallel} führt zu einer Energieaufspaltung der zur Speicherung des Polarisationszustands verwendeten Zustände $|F=2, m_F = \pm 1\rangle$ und damit zu einer zeitlichen Änderung des abgespeicherten Zustands

$$\alpha |2, -1\rangle + \beta |2, 1\rangle \rightarrow \alpha |2, -1\rangle + e^{2i\omega_L t} \beta |2, 1\rangle \quad (3.62)$$

mit der Larmorfrequenz $\omega_L = \mu_B / \hbar g_F B_{\parallel}$. Ist das Magnetfeld nicht entlang der Quantisierungsachse ausgerichtet, führt die Energieaufspaltung im Bezugssystem des Magnetfelds zu einer Larmor-Präzession mit der Kreisfrequenz ω_L , die die Zeeman-Zustände bezüglich der Quantisierungsachse durchmischt. Treten nun Magnetfeldfluktuationen bzw. Fluktuationen der differentiellen Stark-Verschiebung auf, die gemäß Gleichung 3.57 wie ein effektives Magnetfeld wirken, führt dies zu einer Dephasierung des abgespeicherten Zustands. Sind die fluktuierenden Werte gaußverteilt, führt dies zu einem Gaußschen Abfallen der Fidelity über die Speicherzeit [189].

Wird aus den Zustandstomographie-Messungen für die einzelnen Zeitpunkte der Prozess rekonstruiert und die Verformung der Poincaré-Sphäre graphisch dargestellt (Abb. 3.25), sind die unterschiedlichen Zeitkonstanten für lineare und zirkulare Polarisierungen nochmals deutlich sichtbar: Die durch den Speicherprozess hervorgerufene Abbildung der Poincaré-Sphäre (graues Ellipsoid) ändert ihre Ausdehnung entlang der zirkularen Polarisierungen langsamer als entlang der linearen Polarisierungen und wird langgestreckt. Da zirkulare Polarisierungen in wohldefinierten Zeeman-Unterniveaus bezüglich der Resonatorachse als



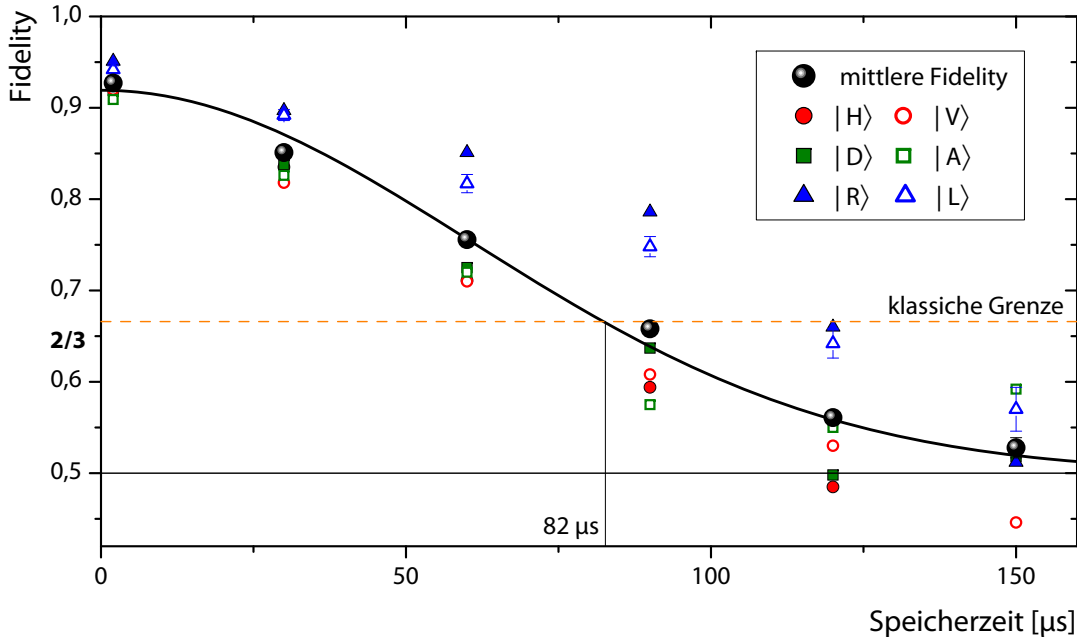


Abbildung 3.24: Entwicklung des abgespeicherten Polarisationszustands mit der Speicherzeit. Für die Eingangszustände $|H\rangle$, $|V\rangle$, $|D\rangle$, $|A\rangle$, $|R\rangle$ und $|L\rangle$ ist die Fidelity des ausgelesenen Zustands mit dem idealen Zustand über die Speicherzeit aufgetragen. Man erkennt einen deutlichen Unterschied in der Abnahme der Fidelity von linearen und zirkularen Polarisierungen. Die mittlere Fidelity erreicht den klassischen Wert von $2/3$ nach einer Speicherzeit von $82 \mu\text{s}$.

Quantisierungsachse abgespeichert werden, hat ein Magnetfeld entlang dieser Achse keinen Einfluss auf diese Polarisationszustände. Andere Polarisationszustände, die als kohärente Überlagerung von σ^+ und σ^- in einer kohärenten Überlagerung der Zeeman-Niveaus abgespeichert werden, sind gemäß Gleichung 3.62 sensitiv auf ein solches Magnetfeld und zerfallen daher schneller.

Durch Anlegen eines starken Stabilisierungsfeldes \vec{B}_0 können Magnetfeldfluktuationen gezielt unterdrückt werden. Fluktuationen senkrecht zum Stabilisierungsfeld (ΔB_\perp) ändern den Betrag des Magnetfelds gemäß $B_0 \rightarrow \sqrt{B_0^2 + \Delta B_\perp^2} \approx B_0 \left(1 + \left(\frac{\Delta B_\perp^2}{2B_0^2}\right)\right)$. Diese Fluktuationen werden also um einen Faktor $\frac{\Delta B_\perp}{2B_0}$ unterdrückt, ihr Einfluss ist umso geringer, je stärker das Führungsfeld ist. Im Gegensatz dazu führen Fluktuationen entlang des Stabilisierungsfeldes ΔB_\parallel zu einer linearen Änderung des Magnetfelds $B_0 \rightarrow B_0 + \Delta B_\parallel$, ihr Einfluss kann nicht geändert werden. Eine andere Sichtweise ist, dass die Larmorpräzession im Stabilisierungsfeld wiederholte Spin-Echos bewirkt, die langsam veränderliche Felder senkrecht zur Stabilisierungsfeldrichtung neutralisieren.

Im Experiment muss das Stabilisierungsfeld entlang der Resonatorachse ausgerichtet sein. Während ein solches Feld gemäß Gleichung 3.62 eine unitäre Transformation der abgespeicherten Zustände bewirkt, die an den emittierten Photonen durch Polarisationsoptik einfach kompensiert werden kann, führt eine Magnetfeldkomponente senkrecht zur Resonatorachse zu einer nicht kompensierbaren Veränderung der abgespeicherten Zustände:

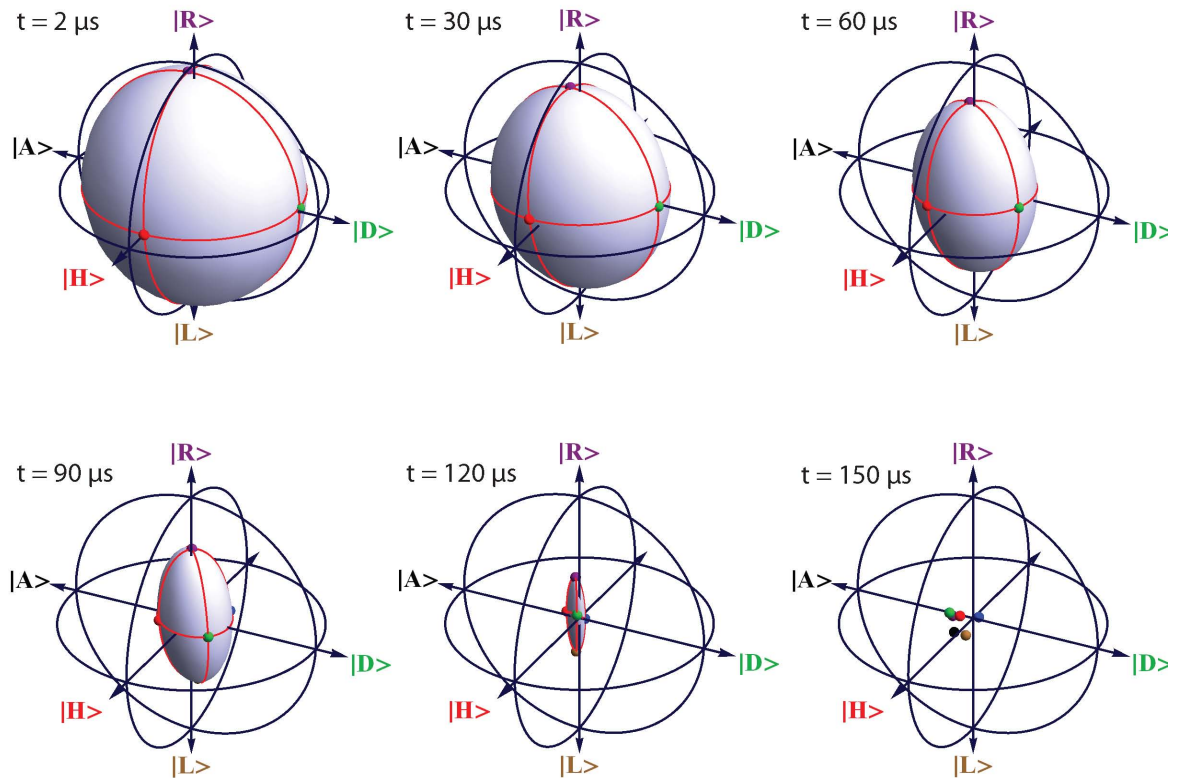


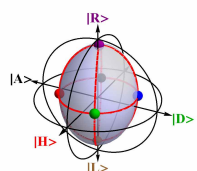
Abbildung 3.25: Zeitliche Entwicklung des abgespeicherten Zustands im Stokes-Raum.

Die Abbildungen zeigen Tomographie-Messungen für sechs Speicherzeiten von $2 \mu\text{s}$ bis $150 \mu\text{s}$. Die aus den Zustandstomographien für verschiedene Eingangszustände (farbige Punkte) rekonstruierte Verformung der Poincaré-Sphäre ist durch ein Ellipsoid dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die Verkleinerung des Ellipsoid entlang unterschiedlicher Richtungen mit unterschiedlichen Zeitkonstanten. Bei $t = 150 \mu\text{s}$ sind die Zustände vollkommen dephasiert und keine Rekonstruktion mehr möglich. In der PDF-Datei: Abspielen des Videos durch Mausklick auf das Bild.

Durch die Larmor-Präzession im Magnetfeld würde über die Speicherzeit die Besetzung der bezüglich der Resonatorachse definierten Zeeman-Zustände durchmischt und dadurch der für die Abspeicherung des Polarisationsqubits verwendete Unterraum $|F=2, m_F=\pm 1\rangle$ verlassen. Ein korrektes Auslesen des abgespeicherten Zustands wäre nur noch zu fest vorgegebenen Zeiten nach Vielfachen der Präzessionsperiode möglich. Zudem würden auch beim optischen Pumpen die bezüglich der Resonatorachse definierten Zustände durchmischt und der Zustand $|F=1, m_F=0\rangle$ wieder entleert werden. Eine optimale Präparation des Atoms im Ausgangszustand wäre dann nicht mehr möglich.

Die durch das Stabilisierungsfeld hervorgerufene Aufspaltung der Energieniveaus führt zu einer Verschiebung der atomaren Resonanzen. Um eine annähernde Zwei-Photonen-Resonanz gleichzeitig für σ^+ und σ^- Eingangspolarisation zu gewährleisten, muss die Energieaufspaltung kleiner sein als die in Kapitel 3.6.2 bestimmte Bandbreite des Speichers von $1,5 \text{ MHz}$.

