

Ein photonischer Quantenspeicher mit einem Atom in gekreuzten optischen Faserresonatoren

Manuel K. L. Brekenfeld

Vollständiger Abdruck der von der TUM School of Natural Sciences der Technischen
Universität München zur Erlangung eines

Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitz: Prof. Dr. Nora Brambilla

Prüfer*innen der Dissertation: 1. Hon.-Prof. Dr. Gerhard Rempe
2. Prof. Dr. Eva Weig

Die Dissertation wurde am 27.01.2023 bei der Technischen Universität München
eingereicht und durch die TUM School of Natural Sciences am 06.07.2023 angenommen.

Abstract

The first part of this thesis reports on the setup of a new apparatus for cavity-QED experiments with single rubidium atoms trapped at the crossing point of two optical fibre cavities. The work described comprises the fabrication of the cavity mirrors, the setup of the experimental apparatus, and a set of first measurements with single atoms trapped inside the cavities. The measurements described in this part of the work aim mainly at the characterization of the apparatus and the control of the atomic degrees of freedom required for the subsequent quantum information processing experiment.

The second part of the thesis describes a new experiment enabled by the new setup. It is a passive, heralded quantum memory where a photonic qubit sent onto one of the cavities is stored in a superposition of Zeeman states of a single rubidium atom using a Raman transfer that is stimulated by the vacuum field of the second, crossed cavity. As part of the process, a photon is generated inside the second cavity, which can be detected and provides a herald for a successful storage event. The realized heralded quantum memory has a good fidelity and a reasonable efficiency without intrinsic upper efficiency limit and might be a further step towards a quantum repeater.

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt in ihrem ersten Teil den Aufbau einer neuen Apparatur für Resonator-QED-Experimente mit einzelnen Rubidium-Atomen, die im Kreuzungspunkt zweier optischer Faserresonatoren gefangen sind. Die beschriebenen Arbeiten umfassen den Aufbau der Apparatur und Messungen mit einzelnen, in den Resonatoren gefangenen Atomen. Die im ersten Teil der Arbeit beschriebenen Messungen dienen der Charakterisierung der Apparatur und der Kontrolle der Freiheitsgrade der Atome, die für das im zweiten Teil der Arbeit beschriebene Experiment benötigt werden.

Im zweiten Teil der Arbeit wird ein Experiment zur Quanteninformationsverarbeitung beschrieben, das durch die neue Apparatur möglich wird. Es ist die Realisierung eines passiven Quantenspeichers mit Herold, bei dem ein photonisches Quantenbit, das auf einen der Resonatoren geschickt wird, ohne Zuhilfenahme externer Kontrollfelder in einer Superposition von Zeeman-Zuständen eines gefangenen Rubidium-Atoms gespeichert wird. Dabei stimuliert das Vakuumfeld des zweiten Resonators den zum Speichern verwendeten Raman-Übergang, wobei ein Photon in den Resonator emittiert wird, das als Herold für einen erfolgreichen Speicherversuch dient. Der realisierte Quantenspeicher mit Herold verfügt über eine gute Fidelity und Effizienz ohne intrinsisches Effizienzlimit und ist möglicherweise ein Schritt zur Realisierung eines Quantenrepeaters.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren	3
2.1. Theorie	5
2.1.1. Grundlegende Konzepte der Resonator-QED	5
2.1.1.1. Jaynes-Cummings-Modell	5
2.1.1.2. Dissipationsraten und Kopplungsregime	7
2.1.1.3. Kooperativität	8
2.1.2. Grundlagen von Fabry-Pérot-Resonatoren	8
2.1.2.1. Gaußsche Moden	8
2.1.2.2. Geometrisch induzierte Doppelbrechung in Fabry-Pérot-Resonatoren	11
2.1.2.3. Polarisationsmoden der gekreuzten Faserresonatoren	13
2.1.2.4. Modenüberlapp und Kopplungseffizienz	15
2.1.2.5. Transmissions- und Reflexionsverhalten faserbasierter Fabry-Pérot-Resonatoren	16
2.2. Experiment	19
2.2.1. Faserresonatoren	19
2.2.1.1. Herstellung der Faserspiegel	20
2.2.1.1.1. Glasfasern	20
2.2.1.1.2. CO ₂ -Laser-Bearbeitung von Faserendflächen	22
2.2.1.1.3. Faserbeschichtungen	25
2.2.1.2. Parameter der Faserresonatoren	26
2.2.1.3. Integration der Faserresonatoren in die Vakuumkammer	31
2.2.1.3.1. Faserhalter	31
2.2.1.3.2. Piezo-Positionierer	33
2.2.1.3.3. Vibrationsisolierung	35
2.2.1.3.4. Faserdurchführungen	37
2.2.1.4. Stabilisierung der Faserresonatoren	38
2.2.1.4.1. Funktionsweise	38
2.2.1.4.2. Charakterisierung	40
2.2.2. Vakuumkammer	43
2.2.2.1. MOT-Spiegel	44
2.2.2.2. Dispenser	44
2.2.2.3. Mikrowellenantennen	45
2.2.2.4. Elektrische Durchführungen	46
2.2.2.5. Vakuumfenster	46
2.2.2.6. Vakuumpumpe	46
2.2.2.7. Vakuum-Messröhre	47

Inhaltsverzeichnis

2.2.3.	Umgebung der Vakuumkammer	47
2.2.3.1.	Spulen für die magneto-optische Falle	47
2.2.3.2.	Spulen zur Kontrolle magnetischer Felder am Ort der Atome	48
2.2.3.3.	Zweite Ebene des Experimentiertischs	48
2.2.4.	Laserlicht und Strahlengänge	48
2.2.4.1.	Lasertisch	48
2.2.4.1.1.	Frequenzstabilisierung	49
2.2.4.1.2.	AOM-Strecken	49
2.2.4.2.	Experimentiertisch	49
2.2.4.2.1.	MOT-Strahlen	50
2.2.4.2.2.	Optische Hauptachse	50
2.2.4.2.3.	Kühlstrahl	52
2.2.4.2.4.	Intraresonator-Dipolfallen	52
2.2.4.2.5.	Polarisationskontrolle in den Faserresonatoren	53
2.2.5.	Experimentsteuerung	57
2.2.5.1.	Langsame Sequenz	58
2.2.5.2.	Schnelle Sequenz	58
2.2.5.3.	Datenaufnahme	58
2.2.5.4.	Verknüpfung der Subsysteme	58
2.2.6.	Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren	59
2.2.6.1.	Magneto-optische Falle und optische Melasse	59
2.2.6.2.	Durch die Resonatoren fallende Atome	60
2.2.6.2.1.	Kreuzkorrelation zwischen den Resonatoren	61
2.2.6.3.	In den Resonatoren gefangene Atome	63
2.2.6.4.	Detektion des Hyperfeinzustands	65
2.2.6.5.	Mikrowellen-Spektroskopie	70
2.2.6.6.	Stark-Verschiebungs-Spektroskopie	74
2.2.6.7.	Normalmoden-Spektroskopie	76
3.	Ein passiver Quantenspeicher mit Herold	83
3.1.	Theorie und Modellierung	86
3.1.1.	Impedanzanpassung und vakuuminduzierte Transparenz	86
3.1.2.	Modellierung des vakuuminduzierten Speicherprozesses mit Herold	93
3.1.3.	Bandbreite des Speicherprozesses	95
3.2.	Experiment	96
3.2.1.	Speichern mit anschließendem Auslesen	96
3.2.1.1.	Experimentelle Sequenz	96
3.2.1.2.	Charakterisierung des Speichers	100
3.2.1.2.1.	Polarisations-Tomographie	100
3.2.1.2.2.	Fidelity	103
3.2.1.2.3.	Kohärenzzeit	112
3.2.1.2.4.	Effizienz	114
3.2.2.	Speichern mit variabler Verstimmung des Herold-Resonators	117
3.2.2.1.	Experimentelle Sequenz	118
3.2.2.2.	Messergebnisse	119

4. Ausblick	123
A. Auswirkung geometrischer Fehlanpassung auf die Kopplungseffizienz	129
B. Stabilisierungsschema des langen Resonators	131
C. Beschichtungen der Fasern	133
D. Piezo-Positionierer	137
Symbol- und Abkürzungsverzeichnis	139
Literatur	163
Veröffentlichungen	173
Danksagung	175

1. Einleitung

Die Untersuchung von Wechselwirkungsprozessen zwischen Licht und Materie auf fundamentaler, mikroskopischer Ebene legte Anfang des 20. Jahrhunderts den Grundstein der modernen Quantenphysik. Nachdem Max Planck im Jahr 1900 seine Formel zur Beschreibung des Schwarzkörperspektrums gefunden hatte [1], versuchte er ein mikroskopisches Modell für die Licht-Materie-Wechselwirkung zu finden, aus dem sich die gefundene spektrale Verteilung ableitet. Dabei sah er sich 1901 genötigt, anzunehmen, dass die Energie harmonisch mit der Frequenz ν oszillierender elektrischer Dipole, die sich im thermodynamischen Gleichgewicht mit dem sie umgebenden elektromagnetischen Strahlungsfeld befinden, nur diskrete Werte annehmen kann, die sich um ganzzahlige Vielfache der grundlegenden, kleinsten Energiemenge $h\nu$ unterscheiden¹ [2]. Das so entstandene Konzept quantisierter Energiezustände wurde 1905 von Albert Einstein zur Lichtquantenhypothese ausgeweitet [3, 4], nach der die quantisierten Energiezustände direkt dem elektromagnetischen Feld zugeschrieben werden und es zulässig und für vielerlei Beobachtungen hilfreich ist, anzunehmen, dass sich die Energie des elektromagnetischen Feldes aus diskreten Paketen der oben genannten fundamentalen Energiemenge $h\nu$ zusammensetzt. Diese Energiepakete des elektromagnetischen Feldes werden als Photonen bezeichnet.

Ein Gebiet, auf dem die Wechselwirkung zwischen Licht und Materie auch heute noch auf fundamentaler Ebene untersucht wird, ist die Resonator-Quantenelektrodynamik [5, 6]. Die Grundbestandteile der auf diesem Gebiet untersuchten Systeme sind auf Seiten der Materie einzelne Quantenemitter, d.h. im einfachsten Fall quantenmechanische Systeme mit zwei diskreten Energieniveaus, und auf Seiten des elektromagnetischen Feldes Resonatoren, die die elektromagnetische Umgebung des Quantenemitters signifikant modifizieren, etwa indem sie einzelne Moden des elektromagnetischen Feldes so verstärken, dass die Kopplung des Quantenemitters an seine elektromagnetische Umgebung durch die Kopplung an eine wohldefinierte Mode des Resonators dominiert wird.

Die Möglichkeiten der experimentellen Implementierung der Quantenemitter und Resonatoren sind sehr vielfältig. Sie reichen auf Seiten der Quantenemitter von isolierten Atomen und Ionen [5, 7] über Farbzentren in Festkörpern [8] zu menschengemachten Systemen wie Quantenpunkten [9] und supraleitenden, nicht-linearen elektronischen Schwingkreisen [10]. Auf der Seite der Resonatoren reicht das Feld von den namensgebenden Hohlraumresonatoren [5, 7] über festkörperbasierte Resonatoren basierend auf Totalreflexion [11] oder photonischen Kristallen [12], zu 2-dimensionalen Mikrowellenresonatoren [13]. Eine Plattform, die seit vielen Jahren sehr erfolgreich unter anderem in der Abteilung für Quantendynamik am MPI für Quantenoptik untersucht und entwickelt wird, sind einzelne, neutrale Atome, die im Zentrum von optischen Fabry-Pérot-Resonatoren gefangen werden [7]. Diese Resonatoren erlauben insbesondere einen hohen Grad an Flexibilität und Kontrolle über den Polarisationsfreiheitsgrad der für die

¹Dabei ist $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Js das Plancksche Wirkungsquantum.

1. Einleitung

Wechselwirkung relevanten elektromagnetischen Mode und ermöglichen es, die Atome am Ort maximaler Intensität der Resonatormode zu fangen. Neuere Entwicklungen auf dem Gebiet der Resonator-QED mit Fabry-Pérot-Resonatoren beinhalten eine Reduktion der Modenvolumina der Resonatoren [14–17] Dank neuer Bearbeitungsmethoden [18] für konkave Spiegelflächen, – insbesondere auch direkt auf den Stirnflächen optischer Fasern –, sowie eine Ausdehnung der Anzahl kontrollierter Moden [19, 20], mit denen das Atom wechselwirken kann. Beide Entwicklungen wurden im Rahmen der vorliegenden Doktorarbeit aufgegriffen, um basierend auf den in [21] beschriebenen Vorarbeiten eine neue experimentelle Apparatur aufzubauen, bei der einzelne Atome im Kreuzungspunkt zweier gekreuzter faserbasierter Fabry-Pérot-Resonatoren gefangen werden. Diese Arbeiten und die entstandene Apparatur sind in Kapitel 2 beschrieben.

Ein Forschungsfeld, dem aktuell viel Aufmerksamkeit zukommt und für das der extrem hohe Grad an Kontrolle über elementare Quantensysteme, der mit den experimentellen Systemen und Methoden der Resonator-Quantenelektrodynamik erzielt werden kann, von großem Interesse ist, ist die Quanteninformationsverarbeitung. Diese untersucht und implementiert die Informationsverarbeitung auf Basis sogenannter Quantenbits, kurz genannt Qubits. Diese verhalten sich entsprechend der Gesetze der Quantenmechanik und können sich insbesondere nicht wie klassische Bits nur in ihren zwei Basis-Zuständen befinden, sondern in beliebigen Überlagerungszuständen. Inhärenz quantenmechanische Effekte wie Superpositionszustände und Verschränkung werden so für Informationsverarbeitungsprozesse nutzbar und eröffnen neue Möglichkeiten jenseits klassischer Grenzen. Unter anderem erlaubt dies im Bereich der Quantenkommunikation die Realisierung beweisbar abhörsicherer Protokolle zur Informationsübertragung [22, 23] und ermöglicht im Bereich des Quantencomputings für einige Aufgaben neue Algorithmen, die im Hinblick auf Ressourcen oder Rechenzeit exponentiell besser mit der Größe der Eingangswerte skalieren, als alle bekannten klassischen Pendants [24, 25].

Die Möglichkeiten, Quantenbits in der Praxis zu realisieren, sind vielfältig und die Wahl eines geeigneten Systems und geeigneter Zustände hängt insbesondere davon ab, ob Quanteninformation gespeichert, verarbeitet oder übertragen werden soll. Während das Speichern und die Verarbeitung typischerweise in materiellen Systemen geschieht, erfolgt die Übertragung fast immer durch Photonen. Zur Realisierung der Schnittstelle zwischen materiellem Qubit und photonischem Qubit, zwischen Speicher und Überträger, sind die Systeme und Methoden der Resonator-Quantenelektrodynamik bestens geeignet. Eine solche Schnittstelle zwischen photonischen Qubits und einem Quantenspeicher wurde auch in dieser Arbeit realisiert. Dabei wurde mit der neu aufgebauten Apparatur ein neuer Speichermechanismus demonstriert, mit dem der Polarisationszustand von Photonen passiv, d.h. ohne weiteres Zutun des Experimentators, auf den Spinzustand eines Atoms übertragen und später wieder ausgelesen werden kann [26]. Der implementierte Speichermechanismus ist nicht nur passiv, erfordert also keinerlei weiteres auf das einlaufende Photon abgestimmtes Zutun, sondern generiert zusätzlich einen sogenannten Herold, d.h. ein Signal, das einen erfolgreich abgeschlossenen Speicherprozess anzeigt. Dieser passive Quantenspeicher mit Herold ist in Kapitel 3 der vorliegenden Arbeit beschrieben.

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

Das Feld der optischen Resonator-QED entstand Anfang der 1990er Jahre [27] und übertrug Arbeiten und Entwicklungen, die die Jahre zuvor hauptsächlich mit Mikrowellen-Resonatoren und Rydberg-Atomen stattgefunden hatten [6, 28], auf einen neuen Wellenlängenbereich, der unter anderem für die Signalübertragung über lange Distanzen besser geeignet ist.

Wie auch an anderen Stellen in der Experimentalphysik, ist der experimentelle Fortschritt stark an technologische Möglichkeiten und Entwicklungen gekoppelt. So ist die optische Resonator-QED mit Fabry-Pérot-Resonatoren seit jeher abhängig von der Verfügbarkeit verlustarmer dielektrischer Spiegelbeschichtungen und hochwertigen Poliertechniken zur Produktion hochwertiger Spiegeloberflächen und verlustarmer Spiegel.

Während sich bei der Qualität der Spiegelbeschichtungen seit Anfang der 1990er Jahre nicht mehr viel getan hat und die Technologie ihr Optimum erreicht zu haben scheint, gab es um 2005 Neuentwicklungen auf Seiten der Spiegelsubstrate, als eine Bearbeitungsmethode entwickelt wurde, die es ermöglicht, auf Quarzglas Strukturen mit kleinen Krümmungsradien und guter Oberfläche herzustellen [18, 29]. Dabei handelt es sich um ein Bearbeitungsverfahren, bei dem eine Glasoberfläche mit Hilfe eines fokussierten Strahls eines CO₂-Lasers aufgeschmolzen und lokal verdampft wird (siehe auch [21] und Abschnitt 2.2.1.1.2). Dadurch lassen sich konkave Strukturen mit kleinen Krümmungsradien und sehr glatter Oberfläche herstellen. Während die Oberflächen nach wie vor etwas schlechter sind als bei traditioneller Oberflächen-Superpolitur, sind die erzielbaren Krümmungsradien deutlich kleiner. Während bei klassischen Resonatoren typische Konfigurationen im nah-planaren Bereich lagen [30–32], bei dem der Spiegelabstand sehr viel kleiner als der Krümmungsradius ist, können nun Resonatoren gebaut werden, bei denen die Krümmungsradien, wie auch die Resonatorlänge, im sub-mm-Bereich liegt. So lassen sich bei etwas größeren Verlusten kleinere Modenvolumina und größere Kopplungsraten erzielen, was wegen gleich bleibender atomarer Zerfallsrate zu potentiell größeren Kooperativitäten führt (siehe Abschnitt 2.1.1.3).

Das erwähnte Bearbeitungsverfahren mittels CO₂-Laser kann insbesondere auch direkt auf den Endflächen optischer Glasfasern angewendet werden, wodurch nach entsprechender Beschichtung kleine, konkave Spiegel entstehen, die direkt in das Ende einer optischen Faser integriert sind und mit denen sich anschließend faserbasierte Fabry-Pérot-Resonatoren bauen lassen, die im Folgenden meist vereinfachend Faserresonatoren genannt werden [18, 29].

Neben den kleinen Krümmungsradien ist ein weiterer Vorteil von Faserresonatoren ihre geringe seitliche Ausdehnung, gegeben durch den Faserdurchmesser von typischerweise 125 µm, die im Bereich typischer Resonatorlängen liegt. Dies ermöglicht es, zwei Faserresonatoren so aufzubauen, dass sich ihre Moden kreuzen und ein im Zentrum der Resonatoren gefangener Emitter somit gleichzeitig an zwei Resonatoren koppeln kann.

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

Dies greift Entwicklungen der vergangenen Jahre auf, bei denen ebenfalls Quantenemitter gleichzeitig an mehrere Resonatormoden gekoppelt wurden [19, 20, 33]. Experimentell recht einfach zu realisieren ist diese Situation im Bereich der circuit-QED [34], wo z.B. eine der Moden für QED-Experimente oder sogar als Quantenspeicher verwendet werden kann und die andere Mode zum Auslesen des Qubits [33]. Im Bereich der optischen Resonator-QED gibt es seit einigen Jahren eine Apparatur mit gekreuzten, makroskopischen Fabry-Pérot-Resonatoren, in deren Zentrum Bose-Einstein-Kondensate gefangen werden können, und die u.a. bereits zur Untersuchung spontaner Symmetriebrechung verwendet wurde [19, 35]. Auch wurden mit Einzelemittern Experimente mit mehreren – über die zwei Polarisationsmoden hinausgehenden – Moden durchgeführt, wobei verschiedene longitudinale Moden eines Fabry-Pérot-Resonators genutzt wurden [20]. Gegenüber diesem Ansatz hat die Verwendung von zwei unabhängigen Resonatoren wie in dieser Arbeit den Vorteil, dass die Frequenzen der beteiligten Moden völlig frei und unabhängig voneinander gewählt werden können.

Eine Besonderheit des in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Aufbaus besteht darin, dass einer der Resonatoren mit elliptischen Spiegeln gebaut wurde, um absichtlich eine signifikante Frequenzauflösung seiner Polarisationsmoden herbeizuführen [36, 37]. Beim zweiten Resonator wurden die Spiegel hingegen so rotationssymmetrisch wie möglich gemacht, um zwei entartete Polarisationsmoden zu erhalten. Dies führt zu einer Asymmetrie zwischen den Resonatoren, erhöht jedoch bei genauerer Betrachtung die Symmetrie der Polarisationsmoden des nicht-doppelbrechenden Resonators (siehe Abschnitt 2.1.2.3 und Abschnitt 2.2.1.2).

Das vorliegende Kapitel ist folgendermaßen strukturiert: In Abschnitt 2.1 werden zunächst einige Konzepte der Resonator-QED und des Aufbaus eingeführt. Anschließend wird in Abschnitt 2.2 zunächst der Aufbau der Apparatur mit gekreuzten Faserresonatoren behandelt (Abschnitt 2.2.1 bis Abschnitt 2.2.5) und anschließend in Abschnitt 2.2.6 erklärt, wie einzelne Atome in die Resonatoren geladen und dort gefangen werden. Ebenso in Abschnitt 2.2.6 beschrieben werden Messungen mit den Atomen, die der Charakterisierung des Systems dienen und die Messungen zum passiven Quantenspeicher mit Herold (siehe Kapitel 3) vorbereiten.

2.1. Theorie

In den folgenden Abschnitten werden einige Konzepte und Begrifflichkeiten eingeführt, die für das Verständnis späterer Teile der Arbeit benötigt werden.¹

2.1.1. Grundlegende Konzepte der Resonator-QED

2.1.1.1. Jaynes-Cummings-Modell

Die Resonator-Quantenelektrodynamik beschäftigt sich mit der Untersuchung der Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung und Materie auf mikroskopischer Ebene.

Das Strahlungsfeld kann im Rahmen der Resonator-Quantenelektrodynamik idealerweise auf den einfachsten Fall einer einzigen relevanten bosonischen Mode mit Kreisfrequenz ω_R reduziert werden. Diese wird durch den Hamilton-Operator $\hat{H}_{\text{Mode}} = \hbar\omega_R \hat{a}^\dagger \hat{a}$ beschrieben und hat eine unendlich-dimensionale Basis an Energie-Eigenzuständen, $|n\rangle$, $n \in \mathbb{N}$, die durch die Anzahl n der enthaltenen Photonen charakterisiert sind. Dabei sind \hat{a} und \hat{a}^\dagger die bosonischen Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren, $\hat{a}|n\rangle = \sqrt{n}|n-1\rangle$, $\hat{a}^\dagger|n\rangle = \sqrt{n+1}|n+1\rangle$, $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1$. Die Energie-Eigenzustände $|n\rangle$ mit wohldefinierter Photonenzahl haben Eigenenergien $E_n = n\hbar\omega_R$ und werden auch Fock-Zustände genannt.

Der Emitter wird als mikroskopisches Objekt quantenmechanisch auf Basis des Hamilton-Operators \hat{H}_{Emitter} beschrieben, mit einer im Allgemeinen unendlich-dimensionalen Basis an Energie-Eigenzuständen. In vielen Fällen jedoch ist die Störung durch das externe Feld im Vergleich zu den Energieskalen des Hamilton-Operators \hat{H}_{Emitter} schwach und der effektiv für die Beschreibung der Wechselwirkung mit dem externen Strahlungsfeld relevante Zustandsraum kann auf zwei Basis-Zustände $|e\rangle$ und $|g\rangle$ reduziert werden, deren Energiedifferenz $\hbar\omega_A$ derart ist, dass der Übergang zwischen den Zuständen resonant oder nah-resonant an das Strahlungsfeld mit Kreisfrequenz ω_R koppelt. Man erhält so ein effektives 2-Niveau-System oder Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen, das durch einen Hamilton-Operator $\hat{H}_{\text{Emitter}} = \hbar\omega_A |e\rangle\langle e|$ beschrieben wird.

Die Kopplung zwischen Strahlungsfeld und Materie erfolgt meist dominant über die elektrische Dipol-Wechselwirkung, bei der ein dem Emitter zugeordnetes elektrisches Dipolmoment $\hat{\mathbf{d}}$ an das elektrische Feld $\hat{\mathcal{E}}$ des Strahlungsfeldes koppelt, wodurch sich die Energie des gekoppelten Systems um $\hat{H}_{\text{Int}} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathcal{E}}$ ändert.

Im Falle eines wasserstoffartigen Atoms ergibt sich der Dipol-Operator $\hat{\mathbf{d}}$ aus der Relativkoordinate $\hat{\mathbf{r}}_{\text{rel}}$ zwischen Elektron und Atomrumpf und der Ladung $-e$ des Elektrons, $\hat{\mathbf{d}} = -e\hat{\mathbf{r}}_{\text{rel}}$. Unter der Annahme, dass sich der Wert des externen elektrischen Feldes über die Ausdehnung des Atoms nicht signifikant ändert, werden im Rahmen der Dipol-Näherung Korrelationen zwischen dem Aufenthaltsort des Elektrons und dem Wert des elektrischen Feldes vernachlässigt, $\hat{\mathcal{E}}(\hat{\mathbf{r}}) \mapsto \hat{\mathcal{E}}(\mathbf{r})$. In zweiter Quantisierung wird der Operator für das elektrische Feld so zu:

$$\hat{\mathcal{E}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \left(\mathcal{A}_{|1\rangle} u(\mathbf{r}) \boldsymbol{\epsilon} \hat{a} + h.c. \right). \quad (2.1)$$

Dabei ist $\boldsymbol{\epsilon}$ der normierte Polarisationsvektor, $\boldsymbol{\epsilon} \cdot \boldsymbol{\epsilon}^* = 1$, $u(\mathbf{r})$ ist die Modenfunktion, die hier und im Folgenden so normiert ist, dass $\max(|u(\mathbf{r})|^2) = 1$, und $\mathcal{A}_{|1\rangle} = \sqrt{\frac{2\hbar\omega_R}{\epsilon_0 V_M}}$

¹ Teile des Kapitels ähneln der Einleitung meiner Diplomarbeit [38], die 2013 ebenfalls am Faserresonator-Projekt in der Abteilung für Quantendynamik am MPQ entstanden ist.

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

ist die Amplitude des elektrischen Feldes eines einzelnen Photons. Letztere ergibt sich aus dem Zusammenhang zwischen elektrischer Feldamplitude $\mathcal{E}(\mathbf{r})$ und lokaler Energiedichte $w_{\text{EM}}(\mathbf{r}) = \epsilon_0 \langle |\mathcal{E}(\mathbf{r})|^2 \rangle_t$ des elektro-magnetischen Feldes² und der Bedingung, dass die Strahlungsenergie innerhalb des Modenvolumens im Falle eines kohärenten Feldes mit im Mittel einem Photon gerade $\hbar\omega_R$ ist, $\int_{\text{Mode}} w_{\text{EM},|1\rangle}(\mathbf{r}) dV = \hbar\omega_R$. Das bei der Definition von $\mathcal{A}_{|1\rangle}$ auftretenden Modenvolumen V_M folgt aus der Bedingung, dass die maximale Energiedichte der Mode gleich der Gesamtenergie geteilt durch das Modenvolumen ist, $w_{\text{EM},\max} = \int_{\text{Mode}} w_{\text{EM}}(\mathbf{r}) dV / V_M$, und ist definiert als $V_M = (\int_{\text{Mode}} |\mathcal{E}(\mathbf{r})|^2 dV) / \max(|\mathcal{E}|^2) = \int_{\text{Mode}} |u(\mathbf{r})|^2 dV$ [39, 40].

Unter Ausnutzung von Paritätsargumenten kann der Dipol-Operator in der Basis der Zustände des Emitters als Summe von Auf- und Absteige-Operatoren geschrieben werden,

$$\hat{\mathbf{d}} \cdot \boldsymbol{\epsilon} = d(\hat{\sigma}^+ + \hat{\sigma}^-). \quad (2.2)$$

Dabei sind $\hat{\sigma}^+ = |e\rangle\langle g|$ und $\hat{\sigma}^- = |g\rangle\langle e|$ die auf die Zustände des Emitters wirkenden Auf- und Absteige-Operatoren und $d = \langle e|\hat{\mathbf{d}} \cdot \boldsymbol{\epsilon}|g\rangle = \langle g|\hat{\mathbf{d}} \cdot \boldsymbol{\epsilon}|e\rangle$ ist das Matrixelement des elektrischen Dipol-Übergangs zwischen $|e\rangle$ und $|g\rangle$, das hier und im Folgenden als reell angenommen wird.

Unter Verwendung von Gl. (2.1) und Gl. (2.2) lautet der Wechselwirkungs-Hamiltonian $\hat{H}_{\text{Int}} = -\frac{1}{2}d\mathcal{A}_{|1\rangle}u(\mathbf{r})(\hat{\sigma}^+ + \hat{\sigma}^-)(\hat{a} + \hat{a}^\dagger)$. Unter der Annahme, dass die Wechselwirkungsrate klein gegenüber den Oszillationsfrequenzen ω_R und ω_A ist, können die Terme $\hat{\sigma}^+\hat{a}^\dagger$ und $\hat{\sigma}^-\hat{a}$ des Operatorprodukts, die die Energieerhaltung verletzen, im Rahmen der Drehwellen-Näherung vernachlässigt werden. So ergibt sich der Jaynes-Cummings-Hamiltonian, der zentrale Hamiltonian der Resonator-QED [41]:

$$\hat{H}_{\text{JC}} = \hbar\omega_A \hat{\sigma}^+ \hat{\sigma}^- + \hbar\omega_R \hat{a}^\dagger \hat{a} + \hbar g(\hat{\sigma}^+ \hat{a} + \hat{\sigma}^- \hat{a}^\dagger). \quad (2.3)$$

Dabei wurde die Atom-Photon-Kopplungsstärke

$$g(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{\hbar\omega_R d^2}{2\epsilon_0 V_M}} u(\mathbf{r}) \quad (2.4)$$

eingeführt, die einer der wichtigsten Parameter der Resonator-QED ist.

Der Wechselwirkungsterm in Gl. (2.3) koppelt die Zustände $|e, n\rangle$ und $|g, n+1\rangle$ konstanter Anregungszahl $n+1$ mit einer n -abhängigen Kopplungsrate $\Omega_n/2 = \langle g, n+1 | \hat{H}_{\text{Int}} | e, n \rangle / \hbar = \sqrt{n+1}g(\mathbf{r})$. Durch die Wechselwirkung mischen die gekoppelten Zustände zu neuen Energie-Eigenzuständen [41]

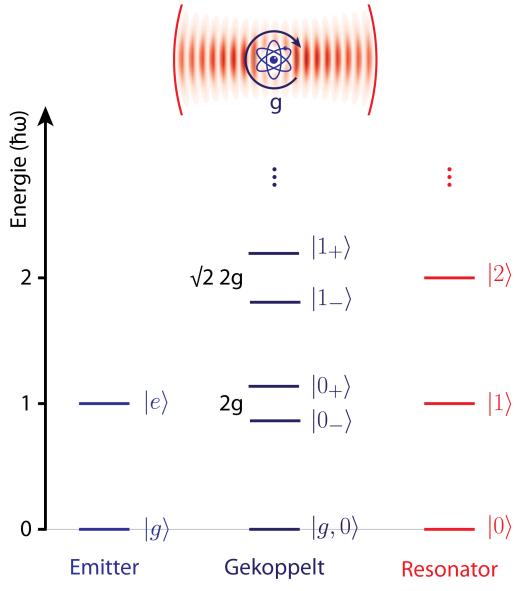
$$\begin{aligned} |n_-\rangle &= \cos(\theta_M)|g, n+1\rangle - \sin(\theta_M)|e, n\rangle \\ |n_+\rangle &= \sin(\theta_M)|g, n+1\rangle + \cos(\theta_M)|e, n\rangle \end{aligned} \quad (2.5)$$

mit Eigenenergien

$$E_{n,\pm} = \frac{\hbar(2n\omega_R + \omega_A)}{2} \pm \frac{\hbar(\omega_R - \omega_A)}{2} \sqrt{1 + \left(\frac{2g\sqrt{n+1}}{\omega_R - \omega_A}\right)^2}. \quad (2.6)$$

Dabei bezeichnet θ_M in Gl. (2.5) den Mischungswinkel, der durch $\tan(2\theta_M) = \frac{2g\sqrt{n+1}}{\omega_R - \omega_A}$ gegeben ist.

² Dabei bezeichnet $\langle \dots \rangle_t$ den zeitlichen Mittelwert der betreffenden Größe.

**Fig. 2.1: Jaynes-Cummings-Modell.**

Das Jaynes-Cummings-Modell beschreibt die Kopplung eines einzelnen Spins mit Zuständen $|g\rangle$ und $|e\rangle$ an eine einzelne bosonische Mode mit Energien-Eigenzuständen $|n\rangle$, $n \in \mathbb{N}$. Die Kopplung zwischen Spin und Mode wird im Rahmen der Drehwellen-Näherung durch den Wechselwirkungs-Hamiltonian $H_{\text{Int}} = \hbar g(\hat{\sigma}^+ \hat{a} + \hat{\sigma}^- \hat{a}^\dagger)$ beschrieben. Dieser koppelt Zustände gleicher oder ähnlicher Gesamtenergie zu neuen Energien-Eigenzuständen $|n_\pm\rangle$, deren Energien sich um $\hbar\sqrt{n+1}2g$ unterscheiden. Die sich so ergebende unendliche, anharmonische Leiter der Eigenenergien des gekoppelten Systems heißt Jaynes-Cummings-Leiter.

Das sich so ergebende Energie-Spektrum wird als Jaynes-Cummings-Leiter bezeichnet. Die Frequenz, mit der eine Anregung zwischen dem Atom und der koppelnden Mode oszilliert, wird Rabi-Frequenz genannt und ist durch die Energiedifferenz $\hbar\Omega_n = \hbar\sqrt{n+1}2g$ der beteiligten Normalmoden gegeben. Für das unterste Dublett mit $n = 0$, bei dem genau eine Anregung zwischen Atom und Mode oszilliert, beträgt die Oszillationsfrequenz $2g$ und wird Vakuum-Rabi-Frequenz genannt, da sie Rabi-Oszillationen beschreibt, bei denen sich die Mode zu bestimmten Zeiten – und ggf. initial – im Vakuum-Zustand befindet, d.h., ohne jegliche photonische Anregung ist.

2.1.1.2. Dissipationsraten und Kopplungsregime

In Abschnitt 2.1.1.1 wurde ein idealisiertes Modellsystem ohne Verluste beschrieben. In der Realität kann die Anregung natürlich nicht nur zwischen Atom und koppelnder Mode ausgetauscht werden, sondern auch in die Umgebung verloren gehen.

Ein solcher Verlustkanal ist die spontane Emission des Photons in Freiraum-Moden, die zusätzlich zur betrachteten Resonatormode vorhanden sind. Durch Kopplung an die zusätzlichen Freiraum-Moden zerfällt die Population mit der Rate [42]

$$2\gamma = \frac{\omega_A^3 |d|^2}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3}. \quad (2.7)$$

Die im Folgenden meist verwendete Zerfallsrate γ bezeichnet den Amplitudenzerofall.

Die Amplitudenzerofallsrate der Resonatormode wird typischerweise mit κ bezeichnet. Ihr Zusammenhang mit weiteren Parametern des Resonators wird in Abschnitt 2.1.2.5 genauer behandelt.

Um die im Rahmen des Jaynes-Cummings-Modells beschriebene kohärente Dynamik beobachten zu können, d.h. insbesondere die Oszillation einer Anregung zwischen atomarer Anregung und Photon in der Mode, muss die Rate des kohärenten Energieaustauschs

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

größer sein als die Dissipationsraten, d.h., $g \gg \kappa, \gamma$. Dies ist die Bedingung für das sogenannte Regime starker Kopplung.

Systeme im Regime starker Kopplung zu realisieren, ist experimentell oft anspruchsvoll und erfordert ggf. Kompromisse. Für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit aufgebaute Apparatur wurde daher ein Regime mittlerer Kopplung gewählt, mit $g \approx \kappa \gg \gamma$.

2.1.1.3. Kooperativität

Für viele Experimente und Anwendungen, insbesondere im Bereich der Quanteninformationsverarbeitung, ist für die Leistungsfähigkeit eines Systems eine aus den Dissipations- und Kopplungsralten (siehe Abschnitt 2.1.1.2 und Abschnitt 2.1.1.1) abgeleitete Größe von Bedeutung, nämlich die Kooperativität,

$$C = \frac{g^2}{2\kappa\gamma}. \quad (2.8)$$

Die Bedingung großer Kooperativität, $C \gg 1$, ist schwächer als die Bedingung starker Kopplung (Abschnitt 2.1.1.2), da $(g \gg \kappa, \gamma) \Rightarrow C \gg 1$, aber $C \gg 1 \not\Rightarrow (g \gg \kappa, \gamma)$.

Die physikalische Bedeutung der Kooperativität lässt sich durch die Betrachtung der spontanen Emissionsrate des angeregten Atoms in die Resonatormode verdeutlichen. Diese Übergangsrate ergibt sich nach Fermis goldener Regel zu

$$2\gamma_P = \frac{2\pi}{\hbar} \cdot \hbar^2 g^2 \cdot \frac{1}{\pi\hbar\kappa} = 2\frac{g^2}{\kappa}. \quad (2.9)$$

Dabei ist $\frac{1}{\pi\hbar\kappa}$ unter der Annahme resonanter Kopplung zwischen Emitter und Resonator die Zustandsdichte am Endzustand des Übergangs, bei der ein Zustand – die Resonatormode – entsprechend eines Lorentz-Profil mit voller Halbwertsbreite $\Delta E_{FWHM} = \hbar 2\kappa$ über die Endenergien verteilt ist. Eine solche Modifikation der spontanen Zerfallsrate eines Zustands auf Grund einer modifizierten lokalen Zustandsdichte heißt Purcell-Effekt [43]. Die Kooperativität lässt sich also nicht nur als Verhältnis der quadrierten kohärenten Kopplungsrate zu den Dissipationsrate verstehen, sondern auch als Verhältnis zwischen Emissionsrate in die Resonatormode und der Emissionsrate in den Freiraum. Letzteres erklärt ihre Bedeutung für Protokolle der Quanteninformationsverarbeitung, wie z.B. für die Erzeugung einzelner Photonen.

Die Behandlung des Zerfallsprozesses mit Hilfe von Fermis goldenen Regel setzt für richtige Resultate voraus, dass die Korrelationszeit der Mode klein gegenüber der Zerfallsdauer des Übergangs ist, d.h., $\kappa \gg g^2/\kappa$ bzw. $\kappa \gg g$, eine Bedingung, die der Bedingung starker oder mittlerer Kopplung, $g \geq \kappa$, widerspricht. Die Definition und Bedeutung der Kooperativität bleibt jedoch auch für Systeme im Bereich mittlerer und starker Kopplung bestehen.

2.1.2. Grundlagen von Fabry-Pérot-Resonatoren

2.1.2.1. Gaußsche Moden

Ein Fabry-Pérot-Resonator besteht aus zwei Spiegeln, zwischen denen sich unter geeigneten Bedingungen resonante Moden des elektromagnetischen Feldes aufbauen können. Das elektrische Feld dieser Moden wird im Rahmen der paraxialen Resonatortheorie in

sehr guter Näherung durch Gaußsche Moden beschrieben [44, 45]. Diese basieren auf den Lösungen der **paraxialen Wellengleichung**,

$$\frac{\partial^2 \underline{h}(x, y, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \underline{h}(x, y, z)}{\partial y^2} + 2ik \frac{\partial \underline{h}(x, y, z)}{\partial z} = 0, \quad (2.10)$$

für die **Einhüllende** $\underline{h}(x, y, z)$ des elektrischen Feldes,

$$\mathcal{E}(x, y, z, t) = \frac{1}{2} (\mathcal{A} \underline{h}(x, y, z) \exp(ikz - i\omega t) \epsilon + c.c.), \quad (2.11)$$

eines in z -Richtung propagierenden Strahls mit Feldamplitude \mathcal{A} , Polarisationsvektor ϵ und **Trägerwelle** $\exp(ikz - i\omega t)$. Dabei ist $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ die Wellenzahl zur Wellenlänge λ , ω die Kreisfrequenz, mit der das Feld oszilliert, und c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. In kartesischen Koordinaten zerfallen die Lösungen der paraxialen Wellengleichung Gl. (2.10) in das Produkt zweier unabhängiger Funktionen³ für die Koordinaten x und y mit jeweils abzählbar unendlich vielen Lösungsmöglichkeiten, $\underline{h}_{nm}(x, y, z) = \underline{h}_{x,n}(x, z) \cdot \underline{h}_{y,m}(y, z)$; $n, m \in \mathbb{N}$. Die zugehörigen Moden heißen Hermite-Gauß-Moden [45] und n und m entsprechen der Anzahl der Knoten der Einhüllenden in Richtung der zugehörigen Koordinate. Im Folgende beschränken wir uns auf transversale Grundmoden (TEM_{00}), die keinen Knoten im transversalen Strahlprofil aufweisen, da nur diese für die beschriebenen Experimente von Bedeutung sind. Ihre Einhüllenden $\underline{h}(x, y, z) = \underline{h}_{x,0}(x, z) \cdot \underline{h}_{y,0}(y, z) \equiv \underline{h}_x(x, z) \cdot \underline{h}_y(y, z)$ sind gegeben durch⁴

$$\underline{h}_x(x, z) = \sqrt{\frac{w_{0,x}}{w_x(z)}} \exp\left(-i\frac{\xi_x(z)}{2} + i\frac{kx^2}{2R_x(z)} - \frac{x^2}{w_x^2(z)}\right), \quad (2.12)$$

$\underline{h}_y(y, z)$ folgt analog. Dabei ist, – jeweils bezogen auf die Richtung der Koordinate x –, $w_x(z)$ der **Strahlradius**⁵, $R_x(z)$ der **Krümmungsradius** der Wellenfronten auf der Propagationsachse und $\xi_x(z)$ die **Gouy-Phase**, die die Verzögerung der Phasenentwicklung der Welle entlang der Propagationsrichtung auf Grund der Modulation der Welle in transversaler Richtung beschreibt. Die genannten Größen entwickeln sich mit z gemäß [44, 45]

$$\begin{aligned} w_x(z) &= w_{0,x} \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_{R,x}}\right)^2}, \\ R_x(z) &= z \left(1 + \left(\frac{z_{R,x}}{z}\right)^2\right), \\ \xi_x(z) &= \arctan\left(\frac{z}{z_{R,x}}\right). \end{aligned} \quad (2.13)$$

³ Die Faktorfunktionen sind strukturell identisch, können aber unterschiedliche Parameter haben und werden hier daher zusätzlich mit der zugehörigen Koordinatenachse gekennzeichnet.

⁴ Der Einfachheit halber wurde der Ursprung der Propagationsachse auf den Ort gesetzt, an dem der Modenfeldradius für die jeweilige Richtung minimal ist.

⁵ Wie aus der Definition implizit zu sehen ist, beziehen sich die Begriffe Radius und Durchmesser entsprechend der allgemeinen Konvention bei Lichtstrahlen auf den Punkt des Intensitätsprofils, an dem die Intensität auf $1/e^2$ ihres Maximums abgefallen ist.

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

Dabei ist $w_{0,x}$ der Strahlradius in Richtung x am Ort der **Strahltaille**, d.h. am Fokus des Strahls, und $z_{R,x} = kw_{0,x}^2/2$ die zugehörige **Rayleigh-Länge**, die ein Maß für die Längenskala ist, auf der sich die Einhüllende entlang der Propagationsrichtung ändert⁶.

Für Resonator-QED-Experimente wird man häufig umgekehrt zunächst die Geometrie des Resonators kennen und daran interessiert sein, von dieser ausgehend geometrische Parameter der Resonatormode zu berechnen. Welche Parameter eine Mode hat, die sich in einem gegebenen Resonator ausbildet, wird durch die notwendige Bedingung bestimmt, dass die Spiegeloberflächen des Resonators mit Wellenfronten der Mode zusammenfallen, sodass die einlaufenden Moden in von der Form her gleiche, aber in entgegengesetzter Richtung propagierenden Moden zurückreflektiert werden. Ausgehend von der Resonatorlänge L_R und den Krümmungsradien $R_{M1,x}$ und $R_{M2,x}$ der Resonatorspiegel ergeben sich so die folgenden Zusammenhänge [44, 45]:

$$\begin{aligned} w_{0,x}^2 &= \frac{2L_R}{k} \sqrt{\frac{(R_{M1,x} - L_R)(R_{M2,x} - L_R)(R_{M1,x} + R_{M2,x} - 2L_R)}{L_R(R_{M1,x} + R_{M2,x} - 2L_R)^2}}, \\ z_{M1,x} &= \frac{L_R(R_{M2,x} - L_R)}{R_{M1,x} + R_{M2,x} - 2L_R}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Dabei ist $w_{0,x}$, wie bereits definiert, der Strahlradius an der Modentaille und $z_{M1,x}$ der Abstand der Modentaille von Spiegel 1, wieder jeweils bezogen auf die Modulation entlang der Richtung x.

Viele der in Gl. (2.12), Gl. (2.13) und Gl. (2.14) genannten Parameter wurden mit einem Index x gekennzeichnet, beziehen sich also auf die Funktion $\underline{h}_x(x, z)$. Für $\underline{h}_y(y, z)$ gelten selbstverständlich analoge Ausdrücke. Die Wahl potentiell unterschiedlicher Parameter für \underline{h}_x und \underline{h}_y erlaubt die Beschreibung etwas allgemeinerer Konfigurationen, bei denen die Resonatorspiegel elliptisch, jedoch passend zueinander ausgerichtet sind⁷. Eine solche Konfiguration wurde in der vorliegenden Arbeit realisiert und verwendet. Dabei resultieren im Allgemeinen Moden, die **elliptisch** ($w_x \neq w_y$) und **astigmatisch** ($z_{M1,x} \neq z_{M1,y}$) sind.

Nicht für alle Kombinationen aus Resonatorlänge und Krümmungsradien der Spiegel ergeben sich stabile Moden, wie man unter anderem daran sehen kann, dass sich nicht für alle Kombinationen in Gl. (2.14) reelle Strahlradien ergeben. Damit eine stabile Mode existiert, muss die folgenden **Stabilitätsbedingung** [44, 45],

$$0 \leq \left(1 - \frac{L_R}{R_{M1,x}}\right) \left(1 - \frac{L_R}{R_{M2,x}}\right) \leq 1, \quad (2.15)$$

erfüllt sein, und zwar gleichzeitig für die Richtung entlang x und analog für die Richtung entlang y.

An den Resonatorspiegeln werden die Resonatormoden in sich zurück reflektiert. Durch die resultierende Überlagerung gegenläufiger Moden ergeben sich aus Gl. (2.11) und

⁶ Quantitativer Aussagen ergeben sich aus der Definition der Größe. So ist die Rayleigh-Länge zum einen die Entfernung von der Modentaille, bei der der Strahlradius auf das $\sqrt{2}$ -fache seines minimalen Werts angewachsen ist, und zum anderen die halbe Halbwertsbreite der Lorentzschen Intensitätsverteilung der Einhüllenden entlang der Propagationsrichtung z.

⁷ Die Paare orthogonaler Hauptachsen der zwei Resonatorspiegel müssen deckungsgleich sein.

Gl. (2.12) die **Stehwellen-Moden** des Resonators:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\text{SW}}(x, y, z, t) = & \frac{1}{2} (\mathcal{A} \exp(-i\omega t) \epsilon + c.c.) \cdot \sqrt{\frac{w_{0,x} w_{0,y}}{w_x(z) w_y(z)}} \exp\left(-\left(\frac{x^2}{w_x^2(z)} + \frac{y^2}{w_y^2(z)}\right)\right) \\ & \cdot \cos\left(kz - \frac{1}{2}(\xi_x(z) + \xi_y(z)) + \frac{k}{2}\left(\frac{x^2}{R_x(z)} + \frac{y^2}{R_y(z)}\right)\right). \end{aligned} \quad (2.16)$$

Perfekte Spiegel erfordern gemäß der Bedingung eines perfekten Leiters das Verschwinden elektrischer Feldkomponenten parallel zur Spiegelfläche, d.h. im Rahmen der paraxialen Resonatortheorie ein Verschwinden des Feldes. Dies ist für beide Resonatorspiegel gleichzeitig nur für diskrete Werte von k möglich, bei denen die **Resonanzbedingung**

$$kL_R - \frac{1}{2}(\xi_x(L_R - z_{M1,x}) + \xi_x(z_{M1,x}) + \xi_y(L_R - z_{M1,y}) + \xi_y(z_{M1,y})) = l\pi, \quad l \in \mathbb{N}, \quad (2.17)$$

erfüllt ist. Der Frequenzabstand ν_{FSR} zwischen benachbarten Resonanzen ist der **freie Spektralbereich**⁸:

$$\nu_{\text{FSR}} = \frac{c}{2L_R}. \quad (2.18)$$

Das bereits aus Abschnitt 2.1.1.1 bekannte **Modenvolumen**, ein wichtiger Parameter der Resonator-QED, hat für Gaußsche transversale Grundmoden (TEM_{00}) in einem Fabry-Pérot-Resonator den einfachen Wert:

$$V_M = \frac{\pi}{4} w_{0,x} w_{0,y} L_R. \quad (2.19)$$

2.1.2.2. Geometrisch induzierte Doppelbrechung in Fabry-Pérot-Resonatoren

Die Moden eines Fabry-Pérot-Resonators zeichnen sich neben der räumlichen Modenfunktion (Abschnitt 2.1.2.1) durch die Polarisation der Mode aus. Sie beschreibt die Richtung des elektrischen Feldes in der Ebene senkrecht zur Propagationsrichtung im zeitlichen Verlauf einer Schwingungsperiode. Die Polarisation der Mode ist für viele Anwendungen eine wichtige Eigenschaft und kann insbesondere dazu genutzt werden, um Qubits in Photonen zu kodieren (siehe Kapitel 3). Aus diesem Grund ist es wichtig, die Polarisation in Fabry-Pérot-Resonatoren zu kontrollieren. Konkret will man meist, je nach Anwendungsfall, dass der Resonator entweder gleichzeitig resonant mit allen möglichen Polarisationen ist, oder aber dass er bei einer gegebenen Frequenz lediglich eine ausgewählte Polarisation unterstützt (siehe Abschnitt 2.1.2.3 und Abschnitt 2.2.1).

In Abschnitt 2.1.2.1 wurde zur Beschreibung der räumlichen Moden von Fabry-Pérot-Resonatoren bereits der allgemeinere Fall betrachtet, dass die Spiegelflächen des Resonators und die Moden elliptisch sein können. Rein intuitiv würde es in so einer Situation nicht überraschen, wenn Moden mit Polarisation parallel zur langen Hauptachse der Ellipse und Moden mit Polarisation parallel zur kurzen Hauptachse der Ellipse unterschiedliche Resonanzfrequenzen hätten. Eine solche Aufspaltung wird in der Praxis auch

⁸ Interessanterweise ist der einfache Ausdruck trotz der etwas komplizierteren Resonanzbedingung Gl. (2.17) innerhalb der paraxialen Theorie exakt, da für eine gegebene Resonatorgeometrie zwar der Strahlradius der Modentaille, w_0 , von der Wellenlänge abhängt, nicht jedoch die Rayleigh-Länge, z_R , und die Gouy-Phase, ξ .

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

tatsächlich beobachtet (siehe z.B. Abschnitt 2.2.1), wird durch die paraxialen Resonatortheorie jedoch nicht beschrieben. Der Effekt wurde von uns im Rahmen von Vorarbeiten ausführlich untersucht und kann durch Korrekturen zur paraxialen Resonatortheorie basierend auf einer vektoriellen Beschreibung des Feldes [46] quantitativ beschrieben werden [36].

Die Einbettung der skalaren, paraxialen Resonatortheorie in einen vektoriellen Kontext [46] führt zu zusätzlichen Feldkomponenten entlang der Propagationsrichtung der Mode, die einen Phasenversatz von etwa 90° zur transversalen Hauptkomponente haben und deren Notwendigkeit sich bereits aus der Bedingung der Kontinuität für das elektrische Feld im Vakuum ergibt: Nimmt das Feld entlang der transversalen Richtung zu oder ab, muss es aus anderen Richtungen zu-, bzw. in andere Richtungen abfließen. Durch diese Kontinuität des Feldes verschwinden die Ebenen verschwindenden Feldes, die in der paraxialen Resonatortheorie dazu genutzt wurden, durch Identifikation dieser Ebenen mit den Spiegelflächen die Frequenzen resonanter Moden zu bestimmen. Stattdessen wird die Randbedingung für die Spiegelflächen verfeinert: Entsprechend der Grenzbedingung eines perfekten Leiters wird gefordert, dass die Komponenten des elektrischen Feldes tangential zur Spiegeloberfläche verschwinden müssen. In der Konsequenz führt dies dazu, dass die Ebenen verschwindender transversaler Feldkomponenten nicht auf den Spiegeloberflächen liegen, sondern diese nur in der Ebene senkrecht zur Hauptpolarisationsrichtung berühren, in der Achse entlang der Hauptpolarisationsrichtung aber einen etwas größeren Krümmungsradius aufweisen. Für jeden der beteiligten Resonatorspiegel führt dies über die Gouy-Phase zu einer Frequenzkorrektur von der Größe [36, 47]:

$$\Delta\nu_{\text{Pol},x,\text{M1[2]}} = -\frac{c}{4\pi k L_R} \frac{1}{R_{\text{M1[2]},x}}, \quad (2.20)$$

wobei hier angenommen wurde, dass die Hauptpolarisationsrichtung entlang x zeigt und $R_{\text{M1[2]},x}$ der Krümmungsradius des jeweiligen Spiegels ($R_{\text{M1},x}$ im Fall des ersten Spiegels und $R_{\text{M2},x}$ im Fall des zweiten Spiegels) entlang der x -Richtung ist.

Für die absolute Frequenz der Mode ist die Korrektur gemäß Gl. (2.20) in den meisten Fällen irrelevant. Hat ein Resonator jedoch elliptische Spiegel, mit unterschiedlichen Krümmungsradien entlang x und y , so ergeben sich unterschiedliche Frequenzkorrekturen für Modenpolarisationen entlang der zwei Richtungen, was zu einer **Frequenzaufspaltung** der Polarisationsmoden führt. Jeder der beiden Resonatorspiegel liefert dabei einen Beitrag zur Frequenzaufspaltung von der Größe [36]:

$$\Delta\nu_{\text{Biref.,M1[2]}} = \Delta\nu_{\text{Pol},x,\text{M1[2]}} - \Delta\nu_{\text{Pol},y,\text{M1[2]}} = \frac{c}{4\pi k L_R} \frac{R_{\text{M1[2]},y} - R_{\text{M1[2]},x}}{R_{\text{M1[2]},x} R_{\text{M1[2]},y}}. \quad (2.21)$$

Bei Resonatoren mit hoher Finesse oder mit Spiegeln mit Krümmungsradien, die nicht viel größer als die Wellenlänge der betrachteten Mode sind, kann diese Frequenzaufspaltung signifikant werden, d.h. vergleichbar mit oder groß gegenüber der Linienbreite des Fabry-Pérot-Resonators.

Da die Frequenzaufspaltung von der Länge des Resonators abhängt, ist es hilfreich, die Frequenzaufspaltung aus Gl. (2.21) auf eine **doppelbrechende Phase** zurückzuführen, die angibt, um welche relative Phase die Felder entlang der zwei Polarisationsrichtungen bei Reflexion am Spiegel gegeneinander verzögert werden. Diese doppelbrechende Phase

ist gegeben durch [36]:

$$\Delta\varphi_{\text{Biref.,M1[2]}} = \frac{1}{2\pi k R_{\text{M1[2],x}}} \frac{R_{\text{M1[2],x}} - R_{\text{M1[2],y}}}{R_{\text{M1[2],y}}}. \quad (2.22)$$

2.1.2.3. Polarisationsmoden der gekreuzten Faserresonatoren

In der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten und in Abschnitt 2.2 beschriebenen Apparatur mit gekreuzten Faserresonatoren wurde ein Resonator mit möglichst sphärischen Spiegelflächen gebaut, beim zweiten Resonator jedoch sind die Spiegelflächen mit Absicht stark elliptisch. Das Ziel dabei ist, dass die Polarisationseigenmoden des einen Resonators möglichst entartet sind, während der zweite Resonator durch die elliptischen Spiegelflächen zwei lineare Polarisationseigenmoden erhält, die in ihrer Resonanzfrequenz stark, d.h. um deutlich mehr als eine Linienbreite, aufgespalten sind (siehe Abschnitt 2.1.2.2 und Abschnitt 2.2.1.2). Dies bricht die Symmetrie zwischen den Resonatoren, dient aber dazu, die Symmetrie der Polarisationsmoden des nicht-doppelbrechenden Resonators zu erhöhen.

Um den Gedankengang dahinter zu verdeutlichen, kann man das in Abbildung 2.2 gezeigte Beispiel betrachten. Ein Atom, bei dem sowohl der Grundzustand $|F = 1\rangle$ als auch der angeregte Zustand $|F' = 1\rangle$ Gesamtspin 1 haben, befindet sich im Kreuzungspunkt zweier Resonatoren. Die Quantisierungsachse sei entlang des ersten, nicht-doppelbrechenden Resonators gewählt. Die Sub-Zustände des Spins werden typischerweise als Eigenzustände $|m_F\rangle$ des Drehimpuls-Operators gewählt. Die dazu passende Polarisationseigenbasis des nicht-doppelbrechenden Resonators sind die zirkularen Polarisationen σ^+ und σ^- , die Zustände in $|F = 1\rangle$ und $|F' = 1\rangle$ entsprechend $|F = 1, m_F\rangle \xleftrightarrow{\sigma^\pm} |F' = 1, m_F \pm 1\rangle$ koppeln. Der zweite, gekreuzte Resonator unterstützt die zu σ^\pm orthogonale Polarisation π entlang der Quantisierungsachse, sowie eine zweite Polarisation, V, die senkrecht auf der Ebene der Resonatoren steht und einer Überlagerung aus σ^+ und σ^- entspricht.

Auf Grund des zweiten Resonators ist es nun instruktiv, eine Basistransformation auf lineare Polarisationseigenmoden H und V zu machen, die die Situation der gekreuzten Resonatoren besser beschreibt:

$$\begin{aligned} V &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\sigma^+ + \sigma^-), \\ H &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\sigma^+ - \sigma^-), \\ |\pm\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|m_F = 1\rangle \pm |m_F = -1\rangle), \end{aligned}$$

wobei H die Polarisation in der Ebene der Resonatoren und V die Polarisation senkrecht zu dieser Ebene ist. Die entsprechende Situation ist in Abbildung 2.2 b gezeigt.

Das Schema der Kopplung der Polarisationen an die atomaren Übergänge ist offensichtlich asymmetrisch, da Übergänge, die durch V-Polarisation gekoppelt werden, an beide Resonatoren koppeln. Betrachtet man etwa das in Kapitel 3 beschriebene passive Speicherschema, würden die Polarisationen H und V mit unterschiedlicher Effizienz gespeichert werden, da im Fall einlaufender V-Polarisation der gewollte Prozess der resonatorverstärkten Emission mit π -Polarisation mit dem zusätzlichen, ebenfalls resonatorverstärkten Prozess der Emission eines V-polarisierten Photons konkurrieren

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

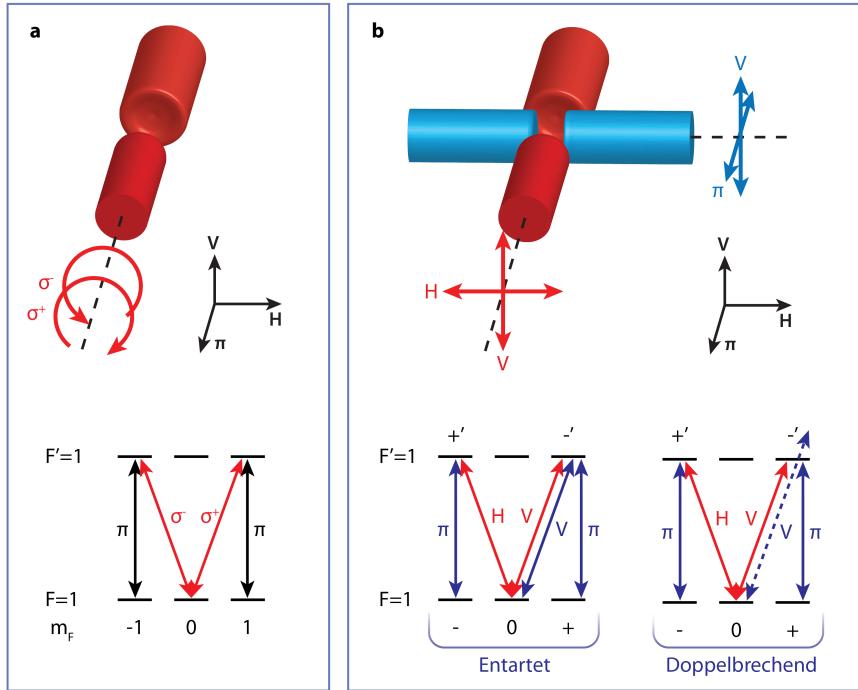


Fig. 2.2: Wahl der Polarisationsmoden der Resonatoren. Die Abbildung illustriert die Motivation für die Wahl nicht-entarteter linearer Polarisations-Eigenmoden für den zweiten, gekreuzten Resonator. In beiden Teilen der Abbildung wurde die Quantisierungsachse entlang der Achse des nicht-doppelbrechenden Resonators gewählt. Teilabbildung **a** zeigt die konventionelle Wahl der Polarisations-Eigenmoden (zirkuläre Polarisierungen, σ^\pm) und der Spin-Unterzustände (Spinprojektions-Zustände oder Zeeman-Zustände $|m_F\rangle$) für den Fall eines nicht-doppelbrechenden Resonators. Teilabbildung **b** zeigt die Situation mit gekreuzten Resonatoren und einer angepassten Wahl der Basis-Polarisationen (lineare Polarisierungen H , V und π) und Spin-Unterzustände ($|\pm\rangle$, siehe Text). Dadurch, dass die V-polarisierten Übergänge auch an den zweiten, gekreuzten Resonator koppeln, entsteht eine effektive Asymmetrie zwischen den H- und V-Polarisationsmoden des nicht-doppelbrechenden Resonators, wann immer der zweite Resonator genutzt wird, um gleichzeitig mit dem ersten an ein Atom zu koppeln, wie zum Beispiel zur Realisierung einer Raman-Konfiguration (Level-Schema unten links in Teilabbildung **b**). Die so induzierte Asymmetrie kann aufgehoben werden, wenn der zweite, gekreuzte Resonator doppelbrechend ist, was es ermöglicht, nur mit dessen π -polarisierter Mode an einen Übergang zu koppeln, während die V-polarisierte Mode außer Resonanz ist und so für die Dynamik praktisch keine Rolle spielt (Level-Schema unten rechts in Teilabbildung **b**).

würde, während im Fall einlaufender H-Polarisation kein entsprechender, parasitärer, resonatorverstärkter Prozess vorhanden wäre. Diese Asymmetrie zwischen H und V kann aufgehoben werden, wenn die V-Mode des zweiten, gekreuzten Resonators außer Resonanz geschoben werden kann und so praktisch keine Rolle mehr spielt. Genau dies wird durch die Polarisationsmoden-Aufspaltung des zweiten, gekreuzten Resonators möglich.

Wir erwarten, dass die gewählte Anordnung mit einem symmetrischen und einem doppelbrechenden Resonator nicht nur für das in Kapitel 3 gezeigte passive Speicherschema sondern allgemein von Vorteil ist, da sie es ermöglicht, die Symmetrie zwischen den Polarisationsmoden des langen Resonators wiederherzustellen. Ein weiteres Beispiel, bei dem die Anordnung hilfreich ist, ist das in [36] beschriebene Schema zur Erzeugung von Atom-Photon-Verschränkung bei Telekom-Wellenlängen mit Rb-Atomen in gekreuzten Resonatoren.

2.1.2.4. Modenüberlapp und Kopplungseffizienz

Bei der Einkopplung in Fabry-Pérot-Resonatoren kommt es häufig vor, dass die räumliche Mode des einlaufenden Feldes nicht identisch mit der räumlichen Mode des Resonators ist. Dadurch ist die Effizienz, mit der optische Leistung von der einlaufenden Mode an den Resonator gekoppelt werden kann, reduziert. Dies ist insbesondere auch für faserbasierte Fabry-Pérot-Resonatoren relevant, wo die einlaufende Mode durch die Mode einer Singlemode-Faser gegeben ist und perfekter Modenüberlapp eine entsprechend angepasste Resonatormode erfordert, was einen in der Wahl der geometrischen Parameter des Resonators jedoch stark beschränkt und typischerweise andere Nachteile mit sich bringt.

Für zwei Moden M und N mit Modenfunktionen $u_M(x, y, z) = u_{M,x}(x, z)u_{M,y}(y, z)$ und $u_N(x, y, z) = u_{N,x}(x, z)u_{N,y}(y, z)$, die entsprechend $\int |u_M|^2 dx dy = \int |u_N|^2 dx dy = 1$ normiert sind, ist der **Modenüberlapp** zwischen den Moden gegeben durch:

$$\begin{aligned} \mu_{MN} &= \int u_M(x, y, z)u_N^*(x, y, z)dx dy \\ &= \underbrace{\int u_{M,x}(x, z)u_{N,x}^*(x, z)dx}_{\mu_{MN,x}} \underbrace{\int u_{M,y}(y, z)u_{N,y}^*(y, z)dy}_{\mu_{MN,y}}. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Der so definierte Modenüberlapp ist eine feld- bzw. amplitudenbezogene Größe und im Allgemeinen komplexwertig, $\mu \in \mathbb{C}$. Das Überlappintegral wird typischerweise in einer Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Moden berechnet, ist für Gaußsche Moden aber unabhängig von der Wahl der Ebene, insbesondere auch von der Position der Ebene entlang der Propagationsrichtung der Strahlen [48].

Die **Kopplungseffizienz** η_{MN}^{Mode} , mit der optische Leistung unter Berücksichtigung des reduzierten Modenüberlapps im besten Fall – d.h. bei gegebener Impedanzanpassung (Abschnitt 3.1.1) – zwischen den beteiligten Moden übertragen werden kann, beträgt $\eta_{MN}^{\text{Mode}} = |\mu_{MN}|^2$. Eine Übersicht über die Auswirkung verschiedener geometrischer Fehlanpassungen Gaußscher Moden auf die Kopplungseffizienz befindet sich in Anhang A.

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

2.1.2.5. Transmissions- und Reflexionsverhalten faserbasierter Fabry-Pérot-Resonatoren

Das Transmissions- und Reflexionsverhalten von Fabry-Pérot-Resonatoren ist in mehrererlei Hinsicht von Bedeutung. Es findet Verwendung bei der Charakterisierung der Resonatoren, bei der Charakterisierung der Kopplung von Atomen an den Resonator und bestimmt über die Reflektivität des Resonators die Effizienz verschiedener Experimente und dient deren Modellierung.

Da es sich beim Transmissions- und Reflexionsverhalten eines optischen Resonators um ein klassisches Interferenz-Phänomen handelt, erfolgt die Berechnung der Signale über Feldamplituden, \mathcal{E} , die nach Summation über alle Teilamplituden zur Intensität, $I = c\epsilon_0\langle|\mathcal{E}|^2\rangle_t$, die im Fall optischer Frequenzen die eigentliche Messgröße darstellt, betragsquadratet werden.

Im Folgenden betrachten wir konkret den Fall faserbasierter Fabry-Pérot-Resonatoren, wie sie in der im Rahmen der vorliegenden Arbeit aufgebauten Apparatur verwendet wurden. Bei diesen wird das einlaufende Signal in einer Singlemode-Faser auf den Resonator geschickt, während das transmittierte Signal in einer Multimode-Faser aufgesammelt wird. Dadurch sind auf der Seite des einlaufenden und reflektierten Signals Faktoren zur Quantifizierung des Modenüberlapps von Bedeutung, während entsprechende Faktoren auf der Seite des transmittierten Signals keine Rolle spielen. Für einen solchen faserbasierten Fabry-Pérot-Resonator ergeben sich für die amplitudenbezogenen Transmissions- und Reflexionskoeffizienten des Resonators, $t_R = \mathcal{E}_{\text{Trans}}/\mathcal{E}_{\text{In}}$ und $r_R = \mathcal{E}_{\text{Refl}}/\mathcal{E}_{\text{In}}$, die folgenden Ausdrücke:

$$\begin{aligned} t_R(\omega) &= \mu_{\text{FC}} t_{M1} t_{M2} e^{i\omega/(2\nu_{\text{FSR}})} \sum_{n=0}^{\infty} \left(r_{M1} r_{M2} e^{i\omega/\nu_{\text{FSR}}} \right)^n \\ &= \frac{\mu_{\text{FC}} t_{M1} t_{M2} e^{i\omega/(2\nu_{\text{FSR}})}}{1 - r_{M1} r_{M2} e^{i\omega/\nu_{\text{FSR}}}}, \\ r_R(\omega) &= -\mu_{\text{RF}} r_{M1} + \mu_{\text{FC}}^2 t_{M1}^2 r_{M2} e^{i\omega/\nu_{\text{FSR}}} \sum_{n=0}^{\infty} \left(r_{M1} r_{M2} e^{i\omega/\nu_{\text{FSR}}} \right)^n \\ &= -\mu_{\text{RF}} r_{M1} + \frac{\mu_{\text{FC}}^2 t_{M1}^2 r_{M2} e^{i\omega/\nu_{\text{FSR}}}}{1 - r_{M1} r_{M2} e^{i\omega/\nu_{\text{FSR}}}}. \end{aligned} \quad (2.24)$$

Dabei bezeichnen t_{M1} und r_{M1} die auf die Feldamplituden bezogenen Transmissions- und Reflexionskoeffizienten des Spiegels auf der Seite des einlaufenden und reflektierten Feldes und t_{M2} und r_{M2} die entsprechenden Koeffizienten auf der Seite des transmittierten Feldes; μ_{FC} und μ_{RF} bezeichnen den Modenüberlapp (siehe Abschnitt 2.1.2.4) zwischen der Fasermode und der Resonatormode sowie zwischen der Fasermode und der Mode, auf die die Fasermode bei Reflexion am Resonator spiegel abgebildet wird; $\nu_{\text{FSR}} = c/(2L_R)$ ist der freie Spektralbereich mit L_R der Länge des Resonators (siehe Gl. (2.18)); und ω ist die Kreisfrequenz des treibenden Feldes.

Im Folgenden sind wir am Verhalten in der Nähe einer Resonanz des Resonators interessiert, bei der die Teilamplituden konstruktiv interferieren, d.h., $\omega = \omega_R + \Delta\omega_R$ mit $\omega_R/\nu_{\text{FSR}} = 2\pi n$, $n \in \mathbb{N}$ und $\Delta\omega_R/\nu_{\text{FSR}} \ll 2\pi$. Unter der Annahme kleiner anteiliger Energieverluste pro Umlauf im Resonator, $\mathcal{L}_R = 1 - |r_{M1} r_{M2}|^2 \ll 1$, und unter Verwendung der Tatsache, dass die Umlauffrequenz ν_{FSR} multipliziert mit den anteiligen

Energieverlusten pro Umlauf gerade der Energiezerfallsrate 2κ der Mode entspricht:

$$2\kappa = \nu_{\text{FSR}} \cdot \mathcal{L}_R, \quad (2.25)$$

ergibt sich so für das transmittierte und reflektierte Feld in der Nähe einer Resonator-Resonanz bis auf eine globale, komplexe Phase:

$$\begin{aligned} t_R(\Delta\omega_R) &= \mu_{\text{FC}} \cdot \frac{2\sqrt{\kappa_{M1}\kappa_{M2}}}{(\kappa + i\Delta\omega_R)}, \\ r_R(\Delta\omega_R) &= \mu_{\text{RF}} - \mu_{\text{FC}}^2 \cdot \frac{2\kappa_{M1}}{(\kappa + i\Delta\omega_R)}. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Dabei ist $2\kappa_{M1} = |t_{M1}|^2\nu_{\text{FSR}}$ die Zerfallsrate der Energie des Resonators auf Grund von Transmission durch den Spiegel auf der Seite des einlaufenden und reflektierten Feldes und $2\kappa_{M2} = |t_{M2}|^2\nu_{\text{FSR}}$ die Zerfallsrate der Energie auf Grund von Transmission durch den Spiegel auf der Rückseite des Resonators.

Die im Experiment gemessenen Intensitäten ergeben sich aus dem Betragsquadrat der Felder und führen in Transmission zu einem Lorentz-Profil mit voller Halbwertsbreite $\Delta\omega_{\text{FWHM}} = 2\kappa$. Die **Linienbreite** $\Delta\nu_{\text{LW}}$ des Resonators wird typischerweise auf die Frequenz bezogen und lautet:

$$\Delta\nu_{\text{LW}} = \Delta\nu_{\text{FWHM}} = \frac{\kappa}{\pi}. \quad (2.27)$$

Da die Linienbreite und die Zerfallsrate des Resonators über die Umlauffrequenz von der Länge des Resonators abhängen, wird zur Quantifizierung der Qualität eines Resonator bzw. seiner Spiegel gern die **Finesse** \mathcal{F} verwendet, die definiert ist als das Verhältnis zwischen freiem Spektralbereich und Linienbreite, d.h. als Verhältnis zwischen dem Abstand der Transmissionspeaks und ihrer Breite im Frequenzraum:

$$\mathcal{F} = \frac{\nu_{\text{FSR}}}{\Delta\nu_{\text{LW}}} = \frac{2\pi}{\mathcal{L}_R}, \quad (2.28)$$

wobei im zweiten Schritt Gl. (2.25) verwendet wurde.

Die Form des reflektierten Signals ist im Allgemeinen etwas komplizierter als die des transmittierten Signals, insbesondere auf Grund der Faktoren für den Modenüberlapp, μ_{FC}^2 und μ_{RF} . Diese sind im Allgemeinen komplexwertig mit einer möglichen Relativphase, $\arg(\mu_{\text{RF}}) \neq \arg(\mu_{\text{FC}}^2)$, was bei Spektroskopie des Resonators zu asymmetrischen, scheinbar dispersiven Formen im Reflexionssignal führt.

Bis hierher wurde ein leerer Fabry-Pérot-Resonator betrachtet. Gegenstand der Resonator-QED ist die Untersuchung von Situationen, bei denen ein Emitter an das Feld des Resonators koppelt. Die Berechnung der Transmissions- und Reflexionsspektren des Resonators ist in diesem Fall aufwendiger. Analytische Ergebnisse können im Rahmen der Resonator-Input-Output-Theorie und unter Verwendung von Heisenberg-Langevin-Bewegungsgleichungen erzielt werden [49, 50]. Für den Fall, dass die Population des Emitters im angeregten Zustand vernachlässigbar ist und sich außerdem – wie auch in Gl. (2.26) angenommen – die Amplitude des treibenden Feldes auf der Zeitskala der Zerfallsrate κ des Resonators kaum ändert, ergibt sich für die transmittierte und

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

reflektierte Feldamplitude der folgende, recht einfache Zusammenhang [7, 51]:

$$\begin{aligned} t_R(\omega) &= \mu_{FC} \cdot \frac{2\sqrt{\kappa_{M1}\kappa_{M2}}}{(\kappa + i\Delta\omega_R)} \cdot \frac{1}{2C_C + 1}, \\ r_R(\omega) &= \mu_{RF} - \mu_{FC}^2 \cdot \frac{2\kappa_{M1}}{(\kappa + i\Delta\omega_R)} \cdot \frac{1}{2C_C + 1}, \end{aligned} \quad (2.29)$$

wobei mit

$$C_C = \frac{g^2}{2(\gamma + i\Delta\omega_A)(\kappa + i\Delta\omega_R)} \quad (2.30)$$

die verallgemeinerte, **komplexe Kooperativität** [52] definiert wurde (vgl. Gl. (2.8)). Dabei ist $\Delta\omega_R = \omega - \omega_R$, wie zuvor, die Verstimmung der Kreisfrequenz des einlaufenden Feldes von der Resonanzfrequenz des Resonators und $\Delta\omega_A = \omega - \omega_A$ die Verstimmung der Kreisfrequenz des einlaufenden Feldes von der Frequenz des atomaren Übergangs.

Entwickelt man den Ausdruck für \mathcal{E}_{Trans} aus Gl. (2.29) für das Regime starker Kopplung $g \gg \kappa, \gamma$ und bei resonanter Kopplung, $\Delta\omega_A = \Delta\omega_R \equiv \Delta\omega$, um $\Delta\omega = \pm g + \delta\omega$, $\delta\omega \ll g$, so erhält man in erster Näherung

$$t_R(\Delta\omega) \approx \frac{i\sqrt{\kappa_{M1}\kappa_{M2}}}{(\Delta\omega \mp g) + i(\kappa + \gamma)/2},$$

d.h. bei $\Delta\omega = \pm g$ zentrierte Lorentz-Funktionen mit voller Halbwertsbreite $\Delta\omega_{FWHM} = \kappa + \gamma$. Dies sind die **Normalmoden** mit minimaler Anregung, $n = 0$, aus Abschnitt 2.1.1.1.

2.2. Experiment

Dem schlussendlichen Aufbau einer Apparatur mit gekreuzten Faserresonatoren sind einige Jahre vorbereitender Arbeiten voraus gegangen. Diese sind größtenteils in der Doktorarbeit von Manuel Uphoff beschrieben [21]. Um das in der Arbeitsgruppe neu eingeführte Glasfaserbearbeitungsverfahren zu testen, wurde 2012/2013 zunächst ein Satz Glasfasern mit Spiegelbeschichtungen mit sehr geringer Transmission beschichtet. Mit diesen Fasern konnten im Anschluss allerhand Test gemacht werden. Zum einen erlaubte einem dies, die intrinsischen Verluste der Resonatoren zu bestimmen, was für die Wahl der Transmissivitäten der Spiegel beim Aufbau des finalen Experiments entscheidend war. Auch konnte durch den Abfall der Finesse bei länger werdenden Resonatoren abgeschätzt werden, wie groß die effektiven Spiegelgrößen der bearbeiteten Faserendflächen waren, ebenfalls ein wichtiger Parameter für die Auslegung der Krümmungsradien der finalen Resonatorspiegel. Auch wurde die Doppelbrechung der Resonatoren untersucht, die bei Faserresonatoren oft stärker ausgeprägt war als bei Spiegelresonatoren, die aus superpolierten Substraten bestanden. Es konnte gezeigt werden, dass diese verstärkte Doppelbrechung rein geometrisch durch die Elliptizität der Resonatorspiegel induziert wird und durch eine Korrektur zur paraxialen Resonatortheorie entsteht, die mit dem Verhältnis von Wellenlänge und Krümmungsradius der Spiegel skaliert und aufgrund der kleinen Krümmungsradien für Faserresonatoren relevant wird [36]. Dies war für den späteren Aufbau in zweierlei Hinsicht von Bedeutung, sowohl zur Vermeidung bzw. Reduzierung von Doppelbrechung, wo sie nicht gewünscht war, als auch, um Doppelbrechung an anderer Stelle ganz gezielt zu induzieren.

2.2.1. Faserresonatoren

Im Herzen unserer experimentellen Apparatur befindet sich ein paar optischer Faserresonatoren, deren Moden sich im Winkel von 90° kreuzen. Diese Resonatoren sind in Abbildung 2.3 dargestellt. Einer der Resonatoren, in Abbildung 2.3 blau dargestellt, hat eine Länge von etwa $80\text{ }\mu\text{m}$ und stark elliptische Spiegelflächen. Die Spiegelflächen sind so ausgerichtet, dass die Hauptachse mit dem größeren Krümmungsradius mit der z-Achse in Abbildung 2.3 zusammenfällt. Dies entspricht im Experiment der vertikalen Richtung. Im folgenden Kapitel werden wir diesen Resonator *kurzen Resonator* nennen, in späteren Kapiteln auch *Herold-Resonator*. Der zweite Resonator hat eine Länge von etwa $160\text{ }\mu\text{m}$ und ist in Abbildung 2.3 rot dargestellt. Seine Spiegelendflächen sind so rotationssymmetrisch wie möglich, um eine Aufspaltung der Polarisationsmoden zu vermeiden. Er wird im folgenden Kapitel *langer Resonator* genannt werden, später auch *Qubit-Resonator*. Beide Resonatoren sind einseitige Resonatoren, bei denen Photonen, die sich im Resonator befinden, den Resonator bevorzugt durch ein und denselben Spiegel verlassen, der eine vergleichsweise hohe Transmissivität hat. Dieser Spiegel wird Ein- und Auskoppelspiegel genannt und die zugehörige optische Faser manchmal die Ein- und Auskoppelfaser. Der Spiegel auf der gegenüberliegenden Seite hat eine deutlich höhere Reflektivität und wird entsprechend im Folgenden hoch-reflektierender Spiegel genannt. Weitere Details der Resonatoren werden in den folgenden Abschnitten beschrieben.

