

---

# Stationäre Lichtpulse und Lichtspeicherung in einem eindimensionalen kalten atomaren Ensemble hoher optischer Dichte

---

Stationary light pulses and light storage in a one-dimensional cold atomic ensemble  
of high optical depth

Dissertation von Frank Blatt

Juni 2016



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT

Fachbereich Physik  
Institut für Angewandte Physik  
Nichtlineare Optik  
und Quantenoptik

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-56149

URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/5614>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von **tuprints**,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt.

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:  
Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 4.0  
Deutschland

<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/deed.de>

# **Stationäre Lichtpulse und Lichtspeicherung in einem eindimensionalen kalten atomaren Ensemble hoher optischer Dichte**

Vom Fachbereich Physik  
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades  
eines Doktors der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)

genehmigte  
**Dissertation**

von  
**Dipl.-Phys. Frank Blatt**  
aus Bad Soden

Referent: Prof. Dr. Thomas Halfmann  
Korreferent: Prof. Dr. Gerhard Birkl

Tag der Einreichung: 13.06.2016  
Tag der Prüfung: 11.07.2016

Darmstadt 2016

D17



„Nicht die höchsten Gipfel lassen uns stolpern,  
sondern die Maulwurfshügel.“  
ES zu Atlan auf Arkon III im Jahre 2044

---

**Abkürzungsverzeichnis**

---

AOM	Akusto-optischer Modulator
APD	Lawinen-Photodiode
AWG	Arbiträr-Funktionsgenerator
BEC	Bose-Einstein-Kondensat
DOP	Polarisationsgrad
DP	Doppel-Pass-Konfiguration
DZ	Dunkelzustand
DZP	Dunkelzustandspolariton
ECDL	external cavity diode laser
EIT	Elektromagnetisch induzierte Transparenz
FRR	Flug-Relaxations-Rate
Glg.	Gleichung
HCPCF	Photonische Kristall-Faser mit Hohlkern
Kap.	Kapitel
$L_s$	Schwebungslänge
MOPA	Master-Oscillator-Power-Amplifier (System)
MOT	Magneto-optische Falle
NL	Nichtlinearität
OD	Optische Dichte
OD*	Optische Dichte pro Atom
ODT	Dipolfalle
PDH	Pound-Drever-Hall (Stabilisierung)
PGK	Polarisations-Gradienten-Kühlung
QP	Quadrupol
Rb	Rubidium
SAS	Dopplerfreie Sättigungs-Absorptions-Spektroskopie
SLP	Stationärer Lichtpuls
SPCM	Einzelphotonenzähler
TOF	Flugzeitmessung
$v_{gr}$	Gruppengeschwindigkeit
$\Omega_K$	Kontrollfeld (Rabi-Frequenz)
$\Omega_N$	Nachweisfeld (Rabi-Frequenz)
$\gamma_{LB}$	Laser-Linienbreite

---

# Inhaltsverzeichnis

---

<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>vi</b>
<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>vii</b>
<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1. Voraussetzungen für starke Wechselwirkung</b>	<b>4</b>
1.1. Transmission durch ein atomares Ensemble .....	4
1.2. Spektroskopische Struktur von Rubidium.....	5
1.2.1. Effekte bei hoher optischer Dichte .....	6
1.3. Photonische Kristall-Faser mit Hohlkern .....	7
1.3.1. Photonischer Kristall.....	7
1.3.2. Eindimensionale photonische Kristalle.....	8
1.3.3. Zweidimensionale photonische Kristalle und Kristall-Fasern.....	9
1.3.4. Einflüsse auf die Polarisation .....	11
<b>2. Bereitstellung ultrakalter Atome</b>	<b>12</b>
2.1. Magneto-optische Falle .....	12
2.1.1. Vakuumapparatur.....	13
2.1.2. Quelle für Rubidium .....	13
2.1.3. Optische Melasse .....	13
2.1.4. Diodenlaser mit externer Kavität und Frequenzstabilisierung .	14
2.1.5. Einfangen durch Magnetfelder .....	17
2.1.6. Kompensation äußerer Magnetfelder.....	17
2.1.7. Bestimmung der Anzahl der Atome .....	18
2.1.8. Anzahl der Atome in der MOT .....	20
2.1.9. Bestimmung der Temperatur der Atome.....	21
2.1.10. Temperatur der Atome in der MOT .....	22
<b>3. Erzeugung extremer optischer Dichte</b>	<b>23</b>
3.1. Effizienter Transfer lasergekühlter Atome in eine HCPCF .....	23
3.1.1. Dunkelpunkt-MOT .....	24
3.1.2. Optischer Trichter durch Dunkelpunkt-MOT.....	24
3.1.3. Magneto-optischer Transfer .....	26
3.1.4. Theorie der optischen Dipolfalle .....	27
3.1.5. Lasersystem für die optische Dipolfalle .....	29

3.1.6.	Frequenz-Stabilisierung des Dipolfallen-Lasers .....	29
3.1.7.	Eigenschaften der optischen Dipolfalle .....	30
3.1.8.	Zeitliche Modulation der Dipolfalle .....	33
3.1.9.	Einfluss der Dipolfalle auf die Transfereffizienz.....	35
3.2.	Erzeugung und Detektion des Nachweisstrahls .....	36
3.2.1.	Großer Durchstimmbereich der Nachweisfrequenz.....	36
3.2.2.	Detektion des kontinuierlichen Nachweissignals.....	39
3.3.	Optischer Aufbau zur Erzeugung hoher optische Dichten.....	40
3.3.1.	Halterung der Faser in der Apparatur .....	41
3.4.	Nachweis von extremer optischer Dichte.....	43
3.4.1.	Anzahl der Atome in der HCPCF.....	43
3.4.2.	Messverfahren für Transmissionsspektren .....	45
3.4.3.	Messung der optischen Dichte in der HCPCF .....	46
<b>4.</b>	<b>Kohärente Wechselwirkung von Licht und Materie</b> .....	<b>49</b>
4.1.	Kopplung von $^{87}\text{Rb}$ mit den Lichtfeldern .....	49
4.2.	Einfaches Dreiniveausystem .....	50
4.3.	Beschreibung des 6-Niveausystems .....	51
4.3.1.	Reales makroskopisches System .....	51
4.3.2.	Beschreibung bei zeitlich abhängigen Kontrollfeldern .....	53
4.4.	Verhalten bei Zweiphotonenresonanz .....	54
4.4.1.	Dunkelzustandspolaritonen .....	55
4.4.2.	Autler-Townes-Aufspaltung .....	55
4.4.3.	Elektromagnetisch induzierte Transparenz .....	55
4.5.	Reduzierte Gruppengeschwindigkeit – Langsames Licht.....	56
4.5.1.	Verzögerung bei langsamem Licht in der HCPCF .....	58
4.6.	Reduzierung der Effizienz .....	59
4.7.	Lichtspeicherung .....	60
4.7.1.	Beschränkungen der Lichtspeicher-Effizienz .....	60
4.8.	Stationäre Lichtpulse.....	61
4.8.1.	Erzeugung der Kohärenzen und Lichtfelder bei SLP .....	63
4.8.2.	Einfluss durch Kohärenzen höherer Ordnung .....	64
4.8.3.	Phasen-Fehlanpassung.....	65
4.9.	Numerische Simulation .....	65
4.9.1.	Simulation von Transmission und EIT .....	66
4.9.2.	Simulation von zeitabhängigen Effekten.....	66
4.10.	Kopplungsschema für EIT in der HCPCF .....	67

<b>5. Erweiterung des experimentellen Aufbaus</b>	<b>68</b>
5.1. Optischer Aufbau für EIT-basierte Effekte .....	68
5.1.1. Frequenz- und Phasen-Stabilisierung mittels EIT .....	69
5.2. EIT zwischen Hyperfein-Zuständen in der MOT .....	72
<b>6. Kohärente Effekte innerhalb einer Hohlaser</b>	<b>74</b>
6.1. EIT in der HCPCF .....	74
6.1.1. EIT in Abhängigkeit der optischen Dichte .....	74
6.1.2. EIT in Abhängigkeit der Kontrollfeldstärke .....	75
6.1.3. Einfluss der Temperatur auf EIT .....	77
6.1.4. EIT bei verschiedenen Parametern.....	80
6.2. Langsames Licht in der HCPCF.....	80
6.2.1. Zeitliche Modulation des Nachweisstrahls .....	80
6.2.2. Zeitaufgelöste Detektion des Nachweispulses .....	80
6.2.3. Verzögerung und Kompression des Pulses .....	82
6.2.4. Langsames Licht in Abhängigkeit der optischen Dichte.....	84
6.2.5. Langsames Licht in Abhängigkeit der Kontrollfeldstärke.....	85
6.3. Lichtspeicherung in der HCPCF.....	86
6.3.1. Minimierung äußerer Magnetfelder.....	86
6.3.2. Lichtspeicherung mit optimierten Bedingungen.....	88
6.3.3. Speicherung von sehr schwachen Pulsen .....	91
6.4. Stationäre Lichtpulse in der HCPCF .....	92
6.4.1. Nachweis von stationären Lichtpulsen in der HCPCF.....	92
6.4.2. Einfluss der Verstimmung des Rückwärts-Kontrollfeldes .....	96
6.4.3. Belege für stationäre Lichtpulse.....	97
<b>Zusammenfassung</b>	<b>98</b>
<b>Ausblick</b>	<b>100</b>
<b>Abstract</b>	<b>101</b>
<b>Anhang A – Doppelbrechung der HCPCF</b>	<b>104</b>
A.1. Erhaltung der Polarisation in einer HCPCF.....	104
A.2. Beeinflussung der Doppelbrechung einer HCPCF .....	105
<b>Anhang B – Kopplungen bei EIT und hoher OD</b>	<b>107</b>
B.1. Mögliche Kopplungsschemata für Hyperfein-EIT .....	107
B.2. Absorption durch nicht-resonante Übergänge bei hoher OD.....	108
<b>Anhang C - Daten zu Rubidium-87</b>	<b>109</b>

C.1. Physische Eigenschaften.....	109
C.2. Spektrale Eigenschaften .....	109
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>111</b>
<b>Index</b>	<b>128</b>
<b>Veröffentlichungen und Tagungsbeiträge</b>	<b>130</b>
<b>Betreute Bachelor- und Masterarbeiten</b>	<b>131</b>
<b>Beiträge zur Lehre</b>	<b>131</b>
<b>Lebenslauf</b>	<b>132</b>
<b>Danksagung</b>	<b>133</b>
<b>Erklärung zur Dissertation</b>	<b>136</b>

---

## Einleitung

---

Eine schnelle Verarbeitung großer Datenmengen und abhörsichere Kommunikation werden immer wichtiger. Dabei wird schon heute Licht zur Übermittlung, in einigen Fällen auch zur Verarbeitung und zur Speicherung von Daten eingesetzt. Dies erlaubt zwar schon eine abhörsichere Datenübertragung aber nur über kurze Strecken und noch keine Simulation von Quanten-Systemen oder das Lösen schwieriger Rechenoperationen, wie es Quanten-Informationstechnik bietet [1–3].

Dabei erfolgt mit sogenannten Qubits [4] eine Übertragung von Quanten-Zuständen für künftige Quanten-Netzwerke [5,6], Quanten-Kommunikation [7] und Quanten-Kryptographie [8,9], wofür eine Verschränkung zwischen entfernten Zuständen nötig ist. Für den Austausch von Informationen haben sich Photonen bereits bewährt [2–5,10,11], da sie einfache Übertragungen mit geringen Verlusten erlauben, sich dabei nahezu nicht beeinflussen und sich auf einfachem Wege erzeugen und detektieren lassen. Um die dabei durch Absorption und Rauschen begrenzte Entfernung zu erhöhen, müssen Quanten-Repeater [12–14] als Zwischenspeicher eingesetzt werden. Bereits realisiert wurden z.B. Techniken mit kalten atomaren Gasen [15–17] und Festkörpern [18,19], die den Zustand eines Photons auf ein atomares System übertragen, welches diese Information für beeindruckend lange Zeiten [20], sehr effektiv [21,22] oder sogar aus einzelnen Photonen heraus speichert [23,24]. Eine Schwierigkeit stellt dabei die effektive Übertragung der Information zwischen Photon und atomarem System [25] dar, wofür eine starke Wechselwirkung nötig ist [26]. Bei hoher *optischer Dichte* (**OD**, mit Transmission  $\mathcal{T} = e^{-OD}$ ), wie in dieser Arbeit angestrebt, ist diese starke Wechselwirkung gegeben und es sind daher Speichereffizienzen  $>90\%$  möglich (bei  $OD > 100$ ) [27].

Bei starker Licht-Materie-Wechselwirkung sind außerdem optische Quanten-Computer [2,3,10] und damit die Faktorisierung großer Zahlen [28] oder das Durchsuchen einer Datenbank unbekannter Struktur möglich. Außerdem ermöglichen Quanten-Simulatoren die vollständige Simulation von Vielteilchen-Quanten-Systemen [3] zur Erforschung und Entwicklung von Technologien auf atomarer Ebene [2,10,29] und zur Simulation von relativistischen Theorien [30]. Des Weiteren lassen sich damit Systeme aus Photonen mit fermionischem Verhalten [31–33] und Einzelphotonen-Schalter [34] erzeugen. Selbst das rein lineare DLCZ-Protokoll [14] benötigt eine starke Wechselwirkung zwischen Photonen und Medium.

Für all diese Anwendungen ist es sogar nötig, dass Stärke und Zeitdauer der Wechselwirkung zwischen zwei *Lichtfeldern* groß sind [26], was von der optischen Nichtlinearität (**NL**) abhängt [35,36]. Diese muss für realistische Anwendungen deutlich höher als in konventionellen Medien (z.B. Gase und Kristalle) sein [10] und ist normalerweise mit starker Absorption verbunden. Damit stellt sie eine der größten Schwierigkeiten bei der Realisierung von optischen Quanten-Computern [37] und bei der Nutzung von einzelnen Photonen dar [38] (quanten-nichtlineare Optik, **QNLO** [38], möglich ab  $OD > 6000$  [34]). Mit hoher NL könnten nichtlineare Effekte effizienter ablaufen und Techniken wie optische Transistoren [39,40] und weitere optische Schalter ermöglichen [41]. Ein Maß für die nichtlineare Wechselwirkung zwischen zwei Lichtfeldern ist das Produkt aus der OD und der OD pro Atom (**OD\***) [34]. Für eine hohe  $OD^*$  müssen der Absorptionsquerschnitt der Atome und der Modendurchmesser des Lichtfeldes in der gleichen Größenordnung

liegen. Dies soll hier durch Führung des Lichts durch eine Einzelmoden-Faser mit Hohlraum geschehen. Damit kann der Strahldurchmesser auf deren gesamter Strecke auf wenige  $\mu\text{m}$  reduziert werden. Andere Ansätze erreichen eine hohe  $\text{OD}^*$  durch die Anlagerung von Atomen an Nanofasern [42–45] und photonische Wellenleiterstrukturen [46,47].

Mit dem Effekt der Kerr-Nichtlinearität (**Kerr-NL**) [36,48] kann schon das elektrische Feld eines Lichtstrahls die optischen Eigenschaften eines Mediums verändern und somit die Wechselwirkung zwischen zwei Lichtfeldern ermöglichen. So kann z.B. durch eine Phasendifferenz [49] ein Quanten-Zustand geändert [50,51] und ein Schalter realisiert werden [37].

Ansätze zur Erhöhung dieser Nichtlinearität ohne störende Absorption sind die Nutzung von Kavitäten [52,53], der Effekt der elektromagnetisch induzierten Transparenz (**EIT**) [48,49,52,54–59] und beide in Kombination [49,50,59–61].

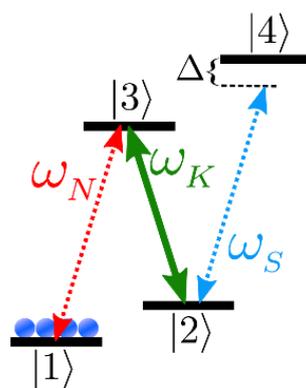


Abbildung 1: Kopplungsschema für EIT und für Kerr-NL (jeweils ohne und mit Zustand  $|4\rangle$ ).

Bei EIT sorgt eine Quanteninterferenz für eine verschwindende lineare Suszeptibilität, d.h. Absorption. Gleichzeitig sind aber die Suszeptibilitäten höherer Ordnung (d.h. nichtlineare Effekte)  $>0$ . Abbildung 1 zeigt ein mögliches Kopplungsschema für EIT. Ohne Zustand  $|4\rangle$  oder ohne das Lichtfeld mit Frequenz  $\omega_S$  (blau) liegt ein  $\Lambda$ -System mit einem starken Kontrollfeld ( $\omega_K$ , grün) und einem schwachen Nachweisfeld ( $\omega_N$ , rot) vor. Trotz Resonanz tritt hier für das Nachweisfeld Transparenz auf. Koppelt ein weiteres Feld ( $\omega_S$ , blau) das System mit Zustand  $|4\rangle$ , so liegt ein N-Schema mit Kerr-NL vor, was die Transparenz wieder aufhebt. Bei passendem Frequenzabstand ist  $\omega_S = \omega_N$  und es liegt eine selbst-induzierte Kerr-NL vor, was als Einzelphotonen-Filter verwendet werden kann [62,63]. Eine weitere Alternative sind Rydberg-Atome, die eine Wechselwirkung mit sehr großer Reichweite aufweisen [64,65].

Der Zeitraum der Wechselwirkung kann durch eine Reduzierung der Lichtgeschwindigkeit auf  $<10^3$  m/s bereits deutlich verlängert werden (langsameres Licht) [66–68]. Mithilfe der Lichtspeicherung kann die Information eines Lichtpulses zwar lange Zeit gespeichert werden, sie ermöglicht aber keine Interaktion mit anderen Lichtpulsen. Eine Alternative bietet der Effekt der stationären Lichtpulse (**SLPs**) [69–73], die in dieser Arbeit realisiert werden sollen. Hierbei bleibt für einen gewählten Zeitraum ein Lichtfeld (auch im Einzelphotonenbereich) stationär im Medium stehen und kann aufgrund der Wechselwirkung mit dem Medium auch mit anderen Lichtfeldern wechselwirken. SLPs bieten damit die Möglichkeit, Photonen als sogenannte *fliegende* qubits selbst *stationär* zu machen und als solche in einem Quantencomputer zu nutzen, was (anders als weitere Ansätze) zwei Kriterien von DiVincenzo für Quanten-Netzwerke erfüllt [4,74].

SLPs könnten die Erzeugung von verschränkten Photonen [75], von Bose-Einstein-Kondensaten (**BECS**) aus Polaritonen (Quasiteilchen aus Licht und atomaren Kohärenzen) [76] und auch die eines Tonks-Girardeau-Gases (für  $\text{OD} \times \text{OD}^* > 160$ ) [32,77,78] ermöglichen. Bei diesem Verhalten verhalten sich die Polaritonen wie undurchdringliche Partikel, die sich wiederum wie Fermionen verhalten (Fermionisierung [31]). Innerhalb eines eindimensionalen Mediums, wie es hier realisiert werden

soll, kann mit einem Gemisch aus zwei Arten von Atomen eine sogenannte Luttinger-Flüssigkeit [79] aus Photonen erzeugt werden [33]. Ein solches Medium kann zur Simulation von Festkörpern oder relativistischen Effekten dienen [30,80].

Zur Realisierung von SLPs ist ebenfalls ein Medium mit hoher OD nötig, in dem die Bedingungen für den EIT-Effekt erzeugt werden. Bisherige Realisierungen von extremen Dichten ( $OD > 10^5$  [81]), auch mit EIT [82], erfolgten mit heißem Gas, was aufgrund der Bewegung der Atome zu sehr kurzen Kohärenzzeiten führt. In dieser Arbeit soll deshalb ein eindimensionales Medium aus kalten Rubidiumatomen innerhalb einer photonischen Kristall-Faser mit Hohlkern erzeugt werden. Dieses weist schmale Absorptionslinien und eine hohe  $OD \gg 100$  auf und ermöglicht eine starke Wechselwirkung zwischen Photonen und Materie. Ziel ist dabei eine Erhöhung der Transfereffizienz von einer magneto-optischen Falle in die Faser gegenüber früheren Ansätzen [83–86]. Dafür wird im Vergleich zu Ref. [83] eine Erhöhung der Dichte während dem Transfer in die Faser ergänzt. Hierfür wird ein rein *optischer Trichter* zusammen mit einem *magneto-optischen Transfer* der Atome realisiert. Das Medium soll als Quanten-Speicher fungieren können, weshalb die erreichbare Speichereffizienz und deren begrenzende Faktoren untersucht werden sollen. Für eine starke Wechselwirkung zwischen Photonen soll dann der EIT-basierte Effekt der stationären Lichtpulse realisiert werden.

Die vorliegende Arbeit ist in zwei Abschnitte gemäß den zwei Hauptzielen unterteilt (siehe auch Abbildung 2). Im ersten Abschnitt wird ein Medium hoher optischer Dichte mithilfe von ultrakalten Atomen erzeugt, die in den Hohlkern einer Faser geladen werden. In **Kapitel 1** werden hierfür die Grundlagen zur optischen Dichte erläutert und sowohl das Medium als auch die photonische Kristall-Hohlfaser vorgestellt. In **Kapitel 2** wird das Kühlen und Einfangen der Atome mittels magneto-optischer Falle erläutert. Die Wolke aus ultrakalten Atomen wird charakterisiert (Punkt (A) in Abb. 2). In **Kapitel 3** wird der Transfer der Atome in den wesentlich kleineren Hohlkern der Faser erläutert (Punkt (B) in Abb. 2). Der verwendete Aufbau mit Vakuumapparatur, den Lasersystemen und Techniken zu Pulserzeugung und Detektion werden beschrieben. Die Transfereffizienz in die Hohlfaser und die OD innerhalb der Faser werden bestimmt.

Der zweite Abschnitt befasst sich mit kohärenten Effekten innerhalb des Mediums hoher OD in der Faser (Punkt (C) in Abb. 2). In **Kapitel 4** wird hierfür die Theorie der verwendeten kohärenten Wechselwirkungen zwischen Licht und Materie beschrieben. Die Effekte EIT, langsames Licht, Lichtspeicherung und stationäre Lichtpulse werden erläutert und besondere Einflüsse durch das verwendete Medium beschrieben. **Kapitel 5** beschreibt die dazu nötigen Erweiterungen des experimentellen Aufbaus. **Kapitel 6** schließlich zeigt die Realisierung der kohärenten Effekte EIT, langsames Licht, Lichtspeicherung und stationärer Lichtpulse in der Hohlfaser.

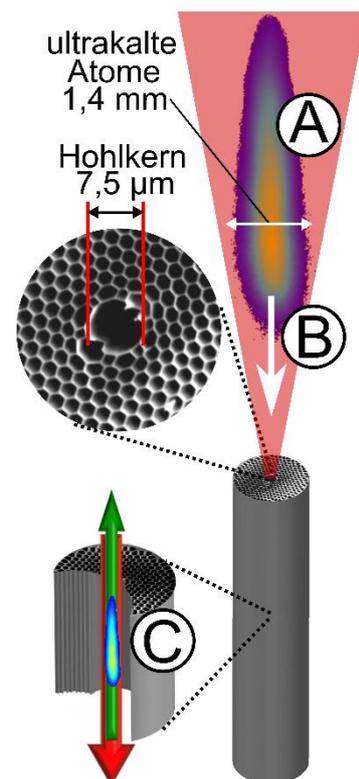


Abbildung 2: Schema zum Inhalt der Arbeit.



# **Teil I**

## **Erzeugung eines eindimensionalen Mediums extremer optischer Dichte**

---

## 1. Voraussetzungen für starke Wechselwirkung

---

Das erste Ziel dieser Arbeit ist die Erzeugung eines Mediums hoher OD mithilfe von ultrakalten Atomen, die in den Hohlkern einer Faser geladen werden. In diesem Kapitel werden die Grundlagen zur optischen Dichte erläutert und sowohl das Medium als auch die photonische Kristall-Hohlfaser vorgestellt.

### 1.1. Transmission durch ein atomares Ensemble

Ziel dieser Arbeit ist die starke Wechselwirkung von Licht und Materie. Ein Maß hierfür ist die Transmission  $\mathcal{T}$  durch das Medium. Für sie gilt mit Absorptionskoeffizient  $\alpha$  und Wechselwirkungslänge  $L$  das Lambert-Beer'sche Gesetz

$$\mathcal{T} = \frac{I}{I_0} = e^{-\alpha L} \quad (1.1)$$

mit einfallender Intensität  $I_0$  und transmittierter Intensität  $I$ . Dabei wird von einem homogenen Medium ausgegangen und davon, dass die Linienbreite des Lichts kleiner als die Linienbreite des Übergangs ist. Die Wahrscheinlichkeit zur Wechselwirkung ist von der Anzahl der Atome und deren Überlapp mit dem Lichtfeld abhängig [13,87]. Dies wird im Begriff der *optischen Dichte* (OD) [27] ausgedrückt:

$$\text{OD} = \alpha L = n \sigma_{\text{Atom}} L = N_{\text{Atom}} \cdot \frac{\sigma_{\text{Atom}}}{\sigma_{\text{WW}}} \equiv N_{\text{Atom}} \cdot \text{OD}^* \quad (1.2)$$

mit der Dichte  $n = N_{\text{Atom}}/(L \cdot \sigma_{\text{WW}})$ , der Atomanzahl  $N_{\text{Atom}}$ , dem atomaren Absorptionsquerschnitt  $\sigma_{\text{Atom}} = 3\lambda_0^2/(2\pi) \approx 2,9 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$  [87] (mit der Resonanz-Wellenlänge  $\lambda_0$ ) und dem Wechselwirkungs-Querschnitt  $\sigma_{\text{WW}}$ . Für letzteren gilt

$$\sigma_{\text{WW}} = \frac{\pi \sigma_S^2}{2 \beta C_{\text{CG}}^2} \quad \text{und damit} \quad \text{OD} = N_{\text{Atom}} \beta \frac{2 C_{\text{CG}}^2 \sigma_{\text{Atom}}}{\pi \sigma_S^2} \quad (1.3)$$

[83] mit dem  $1/e$ -Radius des Lichtstrahls  $\sigma_S$  und dem Clebsch-Gordon-Koeffizienten  $C_{\text{CG}}$  (siehe Ref. [88]). Der Faktor  $\beta$  hängt von der radialen Verteilung der Atome im Lichtstrahl ab. Diese entspricht im hier gezeigten Experiment einer Gauß-förmigen Dichteverteilung mit  $n(r) = n_0 \exp[-r^2/(2 x_0^2)]$ , was bedeutet

$$\beta = \frac{2 (\sigma_S/2)^2}{x_0^2 + (\sigma_S/2)^2} \approx 1,83 \quad (1.4)$$

[83] bei einem Strahlradius von  $\sigma_S \approx 2,75 \mu\text{m}$  und  $x_0 \approx 0,42 \mu\text{m}$ . Dies entspricht nahezu dem Idealfall von  $\beta = 2$  für eine komplett eindimensionale atomare Dichteverteilung ( $x_0 = 0$ ). Beim hier verwendeten Hyperfeinübergang  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$  gilt  $C_{\text{CG}} = \sqrt{5/24}$ . Bei polarisiertem Licht (nur eine von drei Komponenten des Dipolmoments) [88] ergibt dies eine Anzahl von  $N_{\text{Atom}} \approx 300$  für  $\text{OD} = 1$ .

Die einfache Umformung in Glg. (1.2) zeigt, dass die OD direkt proportional zur Anzahl der Atome ist. Somit kann diese zur Steigerung der OD erhöht werden. Dies wird in dieser Arbeit durch Erhöhung der Dichte und Verlängerung des Mediums angestrebt. Die OD pro Atom ( $\text{OD}^*$ ) gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass ein *bestimmtes* Atom mit dem Lichtfeld wechselwirkt. Für Wechselwirkungen zwischen

zwei Photonen für NLO-Effekte ist es wichtig, dass beide mit *demselben* Atom wechselwirken, also das Produkt  $OD \times OD^*$  möglichst groß ist [34]. Im hier gezeigten Experiment gilt  $OD^* \approx 0,004$  und entspricht damit einem für die gewählte Geometrie typischen Wert. Höhere Werte wurden bereits mit gefangenen Ionen [89] und Molekülen auf Oberflächen [90] erreicht. Bei Verwendung von ultrakalten Atomen zeigt die Anlagerung an Nanofasern Werte von  $OD^* \leq 0,08$  [42]. Durch die in dieser Arbeit erreichte hohe OD ( $\leq 1000$ ) erreicht aber das Produkt  $OD \times OD^*$  ungefähr den gleichen Wert wie in Ref. [42]. Eine hohe  $OD^*$  erfordert eine Anpassung des Strahlquerschnitts  $\sigma_S$  auf die Abmessungen von  $\sigma_{Atom}$ . Während im freien Raum ein Strahl nur auf kurzen Distanzen einen Fokus mit kleinem Durchmesser aufweist (Rayleighlänge), wird in der hier verwendeten Einzelmoden-Faser der Strahlradius von  $\omega_0 = 2,75 \mu\text{m}$  über die gesamte Länge (14 cm) erreicht.

Wie oben gezeigt, ist die OD vom verwendeten Hyperfeinübergang abhängig. Das Verhältnis zwischen zwei Übergängen lässt sich aus den relativen Hyperfein-Übergangsstärkefaktoren  $S_{FF'} = \sum C_{CG}^2$  ermitteln [88] und so z.B.:

$$\frac{OD(|F=2\rangle \leftrightarrow |F'=3\rangle)}{OD(|F=1\rangle \leftrightarrow |F'=1\rangle)} = \frac{S_{23'}}{S_{11'}} = \frac{7/10}{5/12} = 1,68. \quad (1.5)$$

Damit entspricht die in Ref. [83] (bzw. [91]) erzeugte  $OD_{23'} = 180$  (bzw. 1000) umgerechnet auf den hier verwendeten Übergang nur  $OD_{11'} = 107$  (bzw. 595).

## 1.2. Spektroskopische Struktur von Rubidium

Als Medium für alle Experimente dient das Alkalimetall Rubidium (**Rb**, Ordnungszahl 37), genauer sein Isotop  $^{87}\text{Rb}$  mit einer Atommasse von  $m_{Atom} \approx 1,44 \cdot 10^{-25} \text{ kg}$

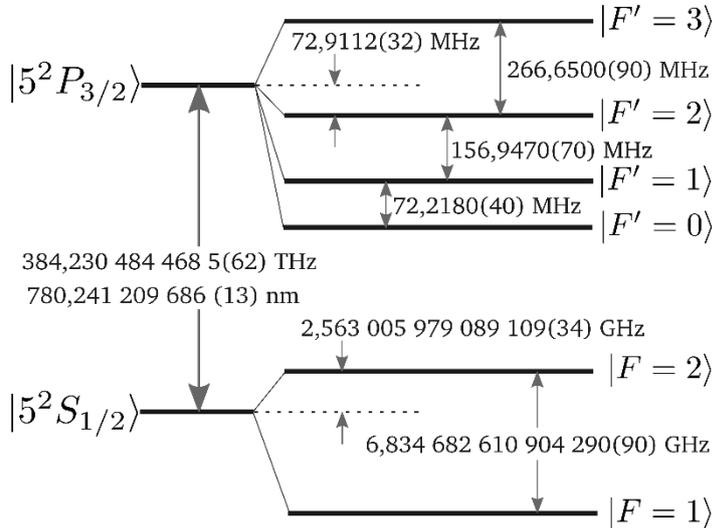


Abbildung 1.1: Termschema mit den Hyperfein-Niveaus der  $D_2$ -Übergänge von  $^{87}\text{Rb}$  [88], nicht maßstabsgetreu.

optische Übergang im roten bis infraroten Bereich der D-Linie verwendet. Dabei kommt es aufgrund der Wechselwirkung von Eigendrehimpuls  $\vec{S}$  (Spin mit  $S = 1/2$ ) und Bahndrehimpuls  $\vec{L}$  der Elektronen zur Kopplung zum Gesamtdrehimpuls  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ . Dies sorgt für eine Aufspaltung zum Feinstruktur-Dublett [92]. Während der Grundzustand  $|5^2 S_{1/2}\rangle$  mit  $L = 0$  nicht aufspaltet, ergeben sich für

[88]. Dieses ist zwar nicht stabil, zerfällt aber mit einer Halbwertszeit von  $4,9 \cdot 10^{10}$  Jahren ausreichend langsam [88]. In einem Alkalimetall befindet sich nur ein einziges Elektron in der äußersten Schale. Da es durch die anderen Elektronen in abgeschlossenen Schalen vom Kern abgeschirmt wird, verhält sich ein Alkalimetall nahezu wie Wasserstoff. Somit genügt bei der Wechselwirkung mit einem äußeren Feld die Betrachtung dieses einen Elektrons pro Atom.

Für diese Arbeit wird der

den angeregten Fall mit  $L = 1$  die beiden Zustände  $|5^2P_{1/2}\rangle$  und  $|5^2P_{3/2}\rangle$ . Somit ergeben sich zwei optische Übergänge, wobei  $|5^2S_{1/2}\rangle \leftrightarrow |5^2P_{1/2}\rangle$  als D<sub>1</sub>-Linie bezeichnet wird (mit Wellenlänge  $\lambda_1 \approx 794,98$  nm) und  $|5^2S_{1/2}\rangle \leftrightarrow |5^2P_{3/2}\rangle$  als D<sub>2</sub>-Linie ( $\lambda_2 \approx 780,24$  nm) [88]. In dieser Arbeit wird nur der D<sub>2</sub>-Übergang verwendet, jedoch in der theoretischen Betrachtung mit der D<sub>1</sub>-Linie verglichen. Aufgrund der Kopplung der Elektronen mit dem Spin des Atomkerns  $\vec{I}$  zum Gesamtdrehimpuls  $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$  ergeben sich  $(2J + 1)$  Hyperfeinzustände [92]. Dabei ist  $I = 3/2$  für  $^{87}\text{Rb}$  [88], was zu dem in Abbildung 1.1 gezeigten Termschema führt. Liegt ein äußeres Magnetfeld vor, spaltet jeder Hyperfein-Zustand in  $(2F + 1)$  Zeeman-Zustände auf [92] (hier wird von schwachen Feldern mit  $B < 100$  G ausgegangen). Damit kann schon durch das Anlegen eines Magnetfeldes von  $B \approx 1$  G erreicht werden, dass ein Lichtfeld z.B. nur mit einem einzigen Zeeman-Zustand resonant wechselwirkt. Die Linienbreite der angeregten Zustände bei  $^{87}\text{Rb}$  beträgt  $\Gamma = 2\pi \cdot 6,0666$  MHz [88].

### 1.2.1. Effekte bei hoher optischer Dichte

Bei einer hohen OD, wie sie in dieser Arbeit realisiert wird, kommt es zum Überlapp der einzelnen Hyperfein-Absorptionslinien. Auf der Resonanzfrequenz eines Übergangs tritt also mit merklicher Wahrscheinlichkeit auch nicht-resonante Absorption eines anderen Übergangs auf. Ab einer OD von 130 beträgt z.B. beim hier für EIT verwendeten Übergang  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$  die Absorption durch nichtresonante Übergänge bereits  $1/e^2$ . Dies bedeutet zum einen höhere Gesamtabsorption, was bei den späteren Experimenten mit schwachem Nachweisstrahl berücksichtigt werden muss. Zum anderen können somit Lichtfelder auch mit nicht beabsichtigten Übergängen koppeln, was beim optischen Pumpen zur Präparation des Mediums genauso beachtet werden muss wie beim Effekt der EIT, der auf der Kopplung eines Übergangs durch ein starkes Kontrollfeld beruht. Bei letzterem führt die zusätzliche Kopplung zu einer erhöhten Stark-Verschiebung.

Abbildung 1.2 (a) zeigt die theoretische Transmission eines Nachweisfeldes  $\vec{E}_N$  mit den drei Hyperfein-Übergängen von  $|F = 1\rangle$  zum jeweils angegebenen angeregten Zustand der D<sub>2</sub>-Linie (siehe Level-Schema (b)). Bei einer OD von 1 (grau)

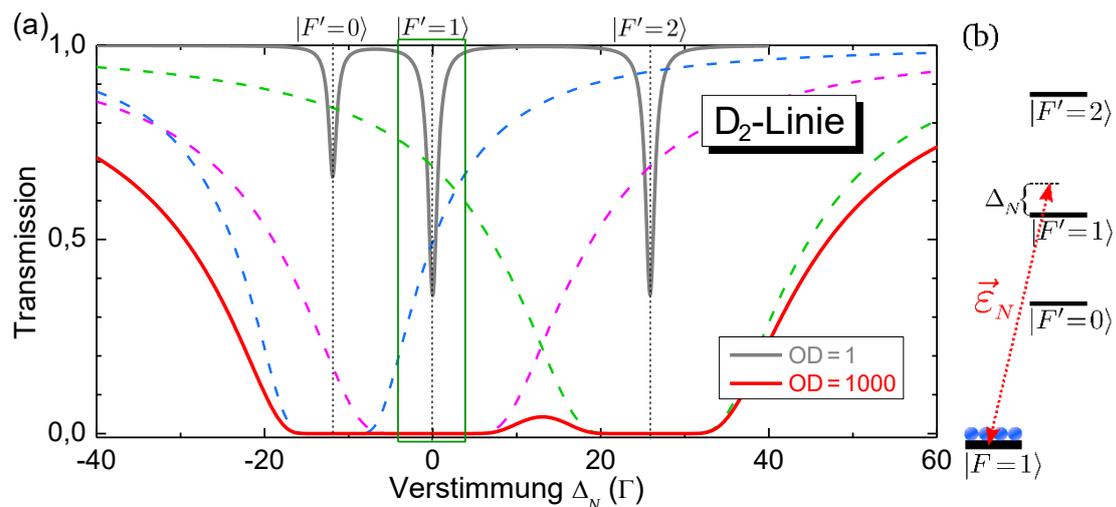


Abbildung 1.2: (a) Simulation der Transmission für einen Nachweisstrahl über dessen Verstimmung  $\Delta_N$  bei OD=1 (grau) und OD=1000 (rot), wobei es zum Überlapp der Resonanzen kommt. Für letzteres sind die Anteile gestrichelt dargestellt. (b) Level-Schema.

sind alle drei Resonanzen klar zu trennen. Bei einer OD von 1000 (rot) überlappen die drei Resonanzen (die drei Anteile sind gestrichelt dargestellt). Beim Übergang  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$  (grün umrandet), beträgt alleine die Absorption zum Zustand  $|F' = 0\rangle$  ca. 50 %. EIT kann zwar für Transparenz auf der Resonanz sorgen, kann aber in diesem System aufgrund Dipolverbots den Übergang  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 0\rangle$  nicht beeinflussen und die hohe Absorption bleibt erhalten. Aus diesem Grund wird in den Experimenten zur Lichtspeicherung und SLP eine  $OD \leq 200$  gewählt.

Bei Verwendung der D<sub>1</sub>-Linie können diese Effekte stark reduziert werden. Dort existiert kein Zustand  $|F' = 0\rangle$  und der Zustand  $|F' = 2\rangle$  liegt 5,5-mal so weit vom Zustand  $|F' = 1\rangle$  entfernt wie bei der D<sub>2</sub>-Linie (in Anhang B.2 findet sich zum Vergleich eine Simulation zum Spektrum auf der D<sub>1</sub>-Linie).

### 1.3. Photonische Kristall-Faser mit Hohlkern

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine photonische Bandlücken-Faser oder auch photonische Kristall-Faser mit Hohlkern (*hollow-core photonic-crystal fiber*, HCPCF) verwendet [93–96], um die starke Kopplung zwischen kalten Atomen und Lichtfeldern innerhalb dieses Hohlkerns zu erreichen. Im Gegensatz zu konventionellen Glasfasern, bei denen die Lichtleitung durch interne Totalreflexion erfolgt, nutzen diese Fasern eine Bandlücke im künstlich erzeugten photonischen Kristall, um Licht im Material mit kleinerem Brechungsindex (Luft oder Vakuum) zu führen. Einfache Glas-Kapillaren können ebenfalls mit ultra-kalten Gasen befüllt werden, weisen aber große Verluste bei der Lichtleitung auf. Außerdem ist es bei Kapillaren nicht möglich, einen Kern-Durchmesser von  $7\ \mu\text{m}$  für transversalen Einzelmoden-Betrieb zu erzeugen, wie dies bei einer HCPCF möglich ist. Dies ist in dieser Arbeit von Bedeutung für einen guten Überlapp zwischen Atomen und Lichtfeld.

Photonische Kristall-Fasern mit und ohne Hohlkern bieten zahlreiche Vorteile gegenüber konventionellen Fasern [97], erreichen aber aktuell noch nicht deren geringe Dämpfung. Deshalb sind Längen  $\geq 1\ \text{km}$  noch nicht kommerziell nutzbar. Der Hohlkern erlaubt nicht nur die Befüllung mit kalten Gasen [83,86] (wie im hier gezeigten Experiment) und solchen bei Raumtemperatur [81], sondern auch die Übertragung von hohen Leistungen ( $>95\%$  Übertragung in Luft oder Vakuum) [98]. Zudem erlaubt eine über die Fasergeometrie kontrollierbare Dispersion die unbeeinflusste Übertragung (mit Hohlkern) oder bewusste Veränderung von kurzen Lichtpulsen [99–101]. Die Einschränkung der Licht-Mode auf einen kleinen Bereich im Faserkern führt zu hohen Intensitäten, mit der nichtlineare Effekte in Gasen schon bei geringen Leistungen erzielt werden können [95,102,103]. Im Gegensatz dazu können Fasern mit sehr kleinem, soliden Kern selbst eine hohe Nichtlinearität aufweisen und zur spektralen Verbreiterung von (ultra-kurzen) Lichtpulsen führen [95,96]. Im folgenden Abschnitt werden die Funktionsweise dieser Fasern erklärt und Probleme aufgeführt, die sich aus deren Verwendung ergeben.

#### 1.3.1. Photonischer Kristall

Von einem photonischen Kristall spricht man bei einem transparenten Festkörper, wenn dessen periodische Struktur die Bewegung von Photonen beeinflusst [104]. Dabei kann die Struktur periodisch in ein, zwei oder drei Dimensionen sein (siehe Abb. 1.3). Dreidimensionale Kristalle werden hier nicht verwendet und daher nicht

weiter beschrieben (siehe Ref. [104–106] für Details). Die Beeinflussung des Lichts beruht auf Beugung und Interferenz durch Überlagerung von Wellen, die an Schichtgrenzen reflektiert werden (ähnlich einer dielektrischen Beschichtung). Schichten mit verschiedenen Brechungsindizes wiederholen sich periodisch mit einer Periodenlänge in der Größenordnung der Licht-Wellenlänge und bilden somit einen photonischen Kristall. Dies ist vergleichbar mit der Kristallstruktur eines Metalls oder Halbleiters, welche die Bewegung von Elektronen durch die Potentiale der regelmäßig angeordneten Atome beeinflusst [107]. Die Fortpflanzung von Wellen kann in einem Bereich unterdrückt werden, wie es auch für Elektronen einer bestimmten Energie in Isolatoren und Halbleitern der Fall ist. Eine solche Lücke zwischen den leitenden Energiebereichen (*Bändern*) wird als *Bandlücke* bezeichnet [104]. In photonischen Kristallen entsprechen die Bänder einem Bereich von Moden des Lichtfeldes, d.h. deren Frequenz. Analog zu Leitungs- und Valenzband spricht man hier von Luft-Band (Frequenz oberhalb der Lücke) und dielektrischem Band (Frequenz unterhalb der Lücke). Die Größe der Bandlücke ist abhängig vom Unterscheid der Brechungsindizes, weshalb häufig ein Material mit hohem Brechungsindex mit Luft kombiniert wird [104]. Des Weiteren werden transparente Materialien verwendet, um Absorption zu vermeiden.

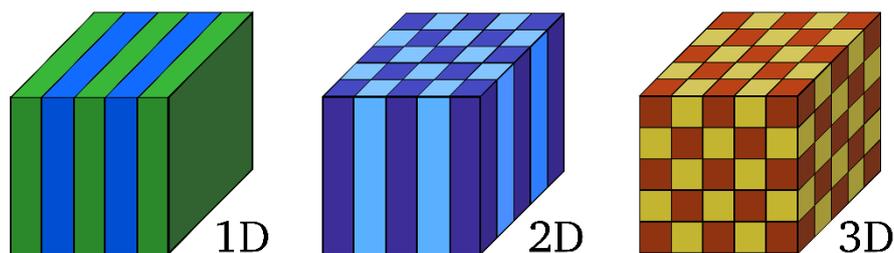


Abbildung 1.3 (nach [104]): Schematische Beispiele für ein-, zwei- und dreidimensionale photonische Kristalle. Die verschiedenen Farben repräsentieren Materialien verschiedener Brechungsindizes.

### 1.3.2. Eindimensionale photonische Kristalle

Eindimensionale photonische Kristalle weisen eine periodische Struktur nur in einer Richtung auf (siehe Abb. 1.3) und wirken somit nur bei Licht-Einfall in diese Richtung. An jeder Grenze zwischen den Schichten verschiedener Brechungsindizes wird ein Teil der Strahlung reflektiert. Mit Wahl der Dicke dieser Schichten kann konstruktive Interferenz für die Reflexion erzeugt werden [104,108], z.B. bei einer Wellenlänge, die dem doppelten der Periodizität entspricht (siehe Beispiel in Abb. 1.4). Es bilden sich stehende Wellen im Kristall aus, die Fortpflanzung der Welle ist unterdrückt und die Welle wird am Kristall reflektiert (eine Ausbreitung senkrecht zur periodischen Struktur ist weiterhin möglich).

Abbildung 1.4 zeigt beispielhaft zwei Moden der stehenden Wellen, die bei der Bandlücke für einen eindimensionalen Kristall aufgrund von Reflexion an den Grenzschichten vorliegen [104,107]. Für die Frequenz am unteren Ende der Bandlücke liegt die Energie hauptsächlich im Medium mit größerer Dielektrizitätszahl  $\epsilon$  (Abb. 1.4 (a), blauer Bereich). Für die Frequenz am oberen Ende dagegen im Medium mit geringerem  $\epsilon$  ((b), grüner Bereich). Aufgrund der verschiedenen  $\epsilon$  ergeben sich die beiden Moden trotz gleicher Wellenlänge (vorgegeben durch die

Periodizität der Struktur) für unterschiedliche Frequenzen. Je stärker sich die Brechungsindizes unterscheiden, desto größer ist die Bandlücke und damit der Bereich von unterdrückten Frequenzen. (Dieser Bereich kann größer sein als die Bandbreite konventioneller Fasern basierend auf Totalreflexion.) Entspricht der grün gezeichnete Bereich mit geringem  $\epsilon$  Luft oder Vakuum, so wird eine größtmögliche Lücke erzeugt und die Bezeichnung Luft-Band für das oberhalb der Lücke liegende Frequenzband (Energie hauptsächlich in Luft konzentriert) und dielektrisches Band für das unterhalb liegende verständlich.

Trotz der Unterdrückung können Lichtwellen mit einer Frequenz innerhalb der Bandlücke als evaneszente Wellen mit exponentiell abklingender Amplitude in den Kristall eindringen [104]. Der Abfall erfolgt schneller für Frequenzen in der Mitte der Bandlücke. Dies erklärt die erhöhte Dämpfung für Frequenzen am Rande der Bandlücke, die zu einem größeren Teil durch das Medium propagieren als solche in der Mitte der Bandlücke. Dagegen können Defekte oder Unregelmäßigkeiten der Kristallstruktur die Unterdrückung reduzieren und so eine Lokalisierung der Moden mit Frequenzen innerhalb einer Bandlücke an Orten des Defekts zur Folge haben. Somit können diese Moden durch den Bereich der Defektstelle propagieren, dringen jedoch nur evaneszent in die Kristall-Struktur ein und klingen dort exponentiell ab (siehe Abb. 1.4 (c)). Die beiden periodischen Strukturen links und rechts der Mitte wirken als frequenzselektive Spiegel [104].

### 1.3.3. Zweidimensionale photonische Kristalle und Kristall-Fasern

In einem zweidimensionalen photonischen Kristall liegt die Periodizität in zwei Dimensionen vor (siehe Abb. 1.3), während die dritte Dimension ein homogenes Medium darstellt. Dies unterdrückt die Propagation von Lichtmoden mit Frequenzen innerhalb der Bandlücke in den Richtungen der Kristall-Ebene. Zusammen mit einer Defektstelle kann somit eine Mode nur am Ort der Defektstelle existieren und nur in einer Dimension, senkrecht zur periodischen Struktur, propagieren. Bei der hier verwendeten Faser handelt es sich um eine solche zweidimensionale Kristall-Struktur aus Dielektrikum (Glas) und Luft, bzw. Vakuum mit einer Defektstelle in Form eines vergrößerten Hohlraums in der Mitte. Das Licht kann somit im Hohlraum entlang der Faser propagieren (senkrecht zur periodischen Struktur, also in

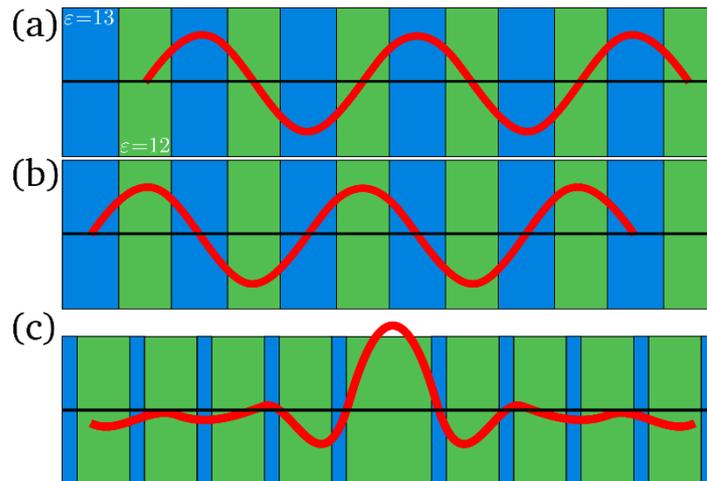


Abbildung 1.4 (nach [104]): Moden der stehenden Wellen im eindimensionalen Kristall aus zwei Materialien ähnlicher Dielektrizitätszahl  $\epsilon$  in einer Bandlücke. Gezeigt ist das E-Feld der Mode am unteren (a) und am oberen Ende (b) der Bandlücke. (c) zeigt das E-Feld bei Vorliegen eines Defekts in Form einer größeren Dicke in der Mitte. Dies entspricht dem Hohlkern einer Faser.