Abbildung 3.26 zeigt Messungen mit einem Stabilisierungsfeld von 34 mG . Bei zirkularer Eingangspolarisation haben Magnetfeldfluktuationen entlang der Resonatorachse keinen



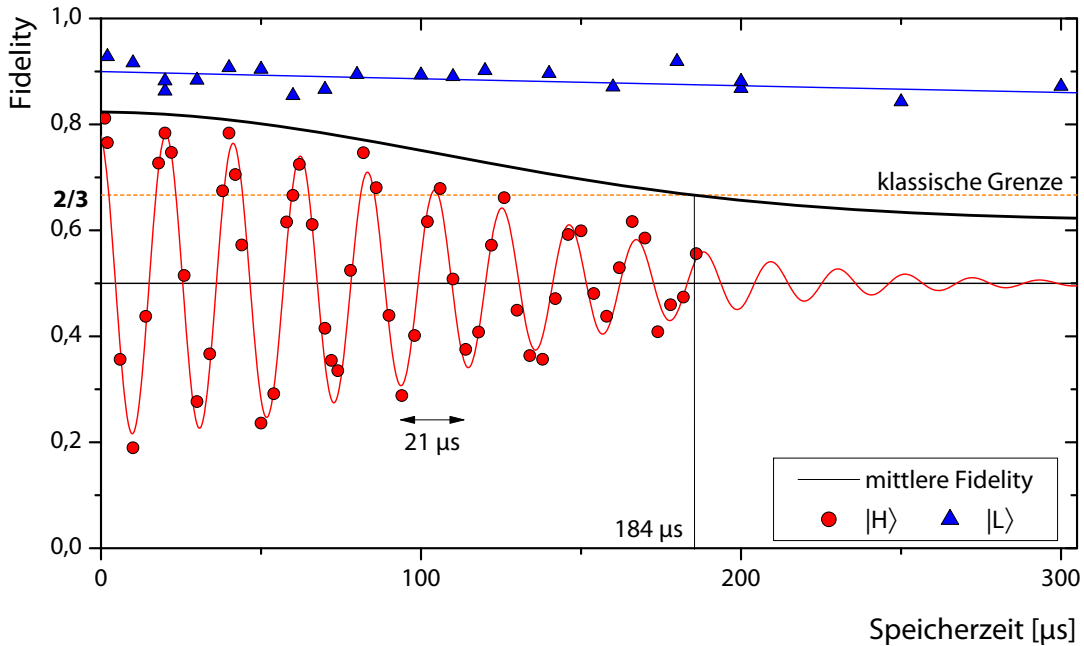


Abbildung 3.26: Zeitliche Entwicklung im Stabilisierungsfeld. Für die Eingangszustände $|H\rangle$ und $|L\rangle$ ist die Fidelity des ausgelesenen Zustands mit dem idealen Zustand über die Speicherzeit aufgetragen. Die Oszillationen der Fidelity für den Eingangszustand $|H\rangle$ sind auf die Larmor-Präzession im Stabilisierungsfeld zurückzuführen. Die mittlere Fidelity erreicht den klassischen Wert von $2/3$ nach einer Speicherzeit von $184 \mu\text{s}$.

Einfluss auf den abgespeicherten Zustand, und die Wirkung von Magnetfeldfluktuationen senkrecht zur Resonatorachse wird durch das Stabilisierungsfeld effektiv unterdrückt. Dadurch werden diese Zustände insensitive auf jegliche Art von Magnetfeldfluktuationen. Die aus dem Abfallen der Fidelity abgeleitete Zerfallszeit von $2,8 \pm 0,3 \text{ ms}$ ist vergleichbar mit der Speicherzeit für die photonische Anregung, die in Kapitel 3.6.6.1 bestimmt wurde.

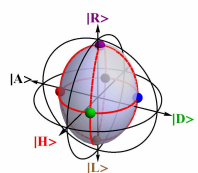
Die Änderung der Energieniveaus durch das Stabilisierungsfeld führt zu einer zeitlich periodischen Veränderung der abgespeicherten Zustände (Gl. 3.62), was als schnelle Oszillation der Fidelity für den Eingangszustand $|H\rangle$ sichtbar ist. Die Periodendauer beträgt $21 \mu\text{s}$. Abgesehen von dieser unitären Transformation bleibt die Fidelity jedoch über längere Zeit erhalten, was durch einen Vergleich der Einhüllenden der Kurve mit der entsprechenden Kurve in Abbildung 3.24 zu sehen ist. Durch die längeren Zerfallszeiten für lineare und zirkulare Polarisierungen erreicht die mittlere Fidelity²¹ den klassischen Wert von $2/3$ nun erst nach einer Speicherzeit von $184 \pm 13 \mu\text{s}$. Die maximale Fidelity für den Zustand $|H\rangle$ wurde mit $0,81$ bei einer Speicherzeit von $1,2 \mu\text{s}$ gemessen. Diese Fidelity liegt signifikant unter den Werten, die ohne Magnetfeld für lineare Polarisierungen gemessen wurden und in Abbildung 3.20 angegeben sind. Diese Reduktion ist auf die Tatsache zurückzuführen, dass der gespeicherte Zustand durch das Stabilisierungsfeld während des Abspeicher- und

²¹Hier wird angenommen, dass der Zerfall der Fidelity für alle zirkularen bzw. alle linearen Eingangspolarisationen identisch ist. Für die mittlere Fidelity gilt dann $\mathcal{F} = (2F_H + F_L)/3$.

Ausleseprozesses geändert wird. Daher wird die strengere Grenze eines klassischen Speichers von $\mathcal{F} = 80\%$ bei $t = 50\ \mu\text{s}$, also schon bei demselben Wert wie in der Messung ohne Stabilisierungsfeld erreicht²².

In Abbildung ?? wird der Prozess im Stokes-Raum dargestellt. Neben einer Schrumpfung der Poincaré-Sphäre in der Äquatorebene erkennt man die durch das Stabilisierungsfeld hervorgerufen Rotation der Poincaré-Sphäre um die $|R\rangle$ - $|L\rangle$ -Achse – deutlich besser ist die Rotation aber im Daumenkino zu sehen.

²²Wird bei der Auswertung nur ein Bereich von 300 ns um das Maximum des ausgelesenen Photonenwellenpakets berücksichtigt, erhöht sich dieser Wert auf $t = 50\ \mu\text{s}$.



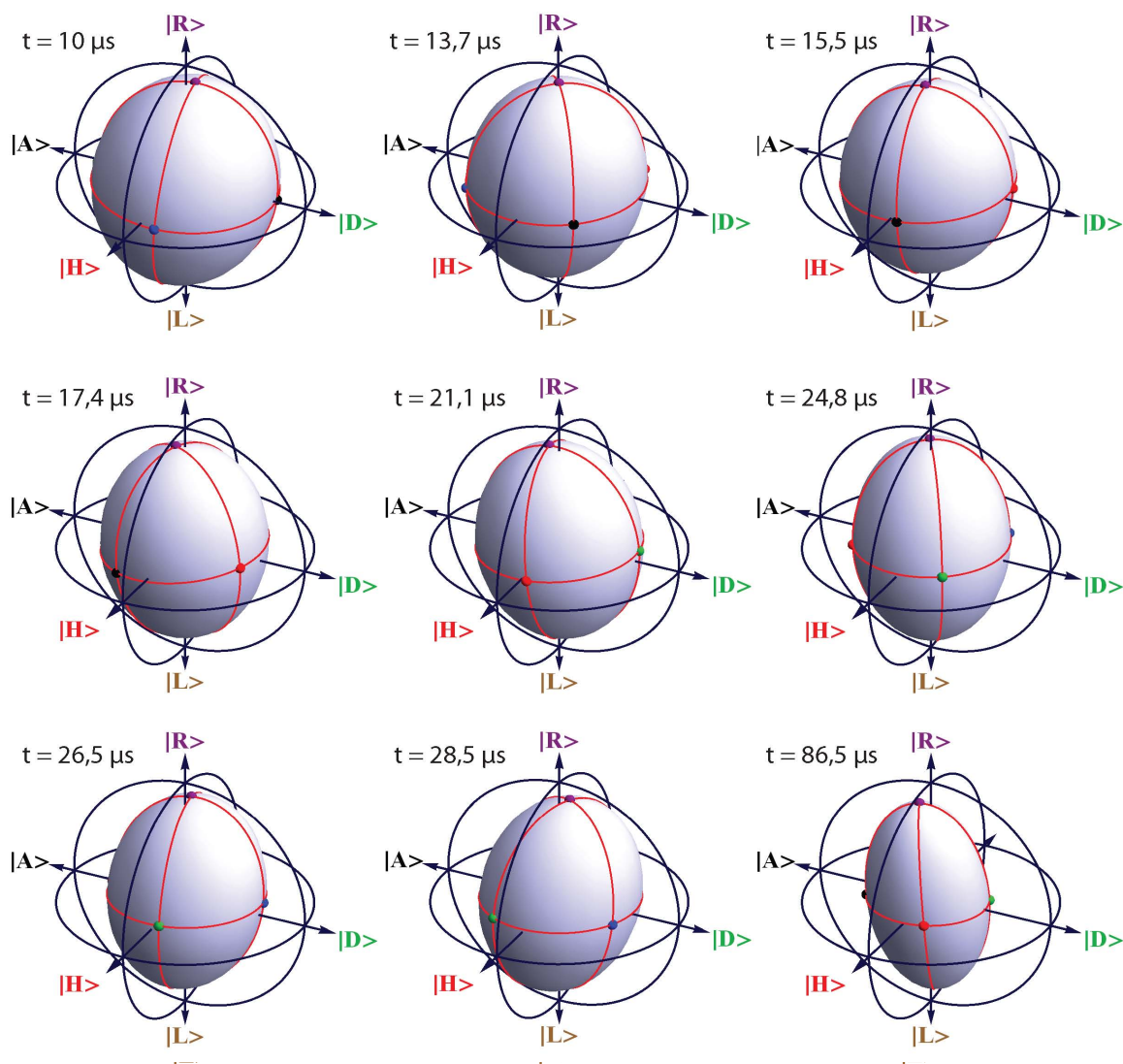


Abbildung 3.27: Rotation der Poincaré-Sphäre im konstanten Stabilisierungsfeld. Die Rotation lässt sich erahnen, wenn man der Bewegung eines Eingangszustands (gleichfarbige Kugeln) folgt, ist jedoch im Daumenkino (interpoliert für Zeiten $10 \mu\text{s} < t < 30 \mu\text{s}$) deutlich besser zu sehen. In der PDF-Datei: Abspielen des Videos durch Mausklick auf das Bild.

4 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die quasi-permanente Speicherung eines einzelnen Atoms in einem Resonator hoher Finesse zur Realität. Die mittlere Atomspeicherzeit liegt bei 70 Sekunden. Eine regelmäßige Positionskontrolle gewährleistet eine gute Kopplung des Atoms an die Resonatormode und durch den vollautomatischen Nachlade-Mechanismus konnte die effektiv nutzbare Experimentierzeit auf über 80 % gesteigert werden.

Die Licht-Materie-Wechselwirkung im Atom-Resonator-System wurde ausgenutzt, um Effekte zu untersuchen, die grundlegende Verwendung in der Quanteninformationsverarbeitung finden.

Im ersten Teil der Arbeit wurde das Atom-Resonator-System zur Erzeugung von Einzelphotonenwellenpakete verwendet, um mit diesen Phaseneffekte bei der Zwei-Photonen-Interferenz untersuchen zu können. Die Messungen zeigen, dass Photonen als Anregungen wohldefinierter Moden des elektromagnetischen Feldes nicht nur durch Eigenschaften wie Frequenz, Polarisation, sowie räumliche und zeitliche Mode festgelegt sind, sondern auch der Phasenverlauf innerhalb der Photonenwellenpakete berücksichtigt werden muss. Zur Untersuchung wurde die Phasenentwicklung über den zeitlichen Verlauf eines Einzelphotonen-Wellenpakets mittels eines elektro-optischen Modulators gezielt geändert und das Photon mit einem zweiten Photon an einem Strahlteiler zur Interferenz gebracht. Die Effekte der Phasenmodulation auf das Interferenzverhalten wurden über Koinzidenzen von Photonen-detectionen an beiden Ausgängen des Strahlteilers untersucht. Ohne Phasenmodulation führt das bosonische Verhalten der Photonen zu einer Koaleszenz der Photonen. Diese verlassen den Strahlteiler am selben Ausgang und die Koinzidenzrate ist stark unterdrückt. Liegt eine Phasenänderung zwischen den Photonendetektionen, ändert sich das Verhalten. So kommt es bei einem Phasensprung um π in 83 % der Fälle zu einem Aufspalten der Photonen und damit zu einer deutlich gehäuften Anzahl an Koinzidenzen. Messungen mit unterschiedlichen Amplituden des Phasensprungs zeigen die theoretisch vorhergesagte Kosinus-Abhängigkeit der Koinzidenzwahrscheinlichkeit mit einer Visibilität von 67 %. In weiterführenden Experimenten wurden kompliziertere Phasenverläufe wie lineare Rampen und Sägezahnsignale untersucht. Dabei konnte die theoretisch vorhergesagte zeitliche Modulation im Koinzidenzsignal mit sehr guter Übereinstimmung reproduziert werden.

Die Ausnutzung von Phasenmodulationen in der Zwei-Photonen-Interferenz dient Anwendungen zur Verschränkungserzeugung und -detektion. Zudem kann durch gezielte Messungen der Phasenverlauf für ein Ensemble identisch präparierter Photonenwellenpakete rekonstruiert und gegebenenfalls korrigiert werden.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde ein optischer Quantenspeicher mit einem einzelnen, in einem optischen Resonator gefangenen Atom realisiert: Der Polarisationszustand eines einlaufenden Lichtpulses wird in einer Überlagerung der Zeeman-Zustände des Atoms

gespeichert und kann nach einer frei wählbaren Zeit als Polarisation eines Einzelphotons ausgelesen werden. Die Fidelity der ausgelesenen Polarisationszustände liegt mit 93 % weit über dem mit einem klassischen Speicher erreichbaren Wert und belegt damit eindeutig die Quantennatur des Speicherprozesses. Durch die Verwendung von Polarisations-Qubits ist der Quantenspeicher intrinsisch robust gegen Verlustprozesse und niedrige Effizienzen – ganz im Gegensatz zu Quantenspeichern, deren Quantenzustand durch die An- und Abwesenheit eines Anregungsquants definiert ist. Die Effizienz für den Abspeicherprozess liegt bei $\eta = 27\%$. Ein abgespeicherter Puls kann mit einer Effizienz von 56 % wieder ausgelesen werden. Damit wurden neue Maßstäbe für die Effizienz von Quantenspeichern gesetzt. Die Speicherzeit für die Spin-Anregung liegt bei 2,8 ms, wobei die Fidelity für die abgespeicherten Quantenzustände den klassischen Grenzwert nach 184 μs erreicht. Die Speicherzeit für den Quantenzustand ist damit länger als bei allen bisher realisierten optischen Quantenspeichern. Sie ist momentan nur durch Magnetfeldfluktuationen limitiert, so dass mit einer deutlichen Verlängerung gerechnet werden kann, sobald eine aktive Magnetfeldstabilisierung zum Einsatz kommt.