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

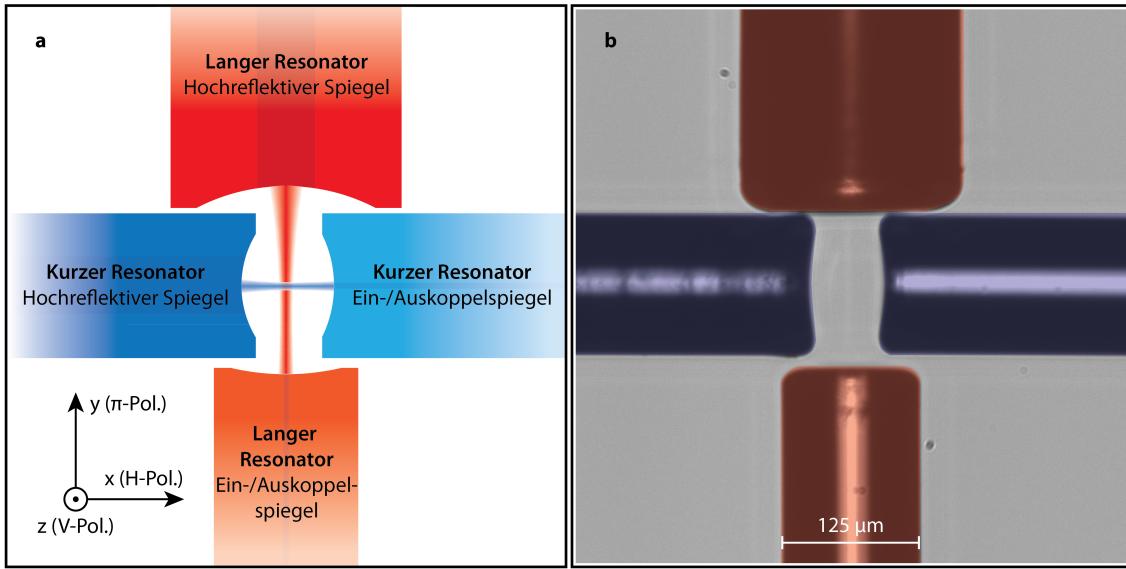


Fig. 2.3: Gekreuzte optische Faserresonatoren. **a** Schematische Darstellung der gekreuzten Faserresonatoren mit Namenskonvention für die Faserresonatoren und ihre Spiegel sowie für die Raumrichtungen und die Polarisationen (untere linke Ecke). **b** Kolorierte Photographie der gekreuzten optischen Faserresonatoren. Eine ähnliche Abbildung befindet sich in [26].

2.2.1.1. Herstellung der Faserspiegel

Die endgültigen Faserspiegel für den Experimentaufbau wurden im Winter 2016/2017 hergestellt.

Basierend den Erfahrungen, die wir bei der Charakterisierung der Fasern unseres ersten Herstellungslaufs 2012/13 hinsichtlich effektiver Spiegelgrößen gemacht hatten, und den Zielparametern für unsere Faserresonatoren, erstellten wir eine Liste, in der für jeden Platz in unseren Beschichtungshaltern ein Fasertyp und Krümmungsradien spezifiziert wurden. Dabei wurden die Krümmungsradien bewusst mit nicht-verschwindender Varianz über gewisse Bereiche verteilt, um Unsicherheiten in manchen experimentellen Größen zu berücksichtigen. So war uns z.B. unklar, wie groß die effektiven Spiegelflächen auf den Fasern mit 200 µm Durchmesser sind und wie groß entsprechend die Moden auf den Spiegeln werden können, bevor die Finesse zu stark abfällt. Auch war nicht ganz klar, wie kurz wir den langen Resonator machen könnten. Tatsächlich liegt die finale Länge von knapp über 160 µm am oberen Rand unserer damaligen Erwartungen, wodurch sich das Herstellen einer so großen Zahl von Fasern bereits ausgezahlt hat.

Außerdem wurden einige Fasern im Hinblick darauf hergestellt, Spiegelresonatoren in bestehenden Einzelresonatorexperimenten ersetzen zu können, – d.h. Fasern für nicht-doppelbrechende Resonatoren kurzer Länge, mit gutem Modenüberlapp am Ein- und Auskoppelspiegel und kleinem Modenfeldradius am Ort der Atome.

2.2.1.1.1. Glasfasern Zum Schutz gegen äußere Einflüsse und zur Erhöhung der mechanischen Belastbarkeit, besitzen die meisten optischen Fasern eine Beschichtung, die außen auf das Glas der Faser aufgebracht ist. Diese Beschichtung besteht typischerweise

2.2. Experiment

aus organischen Polymeren, welche jedoch für Anwendungen im Ultra-Hochvakuum, wie es für Experimente mit kalten Atomen benötigt wird, ungeeignet sind. Daher wurden für den Experimentaufbau Spezialfasern verwendet, bei denen die Beschichtung aus Metall besteht, in unserem Fall aus Kupfer.

Die Fasern, die beim Experimentaufbau verwendet wurden, wurden von der kanadischen Firma *IVG Fiber Ltd* hergestellt. Es wurden drei verschiedene Fasertypen verbaut: Singlemode-Fasern mit 125 µm Cladding-Durchmesser (*Cu800*), Multimode-Fasern mit 125 µm Cladding-Durchmesser (*Cu50-125*) und Multimode-Fasern mit 200 µm Cladding-Durchmesser (*Cu50-200*). Die Gründe hierfür sind die folgenden:

Dadurch, dass beim Experimentaufbau einseitige Resonatoren verwendet wurden, bei denen Licht hauptsächlich durch einen der Resonatorspiegel mit höherer Transmission in den Resonator ein- bzw. aus dem Resonator ausgekoppelt wird, sind die Anforderungen an die Fasern auf den zwei Seiten der Resonatoren unterschiedlich. Auf der Seite des Ein- und Auskoppelspiegels muss es möglich sein, Licht effizient und mit stabiler Polarisation in den Resonator ein- und auszukoppeln, wofür eine Singlemode-Faser benötigt wird. Auf der Seite des hoch-reflektierenden Spiegels kann hingegen darauf verzichtet werden, Licht in den Resonator einzukoppeln. Stattdessen liegt hier der Fokus darauf, transmittiertes Licht effizient aufzusammeln und auf einen Detektor abzubilden, wozu eine Multimode-Faser ausreichend ist.

Durch die Insensitivität der aus dem Resonator in die Multimode-Faser eingekoppelten Lichtleistung gegenüber der genauen Position der Resonatormode auf der Faser ist die in Transmission des Resonators detektierte Lichtleistung in guter Näherung stets proportional zur Leistung im Resonator, unabhängig von zusätzlichen justageabhängigen Faktoren des Modenüberlapps am hoch-reflektierenden, rückseitigen Resonatorspiegel. Dadurch lässt sich der Modenüberlapp auf der Seite des Ein- und Auskoppelspiegels – ein für viele Experimente sehr wichtiger Parameter – einfach optimieren, indem die relative Position der Resonatorfasern so justiert wird, dass die durch den Resonator transmittierte Leistung maximiert wird.

Ein weiterer Vorteil von Multimode-Fasern ist, dass sie einen Faserkern mit größerem Durchmesser besitzen. Es wurde beobachtet, dass der Übergang zwischen Faserkern und Fasercladding eine Unregelmäßigkeit auf mit CO₂-Lasern bearbeiteten Faserendflächen hinterlassen kann [21, 53], die durch Beugungseffekte zu zusätzlichen Verlusten der Resonatormode führen kann [21, 54]. Um den Einfluss des Kern-Cladding-Übergangs auf die Resonatormode zu minimieren, ist es von Vorteil, wenn der Übergang möglichst weit außen sitzt, wo die Intensität der Resonatormode gering ist.

Aus einem ähnlichem Grund wurde für einen der Resonatoren eine Multimode-Faser mit größerem Claddingdurchmesser gewählt. Bei der Faserbearbeitung kommt es zu einem Verfließen der Ränder der Faser, wodurch der Bereich, wo die Oberfläche gut durch eine Kugeloberfläche angenähert werden kann, deutlich kleiner ist als der gesamte Faserdurchmesser. Um diesen Bereich zu vergrößern, ist ein größerer Faserdurchmesser von Vorteil. Da die Durchmesser der Fasern des kürzeren Resonators die minimale Länge des längeren Resonators bestimmen, wurde eine Faser mit größerem Durchmesser nur für den längeren Resonator verwendet.

Die effektiv nutzbare Spiegelgröße – insbesondere des hoch-reflektierenden, rückseitigen Resonatorspiegels – und der Modenfelddurchmesser der Ein- und Auskoppelfaser sind wichtige Randbedingungen bei der Planung der geometrischen Parameter der Faserresonatoren. Um lange Resonatoren zu bauen, die gleichzeitig einen guten Modenüberlapp

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

mit der Fasermode auf der Seite der Ein- und Auskoppelfaser haben und einen nicht zu großen Modenfeldradius auf dem hoch-reflektierenden, rückseitigen Resonatorspiegel, scheint es oft hilfreich, auf der Seite des Ein- und Auskoppelspiegels Singlemode-Fasern zu verwenden, die eine Fasermode mit größerem Modenfelddurchmesser haben, als die für Singlemode-Fasern bei 780 nm typischen Durchmesser von 5 – 6 µm. Dies ist ein Grund, warum die Verwendung von photonischen Kristallfasern für Faserresonatoren untersucht wurde [21, 55]. Wir haben außerdem versucht, in Kooperation mit *IVG Fiber Ltd* eine klassische Singlemode-Faser zu bekommen, die einen größeren Modenfelddurchmesser von 9,5 µm hat⁹. Leider stellte sich die Fertigung der Faser als schwieriger heraus als gedacht, sodass die von *IVG Fiber Ltd* gelieferte Faser trotz mehrerer Fabrikationsversuche nicht die angestrebten Spezifikationen erfüllte. Einige Stücke der Faser wurden mittels CO₂-Laser-Bearbeitung mit konkaven Endflächen versehen und verspiegelt, sie wurden jedoch schlussendlich nicht ins Experiment eingebaut.

2.2.1.1.2. CO₂-Laser-Bearbeitung von Faserendflächen Die CO₂-Laser-Bearbeitung von Faserendflächen für optische Fabry-Pérot-Resonatoren wurde um 2010 durch die Gruppe von Prof. Jakob Reichel eingeführt [18, 29, 56, 57]. Zur Bearbeitung wird der Strahl eines CO₂-Lasers auf die geätzte Endfläche einer optischen Faser aus Quarzglas fokussiert. Dort wird die CO₂-Laser-Leistung sehr effizient nah der Oberfläche absorbiert, was zum Aufheizen, Schmelzen und Verdampfen von Fasermaterial nahe der Oberfläche führt und am Ende eine konvexe Struktur zurück lässt, die potentiell einen sehr kleinen Krümmungsradius und auf Grund der Oberflächenspannung des geschmolzenen Quarzglases eine sehr glatte Oberfläche hat.

Diese Technik wurde seit ihrer Einführung in vielen Labors kopiert und weiterentwickelt [53, 55, 58–60]. In der Arbeitsgruppe von Prof. Gerhard Rempe wurde die CO₂-Laser-Bearbeitung von Faserendflächen im Rahmen der Doktorarbeit von Manuel Uphoff [21] eingeführt und ist dort im Detail beschrieben. Der aktuelle Abschnitt wird daher knapp gehalten und der Leser wird ermuntert, weitere Details in der genannten Arbeit [21] nachzulesen. Eine erwähnenswerte Besonderheit unseres Bearbeitungsaufbaus ist die Verwendung eines CO₂-Laser, der bei 9,3 µm emittiert, wo Quarzglas noch stärker absorbiert als bei der sonst üblicheren CO₂-Laser-Wellenlänge von 10,6 µm [21, 61]. Dadurch soll das Aufschmelzen der Faserenden auf noch oberflächennähere Regionen begrenzt werden, um das Einfallen der Strukturen an den Faserkanten zu reduzieren und so die Herstellung von Strukturen mit größeren konkaven Bereichen und somit größeren effektiven Spiegelflächen zu ermöglichen.

Das Bearbeiten einer Glasfaser umfasste eine Reihe von Schritten, die im Folgenden kurz beschrieben werden.

Im ersten Schritt wurde die Kupferbeschichtung von den zu bearbeitenden Enden der zugeschnittenen Fasern entfernt, indem die Enden für einige Minuten in Salpetersäure gehalten wurden.

Anschließend wurden die Fasern mit Wasser, Aceton und Isopropanol im Ultraschallbad gereinigt.

⁹ Zusätzlich sollte die Faser einen größeren Cladding-Durchmesser (150 µm) haben, um größere effektive Spiegelflächen zu ermöglichen. Die Faser sollte für den Ein- und Auskoppelspiegel des langen Faserresonators verwendet werden. Der Durchmesser wurde so gewählt, dass die Faser noch mit dem in der Arbeitsgruppe vorhandenen Faser-Splicergerät kompatibel ist.

Der erste kritische Schritt der Bearbeitung war das Cleaven der Fasern (*Fujikura, CT-07*). Die Länge des Glasüberstands aus der Kupferbeschichtung am Faserende ist ein Parameter, der für die Halterung der Fasern beim Bau der Resonatoren eine Rolle spielt und beträgt 10 mm. Das Produzieren guter Cleaves mit einer glatten Faserendfläche und kleinem Winkel zwischen Faserachse und Flächennormale blieb leider bis zum Ende ein in gewissem Maße probabilistischer Prozess mit signifikanter Ausschussrate.

Um den Winkel der Faserendflächen besser zu kontrollieren und Artefakte loszuwerden, die durch den Bruch der Fasern am Rand gecleavter Faserendflächen häufig zu finden sind, untersuchten wir auch die Möglichkeit, Faserendflächen als Alternative zum Cleaven zu polieren (*Ultra Tec, UT.MINIPOL.1*). Eine Hauptschwierigkeit, der wir dabei begegneten, war die Reinigung der Faserendflächen im Anschluss an die Politur, bei der häufig einzelne Partikel – wahrscheinlich entweder Bruchstücke aus Quarzglas oder Körner aus der Polierfolie – auf den Faserenden zurück blieben, die schwierig zu beseitigen waren und bei der anschließenden CO₂-Laser-Bearbeitung Spuren auf den bearbeiteten Faserendflächen hinterließen. Auf Grund dieser Schwierigkeit und da der Politurprozess zeitaufwendig war und nicht zu signifikant besseren Ergebnissen führte, wurden für die Herstellung der Resonatorfasern am Ende fast ausschließlich gecleavte Fasern verwendet.

Im Anschluss an das Cleaven wurde der Winkel zwischen Faserendfläche und Faserachse mit Hilfe eines Weißlicht-Interferometers (*Bruker, ContourGT*) überprüft, das auch für die spätere Charakterisierung der bearbeiteten Strukturen verwendet wurde. Als maximal zulässigen Winkel zwischen Faserendfläche und Faserachse wählten wir 0,3°, wodurch die durch die Verkipfung verursachte Reduktion des Modenüberschlags auf der Seite des Ein- und Auskoppelspiegels bei den angestrebten Resonatorparametern auf $\geq 0,99$ begrenzt wird (Gl. (A.3)).

Wenn der Cleave den Zielanforderungen entsprach, konnte mit der CO₂-Laser-Bearbeitung der Faserenden fortgefahrene werden. Die Leistung des CO₂-Lasers während der Pulse betrug 50 W und die Form der Strukturen wurde durch den Intensitätsradius des Strahls des CO₂-Lasers auf den Faserenden (120 µm – 400 µm), die Länge der Pulse (0,2 – 3,7 ms) und die Anzahl der Pulse (1 – 9) eingestellt. Für den kurzen Resonator wurden Faserenden mit elliptischer Oberfläche hergestellt, wozu ein CO₂-Laser-Strahl mit elliptischem Strahlprofil verwendet wurde, bei dem das Verhältnis von großem Intensitätsradius zu kleinem Intensitätsradius 2,2 betrug. Für die elliptischen Fasern konnten die Fasern zwischen den Pulsen um die Faserachse gedreht werden, womit unter anderem die Elliptizität der Struktur beeinflusst werden konnte. Für die vier Fasern, die schlussendlich im Experiment verbaut wurden, sind die Bearbeitungsparameter, die bei der Bearbeitung der Endflächen der verschiedenen Fasern variiert wurden, in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Nach jedem Bearbeitungspuls mit dem CO₂-Laser wurde die Faseroberfläche mit dem Weißlicht-Interferometer untersucht. Erfüllten die Fasern alle Anforderungen hinsichtlich Krümmungsradien und Verkipfung der bearbeiteten Faserendfläche relativ zur Faserachse, wurden sie zurückgelegt, um später verspiegelt zu werden. Erfüllten Fasern diese Anforderungen noch nicht, aber es bestand Hoffnung, dass die Zielparameter durch weitere Bearbeitung noch erreicht werden können, wurde die Faser mit einem weiteren Puls bearbeitet. In Fällen, in denen die Zielparameter unerreichbar schienen, wurden mussten die Fasern den gesamten Bearbeitungszyklus von neuem durchlaufen. Fasern, die gut waren, aber Krümmungsradien hatten, mit denen wir bereits ausreichend andere gute Fasern hatten, wurden als Reserve eingelagert, z.B. für den Fall, dass bei der

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

	Kurz, IO	Kurz, HR	Lang, IO	Lang, HR
Fasertyp	Cu800	Cu50/125	Cu800	Cu50/200
Fasernummer	76	106	410	316
Strahlprofil:				
Durchmesser (geom. Mittel)	360 µm	360 µm	610 µm	775 µm
Exzentrizität	0,89	0,89	≈ 0	≈ 0
Laserleistung	50 W	50 W	50 W	50 W
Bearbeitungsschritte:				
Puls 1	0,28 ms	0,65 ms	0,85 ms	3,26 ms
Drehung 1	180°	180°	0°	
Puls 2	0,28 ms	0,29 ms	0,46 ms	
Drehung 2	180°			
Puls 3	0,28 ms			
Drehung 3	90°			
Puls 4	0,27 ms			

Tab. 2.1: Resonatorfasern und CO₂-Laser-Bearbeitung. Die Tabelle fasst Parameter der CO₂-Laser-Bearbeitung der vier optischen Fasern zusammen, die schlussendlich im Experiment verbaut wurden. *Kurz* und *Lang* stehen für den kurzen und den langen Resonator, *IO* bezeichnet die jeweiligen Ein- und Auskoppelspiegel mit moderater Reflektivität, mit *HR* werden die rückseitigen Spiegel mit hoher Reflektivität bezeichnet. Die angegebenen Fasertypen sind Typbezeichnungen des Herstellers *IVG Fiber Ltd.*. Die Fasernummern wurde bei der Bearbeitung der Fasern als fortlaufende Nummern vergeben und dienen der Zuordnung von Charakterisierungs- und Messdaten. Die elliptischen Spiegel des kurzen Resonators wurden mit einem CO₂-Laser-Strahl mit elliptischem Strahlprofil bearbeitet, mit unterschiedlichen Durchmessern \varnothing_g und \varnothing_k entlang großer und kleiner Hauptachse. Der angegebenen Durchmesser ist das geometrische Mittel $\sqrt{\varnothing_g \varnothing_k}$, die Exzentrizität der Ellipse berechnet sich als $\sqrt{(\varnothing_g^2 - \varnothing_k^2)/\varnothing_g^2}$. Die Bearbeitung der Faserenden erfolgte zum Teil mit mehreren Laserpulsen, zwischen denen die Fasern teilweise um ihre Symmetrieachse rotiert wurden.

Verspiegelung der Faserendflächen etwas schief gegangen wäre.

2.2.1.1.3. Faserbeschichtungen Nachdem die CO₂-Laser-Bearbeitung aller Fasern abgeschlossen war, wurden die Fasern zum Beschichten zur Firma *Laseroptik GmbH* geschickt.

Für die Resonatorspiegel benötigten wir zwei Beschichtungen, eine für die Ein- und Auskoppelspiegel (insgesamt 60 Fasern) und eine für die hoch-reflektierenden, rückseitigen Spiegel (insgesamt 79 Fasern).

Die verwendete Beschichtungstechnik ist Ionenstrahl-Sputtern (IBS), womit nach aktuellem Stand der Technik die hochwertigsten Spiegelbeschichtungen mit den geringsten Verlusten erzielt werden können. Die verwendeten Materialien sind SiO₂ und Ta₂O₅, wobei laut später eingeholter Auskunft von *Laseroptik GmbH* als äußerste Schicht das hochbrechende Ta₂O₅ verwendet wurde. Für zukünftige Beschichtungen will man vielleicht darauf achten, als äußerste Materialschicht SiO₂ zu verwenden, da Ta₂O₅ im Verdacht steht, sich im Vakuum zu absorbierenden Sub-Oxiden zu zersetzen, wodurch die Verluste der Spiegel zunehmen [62]. In unserem Experiment haben wir allerdings über einen Zeitraum von einem Jahr keine Verschlechterung der Spiegeleigenschaften im Vakuum beobachtet, wohl da bei der Verschlechterung der Spiegel weitere Faktoren eine Rolle spielen (UV-Licht [62], Kontaminierung mit anderen Substanzen [63]), die in unserer Apparatur nicht gegeben sind.

Basierend auf den für die Spiegelresonatoren bei den gegebenen Resonatorlängen erwarteten parasitären Verlusten, die wir auf Basis von Messungen mit den Resonatoren aus dem Beschichtungslauf 2012/2013 für die angepeilten Resonatorlängen auf ≤ 60 ppm abschätzten, wählten wir für die Ein- und Auskoppelspiegel eine Zieltransmissivität von 300 ppm und für die hoch-reflektierenden, rückseitigen Spiegel eine Zieltransmissivität von 8 ppm. Die Transmissivitäten der Auskoppelspiegel wurden so gewählt, dass sie mit einem relativen Anteil von $\eta_{\text{Out}} > 0,8$ die Gesamtverluste der Resonatoren dominieren. Der Wert von 300 ppm ist dabei niedriger gewählt als der Wert, der z.B. die Photonenproduktionseffizienz in die Auskoppelfaser auf starken Hyperfeinübergängen optimieren würde. Dies geschah zum einen, um auch auf schwächeren Übergängen noch signifikante Kooperativitäten zu erzielen, und zum anderen, da eine geringere Auskoppeeffizienz η_{Out} primär die Zählrate bei Experimenten reduziert, während die Linienbreite des Resonators dessen spektrales Auflösungsvermögen bestimmt. Insbesondere sollte die Linienbreite des Resonators signifikant kleiner bleiben als die Aufspaltung der Polarisations-eigenmoden des kurzen Resonators, die durch elliptische Spiegelflächen erreicht werden konnte. Für Experimente, bei denen die Signale durch den Ein- und Auskoppel-spiegel sowohl ein- als auch ausgekoppelt werden, ist die Transmissivität des rückseitigen Spiegels gleichwertig mit zusätzlichen parasitären Absorptions- und Streuverlusten des Resonators und sollte daher minimiert werden. Es gibt jedoch auch Messungen, bei denen das durch den Resonator transmittierte Signal von Interesse ist, z.B. zur Messung von Normalmoden-Spektren (Abschnitt 2.2.6.7). In unserem Fall ist es auf Grund der verwendeten Multimode-Faser nicht möglich, für derartige Messungen Licht durch den rückseitigen, hoch-reflektierenden Spiegel in den Resonator einzukoppeln. Daher wählten wir die Transmissivität des rückseitigen Spiegels so, dass sie zwar klein gegenüber den Absorptions- und Streuverlusten der Spiegel ist, das Transmissionssignal durch den Resonator aber trotzdem nicht vollständig unterdrückt. Die Zieltransmissionskurven sind in Anhang C gezeigt. Das Transmissionsminimum liegt zwischen der D1-Linie und

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

der D2-Linie von Rubidium, um potentiell bei beiden Wellenlängen Experimente mit ähnlichen, guten Spiegeleigenschaften zu ermöglichen. Zusätzlich zu den Fasern wurden als Referenz in denselben Beschichtungsläufen makroskopische, superpolierte Spiegelsubstrate beschichtet, mit denen anschließend die Transmissivität der Beschichtungen charakterisiert wurde. Diese Messungen wurden mehrfach wiederholt und verfeinert, um systematische Fehler auszuschließen, und ergaben Transmissivitäten von (339 ± 4) ppm für die Ein- und Auskoppelspiegel und $(10,0 \pm 0,2)$ ppm für die hoch-reflektierenden, rückseitigen Spiegel, was leicht aber signifikant über den Zieltransmissionen liegt. Der Grund für die Abweichung ist unbekannt.

Damit IBS-Beschichtungen die niedrigst-möglichen Verluste erreichen, müssen sie nach dem Beschichten getempert werden. Für die beschichteten Fasern machten wir dieses Temperiern in einem Ofen in der Werkstatt des Instituts nach den Vorgaben, die *Laseroptik GmbH* für das Temperiern makroskopischer Spiegel verwendet. Das Temperiern fand unter Luft-Atmosphäre statt und bestand aus einer linearen Aufwärmphase über vier Stunden auf $300\text{ }^{\circ}\text{C}$, nach der die Temperatur für drei Stunden bei $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ gehalten wurde und anschließend über viele Stunden, bestimmt durch die Wärmespeicherkapazität des Ofens, langsam wieder auf Raumtemperatur abfiel.

Zusätzlich zu den Beschichtungsläufen mit Spiegelbeschichtungen wurde ein Beschichtungslauf mit Antireflexions-Beschichtungen gemacht, bei dem Faserenden beschichtet wurden, die später an die Resonatorfasern angespliced wurden. Dazu wurden gecleavte Faserenden verwendet. Die nominelle Reflektivität der Antireflexions-Beschichtung bei 780 nm beträgt $<0,1\%$. Die Reflektivitätskurve dieser Beschichtung ist ebenfalls in Anhang C zu finden. Diese Faserenden wurden später, nach dem Ausheizen der Vakuumkammer, an die unverspiegelten Enden der Resonatorfasern gespliced. Die Faser mit $200\text{ }\mu\text{m}$ Durchmesser bleib ohne Antireflexions-Beschichtung, da für diesen Faserdurchmesser in der Arbeitsgruppe kein Splicegerät verfügbar war und unerwünschte Etalon-Effekte, die bei nicht-entspiegelten Faserenden potentiell auftreten können, bei Multimode-Fasern weniger relevant sind.

2.2.1.2. Parameter der Faserresonatoren

Die Parameter der schließlich in das Experiment eingebauten Faserresonatoren sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst.

Die Krümmungsradien sind aus der Anpassung zweidimensionaler Gauß-Funktionen an Oberflächendaten der Faserenden abgeleitet. Letztere wurden mit einem Weißlicht-Interferometer (*Bruker, Contour-GT*) aufgenommen und sind in Abbildung 2.4 gezeigt. Da die Oberflächen nicht perfekt sphärisch bzw. gaußförmig sind, hängt das Ergebnis der Anpassung davon ab, wie groß der Bereich der Daten ist, an den die Zielfunktion angepasst wird (siehe Abbildung 2.5). Da die meiste Lichtleistung der Moden innerhalb des Modenradius konzentriert ist, sollten die Ergebnisse der Anpassung bei kleinen Datenbereichen für die Eigenschaften der Resonatormoden am relevantesten sein. Für die in Tabelle 2.2 genannten Parameter wurden die Ergebnisse der Anpassung bei einem Datenbereich mit $5\text{ }\mu\text{m}$ Kantenlänge gewählt, ähnlich der Größe der Modenradien auf den Spiegeln. Die Spiegel des kurzen Resonators sind so ausgerichtet, dass die Hauptachsen mit den größeren Krümmungsradien in vertikaler Richtung ausgerichtet sind (entspricht der z-Richtung in Abbildung 2.3, bzw. der Richtung der V-Polarisation).

Die Resonatorlängen wurden experimentell über den freien Spektralbereich der Re-

	Langer Resonator	Kurzer Resonator
Krümmungsradien, IO	340 μm	100 μm und 290 μm
Krümmungsradien, HR	170 μm	90 μm und 230 μm
Doppelbrech. Phase, geom., IO	0,030 mrad	0,82 mrad
Doppelbrech. Phase, geom., HR	0,025 mrad	0,89 mrad
Freier Spektralbereich	0,9255 THz	1,8739 THz
Resonatorlänge	162 μm	80 μm
Modenradius, HR	11,7 μm	5,2 μm und 5,4 μm
Modenradius, Resonatormitte	6,3 μm	3,5 μm und 4,8 μm
$g/(2\pi)$ in Resonatormitte	64 MHz	142 MHz
Modenradius, IO	3,5 μm	3,9 μm und 5,1 μm
Modenüberlapp	0,99	0,81
Linienbreite	63,4 MHz	119,2 MHz
$\kappa/(2\pi)$	31,7 MHz	59,6 MHz
Finesse	14600	15700
Gesamtverluste	430 ppm	400 ppm
Transmission, IO	340 ppm	340 ppm
Transmission, HR	10 ppm	10 ppm
Absorption und Streuung	80 ppm	50 ppm
Auskoppelverhältnis	0,79	0,85
Freq.aufspaltung der Pol.moden, aus Spektroskopie	0,18 Linienbreiten	4,5 Linienbreiten
Doppelbrech. Phase, aus Spektroskopie	0,08 mrad	1,8 mrad

Tab. 2.2: Parameter der Faserresonatoren. Die Tabelle fasst Parameter der zwei Faserresonatoren zusammen, die im Experiment verbaut wurden. *IO* bezeichnet den Ein- und Auskoppelspiegel, *HR* den rückseitigen Resonatorspiegel mit hoher Reflektivität. Erklärungen zu den angegebenen Parametern sowie Abschätzungen ihrer Genauigkeiten befinden sich im Haupttext.

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

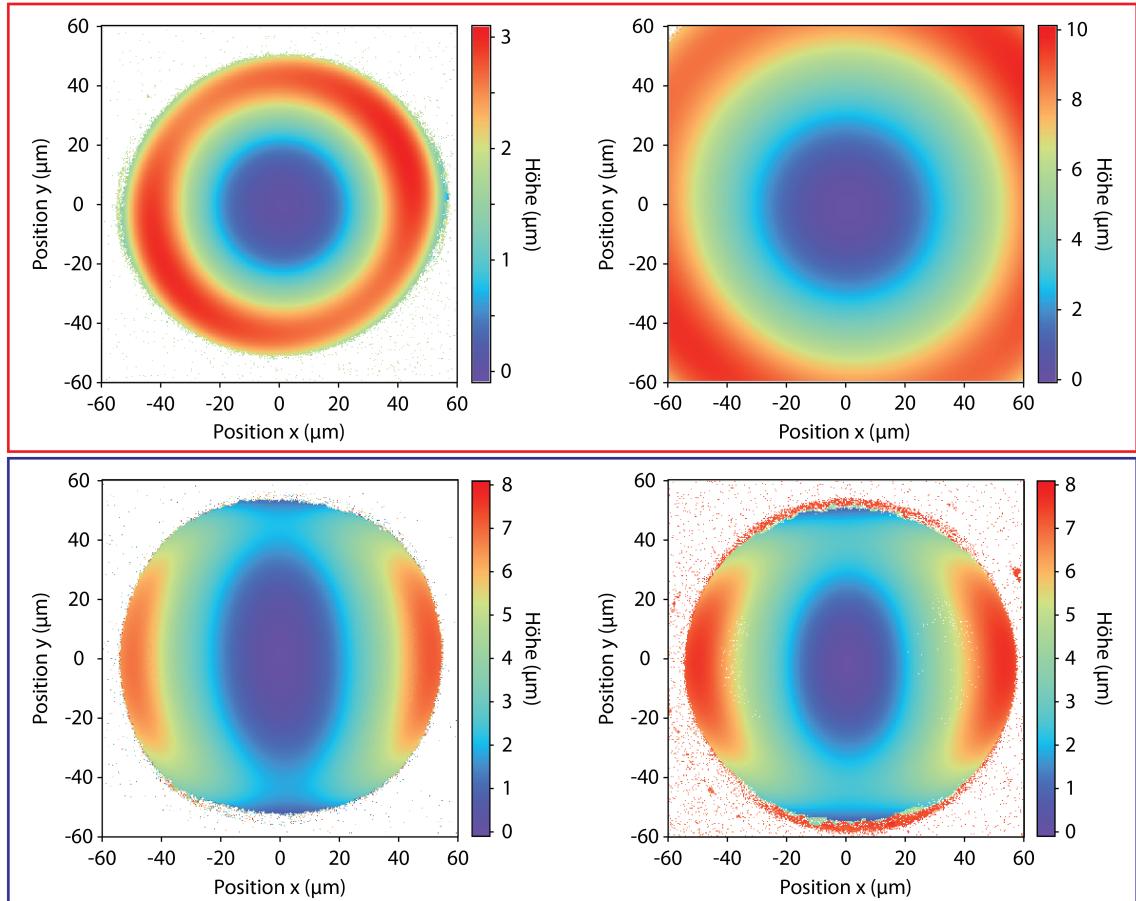


Fig. 2.4: Oberflächen der Resonatorspiegel. Die Abbildung zeigt die mit dem CO₂-Laser bearbeiteten Oberflächen der vier Glasfasern, die zum Bau der gekreuzten Resonatoren verwendet wurden. Die Oberflächen wurden mit einem Weißlicht-Interferometer vermessen und sind in Falschfarben dargestellt, wobei die Höhe der Oberfläche in der Farbe kodiert ist. Der obere Teil der Abbildung (roter Rahmen) zeigt die Faseroberflächen des langen Resonators, die Faseroberflächen des kurzen Resonators sind im unteren Teil der Abbildung (blauer Rahmen) dargestellt. Die Fasern des Ein- und Auskoppelspiegels sind jeweils auf der linken Seite der Abbildung zu sehen, die Fasern des rückseitigen Spiegel mit hoher Reflektivität auf der rechten Seite der Abbildung. Deutlich zu sehen sind die größere Fläche des rückseitigen Spiegels des langen Resonators auf Grund der verwendeten Faser mit größerem Durchmesser (oben rechts) und die stark elliptischen Spiegeloberflächen des kurzen Resonators zum Erzielen einer starken Frequenzauflösung der Polarisationsmoden (unten). Eine ähnliche Abbildung befindet sich in [26].

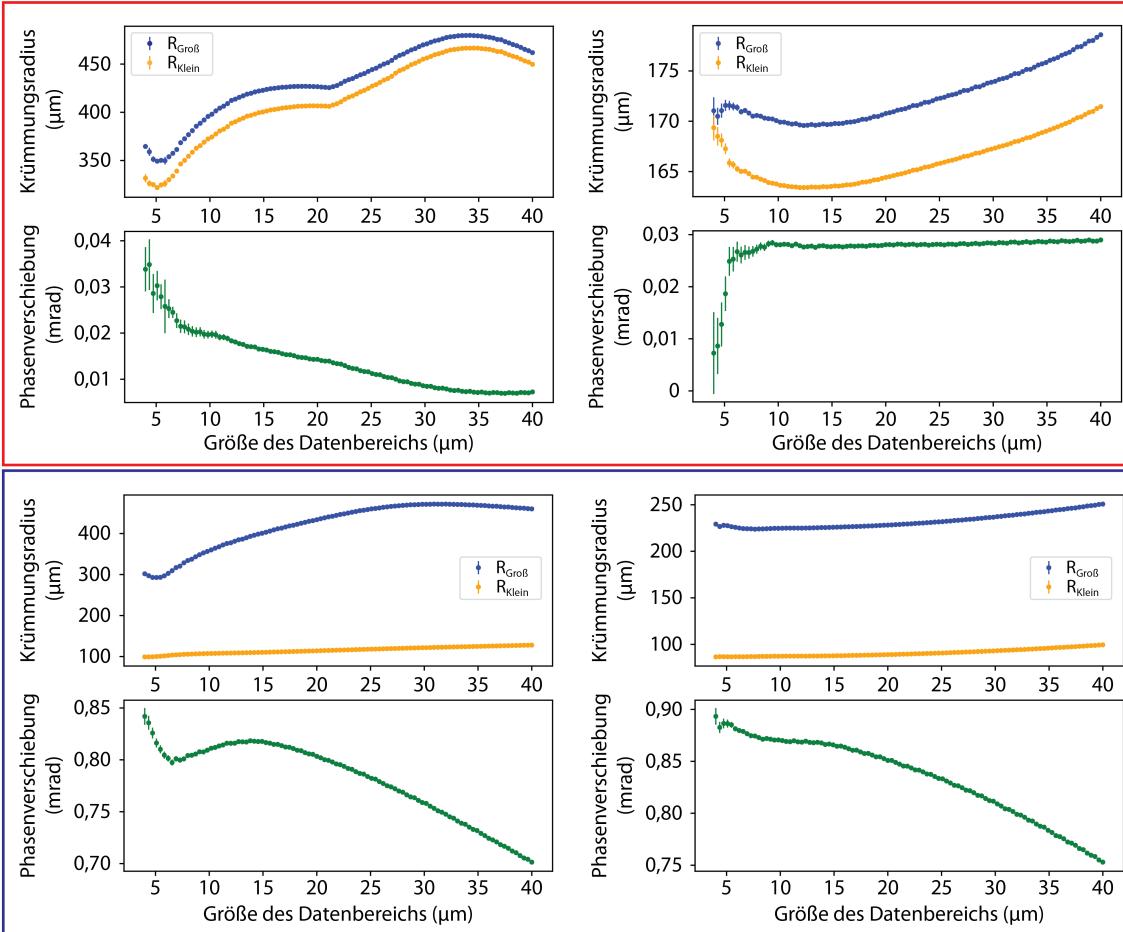


Fig. 2.5: Charakterisierung der Oberflächen der Resonatorspiegel. Charakterisierung der Oberflächen der Faserenden, die zum Bau der gekreuzten Resonatoren verwendet wurden. Gezeigt sind die Krümmungsradien der Spiegel und die daraus berechneten relativen Phasenverschiebungen linearer Polarisationseigenmoden [36] (siehe auch Abschnitt 2.1.2.2). Die Diagramme im oberen Teil der Abbildung (roter Rahmen) zeigen Daten des langen Resonators, entsprechende Daten des kurzen Resonators sind im unteren Teil der Abbildung (blauer Rahmen) gezeigt. Auf der linken Seite der Abbildung sind die Daten der Ein- und Auskoppelspiegel zu sehen, auf der rechten Seite der Abbildung die entsprechenden Daten der rückseitigen Spiegel mit hoher Reflektivität. Um die Krümmungsradien der bearbeiteten Faserenden zu bestimmen, wurden 2D-Gauß-Funktionen mit freier Orientierung der Hauptachsen an die gemessenen Oberflächendaten angepasst. Die sich für das Zentrum der Faser ergebenden Krümmungsradien entlang der zwei Hauptachsen sind als Funktion der Größe des für die Anpassung verwendeten Datenbereichs jeweils im oberen Teil der Teilabbildungen gezeigt. Da die Oberflächen der Fasern nicht perfekt sphärisch bzw. Gauß-förmig sind, ändern sich die so ermittelten Krümmungsradien mit der Größe des verwendeten Datenbereichs. Für weitere Berechnungen und zur Angabe konkreter Werte (Tabelle 2.2) wählten wir die Krümmungsradien bei einem Datenbereich mit 5 μm Kantenlänge, was in etwa der Größe der Moden auf den Resonatorspiegeln entspricht.

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

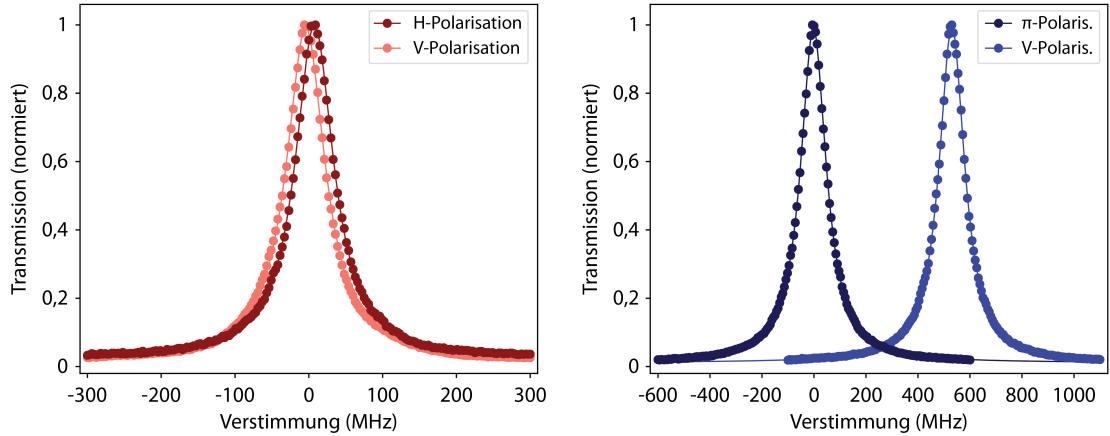


Fig. 2.6: Transmissionsspektren der Faserresonatoren. Transmissionsspektren der leeren Faserresonatoren, auf der linken Seite für den langen Resonator, auf der rechten Seite für den kurzen Resonator. Die Transmission wurde mit linearer Eingangspolarisation vermessen, die auf die Polarisationseigenmoden der Resonatoren ausgerichtet war. Während die Polarisationseigenmoden des langen Resonators fast entartet sind, unterscheiden sich die Frequenzen der Polarisationseigenmoden des kurzen Resonators auf Grund der stark elliptischen Spiegelflächen (siehe Abbildung 2.4) um mehr als vier Linienbreiten. Eine ähnliche Abbildung befindet sich in [26].

sonatoren bestimmt. Dazu wurden zwei Laser (*Toptica, DL pro*) bei unterschiedlichen Wellenlängen gleichzeitig in Resonanz mit dem zuvermessenden Resonator gebracht und mit einem Wavemeter (*HighFinesse, WS/U-30U*) ihre Wellenlänge, bzw. davon abgeleitet ihre Frequenz, bestimmt. Mögliche experimentelle Ungenauigkeiten dieser Messmethode entstehen durch die relative Messgenauigkeit des Wavemeters ($\Delta\nu_{\text{Wavem., rel.}}$) und die Genauigkeit, mit der bestimmt werden kann, ob die zwei Laser gleichzeitig in Resonanz mit dem Resonator sind, wofür die Größenordnung durch die Liniendurchmesser des Resonators $\Delta\nu_{\text{LW}}$ gesetzt wird. Der erste Beitrag führt zu einer relativen Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Resonatorlänge von der Größenordnung $\Delta\nu_{\text{Wavem., rel.}}/\nu_{\text{FSR}} \approx 30 \text{ MHz}/1 \text{ THz} = 3 \cdot 10^{-5}$. Die relative Ungenauigkeit durch den zweiten Beitrag ist von der Größenordnung $\Delta\nu_{\text{LW}}/\nu_{\text{FSR}} = \mathcal{F}^{-1} \approx 7 \cdot 10^{-5}$. Die Länge der Resonatoren kann so mit hoher Genauigkeit auf $(161,96 \pm 0,02) \mu\text{m}$ für den langen Resonator und $(79,993 \pm 0,008) \mu\text{m}$ für den kurzen Resonator bestimmt werden. Die Bedeutung einer solchen Angabe ist jedoch fraglich, da die angegebene Ungenauigkeit kleiner ist als die effektive Eindringtiefe in die dielektrischen Spiegel. Konkret für unser Experiment ist weiterhin zu beachten, dass die Resonatorlängen nicht immer gleich sind, sondern sich um $1,2, \dots, \lambda/2$ ausdehnen können, wenn das Experiment lange bei hohen thermischen Lasten, z.B. durch den Rb-Dispenser (siehe Abschnitt 2.2.2.2), läuft. Bei den Messungen, die in Kapitel 3 gezeigt werden, hatten die Resonatoren allerdings immer die gleichen, oben genannten Längen.

Die Werte für die in Tabelle 2.2 genannten Modentailen und die Einzelphoton-Einzelatom-Kopplungskonstante g im Zentrum der Resonatoren wurden aus den Werten für die Krümmungsradien und die Resonatorlängen berechnet. Für die Atom-Photon-Kopplungskonstante des kurzen Resonators ist dabei anzumerken, dass der in der Tabelle

genannte Wert in einer Messung nicht erreicht werden kann, da der kurze Resonator nur lineare Polarisationen unterstützt. Die maximal beobachtbare Kopplungsstärke ist daher um den Faktor $\sqrt{3/5}$ kleiner. Die angegebenen Modenüberlapps sind ebenfalls berechnet und nehmen für die Singlemode-Fasern einen für die verwendeten Fasern experimentell bestimmten Modenfeldradius von $3,3 \mu\text{m}$ an, der sich leicht außerhalb der Spezifikationen der verwendeten Faser befindet (Modenfelddurchmesser $(6 \pm 0,5) \mu\text{m}$).

Die Linienbreiten wurden bestimmt, indem bei gelockten Resonatoren die Transmission als Funktion der Frequenz eines Lasers gemessen wurde. Die entsprechende Spektren mitsamt angepassten Lorentz-Transmissionskurven sind in Abbildung 2.6 gezeigt. Aus den angepassten Kurven ergeben sich Linienbreiten von $(63,0 \pm 0,2) \text{ MHz}$ für die H-polarisierte Mode des langen Resonators, $(63,7 \pm 0,3) \text{ MHz}$ für die V-polarisierte Mode des langen Resonators, $(119,5 \pm 0,2) \text{ MHz}$ für die π -polarisierte Mode des kurzen Resonators und $(118,8 \pm 0,3) \text{ MHz}$ für die V-Polarisationsmode des kurzen Resonators. Die angegebenen Unsicherheiten sind einzig die statistischen Unsicherheiten aus der Anpassung der Kurven. Weitere mögliche Unsicherheiten, wie z.B. Fluktuationen in der Stabilisierung der Resonatorfrequenz, die zu einer leichten, scheinbaren Verbreiterung der Linienbreite führen könnten, wurden nicht berücksichtigt.

Aus den gleichen Messungen stammen auch die Werte für die experimentell ermittelten Frequenzaufspaltungen der Polarisationseigenmoden in Tabelle 2.2. Dazu wurde die Transmission der Resonatoren bei unveränderter Resonatorstabilisierung mit unterschiedlichen Polarisationen des zur Transmissions-Messung verwendeten Lasers vermessen, die genau den Eigenpolarisationen der Resonatoren entsprachen. Zur Bestimmung dieser Eigenpolarisationen sei auf Abschnitt 2.2.4.2.5 verwiesen. Die so ermittelten Werte für die Aufspaltung der Polarisationseigenmoden des kurzen Resonators stimmen sehr gut mit den Werten überein, die man aufgrund der Geometrie der Spiegel erwarten würde.

Aus den Werten für die Linienbreiten und den freien Spektralbereichen ergeben sich die Finesse und die Gesamtverluste der Resonatoren. Die Transmissionen der Spiegelbeschichtungen wurden bereits in Abschnitt 2.2.1.1.3 beschrieben. Aus diesen Werten ergibt sich das Auskoppelverhältnis $T_{\text{IO}}/\mathcal{L}_{\text{R}}$, d.h. der Anteil der Photonen, die den Resonator durch den Ein- und Auskoppelspiegel verlassen.

2.2.1.3. Integration der Faserresonatoren in die Vakuumkammer

2.2.1.3.1. Faserhalter Um die Fasern insbesondere während der Aufbau- und Charakterisierungsphase leichter aus- und umbauen zu können, entschieden wir uns dafür, die Fasern nicht zu kleben, wie dies mit Fasern in anderen Faserresonatorexperimenten gemacht wurde [15, 57, 63], sondern zu klemmen. Dies hat zwei weitere Vorteile: Zum einen erhöht dies die Kontrolle über die Kraft, die auf die Fasern ausgeübt wird und die, sofern sie nah am Faserende ist, zu Doppelbrechung des Resonators führen kann. Zum anderen reduziert es den Einsatz von Kleber im Vakuum, der eine potentielle Ausgasquelle ist.

In Abbildung 2.8 ist gezeigt, wie diese Klemmung realisiert wurde. In *MACOR*, einer gut bearbeitbaren Glaskeramik, wurde eine V-Grube gefräst, deren Tiefe dem Durchmesser der Fasern angepasst wurde, die also im Bereich der Faserspitze ohne Kupferbeschichtung etwas flacher und im Bereich der Faser mit Kupferbeschichtung etwas tiefer war. Zum Fixieren der Fasern diente ein Deckel, ebenfalls aus *MACOR*, der mit Hilfe winziger Schrauben (M1) und Federn die Faser mit justierbarer Kraft in der V-Grube festklemmte.

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

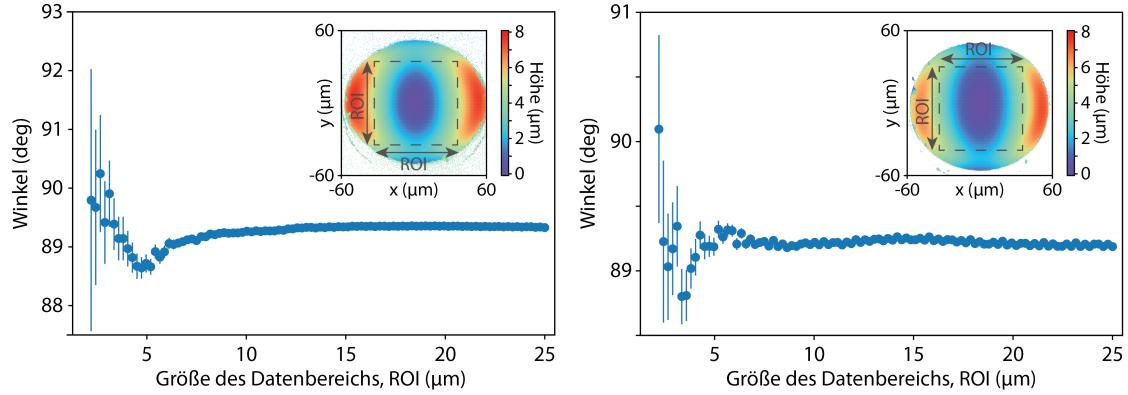


Fig. 2.7: Winkelausrichtung der Spiegel des kurzen Resonators. Beim Aufbau der Apparatur wurden die elliptischen Spiegel des kurzen Resonators so ausgerichtet, dass die Hauptachsen mit dem großen Krümmungsradius senkrecht auf der Ebene der gekreuzten Resonatoren stehen. Dazu wurden die Fasern in ihre finalen Halter eingespannt und die Spiegelflächen mit dem Weißlicht-Interferometer vermessen. Zur Bestimmung der Ausrichtung der elliptischen Spiegel wurden 2D-Gauß-Funktionen mit freier Ausrichtung der Hauptachsen an die Oberflächendaten angepasst. Die aus der Anpassung ermittelte Ausrichtung der Hauptachsen ist als Funktion der Größe des Datenbereichs, an den die 2D-Gauß-Funktion angepasst wurde, in der Abbildung dargestellt, auf der linken Seite für den rückseitigen Spiegel mit hoher Reflektivität, auf der rechten Seite für den Ein- und Auskoppelspiegel. Ein Winkel von 90° bedeutet eine perfekte Ausrichtung des Resonatorspiegels (bis auf einen möglichen kleinen Fehler in der Ausrichtung des Faserhalters relativ zu den Achsen des Weißlicht-Interferometers während der Messung). Die kleinen Teilabbildungen zeigen die gemessenen Oberflächen der Faserspiegel und illustrieren die Bedeutung der Abszissen-Variable, d.h. der Größe des für die Auswertung genutzten Datenbereichs.

Wie beim gesamten Aufbau des Experiments wurde dabei darauf geachtet, möglichst nicht-magnetische Materialien zu verwenden. Daher sind die verwendeten Schrauben aus Titan und die Federn aus *Inconel*.

In diese V-Gruben wurden die Fasern so eingelegt, dass sie vorn 0,5 mm aus der V-Grube überstanden. Die erwarteten Resonanzfrequenzen der fundamentalen Schwingungsmoden der überstehenden Fasern liegen mit 800 kHz (bzw. 1,3 MHz für die Faser mit 200 μm Durchmesser) sehr hoch und oberhalb der erwarteten Fallenfrequenzen der Atome.

Für den kurzen Resonator musste zusätzlich auch der Rotationsfreiheitsgrad ausgerichtet werden, was mit Hilfe des Weißlicht-Interferometers bis auf eine Winkelabweichung von $\approx 1^\circ$ geschah (siehe Abbildung 2.7). Anschließend ist große Vorsicht notwendig, um diese Ausrichtung nicht wieder zu verlieren, da kleinste Drehmomente auf die Faser, z.B. durch das Eigengewicht einer Faserschleife, ausreichen, um die Fasern in ihrem Halter zu drehen.

Scherpiezos (*PI Ceramics, PIC 255*), die zur schnellen Feedback-Stabilisierung der Resonatoren genutzt werden, sind direkt unter die V-Gruben-Halter geklebt. Auf der Gegenseite sind sie auf eine Haltestruktur geklebt, die ebenfalls aus *MACOR* besteht und zur weiteren Halterung weiter verschraubt werden kann (siehe Abbildung 2.8). Zum Ver-

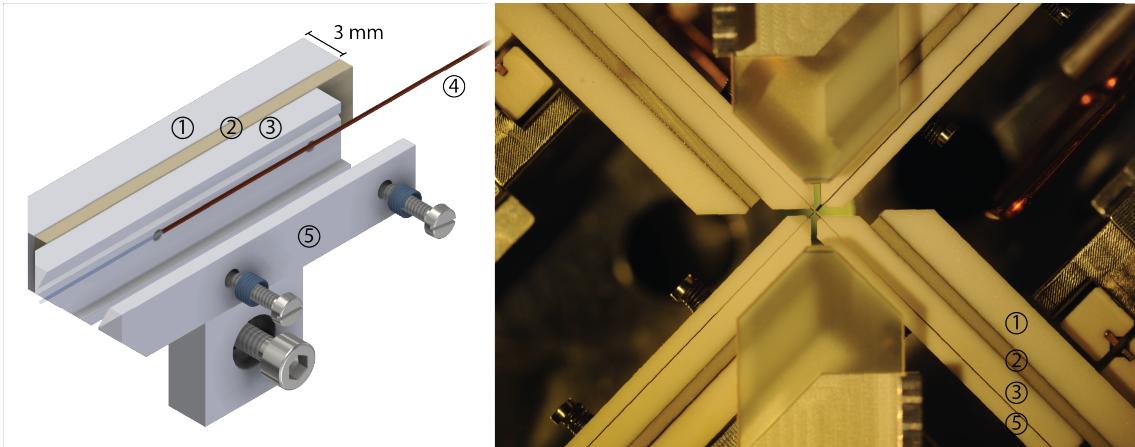


Fig. 2.8: Faserhalter für die gekreuzten Resonatoren. Die optischen Fasern der Resonatoren sind in V-Gruben geklemmt, die auf einen Scherpiezo geklebt sind, der für die aktive Stabilisierung der Resonatorlänge verwendet wird. Die dazu verwendete Baugruppe mitsamt des Halters, mit dem die Faser anschließend am Piezo-Positionierer (siehe Abschnitt 2.2.1.3.2) befestigt wird, ist gerendert auf der linken Seite der Abbildung gezeigt. Auf der rechten Seite der Abbildung sieht man ein Photo der gekreuzten Faserresonatoren und der vier Faserhalter, bei einem Blick von oben in die Vakuumkammer (d.h. entlang der z-Richtung in Abbildung 2.3). Die folgenden Komponenten sind auf beiden Seiten der Abbildung gekennzeichnet: ① Grundelement des Faserhalters zum Anschrauben an nachfolgende Bauteile; ② Scherpiezo zur aktiven Stabilisierung der Resonatorlänge; ③ V-Gruben-Halter; ④ Resonatorfaser; ⑤ Deckel zum Klemmen der Faser im V-Gruben-Halter.

kleben wurde ein Epoxy-Kleber mit geringer Ausgasrate verwendet (*EPO-TEK 353ND*), der außerdem vor dem Auftragen auf die Klebeflächen in einem Exsikkator evakuiert wurde, um Lufteinschlüsse aus dem Kleber zu entfernen. Die Scherpiezos wurden am hinteren Ende elektrisch kontaktiert, indem unter der Verwendung von Vakuum-kompatiblem Lot dünne, Kapton-beschichtete Drähte direkt auf die Elektroden der Piezos gelötet wurden. Dadurch, dass sich auf beiden Seiten der Scherpiezos Bauteile aus *MACOR* befinden, sind beide Elektroden der Piezos vom restlichen Aufbau isoliert. Bei einem Scherpiezo, dem der Multimode-Faser des langen Resonators, wurden die kontaktierenden Drähte während des Zusammenbaus beschädigt und haben elektrischen Kontakt zur Vakuumkammer, sodass dieser Scherpiezo nicht verwendet werden kann. Durch die Redundanz durch den Scherpiezo der gegenüberliegenden Faser ist die Feedback-Stabilisierung des Resonators dennoch ohne erkennbare Nachteile möglich (siehe Abschnitt 2.2.1.4 und Anhang B).

2.2.1.3.2. Piezo-Positionierer Verschiedene translatorische Freiheitsgrade der Fasern müssen in einem Experiment mit gekreuzten Faserresonatoren mit unterschiedlicher Präzision justiert werden.

Am genauesten muss die Resonatorlänge abgestimmt sein, weshalb sie im Experiment unter Verwendung der im vorigen Abschnitt besprochenen Scherpiezos aktiv stabilisiert wird (siehe Abschnitt 2.2.1.4).

Etwas weniger genau, nämlich bis auf einen Bruchteil der Taillen der Resonatormoden,

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

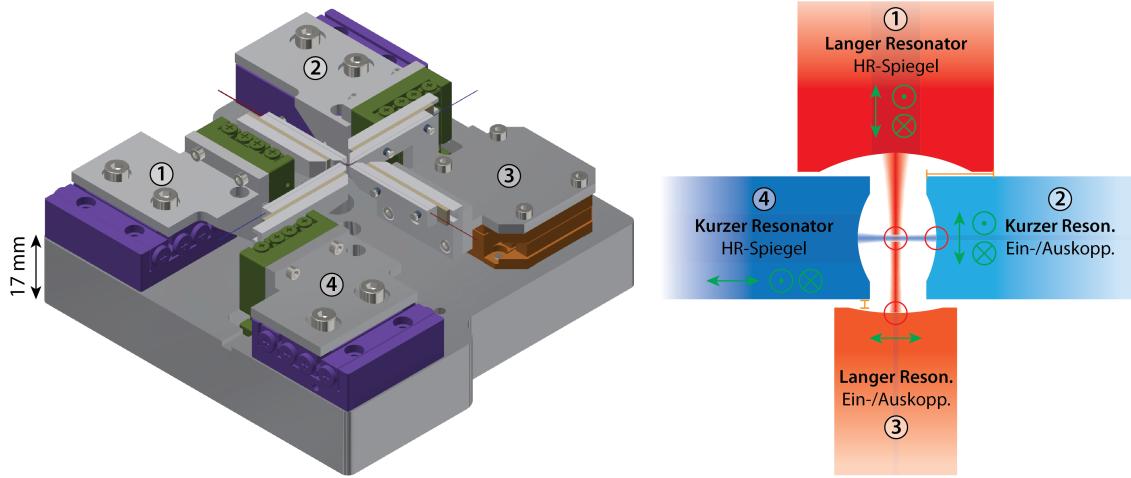


Fig. 2.9: Piezo-elektrische Positionierer. Um die Fasern der gekreuzten Resonatoren im Vakuum bewegen zu können, wurden sieben piezo-elektrische Positionierer innerhalb der Vakuumkammer in der Apparatur verbaut. Diese Positionierer sind farbig in der gerenderten CAD-Zeichnung im linken Teil der Abbildung gezeigt. Während kleine Positionierer (grün: *SmarAct, SLC-1720-W-D-UHV-NM-TI*) verwendet wurden, um die Höhe der Fasern einzustellen, wurden an der Basis etwas größere Positionierer verwendet, um die Fasern in horizontaler Richtung zu bewegen (violett: *SmarAct, SLC-2430-W-D-UHV-NM-TI*; orange: *Attocube, ANPx311/HL/UHV*). Die Nummerierung der Positionierer-Gruppen auf der linken Seite der Abbildung entspricht der Nummerierung der Fasern in der Schema-Zeichnung im rechten Teil der Abbildung, in der mit grünen Pfeilen (und entsprechenden Symbolen für die Bewegung senkrecht zur Bildebene) gezeigt ist, entlang welcher Richtungen die Fasern im Vakuum mit Hilfe der Piezo-Positionierer bewegt werden können. Rote Kreise kennzeichnen die kritischen Justagepunkte (Modenüberlapp an den Ein- und Auskoppelspiegeln und Kreuzen der Resonatormoden), die (zusätzlich zur Länge der Resonatoren) mit Hilfe der Piezo-Positionierer im Vakuum auf sub- μm -Genauigkeit justiert werden können. Abstände, die beim Aufbau justiert wurden und im Vakuum nicht mehr nachjustiert werden können, sind durch orange Linien mit flachen Enden markiert.

muss eine Reihe anderer Freiheitsgrade abgestimmt werden. Um dies gewährleisten zu können, insbesondere in auch in Anbetracht des zur Vakuum-Erzeugung notwendigen Ausbackens der Vakuumkammer, wurden die Resonatorfasern auf Piezo-Positionierern installiert, mit denen die Fasern im Vakuum über makroskopisch-große Strecken verfahren werden können. Die so im Vakuum justierbaren Freiheitsgrade sind:

- Je Resonator zwei Freiheitsgrade zum lateralen Verschieben der Faserenden, um zu gewährleisten, dass der Modenüberlapp zwischen den Resonatormoden und den Moden in den Singlemode-Fasern auf der Seite der Ein- und Auskoppelspiegel so gut wie möglich ist.
- Ein weiterer Freiheitsgrad, um die relative Höhe der Resonatoren zueinander abstimmen zu können und so zu gewährleisten, dass sich die Moden der zwei Resonatoren kreuzen.

- Zwei zusätzliche Freiheitsgrade, mit denen die Längen der Resonatoren grob justiert werden können.

Die letztgenannten Freiheitsgrade benötigen eine etwas geringere Präzision, eröffnen aber obendrein die Möglichkeit für neue Experimente, z.B. mit einem einzelnen, nicht-doppelbrechenden kurzen Resonator (die Resonatoren müssten dazu relativ zueinander in der Höhe versetzt werden).

Die verwendeten Positionierer basieren alle auf einem Schlitten, der nach dem Slip-Stick-Prinzip von einem Piezo angetrieben wird. Alle Positionierer sind open-loop (d.h. ohne integrierte Positionssensorik), UHV-tauglich und nicht-magnetisch. Um die Positionierer hinsichtlich ihrer mechanischen Stabilität und ihres Ausgasverhaltens zu testen, wurden zunächst drei verschiedene Positionierer von zwei verschiedenen Herstellern gekauft und getestet. Da die Ergebnisse der Tests für alle Positionierer ähnlich und ausreichend schienen, wurden schließlich von der günstigeren Variante weitere Positionierer nachgekauft. Insgesamt wurden vier etwas größere, stärkere Positionierer verbaut (3 x *SmarAct, SLC-2430-W-D-UHV-NM-TI* und 1 x *Attocube, ANPx311/HL/UHV*), die die Fasern in horizontaler Richtung verfahren können und von denen drei zusätzlich einen weiteren, kleineren und möglichst leichten Positionierer tragen (3 x *SmarAct, SLC-1720-W-D-UHV-NM-TI*), mit denen die Fasern in vertikaler Richtung bewegt werden.

Die genaue Anordnung der Positionierer und die zugehörigen Freiheitsgrade sind in Abbildung 2.9 gezeigt. Die Positionierer-Stapel sind auf einer gemeinsamen Grundplatte angebracht, die gleichzeitig die oberste Ebene des Vibrationsisolierungsaufbaus (Abschnitt 2.2.1.3.3) darstellt. Während des Experiment-Alltags sind die Positionierer typischerweise von ihren Piezotreibern abgesteckt. Bei der Verwendung der Positionierer wird zu größtmöglicher Vorsicht geraten, weshalb einige weitere Kommentare und Empfehlungen in Anhang D zu finden sind.

Neben den Freiheitsgraden, die mit Hilfe der Positionierer im Vakuum auf sub- μm -Genauigkeit justiert werden können, gibt es weitere Freiheitsgrade, die auf wenige μm genau justiert sein müssen. Dies sind die Freiheitsgrade, die die seitliche Ausrichtung der zwei Resonatoren zueinander bestimmen (siehe Abbildung 2.9). Sie wurden beim Zusammenbau der Resonatoren außerhalb des Vakuums justiert. Um nicht-reversible Änderungen des Ausrichtung beim späteren Ausbacken der Apparatur vorweg zu nehmen, wurde der Faseraufbau im Rahmen der Justage bereits für einige Zeit auf die angestrebte Ausbacktemperatur aufgeheizt. Die Faserausrichtung wurde so gemacht, dass sich die Fasern nach dem anschließenden Abkühlvorgang, der die Faserausrichtung tatsächlich leicht änderte, an den gewünschten Positionen befanden. Erneutes Aufheizen auf die gleiche Temperatur führte dann im Anschluss zu keinen weiteren irreversiblen Änderungen der Faserposition.

2.2.1.3.3. Vibrationsisolierung Die exakt abgestimmte und konstant gehaltene Länge der Resonatoren ist für viele Experimente der Resonator-QED essentiell, weshalb die Längen aktiv stabilisiert werden (siehe Abschnitt 2.2.1.4). Neben thermischen Drifts müssen dabei auch mechanische Oszillationen kompensiert werden, was umso schwieriger wird, je stärker diese Oszillationen sind. Um die Oszillationen bei ausgeschalteter Feedback-Stabilisierung der Resonatoren möglichst klein zu halten, gibt es, zusätzlich zu der Möglichkeit, das Labor möglichst ruhig zu halten, im Rahmen des Experimentaufbaus

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

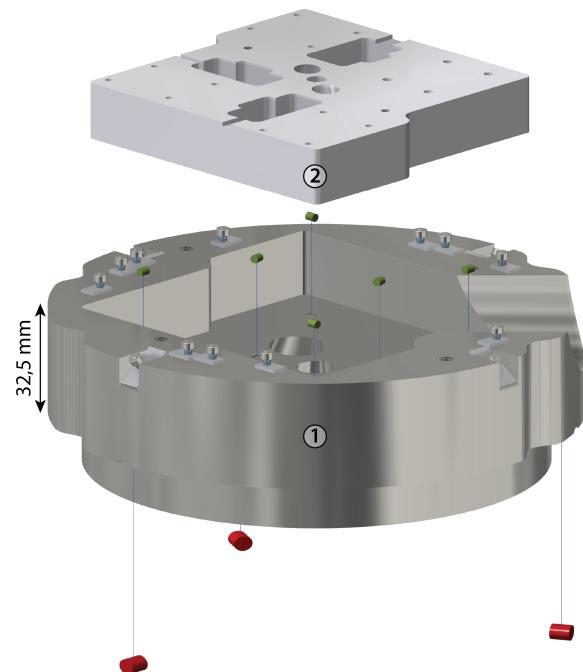


Fig. 2.10: Vibrationsisolierung. Das System zur passiven Vibrationsisolierung umfasst zwei Lagen. Die untere Lage besteht aus einem massiven Block (①, Edelstahl), der an drei Auflagepunkten über kleine Zylinder aus *Kalrez* (rot) auf einer Stufe in der Wand der Vakuumkammer aufliegt. Die obere Lage der Vibrationsisolierung wird durch die Platte gebildet, auf der die piezo-elektrischen Positionierer befestigt sind (②, Aluminium, siehe Abbildung 2.9), und die über sechs kleine *Viton*-Zylinder (grün) auf dem unteren Block der Vibrationsisolierung aufsitzt und so weitgehend von diesem und der Kammer entkoppelt ist. Die blauen Linien in der Abbildung zeigen, wie die einzelnen Komponenten für die Explosionszeichnung verschoben wurden.

zwei Möglichkeiten. Zum einen sollte der Halter der Resonatorfasern so designt sein, dass er möglichst wenig anfällig auf Vibrationen ist. Dies wurde versucht, so gut wie möglich umzusetzen, indem der Resonatoraufbau möglichst kompakt, leicht und stabil gehalten wurde, um so für möglichst hohe Resonanzfrequenzen möglicher Oszillationsmoden zu sorgen. Durch die Verwendung der Piezo-Positionierer (Abschnitt 2.2.1.3.2) waren die Möglichkeiten, den Halter kompakt zu halten, dabei allerdings recht begrenzt. Zum Vergleich kann an die in der Gruppe bewährte Art und Weise zum Bau von makroskopischen Spiegelresonatoren erinnert werden, bei der die Resonatorspiegel auf die zwei Seiten eines Piezoröhrchens geklemmt werden, was die für den Resonator relevanten Schwingungsmoden auf das ca. 1 cm lange Piezoröhrchen begrenzt. Da der Aufbau unserer Faserresonatoren deutlich weniger robust erschien, wurden im Vorfeld Tests zur Stabilität der Aufbauten gemacht und außerdem ein System zur Vibrationsisolierung eingesetzt, um den Resonatoraufbau teilweise von äußeren Störeinflüssen zu entkoppeln.

Das eingesetzte Vibrationsisolierungs-System ist in Abbildung 2.10 gezeigt. Die untere Lage der Vibrationsisolierung besteht aus einem schweren Block (Edelstahl, 1.4429 ESU (316LN), 4,8 kg), der über drei liegende zylindrische Stücke aus *Kalrez* (*Kalrez 8900 UP*,

Länge 6 mm, Durchmesser 5 mm) auf einer Stufe in der Wand der Vakuumkammer aufliegt. Die geschätzte Resonanzfrequenz dieses Masse-Feder-Systems liegt im Bereich von 20 Hz, wo *Kalrez* gute Dämpfungseigenschaften besitzt [64]. Die Wirksamkeit der Vibrationsisolierung beruht auf der Hoffnung und Annahme, dass alle mechanischen Oszillationsmoden des über dem Block liegenden Aufbaus höhere Resonanzfrequenzen haben, sodass die durch die erste Vibrationsisolierungsschicht transmittierten Frequenzen problemlos aktiv kompensiert werden können während die Übertragung von Vibrationen höherer Frequenzen von der Kammer auf den Block durch die Vibrationsisolierung mit steigender Frequenz zunehmend effektiv unterdrückt wird. Mit Hilfe der Schwingungsmoden-Analyse des CAD-Programms (*Autodesk Inventor*), das zum Konstruieren des Aufbaus verwendet wurde, konnten die Resonanzfrequenzen des Aufbaus soweit abgeschätzt werden, wie sie nicht die innere Stabilität der Piezo-Positionierer betrafen. Abgesehen von den hinten aus den Faserhaltern herausstehenden Faserenden begannen die so ermittelten mechanischen Resonanzen im Bereich einiger kHz.

Die zweite Lage der Vibrationsisolierung bildet die gemeinsame Bodenplatte, auf die die Piezo-Positionierer geschraubt sind (Aluminium, EN AW-5083, 0,36 kg). Sie ist durch sechs kleine *Viton*-Zylinder (Länge 3 mm, Durchmesser 2,5 mm) vom Hauptblock der Vibrationsisolierung getrennt. Um die tiefrequentesten Oszillationsmoden der Bodenplatte zu dämpfen, wurden die *Viton*-Stücke so angeordnet, dass sie nicht alle gleichzeitig auf Knotenlinien der Oszillationsmoden liegen und gleichzeitig aber auch kein Netto-Drehmoment auf die Bodenplatte entsteht. Da sich die Frequenzen dieser Oszillationsmoden bei einigen kHz befinden, wurde an dieser Stelle *Viton* verwendet, das im Bereich einiger kHz die besseren Dämpfungseigenschaften als *Kalrez* hat [64].

Um zu verhindern, dass mechanische Anregungen über die elektrischen Kabel und die Glasfasern direkt von der Wand der Vakuumkammer auf die oberste Ebene der Vibrationsisolierung übertragen werden, wurden alle Kabel und die Fasern mit Federn auf dem schweren Hauptblock der Vibrationsisolierung festgeklemmt.

2.2.1.3.4. Faserdurchführungen Um die Fasern auf UHV-kompatible Weise durch die Wand der Vakuumkammer zu bekommen, wurden sie in Durchgangsbohrungen verklebt. Konkret wurden kleine Flansche verwendet (CF10), in die kleine Löcher gebohrt wurden, mit Durchmessern minimal größer als der Durchmesser der Kupferbeschichtung der jeweiligen Fasern (0,2 mm für die Fasern mit 165 µm Durchmesser der Kupferbeschichtung und 0,3 mm für die Faser mit 260 µm Durchmesser der Kupferbeschichtung). Auf der äußeren Seite des Flansches ist der Bohrungsdurchmesser etwas größer, sodass eine Tasche entsteht, die beim Verkleben der Faser mit Epoxy-Kleber (*EPO-TEK 353ND*) gefüllt wurde. Da die Taschen in der finalen Ausrichtung der Vakuumkammer schräg nach unten zeigen, muss die Kammer zum Verkleben der Fasern auf den Kopf gestellt werden, wofür alle Komponenten in der Kammer entsprechend fixiert werden müssen. Entsprechende Bohrungen zum Verschrauben und Sichern der verschiedenen Komponenten sind auf den jeweiligen Komponenten vorhanden. Zum Aushärten des Klebers wird der Flansch lokal mit einer dazu gebauten Vorrichtung auf die benötigten Temperaturen aufgeheizt. Falls jemals nötig, könnte die Verklebung gelöst werden, indem der Flansch auf Temperaturen geheizt wird, bei denen sich der Kleber zersetzt.

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

2.2.1.4. Stabilisierung der Faserresonatoren

Die effiziente Wechselwirkung einzelner Atome mit einzelnen Photonen in einem optischen Resonator erfordert typischerweise, dass sich der Resonator auf Resonanz mit einem Übergang zwischen atomaren Energieniveaus befindet. Die Genauigkeit, mit der die Resonanzbedingung dabei erfüllt sein muss, ist im vorliegenden Experimentaufbau, bei dem die atomare Zerfallsrate γ sehr viel kleiner ist als die Zerfallsrate des Resonators κ , durch die Bedingung bestimmt, dass die Frequenzabweichung $\Delta\nu_{\text{Res., Target}}$ des Resonators von seiner Zielfrequenz deutlich kleiner sein sollte als die Linienbreite des Resonators, $\Delta\nu_{\text{Res., Target}} \ll \kappa/\pi$. Dieser Bedingung an die Frequenzstabilität des Resonators entspricht eine äquivalente Bedingung an die Längenstabilität des Resonators, $\Delta L_R \ll \lambda/(2\mathcal{F})$, für die sich unter Verwendung der vorliegenden Werte für Finesse \mathcal{F} und Wellenlänge λ eine maximal zulässige Längenabweichung von $\Delta L_R \ll 25 \text{ pm}$ ergibt. Diese Anforderung erfordert eine aktive Stabilisierung der Länge der Resonatoren.

2.2.1.4.1. Funktionsweise Die absolute Frequenzreferenz für die Laser in unserem Labor wird durch einen optischen Frequenzkamm [65] bereit gestellt, der auf die Frequenz eines Wasserstoff-Masers stabilisiert ist.

Das wohl offensichtlichste Vorgehen, um die Resonanzfrequenz eines der Resonatoren zu stabilisieren, wäre, zunächst einen Referenzlaser auf den Frequenzkamm zu stabilisieren (siehe Abschnitt 2.2.4.1.1) und anschließend die Resonatoren auf diesen Referenzlaser zu stabilisieren. Da das Licht des Referenzlasers für die Resonatorstabilisierung gleichzeitig als Intraresonator-Dipolfalle zum Fangen der Atome verwendet wurde, wählten wir für den Aufbau ein modifiziertes Stabilisierungsschema. Durch die Abhängigkeit der in den Resonator eingekoppelten optischen Leistung von der Frequenzverstimmung zwischen Laser und Resonatorresonanz, führen relative Fluktuationen zwischen der Frequenz des Lasers und der Resonatorfrequenz zu fluktuierender optischer Leistung im Resonator und damit zu einer fluktuierenden Tiefe der Intraresonator-Dipolfalle. Dadurch würden sich die Atome in der Falle potentiell aufheizen, was zu kürzeren mittleren Fangzeiten der Atome und verstärkter Dekohärenz zwischen den Hyperfeingrundzuständen der gefangenen Atome führen würde. Um dies zu vermeiden, wurde ein Stabilisierungsverfahren gewählt, bei dem der Laser für die Intraresonator-Dipolfalle zunächst mit hoher Regelbandbreite auf den Resonator stabilisiert wird und diesem so mit hoher Genauigkeit folgt, während sich Laser und Resonator synchron noch um die oben beschriebene Schwankungsbreite $\Delta\nu_{\text{Res., Target}}$ von ihrer Zielfrequenz entfernen können, ohne dass dies zu Fluktuationen der optischen Leistung im Resonator führt.

Ein vereinfachtes Schema des Stabilisierungsverfahrens ist in Abbildung 2.11 dargestellt.

Im oberen, grün hinterlegten Teil der Abbildung ist zu sehen, wie einer der Intraresonatordipolfallen-Laser auf einen der Faserresonatoren stabilisiert wird. Das Fehlerignal wird mittels Pound-Drever-Hall-Verfahren [66, 67] generiert. Zur Regelung der Laserfrequenz wird über einen PID-Regler Feedback auf den Strom des Diodenlasers gegeben. Da dieser Regelkreis keine mechanischen Stellgrößen enthält, kann mit sehr hoher Bandbreite geregelt werden, wodurch die Laserfrequenz der Resonatorresonanz akkurat folgt.

Im unteren, rot hinterlegten Teil von Abbildung 2.11 ist gezeigt, wie das System aus Fallenslaser und Resonator auf die richtige Absolutfrequenz stabilisiert wird. In diesem

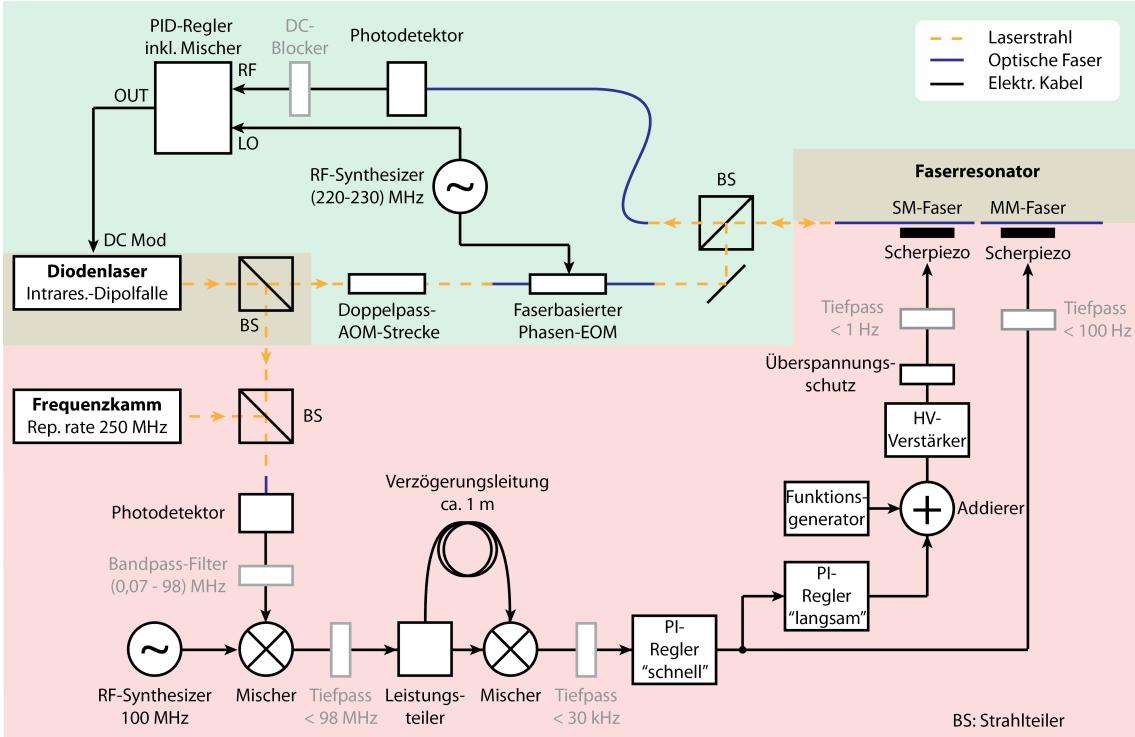


Fig. 2.11: Funktionsschema der Frequenzstabilisierung der Faserresonatoren. Die Abbildung zeigt in einem vereinfachten Schema wie die Faserresonatoren und die Intraresonator-Dipolfallen auf die gewünschten Frequenzen stabilisiert werden. Der Stabilisierungsaufbau besteht aus zwei zusammenhängende Teilen. Im ersten Teil, der hier auf grünem Hintergrund gezeigt ist, werden die Diodenlaser für die Intraresonator-Dipolfallen unter Verwendung des Pound-Drever-Hall-Verfahrens [66, 67] mit hoher Regelbandbreite auf die Faserresonatoren stabilisiert, indem schnelles Feedback auf den Laserstrom gegeben wird. Im zweiten Teil, der auf rotem Hintergrund gezeigt ist, wird die absolute Frequenz von Intraresonator-Dipolfallenlaser und Faserresonator mit geringerer Bandbreite auf einen gewünschten Zielwert stabilisiert. Dazu wird aus einem Schwebungssignal zwischen dem Intraresonator-Dipolfallenlaser und einem optischen Frequenzkamm ein Fehlersignal erzeugt, das zur Regelung der Resonatorlänge – und damit seiner Resonanzfrequenz – durch Feedback auf die Scherpiezos des Resonators verwendet wird. Komponenten, die in beiden Teilen der Regelung eine Rolle spielen, sind auf braunem Hintergrund gezeigt. Pfeile zeigen an, in welche Richtung die Signale propagieren. Das Schema zeigt den Stabilisierungsaufbau für den kurzen Resonator, ein entsprechendes Schema für den langen Resonator befindet sich in Anhang B.