Abb. 1.4 (c) in vertikaler Richtung). Abbildung 1.5 zeigt eine Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme der verwendeten HCPCF. Durch die umgebende Kristallstruktur wird das Licht genauso geführt wie innerhalb einer herkömmlichen Faser durch Totalreflexion, obwohl hier der Brechungsindex im Kern geringer als im umgebenden Material ist. Die Lokalisierung im Kern funktioniert für Frequenzen in der Mitte der Bandlücke besser als für andere [104]. Dies erklärt, warum eine symmetrische, Gauß-förmige Intensitätsverteilung des Lichts in der verwendeten Hohl-faser nur für Frequenzen nahe der Mitte der Bandlücke erreichbar ist.

Neben den erwünschten Moden mit maximaler Intensität im Zentrum des Hohlkerns (Gauß-förmige Mode), können bei Lichtfrequenzen in der Bandlücke prinzipiell auch andere transversale Moden in der Faser propagieren. Neben solchen, die ein Maximum im Material haben und im Hohlraum exponentiell abfallen (Totalreflexion am Übergang Glas-Luft der kleinen Hohlräume) können auch Moden existieren, die in Glas und Luft exponentiell abfallen. Ihre Energie ist somit am Übergang lokalisiert, weshalb sie Oberflächenmoden genannt werden [104]. Diese Moden erfahren eine deutlich höhere Dämpfung als die Gauß-förmige Mode, weshalb sie durch lange Fasern (Länge  $\gg 1$  m [109]) nicht transmittiert werden. Im hier verwendeten Fall einer kurzen Faser (ca. 14 cm) können solche Moden aber auftreten. Die Faser wirkt daher trotz ihres kleinen Kerndurchmessers nur dann als Einzelmoden-Faser, wenn durch die Einkopplung hauptsächlich eine Gauß-förmige Mode angeregt wird [110]. Dies erschwert den Einkopplungs-Vorgang von Licht, da nicht alleine auf das Ziel maximaler Intensität justiert werden kann. Zusätzlich führt dies auch zu Interferenzen zweier Moden, die das Intensitätsprofil innerhalb des Hohlraums ändern. Dadurch wird die zu Beginn Gauß-förmige Mode besonders bei unzureichender Einkopplung stark verändert. Dies kann die Kopp-

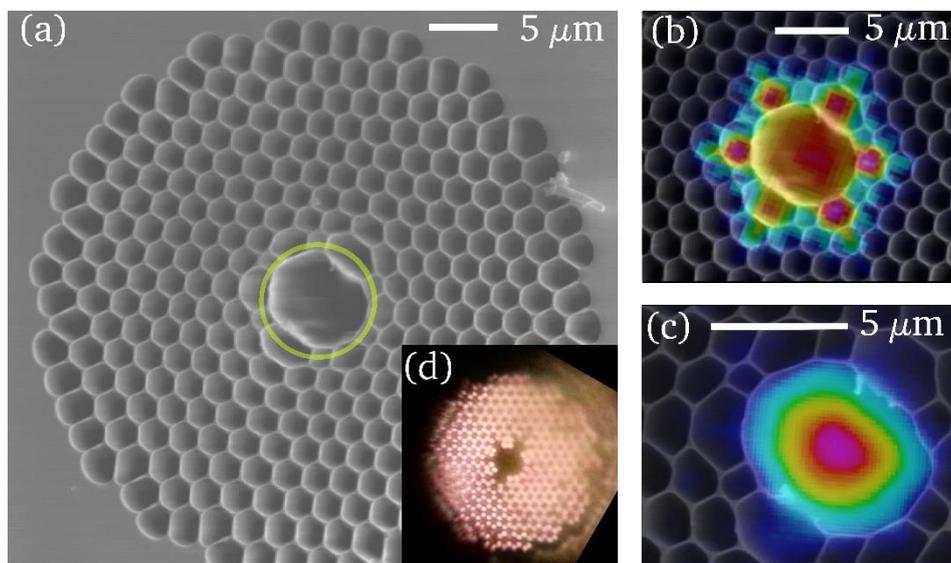


Abbildung 1.5: (a) Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme der verwendeten Hohl-faser im Querschnitt mit asymmetrischem Hohlkern (siehe Kreis zum Vergleich) und die umgebende photonische Kristallstruktur. (b) Vergrößerung des Kernbereichs überlagert mit einem Falschfarbenbild der Intensitätsverteilung bei unzureichender Einkopplung und (c) mit Intensitätsverteilung bei bestmöglicher Einkopplung mit annähernd Gauß-förmigem Profil (rot = maximale Intensität). (d) Aufnahme mit dem Licht-Mikroskop.

lung zwischen Lichtfeld und Atomen reduzieren, sowie die Form des Fallenpotentials der verwendeten Dipolfalle verändern. Daher muss die Einkopplung regelmäßig optimiert und die transmittierte Mode überwacht werden.

Die im Experiment verwendete Hohlaser (HC-800-02, NKT PHOTONICS)<sup>1</sup> hat ein Transmissionsfenster von ca. 760 bis 880 nm. In diesem liegt die Dämpfung unterhalb von 200 dB/km, was im Experiment mit einer Länge von 14 cm eine Transmission von 99,4 % erlaubt (für konventionelle Fasern liegt die Dämpfung in diesem Wellenlängenbereich bei <5 dB/km). Daher kann sowohl Licht der Wellenlänge 780 nm als auch solches bei 855 nm nahezu verlustfrei übertragen werden. Im Experiment sind außerdem Einkoppel-Effizienzen von >90 % möglich, wogegen konventionelle Fasern unter gleichen Bedingungen nur typischerweise <70 % ermöglichen. Die Verluste innerhalb und beim Einkoppeln in die HCPCF sind aber leicht polarisationsabhängig [111]. In Abbildung 1.5 (a) ist der Hohlkern und die umgebende photonische Kristallstruktur erkennbar. Der Hohlkern ist beim verwendeten Exemplar der Faser elliptisch im Verhältnis 0,80(4) mit den Durchmessern 5,7(2) und 7,1(1)  $\mu\text{m}$  (siehe gelben Kreis zum Vergleich). (b) zeigt eine Vergrößerung des Kernbereichs überlagert mit einem Falschfarbenbild der Intensitätsverteilung bei unzureichender Einkopplung. Deutlich ist die Intensität in den angrenzenden Hohlräumen erkennbar. Aufgrund des geringen Durchmessers liegt bei passender Einkopplung Einzelmoden-Transmission vor (Gauß-förmige Intensitätsverteilung, siehe Abb. 1.5 (c)) [97]. Diese Mode hat einen Durchmesser ( $1/e^2$ ) von 5,5(4)  $\mu\text{m}$ . Nur in diesem Fall sind die Oberflächenmoden auf ein Minimum reduziert. Das Strahlprofil übernimmt die elliptische Form des Hohlkerns.

Hohlfasern sind aufgrund ihrer feinen, inneren Struktur besonders empfindlich. Jeglicher Kontakt der Schnittflächen mit harten Oberflächen kann zu einer Beschädigung der Struktur führen. Wie sich im Rahmen dieser Arbeit gezeigt hat, können schon geringe Veränderungen, besonders der inneren Kristall-Struktur, zu einer Reduzierung der Einkoppel-Effizienz führen und die Form des Intensitätsprofils beeinflussen. In diesem Fall kann durch Erstellung einer neuen Schnittfläche wieder der optimale Fall hergestellt werden. Die von Standard-Fasern bekannte Methode des Anritzens mit einem Diamant-Schneider und anschließendes Brechen hat sich dabei bewährt. Ein zu starker transversaler Druck durch Klemmvorrichtungen sollte dabei aber vermieden werden.

### 1.3.4. Einflüsse auf die Polarisation

Für die Realisierung von SLPs mit Kerr-NL müssten durch die Lichtfelder einzelne Zeeman-Zustände adressiert werden. Hierfür ist eine gleichbleibende Polarisation des Lichtes innerhalb des Wechselwirkungsbereiches mit den Atomen nötig (>1 cm). Wie Simulationen der nötigen Präparations-Prozesse gezeigt haben [112], ist je nach verwendetem Kopplungsschema ein Polarisationsgrad (*degree of polarization*, DOP) von 0,93 bis 0,99 nötig. Der DOP ist definiert als [113]

$$\text{DOP} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (1.6)$$

<sup>1</sup> Datenblatt verfügbar über: <http://www.nktphotonics.com/wp-content/uploads/2015/01/HC-800.pdf>

mit jeweils der maximalen und minimalen winkelabhängigen Intensität  $I_{max}$  und  $I_{min}$  des elektrischen Feldes, welche über die Transmission durch einen Linearpolarisator gemessen wird. Somit entspricht der Wert 1 einer vollständig linearen Polarisation und der Wert 0 einer zirkularen Polarisation (oder *nicht-polarisiert*, was hier aber ausgeschlossen wird). Die unsymmetrische Form des Hohlkerns (Elliptizität: 0,80(4)) und der angrenzenden Struktur sorgt aber für eine stressinduzierte lineare Doppelbrechung in der HCPCF [110,114] und die Ausformung von zwei zueinander senkrechten Vorzugsachsen. Dieses Phänomen ist von konventionellen Fasern bekannt und wird dort gezielt zur Herstellung von Fasern verwendet, die eine lineare Polarisation über die gesamte Länge erhalten [115,116]. Genauso wie im konventionellen Fall wird eine HCPCF mit starker linearer Doppelbrechung eine lineare Polarisation erhalten. Allerdings ist dafür eine exakte (möglichst vollständige) Einkopplung in die Mode der Vorzugsachse nötig [110]. Zudem können kleine Unregelmäßigkeiten entlang der Faser zu einer Kopplung der beiden senkrechten Moden führen, was die Polarisationserhaltung schwächt [117].

Durch Vergleich der Polarisation vor und nach Transmission durch die Faser bei verschiedenen Faserlängen oder Wellenlängen kann die Doppelbrechung bestimmt werden [112,118,119]. Dabei wird üblicherweise die Schwebungslänge  $L_S$  angegeben [102]. Dies ist die Länge innerhalb der Faser, nach der die Polarisation des Lichts wieder der ursprünglichen Polarisation am Anfang der Faser entspricht. In der hier verwendeten HCPCF beträgt diese Länge  $L_S \approx 2$  mm [119] und liegt damit in der Größenordnung von polarisationserhaltenden Fasern, die eine Doppelbrechung durch Druck auf den Kern erzeugen (bei gewöhnlichen Fasern ist  $L_S \geq 5$  cm). Dies passt zur Beobachtung, dass die HCPCF eine lineare Polarisation mit 98 % erhält [112], wenn das Licht mit der Polarisation entlang einer Vorzugsachse eingestrahlt wird, welche durch die Geometrie des Kerns entsteht (siehe Asymmetrie in Abb. 1.5 (a)). Gleichzeitig heißt dies auch, dass sich andere Polarisationen und auch lineare Polarisationen bei anderer Orientierung innerhalb von 2 mm stark verändern. Da die Wolke aus Atomen, die in die Faser geladen wird, dort eine Ausdehnung von ca. 3 cm hat, liegen für verschiedene Atome auch verschiedene Polarisationen des Lichts vor.

---

## 2. Bereitstellung ultrakalter Atome

---

Zur Erzeugung eines Mediums hoher OD sollen ultrakalte Atome in den Hohlkern einer Faser geladen werden. In diesem Kapitel wird das Kühlen und Einfangen der Atome mittels magneto-optischer Falle erläutert. Die Wolke aus ultrakalten Atomen wird bezüglich Anzahl an Atomen und Temperatur charakterisiert.

### 2.1. Magneto-optische Falle

Für die in dieser Arbeit gezeigten Experimente werden  $^{87}\text{Rb}$ -Atome verwendet. Diese werden mittels einer magneto-optischen Falle (*magneto-optical trap*, MOT) [120–122] innerhalb einer Ultrahochvakuumapparatur (Druck  $\leq 10^{-9}$  mbar) aus einem Hintergrundgas gefangen und auf Temperaturen  $T < 200$   $\mu\text{K}$  gekühlt. Hierfür

werden von einem Dispenser heiße Rubidiumatome freigesetzt. Die Form der erzeugten Wolke aus ultrakalten Atomen ist aufgrund der Fallengeometrie prolat, was den späteren Transfer in die Hohlaser erleichtern soll.

### 2.1.1. Vakuumanlage

Die Experimente finden innerhalb einer Ultrahochvakuumanlage statt. Diese besteht aus Elementen aus Edelstahl, die über CF-Flansche verbunden sind und einer Glaszelle (70×25×25 mm, von JAPAN CELL) mit Antireflexbeschichtung für den Bereich der MOT. Eine Ionen-Getter-Pumpe sorgt für einen Druck von  $\leq 10^{-9}$  mbar innerhalb der Anlage. Dieser Druck ist für das Fangen und Kühlen von Atomen auf Temperaturen  $< 200 \mu\text{K}$  nötig, da nur bei diesem Druck Stöße mit Hintergrundgas vernachlässigbar sind. Innerhalb der Anlage ist die Hohlaser platziert, um die gekühlten Atome aufzunehmen.

### 2.1.2. Quelle für Rubidium

Innerhalb der Vakuumanlage wird Rubidium als Gas freigesetzt. Zu diesem Zweck wird ein sogenannter *Dispenser* (Modell Rb/NF3.4/12 der Firma SAES GETTERS) durch einen Strom von typischerweise 3,5 A auf einige hundert Grad Celsius erhitzt. Um ausreichend Gas zu liefern, aber die Experimente nicht durch Stöße mit heißem Gas zu stören, ist der Dispenser in ca. 12 cm Abstand vom Gebiet der MOT platziert, und von der Faser abgeschirmt. Die Halterung besteht aus der Glaskeramik MACOR<sup>®</sup>. Diese sorgt für elektrische und thermische Isolierung von der Faser-Halterung. Das freigesetzte Gas besteht aus den beiden Isotopen <sup>87</sup>Rb und <sup>85</sup>Rb in ihrem natürlichen Verhältnis von 27,8 % zu 72,2 %. Damit ist es später prinzipiell auch möglich, die erwähnte *Luttinger-Flüssigkeit* aus Photonen zu erzeugen, welche zwei verschiedene Sorten von Atomen in einem eindimensionalen Medium erfordert [33]. Die Absorptionslinien von <sup>85</sup>Rb sind nur ca.  $2\pi \cdot 2$  GHz zu denen von <sup>87</sup>Rb verschoben und daher mit demselben Lasersystem erreichbar.

### 2.1.3. Optische Melasse

Die freigesetzten Atome werden mittels *Dopplerkühlung* abgebremst [123,124]. Hierfür wird Laserlicht, das zum Übergang  $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3\rangle$  um 18 MHz rotverstimmt ist, als Paare von gegenläufigen Strahlen in allen drei Raumachsen in die Anlage eingestrahlt (*Kühl- bzw. Fangstrahlen*). Durch den Doppler-Effekt absorbieren die Atome aufgrund der Rotverstimmung hauptsächlich ihrer Bewegung entgegen gerichtete Strahlen, was mit der darauffolgenden isotropen Emission zu einem Netto-Übertrag von Impuls  $\vec{p} = \hbar\vec{k}$  entgegen der Bewegungsrichtung führt. Die resultierende Abbremsung ist gleichbedeutend mit einer Kühlung der Atome, da die Temperatur  $T$  der Atome nur von deren Geschwindigkeit  $v_{Atom}$  über

$$T = \frac{m_{Atom}}{2k_B} v_{Atom}^2 \quad (2.1)$$

mit der Boltzmann-Konstante  $k_B$  abhängt. Die Wahrscheinlichkeit für die Absorption des rotverstimmt Strahls ist von der Geschwindigkeit der Atome abhängig. Atome mit sehr kleiner Geschwindigkeit auf der Achse der Strahlen erfahren kei-

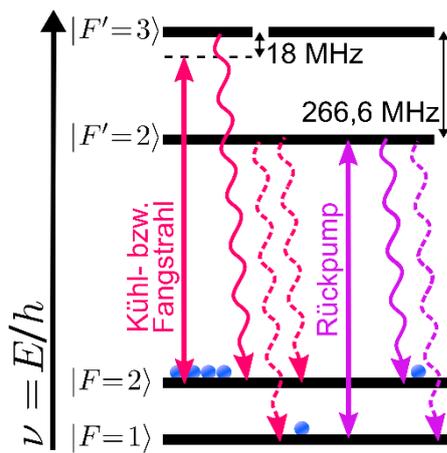


Abbildung 2.1: Kopplungsschema zum Betrieb der MOT bei  $^{87}\text{Rb}$ .

nen Impulsübertrag. Somit werden die Atome bis auf ein Geschwindigkeits-Minimum abgebremst, das von der Verstimmung und der Intensität der Kühlstrahlen abhängt. Ebenso erfahren nur Atome bis zu einer oberen Grenzhöhe überhaupt einen nennenswerten Impulsübertrag. Somit beschränkt die limitierte Intensität des Lichts auch die Anzahl der gekühlten Atome. Die meisten Atome verbleiben während des Kühlprozesses im geschlossenen Kreislauf zwischen  $|F = 2\rangle$  und  $|F' = 3\rangle$ , da Zerfälle in  $|F = 1\rangle$  dipolverboten sind (siehe Kopplungsschema in Abb. 2.1). Einige Atome werden aber nicht-resonant in den Zustand  $|F' = 2\rangle$  angeregt, von welchem sie nach  $|F = 1\rangle$  zerfallen können und somit im Kreis-

lauf fehlen. Um dem entgegen zu wirken, wird zusätzlich ein *Rückpumpstrahl* resonant zu  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$  eingestrahlt, welcher diese Atome zurück in den Kühlkreislauf pumpt. Über dessen Intensität lassen sich die Verluste und somit die Anzahl der gefangenen Atome beeinflussen.

Durch Dopplerkühlung können Temperaturen bis zum Dopplerlimit  $T_{\text{Doppler}}(^{87}\text{Rb}) = \hbar\Gamma/(2k_B) \approx 146 \mu\text{K}$  [88,122] erreicht werden. Noch tiefere Temperaturen sind aber durch die Polarisations-Gradienten-Kühlung (PGK) möglich [123,125,126]. Hierfür werden die beiden gegenläufigen Strahlen entgegengesetzt zirkular polarisiert und es darf kein Magnetfeld-Gradient vorliegen. Im Gegensatz zum Fall mit zwei linear polarisierten Strahlen (*Sisyphus-Laserkühlung* [123]), weisen die Atome hier unabhängig von der Position immer die gleichen Energieabstände zwischen den Zeeman-Zuständen auf [123,125]. Die Atome nehmen aber während ihrer Bewegung durch die gegenläufigen Strahlen als Überlagerung eine lineare Polarisation mit rotierender Orientierung wahr (mit Drehsinn abhängig von der Bewegungsrichtung). Dies führt im mitbewegten System der Atome durch stark unterschiedliche Clebsch-Gordan-Koeffizienten für die Zeeman-Zustände [88] zu einem zusätzlichen Ungleichgewicht in Absorption und Emission der beiden Strahlen. Bei der richtigen Wahl der Polarisationsrichtung erfolgt die Absorption des entgegenlaufenden Strahls sechsmal häufiger, was zu einer zusätzlichen Abbremsung führt [125,126]. Dies wirkt insbesondere bei geringen Geschwindigkeiten, bei denen die Dopplerkühlung alleine nur eine geringe Effizienz aufweist. Zugleich wird das Atom auch sechsmal häufiger wieder in den selben Zustand zerfallen, was den Prozess wiederholt. Die PGK wird nur durch das Rückstoßlimit  $T_R$  begrenzt, welches durch die Wechselwirkung eines Atoms mit einem einzelnen Photon (Absorption & Emission) verursacht wird.

Für  $^{87}\text{Rb}$  gilt:  $T_R = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{\text{Atom}} k_B} \approx 362 \text{ nK}$  [88,125].

#### 2.1.4. Diodenlaser mit externer Kavität und Frequenzstabilisierung

Der verwendete optische Übergang bei 780,2 nm ist mittels Halbleiter-Laserdioden [127–130] zu erreichen. Laserdioden mit dieser Wellenlänge (aus GaAlAs) werden

nicht zuletzt wegen der Anwendung bei Compact-Discs (CDs) [129,130] in großer Zahl und damit günstig hergestellt. Als Stromquelle brachte eine Steuerung mit dem Chip WLD3343-2L der Firma WAVELENGTH ELECTRONICS eine für den Betrieb der MOT ausreichende Frequenz-Stabilität. Für schmalbandiges EIT in der Hohlaser wurde jedoch eine besonders rauscharme Stromquelle<sup>1</sup> verwendet.

Da die beiden Grundzustände in  $^{87}\text{Rb}$  um 6,8347 GHz auseinanderliegen, werden zwei Laser verwendet, die jeweils für die Übergänge von einem der Grundzustände verwendet werden (siehe Abb. 2.2). Diese Laser bestehen jeweils aus einer Laserdiode und einem optischen Gitter als externem Resonator (*external cavity diode laser*, ECDL) [131–134] in Littrow-Konfiguration [135]. Dies erlaubt ein einfaches Durchstimmen der Laserfrequenz, indem die Länge des äußeren Resonators zusammen mit dem Beugungswinkel des Gitters geändert wird. Dabei sorgt eine sogenannte *feed-forward*-Schaltung [133] für die gleichzeitige Variation von internem und externem Resonator. Beide Laser liefern eine Ausgangsleistung von ca. 100 mW. Abbildung 2.3 zeigt den schematischen Aufbau der ECDLs.

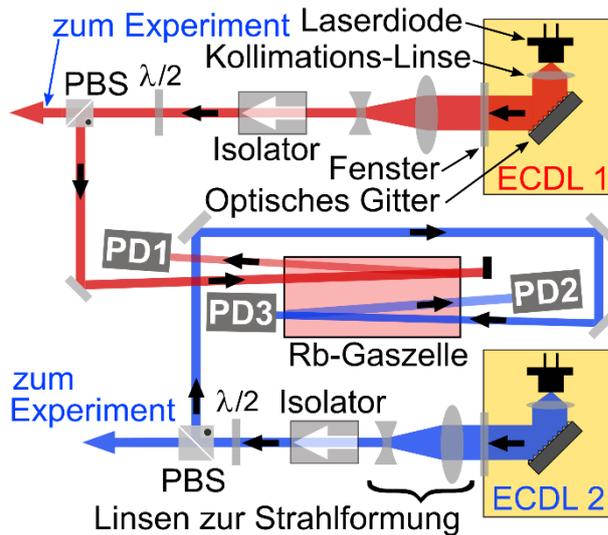


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau der Lasersysteme und Frequenz-Stabilisierung. PD = Photodiode, (P)BS = (Polarisations-) Strahlteiler,  $\lambda/2$  = Halbwellenplatte.

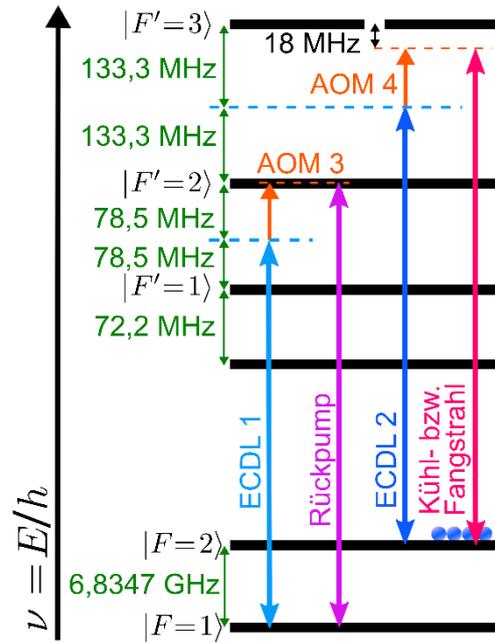


Abbildung 2.2: Kopplungsschema für die MOT und Frequenzverschiebungen durch AOMs (nicht maßstabsgetreu).

Für die Kühl- bzw. Fangstrahlen und als Kontrollstrahl wird ECDL 2 (für Übergänge von  $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 1,2,3\rangle$ ) verwendet. Dessen Licht wird mittels *akusto-optischer Modulatoren* (AOMs) [136] in der Frequenz verschoben. Für Kühl- bzw. Fangstrahlen geschieht dies durch AOM 4 (orange in Abb. 2.2), so dass es 18 MHz  $\approx 3\Gamma$  rotverschoben zum Kühlkreislauf  $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3\rangle$  ist. Auf die gleiche Weise verschiebt ein weiterer AOM die Frequenz zur Resonanz mit Übergang  $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$  zur Nutzung als Kontrollstrahl (nicht dargestellt). Um die Laserfrequenz stabil zu halten, wird ECDL 2 auf das Überkreuzungs-Signal der Übergänge  $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$  und

<sup>1</sup> Typ LQprO-140, entwickelt von der Arbeitsgruppe Prof. Dr. Thomas Walther (TU Darmstadt)

$|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3\rangle$  aus einer *dopplerfreien Sättigungs-Absorptions-Spektroskopie (SAS)* in heißem Rb und damit auf eine Frequenz genau zwischen diesen Übergängen stabilisiert [126,134,137,138]. Abbildung 2.3 zeigt den dafür verwendeten optischen Aufbau. Als Signal wird der Reflex eines in die Rb-Zelle einfallenden Strahls verwendet, der sich mit dem ursprünglichen, starken Strahl überlagert und auf Photodiode 2 fällt. Im Vergleich zur ursprünglichen Realisierung (siehe [126,133]) wurde in dieser Arbeit zusätzlich der dopplerverbreiterte Untergrund vom Signal abgezogen [137]. Zu diesem Zweck wird der Strahl detektiert, der die Spektroskopie-Zelle nur einmal durchquert und somit dopplerverbreiterte Absorption zeigt (Photodiode 3). Dieses Signal wird vom ersten abgezogen. Damit konnte eine kleinere Modulationsamplitude gewählt werden, was die Frequenz-Variation des Lasers von  $>10$  MHz auf  $<0,4$  MHz reduzierte. Die Zelle ist zur Abschirmung mit  $\mu$ -Metallfolie umgeben [139], welche eine hohe Permeabilität besitzt ( $\mu_r > 50.000$ ). Dies bewirkt, dass sich der magnetische Fluss niederfrequenter Magnetfelder in der Folie konzentriert und um die Zelle herum verläuft. Das Licht für Rückpump- und Nachweisstrahl stammt von einem zweiten Laser (ECDL 1, für Übergänge  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 0,1,2\rangle$ ). Er wird auf das Überkreuzungs-Signal der Übergänge  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$  und  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$  stabilisiert (mit Photodiode 1). Die Frequenz des Lichts wird mit AOM 2 reduziert. Für beide Laser wird eine Linienbreite von  $\leq 160$  kHz in  $7 \mu\text{s}$  [133] erreicht.

Wie sich im Laufe dieser Arbeit gezeigt hat, reagieren die verwendeten ECDLs empfindlich auf akustische Einflüsse. Bewegliche Teile wie die Halterung des optischen Gitters können durch Anregung ihrer Resonanz in Schwingungen versetzt werden, welche aufgrund ihrer hohen Amplitude durch die Stabilisierung nicht kompensiert werden kann. Eine mechanische Resonanz des Laseraufbaus liegt bei 900 Hz für ECDL 1 und bei 1,3 kHz für ECDL 2. Da diese Frequenzen im hörbaren Bereich liegen, konnte die Anregung durch einfache Sinustöne eines Lautsprechers gezeigt werden. Die Abschirmung durch eine Abdeckung aus Plexiglas genügt nicht, um Einflüsse von außen vollständig abzuschirmen. Die Luftströmung, die das Experiment von Staubablagerungen freihalten soll, kann die Resonanzen ebenfalls anregen. Daher empfiehlt sich bei Messungen, die eine schmale Laser-Linienbreite erfordern, diese Luftströmung auszuschalten. Auch Vibrationen durch den Einsatz von mechanisch betriebenen Verschlüssen, für eine vollständige Unterdrückung des Rückpump-Strahls und der Kühl-/Fangstrahlen während der Messungen, können die Stabilisierung verhindern. Deshalb wurden alle Geräte mit mechanischen Elemente (auch solche mit Lüftern zur Kühlung) mittels Schaumstoff vom Experiment entkoppelt. Auch hochfrequente, elektrische Signale sollten vom ECDL abgeschirmt werden, da diese sonst zu Störungen führen. Besonders solche, die in der Nähe der Modulationsfrequenz liegen (z.B. das Signal des Photonen-Zählers mit TTL-Signalen im Bereich von bis zu 20 MHz). Zusätzlich muss der ECDL vom Experiment elektrisch isoliert sein. Bewährt hat sich dabei, die elektrische Schirmung der Zuleitung mit der Masse des Treibers zu verbinden und am anderen Ende über einen Keramik-Kondensator von 560 pF auch mit dem Laser-Gehäuse. Auf diese Weise werden hochfrequente Störungen auf dieser Seite abgeführt, während keine sogenannte Masseschleife besteht, die wiederum Störungen wie z.B. ein Rauschen mit der Netzfrequenz von 50 Hz von Transformatoren und ähnlichen Quellen aufnehmen könnte.

### 2.1.5. Einfangen durch Magnetfelder

Um die gekühlten Atome an einem Ort (in der Fallenmitte) zu fangen, wird zusätzlich ein *Quadrupol-Magnetfeld (QP-Feld)* angelegt, welches von einem Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Konfiguration erzeugt wird (siehe Abb. 2.4 & 2.5). Auf neutrale Atome ohne magnetisches Moment wirkt im Magnetfeld zunächst keine Kraft. Der Nullpunkt des Feldes fällt hier jedoch mit dem Mittelpunkt der sich überlagernden Kühl-/Fangstrahlen zusammen, für welche entgegengesetzt zirkular polarisiertes Licht verwendet wird. Aufgrund der Zeeman-Aufspaltung der Atome im Magnetfeld ist je nach Position der Atome in der Falle (und damit Vorzeichen des Magnetfeldes) der Strahl aus einer Richtung näher an der Resonanz der Atome und wird mit höherer Wahrscheinlichkeit absorbiert. Somit kommt es zu einer räumlich abhängigen Kraft, die immer zur Fallenmitte zeigt [122,140].

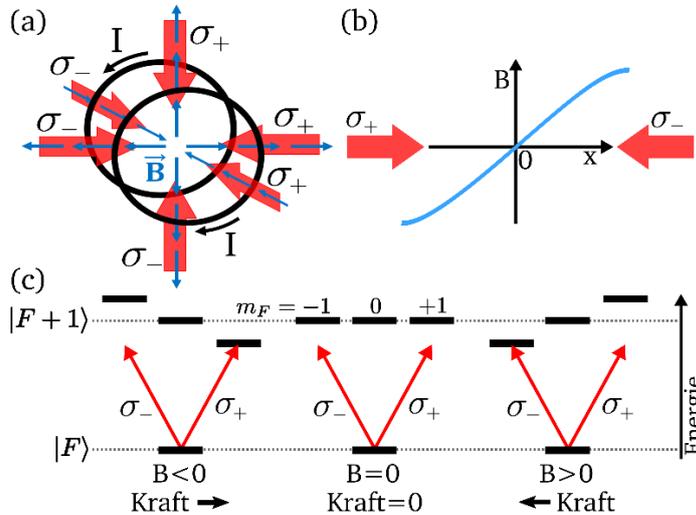


Abbildung 2.4: (a) QP-Magnetfeld (blau) der Anti-Helmholtz-Spulen (schwarz) und gegenläufige, zirkular polarisierte Kühl-/Fangstrahlen, (b) Magnetfeldgradient im Zentrum der MOT für eine Dimension. (c) Verschiebung der Niveaus und damit verbundene Kraft abhängig vom Ort.

Abbildung 2.4 zeigt den Fall beispielhaft für eine Dimension. Der durch die Spulen (a) erzeugte Magnetfeldgradient (b) sorgt für eine räumlich abhängige Aufspaltung der Zeeman-Zustände (c). Im Halbraum  $x < 0$  ist der Kühlstrahl mit Polarisation  $\sigma_+$  näher an der Resonanz des Atoms und wird stärker absorbiert, was zu einer Kraft zum Zentrum ( $x = 0$ ) führt. Im Halbraum  $x > 0$  wirkt eine Kraft in Gegenrichtung.

### 2.1.6. Kompensation äußerer Magnetfelder

Äußere Magnetfelder, welche die MOT und darin ablaufende Experimente beeinflussen würden, werden durch drei Helmholtz-Spulen in den drei Raumrichtungen kompensiert [141] (siehe Abb. 2.5). Zusätzlich kann mit diesen Spulen der Nullpunkt des QP-Feldes innerhalb einiger Millimeter verschoben werden. Die Steuerung des Kompensationsfeldes erfolgt dabei über ein regelbares Netzteil (für die vertikale Richtung gesteuert mit *Digital-Analog-Wandlerkarte NI-6110*, von NATIONAL INSTRUMENTS) mit dem das Feld in wenigen Millisekunden verschoben wird.

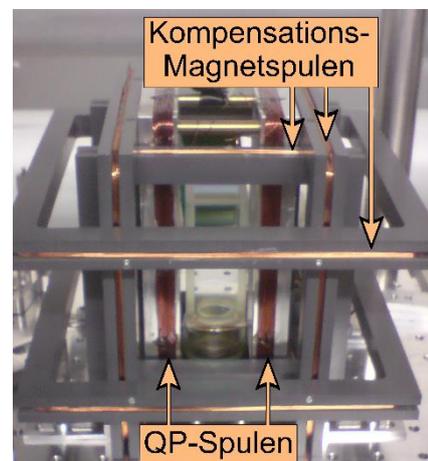


Abbildung 2.5: Foto der leeren Vakuumzelle mit den Magnetspulen.

Das starke QP-Feld würde jede Messung durch die Verschiebung der Zeeman-Zustände beeinflussen, da die Atome innerhalb der HCPCF mehr als 5 mm vom Nullpunkt des Feldes entfernt sind. Daher wird es typischerweise 12 ms vor der Messung abgeschaltet. Dies ist auch nötig, um die Atome zum Transfer in die Faser freizugeben. Bei einer Abklingzeit von  $\tau = 1$  ms [126,142] ist das Feld nach 12 ms ausreichend schwach.

### 2.1.7. Bestimmung der Anzahl der Atome

Zur Optimierung der MOT und Quantifizierung der Transfereffizienz von der MOT in die Hohlfiber ist es nötig, die Anzahl an gefangenen bzw. transferierten Atomen zu bestimmen. Hierfür wird ein optischer Pumpprozess verwendet [143]. Ein Nachweisstrahl mit einer Leistung von ca. 150 nW (dies entspricht in der Hohlfiber dem 200-fachen der Sättigungsintensität) pumpt alle Atome in einen ungekoppelten Zustand. Je nachdem, ob Atome im Zustand  $|F = 1\rangle$  oder  $|F = 2\rangle$  gezählt werden sollen, wird ein Strahl resonant zu diesem Zustand verwendet. Je nach Zielzustand werden aufgrund von Auswahlregeln nicht alle Zeeman-Zustände angeregt und somit nicht alle Atome gezählt. Bei Annahme von Gleichverteilung auf alle Zeeman-Zustände (bei Atomen in der MOT gerechtfertigt) kann man den ermittelten Wert aber entsprechend korrigieren. Lediglich der

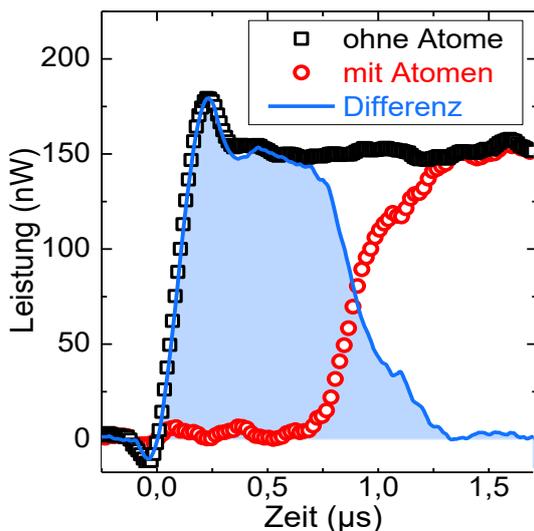


Abbildung 2.6: Beispiel einer Messung der Atomanzahl mit  $N_{Atom} = 2,5(3) \cdot 10^5$ . Aus der Messung ohne (schwarz) und mit Atomen (rot) wird die Differenz (blau) gebildet.

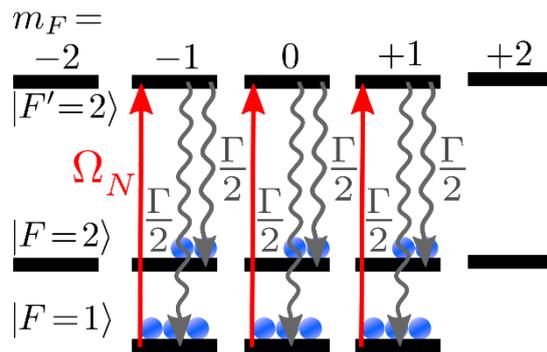


Abbildung 2.7: Beispiel eines Kopplungsschemas zum Zählen der Anzahl der Atome. Die Emission (grau) ist gleichzeitig mit zirkularer Polarisation möglich (aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht dargestellt). Das Ergebnis der Zählung hängt davon nicht ab.

Übergang  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$  erlaubt das Zählen aller Atome unabhängig von ihrer Verteilung auf die Zeeman-Zustände. Abbildung 2.7 zeigt dies als Beispiel. Der Zustand  $|F' = 2\rangle$  kann mit gleicher Wahrscheinlichkeit in beide Grundzustände zerfallen (mit einer Rate von  $\Gamma/2$ ). Deshalb sind im Mittel zwei Photonen des Nachweisstrahls nötig, um ein Atom in den Zielzustand  $|F = 2\rangle$  zu pumpen. Mit einer kalibrierten Lawinen-Photodiode (*avalanche photodiode*, APD, Typ SAR500H1B von LASERCOMPONENTS) wird der Transmissionsverlauf gemessen. Als Referenz ohne Atome wird die Messung wiederholt, ohne dass ein QP-Feld anliegt, wodurch in der MOT keine Atome gefangen werden. Aus der Differenz ergibt sich die von den

Atomen absorbierte Leistung, da alle weiteren Verluste des Aufbaus bekannt sind. Die über den gesamten Pumpprozess integrierte absorbierte Leistung ergibt die absorbierte Energie, welche sich in die Anzahl  $N_{\text{photon}}$  der absorbierten Photonen umrechnen lässt ( $E = \hbar\omega N_{\text{photon}}$ , mit der Frequenz des Übergangs  $\omega$ ). Die Anzahl der Photonen  $p$ , die pro Atom absorbiert werden, bevor sie sich im Zielzustand befinden, wurde mit einer numerischen Simulation des statistischen Pumpprozesses ermittelt. Sie ist in Tabelle 2.1 zusammen mit dem Korrekturwert  $K$  für nicht adressierte Zeeman-Zustände aufgelistet. Somit lässt sich aus den zwei Messungen auf die Anzahl der Atome schließen:  $N_{\text{Atom}} = Z \cdot N_{\text{photon}}/p$ . Abbildung 2.6 zeigt ein Beispiel einer solchen Messung mit Pumpprozess bei  $N_{\text{Atom}} = 2,5(3) \cdot 10^5$ . Der Nachweisstrahl wird zum Zeitpunkt  $t = 0 \mu\text{s}$  eingeschaltet (schwarz). Die Messung mit Atomen (rot) zeigt die volle Absorption durch die Atome bis ca.  $t = 0,7 \mu\text{s}$ . Die Fläche unterhalb der Differenz der Kurven (blau) ergibt die absorbierte Energie.

Besetzung in	$ F = 1\rangle$	$ F = 1\rangle$	$ F = 1\rangle$	$ F = 2\rangle$	$ F = 2\rangle$
Pumpzustand	$ F' = 0\rangle$	$ F' = 1\rangle$	$ F' = 2\rangle$	$ F' = 1\rangle$	$ F' = 2\rangle$
Photonen/Atom $p$	1,50	1,72	2,00	1,11	1,55
Korrekturwert $Z$	3	3/2	1	5/3	5/4

Tabelle 2.1: Anzahl an absorbierten Photonen  $p$  und Korrekturwerte  $Z$  für verschiedene Übergänge zum Zählen von Atomen. Die schattierte Version liefert den exaktesten Wert.

Die verwendete Photodiode erzeugt ein Signal von  $8,6(8) \cdot 10^6 \text{ V/W}$  [142]. Die Verwendung einer Batterie als Stromquelle für Photodiode und zugehörigen Verstärker konnte das Rauschverhalten des Messsignals wesentlich verbessern. Zusätzlich zur Referenz ohne Atome werden auch Messungen ohne den Nachweisstrahl (mit und ohne Atome) vorgenommen, und als Untergrund abgezogen. So erzeugt z.B. die Fluoreszenz der Atome ein Signal, das die Messung sonst verfälschen würde.

Um zu verhindern, dass Atome, die nicht in den Faserkern transferiert wurden, ebenfalls mitgezählt werden, wird im Bereich oberhalb der Faser ein starker zusätzlicher Rückpumpstrahl eingestrahlt. Dieser pumpt alle Atome, die ebenfalls im Nachweisstrahl liegen, sich aber außerhalb der Faser befinden, in den nichtresonanten Zustand  $|F = 2\rangle$ . Die Leistung des Strahls beträgt  $\approx 600 \mu\text{W}$  bei einem  $1/e^2$ -Durchmesser von  $\approx 2 \text{ mm}$ , womit er das 6-fache der Sättigungsintensität aufweist. Dagegen fällt die Intensität des zum Zählen verwendeten Pumpstrahls aufgrund der Divergenz beim Austritt schon  $135 \mu\text{m}$  oberhalb der Faser unter diesen Wert. Da zudem bereits 4 ms vor jeder Messung das QP-Feld deaktiviert wird, ist die Anzahl der Atome, die sich genau über der Faser im Nachweisstrahl befinden, ausreichend gering, um die Zählung nicht zu beeinflussen. Zum Test dieses Verfahrens wurde die Anzahl mit und ohne Dipolfalle bestimmt. Im letzteren Fall wurden keine Atome in die Faser geladen und erwartungsgemäß keine Atome gezählt.

### 2.1.8. Anzahl der Atome in der MOT

Das QP-Feld (siehe Kap. 2.1.5) ist im hier verwendeten Aufbau asymmetrisch (Gradient in horizontaler Richtung: ca. 8,1 G/cm, in vertikaler Richtung: ca. 0,04 G/cm [141]), was eine prolate Form der Wolke aus kalten Atomen zur Folge hat. Dies soll den Transfer der Atome in die Faser mit kleinem transversalem Durchmesser erleichtern (in Ref. [83] wurde eine sphärische MOT verwendet). Abbildung 2.8 zeigt ein Bild der Fluoreszenz der Wolke aus kalten Atomen in der MOT. Wie die Anpassungen an das Bild zeigen (rote Kurven, rechts) hat die Wolke eine Gauß-förmige Dichteverteilung. Sie besitzt  $e^2$ -Durchmesser von 3,9 mm vertikal und 1,4 mm horizontal.

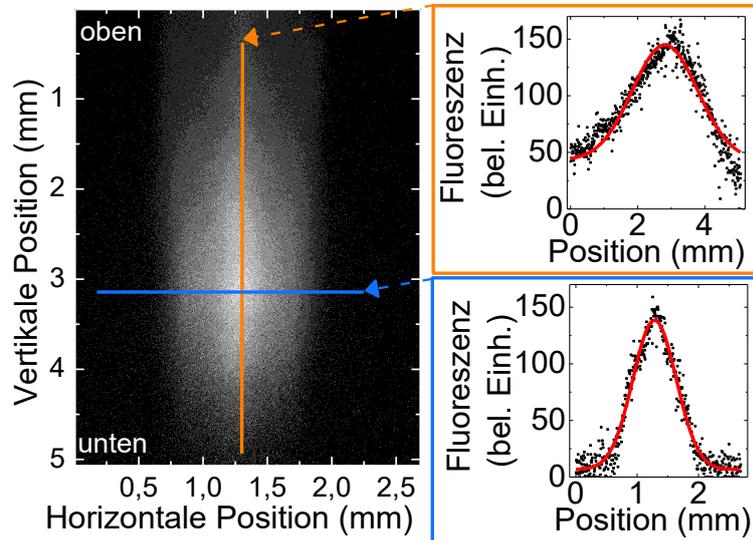


Abbildung 2.8: Fluoreszenz-Bild der Wolke aus gefangenen Atomen. Die Gauß-förmige Wolke hat  $e^2$ -Durchmesser von  $3,9 \times 1,4$  mm (Anpassungen von Gauß-Kurven, rote Linien).

Abbildung 2.9 zeigt die Anzahl der Atome, die abhängig vom Magnetfeldgradienten in der MOT gefangen werden. Es ergibt sich ein Maximum bei 1,8 A. Dies entspricht 8,1 G/cm. Bei diesem Wert liegt die Verschiebung der Zeeman-Zustände bei  $\Delta\omega \leq m_F \cdot 2\pi \cdot 7,5$  MHz [88]. Für den Zustand  $|F' = 3\rangle$  des Kühlkreislaufes liegt dies im Bereich bis  $3,7\Gamma$ . Somit wird im Bereich der Kühlstrahlen gerade die Verstimmung von  $3\Gamma$  kompensiert und die Atome werden effizient gefangen. Bei einer Erhöhung über diesen Wert reduzieren sich der ideale Abstand an dem diese passende Verschiebung auftritt und somit auch das Einfang-Volumen.

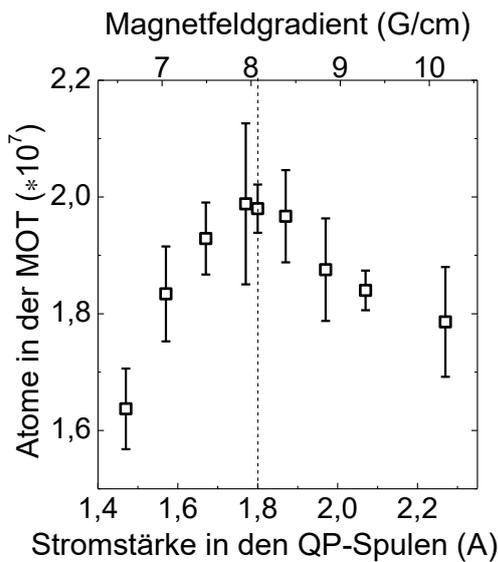


Abbildung 2.9: Anzahl der in der MOT gefangenen Atome abhängig vom Magnetfeldgradienten (bzw. Spulenstrom).

Abbildung 2.10 zeigt die Anzahl der in der MOT gefangenen Atome abhängig von der Zeit mit aktivem QP-Feld. Nach ca. 2,3 s scheint die Sättigung erreicht zu sein. Hier gleichen sich Zufuhr und Verluste von Atomen aus. Gemäß der Anpassung eines exponentiellen Verlaufs beträgt die Ladezeit 1,3(2) s und im Gleichgewicht liegt die maximale Anzahl bei  $2,8(3) \cdot 10^7$  [144] für den gewählten Strom von 3,5 A durch den

Rb-Dispenser. Im Experiment wird die Zeit mit QP-Feld auf 1 s beschränkt. Die dabei gefangene Anzahl von bis zu  $2,0 \cdot 10^7$  reicht für die Experimente aus. Wie Messungen gezeigt haben, führt eine Erhöhung der Gesamtzahl an gefangenen Atomen nicht zu einer Erhöhung der transferierten Anzahl.

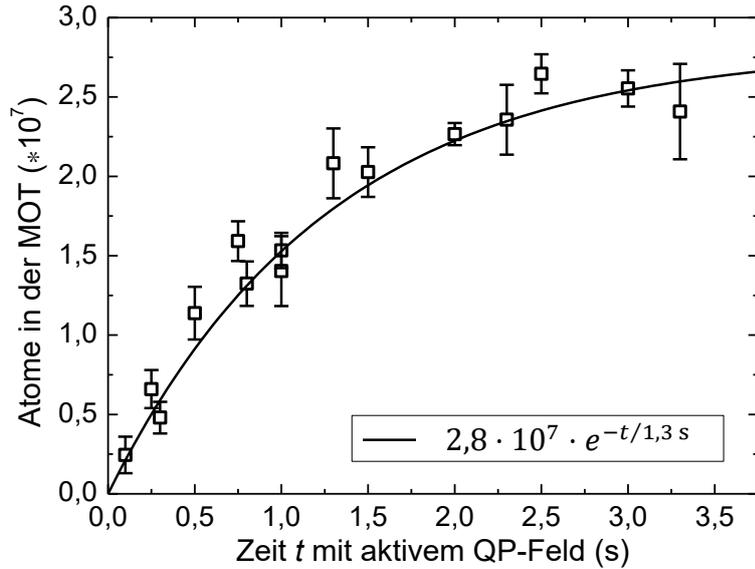


Abbildung 2.10: Anzahl der gefangenen Atome in der MOT abhängig von der Zeit mit aktivem QP-Feld. Die MOT hat eine Ladezeit von 1,3(2) s (schwarze Kurve).