Das gleichzeitige Erreichen hoher Werte für Fidelity, Effizienz und Speicherzeit beweist, dass ein Atom-Resonator-System einen ausgezeichneten optischen Quantenspeicher darstellt. Das Schema findet in der Quanteninformationsverarbeitung vielseitige Verwendungsmöglichkeiten. Neben dem standardmäßigen Einsatzbereich bei Quantenprozessoren und Quantenrepeatern [109] zeichnet sich der vorgestellte Quantenspeicher durch Eigenschaften aus, die ihn für weitere Anwendungen geeignet erscheinen lassen und im Folgenden skizziert werden sollen.

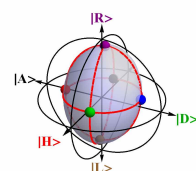
Im atomaren Quantenspeicher werden der Ausgangszustand und die beiden Speicherzustände in unterschiedlichen atomaren Hyperfeinzuständen realisiert. Ein erfolgreicher Abspeicherprozess kann daher durch die Entleerung des anfänglich eingenommenen Hyperfeinzustands nachgewiesen werden. Erfolgt die Messung derart, dass nur bei einer Besetzung des Zustands $|F=1\rangle$ eine Wechselwirkung mit der Umgebung auftritt, etwa durch resonante Streuung auf einem an diesen Zustand gekoppelten Übergang, wird die im anderen Hyperfeinzustand abgespeicherte Quanteninformation dadurch nicht verändert. Eine derartige zerstörungsfreie (QND) Messung kann als Signal (*Herald*) dienen und erlaubt weitreichende Einsatzmöglichkeiten.

Eine Anwendung findet sich in der Nutzbarmachung verschränkter Mehrphotonenzustände. Bei der Analyse verschränkter Zustände wird zwischen *a priori* und *a posteriori* Verschränkung unterschieden [98]. Während im ersten Fall der verschränkte Zustand bereits vor der Messung vorliegt, wird im zweiten Fall durch eine Projektion bei der Verschränkungsmessung der verschränkte Zustand erst erzeugt. Nachteil dieses Verfahrens ist, dass durch die Messung der Zustand gleichzeitig zerstört wird und daher nicht für weitere Anwendungen zur Verfügung steht. Die bei der Verschränkungserzeugung notwendige Projektion kann jedoch auch durch eine QND Messung und eine anschließende lokale Filterung des Zustands implementiert werden [98]. Ist es zusätzlich möglich, die korrekte Umsetzung des Filterprozesses zu signalisieren, kann dadurch eine *a posteriori* in eine *a priori* Verschränkung umgewandelt werden. Dies ist speziell im Zusammenhang mit der Quanteninformationsverarbeitung in linearen optischen Netzwerken von entscheidender Bedeutung. Bei der Abspeicherung komplexer verschränkter photonischer Zustände in

einem Register aus Einzelatom-Quantenspeichern werden durch die Signalisierung des erfolgreichen Abspeicherprozesses diese Zustände effektiv nutzbar gemacht.

Eine weitere Anwendung dient dem Abhören scheinbar sicherer Quantenverbindungen. Protokolle zur Übertragung von Quantenschlüsseln (QKD) basieren auf der Tatsache, dass der Abhörversuch unweigerlich zur Änderung des übertragenen Zustands führt und dadurch zweifelsfrei nachgewiesen werden kann [190]. Werden bei der Übertragung statt Einzelphotonen jedoch abgeschwächte kohärente Pulse eingesetzt, ermöglichen Pulse mit höheren Photonenzahlen ein Abhören, indem der Angreifer eines der Photonen zwischenspeichert und mit der Messung abwartet, bis der Empfänger seine Messbasis bekanntgibt [162–164]. Kann die Abspeicherung eindeutig signalisiert werden und wird in den restlichen Fällen der Signalweg zum Empfänger blockiert, ist sichergestellt, dass Empfänger und Abhörer den gleichen Informationsgehalt besitzen. Der Abhörversuch kann prinzipiell durch die dabei auftretenden Signalverluste detektiert werden. Eine einfache Abschätzung liefert als Effizienz des Schemas $\eta\mu - \eta^2/2(\mu + \mu^2) = 14\%$, wobei als mittlere Photonenzahl ein für QKD-Protokolle typischer Wert von $\mu = 0,5$ angenommen wurde [191]. Verfügt der Angreifer jedoch über eine Faser mit annähernd verlustfreier Transmission und nutzt diese als Übertragungsstrecke, bleibt der Abhörversuch unbemerkt, solange die Verluste, die durch die Photonenabspeicherung und das Blockieren des Strahlengangs auftreten, als Absorptionsverluste in der ursprünglichen Übertragungsstrecke erklärt werden können. Eine Gesamteffizienz von 14 % bzw. -8,5 dB entspricht bei Faserverlusten von -0,25 dB/km einer Übertragungsstrecke von 34 km, d.h. bei Übertragungsstrecken ab dieser Länge ist das Kryptographieverfahren nicht mehr abhörsicher. Während derartige Abhörprotokolle bisher nur theoretisch untersucht werden konnten, erlaubt der vorgestellte Quantenspeicher mit der Möglichkeit einer QND-Signalisierung einer erfolgten Abspeicherung auch die experimentelle Implementierung der Protokolle. Voraussetzung ist natürlich, dass die Speicherzeit des Quantenzustands mindestens der Wartezeit entspricht, bis der Empfänger die Messbasis bekanntgibt. Dies eröffnet einen einfachen Weg, wie sich Sender und Empfänger auch in Zukunft gegen derartige Attacken absichern können: Nach der Übertragung des Photonenpulses muss die Wartezeit bis zum Abgleich der gewählten Basen länger sein als die Lebensdauer des vom Angreifer eingesetzten Quantenspeichers.

Eine besondere Eigenschaft des vorgestellten Einzelatom-Quantenspeichers ist die Tatsache, dass aus dem Eingangspuls nur maximal ein Photon abgespeichert und wieder ausgegeben wird. Dies eröffnet neue Möglichkeiten in der Informationsverarbeitung mit linearer Optik. Dem KLM-Vorschlag [24] folgend wurden bereits erste Gatter implementiert [28–30, 192, 193], die auf der Manipulation optischer Quantenzustände in linear-optischen Netzwerken beruhen und durch die Photonendetektion in einzelnen Ausgangsmoden Nichtlinearitäten realisieren. Die Gatterfunktion basiert dabei explizit auf der Annahme, dass in allen Ausgangsmoden ein einzelnes Photon vorliegt. Während diese Annahme für den Verschränkungsnachweis automatisch erfüllt ist, da bei der Auswertung nur Fälle berücksichtigt werden, bei denen Photonen in allen Ausgangsmoden detektiert wurden (konditionierte Detektion [192–194]), ist diese Annahme bei der Verknüpfung mehrerer Gatter nicht mehr gegeben und verhindert damit die Skalierbarkeit derartiger Systeme. Werden zwischen zwei Gattern Quantenspeicher geschaltet, die effektiv als Filter für Zustände mit 0/1 Photonen dienen, kann die Annahme durch die konditionierte Detektion am Ausgang des Quantennetzwerks automatisch erfüllt



werden. Dies ermöglicht die Skalierbarkeit von Quantennetzwerken auf Basis von linearer Optik und konditionierter Detektion.

In unserer Arbeitsgruppe werden bereits die nächsten Schritte zur Nutzung des Quantenspeichers in einem einfachen optischen Quantennetzwerk vorbereitet. Nachdem die Funktionsfähigkeit des Quantenspeichers eindeutig nachgewiesen werden konnte, ist ein naheliegender nächster Schritt, das Experiment statt mit kohärenten Pulsen mit echten Einzelphotonen zu realisieren. Diese sollen in einem ersten Atom-Resonator-System erzeugt und in einem zweiten abgespeichert werden.

In diesem Zusammenhang wäre eine Erhöhung der Speichereffizienz wünschenswert. Zum einen soll durch ein umfassendes theoretisches Modell die Impedanzanpassung für den abzuspeichernden Puls nicht nur empirisch sondern analytisch erfolgen. Gelingt es, durch geschickte Wahl des Kontroll-Laser-Pulses die beim Abspeicherprozess direkt reflektierte Amplitude zu verringern, sind deutliche Effizienzsteigerungen möglich [165]. Die Effizienz ist im vorliegenden Experiment vor allem durch die endliche Atom-Resonator-Kopplung limitiert. Innerhalb enger Grenzen könnte ein Austausch der Resonatorspiegel hier zu einer Verbesserung führen. Weitaus vielversprechender ist die Möglichkeit, im Zielsystem mehrere Atome im Resonator zu speichern und durch die kollektive Verstärkung im Teilchen-Ensemble die effektive Kopplung beliebig zu erhöhen. Erste Experimente in dieser Richtung zeigen, dass die Effizienz mit wachsender Atomzahl deutlich zunimmt.

Unter Berücksichtigung der Photonenpolarisation kann das Schema auch dazu verwendet werden, zwei Atom-Resonator-Systeme miteinander zu verschränken: Wird bei der Photonenemission im ersten System der Polarisationszustand des emittierten Photons mit dem Zeeman-Zustand des Atoms verschränkt, wird diese Verschränkung bei der Absorption im zweiten System auf eine Verschränkung der Zeeman-Zustände der beiden Atome übertragen. Der Nachweis erfolgt, indem in weiteren Photonenemissionen die atomaren Zustände auf die Polarisationszustände der emittierten Photonen übertragen werden [53] und deren Verschränkung analysiert wird.

Der in dieser Arbeit vorgestellte Quantenspeicher findet also schon bald erste Anwendungen in der Quanteninformationsverarbeitung. Es ist zu wünschen, dass weitere Gruppen die vorgestellten Ideen aufgreifen und ähnliche Systeme entwickeln. Eine einfache Skalierbarkeit durch das Fangen mehrerer Atome in optischen Gittern [195] erlaubt die Implementierung eines effizient nutzbaren Quantenregisters mit individuell adressierbaren Speichereinheiten. Zudem sind die vorgestellten Ideen einfach auf Festkörpersysteme mit Quantenpunkten als künstliche Atome übertragbar.

A Quantisierungsachse und Polarisations-Definition

Dieses Kapitel dient der Definition der Lichtpolarisationen in Bezug auf das reale Labor-Bezugssystem. Als Quantisierungsachse wird die Resonator-Achse in Richtung des Auskoppelspiegels gewählt. Die magnetischen Zeeman-Unterstufen sind durch ihre magnetische Quantenzahl m_F entlang dieser Richtung definiert. Ein σ^- (σ^+) bzw. π Übergang liegt vor, wenn bei der Lichtabsorption die Hyperfein-Komponente um 1 verkleinert (vergrößert) wird bzw. gleich bleibt. π Übergänge werden durch entlang der Quantisierungsachse polarisiertes Licht getrieben, das von der Seite eingestrahlt wird. Bei Licht, das sich entlang der Quantisierungsrichtung ausbreitet ist die Händigkeit beim Blick gegen die Strahlrichtung definiert, rechtszirkular (R) / linkszirkular (L) polarisiertes Licht dreht sich im / gegen den Uhrzeigersinn und treibt damit σ^- / σ^+ Übergänge. Lineare Polarisationen im Laborsystem wie horizontal (H) und vertikal (V) können als Kombination der zirkularen Polarisationen geschrieben werden:

Polarisation	Zusammensetzung	Qubit
R		$ 0\rangle_z$
L		$ 1\rangle_z$
H	$(R + L)/\sqrt{2}$	$ 0\rangle_x$
V	$(R - L)/\sqrt{2}$	$ 1\rangle_x$
D	$(R + iL)/\sqrt{2}$	$ 0\rangle_y$
A	$(R - iL)/\sqrt{2}$	$ 1\rangle_y$

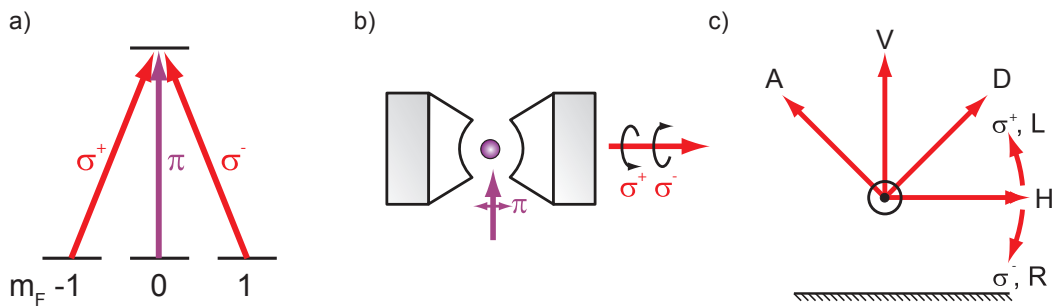


Abbildung A.1: a) Die Polarisations-Definition σ^\pm erfolgt über die atomaren Übergänge. b) Darstellung im Laborsystem. c) Kombination zu linearen Polarisationen.