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

Fall wird das Fehlersignal auf Basis einer frequenzabhängigen Phasenverschiebung in eine Verzögerungsleitung aus einer Schwebung des Fallenlasers mit dem Frequenzkamm generiert, auf eine Weise, die entfernt an ein Mach-Zehnder-Interferometer erinnert [68]. Der Fangbereich dieser Regelung wird durch die Länge der Verzögerungsleitung des Interferometers bestimmt und ist durch die Zentralfrequenz der Signale, die in das Interferometer geschickt werden, und die Maximalfrequenz der Schwebung zwischen Laser und Frequenzkamm limitiert. In unserem Fall führt dies zu einem Fangbereich von etwa 50 MHz, vergleichbar mit den Linienbreiten der Resonatoren. Um die Frequenz, auf die der Intraresonatordipolfallen-Laser und damit auch der Resonator stabilisiert wird, einfach einzustellen zu können, wird das Schwebungssignal zwischen Intraresonatordipolfallen-Laser und Frequenzkamm vor dem Interferometer mit einem frei einstellbaren Radiofrequenz-Signal gemischt [68]. In unserem Fall machten wir von dieser Möglichkeit allerdings kaum Gebrauch, da eine Frequenzverschiebung in der Doppelpass-AOM-Strecke des Intraresonatordipolfallen-Lasers (siehe Abschnitt 2.2.4.1.2) den gleichen Effekt, dabei aber einen deutlich größeren Hub hat. Es könnte also Sinn machen, diese Stufe des Runtermischens zu entfernen.

Das mit Hilfe des Verzögerungsleitungs-Interferometers erzeugte Fehlersignal wird über PI-Regler auf die Scherpiezos der Resonatoren gegeben. Dabei wird die Regelschleife aufgeteilt in einen Teil, der vergleichsweise schnell ist aber einen kleinen Hub hat, und in einen Teil, der deutlich langsamer ist, aber auf Grund eines zwischengeschalteten Hochspannungs-Verstärkers einen deutlich größeren Hub hat. Der erste Teil soll dazu dienen, z.B. mechanische Schwingungen zu eliminieren, während der zweite Teil z.B. thermische Drifts kompensieren soll.

Zum zweiten Teil wird zusätzlich das Signal eines Funktionsgenerators hinzugefügt, um mit den Resonatoren Frequenzrampen fahren zu können und die Resonatoren initial auf Resonanz mit dem Intraresonatordipolfallen-Laser fahren zu können, bevor die Regelschleifen zur Stabilisierung angeschaltet werden.

Mit Hilfe kleiner varistorbasierter Schaltungen an den Ausgängen des Hochspannungs-Verstärkers wird sicher gestellt, dass die Scherpiezos nicht durch Überspannungen beschädigt werden.

2.2.1.4.2. Charakterisierung Abbildung 2.12 und Abbildung 2.13 zeigen Ergebnisse einer Charakterisierung der Frequenzstabilisierung der Faserresonatoren. Dabei werden zwei Situationen miteinander verglichen, ein Fall, in dem die Wasserkühlung der MOT-Spulen (Abschnitt 2.2.3.1) angeschaltet ist, und ein zweiter Fall, bei dem die Wasserkühlung der MOT-Spulen aus ist.

Abbildung 2.12 zeigt Histogramme des Fehlersignals der Regelung der Frequenzstabilisierung der Dioidenlaser auf die Resonatoren (grüner Hintergrund in Abbildung 2.11) bei laufender Regelung. Die Breite dieser Histogramme ist unabhängig von der Wasserkühlung der MOT-Spulen, was darauf hindeutet, dass die Regelbandbreite der Stabilisierung der Fallenlaser auf die Resonatoren hinreichend hoch ist, sodass die Fallenlaser den durch die Wasserkühlung verursachten mechanischen Vibrationen der Resonatoren folgen. Die aus den Fehlersignalen ermittelte mittlere quadratische Abweichung der Frequenz von ihrem Mittelwert beträgt 1/40 der Linienbreite für den langen Resonator und 1/100 der Linienbreite für den kurzen Resonator, jeweils deutlich kleiner als die Linienbreite des Resonators.

Auf diesem Niveau ist unklar, inwieweit die mittlere quadratische Abweichung des

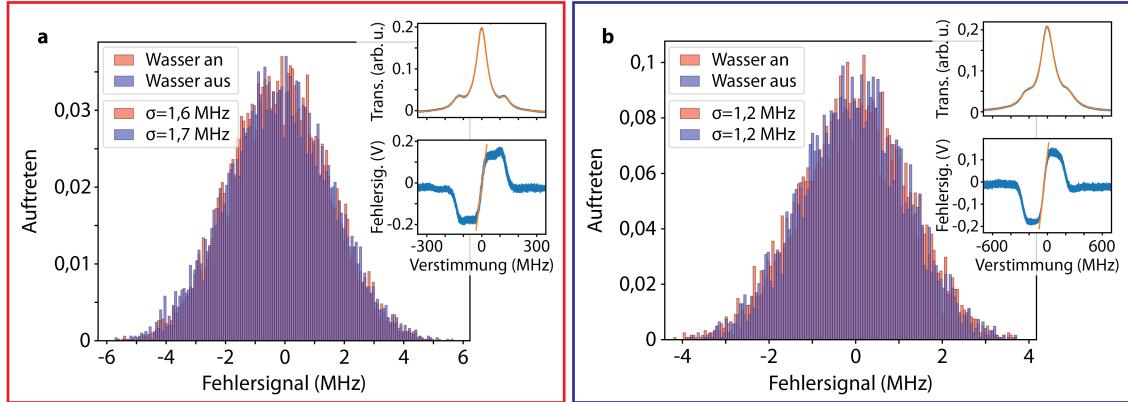


Fig. 2.12: Charakterisierung der Frequenzstabilisierung, Teil I. Histogramme des in-loop gemessenen Fehlersignals (Mittlungszeit 1 μ s) der Stabilisierung der Intraresonator-Dipolfallenlaser auf die Faserresonatoren (grüner Hintergrund in Abbildung 2.11) bei laufender Regelschleife. Teilabbildung **a** (roter Rahmen) zeigt Daten des langen Resonators, Teilabbildung **b** (blauer Rahmen) Daten des kurzen Resonators. *Wasser an/aus* bezieht sich auf die Wasserkühlung der MOT-Spulen (Abschnitt 2.2.3.1) und σ bezeichnet die Standardabweichung des Signals, das im jeweiligen Histogramm gezeigt ist. Die eingesetzten Unterabbildungen zeigen Spektren der Transmission und des Fehlersignals in der Nähe der Resonanz des Resonators, die verwendet wurden, um die Spannungswerte des Fehlersignals in entsprechende Frequenzabweichungen umzurechnen. Messdaten sind in Blau gezeigt, zur Auswertung angepasste Kurven in Orange. Auf Grund der hohen Regelbandbreite der Stabilisierung des Dipolfallenlasers auf den Resonator hat die Wasserkühlung der MOT-Spulen hier keinen sichtbaren Einfluss, der Laser kann allen induzierten mechanischen Oszillationen des Resonators folgen.

Fehlersignals bei laufender Regelung noch ein verlässliches Maß für die Frequenzabweichung des Fallenlasers von der Resonanzfrequenz des Resonators ist. Es ist stattdessen gut möglich, dass Drifts im Offset des Fehlersignals sowie andere Störungen auf dem Fehlersignal, die z.B. durch elektrische Streufelder in die Kontrollschielle eingekoppelt werden, eine für die tatsächliche Frequenzabweichung auf diesem Niveau nicht zu vernachlässigende Rolle spielen.

Tatsächlich scheint eine der Hauptschwierigkeiten dieser Regelschleife zu sein, ein Fehlersignal mit gutem Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu generieren. Tendenziell unvorteilhaft ist dabei die für Faserresonatoren typische Kombination aus kleinen Tailen der Resonatormoden und verhältnismäßig großen Linienbreiten. Der erste Aspekt führt bei gegebenen, typischen Tiefen der Intraresonator-Dipolfallen zu verhältnismäßig niedrigen Leistungen der Intraresonatordipolfallen-Laser, während der zweite Aspekt zu recht hohen Seitenbandfrequenzen bei der Erzeugung des Pound-Drever-Hall-Fehlersignals führt, was schnelle Detektoren erfordert, mit typischerweise schlechteren Rauscheigenschaften. In unserem Fall lang die optische Leistung für die Pound-Drever-Hall-Stabilisierungen typischerweise im Bereich von 100 nW während die Seitenbandfrequenz für den kurzen Resonator 230 MHz erreichte.

Der Teil der Regelung, der die Absolutfrequenz von Fallenlaser und Resonator durch Feedback auf die Scherpiezos des Resonators stabilisiert (roter Hintergrund in Abbil-

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

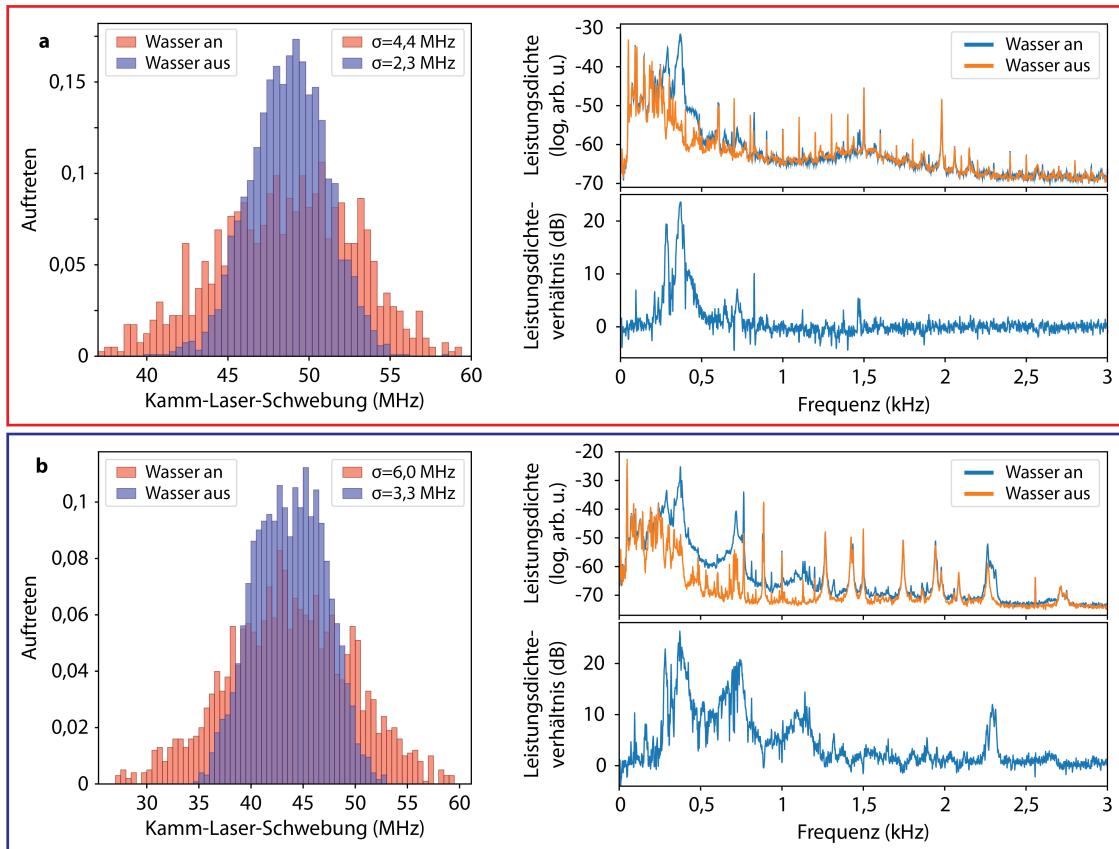


Fig. 2.13: Charakterisierung der Frequenzstabilisierung, Teil II. Charakterisierung der Frequenzstabilisierung der Intraresonator-Dipolfallenlaser und der Faserresonatoren auf den optischen Frequenzkamm (roter Hintergrund in Abbildung 2.11) bei laufender Regelschleife. Teilabbildung **a** (roter Rahmen) zeigt Daten des langen Resonators, Teilabbildung **b** (blauer Rahmen) zeigt entsprechende Daten des kurzen Resonators. Die linke Seite der Abbildung zeigt Histogramme der Frequenz des Schwebungssignals zwischen Intraresonator-Dipolfallenlaser und Frequenzkamm (Maximum der FFT (fast Fourier transform) des Schwebungssignals, Messzeit 500 µs), die rechte Seite der Abbildung zeigt FFT-Spektren des Fehlersignals. *Wasser an/aus* bezieht sich auf die Wasserkühlung der MOT-Spulen (Abschnitt 2.2.3.1) und σ bezeichnet die Standardabweichung des Signals, das im jeweiligen Histogramm gezeigt ist. Im Gegensatz zur Stabilisierung der Intraresonator-Dipolfallenlaser auf die Resonatoren (Abbildung 2.12) ist der Einfluss der Wasserkühlung der MOT-Spulen auf diesem Teil der Regelung deutlich zu erkennen. Er führt zu einer signifikant reduzierten Frequenzstabilität (linke Seite der Abbildung), primär auf Grund induzierter Schwingungen im Bereich einiger 100 Hz bis 1 kHz (rechte Seite der Abbildung), die auf Grund der geringeren Bandbreite des hier betrachteten Teils der Regelschleife nicht vollständig kompensiert werden.

dung 2.11), ist deutlich langsamer und ist der limitierende Faktor in der Stabilisierung der Resonatoren. Für diese Regelkreise ergeben sich bei der Charakterisierung der Stabilisierung mit und ohne Wasserkühlung der MOT-Spulen klare Unterschiede sowohl in den Histogrammen für die Schwebungsfrequenz zwischen Intraresonatordipolfallen-Laser und Frequenzkamm, als auch in den Leistungsspektren der Fehlersignale bei laufender Regelung (Abbildung 2.13). An diesen Leistungsspektren sieht man, dass die erhöhten Fluktuationen der Resonatoren auf Oszillationen mit Frequenzen von einigen 100 Hz zurückzuführen sind, während tieferfrequente Anregungen scheinbar erfolgreich durch die Regelung kompensiert werden, was in Übereinstimmung mit der erwarteten Bandbreite der Regelung ist, die aktuell durch Tiefpassfilter vor den Scherpiezos der Resonatoren limitiert wird (Abbildung 2.11). Nach den Spektren zu urteilen, würde das Erhöhen der Regelbandbreite bis auf etwa 500 kHz zu einer erheblichen Verbesserung der Frequenzstabilität der Resonatoren führen. Alternativ könnte man in Erwägung ziehen, den Wasserfluss in den MOT-Spulen zu reduzieren, um so die Anregung der mechanischen Resonanzen des Resonators zu minimieren. Diese Möglichkeiten wurden an dieser Stelle nicht weiter verfolgt, da die Frequenzstabilität der Resonatoren für die angestrebten Experimente ausreichend war. Die in Abbildung 2.13 gezeigten mittleren quadratischen Abweichungen der Fallenlaser und nach obiger Diskussion somit auch der Resonatoren von ihren Zielfrequenzen betrugen im Fall der angeschalteten MOT-Spulen-Kühlung 4,4 MHz für den langen Resonator und 6,0 MHz für den kurzen Resonator, was für den langen Resonator 0,07 Linienbreiten oder 1,8 pm entspricht, und für den kurzen Resonator 0,05 Linienbreiten oder 1,3 pm.

Auch bei der beschriebenen Charakterisierung der Regelung der Absolutfrequenz bleiben gewisse Abweichungen und Fehler, auf Grund der Charakterisierung auf Basis direkt in die Regelung involvierter Größen, potentiell unerkannt. Zum Beispiel wurde bei anderen Experimenten in der Arbeitsgruppe beobachtet, dass eine Änderung der Temperatur der Resonatorspiegel zu einer Änderung des effektiven freien Spektralbereichs des Resonators führen kann, sodass sich trotz konstant gehaltener Frequenz der bei der Wellenlänge der Intraresonator-Dipolfalle stabilisierten Resonatormode die Resonanzfrequenz des Resonators bei der Wellenlänge, die für die Wechselwirkung einzelner Photonen und Atome verwendet wird, ändern kann. Daher wäre es interessant, ähnliche Charakterisierungsmessungen mit einem Laser durchzuführen, der von den Regelschleifen zur Stabilisierung des Resonators unabhängig bei der Wellenlänge läuft, die für die Wechselwirkung zwischen Atom und Resonator verwendet wird.

2.2.2. Vakuumkammer

Die Faserresonatoren mitsamt Vibrationsisolierung befinden sich in einer Vakuumkammer, die in Abbildung 2.14 gezeigt ist. Die Kammer wurde in der Werkstatt des Instituts gefertigt und besteht aus Edelstahl mit besonders geringer magnetischer Permeabilität (1.4429 ESU (316LN), $\mu_r \leq 1,005$). Neben den Faserresonatoren enthält die Kammer einige weitere funktionelle Komponenten, die in diesem Abschnitt kurz beschrieben werden. Neben diesen funktionellen Komponenten enthält die Kammer als weitere strukturelle Komponente einen Ring aus Aluminium, der auf der Wand der Kammer aufsitzt und dazu dient, verschiedene Komponenten, die über den Faserresonatoren in die Kammer ragen, an ihren gewünschten Positionen zu fixieren.

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

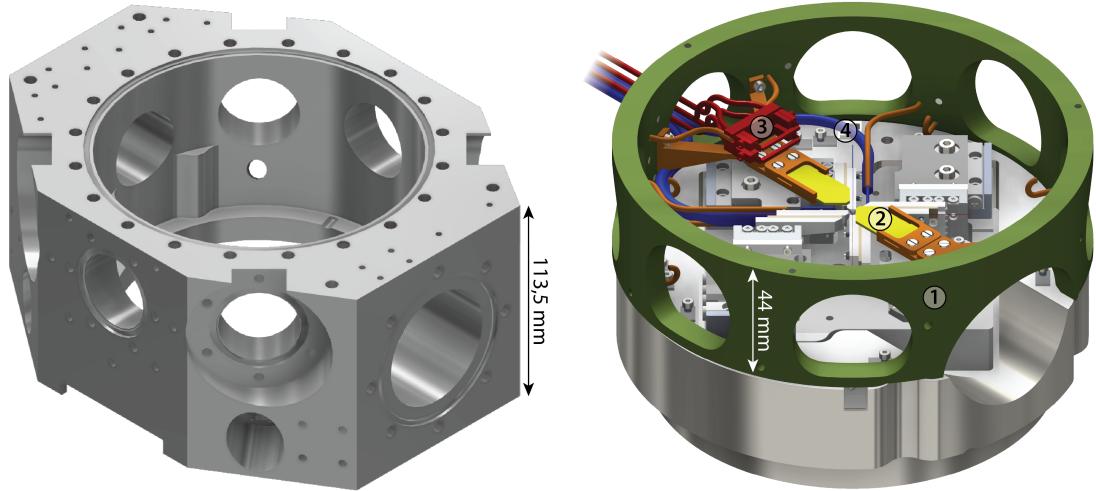


Fig. 2.14: Vakuumkammer und Komponenten im Innenraum. Auf der linken Seite sieht man die Vakuumkammer, auf der rechten Seite einige Komponenten, die sich im Inneren der Kammer befinden. Ein Ring aus Aluminium (grün, ①) dient zur Befestigung verschiedener Haltestrukturen (orange), mit denen eine Reihe funktioneller Komponenten an ihrem Einsatzort gehalten wird. Dies sind insbesondere zwei Spiegel zur Reflexion von Laserstrahlen für die MOT (gelb, ②, Abschnitt 2.2.2.1), zwei Rubidium-Dispenser (rot, ③, Abschnitt 2.2.2.2), sowie drei Mikrowellenantennen (blau, ④, Abschnitt 2.2.2.3). Der äußere Haltering (grün, ①) sitzt auf vier Stufen in der Wand der Vakuumkammer auf und hat keinen Kontakt zur ebenfalls gezeigten Vibrationsisolierung mitsamt der Resonatoren.

2.2.2.1. MOT-Spiegel

Zu diesen Komponenten zählen die MOT-Spiegel (zur MOT siehe Abschnitt 2.2.6.1), die in Abbildung 2.14 transparent gelb dargestellt sind. An ihnen werden die MOT-Strahlen entlang zweier der drei für die MOT verwendeten Strahlachsen reflektiert, um die MOT-Strahlen auf den Halbraum oberhalb der Resonatorebene zu begrenzen (siehe auch [30]). Die Oberfläche der Spiegel befindet sich 5 mm über der Resonatorebene und die Position der MOT wird, abhängig vom Alignment der MOT-Strahlen, 10 mm oberhalb der Resonatoren erwartet. Bei den Spiegeln handelt es sich auf Grund der benötigten speziellen Geometrie um eine Sonderanfertigung (*LensOptics*). Der Unterschied der Reflexionsphasen von s- und p-Polarisation bei Reflexion am Spiegel unter einem Einfallswinkel von 45° ist spezifiziert auf $\leq \lambda/70$, wodurch zirkular-polarisierte MOT-Strahlen ohne große Polarisationsdrehung an den Spiegeln reflektiert werden können.

2.2.2.2. Dispenser

Das Rubidium zum Laden der MOT wird durch Rb-Dispenser (*SAES, RB/NF/3.4/12 FT10+10*) bereitgestellt (siehe Abbildung 2.14). Werden diese von Strom durchflossen, heizen sie sich auf, wobei Rb-Chromat in den Dispensern zu Rb reduziert wird, das in die Kammer freigesetzt wird. Die Anordnung der Dispenser in der Vakuumkammer ist so, dass keine direkte Sichtlinie zu den Resonatorspiegeln besteht, um zu vermeiden,

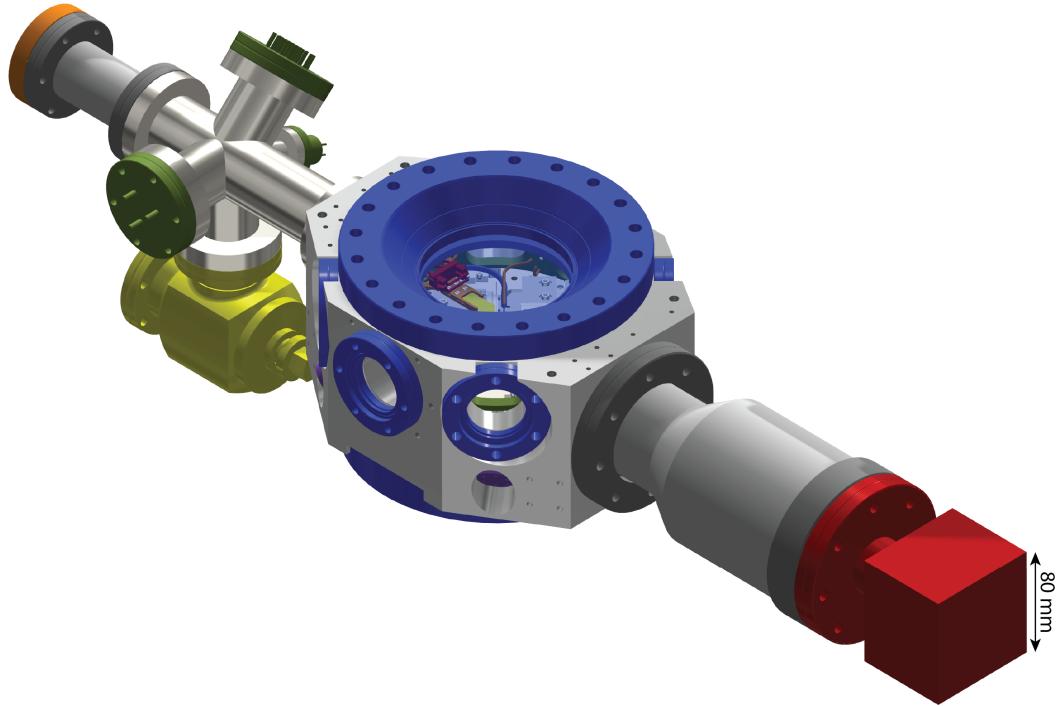


Fig. 2.15: Vakuumkammer und außen angeschlossene Baugruppen. An die Vakuumkammer ist von Außen verschiedenes Zubehör angeschlossen. Die Kammer verfügt über acht Sichtfenster (blau, Abschnitt 2.2.5), vier kleine Flansche für die Durchführung der Resonatorfasern ins Vakuum (violett, Abschnitt 2.2.1.3.4), eine Vakuumpumpe (rot, Abschnitt 2.2.2.6), drei Flansche mit elektrischen Durchführungen (grün, Abschnitt 2.2.2.4), eine Bayard-Alpert-Vakuummessröhre (orange, Abschnitt 2.2.2.7) und ein Ganzmetall-Ventil (gelb).

dass Rubidium direkt auf die Spiegeloberflächen gedampft wird. Die Dispenser wurden mit kleinen Kupferblöcken an die Zuleitungskabel (Durchmesser 2 mm) geklemmt, wobei relativ wenig Abstand zu dem Bereich gelassen wurde, in dem sich das Rb-Chromat befindet und der sich aufheizt. Dies könnte dazu führen, dass die Dispenser relativ stark gekühlt werden und ein Grund dafür sein, dass die Dispenserströme während der MOT-Phase in unserem Experiment im Vergleich zu anderen Experimenten in der Gruppe relativ hoch sind (typischerweise 3,8 A). In zukünftigen Experimenten könnte man darauf achten, die Dispenser besser thermisch zu isolieren und so den Gesamtwärmeeintrag in die Vakuumkammer während der Dispenserphasen zu reduzieren. In der Apparatur wurden zwei Rb-Dispenser verbaut, wovon aktuell nur einer verwendet wird während der zweite als Backup für den Fall dient, dass der erste einmal aufgebraucht sein sollte.

2.2.2.3. Mikrowellenantennen

Ebenfalls durch den Halterung in Position gehalten werden drei Mikrowellenantennen zum Treiben von Übergängen zwischen den Hyperfeingrundzuständen von ^{87}Rb mit 6.8 GHz. Die Antennen sind als Schleifenantennen realisiert, mit einer einfachen Schleife aus Kapton-isoliertem Kupferdraht. Die Zuleitung zu den Antennen ist in der Kammer

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

mit semi-rigid Koaxialkabeln realisiert, die für Frequenzen bis 18 GHz spezifiziert sind (*Allectra, 380-SMA18G-MM-1000*, basierend auf *312-PTFE-Coax-SR* mit spezifizierter Dämpfung von 1,0 – 1,5 dB/m bei 6,8 GHz). Die Normalen auf die Schleifenebenen sind entlang drei orthogonaler Raumrichtungen ausgerichtet, um durch Abstimmen der relativen Amplituden und Phasen, mit denen die Antennen getrieben werden, das polariasationsaufgelöste Treiben von Mikrowellenübergängen zu ermöglichen. Um mit möglichst wenig Leistung, die in die Antennen geschickt wird, möglichst große Magnetfelder am Ort des Atoms zu erreichen, sind die Antennen so nah wie möglich am Atom platziert, und gleichzeitig soweit vom Atom entfernt wie nötig, um nicht mit den Haltern der Resonatorfasern oder mit Zugängen für optische Strahlen zu kollidieren. Eine genauere Beschreibung und Charakterisierung der Mikrowellenantennen wird sich in der Doktorarbeit von D. Niemietz [69] befinden.

2.2.2.4. Elektrische Durchführungen

Die Kammer hat drei Flansche mit elektrischen Durchführungen. Ein Flansch (*Vacom, CF40-MPC2-32-SE-CE-SSG*) hat 32 Durchführungen für hohe elektrische Spannungen (< 1 kV) bei kleinen Strömen (< 3 A), um die Signale für die Piezo-Positionierer (7 x 2) und für die Scherpiezos (4 x 2) in die Kammer zu bringen. Ein zweiter Flansch (*Vacom, CF16-HV3-4-CE-CU13*) mit 4 Durchführungen dient zum Anschließen der zwei Dispenser und ist entsprechend für höhere Ströme (< 27 A) ausgelegt. Der dritte Flansch (*Vacom, CF40-SMA50-3-GS-DE-CE-SS*) hat drei Durchführungen mit beidseitigen SMA-Steckern, um die RF-Signale für die Mikrowellenantennen in die Kammer zu bringen (50 Ohm, < 14 GHz, der Schirm der SMA-Verbindung ist elektrisch mit dem Flansch verbunden).

2.2.2.5. Vakuumfenster

Insgesamt acht Vakuumfenster stellen den optischen Zugang zur Vakuumkammer bereit. Zwei große Fenster, basierend auf DN160CF-Flanschen, ermöglichen optischen Zugang zur Kammer von oben und unten. Das obere Vakuumfenster ist *re-entrant* und hat eine Glasdicke von 6,5 mm (*Vacom*), das untere Vakuumfenster ist *zero-length* und hat eine Glasdicke von 9,5 mm (*MPF Inc.*). Beide Vakuumfenster haben Breitband-Antireflexions-Beschichtungen für die Bereiche 770 – 800 nm (0° – 45°) und 1064 nm (0°). Für die Flansche beider Vakuumfenster wurde gering-magnetisierbarer Edelstahl verwendet und für den Glas-Metall-Übergang wurde auf die Verwendung von *Kovar* verzichtet, da dieses magnetisch ist und durch Rubidium angegriffen wird. Die sechs Vakuumfenster seitlich an der Kammer basieren auf CF40-Flanschen und wurden nicht neu gekauft, sodass über sie weniger bekannt ist. Sie wurden auf geringe Magnetisierung überprüft und haben eine Antireflexions-Beschichtung für 780 nm.

2.2.2.6. Vakuumpumpe

Als Vakuumpumpe dient eine kompakte NEG-SIP-Kombinationspumpe (*SAES, NexTorr D 500-5*), bei der die primäre Pumpleistung durch einen porösen, nicht-evaporablen Getter (NEG) bereitgestellt wird, der durch eine kleine, integrierte Sputter-Ionenpumpe (SIP) unterstützt wird, um Restgase (CH₄ und Edelgase) zu pumpen, die durch das Gettermaterial nicht adsorbiert werden. Die Pumpe ist über einen DN63CF-Flansch

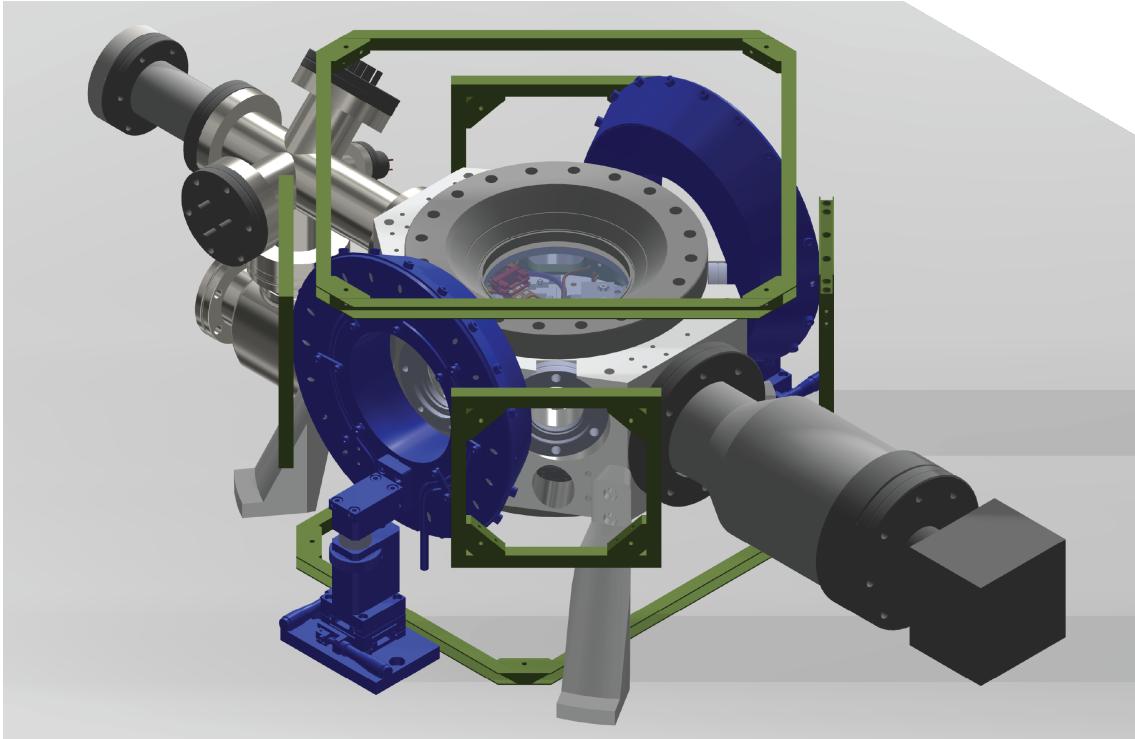


Fig. 2.16: Magnetfeldspulen. In Blau dargestellt sind die Magnetfeldspulen zur Erzeugung der Magnetfeld-Gradienten für die magneto-optische Falle (MOT). In Grün dargestellt sind drei Spulenpaare zur Kontrolle des Magnetfelds am Ort der gefangenen Atome, d.h. zur Kompensation magnetischer Hintergrundfelder und zum Anlegen magnetischer Führungsfelder.

mit der Kammer verbunden und sitzt in einem sich aufweitenden Rohrstück, um die Zugänglichkeit von Restgasatomen und -molekülen zu den Getterelementen zu erhöhen.

2.2.2.7. Vakuum-Messröhre

Zur Überprüfung des Drucks in der Vakuumkammer dient eine Heißkathoden-Bayard-Alpert-Röhre (*Vacom, BARION-BASIC*).

2.2.3. Umgebung der Vakuumkammer

Direkt um die Vakuumkammer befinden sich als fester Bestandteil des Experimentaufbaus einige Komponenten, die im Folgenden kurz beschrieben werden.

2.2.3.1. Spulen für die magneto-optische Falle

Für eine magneto-optische Falle, mit der Rb-Atome aus dem Hintergrundgas gefangen und gekühlt werden (siehe Abschnitt 2.2.6.1), werden typischerweise Magnetfeldgradienten von etwa 10 G/cm benötigt. Die entsprechenden Felder werden durch zwei Spulen erzeugt, die sich seitlich um die Kammer befinden (siehe Abbildung 2.16) und sich mit Hilfe von Translationstischen entlang aller drei Raumrichtungen verschieben lassen, um den

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

Nullpunkt der Magnetfelder mit der gewünschten Position der MOT zu überlappen. Da der auf Grund der Kammerbreite benötigte Spulenabstand relativ groß ist, werden verhältnismäßig große Ströme und Leistungen benötigt (typischerweise etwa 25 A und 200 W). Die dabei erzeugte Joulsche Wärme wird vom Experimenttisch abtransportiert, indem die Spulenkörper mit Wasser gekühlt werden. Alle Details zu den MOT-Spulen, zu deren Wasserkühlung und zum Schalten der Ströme werden in der Doktorarbeit von D. Niemietz [69] beschrieben.

2.2.3.2. Spulen zur Kontrolle magnetischer Felder am Ort der Atome

Um externe Magnetfelder am Ort des Atoms kompensieren zu können oder Magnetfelder mit wohldefinierter Richtung und Stärke anlegen zu können, sind drei weitere Spulenpaare um die Vakuumkammer angeordnet (siehe Abbildung 2.16). Je ein Spulenpaar erzeugt Magnetfelder entlang der Symmetriearchsen der zwei Resonatoren, ein drittes Spulenpaar erzeugt Felder senkrecht zur Resonatorebene. Die Geometrie der Spulen ist so gewählt, dass sie sich möglichst gut in den Aufbau einpassen und keine optischen Zugänge blockieren. Das Spulenpaar entlang des kurzen Resonators (AWG16, 34 Windungen) erzeugt Magnetfelder von 320 mG/A, das Spulenpaar entlang des langen Resonators (AWG16, 36 Windungen) erzeugt Magnetfelder von 340 mG/A, das dritte Spulenpaar (AWG15, 25 Windungen) erzeugt ein Feld von 910 mG/A (siehe Abschnitt 2.2.6.5). Damit ist es möglich, ggf. Magnetfelder von 3,23 G (für eine verschwindende differentielle Zeeman-Verschiebung erster Ordnung für die Uhrenzustände) bei moderaten Stromstärken zu erzeugen, während gleichzeitig die Anfälligkeit auf Rauschen der verwendeten Stromquellen möglichst gering gehalten wird.

2.2.3.3. Zweite Ebene des Experimentiertischs

Auf Grund der waagerechten Ausrichtung der Ebene der gekreuzten Resonatoren müssen etliche Laserstrahlen von oben in die Vakuumkammer geschickt werden (siehe Abschnitt 2.2.4.2). Um dies zu ermöglichen, verfügt der Experimentertisch über eine zweite Ebene optischer Breadboards, die durch Boschprofil-Rahmen 32 cm über der Oberfläche des optischen Tisches gehalten werden. Verstrebungen und zusätzliche, frei unter den Boards platzierbare Stützfüße sorgen für Stabilität des Aufbaus während in der Struktur verspannte Gummiringe mögliche Vibratoren dämpfen.

2.2.4. Laserlicht und Strahlengänge

Laserlicht spielt beim Durchführen der Experimente mit optischen Resonatoren und kalten Atomen eine zentrale Rolle. In Abschnitt 2.2.1.4 wurde bereits diskutiert, wie das Stabilisieren der Längen der Faserresonatoren mit Hilfe des Referenzierens auf Laser geeigneter Wellenlänge passiert. Auch zum Kühlen, Fangen und Manipulieren von Atomen dient Laserlicht. Die Bereitstellung des benötigten Lichts und die Strahlen, mit denen die Atome manipuliert werden, werden im Folgenden kurz beschrieben.

2.2.4.1. Lasertisch

Wie auch andere Experimente in der Gruppe, verwendet unser Experiment zwei optische Tische. Der eine wird im Folgenden Lasertisch genannt, der andere Experimentertisch.

Auf dem Lasertisch wird Licht mit der benötigten Frequenz und Leistung sowie dem passenden Timing erzeugt. Dazu werden sechs Diodenlaser (*Toptica, DL Pro* und *TA Pro*) verwendet: Zwei Laser dienen als Intraresonator-Dipolfallen und zum Stabilisieren der Resonatoren (siehe Abschnitt 2.2.1.4 und Abschnitt 2.2.4.2.4), ein Laser adressiert alle benötigten Übergänge auf der D2-Linie ($5S_{1/2} \leftrightarrow 5P_{3/2}$) von ^{87}Rb von $|F = 1\rangle$ nach $|F' = 0, 1, 2\rangle$, ein anderer Laser adressiert die Übergänge von $|F = 2\rangle$ nach $|F' = 1, 2, 3\rangle$, ein weiterer Laser wird für die vertikale Stehwellen-Dipolfalle verwendet und ein letzter Laser dient zum flexiblen Einsatz nach Bedarf. Die Verfahren zum Stabilisieren der Laser auf die richtigen Frequenzen sowie zum Schalten der Laserstrahlen werden im Folgenden kurz beschrieben. Weitere Details befinden sich in der Doktorarbeit von D. Niemietz [69].

2.2.4.1.1. Frequenzstabilisierung Die Frequenzen von fünf der verwendeten Diodenlaser werden auf einen optischen Frequenzkamm (*MenloSystems, FC1500*) stabilisiert, der die Frequenzgenauigkeit eines Wasserstoff-Masers aus dem Mikrowellen-Frequenzbereich in den Bereich optischer Frequenzen überträgt. Das Verfahren, mit dem die Frequenzen der Laser für die Intraresonator-Fallen stabilisiert werden, ist in Abschnitt 2.2.1.4 beschrieben. Das Verfahren zur Stabilisierung der übrigen Diodenlaser ist einfacher und in Abbildung 2.17 dargestellt. Mit Hilfe eines Wavemeters (*HighFinesse, WS/U-30U*, Genauigkeit 30 MHz) werden die Laser grob auf die richtige Wellenlänge eingestellt. Die genaue Frequenz wird anschließend aus einer Schwebung zwischen Diodenlaser und Frequenzkamm bestimmt. Um die Laserfrequenz zu stabilisieren, wird dieses Schwebungssignal gemeinsam mit einem von einem DDS-Modul bereitgestellten RF-Signal bei der Ziel-Schwebungsfrequenz auf eine digitale Phasenzählbox gegeben, die ein Regelsignal ausgibt, das der integrierten Differenz der Phasendurchgänge des Schwebungssignals und des Referenzsignals proportional ist. Dieses Signal wird direkt genutzt, um den Strom des Diodenlasers anzupassen und so den Laser auf die gewünschte Frequenz zu stabilisieren.

2.2.4.1.2. AOM-Strecken Zum Schalten der verschiedenen Laserstrahlen dienen akustooptische Modulatoren (AOMs). In diesen kann durch Anlegen eines RF-Signals an einen Kristall eine laufende Welle der Dichte und des Brechungsindex' erzeugt werden, an der ein durch den Kristall propagierender Lichtstrahl gebrochen und abgelenkt wird. Wird nun z.B. nur die erste Beugungsordnung vom weiteren optischen Strahlengang aufgesammelt, so kann der Lichtstrahl über das an den AOM angelegte RF-Signal geschaltet werden. Dabei ist nicht nur digitales An- und Ausschalten möglich, sondern es kann über die an den AOM angelegte RF-Leistung auch die optische Leistung des abgelenkten Laserstrahls kontrolliert werden. Zusätzlich zur Ablenkung erfährt der Laserstrahl auf Grund des Impulsübertrags durch das propagierende Gitter auch eine Frequenzverschiebung. Dies wird genutzt, um die Frequenzen der Laserstrahlen fein abzustimmen und so z.B. die Hyperfeinstruktur des $|5P_{3/2}\rangle$ -Zustands aufzulösen. Der optische Aufbau, der zum gerade beschriebenen Schalten des Laserlichts mit AOMs verwendet wird, ist in Abbildung 2.17 gezeigt. Insgesamt sind mehr als 15 entsprechende AOM-Strecken im Experiment verbaut.

2.2.4.2. Experimentiertisch

Vom Lasertisch kommend, werden alle Laserstrahlen in optische Glasfasern eingekoppelt und so auf den Experimentiertisch gebracht. Hier werden sie ggf. mit anderen Strahlen überlagert und anschließend über geeignete Optiken in die Vakuumkammer gebracht. Die

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

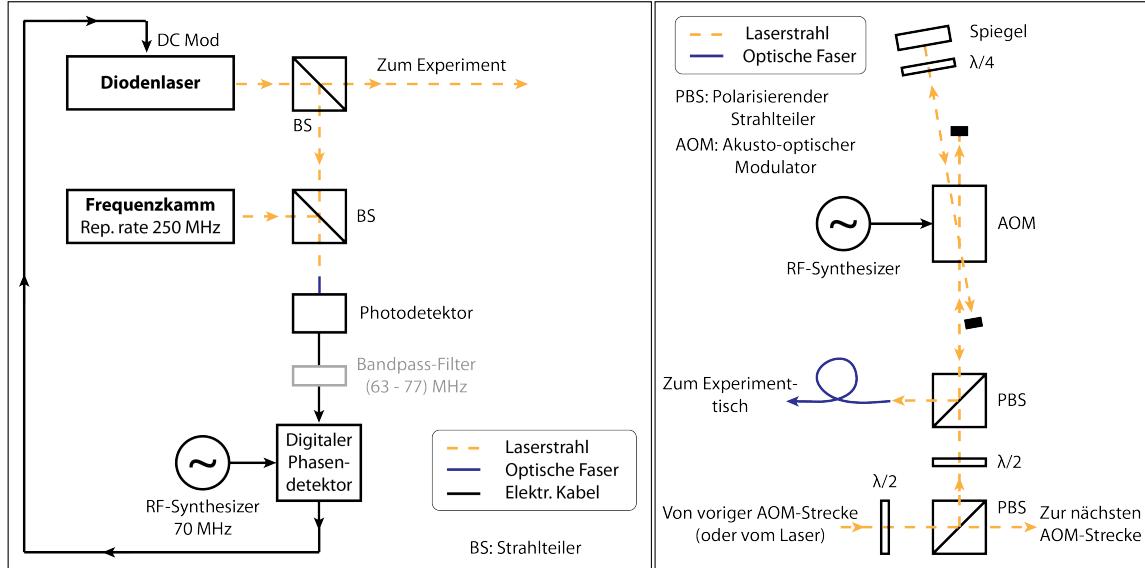


Fig. 2.17: Frequenzstabilisierung der Laser und Schalten der Strahlen. Linke Seite: Schema zur Frequenzstabilisierung der Laser. Die Schwebungsfrequenz zwischen einem Diodenlaser und einer Zinke eines Frequenzkamms wird auf eine per DDS (direct digital synthesis) generierte Radiofrequenz stabilisiert, indem Feedback auf den Strom des Diodenlasers gegeben wird. Rechte Seite: Schema einer typischen Doppelpass-AOM-Strecke, die zur Feineinstellung der Laserfrequenzen und zum An- und Ausschalten der Laserstrahlen während der Experimente dient.

für die beschriebenen Experimente relevanten Strahlen in der Vakuumkammer werden im Folgenden kurz beschrieben. Ein weiterer, hier nicht beschriebener Strahlengang dient der Absorptionsabbildung der magneto-optischen Falle und wird in der Doktorarbeit von D. Niemietz [69] beschrieben.

2.2.4.2.1. MOT-Strahlen Drei retro-reflektierte Strahlen werden für die magneto-optische Falle verwendet. Die zwei diagonal eingestrahlten Strahlen werden zusätzlich in der Vakuumkammer unter einem Winkel von etwa 45° an den MOT-Spiegeln (siehe Abschnitt 2.2.2.1) reflektiert. Viertelwellenplatten vor den Retroreflektor-Spiegeln stellen sicher, dass hinlaufender und rücklaufender Strahl die gleiche Helizität haben. Die MOT-Strahlen haben am Ort der MOT einen $1/e^2$ -Intensitätsradius von etwa 6 mm. Die gemeinsame optische Leistung aller MOT-Strahlen beträgt typischerweise etwa 10 mW für das Kühllicht auf dem Übergang $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ und etwa 0,4 mW für das Rückpumplicht auf dem Übergang $|5S_{1/2}, F = 1\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 2\rangle$. Für ein schnelleres Laden der MOT könnte die Leistung wohl weiter erhöht werden.

2.2.4.2.2. Optische Hauptachse Durch die Geometrie der kurzen, gekreuzten Resonatoren ist der Zugang zu den Moden der Resonatoren stark eingeschränkt. Im Wesentlichen bleibt eine Zugangsachse in vertikaler Richtung, die wir die *optische Hauptachse* des Systems nennen. Entlang dieser Achse wird eine rot-verstimme Stehwellenfalle eingestrahlt, die die fallenden Atome zunächst in den Kreuzungspunkt der Resonatoren

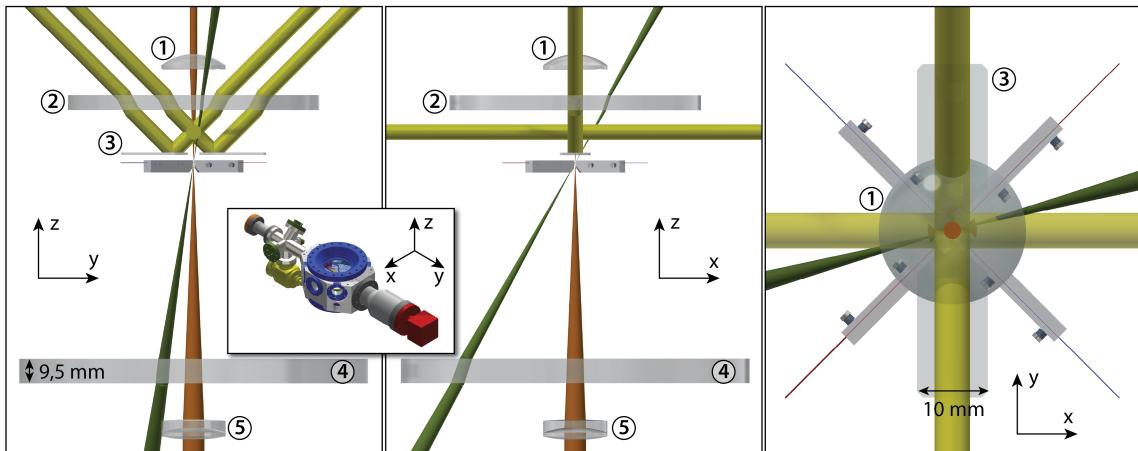


Fig. 2.18: Laserstrahlen in der Vakuumkammer. Gezeigt sind die zum Fangen und Kühlen der Atome relevanten Laserstrahlen in der Vakuumkammer. Die Unterabbildung in der linken Mitte der Abbildung definiert die Lage des Koordinatensystems, das zur Kennzeichnung der Blickrichtungen in den drei Teilabbildungen verwendet wird. Gelb dargestellt sind die Strahlen für die magneto-optische Falle (MOT); in Orange gezeigt ist die optische Stehwellen-Dipolfalle entlang der vertikal ausgerichteten optischen Hauptachse des Systems; der Kühlstrahl ist in Grün gezeigt. Die Fasern des langen Resonators sind rot dargestellt, die des kurzen Resonators in Blau. Einige für die Strahlengänge relevante optische Elemente sind in transparentem Grau gezeigt, diese sind: ① die asphärische Linse, die auch zum Abbilden der Atome verwendet werden soll; ② das Glas des oberen Sichtfensters der Vakuumkammer; ③ die Spiegel zur Reflexion von Strahlen für die magneto-optische Falle; ④ das Glas des unteren Sichtfensters; ⑤ die achromatische Dublett-Linse zum Kollimieren und Fokussieren der Strahlen auf der optischen Hauptachse.

führt und dann dort fängt. Außerdem wird entlang der Achse Licht eingestrahlt, um Atome durch optisches Pumpen in geeigneten Anfangszuständen zu präparieren. Und schlussendlich soll diese Achse genutzt werden, um Atome in den Resonatoren durch Fluoreszenz abzubilden (siehe Doktorarbeit von D. Niemietz [69]). Letzteres war von Beginn an geplant, wurde aber erst nach März 2019 abschließend implementiert. Um die genannten Aufgaben zu erfüllen, befinden sich außerhalb der Vakuumkammer zwei Linsen im Strahlengang der Hauptachse, die ihre Foki am Kreuzungspunkt der Resonatoren haben. Die Anforderung an die Linse oberhalb der Vakuumkammer ist höher als die der unteren Linse, da sie dazu verwendet wird, die Atome mit möglichst guter Auflösung abzubilden. Um eine beugungslimitierte Abbildung der Atome durch das Fenster der Vakuumkammer zu ermöglichen, verfügt das Experiment über eine entsprechend custom-designed asphärische Linse (Brennweite $F_B = 40$ mm, $NA = 0,3$, Design by P. Farrera). Neben beugungslimitierter Abbildung bei 780 nm ist diese auch bei den Wellenlänge der rot-verstimmtten Stehwellenfallen (800 nm und sogar 1064 nm) hinreichend gut, um die angestrebten Fallfoki zu ermöglichen. Weitere Details und Charakterisierungsmessungen zu der Linse werden in der Doktorarbeit von D. Niemietz [69] zu finden sein. Unten im Strahlengang wird ein gewöhnlicher Achromat mit 100 mm Brennweite verwendet (Thorlabs, AC254-100-B). Die Tailen der Fallstrahlen sowie der Hauptachsenstrahlen

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

zum optischen Pumpen messen am Kreuzungspunkt der Resonatormoden etwa 10 µm. Die Fallentiefe der Atome in der retro-reflektierten, rot-verstimmteten Stehwellen-Dipolfalle auf der optischen Hauptachse beträgt typischerweise etwa 1 mK. Die genauen Strahlparameter, mit denen diese Fallentiefe erreicht wurde, änderten sich während der ersten Monate des Experimentaufbaus, beginnend mit kleinen Leistungen und kleinen Verstimmungen hin zu größeren Verstimmungen und größeren Leistungen. Für die in Kapitel 3 beschriebenen Experimente wurde die Dipolfalle bei einer Wellenlänge von 797,1 nm und mit einer Leistung von 7,4 mW betrieben.

2.2.4.2.3. Kühlstrahl Eine weitere Strahlachse passiert den Kreuzungspunkt der Resonatoren. Diese dient insbesondere dazu, Kühllicht auf die Atome zu strahlen. Um die Atome mit Kühllicht entlang einer Achse in allen drei Raumrichtungen kühlen zu können, steht die Achse des Kühlstrahls schräg zu den Achsen der drei optischen Dipolfallen, die die Atome fangen. Konkret hat die Kühlstrahlachse einen Polar- und Azimutalwinkel von je 30°, wenn die Vertikale als z-Achse des Koordinatensystems definiert wird und die Achse des langen Resonators als die x-Achse. Die Taille des Kühlstrahls am Ort der Atome misst etwa 10 µm. Der Kühlstrahl verfügt über zwei gegenläufige Strahlen mit orthogonalen, linearen Polarisationen, um Stehwelleneffekte zu vermeiden. Zusätzlich zum Kühllicht wird entlang der Kühlstrahlachse auch Licht zum optischen Pumpen der Atome eingestrahlt. Die optische Leistung im Kühlstrahl betrug typischerweise rund 300 nW pro Strahlrichtung für das Kühllicht auf dem Übergang $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ und etwa 30 nW für das Rückpumplicht auf dem Übergang $|5S_{1/2}, F = 1\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 2\rangle$. Das Design der Vakuumkammer und des optischen Breadboards über der Kammer sieht die Möglichkeit vor, bei Bedarf einen weiteren Strahl durch die Kammer zu schicken, der äquivalent zum Kühlstrahl ist und dessen Azimutalwinkel um 180° relativ zum ersten Kühlstrahl gedreht ist.

2.2.4.2.4. Intraresonator-Dipolfallen Die Intraresonator-Dipolfallen werden durch die Fasern der Faserresonatoren eingekoppelt. Die Tailen der Fallen sind durch die Taillen der Resonatormoden gegeben (siehe Abschnitt 2.2.1.2). Das Licht der Intraresonator-Dipolfallen ist in unserem Fall blau-verstimmt relativ zum Übergang $5S_{1/2} \leftrightarrow 5P_{3/2}$ der ^{87}Rb -Atome. Für die Intraresonator-Dipolfalle des langen Resonators wird eine Wellenlänge von 774,6 nm verwendet, was einer Verstimmung um drei freie Spektralbereiche entspricht. Für den kurzen Resonator beträgt die Wellenlänge der Intraresonator-Dipolfalle 776,4 nm, was einer Verstimmung um einen freien Spektralbereich entspricht. Durch die gewählten kleinen Verstimmungen der Intraresonator-Dipolfallen zu den für die geplanten Experimente relevanten atomaren Übergängen bei 780,2 nm erstreckt sich die Schwebungslänge des optimalen Überlapps zwischen den Potentialminima der Fallen und den Feldmaxima der 780,2 nm-Mode im Fall des langen Resonators über ein Drittel der Resonatorlänge und im Fall des kurzen Resonators über die gesamte Resonatorlänge. Die Wahl von blau-verstimmt Intraresonator-Dipolfallen reduziert die Rate, mit der die Atome bei der recht kleinen Verstimmung der Dipolfalle Licht des Fallenlasers streuen, da die Atome in Intensitätsminima gefangen sind. Typische auf die Resonatoren geschickte Leistungen der Intraresonator-Dipolfallen liegen im Bereich von 200 nW für den kurzen Resonator und 400 nW für den langen Resonator, was bei abgeschätzten Kopplungseffizienzen zwischen den Fasern und den Resonatoren zu erwarteten Fallentiefen von

etwa 1 mK für den kurzen Resonator und 0,5 mK für den langen Resonator führt. Das Licht der Intraresonator-Dipolfallen wird gleichzeitig zum Stabilisieren der Resonatoren verwendet (siehe Abschnitt 2.2.1.4).

2.2.4.2.5. Polarisationskontrolle in den Faserresonatoren Ein Punkt, der für Faserresonatoren schwieriger ist als für Resonatoren mit makroskopischen Spiegeln, ist die Kontrolle der Polarisation des Lichts in den Resonatoren.

Diese ist in vielerlei Hinsicht wichtig: Zum einen möchte man oft, dass die Polarisation der Intraresonator-Dipolfallen linear ist, um virtuelle Magnetfelder am Ort der Atome zu vermeiden, da diese zu Dekohärenz führen können, sofern die Atome nicht in den mechanischen Grundzustand gekühlt werden. Zum anderen möchte man auch für Speicherexperimente wissen, welcher Polarisationszustand auf das Atom geschrieben wird (siehe Kapitel 3), da sich das Verhalten für lineare und zirkuläre Polarisationszustände ändert, sobald ein Magnetfeld entlang der Resonatorachse angelegt wird. Auch für Normalmodenspektroskopie des Atom-Resonator-Systems (siehe Abschnitt 2.2.6.7) ist es wichtig, die Polarisation im Resonator zu kennen, da z.B. der geschlossene Übergang mit maximaler Kopplung auf dem $5S_{1/2} \leftrightarrow 5P_{3/2}$ -Übergang von ^{87}Rb nur mit zirkularer Polarisation getrieben werden kann. Bei den oben genannten Beispielen ist nur von Bedeutung zu wissen, dass die Polarisation im Resonator zirkular oder linear ist, während die Orientierung der linearen Polarisation beliebig scheint. In unserer Apparatur wird die Symmetrie bzgl. der Ausrichtung der linearen Polarisation allerdings durch den zweiten Resonator gebrochen, sodass für eine konsistente Beschreibung aller Richtungen die absolute Lage der linearen Polarisationen bekannt sein muss.

Insbesondere durch spannungsinduzierte Doppelbrechung wird der Polarisationszustand von Licht bei Propagation durch optische Singlemode-Fasern verdreht. Die Verwendung von polarisationserhaltenden Faser ist nicht praktikabel, da diese typischerweise nur für eine Polarisation polarisationserhaltend sind, nicht aber für beliebige Überlagerungen. In Fällen, in denen beide Enden der optischen Faser frei zugänglich sind, können Polarisationsdrehungen durch Messung der Ausgangspolarisation bei bekannter Eingangspolarisation mit drei Wellenplatten sehr einfach kompensiert werden. Für die Resonatorfasern ist dies hingegen komplizierter, da die Messung der Polarisation im Resonator nicht ohne Weiteres möglich ist.

Die Polarisationskontrolle im kurzen Resonator ist auf Grund der starken Doppelbrechung mit zwei wohlauflgelösten, linearen Polarisationseigenmoden einfach. Auf Grund der bekannten Ausrichtung der elliptischen Spiegel (die Hauptachsen mit den größeren Krümmungsradien stehen vertikal) ist durch die Theorie zur resultierenden Aufspaltung der Polarisationseigenmoden [36] bekannt, dass die Mode mit Polarisationsrichtung in horizontaler Richtung die tiefere Frequenz hat und die Mode, die in vertikaler Richtung polarisiert ist, die höhere Frequenz hat. Um die Kopplung an die gewünschte Polarisationsmode zu maximieren, kann die Frequenz des Resonators über die Resonanzfrequenz beider Polarisationsmoden verfahren werden und Kompensationswellenplatten vor der Einkopplung in die Resonatorfaser mit Hilfe des Transmissionssignals so eingestellt werden, dass die Kopplung an die nicht-gewünschte Polarisationsmode minimiert wird.

Die Polarisationskompensation in der Faser des langen, nicht-doppelbrechenden Resonators ist aufwendiger. Sie erfolgt in zwei Schritten: In einem ersten Schritt wird sichergestellt, dass zirkuläre Polarisation an einem Referenzpunkt vor der Resonatorfaser auf zirkuläre Polarisation im Faserresonator abgebildet wird. Dazu werden zwei Vier-

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

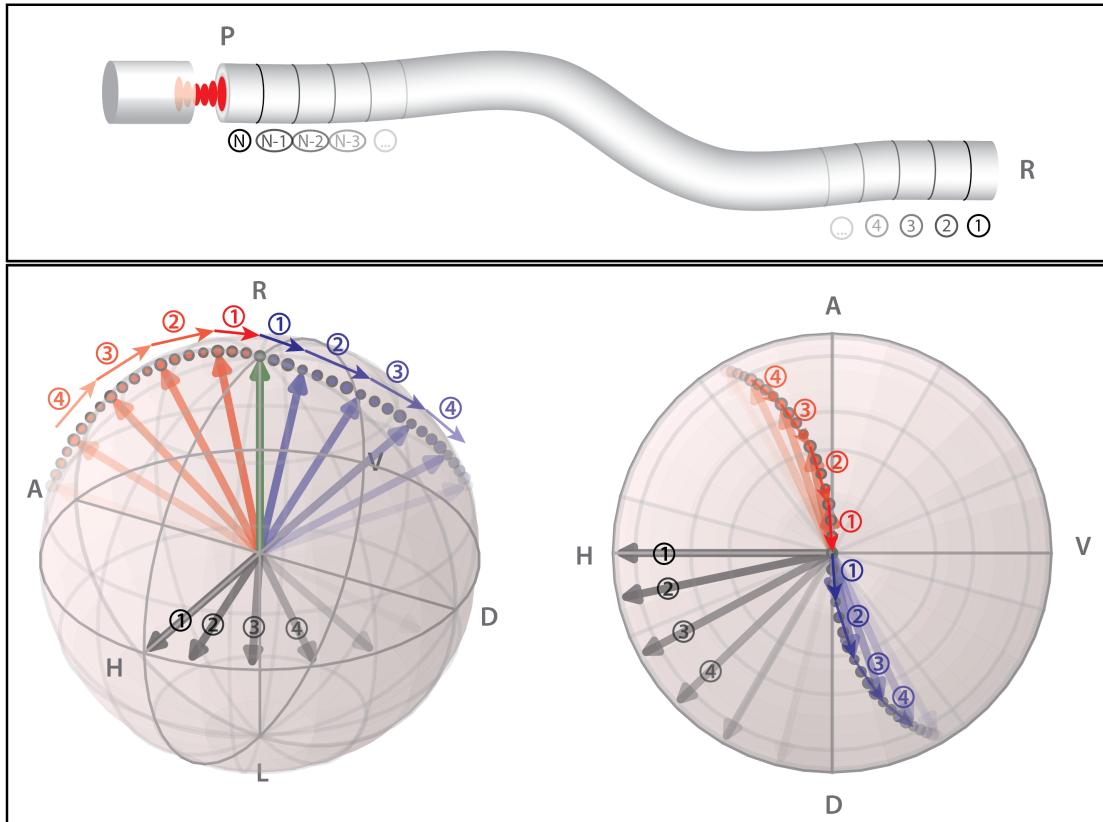


Fig. 2.19: Polarisationskontrolle in den Resonatorfasern, Teil I. Illustration zum Vorgehen bei der Kompensation von Polarisationsdrehungen in den Resonatorfasern. Rechts-zirkular polarisiertes Licht, R, wird in die Ein- und Auskoppelfaser des langen Resonators geschickt. Durch spannungsinduzierte Doppelbrechung in der Faser wird diese Polarisation in den Polarisationszustand P am Resonatorspiegel überführt (siehe obere Teilabbildung). Da der für die spannungsinduzierte Doppelbrechung verantwortliche photo-elastische Effekt zu linearer Doppelbrechung führt, kann die Polarisationsdrehung in der Faser lokal durch Wellenplatten mit beliebig kleiner differentieller Phasenverzögerung beschrieben werden, deren Winkelsausrichtung sich kontinuierlich entlang der Faser ändert. In einer Darstellung der Polarisierung auf der Poincaré-Kugel entspricht die Transformation des Polarisationszustands in der Faser somit einer Aneinanderkettung kleinster Rotationen um Achsen, die in der Äquatorebene der Poincaré-Kugel liegen, wie in der unteren Teilabbildung durch schwarze Pfeile für die ersten Segmente der Faser (①, ②, ③, ④, ...) dargestellt ist. In der gleichen Teilabbildung ist in Blau die Entwicklung der Polarisierung auf den zugehörigen Segmenten der Faser während der Vorwärtspropagation in Richtung Resonator dargestellt und in Rot die Entwicklung auf den gleichen Segmenten während der Rückwärtspropagation nach Reflexion am Resonator, für den Fall, dass die Polarisierung am Ende auf den Polarisationszustand R zurück kehrt. Wie man leicht erkennen kann, sind die blaue und die rote Trajektorie punktsymmetrisch in Bezug auf den Pol der Poincaré-Kugel, was impliziert, dass der Polarisationszustand P am Resonator, wo sich die hinlaufende und die rücklaufende Trajektorie schneiden müssen, auf einem der Pole der Poincaré-Kugel liegen muss, also ebenfalls zirkular ist.

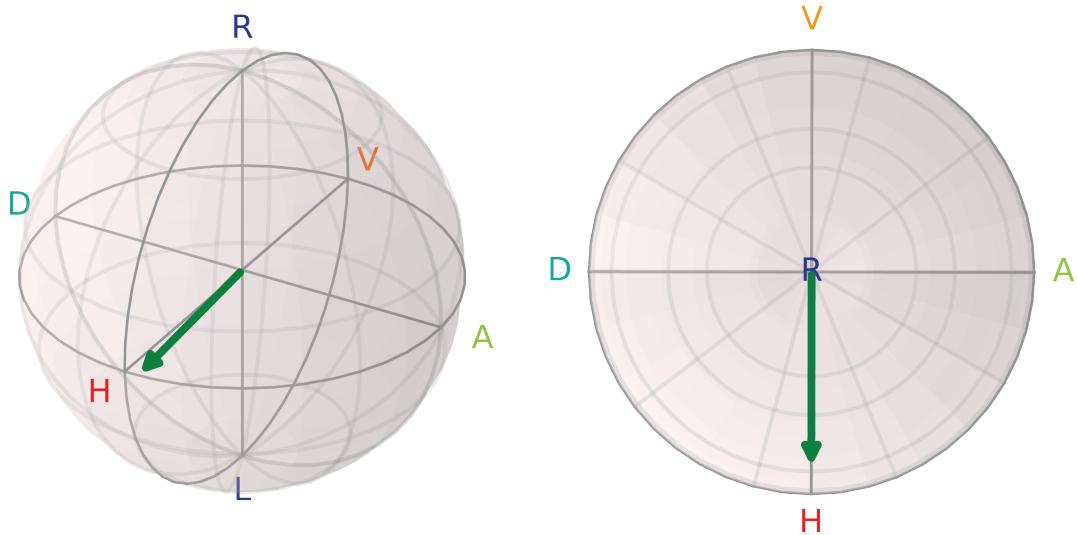


Fig. 2.20: Polarisationskontrolle in den Resonatorfasern, Teil II. Um die Rotation linearer Polarisationen in der Ein- und Auskoppelfaser des langen Resonators zu messen und zu kompensieren, wurde eine Variante des Experiments zum passiven Speichern mit Herold (siehe Kapitel 3) durchgeführt. Dabei wurden die zu speichernden Lichtpulse nicht durch die Ein- und Auskoppelfaser des Resonators auf das im Kreuzungspunkt der Resonatoren gefangene Atom geschickt, sondern durch den Freiraum, entlang der vertikalen, optischen Hauptachse (siehe Abschnitt 2.2.4.2.2). Die auf das Atom geschickten Lichtpulse waren dabei relativ zum Laborsystem H-polarisiert. Photonen, die während des Schreib- und Ausleseprozesses in den langen Resonator gestreut wurden, wurden am Ausgang der Ein- und Auskoppelfaser des langen Resonators mittels Polarisationstomographie analysiert (siehe Abschnitt 3.2.1.2.1), um so die Drehung linearer Polarisationen in der Ein- und Auskoppelfaser zu bestimmen und zu kompensieren. Gezeigt ist der so gemessene und rekonstruierte Polarisationszustand der während des Schreibprozesses in den Resonator gestreuten Photonen während einer abschließenden Charakterisierungsmessung nach der Kompensation der Polarisationsdrehungen der Resonatorfaser.

telwellenplatten vor der Faser so eingestellt, dass Licht, das mit zirkularer Polarisation am Referenzpunkt los geschickt wird, auch mit der gleichen zirkularen Polarisation zurückkommt. Warum dies sicherstellt, dass das Licht auch am Resonatorspiegel zirkular polarisiert ist, ist in Abbildung 2.19 dargestellt. Da Polarisationsdrehungen in der optischen Faser primär auf spannungsinduzierte Doppelbrechung zurückzuführen sind und der photo-elastische Effekt zu linearer Doppelbrechung führt, kann der Effekt der optischen Faser auf die Polarisation lokal durch eine, im Grenzfall beliebig schwache, Wellenplatte mit linearer Eigenpolarisation beschrieben werden, deren Eigenachse sich entlang der Faser kontinuierlich ändert. Im Jones-Formalismus wird diese Wellenplatte auf dem Teilstück i bei Wahl einer linearen Polarisationsbasis durch eine Diagonalmatrix \mathbf{D}_i beschrieben, ihre Orientierung durch eine Drehmatrix \mathbf{R}_i berücksichtigt. Für die Propagation hin zum Resonator ergibt sich also die Polarisation P am Resonatorspiegel aus der Eingangspolarisation R als $P = \mathbf{R}_N^{-1} \mathbf{D}_N \mathbf{R}_N \cdot \dots \cdot \mathbf{R}_1^{-1} \mathbf{D}_1 \mathbf{R}_1 R$. Für den Fall, dass

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

das Licht die Resonatorfaser nach Rückpropagation wieder R-polarisiert verlässt, gilt für den Rückweg $R = \mathbf{R}_1^{-1} \mathbf{D}_1 \mathbf{R}_1 \dots \mathbf{R}_N^{-1} \mathbf{D}_N \mathbf{R}_N P$, was durch Inversion äquivalent ist zu $P = \mathbf{R}_N^{-1} \mathbf{D}_N^{-1} \mathbf{R}_N \dots \mathbf{R}_1^{-1} \mathbf{D}_1^{-1} \mathbf{R}_1 R$. Die entsprechenden Trajektorien der Polarisationen auf der Poincaré-Kugel sind in der Nähe der Anfangs- und Endpolarisation R in Abbildung 2.19 dargestellt, in Blau für die Propagation hin zum Resonator, in Rot für die Propagation zurückkommend vom Resonator. Wie man sieht, ergeben sich bei einem Start auf dem Pol der Poincaré-Kugel und lokal linearen Eigenpolarisationen (d.h. Drehungen um Achsen, die auf dem Äquator der Poincaré-Kugel liegen) Trajektorien, die punktsymmetrisch um den Ausgangszustand am Pol verlaufen. Für die Polarisation am Resonatorspiegel müssen sich diese gegenläufigen Trajektorien treffen, was nur an den Polen der Poincaré-Kugel möglich ist, d.h. mit zirkularer R- oder L-Polarisation. Die für die Kompensation verwendeten Wellenplatten sind in dieser Überlegung konzeptionell Teil der Faser.

Anhand der Illustration Abbildung 2.19 kann man auch sehen, was geschieht, wenn man eine analoge Kompensation mit linearer Polarisation durchführt. Für lineare Ausgangspolarisationen, d.h. solche, die auf dem Äquator der Poincaré-Kugel liegen, verlaufen die him- und rücklaufenden Trajektorien spiegelsymmetrisch um die Äquatorebene, sodass sich die Trajektorien an beliebiger Stelle auf dem Äquator treffen können. Wenn sichergestellt wird, dass eine bestimmte lineare Polarisation nach Hin- und Rückpropagation durch die Faser erhalten bleibt, weiß man also, dass auch am Resonator lineare Polarisation vorlag, man hat jedoch keine Information über die Ausrichtung der linearen Achse.

Um zu bestimmen, wie lineare Polarisationen im Resonator auf lineare Polarisationen vor der Resonatorfaser abgebildet werden, wurde als zweiter Schritt der Polarisationskompensation eine Abwandlung des Speicherexperiments durchgeführt, wie es in Kapitel 3 beschrieben ist. Der Unterschied besteht darin, dass der zu speichernde Polarisationszustand nicht durch die Resonatorfaser auf das Atom geschickt wird, sondern entlang der frei zugänglichen vertikalen Achse, die auch für die rot-verstimmte Stehwellenfalle und den Zeeman-Pumper verwendet wird (siehe Abschnitt 2.2.4.2.2), sodass sichergestellt werden kann, dass das zu speichernde Licht am Ort der Atome im Referenzsystem des Labors H-polarisiert ist. Konkret wurde der H-polarisierte Schreibstrahl aus experimentellen Gründen gegenläufig zum π -polarisierten Zeeman-Pumpstrahl eingestrahlt. Licht, das während des Speichervorgangs oder während des anschließenden Auslesens in den Resonator emittiert wird, kann dann durch Polarisationsstomographie analysiert werden und die ermittelte Verdrehung in der Äquatorebene durch eine zusätzliche Halbwellenplatte kompensiert werden. Das Ergebnis einer entsprechenden Messung nach Kompensation ist in Abbildung 2.20 gezeigt.

Nach der Kontrolle der Polarisationsdrehungen in der Faser des langen Resonators lässt sich sehr einfach die Ausrichtung der Polarisationsmoden im Resonator ermitteln. Dazu kann man die Frequenz des Transmissionssmaximums des Resonators als Funktion des Winkels der linearen Polarisation, mit der der Resonator angeregt wird, vermessen. Diese Frequenz oszilliert, mit Extrema bei den Polarisationen, bei denen die Polarisationsmoden getroffen werden. Wie in Abbildung 2.21 gezeigt ist, stimmen diese, wohl zufälligerweise, etwa mit H- und V-Polarisation überein.

Etwas anders als bei der Einstellung der Ausrichtung der linearen Polarisation des Lichts, mit dem man in Experimenten direkt an atomare Übergänge koppelt, ist die Motivation möglicherweise bei der Einstellung der linearen Polarisation der Intraresonator-Dipolfalle. Hier ist von größerer Bedeutung, dass das Licht in der Falle so linear polarisiert

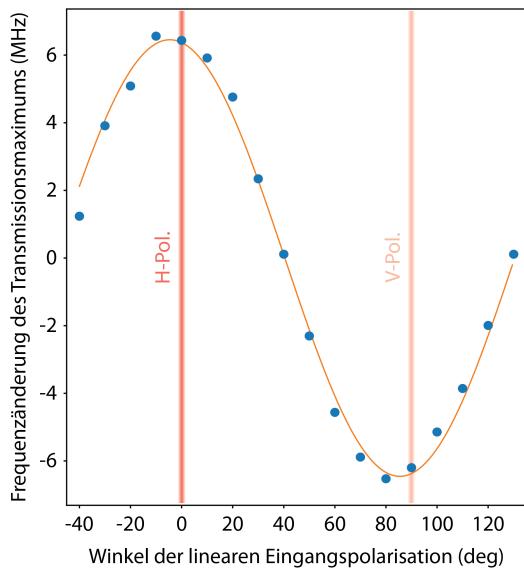


Fig. 2.21: Polarisationseigenmoden des langen Resonators. Verschiebung des Transmissionsmaximums als Funktion des Winkels der linearen Polarisation des zur Spektroskopie des Resonators verwendeten Lichts. Die Verschiebung hat Extrema wenn die Polarisation mit einer der Polarisationseigenmoden des Resonators zusammenfällt. Die Polarisationseigenmoden stimmen fast mit H- und V-Polarisation überein, ihre Frequenzaufspaltung beträgt etwa ein Fünftel der Linienspreite des Resonators. Die Messung ist durch systematische Unsicherheiten limitiert, die statistische Unsicherheit der Messpunkte – abgeleitet aus der Anpassung von Lorentz-Funktionen an die Transmissionsspektren – ist kleiner als die Größe der Punkte.

wie möglich ist, um virtuelle Magnetfelder zu vermeiden, die bei endlicher Temperatur der Atome zu Dekohärenz führen können. Der lange Resonator in unserem Experiment ist leider nicht vollständig doppelbrechungsfrei, sondern besitzt zwei lineare Polarisationseigenmoden, die in der Frequenz um etwa eine Fünftel Linienbreite aufgespalten sind (siehe Abbildung 2.21 und Abschnitt 2.2.1.2). Würden beide Polarisationseigenmoden mit einem Laser quasi-resonant angeregt werden, würden sie daher mit einem Phasenversatz von etwa $2/5 \approx \pi/8$ schwingen, was bei gleichstarker Anregung der Polarisationsmoden zu signifikanten zirkularen Polarisationskomponenten führen würde. Daher wird man bestrebt sein, so gut wie möglich nur eine der Polarisationseigenmoden anzuregen. Eine einfache Methode, mit dem Lock- und Intraresonatordipolfallen-Licht die Polarisationseigenmoden des langen Resonators zu finden, ist, die Resonanzfrequenz des Resonators bei 780 nm als Funktion des Polarisationswinkels des linear polarisierten Stabilisierungslasers zu vermessen. Die Resonanzfrequenz des Resonators oszilliert als Funktion des Polarisationswinkels des Stabilisierungslasers, mit Extrema in den Fällen, in denen eine der linearen Polarisationseigenmoden getroffen wird.

2.2.5. Experimentsteuerung

Um ein Experiment mit gefangenen Atomen durchführen zu können, müssen verschiedene Signale zu geeigneten Zeitpunkten an- und wieder ausgeschaltet werden. Dazu zählen insbesondere Ströme zum Erzeugen von Magnetfeldern für die MOT, Ströme zum Heizen des Dispensers sowie eine Vielzahl von Laserstrahlen geeigneter Frequenz und Leistung. Dies geschieht im Experiment mit Echtzeitsystemen mit einer Vielzahl von digitalen Ein- und Ausgängen, die geeignet gesteuert werden. Wie in den anderen Resonator-QED-Experimenten in der Gruppe, unterteilen wir die Steuerung der Experimente in eine sogenannte „*langsame Sequenz*“ und eine sogenannte „*schnelle Sequenz*“, wie im Folgenden beschrieben wird.

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

2.2.5.1. Langsame Sequenz

Die langsame Sequenz dient dazu, einzelne Atome in die Resonatoren zu bringen und dort zu fangen. Sie steuert also die Erzeugung einer magneto-optischen Falle (MOT), das anschließende weitere Kühlen der Atome in einer optischen Melasse, sowie das anschließende Fallenlassen und Wiederauffangen der Atome in den Resonatoren. Die gesamte Dauer eines solchen Ladezyklus beträgt etwa 3 s. Dazu werden sowohl analoge als auch digitale Ausgangssignale benötigt, mit Pulslängen einer minimalen Dauer von etwa 1 ms. In unserem Experiment verwenden wir dazu ein System von *Jäger GmbH* (*ADwin-Pro II*) mit geeigneten Ein- und Ausgabemodulen.

2.2.5.2. Schnelle Sequenz

Sobald ein Atom in den Resonatoren gefangen ist, können die eigentlichen Experimente gemacht werden. Diese beinhalten z.B. das Präparieren des Atoms in einem wohldefinierten Anfangszustand, das Speichern eines Lichtpulses im Atom und das anschließende Wiederauslesen (siehe Kapitel 3). Zusätzlich müssen die Atome regelmäßig gekühlt werden. Ein solcher Experimentzyklus inklusive Kühlsequenz dauert bei uns typischerweise 200 µs bis 1 ms und die kürzesten Pulslängen liegen typischerweise im Bereich von $\leq 1 \mu\text{s}$. Zur Ausgabe dieser Signale verwenden wir in unserem Experiment ein FPGA-basiertes System von *National Instruments*. Das System verfügt über eine Karte für digitale Ein- und Ausgaben, die für die Kontrolle der schnellen Sequenz verwendet werden, sowie über eine Karte mit analogem Ausgang, deren Funktion in Abschnitt 2.2.5.4 erklärt wird.

2.2.5.3. Datenaufnahme

Die meisten Signale, die für die Auswertung der finalen Experimente von Interesse sind, sind schwache Lichtsignale mit Leistungen im Bereich $\lesssim 100 \text{ fW}$. Diese werden mit Einzelphotonen-Zählern (SPCMs) detektiert, die bei Detektion eines Photons ein Signal an einen Time-to-Digital-Converter (*qu tools GmbH, quTAU*) schicken. Diese Photonendetektionszeiten können dann gespeichert und verarbeitet werden. Zusätzlich zu den Einzelphotonenzählern schicken auch andere Geräte Signale an den Time-to-Digital-Converter, die insbesondere dazu dienen, die Detektionszeiten der Photonen mit der schnellen und der langsamen Sequenz zu synchronisieren.

2.2.5.4. Verknüpfung der Subsysteme

In der aktuellen Version des Experiments arbeiten die verschiedenen in den vorigen Abschnitten beschriebenen Systeme folgendermaßen zusammen: Über ein Software-Interface wird zunächst die langsame Sequenz zum Laden eines Atoms in die Resonatoren gestartet. Am Ende der Sequenz hält die langsame Sequenz alle aktuell ausgegebenen Spannungslevel und aktiviert die schnelle Sequenz mittels einer gehaltenen Signal-Spannung. Die schnelle Sequenz wird nun in Dauerschleife ausgeführt. Das nun verwendete Vorgehen, um zu überprüfen, ob sich Atome in den Resonatoren befinden, und im negativen Fall die langsame Sequenz neu zu starten, basiert darauf, dass sich im optischen Pfad der rot-verstimmtten Stehwellenfalle (senkrecht zur Ebene der Resonatoren) eine Glasplatte befindet, die mit einem Galvanometer-Scanner verkippt werden kann, wodurch sich

die optische Weglänge des Fallenstrahls ändert und die Atome senkrecht zur Resonatorebene verschoben werden können [30]. Dies kann genutzt werden, um Atome, die unter- oder oberhalb der Resonatorebene in der Stehwellenfalle gefangen werden, in die Resonatorebene zu schieben. Zu diesem Zweck gibt die analoge Ausgabekarte des FPGA-Systems, das auch die schnelle Sequenz steuert, eine Spannungsrampe aus, die zur Steuerung des Galvanometer-Scanners genutzt werden kann. Das Fahren dieser Rampe wird für einen wählbaren Zeitraum unterbrochen, sobald während der Kühlsequenz ein Photon detektiert wurde, das mutmaßlich durch ein Atom aus dem Kühlstrahl in einen der Resonatoren gestreut wurde. Um dies zu realisieren, wird das Signal eines SPCMs nicht nur an den Time-to-Digital-Converter geleitet, sondern zusätzlich zu einem digitalen Eingang des FPGA-Systems zur Steuerung der schnellen Sequenz. Sobald die Spannungsrampe ihr Ende erreicht hat, schickt das System einen Spannungspuls an das System zur Steuerung der langsamen Sequenz, das diese neu startet und so gleichzeitig die schnelle Sequenz abschaltet.