### 2.1.9. Bestimmung der Temperatur der Atome

Zur Bestimmung der Temperatur von kalten Atomen kann die Flugzeitmessung [121,145] und/oder EIT [146] verwendet werden. Bei der Flugzeit-Methode lässt man die Wolke aus Atomen frei expandieren. Da die Temperatur für diese Atome nur von deren Geschwindigkeit abhängt (Glg. (2.1)), ist der Verlauf dieser Expansion direkt temperaturabhängig. Auf diese Weise kann jedoch nur die Temperatur in transversaler Richtung bestimmt werden. Bei der Verwendung von EIT zur Temperaturbestimmung werden die beiden verwendeten Strahlen gegenläufig zueinander eingestrahlt. Aufgrund des Dopplereffekts werden beide Strahlen unterschiedlich verstimmt, was abhängig von der Bewegung der Atome (also der Temperatur) zu einer Zweiphotonen-Verstimmung führt. Dies reduziert die mit EIT erzielte Transmission und kann somit zur Bestimmung der longitudinalen Temperatur dienen. Für die Flugzeitmessung wird das QP-Magnetfeld ausgeschaltet, woraufhin die Atome expandieren. Durch Einstrahlen eines Nachweisstrahls wird dann die Absorption während der Expansion gemessen. Zur Simulation der Messdaten wird Gleichung (12) aus Ref. [145] verwendet. Dabei wird berücksichtigt, dass der Nachweisstrahl vertikal und bereits zu Beginn durch die Wolke verläuft. Es kommt daher zu keiner Änderung der Absorption aufgrund der Schwerkraft. Der zeitliche Verlauf der Dichte  $n_{Atom}$  und damit der Absorption ergibt sich zu:

$$\alpha_{TOF}(t) \propto n_{Atom}(t) \propto \frac{1}{\sigma_0^2 + \sigma_n^2 + v_{Atom}^2 t^2} \quad (2.2)$$

[145] mit dem Radius  $\sigma_0$  der Atomwolke zu Beginn, dem Strahldurchmesser  $\sigma_n$  und der temperaturabhängigen Geschwindigkeit der Atome  $v_{Atom}$  (2.1).

Für die hier verwendete MOT wurden beide Verfahren kombiniert, um die Temperatur in allen Raumrichtungen zu bestimmen, die sich aufgrund der prolaten Form unterscheiden [126]. Demnach beträgt die Temperatur der Atome nach

der Kühlung in der MOT im Idealfall  $115(30) \mu\text{K}$  in der vertikalen (langen) Achse und  $21(5) \mu\text{K}$  in den beiden horizontalen Achsen [126,146]. Beide Temperaturen liegen deutlich unterhalb des Dopplerlimits und zeigen eine aktive PGK. Die Temperatur in horizontaler Richtung ist niedriger, was sich mit einer reduzierten Aufheizung erklären lässt, da der kleinere Durchmesser in dieser Richtung (Verhältnis 1:2,8) zu weniger Streuprozessen und Strahlungseinfang führt [147,148]. Für die hier gezeigten Experimente ist im Wesentlichen die transversale Temperatur entscheidend, da diese die Transfereffizienz in den deutlich kleineren Hohlfaserkern und die Nutzungsdauer der Atome innerhalb der Faser bestimmt.

### 2.1.10. Temperatur der Atome in der MOT

In der MOT sollen Rb-Atome mittels Dopplerkühlung und PGK (siehe Kap. 1.2.1) auf Temperaturen  $< 100 \mu\text{K}$  gekühlt werden. Abbildung 2.11 zeigt Messung und Simulation (nach Glg. (2.2)) nach der Flugzeit-Methode mittels Absorption der Atome in der MOT über der Zeit (logarithmisch). Das QP-Feld der MOT wird zum Zeitpunkt  $t = 0 \text{ ms}$  ausgeschaltet, woraufhin die Atome expandieren und nur durch die PGK abgebremst werden. Wird nun für 10 ms mittels PGK gekühlt, d.h. sind Kühl-/Fangstrahlen sowie Rückpumpstrahl für diese Zeit aktiv, bevor der Nachweisstrahl die Absorption misst, ergibt sich bereits eine Temperatur von  $30(5) \mu\text{K}$  (rot). In derselben MOT wurden zuvor ohne Hohlfaser ebenfalls ca.  $30 \mu\text{K}$  in transversaler Richtung mit einer Kühldauer von 8 ms erreicht [126]. Dies entspricht einem typischen Wert für Rb-Atome in einer MOT mit gleicher Ladezeit (siehe z.B. Ref. [83]). Diese Kühlzeit wird auch in den nachfolgenden Experimenten gewählt. Für eine noch geringere Temperatur von  $2,3(2) \mu\text{K}$  (blau) ist eine wesentlich längere Kühlzeit von 120 ms nötig. Da die Wolke aus Atomen in dieser Zeit expandiert, kommt es zu deutlichen Verlusten an Atomen. Daher wird in den Experimenten auf solch eine lange Kühlung verzichtet.

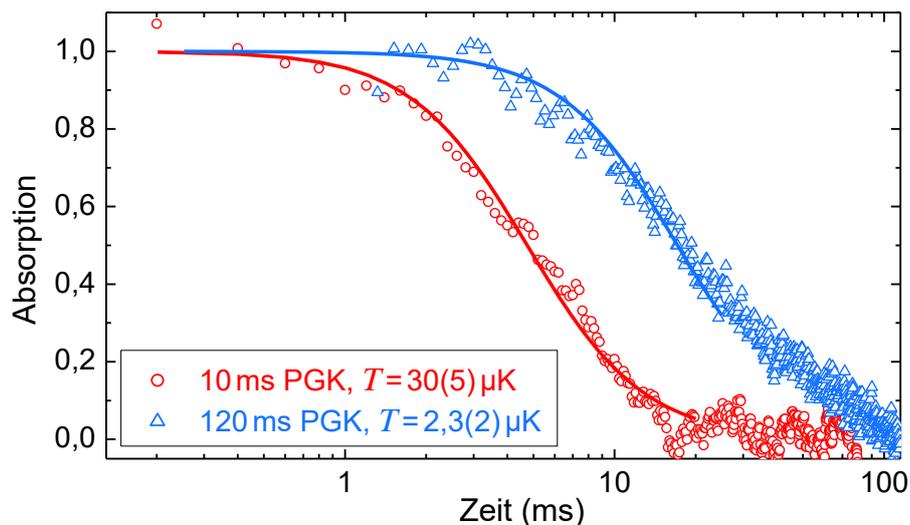


Abbildung 2.11: Messung (Symbole) und Simulation (Linien) der Absorption der Atome in der MOT über der Zeit (logarithmisch) für verschieden lange PGK-Kühlzeiten zur Bestimmung der Temperatur mittels der Flugzeit-Messung.

### 3. Erzeugung extremer optischer Dichte

Für eine hohe OD werden die zuvor beschriebenen ultrakalten Atome in den Hohlkern der Faser geladen. In diesem Kapitel wird dieser Transfer erläutert und die Techniken zum Nachweis der Atome in der Faser beschrieben. Schließlich werden die Transfereffizienz in die HCPCF und die OD innerhalb der Faser bestimmt.

#### 3.1. Effizienter Transfer lasergekühlter Atome in eine HCPCF

Wie in Kap. 1.1 gezeigt wurde, ist für eine hohe OD eine große Anzahl von Atomen nötig. Diese müssen für einen guten Überlapp mit dem Lichtfeld innerhalb des Hohlkerns der Faser als eindimensionales Medium vorliegen. Die Rb-Atome werden zunächst in der MOT gekühlt und als Wolke gefangen (siehe Kap. 2), bevor sie in den Hohlkern der Faser transferiert werden. Um das Laden der MOT und die Kühlung der Atome weder durch Störungen des Magnetfeldes noch durch Abschattung der Fangstrahlen zu beeinflussen, wurde die obere Spitze der HCPCF in einem Abstand von 5,5 mm unterhalb des Zentrums der MOT und somit dem Zentrum der Atomwolke platziert. Zusätzlich ist der  $1/e^2$ -Durchmesser der Atomwolke mit 1,4 mm zwei Größenordnungen größer als der Durchmesser der Hohlleiter von  $7,5 \mu\text{m}$ , was einen effizienten Transfer erschwert.

Im Folgenden werden die Techniken vorgestellt, die es dennoch ermöglichen, einen Teil der Atome in den Hohlkern der HCPCF zu transferieren. Frühere Ansätze setzten dabei entweder lediglich auf eine optische Dipolfalle [83–86,149–152] oder ergänzten diese durch einen „magnetischen Trichter“ oder eine optische Hohlstrahl-Dipolfalle [83]. In Ref. [83] führt ersteres dazu, dass im Transferbereich der optische Zugang verdeckt ist. Dadurch kann eine Aufheizung durch den Transferprozess selbst nicht durch Kühlung kompensiert werden. Außerdem kann die Dichte nicht erhöht werden. Aus diesem Grund wird hier ein rein *optischer Trichter* realisiert, welcher diese Kühlung ermöglicht. Er wird kombiniert mit einem magneto-optischen Transfer mit Komprimierung und einer optischen Dipolfalle. Dadurch wird eine Transfereffizienz von bis zu 5 % erreicht.

Abbildung 3.1 zeigt ein schematisches Bild der MOT (Aufriß-Zeichnung) mit den Kühl-/Fangstrahlen (rot) und den beiden senkrecht zueinander einfallenden Rückpumpstrahlen (magenta). Im Inneren ist die Halterung der Hohlleiter zu erkennen.

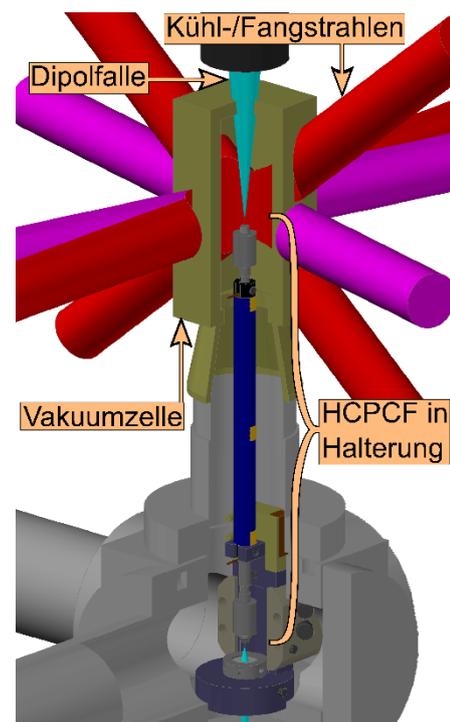


Abbildung 3.1: Schematisches Bild (Aufriß) der MOT mit Laserstrahlen (Kühl-/Fangstrahlen in Rot, Rückpumpstrahlen in Magenta, Dipolfalle in Hellblau) und der HCPCF in ihrer Halterung.

### 3.1.1. Dunkelpunkt-MOT

Es soll zunächst versucht werden, die Atome aus einer kontinuierlich betriebenen MOT in einem kontinuierlichen Fluss in den Kern der Hohlfaser zu transferieren. Hierzu müssen die gekühlten Atome aus der Fallenmitte heraus und bis auf ca.  $400\ \mu\text{m}$  an die Faserspitze herangeführt werden, da erst dort die verwendete Dipolfalle stark genug ist, die Atome in die Faser hinein zu ziehen. Gleichzeitig soll der Durchmesser der Wolke reduziert werden, um mehr Atome mit dem kleinen Kerndurchmesser in Überlapp zu bringen. Solch eine Erhöhung der Dichte (von  $\lesssim 10^{11}$  Atome/cm<sup>3</sup> auf das 10 bis 100-fache) ist aber in einer normalen MOT nicht möglich, da sich die Atome aufgrund der Absorption von gestreuten Photonen der Kühlstrahlen abstoßen [153] und durch Stöße zwischen Atomen, selbige die Falle verlassen können (bei Stößen von Atomen im angeregten Zustand mit solchen im Grundzustand kann ein Teil der Anregung in kinetische Energie umgewandelt werden) [153]. Deshalb wird die Technik der Dunkelpunkt-MOT verwendet (*dark spontaneous-force optical trap*, dark-SPOT) [153,154]. Dabei wird in einem Bereich in der Fallenmitte die Leistung des Rückpumpstrahls stark reduziert. Dadurch verlassen die Atome in diesem Bereich den Kühl-Kreisprozess, verbleiben die meiste Zeit im Zustand  $|F = 1\rangle$  („dunkler Zustand“ der MOT) und absorbieren keine Kühlstrahlung mehr. Die Fluoreszenz ist stark reduziert. Somit kommt es zu weniger Streuprozessen und Verlusten durch Stöße. Durch den weiteren Nachschub von gekühlten Atomen aus der normalen MOT, lässt sich die Dichte bis zum geforderten Wert von ca.  $10^{12}$  Atome/cm<sup>3</sup> erhöhen [153]. Die Atome in der Fallenmitte werden nicht weiter gekühlt. Da sich dort aber schon die kältesten Atome befinden, ist dies auch nicht nötig. Gleichzeitig wirken auch keine Kräfte mehr durch die Kühl-/Fangstrahlen, wodurch die Atome der Schwerkraft folgend nach unten fallen, bis sie wieder in den Bereich der MOT mit Rückpumpstrahl gelangen.

### 3.1.2. Optischer Trichter durch Dunkelpunkt-MOT

Der Bereich ohne Rückpumpstrahl für die Dunkelpunkt-MOT ist als Trichter ausgeführt (siehe Abb. 3.2), der die Fallenmitte überdeckt (Breite oben: 3 mm) und bis zur Spitze der Faser führt (Breite dort: ca.  $200\ \mu\text{m}$ ). Andere Formen haben sich als weniger effizient erwiesen. Auf diese Weise fallen kontinuierlich Atome aus der MOT heraus auf die Spitze der Faser. Durch die Verjüngung des Trichters nach unten, wird auch der Durchmesser der Atomwolke reduziert – Atome welche aus dem Trichter herausfallen, werden dort durch die MOT zur Fallenmitte beschleunigt. Da der Magnetfeld-Gradient in der horizontalen Ebene deutlich stärker als in der Vertikalen ist, erfolgt eine Kompression hauptsächlich in dieser Ebene.

Das Ausblenden des Rückpumpstrahls im Bereich des Trichters erfolgt mit einer lichtundurchlässigen Schablone im Strahlengang des Rückpumpstrahls, die als 1:1-Abbildung an den Punkt der Fallenmitte projiziert wird. Die Schablone besteht aus einer goldbeschichteten Folie, welche die infrarote Strahlung reflektiert und auf ein 1-Zoll-Glasfenster mit Antireflexbeschichtung aufgeklebt wurde (siehe Abb. 3.2 (e)). Um statt eines dunklen Streifens entlang der Strahlrichtung einen örtlich begrenzten Trichter zu erhalten, wird der Rückpumpstrahl auf zwei identische Strahlen aufgeteilt, die beide mit einer Schablone ausgestattet sind und senkrecht zueinander verlaufen. Somit entsteht nur in der Mitte der Überlagerung ein vollständiger Schatten, dessen Spitze genau über der Faserspitze platziert wird.

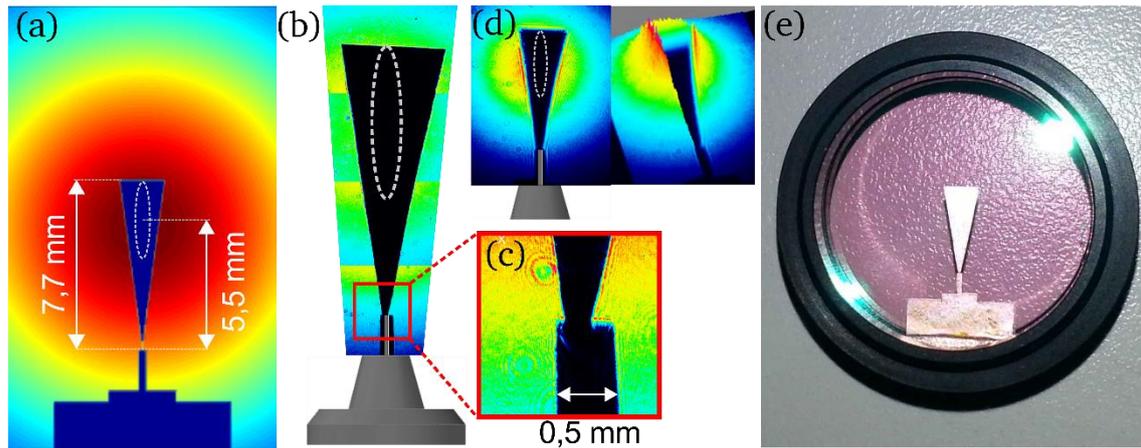


Abbildung 3.2: Der Schatten im Rückpumpstrahl für den optischen Trichter. Die gestrichelte Linie zeigt Abmessungen und Position der Atomwolke. (a) Schematische Intensitätsverteilung des Rückpumpstrahls (rot  $\hat{=}$  maximale Intensität). (b) Intensitätsverteilung gemessen mit CCD-Kamera (zusammengesetzt aus mehreren Aufnahmen). Der schwarze Bereich zeigt nahezu keine Intensität im Schatten. (c) Vergrößerung des Übergangsbereiches zur Faser. (d) Intensitätsverteilung gemessen mit CCD-Kamera in einer einzigen Aufnahme (2D- und 3D-Darstellung). (e) Foto einer der beiden Schablonen zur Abbildung des Schattens in die MOT.

Abbildung 3.2 (b-d) zeigt die Intensität des Rückpumpstrahls, gemessen mit einer CCD-Kamera (Typ WinCam von DATARAY) bei Nutzung beider Rückpumpstrahlen. Gemessen wurde an einer Position, die derjenigen der Faser entspricht. Die Bearbeitung der Folie per Hand erlaubt keine Strukturen  $< 200 \mu\text{m}$ . Dies entspricht dem Durchmesser der HCPCF inkl. Schutzmantel, ist hier aber ausreichend.

Abbildung 3.3 (b) & (d) zeigen Aufnahmen der Fluoreszenz in der MOT, erzeugt durch die Fang-/Kühlstrahlen. Zum Vergleich zeigen (c) & (e) die Fluoreszenz in der Dunkelpunkt-MOT. Die Wolke aus Atomen hat in der Dunkelpunkt-

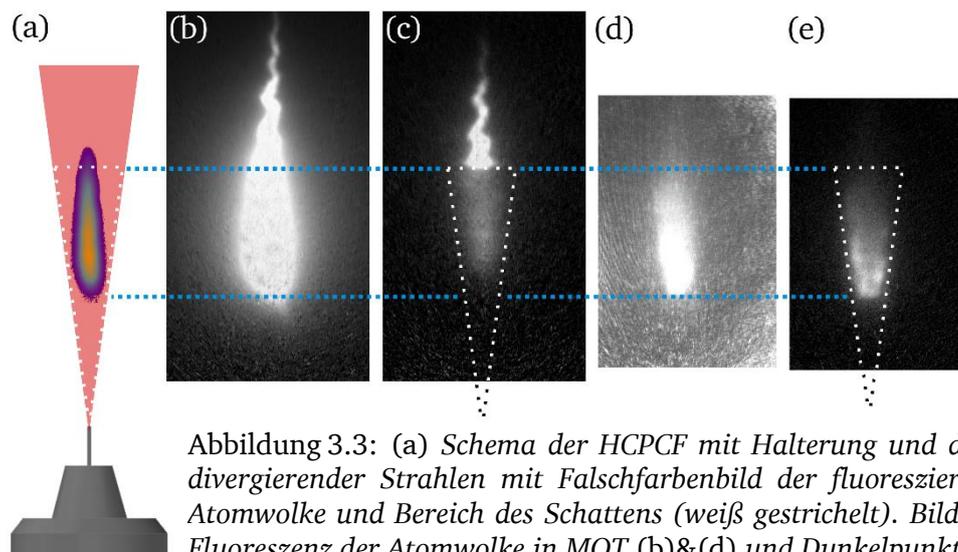


Abbildung 3.3: (a) Schema der HCPCF mit Halterung und daraus divergierender Strahlen mit Falschfarbenbild der fluoreszierenden Atomwolke und Bereich des Schattens (weiß gestrichelt). Bilder der Fluoreszenz der Atomwolke in MOT (b)&(d) und Dunkelpunkt-MOT (c)&(e). In allen Bildern wurde die gleiche Belichtung gewählt und dabei eine Übersteuerung des Kamerasignals in Kauf genommen, um auch die schwache Fluoreszenz in (c)&(e) sichtbar zu machen. Für die Bilder (d)&(e) wurde eine geringere Anzahl an Atomen gefangen. Der trichterförmige Schatten ist in der Fluoreszenz erkennbar.

MOT die Form des trichterförmigen Schattens. Die Aufnahmen der MOT (b) & (d) zeigen Fluoreszenz in der gesamten Wolke. Im Falle der Dunkelpunkt-MOT (c) & (e) zeigen nur die Atome oberhalb des Schattens Fluoreszenz, während sich die Atome innerhalb des Schattens größtenteils im *dunklen* Zustand  $|F = 1\rangle$  befinden und daher wenig Fluoreszenz zeigen. Für die hier gezeigten Aufnahmen wurde die Leistung des Rückpumstrahls mit Schatten soweit erhöht, dass sich auch im Schatten Atome im Zustand  $|F = 2\rangle$  befinden und somit Fluoreszenz zeigen.

Die Transfereffizienz ist abhängig von der genauen Position des Schattens im Rückpumstrahl bezüglich der Faser. Wird der Schatten um ca.  $200\ \mu\text{m}$  horizontal verschoben (gemessen anhand des Schattens wie in Abb. 3.2 (c)) sinkt die Anzahl an transferierten Atomen um mehr als 25 %. Diese Strecke entspricht dem Durchmesser des Schattens direkt über der Faserspitze. Die optische Führung der Atome in diesem Bereich ist also wichtig für eine hohe Transfereffizienz. Über die Intensität des Rückpumstrahls lässt sich auf einfache Weise die Anzahl der in der MOT gefangenen und damit in die HCPCF transferierten Atome steuern. Wie sich im Rahmen dieser Arbeit herausstellte, ist es mit dieser Technik zwar möglich, die Faser über einen größeren Zeitraum mit Atomen zu füllen, allerdings wurde die gewünschte Transfereffizienz von  $> 0,3\%$  nicht erreicht. Deshalb wird zusätzlich eine magneto-optische Führung und Kompression verwendet.

### 3.1.3. Magneto-optischer Transfer

Zur Verbesserung der Transfereffizienz in die Hohlleiter wird die Atomwolke nach dem Laden der MOT mittels magneto-optischer Führung näher an die Faser herangeführt. Zu diesem Zweck wird der Nullpunkt des QP-Feldes und somit das Zentrum der MOT verschoben, bis dieser mind. 1 mm unterhalb der Faserspitze liegt. Diese Verschiebung wird durch eine Änderung des vertikalen Kompensations-Magnetfeldes durch die entsprechende Helmholtz-Spule erzielt. Dabei ist die Position des Nullpunkts aufgrund des nahezu linearen Verlaufs des QP-Feld-Gradienten linear abhängig vom Strom durch die Spule [142]. Der Strom durch die Spule wird mittels PC und der DA-Karte NI-6110 gesteuert. Gleichzeitig wird der Gradient des QP-Feldes während des Transfers linear von 8 auf 16 G/cm erhöht, indem der Strom durch die QP-Spulen im gleichen Maße erhöht wird. Dadurch wird die Atomwolke besonders in der horizontalen Ebene komprimiert, um das Verhältnis von Wolkendurchmesser zu Kerndurchmesser zu reduzieren. Dabei hat sich eine Zeit von 30 ms für das Erhöhen des QP-Feld-Gradienten als ideal erwiesen. Abbildung 3.4 zeigt den zeitlichen Ablauf des Transferprozesses.

Ein Vergleich von verschiedenen zeitlichen Verläufen der Nullpunkt-Verschiebung zeigte nur geringe Unterschiede. Die aktuelle Vorgehensweise mit Verschiebung der Fallen-Mitte um ca. 8 mm innerhalb von 1 ms, der die Atome leicht verzögert folgen, zeigte aber eine etwas höhere Effizienz als ein freies Fallen, bei der sich der Nullpunkt näherungsweise mit der Fallbeschleunigung bewegt.

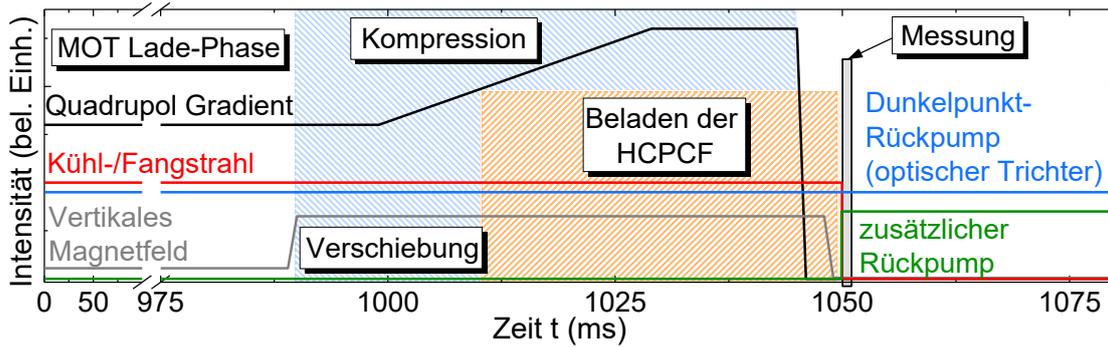


Abbildung 3.4: Zeitliche Abfolge des Transferprozesses. Nach dem Laden der MOT wird die Atomwolke komprimiert und verschoben, bis sie ab der Zeit  $t \approx 1010$  ms die HCPCF erreicht. Ab  $t = 1050$  ms werden die Messungen durchgeführt.

Die Transfereffizienz ist abhängig von der genauen Endposition des Nullpunkts des QP-Feldes. Dadurch stören zeitliche Schwankungen im Magnetfeld, z.B. durch Rauschen im Strom durch eine der kompensierenden Helmholtz-Spulen, die Effizienz deutlich. Deshalb ist auch täglich eine Korrektur des Absolutwertes der Kompensations-Magnetfelder nötig. Eine genauere Kenntnis des Transferprozesses in Bezug auf Bewegung und Temperatur der Atome sollte eine Optimierung des Prozesses ermöglichen. Auf diese Weise könnte auch ein kontinuierliches Füllen der Hohlkammer möglich sein. Somit könnte die gesamte Faserlänge mit Atomen gefüllt werden, was eine Erhöhung der OD um den Faktor 4,7 ermöglichen würde. An einer möglichst exakten theoretischen Beschreibung und daraus erstellten numerischen Simulation wird derzeit in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Reinhold Walser (TU Darmstadt) gearbeitet. Durch den magneto-optischen Transfer ist kein kontinuierlicher Betrieb der MOT mehr möglich, weshalb auf einen gepulsten Betrieb mit einer Wiederholrate von ca. 0,75 Hz umgestellt wurde.

### 3.1.4. Theorie der optischen Dipolfalle

Um die Atome in den Hohlkern zu transferieren, wird eine optische Dipolfalle (*optical dipole trap*, ODT) verwendet. Diese sorgt zusätzlich dafür, dass die Atome im Zentrum des Hohlkerns bleiben und keinen Kontakt mit den Faserwänden haben, was ihre Resonanzfrequenz ändern würde. In einer ODT induziert das elektrische Feld  $\vec{E}$  eines starken Lichtfeldes ein Dipolmoment  $\vec{p} = P\vec{E}$  mit der Polarisierbarkeit  $P$  in neutralen Atomen [155]. Liegt ein Gradient der Intensität vor, so wirkt aufgrund der damit ebenfalls abhängigen Stark-Verschiebung eine Kraft auf die Atome [123]. Das Potential zwischen  $\vec{p}$  und  $\vec{E}$  ist gegeben durch den zeitlichen Mittelwert

$$U_{Dipol}(\vec{r}) = -\frac{1}{2} \langle \vec{p} \vec{E}(\vec{r}) \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(P) I(\vec{r}), \quad (3.1)$$

mit der Intensität  $I = \epsilon_0 c |\vec{E}|^2 / 2$  mit der elektrischen Feldkonstante  $\epsilon_0$ , wobei mit dem Vorfaktor  $1/2$  berücksichtigt wird, dass es sich nur um ein induziertes und kein permanentes Dipolmoment handelt [155]. Die Tiefe des Potentials und somit die Kraft auf ein Atom sind also direkt proportional zur Intensität des Lichtfeldes.

Für ein Lichtfeld dessen Frequenz  $\omega_L$  von der atomaren Übergangsfrequenz  $\omega_0$  stark verstimmt ist (d.h. die Verstimmung  $\Delta \equiv \omega_L - \omega_0$  mit  $|\Delta| \ll \omega_0$  ist deutlich

größer als die Abstände der Fein- und Hyperfein-Struktur) kann man das Potential mit dem Lorentz-Modell des klassischen Oszillators annähern [155]:

$$U_{Dipol}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3 \Delta} I(\vec{r}) \quad (3.2)$$

mit der Zerfallsrate des angeregten Zustands  $\Gamma$ . Mit  $U = k_B T$  lässt sich dies in eine Temperatur  $T$  umrechnen. Atome, deren Temperatur unter diesem Wert liegt, können das Potential auf klassischem Wege nicht verlassen. Aus dem Vorzeichen ist direkt ersichtlich, dass ein rotverstimmttes Lichtfeld ( $\Delta < 0$ ) eine anziehende Kraft ausübt, die zum Intensitätsmaximum zeigt, während ein blauverstimmttes Feld eine Kraft in die Gegenrichtung ausübt. Die Kraft ist antiproportional zur Verstimmung  $\Delta$ , weshalb diese nicht zu groß sein darf. Das Potential entspricht genau der Stark-Verschiebung des Grundzustands für ein Zwei-Niveau-Atom [155]. Somit kann die intensitätsabhängige Verschiebung des Grundzustands als das relevante Potential für die Bewegung in der Dipolfalle angesehen werden.

Um den Effekt der Dipolfalle auf das verwendete  $^{87}\text{Rb}$  korrekt zu beschreiben, wird die Feinstruktur ebenfalls berücksichtigt, da deren Aufspaltung (7,1 THz) in der Größenordnung der Verstimmung liegt (bei der hier verwendeten Dipolfalle mit einer Wellenlänge von 855 nm liegt die Rotverstimmung zur nächstgelegenen Resonanz von  $^{87}\text{Rb}$  bei 795 nm bei einem Wert von 26,5 THz). Lediglich die Hyperfein-Aufspaltung der angeregten Niveaus ist 4 Größenordnungen kleiner und daher vernachlässigbar. Damit ergibt sich [155]:

$$U_{Dipol}(\vec{r}) = \frac{\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} \left( \frac{2 + \Pi g_F m_F}{\Delta_{2,F}} + \frac{1 - \Pi g_F m_F}{\Delta_{1,F}} \right) I(\vec{r}) \quad (3.3)$$

mit dem Landé-Faktor  $g_F$  (siehe Ref. [88]), den magnetischen Quantenzahlen  $m_F$ , den Verstimmungen jeweils zwischen Frequenz des Lichtfeldes und den beiden Hyperfein-Übergängen  $|5^2S_{1/2}, F=1\rangle \leftrightarrow |5^2P_{3/2}\rangle$  für die D<sub>2</sub>-Linie ( $\Delta_{2,F}$ ) und  $|5^2S_{1/2}, F=1\rangle \leftrightarrow |5^2P_{1/2}\rangle$  für die D<sub>1</sub>-Linie ( $\Delta_{1,F}$ ) (für  $|5^2P_{3/2}\rangle$  und  $|5^2P_{1/2}\rangle$  wird die Mitte der Hyperfein-Niveaus verwendet), sowie einem Faktor  $\Pi$ , der die Polarisation berücksichtigt ( $\Pi = 0$  für linear und  $\Pi = \pm 1$  für rechts-/linkszirkular).

Bei Verwendung eines nahezu resonanten Lichtfeldes kommt es zusätzlich zum Übertrag von Energie und Impuls von den Photonen auf das Atom. Die dabei absorbierte und reemittierte Leistung ergibt sich zu

$$P_{Abs} = \langle \dot{\vec{p}} \cdot \vec{E}(\vec{r}) \rangle = \frac{\omega_L}{\epsilon_0 c} \text{Im}(P) I(\vec{r}) . \quad (3.4)$$

Sofern das Lichtfeld als Strom von Photonen betrachtet wird, kann die Streuung als Zyklen aus Absorption und Reemission interpretiert werden und die Streurrate ergibt sich mit dem Lorentz-Modell als [155]:

$$\Gamma_{Streu}(\vec{r}) = \frac{P_{Abs}}{\hbar\omega_L} = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left( \frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 I(\vec{r}) . \quad (3.5)$$

Hier ist erkennbar, dass die Streurrate ebenfalls proportional zur Intensität aber antiproportional zum Quadrat der Verstimmung ist. Daher muss die Verstimmung so gewählt werden, dass Streuprozesse und die daraus resultierende Aufheizung reduziert, gleichzeitig aber ein ausreichend tiefes Dipolpotential erreicht wird.

### 3.1.5. Lasersystem für die optische Dipolfalle

Für die ODT wird das Licht eines dritten Lasers mit einer Wellenlänge von 855 nm verwendet. Dieser besteht aus einem ECDL und einem Trapez-Verstärker (*Master-Oscillator-Power-Amplifier*, *MOPA-System*, siehe [156] und Abb. 3.5). Mit dem Trapez-Verstärker bleiben die Eigenschaften der Strahlung des ECDLs in Form von Linienbreite, Frequenzstabilität und Durchstimmbarkeit erhalten. Er liefert bei einem Strom von 2,5 A eine Ausgangsleistung von bis zu 1,2 W bei einer Linienbreite von  $\leq 100$  kHz. Das System lässt sich  $\leq 130$  GHz modensprungfrei durchstimmen.

### 3.1.6. Frequenz-Stabilisierung des Dipolfallen-Lasers

Da das Intensitätsprofil der Dipolfalle innerhalb der Hohlleiter leicht von der Wellenlänge abhängt, wird das MOPA-System frequenzstabilisiert. Die hierfür verwendete Technik wurde für einen großen modensprungfreien Durchstimmbereich entwickelt und stabilisiert die Laserfrequenz nicht relativ zu einem optischen Übergang. Stattdessen werden externer und interner Resonator des ECDLs aufeinander stabilisiert. Auf diese Weise werden Modensprünge verhindert, ein geringes Driften der Frequenz jedoch nicht. Letzteres ist bei der Anwendung als weitverstimmte Dipolfalle aber unkritisch. Dagegen erlaubt diese Technik auch einen stabilen Mehrfachmodenbetrieb, der sich für dieses Experiment als vorteilhaft erwiesen hat. Zur Erzeugung eines Fehlersignals wird die sogenannte Polarisationspektroskopie [157,158] verwendet. Hierfür wird eine  $\lambda/4$ -Wellenplatte im externen Resonator platziert (siehe Abb. 3.5). Dies sorgt für einen Unterschied in der optischen Weglänge für vertikale und horizontale Polarisation. Bei Längenänderungen eines der beiden Resonatoren verschieben sich die Resonanzen für beide Polarisationen unterschiedlich, was sich in einem geringen Unterschied in den Intensitäten der beiden Polarisationen bemerkbar macht [157–159]. Dies kann als Änderung der Gesamtpolarisation und somit als Fehlersignal durch einen Polarisations-Strahlteiler und zwei Photodioden ausgewertet werden.

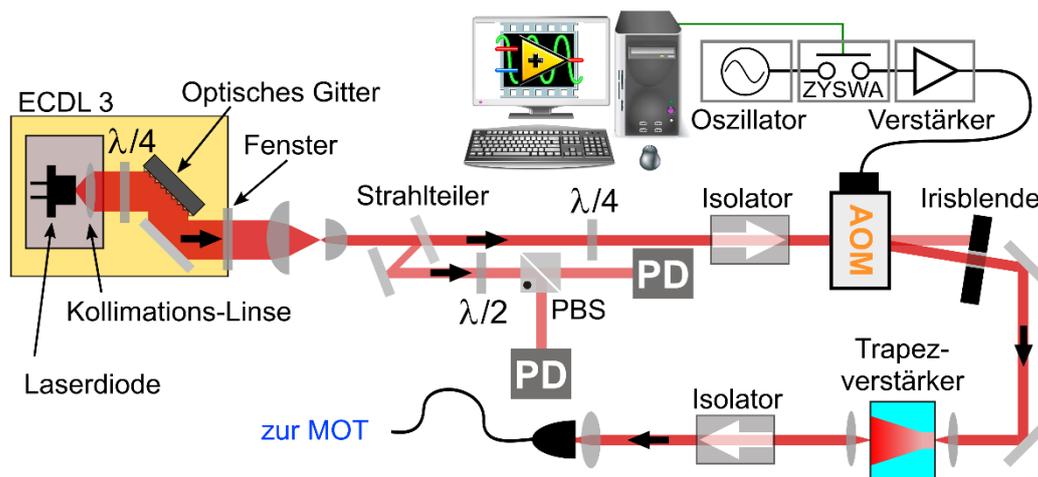


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau des MOPA-Systems mit Stabilisierung. PBS=Polarisations-Strahlteiler, PD=Photodiode,  $\lambda/4(\lambda/2)$  = Viertel- bzw. Halbwellenplatte.

### 3.1.7. Eigenschaften der optischen Dipolfalle

Abbildung 3.7 zeigt die Leistung des Lasers, die abhängig von der Wellenlänge für die Verwendung als ODT in der HCPCF vorliegt (schwarz). Der verwendete Verstärker erreicht seine maximale Leistung im Bereich von 860 nm bei konstanter Leistung des vorgeschalteten ECDL. Die Laserdiode dieses ECDLs begrenzt den nutzbaren Wellenlängenbereich auf die gezeigten 846–859 nm. Gleichzeitig hängt die Dipolfalltiefe bei konstanter Leistung reziprok von der Verstimmung und somit der Wellenlänge ab (blaue Kurve). Berücksichtigt man neben der Wellen-

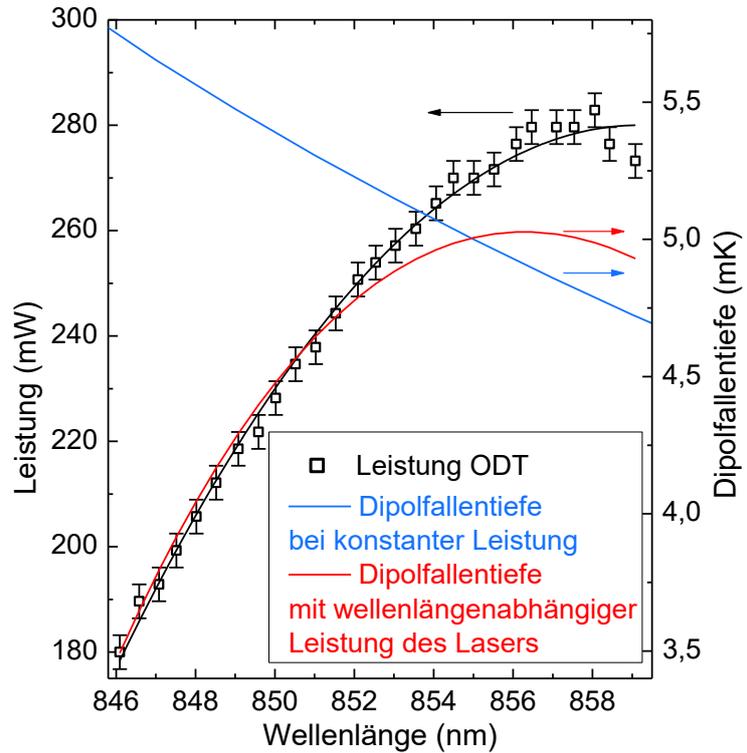


Abbildung 3.7: Leistung der Dipolfalle innerhalb der HCPCF (schwarz), theoretische Dipolfalltiefe bei konstanter Leistung von 270 mW (blau) und unter Berücksichtigung der realen Laser-Leistung (rot).

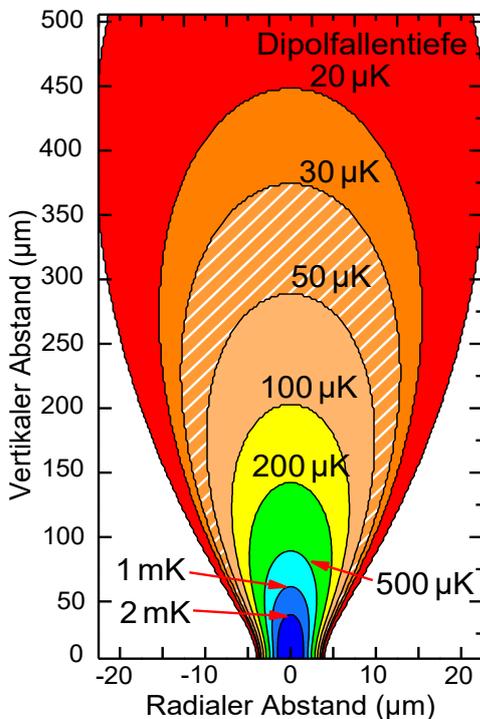


Abbildung 3.6: Dipolfalltiefe abhängig vom Abstand von der Faserspitze.

längenabhängigkeit der Dipolfalltiefe auch deren lineare Leistungsabhängigkeit ergibt sich für den verwendeten Dipolfallenlaser ein Maximum im Bereich von 856 nm (rote Kurve als Produkt der blauen und der schwarzen Kurve). Deshalb wird im Experiment eine Wellenlänge von ca. 856 nm verwendet. Damit ergibt sich zur nächstgelegenen Resonanz von  $^{87}\text{Rb}$  bei 795 nm eine Rotverstimmung von 27 THz. Somit kann der Übertrag von Energie und Impuls vernachlässigt werden. Der Laser liefert innerhalb der Faser eine Leistung von 270 mW bei einem Strahldurchmesser von  $5,5 \mu\text{m}$ . Dies entspricht nach Glg. (3.3) einer Potentialtiefe von  $U_{Dipol}(0)/k_B \sim 5 \text{ mK}$ .

Da die Strahlung der ODT beim Austritt aus der Faser divergiert (am oberen Ende, numerische Apertur  $\approx 0,1$ ), weist die Intensität ein Maximum und somit das Fallenpotential ein Minimum direkt an der Faserspitze

auf. Atome, die diesem Punkt nahe genug kommen, werden somit zur Spitze hin und dort zum Kern der Faser gezogen (Lichtleitung mit Gauß-förmiger Intensitätsverteilung im Kern, siehe Kap. 1.3.3). Die Reichweite dieser anziehenden Wirkung hängt von der Temperatur der Atome und der Intensitätsverteilung der ODT ab. Die ODT wird daher erst wirksam, wenn die Atome durch die zuvor beschriebenen Techniken nahe genug an die Faser herangeführt wurden. Kommt es dabei zu einer Aufheizung, vermindert sich die Reichweite.

Abbildung 3.6 zeigt die Tiefe der verwendeten Dipolfalle abhängig vom Abstand von der Faserspitze. Atome mit einer Temperatur  $T \leq 30 \mu\text{K}$  werden bis innerhalb des schraffierten, orangenen Bereiches eingefangen (vertikal bis zu einem Abstand von  $360 \mu\text{m}$ , radial  $13 \mu\text{m}$ ). Haben die Atome durch den Transfer

eine Temperatur von  $500 \mu\text{K}$  erreicht, ist nur der hellblaue Bereich des Potentials (vertikal bis ca.  $80 \mu\text{m}$ , radial bis  $3 \mu\text{m}$ ) tief genug, die Atome einzufangen.

Abbildung 3.8 (a) zeigt die Dipolfallentiefe abhängig vom vertikalen Abstand von der Faserspitze für drei verschiedene Leistungen der Dipolfalle berechnet nach Glg. (3.3). Mit der verfügbaren Leistung von  $270 \text{ mW}$  und Gauß-förmiger Intensitätsverteilung (schwarz) ist die Dipolfalle für Atome mit  $T = 30 \mu\text{K}$  bis zu einem Abstand von ca.  $360 \mu\text{m}$  wirksam. Eine Reduzierung der Leistung auf die Hälfte reduziert diesen Bereich deutlich (rot). Aufgrund der linearen Divergenz des ODT-Strahls am Ende der Faser ändert sich der Strahlradius linear mit dem vertikalen Abstand  $z$ , so dass gilt (mit Leistung  $P$ )

$$U_{\text{Dipol}}(z) \propto I(z) \approx P / \pi z^2. \quad (3.6)$$

Dies bedeutet für den Abstand, an dem die gleiche Intensität und somit Fallentiefe vorliegt,  $z \propto \sqrt{P}$ . Dieser Zusammenhang ist auch in Abbildung 3.8 (b) ersichtlich, in dem die vertikale Reichweite (der Abstand an dem eine Fallentiefe von  $30 \mu\text{K}$  vorliegt) über der Leistung der Dipolfalle aufgetragen ist. Der Verlauf ist in diesem Bereich sogar näherungsweise linear.

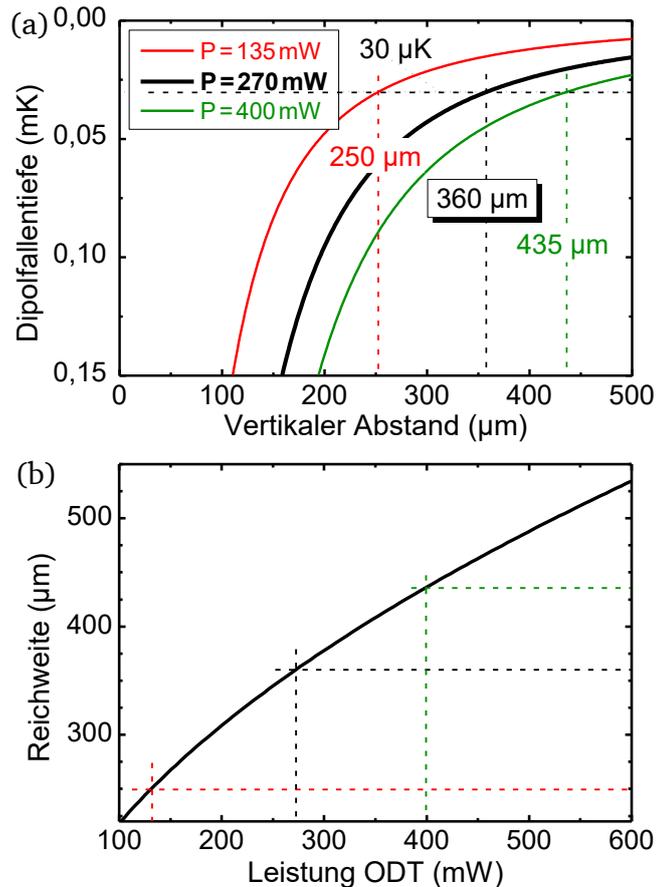


Abbildung 3.8: (a) ODT-Tiefe abhängig vom vertikalen Abstand von der Faserspitze für verschiedene Leistungen der ODT. (b) zeigt die Abhängigkeit der Reichweite von der Leistung der ODT bei einer Temperatur von  $30 \mu\text{K}$ .

Neben dem Transfer in den Faserkern hat die ODT noch eine weitere wichtige Funktion. Befinden sich die Atome im Faserkern, werden sie aufgrund der nahezu Gauß-förmigen Intensitätsverteilung transversal in die Mitte des Hohlraums gezogen. Die ODT verhindert somit Kollisionen der Atome mit der Innenwand der Faser (welche Raumtemperatur hat), die zum Aufheizen der Atome und einer Zerstörung jeglicher Kohärenzen führen würden [160]. Abbildung 3.9 zeigt das Dipolfallen-Potential abhängig vom radialen Abstand vom Zentrum des hohlen Faserkerns (nach Glg. (3.3)). Die Atome haben nach dem Transfer in die Faser eine Temperatur von  $\geq 450 \mu\text{K}$ . Wird von thermalisierten Atomen ausgegangen, was bei Dichten einer Dunkelpunkt-MOT gerechtfertigt ist, ergibt sich im Potential der Dipolfalle (schwarze Kurve) die gezeigte Gauß-förmige Dichteverteilung  $n(r)$  (rote Fläche, halbe  $1/e$ -Breite ca.  $0,6 \mu\text{m}$ ) aus  $n(r) = n_{\text{Max}} \exp[U_{\text{Dipol}}/(k_B T)]$  [155]. Die Atome halten somit einen Abstand von mind.  $2,5 \mu\text{m}$  von der Faserwand ein. Daher verbleiben nach Ausschalten der Dipolfalle ca.  $8,5 \mu\text{s}$  bevor ein signifikanter Anteil der Atome die Wand erreicht. Eine Erhöhung der Leistung der Dipolfalle auf das 1,5-fache würde eine nur unwesentlich veränderte Dichteverteilung (blau schraffierte Fläche) erzeugen.

Die Fallenfrequenz gibt die Oszillationsfrequenz der Atome innerhalb der Falle an. Sie ist abhängig von der Tiefe des Fallenpotentials  $U_{\text{max}}$  und dem Strahlradius  $\omega_S = 2,75 \mu\text{m}$  und ergibt sich für die radiale Richtung aus [155]:

$$\omega_r = \sqrt{4U_{\text{max}}/(m_{\text{Atom}}\omega_S^2)} \quad (3.7)$$

aktuell zu  $\omega_r = 2\pi \cdot 80 \text{ kHz}$ . In longitudinaler Richtung liegt durch die lichtführende Faser eine Rayleigh-Länge von  $14 \text{ cm}$  vor, was zu einer Frequenz von  $1 \text{ Hz}$  führt. Die Oszillation der Atome (beruhend auf deren kinetischer Energie) erfolgt

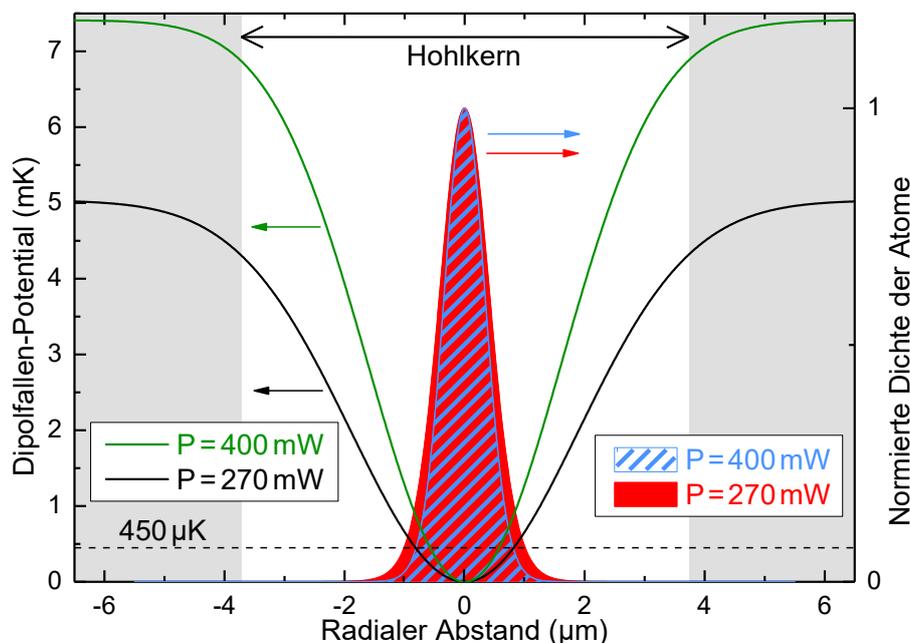


Abbildung 3.9: ODT-Potential abhängig vom radialen Abstand (schwarz & grün) und Dichteverteilung der Atome (rote und blau schraffierte Fläche), jeweils bei aktueller Leistung von  $270 \text{ mW}$  und mit einer Erhöhung der Leistung auf das 1,5-fache.

somit fast ausschließlich in der radialen Ebene (überlagert mit der vertikalen Bewegung aufgrund der Schwerkraft).