B Prozess-Tomographie nicht-spurerhaltender Prozesse

Bei der Prozess-Tomographie kann es vorkommen, dass der zu untersuchende Prozess nicht spurerhaltend ist. So kann sich die Abspeichereffizienz für einzelne Qubit-Zustände unterscheiden oder die Transmission der Zustände kann verschieden sein. Dann treten deutliche Fehler auf, wenn die Rekonstruktion unter der Annahme eines spurerhaltenden Prozesses durchgeführt wird.

In den meisten Publikationen wird die Spurerhaltung (oft trotz Postselektion bei der Messung) einfach angenommen. Oft erfolgt dies implizit, indem der Prozess mit d^2 Eingangszuständen vermessen und die Prozess-Matrix aus den (automatisch normierten Dichtematrizen) exakt berechnet wird – oder explizit, wenn mittels Maximum-Likelihood eine physikalische Prozessmatrix gesucht und dabei die Spurerhaltung durch Gleichung 3.31 erzwungen wird.

Methoden

Es ist jedoch durchaus möglich, den Prozess fehlerfrei zu rekonstruieren.

Beispielsweise kann die Änderung der untersuchten Eingangszustände nicht nur hinsichtlich ihrer Polarisation, sondern auch bezüglich der Effizienz vermessen und die gemessene Dichtematrizen entsprechend skaliert werden [196]. Dabei müssen die Effizienzen mit hinreichender Genauigkeit messbar sein. Im Gegensatz zu Polarisationsmessungen, bei denen nur Verhältnisse von Zählraten analysiert werden, sind solche Messungen sehr anfällig in Bezug auf Intensitätsschwankungen, und die Genauigkeit der Rekonstruktion ist weitgehend durch die Güte der Effizienz-Messungen limitiert.

Eine analytische Lösung, die die gesuchten Effizienzen ausschließlich aus Polarisationsmessungen rekonstruiert, kann durch Vermessung eines zusätzlichen Eingangszustands gefunden werden (abgesehen von einer Skalierung durch eine Gesamteffizienz). Dieser Zustand muss eine Linearkombination der bisher untersuchten (Basis-)Zustände sein

$$\hat{\rho}_{probe} = \sum_i a_i \tilde{\rho}_i, \quad a_i \neq 0 \forall i. \quad (\text{B.1})$$

Durch den Prozess wird der Zustand abgebildet auf

$$\mathcal{E}(\hat{\rho}_{probe}) = \sum_i a_i \mathcal{E}(\tilde{\rho}_i) = \sum_i a_i p_i \hat{\rho}_{i,out}^{(N)}. \quad (\text{B.2})$$

Für die erste Gleichheit wurde die Linearität der Abbildung \mathcal{E} ausgenutzt, die zweite folgt aus Gleichung 3.7. Die Zustände $\mathcal{E}(\tilde{\rho}_i)$ werden folglich aus den gemessenen (normierten) Dichtematrizen $\tilde{\rho}_{i,out}^{(N)}$ gebildet, indem diese mit den (noch unbekannt) Effizienzen p_i skaliert werden. Die Effizienz für den Test-Zustand $\hat{\rho}_{probe}$ wird vorerst willkürlich auf 1 gesetzt und die restlichen Effizienzen darauf normiert. Gleichung ?? stellt eine Bestimmungsgleichung für die gesuchten Effizienzen p_i dar. Diese sind eindeutig berechenbar, falls die Endzustände $\tilde{\rho}_{i,out}^{(N)}$ linear unabhängig sind. Das vorgestellte Verfahren ist also erfolgreich, wenn der Prozess nicht auf einen Unterraum projiziert.

Unter Einbeziehung der so gewonnenen Effizienzen kann mit den Dichtematrizen $\mathcal{E}(\tilde{\rho}_i)$ die Prozess-Matrix berechnet werden. Abschließend muss noch die oben durchgeführte willkürliche Normierung korrigiert werden, indem entsprechend Gleichung 3.11 die Prozessmatrix durch den größten Eigenwert $\max[EW[\sum_{mn} \chi_{mn} \sigma_n^\dagger \sigma_m]]$ geteilt wird. Damit wird die Effizienz für den Eingangszustand mit der größten Effizienz auf 1 normiert.

Alternativ kann die Prozess-Matrix auch mittels Maximum-Likelihood aus mehr als den mindestens notwendigen Eingangszuständen berechnet werden. Man erhält ganz automatisch eine Prozess-Matrix, welche die Effizienzen richtig berücksichtigt. Je mehr Zustände vermessen werden und je gleichmäßiger die Zustände verteilt sind, um so genauer kann die Abbildung wiedergegeben werden.

Bei der Maximum-Likelihood-Suche wird in diesem Fall keine spezielle Randbedingung für die Spurerhaltung verwendet. Stattdessen erfolgt eine Normierung – wie bei der analytischen Lösung mittels fünf Eingangszuständen – indem die gefundene Prozessmatrix durch $\max[EW[\sum_{mn} \chi_{mn} \sigma_n^\dagger \sigma_m]]$ geteilt wird.

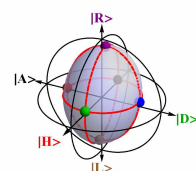
Beispiel

Die einzelnen Methoden sollen anhand der simulierten Vermessung eines teildurchlässigen Polarisators mit anschließender isotroper Depolarisation entsprechend Abschnitt 3.2.3 demonstriert werden.

Für $p_R = 0,3$, $\gamma = 0,2$ gilt für die Prozessmatrix

$$\chi = \begin{pmatrix} 0,51 & 0 & 0 & -0,16 \\ 0 & 0,03 & -0,02 i & 0 \\ 0 & 0,2 i & 0,03 & 0 \\ -0,16 & 0 & 0 & 0,07 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.3})$$

Der Prozess ist in Abb. ?? a) dargestellt. Die isotrope Depolarisierung lässt die Poincaré-Sphäre schrumpfen. Durch die unterschiedlichen Transmissionen für $|R\rangle$ und $|L\rangle$ wird die Zuordnung von Zuständen auf der Kugel verzerrt. Das gleiche Ergebnis erhält man bei einer Rekonstruktion, welche die Effizienzen richtig berücksichtigt.



Wird dagegen mit den normierten Dichtematrizen gerechnet, erhält man je nach vermessenen Eingangszuständen sehr unterschiedliche Ergebnisse, z.B. für Messung in $|H\rangle$, $|V\rangle$, $|D\rangle$ und $|R\rangle$:

$$\chi = \begin{pmatrix} 0,89 & 0 & 0 & -0,11 \\ 0 & 0,06 & 0,11 i & 0 \\ 0 & -0,11 i & -0,06 & 0 \\ -0,11 & 0 & 0 & 0,22 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.4})$$

Diese Matrix hat mit $-0,17$ einen negativen Eigenwert und ist daher nicht physikalisch, was in Abb. ?? b) deutlich zu erkennen ist: Eingangszustände um den Zustand $|L\rangle$ liegen nach dem Prozess außerhalb der Einheitskugel. Die Wahrscheinlichkeit, diese Zustände in $|R\rangle$ zu detektieren ist – rein rechnerisch – negativ.

Wird mittels Maximum-Likelihood nach einer physikalischen Abbildung gesucht, kann nicht gleichzeitig Spurerhaltung und eine geringe Abweichung von den Messwerten erfüllt werden. Die Prozessmatrix hängt stark vom Gewichtungsfaktor für die Spurerhaltung ab, ein Beispiel ist in Abb. ?? c) zu sehen.

Werden stattdessen fünf Eingangszustände vermessen, etwa $|R\rangle$, $|L\rangle$ und drei lineare Polarisationen, kann der Prozess genau rekonstruiert werden (Abb. ?? d)). Sind zwei der linearen Polarisationen orthogonal zueinander, ist die Rekonstruktion nicht möglich, da dann Gleichung ?? nicht erfüllt ist.

Bei der Rekonstruktion über Maximum-Likelihood aus mehr als vier Eingangszuständen muss darauf geachtet werden, dass die Eingangszustände gleichverteilt sind. Eine Rekonstruktion mit den Eingangszuständen $|H\rangle$, $|V\rangle$, $|D\rangle$, $|A\rangle$, $|R\rangle$ und $|L\rangle$ liefert ein gutes Ergebnis, während deutliche Abweichungen zu beobachten sind, wenn der Prozess aus den Messergebnissen für nur fünf dieser Zustände rekonstruiert wird.

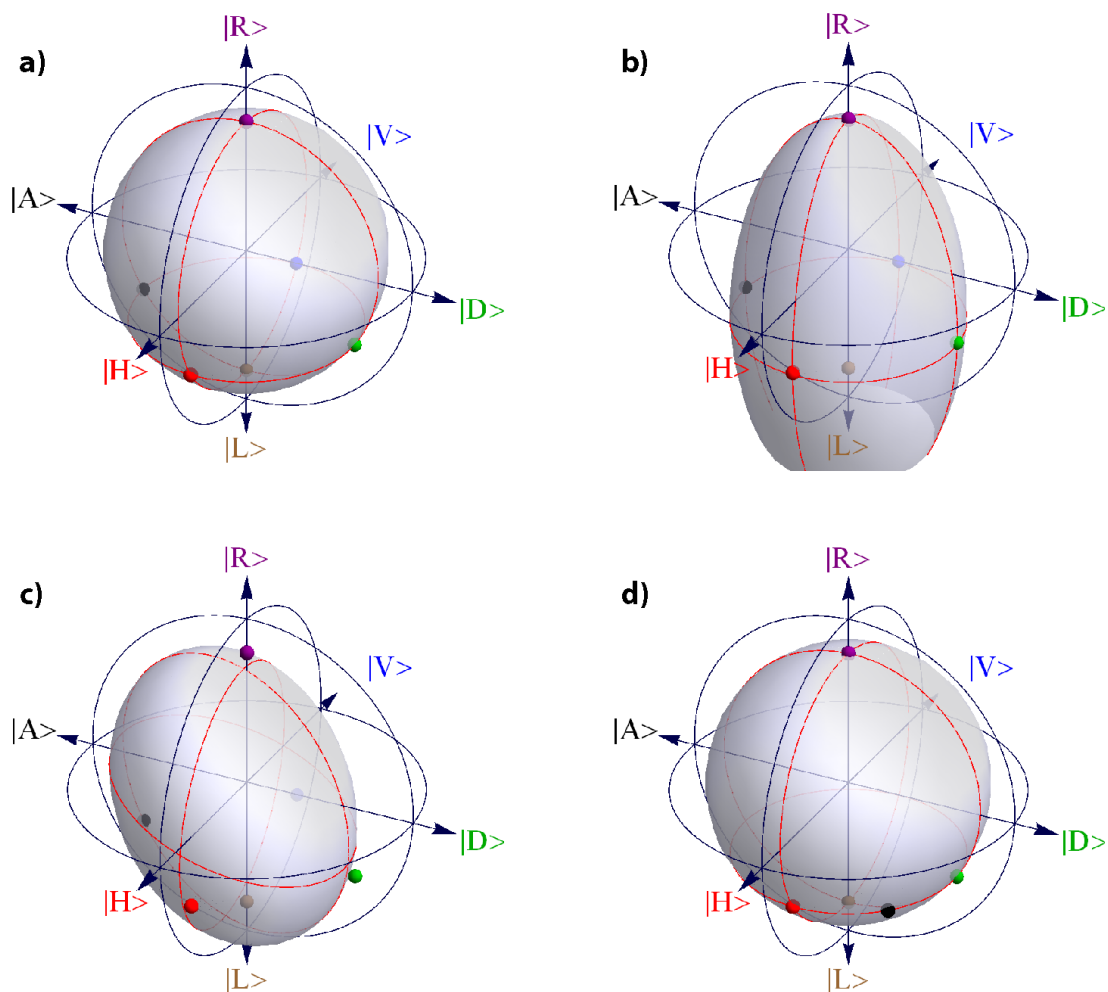


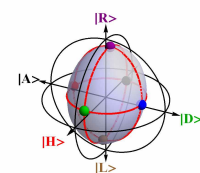
Abbildung B.1: Rekonstruktion eines nicht-spurerhaltenden Quantenprozesses. Die Abbildung des rekonstruierten Prozesses wird für die Poincaré-Sphäre als halbtransparentes, graues Ellipsoid dargestellt und für die blauen Einheitskreise durch rote Kreise.

a) Zu rekonstruierender Prozess: ungleiche Transmission für $|R\rangle$ und $|L\rangle$ mit zusätzlicher isotroper Depolarisierung. Farbige Kugeln repräsentieren die Endzustände des Prozesses für die Eingangszustände $|H\rangle$, $|V\rangle$, $|D\rangle$, $|A\rangle$, $|R\rangle$ und $|L\rangle$. Diese werden auch in den anderen Abbildungen gezeigt, um den rekonstruierten Prozess mit dem eigentlichen Prozess vergleichen zu können. Der Prozess wird richtig rekonstruiert, wenn das Ellipsoid dem hier dargestellten entspricht und die farbigen Kugeln an den Schnittpunkten der roten Kreise liegen.

b) Die analytische Berechnung aus Messungen an den Eingangszuständen $|H\rangle$, $|V\rangle$, $|D\rangle$ und $|R\rangle$ liefert einen unphysikalischen Prozess, die Poincaré-Sphäre ist im Bereich um $|L\rangle$ auf Vektoren mit $|\vec{S}| > 1$ ausgedehnt.

c) Eine Maximum-Likelihood-Rekonstruktion liefert eine physikalische Abbildung, allerdings zeigt diese für den Eingangszustand $|A\rangle$ einen deutlichen Fehler.

d) Wird der Prozess für die Eingangszustände $|H\rangle$, $|D\rangle$, $|R\rangle$, $|L\rangle$ und eine zusätzliche lineare Polarisation (Probe-Zustand: schwarze zusätzliche Kugel) vermessen, kann die Transformation sehr genau rekonstruiert werden.