Für die meisten Experimente, die im Folgenden beschrieben werden, wurde der Galvanometer-Scanner schlussendlich nicht genutzt, die Steuerung des Experiments erfolgte aber dennoch wie oben beschrieben. Um das volle Potential des Scanners zu nutzen, wäre es gut, etwas fortgeschrittenere Methoden zu implementieren, um die Atome am Ort maximaler Kopplung an die Resonatoren zu positionieren. Zum Beispiel könnte man die Atome im Anschluss an die langsame Sequenz zunächst einmal bei konstanter Kühllichtleistung komplett durch die Resonatoren fahren, und den Scanner anschließend an die Position stellen, an der die in die Resonatoren gestreute Kühllichtleistung maximal war.

2.2.6. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

Für unsere Experimente verwenden wir ^{87}Rb -Atome. Damit schließt sich unser Experiment vielen anderen Experimenten in der Gruppe an, für die die Entscheidung für ^{87}Rb vor Jahren auf Grund der guten Kühlbarkeit mit Diodenlasern und einer vorteilhaften Spinstruktur des Grundzustands getroffen wurde.

2.2.6.1. Magneto-optische Falle und optische Melasse

Bevor Experimente mit einzelnen Atomen in den Resonatoren gemacht werden können, müssen einzelne Atome im Kreuzungspunkt der Resonatoren gefangen werden. Dies beginnt mit dem Laden einer magneto-optischen Falle (MOT) [70], die sich in unserem Fall etwa 10 mm oberhalb der Resonatorebene befindet (Abschnitt 2.2.4.2.1). Die Atome werden durch einen Dispenser bereit gestellt (Abschnitt 2.2.2.2), der rund 3 cm von der MOT entfernt ist und während des Ladens der MOT von einem Strom mit typischerweise 3,8 A durchflossen wird. Während der Ladephase der MOT war das Licht des Kühlasers etwa 12 MHz rot-verstimmt zum Übergang $|5\text{S}_{1/2}, F = 2\rangle \leftrightarrow |5\text{P}_{3/2}, F' = 3\rangle$, das Rückpumplicht war resonant zum Übergang $|5\text{S}_{1/2}, F = 1\rangle \leftrightarrow |5\text{P}_{3/2}, F' = 2\rangle$. Die Gesamtleistung des Kühllichts betrug etwa 10 mW, die des Rückpumpers etwa 300 μW . In typischerweise 3 s Ladezeit der MOT wurden so einige 10^4 Atome gefangen und auf eine Temperatur von etwa 140 μK gekühlt.

Um die Temperatur der Atome weiter zu senken, wurden die Atome im direkten Anschluss an die MOT in einer optischen Melasse weiter gekühlt. Dazu wurden der

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

Kühllaser und der Rückpumplaser weiter rot-verstimmt (30 MHz rot vom Übergang $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ für den Kühllaser und 20 MHz rot vom Übergang $|5S_{1/2}, F = 1\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ für den Rückpumper) und gleichzeitig in ihrer Leistung reduziert. Entgegen dem, was sonst für optische Melassen und Polarisationsgradienten-Kühlen üblich ist, wurde das Magnetfeld der MOT während dieser Kühlphase angelassen, um zu vermeiden, dass die Atome durch ungleichen Strahlungsdruck der retro-reflektierten Strahlen aus der Ruheposition der MOT weg beschleunigt werden. Da das Magnetfeld der MOT-Spulen am Ort der MOT jedoch klein ist, funktionieren die sub-Doppler-Kühlmechanismen, zumindest in unserem Fall kleiner Atomwolken, auch so. Innerhalb von 1 ms Sub-Doppler-Kühlen wurden die Atome so auf eine Temperatur von $16\text{ }\mu\text{K}$ abgekühlt.

Die Charakterisierung der Atomwolken hinsichtlich Dichte und Temperatur erfolgte mittels Time-of-Flight-Methode und Absorptionsabbildung. Details und Ergebnisse zur MOT und Melasse und deren Charakterisierung werden in der Doktorarbeit von D. Niemietz [69] zu finden sein.

2.2.6.2. Durch die Resonatoren fallende Atome

Am Ende der MOT- und Melasse-Phase werden die zugehörigen Licht- und Magnetfelder ausgeschaltet, sodass die Atome unter dem Einfluss der Schwerkraft beginnen, nach unten, in Richtung der Faserresonatoren zu fallen. Die Fallzeit bis zu den Resonatoren beträgt etwa 50 ms , während denen sich die Atomwolke auf Grund der endlichen Temperatur der Atome auf einen Durchmesser von etwa 4 mm ausdehnt. Nur ein kleiner Teil der Atome passiert daher den Kreuzungspunkt der Moden der Faserresonatoren mit einer Fläche von etwa $5\text{ }\mu\text{m} \times 5\text{ }\mu\text{m}$. Dieser Anteil kann erhöht werden, indem kurz nach Abschalten der MOT eine rot-verstimmte Dipolfalle entlang der vertikalen Achse eingestrahlt wird, die sowohl durch den Ort der MOT als auch durch den Kreuzungspunkt der Resonatormoden verläuft, und die so einen etwas größeren Anteil der fallenden Atome in den Kreuzungspunkt der Resonatormoden führt. Diese Dipolfalle kann als Laufwellen-Dipolfalle ausgeführt sein, oder als Stehwellen-Dipolfalle, die dann im Anschluss auch zum Fangen der Atome dient. Im letzteren Fall war es bei den durchgeföhrten Experimenten allerdings so, dass die Stehwellendipolfalle am Ort der MOT nicht tief genug war, um die Atome entgegen der Schwerkraft zu halten. Die Atome wurden also nicht kontrolliert durch Verschieben der Stehwellenfalle in die Resonatoren gebracht, sondern nur fallend in seitlicher Richtung gefördert. Da der Durchmesser des Fallenstrahls am Ort der MOT etwa 25-mal größer ist als in der Ebene der Resonatoren, müsste die Leistung des Fallenstrahls für einen kontrollierten Transport mit gleichbleibender Fallentfernung um einen Faktor 25^2 erhöht werden, was nicht praktikabel ist. Im Verlauf des Experimentaufbaus wurden alle drei Varianten, um die Atome in die Resonatoren zu bringen, angewendet: Freier Fall mit freier Expansion, Führen mit einer Laufwellenfalle und Führen mit der Stehwellenfalle, die anschließend auch zum Fangen verwendet wird. Schlussendlich wurden alle Experimente mit der letztgenannten Variante durchgeführt, da zum einen die Führungsfallen die Anzahl der durch die Resonatoren fallenden Atome relativ zum freien Fall erhöhen und zum anderen die Komplexität des Experiments reduziert wird, wenn keine zusätzliche Laufwellenfalle benötigt wird.

Wenn die Atome den Ort der gekreuzten Resonatormoden erreichen, sind sie zusätzlich dem Licht des Kühlstrahls ausgesetzt (siehe Abschnitt 2.2.4.2.3). Dieses kann unter

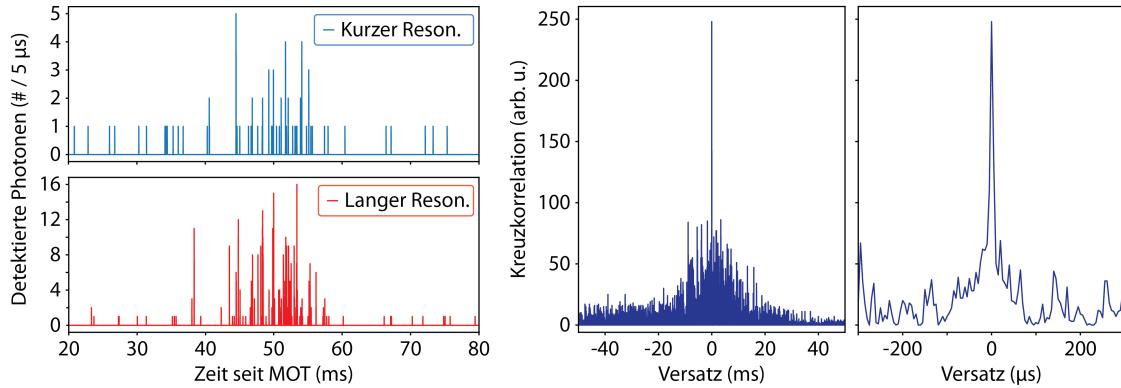


Fig. 2.22: Signale von durch die Resonatoren fallenden Atomen. Die ersten Messungen mit an die Resonatoren koppelnden Atomen wurden gemacht, indem Atome durch die Resonatoren fallen gelassen wurden, wobei sie Licht aus dem Kühlstrahl (Abschnitt 2.2.4.2.3) in die Resonatoren streuten, an deren Ausgängen die gestreuten Photonen dann mit Einzelphotonenzählern detektiert wurden. Eine solche Messung mit fallenden Atomen ist hier exemplarisch für eine Wolke kalter Atome gezeigt, die zum Zeitpunkt 0 ms am Ort der magneto-optischen Falle 10 mm oberhalb der Resonatoren fallen gelassen wurde. Wie im linken Teil der Abbildung zu sehen ist, erreichen die Atome nach etwa 50 ms Fallzeit die Resonatoren, wo sie Photonen in die zwei Resonatoren streuen. Auf der rechten Seite sieht man die Kreuzkorrelation der auf der linken Seite gezeigten Signale der zwei Resonatoren. Auf einem Korrelationshintergrund, der durch die Korrelation von Signalen unterschiedlicher Atome innerhalb der Wolke entsteht und dessen Breite von etwa 20 ms durch die Größe der Wolke auf Grund der endlichen Temperatur der Atome gegeben ist, befindet sich ein ausgeprägter Korrelationspeak für annähernd gleiche Detektionszeiten, der dadurch entsteht, dass einzelne Atome während ihres Transits durch die Resonatoren potentiell mehrere Photonen in die Resonatoren streuen, und dessen Breite von etwa 10 μ s der Transittime der fallenden Atome durch die Resonatormoden entspricht. Eine Verschiebung dieses Korrelationspeaks zu nicht-identischen Detektionszeiten weist auf einen vertikalen Versatz der Resonatormoden hin, was dazu genutzt wurde, die relative Höhe der Resonatoren zueinander so auszurichten, dass sich die Resonatormoden mittig kreuzen. Siehe auch Abbildung 2.23.

anderem dazu verwendet werden, die Atome durch in die Resonatoren gestreutes Fluoreszenzlicht, das hinter dem Ein- und Auskoppelspiegel der Resonatoren mit Einzelphotonenzählern (SPCMs) gemessen wird, zu detektieren.

Derartige Signale fallender Atome sind in Abbildung 2.22 gezeigt.

2.2.6.2.1. Kreuzkorrelation zwischen den Resonatoren Erste interessante Informationen kann man aus den Signalen fallender Atome ziehen, wenn man die Kreuzkorrelation zwischen den Signalen betrachtet, die am Ausgang des kurzen und des langen Resonators detektiert werden. Auch dies ist exemplarisch in Abbildung 2.22 und Abbildung 2.23 zu sehen. Die Korrelationen zeigen Strukturen auf unterschiedlichen Zeitskalen. Zunächst sieht man einen Korrelationshintergrund mit einer Breite von 20 ms. Dieser spiegelt die Ausdehnung der Atomwolke wieder, die nach der Fallzeit im Bereich von 5 mm liegt und die Resonatorebene bei einer mittleren Fallgeschwindigkeit von etwa 0,5 m/s

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

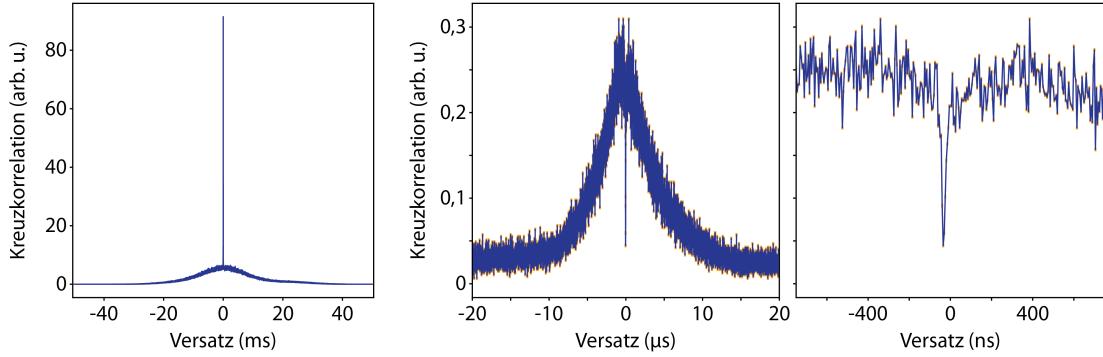


Fig. 2.23: Kreuzkorrelation und Photon-Anitbunching. Die Abbildung zeigt die Kreuzkorrelation von Photonen, die aus dem Kühlstrahl in die gekreuzten Resonatoren gestreut und an deren Ausgängen detektiert werden, während eine Wolke kalter Atome durch die Resonatoren fällt (siehe Abbildung 2.22). Hier gezeigt ist eine Mittelung über fast 500 Experimente. Das Zeitraster für die Histogrammierung betrug für die linke Teilabbildung 2 μ s und für die beiden rechten Teilabbildungen 5 ns. In den zwei Teilabbildungen auf der rechten Seite wird für sehr kurze Detektionszeitdifferenzen eine neue Struktur sichtbar: Ein Photon-Antibunching-Einbruch, der eine typische Eigenschaft einzelner Quantenemitter ist. Während die Detektion eines Photons impliziert, dass sich ein Atom in den Resonatoren befindet und so auf die Gesamtdauer der Messung bezogen die Wahrscheinlichkeit erhöht, zeitnah ein weiteres Photon zu detektieren (Korrelationspeak für Detektionszeitdifferenzen $\sim 10 \mu$ s), ist die Wahrscheinlichkeit, im unmittelbaren Anschluss ein weiteres Photon zu detektieren, für einen einzelnen Quantenemitter verschwindend, da die Detektion eines Photons den Emitter in den Grundzustand projiziert (Korrelationseinbruch für Detektionszeitdifferenzen ~ 20 ns). Der minimale Versatz des Einbruchs weg von 0 ns kann z.B. auf leicht unterschiedliche Längen der Detektionspfade für die zwei Resonatoren zurückgeführt werden.

innerhalb von etwa 10 ms durchquert. Diese Breite der Wolke kann auch direkt in den separaten Signalen des kurzen und des langen Resonators gesehen werden.

Auf dem breiten Korrelationshintergrund sieht man für kleinen bzw. verschwindenden Zeitversatz ein starkes Korrelationssignal mit einer Breite von etwa 10 μ s. Dieses stammt von einzelnen Atomen, die, während sie durch den Kreuzungspunkt der Resonatoren fallen, Photonen in beide Resonatoren streuen. Die Korrelationsbreite von etwa 10 μ s entspricht der Transitdauer der Atome durch die Resonatormoden während die Lage des Peaks relativ zum Korrelations-Nullpunkt Auskunft über die relative Höhe der Moden gibt. Liegen die Moden nicht auf genau der gleichen Höhe passieren fallende Atome die Moden nicht exakt gleichzeitig sondern mit leichtem Zeitversatz, sodass sich ein maximales Korrelationssignal ergibt, wenn die Einzelsignale der zwei Resonatoren leicht in die eine oder andere Richtung gegeneinander verschoben werden. Dies wurde als Signal genutzt, um die zwei Resonatoren auf die gleiche Höhe zu justieren und so sicher zu stellen, dass sich die Resonatormoden kreuzen. Erhöht man die Zeitauflösung beim Berechnen der Korrelationen und mittelt über viele Versuche, wird eine weitere Struktur sichtbar: Dies ist ein Photon-Antibunching-Einbruch für verschwindenden Zeitversatz, eine charakteristische Eigenschaft eines einzelnen Quanten-Emitters, in unserem Fall

einzelner Atome. Die Detektion eines Photons projiziert das Atom in den Grundzustand, wo die Wahrscheinlichkeit für die Emission eines weiteren Photons verschwindet. Auf der Zeitskala der Rabi-Frequenz, mit der das Atom durch, in unserem Fall, den Kühllaser wieder angeregt wird, verschwindet der Korrelationseinbruch dann wieder.

Aus den Korrelationsmessungen schätzen wir die Genauigkeit, mit der die Höhe der zwei Resonatormoden übereinstimmt, auf etwa $\pm 1 \mu\text{m}$ ab.

2.2.6.3. In den Resonatoren gefangene Atome

Während manche Experimente auch mit fallenden Atomen denkbar sind, erhöhen gefangene Atome die Datenraten in Experimenten eklatant und sind für manche Experimente, insbesondere Experimente zu Quantenspeichern, unabdingbar. Daher war selbstverständlich von vornherein vorgesehen, die Atome in den Resonatoren zu fangen. Als Mechanismus, um den Atomen einen Großteil der Fallenergie von 1 mK zu entziehen, war ein Sisyphus-Mechanismus im Potential der rot-verstimmteten Dipolfalle entlang der Fallrichtung vorgesehen, mit dem ein Abbremsen in wenigen oder sogar nur einer Periode der Stehwellenfalle möglich sein sollte [30]. Sind die Atome dann in den Resonatoren gefangen, ergibt sich eine große Vielzahl möglicher Kühlmechanismen [30, 71, 72]. Welcher der Mechanismen im konkreten Fall relevant ist, hängt von der genauen Wahl der experimentellen Parameter ab und hat sich im Laufe der Messungen sicher mehrfach geändert (insbesondere auf Grund unterschiedlicher Frequenzen der Resonatoren relativ zu den atomaren Übergängen und zum Kühllicht).

Experimentell werden während des Einfangprozesses der fallenden Atome unterschiedliche Kühlstrahleinstellungen verwendet. Beginnend mit einer etwas kleineren Verstimmung, um die fallenden Atome zunächst einmal abzubremsen (für die Messungen in Kapitel 3 ca. 25 MHz rot zum Übergang $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$), wird anschließend zu einer größeren Verstimmung gewechselt, bei der die gefangenen Atome effizienter gekühlt werden (ca. 45 MHz rot zum Übergang $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$).

Bei den ersten erfolgreichen Fangversuchen wurden die Atome durch eine Laufwellenfalle von der MOT zum Kreuzungspunkt der Resonatormoden geführt, wo die Atome zusätzlich durch einen der Fallrichtung entgegenlaufenden, resonanten Strahl abgebremst werden konnten, bevor die Stehwellenfalle angeschaltet wurde. Die Laufwellenfalle und der "Brems"-Strahl stellten sich jedoch als unnötig heraus und wurden fortan nicht weiter verwendet.

Für die Stehwellenfalle war zunächst, wie auch bei anderen Apparaturen in der Gruppe, ein Laser mit einer Wellenlänge von 1064 nm vorgesehen. Eine Dipolfalle mit so großer Verstimmung $\Delta\nu_{\text{ODT}}$ relativ zu den relevanten atomaren Übergängen hat den Vorteil, dass bei gegebener Fallentiefe U_{ODT} die Rate Γ_{ODT} , mit der ein gefangenes Atom auf Grund der Dipolfalle Photonen streut, sehr gering ist [73] ($\Gamma_{\text{ODT}}/\Gamma \propto U_{\text{ODT}}/(\hbar\Delta\nu_{\text{ODT}})$). Außerdem führt eine große Verstimmung $\Delta\nu_{\text{ODT}}$ zu einer nur kleinen Differenz $\Delta\nu_{\text{Mech}} = \nu_{\text{Mech}, |F=2\rangle} - \nu_{\text{Mech}, |F=1\rangle}$ der Fallfrequenzen für die um $\Delta\nu_{\text{HFS}}$ aufgespaltenen Hyperfeingrundzustände ($\Delta\nu_{\text{Mech}}/\nu_{\text{Mech}} \propto \Delta\nu_{\text{HFS}}/\Delta\nu_{\text{ODT}}$). Beide genannten Aspekte haben einen Einfluss auf die Kohärenz atomarer Zustände, letzterer zumindest für den Fall einer endlichen Temperatur der Atome. Der Nachteil großer Verstimmungen ist, dass für gegebene Fallentiefen große Laserintensitäten I_{ODT} benötigt werden ($U_{\text{ODT}} \propto I_{\text{ODT}}/\Delta\nu_{\text{ODT}}$), die das Experiment aufheizen können. In unserem Fall besteht der hauptsächliche Heizmechanismus wohl darin, dass ein Teil des Lichts (von der Größenordnung 10^{-2}) an den

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

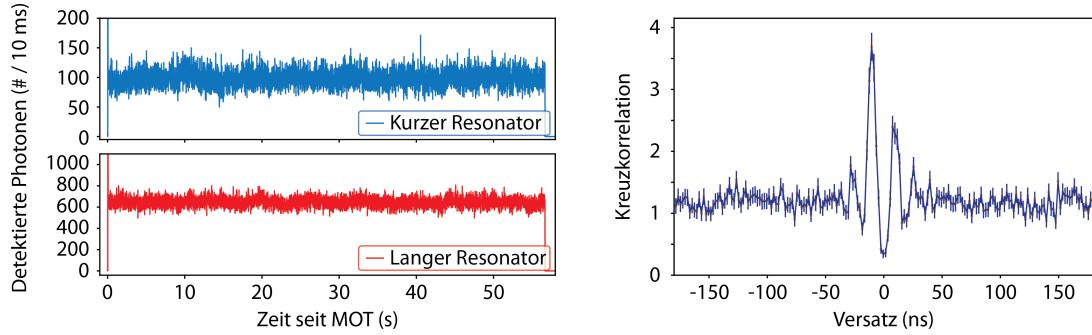


Fig. 2.24: Einzelne, im Kreuzungspunkt der Resonatoren gefangene Atome. Die Präsenz von Atomen in den Resonatoren kann durch Kühllicht detektiert werden, das von den Atomen in die Resonatoren gestreut wird. Ein Beispiel einer solchen Situation, in der ein einzelnes Atom für rund 60 s Kühllicht in beide Resonatoren streut, ist auf der linken Seite der Abbildung gezeigt. Auf der rechten Seite der Abbildung sieht man die zugehörige Kreuzkorrelation der Photonen, $\langle P_{KC}(t)P_{LC}(t + \tau) \rangle_t / (\langle P_{KC}(t) \rangle_t \langle P_{LC}(t) \rangle_t)$, die an den Ausgängen der zwei Resonatoren (kurzer Resonator: KC ; langer Resonator: LC) detektiert wurden, als Funktion eines relativen Zeitversatzes τ zwischen den Messreihen. Das Zeitraster für die Histogrammierung zur Berechnung der Kreuzkorrelation beträgt 2 ns. Die Kreuzkorrelation wurde für Zeitabschnitte von 25 ms berechnet und die Teilergebnisse anschließend gemittelt. Die Standardfehler der Mittelwerte sind als Fehlerbalken gezeigt. Für kurze Detektionszeitdifferenzen sieht man Oszillationen in der Kreuzkorrelation, die mit einem starken Antibunching-Einbruch für verschwindenden relativen Versatz der Detektionszeiten starten. Die Oszillationsfrequenz sollte durch die verallgemeinerte Rabi-Frequenz Ω gegeben sein, mit der der Kühlstrahl Grundzustand und angeregten Zustand der Atome koppelt, die Dämpfung der Oszillationen entsteht durch Zerfall der atomaren Anregung. Bei Atomen, die mehr Photonen in die Resonatoren streuen, sind die Oszillationen stärker gedämpft. Der nicht-verschwindende Wert der Kreuzkorrelation für verschwindenden Zeitversatz kann durch das nicht-verschwindende Verhältnis zwischen der verallgemeinerten Rabi-Frequenz Ω und den Zerfallsraten der Resonatoren erklärt werden, d.h. dadurch, dass sich das Atom mit signifikanter Wahrscheinlichkeit wieder im angeregten Zustand befinden kann, bevor ein zuvor emittiertes Photon die Resonatoren verlassen hat.

Innenseite der Vakuumfenster reflektiert wird und so die Faserresonatoren oder deren Halter trifft. Um nicht zu riskieren, die Resonatoren auf diese Weise zu beschädigen oder zu zerstören, wurde die 1064 nm-Dipolfalle zwar eingebaut und einjustiert, bis heute aber nicht zum Fangen von Atomen verwendet. Stattdessen wurde zunächst eine Dipolfalle mit wesentlich kleinerer Verstimmung und wesentlich weniger Leistung verwendet. Bei den ersten erfolgreichen Fangversuchen betrug die Verstimmung der Falle lediglich 15 GHz relativ zum $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}\rangle$ -Übergang und die Fallleistung betrug rund 60 μW . Hiervon ausgehend wurden die Verstimmung und die Laserleistung bei gleichbleibender Fallentiefe von etwa 1 mK über Monate hinweg langsam erhöht, getrieben primär durch den Wunsch längerer Kohärenzzeiten für die Mikrowellen-Spektroskopie (Abschnitt 2.2.6.5) und auch für die geplanten Speicher-Experimente (Kapitel 3). Außerdem wurde die Wellenlänge der Dipolfalle bald geändert, von leicht rot-verstimmt relativ zur D2-Linie ($5S_{1/2} \leftrightarrow 5P_{3/2}$, 780 nm) auf leicht rot-verstimmt zur D1-Linie ($5S_{1/2} \leftrightarrow 5P_{1/2}$, 795 nm). Bei den abschließenden Messungen (Kapitel 3) betrug die Verstimmung 1 THz relativ zum Übergang $5S_{1/2} \leftrightarrow 5P_{1/2}$ und die Fallleistung betrug etwa 7,3 mW. Ein Heizen der Resonatoren durch die Dipolfalle ist auf den Signalen der Resonatorstabilisierung (Abschnitt 2.2.1.4) deutlich zu sehen.

Wenn sich die Frequenz der Resonatoren in der Nähe eines $5S_{1/2} \leftrightarrow 5P_{3/2}$ -Übergangs befindet, wird ein Teil des Kühl- oder Rückpump-Lichts durch die gefangenen Atome in die Resonatoren gestreut und kann dazu genutzt werden, die Präsenz eines Atoms in den Resonatoren zu detektieren. Eine Beispiel eines Atoms, das im Kreuzungspunkt der zwei Resonatoren gefangen ist, ist in Abbildung 2.24 gezeigt.

Um zu bestimmen, ob ein einzelnes Atom oder mehrere Atome in den Resonatoren gefangen sind, werden Korrelationsfunktionen emittierter Photonen ausgewertet (siehe Abbildung 2.25). Dazu werden in die jeweiligen Messsequenzen kurze Abschnitte eingelegt, bei denen durch Umpumpen von einem Hyperfeingrundzustand in den anderen einzelne Photonen in einem der Resonatoren erzeugt werden. Die Tatsache, dass die Wahrscheinlichkeit, während des Umpumpens ein Photon im Resonator zu erzeugen und zu detektieren, relativ hoch ist, erleichtert die Auswertung der Korrelationsfunktion während die Tatsache, dass die Erzeugung eines Photons im Resonator mit dem Umpumpen in einen Dunkelzustand einher geht, zu sauberem Photon-Antibunching führt.

Die Durchführung entsprechender Analysen für das Kühllicht ist rechnerisch aufwendiger und in der Interpretation deutlich reichhaltiger (siehe Abbildung 2.24).

Die mittlere Fangzeit der Atome beträgt typischerweise etwa 30 s, wie in Abbildung 2.26 für eine Auswertung eines Teils der in Kapitel 3 beschriebenen Messungen gezeigt ist.

2.2.6.4. Detektion des Hyperfeinzustands

Der Kern der Realisierung eines Quantenspeichers mit einem einzelnen Atom besteht darin, den Polarisationszustand eines Photons auf den Spin des Atoms zu übertragen und später wieder auszulesen. Dies setzt die Kontrolle des atomaren Spins voraus, sowohl vor dem Speicherprozess, um das Atom in einem wohldefinierten, geeigneten Anfangszustand zu präparieren, als auch während des Speicherns, um unkontrollierte Rotationen des Spins zu vermeiden. Dabei muss sowohl der Hyperfeinzustand als auch der Zeeman-Zustand kontrolliert werden. Ein wichtiges Analysewerkzeug ist dabei, den Hyperfeinzustand des Atoms detektieren zu können, weshalb wir diese Möglichkeit auch an unserem Experiment

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

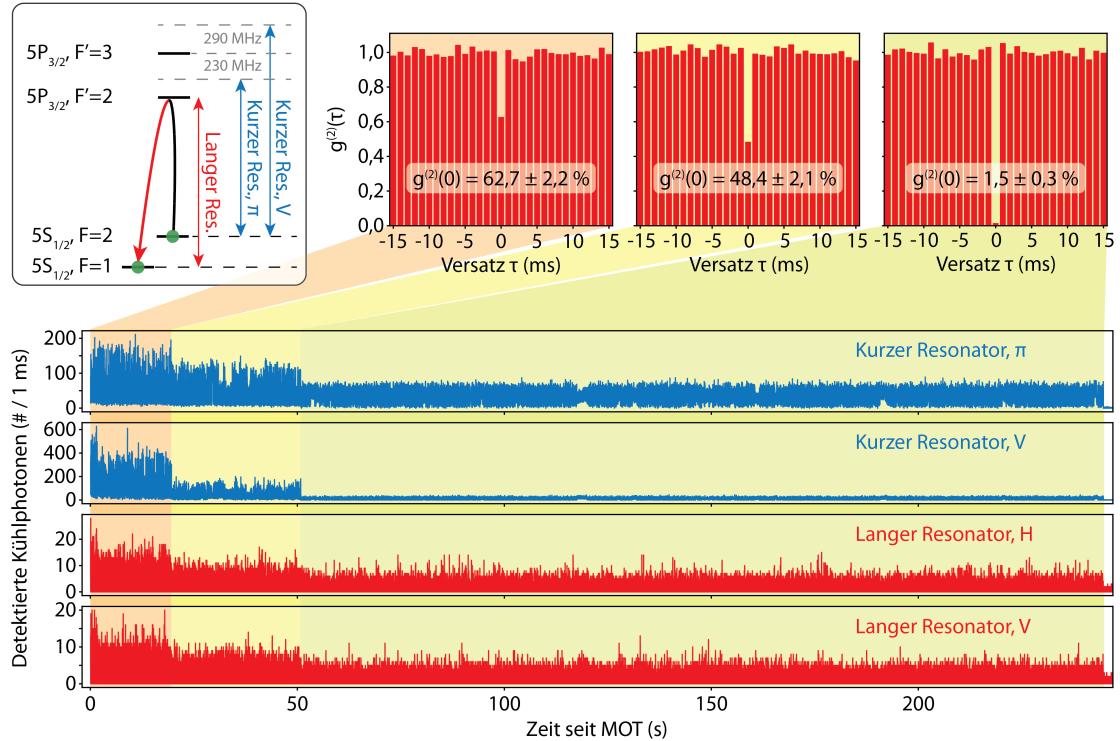


Fig. 2.25: Einzelphotonenproduktion zur Bestimmung der Anzahl gefangener Atome. Um zu bestimmen, wie viele Atome während der Messungen in den Resonatoren gefangen waren, wurden in die Experimentsequenzen kurze Abschnitte zur Photonenproduktion integriert. Dabei wurden die Atome optisch so von einem Hyperfeinzustand in den anderen gepumpt, dass der Transfer in den für das Pumplicht dunklen Zustand mit hoher Wahrscheinlichkeit mit der Emission eines Photons in einen der Resonatoren einher ging. Ein solches Pumpschema ist in der linken oberen Ecke der Abbildung gezeigt. Um die Intensitätskorrelationsfunktion $g^{(2)}(\tau)$ der Photonen bestimmen zu können, wurden sie an den Ausgängen der Resonatoren mit Hanbury-Brown-Twiss-Aufbauten detektiert. Im unteren Teil der Abbildung ist für eine Beispieldurchführung der zeitliche Verlauf der Anzahl der Photonen gezeigt, die während der Kühlphasen der Atome am Ausgang der Resonatoren detektiert wurden. Qualitative Unterschiede im Fluoreszenzverhalten der Atome während des Kühlens wurden genutzt, um die Messungen in verschiedene Abschnitte zu unterteilen – in der gezeigten Messung sind dies drei Abschnitte, die entsprechend farbig hinterlegt sind. Für jeden so ermittelten Abschnitt wurde die Intensitätskorrelationsfunktion $g^{(2)}(\tau)$ für die Photonen berechnet, die während der oben beschriebenen Phasen zur Photonenproduktion erzeugt wurden. Die resultierenden Korrelationsfunktionen sind rechts oben in der Abbildung gezeigt. Die Werte $g^{(2)}(0)$ der Korrelationsfunktion für gleiche Detektionszeiten – d.h. für die Detektion innerhalb der gleichen Experimentsequenz, die hier mit einer Rate von 1 kHz wiederholt wurde – folgen qualitativ dem für N Quantenemittern erwarteten Zusammenhang $g_N^{(2)}(0) = (N-1)/N$, woraus sich schließen lässt, dass im gezeigten Beispiel zunächst drei Atome im Kreuzungspunkt der Resonatoren gefangen waren (rot hinterlegt), später zwei Atome (gelb), und schließlich ein einzelnes Atom übrig blieb (grün). Um auf diese Weise die Präsenz eines einzelnen Atoms mit ausreichender Statistik zu verifizieren, muss ein Atom für etwa eine Sekunde in den Resonatoren gefangen sein. Die Konfidenzintervalle, die für die $g^{(2)}(0)$ -Werte angegeben sind, bezeichnen das Schrotrauschen der Anzahl gemessener Korrelationen.

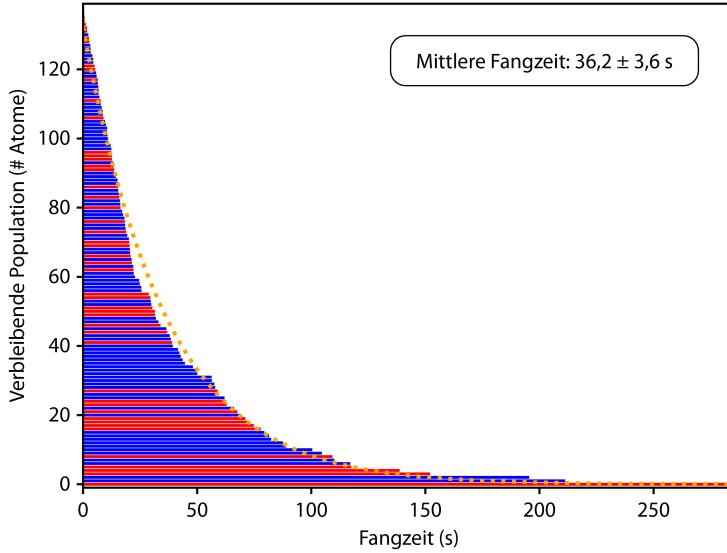


Fig. 2.26: Fangdauer der Atome. Gezeigt ist eine Auswertung der Fangzeit aller Atome, die zu den Messungen zum passiven Quantenspeicher mit Herold durch Speichern und direkt anschließendes Auslesen (Abschnitt 3.2.1, [26]) beigetragen haben. Die Atome der Messung mit quasi-rechteckigen Schreibpulsen sind in Rot gezeigt, die Atome der Messung mit glatter geformten Schreibpulsen in Blau. Die orange, gestrichelte Linie zeigt eine Exponentialfunktion, deren Zeitkonstante über die Maximum-Likelihood-Methode bestimmt wurde (entspricht der mittleren Speicherzeit), und die anschließend an die Daten angepasst wurde. Die mittlere Speicherzeit beträgt 30 bis 40 Sekunden, die angegebene Unsicherheit ist der Standardfehler des Mittelwerts. Dies ist eine für den Experimentaufbau bisher typische Größenordnung, bei halbwegs optimierten, auf die Frequenz der Resonatoren abgestimmten Kühlparametern.

schnell implementiert haben.

Methoden zur Detektion des Hyperfeinzustands einzelner Atome mit Hilfe optischer Resonatoren gibt es mindestens zwei: Die Detektion der Änderung des Transmissions- und Reflexionssignals des Resonators je nachdem, ob sich das Atom in einem Zustand befindet, der an den Resonator koppelt oder nicht [74] und die Detektion mittels resonatorverstärkter Fluoreszenz [75]. Wir haben die zweite Möglichkeit angewendet, unter anderem, da die für Transmissionsmessungen optimale Methode, Licht durch den Spiegel mit kleinerer Transmission in den Resonator zu schicken, in unserem Fall auf Grund der dort verwendeten Multimode-Faser nicht einfach möglich ist.

Das Prinzip der Methode besteht darin, dass einer der Hyperfeingrundzustände mit Hilfe eines Lasers über einen geschlossenen Übergang an einen angeregten Zustand gekoppelt wird und so viele Photonen streut (*bright state*), während alle vom anderen Hyperfeingrundzustand ausgehenden Übergänge relativ zum anregenden Laser weit verstimmt sind, sodass das Atom in diesem Hyperfeingrundzustand dunkel bleibt (*dark state*). Für ^{87}Rb , wie wir es verwenden, ist der Übergang $|5\text{S}_{1/2}, F = 2\rangle \leftrightarrow |5\text{P}_{3/2}, F' = 3\rangle$ geschlossen und auch für fixe Polarisation ohne Dunkelzustand, weshalb $|5\text{S}_{1/2}, F = 2\rangle$ die einfachste und beste Wahl für den *bright state* ist. Ein Resonator auf dem Übergang $|5\text{S}_{1/2}, F = 2\rangle \leftrightarrow |5\text{P}_{3/2}, F' = 3\rangle$ sorgt dafür, dass Fluoreszenz-Photonen auf Grund

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

Purcell-verstärkter Emission in den Resonator effizient und mit hoher Rate detektiert werden können.

Abbildung 2.27 zeigt die Implementierung der Methode in unserem Experiment, wo beide Resonatoren an den Übergang $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ koppeln. Im gezeigten Beispiel konnte der Hyperfeinzustand nach 20 μs Zustandsdetektion in 96 % der Fälle richtig bestimmt werden ((95,7 ± 0,1) % für Präparation in $|F = 1\rangle$ und (96,3 ± 0,1) % für Präparation in $|F = 2\rangle$, wobei die angegebenen Unsicherheiten Schrotrauschen sind).

Eine Betrachtung der Photonen-Zählraten als Funktion der Dauer der Zustandsdetektion (siehe Abbildung 2.27) zeigt, was die Fidelity der Detektion im gezeigten Beispiel limitiert. Durch Streuung der Dipolfalle und die Tatsache, dass die Anregung des Übergangs $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ während der Zustandsdetektion keinen perfekt geschlossenen Übergang treibt (off-resonante Streuung am $|5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ -Zustand sowie evtl. Mischung der Zustände der $5P_{3/2}$ -Mannigfaltigkeit durch Kopplung an die Resonatoren (Atom-Photon-Kopplung ≈ Hyperfeinaufspaltung)), wechseln die Atome während der Zustandsdetektion mit nicht-verschwindender Wahrscheinlichkeit den Hyperfeingrundzustand. Die Anpassung eines einfachen Ratenmodells ergibt, dass die Atome mit einer Rate von $1/(240 \mu\text{s})$ Photonen aus der Dipolfalle streuen, was in der Hälfte der Fälle zu einem Wechsel des Hyperfeingrundzustands führt, und dem überlagert die Anregung des Übergangs $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ während der Zustandsdetektion das Atom mit einer Rate von $1/(550 \mu\text{s})$ vom Zustand $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ in den Zustand $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ transferiert. Obendrein sieht man in der Unterabbildung in Abbildung 2.27, dass sich am Ende des optischen Pumpens nach $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ noch rund 2 % der Population in $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ zu befinden scheint. Auch dies war möglicherweise durch den Wettbewerb der optischen Pumpraten und der Streuraten durch die Falle bedingt. Aus der ermittelten Streurate der Falle Γ_{ODT} ergibt sich mit der damals verwendeten Verstimmung der Falle von $\Delta\nu_{\text{ODT}} = 130 \text{ GHz}$ zur D1-Linie eine Fallentiefe von etwa $U_{\text{ODT}} \approx 0,7 \text{ mK}$, leicht unterhalb der Erwartung ($\Gamma_{\text{ODT}} = \Gamma \cdot U_{\text{ODT}} / (h\Delta\nu_{\text{ODT}})$, Γ : natürliche Populations-Zerfallsrate des angeregten Zustands [73]).

Eine Verbesserung der Fidelity der Zustandspräparation und -detektion bei den im gezeigten Beispiel gegebenen ungewollten Streuraten wäre möglich, indem man z.B. die Laserintensitäten während des optischen Pumpens und der Zustandsdetektion erhöht und die Dauer der Zustandsdetektion verkürzt. Da eine extrem hohe Fidelity der Zustandsdetektion für Spektroskopie-Anwendungen, d.h. in unserem Fall insbesondere Mikrowellen-Spektroskopie zur Kontrolle der Magnetfelder (siehe Abschnitt 2.2.6.5) und Spektroskopie der durch die AC-Stark-Verschiebungen der Fallen verschobenen optischen Übergänge von $5S_{1/2}$ nach $5P_{3/2}$, nicht nötig ist, wurde eine solche Optimierung zunächst nicht weiter verfolgt. Die oben genannte Streurate der Dipolfalle war jedoch für einige geplante Anwendungen noch hinderlich hoch, insbesondere für die Mikrowellen-Spektroskopie, bei der zwischen Zustandspräparation und -detektion etwa 100 μs zum Treiben der Mikrowellenübergänge liegen (Abschnitt 2.2.6.5), und für die Messungen zum passiven Quantenspeicher mit ausgedehnter Speicherzeit (Abschnitt 3). Daher wurden Verstimmung und Leistung der Dipolfalle unter Beobachtung des Heizens der Resonatoren durch den Dipolfallenlaser im Folgenden Schritt für Schritt vorsichtig erhöht.

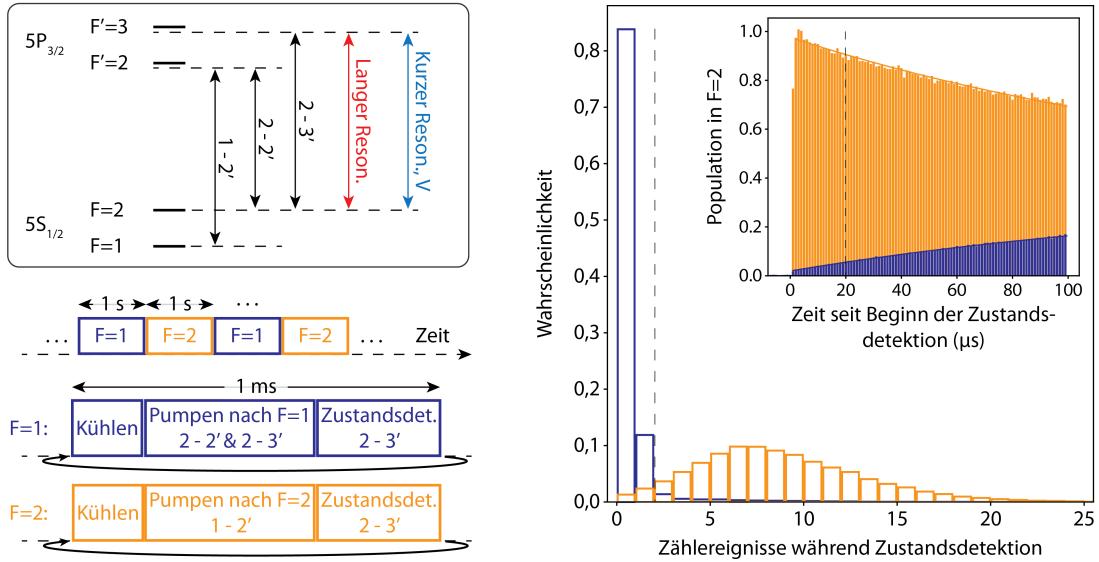


Fig. 2.27: Hyperfeinzustandsdetektion. Zur Messung des Hyperfeinzustands einzelner Atome wurde resonatorverstärkte Fluoreszenz verwendet [75]. Die linke untere Ecke der Abbildung zeigt eine Experimentsequenz, mit der die Hyperfeinzustandsdetektion charakterisiert wurde. Die Breite der Rechtecke zur Darstellung der einzelnen Phasen der Sequenz ist nicht proportional zu deren zeitlicher Dauer. Nach einer Phase zum Kühlen, wird das Atom optisch in einen seiner Hyperfeingrundzustände gepumpt und anschließend der Hyperfeingrundzustand durch resonatorverstärkte Fluoreszenz detektiert. Die Übergänge, die während des optischen Pumpens und der Zustandsdetektion getrieben werden, sind für die einzelnen Phasen der Sequenz angegeben und oben links in der Abbildung dargestellt. Um die Fluoreszenz des hellen Zustands $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ effizient zu detektieren, sind beide Resonatoren resonant zum Übergang $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3\rangle$ stabilisiert. Alle verwendeten Laserstrahlen und die Resonatoren sind gegenüber den relevanten atomaren Übergängen leicht rot verstimmt, um das Heizen des Atoms zu reduzieren (etwa 20 MHz für den Übergang $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ und etwa 10 MHz für die Resonatoren und die anderen Übergänge). Die Experimentsequenz wurde mit einer Rate von 1 kHz wiederholt, wobei die Zustandspräparation alle zwei Sekunden zwischen der Präparation des $|F = 1\rangle$ -Zustands und des $|F = 2\rangle$ -Zustands wechselte. Die rechte Seite der Abbildung zeigt die Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Anzahl während der Zustandsdetektion an den Ausgängen der Resonatoren detekтирter Photonen, aufgeteilt in die Fälle, in denen das Atom im Zustand $|F = 1\rangle$ (blaue Balken) und im Zustand $|F = 2\rangle$ (orange Balken) präpariert wurde. Die vertikale, gestrichelte Linie zeigt den hier für eine ausgeglichene Falsch-positiv- und Falsch-negativ-Rate optimalen Unterscheidungsschwellenwert der Zahl detekтирter Photonen, bei dem beide Hyperfeingrundzustände mit einer Fidelity von 96 % richtig detektiert werden. Die Unterabbildung zeigt, wie sich die Population im Zustand $|F = 2\rangle$ zeitlich während der Zustandsdetektion entwickelt, wieder für die Fälle, in denen das Atom im Zustand $|F = 1\rangle$ (blaue Balken) oder $|F = 2\rangle$ (orange Balken) präpariert wurde. Die vertikale, gestrichelte Linie zeigt die Dauer der Zustandsdetektion, die für die in der Hauptabbildung gezeigte Auswertung verwendet wurde (20 μ s). Die durchgezogenen Linien zeigen die Anpassung eines Modells zur Auswertung von Zustandspräparation und Streuraten.

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

2.2.6.5. Mikrowellen-Spektroskopie

Neben der im vorigen Abschnitt besprochenen Kontrolle des Hyperfeinzustands der Atome, d.h. der relativen Ausrichtung von Hüllenspin und Kernspin zueinander, ist es für viele Experimente auch wichtig, die räumliche Ausrichtung des gekoppelten Gesamtspins zu kontrollieren. Dies sind alle Experimente, bei denen mit wohldefinierten Zeeman-Zuständen gearbeitet werden soll, das heißt für uns insbesondere für die Normalmoden-Spektroskopie (Abschnitt 2.2.6.7) und die Realisierung des passiven Quantenspeichers (Kapitel 3). Die Kontrolle der räumlichen Ausrichtung des atomaren Spins setzt die Kontrolle der Magnetfelder voraus, da nicht-kontrollierte Magnetfelder zu unkontrollierten Drehungen des Spins führen. Fordert man z.B., dass sich die atomaren Spins während einer Dauer von $100\text{ }\mu\text{s}$, einer typischen Zeitskala für optisches Pumpen und angestrebte Kohärenzzeiten des passiven Quantenspeichers, nur unmerklich verdrehen, so ergibt sich für die Größe verbleibender, nicht-kontrollierter Magnetfelder die Bedingung $B \ll 45\text{ mG}$ ($\Leftrightarrow \nu_{\text{Lamor}}\tau_{100\text{ }\mu\text{s}} \ll \pi$), d.h., die Magnetfelder sollten auf eine Genauigkeit von einigen Milligauß kontrolliert werden.

Während die zur Kontrolle benötigten Magnetfelder einfach mit drei orthogonalen Paaren von Kompensationsspulen, die um die Vakuumkammer angeordnet sind (Abschnitt 2.2.3.2), erzeugt werden können, ist die für die Kontrolle benötigte Bestimmung der Magnetfelder am Ort der Atome aufwendiger. Hintergrundfelder auf Grund des Erdmagnetfelds oder technisch erzeugter Felder im Labor und Gebäude werden durch magnetische Materialien so verzerrt, dass sie sich auch auf kleinen Längenskalen signifikant ändern es nicht praktikabel ist, z.B. durch das Messen des Feldes außerhalb der Kammer auf das Magnetfeld am Ort des Atoms zurückzuschließen. Auch kann es sein, dass die Atome durch zirkulare Polarisationskomponenten in den Dipolfallen virtuellen Magnetfeldern ausgesetzt sind, die auf das Atom einen ähnlichen Effekt haben wie echte Magnetfelder, aber außerhalb der Kammer offensichtlich nicht zu messen sind. Für die Kontrolle der Magnetfelder mit hinreichender Genauigkeit muss ihre Messung daher direkt an den Atomen erfolgen, was durch Mikrowellen-Spektroskopie der $|5S_{1/2}\rangle$ -Zustände möglich ist [31].

Das Prinzip der Methode ist in Abbildung 2.28 gezeigt. Die Atome werden im $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ -Zustand präpariert, bevor für eine gewisse Dauer eine Mikrowelle eingeschossen wird, die das Atom durch Kopplung an den Elektronenspin vom $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ -Zustand in den $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ -Zustand transferieren kann, dessen Besetzung abschließend durch resonatorverstärkte Fluoreszenzdetektion (Abschnitt 2.2.6.4) geprüft wird. Zum Treiben der Mikrowellenübergänge wurden zunächst noch nicht die direkt in der Kammer verbauten Mikrowellenantennen verwendet, sondern eine Hornantenne, die sich außerhalb der Kammer befand. Mittlerweile wurden auch die integrierten Mikrowellenantennen erfolgreich getestet, entsprechende Messungen werden in der Doktorarbeit von D. Niemietz [69] zu finden sein. Die Mikrowellenleistung an der Hornantenne betrug für die gezeigten Messungen etwa 300 mW, die Länge der Pulse lag im Bereich von $100\text{ }\mu\text{s}$ ($120\text{ }\mu\text{s}$ für das in Abbildung 2.28 unten links gezeigte Spektrum, $100\text{ }\mu\text{s}$ für das Spektrum unten rechts).

Wie in Abbildung 2.28 gezeigt ist, lassen sich so alle sieben möglichen Übergänge zwischen den verschiedenen $|m_F\rangle$ -Zuständen der $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ - und $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ -Mannigfaltigkeiten klar auflösen. Die verschiedenen $|m_F\rangle$ -Zustände werden durch den Zeeman-Effekt um die Energie $\Delta E = m_F g_F \mu_B B$ verschoben, sodass sich aus den Spektren die Stärke des Magnetfelds B am Ort des Atoms ableiten lässt ($\mu_B = 1,4\text{ MHz/G}$ ist

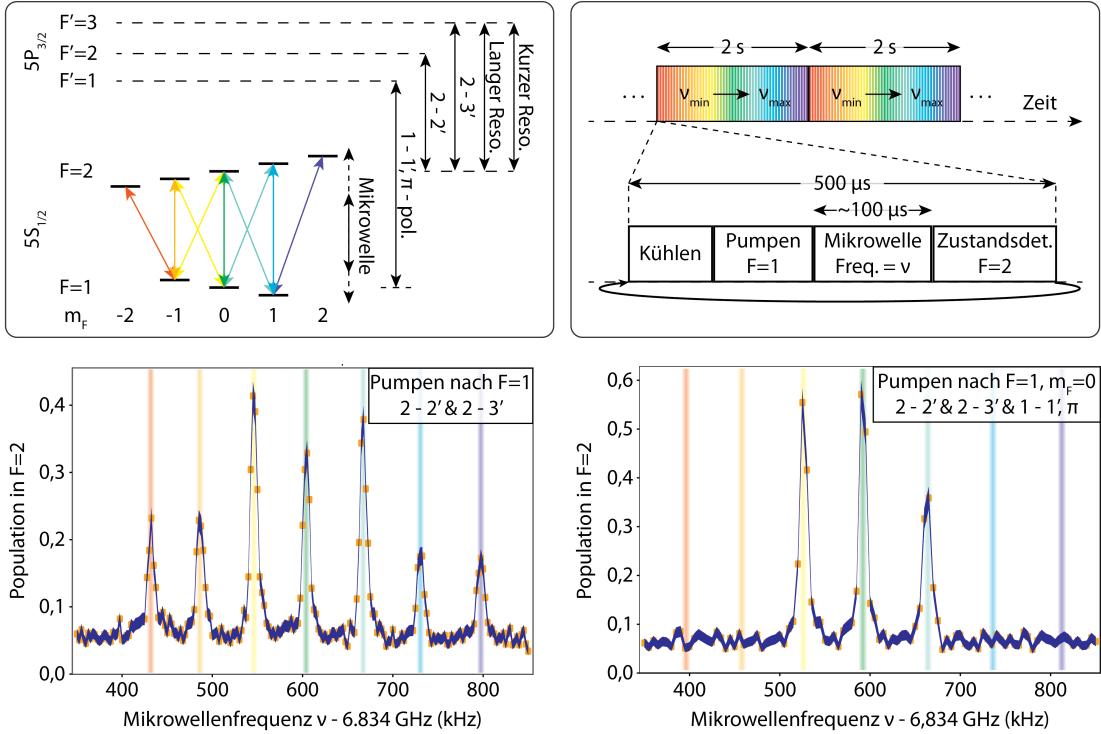


Fig. 2.28: Mikrowellen-Spektroskopie. Mikrowellen-Spektroskopie des Spinflip-Übergangs zwischen den Hyperfeingrundzuständen $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ und $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ diente zur Charakterisierung der Magnetfelder am Ort der Atome sowie des optischen Pumpens. Das Prinzip der Messung ist im oberen Teil der Abbildung dargestellt. Nachdem die Atome zunächst durch optisches Pumpen im Zustand $|F = 1\rangle$ initialisiert werden, wird zur Spektroskopie ein Mikrowellenfeld bei etwa 6,834 GHz eingestrahlt, das auf Resonanz Teile der Population in den Zustand $|F = 2\rangle$ transferiert, dessen Population abschließend durch resonatorverstärkte Hyperfeinzustandsdetektion (Abschnitt 2.2.6.4) gemessen wird. Während das Experiment mit einer Rate von 2 kHz wiederholt wurde, wurde die Mikrowellenfrequenz zur Spektroskopie innerhalb von 2 s über einen Bereich von 500 kHz geändert. Magnetfelder führen auf Grund des Zeeman-Effekts zu einer Verschiebung der Energieniveaus der $|m_F\rangle$ -Spinprojektionszustände, was zu möglichen Mikrowellenübergängen bei sieben verschiedenen Frequenzen führt (farbige Pfeile in der Unterabbildung oben links). Wie das Spektrum unten links in der Abbildung zeigt, können alle sieben Übergänge klar aufgelöst werden, wodurch das Magnetfeld am Ort des Atoms bestimmt werden kann. Die Methode kann darüber hinaus zur Charakterisierung des optischen Pumpens in einzelne $|m_F\rangle$ -Zustände (Zeeman-Pumpen) genutzt werden, wie das Spektrum unten rechts zeigt, wo die atomare Population initial in den Zustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$ gepumpt wurde, wie an der starken Unterdrückung der vier äußeren Peaks des Spektrums gesehen werden kann, die kaum mehr aufgelöst werden. Der Untergrund der Population in $|F = 2\rangle$ in den Spektren ist auf Streuereignissen aus der optischen Dipolfalle während der Mikrowellenpulse ($\approx 100 \mu s$) sowie Fehler während der Zustandspräparation und Detektion (Abschnitt 2.2.6.4) zurückzuführen. Die Fehlerbalken der orangen Datenpunkte sind durch die Breite der blauen Linie gegeben und bezeichnen das Schrotrauschen auf der Anzahl Sequenzen, bei denen das Atom am Ende im Zustand $|F = 2\rangle$ detektiert wurde. Die Spektren zeigen Messdaten von je einem Atom.

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

das Bohrsche Magneton und g_F ist der gyromagnetische Faktor ($g_{F=1} = -1/2$, $g_{F=2} = 1/2$). Durch die Messung entsprechender Spektren bei gezielt angelegten Magnetfeldern in entgegengesetzten Richtungen entlang aller drei orthogonaler Raumachsen lässt sich das Magnetfeld am Ort der Atome auf nahezu null setzen.

Ebenfalls in Abbildung 2.28 sieht man, dass Mikrowellenspektren auch genutzt werden können, um die Qualität der Präparation der Atom in ausgewählten $|m_F\rangle$ -Zuständen („Zeeman-Pumpen“) zu charakterisieren. Im in Abbildung 2.28 unten rechts gezeigten Beispiel wurde das Atom erfolgreich im Zustand $|5S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle$ präpariert (siehe auch Kapitel 3), wie am Verschwinden der vier äußersten Peaks des Spektrums zu sehen ist. Die Genauigkeit, mit der die erfolgreiche Zustandspräparation getestet werden kann, ist hier limitiert durch das Rauschen des Untergrunds. Dieses ließe sich, neben Methoden wie Mitteln über mehrere Messungen bzw. mehrere Atome, offensichtlich und idealerweise durch Absenken des gesamten Hintergrunds reduzieren. Im gezeigten Fall erwartet man durch Streuung der rot-verstimmteten Dipolfalle (1,0 THz relativ zur D1-Linie, 0,6 mK Fallentiefe) einen Beitrag zum Hintergrund von etwa 3 %, der Rest ist wohl auf fehlerhafte Zustandspräparation und -detektion zurückzuführen.

Die Genauigkeit, mit der die verschiedenen $|m_F\rangle$ -Zustände der $|5S_{1/2}\rangle$ -Hyperfeinzustände durch Kompensation der Magnetfelder zur Entartung gebracht werden konnten, war in unserem Fall limitiert durch Tensor-AC-Stark-Verschiebungen der $|5S_{1/2}\rangle$ -Zustände, verursacht durch die π -polarisierte, vertikale Stehwellenfalle. Zwar nimmt man üblicherweise an, dass Tensor-AC-Stark-Verschiebungen – d.h. AC-Stark-Verschiebungen, deren Wirkung weder für alle $|m_F\rangle$ -Zustände eines Hyperfeinzustands gleich ist (skalare AC-Stark-Verschiebung), noch proportional zur Spinprojektionsquantenzahl m_F ist (Vektor-AC-Stark-Verschiebung) – für Zustände mit Hüllenspin $J = 1/2$ verschwinden [76], jedoch gilt dies nur in dem Grenzfall, dass die Verstimmung $\Delta\nu_{\text{ODT}}$ der Frequenz des Fallenlasers relativ zur Frequenz atomarer Übergänge groß ist gegenüber der Hyperfeinaufspaltung $\Delta\nu_{\text{HFS}}$ der beteiligten angeregten Zustände. In unserem Fall war das entsprechende Frequenzverhältnis $\Delta\nu_{\text{HFS}, 5P_{1/2}} / \Delta\nu_{\text{ODT}, \text{D1}} = 0,82 \text{ GHz} / 1,0 \text{ THz} = 0,82 \cdot 10^{-3}$ zwar bereits recht klein, jedoch noch hinreichend groß, um zu klaren Verzerrungen der Mikrowellenspektren zu führen.

Dies ist in Abbildung 2.29 gezeigt. In der dort verwendeten Nomenklatur sind die relevanten AC-Stark-Verschiebungen in führender Ordnung in $\Delta\nu_{\text{HFS}} / \Delta\nu_{\text{ODT}}$ gegeben durch:

$$\begin{aligned}\Delta E_\delta &= U_{\text{ODT}, \text{D1}} \cdot \frac{\Delta\nu_{\text{HFS}, 5S_{1/2}} + \Delta\nu_{\text{HFS}, 5P_{1/2}}}{\Delta\nu_{\text{ODT}, \text{D1}}}, \\ \Delta E_T &= U_{\text{ODT}, \text{D1}} \cdot \frac{\Delta\nu_{\text{HFS}, 5P_{1/2}}}{\Delta\nu_{\text{ODT}, \text{D1}}}.\end{aligned}\tag{2.31}$$

Hierbei bezeichnet $U_{\text{ODT}, \text{D1}}$ die AC-Stark-Verschiebung des $|5S_{1/2}\rangle$ -Zustands auf Grund der Kopplung an den $|5P_{1/2}\rangle$ -Zustand, $\Delta\nu_{\text{HFS}, 5S_{1/2}}$ die Hyperfeinaufspaltung des $|5S_{1/2}\rangle$ -Zustands und $\Delta\nu_{\text{HFS}, 5P_{1/2}}$ die Hyperfeinaufspaltung des $|5P_{1/2}\rangle$ -Zustands. Die Verschiebungen ergeben sich bei einfacher Berücksichtigung der Hyperfeinaufspaltung des $|5P_{1/2}\rangle$ -Zustands und der m_F -abhängigen Übergangsstärken bei elektrischer Dipol-Kopplung [77]. Zum Beispiel erhält der $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$ -Zustand bei π -polarisierter Falle sein gesamtes von der D1-Linie abgeleitetes Fallenpotential durch Kopplung an den $|5P_{1/2}, F' = 1, m_F = 0\rangle$ -Zustand, während die $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = \pm 2\rangle$ -Zustände ihr entsprechendes Potential durch Kopplung an die etwas weiter verstimmten

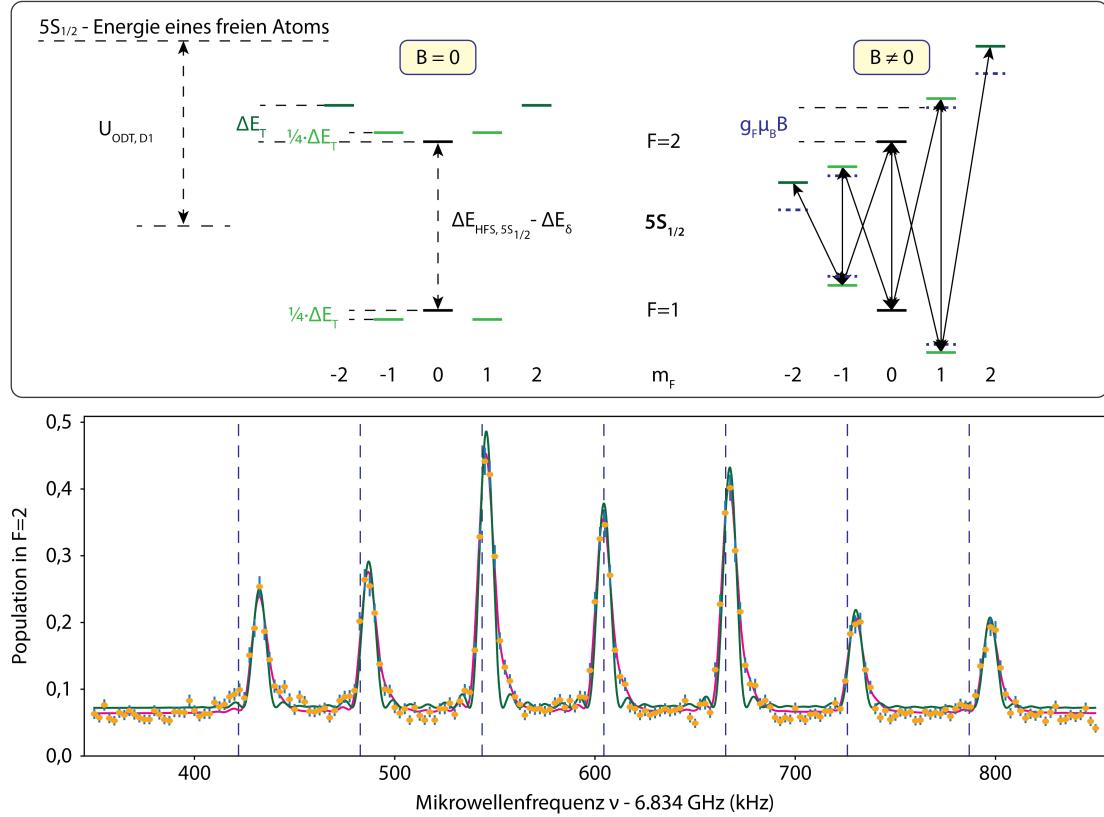


Fig. 2.29: Tensor-AC-Stark-Verschiebung der $|5S_{1/2}\rangle$ -Zustände. Das relativ kleine Verhältnis zwischen der Verstimmung der π -polarisierten Stehwellen-Dipolfalle von der D1-Linie ($\Delta\nu_{\text{ODT},D1} = 1,0 \text{ THz}$) und der Hyperfeinaufspaltung der $|5P_{1/2}\rangle$ -Zustände ($\Delta\nu_{\text{HFS},5P_{1/2}} = 817 \text{ MHz}$) führt zu Tensor-AC-Stark-Verschiebungen des $|5S_{1/2}\rangle$ -Grundzustands und in der Folge zu signifikanten Verzerrungen der Mikrowellenspektren. Die relevanten Energieniveaus und Energieverschiebungen sind im oberen Teil der Abbildung gezeigt. Dort bezeichnet $U_{\text{ODT},D1}$ die globale AC-Stark-Verschiebung des $|5S_{1/2}\rangle$ -Grundzustands auf Grund der Kopplung an die $|5P_{1/2}\rangle$ -Zustände ($\approx 10 \text{ MHz}$), ΔE_δ ist die differentielle AC-Stark-Verschiebung der $|F = 1 \text{ bzw. } 2, m_F = 0\rangle$ -Zustände ($\approx 100 \text{ kHz}$), und ΔE_T beschreibt den Tensoranteil der AC-Stark-Verschiebung ($\approx 10 \text{ kHz}$). Quantitative Ausdrücke für ΔE_T und ΔE_δ sind in Gl. (2.31) angegeben. Der untere Teil der Abbildung zeigt ein Mikrowellenspektrum, das bereits in Abbildung 2.28 gezeigt wurde, hier mit einem angepassten Modell (grüne Linie), das die Tensor-AC-Stark-Verschiebungen beinhaltet. Außer der Höhe der Peaks und des Untergrunds waren die einzigen freien Anpassungsparameter die globale AC-Stark-Verschiebung durch die D1-Linie ($U_{\text{ODT},D1}$) und die Stärke des Magnetfelds. Vertikale, gestrichelte Linien zeigen die Frequenzen an, bei denen man die Übergänge bei dem aus der Anpassung des Modells abgeleiteten Magnetfeld erwarten würde, wenn die Tensor-AC-Stark-Verschiebungen nicht berücksichtigt würden ($\Delta E_T \equiv 0$). Während die beobachteten Übergangsfrequenzen durch die Tensor-AC-Stark-Verschiebungen sehr gut erklärt werden (grüne Linie), fällt als verbleibende Abweichung auf, dass die Peaks systematisch Schultern auf der Seite höherer Frequenzen haben. Diese können durch die endliche Temperatur der Atome in Kombination mit den leicht unterschiedlichen Fallenfrequenzen der $|F = 1\rangle$ - und der $|F = 2\rangle$ -Zustände erklärt werden, was in einer Erweiterung des Modells berücksichtigt wurde, dessen Anpassung an die Daten in Magenta gezeigt ist. Die aus der Anpassung abgeleitete Temperatur beträgt $(47 \pm 2) \mu\text{K}$.

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

$|5P_{1/2}, F' = 2, m_F = \pm 2\rangle$ -Zustände erhalten, wodurch sie etwas schwächer gefangen sind.

Der Einfluss des entsprechenden Effekts durch die D2-Linie kann vernachlässigt werden, da die Verstimmung relativ zum Fallenlaser deutlich größer ist, die Hyperfeinaufspaltung des $|5P_{3/2}\rangle$ -Zustands kleiner ist und die relativen Übergangsstärken so sind, dass die Tensor-AC-Stark-Verschiebungen durch die D2-Linie in unserem Fall nur etwa 1/80 der durch die D1-Linie verursachten Tensor-AC-Stark-Verschiebungen betragen.

Wie in Abbildung 2.29 zu sehen ist, ist das Modell in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Möglicherweise lassen sich sogar bereits Effekte endlicher Temperatur der Atome in der Falle erkennen. Dadurch, dass die $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ -Zustände etwas tiefer gefangen sind als die $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ -Zustände, haben die Atome in den $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ -Zuständen etwas höhere mechanische Fallenfrequenzen als in den $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ -Zuständen. Im oben gezeigten Beispiel beträgt der erwartete Unterschied der Fallenfrequenzen $\Delta\nu_{\text{Mech}}$ etwa 1,7 kHz. Dies bewirkt, dass für ein Atom, das sich in einem n-fach angeregten mechanischen Zustand befindet, für einen Spinflip-Übergang von $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ nach $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ n-mal die differentielle Fallenfrequenz $\Delta\nu_{\text{Mech}}$ mehr an Energie aufgebracht werden muss als für ein Atom, das sich im mechanischen Grundzustand befindet. Bei endlicher Temperatur der Atome erwartet man in den Mikrowellen-Spektren also neben den Peaks für Übergänge im mechanischen Grundzustand weitere Peaks für Übergänge in angeregten mechanischen Zuständen, die in diesem Fall immer zu höheren Übergangsfrequenzen verschoben sind. Hier besteht ein Unterschied zu ähnlichen Effekten bei virtuellen Magnetfeldern (Vektor-AC-Stark-Verschiebung), bei denen die entsprechenden Übergänge auf der einen Seite des Spektrums in Richtung höherer, auf der anderen Seite des Spektrums in Richtung niedrigerer Frequenzen verschieben [76].

Um bzgl. der Temperatureffekte in den Spektren genauere Aussagen machen zu können, wäre Spektroskopie mit höherer Auflösung hilfreich, die hier über die Dauer der Mikrowellenpulse durch die Streureate der optischen Dipolfalle limitiert war. Leider ist es bei den hier vorliegenden Effekten (anders als bei den erwähnten virtuellen Magnetfeldern [76]) so, dass Maßnahmen, die die Streureate reduzieren, gleichzeitig zu einer Verringerung des Frequenzabstands der aufzulösenden Peaks führt, sodass es schwierig sein könnte, mit Mikrowellen-Spektroskopie differentielle Fallenfrequenzen aufzulösen, die auf dem nicht-verschwindenden Verhältnis zwischen Hyperfeinaufspaltung und Verstimmung der Dipolfalle basieren.

Abschließend sei angemerkt, dass wir Spektren wie in Abbildung 2.28 und Abbildung 2.29 – d.h. mit praktisch Fourier-limitierten Peaks an wohlverstandenen Positionen – in den Fällen sehen, in denen die Ausrichtung des Magnetfelds mit der Polarisationsrichtung der rot-verstimmten Dipolfalle übereinstimmt. In diesen Fällen ist sowohl die relative Verschiebung der $|m_F\rangle$ -Zustände durch Tensor-AC-Stark-Verschiebungen als auch die Verschiebung durch das angelegte Magnetfeld in der gewählten Zustandsbasis diagonal. Dies ist nicht mehr der Fall, wenn die Richtung des magnetischen Führungsfelds bei gleichbleibender Fallenpolarisation geändert wird, sodass die Peaks in den entsprechenden Spektren eine Substruktur zu zeigen scheinen. Diese mit verbesserter spektraler Auflösung zu messen und zu untersuchen, könnte interessant sein.

2.2.6.6. Stark-Verschiebungs-Spektroskopie

Eine einfache Charakterisierungsmessung, bei der die Hyperfeinzustandsdetektion (Abschnitt 2.2.6.4) zum Einsatz kommt, ist die Spektroskopie optischer Übergänge. Als

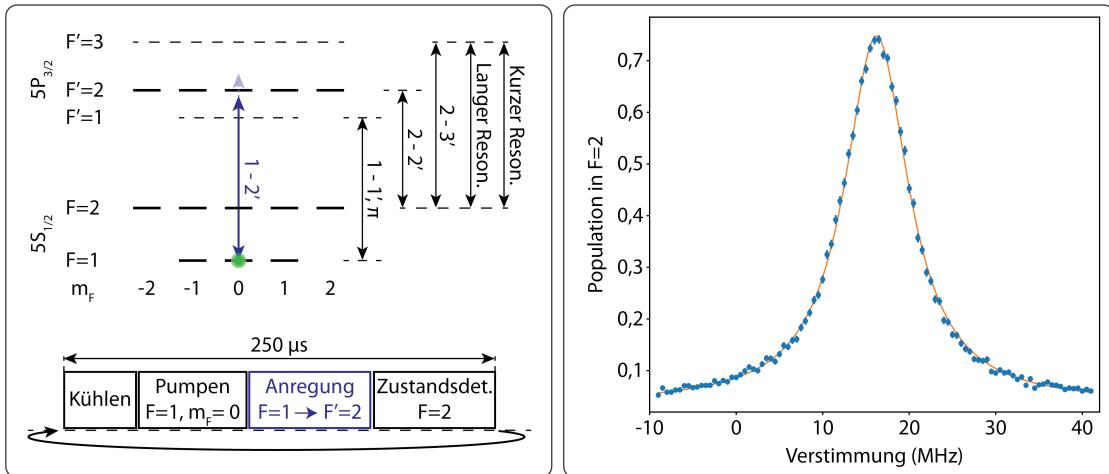


Fig. 2.30: Stark-Verschiebungs-Spektroskopie. Dargestellt ist eine Methode zur experimentellen Bestimmung der Resonanzfrequenzen elektronischer Übergänge gefangener Atome, die auf Grund der AC-Stark-Verschiebung durch die optischen Dipolfallen von den Resonanzfrequenzen freier Atome abweichen. Im gezeigten Fall wurde die Spektroskopie auf dem Übergang von $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ nach $|5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ durchgeführt. Das Messschema ist auf der linken Seite der Abbildung gezeigt. Durch optisches Pumpen werden die Atome im Zustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$ initialisiert. Anschließend wird der zu spektroskopierende Übergang mit einem schwachen Laserpuls geprüft. Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit, die von der Verstimmung zwischen anregendem Laser und atomarem Übergang abhängt, wird das Atom dabei angeregt, woraufhin es in den Zustand $|F = 2\rangle$ zerfallen kann, wo die Population im letzten Schritt per Hyperfeinzustandsdetektion (Abschnitt 2.2.6.4) detektiert wird. Die rechte Seite der Abbildung zeigt eine Beispilmessung, bei der die mittlere Population in $|F = 2\rangle$ als Funktion der Verstimmung des Anregungslasers relativ zur für freie, nicht-gefangene Atome erwarteten Übergangsfrequenz des Übergangs von $|F = 1\rangle$ nach $|F' = 2\rangle$ dargestellt ist. Auf Grund der AC-Stark-Verschiebung durch die optische Dipolfalle ist die Übergangsfrequenz blau-verschoben, in diesem Fall um $(16, 22 \pm 0, 02)$ MHz, wie die Anpassung einer Lorentz-Funktion an die Daten ergibt (orange Linie). Die angegebene Unsicherheit ist rein statistisch, die Werte für verschiedene, an unterschiedlichen Stellen der Falle gefangene Atome streuen um etwa 1 MHz. Da bei der Messung auf Resonanz ein signifikanter Anteil der Population aus dem Zustand $|F = 1\rangle$ in den Zustand $|F = 2\rangle$ transferiert wird, ist die Linie auf 9 MHz (FWHM) verbreitert. Fehlerbalken zeigen das 1σ -Konfidenzintervall basierend auf der Auswertung eines Bernoulli-Test mit Gaußscher Näherung.

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

konkretes Beispiel mussten für die in Kapitel 3 gezeigten Messungen der lange Resonator sowie die einlaufenden Photonen auf Resonanz mit dem elektronischen Übergang von $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ nach $|5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ gesetzt werden. Die Übergangsfrequenzen sind für freie Atome sehr genau bekannt [77], werden jedoch durch die optischen Dipolfallen, in unserem Fall insbesondere durch die rot-verstimmte vertikale Stehwellenfalle, etwas verschoben. Die Stärke der Verschiebung hängt dabei nicht nur von der recht einfach zu bestimmenden Leistung der Dipolfalle ab, sondern auch vom Strahlradius der Falle am Ort des gefangenem Atoms sowie von der Genauigkeit, mit der hin- und rücklaufende Fallenstrahlen überlagert sind. Daher kann es sinnvoll und nötig sein, die im Experiment vorliegenden Übergangsfrequenzen direkt zu vermessen.

Eine solche Messung ist in Abbildung 2.30 gezeigt. Das Prinzip der Messung besteht darin, als Funktion der anregenden Laserfrequenz zu bestimmen, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein im Zustand $|F = 1\rangle$ initialisiertes Atom durch einen Laserpuls angeregt und unter Streuung eines Photons in den Zustand $|F = 2\rangle$ transferiert wird. Weitere Details zur Messsequenz befinden sich in Abbildung 2.30.

Die gemessene Übergangsfrequenz ist im gezeigten Fall etwa 16 MHz blau-verstimmt zur entsprechenden Übergangsfrequenz ungefangener Atome, was mit der erwarteten AC-Stark-Verschiebung durch die rot-verstimmte, vertikale Dipolfalle übereinstimmt. Die Fluktuation der Übergangsfrequenz von Atom zu Atom, die wohl insbesondere dadurch bedingt ist, dass unterschiedliche Atome an unterschiedlichen Orten im Gitter gefangen sein können, liegt typischerweise im Bereich von etwa 1 MHz.

2.2.6.7. Normalmoden-Spektroskopie

Die Normalmoden-Aufspaltung eines gekoppelten Atom-Resonator-Systems zeigt die kohärente Kopplung zwischen einzelnen Photonen und Atomen und ist eine emblematische Messung der Resonator-QED [27]. Die Messung von Normalmoden-Spektren gibt Auskunft über die Stärke der Atom-Photon-Kopplung des Systems, die für praktisch alle Resonator-QED-Experimente ein entscheidender Parameter ist. Daher haben auch wir entsprechende Messungen an der neuen Apparatur durchgeführt.

Als Messmethode verwenden wir Resonatortransmissions-Spektroskopie, analog zu den in Abbildung 2.6 gezeigten Spektroskopie-Messungen der leeren Resonatoren, wobei sich diesmal einzelne Atome im Resonator befinden, dessen Resonanzfrequenz auf einen gewählten elektrischen Dipolübergang des Atoms abgestimmt ist. Wird nun versucht, den Resonator resonant anzuregen, so wird durch die Kopplung des Resonatorfeldes an das Atom der resonante Aufbau eines Feldes im Resonator verhindert, was die Transmission durch den Resonator unterdrückt. Stattdessen treten im Fall starker Atom-Photon-Kopplung neue Eigenmoden mit einer Frequenzaufspaltung von $2g$ auf, die einer Modulation der Amplitude des Intraresonatorfeldes und des atomaren Dipols mit der Einzelphotonen-Rabi-Frequenz $2g$ entsprechen, sofern beide Eigenmoden gleichzeitig angeregt sind. Die Beobachtung eines Transmissionseinbruchs auf Resonanz erfordert keine starke Kopplung ($g \gg \kappa, \gamma$) sondern lediglich die schwächere Bedingung großer Kooperativität ($C = g^2/(2\kappa\gamma) > 1$, siehe Gl. (2.29)).