Mithilfe einer Dipolfalle konnten bereits erfolgreich kalte Atome in eine Hohl-faser geladen werden [59,83,84,86,151]. Auch vergleichbare Techniken zur Erzeugung hoher optischer Dichten nutzen Dipolfallen, um Atome an einer Nanofaser [43,45] oder einem Wellenleiter [46] zu halten. Die hier verwendete Kombination mit optischem Trichter und magneto-optischem Transfer erlaubt eine Steigerung der Transfereffizienz um ca. eine Größenordnung im Vergleich zum ähnlichen Aufbau in Ref. [83] und damit eine OD von 1000 [161].

Im Rahmen dieser Arbeit stellte sich heraus, dass der Betrieb des Dipolfallen-Lasers in einer Überlagerung von zwei longitudinale Moden eine um den Faktor 2–5 höhere OD liefert als der Einzelmoden-Betrieb, indem sowohl die Transfereffizienz erhöht wird, als auch die Verluste innerhalb der Faser reduziert werden. Die beiden Moden dieses Mehrfachmoden-Betriebs liegen dabei ca. 75 GHz auseinander und haben ungefähr die gleiche Intensität. Ein Betrieb mit mehr als zwei Moden oder einem anderen Intensitätsverhältnis führt dagegen zu einer deutlich reduzierten Effizienz. Die genaue Ursache hierfür ist noch nicht bekannt. Da die Intensitätsverteilung der ODT leicht von einem Gauß-förmigen Verlauf abweicht, liegt der Schluss nahe, dass bei der schnellen Oszillation zwischen zwei Moden Interferenzeffekte ausgeglichen werden. Erfolgt die Oszillation schneller als der Zeitraum, in dem sich die Atome zwischen Punkten verschiedener Intensität der ODT bewegen, nehmen die Atome eine Mittelung wahr.

### 3.1.8. Zeitliche Modulation der Dipolfalle

Das Lichtfeld der ODT erzeugt eine starke AC-Stark-Verschiebung der atomaren Zustände [155]. Da diese Verschiebung abhängig von der radialen Position der Atome ist, führt dies zu einer starken Verbreiterung der atomaren Resonanzen, wodurch viele der geplanten Effekte bei aktiver ODT nicht möglich sind. Daher wird die ODT während der eigentlichen Messungen an den Atomen ausgeschaltet. Die daraufhin frei fallenden Atome würden nach einer Zeit von ca.  $8,5 \mu\text{s}$  mit der Faserwand kollidieren und wären damit für weitere Messungen verloren. Um die zur Verfügung stehende Zeit zu verlängern, wird die ODT zeitlich moduliert [83]. Dabei hat sich eine Modulationsfrequenz von 250 kHz als optimal erwiesen [142].

Nach einem Zeitraum von 1 bis  $3 \mu\text{s}$  ohne ODT (*Messfenster*), folgt eine Phase von entsprechend 3 bis  $1 \mu\text{s}$  mit ODT, um die Atome wieder in Richtung Fasermittle zu ziehen (siehe Abb. 3.10). Dieser Vorgang wird bis zu 100-mal wiederholt, was pro Ladezyklus 100 Messfenster bietet, welche aber auf  $\leq 3 \mu\text{s}$  Länge begrenzt sind.

Um den Einfluss der Dipolfalle während der Messung vernachlässigen zu können, muss deren Leistung um mehr als 10 dB reduziert werden, um eine Dipolfallentiefe unterhalb der

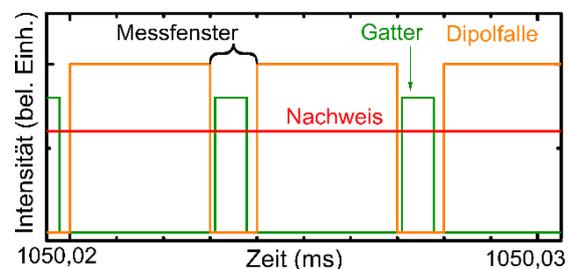


Abbildung 3.10: Zeitliche Abfolge beim Messprozess, hier bei kontinuierlichem Nachweisfeld. Daten werden nur im Zeitraum des Gatters aufgenommen, wenn die Dipolfalle innerhalb des Messfensters nicht aktiv ist.

Temperatur der Atome ( $T = 450 \mu\text{K}$ ) zu erhalten und Stark-Verschiebungen deutlich kleiner als die Linienbreite  $\Gamma$  zu erhalten. Die Modulation der ODT-Leistung mit 250 kHz kann nicht mechanisch erfolgen, wogegen eine Modulation des Versorgungsstroms bei dieser Frequenz nicht die benötigte Unterdrückung erreicht, ohne die Laserdiode zu beschädigen. Daher erfolgt die Modulation mittels eines AOMs mit einer Zentralfrequenz von 80 MHz, der zwischen dem ECDL und dem Verstärker des MOPA-Systems platziert wird (siehe Abb. 3.5 in Kap. 3.1.6). Damit wird die dem Verstärker zugeführte Leistung moduliert, was sich direkt auf die Ausgangsleistung des Lasersystems auswirkt. Aufgrund der begrenzten Beugungseffizienz eines AOMs von ca. 60 % wird die nötige Unterdrückung nur erreicht, wenn der AOM im *aktiven* Zustand das Licht des ECDL in den Verstärker einkoppelt. Somit begrenzt bei *inaktivem* AOM lediglich das verbleibende Hochfrequenz-Signal, das in diesem Zustand noch am AOM anliegt, die mögliche Unterdrückung der Dipolfallen-Leistung. Auftretende verstärkte Spontan-Emission des optischen Verstärkers kann vernachlässigt werden, da diese ein anderes räumliches Intensitätsprofil aufweist und beim Transfer mittels Einzelmodenfaser herausgefiltert wird. Mit der reinen Modulation des verwendeten Eigenbau-AOM-Treibers und auch mit einem kommerziellen Treiber der Firma BRIMROSE kann die gewünschte Unterdrückung erst nach mehr als 300 ns im ersten und ca. 250 ns im zweiten Fall erreicht werden. Da erst nach dieser Zeit gemessen werden kann, wird die mögliche Länge des Messfensters deutlich reduziert. Daher wird ein Schalter des Typs ZYSWA der Firma MINI-CIRCUITS verwendet. Dieser wird im Eigenbau-System zwischen Oszillator und Verstärker geschaltet (siehe Abb. 3.5) und erreicht damit eine Unterdrückung der ODT-Leistung von 14 dB. Dies entspricht einer Dipolfallentiefe von ca.  $200 \mu\text{K}$  und die Stark-Verschiebung des Übergangs wird von  $> 18\Gamma$  auf  $\leq 0,7\Gamma$  reduziert. Wesentlich bei der Unterdrückung der ODT ist auch die Unterdrückung der anderen Ordnungen des AOMs (besonders die nullte Ordnung), welche mit einer Irisblende erfolgt. Die Schaltzeit des AOMs wurde durch Verwendung des Schalters außerdem auf  $< 100$  ns reduziert.

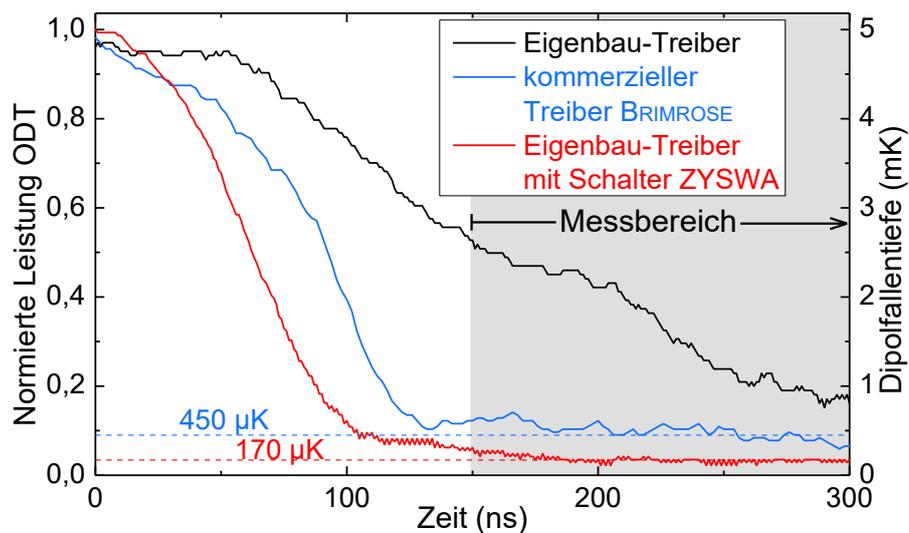


Abbildung 3.11: Leistungs-Modulation der ODT zu Beginn der Messfenster. Die Kombination von Eigenbau-Treiber und Schalter (rot) bietet die schnellste und stärkste Unterdrückung, im Gegensatz zur Version ohne Schalter (schwarz) oder kommerziellem System (blau).

Abbildung 3.11 zeigt den zeitlichen Verlauf der ODT-Leistung bei Nutzung der verschiedenen AOM-Treiber. Nur mit dem Schalter ZYSWA kann die nötige Unterdrückung in knapp 100 ns erreicht werden (95 ns Abfallzeit). Sicherheitshalber wird erst ab dem Zeitpunkt von  $t = 150$  ns gemessen (grau unterlegter Bereich).

Da der optische Verstärker bei längerem Betrieb mit voller Verstärkerleistung aber ohne eingekoppelte Leistung des ECDL Schaden nehmen kann, wird das Steuersignal invertiert. Somit liegt standardmäßig immer die volle ODT-Leistung vor und wird nur zur Messung mittels TTL-Signal reduziert.

### 3.1.9. Einfluss der Dipolfalle auf die Transfereffizienz

Wie in Kap. 3.1.8 erläutert, muss die ODT über den Messzeitraum in der Intensität moduliert werden. Nur so kann eine Beeinflussung der Messungen durch die ODT vermieden werden. Um gleichzeitig mehrere Messungen pro Ladezyklus durchführen zu können, wird die ODT nach 1 bis 3  $\mu\text{s}$  wieder aktiviert, um die Atome wieder zur Mitte der Faser zu führen. Abbildung 3.12 zeigt die Anzahl der Atome in der Faser über der Zeit nach Ausschalten der ODT – hier ohne Modulation. Die horizontalen Fehlerbalken zeigen die Dauer der Messung an, während derer sich die Anzahl ebenfalls ändert. Bereits zu Beginn ist eine Abnahme erkennbar. Nach 4  $\mu\text{s}$  ist die Anzahl deutlich reduziert. Deshalb wird die Zeit bei ausgeschalteter ODT auf maximal 3  $\mu\text{s}$  begrenzt (grau unterlegter Bereich). Für eine erhöhte optische Dichte, wird die ODT nur für  $\leq 1$   $\mu\text{s}$  ausgeschaltet, so dass Verluste vernachlässigbar sind und in der verbleibenden Zeit mit ODT von 3  $\mu\text{s}$  nahezu alle Atome zur Fasermitte geführt werden.

Wird die hohe Leistung des Dipolfallenstrahls durch die HCPCF geleitet, kommt es wenige Sekunden nach Freigabe des Strahls zu einer Reduzierung der Einkopplungs-Effizienz in die HCPCF für Nachweis- und Kontrollstrahl, welche die Faser von oben nach unten durchlaufen. Dies lässt sich durch Justage des Strahlengangs beheben. Das deutet darauf hin, dass sich die HCPCF oder ein Teil deren Halterung aufgrund der hohen Intensität erwärmt und die Position im  $\mu\text{m}$ -Bereich verändert. Ein Grund könnte darin liegen, dass das obere Ende der Faser, welches die Eingangsseite für Nachweis und Kontroll darstellt, nur mit wenig Anpressdruck fixiert ist, um eine Verformung oder Beschädigung der Faser zu vermeiden.

Abbildung 3.13 zeigt die Anzahl der geladenen Atome abhängig von der Leistung der Dipolfalle, die einen näherungsweise linearen Verlauf aufweist. Dies deutet darauf hin, dass die Reichweite der ODT innerhalb der Wolke liegt, was zu den

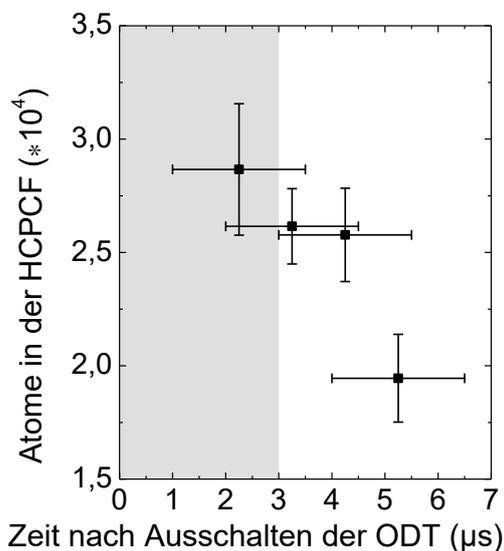


Abbildung 3.12: Anzahl der Atome in der HCPCF abhängig von der Zeit nach Ausschalten der ODT.

Abmessungen der Wolke passt (siehe Kap. 2.1.1). Wie in Abbildung 3.8 (b) erkennbar war, hängt für den hier gezeigten Aufbau die Reichweite der ODT näherungsweise linear von deren Leistung ab. Somit steigt bei der näherungsweise zylinderförmigen Atomwolke die Anzahl der transferierten Atome linear mit dieser Reichweite. Abbildung 3.13 zeigt keine Sättigung, d.h. durch Erhöhung der Leistung sollte eine Steigerung der Anzahl und somit der OD möglich sein.

Es wird eine Transfereffizienz von bis zu 5 %, bei einer Anzahl von  $10^7$  Atomen in der MOT erreicht. Wie Messungen gezeigt haben, führt eine Erhöhung der Anzahl in der MOT alleine nicht direkt zu einer Erhöhung der Anzahl in der Faser. Ein Grund hierfür dürfte sein, dass die Dichte in der MOT durch Erhöhung der Anzahl nicht weiter gesteigert wird und der kleine Bereich der Wolke, der in Reichweite der Dipolfalle liegt, somit eine gleichbleibende Anzahl an Atomen enthält.

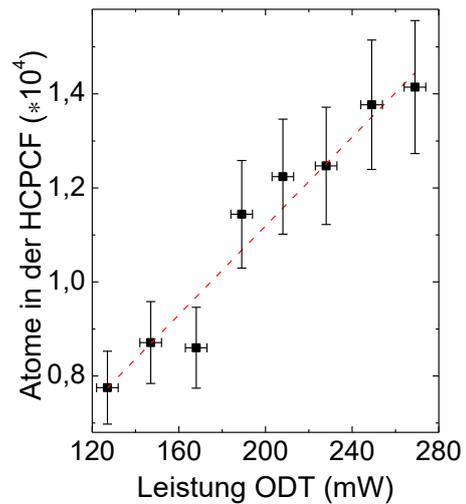


Abbildung 3.13: Anzahl der Atome in der HCPCF abhängig von der Leistung der Dipolfalle.

## 3.2. Erzeugung und Detektion des Nachweisstrahls

Die geplanten Effekte müssen durch Messung der Transmission von Lichtstrahlen durch das Medium und Einflüsse auf die zeitliche Position eines Lichtpulses nachgewiesen werden. Hierfür muss ein schwaches Nachweisfeld mit einstellbarer Frequenz und zeitlicher Form (kontinuierlich oder zeitlich Gauß-förmig) erzeugt und detektiert werden. Andere Lichtfelder müssen dagegen herausgefiltert werden. Der kleine Durchmesser der Hohlleiter, in der die Experimente stattfinden, erfordert für die gewünschten Intensitäten nur sehr geringe Leistungen. Dies und die geplante Anwendung auf Einzelphotonenpulse machen die Nutzung eines Einzelphotonendetektors erforderlich.

### 3.2.1. Großer Durchstimmbereich der Nachweisfrequenz

Da die Übergänge zu den drei angeregten Zuständen  $|F' = 0,1,2\rangle$  bei hoher OD überlappen, liegt die Transmission bei  $OD = 1000$  über einen Frequenzbereich von nahezu  $50\Gamma$  bei null (siehe Abb. 1.2). Daher muss ein Vergleich mit der Simulation auch außerhalb dieses Bereiches stattfinden. Hierfür muss ein Spektrum über einen Bereich von wenigstens  $70\Gamma$  ( $\triangleq 2\pi \cdot 425$  MHz) aufgenommen werden. Die im Aufbau verwendeten AOMs erlauben das Durchstimmen der Frequenz nur über einen Bereich von  $2\pi \cdot 40$  MHz. Um den Bereich zu vergrößern, kann ein AOM in *Doppel-Pass-Konfiguration* (DP) betrieben werden [162,163]. Dabei durchläuft der Nachweisstrahl den AOM zweimal und erfährt somit die doppelte Frequenzverschiebung. Dies verdoppelt den Durchstimmbereich auf ca.  $2\pi \cdot 80$  MHz. Ein weiterer Vorteil dieser Konfiguration ist der Ausgleich der frequenzabhängigen Richtungsänderung des Strahls, indem dieser den zweiten Durchgang entgegengesetzt

zum ersten vollzieht. Dies ist wichtig, da der Nachweisstrahl im Anschluss in eine Einzelmoden-Faser eingekoppelt wird. Dabei würde eine deutliche Änderung der Strahl-Richtung die Einkopplung reduzieren oder sogar völlig aufheben. Um den erforderlichen Durchstimmbereich von  $70\Gamma$  zu erreichen, wird das Spektrum in mehrere Abschnitte aufgeteilt. Dabei soll es möglich sein, in kurzer Zeit zwischen den Abschnitten zu wechseln. Durch passende Wahl der Laser-Stabilisierung auf einen bestimmten Übergang und der Verwendung von einem oder zwei AOMs nacheinander für den Nachweisstrahl, lässt sich ein Bereich von bis zu  $103\Gamma$  ( $=2\pi \cdot 625$  MHz) abdecken. Abbildung 3.14 zeigt die vier dafür nötigen Konfigurationen und Abbildung 3.15 den zugehörigen optischen Aufbau mit AOMs.

Konfiguration A und B verwenden die EIT-Stabilisierung (siehe Kap. 5.1.1), womit das Licht von ECDL 1 eine Frequenz aufweist, die  $2\pi \cdot 133,325$  MHz zum Übergang  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$  blau verstimmt ist. AOM 2 (Typ AA-MT80-IR von AA OPTO-ELECTRONICS, Zentralfrequenz: 80 MHz) in DP-Konfiguration kompensiert diese Verstimmung. Der größte Teil des nun mit  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$  resonanten Strahls wird als Rückpump-Strahl verwendet (siehe Kap. 2.1.1). In Fall A wird die Frequenz des restlichen Lichts mit dem baugleichen AOM 1 in DP-Konfiguration noch weiter, zum Übergang  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$  verschoben und durchgestimmt. In Fall B wird direkt ein Anteil des nicht verschobenen Lichts von ECDL 1 mittels AOM 1 in DP-Konfiguration verschoben und durchgestimmt. Dafür wird mittels PBS der Strahlengang durch AOM 2 umgangen (am PBS (B) in Abb. 3.15, geregelt durch Wellenplatte (A) und Entfernen des Spiegels (C)). Mit diesen beiden Fällen sind bereits die Resonanzen der Übergänge  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 0,1,2\rangle$  abgedeckt.

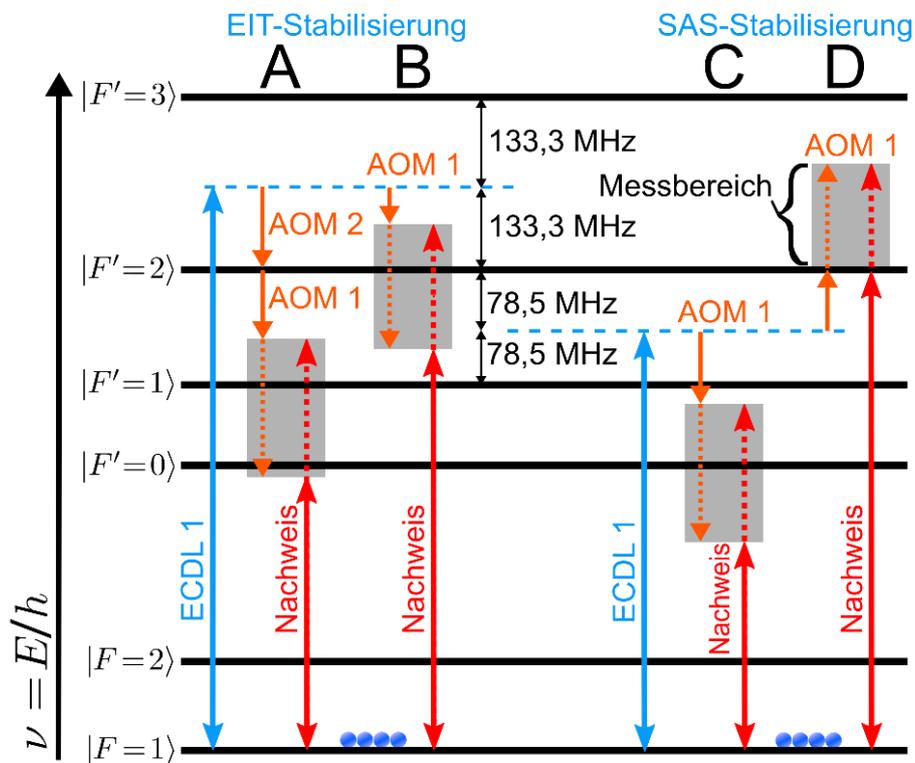


Abbildung 3.14: Die vier Konfigurationen der AOMs zur Erreichung des großen Durchstimmbereiches über alle angeregten Zustände. Die Messbereiche sind grau unterlegt. EIT wird mit dem Zustand  $|F' = 1\rangle$  stattfinden.



### 3.2.2. Detektion des kontinuierlichen Nachweissignals

Zur Messung des Transmissionsspektrums des Mediums muss das kontinuierliche, in der Frequenz durchgestimmte Nachweissignal zeitaufgelöst detektiert werden können. Die bereits beschriebene APD kann nur Leistungen von ca. 1 nW bis 1 mW detektieren. Bei Messungen mit EIT-basierten Effekten in der Faser muss der Nachweisstrahl bzw. -puls aber ausreichend schwach sein, um das System nicht zu beeinflussen, d.h. es sollte  $\Omega_N \ll \Gamma$  gelten. Aufgrund des kleinen Strahldurchmessers im Faserkern (Radius =  $2,75 \mu\text{m}$ ) entspricht selbst eine Rabi-Frequenz von  $0,1 \Gamma$  einer Leistung von nur 8 pW, bzw.  $< 7$  Photonen pro Puls. Deshalb kommt hierbei ein Einzelphotonenzähler (*single photon counting module*, SPCM) zum Einsatz (Typ SPCM-AQRH-12-FC von PERKINELMER) [142]. Dieser gibt für jedes detektierte Photon ein TTL-Signal aus. Aus der Zählrate kann auf die mittlere Anzahl von Photonen geschlossen werden. Dabei wird die Detektionseffizienz (66 %) und die Totzeit ( $\tau_t = 28 \text{ ns}$ ) des Detektors in der Berechnung berücksichtigt. Die Untergrenze des detektierbaren Signals ergibt sich für kontinuierliche Signale aus der Dunkelzählrate von 343 Photonen/s ( $\triangleq 6 \cdot 10^{-17} \text{ W}$ ). Zur zeitaufgelösten Detektion von Pulsen liegt die Untergrenze im Experiment deutlich höher. Aber auch das Umgebungslicht setzt eine Untergrenze der detektierbaren Leistung durch ein Untergrundsignal. Trotz Verwendung von Einzelmoden-Fasern und Abschirmung des eigentlichen Detektor-Gehäuses liegt der Untergrund bei ca. 10 kHz ( $\approx 1,7 \text{ fW}$ ). Hierbei bringt schon eine Ummantelung der Einzelmoden-Faser mit blauem Kunststoff (Standard der Firma THORLABS für polarisations-erhaltende Fasern) eine Verbesserung um den Faktor 50 gegenüber einem gelben Kunststoff. Die obere Grenze ist zum einen durch die Sättigung gegeben, wenn die Zählrate gerade  $1/\tau_t$  ( $= 35,7 \text{ MHz}$ ) erreicht hat, d.h. die Photonen ohne messbaren Abstand detektiert werden. Zum anderen ist das Signal des SPCM bereits ab ca. 22 MHz ( $\triangleq 3,9 \text{ pW}$ ) nicht mehr linear zur einfallenden Leistung.

Signale mit Leistungen zwischen 4 pW und 1 nW können nicht direkt detektiert werden. Unter Verwendung eines Filters mit bekannter Transmission kann das SPCM aber hierfür verwendet werden. Dabei reduziert sich aber das Auflösungsvermögen. Aufgrund von Verlusten im optischen System muss die Leistung des Nachweisstrahls bzw. -pulses in der HCPCF selbst mehr als 4 pW betragen. Das Etalon erreicht eine Transmission von ca. 30 %. Die übrigen Optiken und die zweimalige räumliche Filterung mittels Einzelmoden-Faser weisen zusammen eine Transmission von ca. 32 % auf. Somit erreicht nur ca. 10 % des Signals den Detektor. Daher werden im Experiment Leistungen von 3,5 pW bis 40 pW ( $\triangleq 0,16 \Gamma$ ) verwendet.

Das SPCM liefert während der gesamten Messung Signale. Um nur die Signale innerhalb der Messfenster zu detektieren (z.B. ohne aktive Dipolfalle, siehe Kap. 3.1.4), wird elektronisch der Zeitraum der Integration auf einzelne Abschnitte (*Gatter*) mit einer Länge von 680 ns beschränkt. Die Zählung der TTL-Signale erfolgt mit einer Zählerkarte vom Typ 6602 von NATIONAL INSTRUMENTS. Diese Karte liefert u.a. auch den Auslöser für die Nachweispulse und erzeugt durch Modulation der Dipolfalle die Messfenster. Mit einem weiteren Kanal dieser Karte werden die Gatter erzeugt, die somit zeitlich synchron zu den Messfenstern sind.

### 3.3. Optischer Aufbau zur Erzeugung hoher optische Dichten

Die Strahlung der Lasersysteme wird (nach Verschiebung auf die erforderliche Frequenz) mithilfe von Einzelmoden-Glasfasern zum Experiment geführt. Abbildung 3.16 zeigt den schematischen Aufbau mit der HCPCF innerhalb der Vakuummzelle. Die Vergrößerung zeigt ein Falschfarbenbild der Atomwolke und deren Position. Die Dipolfalle wird über einen Spiegel von unten in die MOT gelenkt. Innerhalb der Vakuummapparatur befindet sich eine asphärische Linse (Typ

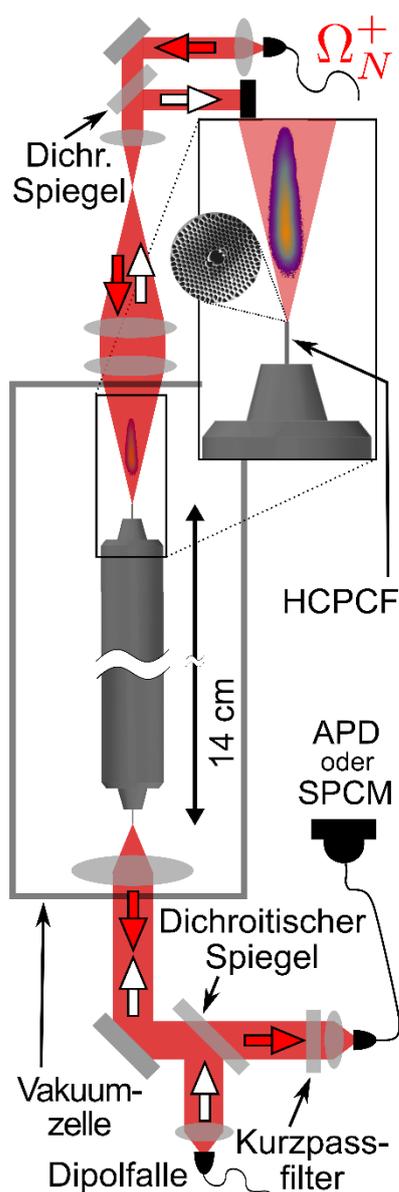


Abbildung 3.16: Schematischer Aufbau mit der HCPCF in der Vakuummzelle und den Optiken zur Ein- und Auskopplung der Strahlen. Die Vergrößerung zeigt ein Falschfarbenbild der Atomwolke im Strahl.

A375TM-B von THORLABS, Fokusslänge  $f=7,5$  mm) zur Einkopplung in die HCPCF. Die Fein-Justierung des Fokus erfolgt mit den Linsen, die zuvor die Strahlen aus den Fasern kollimieren, da die Einkopplense innerhalb der Apparatur nicht erreichbar ist. Die Verwendung von identischen Linsen sorgt hier für eine Moden-Anpassung zwischen HCPCF und zu- bzw. abführender Einzelmoden-Faser. In gegenläufiger Richtung tritt der Nachweisstrahl unten aus der Faser aus und wird kollimiert.

Bei Messung der Transmission durch die Faser, für ein Spektrum oder die Bestimmung der Anzahl der Atome, muss der schwache Nachweisstrahl möglichst ohne Untergrund durch andere Strahlen detektiert werden. Die große Intensität des Dipolfallenlasers sorgt jedoch auch bei schwachen Rückreflexen an den verwendeten Optiken für einen messbaren Untergrund in der Detektion, der sogar zur Sättigung des Detektors führen kann (z.B. beim Einzelphotonenzähler). Deshalb wird der Nachweisstrahl mittels dichroitischem Spiegel (Typ DMSP805 von THORLABS), der das Licht der Dipolfalle mit  $\lambda = 855$  nm zu 99,7 % reflektiert, Strahlen bei  $\lambda = 780$  nm aber zu 96 % transmittiert, von der ODT getrennt. Zusätzlich wird ein Kurzpassfilter (Typ LC-3RD/800SP-25 von LASERCOMPONENTS) verwendet, der die verbleibende Strahlung der Dipolfalle auf  $<10^{-5}$  reduziert, das Nachweissignal aber zu 95 % transmittiert. Zuletzt wird der Nachweisstrahl durch die Einkopplung in eine Einzelmoden-Faser räumlich gefiltert. Nur die räumlich Gauß-förmige Mode des Nachweisstrahls aus der Einzel-Moden-HCPCF wird zum Detektor geleitet. Ein geringer Anteil an weiterer Laserstrahlung bei 780 nm, der ebenfalls detektiert wird, stammt von Fluoreszenz der Atome über der Faser und den Kühl-/Fangstrahlen der MOT. Da sich dieser Anteil durch die beschriebenen Filter

nicht unterdrücken lässt, wird bei allen Messungen eine Untergrund-Messung einmal ohne Nachweisstrahl, einmal ohne Atome, sowie einmal ohne beide durchgeführt. Die verwendeten Optiken sind in einem Käfigsystem installiert, um eine zusätzliche Stabilität zu erzielen. Ein vergleichbares System ist oberhalb der MOT platziert, um den Nachweisstrahl in die HCPCF einzukoppeln. Gleichzeitig wird dort mit dem gleichen dichroitischen Spiegel wie zuvor die aus der Faser austretende Dipolfallenstrahlung abgelenkt und geblockt. Direkt über der oberen Faserspitze lässt sich keine Linse platzieren ohne den Betrieb der MOT zu beeinträchtigen. Deshalb werden von oben kommende Strahlen zunächst mit einer asphärischen Linse fokussiert und dieser Fokuspunkt dann mit einem Linsendublett auf die Faserspitze abgebildet. Dies ermöglicht eine Justierung der Einkopplung mithilfe von Optiken außerhalb der Vakuummzelle.

### 3.3.1. Halterung der Faser in der Apparatur

Die HCPCF wird innerhalb der Vakuumm-Apparatur platziert, so dass das obere Ende ca. 5,5 mm unterhalb des Zentrums der MOT sitzt. Aufgrund der Glaszelle im oberen Bereich der Apparatur, kann die Faser nur darunter befestigt werden. Die HCPCF ist lediglich an beiden Enden in Aluminium-Halterungen eingeklemmt. Der Bereich außerhalb der Halterungen wird vom Schutzmantel befreit, da dieser unter Einwirkung der hohen Lichtintensitäten unerwünschte Gase freisetzt. Die Halterungen selbst werden innerhalb eines Zylinders (aus nichtmagnetischem Edelstahl) befestigt, der es so ermöglicht, den Abstand der Halterungen zu variieren und an die Länge der Faser anzupassen. Der Zylinder geht am unteren Ende in eine Halterung über, in der sich die asphärische Linse zur Einkopplung der Laserstrahlen befindet. Dies ist in Abbildung 3.17 gezeigt. Der Abstand der Linse von der Faser kann durch Rotation in einem Gewinde angepasst werden. Die Halterung von Linse und Faser-Zylinder ist über eine Gelenk-Halterung (c)&(d) auf einem Blindflansch befestigt. Innerhalb dieser zweiten Halterung lässt sich die erste in

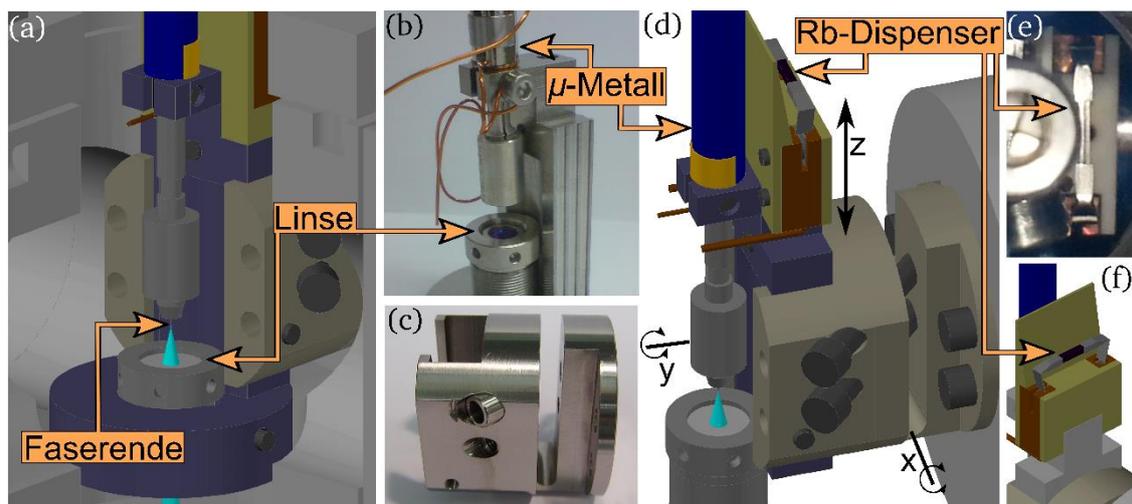


Abbildung 3.17: Die untere Faserspitze und die Einkoppel-Linse als schematisches Bild in der MOT (a) und als Foto vor dem Einbau (b). Gelenk-Halterung (zur Ausrichtung des Faser-Zylinders) als Foto (c) und schematisch (d) sowie der auf der Faserhalterung befestigte Rb-Dispenser als Foto in der MOT (e) und schematisch (f).

der Höhe verstellen (siehe Abb. 3.17 (d), z-Achse). Das Gelenk der Halterung ermöglicht mittels Schrauben ein Kippen (um Achse x im Bild), während der Blindflansch vor dem Verschließen der Apparatur frei drehbar ist und somit ein Kippen um eine senkrechte Achse erlaubt (Achse y). Mit diesen drei Freiheitsgraden ist die Positionierung der Faser an einem Punkt im Abstand von 5,5 mm genau unterhalb des Zentrums der MOT möglich. Nach dem Verschließen und evakuieren der Apparatur sind diese Vorrichtungen nicht mehr erreichbar. Es besteht aber die Möglichkeit, das Zentrum der MOT in kleinen Grenzen zu verschieben, indem die QP-Spulen und die Kühl-/Fangstrahlen verschoben werden.

Eine Länge von 9,1 cm der HCPCF ist von einer Magnetfeldspule mit 118 Windungen umgeben (siehe Abb. 3.18 (d)). Diese kann in späteren Experimenten verwendet werden, um innerhalb der HCPCF ein homogenes, vertikal ausgerichtetes Magnetfeld bis zu einer Stärke von 65 G zu erzeugen. Damit können Zeeman-Zustände des Mediums um bis zu  $\omega_z \approx m_F \cdot 7,6\Gamma$  verschoben werden. Außerhalb der Spule ist der gleiche Bereich mit zwei Lagen  $\mu$ -Metallfolie umgeben (siehe Abb. 3.17 (b)&(d) und Abb. 3.18 (e)), um äußere Magnetfelder abzuschwächen. Dazu gehört auch das abklingende Feld der QP-Spulen. Dies ist wichtig, da die Kompensation äußerer Magnetfelder durch Helmholtz-Spulen nur im Bereich der MOT und somit nur am oberen Ende der Faser wirksam ist. Die oberen ca. 2 cm der Faser sind bedingt durch die Halterung nicht abgeschirmt. Sofern die Atome also nur eine kurze Strecke innerhalb der Faser zurückgelegt haben, können sie ein verbleibendes Magnetfeld wahrnehmen. Dies zeigt sich auch bei den später gezeigten Experimenten zur Lichtspeicherung, bei denen ein vorhandenes Restmagnetfeld die Speichereffizienz beeinflusst. Mit Spule und Abschirmfolie beträgt der Durchmesser des Zylinders nur 8 mm. Dies ist nötig, da der Durchmesser des Zugangs in die Glaszelle, der auch zu Pumpe und Dispenser führt, nur 21 mm beträgt. Bleibt eine zu kleine Öffnung übrig, ist ein Betrieb der MOT nicht möglich.

Während das obere Ende der HCPCF optisch von allen Seiten zugänglich ist, befindet sich das untere Ende innerhalb der lichtundurchlässigen Apparatur. Lediglich in Richtung der Faserachse, unterhalb der Faser und der Einkoppel-Linse befindet sich ein Fenster als optischer Zugang. Somit ist eine transversale Messung am unteren Faserende, z.B. zur Detektion von austretenden Atomen, aktuell nicht möglich. Der Bereich befindet sich jedoch in der Mitte eines Würfels mit mehreren

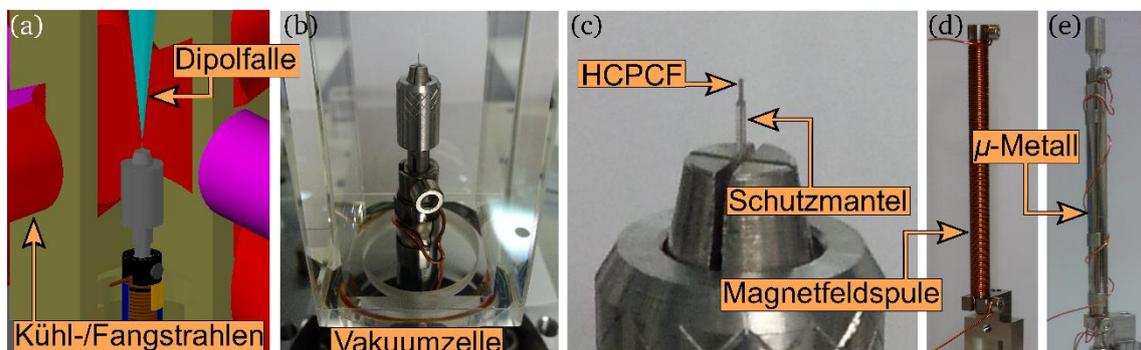


Abbildung 3.18: (a) Schematisches Bild der oberen Faserspitze in der Vakuummzelle (Aufriss-Zeichnung) 5,5 mm unterhalb der Fallenmitte. (b)&(c) Fotos der Faserspitze in der Klemmhalterung. Foto der Magnetfeldspule außerhalb des Faserhalters (d) und die selbige umgeben mit Abschirmfolie aus  $\mu$ -Metall (e).

Zugängen. Daher ist theoretisch ein transversaler Zugang von drei Seiten möglich, die aktuell aber von Pumpe, Ventil und elektrischen Anschlüssen belegt sind.

### 3.4. Nachweis von extremer optischer Dichte

#### 3.4.1. Anzahl der Atome in der HCPCF

Durch Bestimmung der Anzahl an Atomen in der MOT und in der HCPCF lässt sich die Transfereffizienz bestimmen. Außerdem lässt sich auf diese Weise auch die OD in der Faser ohne ein komplettes Transmissionsspektrum bestimmen. Bei bekannter Geometrie lässt sich die OD mit Glg. (1.2) aus der Anzahl errechnen. Erst durch die Kombination der drei in Kap. 3.1 erläuterten Techniken ließ sich eine signifikante Anzahl an Atomen in der HCPCF nachweisen.

Abbildung 3.19 zeigt ein Beispiel einer Messung der Atomanzahl mit  $N_{Atom} = 3,0(3) \cdot 10^5$  Atomen. Der Nachweisstrahl wird zum Zeitpunkt  $t = 0 \mu\text{s}$  eingeschaltet (schwarz). Die Messung mit Atomen (rot) zeigt starke Absorption durch die Atome bis ca.  $t = 1,5 \mu\text{s}$ . Die Fläche unterhalb der Differenz beider Kurven (blau) ergibt die absorbierte Energie, was sich in die Atomanzahl umrechnen lässt.

Abbildung 3.20 zeigt die Anzahl der Atome innerhalb der HCPCF über der Zeit (schwarz). Dabei wurde der Transferprozess (Verschiebung des Magnetfeldes und Position des optischen Trichters) optimiert, die Dipolfalle jedoch im Einzelmoden-Betrieb verwendet. Deshalb liegt die maximale Anzahl nur bei  $< 1,2 \cdot 10^5$  Atomen. Die blaue Linie zeigt die Stärke des QP-Feldes, die grüne Linie die Position der Fallenmitte. Für jeden Messpunkt wurde das QP-Feld erst 4 ms vor der Messung abgeschaltet. Wie das Falschfarbenbild der Fluoreszenz zum Zeitpunkt 1010 ms in der Abbildung zeigt, erreicht die Atomwolke zu diesem Zeitpunkt die Faserspitze. Die Kompression der Atomwolke durch das QP-Feld (siehe Kap. 3.1.1) endet bei 1030 ms. Zu diesem Zeitpunkt erreicht die Anzahl ihr Maximum. Das Plateau bis ca. 1055 ms zeigt einen kontinuierlichen Nachschub aus der Atomwolke über der Faser, der auftretende Verluste gerade kompensiert. Das Zentrum der Wolke überschneidet sich zu diesem Zeitpunkt mit der Faserspitze (siehe Bild der Wolke bei 1050 ms). Dieser Zeitraum wird im Folgenden für die Experimente genutzt. Die Atomwolke erreicht erst nach 1200 ms ihre Endposition unterhalb der Faserspitze. Auf diese Weise wird dem begrenzten Einfangbereich der Dipolfalle von ca.  $360 \mu\text{m}$  (siehe Kap. 3.1.4) sukzessive die ganze Atomwolke zugeführt. Zum Zeitpunkt 1200 ms sind nur noch wenige Atome messbar. Dies zeigt, dass die Atome aktuell nur wenige Millisekunden inner-

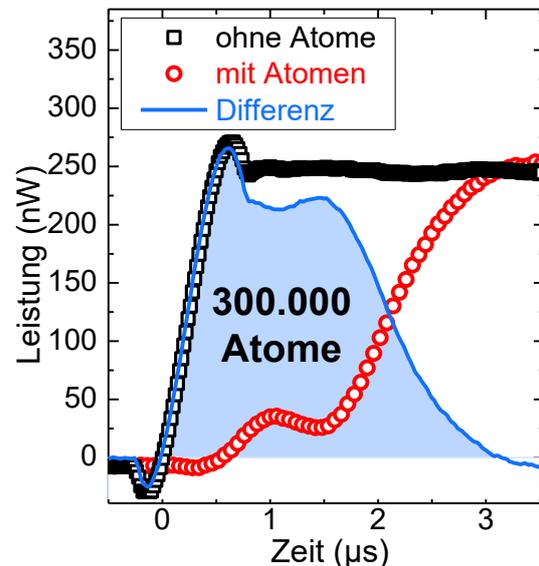


Abbildung 3.19: Beispiel einer Messung der Atomanzahl mit  $N_{Atom} = 3,0(3) \cdot 10^5$ . Aus der Messung ohne (schwarz) und mit Atomen (rot) wird die Differenz (blau) gebildet. Deren Fläche liefert die absorbierte Energie.

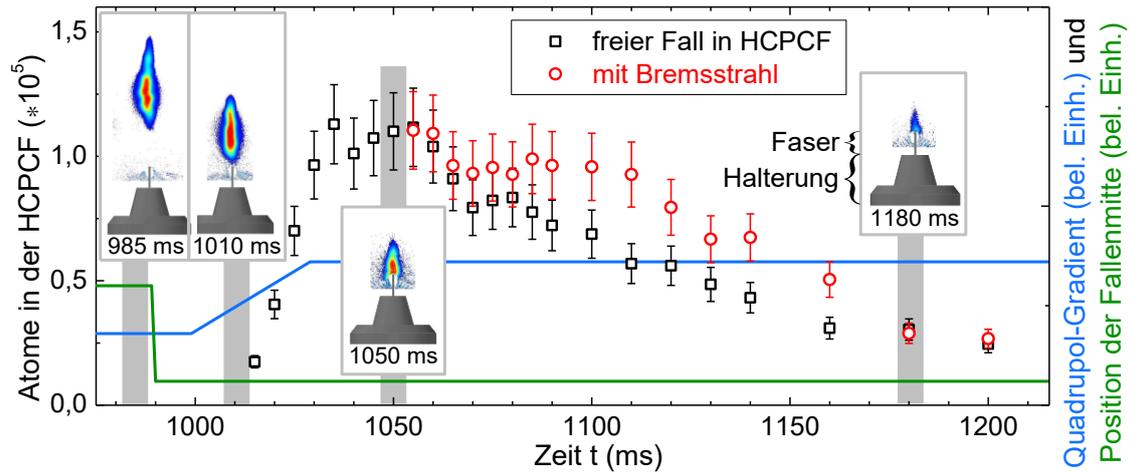


Abbildung 3.20: Anzahl der Atome in der HCPCF über der Ladezeit für frei fallende Atome (schwarz) und mit zusätzlichem, rotverstimmt Bremsstrahl (rot). Die blaue Linie zeigt die Stärke des Quadrupol-Gradienten, die grüne Linie zeigt die Position der Fallenmitte. Zu vier markierten Zeitpunkten zeigt jeweils ein Falschfarbenbild die Fluoreszenz der Wolke (rot  $\hat{=}$  maximale Fluoreszenz) über einem maßstabsgetreuen Schema der Faser in deren Halterung.

halb der Faser festgehalten werden. Andernfalls müsste auch nach der kompletten Auflösung der Wolke bei 1200 ms ein wesentlicher Anteil der Atome messbar bleiben, der frei durch die Faser fällt. Für die Strecke von 14 cm würden die Atome eine Zeit von ca. 200 ms benötigen. Wird zusätzlich ein *Bremsstrahl* ( $2\pi \cdot 30$  MHz rotverstimmt zu  $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3\rangle$ ) von unten durch die Faser geführt, so wirkt dieser der Schwerkraft entgegen. Dabei wirkt er nicht auf alle Atome gleich stark, da diese abhängig von ihrer transversalen Position im Fallenpotential unterschiedliche AC-Stark-Verschiebungen erfahren.

Wie im Falle der MOT müssen Atome, die den Kühlkreislauf verlassen, mit einem Rückpumpstrahl in den Kreislauf zurück gepumpt werden, welcher daher ebenfalls durch die Faser geführt wird. Dieses Vorgehen erhöht die Anzahl an Atomen im Zeitraum 1060 bis 1160 ms (rot in Abb. 3.20). Dies kann auf zwei Ursachen für die Verluste innerhalb der Faser hindeuten: (i) Die Atome werden bereits durch den Transfer in die Faser beschleunigt, was sich auch auf ihre transversale Bewegung auswirkt ( $\hat{=}$  höhere Temperatur). Liegt die Temperatur einiger Atome danach über der Fallentiefe der ODT von 5 mK, so werden sie nicht in der Fasermittte gehalten und gehen durch Stöße mit der Faserwand verloren. Werden diese Atome vom Kühl-/Fangstrahl in vertikaler Richtung auf Werte unterhalb von 5 mK gekühlt, bleiben sie länger erhalten. Aufgrund von Thermalisierung erfolgt die Kühlung auch in transversaler Richtung. (ii) Die Intensitätsverteilung der ODT ist nicht perfekt Gauß-förmig (siehe Kap. 1.3.3). Somit ist auch kein exakt symmetrisches Fallenpotential vorhanden. Außerdem kann es durch Oberflächenmoden zu Interferenzeffekten kommen. Somit nehmen die Atome bei ihrer Bewegung durch die Faser unterschiedliche (und zum Teil unzureichend tiefe) Fallenpotentiale dar, was zu Verlusten führen kann [59,83]. Die Bremswirkung des Kühl-/Fangstrahls auf die Atome und die dadurch verminderte vertikale Geschwindigkeit kann diese Effekte reduzieren. Die Atome erreichen die Punkte mit geringem Fallenpotential erst später und bleiben somit länger erhalten. Eine weitere Kühlung der Atome und ein homogeneres Intensitätsprofil der ODT könnten die Verluste in Zukunft weiter reduzieren. Der positive Effekt des Strahls auf die Anzahl der Atome ist

bereits ein Beleg dafür, dass sich die gemessenen Atome innerhalb der HCPCF befinden. Im besten Fall wurden 5 % der Atome aus der MOT in die HCPCF transferiert. Dies entspricht einer Steigerung der Transfereffizienz von einer Größenordnung im Vergleich zu früheren Ansätzen (Ref. [83]).