C Effizienz des Quantenspeichers – Teilchenzahlstatistik

Bei der Effizienzdefinition des Quantenspeichers wird die unterschiedliche Teilchenzahlstatistik im einlaufenden und ausgelesenen Puls vernachlässigt. Der einlaufende Puls ist ein abgeschwächter kohärenter Laserpuls mit poissonverteilter Photonenzahl $p(\bar{N}_{in}, N)$ (Gl. 3.42). Im ausgelesenen Puls befindet sich dagegen maximal ein Photon ($N_{out} \leq 1$). Die von uns definierte Effizienz hängt also stark von der mittleren Teilchenzahl im einlaufenden Puls \bar{N}_{in} ab, da für große \bar{N}_{in} nur ein kleiner Teil der eintreffenden Photonen tatsächlich abgespeichert werden kann. Eine so definierte Effizienz ist eine untere Schranke für η_1 , den Wert, der für Einzelphotonen zu erwarten ist.

Eine Effizienz $\eta_1 \neq 1$ kann auf mehrere Ursachen zurückgeführt werden, die sehr unterschiedliche Auswirkungen auf die Abhängigkeit der Effizienz von der Anzahl der eintreffenden Photonen haben. Konkrete Messungen zur Skalierung der Effizienz mit \bar{N}_{in} stehen zwar für den in dieser Arbeit vorgestellten Quantenspeicher noch aus, es können jedoch zwei Extremfälle identifiziert werden.

Ist die maximale Effizienz des Quantenspeichers beim Abspeichern eines ersten Photons schon erreicht, ist die Zahl der ausgelesenen Photonen $N_{out} = \eta_1$ unabhängig von der Photonenzahl $N_{in} > 0$ im Eingangspuls. Nach einer kurzen Rechnung erhält man als mittlere Effizienz

$$\eta^{(a)} = \frac{N_{out}}{N_{in}} = \frac{(1 - p(\bar{N}_{in}, 0))}{\bar{N}_{in}} \eta_1. \quad (C.1)$$

Diese ist direkt proportional zur Effizienz für Einzelphotonen (η_1) und fällt mit $1/\bar{N}_{in}$ für große Photonenzahlen im Eingangspuls ab. Für $\bar{N}_{in} \rightarrow 0$ gilt $\eta^{(a)} \rightarrow \eta_1$.

Der wahrscheinlichere Fall ist, dass durch zusätzliche Photonen im Eingangspuls die Anzahl ausgelesener Photonen weiter gesteigert werden kann. Dann lässt sich die Wahrscheinlichkeit, dass der Prozess für keines der Photon erfolgreich war, abschätzen als $p_0 = (1 - \eta_1)^{N_{in}}$ (Annahme unabhängiger Ereignisse). Für $N_{in} > 0$ gilt dann $N_{out}(N_{in}) = (1 - p_0)\eta_1 \approx N_{in}\eta_1$. Die Näherung gilt für $\eta_1 \bar{N}_{in} \ll 1$. In diesem Fall vereinfacht sich die mittlere Effizienz zu

$$\eta^{(b)} = \eta_1. \quad (C.2)$$

Sie ist daher für kleine \bar{N}_{in} unabhängig von der Photonenzahl im Eingangspuls, fällt jedoch ab, sobald die Annahme $\eta_1 \bar{N}_{in} \ll 1$ nicht mehr erfüllt ist.

In Abbildung ?? ist die Effizienz über die mittlere Photonenzahl im Eingangspuls aufgetragen, die man in den beiden Extremfällen für die Einzelphotonen-Effizienzen $\eta_1 = 0, 1$,

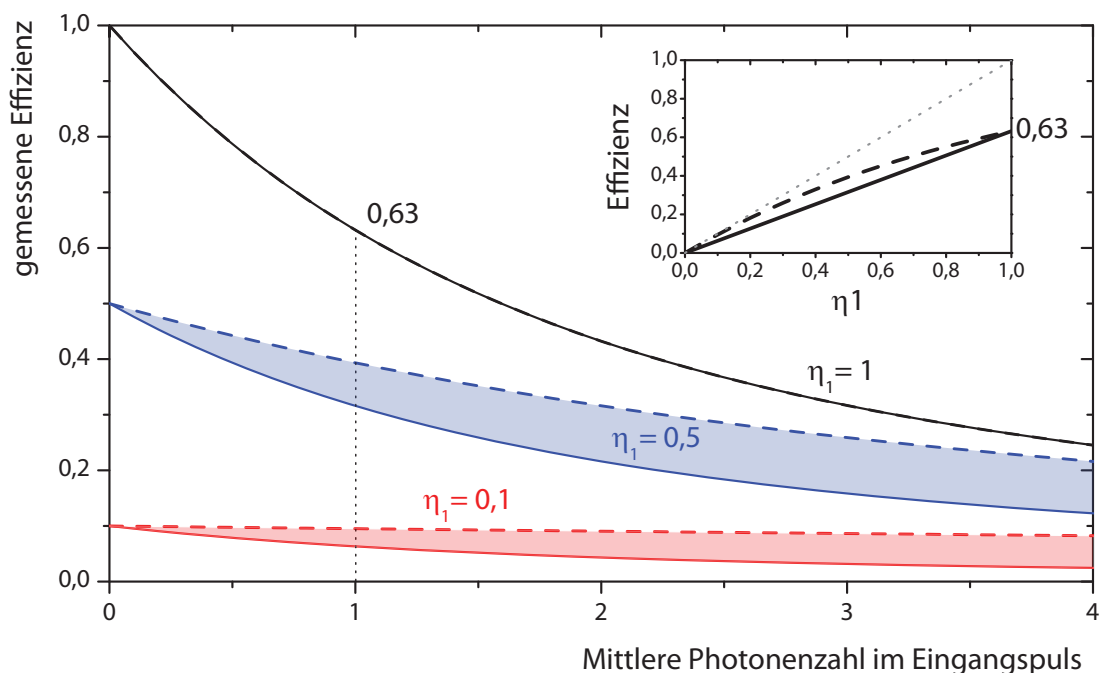
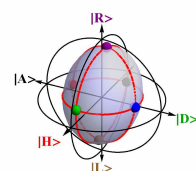


Abbildung C.1: Effizienzbestimmung bei kohärenten Eingangspulsen. Für die Einzelphotonen-Effizienzen $\eta_1 = 0,1$, $\eta_1 = 0,5$ und $\eta_1 = 1$ sind die zu erwartenden Werte für die gemessene Effizienz in Abhängigkeit von der mittleren Photonenzahl im Eingangspuls dargestellt. Die farbig hinterlegten Bereiche sind durch die Extremfälle $\eta^{(a)}$ (durchgezogene Linie) und $\eta^{(b)}$ (gestrichelte Linie) begrenzt. Für $\eta_1 = 1$ gilt $\eta^{(a)} = \eta^{(b)}$. Bei $\bar{N}_{in} \rightarrow 0$ gilt $\eta^{(a)} = \eta^{(b)} = \eta_1$. Das Inset zeigt die Effizienzen $\eta^{(a)}$ und $\eta^{(b)}$ für $\bar{N}_{in} = 1$ in Abhängigkeit von η_1 . Die „gemessenen“ Effizienzen liegen für große η_1 deutlich unter diesem Wert.

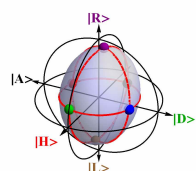
$\eta_1 = 0,5$ und $\eta_1 = 1$ messen würde. Die durch die beiden Extremfälle $\eta^{(a)}$ (durchgezogene Linie) und $\eta^{(b)}$ (gestrichelte Linie) umrandeten Bereiche sind farbig hinterlegt. Im Fall $\eta_1 = 1$ liefern beide Extremfälle dieselbe Effizienz, die mit zunehmender Photonenzahl im Eingangspuls rasch abfällt (schwarze Kurve). Für $\bar{N}_{in} \rightarrow 0$ entspricht die Effizienz in beiden Extremfällen unabhängig von der gesuchten Effizienz für Einzelphotonen η_1 dieser exakt, wobei $\eta^{(b)}$ bei den zu erwartenden Effizienzen ($\eta_1 \approx 10\%$) über einen großen Bereich nahezu konstant bleibt. Da dieser Fall als der wahrscheinlichere gilt, andernfalls die gemessene Effizienz eine untere Schranke für η_1 darstellt und bei sehr kleinen Intensitäten Dunkelklicks zunehmend eine Rolle spielen, wurden die Experimente mit einer mittleren Photonenzahl im Eingangspuls $\bar{N}_{in} = 1$ durchgeführt. Das Inset in Abbildung ?? zeigt die Abhängigkeit der Effizienz von der Einzelphotoneneffizienz η_1 für diesen Wert. Für hohe Effizienzen liegen die gemessenen Werte deutlich zu niedrig, z.B. $\eta^{(a/b)} = 0,63$ bei $\eta_1 = 1$.



Literaturverzeichnis

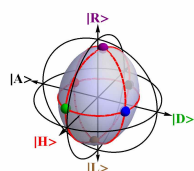
- [1] J. P. Dowling und G. J. Milburn. Quantum Technology: The Second Quantum Revolution. *Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **361**, 1655–1674 (2003).
- [2] J. S. Bell. *Speakable and Unsayable in Quantum Mechanics: Collected Papers on Quantum Philosophy*. Cambridge University Press, 2. Auflage, (2004).
- [3] M. A. Nielsen und I. L. Chuang. *Quantum Computation and Quantum Information*. Cambridge University Press, 1. Auflage, (2000).
- [4] N. Gisin und R. Thew. Quantum communication. *Nature Photonics* **1**, 165–171 (2007).
- [5] N. Lütkenhaus und A. J. Shields. Focus on Quantum Cryptography: Theory and Practice. *New Journal of Physics* **11**, 045005 (2009).
- [6] C. H. Bennett und D. P. DiVincenzo. Quantum information and computation. *Nature* **404**, 247–255 (2000).
- [7] R. Feynman. Simulating physics with computers. *International Journal of Theoretical Physics* **21**, 467–488 (1982).
- [8] D. Deutsch und R. Jozsa. Rapid Solution of Problems by Quantum Computation. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **439**, 553–558 (1992).
- [9] L. K. Grover. A fast quantum mechanical algorithm for database search. In: *Proceedings, 28th Annual ACM Symposium on the Theory of Computing*, 212–219 (1996).
- [10] S. Lloyd. Universal Quantum Simulators. *Science* **273**, 1073–1078 (1996).
- [11] P. Shor. Algorithms for quantum computation: discrete logarithms and factoring. In: *Proceedings, 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science*, 124–134 (1994).
- [12] R. L. Rivest, A. Shamir und L. Adleman. A method for obtaining digital signatures and public-key cryptosystems. *Communications of the ACM* **21**, 120–126 (1978).
- [13] T. Kleinjung, K. Aoki, J. Franke, A. Lenstra, E. Thomé, J. Bos, P. Gaudry, A. Kruppa, P. Montgomery, D. A. Osvik, H. te Riele, A. Timofeev und P. Zimmermann. Factorization of a 768-bit RSA modulus. *Cryptology ePrint Archive* 006 (2010).
- [14] D. P. DiVincenzo. The Physical Implementation of Quantum Computation. *Fortschritte der Physik* **48**, 771–783 (2000).