Abbildung 2.31 und Abbildung 2.32 zeigen Normalmodenspektren für den langen und den kurzen Resonator und illustrieren die Messmethode. Alle folgenden Zustandsbezeichnungen beziehen sich auf den Übergang $|5S_{1/2}\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}\rangle$, an dem die Messungen durchgeführt wurden. Zu Beginn der Messsequenz werden die Atome durch optisches

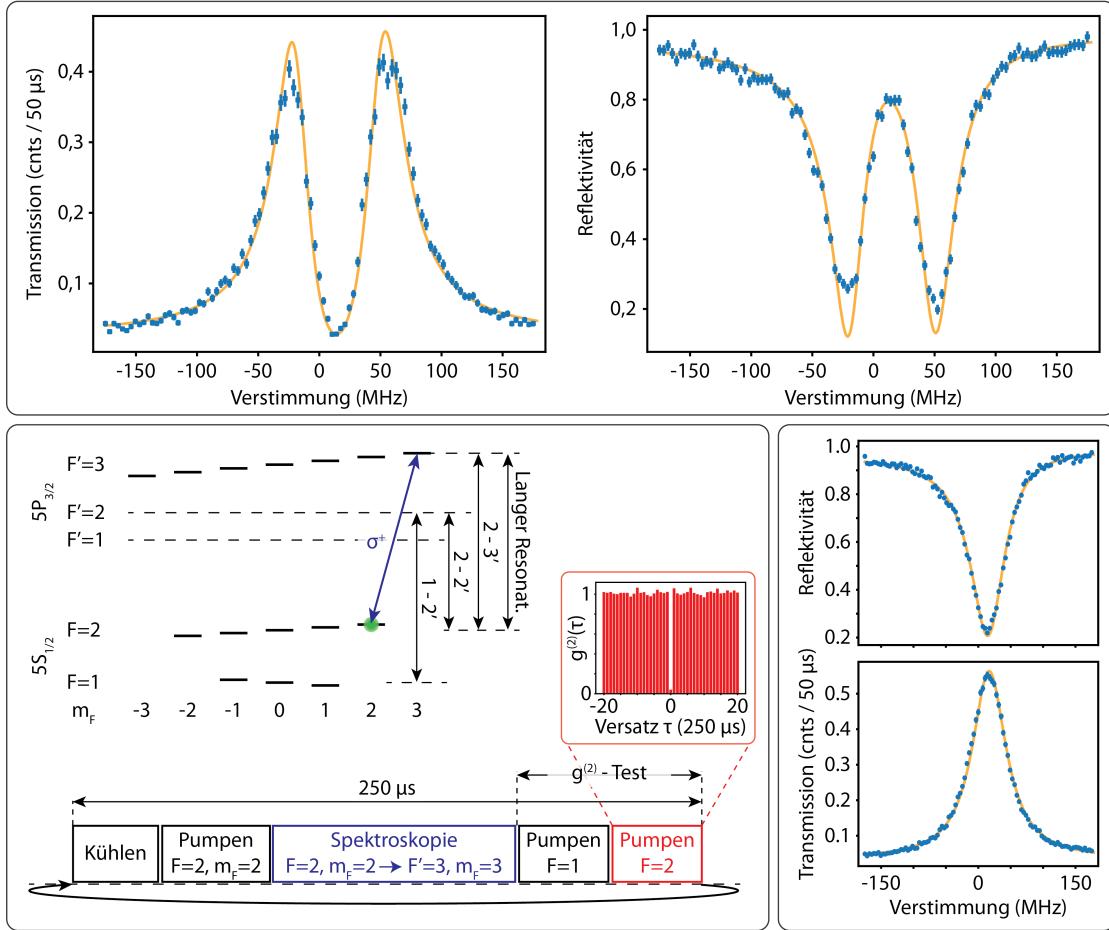


Fig. 2.31: Normalmodenspektroskopie des langen Resonators. Das Messschema zur Normalmodenspektroskopie des langen Resonators ist unten links in der Abbildung gezeigt. Der Resonator ist auf den Übergang von $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ nach $|5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ stabilisiert. Nach dem Kühlen werden die Atome durch optisches Pumpen im Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ präpariert. Anschließend wird zirkular polarisiertes Licht zur Spektroskopie auf den Resonator geschickt und die Transmission und Reflexion des Atom-Resonator-Systems vermessen. Die Sequenz endet mit einem Abschnitt zur Erzeugung einzelner Photonen im langen Resonator, um über die Auswertung der $g^{(2)}$ -Korrelationsfunktion zu bestimmen, ob sich ein einzelnes Atom oder mehrere Atome im Resonator befinden. Derart aufgenommene Normalmodenspektren sind im oberen Teil der Abbildung gezeigt, wo das Transmissions- und Reflexionsspektrum des Atom-Resonator-Systems als Funktion der Verstimmung des Prüflichts von der Übergangsfrequenz zwischen $|F = 2\rangle$ und $|F' = 3\rangle$ eines ungefangenen Atoms gezeigt ist. Fehlerbalken bezeichnen die statistischen Unsicherheiten (1σ). Die zur Messung zugehörige $g^{(2)}$ -Korrelationsfunktion ist in der Unterabbildung unten links gezeigt. Die durchgezogenen Linien zeigen an die Daten angepasste Modelle (für Details, siehe Haupttext), die es erlauben, Parameter wie die Atom-Photon-Kopplungsstärke g zu bestimmen. Referenz-Spektren ohne Atome in den Resonatoren sind unten rechts gezeigt und wurden genutzt, um separat die Modenüberlapp-Parameter (Abschnitt 2.1.2.4) zu bestimmen, die in die im oberen Teil der Abbildung gezeigten Normalmoden-Modelle eingehen. Die Normalmodenspektren und die in der Unterabbildung gezeigte $g^{(2)}$ -Korrelation wurden mit einem einzigen Atom aufgenommen. Eine ähnliche Abbildung befindet sich in [26].

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

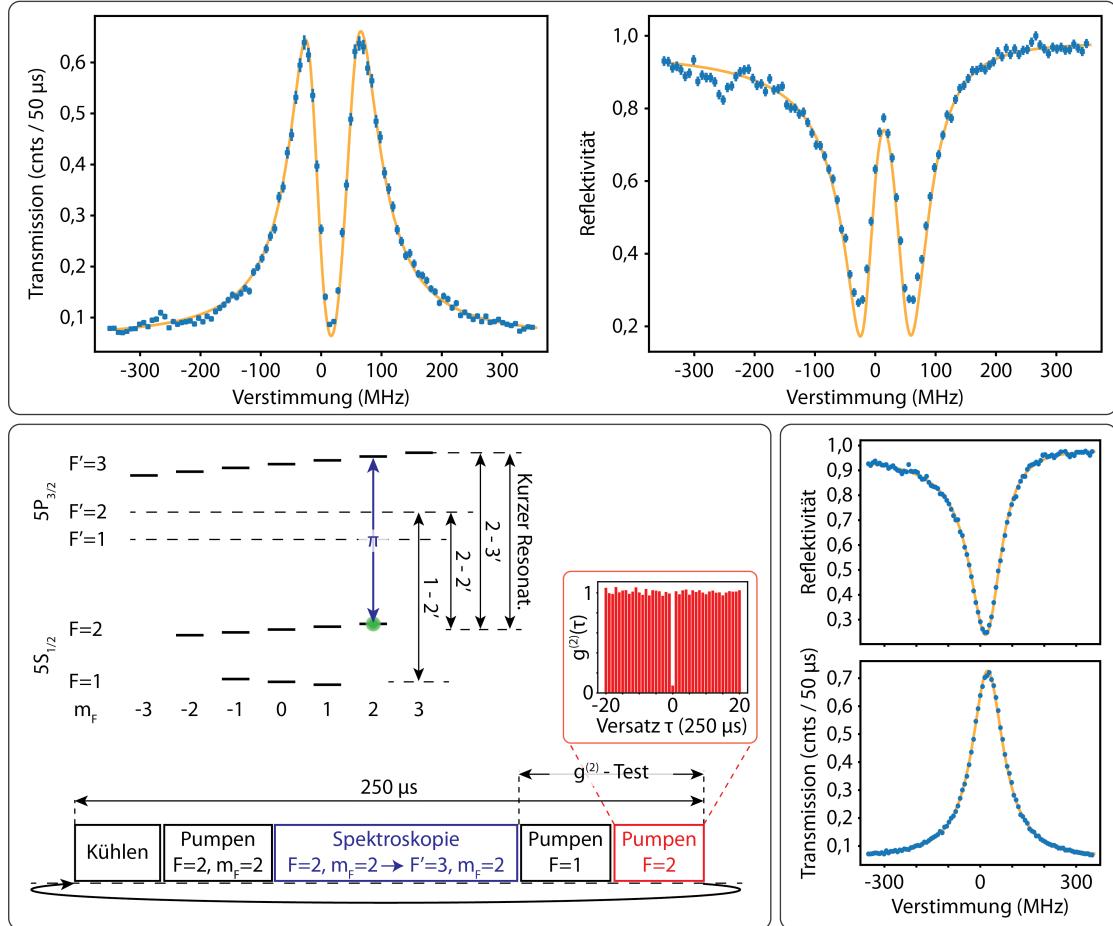


Fig. 2.32: Normalmodenspektroskopie des kurzen Resonators. Das Messschema für die Normalmodenspektroskopie des kurzen Resonators ist unten links in der Abbildung gezeigt. Die Messung erfolgte analog zu der des langen Resonators (Abbildung 2.31), bis auf eine andere Wahl der Quantisierungsachse und der Polarisationsrichtungen, wie im Haupttext beschrieben ist. Die Datenpunkte am linken Rand der im oberen Teil der Abbildung gezeigten Normalmodenspektren zeigen Anzeichen der Kopplung an den $|5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ -Zustand (siehe Abbildung 2.33) und wurde bei der Anpassung der Modelle an die Daten nicht berücksichtigt. Eine ähnliche Abbildung befindet sich in [26].

Pumpen im Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ initialisiert. Dazu wird zum einen Licht auf dem Übergang $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ eingestrahlt, das die Atome aus dem $|F = 1\rangle$ - in den $|F = 2\rangle$ -Hyperfeingrundzustand pumpt und gleichzeitig entlang der Quantisierungsachse zirkular-polarisiertes Licht auf dem $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3\rangle$ -Übergang eingestrahlt, das die Atome in einen Zustand mit maximaler Spin-Projektion pumpt. Anschließend wurden die Transmission und die Reflexion des gekoppelten Atom-Resonator-Systems spektroskopisch vermessen. Ein schwaches magnetisches Führungsfeld stabilisierte die Spin-Präzessionsachse entlang der Quantisierungsachse.

Im Fall des langen Resonators (Abbildung 2.31) war die Quantisierungsachse entlang der Resonatorachse gewählt und die Resonatorfrequenz war auf Resonanz mit dem $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3\rangle$ -Übergang stabilisiert. Zum optischen Pumpen in den $|F = 2, m_F = 2\rangle$ -Zustand wurde Licht entlang des Resonators eingestrahlt, mit der gleichen zirkularen Polarisation, die anschließend auch zur Spektroskopie des Atom-Resonator-Systems verwendet wurde. Aus den gemessenen und in Abbildung 2.31 gezeigten Normalmodenspektren kann durch Vergleich mit den entsprechenden Modellen (Gl. (2.29)) die Atom-Photon-Kopplungsstärke abgeschätzt werden. Einige Parameter, die in das Modell mit eingehen, wurden zuvor aus separat gemessenen Referenzspektren, bei denen keine Atome in den Resonatoren gefangen waren, bestimmt. Dies sind die Beträge der Modenüberlapp-Amplituden ($\text{abs}(\mu_{\text{RF}}) = 0,987 \pm 0,001$ und $\text{abs}(\mu_{\text{FC}}) = 0,956 \pm 0,001$) sowie ihre relative Phase ($\arg(\mu_{\text{RF}}/\mu_{\text{FC}}) = 0,038 \pm 0,002$). Für die Linienbreite des Resonators und für das Verhältnis zwischen den Transmissionsverlusten durch den Auskoppelspiegel und den Gesamtverlusten des Resonators wurden die Werte aus Abschnitt 2.2.1 verwendet. Neben der Verstimmung von Resonator ($\Delta\omega_{R, 2 \leftrightarrow 3'}/(2\pi) = (18,1 \pm 0,1)$ MHz) und atomarem Übergang ($\Delta\omega_{A, 2 \leftrightarrow 3'}/(2\pi) = (13,8 \pm 0,5)$ MHz) relativ zur Übergangsfrequenz ungefangener Atome bleibt als freier Modellparameter die Kopplungsstärke $g/(2\pi) = (36,8 \pm 0,2)$ MHz zwischen dem gefangenen Atom und einem Photon im Resonator. Das mit den genannten Parametern an die Daten angepasste Modell ist in Abbildung 2.31 als orange Linie gezeigt. Wie man sieht, sind die Peaks in den Spektren niedriger als im idealen Modell erwartet, was an endlicher Temperatur der Atome, Fehlern bei der Zustandspräparation oder eventuell auch Sättigungseffekten des Atoms liegen kann. Für eine umfassende Diskussion möglicher zugrundeliegender Effekte wird auf [76] verwiesen.

Im Fall des kurzen Resonators (Abbildung 2.32) war die Wahl der Polarisationsrichtungen und der Quantisierungsachse auf Grund der starken Doppelbrechung des Resonators anders. Da der Resonator keine zirkulare Polarisation unterstützt, kann keine Normalmoden-Spektroskopie auf dem geschlossenen Übergang $|F = 2, m_F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3, m_F = 3\rangle$, der auf Grund optimaler Clebsh-Gordon-Koeffizienten auch über die maximale Kopplungsstärke verfügt, durchgeführt werden. Stattdessen wurde die Quantisierungsachse für die in Abbildung 2.32 gezeigten Messungen entlang der vertikalen Hauptachse des Experimentaufbaus gewählt (senkrecht zur horizontalen Ebene der gekreuzten Resonatoren). Mit zirkular polarisiertem Licht auf dem $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3\rangle$ -Übergang, das entlang dieser Achse eingestrahlt wurde, wurden die Atome in den $|F = 2, m_F = 2\rangle$ -Zustand gepumpt. Normalmoden-Spektroskopie wurde anschließend mit π -polarisiertem Licht auf dem $|F = 2, m_F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3, m_F = 2\rangle$ -Übergang durchgeführt, auf den die V-Mode des kurzen Resonators gelockt war. (Dabei bleiben wir für die Bezeichnung der Polarisationsmoden des kurzen Resonators bei der in Abschnitt 2.2.1 eingeführten Konvention, auch wenn für die hier verwendete Wahl der Quantisierungsachse die Bezeichnung π -Mode logischer erscheinen mag.)

2. Einzelne Atome in gekreuzten Faserresonatoren

Eine alternative Möglichkeit zur Normalmodenspektroskopie mit dem kurzen Resonator auf einem wohldefinierten Übergang ist, die Quantisierungsachse entlang des langen Resonators zu legen, die Atome durch Licht auf dem $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ -Übergang und π -polarisiertem Licht auf dem $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ -Übergang im Zustand $|F = 2, m_F = 0\rangle$ zu initialisieren und dann die konventionelle π -Mode des kurzen Resonators für Normalmodenspektroskopie auf dem $|F = 2, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |F = 3, m_F = 0\rangle$ -Übergang zu verwenden.

In der Praxis erfordert Normalmoden-Spektroskopie auf offenen Übergängen sehr geringe Lichtleistungen und es ist gut möglich, dass die Atome bei den vorliegenden Messungen nicht immer bis zum Ende des Spektroskopie-Intervalls im anfangs präparierten Spinprojektionszustand verblieben sind.

Eine Anpassung der theoretischen Modelle (Gl. (2.26) und Gl. (2.29)) an die in Abbildung 2.32 gezeigten Messdaten führt zu den folgenden Systemparametern: Modenüberlapp-Amplituden mit Beträgen $\text{abs}(\mu_{\text{RF}}) = 0,985 \pm 0,001$ und $\text{abs}(\mu_{\text{FC}}) = 0,933 \pm 0,001$ sowie einer relativen Phase $\arg(\mu_{\text{RF}}/\mu_{\text{FC}}) = 0,054 \pm 0,002$, Verstimmung der atomaren Resonanzfrequenz relativ zur Übergangsfrequenz von $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ nach $|5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ für ungefangene Atome $\Delta\omega_{A, 2 \leftrightarrow 3'}/(2\pi) = (16,7 \pm 0,5)$ MHz, Verstimmung der Resonanzfrequenz des Resonators relativ zur gleichen Referenz $\Delta\omega_{R, 2 \leftrightarrow 3'}/(2\pi) = (23,5 \pm 0,8)$ MHz, und Kopplungsstärke $g/(2\pi) = (43,8 \pm 0,3)$ MHz zwischen dem gefangenen Atom und Photonen im Resonator.

Sowohl für den kurzen Resonator als auch für den langen Resonator liegen die gemessenen Kopplungsstärken um ca. einen Faktor 1/2 unter den theoretischen, auf den Geometrien der Resonatoren basierenden Erwartungen. (Die erwartete Kopplungsstärke für den kurzen Resonator auf dem Übergang $|F = 2, m_F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3, m_F = 2\rangle$ ist um den Faktor $1/\sqrt{3}$ kleiner als die in Tabelle 2.2 aufgeführte maximale aber unerreichbare Kopplungsstärke auf einem geschlossenen Übergang (d.h., $|F = 2, m_F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3, m_F = 3\rangle$).) Dies ist sehr wahrscheinlich auf suboptimale Lokalisierung der Atome in den Resonatormoden zurückzuführen. Möglichkeiten, diese zu verbessern, ergeben sich insbesondere durch eine bessere Kontrolle der Position der vertikalen, rot-verstimmten Dipolfalle. Diese wurde anfangs manuell über Spiegel justiert, mittlerweile erfolgt die Justage piezobasiert (siehe Dissertation von D. Niemietz [69]). Bei Bedarf könnte eventuell der Fokus der Dipolfalle weiter reduziert werden, um die Kontrolle über die laterale Position der Atome weiter zu verbessern. Um die vertikale Position der Atome besser zu kontrollieren, ist zwischen dem Ort der Atome und dem Retroreflektor-Spiegel bereits eine Glasplatte verbaut, die mit Hilfe eines Galvanometer-Scanners rotiert werden kann, um so die optische Weglänge im Retroreflexionspfad zu ändern und dadurch die Lage der Stehwellenbüche am Ort der Atome zu verschieben [30].

Primär als Kuriosität ist in Abbildung 2.33 ein Normalmodenspektrum des kurzen Resonators gezeigt, bei dem sich $N = 4$ Atome im Resonator befanden. Die gemeinsame Kopplungsstärke der vier Atome $\propto \sqrt{N}g$ ist so groß, dass man eindeutig den Einfluss der Kopplung an den $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ -Übergang sieht, der eine um 267 MHz kleinere Übergangsfrequenz hat. Wenn man genau hinschaut, kann man entsprechende Strukturen auch bereits im in Abbildung 2.32 gezeigten Einzelatomspektrum erkennen, wo sie noch deutlich prominenter wären, wenn das Atom mit der gesamten erwarteten Kopplungsstärke an den Resonator koppeln würde. Dies zeigt, dass wir mit den Faserresonatoren in für unsere Gruppe neue Bereiche der Atom-Photon-Kopplungsstärke vorstoßen,

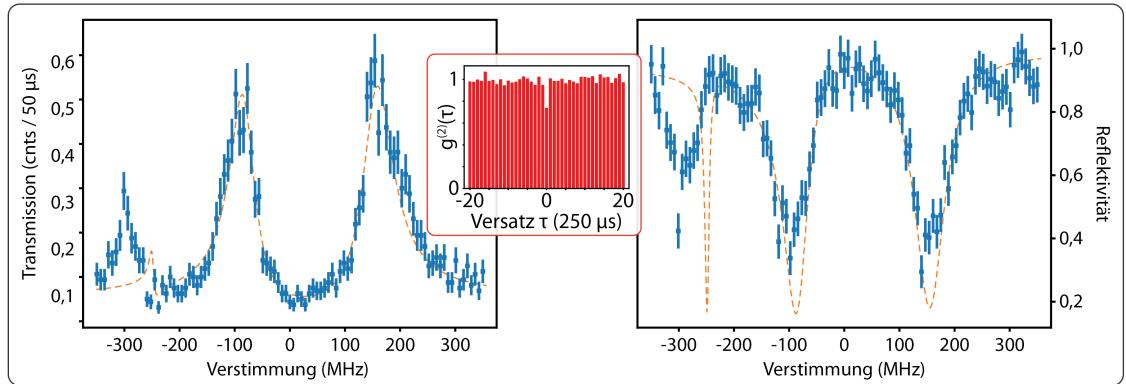


Fig. 2.33: Normalmodenspektroskopie des kurzen Resonators mit vier Atomen. Das Vorgehen für die in der Abbildung gezeigten Messungen entspricht dem Messschema, das in Abbildung 2.32 gezeigt wurde. Der einzige Unterschied ist, dass in diesem Fall eine Messung gezeigt ist, bei der vier Atome gleichzeitig im Resonator gefangen waren, wie man an der $g^{(2)}$ -Korrelationsfunktion erkennen kann, die in der Unterabbildung gezeigt ist ($g^{(2)}(0) = 0,74 \pm 0,03$). Durch die starke kooperative Kopplung der vier Atome an den Resonator kann man klar den Einfluss des $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ -Übergangs erkennen, der nominell um 267 MHz rot-verstimmt zum $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3\rangle$ -Übergang ist. An die Daten angepasst ist ein einfaches Modell, das den zusätzlichen Energiezustand berücksichtigt. Es passt sich den Daten eher schlecht an. Während die größere Breite der Strukturen auf Temperatureffekte und fluktuierende Parameter zurückgeführt werden kann, scheint die Verschiebung der zusätzlichen Struktur hin zu tieferen Frequenzen schwieriger zu modellieren und benötigt möglicherweise ein Modell, in dem die Atom-Photon-Kopplung nicht als Störung gegebener Hyperfein-Energieniveaus behandelt wird, sondern in dem die Atom-Photon-Wechselwirkung und die Hyperfein-Wechselwirkung gleichwertig behandelt werden.

bei denen die Atom-Photon-Kopplungsstärken vergleichbar mit der Hyperfeinaufspaltung der $|5P_{3/2}\rangle$ -Zustände sind. Dies kann störend sein, etwa wenn geeignete Auswahlregeln für erlaubte und verbotene Übergänge nicht mehr gelten, kann aber möglicherweise auch interessante Beobachtungen ermöglichen. Falls es sich als ernsthaft störend herausstellen sollte, bleibt immer noch die Möglichkeit, auf die D1-Linie ($5S_{1/2} \leftrightarrow 5P_{1/2}$) von ^{87}Rb zu wechseln, deren angeregter Zustand $|5P_{1/2}\rangle$ eine größere Hyperfeinaufspaltung hat und bei deren Wellenlänge (795 nm) die Resonatoren über eine ebenso gute Finesse wie bei 780 nm verfügen.

3. Ein passiver Quantenspeicher mit Herold

Viele Anwendungen im Bereich des Quantencomputings oder der Quantenkommunikation benötigen die Möglichkeit, Quanteninformation vorübergehend zu speichern, oder können zumindest von dieser Möglichkeit profitieren.

Dies kann z.B. genutzt werden, um Teilergebnisse im Rahmen von Berechnungen zwischenzuspeichern oder um verschiedene, teils probabilistische Teilprozesse eines Rechnungs- oder Kommunikationsprotokolls zu synchronisieren. Bei mehreren probabilistischen Teilprozessen, die anschließend zusammen geführt werden müssen, ergibt sich aus der Kombination eines Herolds, der anzeigt, wann einer der probabilistischen Teilprozesse erfolgreich war, und der Möglichkeit, das Ergebnis dieses Teilprozesses zwischenzuspeichern, die Möglichkeit, das Skalierungsverhalten der Erfolgswahrscheinlichkeit des Gesamtprozesses mit der Anzahl der probabilistischen Teilprozesse entscheidend zu ändern. Davon wird im prominenten Beispiel des Quantenrepeaters Gebrauch gemacht [78].

Die Bedeutung und Notwendigkeit eines Herolds ist direkt mit fundamentalen Eigenschaften der Quantenmechanik verknüpft. Auf Grund des No-Cloning-Theorems [79] kann ein unbekanntes Qubit nicht kopiert oder verstärkt werden, sodass im Falle nicht-redundanter Kodierung jeder Verlustprozess – z.B. bei der Informationsübertragung mittels Photonen – dazu führt, dass Information verloren geht und der Erfolg eines Protokolls probabilistisch wird. Abhilfe kann da der Herold schaffen, der es einem erlaubt, auf erfolgreiche Versuche zu konditionieren. Alternativ kann die Information initial redundant kodiert werden und Photonenverlust im Rahmen von Quanten-Fehlerkorrektur-Protokollen korrigiert werden. Derartige Protokolle bei der photonischen Übertragung von Quantenzuständen zu realisieren ist jedoch sehr anspruchsvoll und erfordert zusätzliche Ressourcen [80].

Wie auch in klassischen Netzwerken, ergeben sich neue Möglichkeiten, wenn mehrere Knoten, in denen Informationen verarbeitet werden können, miteinander verbunden werden. Dies geschieht in sogenannten Quantennetzwerken [81, 82].

Die Quantenkanäle zum Verbinden verschiedener Knoten sind typischerweise optische Verbindungen und die Informationsübertragung erfolgt über Photonen, in die Quantenzustände kodiert werden. Die Verarbeitung und Speicherung in den Knoten des Netzwerks hingegen erfolgt typischerweise mit materiellen Quantensystemen. Folglich werden in Quantennetzwerken Schnittstellen benötigt, um Quanteninformation effizient zwischen Photonen und Materie zu übertragen. Solche Schnittstellen können hervorragend mit Systemen der Resonator-QED realisiert werden, in denen Licht und Materie kontrolliert auf dem Niveau einzelner Quantenzustände koppeln [7].

Um Photonen von einem Quantenknoten kontrolliert in eine Richtung senden zu können, werden für Quanteninformationsanwendungen typischerweise Resonator-QED-Systeme mit einseitigen Resonatoren verwendet, bei denen Photonen den Resonator also auf einer wohldefinierten Seite verlassen. Der Quantenknoten koppelt also typischerweise an nur einen Quantenkanal. Um mit derartigen Systemen Netzwerke zu realisieren, bei denen

3. Ein passiver Quantenspeicher mit Herold

jeder Knoten direkt oder indirekt mit vielen anderen verbunden ist, werden klassische Schalter benötigt, mit deren Hilfe jeder Knoten zeitlich sukzessive mit jedem anderen Knoten des Netzwerks verbunden werden kann [83]. Dies wäre für die meisten praktischen Anwendungen im Bereich der Quantenkommunikation und des Quantencomputings wohl ausreichend. Jedoch gibt es auch Situationen [84], in denen man interessiert ist, wirklich das Bild eines Netzwerks zu realisieren, bei dem Knoten nicht nur an den Endpunkten von Quantenkanälen sitzen, sondern im Kreuzungspunkt mehrerer Kanäle.

Ein solcher Knoten, bei dem ein einzelnes Atom im Zentrum von zwei Faserresonatoren an zwei räumlich distinkte Quantenkanäle koppelt, wurde mit der in Kapitel 2 beschriebenen Apparatur aufgebaut. In diesem Kapitel werden Messungen beschrieben, die seine Tauglichkeit als Quantenknoten zeigen. Konkret wurde ein neuartiges Speicherprotokoll realisiert, das einen Herold für einen erfolgreichen Speicherprozess generiert und obendrein komplett passiv ist, d.h. keinerlei aktives Zutun zum Speicherprozess erfordert.

Dadurch wird eine mittlerweile schon lange Reihe von Forschungsarbeiten zu Quantenspeichern fortgeführt.

Quantenspeicher wurden experimentell bereits in einer Vielzahl physikalischer Systeme realisiert. Typischerweise, insbesondere für Anwendungen in der Quantenkommunikation oder in Quantennetzwerken, will man einen Quantenspeicher, direkt oder indirekt, an einen photonischen Quantenkanal koppeln, um so Quantenzustände an einen benachbarten Netzwerk- oder Repeaterknoten senden oder von diesem empfangen zu können. Da die Wechselwirkungseffizienz zwischen einzelnen Photonen und einzelnen Quantenemittern im Freiraum typischerweise gering ist, werden zur Realisierung effizienter photonischer Quantenspeicher häufig entweder Ensembles mit hoher optischer Dichte [85–87] oder optische Resonatoren [7] verwendet. Sowohl Ensemble-basierte Quantenspeicher [88–90] als auch Speicher auf Basis einzelner Emitter [91–93] gibt es sowohl auf Basis kalter Atome als auch festkörperbasiert [94–97], z.B. auf Basis von Farbzentren oder anderen Fehlstellen [98].

Praktisch alle Ansätze befinden sich noch auf dem Stand der Forschung an Grundlagen und Prototypen, sodass das Feld der Systeme, an denen zu Quantenspeichern Forschung betrieben wird, nach wie vor sehr breit ist. Die Abwägung der Vor- und Nachteile der verschiedenen Systeme ist oft subtil. Stärken der hier verwendeten neutralen Atome in optischen Resonatoren sind die gute Licht-Materie-Schnittstelle [99] sowie die Möglichkeit, den Speicher auf mehrere Qubits zu erweitern [100], inklusive der Möglichkeit, auf diesen Qubits zur weiteren Verarbeitung logische Gatter zu implementieren [101].

Die Kombination eines Quantenspeichers mit einem zusätzlichen Herold, wie im hier beschriebenen Experiment, wurde seltener implementiert.

Eine Möglichkeit, einen Speicher mit Herold zu realisieren, besteht darin, zunächst einen verschränkten Zustand zwischen dem Speicher und einem Photon zu erzeugen, und dann ein Qubit, das in einem weiteren Photon kodiert ist, durch eine photonische Bell-Zustands-Messung in den Quantenspeicher zu teleportieren [102]. Bei diesem Vorgehen sorgt die Detektion der Photonen während der photonischen Bell-Zustands-Messung für den Herold, der einem mitteilt, dass der Speicherversuch erfolgreich war.

Eine weitere, bereits erfolgreich umgesetzte Möglichkeit, einen Quantenspeicher mit Herold zu implementieren, basiert auf einem Atom-Photon-Quantengatter, das durch Reflexion eines Photons an einem optischen Resonator realisiert werden kann [103].

Wird das Photon bei geeignet präpariertem Atom-Resonator-System nach Reflexion am Resonator polarisationsaufgelöst detektiert und je nach detektierter Polarisation Feedback auf den Spinzustand des Atoms gegeben, so kann ein beliebiges Qubit, das initial im Photon kodiert war, auf das Atom übertragen werden [92].

Mögliche Schwächen, die man bei diesem Protokoll ausmachen kann, sind eher technischer Natur. Ein Nachteil des Protokolls ist, dass der Modenüberlapp zwischen einlaufendem Feld und Resonatormode die Fidelity des Speicherprozesses beeinflusst. Diesen Modenüberlapp stabil auf sehr hohe Werte zu bringen, erwies sich in bisherigen Experimenten oft als schwierig und so waren die Speicherfidelities, die in [92] erzielt wurden, niedriger als Fidelities, die mit der gleichen Apparatur mit STIRAP-basierten Protokollen gemessen wurden. Im hier realisierten Speicher wirkt sich ein endlicher Modenüberlapp nicht auf die Fidelity, sondern auf die Effizienz aus, für die es aber durch den Herold eine Möglichkeit zu Post-Selektion gibt. Ein weiterer Nachteil ergibt sich daraus, dass die Detektion eines am Resonator reflektierten Photons genau genommen ein Herold für die Präsenz eines Photons und nicht für einen erfolgreichen Speicherprozess ist. Ein erfolgreicher Speicherprozess setzt insbesondere voraus, dass bei der Reflexion des Photons ein Atom im Resonator gefangen und richtig präpariert war. Dies ist bei dem hier vorgestellten Speicher mit Herold anders, da ein in den Herold-Resonator gestreutes Photon zwingend bedeutet, dass das Atom auch tatsächlich seinen Zustand gewechselt hat. Zugegebenermaßen ist mit einem Herold für die Präsenz eines Photons der wichtigste Teil erfüllt, da die Präparation des Atoms prinzipiell deterministisch in der Macht des Experimentators liegt, während die Präsenz des einlaufenden Photons auf Grund von unvermeidbaren Verlusten inhärent probabilistisch ist und so den Herold, z.B. für Repeater-Anwendungen, zwingend erfordert.

Eine weiteres Beispiel für die Realisierung eines Speichers mit Herold, das dem hier realisierten Speicher konzeptionell bzgl. des Speichermechanismus recht ähnlich ist, ist die Realisierung eines Einzel-Magnon-Speichers mit Herold in einem atomaren Ensemble [104]. Im referenzierten Experiment wurde eine Atomwolke in einem optischen Resonator präpariert und ein Laserpuls im rechten Winkel zur Resonatorachse so auf die Atomwolke eingestrahlt, dass die Polarisation des Laserpulses auf eine Spinwellen-Anregung im atomaren Ensemble übertragen wurde und gleichzeitig ein Photon in den optischen Resonator emittiert wurde, das keine Information über die Polarisation des eingestrahlten Laserpulses enthielt und das am Ausgang des Resonators als Herold für einen erfolgreichen Speicherprozess detektiert wurde. Das hier vorgestellte Experiment baut insofern auf dem beschriebenen Experiment auf, dass sich nun auch auf der Achse des einlaufenden Feldes ein optischer Resonator befindet, sodass der vorgestellte Speicher auch zum Speichern einzelner Photonen geeignet ist.

Auch in [105] sind Arbeiten zu Quantenspeichern mit Herold beschrieben, die zum Teil auf ähnlichen Ideen basieren, bei denen im Rahmen eines Speicherprozesses Photonen geeigneter Polarisation generiert und detektiert werden. Die Hauptschwierigkeit der Experimente liegt in der geringen Effizienz, sowohl was die Wechselwirkung der Eingangspulse mit den Emittern betrifft, als auch das Aufsammeln der Herold-Photonen.

Auch das in [106] beschriebene Experiment, bei dem ein passives Photon-Atom-SWAP-Gitter gezeigt wird, hat gewisse Ähnlichkeiten zum hier beschriebenen Speicher. Dort scheint die Hauptschwierigkeit in den geringen Fidelities zu liegen, mit denen das für einen Quantenspeicher benötigte kombinierte Speichern und Auslesen mit Fidelities oberhalb klassischer Grenzwerte wohl nicht möglich ist.

3. Ein passiver Quantenspeicher mit Herold

Das vorliegende Kapitel ist folgendermaßen strukturiert: In Abschnitt 3.2.1 werden Messungen beschrieben, in denen das Speicherprotokoll realisiert wurde und wichtige Kenngrößen des Quantenspeichers charakterisiert wurden. In Abschnitt 3.2.2 werden Messungen beschrieben, mit denen der dem Speicherprozess zugrunde liegende physikalische Mechanismus genauer untersucht wird. Überlegungen zur theoretischen Modellierung dieses Mechanismus sind in Abschnitt 3.1 beschrieben.

3.1. Theorie und Modellierung

Dieser Abschnitt soll dazu dienen, den passiven Speicherprozess mit Erzeugung eines Herolds, der in diesem Kapitel beschrieben wird, zu motivieren und zu modellieren mit dem Ziel, die physikalischen Mechanismen, die dem Speicherprozess zu Grunde liegen, auszuleuchten und Vorhersagen für Abhängigkeiten gewisser Kenngrößen zu entwickeln, die sich später mit Messergebnissen vergleichen lassen.

3.1.1. Impedanzanpassung und vakuuminduzierte Transparenz

Verschiedene Schemata, um den Polarisationszustand eines Photons auf ein in einem optischen Resonator gefangenes Atom zu übertragen und so zu speichern, wurden untersucht und implementiert [7, 91, 92, 107]. Während einige Speicherschemata explizit die Reflexion eines Photons am Resonator ausnutzen [92], um den Polarisationszustand des Photons mit Hilfe eines Quantengatters [108, 109] auf das gefangene Atom zu übertragen, betrachten wir in diesem Abschnitt Speicherschemata, bei denen der Speicherprozess auf einem Raman-Übergang basiert [26, 91, 93, 107], während dem das einlaufende Photon absorbiert wird, was die Reflexion des Photons am Resonator explizit ausschließt [110]. Für diese Speicherprotokolle ist die Unterdrückung der Reflexion also eine notwendige Voraussetzung für die Implementierung eines effizienten Speichers.

Das Abstimmen der Parameter eines Resonators derart, dass ein einlaufendes Feld nicht reflektiert wird, nennt sich *Impedanzanpassung* [110]. Wie in Abschnitt 2.1 bereits beschrieben wurde, setzt sich das von einem optischen Resonator zurücklaufende Feld grundsätzlich aus zwei Teilen zusammensetzt: Einer Teilamplitude, die direkt am Eingangsspiegel reflektiert wurde, und einer zweiten Teilamplitude, die das Feld beschreibt, das aus dem Inneren des Resonators durch den Eingangsspiegel zurückläuft. Auf Resonanz haben die beiden Teilamplituden das umgekehrte Vorzeichen, für die Impedanzanpassung müssen außerdem ihre Beträge gleich groß sein. Sind die Verluste im Resonator zu groß, oder wird das Feld durch die Kopplung an ein gefangenes Atom zu sehr beeinflusst, so ist das Feld, das sich im Resonator aufbauen kann, nicht stark genug und der Großteil des einlaufenden Feldes wird reflektiert, dominiert durch die reflektierte Amplitude am Einkoppelnspiegel. Sind die Verluste im Resonator zu klein, so ist der resonante Aufbau des Feldes im Resonator zu stark, und das Photon wird ebenfalls reflektiert, diesmal dominiert durch die Amplitude, die aus dem Inneren des Resonators zurückkommt. Impedanzanpassung erfordert also ein feines Austarieren der Verluste im Resonator.

Zur Illustration betrachten wir noch einmal den Fall eines leeren Resonators aus Gl. (2.26). Auf Resonanz und unter Annahme perfekten Modenüberlapps ($\mu_{RF} = \mu_{FC} =$

1) ist die Feld-bezogene Reflektivität des Resonators geben durch¹

$$r_R = 1 - \frac{2\kappa_{IO}}{\kappa}, \quad (3.1)$$

wobei $\kappa = \kappa_{IO} + \kappa_{Other}$ die Zerfallsrate des Resonatorfeldes ist, bestehend aus der Zerfallsrate durch den Ein- und Auskoppelspiegel, κ_{IO} , und der Zerfallsrate auf Grund der Absorptions- und Streuverluste der Resonatorspiegel und der Transmission des rückseitigen Spiegels, κ_{Other} . Wie man sieht, verschwindet die Reflexion wenn alle übrigen Verluste im Resonator ($\propto \kappa_{Other}$) gerade der Transmission des Einkoppelspiegels ($\propto \kappa_{IO}$) entsprechen. Für Quanteninformationsexperimente werden typischerweise einseitige Resonatoren verwendet, bei denen die Verluste des Ein- und Auskoppelspiegels die Gesamtverluste des Resonators dominieren, $\kappa \approx \kappa_{IO} \gg \kappa_{Other}$. Dies gewährleistet, dass ein Photon im Resonator diesen immer in einer wohl definierten Mode und Richtung verlässt. In Gl. (3.1) ist zu sehen, dass in dieser Konfiguration das gesamte einlaufende Feld reflektiert wird, $r_R \approx -1$.

Ergänzend betrachten wir nun den Fall, dass ein Atom im Resonator gefangen ist, das mit Atom-Photon-Kopplungsrate g an die Resonatormode koppelt. In diesem Fall ist die amplitudenbezogene Reflektivität des Resonators auf Resonanz und unter der Annahme perfekten Modenüberlapps gegeben durch (Gl. (2.29)):

$$r_R = 1 - \frac{2\kappa_{IO}}{\kappa} \frac{1}{2C + 1}. \quad (3.2)$$

Dabei ist $C = g^2/(2\kappa\gamma)$ die Kooperativität und 2γ die Zerfallsrate der Population des angeregten atomaren Zustands. Atom-Resonator-Systeme für Quanteninformationsexperimente arbeiten sinnvoller Weise mit großen Kooperativitäten, $C > 1$, was die aus dem Resonator zurücklaufende Teilamplitude in Gl. (3.2) so stark unterdrückt, dass abermals ein Großteil des Feldes reflektiert wird, $r_R \approx 1$.

Um ein auf ein für Quanteninformationsexperimente typisches Atom-Resonator-System einlaufendes Photon effizient zu speichern, müssen also – je nach Sichtweise und Ausgangssituation – dem Feld des Resonators über das gefangene Atom zusätzliche Verluste hinzugefügt werden, bzw. muss die effektive Kopplung des Resonatorfelds an das Atom temporär reduziert werden, das Atom aus Sicht des Resonators also temporär transparenter gemacht werden.

Typischerweise geschieht dies durch externe Kontrollfelder [107, 110, 111], wie etwa beim STIRAP (*stimulated Raman adiabatic passage*)² [91, 93, 110, 113]. Dabei erfolgt der zum Speichern benötigte Raman-Übergang über einen durch das einlaufende Feld und das Kontrollfeld bestimmten Dunkelzustand, dessen Mischungswinkel dynamisch so

¹ In Abschnitt 2.1.2.5 wurde der Fall eines allgemeinen Fabry-Pérot-Resonators behandelt. Parameter des Spiegels auf Seiten des einlaufenden Feldes wurden mit M_1 indiziert, Parameter des Spiegels auf Seiten des transmittierten Feldes mit M_2 . In diesem Kapitel betrachten wir einseitige Resonatoren, mit einem Ein- und Auskoppelspiegel mit moderater Reflektivität, dessen Parameter mit $_{IO}$ gekennzeichnet werden, und einem Spiegel mit hoher Reflektivität, dessen Parameter mit $_{HR}$ gekennzeichnet werden. Da im Folgenden stets Situationen betrachtet werden, in denen das Feld von der Seite des Ein- und Auskoppelspiegels auf den Resonator einläuft, gilt $M_1 \hat{=} _{IO}$ und $M_2 \hat{=} _{HR}$.

² Der Aspekt der durch das Kontrollfeld induzierten Transparenz, analog zur elektromagnetisch-induzierten Transparenz (EIT) [112], gilt nur für STIRAP auf Einphotonen-Resonanz, d.h., für den Fall, dass Signal- und Kontrollfeld resonant zum angeregten Zustand sind.

3. Ein passiver Quantenspeicher mit Herold

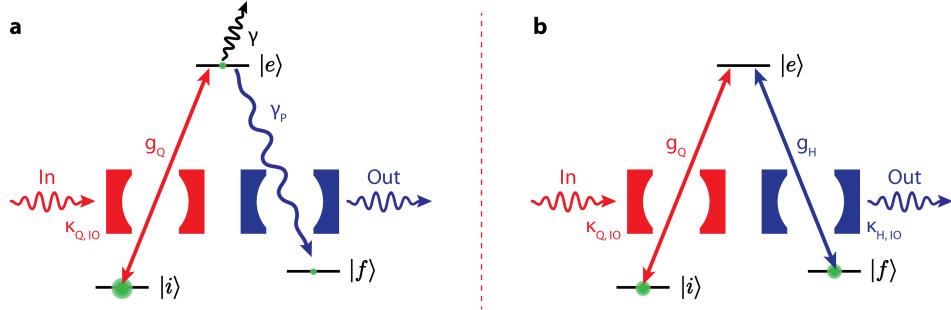


Fig. 3.1: Passiver Speicherprozess mit einem Atom und zwei Resonatoren. Die Abbildung illustriert den vorgestellten passiven Speicherprozess mit einem einzelnen Atom, das in einer Raman-Konfiguration an zwei Resonatoren koppelt. Das Atom verfügt über drei relevante Energiezustände: $|i\rangle$ (für *initial*), $|e\rangle$ (für *excited*) und $|f\rangle$ (für *final*). Der erste Resonator (rot, genannt *Qubit-Resonator*), auf den das zu speichernde Photon einläuft, koppelt mit Atom-Photon-Kopplungsstärke g_Q an den Übergang $|i\rangle \leftrightarrow |e\rangle$, der zweite Resonator (blau, genannt *Herold-Resonator*), an dessen Ausgang das Herold-Photon detektiert wird, koppelt mit Kopplungsstärke g_H an den Übergang $|e\rangle \leftrightarrow |f\rangle$. Die Population des angeregten Zustands zerfällt mit Rate 2γ in Freiraum-Moden, die Zerfallsraten der Felder der Resonatoren durch die jeweiligen Ein- und Auskoppelspiegel werden als κ_{IO} bezeichnet. Zusätzliche Verlustraten durch Absorption und Streuung in den Resonatoren (κ_{Other}) sind in der Abbildung nicht gezeigt. Illustriert sind zwei Grenzfälle für unterschiedliche Parameter der Resonatoren. Im einen Fall (a) wird angenommen, dass sich der Herold-Resonator im Purcell-Regime der Resonator-QED befindet und die Dynamik des Qubit-Resonators nur dahin gehend beeinflusst, dass dem Atom ein Purcell-verstärkter Zerfallskanal in den Herold-Resonator (γ_P) hinzugefügt wird. Im zweiten Fall (b) wird angenommen, dass sich beide Resonatoren im Regime starker Kopplung befinden, sodass sich auf der schnellsten Zeitskala ein dunkler, kohärenter Überlagerungszustand zwischen beiden Resonatoren und Grundzustandspopulationen bildet. Die Verlustkanäle durch die Resonatorspiegel (κ_{IO}) werden anschließend als Störung hinzugefügt. Eine Diskussion der zwei Fälle, inklusive abgeleiteter Bedingungen an die Resonatorparameter, die für ein effizientes Speichern durch Impedanzanpassung benötigt werden, befindet sich im Haupttext.

kontrolliert wird, dass das Atom zu Beginn des Speicherprozesses de facto fast transparent ist, und anschließend Population mit genau der Rate aus dem Ausgangs- in den Endzustand übertragen wird, dass durch die resultierende Verlustrate des Resonatorfeldes Impedanzanpassung erreicht wird. Damit dies effizient funktioniert, müssen Phase und Amplitude des Kontrollfelds exakt auf die räumlich-zeitliche Mode des einlaufenden Feldes abgestimmt sein, was die genaue Kenntnis der einlaufenden Mode voraussetzt und ggf. technisch aufwendig ist.

Im hier beschriebenen Fall wird die Impedanzanpassung auf komplett passive Weise durch einen zweiten Resonator erreicht, der, – wie das Kontrollfeld beim STIRAP –, an den gleichen angeregten Zustand wie der erste Resonator koppelt und mit diesem einen Raman-Übergang bildet, siehe Abbildung 3.1. Im Hinblick auf die kommenden Abschnitte nennen wir den ersten Resonator, auf den das zu speichernde Photon einläuft,

im Folgenden den *Qubit-Resonator* und den zweiten Resonator den *Herold-Resonator*, wenngleich Qubits in diesem Abschnitt noch keine Rolle spielen.

Je nach Grenzfall, – eines Systems im Regime starker Kopplung auf der einen Seite oder eines Systems, das durch die Zerfallsraten der Resonatorfelder dominiert wird auf der anderen Seite –, kann man sich diesem passiven Speicherprozess aus zwei unterschiedlichen Blickwinkeln nähern.

Wir betrachten zunächst den Grenzfall, dass sich das System im Purcell-Regime der Resonator-QED befindet, die Zerfallsraten der Resonatoren also die schnellste Zeitskala im System setzen. Insbesondere gilt dies für den Herold-Resonator, von dem angenommen wird, dass er die Dynamik des Qubit-Resonators nur dahingehend ändert, dass die Zerfallsrate des angeregten Zustands des Atoms durch Purcell-verstärkten Zerfall in den Herold-Resonator erhöht wird,

$$\gamma \mapsto \tilde{\gamma} = \gamma + \gamma_P, \quad (3.3)$$

eine Anregung nach dem Zerfall aber, – wie bei einem Zerfall in den Freiraum –, nicht zurück auf das Atom oder zurück in den Qubit-Resonator koppelt. Die Purcell-verstärkte Zerfallsrate in den Herold-Resonator ist dabei durch

$$\gamma_P = g_H^2 / \kappa_H \quad (3.4)$$

gegeben, wobei g_H und κ_H die Atom-Photon-Kopplungsrate und die Feldzerfallsrate des Herold-Resonators sind.

Nimmt man zunächst zusätzlich an, dass die Zerfallsrate $\tilde{\gamma}$ des Atoms groß ist gegenüber der Atom-Photon-Kopplungsrate des Qubit-Resonators g_Q , so kann die durch die Kopplung an das Atom entstehende effektive Zerfallsrate des Feldes des Qubit-Resonators, $\kappa_{Q,Atom}$, heuristisch z.B. über *Fermis goldene Regel* abgeschätzt werden. Indem der atomare Ausgangszustand $|i\rangle$ durch den Kopplungsterm $\hbar g_Q$ an den angeregten Zustand $|e\rangle$ mit Lorentzscher Energieverteilung mit halber Halbwertsbreite $\hbar\tilde{\gamma}$ gekoppelt wird, zerfällt seine Population mit der Rate $2\gamma_{|i\rangle \rightarrow |e\rangle} = (2\pi/\hbar)(1/\pi\hbar\tilde{\gamma})(\hbar g_Q)^2 = 2g_Q^2/\tilde{\gamma}$. Da der Zerfall der Population des atomaren Ausgangszustands $|i\rangle$ mit der Absorption eines Photons aus dem Qubit-Resonator einhergeht, ist die zusätzliche, durch das Atom hervorgerufene Verlustrate für die Population des Resonators gleich der der Population in $|i\rangle$ und die zusätzliche Zerfallsrate des Resonatorfeldes ist³

$$\kappa_{Q,Atom} = g_Q^2 / \tilde{\gamma}. \quad (3.5)$$

Für Impedanzanpassung muss die Zerfallsrate des Resonatorfeldes durch den Ein- und Auskoppelspiegel, $\kappa_{Q,IO}$, gleich der Zerfallsrate des Feldes durch alle übrigen Verluste im Resonator, $\kappa_{Q,Other} + \kappa_{Q,Atom}$, inklusive der Verluste durch Kopplung an das Atom

³ Der Ausdruck ergibt sich auch auf andere Weise. Zum Beispiel beträgt die Population $p_{|e\rangle}$ des angeregten Zustands eines 2-Niveau-Systems, das im Grenzfall $g \ll \gamma$ resonant mit Rabi-Frequenz $2g$ getrieben wird und dessen angeregter Zustand mit Rate 2γ zerfällt, $p_{|e\rangle} = (g/\gamma)^2$. Die Rate, mit der Photonen in den Freiraum gestreut und damit aus dem treibenden Feld entfernt werden, ist also $2\gamma(g/\gamma)^2 = 2g^2/\gamma$. Dass es sich im betrachteten Speicherprotokoll nicht um einen geschlossenen 2-Niveau-System sondern um einen offenen Übergang handelt, spielt hier keine Rolle, da sich das Atom im Falle eines einzelnen einlaufenden Photons zwingend in seinem Anfangszustand befindet, bis das zu speichernde Photon gespeichert oder gestreut ist.

3. Ein passiver Quantenspeicher mit Herold

sein. So ergibt sich für Impedanzanpassung die folgende Bedingung an die Parameter der Resonatoren:

$$\begin{aligned}\kappa_{Q,IO} &= \kappa_{Q,Other} + \kappa_{Q,Atom} \\ &= \kappa_{Q,Other} + \frac{g_Q^2}{\tilde{\gamma}} \\ &= \kappa_{Q,Other} + \frac{g_Q^2}{\gamma + \frac{g_H^2}{\kappa_H}},\end{aligned}\tag{3.6}$$

und für den Fall eines idealen einseitigen Resonators mit $\kappa_Q = \kappa_{Q,IO}$, $\kappa_{Q,Other} = 0$ ergibt sich die Bedingung:

$$\frac{g_Q^2}{\kappa_Q} = \frac{g_H^2}{\kappa_H} + \gamma.\tag{3.7}$$

Die gleiche Bedingung lässt sich theoretisch solider auch direkt aus Gl. (3.2) gewinnen, indem unter Berücksichtigung der durch Purcell-verstärkten Zerfall in den Herold-Resonator modifizierten Zerfallsrate des Atoms, $\gamma \mapsto \tilde{\gamma} = \gamma + \gamma_P$, die Kooperativität des Qubit-Resonators modifiziert wird,

$$C \mapsto \tilde{C} = g_Q^2 / (2\kappa_Q \tilde{\gamma}).\tag{3.8}$$

Wie sich an Gl. (3.2) leicht erkennen lässt, erfordert Impedanzanpassung die Erfüllung der Relation

$$\frac{2\kappa_{Q,IO}}{\kappa_Q} \frac{1}{2\tilde{C} + 1} = 1 \iff \kappa_{Q,IO} = \kappa_{Q,Other} + \frac{g_Q^2}{\tilde{\gamma}},\tag{3.9}$$

und im Fall eines idealen, einseitigen Resonators, $\kappa_Q = \kappa_{Q,IO}$, $\kappa_{Q,Other} = 0$, die Erfüllung der Bedingung

$$\tilde{C} = \frac{1}{2} \iff \frac{g_Q^2}{\kappa_Q} = \frac{g_H^2}{\kappa_H} + \gamma,\tag{3.10}$$

was identisch ist zu Gl. (3.6) und Gl. (3.7).

Als Zwischenbemerkung kann an dieser Stelle noch einmal klargestellt werden, dass das Verschwinden des reflektierten Feldes, – das für einen idealisierten einseitigen Resonator (d.h., $\kappa_{Other} = 0$) bei einer Kooperativität von $C = 1/2$ erreicht wird –, eine notwendige, nicht jedoch eine hinreichende Bedingung für einen effizienten Speicherprozess ist. Es ist bekannt, dass die maximal mögliche Speichereffizienz, $\eta_{Stor,max}$, für ein Atom-Resonator-System umso größer ist, je höher seine Kooperativität C ist, $\eta_{Stor,max} = 2C/(2C + 1) \cdot (\kappa_{IO}/\kappa)$ [111, 114]. Im vorliegenden Fall beträgt die Kooperativität des Systems aus Qubit-Resonator und Atom auf dem verwendeten Übergang unter Berücksichtigung von Clebsh-Gordan-Koeffizienten und reduzierter Kopplungsstärke (Abschnitt 2.2.6.7) etwa $C \approx 2$, die maximal mögliche Speichereffizienz beträgt also unter Vernachlässigung des Auskoppelverhältnisses etwa 80 %. Ein Absenken der Kooperativität auf 0,5 durch Reduzieren der Atom-Photon-Kopplungsrate g_Q oder Erhöhen der regulären Verluste des Resonators würde die maximal mögliche Speichereffizienz auf 50 % reduzieren. Photonen würden somit zwar nicht mehr am Resonator reflektiert werden, stattdessen aber mit hoher Wahrscheinlichkeit im Resonator verloren gehen oder über das Atom in den Freiraum gestreut werden. Im vorliegenden Speicherschema wird die Kooperativität effektiv reduziert, indem die atomare Zerfallsrate, $\gamma \mapsto \tilde{\gamma} = \gamma + \gamma_P$, modifiziert wird.

3.1. Theorie und Modellierung

Der zusätzliche Zerfallskanal γ_P ist jedoch kein gewöhnlicher Verlustkanal, bei dem die Anregung unkontrolliert verloren geht, sondern beschreibt den kontrollierten Zerfall des Atoms unter Emission eines Photons wohldefinierter Polarisation in den Herold-Resonator, der für den Speicherprozess gewollt und nötig ist.

Da die für die zweite Abschätzung, Gl. (3.9) und Gl. (3.10), verwendete Formel für die Reflektivität eines Atom-Resonator-Systems, Gl. (3.2), für beliebige Werte von g_Q , κ_Q und γ gilt, sollte die einzige Einschränkung an die Gültigkeit der Abschätzung durch den Herold-Resonator gegeben sein, der nur über eine erhöhte effektive Zerfallsrate des Atoms berücksichtigt wird, und der sich folglich im Purcell-Regime der Resonator-QED (d.h., $\kappa_H > g_H$, γ) befinden sollte.

Im Grenzfall, dass sich beide Resonatoren im Regime starker Kopplung (d.h., $g > \kappa, \gamma$) befinden, reicht es nicht, den Herold-Resonator nur als zusätzlichen Verlustkanal für das System aus Atom und Qubit-Resonator zu behandeln, stattdessen muss seine kohärente Rückwirkung auf den Qubit-Resonator beschrieben werden. Im Folgenden wird angenommen, dass sich beide Resonatoren auf Resonanz mit zwei atomaren Übergängen befinden, die von unterschiedlichen Grundzuständen $|i\rangle$ und $|f\rangle$ ausgehend an einen gemeinsamen angeregten Zustand $|e\rangle$ koppeln und so eine Raman-Konfiguration vom Λ-Typ bilden (siehe Abbildung 3.1 b). Läuft nun ein Photon auf den Qubit-Resonator ein, so wird Licht klassisch derart in den Herold-Resonator gestreut, dass sich in diesem ein Feld aufbaut, das dem Feld des Qubit-Resonators am Ort des Atoms entgegengerichtet ist, sodass sich ein kohärenter Superpositionsztand zwischen den Resonatorfeldern bildet, der nicht mehr an den angeregten Zustand koppelt. Da ohne Population im angeregten Zustand keine Fluoreszenz zu beobachten ist, wird ein solcher Zustand *Dunkelzustand* genannt. Aus Sicht des einlaufenden Feldes handelt es sich gleichzeitig um Vakuum-induzierte Transparenz (VIT) [115], da, – sobald sich Vakuum-stimuliert das Feld im Herold-Resonator aufbaut hat –, durch das Ausbleiben atomarer Fluoreszenz und unter der Annahme eines verlustfreien Herold-Resonators, keinerlei Licht mehr aus dem einlaufenden Feld absorbiert wird, das Atom somit für das einlaufende Feld transparent wird.

Diese Betrachtungen mit primär klassischen Feldern gelten analog für den quantenmechanischen Fall. In diesem ist der Dunkelzustand des Atom-Resonator-Systems durch

$$|\psi_{\text{Dark}}\rangle = c_1|1\rangle - c_2|2\rangle = \frac{1}{\sqrt{g_Q^2 + g_H^2}} (g_H|1\rangle - g_Q|2\rangle) \quad (3.11)$$

gegeben. Dieser ist, wie diskutiert, so bemessen, dass sich die Übergangsamplituden von Zustand $|i\rangle$ nach Zustand $|e\rangle$ und von Zustand $|f\rangle$ nach Zustand $|e\rangle$ gerade aufheben, $g_Q c_1 = g_H c_2$, sodass der Zustand trotz Anregung im System dunkel bleibt. Dabei bezeichnet $|1\rangle = |1\rangle_Q |0\rangle_H |i\rangle_{\text{Atom}}$ den Zustand, bei dem sich das Atom im „Anfangszustand“ und ein Photon im Qubit-Resonator befindet, und $|2\rangle = |0\rangle_Q |1\rangle_H |f\rangle_{\text{Atom}}$ den Zustand, bei dem sich das Atom im „Endzustand“ und ein Photon im Herold-Resonator befindet (siehe Abbildung 3.1 b).

Wir fügen der Betrachtung nun Verluste der zwei Resonatoren hinzu. Wie bereits angesprochen, sollten die resultierenden Verlustraten κ klein sein gegenüber den Atom-Photon-Kopplungsraten g und sich insbesondere nicht stark für die zwei Resonatoren unterscheiden, damit das Vorgehen, die zwei Moden zunächst zu einem Dunkelzustand zu koppeln und die Verluste dann als kleine Störungen hinzuzufügen, Gültigkeit behält.

3. Ein passiver Quantenspeicher mit Herold

Die Rate, mit der die Population dieses Zustands durch den Einkoppelspiegel des Qubit-Resonators verloren geht, ist durch die Besetzung des Resonators, $|c_1|^2$, und die Zerfallsrate durch den Auskoppelspiegel bestimmt und lautet $2\kappa_{Q,IO}|c_1|^2$. Analog ergibt sich die Rate, mit der die Population des Zustands auf anderen Wegen verloren geht, zu $2\kappa_{Q,Other}|c_1|^2 + 2\kappa_H|c_2|^2$, wobei der erste Summand die parasitären Verluste des Qubit-Resonators beschreibt und der zweite Summand die Gesamtverluste des Herold-Resonators. Gleichsetzen der zwei Raten zum Erzielen von Impedanzanpassung für den ersten Resonator führt unter Verwendung von Gl. (3.11) zu folgender Bedingung an die Parameter der Resonatoren:

$$\kappa_{Q,IO} = \kappa_{Q,Other} + \frac{g_Q^2}{g_H^2}\kappa_H. \quad (3.12)$$

Bis auf den Wegfall der spontanen Emissionsrate des Atoms, γ , die hier auf Grund des angenommenen idealen Dunkelzustands weg fällt, ist die so erhaltene Bedingung identisch zu der, die wir bei der Betrachtung des Herold-Resonators im Purcell-Regime erhalten haben (siehe Gl. (3.9)).

Die Ergebnisse dieses Abschnitts lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

Für eine Reihe von Speicherprozessen, bei denen eine Anregung von einem Photon auf ein Quantensystem in einem optischen Resonator übertragen werden soll, ist die Impedanzanpassung ein praktisches Konzept. Es besagt, dass die Verluste des Resonators durch den Ein- und Auskoppelspiegel gleich der übrigen Verluste im Resonator sein sollen, um so die Reflexion des einlaufenden Photons am Resonator zu verhindern.

Während die dazu nötigen Verluste dem System in den meisten Speicherprotokollen dynamisch hinzugefügt werden, indem dem einlaufenden Feld Population durch aktiv gesteuerte Kontrollfelder entzogen und in den Speicherzustand übertragen wird [91, 107, 110, 111], werden bei dem in dieser Arbeit vorgestellten Speicher die zur Impedanzanpassung nötigen Verluste passiv durch einen zweiten, gekreuzten Resonator erzielt [26]. Durch diesen wird dem System gezielt ein Verlustkanal hinzugefügt, der zum einen das System in den gewünschten Speicherendzustand projiziert und dabei einen Herold für einen erfolgreichen Speicherversuch generiert und zum anderen in seiner Stärke so bemessen werden kann, dass durch Impedanzanpassung ein effizienter Speicherprozess ermöglicht wird. Die Verlustraten sind dabei von der räumlich-zeitlichen Mode des einlaufenden Photons unabhängig und ermöglichen so, – innerhalb einer gewissen maximalen Bandbreite, siehe Abschnitt 3.1.3 –, für beliebig geformte einlaufende Photonen ein gleichermaßen effizientes passives Speichern.

Es wurden zwei Sichtweisen zur Beschreibung des Speicherprozesses in unterschiedlichen Grenzfällen vorgestellt und erläutert.

Im ersten betrachteten Grenzfall befindet sich zumindest der zweite, sogenannte Herold-Resonator im Purcell-Regime der Resonator-QED und dient dazu, dem angeregten Zustand des Atoms einen zusätzlichen Verlustkanal durch Purcell-verstärkte Emission in den Herold-Resonator hinzuzufügen, dessen Stärke so bemessen werden kann, dass für den ersten, sogenannten Qubit-Resonator Impedanzanpassung erzielt wird.

Im zweiten Grenzfall werden beide Resonatoren gleichwertig im Regime starker Kopplung behandelt. Läuft ein Photon auf den Qubit-Resonator ein, so bildet sich durch Vakuum-stimulierte Emission im Herold-Resonator ein Feld aus, das das Atom-Resonator-

System in einen Dunkelzustand bringt und das Atom im Fall eines verlustlosen Herold-Resonators transparent macht (VIT). Das kontrollierte Hinzufügen eines Verlustkanals durch das Öffnen des Auskoppelspiegels des Herold-Resonators führt nun dazu, dass die Vakuum-induzierte Transparenz des Atoms nicht perfekt ist – was bzgl. des Qubit-Resonators ja der Situation eines leeren Resonators gleich käme und bei einseitigen Resonatoren zu einer Reflexion des einlaufenden Feldes führen würde – sondern genau soweit gedämpft wird, dass ein Impedanz-anangepasstes, effizientes Speichern möglich wird.

Die Bedingung an die Resonatorparameter, die sich aus der Bedingung für impedanzangepasstes Speichern ergeben, sind dabei für die betrachteten Grenzfälle miteinander kompatibel und besagen, dass im Idealfall großer Kooperativitäten und bei Vernachlässigung parasitärer Verluste, die Kooperativitäten der zwei Resonatoren für einen impedanzangepassten Speicherprozess gleich sein sollen.

3.1.2. Modellierung des vakuuminduzierten Speicherprozesses mit Herold

Während im vorigen Unterabschnitt die physikalischen Mechanismen hinter dem passiven Speicherprozess beschrieben wurden und erläutert wurde, unter welchen Bedingungen dieser Speicherprozess effizient ablaufen kann, wird in diesem Abschnitt ein Modell beschrieben, das zur Berechnung der Speichereffizienz bei gegebenen, nicht notwendigerweise optimalen Resonatorparametern dient.

Der Speicherprozess, den wir im Folgenden modellieren wollen, ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Ein einzelnes ^{87}Rb -Atom ist im Kreuzungspunkt der zwei Resonatoren gefangen und wird zu Beginn des Speicherprotokolls im Zustand $|5\text{S}_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle$ präpariert. Der lange, nicht-doppelbrechende Resonator, den wir im Folgenden *Qubit-Resonator* nennen, ist auf Resonanz mit dem Übergang $|5\text{S}_{1/2}, F = 1\rangle \leftrightarrow |5\text{P}_{3/2}, F' = 2\rangle$ stabilisiert. Der zweite, gekreuzte Resonator, den wir im Folgenden den *Herold-Resonator* nennen werden, ist so stabilisiert, dass seine π -polarisierte Mode resonant oder nahresonant mit dem Übergang $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ ist.

Das Modell, das wir zur Beschreibung des vakuuminduzierten Speicherprozesses verwenden [26], nimmt an, dass sich der Herold-Resonator im Purcell-Regime der Resonator-QED befindet ($\kappa_H > g_H, \gamma$) und basiert auf der Auswertung möglicher Verlustkanäle für ein Photon, das auf den Qubit-Resonator einläuft. Ein solches Photon kann am Ende des Protokolls mit Wahrscheinlichkeit \mathcal{P}_R am Qubit-Resonator reflektiert worden sein, oder es kann mit Wahrscheinlichkeit \mathcal{P}_C im Qubit-Resonator verloren gegangen sein – durch Streuung oder Absorption an den Resonatorspiegeln oder indem es durch den rückseitigen Spiegel transmittiert wurde – oder es kann mit Wahrscheinlichkeit \mathcal{P}_A über das Atom gestreut worden sein. Der Streuprozess am Atom bezieht sich dabei nur auf den Zerfall in Moden außerhalb des gekoppelten Systems aus Atom und Qubit-Resonator, d.h. auf den Zerfall in Freiraummoden mit Rate γ und den Purcell-verstärkten Zerfall in den Herold-Resonator mit Rate γ_P , da das Photon bei einem Zerfall zurück in den Qubit-Resonator effektiv nicht über das Atom verloren geht.

Als Speichereffizienz bezeichnen wir im Folgenden die Wahrscheinlichkeit, mit der ein auf den Qubit-Resonator einlaufendes Photon zu einem Transfer des Atoms in den Hyperfein-Zustand $|F = 2\rangle$ führt. Der Purcell-verstärkte Zerfall in den Herold-Resonator führt immer zu einem Transfer des Atoms in den Zustand $|F = 2\rangle$, da der Resonator nur auf diesem Übergang koppelt, während der Zerfall in Freiraummoden entsprechend der Clebsch-Gordan-Koeffizienten mit Wahrscheinlichkeit $1/2$ im Zustand $|F = 1\rangle$ und mit

3. Ein passiver Quantenspeicher mit Herold

Wahrscheinlichkeit $1/2$ im Zustand $|F = 2\rangle$ endet. Die Wahrscheinlichkeit $p_{\sim|F=2\rangle}$, dass ein Photon den Zustand des Atoms bei einem solchen Streuprozess vom Ausgangszustand $|F = 1\rangle$ in den Zustand $|F = 2\rangle$ ändert und somit gespeichert wird, beträgt also $(\gamma_P + \gamma/2)/(\gamma_P + \gamma)$. Damit ergibt sich die Speichereffizienz p_{Stor} zu [26]:

$$p_{\text{Stor}}(\gamma_P) = \mathcal{P}_A(\gamma_P) \cdot p_{\sim|F=2\rangle}(\gamma_P) = (1 - \mathcal{P}_R(\gamma_P) - \mathcal{P}_C(\gamma_P)) \cdot \frac{\gamma/2 + \gamma_P}{\gamma + \gamma_P} \quad (3.13)$$

Die Purcell-verstärkte Zerfallsrate γ_P in den Herold-Resonator ist eine Funktion der Frequenzverstimmung $\Delta\nu_H$ zwischen der Frequenz des Übergangs zwischen $|F = 2\rangle$ und $|F' = 2\rangle$ und der Frequenz des Herold-Resonators und beträgt [26]:

$$\gamma_P(\Delta\nu_H) = \frac{g_H^2 \kappa_H}{\kappa_H^2 + (2\pi\Delta\nu_H)^2},$$

Dabei ist g_H die Atom-Photon-Kopplungsrate des Herold-Resonators und κ_H die Zerfallsrate seines Feldes.

Die Wahrscheinlichkeiten \mathcal{P}_R und \mathcal{P}_C werden aus Gl. (2.29) für die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten des Qubit-Resonators mit an den Resonator koppelndem Atom abgeleitet. Der Effekt des Herold-Resonators ergibt sich dabei aus der modifizierten Zerfallsrate des Atoms $\gamma \mapsto \tilde{\gamma} = \gamma + \gamma_P$ auf Grund des Purcell-verstärkten Zerfalls des Atoms in den Herold-Resonator mit Zerfallsrate γ_P . Die Wahrscheinlichkeit \mathcal{P}_C , über parasitäre Verluste des Resonators verloren zu gehen, ergibt sich aus dem Transmissionskoeffizienten in Gl. (2.29), indem die Wahrscheinlichkeit, durch den rückseitigen Spiegel des Resonators verloren zu gehen ($\propto \kappa_{Q,\text{HR}}$), auf die gesamten parasitären Verluste ($\propto \kappa_Q - \kappa_{Q,\text{IO}}$) hoch skaliert wird [26]:

$$\mathcal{P}_C = \frac{\kappa_Q - \kappa_{Q,\text{IO}}}{\kappa_Q} |\mu_{\text{FC}}|^2 |\epsilon|^2, \quad \epsilon = \sqrt{\frac{\kappa_{Q,\text{IO}}}{\kappa_Q}} \frac{2\kappa_Q \tilde{\gamma}}{g_Q^2 + \kappa_Q \tilde{\gamma}}. \quad (3.14)$$

Dabei bezeichnet g_Q die Atom-Photon-Kopplungsrate des Qubit-Resonators, κ_Q seine Zerfallsrate und $\kappa_{Q,\text{IO}}$ die Zerfallsrate durch den Einkoppelspiegel.

Die Wahrscheinlichkeit \mathcal{P}_R , am Resonator reflektiert zu werden, setzt sich aus zwei Anteilen zusammen, einem Anteil⁴ $1 - |\mu_{\text{RC}}|^2$, der am Eingangsspiegel reflektiert wird und nicht mit der aus dem Resonator kommenden Mode interferiert, und einem zweiten Anteil der am Eingangsspiegel reflektierten Mode mit relativer Amplitude μ_{RC} , der vollen Überlapp mit der aus dem Resonator kommenden Mode hat und mit dieser interferiert [26]:

$$\mathcal{P}_R = (1 - |\mu_{\text{RC}}|^2) + \left| \mu_{\text{RC}} - \mu_{\text{FC}} \sqrt{\frac{\kappa_{Q,\text{IO}}}{\kappa_Q}} \epsilon \right|^2. \quad (3.15)$$

Dabei bezeichnet μ_{FC} der Modenüberlapp (Abschnitt 2.1.2.4) zwischen der einlaufenden Fasermode und der Mode des Resonators und μ_{RC} der Modenüberlapp zwischen der Resonatormode und der Mode, in die die in der Faser einlaufende Mode durch Reflexion

⁴ Bezeichnet $|\text{Reflektiert}\rangle$ die räumliche Mode, in die die in der Faser einlaufende Mode durch Reflexion am Resonatorspiegel überführt wird, und $|\text{Resonator}\rangle$ die Mode des Resonators, die aus dem Ein- und Auskoppelspiegel transmittiert wird, so ist $\mu_{\text{RC}} = \langle \text{Reflektiert} | \text{Resonator} \rangle$.

am Resonatorspiegel überführt wird. Da wir hier nicht am rücklaufenden Reflexionssignal in der Fasermode interessiert sind, sondern am gesamten reflektierten Signal inklusive aller Cladding-Moden, betrachten wir für die Interferenz im reflektierten Signal nicht die rücklaufende Fasermode (mit Modenüberlapp μ_{RF} für den direkt reflektierten Anteil und μ_{FC} für den Anteil, der aus dem Resonator zurückkommt, siehe Gl. (2.29)) sondern die gesamte, rücklaufenden Resonatormode (mit Modenüberlapp-Amplituden μ_{RC} für den direkt reflektierten Anteil und $\mu_{CC} \equiv 1$ für den Anteil, der aus dem Resonator zurückkommt).

3.1.3. Bandbreite des Speicherprozesses

Je kürzer Photonen sein können, die ein photonischer Quantenspeicher speichern und wieder ausgeben kann, mit umso höherer Rate kann ein Informationsverarbeitungsprotokoll, in das der Speicher eingebunden ist, ablaufen, was eine schnellere Informationsverarbeitung und im speziellen Fall von Quantenspeichern auch mehr Verarbeitungsschritte bis zum Verlust der Kohärenz des Speichers ermöglicht.

Die minimale zeitliche Länge, die Photonen haben können, um noch effizient gespeichert zu werden, ist auf Grund des breiter werdenden Frequenzspektrums kurzer Pulse durch die Frequenzbandbreite des Speichers limitiert.

Da die physikalischen Prozesse eines Quantenspeichers auf Resonanzphänomenen mit endlicher Frequenzbreite basieren, wie optischen Resonatoren mit spektraler Breite κ und atomaren Übergängen mit spektraler Breite γ , ist auch die Bandbreite des realisierten Quantenspeichers endlich.

Um die Bandbreite des Quantenspeichers mit Herold quantitativ abzuschätzen, betrachten wir das Modell aus Abschnitt 3.1.2 bei endlicher Frequenzverstimmung $\Delta\nu_{Ph}$ des einlaufenden Photons relativ zum Qubit-Resonator, während sich der Qubit-Resonator und der Herold-Resonator auf Resonanz zu den jeweiligen atomaren Übergängen befinden.

Diese führt zu einer Modifikation der Größe ϵ in Gl. (3.14) gemäß [7, 26]:

$$\epsilon(\Delta\nu_{Ph}) = \frac{2\sqrt{\kappa_Q\kappa_{Q,IO}}(\tilde{\gamma} + 2\pi i\Delta\nu_{Ph})}{g_Q^2 + (\kappa_Q + 2\pi i\Delta\nu_{Ph})(\tilde{\gamma} + 2\pi i\Delta\nu_{Ph})}.$$

Mit diesem Ausdruck für ϵ können gemäß Gl. (3.14) und Gl. (3.15) die Verlustanteile \mathcal{P}_C und \mathcal{P}_R bestimmt werden.

Die Bandbreite $\Delta\nu_{BW}$ des Speichers mit Herold berechnen wir als volle Halbwertsbreite der Herold-Effizienz $\eta_{Her}(\Delta\nu_{Ph})$. Diese berechnet sich aus der Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_A(\Delta\nu_{Ph})$, dass ein einlaufendes Photon über das Atom gestreut wird, multipliziert mit dem Anteil $\gamma_P/\tilde{\gamma}$ derartiger Streuprozesse, bei denen das Photon in den Herold-Resonator emittiert wird, und der Wahrscheinlichkeit η_{Her}^{Det} , mit der ein in den Herold-Resonator emittiertes Photon am Ende auch detektiert wird⁵ [26]:

$$\eta_{Her}(\Delta\nu_{Ph}) = (1 - \mathcal{P}_R(\Delta\nu_{Ph}) - \mathcal{P}_C(\Delta\nu_{Ph})) \cdot \frac{\gamma_P}{\tilde{\gamma}} \cdot \eta_{Her}^{Det}.$$

Einsetzen der Parameter aus Abschnitt 2.2.1.2 ergeben für den Speicher in der vorliegenden Implementierung eine erwartete Bandbreite von $\Delta\nu_{BW} \approx 40$ MHz.

⁵ Weder der relative Anteil $\gamma_P/\tilde{\gamma}$ der Photonen, die bei einer Streuung am Atom im Herold-Resonator landen, noch die Detektionseffizienz η_{Her}^{Det} hängen im Rahmen dieses Modells von der Verstimmung $\Delta\nu_{Ph}$ des einlaufenden Photons ab und tragen somit als konstante Faktoren nicht zur Bestimmung der Bandbreite des Speichers bei.

3. Ein passiver Quantenspeicher mit Herold

3.2. Experiment

Die Experimente zum passiven Quantenspeicher mit Herold wurden mit der in Kapitel 2 beschriebenen Apparatur auf der D2-Linie ($5^2S_{1/2} \leftrightarrow 5^2P_{3/2}$) von Rubidium durchgeführt.

Zur Charakterisierung des Speichers und des Speicherprozesses wurden zwei Arten von Experimenten durchgeführt. Die erste Gruppe von Experimenten, die in Abschnitt 3.2.1 beschrieben ist, befasst sich mit der Charakterisierung der essentiellen Parameter eines Quantenspeichers, wozu Polarisations-Qubits in den Quantenspeicher geschrieben und wieder ausgelesen wurden. Die zweite Art von Experimenten dient der Charakterisierung des Speicherprozesses und soll insbesondere beleuchten, welche Rolle das Vakuumfeld des Herold-Resonators beim Schreibprozess spielt. Die entsprechenden Messungen sind in Abschnitt 3.2.2 beschrieben.

3.2.1. Speichern mit anschließendem Auslesen

Die grundlegende Funktionalität eines Quantenspeichers für photonische Polarisations-Qubits besteht darin, den Polarisationszustand eines einlaufenden Photons abzuspeichern und nach einer gewissen, im Prinzip frei wählbaren, Speicherzeit ein neues Photon zu erzeugen, das den gleichen Polarisationszustand hat, wie das initial abgespeicherte Photon. Dieses Experiment, mitsamt der Charakterisierung der für den Quantenspeicher mit Herold relevanten Parameter, ist im Folgenden beschrieben.

3.2.1.1. Experimentelle Sequenz

Abbildung 3.2 zeigt die experimentelle Sequenz des Schreib-Lese-Experiments.

Die Quantisierungsachse ist für das Speicherexperiment entlang des langen Resonators gewählt, den wir für dieses Experiment den *Qubit-Resonator* nennen, da das einlaufende photonische Qubit über ihn in den Speicher geschrieben wird und den Speicher über den Qubit-Resonator auch wieder verlässt. Der Qubit-Resonator ist resonant mit dem atomaren Übergang von $|F = 1\rangle$ nach $|F' = 2\rangle$ während der kurze Resonator auf den Übergang von $|F = 2\rangle$ nach $|F' = 2\rangle$ stabilisiert ist. Der kurze Resonator wird für das hier beschriebene Experiment *Herold-Resonator* genannt, da im hier realisierten Speicherprozess durch sein Vakuumfeld die Emission eines Heroldphotons stimuliert wird.

Das eigentliche Experiment beginnt mit der Initialisierung eines gefangenen Atoms im Zustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$ durch optisches Pumpen. Dabei wird zum einen entlang der Kühlstrahlachse Licht auf den Übergängen $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ und $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3\rangle$ eingestrahlt, das dazu dient, den $|F = 2\rangle$ -Zustand zu entvölkern. Gleichzeitig wird entlang der vertikalen Hauptachse π -polarisiertes Licht eingestrahlt, das resonant mit dem $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$ -Übergang ist. Dieses pumpet die Population mit hoher Rate aus den $|F = 1, m_F = \pm 1\rangle$ -Zuständen, während der Zustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$ fast dunkel bleibt, da der Übergang von $|F = 1, m_F = 0\rangle$ nach $|F' = 1, m_F = 0\rangle$ elektrisch-dipol-verboten ist, sodass sich die Population im Zustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$ akkumuliert.

Anschließend wird der Speicher beschrieben. Dazu wird ein schwacher kohärenter Laserpuls mit im Mittel etwa $\bar{n} = 0,5$ Photonen auf den Qubit-Resonator geschickt, der resonant mit dem atomaren Übergang von $|F = 1\rangle$ nach $|F' = 2\rangle$ ist und in dessen Polarisationszustand ein Qubit kodiert ist. Als Polarisationsbasis wählen wir die zirkularen Polarisationszustände $|R\rangle$ (rechts-zirkular) und $|L\rangle$ (links-zirkular), womit ein allgemeiner

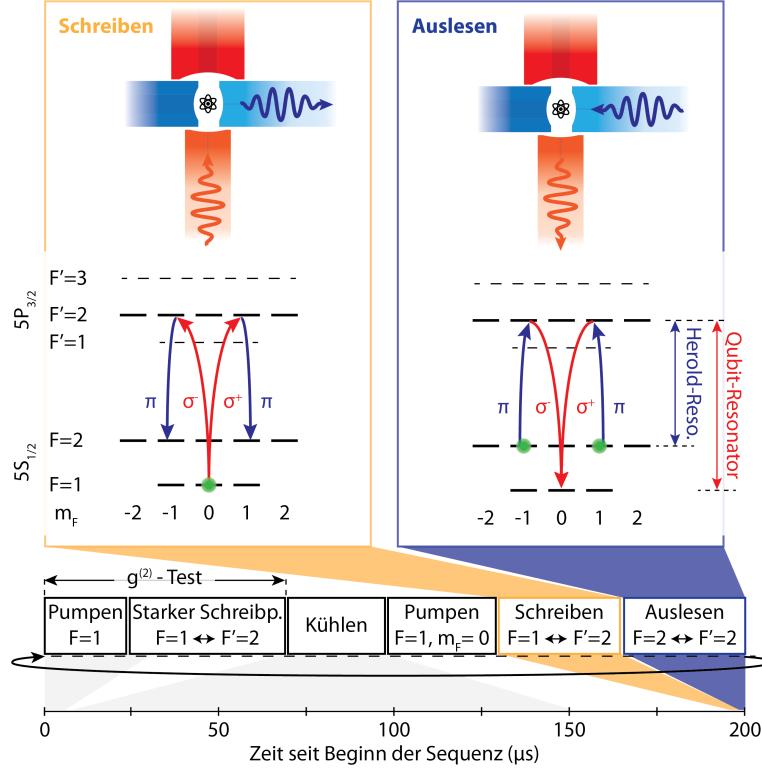


Fig. 3.2: Experimentsequenz für den passiven Quantenspeicher mit Herold. Die Abbildung zeigt im unteren Teil die Experimentsequenz, die für die primären Charakterisierungsmessungen des passiven Quantenspeichers mit Herold verwendet wurde, und illustriert im oberen Teil die Wechselwirkungen und Übergänge während des Schreib- und des Ausleseprozesses. Der Qubit-Resonator, der im oberen Teil der Abbildung in Rot gezeigt ist, ist resonant mit dem $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ -Übergang während der Herold-Resonator, der in Blau gezeigt ist, resonant zum Übergang $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ ist. Der Kernteil der Sequenz startet mit der Initialisierung des Atoms im Zustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$ durch optisches Pumpen. Anschließend wird ein schwächerer, kohärenter Schreibpuls auf den Qubit-Resonator geschickt, in dessen Polarisation ein Quantenbit kodiert ist. Der Puls ist resonant mit dem Übergang $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ des Atoms und führt idealerweise zu einem Transfer des Atoms in eine Überlagerung aus $|F = 2, m_F = \pm 1\rangle$ -Zuständen, was idealerweise durch die resonatorstimulierte Emission eines π -polarisierten Photons in den Herold-Resonator begleitet wird. Dieses Heroldphoton kann am Ausgang des Herold-Resonators detektiert werden und signalisiert einen erfolgreichen Speicherprozess. Anschließend kann das in der Überlagerung aus $|F = 2, m_F = \pm 1\rangle$ -Zuständen gespeicherte Quantenbit wieder ausgelesen werden. Dazu wird ein π -polarisierter Auslesepuls auf den Herold-Resonator geschickt, welcher zu einer Umkehrung des Speicherprozesses und zur resonatorstimulierten Emission eines Photons in den Qubit-Resonator führt, das idealerweise die gleiche Polarisation besitzt, wie der ursprüngliche Schreibpuls. Zusätzlich zur beschriebenen Kernsequenz umfasst die Experimentsequenz noch eine Phase zum Kühlen des Atoms und einen Teil zur Einzelphotonenproduktion, um über die Auswertung der $g^{(2)}$ -Korrelationsfunktion die Anzahl der gefangenen Atome zu bestimmen. Eine ähnliche Abbildung befindet sich in [26].