Die räumliche Ausdehnung und damit Dichte der Atome in der HCPCF lässt sich aufgrund fehlendem transversalen Zugang nicht direkt bestimmen. Es lässt sich jedoch folgende Abschätzung vornehmen. Die Atome haben nach dem freien Fall vom Zentrum der MOT zur Faser eine Geschwindigkeit von ca. 0,3 m/s. Durch die Kraft der Dipolfalle am Eingang der Faser werden sie auf ca. 0,75 m/s beschleunigt. Vom Zeitpunkt bei  $t = 1010$  ms, an dem die ersten Atome die Faser erreichen bis zum Messzeitpunkt mit der höchsten Anzahl an Atomen in der Faser vergehen 40 ms. Unter der Annahme von freiem Fall und der Startgeschwindigkeit hat sich der untere Teil der Wolke aus Atomen bis zu diesem Zeitpunkt ca. 3 cm durch die Faser bewegt. Nach diesem Zeitpunkt erhöht sich die Anzahl der Atome und somit auch die Länge der Wolke nicht mehr. Somit wird der Vorteil der 14 cm langen Faser noch nicht vollständig genutzt. Aus der transversalen Verteilung innerhalb der Dipolfalle kann nun das Volumen auf  $9,4 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3$  abgeschätzt werden, was eine räumliche Dichte von  $10^{12}$  Atome/ $\text{cm}^3$  innerhalb der Faser ergibt. Dies liegt in der Größenordnung, wie sie für eine Dunkelpunkt-MOT erwartet wird [153] und damit zwei Größenordnungen über der Dichte einer typischen MOT. Atome, die durch das Feld der Dipolfalle durch Licht-induzierte atomare Desorption aus dem Material des Hohlraums freigesetzt werden, erhöhen die Anzahl der Atome [81,164]. Dieser Beitrag ist jedoch zu klein, um in der Messung erkennbar zu sein.

### 3.4.2. Messverfahren für Transmissionsspektren

Um die optische Dichte innerhalb der HCPCF zu bestimmen, müssen Transmissionsspektren aufgenommen und mit einer Simulation verglichen werden. Da hierfür bei großer OD ein großer Durchstimmbereich und eine ausreichend hohe Anzahl an Mittelungen nötig ist, muss der Messvorgang auf mehrere Abschnitte aufgeteilt werden (siehe auch Kap. 3.1.9). Das Beladen der Hohlleiter mit Atomen (*Ladezyklus*) dauert 1 s. Hinzu kommt für jede Messung eine Referenz-Messung ohne Atome mit identischem, zeitlichem Ablauf. Um trotz ausreichender Statistik die Messdauer kurz zu halten, wird bereits pro Ladezyklus eine Messung mehrfach wiederholt und über die Ergebnisse gemittelt. Die zur Messung nutzbare Zeit ist dabei durch eine mögliche Abnahme der Atomanzahl auf 100 Messfenster von 1 bis  $3 \mu\text{s}$  Länge mit einem Abstand von  $4 \mu\text{s}$  beschränkt. Dabei entfällt die Hälfte der Fenster auf eine Referenz-Messung ohne Nachweisstrahl. Um auch Verzögerungen oder Speicherzeiten von bis zu  $2,5 \mu\text{s}$  messen zu können, kann in jedem Messfenster nur ein Nachweispuls von ca. 150 ns Länge verwendet werden. Dies ergibt für Nachweispulse und für einen kontinuierlichen Nachweisstrahl 50 Messungen pro Ladezyklus. Typischerweise wird der Ladezyklus 5 bis 25-mal wiederholt, was einer Mittelung über 250 bis 1250 Messungen entspricht.

Wird die Frequenz des Nachweisstrahls durchgestimmt, so erfolgt dies in den einzelnen Abschnitten jeweils innerhalb von  $100 \mu\text{s}$ . Dies entspricht der Länge von 25 Messfenstern (dies wird 2-mal durchgeführt und anschließend gemittelt). Jeder Messpunkt, gewonnen aus einem Messfenster entspricht somit dem Signal bei einer Frequenz. Die Modulation der ODT erlaubt Messfenster von  $1\text{--}3 \mu\text{s}$  (siehe Kap.

3.1.4). Da es bei der Aufnahme von Spektren nicht auf eine zeitabhängige Detektion innerhalb eines Messfensters ankommt und eine möglichst hohe Dichte erzeugt werden soll, werden hier nur Fensterbreiten von  $1 \mu\text{s}$  verwendet. Innerhalb jedem dieser Fenster wird ein Gatter platziert, in dem die Signale des SPCM aufsummiert werden. Dieses Gatter hat eine Länge von  $680 \text{ ns}$  (volle Halbwertsbreite) und startet  $150 \text{ ns}$  nach dem Ausschalten der ODT.

Abbildung 3.21 zeigt exemplarisch den zeitlichen Ablauf einer Messung des Transmissionsspektrums (zum vorgeschalteten Ladeprozess der Faser siehe Kap. 3.1). Die ersten 5 Messfenster bei deaktivierter Dipolfalle (orange) dienen der Präparation der Atome durch optisches Pumpen in den Zustand  $|F = 1\rangle$ . Wie ein Test gezeigt hat, bleibt diese Präparation auch dann erhalten, wenn die ODT mehrfach aktiviert wird. Im Anschluss erfolgen 25–50 Messfenster mit Nachweisstrahl und die gleiche Anzahl ohne Nachweisfeld (Messung 1). Ein Messfenster ist vergrößert dargestellt. Daten werden nur innerhalb des aktiven Gatters (grün) aufgenommen. Die gesamte Mess-Sequenz wird im Anschluss noch einmal bei deaktiviertem QP-Feld und damit ohne Atome durchgeführt (Messung 2). Dies bildet dann die Referenz für den Transmissionswert (= Messung 1 / Messung 2), wobei zuvor von jeder Messung der Untergrund ohne Nachweisstrahl abgezogen wird.

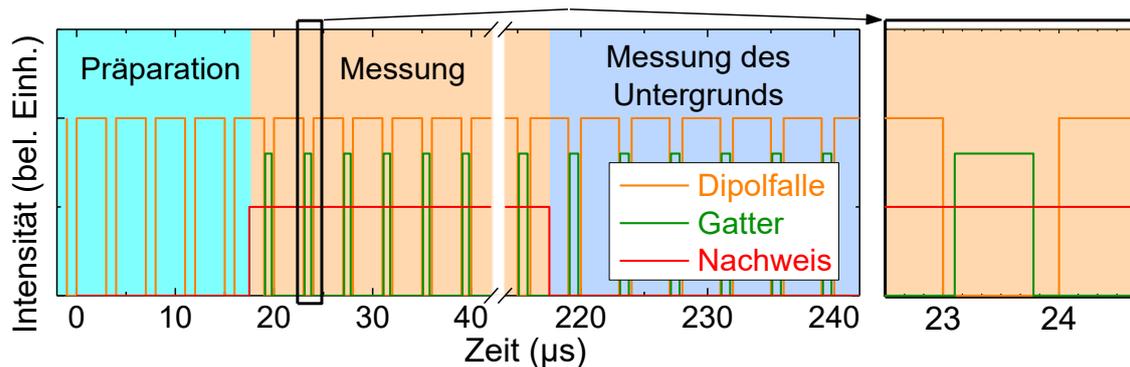


Abbildung 3.21: Zeitlicher Ablauf einer Messung des Transmissionsspektrums. Die gesamte Sequenz wird einmal mit aktivem QP-Feld (d.h. mit Atomen) und einmal ohne durchgeführt. Ein Ausschnitt mit einem einzigen Messfenster ist rechts vergrößert dargestellt.

### 3.4.3. Messung der optischen Dichte in der HCPCF

Um die hohe OD innerhalb der HCPCF direkt nachzuweisen, wird ein Transmissionsspektrum des Mediums gemessen und mit einer Simulation verglichen. Abbildung 3.22 zeigt zwei aufgenommene Transmissionsspektren bei  $OD = 20$  (schwarz) und bei  $OD = 400$  (rot). Die OD ist dabei jeweils auf den Übergang  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$  bezogen. Zum Vergleich ist auch eine Simulation für  $OD = 1$  dargestellt (orange). Die Frequenz des verwendeten Nachweisstrahls wurde über die beiden Übergänge  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 0,1\rangle$  durchgestimmt (die Resonanzen der angeregten Zustände sind markiert). Bei  $OD = 20$  (schwarz) tritt bereits starke Absorption bei den Resonanzen auf. Die Linien sind gegenüber  $OD = 1$  deutlich verbreitert. Bei  $OD = 400$  (rot) sind die Resonanzen nicht mehr zu unterscheiden. Es tritt fast über den gesamten Durchstimmbereich volle Absorption auf.

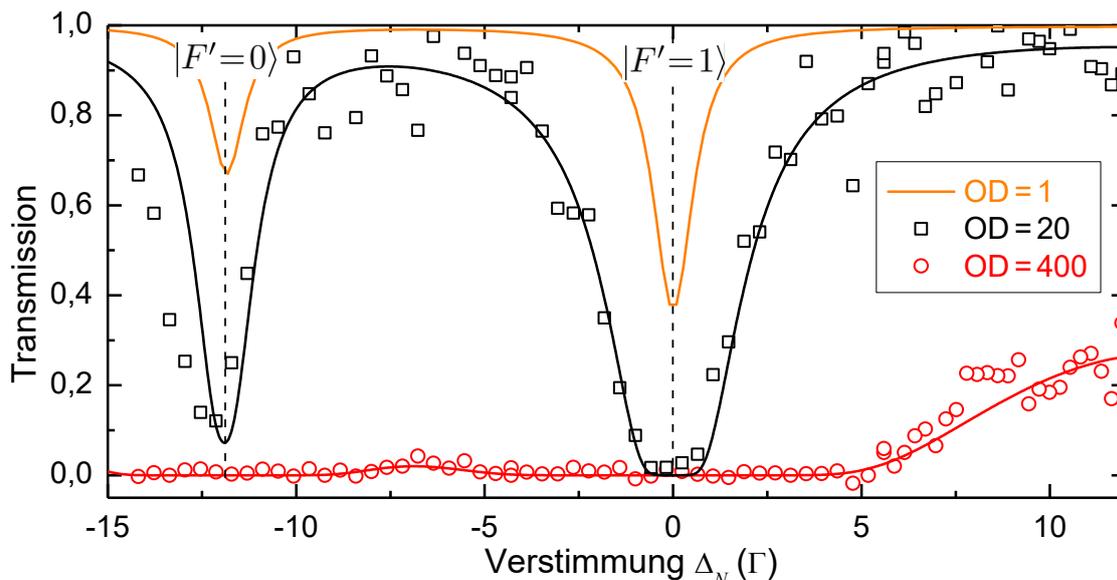


Abbildung 3.22: Messung (Symbole) und Simulationen (Linien) des Transmissionsspektrums des Mediums in der HCPCF für eine niedrige OD von 20 (schwarz) und eine hohe OD von 400 (rot). Zum Vergleich eine Simulation der Transmission bei OD=1 (orange).

Abbildung 3.23 zeigt ein gemessenes Transmissionsspektrum bei OD = 1000 (bezogen auf die Übergänge  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1,2\rangle$ , welche identische Übergangsmomente aufweisen). Es tritt über einen Frequenzbereich von über  $40\Gamma$  vollständige Absorption auf. Bei dieser OD wurde eine Atomanzahl von  $3 \cdot 10^5$  gemessen, was die Abschätzung aus Kap. 1.1 bestätigt, wonach  $N_{Atom} \approx 250$  für OD = 1 nötig ist. Dies stellte zum damaligen Zeitpunkt die höchste bisher gemessene OD mit kalten Atomen dar, weshalb von extremer optischer Dichte gesprochen werden kann [161] und liegt eine Größenordnung über dem Wert in Ref. [83]. Letzterer wurde zudem auf einem geschlossenen Übergang erzielt (Kühlkreislauf von  $^{87}\text{Rb}$ ), während die hier gemessene OD auf offenen Übergängen erreicht wurde. Aufgrund

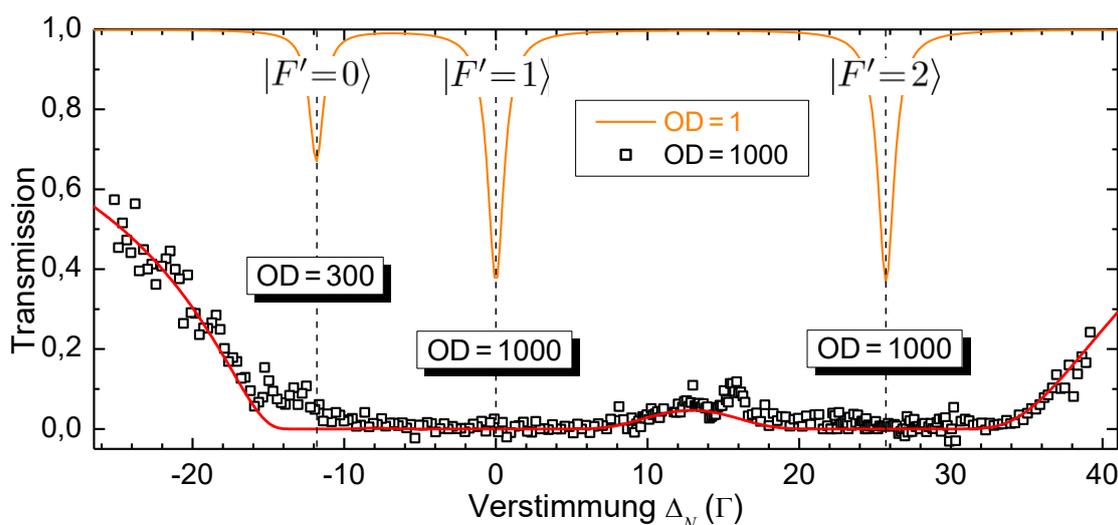


Abbildung 3.23: Transmissionsspektrum des Mediums in der HCPCF. Messung (schwarz) und Simulation (rot) zeigen Übereinstimmung für eine OD von 1000 bezogen auf  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$ . Zum Vergleich ist erneut die Simulation bei OD=1 dargestellt (orange).

der geringeren Kopplungsstärke beim Übergang  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 0\rangle$  ergibt sich dort nach Glg. (1.5) und Ref. [88] theoretisch eine OD von 400. Da dieser Übergang aber nur einen von drei Zeeman-Zuständen koppelt, führt eine ungleichmäßige Verteilung der Besetzung zu dem leicht geringeren Wert von 300.

Wie in Kap. 3.1.4 erklärt, ist die Transfereffizienz abhängig davon, ob der Laser der Dipolfalle im Einzelmoden- oder Mehrfachmodenbetrieb läuft. Abbildung 3.24 zeigt die Transmission durch das Medium innerhalb der HCPCF abhängig vom Zustand des Dipolfallenlasers. Im Einzelmodenbetrieb (schwarz) wird zum Messzeitpunkt bei  $t = 1050$  ms nur eine OD von 150 erreicht, die 10 ms später auf  $OD = 50$  abgesunken ist (blau, erhöhte Transmission). Im Mehrfachmodenbetrieb wird bereits direkt nach dem Transfer bei  $t = 1050$  ms eine OD von 350 erreicht (rot), die nach 10 ms lediglich auf  $OD = 250$  absinkt. Der Mehrfachmodenbetrieb sorgt also nicht nur für eine höhere Transfereffizienz, sondern auch für weniger Verluste innerhalb der Faser (wie in Kap. 3.1.4 beschrieben). Die Anzahl der transferierten Atome und damit die OD werden somit um einen Faktor 2–5 erhöht.

Transmissionsspektren, die bei aktiver Dipolfalle aufgenommen werden, zeigen eine Stark-Verschiebung von  $>25\Gamma$  ( $>2\pi \cdot 150$  MHz). Dies belegt ebenfalls, dass sich die Atome innerhalb der Faser befinden, da nur die dort auftretende hohe Intensität diese Verschiebung erzeugen kann.

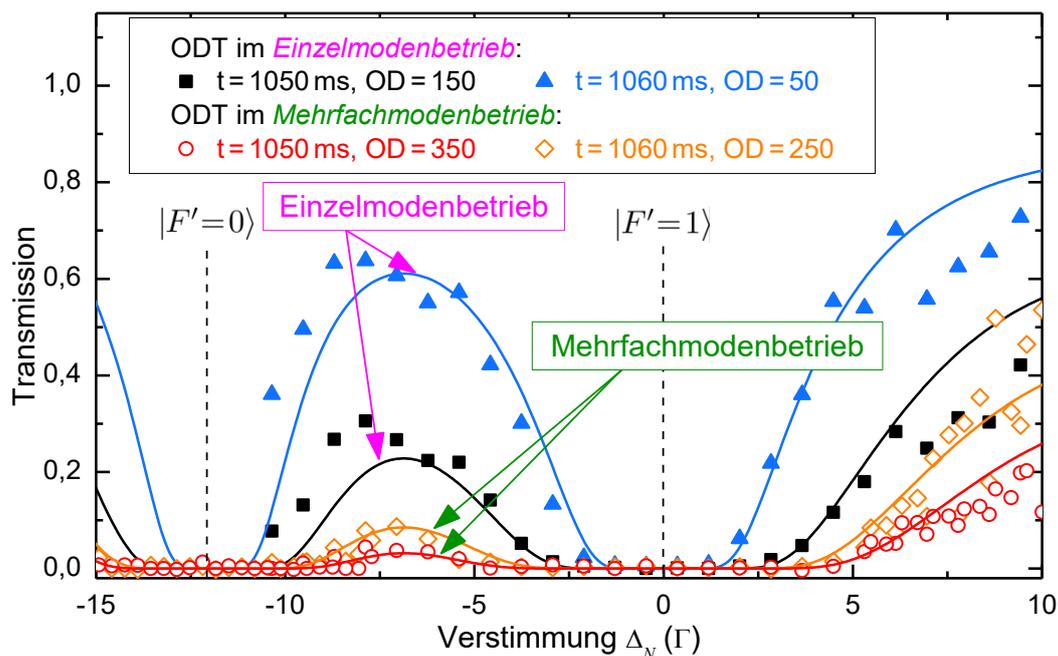


Abbildung 3.24: Transmission durch das Medium in der HCPCF abhängig vom Betriebszustand des Dipolfallenlasers direkt nach Transfer (schwarz, rot) sowie 10 ms später (blau, orange). Der Mehrfachmodenbetrieb erhöht die Dichte um einen Faktor 2–5.

## **TEIL II**

# **Kohärente Effekte in einem eindimensionalen Medium hoher optischer Dichte**



## 4. Kohärente Wechselwirkung von Licht und Materie

Als zweites Ziel dieser Arbeit sollen kohärente Effekte innerhalb des Mediums hoher OD in der HCPCF realisiert werden. Dabei wird der quantenoptische Effekt der *elektromagnetisch induzierten Transparenz* (EIT) verwendet, um die andernfalls hohe Absorption im Medium zu reduzieren. Gleichzeitig wird mit diesem Effekt die Gruppengeschwindigkeit des Lichts im Medium reduziert, was zu langsamem Licht und der räumlichen Kompression eines Lichtpulses führt. Dies kann anschließend zur effektiven Speicherung des Pulses in einer Kohärenz des atomaren Ensembles verwendet werden. Schließlich kann durch ein weiteres Lichtfeld sogar ein Puls mit quasi-stationärer Einhüllender im Medium erzeugt werden.

In diesem Kapitel werden die erwähnten Effekte und deren Eigenschaften beschrieben. Die so gewonnene theoretische Beschreibung wird für eine numerische Simulation der Experimente verwendet.

### 4.1. Kopplung von $^{87}\text{Rb}$ mit den Lichtfeldern

Die Rb-Atome wechselwirken mit Lichtfeldern aus zwei exakt gegenüberliegenden Richtungen, welche durch die Indizes + (*vorwärts*) und - (*rückwärts*) unterschieden werden. Sie haben die *Rabi-Frequenz*  $\Omega_{\mu\nu}^{\pm} = \vec{d}_{\mu\nu} \cdot \mathcal{E}^{\pm} / \hbar$  mit dem *Dipolübergangsmoment*  $\vec{d}_{\mu\nu}$  zwischen den Zuständen  $|\mu\rangle$  und  $|\nu\rangle$  und dem elektrischen Feld  $\mathcal{E}$ . Die Niveau-Struktur von  $^{87}\text{Rb}$  für die beiden Absorptionslinien D<sub>1</sub> und D<sub>2</sub> mit den Kopplungen ist in Abbildung 4.1 dargestellt (ohne äußeres Magnetfeld). Beide Linien besitzen die gleichen Grundzustände  $|5^2S_{1/2}, F=1\rangle \equiv |1\rangle$  und  $|5^2S_{1/2}, F=2\rangle \equiv |2\rangle$ , die einen Abstand von  $\Delta_{12} = 2\pi \cdot 6,835$  GHz zueinander haben. Die D<sub>1</sub>-Linie besitzt nur die angeregten Zustände  $|5^2P_{1/2}, F'=1\rangle \equiv |3\rangle$  und  $|5^2P_{1/2}, F'=2\rangle \equiv |5\rangle$ , während die D<sub>2</sub>-Linie die vier angeregten Zustände  $|5^2P_{3/2}, F'=0,1,2,3\rangle \equiv |4,3,5,6\rangle$  besitzt. Die weiteren Frequenzabstände können Tabelle 4.1 entnommen werden. Dabei gilt  $\Delta_{3\mu} = \omega_{\mu} - \omega_3$  mit der Energie  $E_i = \hbar\omega_i$  des Zustands  $|i\rangle$ .

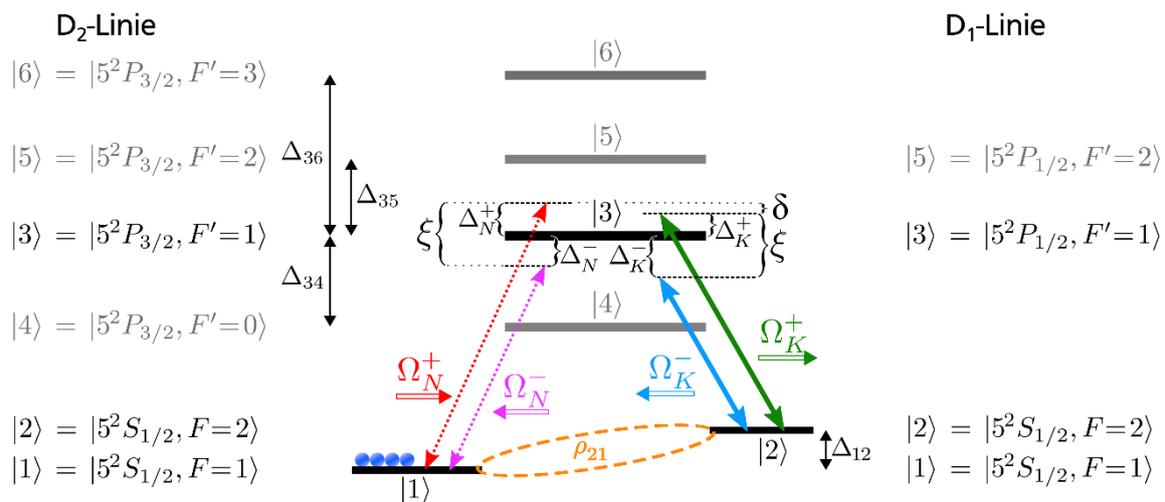


Abbildung 4.1: Level-Schema von  $^{87}\text{Rb}$  für die beiden Absorptionslinien D<sub>1</sub> und D<sub>2</sub>. Die nicht-resonanten Zustände  $|4\rangle = |F'=0\rangle$  und  $|6\rangle = |F'=3\rangle$  existieren nur für die D<sub>2</sub>-Linie. Die Frequenzabstände der Zustände können Tabelle 4.1 entnommen werden. Es gilt  $\Delta_{\mu\nu} = \omega_{\nu} - \omega_{\mu}$  mit der Energie  $E_i = \hbar\omega_i$  des Zustands  $|i\rangle$  und  $\Delta_{N,K}^{\pm} = \omega_{N,K}^{\pm} - (\omega_3 - \omega_{1,2})$ .

Linie	$\Delta_{34}$	$\Delta_{35}$	$\Delta_{36}$	$\Gamma$
D <sub>2</sub>	$-2\pi \cdot 72,218 \text{ MHz}$ $\approx -12\Gamma$	$2\pi \cdot 156,947 \text{ MHz}$ $\approx 26\Gamma$	$2\pi \cdot 266,65 \text{ MHz}$ $\approx 44\Gamma$	$2\pi \cdot 6,0666 \text{ MHz}$
D <sub>1</sub>	–	$2\pi \cdot 814,5 \text{ MHz}$ $\approx 142\Gamma$	–	$2\pi \cdot 5,75 \text{ MHz}$

Tabelle 4.1: Frequenzabstände zwischen den Zuständen der D<sub>1</sub>- und D<sub>2</sub>-Linie.  $\Gamma$ =Linienbreite der angeregten Zustände.

Ein schwacher *Nachweisstrahl* mit Rabi-Frequenz  $\Omega_N^+$  (rot in Abb. 4.1) wird verstimmt um  $\Delta_N^+ = \omega_N^+ - (\omega_3 - \omega_1)$  vom Übergang  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$  eingestrahlt. Je nach Experiment ist zusätzlich ein parallel verlaufender *Kontrollstrahl* mit der Rabi-Frequenz  $\Omega_K^+$  (grün) und ein antiparallel verlaufender Kontrollstrahl mit der Rabi-Frequenz  $\Omega_K^-$  (blau) und jeweils verstimmt um  $\Delta_K^\pm = \omega_K^\pm - (\omega_3 - \omega_2)$  vom Übergang  $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$  aktiv. Im Falle von *stationären Lichtpulsen (SLPs)* mit beiden Kontrollfeldern wird aus der Kohärenz  $\rho_{21}$  der Grundzustände ein weiteres Nachweisfeld mit Rabi-Frequenz  $\Omega_N^-$  erzeugt (magenta). Aufgrund der Energieerhaltung ergibt sich dabei  $\omega_N^- + \omega_K^+ = \omega_N^+ + \omega_K^-$  und somit für die Verstimmung  $\Delta_N^- = \Delta_N^+ + \Delta_K^- - \Delta_K^+$ . Dabei gilt  $\Delta \ll \omega$ . Ebenso ergibt sich aus der Impulserhaltung mit  $k_N^- + k_K^+ = k_N^+ + k_K^-$  (mit den Wellenzahlen  $k_{N,K}^\pm = 2\pi/\lambda_{N,K}^\pm = \omega_{N,K}^\pm/c$ ) für  $\Omega_N^-$  eine Ausbreitung in Rückwärts-Richtung. Der Frequenzabstand zwischen beiden Nachweisfeldern ist dabei genauso groß wie zwischen beiden Kontrollfeldern  $\Delta_N^- - \Delta_N^+ = \Delta_K^- - \Delta_K^+ \equiv \xi$ . Besteht in der Vorwärts-Richtung eine Zweiphotonen-Verstimmung  $\Delta_N^+ - \Delta_K^+ \equiv \delta$ , so tritt diese also auch in der Rückwärts-Richtung auf  $\Delta_N^- - \Delta_K^- = \delta$ .

## 4.2. Einfaches Dreiniveausystem

Als Vereinfachung wird zunächst nur das gekoppelte Dreiniveausystem in  $\Lambda$ -Konfiguration betrachtet. D.h. die nicht-resonanten Zustände  $|4,5,6\rangle$  werden nicht berücksichtigt. Das System besteht somit aus den metastabilen Grundzuständen  $|1\rangle$  und  $|2\rangle$ , sowie dem angeregten Zustand  $|3\rangle$ . Letzterer kann mit gleicher Wahrscheinlichkeit  $\Gamma/2$  in die beiden Grundzustände zerfallen.

Die Lichtfelder werden hier klassisch beschrieben, während das atomare System quantenmechanisch betrachtet wird [88,165–167]. Die zeitliche Entwicklung des atomaren Systems wird durch die Schrödingergleichung

$$\hat{H}|\psi(\vec{r}, t)\rangle = (\hat{H}_0 + \hat{V})|\psi(\vec{r}, t)\rangle = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(\vec{r}, t)\rangle \quad (4.1)$$

für den Zustandsvektor  $|\psi(\vec{r}, t)\rangle = \sum_i C_i(t)|i\rangle$  der Zustände  $|i\rangle$  mit zeitabhängigen Wahrscheinlichkeitsamplituden  $C_i(t)$  beschrieben [166]. Der gesamte Hamiltonoperator  $\hat{H}$  setzt sich aus dem ungestörten atomaren System  $\hat{H}_0 = \sum_i \hbar\omega_i|i\rangle\langle i|$  und der äußeren Wechselwirkung  $\hat{V}$  durch das Lichtfeld zusammen. Hier wird die *Dipolnäherung* [57] angewendet, d.h. die Ausdehnung der Atome ist viel kleiner als die Wellenlänge des Lichtfeldes. Damit lässt sich  $\hat{V}$  als Dipoloperator  $\hat{V}(\vec{r}, t) = \hat{\vec{d}}\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t)$  schreiben, mit den Matrixelementen  $\vec{d}_{ij} = -e\langle i|\vec{r}|j\rangle = \vec{d}_{ij}^*$  für den Dipolübergang zwischen den Zuständen  $|i\rangle$  und  $|j\rangle$  (siehe Anhang C.2 und Ref. [88] für Werte der Elemente bei  $^{87}\text{Rb}$ ). Dabei gilt  $V_{ij} = 0$  für  $i = j$  [87]. Da die Oszillation der Lichtfelder deutlich schneller als die Dynamik des Systems erfolgt ( $\omega \gg \Omega$ ) kann hier die *Drehwellennäherung* angewendet werden. Somit ergibt sich:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} -2\Delta_N^\pm & 0 & \Omega_{13}^\pm \\ 0 & 0 & \Omega_{23}^\pm \\ \Omega_{13}^\pm & \Omega_{23}^\pm & -2\Delta_K^\pm \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

mit kohärenten Lichtfeldern und somit reellen Rabi-Frequenzen, wobei gilt  $\Omega_{\nu\mu} = \Omega_{\mu\nu}$ . Es wurde berücksichtigt, dass der Übergang  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  dipolverboten ist.

### 4.3. Beschreibung des 6-Niveausystems

Der Hamiltonoperator  $\hat{H}_0$  wird entsprechend den in Kap. 4.1 beschriebenen Zuständen und Feldern zu einem 6-Niveausystem erweitert [146,167]. Dabei wird berücksichtigt, dass aufgrund von Auswahlregeln nur die Zustände  $|1\rangle$  mit  $|3,4,5\rangle$  (über  $\Omega_N^\pm$ ) und  $|2\rangle$  mit  $|3,5\rangle$  (über  $\Omega_K^\pm$ ) wechselwirken. Es ergibt sich damit:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 2\Delta_N^\pm & 0 & \Omega_{13}^\pm & \Omega_{14}^\pm & \Omega_{15}^\pm \\ 0 & 2(\Delta_K^\pm - \Delta_S) & \Omega_{23}^\pm & 0 & \Omega_{25}^\pm \\ \Omega_{13}^\pm & \Omega_{23}^\pm & 0 & 0 & 0 \\ \Omega_{14}^\pm & 0 & 0 & 2\Delta_{34} & 0 \\ \Omega_{15}^\pm & \Omega_{25}^\pm & 0 & 0 & 2\Delta_{35} \end{pmatrix}. \quad (4.3)$$

Dabei wurde der Zustand  $|6\rangle = |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$  aufgrund seines großen Frequenzabstandes zu  $|3\rangle$  adiabatisch eliminiert. Er tritt nur noch als Stark-Verschiebung

$$\Delta_S = \Delta_S^+ + \Delta_S^- \quad \text{mit} \quad \Delta_S^\pm = -\frac{|\Omega_{26}^\pm|^2}{2(2\Delta_{36} - 2\Delta_K)} \quad (4.4)$$

auf, die lediglich Zustand  $|2\rangle$  und damit die Verstimmungen des Kontrollfeldes beeinflusst, da eine Kopplung mit Zustand  $|1\rangle$  aufgrund von Auswahlregeln entfällt.

Die äußere Wechselwirkung erfolgt durch die jeweils gegenläufigen Lichtfelder von Nachweis  $\vec{\mathcal{E}}_N^\pm \equiv \vec{\mathcal{E}}_{13}^\pm$  und Kontroll  $\vec{\mathcal{E}}_K^\pm \equiv \vec{\mathcal{E}}_{23}^\pm$ , die beschrieben werden als

$$\vec{\mathcal{E}}_{N,K} = \vec{\mathcal{E}}_{N,K}^+ e^{i\omega_{N,K}^+ t + ik_{N,K}^+ z} + k.k. + \vec{\mathcal{E}}_{N,K}^- e^{i\omega_{N,K}^- t - ik_{N,K}^- z} + k.k. \quad (4.5)$$

mit der Propagationsrichtung der Lichtfelder  $z$ . Für  $\hat{V}(\vec{r})$  gilt daher:

$$\hat{V} = -\frac{\hbar}{2} \left[ e^{-i\omega_N^+ t} \sum_{\mu=3}^5 (\Omega_{1\mu}^+ e^{ikz} + \Omega_{1\mu}^- e^{-i\xi t - ikz}) |\mu\rangle \langle 1| + e^{-i\omega_K^+ t} \sum_{\mu=3,5} (\Omega_{2\mu}^+ e^{ikz} + \Omega_{2\mu}^- e^{-i\xi t - ikz}) |\mu\rangle \langle 2| + c.c. \right]. \quad (4.6)$$

#### 4.3.1. Reales makroskopisches System

Bisher wurde nur ein einzelnes Quantensystem betrachtet. Um das reale Experiment mit vielen Atomen vollständig zu beschreiben und insbesondere die Kohärenzen im System zu berücksichtigen, wird ein Ensemble von Systemen betrachtet. Dieses liegt nicht mehr in Form von reinen Zuständen vor und wird daher durch den Dichteoperator  $\hat{\rho}$  beschrieben, definiert als [166]  $\hat{\rho} = \sum_i p_i |\Xi_i\rangle \langle \Xi_i|$  mit den Wahrscheinlichkeiten  $p_i$  für das Auftreten der einzelnen Zustände  $|\Xi_i\rangle$  und den Elementen der Dichtematrix  $\rho_{ij} = \langle i|\rho|j\rangle$ . Die Diagonalelemente  $\rho_{ii}$  der Dichtematrix entsprechen den Besetzungswahrscheinlichkeiten  $|C_i(t)|^2$  der Zustände,

während die Nicht-Diagonalelemente  $\rho_{ij}$  mit  $i \neq j$  die Kohärenzen  $C_i(t)C_j^*(t)$  der entsprechenden Zustände beschreiben, also die Superposition der beiden Zustände. Beide sind in diesem Fall die statistischen Mittel über das Ensemble von Atomen. Aufgrund der geringen Temperatur der Atome in einer MOT von weniger als 1 mK und den kurzen Zeitskalen wird die Bewegung der Atome hier vernachlässigt und im nächsten Schritt als Anteil der Relaxation berücksichtigt.

Aus der Schrödingergleichung lässt sich die Bewegungsgleichung dieser Dichtematrix ermitteln, die einfach dargestellt lautet [123,166]

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] - \frac{1}{2} \{\hat{\gamma}, \hat{\rho}\} \quad (4.7)$$

mit  $\{\hat{\gamma}, \hat{\rho}\} = \hat{\gamma}\hat{\rho} + \hat{\rho}\hat{\gamma}$  und als *Liouville-von-Neumann-Gleichung* (oder *Mastergleichung*) bezeichnet wird. Die Matrix  $\hat{\gamma}$  ist der Relaxations-Term und beschreibt Zerfälle der Kohärenzen durch spontane Emission und äußere Einflüsse wie Stöße. Die Elemente dieser Gleichung sind somit

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{ij} = -\frac{i}{\hbar} \sum_k (H_{ik} \rho_{kj} - \rho_{ik} H_{kj}) - \frac{1}{2} \sum_k (\gamma_{ik} \rho_{kj} + \rho_{ik} \gamma_{kj}). \quad (4.8)$$

Die relevanten Einträge des Relaxations-Terms  $\hat{\gamma}$  sind die Zerfälle aller angeregten Zustände mit  $\Gamma$  (siehe Tabelle 4.1 und [88]), sofern diese nicht dipolverboten sind, sowie der Zerfall  $\gamma_{21}$  der Kohärenz  $\rho_{21}$  zwischen den beiden Grundzuständen, auch *Dekohärenz* genannt. Dabei gilt  $\gamma_{ij} = \gamma_{ji}$ . Die Kohärenz  $\rho_{21}$  wird zur Lichtspeicherung und zur Erzeugung der SLPs verwendet.

Im vorliegenden System soll die Besetzung zu Beginn vollständig im Zustand  $|1\rangle$  vorliegen, also  $\rho_{11}^{(0)} = 1$  und  $\rho_{ij}^{(0)} = 0$  für alle  $(i, j) \neq (1, 1)$ . Aus Gleichung (4.8) mit dem Hamiltonoperator (4.3) ergeben sich die optischen Bloch-Gleichungen für das System. Hier werden nur die relevanten Gleichungen für die Kohärenzen mit dem Zustand  $|1\rangle$  betrachtet (Kopplung durch Nachweisfeld) [73,167–169]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{21} = & -\left[\frac{\gamma_{21}}{2} - i\delta\right] \rho_{21} + \frac{i}{2} (\Omega_{23}^{+*} e^{-ikz} + \Omega_{23}^{-*} e^{i\xi t + ikz}) \rho_{31} \\ & + \frac{i}{2} (\Omega_{25}^{+*} e^{-ikz} + \Omega_{25}^{-*} e^{i\xi t + ikz}) \rho_{51}, \end{aligned} \quad (4.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{31} = & -\left[\frac{\Gamma}{2} - i\Delta_N^+\right] \rho_{31} + \frac{i}{2} (\Omega_{13}^+ e^{ikz} + \Omega_{13}^- e^{-i\xi t - ikz}) \\ & + \frac{i}{2} (\Omega_{23}^+ e^{ikz} + \Omega_{23}^- e^{-i\xi t - ikz}) \rho_{21}, \end{aligned} \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{41} = -\left[\frac{\Gamma}{2} - i(\Delta_N^+ - \Delta_{34})\right] \rho_{41} + \frac{i}{2} (\Omega_{14}^+ e^{ikz} + \Omega_{14}^- e^{-i\xi t - ikz}), \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{51} = & -\left[\frac{\Gamma}{2} - i(\Delta_N^+ - \Delta_{35})\right] \rho_{51} + \frac{i}{2} (\Omega_{15}^+ e^{ikz} + \Omega_{15}^- e^{-i\xi t - ikz}) \\ & + \frac{i}{2} (\Omega_{25}^+ e^{ikz} + \Omega_{25}^- e^{-i\xi t - ikz}) \rho_{21}. \end{aligned} \quad (4.12)$$

In diesen Gleichungen ist bereits das Verhalten des Systems erkennbar. Die Kohärenzen zwischen den Zuständen nehmen durch Zerfall mit  $\Gamma/2$  bzw.  $\gamma_{21}/2$  ab und werden durch Anregung aufgrund der Lichtfelder ( $\Omega_{mn}^\pm$ ) verändert (Umwandlung

aus einem bzw. in ein Lichtfeld). Im Falle der Kontrollfelder ( $\Omega_{2n}^{\pm}$ ) nur bei Vorhandensein einer Kohärenz  $\rho_{21}$  zwischen den Grundzuständen, an die sie koppeln können. Diese wiederum nimmt nur zu, wenn das Kontrollfeld eine Kohärenz in  $\rho_{31}$  oder  $\rho_{51}$  vorfindet, also das Nachweisfeld die Zustände koppelt.

Zur Vereinfachung werden im Folgenden alle Rabi-Frequenzen auf die Übergänge  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  und  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  normiert, also  $\Omega_{13}^{\pm} \equiv \Omega_N^{\pm}$  und  $\Omega_{23}^{\pm} \equiv \Omega_K^{\pm}$ . Die Rabi-Frequenzen der anderen Übergänge ergeben sich aus  $\Omega_{N,K}^{\pm}$  durch Multiplikation mit dem Faktor der relativen Hyperfeinübergangsstärke  $S_{1\mu} = \sqrt{S_{1\mu}/S_{13}}$  [88] für die Übergänge  $|1\rangle \leftrightarrow |\mu\rangle$  und  $\tilde{S}_{2\mu} = \sqrt{S_{2\mu}/S_{23}}$  [88] für die Übergänge  $|2\rangle \leftrightarrow |\mu\rangle$ . Die Werte für  $S_{1\mu}$  und  $S_{2\mu}$  finden sich auch im Anhang C.2. Dabei wird von unpolarisiertem Licht ausgegangen, da die Doppelbrechung der HCPCF (siehe Kap. 1.3.4) zu veränderlichen Polarisierungen führt. Das System ist aufgrund der Kopplung an Hyperfeinzustände polarisationsunabhängig.

#### 4.3.2. Beschreibung bei zeitlich abhängigen Kontrollfeldern

Um auch Effekte mit zeitabhängigen Kohärenzen wie langsames Licht, Lichtspeicherung und SLPs simulieren zu können, wird im Folgenden explizit die Zeitabhängigkeit der Kohärenzen und Kontrollfelder berücksichtigt. Die Kohärenzen werden um ihre räumlichen Fourier-Anteile erweitert [167,168,170]:

$$\begin{aligned} \rho_{21} &= \rho_{21}^0 + \rho_{21}^{+2} e^{i\xi t + i2kz} + \rho_{21}^{-2} e^{-i\xi t - i2kz} + \rho_{21}^{+4} e^{i2\xi t + i4kz} + \rho_{21}^{-4} e^{-i2\xi t - i4kz} \\ &+ \dots = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \rho_{21}^{(2m)} e^{im\xi t + i(2m)kz}, \end{aligned} \quad (4.13)$$

$$\begin{aligned} \rho_{31} &= \rho_{31}^{+1} e^{ikz} + \rho_{31}^{-1} e^{-i\xi t - ikz} + \rho_{31}^{+3} e^{i\xi t + i3kz} + \rho_{31}^{-3} e^{-i2\xi t - i3kz} + \dots \\ &= \sum_{m=0}^{+\infty} \rho_{31}^{(2m+1)} e^{im\xi t + i(2m+1)kz} + \sum_{m=-\infty}^0 \rho_{31}^{(2m-1)} e^{i(m-1)\xi t + i(2m-1)kz}, \end{aligned} \quad (4.14)$$

$$\rho_{41} = \rho_{41}^{+1} e^{ikz} + \rho_{41}^{-1} e^{-i\xi t - ikz} \quad \text{und} \quad (4.15)$$

$$\rho_{51} = \sum_{m=0}^{+\infty} \rho_{51}^{(2m+1)} e^{im\xi t + i(2m+1)kz} + \sum_{m=-\infty}^0 \rho_{51}^{(2m-1)} e^{i(m-1)\xi t + i(2m-1)kz} \quad (4.16)$$

Dabei beschreibt der Exponent der Faktoren  $\rho_{pq}$  die Ordnung der Kohärenzanteile. Die Anteile weisen mit zunehmender Ordnung, hervorgerufen durch Anregung mit mehreren Photonen aus Nachweis- und Kontrollfeld, einen zunehmenden Phasenterm  $e^{im\xi t + inkz}$  auf. Dieser beinhaltet die Verstimmung zwischen vorwärts und rückwärts gerichteten Feldern  $\xi$  sowie den Impuls-Übertrag  $k \equiv k_K \approx k_N$  aufgrund der gegenläufigen Strahlen. Dabei wurde die Phase für  $\Omega_N^+$  auf null gesetzt.

Nach Einsetzen dieser Kohärenzen in die Bloch-Gleichungen (4.9)–(4.12) ergibt sich eine unendliche Reihe von Kohärenzen mit den Summanden [167]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{21}^{\pm(2m)} &= - \left[ \frac{\gamma_{21}}{2} - i(\delta \mp \Delta_m^+) \right] \rho_{21}^{\pm(2m)} + \frac{i}{2} \Omega_K^{+*} \rho_{31}^{\pm(2m+1)} + \frac{i}{2} \Omega_K^{-*} \rho_{31}^{\pm(2m-1)} \\ &+ \frac{i}{2} \tilde{S}_{25} \Omega_K^{+*} \rho_{51}^{\pm(2m+1)} + \frac{i}{2} \tilde{S}_{25} \Omega_K^{-*} \rho_{51}^{\pm(2m-1)}, \end{aligned} \quad (4.17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{31}^{\pm(2m+1)} = & - \left[ \frac{\Gamma}{2} - i(\Delta_N^+ \mp \Delta_m^\pm) \right] \rho_{31}^{\pm(2m+1)} + \frac{i}{2} \Omega_N^\pm \delta_{m,0} + \frac{i}{2} \Omega_K^\pm \rho_{21}^{\pm(2m)} \\ & + \frac{i}{2} \Omega_K^\mp \rho_{21}^{\pm(2m+2)}, \end{aligned} \quad (4.18)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{41}^{(\pm 1)} = - \left[ \frac{\Gamma}{2} - i(\Delta_N^+ - \Delta_{34}) \right] \rho_{41}^{(\pm 1)} + \frac{i}{2} \tilde{S}_{14} \Omega_N^\pm, \quad (4.19)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{51}^{\pm(2m+1)} = & - \left[ \frac{\Gamma}{2} - i(\Delta_N^+ - \Delta_{35} \mp \Delta_m^\pm) \right] \rho_{51}^{\pm(2m+1)} + \frac{i}{2} \tilde{S}_{15} \Omega_N^\pm \delta_{m,0} \\ & + \frac{i}{2} \tilde{S}_{25} \Omega_K^\pm \rho_{21}^{\pm(2m)} + \frac{i}{2} \tilde{S}_{25} \Omega_K^\mp \rho_{21}^{\pm(2m+2)}, \end{aligned} \quad (4.20)$$

für  $m \geq 0$  mit  $\Delta_m^+ = m\xi$ ,  $\Delta_m^- = (m+1)\xi$  und dem Kronecker-Delta  $\delta_{m,0}$ .

Außerdem ergibt sich aus den Maxwell'schen Gleichungen die Wellengleichung für die Propagation der Lichtfelder in nicht magnetischer Materie als

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \Omega_N^\pm \pm \frac{\partial}{\partial z} \Omega_N^\pm = -i \frac{\Delta_{12}}{c} \Omega_N^\pm + i \frac{\text{OD} \cdot \Gamma}{2L} \left( \rho_{31}^{(\pm 1)} + \tilde{S}_{14} \rho_{41}^{(\pm 1)} + \tilde{S}_{15} \rho_{51}^{(\pm 1)} \right) \quad (4.21)$$

mit der Mediumslänge  $L$ , OD als der optischen Dichte auf dem Übergang  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$  und dem Frequenzabstand der beiden Grundzustände  $\Delta_{12} = 2\pi \cdot 6,835 \text{ GHz}$ . Hierbei wird nur die Transmission von  $\Omega_N^\pm$  betrachtet.

#### 4.4. Verhalten bei Zweiphotonenresonanz

Sind die Verstimmungen identisch ( $\Delta_N^\pm = \Delta_K^\pm \equiv \Delta^\pm$ ), liegt Zweiphotonenresonanz vor ( $\delta_0 = 0$ ). Bei Betrachtung des einfachen Dreiniveausystems aus den gekoppelten Zuständen vereinfacht sich in diesem Fall der Hamiltonoperator aus Glg. (4.2). Die Eigenvektoren  $|\Phi\rangle$  des Systems lauten in trigonometrischer Form [57]:

$$\begin{aligned} |\Phi_+\rangle &= \sin \Theta \sin \phi |1\rangle + \cos \Theta \sin \phi |2\rangle + \cos \phi |3\rangle \\ |\Phi_-\rangle &= \sin \Theta \cos \phi |1\rangle + \cos \Theta \cos \phi |2\rangle - \sin \phi |3\rangle \\ |\Phi_0\rangle &= \cos \Theta |1\rangle - \sin \Theta |2\rangle \end{aligned} \quad (4.22)$$

mit den Mischungswinkeln  $\Theta$  und  $\phi$ , definiert über

$$\sin \Theta = \frac{\Omega_N^\pm}{\sqrt{\Omega_N^{\pm 2} + \Omega_K^{\pm 2}}}, \quad \cos \Theta = \frac{\Omega_K^\pm}{\sqrt{\Omega_N^{\pm 2} + \Omega_K^{\pm 2}}} \quad \text{und} \quad \tan \phi = \frac{\sqrt{\Delta^{\pm 2} + \Omega_N^{\pm 2} + \Omega_K^{\pm 2}} - \Delta^\pm}{\sqrt{\Omega_N^{\pm 2} + \Omega_K^{\pm 2}}}. \quad (4.23)$$

Die Zustände  $|\Phi_\pm\rangle$  besitzen Anteile des angeregten Zustands  $|3\rangle$ , der strahlend zerfallen kann und werden daher als Hellzustände bezeichnet. Dagegen besteht  $|\Phi_0\rangle$  nur aus einer Linearkombination der metastabilen Grundzustände und wird daher *Dunkelzustand* (DZ) genannt. Neben dem  $\Lambda$ -System aus den Zuständen  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  existiert im verwendeten Kopplungsschema von  $^{87}\text{Rb}$  auch das  $\Lambda$ -System aus  $|1\rangle \leftrightarrow |5\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  mit den entsprechenden Gleichungen. Dabei sind die Rabi-Frequenzen  $\Omega_N^\pm$  durch  $\Omega_{15}^\pm$  und  $\Omega_K^\pm$  durch  $\Omega_{25}^\pm$  zu ersetzen. Die weiteren Zustände des 6-Niveausystems führen neben zusätzlicher Absorption zu Stark-Verschiebungen und werden daher auch in den Verstimmungen  $\Delta^\pm$  berücksichtigt.