- [15] N. A. Gershenfeld und I. L. Chuang. Bulk Spin-Resonance Quantum Computation. *Science* **275**, 350–356 (1997).
- [16] C. Negrevergne, T. Mahesh, C. Ryan, M. Ditty, F. Cyr-Racine, W. Power, N. Boulant, T. Havel, D. Cory und R. Laflamme. Benchmarking Quantum Control Methods on a 12-Qubit System. *Physical Review Letters* **96**, 170501 (2006).
- [17] D. J. Wineland. Quantum information processing and quantum control with trapped atomic ions. *Physica Scripta* **2009**, 014007 (2009).
- [18] O. Mandel, M. Greiner, A. Widera, T. Rom, T. W. Hänsch und I. Bloch. Controlled collisions for multi-particle entanglement of optically trapped atoms. *Nature* **425**, 937–940 (2003).
- [19] T. Wilk, A. Gaëtan, C. Evellin, J. Wolters, Y. Miroshnychenko, P. Grangier und A. Browaeys. Entanglement of Two Individual Neutral Atoms Using Rydberg Blockade. *Physical Review Letters* **104**, 010502 (2010).
- [20] S. J. van Enk, H. J. Kimble und H. Mabuchi. Quantum Information Processing in Cavity-QED. *Quantum Information Processing* **3**, 75–90 (2004).
- [21] 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).
- [22] Y. Nakamura, Y. Pashkin und J. S. Tsai. Coherent control of macroscopic quantum states in a single-Cooper-pair box. *Nature* **398**, 786–788 (1999).
- [23] A. Wallraff, D. I. Schuster, A. Blais, L. Frunzio, R.-S. Huang, J. Majer, S. Kumar, S. M. Girvin und R. J. Schoelkopf. Strong coupling of a single photon to a superconducting qubit using circuit quantum electrodynamics. *Nature* **431**, 162–167 (2004).
- [24] E. Knill, R. Laflamme und G. J. Milburn. A scheme for efficient quantum computation with linear optics. *Nature* **409**, 46–52 (2001).
- [25] P. Kok, W. J. Munro, K. Nemoto, T. C. Ralph, J. P. Dowling und G. J. Milburn. Linear optical quantum computing with photonic qubits. *Reviews of Modern Physics* **79**, 135–174 (2007).
- [26] J. L. O’Brien. Optical Quantum Computing. *Science* **318**, 1567–1570 (2007).
- [27] L. M. K. Vandersypen, M. Steffen, G. Breyta, C. S. Yannoni, M. H. Sherwood und I. L. Chuang. Experimental realization of Shor’s quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance. *Nature* **414**, 883–887 (2001).
- [28] C. Y. Lu, D. E. Browne, T. Yang und J. W. Pan. Demonstration of a Compiled Version of Shor’s Quantum Factoring Algorithm Using Photonic Qubits. *Physical Review Letters* **99**, 250504 (2007).
- [29] B. P. Lanyon, T. J. Weinhold, N. K. Langford, M. Barbieri, D. F. V. James, A. Gilchrist und A. G. White. Experimental Demonstration of a Compiled Version of Shor’s Algorithm with Quantum Entanglement. *Physical Review Letters* **99**, 250505 (2007).



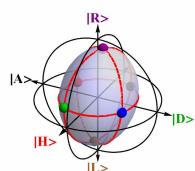
- [30] A. Politi, J. C. F. Matthews und J. L. O'Brien. Shor's Quantum Factoring Algorithm on a Photonic Chip. *Science* **325**, 1221 (2009).
- [31] D. Beckman, A. N. Chari, S. Devabhaktuni und J. Preskill. Efficient networks for quantum factoring. *Physical Review A* **54**, 1034–1063 (1996).
- [32] J. I. Cirac, P. Zoller, H. J. Kimble und H. Mabuchi. Quantum State Transfer and Entanglement Distribution among Distant Nodes in a Quantum Network. *Physical Review Letters* **78**, 3221–3224 (1997).
- [33] S. J. van Enk, J. I. Cirac und P. Zoller. Ideal Quantum Communication over Noisy Channels: A Quantum Optical Implementation. *Physical Review Letters* **78**, 4293–4296 (1997).
- [34] H. J. Kimble. The quantum internet. *Nature* **453**, 1023–1030 (2008).
- [35] W. K. Wootters und W. H. Zurek. A single quantum cannot be cloned. *Nature* **299**, 802–803 (1982).
- [36] H. J. Briegel, W. Dür, J. I. Cirac und P. Zoller. Quantum Repeaters: The Role of Imperfect Local Operations in Quantum Communication. *Physical Review Letters* **81**, 5932–5935 (1998).
- [37] W. Dür, H. J. Briegel, J. I. Cirac und P. Zoller. Quantum repeaters based on entanglement purification. *Physical Review A* **59**, 169–181 (1999).
- [38] L. M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac und P. Zoller. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. *Nature* **414**, 413–418 (2001).
- [39] N. Sangouard, C. Simon, H. de Riedmatten und N. Gisin. Quantum repeaters based on atomic ensembles and linear optics. *arXiv:quant-ph* 0906.2699v2 (2009).
- [40] B. Julsgaard, J. Sherson, J. I. Cirac, J. Fiurášek und E. S. Polzik. Experimental demonstration of quantum memory for light. *Nature* **432**, 482–486 (2004).
- [41] M. D. Eisaman, A. André, F. Massou, M. Fleischhauer, A. S. Zibrov und M. D. Lukin. Electromagnetically induced transparency with tunable single-photon pulses. *Nature* **438**, 837–841 (2005).
- [42] T. Chanelière, D. N. Matsukevich, S. D. Jenkins, S. Y. Lan, T. A. B. Kennedy und A. Kuzmich. Storage and retrieval of single photons transmitted between remote quantum memories. *Nature* **438**, 833–836 (2005).
- [43] K. Honda, D. Akamatsu, M. Arikawa, Y. Yokoi, K. Akiba, S. Nagatsuka, T. Tanimura, A. Furusawa und M. Kozuma. Storage and Retrieval of a Squeezed Vacuum. *Physical Review Letters* **100**, 093601 (2008).
- [44] J. Appel, E. Figueroa, D. Korystov, M. Lobino und A. I. Lvovsky. Quantum Memory for Squeezed Light. *Physical Review Letters* **100**, 093602 (2008).
- [45] H. de Riedmatten, M. Afzelius, M. U. Staudt, C. Simon und N. Gisin. A solid-state light-matter interface at the single-photon level. *Nature* **456**, 773–777 (2008).

- [46] M. P. Hedges, J. J. Longdell, Y. Li und M. J. Sellars. Efficient quantum memory for light. *Nature* **465**, 1052–1056 (2010).
- [47] 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. *arxiv:quant-ph* 1009.0490 (2010).
- [48] A. D. Boozer, A. Boca, R. Miller, T. E. Northup und H. J. Kimble. Reversible State Transfer between Light and a Single Trapped Atom. *Physical Review Letters* **98**, 193601 (2007).
- [49] 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).
- [50] D. N. Matsukevich, T. Chanelière, S. D. Jenkins, S. Y. Lan, T. A. B. Kennedy und A. Kuzmich. Entanglement of Remote Atomic Qubits. *Physical Review Letters* **96**, 030405 (2006).
- [51] B. B. Blinov, D. L. Moehring, Duan und C. Monroe. Observation of entanglement between a single trapped atom and a single photon. *Nature* **428**, 153–157 (2004).
- [52] 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. *Physical Review Letters* **96**, 030404 (2006).
- [53] T. Wilk, S. C. Webster, A. Kuhn und G. Rempe. Single-Atom Single-Photon Quantum Interface. *Science* **317**, 488–490 (2007).
- [54] 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).
- [55] D. Gottesman und I. L. Chuang. Demonstrating the viability of universal quantum computation using teleportation and single-qubit operations. *Nature* **402**, 390–393 (1999).
- [56] A. Kuhn und D. Ljunggren. Cavity-based single-photon sources. *Contemporary Physics* **51**, 289–313 (2010).
- [57] R. H. Hadfield. Single-photon detectors for optical quantum information applications. *Nature Photonics* **3**, 696–705 (2009).
- [58] J. Beugnon, M. P. A. Jones, J. Dingjan, B. Darquié, G. Messin, A. Browaeys und P. Grangier. Quantum interference between two single photons emitted by independently trapped atoms. *Nature* **440**, 779–782 (2006).
- [59] P. Maunz, D. L. Moehring, S. Olmschenk, K. C. Younge, D. N. Matsukevich und C. Monroe. Quantum interference of photon pairs from two remote trapped atomic ions. *Nature Physics* **3**, 538–541 (2007).
- [60] K. Sanaka, A. Pawlis, T. D. Ladd, K. Lischka und Y. Yamamoto. Indistinguishable Photons from Independent Semiconductor Nanostructures. *Physical Review Letters*



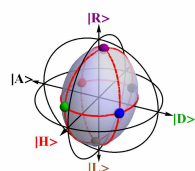
- 103, 053601 (2009).
- [61] J. Metz und S. D. Barrett. Effect of frequency-mismatched photons in quantum-information processing. *Physical Review A* **77**, 042323 (2008).
- [62] N. S. Jones und T. M. Stace. Photon frequency-mode matching using acousto-optic frequency beam splitters. *Physical Review A* **73**, 033813 (2006).
- [63] T. Legero, T. Wilk, M. Hennrich, G. Rempe und A. Kuhn. Quantum Beat of Two Single Photons. *Physical Review Letters* **93**, 070503 (2004).
- [64] T. Young. *A course of lectures on natural philosophy and the mechanical arts*. J. Johnson, London, (1807).
- [65] P. Grangier, G. Roger und A. Aspect. Experimental Evidence for a Photon Anticorrelation Effect on a Beam Splitter: A New Light on Single-Photon Interferences. *Europhysics Letters* **1**, 173–179 (1986).
- [66] C. K. Hong, Z. Y. Ou und L. Mandel. Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference. *Physical Review Letters* **59**, 2044–2046 (1987).
- [67] Y. H. Shih und C. O. Alley. New Type of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Experiment Using Pairs of Light Quanta Produced by Optical Parametric Down Conversion. *Physical Review Letters* **61**, 2921–2924 (1988).
- [68] P. Carruthers und M. M. Nieto. Phase and Angle Variables in Quantum Mechanics. *Reviews of Modern Physics* **40**, 411–440 (1968).
- [69] T. Legero, T. Wilk, A. Kuhn und G. Rempe. Time-resolved two-photon quantum interference. *Applied Physics B: Lasers and Optics* **77**, 797–802 (2003).
- [70] T. Legero. *Zeitaufgelöste Zwei-Photonen-Interferenz*. Dissertation, Max-Planck-Institut für Quantenoptik und Technische Universität München (2005).
- [71] T. Legero, T. Wilk, A. Kuhn und G. Rempe. Characterization of Single Photons Using Two-Photon Interference. Vol. 53, *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 253–289. Academic Press, (2006).
- [72] U. Leonhardt. Quantum physics of simple optical instruments. *Reports on Progress in Physics* **66**, 1207–1249 (2003).
- [73] V. Degiorgio. Phase shift between the transmitted and the reflected optical fields of a semireflecting lossless mirror is $\pi/2$. *American Journal of Physics* **48**, 81 (1980).
- [74] A. Zeilinger. General properties of lossless beam splitters in interferometry. *American Journal of Physics* **49**, 882–883 (1981).
- [75] J. W. Pan, D. Bouwmeester, H. Weinfurter und A. Zeilinger. Experimental Entanglement Swapping: Entangling Photons That Never Interacted. *Physical Review Letters* **80**, 3891–3894 (1998).
- [76] P. G. Kwiat, A. M. Steinberg und R. Y. Chiao. Observation of a “quantum eraser”: A revival of coherence in a two-photon interference experiment. *Physical Review A* **45**, 7729 (1992).

- [77] M. Hennrich, T. Legero, A. Kuhn und G. Rempe. Vacuum-Stimulated Raman Scattering Based on Adiabatic Passage in a High-Finesse Optical Cavity. *Physical Review Letters* **85**, 4872–4875 (2000).
- [78] M. Hennrich. *Kontrollierte Erzeugung einzelner Photonen in einem optischen Resonator hoher Finesse*. Dissertation, Max-Planck-Institut für Quantenoptik und Technische Universität München (2003).
- [79] 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).
- [80] J. Bochmann. *Coherent Dynamics and State Detection of Single Atoms in a Cavity*. Dissertation, Max-Planck-Institut für Quantenoptik und Technische Universität München (2010).
- [81] 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).
- [82] P. P. Rohde, T. C. Ralph und M. A. Nielsen. Optimal photons for quantum-information processing. *Physical Review A* **72**, 052332 (2005).
- [83] T. Wilk. *Single-Atom Single-Photon Quantum Interface*. Dissertation, Max-Planck-Institut für Quantenoptik und Technische Universität München (2008).
- [84] R. Hanbury Brown und R. Q. Twiss. Correlation between Photons in two Coherent Beams of Light. *Nature* **177**, 27–32 (1956).
- [85] H. P. Specht, J. Bochmann, M. Mücke, B. Weber, E. Figueroa, D. L. Moehring und G. Rempe. Phase shaping of single-photon wave packets. *Nature Photonics* **3**, 469–472 (2009).
- [86] M. W. Mitchell, C. W. Ellenor, S. Schneider und A. M. Steinberg. Diagnosis, Prescription, and Prognosis of a Bell-State Filter by Quantum Process Tomography. *Physical Review Letters* **91**, 120402 (2003).
- [87] 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).
- [88] D. Bouwmeester, J.-W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter und A. Zeilinger. Experimental quantum teleportation. *Nature* **390**, 575–579 (1997).
- [89] 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).
- [90] I. Marcikic, H. de Riedmatten, W. Tittel, V. Scarani, H. Zbinden und N. Gisin. Time-bin entangled qubits for quantum communication created by femtosecond pulses. *Physical Review A* **66**, 062308 (2002).
- [91] M. Halder, A. Beveratos, N. Gisin, V. Scarani, C. Simon und H. Zbinden. Entangling independent photons by time measurement. *Nature Physics* **3**, 692–695 (2007).