3. Ein passiver Quantenspeicher mit Herold

Eingangs-Polarisationszustand geschrieben werden kann als $|\psi_{\text{In}}\rangle = \alpha|R\rangle + \beta|L\rangle$ ($\alpha, \beta \in \mathbb{C}, |\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$). Für die Funktion des Quantenspeichers ist der Polarisationszustand selbstverständlich unerheblich, er kann unbekannt oder sogar nicht-definiert sein, wie im Falle eines Photons eines polarisationsverschränkten Zustands. Der einlaufende Laserpuls treibt nun, verstärkt durch den Qubit-Resonator, entsprechend seiner Polarisation die Übergänge $|F = 1, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |F' = 2, m_F = \pm 1\rangle$, was unter durch das Vakuum-Feld des Herold-Resonators stimulierter Emission eines π -polarisierten Photons zu einem Übergang des Atoms in eine Überlagerung der Spin-Projektionszustände $|F = 2, m_F = \pm 1\rangle$ führt, in denen das Qubit anschließend gespeichert ist:

$$(\alpha|R\rangle + \beta|L\rangle)_{\text{Input}} |F = 1, m_F = 0\rangle_{\text{Atom}} \rightarrow \\ (\alpha|F = 2, m_F = +1\rangle + \beta|F = 2, m_F = -1\rangle)_{\text{Atom}} |1\rangle_{\text{Herold}}.$$

Das vakuumstimulierte in den Herold-Resonator emittierte, π -polarisierte Heroldphoton, kann außerhalb des Resonators detektiert werden und liefert einen Herold für einen erfolgreichen Speicherprozess.

Nach einer gewissen Speicherzeit, die für den hier realisierten Speicher theoretisch bis zum Moment des Speicherzugriffs frei wählbar ist, wird der Speicher wieder ausgelesen (siehe Abschnitt 3.2.1.2.3 für eine relevante, praktische Limitierung). Dazu wird ein π -polarisierter Laserpuls ($\bar{n} \approx 6 - 7$) in den Herold-Resonator geschickt, der resonant den Übergang von $|F = 2\rangle$ nach $|F' = 2\rangle$ treibt, was den Schreibprozess umkehrt und zu resonatorstimulierter Emission eines Photons in den Qubit-Resonator führt, das laut Schema die gleiche Polarisation trägt wie der Laserpuls, der im Rahmen des Speicherprozesses auf den Resonator geschickt wurde.

Damit ist der Kern der experimentellen Sequenz beendet. In der Praxis beinhaltete die Sequenz zusätzlich eine Phase des Kühlens und verfügte außerdem über einen kurzen Abschnitt, in dem die Atome zunächst vollständig in den Zustand $|F = 1\rangle$ gepumpt wurden, bevor anschließend ein starker Schreibpuls ($\bar{n} \approx 10$) auf den Qubit-Resonator geschickt wurde, der das Atom mit an Sicherheit grenzender Wahrscheinlichkeit in den Zustand $|F = 2\rangle$ transferierte. Dies diente primär dazu, über die Auswertung der $g^{(2)}$ -Korrelationsfunktion der emittierten Photonen zu bestimmen, ob sich ein Atom oder mehrere Atome in den Resonatoren befanden (siehe Abbildung 2.25), konnte aber auch genutzt werden, um Effizienzen zu kalibrieren. Die Repetitionsrate des Experiments betrug für die in Abschnitt 3.2.1.2.2 und Abschnitt 3.2.1.2.4 gezeigten Messungen 5 kHz.

Ein Großteil der Charakterisierungsmessungen wurde mit Schreib- und Lesepulsen durchgeführt, bei denen bezüglich der zeitlichen Formgebung der Pulse keinerlei Aufwand betrieben wurde. Die zum Schreiben und Auslesen verwendeten Laserpulse entsprangen in ihrer Form rechteckigen elektronischen Kontrollsignalen, die durch die Transferfunktion der zum Schalten des Lichts verwendeten akustooptischen Modulatoren (AOMs) (Abschnitt 2.2.4.1.2), eventuell auch in Kombination mit den auf die AOMs folgenden Einkopplungen in optische Fasern, etwas verzerrt wurden (siehe Abbildung 3.3). Die Verwendung derartig simpler Pulse entsprang zum einen der experimentellen Einfachheit, illustriert aber gleichzeitig auch einige Vorzüge des realisierten Quantenspeichers. Dies ist zum einen die Tatsache, dass im Rahmen des Speicherprozesses keine auf die Form des einlaufenden Photons abgestimmten optischen Kontrollfelder nötig sind und beliebige Formen der einlaufenden Photonen einfach passiv auf entsprechende Formen der Heroldphotonen übertragen werden. Dies geschieht innerhalb der Bandbreite des

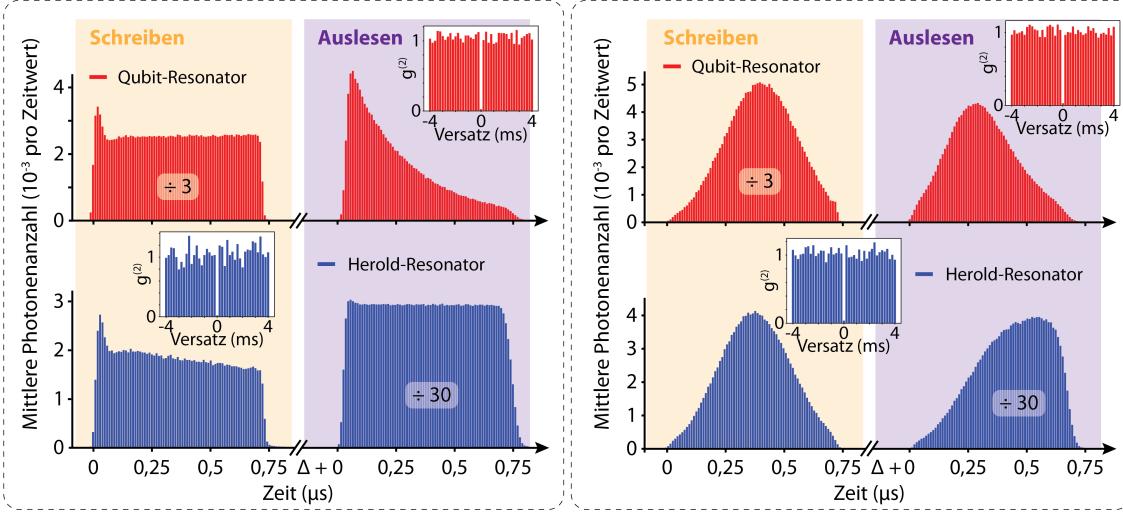


Fig. 3.3: Eingangs- und Ausgangssignale während des Schreib- und Ausleseprozesses. Die Abbildung zeigt die Eingangs- und Ausgangssignale, die während des Schreibprozesses (oranger Hintergrund) und des Ausleseprozesses (violetter Hintergrund) auf einen Resonator geschickt werden und den anderen Resonator verlassen. Die roten Signale beziehen sich auf den Qubit-Resonator, die blauen auf den Herold-Resonator. Der linke und der rechte Teil der Abbildung gehören zu zwei unterschiedlichen Gruppen von Messungen: Während die meisten Messungen ohne ausgefeilte Formgebung der Schreib- und Auslesepulse durchgeführt wurden (linker Teil der Abbildung), wiederholten wir einen Teil der Messungen mit weicher geformten Pulsen (rechter Teil der Abbildung). Die Form der auslaufenden Photonen resultiert aus der Form des auf den jeweils anderen Resonator einlaufenden Pulses, multipliziert mit der abklingenden Wahrscheinlichkeit, dass sich das Atom noch in seinem anfänglichen Hyperfeinzustand befindet. Die kohärenten Schreibpulse beinhalteten im Mittel etwa $\bar{n} \approx 0,5$ Photonen, zum Auslesen wurden stärkere Pulse verwendet, mit im Mittel $\bar{n} \approx 6$ Photonen. Während es sich bei den gezeigten auslaufenden Photonen direkt um die Daten handelt, die in Abschnitt 3.2.1.2.2 auch zur Charakterisierung der Fidelity des Speichers dienen, wurden die gezeigten einlaufenden Pulse während Referenzmessungen charakterisiert, bei denen die Resonatoren außer Resonanz zu den einlaufenden Pulsen gesetzt waren. Die Skalierungsfaktoren an den Eingangssignalen geben an, wie stark die Signale vor ihrer graphischen Darstellung reduziert wurden. Die Unterabbildungen zeigen $g^{(2)}(\tau)$ -Korrelationsfunktionen der jeweiligen Ausgangssignale (rechts und links je basierend auf Daten eines einzigen Atoms). Die starke Unterdrückung der Korrelationen bei $\tau = 0$ ist ein Charakteristikum einzelner Photonen. Eine ähnliche Abbildung befindet sich in [26].

3. Ein passiver Quantenspeicher mit Herold

Speichers immer mit voller Effizienz, unabhängig von der potentiell unbekannten und möglicherweise sogar bereits dekohärierten zeitlichen Mode, in der sich das einlaufende Photon befindet. Ein weiterer Punkt, der illustriert wird, ist die hohe Bandbreite des Speichers auf Grund der mit den Faserresonatoren realisierten hohen Atom-Photon-Kopplungs- und Resonatorzerfallsraten, die höher sind, als die mit den AOMs erzielte maximale Bandbreite beim Schalten der Pulse.⁶

Dennoch wurde zum Vergleich ein Teil der Messungen – nämlich die Messungen, bei denen das Auslesen im direkten Anschluss an das Schreiben erfolgte – auch mit Pulsen mit weicherer Form durchgeführt (siehe Abbildung 3.3), ohne jedoch einen Unterschied in den Eigenschaften des Speicherprozesses festzustellen.

3.2.1.2. Charakterisierung des Speichers

Die Qualität eines Quantenspeichers kann über verschiedene Kenngrößen erfasst werden, die experimentell charakterisiert wurden und in den folgenden Abschnitten beschrieben werden.

3.2.1.2.1. Polarisations-Tomographie Der Quantenspeicher, den wir hier realisiert haben, ist ein Quantenspeicher für photonische Polarisations-Qubits, bei dem die Information, die in den Speicher geschrieben und wieder aus ihm ausgelesen wird, in der Polarisation schwacher Laserpulse bzw. einzelner Photonen kodiert ist. Eine zentrale Aufgabe bei der Charakterisierung des Quantenspeichers besteht also in der Charakterisierung der Polarisation dieser Lichtfelder.

Licht ist eine transversale elektromagnetische Welle, bei der die elektrischen und magnetischen Felder in einer Ebene orthogonal zur Propagationsrichtung der Welle oszillieren. Das elektrische Feld $\mathcal{E}(\mathbf{r}, t)$ dieser Welle kann beschrieben werden durch:

$$\begin{aligned}\mathcal{E}(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{2} (\epsilon \mathcal{A} \exp(i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)) + c.c.) \\ &= \underbrace{\alpha_{q\bar{q}} \epsilon_q \frac{\mathcal{A}}{2} \exp(i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)) + c.c.}_{\mathcal{E}_q} + \underbrace{\beta_{q\bar{q}} \epsilon_{\bar{q}} \frac{\mathcal{A}}{2} \exp(i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)) + c.c.}_{\mathcal{E}_{\bar{q}}} \quad (3.16)\end{aligned}$$

Dabei ist \mathcal{A} ein skalarer Parameter zur Charakterisierung der Amplitude der Welle, \mathbf{k} der Wellenvektor, $\omega = kc$ die Winkelfrequenz und

$$\epsilon = \alpha_{q\bar{q}} \epsilon_q + \beta_{q\bar{q}} \epsilon_{\bar{q}}, \quad \alpha_{q\bar{q}}, \beta_{q\bar{q}} \in \mathbb{C}, \quad |\alpha_{q\bar{q}}|^2 + |\beta_{q\bar{q}}|^2 = 1 \quad (3.17)$$

ist der normierte Polarisationsvektor, der beschreibt, in welche Richtung das Feld $\mathcal{E}(\mathbf{r}, t) \perp \mathbf{k}$ zeigt. Entsprechend der Tatsache, dass die Polarisation ϵ auf die zwei Raumdimensionen orthogonal zur Propagationsrichtung der Welle beschränkt ist, können beliebige Polarisierungen als komplexe Überlagerung zweier orthogonaler Basispolarisationen ϵ_q und $\epsilon_{\bar{q}}$, $\epsilon_q^\dagger \epsilon_q = \epsilon_{\bar{q}}^\dagger \epsilon_{\bar{q}} = 1$, $\epsilon_q^\dagger \epsilon_{\bar{q}} = 0$, mit Gewichtungskoeffizienten $\alpha_{q\bar{q}}$ und $\beta_{q\bar{q}}$ geschrieben werden, wie in Gl. (3.16) und Gl. (3.17) geschehen. Eine komplexe

⁶ Die Limitierung resultiert hier nicht aus der elektronischen Bandbreite der AOMs im Bereich einiger 10 MHz, sondern aus der endlichen Propagationsgeschwindigkeit der Schallwelle im AOM-Kristall in Kombination mit nur endlich kleinen Laserstrahldurchmessern ($\approx 50 \mu\text{m}$), die hier obendrein nicht auf schnelles Schalten optimiert wurden.

3.2. Experiment

Relativphase zwischen $\alpha_{q\bar{q}}$ und $\beta_{q\bar{q}}$ beschreibt dabei durch die komplexe Notation der elektromagnetischen Welle einen relativen Phasenversatz der Oszillationen der den Basis-polarisationen entsprechenden Feldkomponenten. Die Wahl einer Polarisationsbasis ϵ_q , $\epsilon_{\bar{q}}$ ist grundsätzlich beliebig. Wie bereits in Abschnitt 3.2.1.1 beschrieben, wählen wir für die Beschreibung unserer Experimente im Folgenden die zirkulare Polarisationsbasis aus ϵ_R (rechts-zirkular) und ϵ_L (links-zirkular), $\epsilon = \alpha\epsilon_R + \beta\epsilon_L$, da zirkulare Polarisationen besonders gut zu den Spinprojektions-Zuständen der Atome bei angelegtem magnetischem Führungsfeld passen (siehe Abschnitt 3.2.1.2.3) und schreiben der Einfachheit halber $\alpha_{RL} \equiv \alpha$ und $\beta_{RL} \equiv \beta$.

In der Darstellung der Polarisation ϵ in Gl. (3.17) ist offensichtlich, wie Quantenbits in der Polarisation von Licht kodiert werden können. Kohärente Eingangszustände $|\zeta\rangle$ mit Amplitude ζ entsprechen Polarisationszuständen $|\psi\rangle = \alpha|\zeta\rangle_R|0\rangle_L + \beta|0\rangle_R|\zeta\rangle_L$, während Einzelphotonenzuständen den Polarisationszuständen $|\psi\rangle = \alpha|1\rangle_R|0\rangle_L + \beta|0\rangle_R|1\rangle_L$ entsprechen. In beiden Fällen werden wir die Zustände verallgemeinert als $|\psi\rangle = \alpha|R\rangle + \beta|L\rangle$ schreiben.

Zur graphischen Darstellung von Quantenbits (und zur Veranschaulichung möglicher Operationen auf diesen) bedient man sich gern einer speziellen Parametrisierung der komplexen Koeffizienten α , β als:

$$(\alpha, \beta) = \exp(i\delta_G)(\cos(\theta_\circ/2), \exp(i\phi_\circ)\sin(\theta_\circ/2)), \quad \theta_\circ \in [0, \pi], \quad \phi_\circ \in [0, 2\pi], \quad (3.18)$$

wobei es sich bei δ_G eine physikalisch bedeutungslose globale Phase handelt, die nicht weiter beachtet werden muss. Durch die Auffassung von ϕ_\circ und θ_\circ als Azimutal- und Polarwinkel bei der Darstellung eines Punktes im dreidimensionalen euklidischen Raum in Kugelkoordinaten erlaubt diese Parametrisierung die eindeutige und umkehrbare Zuordnung zwischen Qubit-Zuständen und Punkten $(r_{\circ, HV}, r_{\circ, AD}, r_{\circ, RL})$ auf einer Einheitskugel:

$$(\cos(\theta_\circ/2), \exp(i\phi_\circ)\sin(\theta_\circ/2)) \leftrightarrow (\sin(\theta_\circ)\cos(\phi_\circ), \sin(\theta_\circ)\sin(\phi_\circ), \cos(\theta_\circ)). \quad (3.19)$$

Diese Darstellung von Qubit-Zuständen auf einer dreidimensionalen Einheitskugel heißt *Bloch-Kugel* und der Vektor $\mathbf{r}_\circ = (r_{\circ, HV}, r_{\circ, AD}, r_{\circ, RL})^T$ heißt *Bloch-Vektor*. Im Fall der Darstellung von Polarisationszuständen spricht man auch von der *Poincaré-Kugel*. Beispiele der Darstellung von Polarisations-Qubits auf einer Poincaré-Kugel sind in Abbildung 3.6 zu sehen. Bei der hier getroffenen Wahl der Polarisationsbasis liegen die zirkularen Polarisationen (allgemeiner die Zustände der gewählten Qubitbasis) auf den Polen der Kugel ($|R[L]\rangle \cong (1[0], 0[1])_{(\alpha, \beta)} \cong (0[\pi], [0, 2\pi])_{(\theta_\circ, \phi_\circ)} \cong (0, 0, 1[-1])_{\mathbf{r}_\circ}$), während lineare Polarsationen auf dem Äquator der Kugel liegen. Insbesondere entspricht die erste Koordinatenachse horizontal und vertikal polarisiertem Licht ($|H[V]\rangle \cong 1/\sqrt{2}(1, 1[-1])_{(\alpha, \beta)} \cong (\pi/2, 0[\pi])_{(\theta_\circ, \phi_\circ)} \cong (1[-1], 0, 0)_{\mathbf{r}_\circ}$), während auf der zweiten Koordinatenachse die diagonale und anti-diagonale Polarisation zu liegen kommt ($|D[A]\rangle \cong 1/\sqrt{2}(1, i[-i])_{(\alpha, \beta)} \cong (\pi/2, \pi/2[3\pi/2])_{(\theta_\circ, \phi_\circ)} \cong (0, 1[-1], 0)_{\mathbf{r}_\circ}$).

Die Messung eines Polarisationszustands erfolgt durch eine sogenannte Tomographie, d.h. durch Messung von Projektionen entlang unterschiedlicher Richtungen und anschließende Rekonstruktion des zugrundeliegenden Zustands. Im Bild der Poincaré-Kugel ist die Wahl der Projektionsrichtungen und die anschließende Rekonstruktion trivial: Man misst die Projektionen auf die drei orthogonalen Polarisationsachsen und erhält direkt die jeweiligen Koordinaten. Wie die Projektion auf eine Koordinatenachse zu

3. Ein passiver Quantenspeicher mit Herold

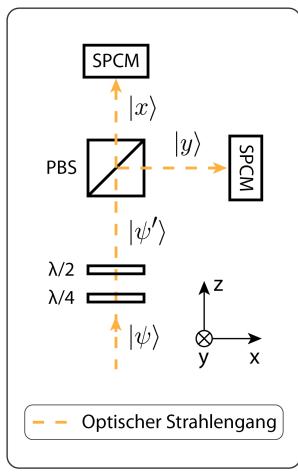


Fig. 3.4: Polarisationstomographie. Ein zu charakterisierender Polarisationszustand $|\psi\rangle$ wird mittels einer $\lambda/4$ - und einer $\lambda/2$ -Wellenplatte auf den Zustand $|\psi'\rangle = \mathbf{R}|\psi\rangle$ rotiert und anschließend durch einen polarisierenden Strahlteiler (PBS) auf die Polarisationszustände $|x\rangle$ und $|y\rangle$ projiziert. Die Intensität in der Armen hinter dem PBS ist proportional zu $|\langle x|\psi'\rangle|^2$ und $|\langle y|\psi'\rangle|^2$ und wird mit Einzelphotonenzählern (SPCMs) gemessen. Für die volle Tomographie eines Eingangszustands $|\psi\rangle$ werden Messungen mit drei Wellenplatten-Einstellungen entsprechend $\mathbf{R}_{(H,V)\rightarrow(x,y)}$, $\mathbf{R}_{(D,A)\rightarrow(x,y)}$, und $\mathbf{R}_{(R,L)\rightarrow(x,y)}$ durchgeführt, wobei $\mathbf{R}_{(q,\bar{q})\rightarrow(x,y)}$ eine (nicht eindeutig definierte) Rotation ist, die $|q\rangle \rightarrow |x\rangle$ und $|\bar{q}\rangle \rightarrow |y\rangle$ abbildet. Ob die Rotation dem Zustand $|\psi\rangle$ oder der Projektionsbasis zugeschrieben wird, ist eine Frage der Interpretation ($\langle x|y|\psi'\rangle = \langle x|y|\mathbf{R}_{(q,\bar{q})\rightarrow(x,y)}|\psi\rangle = \langle q|\bar{q}|\psi\rangle$).

messen ist, ist besonders einfach im Fall der Koordinate $r_{\circ, RL}$ zu sehen. Aus Gl. (3.18) und Gl. (3.19) und dem Additionstheorem $\cos(\theta) = \cos(\theta/2)^2 - \sin(\theta/2)^2$ ergibt sich $r_{\circ, RL} = \cos(\theta_{\circ}) = \cos(\theta_{\circ}/2)^2 - \sin(\theta_{\circ}/2)^2 = |\alpha|^2 - |\beta|^2$, woraus mit Gl. (3.16) weiter folgt:

$$r_{\circ, RL} = (I_R - I_L)/I. \quad (3.20)$$

Dabei wurde $I_{R[L]} = c\epsilon_0\langle|\mathcal{E}_{R[L]}|^2\rangle_t$ als die in der Feldkomponente $\mathcal{E}_{R[L]}$ enthaltene Intensität eingeführt, wobei $\langle \quad \rangle_t$ die zeitliche Mittelung bezeichnet, $I = I_R + I_L$ ist die Gesamtintensität. Die zwei verbleibenden Koordinaten $r_{\circ, HV}$ und $r_{\circ, AD}$ ergeben sich analog. Diese Ausdrücke für die Koordinaten eines Polarisationszustands auf der Poincaré-Kugel stehen in engem Zusammenhang mit den sogenannten *Stokes-Parametern* zur Beschreibung des Polarisationszustands von Licht. Die experimentelle Messung erfolgt mit einem Polarisationstomographie-Aufbau, der in Abbildung 3.4 gezeigt ist.

Während reine Polarisationszustände auf der Oberfläche der Poincaré-Kugel liegen, ist die Erweiterung auf gemischte Zuständen im Bild der Poincaré-Kugel sehr natürlich. Dies sind Zustände, bei denen die Polarisation über das statistische Ensemble fluktuiert, was zu Polarisationszuständen führt, die innerhalb der Poincaré-Kugel liegen. Ist ein Zustand z.B. vollständig depolarisiert, so ist jedes Messergebnis entlang jeder Polarisationsbasis gleich wahrscheinlich, was zu Koordinaten $(0, 0, 0)$, dem Koordinatenursprung der Poincaré-Kugel führt. Die Beschreibung gemischter quantenmechanischer Zustände erfolgt mit Dichtematrizen ρ , wobei im Falle eines reinen Zustands gilt $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$. Die Dichtematrix eines Qubit-Zustands lässt sich mit Hilfe der Pauli-Matrizen⁷ $\sigma_{1,2,3}$ schreiben als:

$$\rho = (\mathbb{1} + \mathbf{r}_{\circ} \cdot \boldsymbol{\sigma})/2, \quad (3.21)$$

wobei $\mathbf{r}_{\circ} = (r_{\circ, HV}, r_{\circ, AD}, r_{\circ, RL})^T$ der oben diskutierte Bloch-Vektor ist. Während die normierte Parametrisierung von \mathbf{r}_{\circ} aus Gl. (3.19) dabei nur für reine Zustände gilt, gelten die Ausdrücke für die Koordinaten des Bloch-Vektors gemäß Gl. (3.20), die auf Intensitäten als direkt messbaren Größen basieren, auch für gemischte Zustände.

⁷ Die Pauli-Matrizen sind: $\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$.

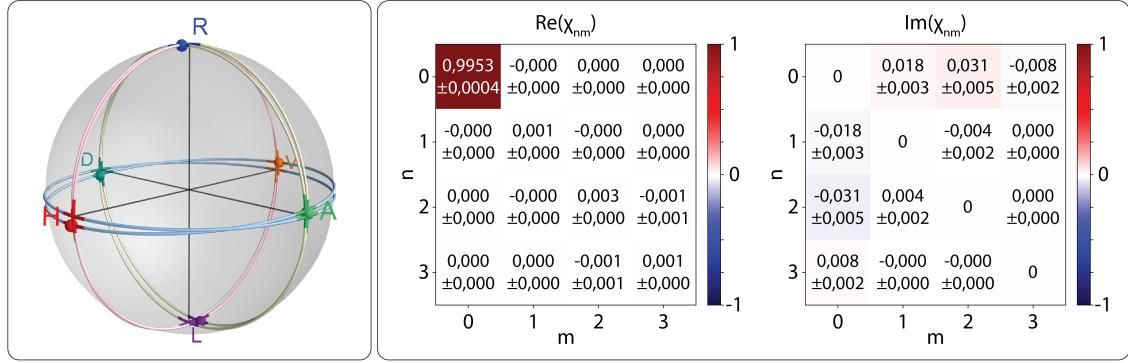


Fig. 3.5: Charakterisierung der Eingangszustände. Die Abbildung zeigt die Polarisations-tomographische Charakterisierung der Eingangszustände, die zur Charakterisierung des passiven Quantenspeichers mit Herold verwendet wurden. Für die Messungen wurden die Resonatoren außer Resonanz zu den einlaufenden Pulsen gesetzt, sodass die Pulse direkt an den Eingangsspiegeln der Resonatoren reflektiert wurden. Die linke Seite der Abbildung zeigt eine Poincaré-Kugel. Die Polarisationszustände, die laut Absicht auf die Resonatoren geschickt wurden, liegen auf den Endpunkten der schwarz dargestellten Koordinatenachsen und sind entsprechend der jeweiligen Polarisation bezeichnet. Die Ergebnisse der Polarisationstomographie aller Eingangszustände sind als kleine, farbige Kugeln gezeigt. Die große, graue Kugel mitsamt der leicht verkippten Äquatorlinie und Längengrade ist das Ergebnis der Anpassung eines Quantenprozesses \mathcal{Q} an die Daten der sechs vermessenen Polarisationszustände und zeigt, worauf die Einheitskugel durch \mathcal{Q} abgebildet wird. Die zugehörige Prozessmatrix χ ist auf der rechten Seite der Abbildung gezeigt. Die mittlere Zustands-Fidelity $\bar{\mathcal{F}}_s$ beträgt $(99,69 \pm 0,01)\%$, und die Prozess-Fidelity $\mathcal{F}_p \equiv \chi_{00}$ beträgt $(99,53 \pm 0,04)\%$ (vgl. auch $\bar{\mathcal{F}}_s = (2\mathcal{F}_p + 1)/3$). Die geringe Abweichung der Fidelity von 1 kann in großen Teilen auf Hintergrund- und Dunkelzählereignisse der Detektoren zurückgeführt werden. Die leichte Rotation der Kugel kann an einer leichten Fehlkalibration des Polarisationsdetektionsaufbaus liegen, oder an einer kleinen Polarisationsdrehung in der 10 m langen Faser, die das Experiment mit dem Polarisationsdetektionsaufbau verbindet.

Abbildung 3.5 und Abbildung 3.6 zeigen die Ergebnisse der Tomographien der Polarisationszustände, die bei der Charakterisierung des Quantenspeichers in den Speicher geschrieben bzw. anschließend aus ihm ausgelesen wurden.

3.2.1.2.2. Fidelity Die definierende Aufgabe eines Quantenspeichers besteht darin, Quantenzustände abzuspeichern und zu einem späteren Zeitpunkt wieder freizugeben. Eine wichtige Eigenschaft ist dabei, wie gut die ausgelesenen Quantenzustände mit den abgespeicherten Quantenzuständen übereinstimmen. Die Größe, die diese Eigenschaft des Speichers quantifiziert, ist die *Fidelity* (englisch für *Wiedergabtreue, Genauigkeit*).

Zustands-Fidelity Eine Art der Fidelity ist die *Zustands-Fidelity*:

$$\mathcal{F}_s = \langle \psi_{\text{In}} | \rho_{\text{Out}} | \psi_{\text{In}} \rangle. \quad (3.22)$$

3. Ein passiver Quantenspeicher mit Herold

Input	$\mathcal{F}_{\text{Eckig}}$	$\mathcal{F}_{\text{Glatt}}$
$ H\rangle$	$94,4 \pm 0,2$	$92,9 \pm 0,2$
$ V\rangle$	$95,0 \pm 0,3$	$94,1 \pm 0,2$
$ D\rangle$	$93,4 \pm 0,2$	$92,4 \pm 0,2$
$ A\rangle$	$92,9 \pm 0,7$	$91,6 \pm 0,2$
$ R\rangle$	$96,2 \pm 0,6$	$96,6 \pm 0,1$
$ L\rangle$	$96,5 \pm 0,4$	$97,0 \pm 0,2$
$\bar{\mathcal{F}}_s$	$94,7 \pm 0,2$	$94,1 \pm 0,1$

Tab. 3.1: Zustands-Fidelities des passiven Quantenspeichers mit Herold. Die Tabelle zeigt die Zustands-Fidelities der aus dem Quantenspeicher ausgelesenen Photonen für verschiedene Eingangspolarisationen, konditioniert auf die vorhergehende Detektion eines π -polarisierten Heroldphotons innerhalb der gleichen Experimentsequenz. Die angegebenen Unsicherheiten bezeichnen die 68% (1σ)-Konfidenzintervalle, wie in Abschnitt 3.2.1.2.2 beschrieben ist. Die unterste Zeile zeigt die mittlere Zustands-Fidelity $\bar{\mathcal{F}}_s$, bei der die angegebene Unsicherheit mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung berechnet wurde. Die Indizierungen Eckig und Glatt beziehen sich jeweils auf die Messungen mit quasi-rechteckigen und glatter geformten Pulsen, mit denen der Quantenspeicher mit Herold charakterisiert wurde (siehe Abschnitt 3.2.1.1). Die effektive Speicherzeit betrug $1,1 \mu\text{s}$.

Sie misst den Überlapp des ausgelesenen Zustands ρ_{Out} , der typischerweise nicht rein ist und daher durch eine Dichtematrix beschrieben wird, mit dem Eingangszustand $|\psi_{\text{In}}\rangle$, der hier als rein angenommen wird. Dass diese Annahme sehr gut erfüllt ist, folgt aus der tomographischen Charakterisierung der Eingangszustände, die in Abbildung 3.5 gezeigt ist. Gemäß Gl. (3.23), Gl. (3.21) und Gl. (3.20) ergibt sich die Fidelity des ausgelesenen Zustands bezüglich des Zielzustands $|\psi_{\text{In}}\rangle = |q\rangle$ als $\mathcal{F}_s = I_q / (I_q + I_{\bar{q}})$, wobei I_q , wie im vorigen Abschnitt 3.2.1.2.1, die Intensität der Zielpolarisation q und $I_{\bar{q}}$ die Intensität der dazu orthogonalen Polarisation \bar{q} bezeichnet. Im Experiment werden die Leistungen der Polarisationen q und \bar{q} mit Einzelphotonenzählern (SPCMs) gemessen (siehe Abbildung 3.4), die gegebenenfalls über unterschiedliche Detektionseffizienzen η_q^{Det} und $\eta_{\bar{q}}^{\text{Det}}$ verfügen. Die Fidelity bezüglich des Zustands $|q\rangle$ ergibt sich so aus der Anzahl der Zählereignisse N_q und $N_{\bar{q}}$ als:

$$\mathcal{F}_s = \frac{N_q / \eta_q^{\text{Det}}}{N_q / \eta_q^{\text{Det}} + N_{\bar{q}} / \eta_{\bar{q}}^{\text{Det}}} = \frac{p_q \lambda_\eta}{1 + p_q (\lambda_\eta + 1)}. \quad (3.23)$$

Dabei wurde der Ausdruck im letzten Schritt so umgeformt, dass alle statistischen Messgrößen im Parameter $p_q = N_q / (N_q + N_{\bar{q}})$ enthalten sind, während der Parameter $\lambda_\eta = \eta_{\bar{q}}^{\text{Det}} / \eta_q^{\text{Det}}$ systematische Unsicherheiten aus der Charakterisierung der Detektionseffizienzen enthält, die bei der Quantifizierung der Messunsicherheiten im Folgenden jedoch unberücksichtigt bleiben. Die statistische Unsicherheit der Zustands-Fidelity ergibt sich

somit aus Gl. (3.23) als:

$$\Delta \mathcal{F}_s = \frac{d\mathcal{F}_s}{dp_q} \Delta p_q = \frac{\lambda_\eta}{(1 + p_q(\lambda_\eta + 1))^2} \Delta p_q. \quad (3.24)$$

Die statistische Analyse des Messparameters $p_q = N_q/(N_q + N_{\bar{q}})$ entspricht der statistischen Auswertung eines einfachen Bernoulli-Tests, der in der Literatur ausgiebig behandelt ist, einschließlich der Möglichkeit asymmetrischer Konfidenz-Intervalle für den Fall kleiner Probengrößen und extrem asymmetrischer Wahrscheinlichkeiten.⁸ Da in unseren Messungen alle Zählzahlen hinreichend groß waren, verwenden wir für die Angabe der statistischen Unsicherheit die Normalverteilungs-Näherung mit einem Konfidenzniveau von 68%, womit sich ergibt:

$$p_q = \frac{N_q}{N_q + N_{\bar{q}}} \pm \frac{1}{N_q + N_{\bar{q}}} \cdot \sqrt{\frac{N_q \cdot N_{\bar{q}}}{N_q + N_{\bar{q}}}}. \quad (3.25)$$

Um die Überlegenheit eines Quantenspeichers über einen klassischen Speicher nachzuweisen, muss die Fidelity der ausgelesenen Zustände hinreichend hoch sein [116]. Für den Fall der Charakterisierung eines Speichers mittels einzelner Photonen beliebiger Polarisation, könnte eine klassische Apparatur das Photon in einer beliebigen Polarisationsbasis messen und später ein Photon der gemessenen Polarisation re-emittieren. Die Fidelity der Polarisation der re-emittierten Photonen relativ zur Polarisation der in den Speicher geschickten Photonen läge dabei im Mittel bei $\mathcal{F}^{\text{klass}} = p_{r.B.} \cdot \mathcal{F}_{r.B.} + p_{f.B.} \cdot \mathcal{F}_{f.B.} = 1/3 \cdot 1 + 2/3 \cdot 1/2 = 2/3$, wobei die Subskripte _{r.B.} und _{f.B.} für *richtige Basis* und *falsche Basis* stehen. Dieser klassische Grenzwert muss durch den Quantenspeicher also auf jeden Fall überboten werden.

Der klassische Grenzwert kann durch verschiedene Umstände jedoch weiter angehoben werden. Für unsere Messungen haben wir davon zwei berücksichtigt.

Zum einen kann, wenn zeitgleich mehrere Photonen gleicher Polarisation in den Speicher geschickt werden, im Falle eines klassischen Speichers die Polarisation beider Photonen charakterisiert werden, was bei n zeitgleich auf den Speicher geschickten Photonen zu einem allgemeineren klassischen Grenzwert von $\mathcal{F}_n^{\text{klass}} = (n+1)/(n+2)$ führt [116]. Wir haben für die Charakterisierung des Speichers kohärente Pulse mit im Mittel $\bar{n} = 0,5$ Photonen verwendet. Die Wahrscheinlichkeit $P_{\bar{n}}(n)$, in einem solchen Puls n Photonen vorzufinden, folgt einer Poisson-Verteilung $P_{\bar{n}}(n) = \exp(-\bar{n})\bar{n}^n/n!$. Der klassische Grenzwert bei der Verwendung kohärenter Pulse zur Charakterisierung des Speichers ergibt sich als gewichtete Summe [91],

$$\mathcal{F}_{\bar{n}}^{\text{klass}} = \sum_{n=1}^{\infty} P_{\bar{n}}(n) \mathcal{F}_n^{\text{klass}} / \sum_{n=1}^{\infty} P_{\bar{n}}(n), \quad (3.26)$$

und betrug im vorliegenden Fall 69%.

Ein weiterer Umstand, der zu einem höheren klassischen Grenzwert führen kann, ist, wenn die zur Charakterisierung des Speichers verwendeten Eingangszustände nicht hinreichend gleichmäßig auf der Poincaré-Kugel verteilt sind. In diesem Fall könnte ein klassischer Speicher im Laufe der Charakterisierung bemerken, dass das zur Charakterisierung verwendete Photonen-Ensemble nicht gleichmäßig über die Poincaré-Kugel

⁸ Siehe z.B. "Binomial proportion confidence interval" unter https://en.wikipedia.org/wiki/Binomial_proportion_confidence_interval.

3. Ein passiver Quantenspeicher mit Herold

verteilt ist und seine Messbasen und Wiedergabewerte entsprechend anpassen.⁹ Um dies und die damit einhergehende Erhöhung des klassischen Grenzwerts zu vermeiden, müssen die zur Charakterisierung des Speichers verwendeten Polarisationen hinreichend zahlreich (mindestens vier) und gleichmäßig über die Poincaré-Kugel verteilt sein. In unserem Fall wählten wir zur Charakterisierung die sechs Eingangspolarisationen $|H\rangle$, $|V\rangle$, $|D\rangle$, $|A\rangle$, $|R\rangle$ und $|L\rangle$.

Tabelle 3.1 zeigt die Ergebnisse der Zustands-Fidelities für die Charakterisierung des Quantenspeichers mit unterschiedlich zeitlich geformten Eingangspulsen bei einer effektiven Speicherzeit zwischen Schreiben und Auslesen von $1,1\text{ }\mu\text{s}$. Dabei wurde die Verwendung des Messergebnisses darauf konditioniert, dass während des vorangegangenen Schreibversuchs am Ausgang des Herold-Resonators ein π -polarisiertes Heroldphoton detektiert wurde. Die mittleren Zustands-Fidelities $\bar{\mathcal{F}}_s = (\mathcal{F}_{|H\rangle} + \mathcal{F}_{|V\rangle} + \mathcal{F}_{|D\rangle} + \mathcal{F}_{|A\rangle} + \mathcal{F}_{|R\rangle} + \mathcal{F}_{|L\rangle})/6$ betragen $(94,7 \pm 0,2)\%$ für die Charakterisierung mit quasi-rechteckigen Pulsen (siehe Abschnitt 3.2.1.1) und $(94,1 \pm 0,1)\%$ für die Charakterisierung mit weicher geformten Pulsen und liegen somit klar über dem für die Charakterisierung relevanten klassischen Grenzwert, $\mathcal{F}_{n=0,5}^{\text{klass}} = 69\%$.

Prozess-Fidelity Eine weitere Art der Fidelity, die man für einen Quantenspeicher auswerten kann, ist die *Prozess-Fidelity* [116]. Hierbei betrachtet man den gesamten Speicherprozess als eine Abbildung \mathcal{Q} , die einen beliebigen Eingangszustand, ρ_{In} , in Übereinstimmung mit den Gesetzen der Quantenmechanik auf einen zugehörigen Zustand, $\rho_{\text{Out}} = \mathcal{Q}(\rho_{\text{In}})$, abbildet. Es kann gezeigt werden, dass der allgemeinste mögliche Quantenprozess für ein quantenmechanisches 2-Niveau-System parametrisiert werden kann als:

$$\mathcal{Q}(\rho) = \sum_{n,m=0}^3 \chi_{nm} \sigma_n \rho \sigma_m, \quad (3.27)$$

wobei σ_i die Pauli-Matrizen¹⁰ mitsamt der Einheitsmatrix $\sigma_0 = \mathbb{1}_2$ sind und χ_{nm} die Elemente der hermiteschen Prozessmatrix χ sind. Die Prozess-Fidelity \mathcal{F}_p quantifiziert nun, zu welchem Anteil der gemessene Quantenprozess mit dem für einen Quantenspeicher optimalen Quantenprozess – der Einheitsabbildung $\mathbb{1}$ – übereinstimmt, d.h., $\mathcal{F}_p = \chi_{00}$.

Für die Prozess-Tomographie werden die gleichen Messdaten verwendet wie für die Auswertung der mittleren Zustands-Fidelities (Abschnitt 3.2.1.2.2). Anders als bei der Berechnung der Zustands-Fidelities \mathcal{F}_s werden die Messungen für die unterschiedlichen Eingangspolarisationen nun aber nicht unabhängig voneinander ausgewertet, sondern es wird mittels der Maximum-Likelihood-Methode eine Prozessmatrix χ_{nm} gesucht, die die Gesamtheit der Messungen möglichst gut beschreibt.

Um den Quantenprozess zu finden, der mit den gemessenen Photonendetektionszahlen am besten vereinbar ist, betrachten wir zunächst die aus dem Quantenprozess \mathcal{Q} berechnete Wahrscheinlichkeit $p_{\mathcal{Q},\{N_{ij}\}}$, die Menge $\{N_{ij} | i, j \in \{R, L, H, V, A, D\}\}$ der Photonenzählzahlen N_{ij} zu detektieren, wobei sich i auf den Eingangszustand und j

⁹ Um diese Möglichkeit wirklich zu entkräften, müsste der Speicher eigentlich nicht nur mit ausreichend und passend gewählten Polarisationen charakterisiert werden, wie im Folgenden beschrieben, sondern diese Polarisationen müssten während der Charakterisierung auch völlig zufällig, wechselnd gewählt werden. Im Experiment wurden die unterschiedlichen Eingangspolarisationen blockweise nacheinander charakterisiert.

¹⁰ Die Pauli-Matrizen sind: $\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$.

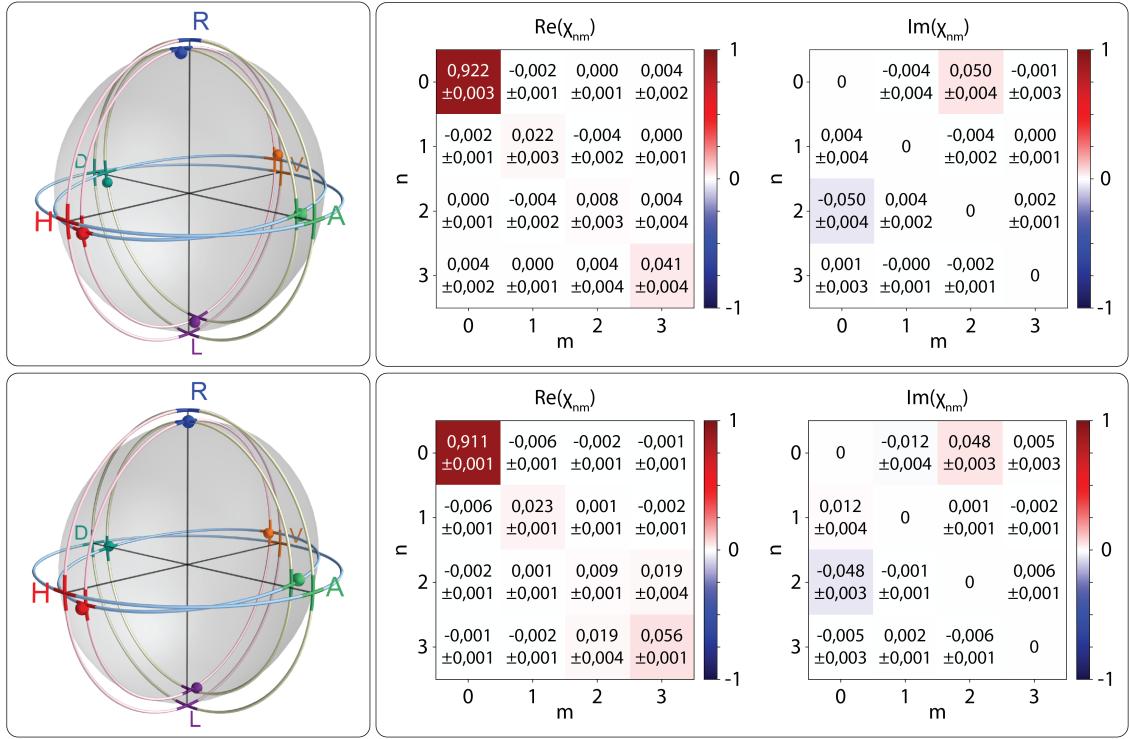


Fig. 3.6: Charakterisierung der ausgelesenen Polarisationszustände des Quantenspeichers mit Herold. Der Quantenspeicher mit Herold wurde für sechs Eingangspolarisationen $|H\rangle$, $|V\rangle$, $|D\rangle$, $|A\rangle$, $|R\rangle$, und $|L\rangle$ charakterisiert, für die die aus dem Quantenspeicher nach einer effektiven Speicherzeit von $1,1 \mu\text{s}$ ausgelesenen Photonen mittels Polarisationstomographie (Abschnitt 3.2.1.2.1) charakterisiert wurden. Die Darstellungen im oberen Teil der Abbildung beziehen sich auf Messungen, bei denen während des Schreib- und Auslesevorgangs Pulse mit quasi-rechteckigem Zeitverlauf verwendet wurden, während die Pulse, die für die im unteren Teil der Abbildung gezeigten Messungen verwendet wurden, glatter geformt waren (Abschnitt 3.2.1.1). Die linke Seite der Abbildung zeigt Poincaré-Kugeln zur Darstellung der Messergebnisse. Kleine, farbige Kugeln zeigen die durch Tomographie bestimmten Ausgangspolarisationen für die entsprechend farbig markierten und bezeichneten Eingangspolarisationen. Die verzerrten, großen, grauen Kugeln sind das Ergebnis einer Quantenprozess-Tomographie und zeigen, auf welche Polarisationen die Einheitskugel durch den mit der Maximum-Likelihood-Methode auf Basis des gesamten Datensatzes ermittelten wahrscheinlichsten Quantenprozess abgebildet wird. Auf der rechten Seite der Abbildung werden die zugehörigen Prozessmatrizen χ gezeigt. Die Komponente χ_{00} ist die Prozess-Fidelity \mathcal{F}_p und entspricht der idealen Situation einer Einheitsabbildung. Die zweitgrößte reale Komponente ist $\chi_{33} > \chi_{11}, \chi_{22}$ und gibt die Tatsache wieder, dass die Zustände $|R/L\rangle$ besser erhalten bleiben als die Zustände $|H/V\rangle$ und $|D/A\rangle$. Die Imaginärteile von χ_{02} und χ_{20} beschreiben eine Rotation der Poincaré-Kugel um die D-A-Achse, was entweder durch ein verbleibendes Magnetfeld bedingt ist, oder aus den Eingangszuständen geerbt wurde, da die Drehung in gewissem Maße auch in Abbildung 3.5 zu sehen ist. Eine ähnliche Abbildung befindet sich in [26].

3. Ein passiver Quantenspeicher mit Herold

auf den Projektionszustand bei der Detektion bezieht. Als Beispiel ist die Wahrscheinlichkeit, für einen $|R\rangle$ -polarisierten Eingangszustand beim Auslesen ein $|V\rangle$ -polarisiertes Photon zu detektieren, durch $\tilde{p}_{RV} = \text{tr}(|V\rangle\langle V|Q(|R\rangle\langle R|))$ gegeben, vorausgesetzt, die Detektionseffizienz ist $\eta^{\text{Det}} = 1$. Um die unterschiedlichen Detektionseffizienzen der Einzelphotonenzähler zu berücksichtigen, wird – wieder am Beispiel – die Transformation $\tilde{p}_{RV} \mapsto p_{RV} = \tilde{p}_{RV} \cdot \eta_V^{\text{Det}} / (\tilde{p}_{RH} \cdot \eta_H^{\text{Det}} + \tilde{p}_{RV} \cdot \eta_V^{\text{Det}})$ verwendet, wobei η_H^{Det} und η_V^{Det} die Detektionseffizienzen für $|H\rangle$ - und $|V\rangle$ -Photonen sind. Die Wahrscheinlichkeit p_R während der tomographischen Charakterisierung des Speichers für den Eingangszustand $|R\rangle$ das 6-Tupel $(N_{RR}, N_{RL}, N_{RH}, N_{RV}, N_{RA}, N_{RD})$ an Photonenzählzahlen zu erhalten, ergibt sich als Produkt von Binomialverteilungen zu:

$$p_R = p_{RR}^{N_{RR}} p_{RL}^{N_{RL}} \binom{N_{RR}}{N_{RR} + N_{RL}} \cdot p_{RH}^{N_{RH}} p_{RV}^{N_{RV}} \binom{N_{RH}}{N_{RH} + N_{RV}} \cdot p_{RA}^{N_{RA}} p_{RD}^{N_{RD}} \binom{N_{RA}}{N_{RA} + N_{RD}}.$$

Die Wahrscheinlichkeit dafür, den gesamten Satz an Zählereignissen für alle sechs Eingangszustände zu detektieren, ergibt sich mit analogen Ausdrücken zu:

$$p_{\mathcal{Q}, \{N_{ij}\}} = p_R \cdot p_L \cdot p_H \cdot p_V \cdot p_A \cdot p_D. \quad (3.28)$$

Für die Anpassung eines Quantenprozesses an die Messdaten mit der Maximum-Likelihood-Methode kann man versuchen, diesen Ausdruck direkt über alle physikalisch möglichen Prozessmatrizen zu maximieren. Alternativ wurde hier dem Vorgehen in [116] gefolgt und unter Verwendung des zentralen Grenzwertsatzes die Argumente der sich aus den Binomialverteilungen ergebenden Normalverteilungen minimiert. Die Funktion, die zur Maximierung der Wahrscheinlichkeit minimiert wurde, war folglich:

$$\Delta_{\text{Process}} = \sum_{i,j \in \{R,L,H,V,A,D\}} \frac{(N_{ij} - p_{ij}(N_{ij} + N_{i\bar{j}}))^2}{N_{ij}} \quad (3.29)$$

wobei \bar{j} der zu j konjugierte Partner innerhalb der Paare (R, L) , (H, V) , (A, D) ist. Um sicherzustellen, dass der ermittelte Quantenprozess nahezu spurerhaltend ist, wurde seine Abweichung von der Spurerhaltung als weiterer Parameter zur zu minimierenden Funktion hinzugefügt [116]:

$$\Delta_{\text{Trace}} = \sum_{n,m,k=0}^3 |\chi_{nm} \frac{\text{tr}(\sigma_n \sigma_k \sigma_m)}{2^{\delta_{0k}}} - \delta_{0k}| \quad (3.30)$$

Die Straffunktion, die zur Ermittlung des Quantenprozesses durch die Maximum-Likelihood-Methode minimiert wurde, war somit $\Delta_{\text{Process}} + \lambda_{\mathcal{Q}} \Delta_{\text{Trace}}$, wobei $\lambda_{\mathcal{Q}}$ ein Gewichtungsparameter ist.

Um die Unsicherheit der Parameter des angepassten Quantenprozesses zu bestimmen, wurde eine Monte-Carlo-Methode verwendet. Dazu nahmen wir an, dass die Unsicherheit auf der Anzahl der Photonenzählereignisse durch Schrotrauschen gegeben ist und generierten Sätze normal-verteilter Zufallsdaten $\{\tilde{N}_{ij}\}$, die bei N_{ij} zentriert waren und eine Standardabweichung von $\sqrt{N_{ij}}$ hatten. Für die zufallsgenerierten $\{\{\tilde{N}_{ij}\}\}$ wurden mit der Maximum-Likelihood-Methode ebenfalls Prozessmatrizen $\{\tilde{\chi}_{nm}\}$ bestimmt. Aus der Standardabweichung der resultierenden Koeffizienten der Prozessmatrizen $\{\tilde{\chi}_{nm}\}$ wurde die Unsicherheit der Prozessmatrix χ bestimmt.

Die Ergebnisse einer derart durchgeführten Prozess-Tomographie an die Messdaten der Charakterisierungsmessungen des Speichers wie in Abschnitt 3.2.1.1 beschrieben, ist in Abbildung 3.6 gezeigt. Dabei wird der Quantenprozess sowohl direkt über die Prozessmatrix χ_{nm} gezeigt, als auch im Bild der Poincaré-Kugel als deformierte Sphäre, auf welche die Zustände der Einheitskugel durch Anwendung des ermittelten Quantenprozesses abgebildet werden. Die ermittelte Prozess-Fidelity beträgt $\mathcal{F}_p = (92,2 \pm 0,3)\%$ für die Messung mit quasi-rechteckigen Pulsen und $\mathcal{F}_p = (91,1 \pm 0,1)\%$ für die Messung mit glatteren Pulsen. Die Werte passen perfekt zu den jeweils ermittelten mittleren Zustands-Fidelities $\overline{\mathcal{F}}_s$, entsprechend der theoretisch erwarteten Relation $\overline{\mathcal{F}}_s = (2\mathcal{F}_p + 1)/3$ [50]. Da die jeweiligen Werte für $\overline{\mathcal{F}}_s$ und \mathcal{F}_p aus der Auswertung derselben Datensätzen resultieren, ist diese Übereinstimmung zu erwarten.

Ursachen für die Reduktion der Fidelity An verschiedenen Stellen innerhalb des Speicherprotokolls können Fehler auftreten, die zu einer reduzierten Fidelity führen.

Der erste relevante Schritt ist die Initialisierung des Atoms im Zustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$, wobei Fehler dazu führen, dass sich nach dem optischen Pumpen noch endliche Restpopulation in den Zuständen $|F = 2\rangle$ und $|F = 1, m_F = \pm 1\rangle$ befindet. Mögliche Ursachen dafür können sein, dass der Zielzustand nicht komplett dunkel ist¹¹, dass die π -Polarisation des Pumplasers auf dem $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$ -Übergang möglicherweise nicht exakt mit der Quantisierungsachse entlang des Qubit-Resonators übereinstimmt, oder, dass möglicherweise Magnetfeldkomponenten senkrecht zur Quantisierungsachse vorhanden sind, die den atomaren Spin während des optischen Pumpens kontinuierlich wieder aus seinem Zielzustand rausdrehen¹². Ein Vorteil des gezeigten Speicherschemas besteht nun darin, dass durch die Detektion eines Heroldphotons ein Teil der Initialisierungsfehler ausgeschlossen werden kann, da nämlich in den Fällen, in denen sich das Atom nach der Initialisierung fälschlicherweise im $|F = 2\rangle$ -Hyperfeinniveau befindet, während des anschließenden Schreibprozesses kein Heroldphoton emittiert werden kann. Als einzige relevante Initialisierungsfehler verbleiben also die Fälle, in denen sich das Atom am Ende des optischen Pumpens in den Zuständen $|F = 1, m_F = \pm 1\rangle$ befindet.

Auch beim anschließenden, eigentlichen Speicherprozess wirkt sich der Herold wieder positiv auf die Fidelity aus. Ein naheliegender möglicher Fehler ist dabei, dass das Atom beim Übergang vom angeregten Zustand $|F' = 2\rangle$ in den Endzustand $|F = 2\rangle$ nicht den gewünschten Übergang unter Beibehaltung der Spinprojektionsquantenzahl

¹¹ Mögliche Verlustkanäle aus dem Zustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$ ergeben sich durch:

- Off-resonante Streuung des π -polarisierten Zeeman-Pumplasers (resonant zum Übergang $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$) an den Hyperfeinzuständen $|F' = 0\rangle$ und $|F' = 2, m_F = 0\rangle$ (erwartete Reduktion der Fidelity idealerweise im % Bereich),
- Streuung der rot-verstimmten Dipolfalle an den $|5P_{1/2}\rangle$ -Zuständen (erwartete Reduktion der Fidelity ebenfalls im % Bereich),
- Eventuell, Mischung der Hyperfeinzustände in $|5P_{3/2}\rangle$ mit einhergehender Aufweichung des Dipolverbots des Übergangs $|F = 1, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |F' = 1, m_F = 0\rangle$. Eine solche Mischung könnte entweder durch die optische Dipolfalle verursacht werden, wenn die erzeugten Lichtverschiebungen nicht vernachlässigbar klein gegenüber der Hyperfeinaufspaltung des $|5P_{3/2}\rangle$ -Zustands sind [76], (allerdings scheint die Beimischung in den $|F' = 1, m_F = 0\rangle$ -Zustand in dem Fall primär aus dem $|F' = 3, m_F = 0\rangle$ -Zustand zu kommen, der ebenfalls nicht an $|F = 1, m_F = 0\rangle$ koppelt), oder durch Kopplung der angeregten Zustände an die Resonatoren.

¹² Während der Messungen war kein magnetisches Führungsfeld angelegt (siehe Abschnitt 3.2.1.1).

3. Ein passiver Quantenspeicher mit Herold

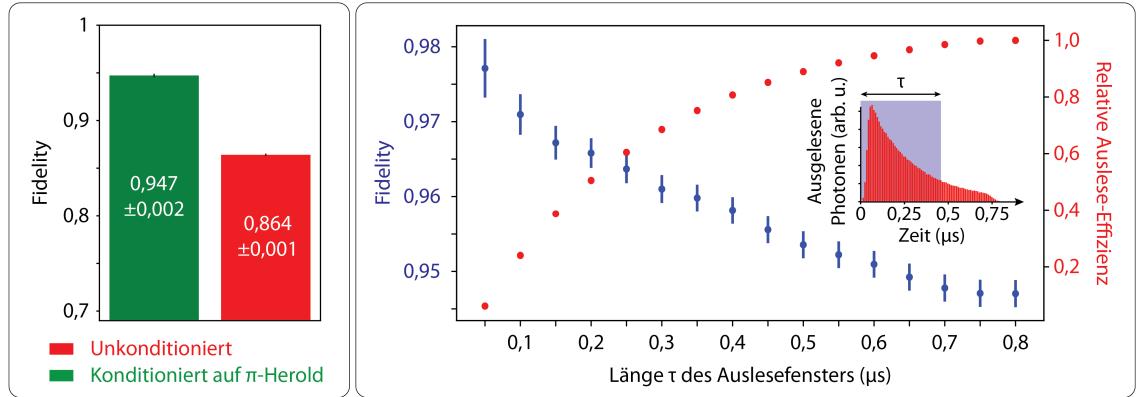


Fig. 3.7: Abhängigkeit der Fidelity von der Herolddetektion und der Auslese-dauer. Verschiedene Fehler während des Speicher- und Ausleseprozesses können zu einer reduzierten Fidelity des Quantenspeichers mit Herold führen. Durch die Detektion eines π -polarisierten Heroldphotons wird ein Teil dieser Fehler ausgeschlossen, wie im linken Teil der Abbildung gezeigt ist, wo die mittlere Zustands-Fidelity der ausgelesenen Photonen für den Fall mit Konditionierung auf ein in der gleichen Experimentsequenz detektiertes Heroldphoton und ohne derartige Konditionierung gezeigt ist. Die in Schwarz gezeigten Fehlerbalken sind kaum sichtbar. Die Verbesserung der Fidelity von $(86,4 \pm 0,1)\%$ auf $(94,7 \pm 0,2)\%$ illustriert einen zusätzlichen Vorteil des Heroldphotons, der über seine Bedeutung im Kontext endlichen Effizienzen hinausgeht. Das Diagramm auf der rechten Seite der Abbildung zeigt die mittlere Zustands-Fidelity der ausgelesenen Photonen als Funktion der Breite eines mit Beginn des Ausleseprozesses startenden Akzeptanzfensters. Wird die Auswertung auf Photonen begrenzt, die zu einem frühen Zeitpunkt während des Auslesevorgangs emittiert wurden, so kann die mittlere Zustands-Fidelity auf Kosten der Effizienz (im gleichen Diagramm in Rot dargestellt) auf bis zu $(97,7 \pm 0,4)\%$ erhöht werden. Die Unterabbildung zeigt ein Histogramm der Anzahl detekтирter Photonen über die Dauer des Ausleseprozesses (siehe auch Abbildung 3.3) und illustriert die Definition des in der Abbildung verwendeten Akzeptanzfensters. Eine ähnliche Abbildung befindet sich in [26].

$(\Delta m_F = 0)$ macht, sondern in einen der anderen $|m_F\rangle$ -Zustände in $|F = 2\rangle$ zerfällt. Durch die Detektion eines π -polarisierten Heroldphotons kann allerdings auch dieses ausgeschlossen werden, da die Detektion eines solchen Photons einen Übergang mit $\Delta m_F = 0$ erzwingt. Verbleibende relevante Fehler beim Schreiben können sich dann noch dadurch ergeben, dass die Polarisationsprojektionsbasis für das Heroldphoton nicht exakt mit der π -Polarisation des Systems entlang der Achse des langen Resonators übereinstimmt, oder dadurch, dass während des Schreibprozesses zunächst ein Photon unter Änderung des Spinprojektionszustands auf dem Übergang $|F' = 2\rangle \leftrightarrow |F = 1\rangle$ gestreut wird, bevor dann ein zweites, im kohärenten Charakterisierungspuls enthaltenes Photon ausgehend vom nun falschen $|m_F\rangle$ -Zustand das Atom unter Emission eines π -polarisierten Heroldphotons in das Hyperfeinniveau $|F = 2\rangle$ bringt. Der zweite genannte Prozess ist dabei nur bei der Charakterisierung mit kohärenten Pulsen relevant und würde bei der Speicherung echter Einzelphotonen entfallen.

Der hier beschriebene positive Einfluss des Herolds auf die Fidelity ist in Abbildung 3.7

gezeigt. Dort wird die mittlere Zustands-Fidelity des Speichers für den Fall der Konditionierung auf ein während des Speicherprozesses detektiertes π -polarisiertes Heroldphoton verglichen mit dem Fall, dass keine Konditionierung vorgenommen wird. Durch entsprechende Konditionierung auf das Heroldphoton erhöht sich die mittlere Zustands-Fidelity des Speichers für den gezeigten Fall der Charakterisierung mit quasi-rechteckigen Laserpulsen von $(86,4 \pm 0,1)\%$ auf $(94,7 \pm 0,2)\%$. Für die Charakterisierung mit glatter geformten Pulsen erhöht sich die Fidelity von $(84,6 \pm 0,1)\%$ auf $(94,1 \pm 0,1)\%$. Wenngleich der positive Effekt des Herolds auf die Fidelity auf Grund der beschriebenen Mechanismen zweifelsohne vorhanden ist, sei darauf hingewiesen, dass der exakte Wert der unkonditionierten Fidelity stark von Details der Zustandsinitialisierung abhängig ist und nach unten hin (d.h. Richtung 50%) praktisch arbiträr ist.¹³

Mögliche für die Fidelity relevante Fehler während des Auslese-Prozesses ergeben sich durch Imperfektionen in der Polarisationsrichtung des auslesenden Feldes und insbesondere wieder dadurch, dass beim Auslesen zunächst ein Photon auf dem Übergang von $|F' = 2\rangle$ nach $|F = 2\rangle$ gestreut wird, das möglicherweise die Spinprojektion des Atoms ändert, bevor anschließend der nun geänderte Zustand durch Emission eines Photons auf dem Übergang von $|F' = 2\rangle$ nach $|F = 1\rangle$ in den Qubit-Resonator ausgelesen wird. Die Relevanz dieses Prozesses ist ebenfalls in Abbildung 3.7 gezeigt, wo die mittlere Zustands-Fidelity der ausgelesenen Photonen gegen die Dauer aufgetragen ist, die seit Beginn des Auslesevorgangs bis zur Detektion des ausgelesenen Photons höchstens vergangen ist. Da die Wahrscheinlichkeit, dass das ausgelesene Photon das erste während des Ausleseprozesses gestreute Photon ist, zu Beginn des Ausleseprozesses sehr hoch ist und dann mit zunehmender Auslesedauer abnimmt, erwartet und sieht man für kurze Auslesedauern die höchste Fidelity, die bei Beschränkung auf die ersten 50 ns des Ausleseintervalls $(97,7 \pm 0,4)\%$ beträgt und dann mit zunehmender Auslesedauer bis auf den bekannten Wert von $(94,7 \pm 0,2)\%$ bei Berücksichtigung des gesamten Pulses abnimmt.

Eine Auffälligkeit der gemessenen Fidelities ist, dass der Speicher für zirkulare Eingangspolarisationen besser funktioniert als für lineare (siehe Tabelle 3.1 und Abbildung 3.6). Dies liegt nicht an unterschiedlicher Anfälligkeit der im Atom gespeicherten Zustände auf fluktuierende Magnetfelder – während der oben beschriebenen Messungen war kein magnetisches Führungsfeld angelegt – sondern an einer Eigenart der ausgewählten Übergänge. So sind die zirkularen Polarisationen in erster Ordnung insensitiv auf Fehler bei der Initialisierung des Atoms im Zustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Betrachtet man als Beispiel den konkreten Fall rechts-zirkularer Polarisation $|R\rangle$, so erzeugt Population, die sich nach dem optischen Pumpen fälschlicherweise im Zustand $|F = 1, m_F = -1\rangle$ befindet, beim Speichern kein π -polarisiertes Heroldphoton, da der in dem Fall für die Erzeugung des Heroldphotons relevante Übergang von $|F' = 2, m_F = 0\rangle$ nach $|F = 2, m_F = 0\rangle$ dipol-verboten ist. Und Population, die sich zunächst fälschlicherweise im Zustand $|F = 1, m_F = 1\rangle$ befindet, wird zwar unter Emission eines Heroldphotons in den „falschen“ Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ gespeichert, kann von dort beim Auslesen aber nur unter Emission eines korrekt rechts-zirkular polarisierten Photons $|R\rangle$ zurück in den

¹³ Wie in Abschnitt 3.2.1.1 beschrieben, wurden bei der hier verwendeten Methode zur Zustandsinitialisierung die letzten 4 μs ohne die Rückpumplaser durchgeführt, die die Population aus $|F = 2\rangle$ nach $|F = 1\rangle$ bringen. Dies hatte das Ziel, möglicherweise in den Zuständen $|F = 1, m_F = \pm 1\rangle$ verbliebene Population weiter reduzieren (was möglich ist, solange $p_{|m_F=0\rangle} \cdot \Gamma_{|m_F=0\rangle \rightarrow |m_F=\pm 1\rangle} < p_{|m_F=\pm 1\rangle} \cdot \Gamma_{|m_F=\pm 1\rangle \rightarrow |m_F=0\rangle}$), geht aber zu Kosten zusätzlicher Population in $|F = 2\rangle$.

3. Ein passiver Quantenspeicher mit Herold

Zustand $|F = 1\rangle$ wechseln. Ähnlich ist die Situation beim regulären Auslesen. Macht ein Atom, das sich nach dem Speichern eines rechts-zirkular polarisierten Photons korrekterweise im Zustand $|F = 2, m_F = 1\rangle$ befindet, beim Auslesen nicht sofort den gewünschten Übergang nach $|F = 1\rangle$, sondern zerfällt zunächst zurück in den Zustand $|F = 2\rangle$, so landet es – bei Änderung der Spinprojektion – entweder im Zustand $|F = 2, m_F = 0\rangle$, der für das π -polarisierte Ausleselicht auf dem Übergang von $|F = 2\rangle$ nach $|F' = 2\rangle$ dunkel ist, oder es landet im Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$, von wo es wieder nur unter Emission eines korrekt polarisierten Photons $|R\rangle$ nach $|F = 1\rangle$ wechseln kann.

Um die Fidelity des Speichers beim Schreib- und Leseprozess in einem Maße zu verbessern, das über graduelle Verbesserungen in der experimentellen Ausführung – z.B. hinsichtlich der Kompensation von Polarisationsdrehungen in Glasfasern, der Kompensation externer Magnetfelder, der weiteren Optimierung der Polarisierungen und Leistungen beim optischen Pumpen, der Reduzierung der Hintergrundzählraten der verwendeten Einzelphotonen-Detektoren, o.ä. – hinaus geht, bestünden folgende Möglichkeiten. Zum einen könnte man versuchen, die Qualität der Initialisierung des Atoms im Zustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$ zu verbessern, indem man den π -polarisierten Pumplaser auf dem Übergang von $|F = 1\rangle$ nach $|F' = 1\rangle$ nicht auf dem Übergang $5S_{1/2} \leftrightarrow 5P_{3/2}$ (D2-Linie) einstrahlt, sondern auf $5S_{1/2} \leftrightarrow 5P_{1/2}$ (D1-Linie). Diese verfügt über eine größere Hyperfeinaufspaltung und wäre weiter verstimmt zu Resonanzen der Resonatoren, was off-resonante Streuraten aus dem Zustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$ reduzieren sollte. Eine noch größere Verbesserung ließe sich wohl erzielen, wenn die Kooperativitäten der Atom-Resonator-Systeme erhöht werden könnten. Dies würde, insbesondere beim Auslesen, die Fehlerprozesse reduzieren, bei denen die Atome zunächst unter Änderung der Spinprojektion in ihren Ausgangszustand zurück zerfallen, da die gewollten Übergangsraten, Γ_{Gut} , gegenüber den spontanen Zerfallsraten, Γ , verstärkt würden. Die ernsthafteste Hoffnung, die Kooperativitäten im bestehenden System zu verbessern, besteht darin, die Atome besser in den Resonatormoden zu lokalisieren. Jede Verbesserung in der Atom-Photon-Kopplungsrate, g , schlägt sich quadratisch in der Kooperativität, C , nieder, die hier der relevante Parameter ist ($\Gamma_{\text{Gut}}/\Gamma \propto C$).

3.2.1.2.3. Kohärenzzeit Im vorangegangenen Abschnitt wurde die Fidelity des Speichers für den Fall diskutiert, dass der Speicher im direkten Anschluss ans Beschreiben wieder ausgelesen wird. Die resultierende Fidelity beinhaltete also alle Fehler, die während der Zustandsinitialisierung sowie dem direkten Schreib- und Lesevorgang auftreten. Eine wichtige Eigenschaft eines Speichers ist jedoch auch, die gespeicherte Information für einige Zeit im Speicher halten zu können, bevor sie wieder ausgelesen wird. Während klassische Speicher die gespeicherte Information typischerweise auch nach sehr langen Zeiten korrekt wiedergeben können, ist die Situation für Quantenspeicher schwieriger, und die erreichbaren Speicherzeiten sind oft deutlich geringer. Im vorliegenden Fall ist die Information in der Ausrichtung eines einzelnen atomaren Spins gespeichert, die sensitiv auf Störeinflüsse ist. Dies sind insbesondere fluktuiierende Magnetfelder oder auch die Streuung von Licht aus den optischen Dipolfallen. Wann immer Störeffekte zufällig auftreten oder über das Ensemble der Messung variieren, sind die ausgelesenen Photonen nicht identisch, was zu einer statistischen Mischung des Zustands führt und die Kohärenz des ausgelesenen Zustands reduziert. Da die Auswirkung unkontrollierter und fluktuiender Einflüsse bzw. die Wahrscheinlichkeit, dass gewisse Störprozesse während der Speicherdauer auftreten, mit zunehmender Speicherdauer zunimmt, nimmt

die Fidelity zwischen der Polarisation des Schreibpulses und der Polarisation der ausgelesenen Photonen mit zunehmender Speicherzeit ab. Um die Zeitskala, auf der diese Abnahme stattfindet, zu bestimmen, wurde die Fidelity als Funktion der Speicherzeit vermessen. Diese Messungen sind in Abbildung 3.8 gezeigt. Zunächst wurden Messungen durchgeführt, bei denen, wie bei den im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Tomographie-Messungen mit kurzer Speicherzeit, das Magnetfeld am Ort der Atome so gut wie möglich auf Null gesetzt war (siehe Abschnitt 2.2.3.2 und Abschnitt 2.2.6.5). Die Fidelity der ausgelesenen Zustände nahm mit zunehmender Speicherzeit ab und erreichte nach $\geq 25 \mu\text{s}$ den klassischen Grenzwert von 69 %. Der Abfall der Fidelity wurde dabei sehr wahrscheinlich von verbleibenden, nicht-kompensierten Magnetfeldern dominiert, die die Spins der Atome auf unbekannte, wenngleich möglicherweise über das gemessene Ensemble konstante Weise verdrehten.¹⁴ Der Einfluss unkontrollierter Magnetfelder kann unterdrückt werden, indem gezielt ein magnetisches Führungsfeld, B , entlang der Quantisierungsachse angelegt wird, das die Entartung der Spinprojektionszustände aufhebt. Die Zustände $|F = 2, m_F = \pm 1\rangle$, in denen die Polarisationen $|R\rangle$ und $|L\rangle$ gespeichert werden, bleiben Energieeigenzustände und werden stabilisiert, da die energetische Entartung zu anderen Spinprojektionszuständen aufgehoben ist, und sie so nicht mehr durch kleine Störungen an diese gekoppelt werden. Spinzustände, die nicht auf den Polen der Bloch-Kugel liegen, rotieren nun hingegen mit der doppelten Lamor-Frequenz um das magnetische Führungsfeld und folgen diesem adiabatisch, sollte sich seine Richtung durch Magnetfeldfluktuationen senkrecht zur Quantisierungsachse leicht ändern. Fluktuationen des Betrags des Magnetfelds, verursacht primär durch Magnetfeldfluktuationen entlang der Richtung des Führungsfelds, führen zu fluktuierenden Rotationsgeschwindigkeiten der Spinzustände und sind der dominante verbleibende Dekohärenzmechanismus. Messungen der Fidelity als Funktion der Speicherzeit bei angelegtem magnetischem Führungsfeld, $B = 44 \text{ mG}$, sind ebenfalls in Abbildung 3.8 gezeigt. Während die Fidelity für zirkulare Polarisation über den vermessenen Speicherzeitraum auf konstant hohem Niveau verbleibt, zeigt sich für lineare Polarisation die erwartete Oszillation mit der doppelten Lamor-Frequenz, $2\nu_{\text{Lamor}} = 2g_F\mu_B B/h = 62 \text{ kHz}$ (μ_B : Bohrsches Magneton; g_F : Landé-Faktor; h : Plancksches Wirkungsquantum), deren Amplitude nach etwa $\geq 170 \mu\text{s}$ den klassischen Grenzwert erreicht. Die Oszillation stellt kein ernsthaftes Problem dar, da sie bekannt ist und die Polarisation der Photonen nach dem Auslesen entsprechend des Auslezezeitpunktes korrigiert oder zurück gerechnet werden kann. Die mit magnetischem Führungsfeld gemessene Kohärenzzeit ist wahrscheinlich weiterhin durch fluktuierende Magnetfelder limitiert. Die Tatsache, dass für zirkulare Polarisation für alle Speicherzeiten keine Dekohärenz zu sehen ist, deutet darauf hin, dass Streuung an der optischen Dipolfalle noch keine große Rolle spielt.¹⁵ Die Kohärenzzeit könnte weiter verlängert werden, indem man die Atome während der Speicherzeit in Zustände transferiert, die weniger sensitiv auf Magnetfelder sind [93], oder durch Anwendung von Spinecho- oder

¹⁴ Um heraus zu finden, inwieweit der Abfall der Fidelity durch eine über das Ensemble der Messung konstante Drehung der Spins verursacht wird, und inwieweit durch Dekohärenz, hätte die Polarisation der nach längerer Speicherzeit ausgelesenen Photonen vollständig tomographisch bestimmt werden müssen. Zur Bestimmung der Fidelity ist hingegen nur eine Messung in der Basis der Eingangspolarisation nötig.

¹⁵ Die erwartete Streureate der Dipolfalle betrug bei den bei der Messung verwendeten Fallparametern etwa $(4 \text{ ms})^{-1}$. Allerdings sind nur Streuereignisse relevant, an deren Ende sich das Atom wieder im Zustand $|F = 2\rangle$ befindet (hier etwa 50 % [117]) und für zirkulare Polarisation kann ein erster derartiger Streuprozess in erster Näherung toleriert werden (siehe Abschnitt 3.2.1.2.2).

3. Ein passiver Quantenspeicher mit Herold

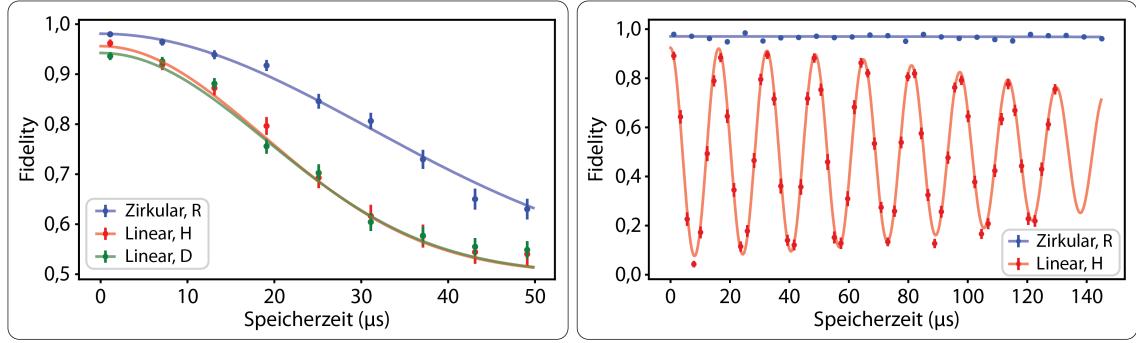


Fig. 3.8: Fidelity des Quantenspeichers für längere Speicherzeiten. Die Fidelity des Quantenspeichers mit Herold wurde als Funktion der Speicherzeit gemessen, d.h. der Dauer zwischen dem Beschreiben des Speichers und dem Auslesen. Auf der linken Seite der Abbildung sind Messungen mit kompensierten Magnetfeldern gezeigt ($B \approx 0$), wie dies auch bei den Tomographiemessungen in Abschnitt 3.2.1.2.2 der Fall war. Mit zunehmender Speicherzeit fällt die Fidelity ab und beginnt ab $\geq 25\text{ }\mu\text{s}$ den klassischen Grenzwert zu erreichen. Bei den Messungen, die auf der rechten Seite der Abbildung gezeigt sind, wurde ein magnetisches Führungsfeld von $B = 44\text{ mG}$ entlang der Quantisierungsachse des Systems angelegt. Dies hebt die Entartung der $|m_F\rangle$ -Spinprojektionszustände auf und stabilisiert die Fidelity für zirkulare Polarisationen, die in Energieeigenzuständen $|m_F = \pm 1\rangle$ gespeichert sind, während die Fidelity linearer Polarisationen, die in Überlagerungszuständen $1/\sqrt{2}(|m_F = -1\rangle + \exp(i\varphi)|m_F = 1\rangle)$, $\varphi \in [0, 2\pi]$ gespeichert sind, mit der doppelten Lamor-Frequenz $2 \times g_F \mu_B B / h = 62\text{ kHz}$ (μ_B : Bohrsches Magneton; g_F : Landé-Faktor; h : Plancksches Wirkungsquantum) oszilliert. Während für zirkulare Polarisationszustände auf der vermessenen Zeitskala kein Zerfall der Fidelity beobachtet werden kann, fällt die Amplitude der Oszillationen im Fall der linearen Polarisationen langsam ab und erreicht nach $\geq 170\text{ }\mu\text{s}$ den klassischen Grenzwert. Eine ähnliche Abbildung befindet sich in [26].

Dynamical-decoupling-Techniken [118].

3.2.1.2.4. Effizienz Neben der Fidelity eines Quantenspeichers, ist seine Effizienz eine wichtige Größe. Da die abzuspeichernde Information von einem einzelnen Photon getragen wird, bedeutet jeder ungewollte Verlust des Photons während des Schreib- oder Leseprozesses, dass kein Photon mehr ausgelesen wird und die Eingangsinformation verloren ist. Im vorliegenden Fall eines Quantenspeichers mit Herold lassen sich die Effizienzen für den Schreib- und Leseprozess separieren. Beim Schreibprozess ist relevant, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Heroldphoton detektiert wird, was durch die Heroldeffizienz charakterisiert wird. Anschließend bestimmt die Ausleseeffizienz, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein im Atom gespeichertes Qubit wieder ausgelesen wird.