#### 4.4.1. Dunkelzustandspolaritonen

Ist zu Beginn nur das Kontrollfeld  $\Omega_K^\pm$  aktiv, so gilt mit Glg. (4.22)&(4.23) aus  $\Omega_N^\pm = 0$ , dass  $\theta = 0$  und damit  $|\Phi_0\rangle = |1\rangle$ . Der DZ ist also identisch mit Zustand  $|1\rangle$ . Mit (zeitlich variablem) Nachweisfeld wird eine Superposition aus allen drei Zuständen erzeugt. Bei ausreichend langsamer Änderung (*adiabatisch*, d.h. mit Zeitdauer  $t \gg 1/\Gamma$ ) verbleibt das System im ursprünglichen DZ. Somit wird eine Kohärenz aus den Zuständen  $|1\rangle$  und  $|2\rangle$  erzeugt, ohne dass der verlustbehaftete Zustand  $|3\rangle$  bevölkert wird (keine Absorption oder Fluoreszenz). Liegen damit Lichtfeld und Kohärenz gleichzeitig vor, können diese zusammen als Quasiteilchen, das sogenannte *Dunkelzustandspolariton* (DZP)  $\Psi(z, t)$  aufgefasst werden [171,172]. Mit elektromagnetischem Anteil (Nachweisfeld  $\mathcal{E}_N(z, t)$ ) und atomarem Anteil (kollektive Kohärenz  $\rho_{21}$ ) gilt [171,172]:

$$\Psi(z, t) = \cos[\theta(t)] \mathcal{E}_N(z, t) - \sin[\theta(t)] \sqrt{N} \rho_{21} \quad (4.24)$$

mit der Anzahl der Atome  $N$  und dem Mischungswinkel  $\theta$ , definiert über [172]

$$\tan^2[\theta(t)] = \frac{\alpha c \Gamma}{\Omega_K^{\pm 2}(t)} \quad (4.25)$$

mit der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit  $c$ . Damit ist ersichtlich, dass sich das Verhältnis der beiden Anteile über die Kontroll-Rabi-Frequenz variieren lässt. Während der Propagation des Lichtfeldes durch das Medium werden permanent beide Anteile ineinander umgeformt. Auf diese Weise bewegt sich das DZP von Atom zu Atom. Ein Lichtanteil kann dabei auch mit dem atomaren Anteil eines anderen DZPs wechselwirken. Diese Wechselwirkung zu verstärken ist die Aufgabe des in dieser Arbeit erzeugten Mediums hoher OD mit Hilfe des Effekts der SLPs.

#### 4.4.2. Autler-Townes-Aufspaltung

Während sich die Energie des DZs nicht ändert, wird die Energie der beiden Hellzustände aufgrund der Stark-Verschiebung (für eine Richtung) geändert um [57]

$$\Delta E_\pm = \hbar \omega_\pm = \frac{\hbar}{2} \left( \Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + \Omega_N^2 + \Omega_K^2} \right). \quad (4.26)$$

Dies bedeutet bei geringer Verstimmung und sehr schwachem Nachweisfeld  $\Delta \omega_{AT} = \omega_+ - \omega_- \approx \Omega_K$ . Statt maximaler Absorption bei einer Frequenz zeigt das zugehörige Spektrum also maximale Absorption bei zwei Frequenzen deren Abstand  $\Delta \omega_{AT}$  von der Kontroll-Rabi-Frequenz, also der Leistung des Kontrollfeldes abhängt. Dies wird *Autler-Townes-Aufspaltung* genannt [173]. Zwischen beiden Maxima, genau auf der Resonanzfrequenz, tritt verminderte Absorption auf.

#### 4.4.3. Elektromagnetisch induzierte Transparenz

Besteht zwischen Nachweis- und Kontrollfeld eine feste Phasenbeziehung, kommt es zu einer Quanten-Interferenz (*Fano-Interferenz*). Dabei interferieren die beiden Anregungspfade  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  und  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle \leftrightarrow |2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  destruktiv miteinander (siehe auch Abb. 4.2). Somit kommt es auf der Resonanzfrequenz zu *vollständiger* Transmission, was als *elektromagnetisch induzierte Transparenz* (EIT) bezeichnet

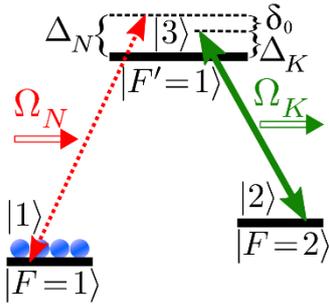


Abbildung 4.2: Verwendetes Kopplungsschema für EIT in  $^{87}\text{Rb}$ .

wird [54–58] und auch mit einem  $\Omega_N$  im Einzelphotonen-Bereich funktioniert [24]. Ein Nachweisstrahl kann damit ein andernfalls opakes Medium ohne Absorption durchqueren. Dieser Effekt wird in hier verwendet, um das Medium hoher OD transparent für einen kontinuierlichen oder gepulsten Nachweisstrahl zu machen. Abbildung 4.2 zeigt das in dieser Arbeit verwendete Kopplungsschema für EIT (beispielhaft für eine Richtung).

Die Transmission eines Nachweisfeldes  $\mathcal{E}_N$  ist durch  $\mathcal{T} = e^{-\alpha L}$  gegeben (Glg. (1.1)). Dabei ergibt sich  $\alpha$  aus dem Imaginärteil der Suszeptibilität  $\chi$  als [57]

$$\alpha = 2 \frac{2\pi}{\lambda} \text{Im}[\sqrt{1 + \chi}] \approx \frac{2\pi}{\lambda} \text{Im}[\chi] \quad (4.27)$$

mit der Vakuumwellenlänge  $\lambda$ . Für den *linearen* Anteil der Suszeptibilität gilt:

$$\chi = -\frac{2\varrho d_{13}}{\epsilon_0 \mathcal{E}_N} \rho_{13} \quad (4.28)$$

mit der atomaren Dichte  $\varrho$  und der Kohärenz des Nachweis-Übergangs  $\rho_{13}$ , welche aus der zuvor hergeleiteten Beschreibung des Systems bestimmt werden kann. In Abbildung 4.3 ist der Imaginärteil von  $\chi$  für verschieden starke Kontrollfelder über der Verstimmung dargestellt (schwarz), wobei von  $\Delta_K = 0$ ,  $\Omega_N \ll \Omega_K$  und verschwindendem Zerfall der Kohärenz ausgegangen wurde. Ohne Kontrollfeld (a) ergibt sich ein Maximum auf der Resonanz, was der maximalen Absorption an diesem Punkt entspricht. Mit Kontrollfeld (b)&(c) ergibt sich ein *Transmissionsfenster* (EIT-Fenster) mit vollständiger Transparenz auf der Resonanz ( $\text{Im}[\chi]=0$ , bei verschwindender Zerfallsrate  $\gamma = 0$ ). Die zwei verbleibenden Maxima der Absorption liegen um den Betrag  $\Delta\omega_{AT} = \Omega_K$  in der Frequenz auseinander (Kap. 4.4.1). Das EIT-Fenster entspricht bei  $\text{OD} \gg 1$  einer Gauß-Funktion mit voller  $1/e$ -Breite

$$\sigma_{EIT} = \frac{\Omega_K^2}{\Gamma} \cdot \frac{1}{\sqrt{\text{OD}}} \quad (4.29)$$

[57,172,174] und somit voller Halbwertsbreite von  $\Delta\omega_{EIT} = \sqrt{\ln 2} \sigma_{EIT}$ . Treten die bisher vernachlässigten Zerfälle auf (mit Zerfallsrate  $\gamma$ ), so wird die Transmission reduziert. Es herrscht jedoch immer EIT-Bedingung mit vollständiger Transmission sofern  $|\Omega_K|^2 \gg \gamma\Gamma$ . Gemäß Glg. (4.29) bedeutet dies  $\Delta\omega_{EIT} \gg \gamma/\sqrt{\text{OD}}$ .

#### 4.5. Reduzierte Gruppengeschwindigkeit – Langsames Licht

Unter EIT-Bedingungen ist nicht nur die Absorption des Mediums verändert, auch die Dispersion im Medium ändert sich [57,175]. Dies lässt sich mit dem Realteil der Suszeptibilität  $\chi$  darstellen, welcher mit dem Brechungsindex  $n$  über [87]

$$n = \text{Re}[\sqrt{1 + \chi}] \approx 1 + \text{Re}[\chi]/2 \quad (4.30)$$

zusammenhängt. Die Geschwindigkeit eines Lichtpulses im Medium ergibt sich aus der Gruppengeschwindigkeit  $v_{gr}$ , welche über [57,68]

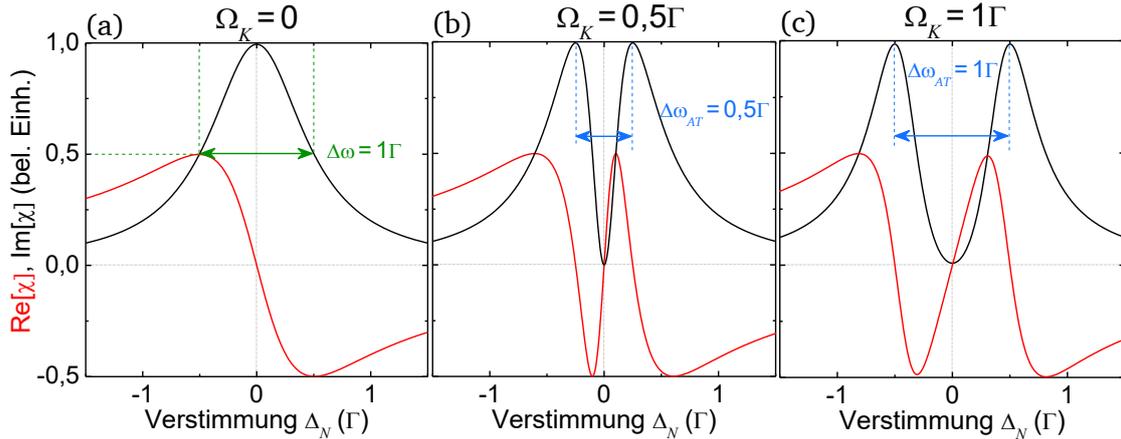


Abbildung 4.3: Imaginärteil (Absorption, schwarz) und Realteil (Dispersion, rot) der linearen Suszeptibilität  $\chi$  bei EIT mit drei verschiedenen Kontroll-Rabi-Frequenzen  $\Omega_K$ .

$$v_{gr} = \left. \frac{\partial \omega_N}{\partial k_N} \right|_{\Delta=0} = \frac{c}{n + \omega_N (\partial n / \partial \omega_N)} \quad (4.31)$$

von der Dispersion ( $\partial n / \partial \omega_N$ ) abhängt. Da die Dispersionskurve von der Kontroll-Rabi-Frequenz  $\Omega_K$  abhängt, ist  $v_{gr}$  von der Intensität des Kontrollfeldes abhängig. Abbildung 4.3 veranschaulicht das Verhalten am Beispiel dreier verschiedener  $\Omega_K$ . Ohne Kontrollfeld (a) zeigt der Realteil von  $\chi$  (rot) eine negative Steigung, also anormale Dispersion. Unter EIT-Bedingung mit  $\Omega_K > 0$  (b)&(c) ergibt sich eine positive Steigung, womit sich  $v_{gr}$  reduziert, was als *langsames Licht* bezeichnet wird. Für kleine Rabi-Frequenzen (a) ergibt sich eine größere Steigung und somit ein kleineres  $v_{gr}$ . Der Verlauf des Realteils um die Resonanz ( $\Delta_N = 0$ ) ist linear, sodass keine Gruppengeschwindigkeitsdispersion auftritt [57]. Somit bleibt die spektrale Form eines Lichtpulses, dessen Frequenzanteile im EIT-Fenster liegen, erhalten. Durch das reduzierte  $v_{gr}$  wird ein Puls, der durch das Medium läuft, gegenüber einem solchen, der durch Vakuum propagiert, um eine Zeit [57,66]

$$\tau_v = \text{OD} \frac{\Gamma}{\Omega_K^2} \quad (4.32)$$

verzögert. Dies liefert bei bekanntem  $\Omega_K$  die Möglichkeit, die OD durch Messung von  $\tau_v$  zu bestimmen, statt ein komplettes Transmissionspektrum aufzunehmen. Zudem wird der Puls räumlich komprimiert, da die Anteile, welche zuerst in das Medium einlaufen, gegenüber den nachfolgenden Anteilen verlangsamt sind. Dies ist eine wichtige Voraussetzung, um das Medium zu einem Zeitpunkt mit dem gesamten Puls wechselwirken zu lassen (z.B. zur Speicherung des Pulses).

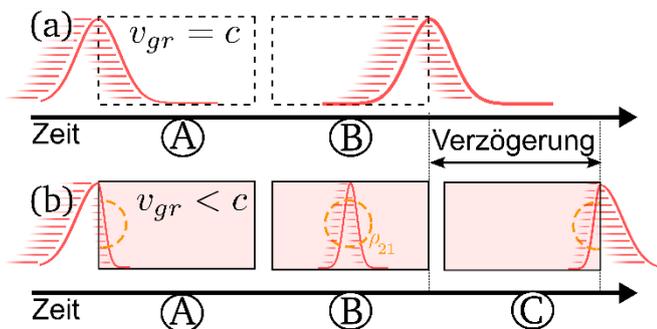


Abbildung 4.4: Schematischer Ablauf der Propagation eines Lichtpulses ohne Medium (a) und mit Medium bei EIT-Bedingung (b), was zu langsamem Licht führt. Der Puls verlässt das Medium verzögert.

Abbildung 4.4 zeigt den zeitlichen Ablauf bei *langsamem Licht*. (a) Ohne Medium propagiert der zeitlich Gauß-förmige Nachweispuls (rot) mit Lichtgeschwindigkeit. (b) zeigt im gleichen Maßstab den Fall mit Medium und aktivem Kontrollfeld  $\Omega_K$ . Beim Eintritt in das Medium zum Zeitpunkt A wird der Puls räumlich komprimiert, da der vordere Anteil bereits mit reduzierter Geschwindigkeit  $v_{gr}$  propagiert. Gleichzeitig zum Puls existiert im Medium die Kohärenz  $\rho_{21}$  der beiden Grundzustände, welche sich mit dem Puls von Atom zu Atom bewegt. Da  $v_{gr} < c$ , erreicht der Puls das Ende des Mediums nicht zum Zeitpunkt B, sondern um die Zeit  $\tau_v$  verzögert beim Punkt C. Beim Verlassen des Mediums nimmt der Puls wieder die ursprüngliche Länge an, da er wieder mit  $c$  propagiert.

#### 4.5.1. Verzögerung bei langsamem Licht in der HCPCF

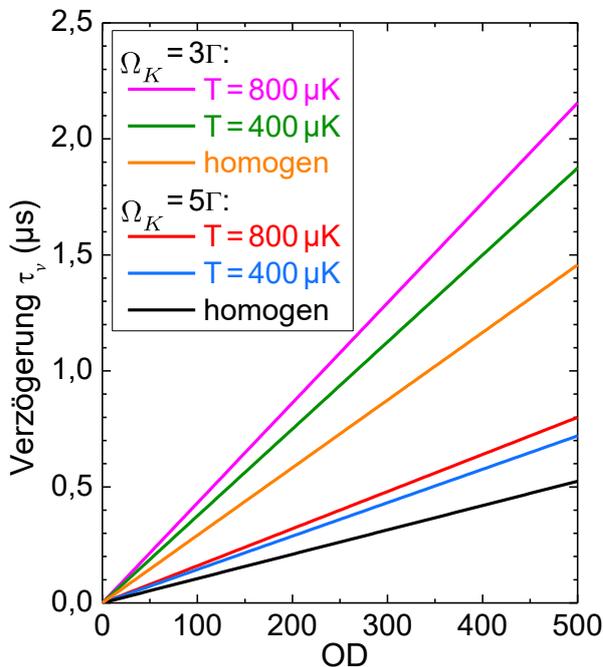


Abbildung 4.5: Simulation der Verzögerung durch langsames Licht im homogenen Fall (schwarz & orange) und mit inhomogener Dichteverteilung und Intensität bei  $T=400 \mu\text{K}$  (blau & grün) und  $T=800 \mu\text{K}$  (rot & magenta).

Für einfache Drei-Niveau-Systeme und mit einem räumlich konstanten Kontrollfeld lässt sich die Verzögerung  $\tau_v$  mittels Glg. (4.32) berechnen, was bei  $^{87}\text{Rb}$  auf  $\tau_v = (26,23 \text{ ns}) \cdot \text{OD}/\Omega_K^2$  mit  $\Omega_K$  in Einheiten der Linienbreite  $\Gamma$  führt. Im hier vorliegenden Fall eines 6-Niveausystems in einer HCPCF zeigt die Simulation, dass sich eine größere Verzögerung bei gleichen Parametern ergibt. Die inhomogene Verteilung der Atome innerhalb des Dipolfallenpotentials und die Gauß-förmige Intensitätsverteilung des Kontrollfeldes führen effektiv zu einer kleineren Kontroll-Rabi-Frequenz und somit größerer Verzögerung.  $\tau_v$  ist zudem von der Temperatur des Mediums abhängig, da diese die räumliche Verteilung der Atome bestimmt. Die Verzögerung kann näherungsweise mit folgender Formel berechnet werden (mit der Temperatur  $T$  in Kelvin und mit  $\Omega_K$  in Einheiten der Linienbreite  $\Gamma$ ):

$$\tau_v = 1 \mu\text{s} \cdot \text{OD} / [41,43 - T \cdot 38200/\text{K} + (28,894 - T \cdot 5410/\text{K}) \cdot \Omega_K^2]. \quad (4.33)$$

Diese Formel ergibt sich aus Ergebnissen der verwendeten Simulation und gilt für einen Temperaturbereich von  $400\text{--}800 \mu\text{K}$ . Mit zunehmender Temperatur erhöht sich die Verzögerung, welche noch immer proportional zur OD ist.

Abbildung 4.5 zeigt  $\tau_v$  bei zwei verschiedenen Kontroll-Rabi-Frequenzen einmal für den Fall eines homogenen Kontrollfeldes gemäß Glg. (4.32) (orange & schwarz), sowie mit dem im Experiment vorliegenden Gauß-förmigen Intensitätsprofil und einer temperaturabhängigen Dichteverteilung der Atome für jeweils

zwei Temperaturen nach Glg. (4.33). Es ergibt sich eine erhöhte Verzögerung. Da die Temperatur mittels Anpassung der Simulation an die Signalamplitude bestimmt werden kann, ist es dennoch möglich, die OD aus  $\tau_v$  zu bestimmen.

#### 4.6. Reduzierung der Effizienz

Die Effizienz  $\eta$  (d.h. das Verhältnis von transmittierter zu eingestrahelter Intensität bzw. Pulsfläche) der EIT-basierten Effekte kann durch mehrere Effekte reduziert werden. Den größten Beitrag liefert die Bewegung der Atome durch die Faser (bei endlicher Temperatur  $T$ ) und damit aus dem Messbereich heraus. Dies wird als Flug-Relaxations-Rate oder auch Flugzeit-Verbreiterung [137] bezeichnet, mit

$$\gamma_{FRR} = 1,13 \times \bar{v}/d \quad \text{mit } \bar{v} = \sqrt{2k_B T/m_{Atom}} \quad (4.34)$$

[176] für einen Durchmesser des Wechselwirkungsbereiches  $d$ .

Die Effizienz kann zusätzlich aufgrund des inhomogenen Kontrollfeldes und inhomogener Dichteverteilung der Atome abnehmen. Durch die Gauß-förmige Intensitätsverteilung des Kontrollfeldes variiert dessen Intensität über der Dichteverteilung der Atome, welche wiederum von deren Temperatur in der Dipolfalle abhängt. Dies führt zu einer inhomogenen Verbreiterung und damit Abnahme der Höhe des Transmissionsfensters, wobei diese Variation für höhere Temperaturen deutlich stärker ist. Dieser Effekt ist nur unter EIT-Bedingungen mit aktivem  $\Omega_K$  wirksam und proportional zu dessen Intensität mit der Zerfallsrate  $\gamma_{inh}(T, \Omega_K(t))$ .

Zusätzlich sorgt die endliche Laserlinienbreite  $\gamma_{LB} \approx 8 \text{ kHz} \approx 0,001\Gamma$  für eine Verbreiterung des Übergangs und damit Abnahme der Effizienz. Zuletzt kann es durch stochastische Wechselwirkung mit der Umgebung (z.B. durch Stöße der Atome untereinander) zu einer Abnahme der atomaren Kohärenz  $\rho_{21}$  (d.h. *Dekohärenz*, hier mit  $\gamma_0$  bezeichnet) kommen. Die Dekohärenz aufgrund von Stößen ist bei den vorliegenden Dichten und relevanten Zeitbereichen von  $\Delta t < 3 \mu\text{s}$  vernachlässigbar gegenüber den weiteren Effekten [176]. Ein Zerfall der Besetzung durch Strahlung tritt im hier verwendeten System mit zwei Grundzuständen nicht auf.

Die Abnahme der Effizienz über der Zeit  $t$  wird durch  $e^{-t\gamma_{21}}$  mit der Zerfallsrate  $\gamma_{21}(T, \Omega_K(t)) = \gamma_0 + \gamma_{LB} + \gamma_{FRR}(T) + \gamma_{inh}(T, \Omega_K(t))$  beschrieben.

Zusätzlich zu dieser Abnahme kann es zum Effekt der *Dephasierung* kommen. Liegt ein konstantes, äußeres Magnetfeld an, so spalten die einzelnen Hyperfeinzustände in Zeeman-Zustände auf. Im aktuellen Kopplungsschema sind jeweils drei Zeeman-Zustände der beiden Grundzustände an den Kohärenzen beteiligt (siehe Anhang B.1). Die daraus entstehenden Übergänge haben die Frequenzen  $\omega_S = \omega_S^0 + n\omega_Z$  [177] ( $n = \pm 1, \pm 2, \dots$ ) mit dem Frequenzabstand der beiden Grundzustände  $\omega_S^0 \approx 6,8 \text{ GHz}$  und der *Zeeman-Verschiebung* (im Magnetfeld  $B$ )

$$\omega_Z = g_F \mu_B B / \hbar. \quad (4.35)$$

Dabei ist  $g_F$  der Hyperfein-Landé-Faktor und  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton. Dies ist gültig, sofern die Frequenzverschiebung wie hier klein gegenüber der Hyperfeinaufspaltung ist [88]. Die Übergänge unterscheiden sich durch diesen Term  $\omega_Z$ , womit sich auch die Phasenentwicklungen unterscheiden, was zu Interferenzen der einzelnen Anteile führt [177–180]. Dies resultiert in einer Schwebung (auch *Dunkelzustands-Schwebung* genannt) und somit Ab- und Zunahme der Kohärenzen. Die Signalpuls-Amplitude (und damit die Effizienz) oszilliert somit über der Zeit mit

der Schwebungsfrequenz  $n\omega_z$  [177]. Die Verschiebung liegt bei  $^{87}\text{Rb}$  im Bereich  $\omega_z/2\pi = 0,7 \text{ MHz/G}$  [88]. Da sich beide Grundzustände entgegengesetzt zueinander verschieben, beträgt der Frequenzabstand  $\Delta\omega = 2\omega_z$ .

## 4.7. Lichtspeicherung

Beim Effekt der Lichtspeicherung wird die Kontroll-Rabi-Frequenz weiter reduziert, sobald sich der Nachweispuls aufgrund der Kompression möglichst vollständig im Medium befindet. Mit DZPs (Glg. (4.24)) kann dies einfach veranschaulicht werden (Abbildung 4.6 zeigt dabei den zeitlichen Ablauf). Ist zu Beginn das Kontrollfeld aktiv ( $\Omega_K^+ \neq 0$ ), so bestehen die DZPs aus atomarer Kohärenz und Lichtanteil. Der Nachweispuls (rot in Abb. 4.6) propagiert als langsames Licht durch das Medium ( $v_{gr} < c$ ) und wird räumlich komprimiert. Zum Zeitpunkt A befindet er sich vollständig im Medium und das Kontrollfeld wird auf null reduziert, wodurch  $v_{gr}$  ebenfalls auf null absinkt. Der Puls kommt zum Stillstand, wobei er in die atomare (Spin-)Kohärenz des atomaren Ensembles  $\rho_{21}$  übertragen wird [15,171]. Nun ist nur noch diese Kohärenz vorhanden, es existiert kein Lichtfeld mehr im Medium (Glg. (4.24) mit  $\Omega_K^+ = 0$ ). Die Eigenschaften (=Informationen) des Nachweispulses (Frequenz, Phase, Polarisation und spektrale und zeitliche Pulsform) wurden auf die Kohärenz übertragen, der Puls wurde *gespeichert*. Ein neues Kontrollfeld kehrt den Prozess um (Punkt B) und transferiert den Dunkelzustand wieder zurück, womit das ursprüngliche System mit Nachweisfeld wiederhergestellt ist. Das neue Nachweisfeld (im Folgenden als *Signalpuls* bezeichnet) propagiert unter der wiederhergestellten EIT-Bedingung durch das Medium. Die Informationen wurden auf das neue Nachweisfeld übertragen. Der Puls wurde *ausgelesen*. Dabei ist die zeitliche Änderung des Kontrollfeldes erforderlich. Eine rein räumliche Variation führt nicht zur verlustfreien Speicherung [57,172]. Aus der Impulserhaltung geht hervor, dass die Richtung des beim Auslesen verwendeten Kontrollstrahls die Richtung des auslaufenden Signalpulses vorgibt. Dessen Energie stammt vom Kontrollstrahl, der im Grunde an den Kohärenzen gestreut wird (Kohärenz & Kopplung  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  ergibt Kopplung  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ ). Sofern während der Speicherzeit die atomare Kohärenz abnimmt oder Absorption auftritt, ist die Amplitude des Signalpulses geringer als die des einfallenden Nachweispulses.

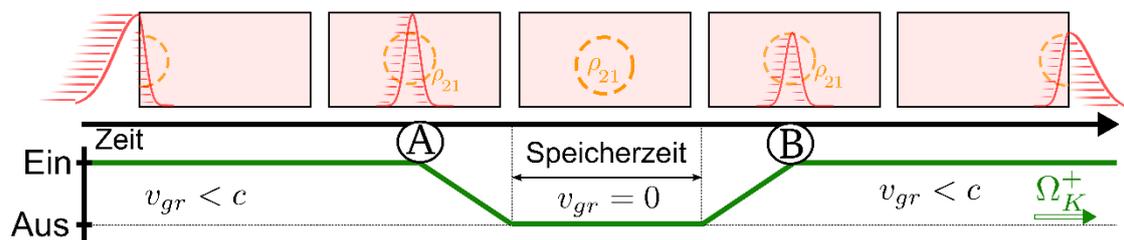


Abbildung 4.6: Schematischer Ablauf der Speicherung eines Lichtpulses mittels EIT. Zwischen den Zeitpunkten A und B ist kein Kontrollfeld aktiv. Damit beträgt die Gruppengeschwindigkeit null und es liegt nur die Kohärenz  $\rho_{21}$  im Medium vor.

### 4.7.1. Beschränkungen der Lichtspeicher-Effizienz

Die Effizienz  $\eta$  der Speicherung ist begrenzt durch Einflüsse auf Speicher- und Auslesevorgang, sowie den Zerfall der gespeicherten Kohärenz (siehe auch Kap. 4.6,

dabei gilt während der Speicherzeit  $\gamma_{inh}=0$ , da kein Kontrollfeld aktiv ist). Um einen Lichtpuls zunächst effizient zu speichern, müssen zwei Bedingungen gelten. Zum einen muss sich der Puls zum Zeitpunkt der Speicherung vollständig im Medium befinden, damit alle Anteile in eine atomare Kohärenz überführt werden können. Dies setzt bei meist kurzen Medien der Länge  $L$  ( $\approx$  mm) eine ausreichende räumliche Kompression und somit eine geringe Gruppengeschwindigkeit  $v_{gr}$  im Medium voraus. So ergibt sich für die räumliche Länge  $l_N$  des Nachweispulses mit einer zeitlichen Länge von  $\tau_N$  im Medium (nach Glg. (4.32) und Ref. [181])

$$L \gtrsim l_N = \tau_N v_{gr} \approx \tau_N \frac{L}{\tau_v} = \tau_N \frac{\Omega_K^2 L}{OD \Gamma}. \quad (4.36)$$

Dies setzt für eine feste Pulslänge eine Grenze von  $OD \gtrsim \tau_N \Omega_K^2 / \Gamma$ . Dabei ist  $\tau_N$  die Zeit zwischen den Punkten mit Intensität  $1/e^2$  also  $\tau_N = 4\sigma$  für einen Gauß-förmigen Puls mit  $I \propto \exp(-0,5 t^2/\sigma^2)$  und voller Halbwertsbreite  $\Delta t_N = \sigma \cdot 2\sqrt{2 \ln 2}$ . Als zweites Kriterium muss der Puls das Medium vor und nach der Speicherzeit mit nur vernachlässigbarer Abschwächung passieren. Deshalb muss die spektrale Breite des EIT-Fensters  $\Delta\omega_{EIT}$  deutlich größer sein als die volle Halbwertsbreite des Pulses  $\Delta\omega_N = \sqrt{2 \ln 2}/\sigma$  (aus dem Bandbreitenprodukt  $\Delta t_N \cdot \Delta\nu_N = 2 \ln 2/\pi \approx 0,44$  und  $\Delta\omega_N = 2\pi \cdot \Delta\nu_N$ ). Mit Glg. (4.29) für die Fensterbreite bei EIT ergibt sich

$$\frac{\sqrt{\ln 2} \Omega_K^2}{\sqrt{OD} \Gamma} = \Delta\omega_{EIT} \gg \Delta\omega_N = \frac{4\sqrt{2 \ln 2}}{\tau_N}. \quad (4.37)$$

Somit gilt als weitere Grenze  $\sqrt{OD} \ll \tau_N \Omega_K^2 / (4\sqrt{2} \Gamma)$  und damit insgesamt:

$$OD \gtrsim \tau_N \Omega_K^2 / \Gamma \gg \sqrt{32} \cdot OD. \quad (4.38)$$

Diese Bedingung erfordert die Anpassung von  $\Omega_K$  für eine gegebene Pulslänge  $\tau_N$  oder umgekehrt. Zudem ist die Bedingung erst ab  $OD > 32$  überhaupt zu erfüllen.

## 4.8. Stationäre Lichtpulse

Ein weiterer Effekt, der mittels EIT realisiert werden kann, sind *stationäre Lichtpulse (SLPs)* [70,71]. Hierbei wird ein Nachweispuls im Medium angehalten, ohne ihn vollständig in eine atomare Kohärenz zu übertragen und das Lichtfeld dabei zu vernichten. Es entsteht eine quasi-stationäre Einhüllende des Lichtpulses, was die Wechselwirkung dieses Pulses mit einem weiteren Lichtfeld für theoretisch beliebig lange Zeit ermöglicht (sofern Verluste vernachlässigbar sind). SLPs wurden zuerst in einem heißen Gas aus Rb erzeugt [72,170], dann aber auch in ultrakalten Rb-Atomen in einer MOT realisiert [73,168,169,182].

Um stationäre Lichtpulse zu erzeugen (siehe auch Abb. 4.7), ist ein zum Nachweispuls kollineares Kontrollfeld  $\Omega_K^+$  durchgehend aktiv und schafft im Medium EIT-Bedingungen. Abbildung 4.8 zeigt den zeitlichen Ablauf. Der Nachweispuls

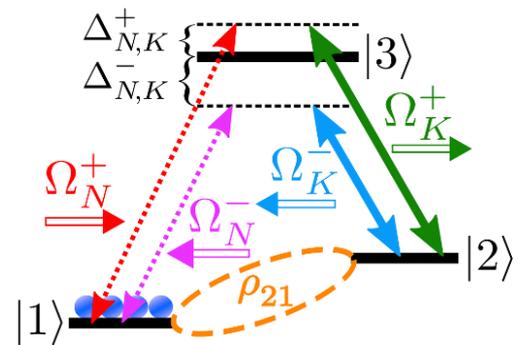


Abbildung 4.7: Kopplungsschema für SLP mit zwei gegenläufigen Kontroll- und Nachweisfeldern.

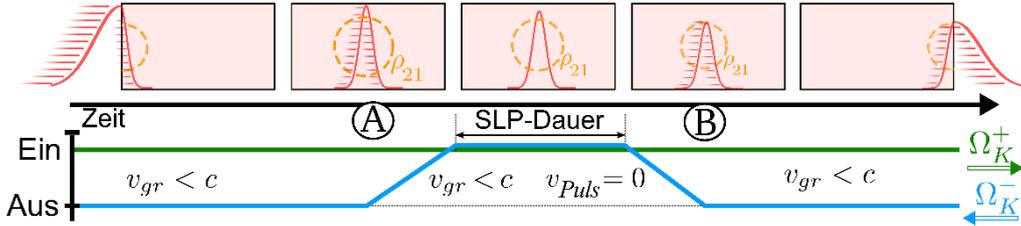


Abbildung 4.8: Schematischer Ablauf bei SLPs. Zwischen den Zeitpunkten A und B sind beide gegenläufigen Kontrollfelder aktiv. Es entsteht eine quasi-stationäre Einhüllende.

(rot) propagiert zunächst als langsames Licht durch das Medium ( $v_{gr} < c$ ). Wenn sich der Nachweispuls vollständig im Medium befindet (Zeitpunkt A) wird das zweite, gegenläufige Kontrollfeld  $\Omega_K^-$  aktiviert. Im Medium wird nun aus dem Nachweispuls eine stationäre photonische Anregung erzeugt [72,73,183]. Dabei bleibt zwar  $v_{gr} \neq 0$ , aber es entsteht eine quasi-stationäre Einhüllende. Die DZPs (Puls und Kohärenzen) bewegen sich nicht. Im Gegensatz zur Lichtspeicherung wird keine rein atomare Kohärenz erzeugt, sondern es bleibt auch ein elektromagnetischer Anteil erhalten (siehe Glg. (4.24) mit  $\Omega_K^\pm \neq 0$ ). Dieser Lichtanteil propagiert wie im Fall von langsamem Licht mit reduzierter Gruppengeschwindigkeit, abhängig von den Rabi-Frequenzen der beiden Kontrollfelder. Genauso wie zuvor beschrieben werden die Photonen ständig in Kohärenzen und zurück transformiert. Dabei wechseln sie aber ständig ihre Richtung, da die Umwandlung der Kohärenz in ein Lichtfeld durch eines der beiden Kontrollfelder und damit in eine der beiden Richtungen mit der gleichen Wahrscheinlichkeit erfolgt. Damit bleibt die Einhüllende des Pulses quasi-stationär. Es kommt aber zu einer Diffusion  $D$  des Pulses (räumliche Verbreiterung) in beide Richtungen, womit der Puls das Medium verlassen kann. Die Diffusion tritt besonders bei geringer OD auf. Für sie gilt [170]

$$D = \frac{\Delta l_N}{l_N} = v_{gr} l_{abs} = v_{gr} \frac{L}{OD} \quad (4.39)$$

mit Pulslänge  $l_N$  und Absorptionslänge im Medium ohne EIT  $l_{abs} = 1/\alpha$ . Bei ausreichend hoher OD ist die Propagation des Lichtanteils bis zur nächsten Umwandlung in eine Kohärenz und damit Richtungsumkehr (statistisch nach dem zweiten Atom) sehr kurz und die Diffusion  $D$  unterdrückt. Im Gegensatz zur Interpretation in Ref. [72] ist es nicht nötig, dass beide Kontrollfelder ein stationäres *Bragg-Gitter* bilden, an dem der Nachweis-Puls reflektiert wird. Auch Kontrollfelder mit unterschiedlichen Frequenzen können (*Zwei-Farben-*)SLPs erzeugen [73].

Ist ab Zeitpunkt B wieder nur ein Kontrollfeld aktiv, so erfolgt die Umwandlung der Kohärenzen wieder nur in eine Richtung. Die DZPs propagieren wieder kollinear zum Kontroll-Strahl. Im Vergleich zu langsamem Licht ist der Signalpuls um die SLP-Dauer verzögert, in der beide Kontrollfelder aktiv waren.

Medium und Kontrollfelder werden bei SLPs auch zusammen als *rein-optische Kavität* bezeichnet, in deren Innerem der Nachweispuls ohne Spiegel gefangen ist. Damit wird die Zeit der Wechselwirkung zwischen Lichtfeld und Medium deutlich verlängert gegenüber langsamem Licht. Die Finesse der Kavität ist von der OD abhängig, da diese die *Reflektivität* des Mediums bestimmt [34] (Glg. (4.39)). Wie in einer gewöhnlichen Spiegel-Kavität wird der Lichtanteil ständig reflektiert und kann mit dem gleichen Medium, einem weiteren Lichtfeld oder einem anderen

Medium wechselwirken. Diese optische Kavität bietet den Vorteil, sich mittels der Kontrollfelder beliebig ein- und ausschalten zu lassen. Somit kann prinzipiell ein einzelnes Photon immer und ohne Verluste in die Kavität gelangen und diese auf Wunsch in eine vorgegebene Richtung verlassen. Zudem ist die Kavität frequenzselektiv und kann für ein weiteres Lichtfeld anderer Frequenz entweder undurchdringlich sein (Absorption ohne EIT-Bedingung), komplett transparent (EIT-Bedingung oder nicht-resonant) oder ebenfalls als Kavität fungieren (resonant und mit einem weiteren, passenden Paar an Kontrollfeldern). Erfüllt dieses weitere Lichtfeld die Bedingungen für das in der Einleitung beschriebene N-Schema, d.h. ist es resonant mit dem Übergang  $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ , so findet eine starke Wechselwirkung zwischen den beiden Lichtfeldern statt. Z.B. kann eines der beiden Lichtfelder die Transmission des anderen steuern, womit ein C-NOT-Gatter realisiert wäre. Somit kann das Medium mit einem SLP als flexibles optisches Element zur Wechselwirkung zwischen Lichtfeldern (einzelne Photonen) fungieren. Bei Abnahme der Kohärenz und bei Absorption während der SLP-Dauer, ist die Amplitude des transmittierten Pulses geringer als die des einlaufenden Pulses. Da der atomare Anteil des stationären Pulses mit Kohärenzen im Medium identisch ist, reduzieren alle dekohärenten Effekte (siehe Kap. 4.7.1) diesen Anteil und somit das ausgelesene Signal. Jede Absorption des Lichtanteils, der trotz stationärer Einhüllender mit  $v_{gr} \neq 0$  in wechselnder Richtung propagiert, führt zu einer Abnahme des Signals.

#### 4.8.1. Erzeugung der Kohärenzen und Lichtfelder bei SLP

Die Gleichungen (4.17)–(4.20) beschreiben das zeitliche Verhalten der Kohärenzen bei Wechselwirkung mit den Lichtfeldern. Abbildung 4.9 verdeutlicht die dabei auftretenden Prozesse, die für SLP verantwortlich sind bei kleiner Verstimmung  $\delta$ : (a) Aus einem  $\Omega_N^+$ -Photon wird die Kohärenz  $\rho_{31}^{+1}$  (1) und zusammen mit  $\Omega_K^+$ -Feld (2) die Kohärenz  $\rho_{21}^{(0)}$  erzeugt (3) (siehe auch zweiter Term in Glg. (4.17) mit  $m = 0$ ). (b) Wird die Kohärenz (3) anschließend wieder mit  $\Omega_K^+$  ausgelesen (4), so entsteht wieder ein  $\Omega_N^+$ -Photon (5). Dabei heben sich alle Impulse zu  $\sum k = 0$  auf. Dieser Vorgang entspricht langsamem Licht, bzw. mit zeitlich veränderlichem Kontrollfeld der Lichtspeicherung. Ein  $\Omega_N^-$ -Photon kann hier aufgrund der Impulserhaltung nicht entstehen (bei diesem Fall wäre  $\sum k \approx 2k_N^+ \neq 0$ ). (c) Wird die Kohärenz

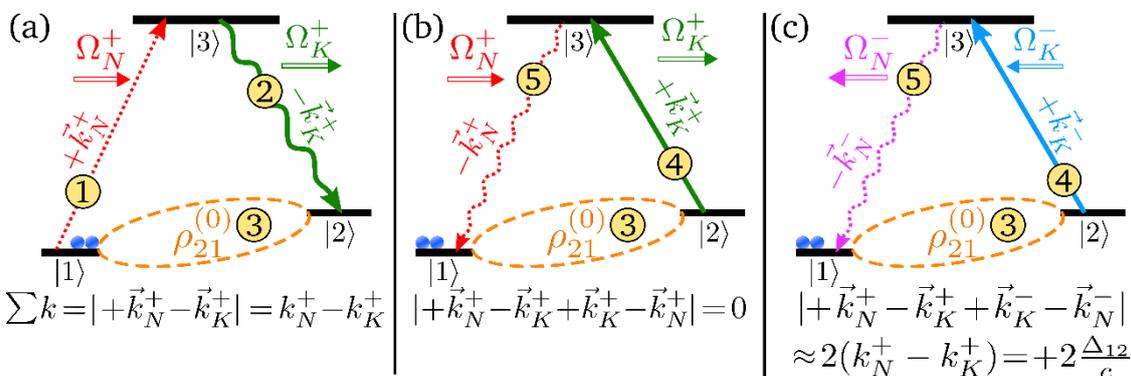


Abbildung 4.9: Schematische Abläufe bei der Erzeugung der Kohärenzen und Nachweis-Photonen im Medium bei SLP, hier nur mit dem angeregten Zustand  $|3\rangle$ .

(3) stattdessen vom  $\Omega_K^-$ -Feld *ausgelesen* (4), so entsteht die Kohärenz  $\rho_{31}^{-1}$  und daraus aufgrund von Impulserhaltung ein  $\Omega_N^-$ -Photon (5). Dies entspricht auch dem Rückwärts-Auslesen bei der Lichtspeicherung. Dabei besteht aber eine geringe Phasen-Fehlanpassung von  $\Delta k \approx 2 \Delta_{12}/c$  (mit  $\vec{k}_{N,K}^+ \approx -\vec{k}_{N,K}^-$ ) durch den Abstand der beiden Grundzustände. Die beiden Vorgänge (b) und (c) geschehen mit gleicher Wahrscheinlichkeit. Auf die gleiche Weise, nur mit Umkehr aller Propagationsrichtungen, wird aus dem in (c) erzeugten  $\Omega_N^-$ -Photon ebenfalls die Kohärenz  $\rho_{21}^{(0)}$  und anschließend mit gleicher Wahrscheinlichkeit ein  $\Omega_N^-$ -Photon oder ein  $\Omega_N^+$ -Photon erzeugt. Im ersten Fall tritt keine Phasen-Fehlanpassung auf, im zweiten Fall tritt dagegen die Fehlanpassung  $\Delta k$  mit negativem Vorzeichen auf, die vorherige wird also kompensiert. Durch diese vier Prozesse wird das Nachweis-Photon ständig seine Richtung ändern und es entsteht eine quasi-stationäre Einhüllende.

### 4.8.2. Einfluss durch Kohärenzen höherer Ordnung

Neben den zuvor gezeigten Abläufen gibt es aber auch die Möglichkeit, dass durch Wechselwirkung mit zwei gegenläufigen Strahlen eine Kohärenz höherer Ordnung  $\rho_{21}^{+2m}$  erzeugt wird. Dies ist in Abbildung 4.10 veranschaulicht. (a) Aus  $\rho_{21}^{(0)}$  (Erzeugung wie in Abb. 4.9 (a)) erzeugen die Felder  $\Omega_K^+$  (4) und  $\Omega_K^-$  (5) die Kohärenz  $\rho_{21}^{+2}$ . (b) Alternativ kann auch die Kombination aus  $\Omega_N^+$  (1) und  $\Omega_K^-$  (5) diese Kohärenz erzeugen, wobei der gleiche Netto-Impuls  $\sum k$  entsteht. Diese Kohärenz kann nun durch erneute Wechselwirkung mit beiden Kontrollfeldern in die nächsthöhere Kohärenz  $\rho_{21}^{+4}$  überführt werden, was sich endlos fortsetzen kann. (c) Genauso kann aber auch durch  $\Omega_K^-$  wieder ein  $\Omega_N^+$ -Photon erzeugt werden ( $\sum k = 0$ ), jedoch aufgrund der Impulserhaltung kein  $\Omega_N^-$ -Photon. Sobald also eine Kohärenz mit positiver höherer Ordnung  $\rho_{21}^{(+2m)}$  angeregt wurde, führt diese ausschließlich zu  $\Omega_N^+$ -Photonen. Der Lichtanteil des DZPs wandert stets in die Vorwärts-Richtung.

Das gleiche gilt für Kohärenzen mit negativer höherer Ordnung  $\rho_{21}^{(-2m)}$ , die nur zu  $\Omega_N^-$ -Photonen führen und daher in die Rückwärts-Richtung propagieren (in Abb. 4.10 sind dabei alle Richtungen umzukehren). Somit erzeugen Kohärenzen höherer Ordnung ( $m \geq 1$ ) keine SLPs, sondern zwei gegenläufige Anteile des Nachweisfeldes, die durch das Medium propagieren [73,169]. Nur die Kohärenz  $\rho_{21}^{(0)}$  weist die Symmetrie auf, um eine quasi-stationäre Einhüllende zu bilden.

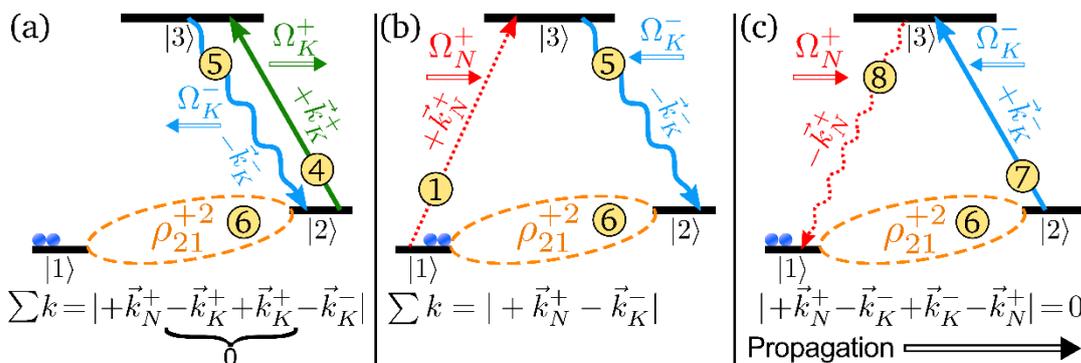


Abbildung 4.10: Schematischer Ablauf bei der Erzeugung höherer Kohärenzen im Medium bei SLP, hier nur mit dem angeregten Zustand  $|3\rangle$ . Zahlen gelten fortlaufend zu Abb. 4.9.

Um SLPs zu erzeugen, müssen daher die Kohärenzen höherer Ordnung unterdrückt werden. Das heißt, alle Fälle ähnlich denen in Abbildung 4.10 (a) & (b), in denen zwei gegenläufige Felder an dasselbe System koppeln, müssen ausgeschlossen werden. Zwar weisen die Kohärenzen höherer Ordnung aufgrund der Phasenterme  $2k$  und  $\xi$  einen wesentlich schnelleren Zerfall auf (siehe Glg.(4.13)), dies genügt jedoch nicht zur Unterdrückung. In Medien bei Raumtemperatur oder darüber tritt eine signifikante Doppler-Verschiebung auf. Die beiden gegenläufigen Strahlen erfahren eine Verschiebung  $\Delta\omega$  mit unterschiedlichem Vorzeichen, was die Zweiphotonen-Verstimmung um den Betrag  $2kv_{Atom}$  erhöht (mittlere Verschiebung  $\Delta\omega \approx 2\pi \cdot 620 \text{ MHz} \approx 100\Gamma$ ). Somit liegt für die unerwünschte Kopplung eine hohe Verstimmung vor, was diesen Prozess und die Anregung höherer Kohärenz unterdrückt. Nur Prozesse mit kollinearen Feldern weisen Zweiphotonen-Resonanz auf und bilden eine quasi-stationäre Einhüllende (SLP) [73,169].

In kalten Atomen genügt die Dopplerverschiebung nicht für eine ausreichende Unterdrückung, da sie in der Größenordnung der Transmissions-Fensterbreite  $\Delta\omega_{EIT}$  liegt [169]. Hier kann aber eine zusätzliche Verstimmung zwischen den gegenläufigen Kontrollstrahlen ( $\xi$ , siehe Abb. 4.1) für die nötige Zweiphotonen-Verstimmung sorgen und SLP ermöglichen [73,169], sofern  $\xi \gg \Delta\omega_{EIT}$ . Da Zustand  $|4\rangle$  nur an das Nachweisfeld koppelt, werden diese Kohärenzen nur durch  $\Omega_{14}^\pm$ -Photonen erzeugt und abgebaut. Höhere Ordnungen werden dabei nicht erzeugt.