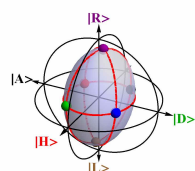
- [92] M. Horodecki. Separability of mixed states: necessary and sufficient conditions. *Physics Letters A* **223**, 1–8 (1996).
- [93] B. Terhal. Bell inequalities and the separability criterion. *Physics Letters A* **271**, 319–326 (2000).
- [94] M. Barbieri, F. De Martini, G. Di Nepi, P. Mataloni, G. D’Ariano und C. Macchiavello. Detection of Entanglement with Polarized Photons: Experimental Realization of an Entanglement Witness. *Physical Review Letters* **91**, 227901 (2003).
- [95] G. Tóth und O. Gühne. Entanglement detection in the stabilizer formalism. *Physical Review A* **72**, 022340 (2005).
- [96] R. F. Werner. Quantum states with Einstein-Podolsky-Rosen correlations admitting a hidden-variable model. *Physical Review A* **40**, 4277–4281 (1989).
- [97] H. de Riedmatten, I. Marcikic, J. A. W. van Houwelingen, W. Tittel, H. Zbinden und N. Gisin. Long-distance entanglement swapping with photons from separated sources. *Physical Review A* **71**, 050302 (2005).
- [98] S. J. van Enk, N. Lütkenhaus und H. J. Kimble. Experimental procedures for entanglement verification. *Physical Review A* **75**, 052318 (2007).
- [99] J. D. Franson. Bell inequality for position and time. *Physical Review Letters* **62**, 2205–2208 (1989).
- [100] D. E. Browne, M. B. Plenio und S. F. Huelga. Robust Creation of Entanglement between Ions in Spatially Separate Cavities. *Physical Review Letters* **91**, 067901 (2003).
- [101] S. Bose, P. L. Knight, M. B. Plenio und V. Vedral. Proposal for Teleportation of an Atomic State via Cavity Decay. *Physical Review Letters* **83**, 5158–5161 (1999).
- [102] C. Cabrillo, J. Cirac, P. García-Fernández und P. Zoller. Creation of entangled states of distant atoms by interference. *Physical Review A* **59**, 1025–1033 (1999).
- [103] W. K. Wootters. Entanglement of Formation of an Arbitrary State of Two Qubits. *Physical Review Letters* **80**, 2245–2248 (1998).
- [104] J. Laurat, K. Choi, H. Deng, C. Chou und H. Kimble. Heralded Entanglement between Atomic Ensembles: Preparation, Decoherence, and Scaling. *Physical Review Letters* **99**, 180504 (2007).
- [105] J. Simon, H. Tanji, S. Ghosh und V. Vuletić. Single-photon bus connecting spin-wave quantum memories. *Nature Physics* **3**, 765–769 (2007).
- [106] C. Simon und W. T. M. Irvine. Robust Long-Distance Entanglement and a Loophole-Free Bell Test with Ions and Photons. *Physical Review Letters* **91**, 110405 (2003).
- [107] X.-L. Feng, Z.-M. Zhang, X.-D. Li, S.-Q. Gong und Z.-Z. Xu. Entangling Distant Atoms by Interference of Polarized Photons. *Physical Review Letters* **90**, 217902 (2003).

- [108] L. Isenhower, E. Urban, X. L. Zhang, A. T. Gill, T. Henage, T. A. Johnson, T. G. Walker und M. Saffman. Demonstration of a Neutral Atom Controlled-NOT Quantum Gate. *Physical Review Letters* **104**, 010503 (2010).
- [109] A. I. Lvovsky, B. C. Sanders und W. Tittel. Optical quantum memory. *Nature Photonics* **3**, 706–714 (2009).
- [110] K. Hammerer, A. S. Sørensen und E. S. Polzik. Quantum interface between light and atomic ensembles. *Reviews of Modern Physics* **82**, 1041–1093 (2010).
- [111] C. Simon, M. Afzelius, J. Appel, A. Boyer de la Giroday, S. J. Dewhurst, N. Gisin, C. Y. Hu, F. Jelezko, S. Kröll, J. H. Müller, J. Nunn, E. S. Polzik, J. G. Rarity, H. De Riedmatten, W. Rosenfeld, A. J. Shields, N. Sköld, R. M. Stevenson, R. Thew, I. A. Walmsley, M. C. Weber, H. Weinfurter, J. Wrachtrup und R. J. Young. Quantum memories. A Review based on the European Integrated Project Qubit Applications (QAP). *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics* **58**, 1–22 (2010).
- [112] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R. L. Walsworth und M. D. Lukin. Storage of Light in Atomic Vapor. *Physical Review Letters* **86**, 783–786 (2001).
- [113] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi und L. V. Hau. Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses. *Nature* **409**, 490–493 (2001).
- [114] A. Kuzmich, W. P. Bowen, A. D. Boozer, A. Boca, C. W. Chou, L. M. Duan und H. J. Kimble. Generation of nonclassical photon pairs for scalable quantum communication with atomic ensembles. *Nature* **423**, 731–734 (2003).
- [115] C. H. van der Wal, M. D. Eisaman, A. Andre, R. L. Walsworth, D. F. Phillips, A. S. Zibrov und M. D. Lukin. Atomic Memory for Correlated Photon States. *Science* **301**, 196–200 (2003).
- [116] J. Laurat, H. de Riedmatten, D. Felinto, C.-W. Chou, E. W. Schomburg und H. J. Kimble. Efficient retrieval of a single excitation stored in an atomic ensemble. *Optics Express* **14**, 6912–6918 (2006).
- [117] J. Simon, H. Tanji, J. K. Thompson und V. Vuletić. Interfacing Collective Atomic Excitations and Single Photons. *Physical Review Letters* **98**, 183601 (2007).
- [118] B. Zhao, Y.-A. Chen, X.-H. Bao, T. Strassel, C.-S. Chuu, X.-M. Jin, J. Schmiedmayer, Z.-S. Yuan, S. Chen und J.-W. Pan. A millisecond quantum memory for scalable quantum networks. *Nature Physics* **5**, 95–99 (2008).
- [119] R. Zhao, Y. O. Dudin, S. D. Jenkins, C. J. Campbell, D. N. Matsukevich, T. A. B. Kennedy und A. Kuzmich. Long-lived quantum memory. *Nature Physics* **5**, 100–104 (2008).
- [120] K. S. Choi, H. Deng, J. Laurat und H. J. Kimble. Mapping photonic entanglement into and out of a quantum memory. *Nature* **452**, 67–71 (2008).



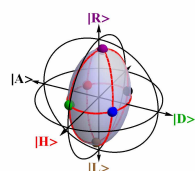
- [121] D. N. Matsukevich, T. Chanelière, M. Bhattacharya, S. Y. Lan, S. D. Jenkins, T. A. B. Kennedy und A. Kuzmich. Entanglement of a Photon and a Collective Atomic Excitation. *Physical Review Letters* **95**, 040405 (2005).
- [122] H. de Riedmatten, J. Laurat, C. W. Chou, E. W. Schomburg, D. Felinto und H. J. Kimble. Direct Measurement of Decoherence for Entanglement between a Photon and Stored Atomic Excitation. *Physical Review Letters* **97**, 113603 (2006).
- [123] H. Tanji, S. Ghosh, J. Simon, B. Bloom und V. Vuletić. Heralded Single-Magnon Quantum Memory for Photon Polarization States. *Physical Review Letters* **103**, 043601 (2009).
- [124] Y.-A. Chen, S. Chen, Z.-S. Yuan, B. Zhao, C.-S. Chuu, J. Schmiedmayer und J.-W. Pan. Memory-built-in quantum teleportation with photonic and atomic qubits. *Nature Physics* **4**, 103–107 (2008).
- [125] C.-W. Chou, J. Laurat, H. Deng, K. S. Choi, H. de Riedmatten, D. Felinto und J. H. Kimble. Functional Quantum Nodes for Entanglement Distribution over Scalable Quantum Networks. *Science* **316**, 1316–1320 (2007).
- [126] Z.-S. Yuan, Y.-A. Chen, B. Zhao, S. Chen, J. Schmiedmayer und J.-W. Pan. Experimental demonstration of a BDCZ quantum repeater node. *Nature* **454**, 1098–1101 (2008).
- [127] A. V. Gorshkov, A. André, M. D. Lukin und A. S. Sørensen. Photon storage in Lambda-type optically dense atomic media. II. Free-space model. *Physical Review A* **76**, 033805 (2007).
- [128] I. Novikova, A. V. Gorshkov, D. F. Phillips, A. S. Sørensen, M. D. Lukin und R. L. Walsworth. Optimal Control of Light Pulse Storage and Retrieval. *Physical Review Letters* **98**, 243602 (2007).
- [129] U. Schnorrberger, J. D. Thompson, S. Trotzky, R. Pugatch, N. Davidson, S. Kuhr und I. Bloch. Electromagnetically Induced Transparency and Light Storage in an Atomic Mott Insulator. *Physical Review Letters* **103**, 033003 (2009).
- [130] J. J. Longdell, E. Fraval, M. J. Sellars und N. B. Manson. Stopped Light with Storage Times Greater than One Second Using Electromagnetically Induced Transparency in a Solid. *Physical Review Letters* **95**, 063601 (2005).
- [131] S. A. Moiseev und S. Kröll. Complete Reconstruction of the Quantum State of a Single-Photon Wave Packet Absorbed by a Doppler-Broadened Transition. *Physical Review Letters* **87**, 173601 (2001).
- [132] W. Tittel, M. Afzelius, T. Chanelière, R. Cone, S. Kröll, S. Moiseev und M. Sellars. Photon-echo quantum memory in solid state systems. *Laser & Photonics Reviews* **4**, 244–267 (2009).
- [133] M. Afzelius, C. Simon, H. de Riedmatten und N. Gisin. Multimode quantum memory based on atomic frequency combs. *Physical Review A* **79**, 052329 (2009).

- [134] C. Clausen, I. Usmani, F. Bussieres, N. Sangouard, M. Afzelius, H. de Riedmatten und N. Gisin. Quantum Storage of Photonic Entanglement in a Crystal. *arXiv:quant-ph 1009.0489v2*, (2010).
- [135] O. A. Collins, S. D. Jenkins, A. Kuzmich und T. A. B. Kennedy. Multiplexed Memory-Insensitive Quantum Repeaters. *Physical Review Letters* **98**, 060502 (2007).
- [136] M. Hosseini, B. M. Sparkes, G. Hétet, J. J. Longdell, P. K. Lam und B. C. Buchler. Coherent optical pulse sequencer for quantum applications. *Nature* **461**, 241–245 (2009).
- [137] I. Usmani, M. Afzelius, H. de Riedmatten und N. Gisin. Mapping multiple photonic qubits into and out of one solid-state atomic ensemble. *Nature Communications* **1**, 1–7 (2010).
- [138] M. Afzelius, I. Usmani, A. Amari, B. Lauritzen, A. Walther, C. Simon, N. Sangouard, J. Minář, H. de Riedmatten, N. Gisin und S. Kröll. Demonstration of Atomic Frequency Comb Memory for Light with Spin-Wave Storage. *Physical Review Letters* **104**, 040503 (2010).
- [139] W. Rosenfeld, S. Berner, J. Volz, M. Weber und H. Weinfurter. Remote Preparation of an Atomic Quantum Memory. *Physical Review Letters* **98**, 050504 (2007).
- [140] 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. *Physical Review Letters* **102**, 030501 (2009).
- [141] 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. *arXiv:quant-ph 1004.4158v1* (2010).
- [142] M. Stobińska, G. Alber und G. Leuchs. Perfect excitation of a matter qubit by a single photon in free space. *EPL (Europhysics Letters)* 14007 (2009).
- [143] S. Heugel, A. Villar, M. Sondermann, U. Peschel und G. Leuchs. On the analogy between a single atom and an optical resonator. *Laser Physics* **20**, 100–106 (2010).
- [144] 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).
- [145] 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. *Physical Review Letters* **105**, 153603 (2010).
- [146] W. Rosenfeld, F. Hocke, F. Henkel, M. Krug, J. Volz, M. Weber und H. Weinfurter. Towards Long-Distance Atom-Photon Entanglement. *Physical Review Letters* **101**, 260403 (2008).
- [147] M. K. Tey, Z. Chen, S. A. Aljunid, B. Chng, F. Huber, G. Maslennikov und C. Kurtsiefer. Strong interaction between light and a single trapped atom without the need for a cavity. *Nature Physics* **4**, 924–927 (2008).