Herold- und Speichereffizienz Die Heroldeffizienz ist experimentell sehr leicht zugänglich. Für einen zur Charakterisierung des Speichers verwendeten kohärenten Schreibpuls mit mittlerer Photonenzahl \bar{n} ergibt sich die Heroldeffizienz $p_{\text{Her}, \bar{n}}$ unmittelbar aus der Wahrscheinlichkeit, während des Schreibvorgangs ein Heroldphoton zu detektieren. Diese Effizienz ist offensichtlich abhängig von der mittleren Photonenzahl \bar{n} . Für einen

3.2. Experiment

Einzelphotonen-Quantenspeicher relevanter ist die Einzelphoton-Heroldeffizienz p_{Her} , die angibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein einzelnes in den Quantenspeicher geschicktes Photon zur Detektion eines Heroldphotons führt. Diese kann aus der experimentell gemessenen Effizienz $p_{\text{Her}, \bar{n}}$ über folgenden Zusammenhang abgeleitet werden:

$$p_{\text{Her}} = -\frac{p_{\text{Her}, \bar{n}}}{\bar{n}} \frac{\ln(1 - p_{\text{Trans}, \bar{n}})}{p_{\text{Trans}, \bar{n}}}, \quad (3.31)$$

wobei $p_{\text{Trans}, \bar{n}}$ die Wahrscheinlichkeit bezeichnet, dass das Atom während eines Schreibpulses mit mittlerer Photonenanzahl \bar{n} in den Zustand $|F = 2\rangle$ transferiert wird. Bei der Herleitung von Gl. (3.31) wurde verwendet, dass bei der Kopplung von $|F = 1\rangle$ an $|F' = 2\rangle$ kein Dunkelzustand existiert, und es wurde vereinfachend angenommen, dass die Transferwahrscheinlichkeit in den Zustand $|F = 2\rangle$ sowie die Wahrscheinlichkeit, dass bei diesem Übergang ein Photon in den Herold-Resonator emittiert wird, für alle Zustände in $|F = 1\rangle$ identisch ist.¹⁶

Die Transfereffizienz $p_{\text{Trans}, \bar{n}}$ ließ sich experimentell auf zwei Arten bestimmen. Eine Möglichkeit ist der Vergleich der Heroldeffizienz $p_{\text{Her}, \bar{n}}$ während des eigentlichen Experiments, bei dem der Quantenspeicher mit kohärenten Schreibpulsen mit kleiner mittlerer Photonenanzahl \bar{n} getestet wurde, mit der Heroldeffizienz $p_{\text{Her}, \bar{n} \gg 1}$ während der

¹⁶ Wir nehmen an, dass beim Transfer des Atoms von $|F = 1\rangle$ nach $|F = 2\rangle$ mit einer festen Wahrscheinlichkeit ein Photon in die Herold-Resonator emittiert wird und schreiben:

$$p_{\text{Her}} = p_{\text{Stor}} \frac{p_{\text{Her}, \bar{n}}}{p_{\text{Trans}, \bar{n}}}, \quad (3.32)$$

wobei $p_{\text{Trans}, \bar{n}}$ die Wahrscheinlichkeit ist, dass das Atom durch einen kohärenten Eingangspuls mit mittlerer Photonenanzahl \bar{n} vom Zustand $|F = 1\rangle$ in den Zustand $|F = 2\rangle$ transferiert wird, und p_{Stor} die Wahrscheinlichkeit ist, dass dieser Transfer durch ein einzelnes einlaufendes Photon geschieht. Die Größe p_{Stor} nennen wir auch Einzelphoton-Speichereffizienz. Der Zusammenhang von p_{Stor} und $p_{\text{Trans}, \bar{n}}$ ergibt sich als:

$$\begin{aligned} p_{\text{Trans}, \bar{n}} &= P_{\bar{n}}(1) \cdot p_{\text{Stor}} + P_{\bar{n}}(2) \cdot (p_{\text{Stor}} + (1 - p_{\text{Stor}})p_{\text{Stor}}) + \dots \\ &= \sum_{k=1}^{\infty} P_{\bar{n}}(k) \cdot p_{\text{Stor}} \sum_{m=0}^{k-1} (1 - p_{\text{Stor}})^m \\ &= \sum_{k=1}^{\infty} P_{\bar{n}}(k) \cdot (1 - (1 - p_{\text{Stor}})^k) \\ &= 1 - \sum_{k=0}^{\infty} P_{\bar{n}}(k) \cdot (1 - p_{\text{Stor}})^k, \end{aligned}$$

wobei $P_{\bar{n}}(k)$ die Poisson-Verteilung mit Mittelwert \bar{n} bezeichnet. Unter Verwendung von

$$\sum_{k=0}^{\infty} P_{\bar{n}}(k)x^k = e^{-\bar{n}} \cdot \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(\bar{n}x)^k}{k!} = e^{-\bar{n}} \cdot e^{x\bar{n}}$$

erhalten wir

$$p_{\text{Trans}, \bar{n}} = 1 - e^{-p_{\text{Stor}}\bar{n}},$$

woraus sich durch einfache Umstellung

$$p_{\text{Stor}} = -\frac{\ln(1 - p_{\text{Trans}, \bar{n}})}{\bar{n}} \quad (3.33)$$

ergibt und gemeinsam mit Gl. (3.32) somit Gl. (3.31) folgt.

3. Ein passiver Quantenspeicher mit Herold

in die experimentelle Sequenz integrierten Kontrollmessung zur Überprüfung der Präsenz einzelner Atome ($g^{(2)}$ -Test, siehe Abbildung 3.2), bei der nach Präparation der Atome im Anfangszustand $|F = 1\rangle$ ein Schreibpuls mit mittlerer Photonenzahl $\bar{n} \gg 1$ auf den Speicher geschickt wurde, der in guter Näherung¹⁷ die gesamte atomare Population in den Zustand $|F = 2\rangle$ transferierte, d.h., $p_{\text{Trans}, \bar{n} \gg 1} \approx 1$. Unter der Annahme, dass alle anderen Teileffizienzen, die zusätzlich zur Transfereffizienz in die Heroldeffizienz eingehen, von der mittleren Eingangspotonenzahl \bar{n} unabhängig und für Schreib- und Kontrollpuls gleich sind, ergibt sich die Transfereffizienz aus den experimentell gemessenen Größen $p_{\text{Her}, \bar{n}}$ und $p_{\text{Her}, \bar{n} \gg 1}$ als:

$$p_{\text{Trans}, \bar{n}} = \frac{p_{\text{Her}, \bar{n}}}{p_{\text{Her}, \bar{n} \gg 1}}.$$

Eine zweite Möglichkeit, die Transfereffizienz $p_{\text{Trans}, \bar{n}}$ aus den Messdaten zu bestimmen, ist der Vergleich der Wahrscheinlichkeit, $p_{\text{Det. Ausl., } \bar{n}}$, während des Auslesens des Speichers ein Photon zu detektieren, mit der konditionierten Wahrscheinlichkeit, $p_{\text{Det. Ausl., } \bar{n} | \text{Det. Her.}}$, dass ein solches Photon nach vorangegangener Detektion eines Heroldphotons detektiert wird:

$$p_{\text{Trans}, \bar{n}} = \frac{p_{\text{Det. Ausl., } \bar{n}}}{p_{\text{Det. Ausl., } \bar{n} | \text{Det. Her.}}}.$$

Bei gegebener mittlerer Photonenzahl des Eingangspulses lassen sich so mit Gl. (3.31) und Gl. (3.33) die für die Charakterisierung des Speicherprozesses eines Einzelphotonen-Quantenspeichers mit Herold relevanten Größen berechnen.

Im vorliegenden Experiment betrug die Einzelphotonen-Heroldeffizienz $p_{\text{Her}} = (11 \pm 1)\%$. Sie setzte sich zusammen aus der Einzelphotonen-Transfereffizienz (bzw. Einzelphotonen-Speichereffizienz, siehe Gl. (3.33)) $p_{\text{Stor}} = (52 \pm 3)\%$, aus der Wahrscheinlichkeit von $(79 \pm 5)\%$, dass während des Transfers in den Zustand $|F = 2\rangle$ ein π -polarisiertes Photon in den Herold-Resonator emittiert wird, aus einer Wahrscheinlichkeit von $(85 \pm 1)\%$, dass ein in den Herold-Resonator emittiertes Photon den Resonator durch den Auskoppelspiegel verlässt, aus einem Modenüberlapp zwischen Heroldresonator-Mode und Faser-Mode von $(80 \pm 5)\%$, aus einer Transmissionseffizienz von $(75 \pm 5)\%$ vom Resonator zum Detektor und einer Quanteneffizienz des Einzelphotonenzählers von $(50 \pm 4)\%$.

Die angegebenen Unsicherheiten für die Einzelphotonen-Heroldeffizienz, die Einzelphotonen-Speichereffizienz und die Wahrscheinlichkeit, beim Transfer nach $|F = 2\rangle$ ein Photon in den Herold-Resonator zu emittieren, sind abgeschätzt aus der Streuung der Ergebnisse bei separater Auswertung der Messungen für die 18 Kombinationen aus Eingangspolarisation und Messbasis. Eine zusätzliche Unsicherheit ergibt sich durch die systematische Unsicherheit bzgl. der mittleren Photonenzahl \bar{n} des Schreibpulses. Die Auskoppleffizienz ist durch die Finesse des Resonators und die an makroskopischen Referenzsubstraten bestimmte Transmission der Spiegelbeschichtung recht genau bekannt. Der angegebene Wert des Modenüberlapps ergibt sich aus der Geometrie des Herold-Resonators und einer abgeschätzten Reduktion durch möglicherweise suboptimale Justage. Die Transmissionseffizienz zum Detektor und die Detektoreffizienz ergeben sich

¹⁷ Die in $|F = 1\rangle$ verbliebene Population lässt sich aus der Abnahme der Herold-Detektionswahrscheinlichkeit zwischen Anfang und Ende des starken Schreibpulses auf 2–3 % abschätzen.

aus Charakterisierungsmessungen und der Abschätzung systematischer Unsicherheiten. Die angegebenen Unsicherheiten sind zum Teil korreliert und können nur als grobe Abschätzung dienen.

Es bestehen verschiedene Möglichkeiten, die im Experiment erzielte Heroldeffizienz zu erhöhen. Die einfachste Möglichkeit ist die Verwendung eines effizienteren Detektors. Mit kommerziell erhältlichen SNSPDs (Superconducting Nanowire Single-Photon Detectors) können heutzutage bei der verwendeten Wellenlänge Detektionseffizienzen $> 90\%$ erzielt werden, wodurch sich die Heroldeffizienz fast verdoppeln würde. Eine weitere realistische Möglichkeit, die Heroldeffizienz signifikant zu verbessern, besteht darin, die Kopplung der Atome an die Resonatoren zu verbessern. Wie in Abschnitt 2.2.6.7 gezeigt wurde, lagen die durch Normalmoden-Spektroskopie der Atom-Resonator-Systeme gemessenen Kopplungsstärken noch signifikant unter den Kopplungsstärken, die auf Grund der Geometrien der Resonatoren zu erwarten sind. Gelingt es, die Kopplungsstärken durch tiefere Fallen oder kältere Atome zu erhöhen, so würde dies potentiell zu einer erhöhten Transfereffizienz führen und dafür sorgen, dass beim Transfer mit höherer Wahrscheinlichkeit ein Photon in den Herold-Resonator emittiert wird.

Ausleseeffizienz Die Ausleseeffizienz gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein im Atom gespeichertes Qubit wieder auf ein Photon übertragen und aus dem Speicher ausgelesen wird. Als relevante Schnittstelle, auf die die Effizienz bezogen wird, wählen wir die geführte Mode der Faser vor dem Auskoppelspiegel des Qubit-Resonators, von wo aus das Photon prinzipiell direkt zu anderen Experimenten und Messaufbauten geschickt werden kann. Anders als beim Herold ist die Detektion des Photons beim Auslesen nicht Teil des Protokolls sondern dient der Charakterisierung des Speichers.

Die Ausleseeffizienz ergibt sich experimentell aus der Wahrscheinlichkeit, während des Auslesens ein Photon zu detektieren, konditioniert darauf, dass im direkt vorangegangenen Schreibversuch ein Heroldphoton detektiert wurde. Im vorliegenden Experiment betrug die Ausleseeffizienz $(56 \pm 6)\%$. Sie setzte sich zusammen aus einer Transfereffizienz vom Zustand $|F = 2\rangle$ in den Zustand $|F = 1\rangle$ von $(92 \pm 1)\%$, einer Wahrscheinlichkeit von $(86 \pm 6)\%$, dass während dieses Transfers ein Photon in den Qubit-Resonator emittiert wurde, einer Wahrscheinlichkeit von $(79 \pm 1)\%$, dass ein Photon, das sich im Qubit-Resonator befindet, diesen durch den Auskoppelspiegel verlässt, sowie einem Modenüberlapp zwischen Resonatormode und Fasermode von $(90 \pm 5)\%$. Die Transfereffizienz vom Zustand $|F = 2\rangle$ in den Zustand $|F = 1\rangle$ wurde aus einer Kurvenanpassung der exponentiell abfallenden Intensität der ausgelesenen Photonen bestimmt, die übrigen Größen, mitsamt ihrer Unsicherheiten, analog zum Vorgehen für die Heroldeffizienz.

Die einfachste Möglichkeit, die Ausleseeffizienz leicht zu erhöhen, ist, die mittlere Photonenzahl des kohärenten Pulses zu erhöhen, der zum Auslesen des Speichers auf den Herold-Resonator geschickt wird, um so die gesamte Population nach $|F = 1\rangle$ zu transferieren. Eine weitere Möglichkeit ist die bereits im Zusammenhang mit der Heroldeffizienz diskutierte Erhöhung der Atom-Photon-Kopplungsstärke durch bessere Lokalisierung der Atome.

3.2.2. Speichern mit variabler Verstimmung des Herold-Resonators

Neben den in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Messungen, bei denen der Quantenspeicher im Schreib-Lese-Modus charakterisiert wurde, um wichtige Kenngrößen wie Fidelity,

3. Ein passiver Quantenspeicher mit Herold

Effizienz und Kohärenzzeit zu charakterisieren, wurde eine weitere Reihe von Messungen durchgeführt, die dazu diente, die Physik des Schreibprozesses genauer zu beleuchten. Ziel der Messungen war es, zu zeigen, dass die Rolle des Herold-Resonators im realisierten Speicher nicht der Rolle einer einfachen Linse entspricht, die während des Speicherprozesses spontan gestreute Heroldphotonen effizient aufsammelt, sondern dass sie über den Herold-Prozess hinaus eine wichtige Rolle spielt und schon den eigentlichen Speicherprozess durch ihr Vakuumfeld stimuliert und induziert (siehe Abschnitt 3.1). Dazu wurden Messungen durchgeführt, bei denen der Herold-Resonator kontinuierlich aus der Resonanz mit dem $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ -Übergang verstimmt und als Funktion dieser Verstimmung die Speichereffizienz sowie die Heroldeffizienz vermessen wurde.

3.2.2.1. Experimentelle Sequenz

Die experimentelle Sequenz zur Vermessung des Speichers bei variabler Verstimmung des Herold-Resonators war in großen Teilen ähnlich zur Speichersequenz, die in Abschnitt 3.2.1.1 beschrieben wurde.

Der Qubit-Resonator war wieder auf den Übergang $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ des gefangenen Atoms stabilisiert, während der Herold-Resonator mit variabler Verstimmung zum $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ frequenzstabilisiert wurde. Die gewählten Verstimmungen des Herold-Resonators waren positiv, gingen also in Richtung des Übergangs $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3\rangle$ und darüber hinaus.

Nachdem das gefangene Atom für rund 185 µs gekühlt wurde, wurde es durch optisches Pumpen im Zustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$ initialisiert. Dazu wurde für rund 40 µs Licht auf den Übergängen $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ und $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3\rangle$ eingestrahlt, das die Population aus dem Zustand $|F = 2\rangle$ entfernte, und gleichzeitig π -polarisiertes Licht auf dem Übergang $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$ eingestrahlt, das die Population aus den Zuständen $|F = 1, m_F = \pm 1\rangle$ pumpte und so den Zielzustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$ als einzigen Dunkelzustand übrig ließ. Um mögliche Restpopulation aus dem Zustand $|F = 2\rangle$ zu entfernen, wurde das optische Pumpen anschließend für 5 µs ohne π -polarisiertes Licht auf dem Übergang $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$ fortgeführt.¹⁸ Anschließend wurde ein rechtszirkular-polarisierter kohärenter Schreibpuls mit mittlerer Photonenzahl $\bar{n} \approx 0,5$ und $\approx 0,8$ µs Länge auf den Qubit-Resonator geschickt, der das Atom mit endlicher Wahrscheinlichkeit in den Zustand $|F = 2\rangle$ transferierte. Anders als bei den Messungen in Abschnitt 3.2.1 wurde das Photon im Anschluss nicht wieder ausgelesen. Stattdessen wurde der Hyperfeinzustand des Atoms durch resonatorverstärkte Fluoreszenz detektiert (Abschnitt 2.2.6.4), indem für etwa 60 µs Licht auf dem Übergang $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3\rangle$ eingestrahlt wurde. Zum Abschluss der Sequenz wurde das Atom zurück in den Zustand $|F = 1\rangle$ gepumpt, um aus der $g^{(2)}$ -Korrelation der dabei in den Qubit-Resonator emittierten Photonen die Anzahl der in den Resonatoren gefangenen Atome zu bestimmen.

Dadurch, dass der Herold-Resonator zum Teil sehr weit vom Übergang $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3\rangle$ verstimmt war, war die während der Zustandsdetektion im Mittel detektierte Anzahl an

¹⁸ Anders als bei den in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Messungen zum Speicher mit Herold, bei denen das Hauptaugenmerk auf den ausgelesenen Photonen lag und auf die Detektion eines Heroldphotons konditioniert werden konnte, sodass Restpopulation in $|F = 2\rangle$ – insbesondere für die Fidelities – keine bedeutende Rolle spielte, war die Hauptmessgröße der vorliegenden Messungen der Populationstransfer nach $|F = 2\rangle$ während des Speicherprozesses, sodass Population, die sich nach dem optischen Pumpen fehlerhaft in $|F = 2\rangle$ befand, hier störender war, als falsch initialisierte Population in $|F = 1, m_F = \pm 1\rangle$.

Fluoreszenz-Photonen in den meisten Fällen nicht ausreichend, um den Hyperfeinzustand des Atoms für jede experimentelle Einzelsequenz zuverlässig zu bestimmen. Stattdessen wurde die Transfereffizienz durch Mittelung über alle Einzelmessungen eines gefangenen Atoms bestimmt. Um die dabei gemessenen Signale zu kalibrieren, wurde die beschriebene experimentelle Sequenz im Anschluss an die eigentliche Speichersequenz in zwei Varianten wiederholt. Einmal, indem an Stelle des schwachen Schreibpulses ein sehr starker ($\bar{n} \approx 50$) Schreibpuls auf den Qubit-Resonator geschickt wurde, der in guter Näherung die gesamte Population in den Zustand $|F = 2\rangle$ transferierte, wodurch das Signal der anschließenden Zustandsdetektion für den Fall $|F = 2\rangle$ kalibriert werden konnte. Und einmal, indem der Schreibpuls weg gelassen wurde, wodurch das Signal der Zustandsdetektion für $|F = 1\rangle$ kalibriert wurde.

Das Schema der Messung ist in Abbildung 3.9 dargestellt.

3.2.2.2. Messergebnisse

Die Ergebnisse der Messungen zum passiven Speicherprozess bei variabler Heroldresonator-Verstimmung sind in Abbildung 3.10 dargestellt. Wie man sieht, nimmt sowohl die Speichereffizienz, als auch die Heroldeffizienz mit zunehmender Verstimmung des Herold-Resonators zum $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ Übergang ab.

Die Tatsache, dass die Speichereffizienz mit zunehmender Verstimmung des Herold-Resonators abnimmt, illustriert die Rolle des Herold-Resonators für den Speicherprozess. Durch Erhöhung der Verlustrate des Atoms durch vakuumstimulierte Emission in den Herold-Resonator (Purcell-Effekt), stellt sie den zusätzlichen Verlustkanal bereit, der benötigt wird, um das System aus Atom und Qubit-Resonator näher an die Bedingung der Impedanzanpassung zu bringen und so zu vermeiden, dass das einlaufende Photon vom Einkoppelspiegel des Qubit-Resonators reflektiert wird (Abschnitt 3.1.1). Dass die Speichereffizienz im Limit großer Verstimmungen, $\Delta\nu_H$, wenn der Herold-Resonator für den Speicherprozess keine Rolle mehr spielt, nicht gegen Null konvergiert, liegt an der endlichen Kooperativität des Systems aus Atom und Qubit-Resonator. Dieses befindet sich auf dem gewählten Übergang nicht strikt im Bereich starker Kopplung, sodass das einlaufende Photon nicht wie im Idealfall erwartet mit 100%iger Wahrscheinlichkeit reflektiert wird, sondern mit endlicher Wahrscheinlichkeit im Atom-Resonator-System verloren geht und dabei spontan so am Atom gestreut werden kann, dass sich dieses anschließend im Zustand $|F = 2\rangle$ befindet.

Wie zu erwarten, nimmt auch die Heroldeffizienz mit zunehmender Heroldresonator-Verstimmung ab. Im Gegensatz zur Speichereffizienz konvergiert sie für große Verstimmungen gegen Null, da spontan gestreute Photonen, die das Atom jenseits des angestrebten Speicherprozesses wie oben beschrieben in den Zustand $|F = 2\rangle$ transferieren können, nicht mehr vom Herold-Resonator aufgesammelt werden.

Die Auswertung der Messungen erfolgte zunächst für jedes gefangene Atom separat, wobei der Mittelwert μ und die statistische Varianz σ^2 der Einzelphotonen-Speichereffizienz und der Einzelphotonen-Heroldeffizienz bestimmt wurde. Die Einzelphotonen-Speichereffizienz wurde aus den Signalen während der Hyperfein-Zustandsdetektion und Vergleich mit den entsprechenden Signalen während der zwei Referenzsequenzen (mit starkem Schreibpuls und ohne Schreibpuls) berechnet, während die Einzelphotonen-Heroldeffizienz direkt aus den während des Speicherprozesses detektierten Heroldphotonen berechnet wurde (siehe Abschnitt 3.2.1.2.4). Diese Daten sind für alle Atome, die die Qualifi-

3. Ein passiver Quantenspeicher mit Herold

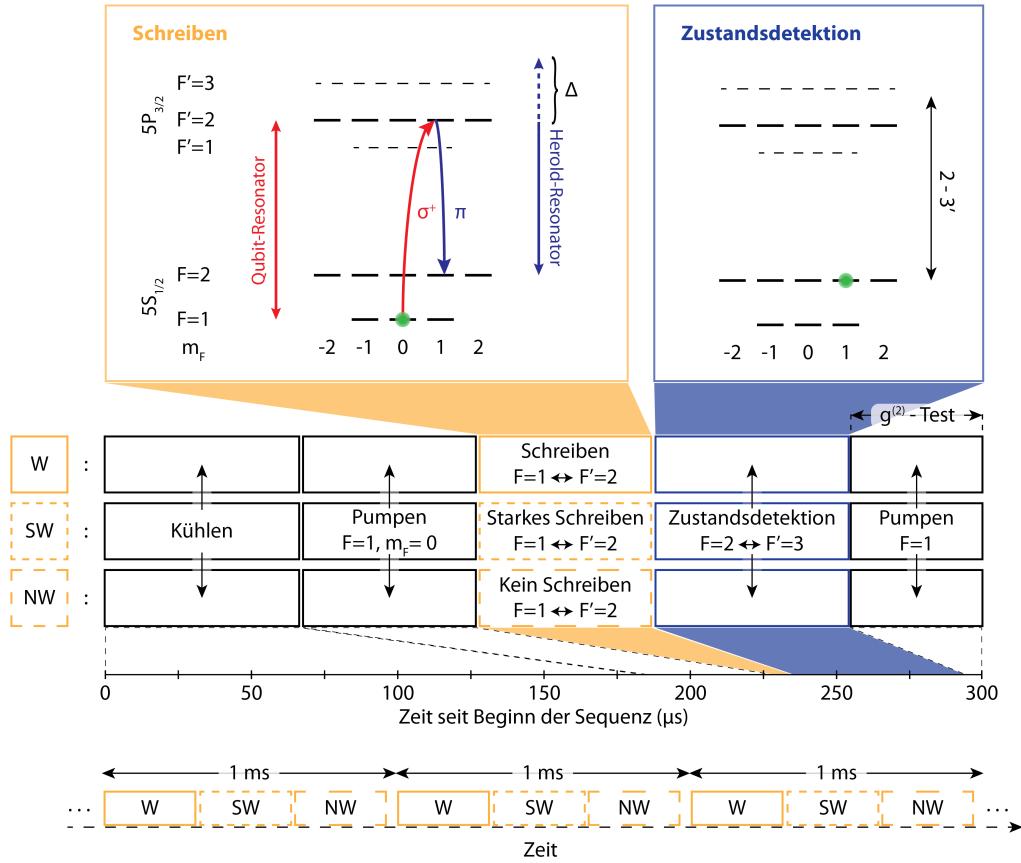


Fig. 3.9: Experimentsequenz zum passiven Speichern mit Herold bei unterschiedlichen Verstimmungen des Herold-Resonators. Um die Rolle der Herold-Resonatoren für den passiven Speicherprozess zu untersuchen, wurden Messungen zum passiven Quantenspeicher mit Herold bei unterschiedlichen Verstimmungen, $\Delta\nu_H$, des Herold-Resonators relativ zum Übergang $|F=2\rangle \leftrightarrow |F'=2\rangle$ durchgeführt. Der Qubit-Resonator wurde stets resonant zum Übergang $|F=1\rangle \leftrightarrow |F'=2\rangle$ gehalten. Nachdem das Atom zunächst gekühlt und dann optisch in den Ausgangszustand $|F=1, m_F=0\rangle$ gepumpt wurde, wurde ein rechts-zirkular polarisierter kohärenter Puls mit im Mittel $\bar{n} \approx 0,5$ Photonen auf den Qubit-Resonator geschickt. Anschließend wurde die Population des Atoms im Speicherzustand $|F=2\rangle$ mittels resonatorverstärkter Hyperfeinzustandsdetektion bestimmt (siehe Abschnitt 2.2.6.4). Auf Grund der zum Teil großen Verstimmung zwischen den Resonatoren und dem zur Zustandsdetektion verwendeten Fluoreszenzlicht, war eine zuverlässige Detektion des Hyperfeinzustands für jede einzelne Experimentsequenz (*single shot*) in den meisten Fällen nicht möglich. Stattdessen wurden die Signale der Zustandsdetektion über alle Sequenzen gemittelt, die mit ein und demselben Atom durchgeführt wurden. Um die Zustandsdetektionssignale zu kalibrieren, wurde die eigentliche Speichersequenz (in der Abbildung mit **W** bezeichnet) durch zwei Zusatzsequenzen komplementiert. In der ersten Zusatzsequenz (**SW**) wurde der Schreibpuls durch einen starken kohärenten Pulse ersetzt, der in guter Näherung stets die gesamte atomare Population in den Zustand $|F=2\rangle$ transferierte. In der zweiten Zusatzsequenz (**NW**) wurde kein Schreibpuls auf den Resonator geschickt, sodass die gesamte Population im Zustand $|F=1\rangle$ verblieb. Die Wiederholrate der gesamten Experimentsequenz betrug 1 kHz.

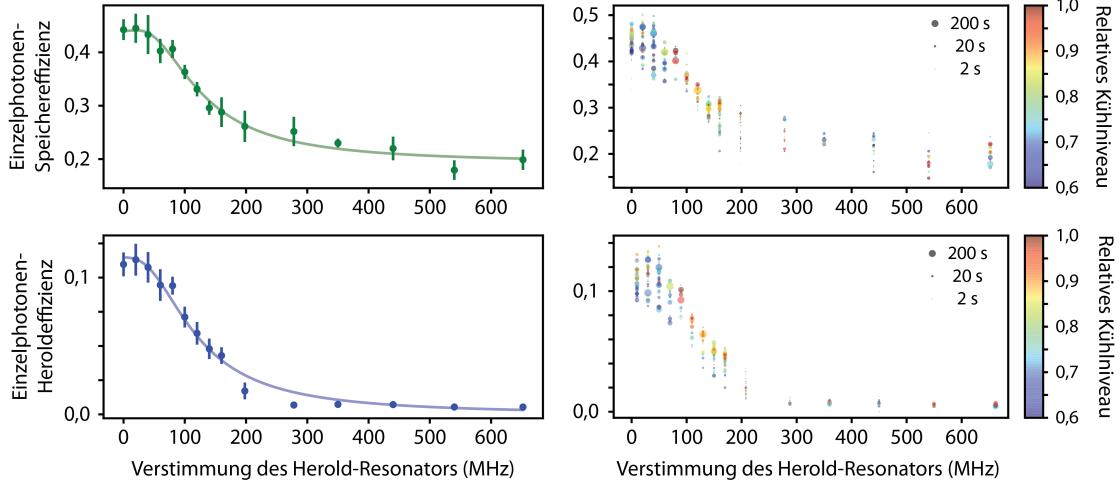


Fig. 3.10: Messergebnisse für das passive Speichern mit Herold bei unterschiedlichen Verstimmungen des Herold-Resonators. Im oberen Teil der Abbildung sind die Ergebnisse für die Einzelphoton-Speichereffizienz (Gl. (3.33)) gezeigt, im unteren Teil der Abbildung die Ergebnisse für die Einzelphoton-Heroldeffizienz (Gl. (3.31)), jeweils als Funktion der Verstimmung des Herold-Resonators relativ zum Übergang $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$. Auf der rechten Seite der Abbildung ist jedes Atom, das Teil des finalen Datensatzes ist, als einzelner Datenpunkt dargestellt. Dabei ist die Fläche des Punktes proportional zur Lebensdauer des Atoms in der Falle, während in der Farbe der Punkte die Photonenzählrate während der Kühlphase der Atome kodiert ist, die durch Zählereignisse im Herold-Resonator dominiert wird. Auf der linken Seite der Abbildung ist eine statistische Auswertung aller beitragenden Atome gezeigt, zusammen mit einem an die Daten angepassten Modell für den passiven Speicherprozess (siehe Abschnitt 3.1.2). Fehlerbalken bezeichnen die Standardabweichung der Verteilung der beitragenden Atome, die mit ihrer Speicherdauer gewichtet wurden. Weitere Details zur statistischen Auswertung und zum angepassten Modell befinden sich im Haupttext. Eine ähnliche Abbildung befindet sich in [26].

zierungskriterien hinsichtlich $g^{(2)}$ -Korrelation und in den Resonatoren detektiertem Kühllichtniveau erfüllt haben, auf der rechten Seite in Abbildung 3.10 gezeigt. Die Qualifizierungslimits waren $g^{(2)}(0) < 0,15$ und eine mittlere Photonenzählrate während der Kühlintervalle, die mindestens 60 % der für eine gegebene Heroldresonator-Verstimmung maximal gemessenen Kühlzählrate betrug.

Auf der linken Seite in Abbildung 3.10 wurden die Daten aller beitragenden Atome für jede Verstimmung $\Delta\nu_H$ des Herold-Resonators zusammengeführt. Dazu wurden für jedes beitragende Atom so viele normalverteilte Zufallszahlen $X \sim \mathcal{N}(\mu, \sigma^2)$ zu einer Gesamtmenge S_Δ hinzu gefügt, wie mit dem Atom Messsequenzen durchgeführt wurden. Aus der Anpassung Gaußscher Verteilungsfunktionen an die Mengen S_Δ wurden dann die Mittelwerte und Standardabweichungen der Effizienzen bestimmt, die auf der linken Seite in Abbildung 3.10 dargestellt sind.¹⁹

¹⁹ Man beachte, dass die Fehlerbalken in diesem Fall die Standardabweichung über alle beitragenden Atome anzeigen und nicht den Standardfehler eines geschätzten Parameters.

3. Ein passiver Quantenspeicher mit Herold

An die Messdaten wurde anschließend das in Abschnitt 3.1.2 beschriebene Modell zum passiven Speicherprozess mit Herold angepasst. Die freien Parameter der Anpassung waren dabei zum einen die Modenüberlappintegrale μ_{FC} und μ_{RC} zwischen der Resonatormode des Qubit-Resonators und der einlaufenden Fasermode, sowie zwischen der Resonatormode und der Mode, in die die Fasermode nach Reflexion am Resonatorspiegel übergeht (Abschnitt 3.1.2) und zum anderen heuristische Faktoren, um die die Atom-Photon-Kopplungsstärken, g , reduziert waren gegenüber den Werten, die man auf Grund der Resonator-Geometrien und der Dipolmatrixelemente der relevanten atomaren Übergänge erwarten würde (siehe Abschnitt 2.1.1 und Abschnitt 2.2.1.2). Die sich aus der Modell-Anpassung ergebenden Werte betragen 0,8 für die Modenüberlappintegrale μ_{FC} und μ_{RC} und 0,5 sowie 0,6 für die Reduktionsfaktoren der Atom-Photon-Kopplungsstärken für den Qubit-Resonator sowie den Herold-Resonator. Während die Reduktionsfaktoren der Kopplungsstärken konsistent zu den Messungen in Abschnitt 2.2.6.7 sind und durch suboptimale Lokalisierung der Atome in den Resonatormoden oder möglicherweise durch Bewegung der Atome entlang der Intraresonator-Stehwellendipolfallen erklärt werden können, scheinen die Werte für die Modenüberlappintegrale deutlich zu niedrig. Dies könnte an Unzulänglichkeiten des verwendeten Modells für den Speicherprozesses liegen oder auf systematische Fehler in den Messungen hinweisen. Bezuglich der Reduktionsfaktoren der Kopplungsstärken ist zu erwarten, dass sich diese verbessern lassen, etwa durch tiefere Fallen und verbesserte Methoden zur Lokalisierung der Atome.

4. Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine Apparatur aufgebaut, mit der einzelne Atome im Kreuzungspunkt zweier faserbasierter Fabry-Pérot-Resonatoren gefangen werden können und für Experimente im Bereich mittlerer Kopplung der Resonator-QED genutzt werden können. Mit dieser neuen Apparatur wurde ein neuartiges Protokoll für einen passiven Quantenspeicher mit Herold realisiert, bei dem ein Photon, in dem ein Polarisations-Qubit kodiert ist, auf den einen Resonator geschickt wird und das Qubit in einer Überlagerung von Spin-Projektions-Zuständen des gefangenen Atoms gespeichert wird, wobei beim Speicherprozess ein Photon in den zweiten, gekreuzten Resonator emittiert wird, das am Ausgang des Resonators effizient detektiert werden kann und einen Herold für einen erfolgreichen Speicherprozess liefert. Von der bis hier beschriebenen Situation ausgehend, die der Situation im Labor Mitte März 2019 entspricht, gibt es verschiedene Möglichkeiten, Experimente fortzuführen.

Zunächst kann man Möglichkeiten betrachten, den passiven Speicher, sowie allgemeiner die experimentelle Apparatur, zu verbessern.

Die offensichtlichste – triviale – Möglichkeit, die Ergebnisse des passiven Speichers mit Herold zu verbessern, besteht darin, effizientere Einzelphotonen-Detektoren (SPCMs) zu verwenden. Die für die in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Messungen verwendeten SPCMs hatten Quanteneffizienzen von rund 50 %, während mit SNSPDs (Superconducting Nanowire Single-Photon Detectors) bereits Detektoren kommerziell erhältlich sind, die Quanteneffizienzen von über 90 % und gleichzeitig extrem geringe Dunkelzählraten aufweisen. Solche Detektoren sind mittlerweile in der Arbeitsgruppe vorhanden, ihre Verwendung würde instantan zu einer etwa zweimal höheren Herold-Effizienz führen.

Darüber hinaus würde sich die interne Effizienz des Speichers, d.h. die Wahrscheinlichkeit, dass ein auf den Qubit-Resonator einlaufendes Photon zu einem in den Herold-Resonator emittierten Photon führt, signifikant verbessern, wenn es gelingen würde, die Kopplung der Atome an die Resonatoren zu verbessern. Diese war bei den in Abschnitt 2.2.6.7 beschriebenen Charakterisierungsmessungen der Atom-Resonator-Systeme mittels Normalmoden-Spektroskopie um etwa einen Faktor zwei niedriger, als man auf Basis der Geometrie der Resonatormoden und der bekannten Übergangs-Dipolmomente der verwendeten Übergänge erwarten würde. Auch die aus den in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Messungen zum passiven Speicherschema mit Herold ermittelten Systemparameter stimmen mit der Annahme überein, dass die Kopplungsstärken der Atome an die Resonatoren bei den Messungen niedriger waren, als im besten Fall möglich sein sollte. Die wohl wahrscheinlichste Erklärung hierfür ist, dass die Atome nicht immer an dem Ort gefangen werden, an dem sie optimal an die Resonatoren koppeln. Um dies zu verbessern, gibt es mehrere Möglichkeiten.

Eine sehr einfache Möglichkeit, die noch einmal getestet werden könnte, ist die Leistung der Intraresonator-Dipolfallen zu erhöhen, um die Atome so besser in den In-

4. Ausblick

tensitätsknoten der Fallen, und damit in den Intensitätsbäuchen der QED-Moden, zu lokalisieren.

Eine weitere Maßnahme ist die Inbetriebnahme einer EMCCD-Kamera zur Abbildung der Atome in den Resonatoren, die bereits eingeplant und aufgebaut, jedoch bis zum Abschluss der hier beschriebenen Arbeiten noch nicht zur Abbildung der Atome verwendet wurde. Das Abbilden der Atome könnte zunächst dazu beitragen genauer zu verstehen, wodurch die beobachtete reduzierte Kopplungsstärke verursacht wird. Sollte sich zum Beispiel herausstellen, dass die Atome unabhängig von der räumlichen Justage der Falle den Kreuzungspunkt der Moden zu meiden scheinen, könnte dies ein Hinweis darauf sein, dass die Atome durch die Resonatoren geheizt werden oder die Kühlparameter nicht zu den durch die Intraresonator-Fallen verursachten zusätzlichen AC-Stark-Verschiebungen passen. Das Abbilden der Atome könnte außerdem gegebenenfalls dazu genutzt werden, zu detektieren, welche Atome gut im Kreuzungspunkt der Resonatoren gefangen sind, um diese Information entweder in die Auswertung der Messungen mit einfließen zu lassen oder während des Experiments in Echtzeit auf die Position der Atome zu reagieren. Im einfachsten Fall ginge dies durch Neuladen der Atome. Alternativ und besser, indem die Atome aktiv an die gewünschte Position gebracht werden.

Dazu wurde, wie auch in den anderen Atom-Resonator-Experimenten in der Gruppe [30, 75], ein Galvanometer-Scanner im Experiment vorgesehen und eingebaut, mit dem kontrolliert der Winkel eines Glasplättchens, das sich im Pfad der vertikalen Stehwelle befindet, rotiert werden kann, wodurch sich die optische Weglänge zwischen den Atomen und dem Retro-Reflektor der Stehwellenfalle ändert und die Atome so kontrolliert entlang der Fallenachse verschoben werden. Anders als in den anderen Experimenten in der Gruppe [30, 75, 119] wirkt diese Stellgröße zur Positionierung der Atome entlang der Achse des Abbildungssystems, sodass eine Positionsbestimmung entlang der betroffenen Richtung aus den Kamerabildern nur über Tiefenschärfen-Effekte und ggf. Abbildungsfehler, wie Astigmatismus möglich sein wird. Alternativ kann die Positionierung entlang der betroffenen Achse senkrecht zur Ebene der Resonatoren auf Basis der Anzahl Photonen erfolgen, die z.B. aus dem Kühlstrahl in die Resonatoren gestreut werden. Dabei kann man die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Verfahren erweitern, etwa indem man alle paar Sekunden die Messungen unterbricht, um bei kontinuierlichem Kühlen das Atom einmal durch die Resonatorebene zu fahren und das Atom anschließend basierend auf der gemessenen Streulichtsignal-zu-Galvowinkel-Kurve an die Position mit maximalem Kühlsignal in den Resonatoren zu setzen.

Das möglicherweise größte Problem der Apparatur ist thermisches Heizen, das zum einen dazu führt, dass im Verlauf eines Tages Experimente bei unterschiedlichen Resonatorlängen gemacht werden müssen und sich außerdem, was schwerer wiegt, auch der Modenüberlapp zwischen Fasermoden und Resonatormoden ändert. Die zwei relevanten Heizquellen sind die vertikale Stehwellenfalle und der Rb-Dispenser. Eine Möglichkeit, das Heizen zu reduzieren, wäre also die Leistung der vertikalen Stehwellen-Falle zu reduzieren, wobei man zur Beibehaltung der Fallentiefe die Falle gleichzeitig stärker fokussieren müsste. Die stärkere Fokussierung könnte gleichzeitig dabei helfen, die Atome in der Ebene der Resonatoren genauer zu positionieren. Darüber hinaus kann man an der MOT arbeiten, indem man z.B. mehr Leistung und ggf. größere Strahldurchmesser für die MOT-Strahlen verwendet und eventuell auf einen gepulsten Betrieb des Dispensers übergeht [30].

Neben technischen Verbesserungen kann man über weitere Anwendungen der Apparatur und des gezeigten passiven Speichers mit Herold nachdenken.

Das wohl offensichtlichste Ziel, für das ein Quantenspeicher mit Herold nützlich ist, ist die Realisierung einer elementaren Quantenrepeater-Verbindung [78, 120]. Der dafür benötigte erste Teilprozess wäre die Erzeugung von nicht-lokaler Verschränkung mit Herold. Dazu würden die Photonen, die im Quantenspeicher gespeichert werden, nicht wie im in Kapitel 3 beschriebenen Experiment durch schwache Laserpulse bereit gestellt, sondern müssten von einem Quantenemitter kommen, der in der Lage ist, Photonen zu erzeugen, deren Polarisations-Freiheitsgrad mit einem Freiheitsgrad des Atoms, typischerweise der Spinprojektion, verschränkt ist [99]. Der Speicherprozess selbst wäre zum in Kapitel 3 beschriebenen Speicher identisch. Im Team für Quanteninformationsverarbeitung der AG Rempe existieren zwei weitere Apparaturen, die beide in der Lage wären, die entsprechenden verschränkten Photonen auf dem benötigten Übergang zu erzeugen. Die erwartete Effizienz der Verschränkungserzeugung läge im Bereich von 5 %, resultierend aus rund 50 % Photonenproduktionseffizienz und 10 % Herold-Effizienz des passiven Speichers aus Kapitel 3, die, wie bereits geschrieben, mit besseren Einzelphotonen-Detektoren recht einfach auf 20 % erhöht werden könnte. Die erwartete Effizienz ist verglichen mit zuvor realisierten Experimenten mit Herold [121], bei denen die Verschränkungserzeugung eine photonische Bell-Zustands-Messung beinhaltete, recht hoch, u.a. da die Effizienzprobleme der photonischen Bell-Zustands-Messung umgangen werden.

Interessant ist hier anzumerken, dass durch den passiven Speicher eine weitere Schwierigkeit der photonischen Bell-Zustands-Messung umgangen wird, nämlich das Erfordernis von Photonen mit guten Kohärenzeigenschaften, um eine Bell-Zustands-Messung mit hohem Interferenzkontrast und entsprechend einen Verschränkungsaustausch mit hoher Fidelity zu realisieren. Dekohärenzeffekte auf den Photonen, die z.B. dadurch entstehen können, dass sich gefangene Atome in ihren Fallen bewegen und so zeitlich variierenden AC-Stark-Verschiebungen ausgesetzt sind, führen dazu, dass sich die Phase eines Photons unkontrolliert über das Wellenpaket ändert und die Interferenzbedingung für zwei Photonen am Strahlteiler nicht mehr über die gesamte Photonenlänge konstant ist [122–124]. Weiterhin kann Dekohärenz entstehen, wenn der das Photon erzeugende STIRAP-Prozess nicht weit genug von der Einphotonen-Resonanz verstimmt ist, und die Population des Atoms im angeregten Zustand während des Photonenproduktionsprozesses nicht verschwindet [125].

All diese Dekohärenzeffekte spielen für den in Kapitel 3 beschriebenen Speicherprozess mit Herold keine Rolle, weder für die Effizienz, noch für die Fidelity. Innerhalb der durch die Frequenzbandbreite gegebenen Grenzen kann der Speicher Photonen in beliebigen zeitlichen Moden mit voller Effizienz speichern, wobei die Entropie der inkohärenten Moden der einlaufenden Photonen auf die zeitlichen Moden der auslaufenden Herold-Photonen übertragen wird, wo sie keinerlei Probleme bereitet, da diese Photonen typischerweise einfach auf einem klassischen Detektor detektiert werden. Da das Qubit-Photon anschließend in einer beliebigen, wohldefinierten zeitlichen Mode wieder ausgelesen werden kann, kann der vorgestellte Speicher aus Sicht des Qubit-Photons auch als Quantenbit-kompatibler Kohärenzfilter mit theoretisch 100%iger Effizienz betrachtet werden¹.

¹ Gleiches gilt für den auf Reflexion am Resonator basierenden Quantenspeicher mit Herold in [92].

4. Ausblick

Diese Eigenschaft könnte möglicherweise in weiteren Experimenten herausgearbeitet werden, nämlich zum effizienten Speichern “einfacher” Photonen mit schlechten Kohärenzeigenschaften der zeitlichen Moden. In Kombination mit der hohen Bandbreite des vorgestellten Speichers auf Grund der hohen Kopplungsraten und der Zerfallsraten der Faserresonatoren, könnte man z.B. Photonen aus spontaner Emission von Rubidium speichern, oder eventuell Photonen von Festkörper-Emittern mit passender Frequenz, wobei der Aufwand hier vergleichsweise groß scheint und die Bandbreiten der Festkörper-Emitter nach wie vor vergleichsweise hoch sind.

Zur Realisierung einer Quantenrepeater-Verbindung muss Verschränkung mit Herold auf zwei Teilstrecken realisiert werden und am Zentralknoten muss zum Verschränkungsaustausch eine Bell-Zustands-Messung durchgeführt werden. Die konzeptiell einfachste, in der experimentellen Umsetzung aber sehr aufwendige Möglichkeit dies zu realisieren, wäre, die erste Teilstrecke zu replizieren und den Verschränkungsaustausch durch eine lokale photonische Bell-Zustands-Messung an den aus den Emittoren ausgelesenen Photonen durchzuführen. Dabei wären vier Apparaturen mit in optischen Resonatoren gefangenen Atomen nötig, von denen nach aktuellem Stand der Experimente in der AG Rempe mindestens eine neu aufgebaut werden müsste, nämlich eine zweite Apparatur zur Realisierung des passiven Speichers aus Kapitel 3. Eine Kombination des in Kapitel 3 beschriebenen Speichers mit Herold mit dem an einer der anderen Apparaturen in der Gruppe realisierten Speicher mit Herold aus [92] ist leider nicht ohne Weiteres möglich, da unterschiedliche atomare Übergänge verwendet werden und die Resonatoren und Photonen folglich unterschiedliche Frequenzen haben. Was realistischer erscheint, ist, die zwei Emitter des Zentralknotens, der die mit dem Emitter verschränkten Photonen erzeugt, in eine Apparatur zu legen, in der dann zwei Atome gleichzeitig gefangen und manipuliert werden.

Jenseits von Proof-of-Principle-Experimenten zur experimentellen Demonstration und Untersuchung der grundlegenden Schemata, werden Quantenrepeater zur Übertragung von Verschränkung über weite Distanzen Photonen bei Wellenlängen in einem der sogenannten Telekom-Bänder um 1300 nm oder 1500 nm benötigen, bei denen die Absorption der Photonen in den Glasfasern minimal ist. Im Hinblick darauf wurde im Zuge des Aufbaus der Apparatur ein Schema zur direkten Erzeugung von Atom-Photon-Verschränkung bei einer Telekomwellenlänge vorgeschlagen, das, wie das in dieser Arbeit gezeigte passive Speicherschema, auf einem einzelnen gefangenen Atom im Kreuzungspunkt zweier Faserresonatoren basiert [120]. Da einer der beiden Resonatoren für dieses Schema jedoch bei Telekom-Wellenlängen operieren müsste, wäre zur Realisierung des Schemas ein größerer Umbau an der Apparatur notwendig. Zusätzlich konnte ein alternativer Ansatz, nämlich die Wechselwirkungsprozesse zwischen Atomen und Photonen weiterhin im Wellenlängenbereich geeigneter Grundzustandsübergänge zu belassen und die Photonen in direkter räumlicher Nähe zu den Knoten durch nicht-lineare Prozesse in den Telekom-Wellenlängenbereich zu konvertieren, in den vergangenen Jahren deutlich verbessert werden [126, 127], sodass abzuwegen ist, ob sich ein Umbau der Resonatoren zur direkten Erzeugung von Atom-Photon-Verschränkung bei Telekom-Wellenlängen aus heutiger Sicht lohnt.

Weitere Möglichkeiten mit der aktuellen Apparatur sind die Untersuchung der Photon-Photon-Wechselwirkung. Zum einen könnten weitere Photon-Photon-Gatter realisiert

werden, bei denen Photonen, die entlang der zwei Resonatoren einlaufen, indirekt miteinander wechselwirken. Wie in [103] würde das erste Qubit dabei zunächst gespeichert werden, bevor das zweite einlaufende Photon mit dem Atom wechselwirkt. Zum anderen könnte man auch überlegen, die direkte Wechselwirkung simultan einlaufender Photonen zu untersuchen. Hierfür ist zwar bekannt, dass ein deterministischer π -Phasenshift nicht möglich ist [128]; dieses No-Go-Theorem experimentell auszumessen und genauer zu untersuchen, könnte aber dennoch von Interesse sein.

Zu guter Letzt können die gekreuzten Resonatoren genutzt werden, um unterschiedliche, möglicherweise mehr oder weniger unabhängige Teilaufgaben innerhalb eines experimentellen Protokolls zu realisieren. So werden typischerweise beim Speichern mit symmetrischen Schemata andere atomare Übergänge verwendet als bei der Zustandsdetektion über Resonator-verstärkte Fluoreszenz. Da die Resonatoren normalerweise nicht innerhalb einer experimentellen Sequenz von typischerweise weniger als 1 ms Dauer umgelockt werden können, können symmetrische Speicherschemata und Resonator-verstärkte Fluoreszenz-Detektion in experimentellen Apparaturen mit nur einem Resonator üblicherweise nicht innerhalb einer experimentellen Sequenz kombiniert werden. Dadurch, dass die neu aufgebaute Apparatur über zwei unabhängige Resonatoren verfügt, ist aber genau so etwas möglich. Tatsächlich ist es auch dieser Aspekt der neuen Apparatur, der für das erste Nachfolge-Experiment, die nicht-destruktive Detektion eines Qubit-tragenden Photons, ausgenutzt wird [129].

A. Auswirkung geometrischer Fehlanpassung auf die Kopplungseffizienz

Durch geometrische Fehlanpassung zwischen zwei räumlichen Moden M und N , die durch den Modenüberlapp μ_{MN} der zwei Moden charakterisiert werden kann (siehe Abschnitt 2.1.2.4), reduziert sich die Effizienz $\eta_{MN}^{\text{Mode}} = |\mu_{MN}|^2$, mit der Energie im besten Fall zwischen den beteiligten Moden übertragen werden kann.

In diesem Anhang ist eine Reihe möglicher geometrischer Fehlanpassungen und ihre Auswirkung auf die Koppeleffizienz η_{MN}^{Mode} zusammengefasst [48].

Zunächst wird angenommen, dass zwei Gaußsche Moden (TEM_{00}) zwar entlang der gleichen Achse propagieren, jedoch unterschiedliche Strahlradien an der Modentaille haben und die Positionen der Modentallen um den Abstand z_{\asymp} versetzt sind. Konkret betrachten wir den Fall eines Faserresonators, mit einer einlaufenden, symmetrischen Fasermode (Modenfeldradius w_F) und einer elliptischen Resonatormode (Modenfeldradien $w_x \neq w_y$). Zwar sind die Moden in Singlemode-Fasern keine perfekten TEM_{00} -Moden, können aber in guter Näherung durch diese beschrieben werden [130]. Innerhalb dieser Näherung, ist die Kopplungseffizienz gegeben durch [48]:

$$\eta_{\asymp}^{\text{Mode}} = \eta_{\asymp,x}^{\text{Mode}} \cdot \eta_{\asymp,y}^{\text{Mode}} \quad (\text{A.1})$$

mit

$$\eta_{\asymp,x}^{\text{Mode}} = \frac{2}{\left(\left(\frac{w_F}{w_{0,x}} + \frac{w_{0,x}}{w_F} \right)^2 + \left(\frac{2}{kw_F w_{0,x}} \right)^2 z_{\asymp,x}^2 \right)^{1/2}} \quad (\text{A.2})$$

und analog für $\eta_{\asymp,y}^{\text{Mode}}$.

Die Kopplungseffizienz kann weiter reduziert sein, falls die Propagationsachsen der beteiligten Moden nicht kollinear sind sondern einen Winkel θ_{\angle} zueinander haben. Unter der Annahme, dass der Winkel entlang der Richtung x auftritt, führt dies zu einer weiteren Reduzierung der Kopplungseffizienz gemäß [48]

$$\eta_{\angle}^{\text{Mode}} = \eta_{\asymp}^{\text{Mode}} \cdot \exp \left(- \left(\theta_{\angle} / \theta_{\angle}^{\text{krit}} \right)^2 \right) \quad (\text{A.3})$$

mit dem kritischen Kippwinkel

$$\theta_{\angle}^{\text{krit}} = \frac{2^{3/2}}{\eta_{\asymp,x}^{\text{Mode}} \cdot k (w_F^2 + w_x^2)^{1/2}}. \quad (\text{A.4})$$

Alternativ kann die Möglichkeit betrachtet werden, dass die beteiligten Moden zwar parallel zueinander propagieren, jedoch mit einem seitlichen Versatz d_{\rightarrow} der wieder entlang der Richtung x angenommen wird. Dies reduziert die Kopplungseffizienz gemäß [48]

$$\eta_{\rightarrow}^{\text{Mode}} = \exp \left(- \left(d_{\rightarrow} / d_{\rightarrow}^{\text{krit}} \right)^2 \right) \quad (\text{A.5})$$

A. Auswirkung geometrischer Fehlanpassung auf die Kopplungseffizienz

mit dem kritischen Versatz

$$d_{\rightarrow}^{\text{krit}} = \frac{2^{1/2}}{\eta_{\infty,x}^{\text{Mode}} \left(1/w_F^2 + 1/w_x^2 + (\frac{1}{2}kw_F/R_F)^2 + (\frac{1}{2}kw_x/R_x)^2 \right)^{1/2}}. \quad (\text{A.6})$$

Für faserbasierte Fabry-Pérot-Resonatoren scheint es geeignet zu sein, den Modenüberlapp direkt am Einkoppelspiegel in der Faser zu berechnen, da die Wellenfronten der Resonatormode im Gegensatz zu den Wellenfronten der Fasermode beim Übergang zwischen Freiraum und Faser nicht gebrochen werden. In diesem Fall ist zu bedenken, die Wellenzahl in Gl. (A.1), Gl. (A.3) und Gl. (A.5) relativ zu ihrem Wert k_0 im Freiraum mit dem Brechungsindex n_F der Faser zu skalieren, d.h., $k = n_F k_0$.

B. Stabilisierungsschema des langen Resonators

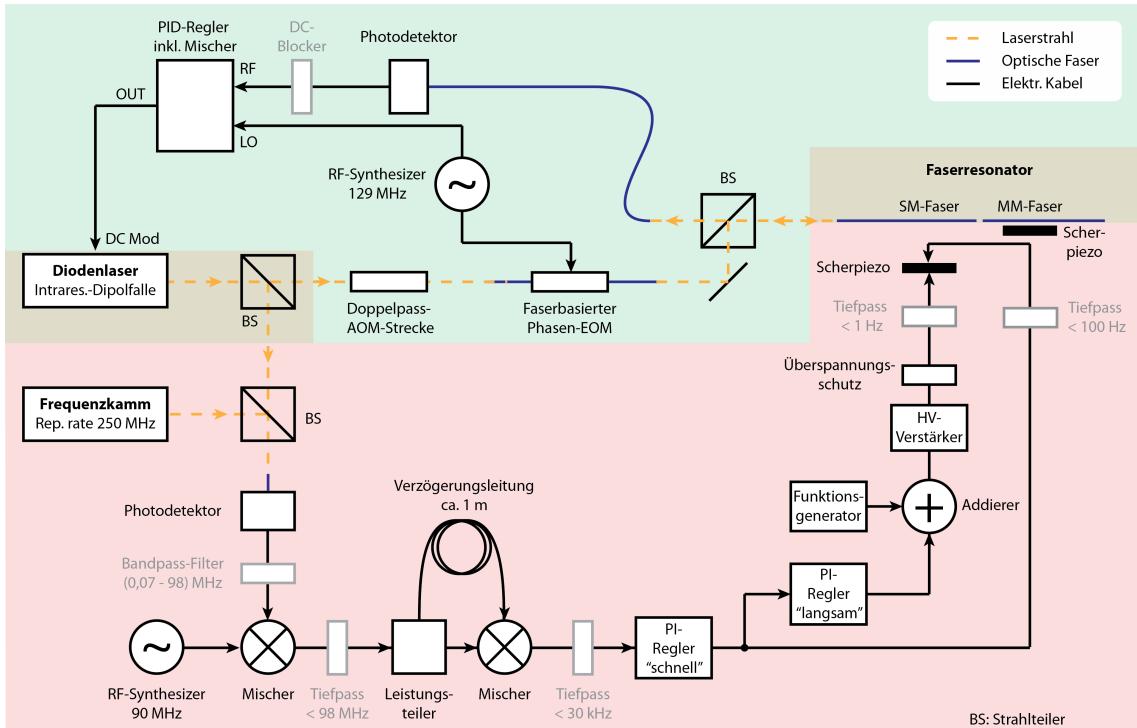


Fig. B.1: Schema der aktiven Stabilisierung des langen Resonators. Das Schema zur aktiven Stabilisierung der Resonatoren und der Intraresonator-Dipolfallen wurde im Haupttext beschrieben, siehe Abbildung 2.11.

Die aktive Stabilisierung des langen Resonators erfolgt etwas anders als die des kurzen Resonators und ist schematisch in Abbildung B.1 gezeigt. Der Hauptunterschied besteht darin, dass auf Grund eines Kurzschlusses in den Anschlusskabeln des Scherpiezos der Multimode-Faser das langsame, hochspannungsverstärkte Regelsignal gemeinsam mit dem schnellen Regelsignal auf den Scherpiezo der Singlemode-Faser gegeben wird. Während das schnelle Regelsignal auf die obere Elektrode gegeben wird, wird das langsame Signal auf die untere Elektrode gegeben. Beide Signale sind nah an der Vakuumkammer auf das gleiche Potential referenziert. In der Praxis wurde für die Stabilisierung des langen Resonators im Vergleich zum kurzen Resonators kein Nachteil beobachtet.

C. Beschichtungen der Fasern

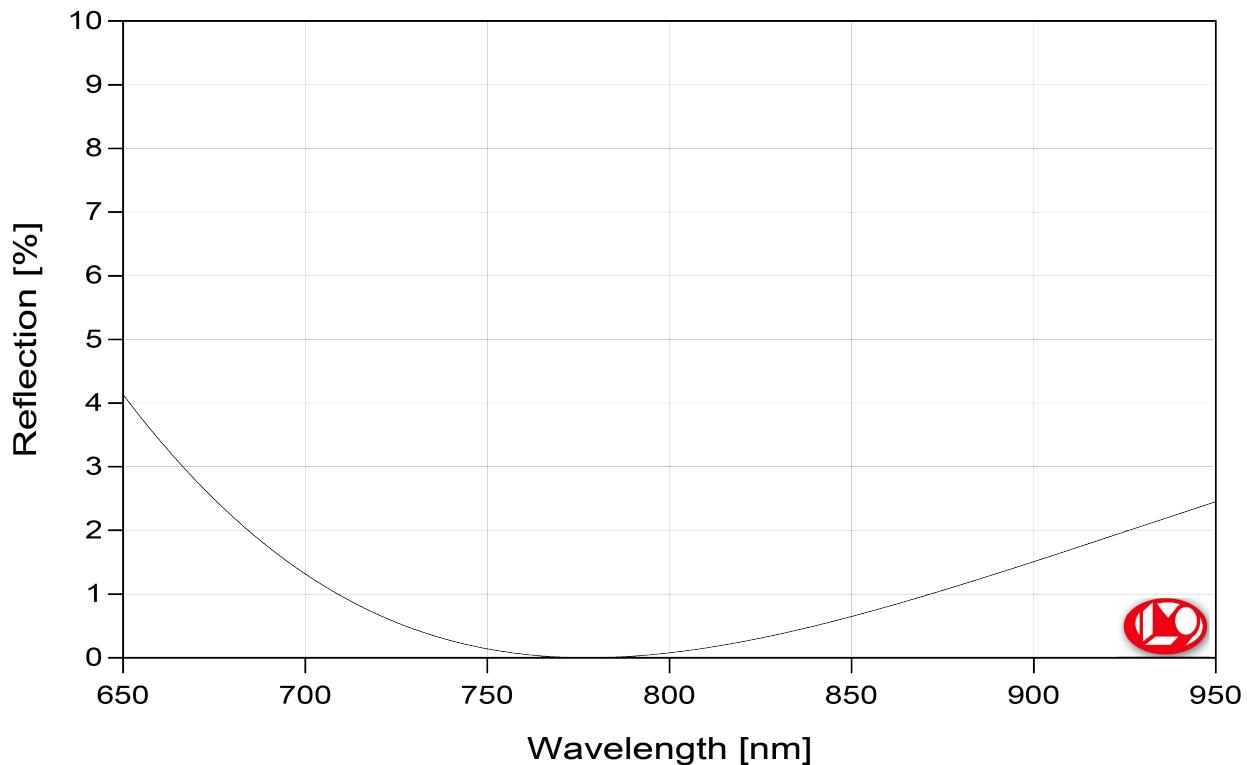


Fig. C.1: Reflexionskurve der Antireflexions-Beschichtungen. Reflexionskurve der Antireflexions-Beschichtungen am Eingang der Resonatorfasern (d.h. an den Fasrenden ohne Spiegelbeschichtung, siehe Abschnitt 2.2.1.1.3).

C. Beschichtungen der Fasern

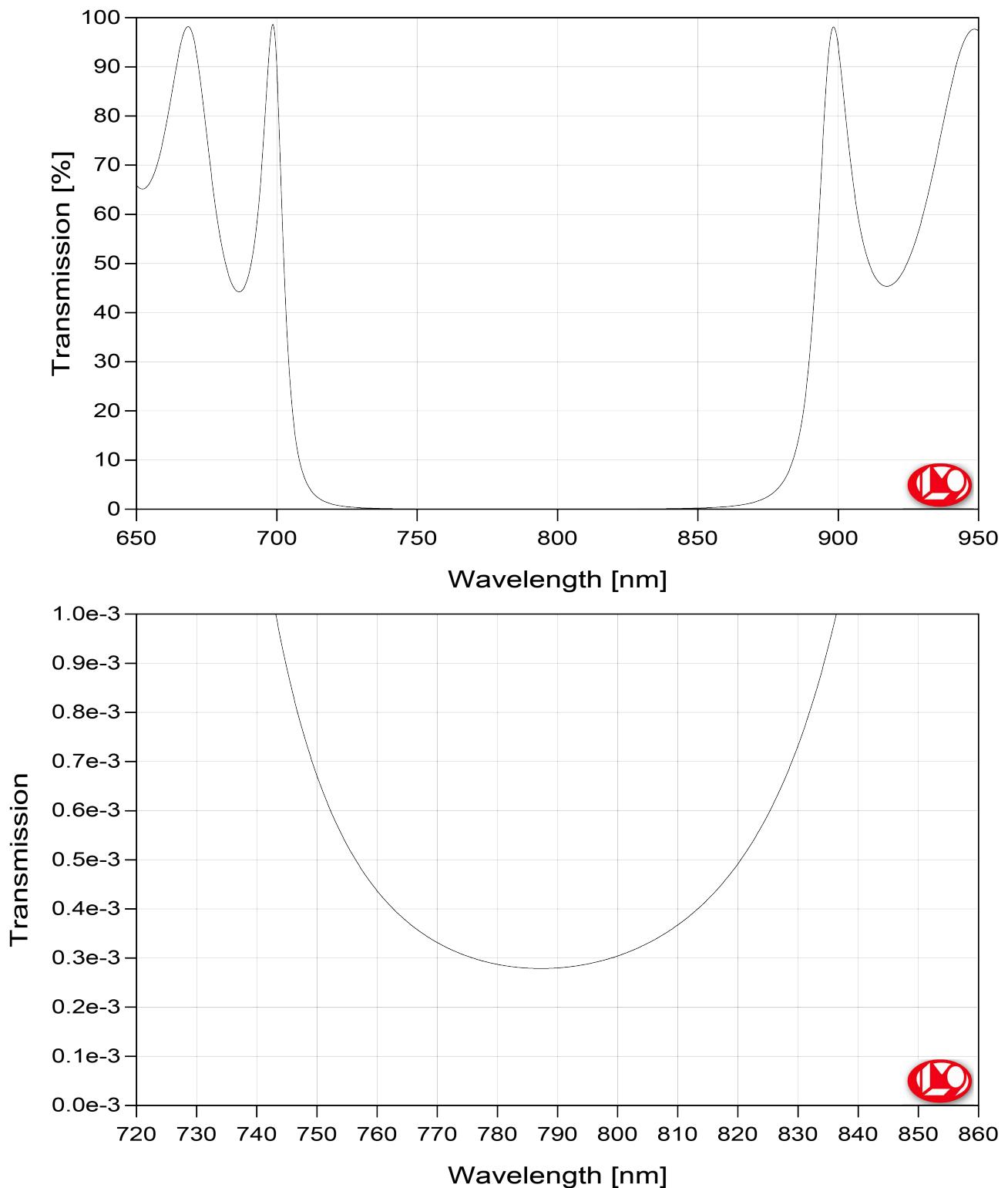


Fig. C.2: Transmissionskurve der Ein- und Auskoppelspiegel. Transmissionskurve der IBS-Beschichtung der Ein- und Auskoppelspiegel der Faserresonatoren. Laut unseren Messungen ist die wahre Transmission der Beschichtung etwas höher, (339 ± 4) ppm bei 780 nm (siehe Abschnitt 2.2.1.1.3).

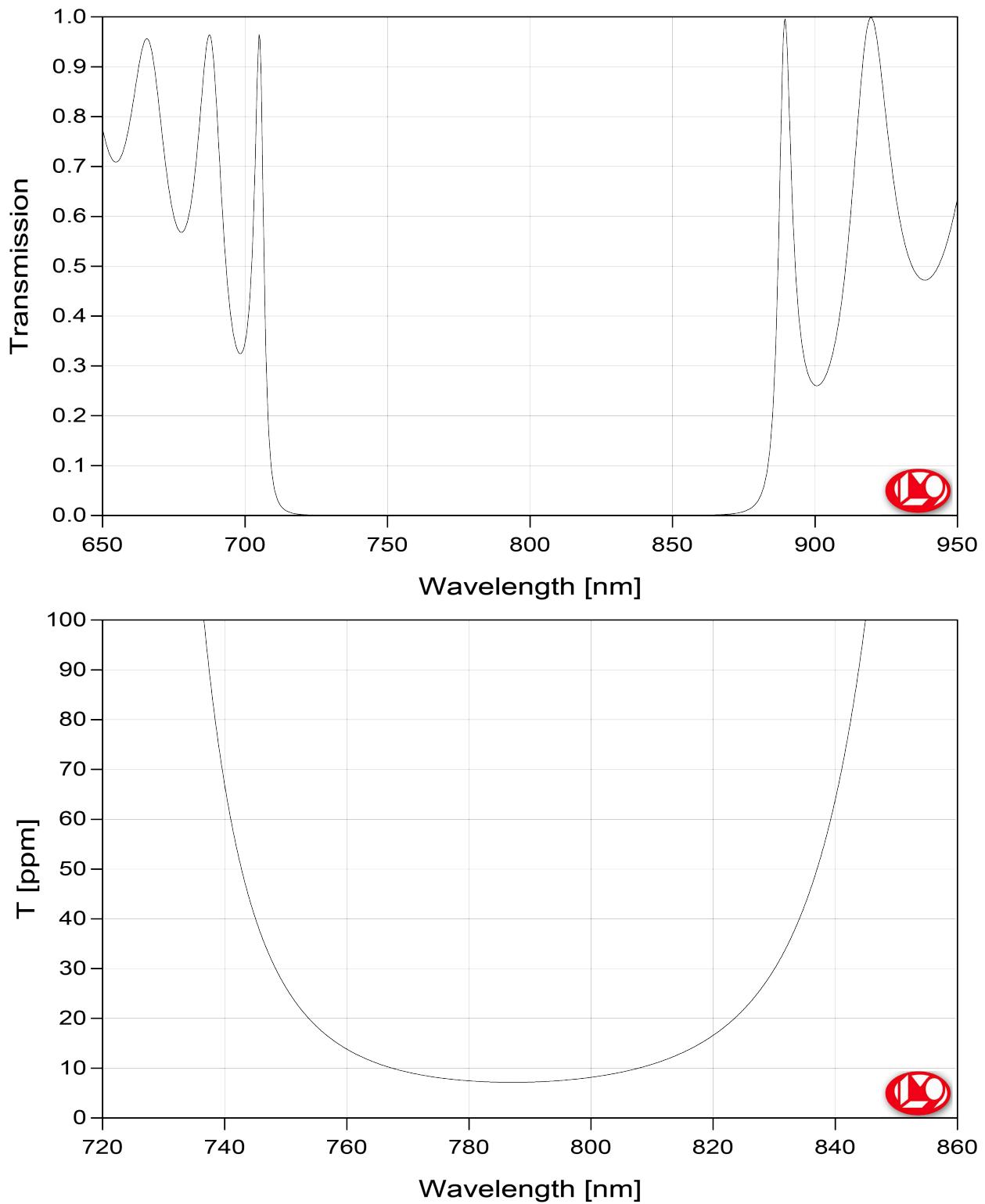


Fig. C.3: Transmissionskurve der hoch-reflektierenden Spiegel. Transmissionskurve der IBS-Beschichtung der hochreflektiven Spiegel der Faserresonatoren. Unsere Messungen weisen auf eine etwas höhere Transmission von $(10,0 \pm 0,2)$ ppm bei 780 nm hin (siehe Abschnitt 2.2.1.1.3).

D. Piezo-Positionierer

Neben der Möglichkeit, die Faserresonatoren durch Fehljustage oder zu viel Leistung in den optischen Dipolfallen zu zerstören, stellt eine unsachgemäße Verwendung der Positionierer wohl die größte Gefahr dar, die Faserresonatoren zu zerstören. Bei der Verwendung der Positionierer ist daher größte Vorsicht geboten. Insbesondere sei empfohlen, die Fasern beim Verfahren stets mit einer Kamera zu beobachten und die angelegte Sägezahnspannung zunächst sehr klein zu wählen. Auch sei darauf hingewiesen, dass das Verfahrerverhalten in entgegengesetzte Richtungen sehr unterschiedlich sein kann. Bei einer gegebenen Sägezahnspannung kann es sein, dass sich der Schlitten in eine Richtung kaum fortbewegt, in die Gegenrichtung aber signifikant große Schritte macht. Der Controller der SmarAct-Positionierer erzeugt beim Abschalten des Controllers Spannungsspitzen, die zu einem ungewollten Schritt der Positionierer führen können. Daher scheint es besser, bei angeschaltetem Controller die Stecker zu ziehen, die zu den Positionierern führen. Dabei muss man darauf achten, dass die Basisspannung des Sägezahns für den Slip-Stick-Mechanismus 0 V beträgt, was bei Verwendung des experimenteigenen Kontrollprogramms (*pyCavityPositioners*) aber gegeben sein sollte. Es wird empfohlen, vor Anschluss an die Positionierer zu prüfen, ob die an den Steckern ausgegebenen Spannungen den Erwartungen entsprechen.

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

Abkürzungen

2D	Zweidimensional.
^{87}Rb	Nuklid des Elements Rubidium mit Massenzahl 87.
AC	Wechselstrom/Wechselfeld (engl.: <i>alternating current</i>).
AOM	Akusto-optischer Modulator.
AWG	<i>American wire gauge</i> , eine Kodierung für Drahtdurchmesser.
BS	Strahlteiler (engl.: <i>beam splitter</i>).
CAD	Rechnerunterstütztes Konstruieren (engl.: <i>computer aided design</i>).
<i>c.c.</i>	Kurzform für die komplex-konjugierte Version des vorhergehenden Ausdrucks.
CF	Flansch-Typ für Ultrahochvakuum-Anwendungen (abgeleitet von <i>ConFlat</i> [®]).
CH_4	Methan.
cnts	Zählereignisse (engl.: <i>counts</i>).
CO_2	Kohlenstoffdioxid.
D1-Linie	Gesamtheit der optischen Übergänge zwischen den $ \text{S}_{1/2}\rangle$ -Grundzuständen und den angeregten $ \text{P}_{1/2}\rangle$ -Zuständen derselben Hauptquantenzahl bei Alkalimetallen.
D2-Linie	Gesamtheit der optischen Übergänge zwischen den $ \text{S}_{1/2}\rangle$ -Grundzuständen und den angeregten $ \text{P}_{3/2}\rangle$ -Zuständen derselben Hauptquantenzahl bei Alkalimetallen.
DC	Gleichstromgekoppelt (engl.: <i>direct current</i>).
DDS	Direkte digitale Synthese (engl.: <i>direct digital synthesis</i>).
deg	Grad (engl.: <i>degrees</i>).
EIT	Elektromagnetisch-induzierte Transparenz (engl.: <i>electromagnetically induced transparency</i>).
EMCCD	Elektronen-vervielfachendes CCD (engl.: <i>electron-multiplying charge-coupled device</i>).
EOM	Elektro-optischer Modulator.

Symbolverzeichnis

ESU	Elektroschlacke-Umschmelzverfahren.
FFT	Schnelle Fourier-Transformation (engl.: <i>fast Fourier transform</i>).
FPGA	Programmierbares Logikarray (engl.: <i>field-programmable gate array</i>).
FWHM	Volle Halbwertsbreite (engl.: <i>Full width at half maximum</i>).
<i>h.c.</i>	Kurzform für die hermitesch-konjugierte Version des vorhergehenden Ausdrucks.
HFS	Hyperfein-Aufspaltung (engl.: <i>hyperfine splitting</i>).
HR	Abkürzung zur Bezeichnung des hochreflektierenden, rückseitigen Spiegels eines (einseitigen) optischen Resonators (engl.: <i>highly reflective</i>).
HV	Hochspannung (engl.: <i>high voltage</i>).
IBS	Ionenstrahl-Sputtern (engl.: <i>ion-beam sputtering</i>).
IO	Abkürzung zur Bezeichnung des Ein- und Auskoppelspiegels eines (einseitigen) optischen Resonators (engl.: <i>IN/OUT</i>).
KC	Kurzer Resonator.
LC	Langer Resonator.
LO	Lokaloszillator.
M1	Schraube mit metrischem ISO-Gewinde mit 1 mm Außendurchmesser.
MM	<i>Multi-mode</i> , ein Typ optischer Glasfasern.
MOT	Magneto-optische Falle (engl.: <i>magneto-optical trap</i>).
MPI	Max-Planck-Institut.
MPQ	Max-Planck-Institut für Quantenoptik.
NA	Numerische Apertur.
NEG	Nicht-evaporabler Getter (engl.: <i>non-evaporable getter</i>).
NW	Experimentsequenz, bei der zur Kalibration kein Schreibpuls auf den Qubit-Resonator geschickt wird (engl.: <i>no write</i> , siehe auch W und SW).
ODT	Optische Dipolfalle (engl.: <i>optical dipole trap</i>).
PBS	Polarisierender Strahlteiler (engl.: <i>polarizing beam splitter</i>).
PID	Art eines Reglers, dessen Regelsignal aus dem aktuellen Fehlerignal sowie dem Integral und der Ableitung des Fehlersignals erzeugt wird (engl.: <i>proportional-integral-derivative</i>).
ppm	Millionstel (engl.: <i>parts per million</i>).
QED	Quantenelektrodynamik.

Rb	Rubidium.
RF	Hochfrequenz (engl.: <i>radio frequency</i>).
ROI	Größe des für die Auswertung verwendeten Datenbereichs (engl.: <i>region of interest</i>).
SiO_2	Siliziumdioxid.
SIP	Sputter-Ionenpumpe (engl.: <i>sputter ion pump</i>).
SM	<i>Single-mode</i> , ein Typ optischer Glasfasern.
SMA	Typ eines RF-tauglichen Verbinders für elektrische Koaxialkabel (<i>Sub-Miniature-A</i>).
SNSPD	Einzelphotonen-Zähler basierend auf supraleitenden Nanodrähten (engl. <i>superconducting nanowire single-photon detector</i>).
SPCM	Einzelphotonen-Zähler (engl.: <i>single-photon counting module</i>).
STIRAP	Stimulierter adiabatischer Raman-Transfer (engl.: <i>stimulated Raman adiabatic passage</i>).
<i>SW</i>	Experimentsequenz, bei der zur Kalibration ein sehr starker Schreibpuls auf den Qubit-Resonator geschickt wird (engl.: <i>strong write</i> , siehe auch W und NW).
Ta_2O_5	Ditantalpentoxid.
TEM_{00}	Transversale elektromagnetische Grundmode (engl.: <i>transverse electromagnetic mode</i>), ohne Knoten in der transversalen Feldverteilung.
UHV	Ultrahochvakuum.
UV	Ultraviolett.
VIT	Vakuum-induzierte Transparenz (engl.: <i>vacuum-induced transparency</i>).
<i>W</i>	Experimentsequenz, bei der ein regulärer Schreibpuls auf den Qubit-Resonator geschickt wird (engl.: <i>write</i> , siehe auch SW und NW).

Mathematische Funktionen und Notationen

$ \dots \rangle$	Quantenmechanischer Zustand, Vektor eines Hilbert-Raums \mathcal{H} .
$\langle \dots $	Zu $ \dots \rangle$ adjungierter Kovektor, Element des Dualraums \mathcal{H}^* .
$\langle \dots \rangle_t$	Zeitlicher Mittelwert.
$\{ \dots \}$	Menge.
$(\dots, \dots)_{(\alpha, \beta)}$	Tupel zur Beschreibung eines Polarisationszustands als Überlagerung der Polarisations-Basiszustände $ \text{R}\rangle$ und $ \text{L}\rangle$.

Symbolverzeichnis

$(\dots, \dots)_{(\theta_\odot, \phi_\odot)}$ Tupel zur Beschreibung eines Polarisationszustands auf der Poincaré-Kugel bei der Verwendung von Polar-Koordinaten.

$(\dots, \dots, \dots)_{r_\odot}$ Tupel zur Beschreibung eines Polarisationszustands auf der Poincaré-Kugel bei der Verwendung von kartesischen Koordinaten.

\dots^* Komplexe Konjugation.

\dots^\dagger Hermitesche Konjugation.

$A[B] = X[Y]$ Kurzform für $A = X$ und $B = Y$. Dabei sind A und B typischerweise zueinander analoge Größen, die sich z.B. in der Raumrichtung (z.B. x und y) oder der Polarisierung (z.B. \mathbf{R} und \mathbf{L}) unterscheiden.

$C_{A[B]} = Z_{X[Y]}$ Kurzform für $C_A = Z_X$ und $C_B = Z_Y$. Dabei sind A und B typischerweise zueinander analoge Größen (z.B. x und y oder \mathbf{R} und \mathbf{L}).

abs Betrag einer komplexen Zahl.

arctan Arcus-Tangens.

arg Phase einer komplexen Zahl.

cos Cosinus.

exp Exponential-Funktion.

Im Imaginär-Teil einer komplexen Zahl.

ln Natürlicher Logarithmus.

max Maximums-Funktion.

Re Real-Teil einer komplexen Zahl.

sin Sinus.

tan Tangens.

tr Spur.

$\binom{n}{k}$ Binomial-Koeffizient, $\binom{n}{k} = \frac{n!}{k!(n-k)!}$.

Quantenmechanische Operatoren

\hat{a}^\dagger Bosonischer Aufsteige-Operator.

\hat{a} Bosonischer Absteige-Operator.

\hat{d} Elektrischer Dipoloperator.

$\hat{\mathcal{E}}$ Elektrischer Feldoperator.

\hat{H} Hamilton-Opterator.

\hat{H}_{Emitter}	Hamilton-Operator zur Beschreibung eines Quantenemitters.
\hat{H}_{Int}	Hamilton-Operator zur Beschreibung der Wechselwirkung zwischen einem Quantenemitter und einer bosonischen Mode.
\hat{H}_{JC}	Jaynes-Cummings-Hamiltonian.
\hat{H}_{Mode}	Hamilton-Operator zur Beschreibung einer bosonischen Mode.
\hat{r}	Operator für den Ort.
\hat{r}_{rel}	Operator für die Relativ-Koordinate zwischen Elektron und Atomkern.
$\hat{\sigma}^+$	Aufsteige-Operator eines 2-Niveau-Systems.
$\hat{\sigma}^-$	Absteige-Operator eines 2-Niveau-Systems.

Quantenmechanische Zustände

$ +\rangle$	Überlagerung von Spin-Projektions-Zuständen mit positiver relativer Phase.
$ -\rangle$	Überlagerung von Spin-Projektions-Zuständen mit negativer relativer Phase.
$ \pm\rangle$	Kompakt-Notation für kombinierte Aussagen zu $ +\rangle$ und $ -\rangle$.
$ 0\rangle$	Fock-Zustand mit null Photonen.
$ 0\rangle_{\text{H}}$	Fock-Zustand mit null Photonen im Herold-Resonator.
$ 0\rangle_{\text{Q}}$	Fock-Zustand mit null Photonen im Qubit-Resonator.
$ 0_+\rangle$	Zustand der Jaynes-Cummings-Leiter, siehe $ n_+\rangle$.
$ 0_-\rangle$	Zustand der Jaynes-Cummings-Leiter, siehe $ n_-\rangle$.
$ 1\rangle$	Fock-Zustand mit einem Photon.
$ 1\rangle$	Zustand, bei dem sich das Atom im Zustand $ i\rangle$ und ein Photon im Qubit-Resonator befindet, während der Herold-Resonator im Vakuum-Zustand ist.
$ 1\rangle_{\text{H}}$	Fock-Zustand mit einem Photon im Herold-Resonator.
$ 1\rangle_{\text{Herold}}$	Fock-Zustand mit einem Photon in der Herold-Mode, ggf. außerhalb des Resonators.
$ 1\rangle_{\text{Q}}$	Fock-Zustand mit einem Photon im Qubit-Resonator.
$ 1_+\rangle$	Zustand der Jaynes-Cummings-Leiter, siehe $ n_+\rangle$.
$ 1_-\rangle$	Zustand der Jaynes-Cummings-Leiter, siehe $ n_-\rangle$.
$ 2\rangle$	Fock-Zustand mit zwei Photonen.
$ 2\rangle$	Zustand, bei dem sich das Atom im Zustand $ f\rangle$ und ein Photon im Herold-Resonator befindet, während der Qubit-Resonator im Vakuum-Zustand ist.