### 4.8.3. Phasen-Fehlanpassung

Aufgrund von  $\Delta_{12} \neq 0$  kommt es nach Glg. (4.21) zu einer Phasen-Fehlanpassung  $\Delta k = \Delta_{12}/c$  bei Beteiligung von Nachweis- und Kontrollfeld (die Unterschiede zwischen positiver und negativer Richtung werden vernachlässigt, da  $\xi \ll \Delta_{12}$ ). Sie kann hier nicht durch einen Winkel zwischen den beiden Strahlen kompensiert werden, da beide aufgrund der Lichtleitung in der Faser genau (anti-)kollinear verlaufen. Nach Ref. [170] kann diese Fehlanpassung aber durch eine Zweiphotonenverstimmung  $\delta$  kompensiert werden, sofern  $\delta \approx -\Delta_{12} v_{gr}/c$ . Da  $v_{gr}/c \approx 10^{-4}$  genügt eine Verstimmung von  $\delta \approx 0,1\Gamma$ . Dies ist kleiner als die im Experiment verwendete EIT-Fensterbreite  $\Delta\omega_{EIT}$  und führt daher nicht zu weiterer Absorption.

## 4.9. Numerische Simulation

Wie zuvor ersichtlich, entspricht das verwendete Medium  $^{87}\text{Rb}$  nicht dem einfachen Fall eines Dreiniveausystems. Weitere angeregte Zustände sorgen für zusätzliche Absorption und/oder Verschiebungen der Resonanzen. Zudem liegt aufgrund der doppelbrechenden Eigenschaften der Hohlleiter keine rein lineare Polarisation des Lichts innerhalb der Faser vor. Zusätzlich kann ein verbleibendes Magnetfeld die Zustände im Medium beeinflussen. Aus diesem Grunde werden die hier gezeigten Experimente zusätzlich numerisch simuliert. Dies erlaubt den Vergleich der Messergebnisse mit der zuvor beschriebenen Theorie. Damit kann außerdem das Verhalten des Mediums bei den hier gezeigten Experimenten bei vielen verschiedenen Parametern untersucht werden, ohne jedes Mal eine Messung durchzuführen. So kann die experimentelle Untersuchung auf die vielversprechendsten Parameter begrenzt werden. Die zuvor hergeleiteten Bloch-Gleichungen werden hierfür in einer numerischen Simulation mit MATLAB<sup>®</sup> zeit- und ortsabhängig gelöst.

#### 4.9.1. Simulation von Transmission und EIT

Für zeitunabhängige Effekte wie die reine Transmission eines konstanten Lichtfeldes mit und ohne Kontrollfeld genügt eine stationäre Lösung der Gleichungen (4.9)–(4.12). Für die folgende Betrachtung gilt die vereinfachte Schreibweise  $\Omega_K \equiv \Omega_K^+$  und  $\Omega_N \equiv \Omega_N^+$ . Aus der Kohärenz für den Nachweis-Übergang  $\rho_{13}$ , ermittelt mit den Glg. (4.9)–(4.12), lässt sich gemäß Glg. (4.28) die Suszeptibilität  $\chi$  und somit die Transmission durch das Medium aus  $\mathcal{T} = e^{-\alpha L}$  und Glg. (4.27) bestimmen. Dabei wird die OD für den Fall ohne EIT und auf  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$  als  $OD_0$  bezeichnet und durch den Faktor  $K(\Delta_N)$  abhängig von der Nachweis-Verstimmung  $\Delta_N$  variiert. Daraus ergibt sich  $\mathcal{T}(\Delta_N) = \exp[-OD_0 \cdot K(\Delta_N)]$ . Um die räumlich inhomogene Dichteverteilung der Wolke (Gauß-förmig; der Durchmesser ist in der verwendeten Dipolfalle abhängig von der Temperatur, siehe Kap. 3.1.4) und die ebenfalls inhomogenen Intensitätsverteilungen der Laserstrahlen in der Hohl-faser zu berücksichtigen, wird die Transmission ortsabhängig berechnet und über den interessanten Raumbereich integriert. Zur numerischen Lösung wird der Raumbereich hierfür in konzentrische Ringe aufgeteilt. Zudem wird über mehrere Geschwindigkeitsklassen der Atome (abhängig von der Maxwell-Boltzmann-Verteilung) integriert, um Verstimmungen aufgrund des Dopplereffekts zu berücksichtigen. Damit ergibt sich die Transmission mit Radius  $r$  aus [146,167]

$$\mathcal{T}(\Delta_N, T) = \exp \left[ -\frac{2 \sigma_{Atom}}{\sigma_S^2} L \iint n(r) p(v_{Atom}) \Omega_N(r) K(r, \Delta_N) r dr dv_{Atom} \right], \quad (4.40)$$

mit der Temperatur  $T$ , dem  $1/e^2$  Radius der Intensität der Gauß-förmigen Strahlen  $\sigma_S$ , der Gauß-förmigen Dichteverteilung  $n(r)$  und der Maxwell-Boltzmann-Verteilung  $p(v_{Atom})$  für die Temperatur  $T$ . Für den Koeffizienten ergibt sich:

$$K(r, \Delta_N) = \frac{\Gamma}{2} A_{N4} \tilde{S}_{14}^2 + \frac{\left[ \frac{\Gamma}{2} \sum_{\mu=3,5} A_{N\mu} \tilde{S}_{1\mu}^2 + B A_{N3} A_{N5} |\tilde{S}_{15} - \tilde{S}_{25}|^2 \Omega_K^2 \right]}{\left[ 1 + B A_{N3} \Omega_K^2 + B A_{N5} \tilde{S}_{25}^2 \Omega_K^2 \right]}, \quad (4.41)$$

$$A_{N\nu} = \left[ \Gamma/2 - i(\Delta_N - \Delta_{3\nu}) \right]^{-1} \quad \text{und} \quad 4B = \left[ \gamma_{21}/2 - i(\Delta_N - \Delta_K - \Delta_S) \right]^{-1} \quad (4.42)$$

wobei  $\Delta_{33} = 0$  gilt und  $\Delta_S$  die Stark-Verschiebung gemäß Glg.(4.4) ist.

Die Propagation eines Pulses mit Gauß-förmigem Zeitverlauf durch das Medium bei konstantem Kontrollfeld (langsames Licht) kann ebenfalls mit dieser stationären Lösung berechnet werden. Die dabei auftretende maximale Transmission lässt sich durch eine Faltung des Pulses mit dem Transmissionsspektrum bestimmen. Hierfür wird die komplexe Suszeptibilität verwendet, welche auch den Realteil enthält. Dieser beschreibt den Brechungsindex des Mediums und damit  $v_{gr}$ . So kann auch die auftretende Verzögerung bestimmt werden.

#### 4.9.2. Simulation von zeitabhängigen Effekten

Zur zeitabhängigen Simulation der Effekte wie langsames Licht, Lichtspeicherung und SLP ist eine numerische Lösung der vollständigen, zeitabhängigen Gleichungen (4.17)–(4.21) nötig. Mit MATLAB<sup>®</sup> werden die beteiligten Lichtfelder und Kohärenzen abwechselnd iterativ berechnet. Die zeitlichen Abschnitte  $\Delta t$  der Berechnung werden dabei so kurz gewählt, dass gilt  $\Delta t < \tau/100$  mit der Lebensdauer  $\tau =$

$1/\Gamma$ . Da im Experiment zu SLP mittels Verstimmung  $\xi$  höhere Ordnungen unterdrückt werden, genügt zur numerischen Simulation dieser Experimente die Berücksichtigung von Termen bis zur Ordnung  $m \leq 3$ .

Die zuvor beschriebene Simulation mit stationären Lösungen ist über alle drei Raumdimensionen möglich. Dies erlaubt es, die Transmission aufgrund des räumlich inhomogenen Kontrollfeldes zu berechnen. Diese Information wird verwendet, um auch in der zeitabhängigen Simulation den Einfluss auf die Transmission bei langsamem Licht, Lichtspeicherung und SLP zu berücksichtigen. Er wird als zusätzlicher Zerfall  $\gamma_{inh}$  einbezogen. Hierfür wurde die mit stationärer Lösung berechnete Transmission für homogenes und inhomogenes Kontrollfeld verglichen. Beim ersten Fall wurde der Zerfall  $\gamma_{inh}$  ergänzt und variiert, bis dieser homogene Fall vom inhomogenen Fall  $< 1\%$  abwich. Der so erhaltene Koeffizient  $\gamma_{inh}(T, \Omega_K)$  wird in der zeitabhängigen (und sonst homogenen) Simulation ergänzt. Diese kann somit auch die Transmission im inhomogenen Fall berechnen.

#### 4.10. Kopplungsschema für EIT in der HCPCF

Sofern EIT zwischen einzelnen Zeeman-Zuständen realisiert werden soll, müssen die Lichtfelder mit einem Polarisationsgrad von 99 % vorliegen. Andernfalls wird das Signal des Nachweisstrahls von Fluoreszenz aufgrund von Anregung mit dem Kontrollfeld überlagert [112,184]. Zudem können Kopplungen mit weiteren Zuständen die Präparation des Mediums durch optisches Pumpen verhindern [112].

Wie sich im Laufe dieser Arbeit herausstellte, ist mit der hier verwendeten Faser eine Erhaltung von zirkularer Polarisation nicht möglich (Kap. 1.3.4). Auch eine Erhaltung linearer Polarisation mit einem Grad von 99 % konnte im experimentellen Aufbau bisher nicht realisiert werden. Dies gelang nur unter idealen Bedingungen mit einem vereinfachten optischen Aufbau, der eine bessere Kontrolle der Polarisation erlaubt [112,119]. Deshalb wird für die folgenden Experimente auf EIT zwischen einzelnen Zeeman-Zuständen verzichtet, womit die selbstinduzierte Kerr-NL aktuell noch nicht realisiert werden kann. Stattdessen werden zwei verschiedene Grundzustände der Hyperfein-Aufspaltung verwendet (siehe Abb. 4.2). Dieses Kopplungsschema ist unabhängig von der vorliegenden Polarisation (siehe auch Anhang B.1). In allen Fällen, in denen das Nachweisfeld an einen besetzten Zustand koppelt (also der Übergang nicht durch Auswahlregeln verboten ist), wird auch EIT in einem  $\Lambda$ -System erzeugt. Unter der Annahme, dass alle Polarisationsformen auftreten, das Licht im Ganzen also nicht polarisiert ist, werden alle Zeeman-Zustände am Prozess beteiligt, womit das Schema auch unabhängig von der Besetzungsverteilung ist. Als Präparation muss lediglich die Besetzung aus  $|F = 2\rangle$  nach  $|F = 1\rangle$  gepumpt werden. Dies erfolgt zeitlich vor dem eigentlichen Experiment durch das Kontrollfeld. Da die verwendeten Grundzustände einen Abstand von 6,835 GHz aufweisen, werden die beiden Lichtfelder  $\Omega_N$  und  $\Omega_K$  durch zwei verschiedene Lasersysteme erzeugt. Um die für EIT nötige Zweiphotonenresonanz und stabile Phasenbeziehung zwischen beiden Feldern herzustellen, müssen beide Laser aufeinander in Frequenz und Phase stabilisiert werden.

## 5. Erweiterung des experimentellen Aufbaus

Im Vergleich zum ersten Teil der Arbeit wird der dort verwendete Aufbau erweitert. In diesem Kapitel werden diese Erweiterungen vorgestellt, die für die beschriebenen kohärenten Effekte nötig sind. Für EIT-Bedingungen ist es nötig, die beiden ECDLs aufeinander in Frequenz und Phase zu stabilisieren. Dies wird mittels EIT außerhalb der HCPCF getestet.

### 5.1. Optischer Aufbau für EIT-basierte Effekte

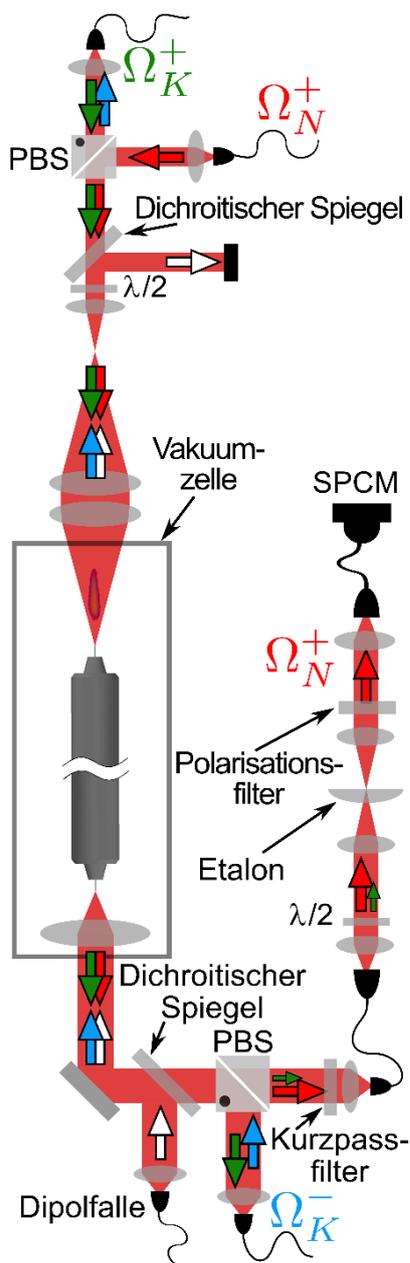


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau für EIT-basierte Effekte.

Ergänzend zum zuvor genutzten Aufbau (Kap. 3.3) wird nun zusätzlich zu  $\Omega_N^+$  auch  $\Omega_K^+$  von oben in die HCPCF eingekoppelt (siehe Abb. 5.1). Hierfür werden beide mit einem Polarisationsstrahlteiler (PBS) überlagert. Der dichroitische Spiegel trennt sie von der ODT. Von unten wird zusätzlich der gegenläufige Kontrollstrahl  $\Omega_K^-$  eingekoppelt. Der deutlich stärkere  $\Omega_K^+$  muss bei Messung von EIT-Effekten vom Signal des schwachen  $\Omega_N^+$  getrennt werden. Durch die vollkommen kollineare Strahlführung der beiden Strahlen durch die HCPCF kann  $\Omega_K^+$  auch den Raumfilter in Form der Einzelmodenfaser (siehe Kap. 3.3) ungestört passieren. Deshalb werden im Folgenden weitere Filterstufen verwendet. Da Nachweis- und Kontrollstrahl vor der Überlagerung senkrecht zueinander linear polarisiert werden, können sie nach dem Austritt aus der HCPCF mit einem PBS größtenteils getrennt werden. Aufgrund der in Kap. 1.3.4 beschriebenen Änderung der Polarisation durch die HCPCF, kann die maximal mögliche Unterdrückung des Kontrollstrahls von 100:1 nicht erreicht werden. Stattdessen werden nur 90 % des Nachweisstrahls und noch 3(1) % des Kontrollstrahls transmittiert. Zur weiteren Trennung wird ausgenutzt, dass die Frequenzen von Nachweis- und Kontrollfeld um  $\Delta_{12} = 2\pi \cdot 6,835$  GHz auseinanderliegen. Daher wird als weitere Filterstufe ein monolithisches Fabry-Perot-Etalon [185] verwendet (siehe auch Abb. 5.1 rechts). Es besteht aus einer einzigen plankonvexen Linse mit beidseitiger, dielektrischer Hochreflexbeschichtung, was ihm eine hohe mechanische Stabilität verleiht. Die Dicke der Linse und somit die Transmissionsfrequenz des Etalons wird mittels Temperatur geregelt und stabilisiert. Das Licht aus der HCPCF wird nach der räumlichen Filterung durch die Einzelmoden-Faser mit einer weiteren

Linse in dieses Etalon fokussiert. Es entsteht im Inneren der präparierten Linse eine plankonkave Kavität, deren Länge deutlich kleiner als der Krümmungsradius der konkaven Spiegelfläche ist. Das genutzte Etalon hat einen freien Spektralbereich von 15,6 GHz und eine Bandbreite von ca. 50 MHz. Damit wird die Frequenz von  $\Omega_N^+$  transmittiert, während die von  $\Omega_K^+$  im Abstand von 6,4 GHz unterdrückt wird. Als zusätzliche Filterung dient die erneute Einkopplung in eine Einzelmodenfaser. Höhere transversale Moden des Etalons können so unterdrückt werden.

Schon durch eine minimale Doppelbrechung im Material des Etalons kommt es zur Trennung der Transmissions-Frequenzen für zueinander senkrecht stehende Polarisationen [185]. Im hier verwendeten Etalon beträgt die Trennung nur ca. 50 MHz. Somit überlappen sich beide Transmissionspektren. Dies kann genutzt werden, um den Transmissionsbereich zu erweitern (beide Polarisationen mit gleichem Anteil) oder um eine Fein-Einstellung der zentralen Transmissions-Frequenz im Bereich  $\leq 50$  MHz vorzunehmen (ein Anteil dominiert). Hierfür wird vor das Etalon eine Halb-Wellenplatte zur Drehung der Polarisation platziert. Durch Verwendung aller Filterstufen wird der Kontrollstrahl um 74 dB unterdrückt. Gleichzeitig wird aber nur 10 % des zu messenden Nachweissignals transmittiert, was die relative Unterdrückung auf 64 dB reduziert. Damit sind noch Kontroll-Rabi-Frequenzen bis ca. 15  $\Gamma$  möglich, ohne das Signal des Nachweispulses signifikant zu stören, sofern dieser im Bereich  $> 100$  Photonen/Puls liegt.

### 5.1.1. Frequenz- und Phasen-Stabilisierung mittels EIT

Wie in Kap. 4.10 erläutert, werden für die beiden Lichtfelder Nachweis und Kontroll für EIT zwei Lasersysteme in Form von ECDL 1 & 2 benötigt, die aufeinander in Frequenz und Phase stabilisiert sind. Zu diesem Zweck wird eine spezielle *Pound-Drever-Hall-Stabilisierung* (PDH) verwendet [186,187], die ebenfalls auf dem Effekt von EIT basiert [188–190]. Mit einer PDH wird ein Laser für gewöhnlich auf die Frequenz einer Kavität oder eines stabilen Oszillators stabilisiert. In dieser Arbeit wird ECDL 1 mit einem festen Frequenzabstand und fester Phasenbeziehung bezüglich ECDL 2 stabilisiert. Dieser ist mittels SAS bereits auf eine feste Frequenz stabilisiert. Als Referenz für den Frequenzabstand der beiden Laser dient der Frequenzabstand der Grundzustände  $|F = 1\rangle$  und  $|F = 2\rangle$ .

Abbildung 5.2 zeigt den hierfür erweiterten Aufbau. Ein Anteil des von beiden Lasern emittierten Lichtes wird mit Strahlteilern in einer Einzelmoden-Faser überlagert. Dieses wird dann senkrecht zu den Strahlen der

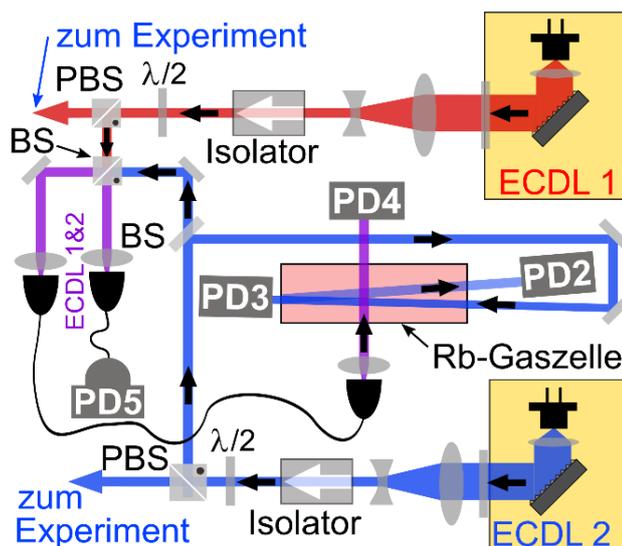


Abbildung 5.2: Schematischer Aufbau der beiden Lasersysteme mit SAS- und EIT-Stabilisierung. PD = Photodiode, (P)BS = (Polarisations-)Strahlteiler,  $\lambda/2$  = Halbwellenplatte.

SAS (versetzt, somit ohne Überlapp) durch die Spektroskopie-Zelle mit heißem Rubidium geleitet und mit Photodiode 4 (Typ S5972 von HAMAMATSU mit Verstärker [189]) detektiert. Der stärkere Strahl (von ECDL 2) wirkt als Kontrollstrahl, während der zweite Strahl (von ECDL 1) als Nachweisstrahl fungiert. Da es keinen Sättigungsstrahl gibt wie im Fall der SAS, tritt für den Nachweisstrahl im Allgemeinen ein dopplerverbreitertes Transmissionsminimum auf (der Kontroll-Strahl koppelt an den anderen Grundzustand und fungiert deshalb nicht als Sättigungsstrahl). Für Atome aus den Geschwindigkeitsklassen 104 m/s und 227 m/s ergibt sich eine Dopplerverschiebung der Nachweisfrequenz von  $\omega = -2\pi \cdot 133,325$  MHz bzw.  $\omega = -2\pi \cdot 290,272$  MHz. Liegt die Nachweisfrequenz gerade um  $2\pi \cdot 133,325$  MHz blauverschoben zu  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$  oder  $2\pi \cdot 290,272$  MHz blauverschoben zu  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$  ergibt sich somit resonante Absorption des Nachweisstrahls bei diesen Atomen. Abbildung 5.3 zeigt dieses Beispiel (blau). Im Gegensatz zu Atomen aus anderen Geschwindigkeitsklassen ist für diese aber auch der Kontrollstrahl von ECDL 2 resonant mit einem Übergang und pumpt daher die Atome effektiv in den Zustand  $|F = 1\rangle$  (magenta in Abb. 5.3). Denn aufgrund der kollinearen Strahlführung und der hohen Lichtfrequenz im THz-Bereich nehmen Atome für Kontroll- und Nachweisstrahl nahezu die gleiche Doppler-Verschiebung wahr (die Frequenz des Kontrollstrahls ist, wie oben beschrieben, auf das Überkreuzungs-Signal der Übergänge  $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$  und  $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3\rangle$  und damit auf eine Frequenz genau in der Mitte dieser beiden Übergänge stabilisiert). Somit ist die Anzahl der Atome im Zustand  $|F = 1\rangle$  in dieser Geschwindigkeitsklasse erhöht und es tritt erhöhte Absorption auf. Dies ist im Spektrum in Abbildung 5.4 erkennbar (Punkt D, Transmission in rot). Statt der einfach dopplerverbreiterten Absorption (angedeutet mit der rot gestrichelten Linie) tritt ein deutliches Transmissionsminimum auf. Gleichzeitig liegt damit aber auch ein Lambda-Schema vor, welches zu EIT führt und ein schmales Transmissionsfenster erzeugt (siehe schmales Transmissionsmaximum im schwarz umrandeten Bereich, rechts

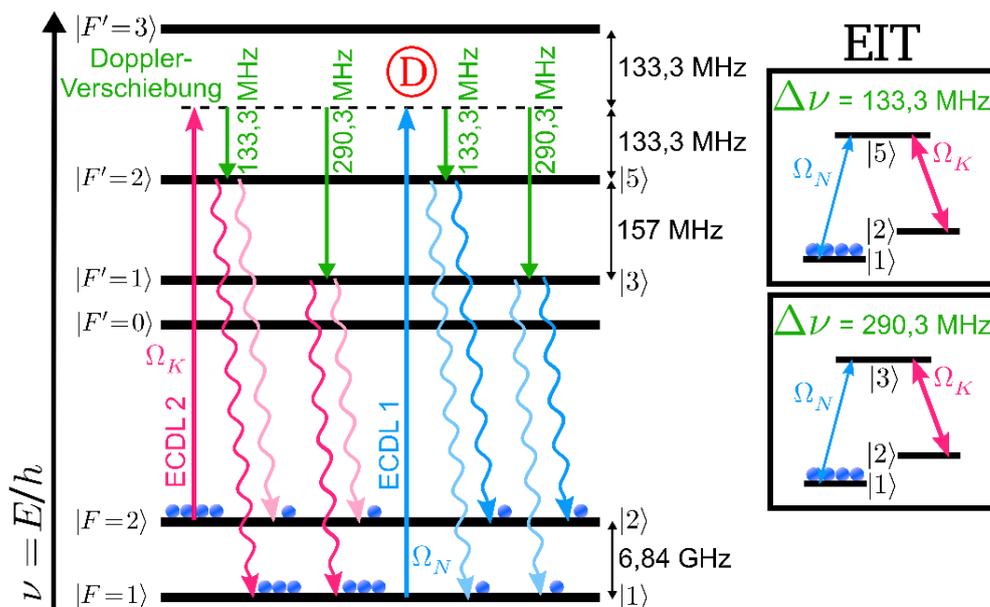


Abbildung 5.3: Kopplungsschemata bei der EIT-Stabilisierung in der Zelle mit heißem Rb. Für die gezeigten Dopplerverschiebungen tritt EIT über den Zustand  $|5\rangle$  bzw.  $|3\rangle$  auf (siehe vereinfachte Schemata rechts).

vergrößert dargestellt). Wie im Kopplungsschema in Abbildung 5.3 ersichtlich, tritt dieser Fall genau dann auf, wenn beide Laser um den Abstand der Grundzustände von 6,8347 GHz zueinander verstimmt sind (Zweiphotonen-Resonanz). Das transmittierte Signal ist dabei direkt abhängig von der Zweiphotonen-Verstimmung und der Phasenbeziehung zwischen den beiden Lasern und kann somit als Signal für deren Stabilisierung verwendet werden. Die Zweiphotonen-Resonanz tritt für Atome aller Geschwindigkeitsklassen auf, für die zuvor genannten Klassen liegt aber zusätzlich die Einphotonen-Resonanz vor.

Die Spektroskopie-Zelle wird auf einer Temperatur von ca. 310 K gehalten, was eine Doppler-Verschiebung von ca.  $2\pi \cdot 312$  MHz für Atome mit der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit bedeutet. Somit treten die nötigen Verschiebungen in jedem Fall auf. Die Frequenz von ECDL 1 wird über den Versorgungsstrom mit einer Frequenz von 12,5 MHz sinusförmig moduliert. Die Modulationsfrequenz ist somit größer als die natürliche Linienbreite des optischen Übergangs  $\Gamma$  und es entstehen messbare Seitenbänder im Transmissionssignal. Die durch das Gas transmittierte Leistung wird mit Photodiode 4 detektiert. Aus dem so erzeugten Signal wird durch Mischung mit dem Originalsignal des Sinus-Oszillators und Verwendung eines Tiefpassfilters die Ableitung des detektierten Signals erzeugt (homodyne Detektion). Dabei erzeugt die Interferenz aus Seitenbändern und gemessenem Signal eine Schwebung bei der Oszillationsfrequenz. Deren Phase hängt von der Phase des gemessenen Signals ab und gibt somit Auskunft über das Vorzeichen der Abweichung [187]. Somit hat das erzeugte Signal einen Nulldurchgang und eine starke, lineare Steigung. Dies ermöglicht die Nutzung als Fehlersignal, mit dem auch kleine Änderungen der Frequenz registriert werden. Es ist unabhängig von der Amplitude und somit unempfindlich gegen Leistungsschwankungen des Lasers

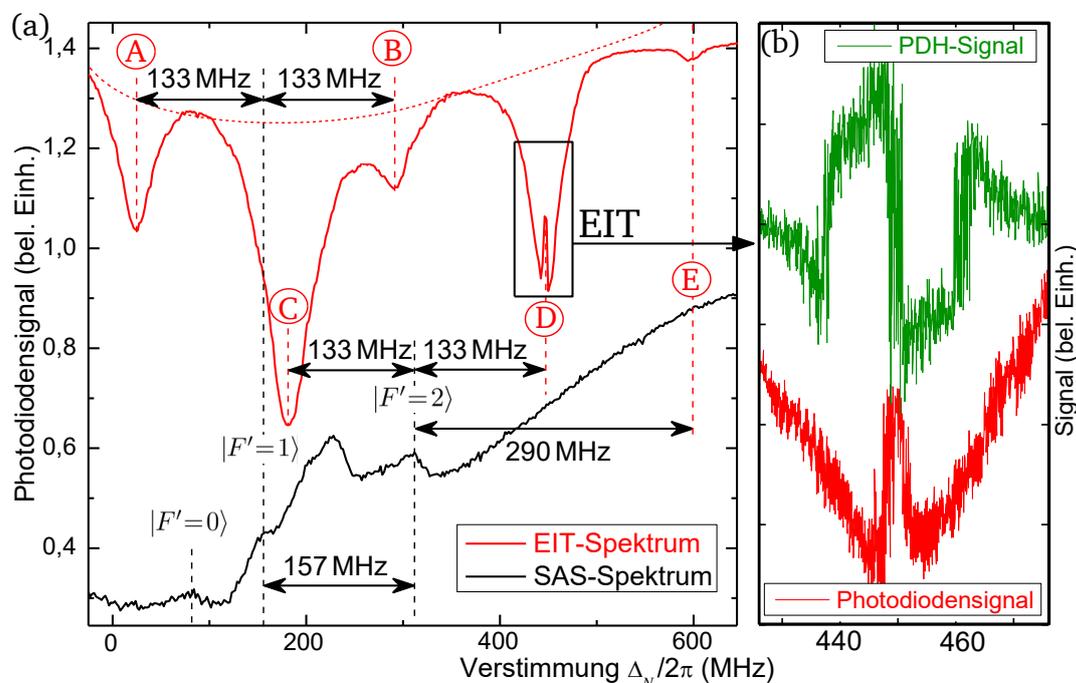


Abbildung 5.4: (a) Signal der Photodioden bei SAS-Stabilisierung von ECDL 1 (schwarz) mit den Resonanzen, wobei die angeregten Zustände vermerkt sind, sowie bei EIT-Stabilisierung (rot) mit den starken Absorptionslinien. Innerhalb von Linie (D) entsteht ein EIT-Fenster. (b) zeigt das Signal bei EIT vergrößert (rot) und das daraus gebildete PDH-Signal (grün).

und wird zur Regelung des Versorgungsstroms der Laserdiode verwendet. Abbildung 5.4 (b) zeigt neben einer Vergrößerung des EIT-Transmissionssignals (rot) das daraus erzeugte PDH-Signal (grün). Die große Steigung auf der Zweiphotonen-Resonanz in der Mitte sorgt für eine hohe Frequenzabhängigkeit, was eine schmale Linienbreite ermöglicht. Die EIT-Fensterbreite beträgt  $0,83(1)\Gamma$  [189].

Abbildung 5.4 (a) zeigt auch das Spektrum bei SAS-Stabilisierung (schwarz, siehe Kap. 2.1.4). In diesem treten die Resonanzen  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 0, 1, 2\rangle$  aufgrund der Sättigung als Transmissionsmaxima auf (in der Abbildung sind die angeregten Zustände vermerkt). Mit dem bekannten Abstand von 157 MHz zwischen den Übergängen als Referenz (schwarzer Pfeil) wurden die Abstände von 133 MHz und 290 MHz eingezeichnet. Das EIT-Fenster (Punkt D) tritt wie erwartet bei einer Blauverschiebung von 133 MHz zum Übergang  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$  auf. Bei der gleichen Blauverschiebung zum Übergang  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$  (Punkt B) und einer Blauverschiebung von 290 MHz zum Übergang  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$  (Punkt E) tritt ebenfalls erhöhte Absorption aufgrund des Pumpvorgangs auf. Allerdings liegt hier beides Mal kein Lambda-Schema und somit kein EIT vor. Daneben tritt auch bei einer Rotverstimung von 133 MHz (Punkte A & C) erhöhte Absorption auf. Hier pumpt offenbar ein reflektierter Anteil des starken Kontrollstrahls Atome, die sich mit gleicher Geschwindigkeit entgegengesetzt zu den zuvor genannten Atomen bewegen, in Zustand  $|F = 1\rangle$ . Für sie ist der Nachweisstrahl bei Rotverstimung von 133 MHz resonant. Im Fall C ist wieder das Lambda-Schema über Zustand  $|5\rangle$  realisiert. Hier tritt Zweiphotonen-Resonanz aber nur für eine Geschwindigkeitsklasse auf, weshalb kein EIT-Fenster messbar ist.

Zur Überwachung der Stabilisierung und der relativen Linienbreite der beiden Laser dient eine Schwebungsmessung. Anteile von beiden Lasern werden in einer zweiten Einzelmoden-Faser überlagert und mit Photodiode 5 detektiert (Typ

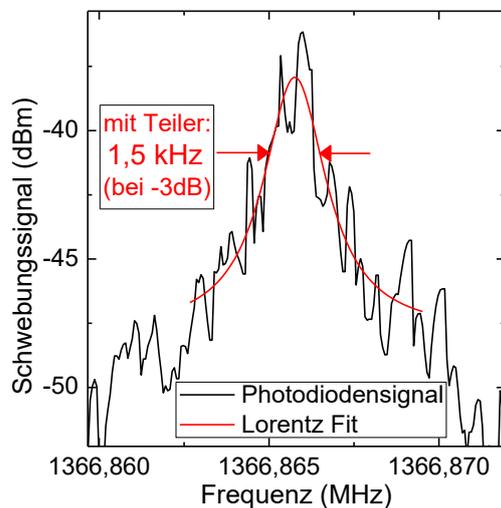


Abbildung 5.5: Schwebungssignal der beiden ECDLs, nach Frequenz-Teiler. Frequenzen sind auf  $1/5$  reduziert.

G4176-03 von HAMAMATSU). Nach anschließender Verstärkung wird die Frequenz des Signals von einem Frequenz-Teiler (Typ FPS-5-8 von RF-BAY) auf den Faktor  $1/5$  reduziert. Somit kann es mit einem Spektrum-Analysator mit einer Bandbreite von 6 GHz analysiert werden. Abbildung 5.5 zeigt das Schwebungssignal beider Laser mit EIT-Stabilisierung. Die Form des Schwebungssignals entspricht einer Lorentz-Verteilung. Der Absolutwert der Schwebungsfrequenz weicht nur 350 kHz vom theoretisch erwarteten Wert ab. Wird die Reduzierung der Frequenz durch den Teiler berücksichtigt (Faktor  $\times 5$ ), hat die Schwebung eine Halbwertsbreite von  $7,5(5)$  kHz in 4 s [189].

## 5.2. EIT zwischen Hyperfein-Zuständen in der MOT

Bereits in vorherigen Arbeiten konnte in der hier verwendeten sowie in einer baugleichen MOT erfolgreich EIT zwischen einzelnen Zeeman-Zuständen realisiert

werden [126,191]. Um die Realisierung von EIT auch zwischen Hyperfein-Zuständen und die dafür nötige EIT-Stabilisierung zu testen, wurde in der baugleichen MOT aus Ref. [191], in der sich keine HCPCF befindet, eben dieses EIT mit den Zuständen  $|F = 1\rangle$ ,  $|F = 2\rangle$  und  $|F' = 2\rangle$  realisiert. Das Transmissionsspektrum ist dabei abhängig von der OD und der Kontroll-Rabi-Frequenz (Glg. (4.29)). Innerhalb der MOT ist der Durchmesser des Kontrollstrahls (ca. 2 mm) deutlich größer als die Durchmesser von Wolke (ca. 0,5 mm) und Nachweisstrahl und dieser mit ca.  $280 \mu\text{m}$  wiederum etwas kleiner als der Durchmesser der Wolke. Somit kann angenommen werden, dass alle Atome die gleiche Kontroll-Rabi-Frequenz wahrnehmen und der Nachweisstrahl eine konstante OD vorfindet.

Abbildung 5.6 (a) zeigt die Messung (Symbole) der Transmission durch die Wolke aus Atomen in der baugleichen MOT (ohne HCPCF) auf dem Übergang  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$  bei  $OD = 22(3)$ . Ohne Kontrollfeld (schwarz) ergibt sich volle Absorption auf der Resonanz bei  $\Delta_N = \Delta_{35} = 25,87\Gamma$ . Mit Kontrollfeld (rot, blau, orange) ergibt sich EIT mit einem Transmissionsfenster, dessen Breite und Amplitude von der Kontroll-Rabi-Frequenz  $\Omega_{25}$  bezogen auf den Übergang  $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$  abhängt. Die Fensterbreiten  $\Delta\omega_{EIT}$  zeigen (im Rahmen der Messunsicherheiten) die Abhängigkeit von  $(\Omega_{25})^2$  (Glg. (4.29)). Die Simulationen (Linien) wurden unter den Annahmen einer homogenen Dichteverteilung und eines konstanten Kontrollfeldes erzeugt und zeigen hier eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten. Die Zerfallsrate beträgt laut Simulation  $\gamma_{21} = 0,01(1)\Gamma$ . Die Breite des Schwebungssignals aus beiden ECDLs ergibt eine Linienbreite der Stabilisierung von  $2\pi \cdot 29 \text{ kHz}$ , was einem  $\gamma_{LB} \approx 0,005\Gamma$  entspricht. Bei einer für die MOT realistischen Temperatur der Atome von  $200 \mu\text{K}$  und damit  $\gamma_{FRR} \approx 0,005\Gamma$  ergibt sich die gleiche Zerfallsrate aus  $\gamma_{21} = \gamma_{FRR} + \gamma_{LB} \approx 0,01\Gamma$ .

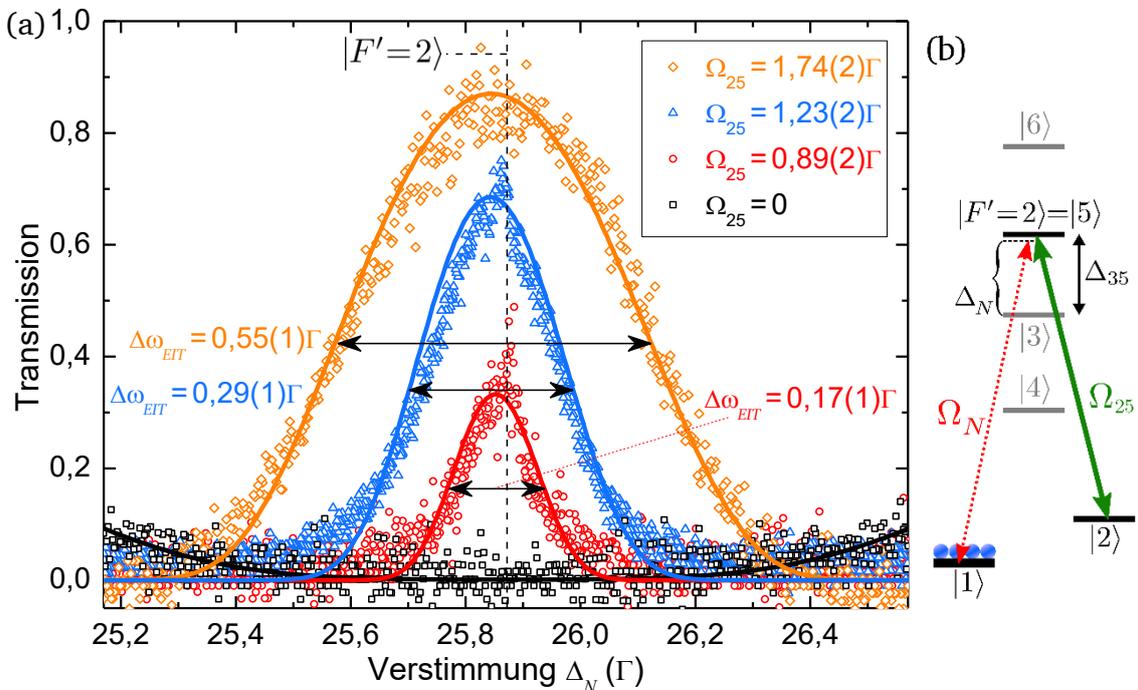


Abbildung 5.6: (a) Messung (Symbole) und Simulation (Linien) der Transmission ohne (schwarz) und mit unterschiedlichem Kontrollfeld (rot, blau, orange) in der Atomwolke in der leeren MOT auf dem Übergang  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$  bei  $OD = 22(3)$ . (b) Kopplungsschema.

## 6. Kohärente Effekte innerhalb einer Hohlleiter

Im Folgenden werden die kohärenten Effekte in der HCPCF realisiert. Zunächst wird die Transmission bei EIT untersucht. Anschließend wird die Verzögerung eines Lichtpulses gemessen, um diesen vollständig im Medium zu komprimieren. Zur Bestimmung von Einflüssen auf die Kohärenzen im Medium wird dann der Lichtpuls gespeichert. Schließlich werden SLPs erstmalig in einem eindimensionalen Medium in einer HCPCF realisiert.

### 6.1. EIT in der HCPCF

Wie zuvor gezeigt wurde, kann innerhalb der HCPCF eine hohe OD erreicht werden (Kap. 3.4.2). Ein resonanter Nachweisstrahl wird stark absorbiert ( $\mathcal{T} = e^{-1000} \approx 5 \cdot 10^{-435}$ ). Für die Realisierung von Lichtspeicherung und SLP ist es aber nötig, dass ein resonanter Nachweisstrahl das Medium ohne starke Verluste durchläuft, wofür hier EIT eingesetzt wird. Diese Messungen zeigen die erste Realisierung von EIT mit  $OD > 30$  in einem eindimensionalen Medium in einer HCPCF.

#### 6.1.1. EIT in Abhängigkeit der optischen Dichte

Bei konstanter Kontroll-Rabi-Frequenz wird die Breite und Amplitude des EIT-Fensters im Wesentlichen von der OD bestimmt (Glg. (4.29)). Abbildung 6.1 zeigt Messungen von EIT in der HCPCF einmal ohne Kontrollfeld (schwarz) bei  $OD = 20$  und mit konstantem Kontrollfeld für drei verschiedene ODs (rot, blau, grün). Mit

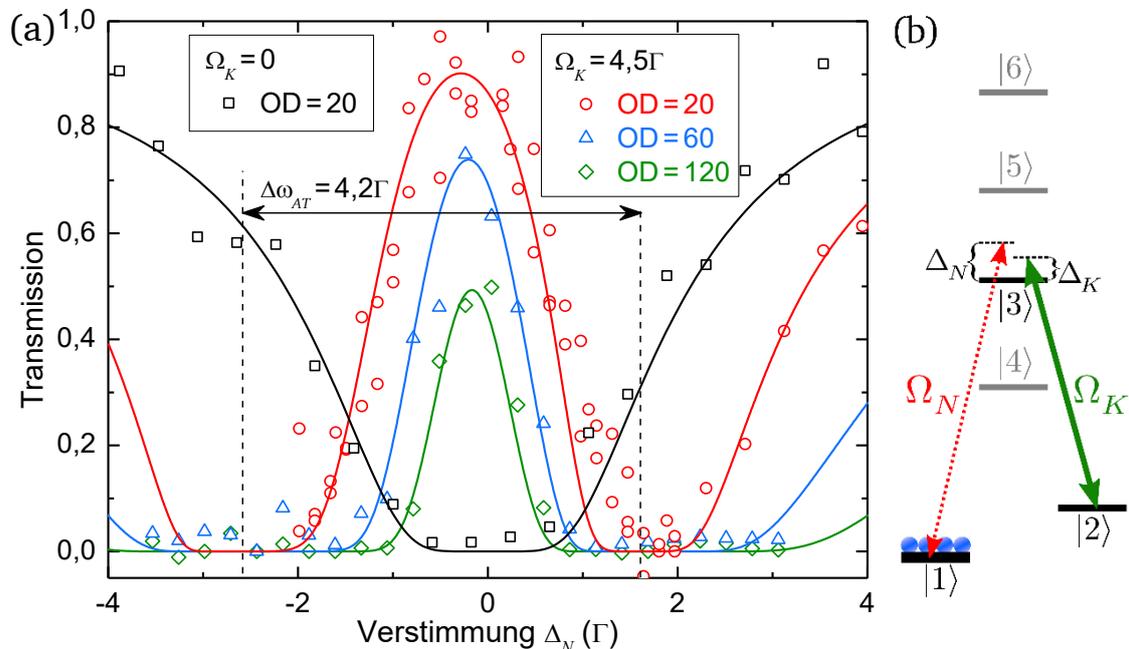


Abbildung 6.1: (a) Messung (Symbole) und Simulationen (Linien, basierend auf Glg. (4.41)) des Transmissionsspektrums durch die HCPCF bei verschiedenen optischen Dichten. Ohne Kontrollfeld bei  $OD = 20$  (schwarz) und mit einem Kontrollfeld der Stärke  $\Omega_K = 4,5(1)\Gamma$  und  $\Delta_K = 0,8(1)\Gamma$  und  $T = 570(70) \mu\text{K}$  für eine OD von 20, 60 und 120 (jeweils rot, blau, grün). (b) Kopplungsschema.

zunehmender OD reduziert sich nicht nur die Transmission, sondern auch die Breite des EIT-Fensters. Die Breiten verhalten sich mit  $\Delta\omega_{EIT}(\text{OD}=20) = 1,90\Gamma$ ,  $\Delta\omega_{EIT}(\text{OD}=60) = 1,24\Gamma$  und  $\Delta\omega_{EIT}(\text{OD}=120) = 0,86\Gamma$  ungefähr proportional zu  $1/\sqrt{\text{OD}}$  gemäß Glg. (4.29). Die Aufspaltung des angeregten Niveaus (*Autler-Townes-Aufspaltung*, siehe Kap. 4.4.2) ist nur abhängig von der Kontroll-Rabi-Frequenz. Das jeweilige Zentrum der beiden Bereiche mit minimaler Transmission bleibt daher unverändert (schwarz gestrichelte Linie) mit einem Abstand von  $\Delta\omega_{AT} \approx 4,2\Gamma$ . Die Zerfallskonstante der Kohärenz beträgt laut Simulation  $\gamma_{21} = 0,010(1)\Gamma$  und setzt sich aus der Laserlinienbreite  $\gamma_{LB} \approx 0,001\Gamma$  und  $\gamma_{FRR} = 0,009(1)\Gamma$  aufgrund der Temperatur zusammen.

### 6.1.2. EIT in Abhängigkeit der Kontrollfeldstärke

Die Transmission bei EIT ist – neben der OD und der Zweiphotonen-Verstimmung – auch abhängig von der Rabi-Frequenz des Kontrollfeldes (siehe auch Kap. 5.1.1). Eine Erhöhung der Rabi-Frequenz (durch Erhöhung der Leistung) führt in der Regel zu einer Erhöhung der Transmission durch das Medium. Gleichzeitig wird das Transmissionsfenster spektral breiter (siehe Glg. (4.29) und Abb. 5.6). Dies erhöht z.B. die Transmission für spektral breite, d.h. zeitlich kurze Lichtpulse. Zusätzlich beeinflusst das Kontrollfeld das atomare System aufgrund von Stark-Verschiebungen auch abhängig von der Kontroll-Intensität. Im hier verwendeten Kopplungsschema (siehe Abb. 6.2 (c)) beeinflusst das Kontrollfeld nur den Grundzustand  $|F = 2\rangle$  und damit die Übergangsfrequenz für  $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$  sowie  $|F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$ . Diese werden mit Erhöhung der Kontroll-Rabi-Frequenz zu höheren Frequenzen blauverschoben. D.h. bei gleichbleibender Frequenz des Kontrollfeldes ist diese nun rotverschoben zum Übergang. Damit sind die Zweiphotonen-Resonanz und damit das EIT-Transmissionsfenster ebenfalls rotverschoben. In einfachen

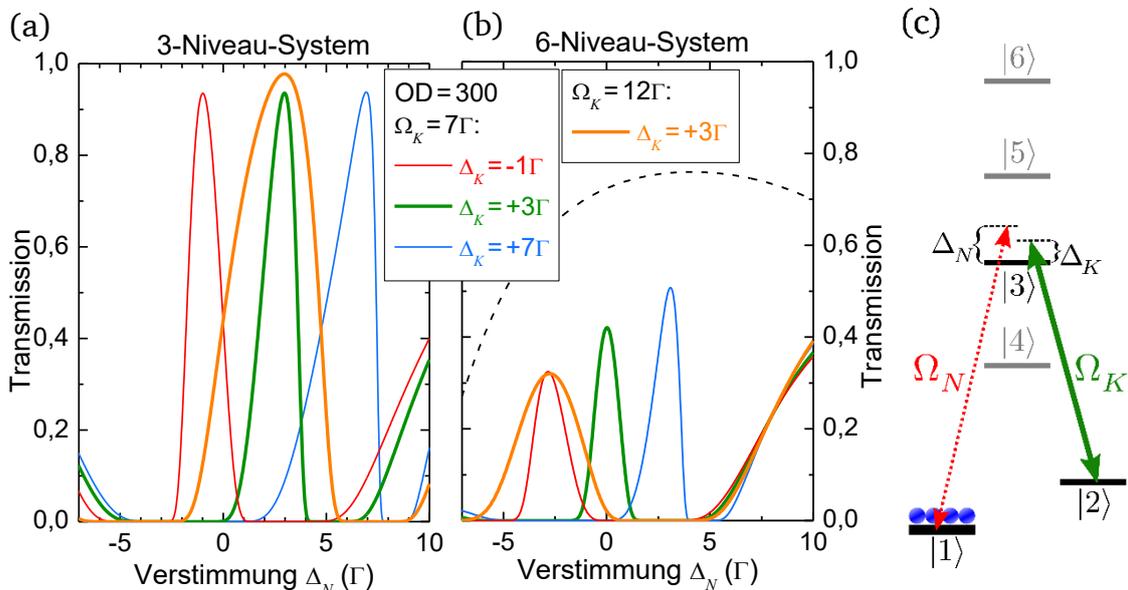


Abbildung 6.2: Simulation von EIT für ein 3-Niveau-System (a) und das komplette 6-Niveau-System (b) und Kopplungsschema (c). Im 6-Niveau-System ist die Transmission auch von der Einphotonen-Verstimmung  $\Delta_K$  abhängig. Eine Erhöhung der Kontroll-Leistung führt zu einer Reduzierung der Transmission. Die gestrichelte schwarze Linie in (b) zeigt die Transmission ohne Kontrollfeld und ohne Zustand  $|3\rangle$ .