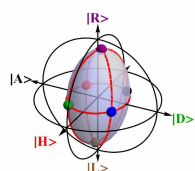
- [148] G. Vidal und R. F. Werner. Computable measure of entanglement. *Physical Review A* **65**, 032314 (2002).
- [149] M. Choi. Completely positive linear maps on complex matrices. *Linear Algebra and its Applications* **10**, 285–290 (1975).
- [150] U. Fano. A Stokes-Parameter Technique for the Treatment of Polarization in Quantum Mechanics. *Physical Review* **93**, 121–123 (1954).
- [151] D. F. V. James, P. G. Kwiat, W. J. Munro und A. G. White. Measurement of qubits. *Physical Review A* **64**, 052312 (2001).
- [152] G. G. Stokes. On the composition and resolution of streams of polarized light from different sources. *Transactions of the Cambridge Philosophical Society* **9**, 399–416 (1852).
- [153] T. Bayes. An essay towards solving a problem in the doctrine of chances. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* **53**, 370–418 (1763).
- [154] I. L. Chuang und M. A. Nielsen. Prescription for experimental determination of the dynamics of a quantum black box. *Journal of Modern Optics* **44**, 2455–2467 (1997).
- [155] J. F. Poyatos, J. I. Cirac und P. Zoller. Complete Characterization of a Quantum Process: The Two-Bit Quantum Gate. *Physical Review Letters* **78**, 390–393 (1997).
- [156] M. Ježek, J. Fiurášek und Z. Hradil. Quantum inference of states and processes. *Physical Review A* **68**, 012305 (2003).
- [157] J. L. O’Brien, G. J. Pryde, A. Gilchrist, D. F. V. James, N. K. Langford, T. C. Ralph und A. G. White. Quantum Process Tomography of a Controlled-NOT Gate. *Physical Review Letters* **93**, 080502 (2004).
- [158] R. Jozsa. Fidelity for Mixed Quantum States. *Journal of Modern Optics* **41**, 2315–2323 (1994).
- [159] M. D. Bowdrey, D. K. L. Oi, A. J. Short und K. Banaszek. Fidelity of single qubit maps. *Physics Letters A* **294**, 258–260 (2002).
- [160] E. Bagan, M. Baig und M. noz Tapia. Optimal Scheme for Estimating a Pure Qubit State via Local Measurements. *Physical Review Letters* **89**, 277904 (2002).
- [161] S. Massar und S. Popescu. Optimal Extraction of Information from Finite Quantum Ensembles. *Physical Review Letters* **74**, 1259–1263 (1995).
- [162] M. Dušek, M. Jahma und N. Lütkenhaus. Unambiguous state discrimination in quantum cryptography with weak coherent states. *Physical Review A* **62**, 022306 (2000).
- [163] S. Félix, N. Gisin, A. Stefanov und H. Zbinden. Faint laser quantum key distribution: Eavesdropping exploiting multiphoton pulses. *Journal of Modern Optics* **48**, 2009–2021 (2001).
- [164] M. Curty und N. Lütkenhaus. Intercept-resend attacks in the Bennett-Brassard 1984 quantum-key-distribution protocol with weak coherent pulses. *Physical Review A* **71**,

- 062301 (2005).
- [165] M. Fleischhauer, S. F. Yelin und M. D. Lukin. How to trap photons? Storing single-photon quantum states in collective atomic excitations. *Optics Communications* **179**, 395–410 (2000).
- [166] A. V. Gorshkov, A. André, M. D. Lukin und A. S. Sørensen. Photon storage in Lambda-type optically dense atomic media. I. Cavity model. *Physical Review A* **76**, 033804 (2007).
- [167] L. M. Duan, A. Kuzmich und H. J. Kimble. Cavity QED and quantum-information processing with “hot” trapped atoms. *Physical Review A* **67**, 032305 (2003).
- [168] D. A. Steck. Rubidium 87 D Line Data. Los Alamos National Laboratory (2001, revised 2003).
- [169] S. Nußmann. *Kühlen und Positionieren eines Atoms in einem optischen Resonator*. Dissertation, Max-Planck-Institut für Quantenoptik und Technische Universität München (2005).
- [170] 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).
- [171] B. Weber. *Transport von Atomen in einer optischen Dipolfalle*. Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Quantenoptik und Technische Universität München (2002).
- [172] B. Weber. *Distribution of quantum information between an atom and two photons*. Dissertation, Max-Planck-Institut für Quantenoptik und Technische Universität München (2008).
- [173] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley und H. Ward. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry* **31**, 97–105 (1983).
- [174] T. A. Savard, K. M. O’Hara und J. E. Thomas. Laser-noise-induced heating in far-off resonance optical traps. *Physical Review A* **56**, R1095–R1098 (1997).
- [175] G. C. Bjorklund, M. D. Levenson, W. Lenth und C. Ortiz. Frequency modulation (FM) spectroscopy: Theory of lineshapes and signal-to-noise analysis. *Applied Physics B: Photophysics and Laser Chemistry* **32**, 145–152 (1983).
- [176] N. Strauß, I. Ernsting, S. Schiller, A. Wicht, P. Huke und R. H. Rinkleff. A simple scheme for precise relative frequency stabilization of lasers. *Applied Physics B: Lasers and Optics* **88**, 21–28 (2007).
- [177] R. Grimm, M. Weidemüller und Y. B. Ovchinnikov. Optical dipole traps for neutral atoms. *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* **42**, 95–170 (2000).
- [178] R. A. Cline, J. D. Miller, M. R. Matthews und D. J. Heinzen. Spin relaxation of optically trapped atoms by light scattering. *Optics Letters* **19**, 207–209 (1994).



- [179] J. Bochmann, M. Mücke, C. Guhl, S. Ritter, G. Rempe und D. L. Moehring. Lossless State Detection of Single Neutral Atoms. *Physical Review Letters* **104**, 203601 (2010).
- [180] S. Nußmann, M. Hijlkema, B. Weber, F. Rohde, G. Rempe und A. Kuhn. Submicron Positioning of Single Atoms in a Microcavity. *Physical Review Letters* **95**, 173602 (2005).
- [181] C. Guhl. *Zustandsdetektion einzelner Atome in einem optischen Resonator hoher Finesse*. Diplomarbeit, Technische Universität München (2009).
- [182] E. M. Purcell. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies. *Physical Review* **69**, 681 (1946).
- [183] 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).
- [184] A. S. Parkins, P. Marte, P. Zoller und H. J. Kimble. Synthesis of arbitrary quantum states via adiabatic transfer of Zeeman coherence. *Physical Review Letters* **71**, 3095–3098 (1993).
- [185] C. K. Law und H. J. Kimble. Deterministic generation of a bit-stream of single-photon pulses. *Journal of Modern Optics* **44**, 2067–2074 (1997).
- [186] A. Kuhn, M. Hennrich und G. Rempe. Deterministic Single-Photon Source for Distributed Quantum Networking. *Physical Review Letters* **89**, 067901 (2002).
- [187] 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).
- [188] H. G. Barros, A. Stute, T. E. Northup, C. Russo, P. O. Schmidt und R. Blatt. Deterministic single-photon source from a single ion. *New Journal of Physics* **11**, 103004 (2009).
- [189] W. Rosenfeld. *Experiments with an Entangled System of a Single Atom and a Single Photon*. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (2008).
- [190] C. H. Bennett und G. Brassard. Quantum Cryptography: Public Key Distribution and Coin Tossing. In: *Proceedings of the IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing, Bangalore (India)*, 175–179. New York (1984).
- [191] M. Peev, C. Pacher, R. Alléaume, C. Barreiro, J. Bouda, W. Boxleitner, T. Debuisschert, E. Diamanti, M. Dianati, J. F. Dynes, S. Fasel, S. Fossier, M. Fürst, J. D. Gautier, O. Gay, N. Gisin, P. Grangier, A. Happe, Y. Hasani, M. Hentschel, H. Hübel, G. Humer, T. Länger, M. Legré, R. Lieger, J. Lodewyck, T. Lorünser, N. Lütkenhaus, A. Marhold, T. Matyus, O. Maurhart, L. Monat, S. Nauerth, J. B. Page, A. Poppe, E. Querasser, G. Ribordy, S. Robyr, L. Salvail, A. W. Sharpe, A. J. Shields, D. Stucki, M. Suda, C. Tamas, T. Themel, R. T. Thew, Y. Thoma, A. Treiber, P. Trinkler, R. Tualle-Brouri, F. Vannel, N. Walenta, H. Weier, H. Weinfurter, I. Wimberger, Z. L. Yuan, H. Zbinden und A. Zeilinger. The SECOQC quantum key distribution network in Vienna. *New Journal of Physics* **11**, 075001 (2009).

- [192] N. Kiesel, C. Schmid, U. Weber, G. Tóth, O. Gühne, R. Ursin und H. Weinfurter. Experimental Analysis of a Four-Qubit Photon Cluster State. *Physical Review Letters* **95**, 210502 (2005).
- [193] N. Kiesel, C. Schmid, G. Tóth, E. Solano und H. Weinfurter. Experimental Observation of Four-Photon Entangled Dicke State with High Fidelity. *Physical Review Letters* **98**, 063604 (2007).
- [194] J.-W. Pan, D. Bouwmeester, M. Daniell, H. Weinfurter und A. Zeilinger. Experimental test of quantum nonlocality in three-photon Greenberger-Horne-Zeilinger entanglement. *Nature* **403**, 515–519 (2000).
- [195] Lengwenus, A., Kruse, J., Volk, M., Ertmer, W., Birkl und G. Coherent manipulation of atomic qubits in optical micropotentials. *Applied Physics B* **86**, 377–383 (2007).
- [196] N. Kiesel, C. Schmid, U. Weber, R. Ursin und H. Weinfurter. Linear Optics Controlled-Phase Gate Made Simple. *Physical Review Letters* **95**, 210505 (2005).



Publikationen

A SINGLE-ATOM QUANTUM MEMORY

H. P. Specht, C. Nölleke, A. Reiserer, M. Uphoff, E. Figueroa, S. Ritter, G. Rempe
eingereicht bei Science(2010).

PHASE SHAPING OF SINGLE-PHOTON WAVE PACKETS

H. P. Specht, J. Bochmann, M. Mücke, B. Weber, E. Figueroa, D. L. Moehring, 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, G. Rempe
Physical Review Letters **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, G. Rempe
Physical Review Letters, **101**, 223601 (2008).

A SINGLE-PHOTON SERVER WITH JUST ONE ATOM

M. Hijlkema, B. Weber, H. P. Specht, S. C. Webster, A. Kuhn, G. Rempe
Nature Physics **3**, 253-255 (2007).

POLARIZATION-CONTROLLED SINGLE PHOTONS

T. Wilk, S. C. Webster, H. P. Specht, G. Rempe, A. Kuhn
Physical Review Letters **98**, 063601 (2007).

SCHEME FOR GENERATING A SEQUENCE OF SINGLE PHOTONS OF ALTERNATING POLARISATION

T. Wilk, H. P. Specht, S. C. Webster, G. Rempe, A. Kuhn
Journal of Modern Optics **54**, 1569-1580 (2007).

Danke!

Ein derart anspruchsvolles Experiment ist natürlich nur in Teamarbeit möglich. Die letzte Seite ist daher all denen gewidmet, die mich unterstützt und zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Allen voran danke ich Prof. Gerhard Rempe für die Möglichkeit einer Doktorarbeit im faszinierenden Gebiet der Quantenoptik, für all die Freiräume und das Vertrauen, das ich genießen durfte.

Den „Qgates“ Christian Nölleke, Andreas Reiserer, Manuel Uphoff, Eden Figueroa und Stephan Ritter möchte ich einerseits für die Kollegialität und andererseits für das professionelle Arbeitsumfeld danken. Ohne Euch wäre das alles nicht möglich gewesen – und die Arbeit nicht halb so schön. Mein Dank gilt auch meinen Vorstreitern und ehemaligen Kollegen Stefan Nußmann, Markus Hijlkema, Bernhard Weber, Tobias Müller und David Moehring. Die Experimente zur Phasenmodulation wurden am „Pistolen-Experiment“ durchgeführt. Hier gilt mein Dank den „Pistoleros“ Jörg Bochmann und Martin Mücke, die noch durchhielten und die letzten Messungen vervollständigten, als Gerhard, David und ich schon der Sonne Brasiliens entgegenflogen.

Auch allen anderen Diplomanden, Doktoranden und Postdocs in der AG Rempe möchte ich meinen Dank aussprechen. Die Arbeitsgruppe ist aus gutem Grund für ihre Kollegialität und Hilfsbereitschaft bekannt. Da fällt der Abschied besonders schwer.

Den Technikern Thomas Wiesmeier, Helmut Stehbeck, Franz Denk und Josef Bayerl kann man gar nicht genug danken. Vergelt's Gott für die schnelle und professionelle Hilfe bei jeglicher Art von Anfragen. Der direkte Draht zum Gruppen-Elektroniker beim gemeinsamen Weg zur Arbeit half nicht nur bei etlichen Elektronikprobleme – die Diskussionen über Elektronik, Quantenoptik, Gott und die Welt haben die vielen gemeinsamen Stunden im Auto auch höchst amüsant gemacht.

In dieser Liste darf auch Nikolai Kiesel nicht fehlen. Die Diskussionen mit ihm waren fester Bestandteil meines MPQ-Alltags. Durch seinen Wechsel ans IQOQI nach Wien wurden diese zwar seltener, blieben aber so hilf- und abwechslungsreich wie eh und je. Vielen Dank für die vielen nützlichen Tipps und den Blick über den Tellerrand des eigenen Labors hinaus.

Ich danke meiner Familie, die mich während der ganzen Studien- und Promotionzeit unterstützt hat – über Durststrecken geholfen und Erfolge mitgefeiert hat.

Danke Steffi!