Symbolverzeichnis

- $|5S_{1/2}\rangle$ Grundzustand von ^{87}Rb (Hauptquantenzahl: 5, Bahndrehimpuls: 0, Spin-Bahn-Drehimpuls: 1/2).
- $|5S_{1/2}, F = N\rangle$ Grundzustand von ^{87}Rb (siehe $|5S_{1/2}\rangle$) mit Hyperfein-Spin $F = N$ ($N \in \{1, 2\}$).
- $|5S_{1/2}, F = N, m_F = M\rangle$ Grundzustand von ^{87}Rb (siehe $|5S_{1/2}\rangle$) mit Hyperfein-Spin $F = N$ und Hyperfein-Spinprojektions-Quantenzahl $m_F = M$ ($N \in \{1, 2\}$, $M \in \{-N, \dots, N\}$).
- $|5P_{1/2}\rangle$ Angeregter Zustand der D1-Linie in ^{87}Rb (Hauptquantenzahl: 5, Bahndrehimpuls: 1, Spin-Bahn-Drehimpuls: 1/2).
- $|5P_{1/2}, F' = N, m_F = M\rangle$ Angeregter Zustand der D1-Linie in ^{87}Rb (siehe $|5P_{1/2}\rangle$) mit Hyperfein-Spin $F' = N$ und Hyperfein-Spinprojektions-Quantenzahl $m_F = M$ ($N \in \{1, 2\}$, $M \in \{-N, \dots, N\}$).
- $|5P_{3/2}\rangle$ Angeregter Zustand der D2-Linie in ^{87}Rb (Hauptquantenzahl: 5, Bahndrehimpuls: 1, Spin-Bahn-Drehimpuls: 3/2).
- $|5P_{3/2}, F' = N\rangle$ Angeregter Zustand der D2-Linie in ^{87}Rb (siehe $|5P_{3/2}\rangle$) mit Hyperfein-Spin $F' = N$ ($N \in \{0, 1, 2, 3\}$).
- $|5P_{3/2}, F' = N, m_F = M\rangle$ Angeregter Zustand der D2-Linie in ^{87}Rb (siehe $|5P_{3/2}\rangle$) mit Hyperfein-Spin $F' = N$ und Hyperfein-Spinprojektions-Quantenzahl $m_F = M$ ($N \in \{0, 1, 2, 3\}$, $M \in \{-N, \dots, N\}$).
- $|\zeta\rangle$ Kohärenter Zustand mit Amplitude ζ .
- $|\psi\rangle$ Quantenmechanischer Zustand, verschiedenen Bedeutungen, z.B. ein allgemeiner Polarisationszustand.
- $|\psi'\rangle$ Transformierter Polarisationszustand.
- $|\psi_{\text{Dark}}\rangle$ Dunkelzustand.
- $|\psi_{\text{In}}\rangle$ Polarisationszustand des auf den Speicher einlaufenden photonischen Qubits.
- $|A\rangle$ Anti-diagonal-polarisierter, linearer Polarisationszustand.
- $|D\rangle$ Diagonal-polarisierter, linearer Polarisationszustand.
- $|e\rangle$ Angeregter atomarer Zustand (engl.: *excited state*).
- $|e, n\rangle$ Produkt-Zustand von Atom und Resonator, bei dem das Atom im angeregten Zustand ist und sich n Photonen im Resonator befinden, $n \in \mathbb{N}$.
- $|f\rangle$ Atomarer Endzustand (engl.: *final state*).
- $|F = N\rangle$ Kurzform für $|5S_{1/2}, F = N\rangle$.
- $|F = N, m_F = M\rangle$ Kurzform für $|5S_{1/2}, F = N, m_F = M\rangle$.
- $|F' = N\rangle$ Kurzform für $|5P_{3/2}, F' = N\rangle$.

$|F' = N, m_F = M\rangle$ Kurzform für $|5P_{3/2}, F' = N, m_F = M\rangle$.

- $|g\rangle$ Atomarer Grundzustand (engl.: *ground state*).
- $|g, n\rangle$ Produkt-Zustand von Atom und Resonator, bei dem das Atom im Grundzustand ist und sich n Photonen im Resonator befinden, $n \in \mathbb{N}$.
- $|H\rangle$ Horizontal-polarisierter, linearer Polarisationszustand.
- $|i\rangle$ Atomarer Anfangszustand (engl.: *initial state*).
- $|L\rangle$ Links-zirkularer Polarisationszustand.
- $|m_F\rangle$ Atomarer Zustand mit Hyperfein-Spinprojektions-Qauntenzahl m_F .
- $|m_F = N\rangle$ Atomarer Zustand mit Hyperfein-Spinprojektions-Qauntenzahl $m_F = N$, $N \in \{-2, -1, 0, 1, 2\}$.
- $|n\rangle$ Fock-Zustand mit n Photonen, $n \in \mathbb{N}$.
- $|n_+\rangle$ Zustand mit höherer Energie des Zustands-Dubletts mit $n + 1$ Anregungen im Jaynes-Cummings-Modell.
- $|n_-\rangle$ Zustand mit niedrigerer Energie des Zustands-Dubletts mit $n + 1$ Anregungen im Jaynes-Cummings-Modell.
- $|q\rangle$ Polarisationszustand, der entsprechend dem Polarisations-Einheitsvektor ϵ_q polarisiert ist.
- $|\bar{q}\rangle$ Polarisationszustand, der entsprechend dem Polarisations-Einheitsvektor $\epsilon_{\bar{q}}$ polarisiert ist.
- $|R\rangle$ Rechts-zirkularer Polarisationszustand.
- $|V\rangle$ Vertikal-polarisierter, linearer Polarisationszustand.
- $|x\rangle$ Zustand mit linearer Polarisation entlang der x-Achse.
- $|y\rangle$ Zustand mit linearer Polarisation entlang der y-Achse.

Symbole

Zahlen und Sonderzeichen

- 1 Identitäts-Abbildung.
- 1_2 Zwei-dimensionale Einheitsmatrix.
- $5S_{1/2}$ Energie-Niveau in ^{87}Rb (Hauptquantenzahl: 5, Bahndrehimpuls: 0, Spin-Bahn-Drehimpuls: $1/2$).
- $5P_{1/2}$ Energie-Niveau in ^{87}Rb (Hauptquantenzahl: 5, Bahndrehimpuls: 1, Spin-Bahn-Drehimpuls: $1/2$).

Symbolverzeichnis

$P_{3/2}$	Energie-Niveau in ^{87}Rb (Hauptquantenzahl: 5, Bahndrehimpuls: 1, Spin-Bahn-Drehimpuls: 3/2).
\varnothing_g	Durchmesser eines elliptischen Strahlprofils entlang der großen Hauptachse.
\varnothing_k	Durchmesser eines elliptischen Strahlprofils entlang der kleinen Hauptachse.
\perp	Die Größen vor und nach dem Symbol sind orthogonal zueinander.

Griechische Anfangssymbole

α	Wahrscheinlichkeitsamplitude bei der Beschreibung eines Polarisations- oder Spin-Zustands in der Qubit-Basis.
$\alpha_{q\bar{q}}$	Komplexe Polarisationsamplitude für die Polarisationskomponente ϵ_q bei Zerlegung des Polarisationsvektors ϵ in die Polarisationsbasis aus ϵ_q und $\epsilon_{\bar{q}}$.
β	Wahrscheinlichkeitsamplitude bei der Beschreibung eines Polarisations- oder Spin-Zustands in der Qubit-Basis.
$\beta_{q\bar{q}}$	Komplexe Polarisationsamplitude für die Polarisationskomponente $\epsilon_{\bar{q}}$ bei Zerlegung des Polarisationsvektors ϵ in die Polarisationsbasis aus ϵ_q und $\epsilon_{\bar{q}}$.
γ	Natürliche Dipolzerfallsrate eines atomaren Übergangs, halbe natürliche Zerfallsrate der Population eines angeregten Zustands.
$\tilde{\gamma}$	Gesamte Dipolzerfallsrate eines atomaren Zustands, bestehend aus natürlicher Zerfallsrate und einer zusätzlichen Zerfallsrate auf Grund des Purcell-Effekts.
$\gamma_{ i\rangle \rightarrow e\rangle}$	Zerfallsrate der Wahrscheinlichkeitsamplitude des Zustands $ i\rangle$ auf Grund von Kopplung an den Zustand $ e\rangle$.
γ_P	Zerfallsrate der Wahrscheinlichkeitsamplitude des angeregten atomaren Zustands durch Purcell-verstärkten Zerfall.
Γ	Natürliche Populationszerfallsrate eines angeregten atomaren Zustands.
Γ_{Gut}	Rate eines gewünschten Prozesses.
$\Gamma_{ m_F=0\rangle \rightarrow m_F=\pm 1\rangle}$	Rate, mit der ein Atom optisch aus dem Zustand $ m_F = 0\rangle$ in die Zustände $ m_F = \pm 1\rangle$ gepumpt wird.
$\Gamma_{ m_F=\pm 1\rangle \rightarrow m_F=0\rangle}$	Rate, mit der ein Atom optisch aus den Zuständen $ m_F = \pm 1\rangle$ in den Zustand $ m_F = 0\rangle$ gepumpt wird.
Γ_{ODT}	Rate, mit der ein Atom Photonen aus einer optischen Dipolfalle streut.
δ_G	Globale Phase eines quantenmechanischen Zustands.
δ_{lk}	Kronecker-Symbol.
$\delta\omega$	Kleine Verstimmung der Kreisfrequenz.

$\Delta\nu_{\text{Biref.,M1[2]}}$ Beitrag zur Frequenzaufspaltung der Polarisationsmoden eines Fabry-Pérot-Resonators durch die Elliptizität des ersten [bzw. des zweiten] Resonator-Spiegels.

$\Delta\nu_{\text{Pol.x,M1[2]}}$ Teil der nicht-paraxialen Frequenzkorrektur für die Resonanzfrequenz einer Gaußschen Mode in einem Fabry-Pérot-Resonator bei einer vektoriellen Beschreibung der Mode mit Polarisation in x-Richtung, der durch den ersten [bzw. den zweiten] Resonator-Spiegel verursacht wird.

$\Delta\nu_{\text{Pol.y,M1[2]}}$ Analog zu $\Delta\nu_{\text{Pol.x,M1[2]}}$, diesmal jedoch für Polarisation in y-Richtung.

$\Delta\nu_{\text{BW}}$ Frequenzbandbreite des passiven Speicherprozesses mit Herold. Volle Halbwertsbreite der Herold-Effizienz als Funktion der Frequenzverstimmung des einlaufenden Feldes von der Resonanzfrequenz des Qubit-Resonators (in einer Konfiguration, bei der der Qubit-Resonator und der Herold-Resonator auf Resonanz mit den jeweiligen atomaren Übergängen sind).

$\Delta\nu_{\text{FWHM}}$ Frequenz-bezogene volle Halbwertsbreite eines Lorentz-Profil.

$\Delta\nu_{\text{H}}$ Frequenzverstimmung des Herold-Resonators zum relevanten atomaren Übergang.

$\Delta\nu_{\text{HFS}}$ Frequenzaufspaltung durch Hyperfein-Wechselwirkung.

$\Delta\nu_{\text{HFS}, 5S_{1/2}}$ Frequenzaufspaltung der Hyperfeinzustände des Energieniveaus $5S_{1/2}$.

$\Delta\nu_{\text{HFS}, 5P_{1/2}}$ Frequenzaufspaltung der Hyperfeinzustände des Energieniveaus $5P_{1/2}$.

$\Delta\nu_{\text{LW}}$ Frequenz-bezogene Linienbreite eines Resonators, entspricht der vollen Halbwertsbreite des Intensitäts-bezogenen Transmissions-Profil.

$\Delta\nu_{\text{Mech}}$ Differenz der mechanischen Oszillationsfrequenzen der Atome in der optischen Dipolfalle für die Hyperfeinzustände $|F = 1\rangle$ und $|F = 2\rangle$.

$\Delta\nu_{\text{Ph}}$ Frequenzverstimmung des einlaufenden, zu speichernden Photons von der Resonanz des Qubit-Resonators.

$\Delta\nu_{\text{Res., Target}}$ Frequenzabweichung eines optischen Resonators von seiner Zielfrequenz.

$\Delta\nu_{\text{ODT}}$ Frequenzverstimmung des Dipolfallenlasers vom relevanten atomaren Übergang.

$\Delta\nu_{\text{ODT, D1}}$ Frequenzverstimmung des Dipolfallenlasers von der **D1-Linie**.

$\Delta\nu_{\text{Wavem., rel.}}$ Relative Messgenauigkeit des Wavemeters.

$\Delta\varphi_{\text{Biref.,M1[2]}}$ Doppelbrechende Phase des ersten [bzw. des zweiten] elliptischen Spiegels eines Fabry-Pérot-Resonators.

$\Delta\omega$ Verstimmung der Kreisfrequenz des auf ein Atom-Resonator-System einlaufenden Feldes von der koinzidierenden resonanten Kreisfrequenz des relevanten atomaren Übergangs und des Resonators.

$\Delta\omega_A$ Verstimmung zwischen der Kreisfrequenz des auf ein Atom-Resonator-System einlaufenden Feldes und der Kreisfrequenz des atomaren Übergangs.

Symbolverzeichnis

- $\Delta\omega_{A, 2 \leftrightarrow 3'}$ Verstimmung der Kreisfrequenz des Übergangs zwischen $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ und $|5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ eines in einer optischen Dipolfalle gefangenen Atoms relativ zu der Kreisfrequenz des entsprechenden Übergangs bei einem freien Atom.
- $\Delta\omega_R$ Verstimmung zwischen der Kreisfrequenz des auf ein Atom-Resonator-System einlaufenden Feldes und der Resonanz-Kreisfrequenz des Resonators.
- $\Delta\omega_{R, 2 \leftrightarrow 3'}$ Verstimmung zwischen der Resonanz-Kreisfrequenz eines optischen Resonators und der Kreisfrequenz des Übergangs zwischen $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ und $|5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ eines freien Atoms.
- $\Delta\omega_{FWHM}$ Kreisfrequenz-bezogene volle Halbwertsbreite eines Lorentz-Profil.
- ΔE Energieabweichung oder Energieaufspaltung, in verschiedenen Zusammenhängen.
- ΔE_{FWHM} Volle Halbwertsbreite einer Energieverteilung.
- ΔE_δ Differenz zwischen den AC-Stark-Verschiebungen der Zustände $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$ und $|5S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle$.
- $\Delta E_{HFS, 5S_{1/2}}$ Energieaufspaltung der Hyperfeinzustände des Energieniveaus $5S_{1/2}$.
- ΔE_T Charakteristische Energie des tensoriellen Anteils der AC-Stark-Verschiebungen der $|5S_{1/2}\rangle$ -Grundzustände, d.h., der Anteil der AC-Stark-Verschiebung, der weder für alle Spinprojektions-Zustände gleich ist (*skalare* AC-Stark-Verschiebung), noch proportional zur Spinprojektions-Quantenzahl m_F ist (*vektorielle* AC-Stark-Verschiebung).
- $\Delta\mathcal{F}_s$ Statistische Unsicherheit der experimentell ermittelten Zustands-Fidelity.
- ΔL_R Abweichung der Resonatorlänge von ihrer Soll-Länge.
- Δm_F Differenz zwischen Spinprojektions-Quantenzahlen.
- Δp_q Statistische Unsicherheit bei der Bestimmung von p_q auf Basis der Messdaten, wobei p_q die Wahrscheinlichkeit ist, bei der Messung eines zu charakterisierenden Photons in der (q, \bar{q}) -Polarisationsbasis ein q -polarisiertes Photon zu detektieren.
- Δ_{Process} Straffunktion, die im Rahmen der Quantenprozess-Tomographie minimiert wird.
- Δ_{Trace} Zusatzterm zur Straffunktion zur Quantenprozess-Tomographie, zur Berücksichtigung der Spurerhaltung.
- ϵ Variable proportional zur Feldamplitude im Resonator.
- ϵ_0 Permittivität des Vakuums.
- $\boldsymbol{\epsilon}$ Normierter Polarisationsvektor ($\epsilon^* \cdot \epsilon = 1$).
- $\boldsymbol{\epsilon}_q$ Normierter Polarisationsvektor für die Polarisation q .
- $\boldsymbol{\epsilon}_{\bar{q}}$ Analog zu $\boldsymbol{\epsilon}_q$, diesmal für die Polarisation \bar{q} .
- $\boldsymbol{\epsilon}_L$ Analog zu $\boldsymbol{\epsilon}_q$, diesmal für die Polarisation L .

ϵ_R	Analog zu ϵ_q , diesmal für die Polarisation R .
ζ	Amplitude einer kohärenten Zustands.
η^{Det}	Detektionseffizienz.
η_q^{Det}	Detektionseffizienz für Photonen der Polarisation q .
$\eta_{\bar{q}}^{\text{Det}}$	Analog zu η_q^{Det} , diesmal für die Polarisation \bar{q} .
η_H^{Det}	Analog zu η_q^{Det} , diesmal für die Polarisation H .
$\eta_{\text{Her}}^{\text{Det}}$	Detektionseffizienz für ein in den Herold-Resonator emittiertes Photon.
η_V^{Det}	Analog zu η_q^{Det} , diesmal für die Polarisation V .
η_{Her}	Herold-Effizienz.
η_{MN}^{Mode}	Kopplungseffizienz zwischen den Moden M und N .
$\eta_{\cancel{\cancel{x}}}^{\text{Mode}}$	Kopplungseffizienz zweier Gaußscher Strahlen, die entlang der gleichen Achse propagieren.
$\eta_{\cancel{\cancel{x}},x}^{\text{Mode}}$	Anteil der Kopplungseffizienz $\eta_{\cancel{\cancel{x}}}^{\text{Mode}}$, der sich aus der Integration in x-Richtung ergibt.
$\eta_{\cancel{\cancel{x}},y}^{\text{Mode}}$	Analog zu $\eta_{\cancel{\cancel{x}},x}^{\text{Mode}}$, diesmal für die Integration in y-Richtung.
$\eta_{\angle}^{\text{Mode}}$	Kopplungseffizienz zweier Gaußscher Strahlen, deren Propagationsachsen sich unter einem Winkel kreuzen.
$\eta_{\cancel{\cancel{x}}}^{\text{Mode}}$	Kopplungseffizienz zweier Gaußscher Strahlen, deren Propagationsachsen parallel aber zueinander versetzt sind.
η_{Out}	Auskoppeleffizienz aus einem optischen Resonator, d.h. das Verhältnis zwischen der Transmission des Ein- und Auskoppelspiegels und den Gesamtverlusten des Resonators.
$\eta_{\text{Stor,max}}$	Für gegebene Resonatorparameter maximal mögliche Speichereffizienz.
θ	Winkel.
θ_{\odot}	Polarwinkel auf der Bloch- oder Poincaré-Kugel.
θ_{\angle}	Winkel zwischen den sich kreuzenden Propagationsachsen zweier Gaußscher Moden.
$\theta_{\angle}^{\text{krit}}$	Kritischer Winkel zwischen den Propagationsachsen zweier Gaußscher Moden, bei dem die Kopplungseffizienz zwischen den Moden auf $1/e^2$ des Wertes abgefallen ist, der bei deckungsgleichen Propagationsachsen erreicht würde.
θ_M	Mischungswinkel gekoppelter Zustände.
κ	Feldzerfallsrate eines optischen Resonators.

Symbolverzeichnis

κ_H	Feldzerfallsrate des Herold-Resonators.
$\kappa_{H,IO}$	Feldzerfallsrate des Herold-Resonators auf Grund der Transmission durch den Ein- und Auskoppelspiegel.
κ_{IO}	Feldzerfallsrate eines Fabry-Pérot-Resonators auf Grund von Transmission durch den Ein- und Auskoppelspiegel.
κ_{M1}	Feldzerfallsrate eines Fabry-Pérot-Resonators auf Grund von Transmission durch den Spiegel auf Seiten des einlaufenden Feldes.
κ_{M2}	Feldzerfallsrate eines Fabry-Pérot-Resonators auf Grund von Transmission durch den Spiegel auf Seiten des transmittierten Feldes.
κ_{Other}	Feldzerfallsrate eines Fabry-Pérot-Resonators auf Grund aller Verluste, die nicht die Transmission des Ein- und Auskoppelspiegels betreffen.
κ_Q	Feldzerfallsrate des Qubit-Resonators.
$\kappa_{Q,Atom}$	Feldzerfallsrate des Qubit-Resonators auf Grund der Kopplung des Resonatorfeldes an ein Atom.
$\kappa_{Q,IO}$	Feldzerfallsrate des Qubit-Resonators auf Grund der Transmission durch den Ein- und Auskoppelspiegel.
$\kappa_{Q,HR}$	Feldzerfallsrate des Qubit-Resonators auf Grund der Transmission durch den rückseitigen Spiegel mit hoher Reflektivität.
$\kappa_{Q,Other}$	Feldzerfallsrate des Qubit-Resonators auf Grund von Verlusten, die inhärent dem Resonator zuzuschreiben sind und nicht die Transmission durch den Ein- und Auskoppelspiegel betreffen.
λ	Wellenlänge.
λ_η	Parameter zur Beschreibung des Verhältnisses der Detektionseffizienzen für Photonen mit Polarisation \bar{q} und Photonen mit Polarisation q .
λ_Q	Gewichtungsparameter zur Berücksichtigung der Spurerhaltung bei der Quantenprozess-Tomographie.
Λ	Konfiguration eines Raman-Schemas.
μ	Mittelwert einer Verteilung.
μ_B	Bohrsches Magneton.
μ_{MN}	Komplexwertiger Modenüberlapp zwischen den Moden M und N .
$\mu_{MN,x}$	Anteil des komplexwertigen Modenüberlapps μ_{MN} , der sich aus der Integration in x-Richtung ergibt.
$\mu_{MN,y}$	Analog zu $\mu_{MN,x}$, diesmal für die Integration in y-Richtung.

μ_{FC}	Modenüberlapp zwischen der Mode in der Faser vor dem Einkoppelspiegel und der Mode des Resonators.
μ_r	Magnetische Permeabilität.
μ_{RC}	Modenüberlapp zwischen der Mode, in die die Mode der Faser vor dem Einkoppelspiegel durch Reflexion am Resonatorspiegel überführt wird, und der Mode des Resonators.
μ_{RF}	Modenüberlapp zwischen der Mode, in die die Mode der Faser vor dem Einkoppelspiegel durch Reflexion am Resonatorspiegel überführt wird, und der geführten Fasermode.
ν	Frequenz.
ν_{FSR}	Freier Spektralbereich eines optischen Resonators.
ν_{Lamor}	Lamor-Frequenz.
ν_{min}	Kleinste Frequenz.
ν_{max}	Größte Frequenz.
ν_{Mech}	Mechanische Fallfrequenz von Atomen in einer optischen Dipolfalle.
$\nu_{\text{Mech}, F=1\rangle}$	Fallfrequenz von Atomen in einer optischen Dipolfalle, wenn sich die Atome im Hyperfeinzustand $ F = 1\rangle$ befinden.
$\nu_{\text{Mech}, F=2\rangle}$	Analog zu $\nu_{\text{Mech}, F=1\rangle}$, diesmal für den Fall, dass sich die Atome im Hyperfeinzustand $ F = 2\rangle$ befinden.
ξ	Gouy-Phase einer Gaußschen Mode.
ξ_x	Gouy-Phase einer Gaußschen Mode für die Krümmung der Mode entlang der x-Koordinate.
π	Kreiszahl.
π	Lineare Polarisation entlang der Quantisierungsachse.
ρ	Dichtematrix.
ρ_{In}	Dichtematrix zur Beschreibung des Eingangszustands bei der Charakterisierung des Quantenspeichers.
ρ_{Out}	Dichtematrix zur Beschreibung des ausgelesenen Zustands bei der Charakterisierung des Quantenspeichers.
σ	Standard-Abweichung.
σ	Vektor der Pauli-Matrizen, $\sigma = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)^T$.
σ_0	Zwei-dimensionale Einheitsmatrix ($\mathbb{1}_2$).
σ_N	Pauli-Matrizen, $N \in \{1, 2, 3\}$.

Symbolverzeichnis

σ^+	Zirkularer Polarisationszustand mit positiver Spinprojektion.
σ^-	Zirkularer Polarisationszustand mit negativer Spinprojektion.
$\sigma^{+,-}$	Kurznotation für Aussagen, die σ^+ und σ^- betreffen.
τ	Zeitversatz.
ϕ_{\circlearrowleft}	Azimuthalwinkel auf der Bloch- oder Poincaré-Kugel.
φ	Phase überlagerter Spinzustände.
χ	Quantenprozess-Matrix.
χ_{nm}	Element der Quantenprozess-Matrix χ .
$\tilde{\chi}_{nm}$	Element einer Quantenprozess-Matrix basierend auf zufallsgenerierten Zahlen \tilde{N}_{ij} zur Bestimmung der Konfidenzintervalle bei der Quantenprozess-Tomographie.
ω	Kreisfrequenz, in verschiedenen Zusammenhängen.
ω_A	Resonante Kreisfrequenz eines atomaren Übergangs.
ω_R	Resonante Kreisfrequenz eines optischen Resonators.
Ω	Rabi-Frequenz.
Ω_n	n -Photonen Rabi-Frequenz.

Lateinische Anfangssymbole

\mathcal{A}	Parameter zur Charakterisierung der Amplitude des elektrischen Feldes einer elektro-magnetischen Welle.
$\mathcal{A}_{ 1\rangle}$	Parameter zur Charakterisierung der Amplitude des elektrischen Feldes einer Resonatormode, wenn der Resonator ein einzelnes Photon enthält.
A	Anti-diagonaler Polarisationszustand.
B	Magnetfeld.
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.
c_1	Wahrscheinlichkeitsamplitude des Zustands $ 1\rangle$.
c_2	Wahrscheinlichkeitsamplitude des Zustands $ 2\rangle$.
\mathbb{C}	Menge der komplexen Zahlen.
C	Kooperativität.
\tilde{C}	Modifizierte Kooperativität, bei der die modifizierte Zerfallsrate des Atoms auf Grund des Purcell-Effekts berücksichtigt ist.
C_C	Komplexe Kooperativität.

d	Elektrisches Dipolelement eines atomaren Übergangs.
d_{\rightarrow}	Abstand der parallelen Propagationsachsen zweier Gaußscher Moden.
$d_{\rightarrow}^{\text{krit}}$	Kritischer Abstand der parallelen Propagationsachsen zweier Gaußscher Moden, bei dem die Kopplungseffizienz auf $1/e^2$ des Werts abgefallen ist, der bei deckungsgleichen Propagationsachsen erzielt würde.
D	Diagonaler Polarisationszustand.
\mathbf{D}_i	Diagonalmatrix zur Beschreibung der Doppelbrechung in einer optischen Glasfaser auf einem infinitesimalen Teilstück i , $i \in \mathbb{N}$.
e	Elementarladung.
e	Eulersche Zahl.
\mathcal{E}	Amplitude des elektrischen Feldes einer elektro-magnetischen Welle.
\mathcal{E}	Elektrisches Feld einer elektro-magnetischen Welle.
\mathcal{E}_{In}	Amplitude des elektrischen Feldes einer auf einen Resonator einlaufenden elektro-magnetischen Welle.
\mathcal{E}_L	Elektrische Feldkomponente mit linkszirkularer Polarisation.
\mathcal{E}_q	Komponente des elektrischen Feldes einer elektro-magnetischen Welle mit Polarisation q .
$\mathcal{E}_{\bar{q}}$	Analog zu \mathcal{E}_q , diesmal für die Polarisation \bar{q} .
\mathcal{E}_R	Elektrische Feldkomponente mit rechtszirkularer Polarisation.
$\mathcal{E}_{\text{Refl}}$	Amplitude des elektrischen Feldes einer an einem optischen Resonator reflektierten elektro-magnetischen Welle.
\mathcal{E}_{SW}	Elektrisches Feld der Stehwellen-Mode eines Fabry-Pérot-Resonators.
$\mathcal{E}_{\text{Trans}}$	Amplitude des elektrischen Feldes einer durch einen optischen Resonator transmittierten elektro-magnetischen Welle.
E_n	Energie eines Fock-Zustands mit n Photonen, $n \in \mathbb{N}$.
$E_{n,+}$	Energie des Zustand mit erhöhter Energie des Zustands-Dubletts mit n Anregungen im Jaynes-Cummings-Modell.
$E_{n,-}$	Energie des Zustand mit abgesenkter Energie des Zustands-Dubletts mit n Anregungen im Jaynes-Cummings-Modell.
\mathcal{F}	Finesse.
$\mathcal{F}_{ A\rangle}$	Zustandsfidelity bei der Charakterisierung des Quantenspeichers mit A-polarisierten Eingangspulsen.

Symbolverzeichnis

$\mathcal{F}_{ D\rangle}$	Analog zu $\mathcal{F}_{ A\rangle}$, diesmal für die Charakterisierung des Quantenspeichers mit D-polarisierten Photonen.
$\mathcal{F}_{ H\rangle}$	Analog zu $\mathcal{F}_{ A\rangle}$, diesmal für die Charakterisierung des Quantenspeichers mit H-polarisierten Photonen.
$\mathcal{F}_{ L\rangle}$	Analog zu $\mathcal{F}_{ A\rangle}$, diesmal für die Charakterisierung des Quantenspeichers mit L-polarisierten Photonen.
$\mathcal{F}_{ R\rangle}$	Analog zu $\mathcal{F}_{ A\rangle}$, diesmal für die Charakterisierung des Quantenspeichers mit R-polarisierten Photonen.
$\mathcal{F}_{ V\rangle}$	Analog zu $\mathcal{F}_{ A\rangle}$, diesmal für die Charakterisierung des Quantenspeichers mit V-polarisierten Photonen.
$\mathcal{F}^{\text{klass}}$	Klassischer Grenzwert der Fidelity eines Quantenspeichers bei dessen Charakterisierung mit einzelnen Photonen.
$\mathcal{F}_n^{\text{klass}}$	Klassischer Grenzwert der Fidelity eines Quantenspeichers bei einer Charakterisierung des Speichers mit n Photonen im Eingangspuls, $n \in \mathbb{N}$.
$\mathcal{F}_{\bar{n}}^{\text{klass}}$	Klassischer Grenzwert der Fidelity eines Quantenspeichers bei einer Charakterisierung des Speichers mit kohärenten Pulsen mit im Mittel \bar{n} Photonen, $\bar{n} \in \mathbb{R}^{\geq 0}$.
$\mathcal{F}_{\text{Eckig}}$	Zustands-Fidelity bei der Charakterisierung des Quantenspeichers mit Pulsen mit quasi-rechteckigem Zeitverlauf.
$\mathcal{F}_{\text{f. B.}}$	Fidelity des re-emittierten Photons bezüglich der Polarisation des Eingangsphotons nach Wahl der falschen Detektionsbasis beim Versuch der Imitation eines Quantenspeichers mit klassischen Mitteln.
$\mathcal{F}_{\text{Glatt}}$	Zustands-Fidelity bei der Charakterisierung des Quantenspeichers mit Pulsen mit glattem zeitlichem Verlauf.
\mathcal{F}_{p}	Prozess-Fidelity.
$\mathcal{F}_{\text{r. B.}}$	Analog zu $\mathcal{F}_{\text{f. B.}}$, diesmal für den Fall der Wahl der richtigen Basis bei der Detektion des Eingangsphotons.
\mathcal{F}_{s}	Zustands-Fidelity.
$\overline{\mathcal{F}}_{\text{s}}$	Mittlere Zustands-Fidelity.
F	Hyperfein-Quantenzahl des Zustands $5S_{1/2}$.
F'	Hyperfein-Quantenzahl der Zustände $5P_{1/2}$ und $5P_{3/2}$.
F_B	Brennweite.
g	Atom-Photon-Kopplungsstärke, halbe Einzelphotonen-Rabi-Frequenz bzw. halbe Vakuum-Rabi-Frequenz.
$g^{(2)}$	Intensitäts-Korrelationsfunktion.

$g_N^{(2)}$	Intensitäts-Korrelationsfunktion für N Atome.
g_F	Gyromagnetischer Faktor des Hyperfein-Niveaus F .
g_H	Atom-Photon-Kopplungsstärke des Herold-Resonators auf dem relevanten atomaren Übergang.
g_Q	Atom-Photon-Kopplungsstärke des Qubit-Resonators auf dem relevanten atomaren Übergang.
h	Plancksches Wirkungsquantum.
\hbar	Reduziertes Plancksches Wirkungsquantum, Diracsche Konstante.
\underline{h}	Einhüllende der räumlichen Modenfunktion einer elektro-magnetischen Mode.
h_{nm}	Hermite-Gauß-Mode mit Hermite-Polynomen der Gerade n und m für die Modulation entlang der Koordinaten x und y.
\underline{h}_x	Teil der Modenfunktion einer Gaußschen transversalen Grundmode für die Modulation entlang der Koordinate x.
\underline{h}_y	Analog zu \underline{h}_x , diesmal für die Modulation entlang der Koordinate y.
H	Horizontaler Polarisationszustand.
i	Imaginäre Einheit, $i = \sqrt{-1}$.
I	Intensität.
I_L	Intensität mit linkszirkularer Polarisation.
I_{ODT}	Intensität einer optischen Dipolfalle.
I_q	Intensität mit Polarisation q .
$I_{\bar{q}}$	Intensität mit Polarisation \bar{q} .
I_R	Intensität mit rechtszirkularer Polarisation.
J	Quantenzahl für den gesamten Spin der Elektronenhülle (Kopplung von Bahndrehimpuls und Elektronenspin).
k	Wellenzahl einer elektro-magnetischen Welle.
\mathbf{k}	Wellenvektor einer elektro-magnetischen Welle.
k_0	Wellenzahl einer elektro-magnetischen Welle im Vakuum.
\mathcal{L}_R	Energie- bzw. Intensitäts-bezogene relative Gesamtverluste eines optischen Resonators pro Umlauf.
L	Linkszirkularer Polarisationszustand.
L_R	Länge eines Fabry-Pérot-Resonators.

Symbolverzeichnis

m_F	Quantenzahl für die Projektion des Hyperfein-Spins auf die Quantisierungsachse.
M	Eine räumliche Mode, charakterisiert durch eine Modenfunktion u_M .
\bar{n}	Mittlere Photonenanzahl eines kohärenten Pulses.
n_F	Effektiver Brechungsindex einer optischen Glasfaser.
$\mathcal{N}(\mu, \sigma^2)$	Normalverteilung mit Mittelwert μ und Varianz σ^2 .
N	Menge der natürlichen Zahlen.
N	Eine räumliche Mode, charakterisiert durch eine Modenfunktion u_N .
N_{ij}	Anzahl der Photonen-Detektionsereignisse mit Polarisation j bei einer zuvor in den Speicher geschriebenen Polarisation i .
$N_{i\bar{j}}$	Anzahl der Photonen-Detektionsereignisse mit der zu j orthogonalen Polarisatior bei einer zuvor in den Speicher geschriebenen Polarisation i .
\tilde{N}_{ij}	Zufallsgenerierte, normal-verteilte Zahlen entsprechend der gemessenen Zählereignisse N_{ij} zur Bestimmung der Konfidenzintervalle bei der Quantenprozess-Tomographie.
N_q	Anzahl der Photonen-Detektionsereignisse mit Polarisation q .
$N_{\bar{q}}$	Anzahl der Photonen-Detektionsereignisse mit Polarisation \bar{q} .
N_{RA}	Anzahl detekтирter A -polarisierter Photonen während der Tomographie der aus dem Speicher ausgelesenen Photonen bei R -polarisierten Eingangspulsen.
N_{RD}	Analog zu N_{RA} , diesmal für die Anzahl detekтирter D -polarisierter Photonen.
N_{RH}	Analog zu N_{RA} , diesmal für die Anzahl detekтирter H -polarisierter Photonen.
N_{RL}	Analog zu N_{RA} , diesmal für die Anzahl detekтирter L -polarisierter Photonen.
N_{RR}	Analog zu N_{RA} , diesmal für die Anzahl detekтирter R -polarisierter Photonen.
N_{RV}	Analog zu N_{RA} , diesmal für die Anzahl detekтирter V -polarisierter Photonen.
p	Polarisation parallel zur Einfallsebene bei der Reflexion eines Lichtstrahls an einem Spiegel.
p_A	Für einen gegebenen Quantenprozess ermittelte Wahrscheinlichkeit, bei der Charakterisierung des Quantenspeichers für die Eingangspolarisation A die gemessenen Zählereignisse zu erhalten.
p_D	Analog zu p_A , diesmal für die Charakterisierung des Quantenspeichers mit Eingangspolarisation D .
$p_{\text{Det. Ausl.}, \bar{n}}$	Wahrscheinlichkeit dafür, beim Ausleseprozess des Quantenspeichers ein Photon zu detektieren, wenn der Speicher zuvor mit einem kohärenten Puls mit mittlerer Photonenanzahl \bar{n} beschrieben wurde.

$p_{\text{Det. Ausl.}, \bar{n} | \text{Det. Her.}}$ Wahrscheinlichkeit dafür, beim Ausleseprozess des Quantenspeichers ein Photon zu detektieren, wenn der Speicher zuvor mit einem kohärenten Puls mit mittlerer Photonenanzahl \bar{n} beschrieben wurde und während des Schreibver- suchs ein Herold-Photon detektiert wurde.

$p_{ e\rangle}$	Population des angeregten Zustands $ e\rangle$.
$p_{\sim F=2\rangle}$	Wahrscheinlichkeit, dass ein Streuprozess mit dem Transfer des Atoms in den Zustand $ F = 2\rangle$ einher geht.
$p_{\text{f. B.}}$	Wahrscheinlichkeit für die Wahl der falschen Polarisationsbasis bei der Imitation eines Quantenspeichers mit klassischen Mitteln.
p_H	Analog zu p_A , diesmal für die Charakterisierung des Quantenspeichers mit Eingangspolarisation H .
p_{Her}	Einzelphotonen Herold-Effizienz.
$p_{\text{Her}, \bar{n}}$	Herold-Effizienz für einen kohärenten Schreibpuls mit im Mittel \bar{n} Photonen.
$p_{\text{Her}, \bar{n} \gg 1}$	Herold-Effizienz für einen kohärenten Schreibpuls mit im Mittel $\bar{n} \gg 1$ Photonen.
p_{ij}	Wahrscheinlichkeit dafür, beim Auslesen des Speichers ein j -polarisiertes Photon zu detektieren, wenn zuvor ein i -polarisiertes Photon in den Speicher geschrieben wurde.
p_L	Analog zu p_A , diesmal für die Charakterisierung des Quantenspeichers mit Eingangspolarisation L .
$p_{ m_F=0\rangle}$	Wahrscheinlichkeit dafür, dass sich das Atom im Zustand $ m_F = 0\rangle$ befindet.
$p_{ m_F=\pm 1\rangle}$	Wahrscheinlichkeit dafür, dass sich das Atom in den Zuständen $ m_F = \pm 1\rangle$ befindet.
$p_{\bar{n}}(n)$	Wahrscheinlichkeit, in einem kohärenten Puls n Photonen zu finden, wenn der Puls im Mittel \bar{n} Photonen enthält.
p_q	Anteil der Photonenzählereignisse mit Polarisation q . Entspricht dem wahrscheinlichsten Wert für die Wahrscheinlichkeit, bei der Messung des charakterisierten Polarisationszustands in der (q, \bar{q}) -Polarisationsbasis ein q -polarisiertes Photon zu detektieren
$p_Q, \{N_{ij}\}$	Wahrscheinlichkeit dafür, dass der Quantenprozess Q zur Menge der detektierten Photonenzahlen $\{N_{ij}\}$ führt ($i, j \in \{A, D, H, L, R, V\}$).
$p_{\text{r. B.}}$	Wahrscheinlichkeit für die Wahl der richtigen Zustandsbasis bei der Imitation eines Quantenspeichers mit klassischen Mitteln.
p_R	Analog zu p_A , diesmal für die Charakterisierung des Quantenspeichers mit Eingangspolarisation R .

Symbolverzeichnis

p_{RA}	Wahrscheinlichkeit dafür, beim Auslesen des Speichers ein A -polarisiertes Photon zu detektieren, wenn zuvor ein R -polarisiertes Photon in den Speicher geschrieben wurde.
p_{RD}	Analog zu p_{RA} , diesmal die Wahrscheinlichkeit, ein D -polarisiertes Photon zu detektieren.
p_{RH}	Analog zu p_{RA} , diesmal die Wahrscheinlichkeit, ein H -polarisiertes Photon zu detektieren.
p_{RL}	Analog zu p_{RA} , diesmal die Wahrscheinlichkeit, ein L -polarisiertes Photon zu detektieren.
p_{RR}	Analog zu p_{RA} , diesmal die Wahrscheinlichkeit, ein R -polarisiertes Photon zu detektieren.
p_{RV}	Analog zu p_{RA} , diesmal die Wahrscheinlichkeit, ein V -polarisiertes Photon zu detektieren.
\tilde{p}_{RV}	Wahrscheinlichkeit dafür, beim Auslesen des Speichers ein V -polarisiertes Photon zu detektieren, wenn zuvor ein R -polarisiertes Photon in den Speicher geschrieben wurde, vorausgesetzt, die Detektoreffizienz ist 100 %.
p_{Stor}	Einzelphoton-Speichereffizienz.
$p_{Trans, \bar{n}}$	Wahrscheinlichkeit dafür, dass das Atom durch einen Schreibpuls mit im Mittel \bar{n} Photonen in den Zielzustand transferiert wird.
$p_{Trans, \bar{n} \gg 1}$	Wahrscheinlichkeit dafür, dass das Atom durch einen Schreibpuls mit im Mittel $\bar{n} \gg 1$ Photonen in den Zielzustand transferiert wird.
p_V	Analog zu p_A , diesmal für die Charakterisierung des Quantenspeichers mit Eingangspolarisation V .
\mathcal{P}_A	Wahrscheinlichkeit, dass ein auf den Qubit-Resonator einlaufendes Photon am gefangenen Atom gestreut wird.
\mathcal{P}_C	Wahrscheinlichkeit, dass ein auf den Qubit-Resonator einlaufendes Photon durch Streuung oder Absorption an den Spiegeln im Qubit-Resonator verloren geht.
\mathcal{P}_R	Wahrscheinlichkeit, dass ein auf den Qubit-Resonator einlaufendes Photon am Qubit-Resonator reflektiert wird.
P	Allgemeiner Polarisationszustand einer elektromagnetischen Welle.
P_{KC}	Detektierte Leistung am Ausgang des kurzen Resonators.
P_{LC}	Detektierte Leistung am Ausgang des langen Resonators.
$P_n(k)$	Poisson-Verteilung mit Mittelwert \bar{n} ; $\bar{n} \in \mathbb{R}^{\geq 0}$, $k \in \mathbb{N}$.
q	Variable Polarisation, orthogonal zur Polarisation \bar{q} .
\bar{q}	Variable Polarisation, orthogonal zur Polarisation q.

\mathcal{Q}	Quantenprozess für den Speichervorgang.
\mathbf{r}	Ortsvektor.
\mathbf{r}_\odot	Bloch- oder Poincaré-Vektor.
$r_{\odot, \text{AD}}$	AD-Koordinate eines Poincaré-Vektors, Projektion des Poincaré-Vektors auf die AD- bzw. y-Achse.
$r_{\odot, \text{HV}}$	HV-Koordinate eines Poincaré-Vektors, Projektion des Poincaré-Vektors auf die HV- bzw. x-Achse.
$r_{\odot, \text{RL}}$	RL-Koordinate eines Poincaré-Vektors, Projektion des Poincaré-Vektors auf die RL- bzw. z-Achse.
r_{M1}	Feldbezogener Reflexionskoeffizient des Spiegels eines Fabry-Pérot-Resonators auf Seiten des einlaufenden Feldes.
r_{M2}	Feldbezogener Reflexionskoeffizient des Spiegels eines Fabry-Pérot-Resonators auf Seiten des transmittierten Feldes.
r_R	Feldbezogener Reflexionskoeffizient eines optischen Resonators.
\mathbb{R}	Menge der reellen Zahlen.
$\mathbb{R}^{\geq 0}$	Menge der nicht-negativen reellen Zahlen.
R	Rechtszirkularer Polarisationszustand.
\mathbf{R}	Operator zur Drehung eines Polarisationszustands.
$\mathbf{R}_{(A,D) \rightarrow (x,y)}$	Operator zur Drehung der Polarisationsbasis (A,D) auf die Polarisationsbasis (x,y).
$\mathbf{R}_{(H,V) \rightarrow (x,y)}$	Operator zur Drehung der Polarisationsbasis (H,V) auf die Polarisationsbasis (x,y).
$\mathbf{R}_{(R,L) \rightarrow (x,y)}$	Operator zur Drehung der Polarisationsbasis (A,D) auf die Polarisationsbasis (x,y).
R_F	Krümmungsradius der Wellenfronten der Fasermode.
$R_{\text{Groß}}$	Krümmungsradius eines elliptischen Resonatorspiegels entlang der großen Hauptachse
\mathbf{R}_i	Rotationsmatrix zur Drehung des Koordinatensystems auf die Polarisations-Eigenachsen linearer Doppelbrechung auf einem infinitesimalen Teilstück i einer optischen Galfaser, $i \in \mathbb{N}$.
R_{Klein}	Krümmungsradius eines elliptischen Resonatorspiegels entlang der kleinen Hauptachse.
$R_{M1,x}$	Krümmungsradius des ersten Spiegels eines Fabry-Pérot-Resonators in x-Richtung.

Symbolverzeichnis

$R_{M1,y}$	Analog zu $R_{M1,x}$, diesmal für die Krümmung in y-Richtung.
$R_{M2,x}$	Krümmungsradius des zweiten Spiegels eines Fabry-Pérot-Resonators in x-Richtung.
$R_{M2,y}$	Analog zu $R_{M2,x}$, diesmal für die Krümmung in y-Richtung.
$R_{M1[2],x}$	Krümmungsradius des ersten [bzw. des zweiten] Spiegels eines Fabry-Pérot-Resonators in x-Richtung.
$R_{M1[2],y}$	Analog zu $R_{M1[2],x}$, diesmal für die Krümmung in y-Richtung.
R_x	Krümmungsradius der Wellenfronten der In-x-Richtung-Einhüllenden einer Gaußschen Mode auf der Propagationsachse.
R_y	Analog zu R_x , diesmal für die In-y-Richtung-Einhüllende.
s	Polarisation senkrecht zur Einfallsebene bei der Reflexion eines Lichtstrahls an einem Spiegel.
S_Δ	Zahlenmenge zur Bestimmung der mittleren Speicher- und Herold-Effizienz bei einer Frequenzverstimmung Δ zwischen der Resonanzfrequenz des Herold-Resonators und dem relevanten atomaren Übergang.
t	Zeitkoordinate.
t_{M1}	Feld-bezogener Transmissionskoeffizient des Spiegels eines Fabry-Pérot-Resonators auf Seiten des einlaufenden Feldes.
t_{M2}	Feld-bezogener Transmissionskoeffizient des Spiegels eines Fabry-Pérot-Resonators auf Seiten des transmittierten Feldes.
t_R	Feld-bezogener Transmissionskoeffizient durch einen optischen Resonator.
T_{IO}	Energie- bzw. intensitätsbezogene Transmission des Ein- und Auskoppelspiegels eines einseitigen Fabry-Pérot-Resonators.
u	Räumliche Modenfunktion.
u_M	Räumliche Modenfunktion einer Mode M .
$u_{M,x}$	Teil der Modenfunktion u_M zur Beschreibung der Modulation in x-Richtung.
$u_{M,y}$	Teil der Modenfunktion u_M zur Beschreibung der Modulation in y-Richtung.
u_N	Analog zu u_M , diesmal für eine Mode N .
$u_{N,x}$	Analog zu $u_{M,x}$, diesmal für die Modenfunktion u_N .
$u_{N,y}$	Analog zu $u_{M,y}$, diesmal für die Modenfunktion u_N .
U_{ODT}	Tiefe einer optischen Dipolfalle, d.h., die Energie, die aufgebracht werden muss, um ein Atom aus der Falle zu entfernen.

$U_{\text{ODT}, \text{D1}}$	AC-Stark-Verschiebung der Energie der atomaren Grundzustände durch Kopplung des Dipolfallenlasers an die Zustände der D1-Linie .
V	Vertikaler Polarisationszustand.
V_M	Modenvolumen.
w_0	Radius der Taille einer Gaußschen Mode.
$w_{0,x}$	Radius der Taille der In-x-Richtung-Einhüllenden einer Gaußschen Mode.
$w_{0,y}$	Analog zu $w_{0,x}$, diesmal für die In-y-Richtung-Einhüllende.
w_{EM}	Energiedichte des elektro-magnetischen Feldes.
$w_{\text{EM}, 1\rangle}$	Energiedichte des elektro-magnetischen Feldes in einem optischen Resonator, in dem sich ein Photon befindet.
$w_{\text{EM}, \text{max}}$	Maximale Energiedichte des elektro-magnetischen Feldes in einem optischen Resonator, Maximum über den Ort.
w_F	Modenfeldradius einer optischen Glasfaser.
$w_{M,x}$	Modenfeldradius einer Gaußschen Mode in x-Richtung am Resonatorspiegel.
w_x	Modenfeldradius der In-x-Richtung-Einhüllenden einer Gaußschen Mode.
w_y	Analog zu w_x , diesmal für die In-y-Richtung-Einhüllende.
x	Räumliche Koordinate bzw. Richtung.
X	Zufallszahl.
y	Räumliche Koordinate bzw. Richtung, orthogonal zu x .
z	Räumliche Koordinate bzw. Richtung, orthogonal zu x und y .
z_{\asymp}	Abstand der Position der Modentailen zweier Gaußscher Strahlen.
$z_{\asymp, x}$	Abstand der Position der Modentailen der In-x-Richtung-Einhüllenden zweier Gaußscher Moden.
$z_{M1,x}$	Abstand der Taille der In-x-Richtung-Einhüllenden einer Resonatormode vom Einkoppelspiegel.
$z_{M1,y}$	Analog zu $z_{M1,x}$, diesmal für die In-y-Richtung-Einhüllende.
z_R	Rayleigh-Länge einer Gaußschen Mode.
$z_{R,x}$	Rayleigh-Länge eines Gaußschen Strahls für die Einhüllende in x-Richtung.

Literatur

- [1] M. PLANCK. Ueber eine Verbesserung der Wien'schen Spectralgleichung. *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* **2**, 202 (1900).
- [2] M. PLANCK. Ueber das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum. *Annalen der Physik* **309**, 553 (1901).
- [3] A. EINSTEIN. Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. *Annalen der Physik* **322**, 132 (1905).
- [4] A. EINSTEIN. Zur Theorie der Lichterzeugung und Lichtabsorption. *Annalen der Physik* **325**, 199 (1906).
- [5] S. HAROCHE. Nobel Lecture: Controlling photons in a box and exploring the quantum to classical boundary. *Reviews of Modern Physics* **85**, 1083 (2013).
- [6] H. WALTHER, B. T. H. VARCOE, B.-G. ENGLERT und T. BECKER. Cavity quantum electrodynamics. *Reports on Progress in Physics* **69**, 1325 (2006).
- [7] A. REISERER und G. REMPE. Cavity-based quantum networks with single atoms and optical photons. *Reviews of Modern Physics* **87**, 1379 (2015).
- [8] E. JANITZ, M. K. BHASKAR und L. CHILDRESS. Cavity quantum electrodynamics with color centers in diamond. *Optica* **7**, 1232 (2020).
- [9] P. LODAHL, S. MAHMOODIAN und S. STOBBE. Interfacing single photons and single quantum dots with photonic nanostructures. *Reviews of Modern Physics* **87**, 347 (2015).
- [10] A. BLAIS, S. M. GIRVIN und W. D. OLIVER. Quantum information processing and quantum optics with circuit quantum electrodynamics. *Nature Physics* **16**, 247 (2020).
- [11] S. M. SPILLANE, T. J. KIPPENBERG, K. J. VAHALA, K. W. GOH, E. WILCUT und H. J. KIMBLE. Ultrahigh-Q toroidal microresonators for cavity quantum electrodynamics. *Physical Review A* **71**, 013817 (2005).
- [12] J. VUČKOVIĆ, M. LONČAR, H. MABUCHI und A. SCHERER. Design of photonic crystal microcavities for cavity QED. *Physical Review E* **65**, 016608 (2001).
- [13] 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 (2004).
- [14] J. VOLZ, R. GEHR, G. DUBOIS, J. ESTÈVE und J. REICHEL. Measurement of the internal state of a single atom without energy exchange. *Nature* **475**, 210 (2011).

Literatur

- [15] B. BRANDSTÄTTER, A. MCCLUNG, K. SCHÜPPERT, B. CASABONE, K. FRIEBE, A. STUTE, P. O. SCHMIDT, C. DEUTSCH, J. REICHEL, R. BLATT und T. E. NORTHUP. *Integrated fiber-mirror ion trap for strong ion-cavity coupling*. *Review of Scientific Instruments* **84**, 123104 (2013).
- [16] M. STEINER, H. M. MEYER, C. DEUTSCH, J. REICHEL und M. KÖHL. *Single Ion Coupled to an Optical Fiber Cavity*. *Physical Review Letters* **110**, 043003 (2013).
- [17] J. GALLEGOS, W. ALT, T. MACHA, M. MARTINEZ-DORANTES, D. PANDEY und D. MESCHEDE. *Strong Purcell Effect on a Neutral Atom Trapped in an Open Fiber Cavity*. *Physical Review Letters* **121**, 173603 (2018).
- [18] D. HUNGER, C. DEUTSCH, R. J. BARBOUR, R. J. WARBURTON und J. REICHEL. *Laser micro-fabrication of concave, low-roughness features in silica*. *AIP Advances* **2**, 012119 (2012).
- [19] J. LÉONARD, A. MORALES, P. ZUPANCIC, T. ESSLINGER und T. DONNER. *Supersolid formation in a quantum gas breaking a continuous translational symmetry*. *Nature* **543**, 87 (2017).
- [20] C. HAMSEN, K. N. TOLAZZI, T. WILK und G. REMPE. *Strong coupling between photons of two light fields mediated by one atom*. *Nature Physics* **14**, 885 (2018).
- [21] M. UPHOFF. *Optical microcavities for quantum communication with single atoms*. Dissertation. Technische Universität München, 2016.
- [22] C. H. BENNET und G. BRASSARD. *Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing*. *Proceedings of the IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing*, 175 (1984).
- [23] A. K. EKERT. *Quantum cryptography based on Bell's theorem*. *Physical Review Letters* **67**, 661 (1991).
- [24] P. SHOR. *Algorithms for quantum computation: discrete logarithms and factoring*. *Proceedings 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science*, 124 (1994).
- [25] L. K. GROVER. *Quantum Mechanics Helps in Searching for a Needle in a Haystack*. *Physical Review Letters* **79**, 325 (1997).
- [26] M. BREKENFELD, D. NIEMIETZ, J. D. CHRISTENSEN und G. REMPE. *A quantum network node with crossed optical fibre cavities*. *Nature Physics* **16**, 647 (2020).
- [27] R. J. THOMPSON, G. REMPE und H. J. KIMBLE. *Observation of normal-mode splitting for an atom in an optical cavity*. *Physical Review Letters* **68**, 1132 (1992).
- [28] J. M. RAIMOND, M. BRUNE und S. HAROCHE. *Manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity*. *Reviews of Modern Physics* **73**, 565 (2001).
- [29] D. HUNGER, T. STEINMETZ, Y. COLOMBE, C. DEUTSCH, T. W. HÄNSCH und J. REICHEL. *A fiber Fabry–Perot cavity with high finesse*. *New Journal of Physics* **12**, 065038 (2010).
- [30] S. NUSSMANN. *Kühlen und Positionieren eines Atoms in einem optischen Resonator*. Dissertation. Technische Universität München, 2006.

- [31] J. BOCHMANN. *Coherent dynamics and state detection of single atoms in a cavity*. Dissertation. Technische Universität München, 2010.
- [32] M. KOCH. *Classical and Quantum Dynamics of a Strongly Coupled Atom-Cavity System*. Dissertation. Technische Universität München, 2011.
- [33] L. SUN, A. PETRENKO, Z. LEGHTAS, B. VLASTAKIS, G. KIRCHMAIR, K. M. SLIWA, A. NARLA, M. HATRIDGE, S. SHANKAR, J. BLUMOFF, L. FRUNZIO, M. MIRRAHIMI, M. H. DEVORET und R. J. SCHOELKOPF. **Tracking photon jumps with repeated quantum non-demolition parity measurements**. *Nature* **511**, 444 (2014).
- [34] S. HAROCHE, M. BRUNE und J. M. RAIMOND. **From cavity to circuit quantum electrodynamics**. *Nature Physics* **16**, 243 (2020).
- [35] J. LÉONARD, A. MORALES, P. ZUPANCIC, T. DONNER und T. ESSLINGER. **Monitoring and manipulating Higgs and Goldstone modes in a supersolid quantum gas**. *Science* **358**, 1415 (2017).
- [36] M. UPHOFF, M. BREKENFELD, G. REMPE und S. RITTER. **Frequency splitting of polarization eigenmodes in microscopic Fabry–Perot cavities**. *New Journal of Physics* **17**, 013053 (2015).
- [37] S. GARCIA, F. FERRI, K. OTT, J. REICHEL und R. LONG. **Dual-wavelength fiber Fabry-Perot cavities with engineered birefringence**. *Optics Express* **26**, 22249 (2018).
- [38] M. BREKENFELD. *Faserbasierte Fabry-Perot Resonatoren ultrahoher Finesse*. Diplomarbeit. Technische Universität München, 2013.
- [39] H. J. KIMBLE. **Strong Interactions of Single Atoms and Photons in Cavity QED**. *Physica Scripta* **T76**, 127 (1998).
- [40] K. SRINIVASAN, M. BORSELLI, O. PAINTER, A. STINTZ und S. KRISHNA. **Cavity Q, mode volume, and lasing threshold in small diameter AlGaAs microdisks with embedded quantum dots**. *Optics Express* **14**, 1094 (2006).
- [41] E. JAYNES und F. CUMMINGS. **Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser**. *Proceedings of the IEEE* **51**, 89 (1963).
- [42] V. WEISSKOPF und E. WIGNER. **Berechnung der natürlichen Linienbreite auf Grund der Diracschen Lichttheorie**. *Zeitschrift für Physik* **63**, 54 (1930).
- [43] E. M. PURCELL. **Spontaneous Emission Probabilities at Radio Frequencies**. *Physical Review* **69**, 681 (1946).
- [44] H. KOGELNIK und T. LI. **Laser Beams and Resonators**. *Applied Optics* **5**, 1550 (1966).
- [45] A. E. SIEGMAN. *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [46] M. LAX, W. H. LOISELL und W. B. MCKNIGHT. **From Maxwell to paraxial wave optics**. *Physical Review A* **11**, 1365 (1975).
- [47] A. L. CULLEN. **On the Accuracy of the Beam-Wave Theory of the Open Resonator**. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **24**, 534 (1976).

Literatur

- [48] W. B. JOYCE und B. C. DELOACH. Alignment of Gaussian beams. *Applied Optics* **23**, 4187 (1984).
- [49] C. W. GARDINER und M. J. COLLETT. Input and output in damped quantum systems: Quantum stochastic differential equations and the master equation. *Physical Review A* **31**, 3761 (1985).
- [50] N. KALB. *Heralded storage of photonic polarization in a single atom*. Masterarbeit. Technische Universität München, 2014.
- [51] T. G. TIECKE, J. D. THOMPSON, N. P. DE LEON, L. R. LIU, V. VULETIĆ und M. D. LUKIN. Nanophotonic quantum phase switch with a single atom. *Nature* **508**, 241 (2014).
- [52] K. MURR. On the suppression of the diffusion and the quantum nature of a cavity mode. Optical bistability: forces and friction in driven cavities. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **36**, 2515 (2003).
- [53] H. TAKAHASHI, J. MORPHEW, F. ORUČEVIC, A. NOGUCHI, E. KASSA und M. KELLER. Novel laser machining of optical fibers for long cavities with low birefringence. *Optics Express* **22**, 31317 (2014).
- [54] J. BENEDIKTER, T. HÜMMER, M. MADER, B. SCHLEDERER, J. REICHEL, T. W. HÄNSCH und D. HUNGER. Transverse-mode coupling and diffraction loss in tunable Fabry–Pérot microcavities. *New Journal of Physics* **17**, 053051 (2015).
- [55] K. OTT, S. GARCIA, R. KOHLHAAS, K. SCHÜPPERT, P. ROSENBUSCH, R. LONG und J. REICHEL. Millimeter-long fiber Fabry-Perot cavities. *Optics Express* **24**, 9839 (2016).
- [56] D. HUNGER. Herstellung und Characterisierung von Faserresonatoren hoher Finesse. Diplomarbeit. Ludwig-Maximilians-Universität München, 2005.
- [57] T. STEINMETZ. *Resonator-Quantenelektrodynamik auf einem Mikrofallenchip*. Dissertation. Ludwig-Maximilians-Universität München, 2008.
- [58] A. MULLER, E. B. FLAGG, J. R. LAWALL und G. S. SOLOMON. Ultrahigh-finesse, low-mode-volume Fabry–Perot microcavity. *Optics Letters* **35**, 2293 (2010).
- [59] A. BICK, C. STAARMANN, P. CHRISTOPH, O. HELLMIG, J. HEINZE, K. SENGSTOCK und C. BECKER. The role of mode match in fiber cavities. *Review of Scientific Instruments* **87**, 013102 (2016).
- [60] J. GALLEGOS, S. GHOSH, S. K. ALAVI, W. ALT, M. MARTINEZ-DORANTES, D. MESCHEDE und L. RATSCHBACHER. High-finesse fiber Fabry–Perot cavities: stabilization and mode matching analysis. *Applied Physics B* **122**, 47 (2016).
- [61] R. KITAMURA, L. PILON und M. JONASZ. Optical constants of silica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature. *Applied Optics* **46**, 8118 (2007).
- [62] D. GANGLOFF, M. SHI, T. WU, A. BYLINSKII, B. BRAVERMAN, M. GUTIERREZ, R. NICHOLS, J. LI, K. AICHHOLZ, M. CETINA, L. KARPA, B. JELENKOVIĆ, I. CHUANG und V. VULETIĆ. Preventing and reversing vacuum-induced optical losses in high-finesse tantalum (V) oxide mirror coatings. *Optics Express* **23**, 18014 (2015).

- [63] J. GALLEGOS FERNÁNDEZ. *Strong Coupling between Small Atomic Ensembles and an Open Fiber Cavity*. Dissertation. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2017.
- [64] A. BORMANN. *Elastomerringe zur Schwingungsberuhigung in der Rotordynamik*. Dissertation. Technische Universität Berlin, 2005.
- [65] T. UDEM, R. HOLZWARTH und T. W. HÄNSCH. Optical frequency metrology. *Nature* **416**, 233 (2002).
- [66] 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* **31**, 97 (1983).
- [67] E. D. BLACK. An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization. *American Journal of Physics* **69**, 79 (2001).
- [68] U. SCHÜNEMANN, H. ENGLER, R. GRIMM, M. WEIDEMÜLLER und M. ZIELONKOWSKI. Simple scheme for tunable frequency offset locking of two lasers. *Review of Scientific Instruments* **70**, 242 (1999).
- [69] D. NIEMETZ. *Nondestructive Detection of Photonic Qubits with Single Atoms in Crossed Fiber Cavities*. Dissertation. Technische Universität München, 2021.
- [70] E. L. RAAB, M. PRENTISS, A. CABLE, S. CHU und D. E. PRITCHARD. Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure. *Physical Review Letters* **59**, 2631 (1987).
- [71] K. MURR, S. NUSSMANN, T. PUPPE, M. HIJKEMA, B. WEBER, S. C. WEBSTER, A. KUHN und G. REMPE. Three-dimensional cavity cooling and trapping in an optical lattice. *Physical Review A* **73**, 063415 (2006).
- [72] S. GARCIA, J. REICHEL und R. LONG. Improving the lifetime in optical micro-traps by using elliptically polarized dipole light. *Physical Review A* **97**, 023406 (2018).
- [73] R. GRIMM, M. WEIDEMÜLLER und Y. B. OVCHINNIKOV. Optical Dipole Traps for Neutral Atoms. *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics* **42**, 95 (2000).
- [74] R. GEHR, J. VOLZ, G. DUBOIS, T. STEINMETZ, Y. COLOMBE, B. L. LEV, R. LONG, J. ESTÈVE und J. REICHEL. Cavity-Based Single Atom Preparation and High-Fidelity Hyperfine State Readout. *Physical Review Letters* **104**, 203602 (2010).
- [75] 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).
- [76] A. NEUZNER. *Resonance Fluorescence of an Atom Pair in an Optical Resonator*. Dissertation. Technische Universität München, 2016.
- [77] D. A. STECK. *Rubidium 87 D Line Data*.
- [78] 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 (1998).

Literatur

- [79] W. K. WOOTTERS und W. H. ZUREK. A single quantum cannot be cloned. *Nature* **299**, 802 (1982).
- [80] S. MURALIDHARAN, L. LI, J. KIM, N. LÜTKENHAUS, M. D. LUKIN und L. JIANG. Optimal architectures for long distance quantum communication. *Scientific Reports* **6**, 20463 (2016).
- [81] H. J. KIMBLE. The quantum internet. *Nature* **453**, 1023 (2008).
- [82] S. RITTER, C. NÖLLEKE, C. HAHN, A. REISERER, A. NEUZNER, M. UPHOFF, M. MÜCKE, E. FIGUEROA, J. BOCHMANN und G. REMPE. An elementary quantum network of single atoms in optical cavities. *Nature* **484**, 195 (2012).
- [83] S. WEHNER, D. ELKOUSS und R. HANSON. Quantum internet: A vision for the road ahead. *Science* **362**, eaam9288 (2018).
- [84] A. ACÍN, J. I. CIRAC und M. LEWENSTEIN. Entanglement percolation in quantum networks. *Nature Physics* **3**, 256 (2007).
- [85] 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 (2001).
- [86] T. CHANELIÈRE, D. N. MATSUKEVICH, S. D. JENKINS, S.-Y. LAN, T. A. B. KENNEDY und A. KUZMICHI. Storage and retrieval of single photons transmitted between remote quantum memories. *Nature* **438**, 833 (2005).
- [87] 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 (2005).
- [88] D. N. MATSUKEVICH, T. CHANELIÈRE, S. D. JENKINS, S.-Y. LAN, T. A. B. KENNEDY und A. KUZMICHI. Entanglement of Remote Atomic Qubits. *Physical Review Letters* **96**, 030405 (2006).
- [89] S. RIEDL, M. LETTNER, C. VO, S. BAUR, G. REMPE und S. DÜRR. Bose-Einstein condensate as a quantum memory for a photonic polarization qubit. *Physical Review A* **85**, 022318 (2012).
- [90] P. VERNAZ-GRIS, K. HUANG, M. CAO, A. S. SHEREMET und J. LAURAT. Highly-efficient quantum memory for polarization qubits in a spatially-multiplexed cold atomic ensemble. *Nature Communications* **9**, 363 (2018).
- [91] H. P. SPECHT, C. NÖLLEKE, A. REISERER, M. UPHOFF, E. FIGUEROA, S. RITTER und G. REMPE. A single-atom quantum memory. *Nature* **473**, 190 (2011).
- [92] N. KALB, A. REISERER, S. RITTER und G. REMPE. Heralded Storage of a Photonic Quantum Bit in a Single Atom. *Physical Review Letters* **114**, 220501 (2015).
- [93] M. KÖRBER, O. MORIN, S. LANGENFELD, A. NEUZNER, S. RITTER und G. REMPE. Decoherence-protected memory for a single-photon qubit. *Nature Photonics* **12**, 18 (2017).
- [94] M. P. HEDGES, J. J. LONGDELL, Y. LI und M. J. SELLARS. Efficient quantum memory for light. *Nature* **465**, 1052 (2010).

- [95] E. SAGLAMYUREK, N. SINCLAIR, J. JIN, J. A. SLATER, D. OBLAK, F. BUSSIÈRES, M. GEORGE, R. RICKEN, W. SOHLER und W. TITTEL. *Broadband waveguide quantum memory for entangled photons*. *Nature* **469**, 512 (2011).
- [96] C. CLAUSEN, I. USMANI, F. BUSSIÈRES, N. SANGOUARD, M. AFZELIUS, H. DE RIEDMATTEN und N. GISIN. *Quantum storage of photonic entanglement in a crystal*. *Nature* **469**, 508 (2011).
- [97] M. GÜNDÖĞAN, P. M. LEDINGHAM, A. ALMASI, M. CRISTIANI und H. DE RIEDMATTEN. *Quantum Storage of a Photonic Polarization Qubit in a Solid*. *Physical Review Letters* **108**, 190504 (2012).
- [98] C. BRADLEY, J. RANDALL, M. ABOBEIH, R. BERREVOETS, M. DEGEN, M. BAKKER, M. MARKHAM, D. TWITCHEN und T. TAMINIAU. *A Ten-Qubit Solid-State Spin Register with Quantum Memory up to One Minute*. *Physical Review X* **9**, 031045 (2019).
- [99] T. WILK, S. C. WEBSTER, A. KUHN und G. REMPE. *Single-Atom Single-Photon Quantum Interface*. *Science* **317**, 488 (2007).
- [100] S. LANGENFELD, O. MORIN, M. KÖRBER und G. REMPE. *A network-ready random-access qubits memory*. *NJP Quantum Information* **6**, 86 (2020).
- [101] S. WELTE, B. HACKER, S. DAISS, S. RITTER und G. REMPE. *Photon-Mediated Quantum Gate between Two Neutral Atoms in an Optical Cavity*. *Physical Review X* **8**, 011018 (2018).
- [102] 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 (2008).
- [103] B. HACKER, S. WELTE, G. REMPE und S. RITTER. *A photon–photon quantum gate based on a single atom in an optical resonator*. *Nature* **536**, 193 (2016).
- [104] 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).
- [105] C. KURZ, M. SCHUG, P. EICH, J. HUWER, P. MÜLLER und J. ESCHNER. *Experimental protocol for high-fidelity heralded photon-to-atom quantum state transfer*. *Nature Communications* **5**, 5527 (2014).
- [106] O. BECHLER, A. BORNE, S. ROSENBLUM, G. GUENDELMAN, O. E. MOR, M. NETSER, T. OHANA, Z. AQUA, N. DRUCKER, R. FINKELSTEIN, Y. LOVSKY, R. BRUCH, D. GUROVICH, E. SHAFIR und B. DAYAN. *A passive photon–atom qubit swap operation*. *Nature Physics* **14**, 996 (2018).
- [107] 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 (1997).
- [108] L.-M. DUAN und H. J. KIMBLE. *Scalable Photonic Quantum Computation through Cavity-Assisted Interactions*. *Physical Review Letters* **92**, 127902 (2004).
- [109] A. REISERER, N. KALB, G. REMPE und S. RITTER. *A quantum gate between a flying optical photon and a single trapped atom*. *Nature* **508**, 237 (2014).

Literatur

- [110] J. DILLEY, P. NISBET-JONES, B. W. SHORE und A. KUHN. Single-photon absorption in coupled atom-cavity systems. *Physical Review A* **85**, 023834 (2012).
- [111] A. V. GORSHKOV, A. ANDRÉ, M. FLEISCHHAUER, A. S. SØRENSEN und M. D. LUKIN. Universal Approach to Optimal Photon Storage in Atomic Media. *Physical Review Letters* **98**, 123601 (2007).
- [112] 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 (2010).
- [113] K. BERGMANN, N. V. VITANOV und B. W. SHORE. Perspective: Stimulated Raman adiabatic passage: The status after 25 years. *The Journal of Chemical Physics* **142**, 170901 (2015).
- [114] L. GIANNELLI, T. SCHMIT, T. CALARCO, C. P. KOCH, S. RITTER und G. MORIGI. Optimal storage of a single photon by a single intra-cavity atom. *New Journal of Physics* **20**, 105009 (2018).
- [115] H. TANJI-SUZUKI, W. CHEN, R. LANDIG, J. SIMON und V. VULETIĆ. Vacuum-Induced Transparency. *Science* **333**, 1266 (2011).
- [116] H. P. SPECHT. *Einzelatom-Quantenspeicher für Polarisations-Qubits*. Dissertation. Technische Universität München, 2010.
- [117] 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 (1994).
- [118] L. VIOLA, E. KNILL und S. LLOYD. Dynamical Decoupling of Open Quantum Systems. *Physical Review Letters* **82**, 2417 (1999).
- [119] C. HAMSEN. *Interacting Photons in a Strongly-Coupled Atom-Cavity System*. Dissertation. Technische Universität München, 2017.
- [120] M. UPHOFF, M. BREKENFELD, G. REMPE und S. RITTER. An integrated quantum repeater at telecom wavelength with single atoms in optical fiber cavities. *Applied Physics B* **122**, 46 (2016).
- [121] J. HOFMANN, M. KRUG, N. ORTEGEL, L. GÉRARD, M. WEBER, W. ROSENFELD und H. WEINFURTER. Heralded Entanglement Between Widely Separated Atoms. *Science* **337**, 72 (2012).
- [122] T. LEGERO, T. WILK, M. HENNICH, G. REMPE und A. KUHN. Quantum Beat of Two Single Photons. *Physical Review Letters* **93**, 070503 (2004).
- [123] C. NÖLLEKE, A. NEUZNER, A. REISERER, C. HAHN, G. REMPE und S. RITTER. Efficient Teleportation Between Remote Single-Atom Quantum Memories. *Physical Review Letters* **110**, 140403 (2013).
- [124] W. ROSENFELD, D. BURCHARDT, R. GARTHOF, K. REDEKER, N. ORTEGEL, M. RAU und H. WEINFURTER. Event-Ready Bell Test Using Entangled Atoms Simultaneously Closing Detection and Locality Loopholes. *Physical Review Letters* **119**, 010402 (2017).
- [125] M. KÖRBER. *Long-lived and Efficient Qubit Memory for Photonic Quantum Networks*. Dissertation. Technische Universität München, 2020.

- [126] M. BOCK, P. EICH, S. KUCERA, M. KREIS, A. LENHARD, C. BECHER und J. ESCHNER. **High-fidelity entanglement between a trapped ion and a telecom photon via quantum frequency conversion.** *Nature Communications* **9**, 1998 (2018).
- [127] T. VAN LEENT, M. BOCK, R. GARTHOFF, K. REDEKER, W. ZHANG, T. BAUER, W. ROSENFELD, C. BECHER und H. WEINFURTER. **Long-Distance Distribution of Atom-Photon Entanglement at Telecom Wavelength.** *Physical Review Letters* **124**, 010510 (2020).
- [128] J. H. SHAPIRO. **Single-photon Kerr nonlinearities do not help quantum computation.** *Physical Review A* **73**, 062305 (2006).
- [129] D. NIEMIETZ, P. FARRERA, S. LANGENFELD und G. REMPE. **Nondestructive detection of photonic qubits.** *Nature* **591**, 570 (2021).
- [130] D. MARCUSE. **Loss Analysis of Single-Mode Fiber Splices.** *Bell System Technical Journal* **56**, 703 (1977).

Veröffentlichungen

A quantum network node with crossed optical fibre cavities.

M. BREKENFELD, D. NIEMETZ, J. D. CHRISTENSEN, and G. REMPE.
Nature Physics **16**, 647 (2020).

An integrated quantum repeater at telecom wavelength with single atoms in optical cavities.

M. UPHOFF, M. BREKENFELD, G. REMPE, and S. RITTER.
Applied Physics B **122**, 46 (2016).

Frequency splitting of polarization eigenmodes in microscopic Fabry–Perot cavities.

M. UPHOFF, M. BREKENFELD, G. REMPE, and S. RITTER.
New Journal of Physics **17**, 013053 (2015).

Danksagung

Zu den hier beschriebenen Arbeiten haben viele Leute direkt und indirekt beigetragen, von denen ich zumindest einigen an diese Stelle danken möchte.

Zunächst geht ein großer Dank an Gerhard, der in seiner Arbeitsgruppe die hier beschriebenen Arbeiten unter wohl idealen Forschungsbedingungen ermöglicht hat. Dabei hast Du mir, neben hervorragenden Rahmenbedingungen, viele Freiheiten und die nötige Zeit gegeben und warst bei den wöchentlichen Treffen und darüber hinaus immer mit Ideen, Ratschlägen und Hilfe zur Stelle, besonders während der letzten Jahren der Arbeit, als die Betreuung direkter war. Für die tollen Jahre, für das Vertrauen und die Geduld – auch während des Zusammenschreibens der Arbeit – möchte ich Dir herzlich danken.

Stephan ist wohl zunächst zu verdanken, dass das Fasercavity-Projekt in der Gruppe begonnen wurde – noch vor meiner Zeit. Er war als Gruppenleiter des QIP-Teams mein direkter Betreuer in den ersten Jahren der Arbeit, in denen es um Voruntersuchungen zu den Resonatoren, Ideenfindung für mögliche Experimente und Planung des neuen Experimentaufbaus ging. Während dieser Zeit, die mit viel Arbeit mit geringer Außenwirkung verbunden war, stand Stephan uns mit seiner Expertise und Hilfe und als eine Art Mentor immer zur Seite. Für seine Unterstützung, das Vertrauen und die Zusammenarbeit möchte ich ihm herzlich danken.

Manuel zählt als erster Doktorand des Fasercavity-Projekts zu dessen Gründungsvätern und hatte das Labor zur CO₂-Laser-Bearbeitung von Faserendflächen bereits aufgebaut, als ich als Diplomand zur Gruppe hinzukam. Er war federführend beim Bau der ersten Faserresonatoren und hat das Projekt in etwa bis zu dem Punkt begleitet, als eine Entscheidung bzgl. der aufzubauenden Apparatur getroffen wurde. Da ich zu Beginn wenig Ahnung von Labortechnik hatte, verdanke ich ihm wohl insbesondere, aber nicht nur in diesem Punkt einiges, was ich diesbezüglich während der Doktorarbeit gelernt habe. Auch wenn er die Gruppe während des Aufbaus des neuen Experiments bereits verlassen hatte, finden sich auch seine Ideen im Experimentaufbau wieder. Für all das danke ich ihm.

Dominik kam zum Projekt, als entschieden war, welches Experiment aufgebaut werden sollte und war so von Beginn der konkreteren Planungen und beim Aufbau mit dabei. Er hat sich insbesondere um den Aufbau des Lasertisches, die MOT-Spulen, u.v.m gekümmert. Für seinen Einsatz und seine Hilfe möchte ich ihm sehr danken. Da sich die Fertigstellung dieses Textes jetzt so lange verzögert hat, brauche ich ihm für die weiteren Arbeiten im Labor schon gar nicht mehr alles Gute zu wünschen, sondern gratuliere ihm, dass er und die Kollegen die Arbeiten an der Apparatur so erfolgreich fortführen konnten.

Ebenfalls während der konkreten Vorbereitungsphase für den Experimentaufbau kam Joseph als Post-Doc mit ins Team und hat das Projekt bis zum Ende der hier beschriebenen Arbeiten begleitet. Dabei hat er insbesondere unsere Experimentsteuerung

Danksagung

programmiert. Für seine Arbeit und für seine unkomplizierte Art und problemlose Integration ins Team danke ich ihm.

Explizit danken möchte ich auch unseren Technikern – zum Ende der Zeit waren dies Tobias, Florian und Johannes, zu Beginn der Zeit auch Helmut, Franz und Joseph – sowie unserem Elektroniker, Thomas. Obgleich ihre Beiträge schon im normalen Experimentalltag zum erfolgreichen Arbeiten essentiell sind, ist ihre Rolle beim Aufbau eines neuen Experiments mit vielen anstehenden, praktischen Arbeiten nochmal besonders hervorzuheben. Für die aus meiner Sicht stets unkomplizierte und produktive Zusammenarbeit, die mir persönlich viel Spaß gemacht hat, möchte ich mich sehr bedanken. Tobias danke ich besonders für seine Hilfe und Beiträge beim Design und der Konstruktion der Experimentkammer.

Johannes, Robert und Pau waren während kürzerer Phasen Teil des Faserresonator-Teams. Johannes hat während meiner ersten und folglich recht prägenden Monate im Team seine Bachelor-Arbeit angefertigt, Robert hat als Sommerstudent an der Charakterisierung früher Faserspiegel gearbeitet und Pau hat während des Experimentaufbaus die asphärische Linse zum Abbilden der Atome designt. Auch ihnen Danke ich für die Zusammenarbeit und Beiträge.

Pau ist darüber hinaus als Post-Doc an das Experiment gekommen als ich das Labor bereits verlassen hatte. Ihm, Gianvito und Tobias wünsche ich mit dem Experiment weiterhin viel Erfolg und alles Gute.

Zu guter Letzt danke ich allen Mitgliedern der Gruppe für Austausch, Hilfe und Unterstützung, insbesondere den Mitgliedern des Quanteninformationsteams, mit denen der Austausch durch die wöchentlichen Gruppentreffen am größten war.

Ein gesonderter Dank geht an Eltern und Familie für ihre ewige Unterstützung und an Freunde, Mitbewohner und andere Mitmenschen, die mich in den vergangenen Jahren unterstützt und gegebenenfalls ertragen haben.