Drei-Niveau-Systemen bleibt die maximale Transmission (auf der Zweiphotonen-Resonanz) dabei konstant, also unabhängig von der Einphotonen-Verstimmung [57]. Im hier vorliegenden Fall eines 6-Niveau-Systems bei hoher OD ergibt sich eine Änderung der maximalen Transmission aufgrund der nicht-resonanten Übergänge. Dabei ist insbesondere die Absorption durch den Übergang  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 0\rangle$  relevant, da dort aufgrund von Auswahlregeln kein EIT erzeugt wird. Bei Erhöhung der Kontroll-Rabi-Frequenz und somit Rotverstimmung des Transmissionsfensters, nähert sich dieses dem Übergang  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 0\rangle$ , der nur ca.  $12\Gamma$  von  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$  entfernt ist, was zu einer Erhöhung der nicht-resonanten Absorption führt. Diese überwiegt für EIT bei hoher OD den Einfluss der höheren Kontroll-Rabi-Frequenz auf die Transmission, so dass die Transmission insgesamt abnimmt. Abbildung 6.2 (a) zeigt eine Simulation des Transmissionspektrums bei EIT mit  $OD = 300$  und  $T = 450 \mu\text{K}$  ( $\gamma_{21} \approx \gamma_{FRR} \approx 0,008\Gamma$ ) für ein reines Drei-Niveau-System (schwarze Niveaus im Kopplungsschema in Abb. 6.2 (c)). Bei konstanter Rabi-Frequenz von  $\Omega_K = 7\Gamma$  aber verschiedenen Einphotonen-Verstimmungen des Kontrollfeldes ergeben sich verschiedene EIT-Fenster (rot, grün, blau). Sie werden in der Frequenz verschoben, bleiben in der Amplitude jedoch unverändert. Eine Erhöhung der Kontroll-Rabi-Frequenz auf  $\Omega_K = 12\Gamma$  führt zu einer Verbreiterung und einer leichten Erhöhung des Transmissionsfensters (orange). Abbildung 6.2 (b) zeigt den Fall des hier verwendeten  $^{87}\text{Rb}$  mit allen 6 Niveaus. Die Transmissionsfenster sind insgesamt im Vergleich zu (a) in der Frequenz verschoben (Stark-Verschiebung durch |5) & |6)) und die maximale Transmission ist aufgrund der nicht-resonanten Absorption reduziert (rot, grün, blau). Die schwarz gestrichelte Linie in (b) zeigt die Transmission ohne Kontrollfeld und ohne Zustand |3). Der Verlauf der maximalen Transmission mit EIT (rot, grün, blau) folgt näherungsweise diesem Verlauf, zeigt also den Einfluss der Absorption

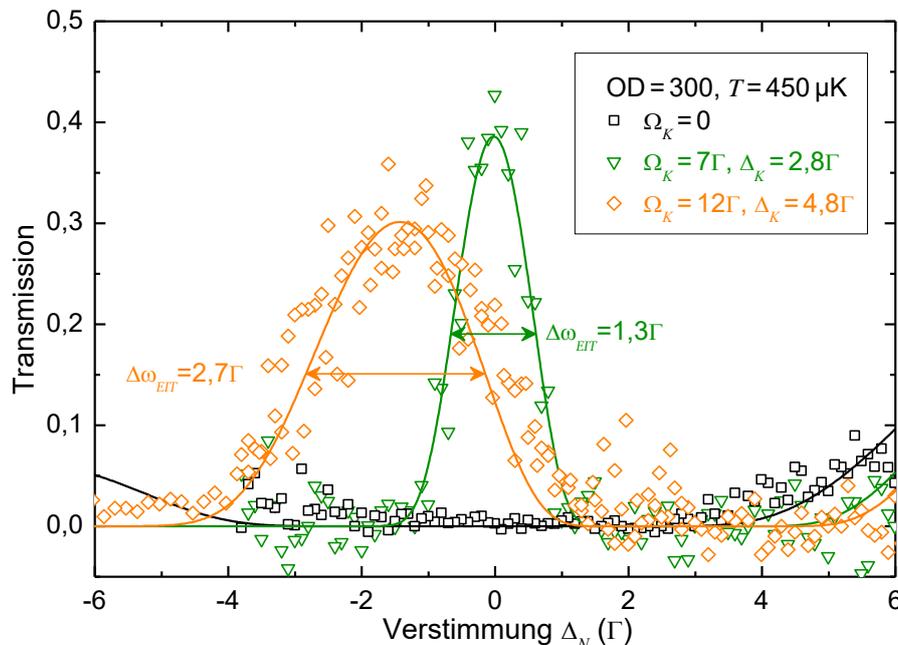


Abbildung 6.3: Messung (Symbole) und Simulationen (Linien) des Transmissionspektrums des Mediums in der HCPCF. Ohne Kontrollfeld (schwarz) mit schwachem Kontrollfeld (grün) und mit starkem Kontrollfeld (orange).

durch die nicht-resonanten Übergänge. Abhängig von der Verstimmung des Kontrollfeldes ist das Transmissionsfenster ebenfalls in der Frequenz verschoben, dabei ist aber die maximale Transmission für Rotverstimmung reduziert, für Blauverstimmung dagegen erhöht. Bei  $\Omega_K = 12\Gamma$  (orange) wird das Transmissionsfenster weiter rotverschoben und die Transmission sinkt entsprechend weiter ab.

Abbildung 6.3 zeigt eine Messung dieses Falls für ein Transmissionspektrum bei konstanter OD von 300(10) einmal ohne Kontrollfeld (schwarz) und mit Kontrollfeld bei zwei verschiedenen Intensitäten. Mit einem Kontrollfeld mit  $\Omega_K = 7,0(2)\Gamma$  entsteht ein schmalbandiges EIT-Fenster mit  $\Delta\omega_{EIT} = 1,3\Gamma$  (grün). Bei stärkerem Kontrollfeld mit  $\Omega_K = 11,8\Gamma$  entsteht ein Fenster mit fast doppelter Halbwertsbreite von  $\Delta\omega_{EIT} = 2,7\Gamma$  aber geringerer maximaler Transmission (orange). Die Stark-Verschiebung wurde dabei nicht vollständig kompensiert. Somit ergibt sich der zuvor beschriebene Fall, dass die maximale Transmission bei Rotverstimmung aufgrund von Absorption durch den Übergang  $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 0\rangle$  reduziert ist. Die Breite des Transmissionsfensters ist ebenfalls geringer als sie für ein 3-Niveau-System wäre. Bei Erhöhung der Kontroll-Rabi-Frequenz von  $7,0\Gamma$  auf  $11,8\Gamma$  müsste die Breite gemäß Glg. (4.29) auf  $3,7\Gamma$  ansteigen. Aus Temperatur und Laserlinienbreite ergibt sich wie zuvor eine Zerfallsrate von  $\gamma_{21} = 0,010(1)\Gamma$ .

### 6.1.3. Einfluss der Temperatur auf EIT

Bei kollinear Strahlführung von Nachweis- und Kontrollstrahl erfahren Atome aufgrund ihrer Bewegung die gleiche Doppler-Verschiebung für beide Felder. Somit ist bei gleichbleibender räumlicher Verteilung der Atome, die Zweiphotonen-Resonanz und damit die Höhe der Transmission bei EIT nicht temperaturabhängig. Beim Medium in der HCPCF ist jedoch die transversale Ausdehnung innerhalb der Dipolfalle und damit in der Faser abhängig von der Temperatur der Atome (siehe Kap. 3.1.4.). Aufgrund der Gauß-förmigen und somit inhomogenen Intensitätsverteilung des Kontrollfeldes variiert die Kontroll-Intensität über die gesamte Dichteverteilung der Atome. Dies führt zu einer inhomogenen Verbreiterung und damit Abnahme der Höhe des Transmissionsfensters. Diese Variation ist für höhere Temperaturen deutlich stärker. Abbildung 6.4 zeigt die simulierte Dichteverteilung der Atome im Dipolfallenpotential in der HCPCF bei  $T = 550\mu\text{K}$  (blau) und bei  $T = 820\mu\text{K}$  (rot).

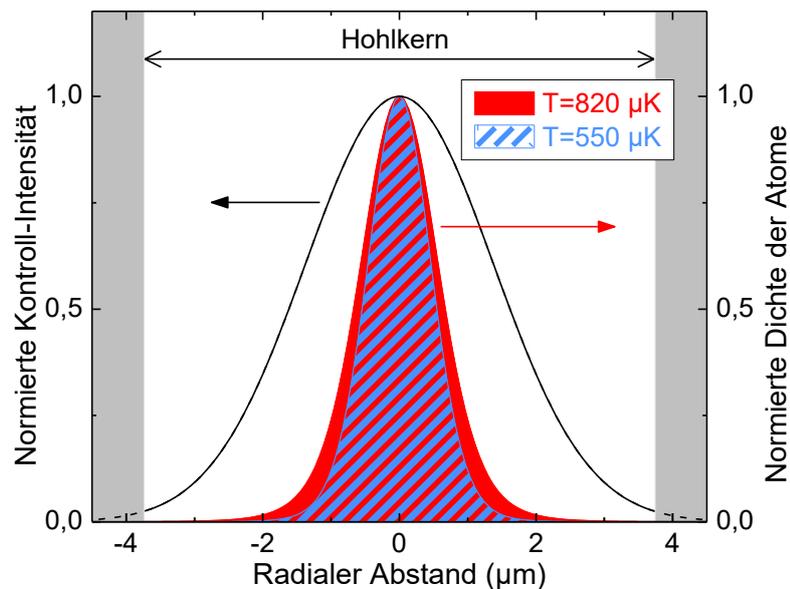


Abbildung 6.4: Simulation der Dichteverteilung der Atome innerhalb der HCPCF für OD = 120 bei  $T = 550\mu\text{K}$  (blau) und bei  $T = 820\mu\text{K}$  (rot). Die schwarze Linie zeigt die Intensitätsverteilung der Strahlen in der HCPCF.

Der  $1/e^2$ -Radius liegt bei jeweils  $1,0\ \mu\text{m}$  und  $1,25\ \mu\text{m}$ . Die schwarze Kurve zeigt die Intensitätsverteilung der Strahlen (und somit des Kontrollstrahls) innerhalb der HCPCF. Die gezeigte Änderung ist gering, genügt aber für eine Änderung der maximalen Transmission um 40 %. Aufgrund der größeren radialen Ausdehnung ist bei erhöhter Temperatur auch eine größere Anzahl an Atomen nötig, um dieselbe Dichte und somit OD zu erreichen. Wie in Abbildung 3.9 erkennbar, ist das Dipolfallenpotential ab einem Abstand von ca.  $1\ \mu\text{m}$  annähernd linear zum radialen Abstand. Das bedeutet gleichzeitig, dass der Durchmesser der Atomwolke in diesem Bereich auch annähernd linear mit der Temperatur  $T$  wächst, d.h. die Fläche und somit die für gleiche Dichte nötige Anzahl mit  $T^2$  (siehe Gleichung (3) in [83]).

Abbildung 6.5 zeigt die Transmission durch das Medium bei einer OD von 120(10) (schwarz  $\triangleq$  ohne Kontrollfeld). Mit schwachem Kontrollfeld mit  $\Omega_K = 2,8(1)\Gamma$  bei einer geringen Temperatur von  $T = 550(50)\ \mu\text{K}$  (blau) ergibt sich ein schmales Transmissionsfenster mit  $\Delta\omega_{EIT} = 0,36(3)\Gamma$ . Bei stärkerem Kontrollfeld mit  $\Omega_K = 7,5(1)\Gamma$  und gleicher Temperatur ergibt sich laut Simulation ein deutlich breiteres Transmissionsfenster mit leicht erhöhter maximaler Transmission (orange gestrichelte Linie). Liegt jedoch zusätzlich eine erhöhte Temperatur von  $T = 820(50)\ \mu\text{K}$  vor, wie in der hier gezeigten Messung offensichtlich der Fall, ist die maximale Transmission deutlich geringer (rot). Hier zeigt sich der Einfluss der inhomogenen Verteilung der Atome, die bei erhöhter Temperatur im gleichen Fallen-Potential zu einer größeren Ausdehnung führt. Der Einfluss durch die Stark-Verschiebung und die leicht erhöhte Zerfallsrate ( $\gamma_{FRR}(T=820\ \mu\text{K}) = 0,01\Gamma$  statt  $\gamma_{FRR}(T=550\ \mu\text{K}) = 0,009\Gamma$ ) sind gering.

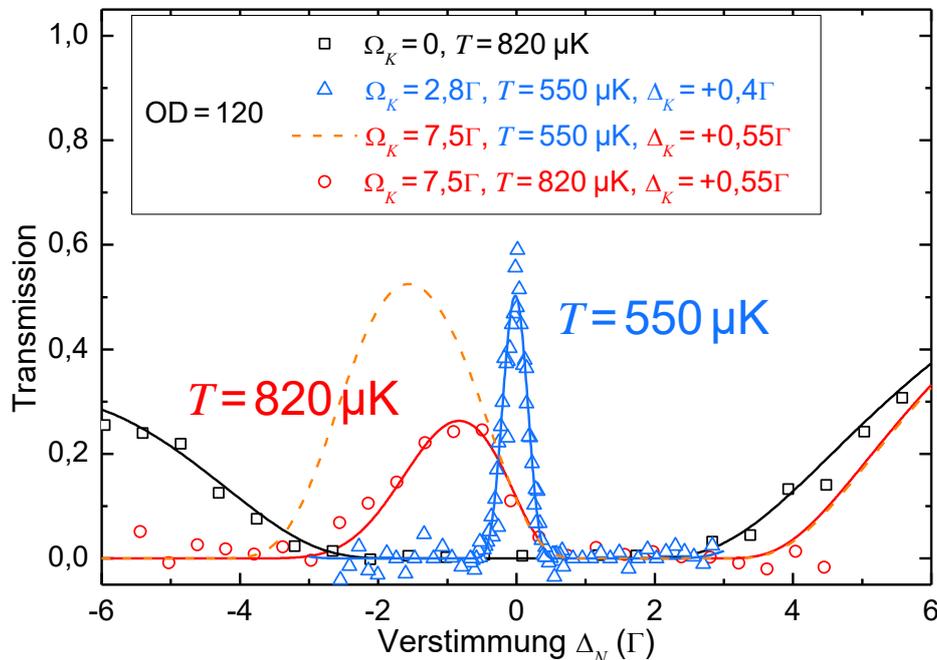


Abbildung 6.5: Messung (Symbole) und Simulationen (Linien) des Transmissionspektrums in der HCPCF ohne Kontrollfeld (schwarz), mit  $\Omega_K = 2,8(1)\Gamma$  und  $\Delta_K = 0,40(5)\Gamma$  bei einer Temperatur von  $T = 550(50)\ \mu\text{K}$  (blau), mit  $\Omega_K = 7,5(1)\Gamma$  und  $\Delta_K = 0,55(5)\Gamma$  (orange gestrichelt) und bei gleicher  $\Omega_K$  aber erhöhter Temperatur von  $T = 820(50)\ \mu\text{K}$  (rot).

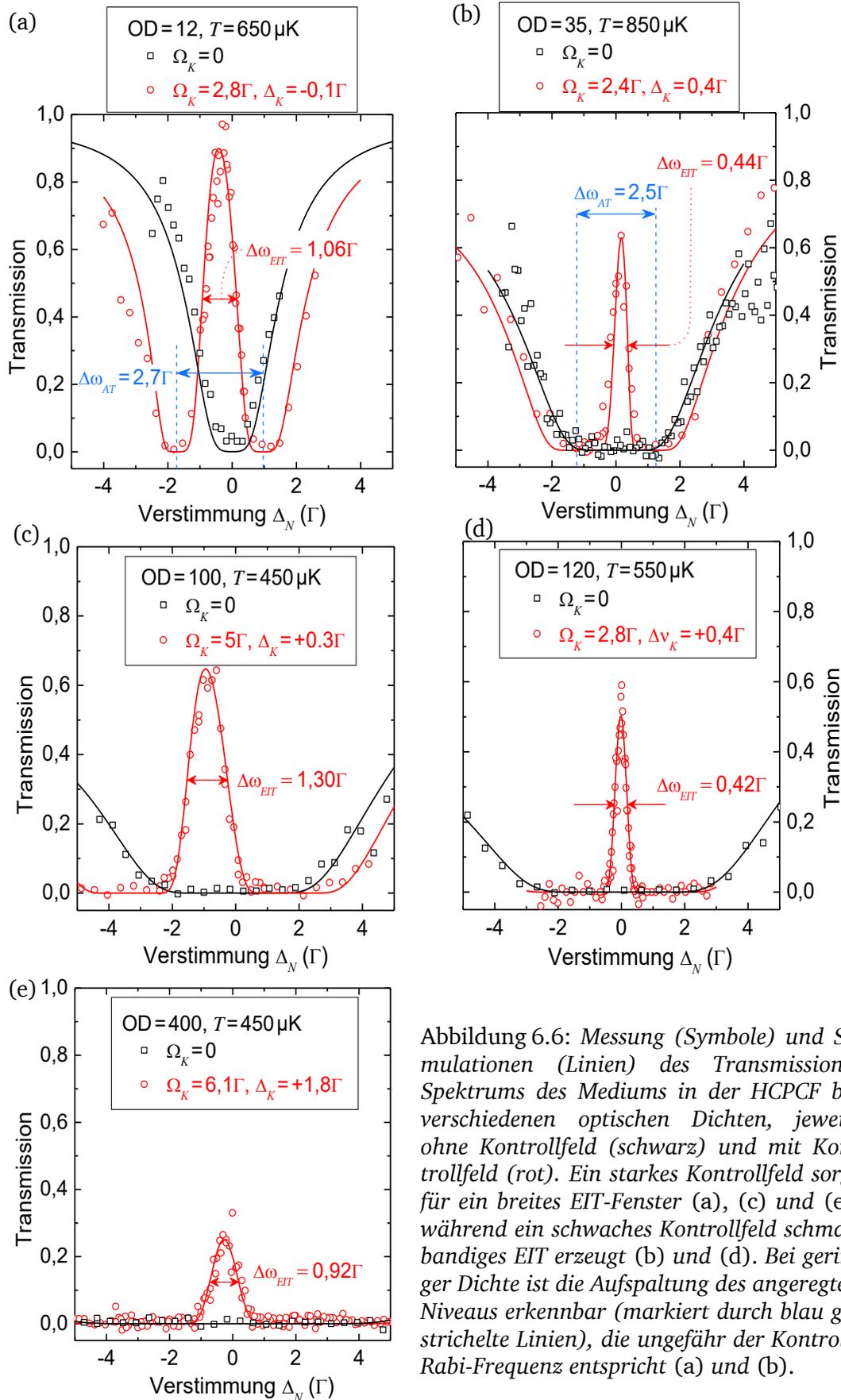


Abbildung 6.6: Messung (Symbole) und Simulationen (Linien) des Transmissions-Spektrums des Mediums in der HCPCF bei verschiedenen optischen Dichten, jeweils ohne Kontrollfeld (schwarz) und mit Kontrollfeld (rot). Ein starkes Kontrollfeld sorgt für ein breites EIT-Fenster (a), (c) und (e), während ein schwaches Kontrollfeld schmalbandiges EIT erzeugt (b) und (d). Bei geringer Dichte ist die Aufspaltung des angeregten Niveaus erkennbar (markiert durch blau gestrichelte Linien), die ungefähr der Kontroll-Rabi-Frequenz entspricht (a) und (b).

#### 6.1.4. EIT bei verschiedenen Parametern

Abbildung 6.6 zeigt Messungen (Symbole) und Simulationen (Linien) des Transmissions-Spektrums des Mediums in der HCPCF bei verschiedenen optischen Dichten und verschiedenen Kontroll-Rabi-Frequenzen, jeweils ohne Kontrollfeld (schwarz) und mit Kontrollfeld (rot). Bei zunehmender OD verbreitert sich der Bereich kompletter Absorption im Fall ohne Kontrollfeld (schwarz). Bei einer OD von 12 zeigt lediglich ein Bereich von ca.  $0,6\Gamma$  vollständige Absorption (a), bei OD = 100 bereits ein Bereich von  $4\Gamma$  (c). Wird die OD vervierfacht auf OD = 400, wird der Bereich doppelt so groß (e). Ein starkes Kontrollfeld sorgt für ein breites EIT-Fenster (a), (c) und (e), während ein schwaches Kontrollfeld schmalbandiges EIT erzeugt (b) und (d). Mit zunehmender OD sinkt auch die maximale Transmission bei EIT, trotz hoher Kontroll-Leistung (a)–(e). Während bei geringer OD noch fast vollständige Transparenz erzeugt wird (a), sinkt die maximale Transmission für eine OD von 400 auf 25 % (e). Bei geringer Dichte ist die Aufspaltung des angeregten Niveaus erkennbar (*Autler-Townes-Aufspaltung*, blau gestrichelte Linien), deren Größe ungefähr der Kontroll-Rabi-Frequenz entspricht (a) und (b).

## 6.2. Langsames Licht in der HCPCF

Durchläuft ein schwacher Lichtpuls ein Medium unter EIT-Bedingungen, so ist dessen Gruppengeschwindigkeit  $v_{gr}$  abhängig von der Stärke des Kontrollfeldes  $\Omega_K$  und der OD des Mediums (siehe Kap. 4.5). Er erfährt im Vergleich zu einem Puls, der durch Vakuum läuft, eine Verzögerung  $\tau_v$  (Glg. (4.32)). Daher bietet die Realisierung von langsamem Licht und die Messung von  $\tau_v$ , die in diesem Kapitel dargestellt werden, eine Möglichkeit, die OD zu bestimmen und die idealen Bedingungen für Lichtspeicherung und SLPs zu finden. Die hier erreichten  $v_{gr} \approx c/10^4$  liegen drei Größenordnungen unter den Werten, die in anderen Forschungsgruppen nachgewiesen wurden [66]. Die Messungen stellen aber die erste Untersuchung von langsamem Licht in einem eindimensionalen Medium mit OD > 30 dar.

### 6.2.1. Zeitliche Modulation des Nachweisstrahls

Die Erzeugung von Nachweispulsen für die Experimente mit langsamem Licht, Lichtspeicherung und SLPs erfolgt mit dem beschriebenen AOM 1 (siehe Kap. 3.2.1) bei fester Frequenz. Hierfür wird die Amplitude des AOM-Treibers mit einem zeitlich Gauß-förmigen Spannungssignal von einem Arbiträr-Funktionsgenerator (*arbitrary waveform generator*, AWG, Typ 33120A von HP) gesteuert und wird vom Mess-PC ausgelöst. Die zeitliche Länge des Pulses ist dabei nach unten durch die Anstiegs- und Abfallzeiten des Treibers und die Laufzeit der Schallwelle durch den AOM-Kristall (bei Fokussierung des Strahls) auf ca. 150 ns (volle Halbwertsbreite) beschränkt.

### 6.2.2. Zeitaufgelöste Detektion des Nachweispulses

Der zeitlich Gauß-förmige Nachweispuls muss zeitaufgelöst detektiert werden. Hierfür wird jedes Messfenster, in dem die ODT für 1 bis  $3\mu\text{s}$  deaktiviert ist (siehe Kap. 3.1.8), in *Gatter* von 60 bis 100 ns Länge unterteilt. Diese sind nur eine halbe Breite zueinander versetzt und überlappen sich somit. Aus der Anzahl der in diesen

Gattern detektierten Photonen wird die Intensität ermittelt. Jeder Datenpunkt hat damit eine zeitliche Unsicherheit von einer Gatter-Länge. Der Überlapp der einzelnen Gatter erhöht lediglich die Anzahl der Messpunkte um den Faktor zwei, was den Vergleich mit der Simulation genauer macht. Dies ist besonders bei kurzen Pulsen von 150 ns Länge wichtig. In einem Gatter mit einer Länge von 60 ns können aufgrund der Totzeit nur maximal 2 Photonen detektiert werden. Noch kürzere Gatter würden das Auflösungsvermögen des Detektors für die Intensität weiter reduzieren. Die Anzahl der Photonen pro Gatter wird auch hier von der Zählerkarte ermittelt. Dabei kann pro Ladezyklus nur ein einziges Gatter pro Messfenster erfasst werden. Somit wird vor

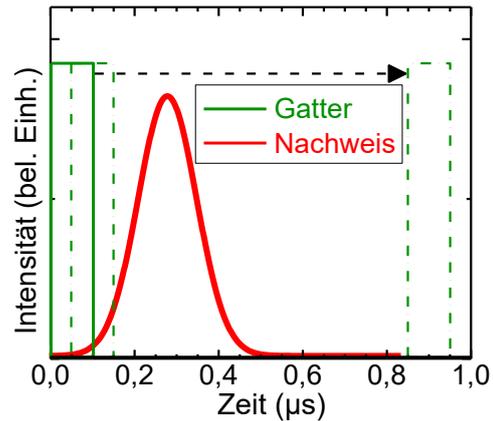


Abbildung 6.7: Ablauf der Detektion eines Pulses. Die Gatter werden bei jeder Messung um eine halbe Breite verschoben.

jedem Ladezyklus die zeitliche Position des Gatters um die Hälfte seiner Länge verschoben. Dies ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Ein Messfenster von 1 (bzw. 3)  $\mu\text{s}$  Länge muss somit auf 33 (bzw. 100) Ladezyklen aufgeteilt werden. (Eine Erfassung von mehreren Gattern pro Messfenster führte im Test zu Problemen mit der verwendeten Zählerkarte. Hier könnte durch Lösung der Probleme die Messdauer um einen Faktor 33–100 reduziert werden.) Als Alternative wurde im Laufe dieser Arbeit ein Echtzeit-Verfahren zur Messung entwickelt. Statt mit der Zählerkarte werden dabei die TTL-Signale mit einem Speicher-Oszilloskop (Typ DSO1014A von AGILENT) aufgenommen und per Software ausgewertet. Die Messfenster werden dabei ebenfalls in Abschnitte von 60 ns Länge unterteilt, was aber nur per Software in der Auswertung erfolgt. Somit genügt ein einzelner Ladezyklus, um den gesamten, zeitlichen Verlauf des Signals zu ermitteln. Dies erlaubt insbesondere eine Justierung des Experiments während einer laufenden Messung auf maximale Effizienz bzw. Transmission. Dieses Verfahren ist aber nur eingeschränkt nutzbar. Um die TTL-Signale auflösen zu können, ist eine zeitliche Auflösung von 20 ns nötig (die Zählerkarte hat eine zeitliche Auflösung von 12,5 ns). Bei dieser Auflösung ist der maximale Erfassungsbereich des Oszilloskops auf 200  $\mu\text{s}$  ( $\cong 2 \times 25$  Messfenster) beschränkt. Ein größerer Bereich würde mehr Mittelungen erlauben, verfügt aber nicht über die nötige Auflösung. Die reduzierte Anzahl an erfassten Messfenstern kann durch Wiederholung des Ladezyklus ausgeglichen werden. Insgesamt wird eine Mittelung über 1250 Messungen pro Datenpunkt für den gesamten Puls schon nach 50 Ladezyklen ( $\cong$  ca. 65 s) erreicht, statt nach 1000 mit der Zählerkarte.

Das Auftreten von einzelnen Photonen gemäß der Poisson-Verteilung sorgt für große Schwankungen bei der Detektion, sofern wie hier nur bis zu zwei Photonen pro Gatter detektiert werden können. Dies führt zu vergleichsweise großen Unsicherheiten bei der detektierten Intensität und somit der Bestimmung der Amplitude des gemessenen Pulses. Deshalb ist eine große Anzahl von Mittelungen nötig (im Experiment typischerweise  $>200$ ), um die Unsicherheiten zumindest unterhalb von 10 % der Amplitude zu halten. Die statistischen Schwankungen der Messwerte (Standardabweichung  $\sigma$ ) werden ebenfalls in jeder Messung ermittelt

und geben zusammen mit der Anzahl  $N$  der Messungen Auskunft über die Unsicherheit des ermittelten Mittelwertes  $\mu$ , indem gilt  $\Delta\mu = \sigma/\sqrt{N}$ .

Beim Nachweis von langsamem Licht, Lichtspeicherung und SLP treten aufgrund der geringen Transmission oder Effizienz auch sehr geringe Intensitäten auf. Dabei genügt die Spannweite der detektierbaren Leistung nicht aus, um Eingangssignal (ohne Medium) und Messsignal (mit Medium) auf gleiche Weise zu detektieren. Insbesondere die kurzen Gatter, in denen maximal zwei Photonen detektiert werden können, beschränken die detektierbare Pulsenergie auf den Bereich von 1 Photon (in einem einzigen von 50 Gattern) und 200 Photonen (zwei in jedem Gatter). Signale, die mehr als diese zwei Größenordnungen schwächer als der Eingangspuls sind, sind daher gar nicht auflösbar. Um auch noch ein Signal mit 0,5 % Effizienz oder weniger nachweisen zu können, wird die Leistung auf bis zu 700 pW erhöht. Dies entspricht bereits einer Rabi-Frequenz von  $0,67\Gamma$ . Dabei wird aber stets das Verhältnis  $\Omega_K/\Omega_N \geq 5$  eingehalten. Um auch den starken, einfallenden Puls ohne Medium detektieren zu können, wird dieser mit einem Filter bekannter Transmission vermessen. Dieses Verfahren wurde bei der Messung von stationären Lichtpulsen angewendet. Die Messung erfolgt zeitlich vor oder nach der eigentlichen Messung (Abstand bis zu 30 min.) und ist somit anfällig für Schwankungen in der Ausgangsleistung des Lasers und besonders der Transmission des Etalons. Im Laufe dieser Arbeit wurde diese Referenz-Messung daher in die eigentliche Messung integriert, was bei den hier gezeigten Messungen zu langsamem Licht und Lichtspeicherung verwendet wurde. Durch Änderung des Steuersignals für AOM 1 wird die Leistung des Nachweispulses in der Referenz-Messung um einen festen Betrag reduziert, der zu Beginn jeder Messreihe überprüft wird. Die Messungen mit und ohne Medium können nun zu jedem Ladezyklus abwechselnd und somit für jeden Datenpunkt nahezu zeitgleich erfolgen.

### 6.2.3. Verzögerung und Kompression des Pulses

Die Abfolge der Messsequenz ist identisch zu der zuvor beschriebenen. Statt eines kontinuierlichen Nachweisfeldes wird nun aber in jedem Messfenster ein Nachweispuls mit Gauß-förmigem Zeitverlauf eingestrahlt. Dessen Erzeugung und Detektion zuvor in Kap. 3.1.9 beschrieben wurde. Durch Vergleich mit der Messung ohne Atome lässt sich dessen Verzögerung  $\tau_v$  bestimmen. Abbildung 6.8 zeigt eine Messung von langsamem Licht bei einer OD von 120(10) mit  $\Omega_K=3,7(1)\Gamma$ . Der Nachweispuls mit Halbwertsbreite von  $\Delta t_N = 155(10)$  ns und einer maximalen Leistung von 275(40) pW (bestehend aus ca. 245 Photonen) durchläuft das Medium ohne Atome unbeeinflusst (schwarz). Mit Atomen wird er um 310(10) ns verzögert, leicht verbreitert und zum Teil absorbiert (rot), so dass nur noch  $\eta=52\%$  (Pulsfläche) des Signals detektiert werden. Der Puls wird um ca. eine Pulslänge verzögert, d.h. der erste Teil des Pulses verlässt das Medium erst dann, wenn der eingestrahlte Puls endet (bei  $t \approx 500$  ns). Dies bedeutet, dass sich nahezu der gesamte Puls zu diesem Zeitpunkt im Medium befindet. Dies ist eine wichtige Voraussetzung für eine effektive Speicherung des Pulses, da nur so alle Anteile des Pulses in eine atomare Kohärenz im Medium überführt werden können. Die gleiche Bedingung gilt für einen kompletten Transfer des Pulses in einen SLP.

Abbildung 6.9 (a) zeigt langsames Licht mit dem einfallenden Nachweispuls (schwarz) und dem verzögerten Signalpuls (rot) bei OD = 190(10),

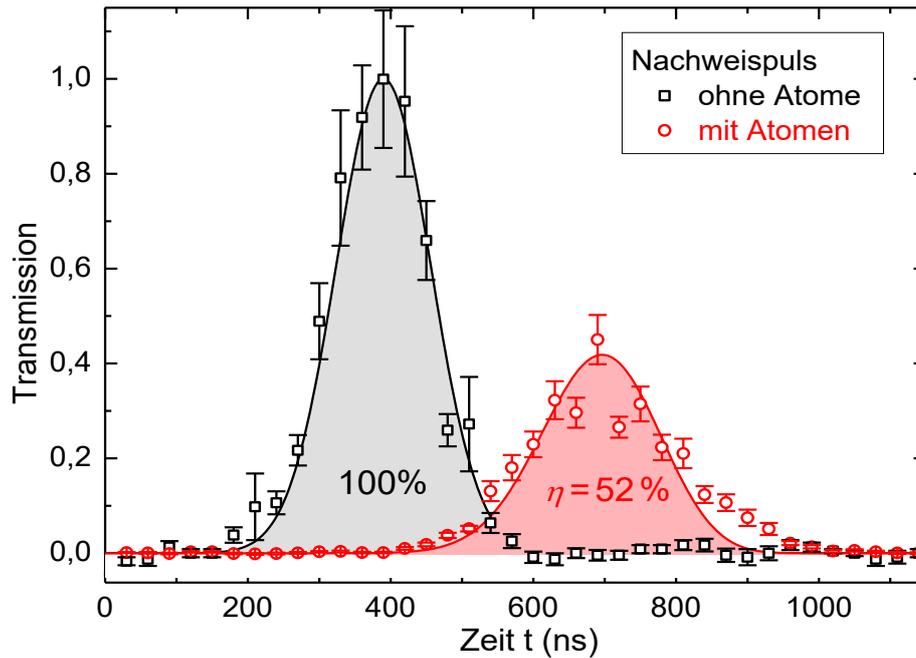


Abbildung 6.8: Messung (Symbole) und Simulation (Linien) von langsamem Licht in der HCPCF bei  $OD=120(10)$ ,  $T=500(50)\mu\text{K}$ ,  $\Omega_K=3,7(1)\Gamma$  und  $\Delta_K=0,8\Gamma$ . Der Nachweispuls (schwarz) wird im Medium um nahezu eine Pulsbreite verzögert (rot).

$T = 580(50)\mu\text{K}$ ,  $\Omega_K = 4,6(1)\Gamma$  und  $\Delta_K = 0,45\Gamma$ . (b) zeigt das dazugehörige Transmissionsspektrum (blau). Die Simulationen (Linien) beider Messungen wurden mit den gleichen Parametern erstellt und zeigen beide eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten. Die OD lässt sich somit auch alleine aus der Messung von langsamem Licht bestimmen. Aufgrund des kurzen Nachweispulses ( $\Delta t_N = 104(10)$  ns) mit einer spektralen Breite von  $\Delta\omega_N = 0,70(7)\Gamma$  ergibt sich bei einer EIT-Fensterbreite von ebenfalls nur  $\Delta\omega_{EIT} = 0,77\Gamma$  nur eine Transmission von  $10(3)\%$  statt der im Spektrum maximalen Transmission von  $38(4)\%$ .

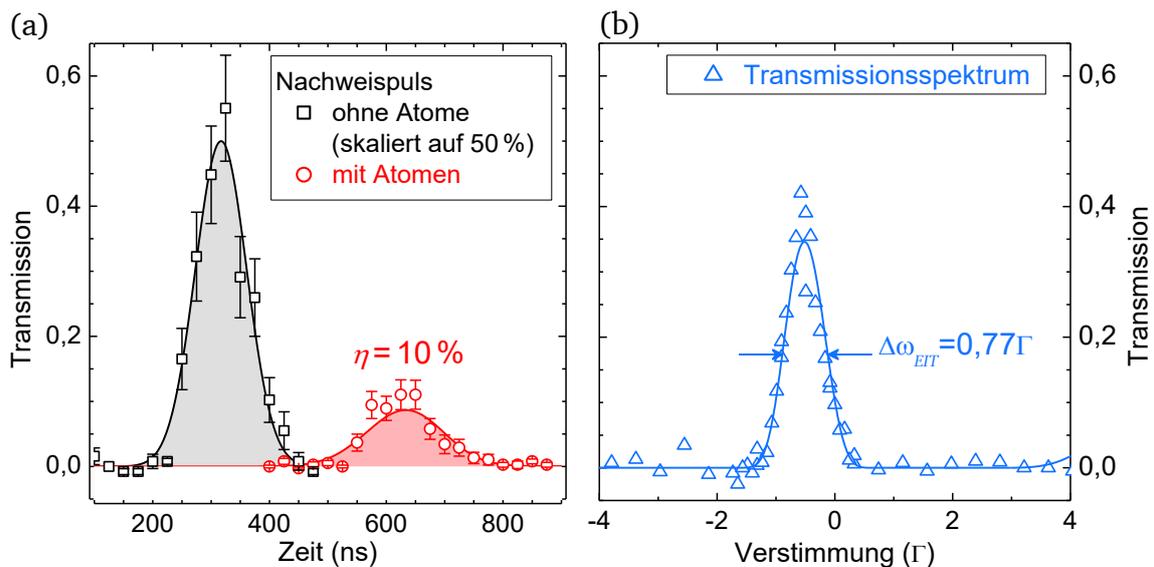


Abbildung 6.9: Messung (Symbole) und Simulation (Linien) von (a) langsamem Licht und (b) dem dazugehörigen Transmissionsspektrum bei  $OD=190(10)$ ,  $T=580(50)\mu\text{K}$ ,  $\Omega_K=4,6(1)\Gamma$  und  $\Delta_K=0,45\Gamma$ .

### 6.2.4. Langsames Licht in Abhängigkeit der optischen Dichte

Bei bekannter Rabi-Frequenz des Kontrollfeldes kann der Betrag der Verzögerung verwendet werden, um die OD des Mediums zu bestimmen (Glg. (4.32)). Abbildung 6.10 zeigt eine Messung von langsamem Licht in der HCPCF bei konstanter Rabi-Frequenz von  $\Omega_K = 3,8(1)\Gamma$  aber unterschiedlicher optischer Dichte von 33 bis 240 mit  $T = 575(75) \mu\text{K}$ . (a) Der schwache, Gauß-förmige Nachweispuls (schwarz, maximale Leistung 640(70) pW) durchläuft die Faser ohne Atome ohne Verzögerung und dient hier als Referenz. Mit Atomen in der Faser wird der Puls verzögert (farbige Symbole). Der Betrag der Verzögerung  $\tau_v$  ist dabei linear abhängig von der OD des Mediums (b) und erreicht beim Fall von OD = 240 nahezu das Doppelte der Pulslänge (grün in (a)). Durch Vergleich mit Simulationen (Linien) kann die OD des Mediums auf einfache Weise bestimmt werden, ohne dass ein komplettes Spektrum aufgenommen werden muss. Die Rabi-Frequenz des Kontrollfeldes wird dabei mittels Messung dessen Leistung und bekanntem Strahldurchmesser ( $5,5 \mu\text{m}$ ) ermittelt. Die so ermittelten Werte der OD stimmen im Rahmen der Messunsicherheiten mit den Werten überein, die mittels EIT-Spektrum ermittelt wurden (siehe Beispiel in Kap. 6.2.1). Mit zunehmender OD wird der Puls nicht nur stärker verzögert, sondern auch stärker abgeschwächt. Während der Puls unter EIT-Bedingungen durchs Medium läuft, werden DZPs erzeugt (siehe Kap. 4.4.1), die neben dem Licht-Anteil auch einen Anteil von atomarer Kohärenz haben, welche durch dekohärente Effekte reduziert werden. Der Licht-Anteil erfährt Absorption, besonders durch nicht-resonante Übergänge (siehe Kap. 1.2.1). Der Nachweispuls hat eine zeitliche Halbwertsbreite von  $\Delta t_N = 156(9) \text{ ns}$  (deutlich länger als die Zerfallszeit des angeregten Zustands) und somit eine spektrale Halbwertsbreite von  $\Delta\omega_N = 0,47(3)\Gamma$ . Das Transmissionsfenster durch EIT wurde so gewählt, dass (je nach Rabi-Frequenz des Kontrollfeldes) die Bedingung  $1,2\Gamma \geq$

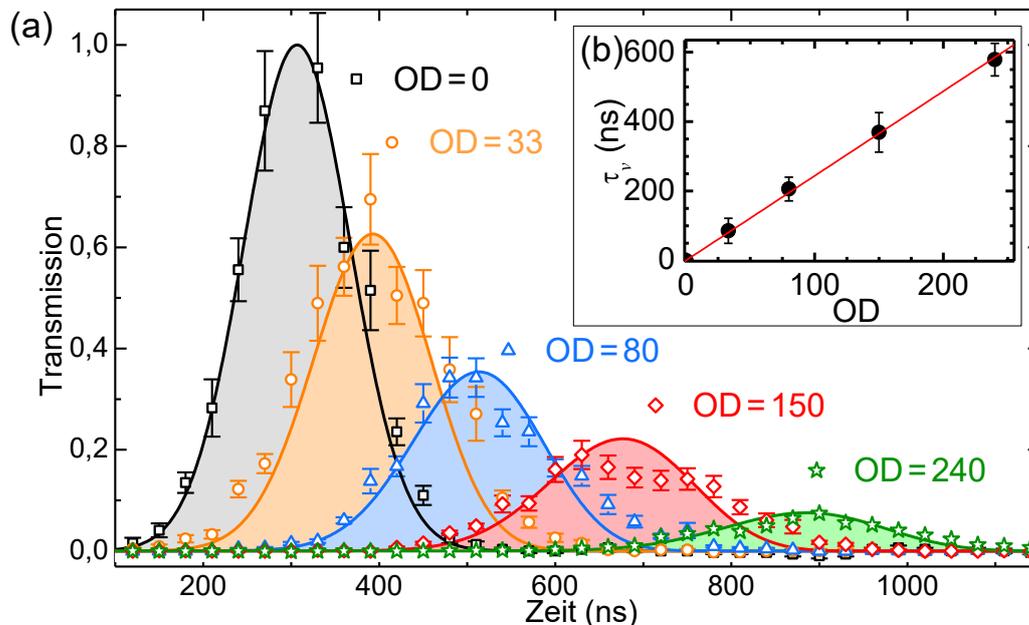


Abbildung 6.10: (a) Messung (Symbole) und Simulation (Linien) von langsamem Licht in der HCPCF bei konstantem  $\Omega_K = 3,8(1)\Gamma$  für verschiedene optische Dichten. Der Nachweispuls (schwarz) durchläuft die leere Faser ohne Verzögerung. Mit Atomen wird er verzögert (farbige Symbole). (b) Die resultierende Verzögerung  $\tau_v$  ist linear abhängig von der OD.

$\Delta\omega_{EIT} \geq 0,5\Gamma \approx \Delta\omega_N$  gilt, um die Verluste durch Absorption gering zu halten. Abbildung 6.11 zeigt eine Simulation der Transmissions-Spektren für die gezeigte Messung mit langsamem Licht für die beiden Grenzfälle  $OD = 33$  (orange) und  $OD = 240$  (grün). In beiden Fällen liegt auch unter EIT-Bedingungen keine vollständige Transmission vor. Hier zeigt sich die Absorption durch die nicht-resonanten Übergänge (siehe Kap. 1.2.1). Auch mit höheren Rabi-Frequenzen des Kontrollfeldes lässt sich die Transmission nicht wesentlich erhöhen (siehe Kap. 6.1.2). Die schwarzen Kreise zeigen beide den Nachweispuls. Er ist zur besseren Vergleichbarkeit der spektralen Breiten auf das Maximum der jeweiligen Transmissionskurve normiert. Die spektrale Bandbreite des Nachweispulses liegt im Fall von  $OD = 33$  (orange) bei 40 % der Breite des EIT-Fensters. Dies führt bereits zur Absorption einiger Frequenzanteile, so dass die Amplitude des transmittierten Signals auf 0,63 sinkt. Gleichzeitig kommt es aber zur zeitlichen Verbreiterung des Pulses auf 189(2) ns (orange in Abb. 6.10). Damit hat sich die Pulsfläche insgesamt nur auf 76 % reduziert. Im Falle von  $OD = 240$  (grün) sind Puls- und Fensterbreite nahezu identisch. Der Puls wird auf 7(1) % seiner Amplitude abgeschwächt und auf 244(2) ns verbreitert, was eine Pulsfläche von 11(1) % ergibt. Dies ist nur 60 % der für einen kontinuierlichen Strahl möglichen Transmission (siehe Maximum der grünen Kurve) und liegt damit nahe dem theoretischen Wert für eine Faltung von zwei identischen Gauß-Kurven von  $1/\sqrt{2} \cong 71\%$ . Während der Zerfall durch  $\gamma_{LB} = 0,001(1)\Gamma$  vernachlässigt werden kann, liegen die Anteile  $\gamma_{FRR} = 0,009(1)\Gamma$  (durch die Temperatur von 575(50)  $\mu\text{K}$ ) und  $\gamma_{inh} = 0,037(3)\Gamma$  (durch die Temperatur und das Kontrollfeld) deutlich höher und sorgen für eine deutliche Abschwächung des Pulses.

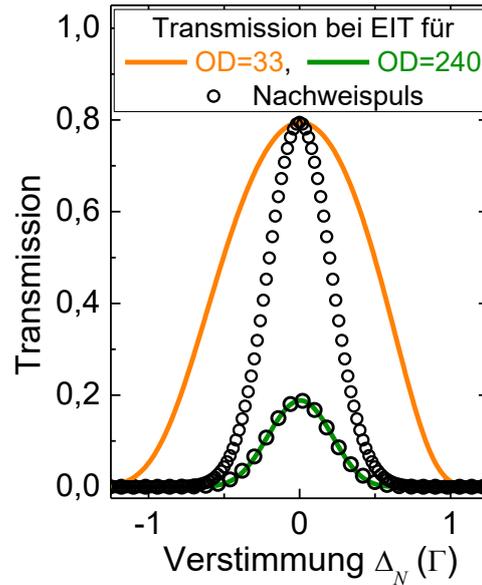


Abbildung 6.11: Simulation der Transmission für die in Abb. 6.10 gezeigte Messung mit langsamem Licht. Die schwarzen Kreise zeigen den Nachweispuls, jeweils normiert.

### 6.2.5. Langsames Licht in Abhängigkeit der Kontrollfeldstärke

Alternativ zur Variation der optischen Dichte kann auch die Stärke des Kontrollfeldes variiert werden, um die Verzögerung zu beeinflussen. Abbildung 6.12 zeigt eine Messung bei konstanter  $OD$  von 135(5) und verschiedenen Rabi-Frequenzen von  $2,4\Gamma \leq \Omega_K \leq 5,4\Gamma$  unter ansonsten gleichen Bedingungen wie in der Messung zuvor. Der Nachweispuls ohne Atome (schwarz) dient wieder als Referenz. Je geringer  $\Omega_K$ , desto größer ist die Verzögerung mit Atomen (farbige Symbole). Auch hier sorgen  $\gamma_{FRR} = 0,008(1)\Gamma$  (durch die Temperatur von  $T = 450(50) \mu\text{K}$ ) und die inhomogene Verbreiterung  $0,006(1)\Gamma \leq \gamma_{inh} \leq 0,03(1)\Gamma$  (durch Temperatur und Kontrollfelder) für eine deutliche Abschwächung. Dabei sorgt eine Reduzierung von  $\Omega_K$  zwar für eine geringere effektive Dekohärenz, gleichzeitig reduziert sich aber die Transmission durch das Medium in stärkerem Maße.

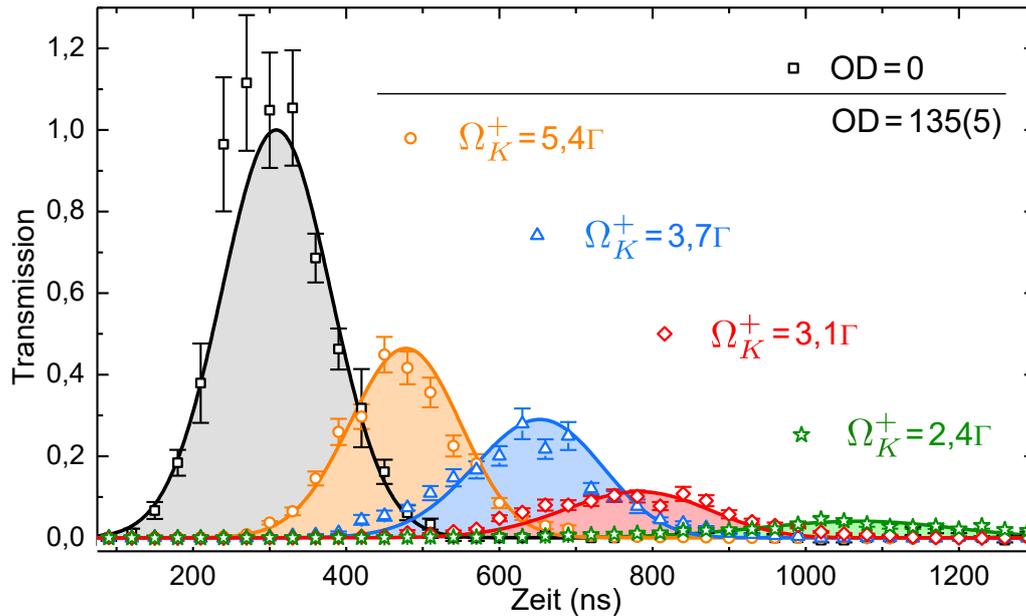


Abbildung 6.12: Messung (Symbole) und Simulation (Linien) von langsamem Licht in der HCPCF bei  $OD = 135(5)$  für verschiedene Rabi-Frequenzen des Kontrollfeldes. Der Nachweis-puls (schwarz) durchläuft die Faser ohne Atome ohne Verzögerung. Mit Atomen wird er abhängig vom Kontrollfeld verzögert (farbige Symbole).

### 6.3. Lichtspeicherung in der HCPCF

Die Speicherung eines Lichtpulses [15–17] in der kohärenten Anregung eines atomaren Ensembles lässt sich in zukünftigen Quanten-Netzwerken als Zwischenspeicher und Quanten-Repeater einsetzen [12,13]. In diesem Kapitel wird die Realisierung von Lichtspeicherung zum ersten Mal innerhalb einer Hohlleiter dargestellt. Sie dient dabei auch der Bestimmung der Dekohärenz und weiterer begrenzender Eigenschaften, die bei der Realisierung von SLPs eine Rolle spielen werden.

#### 6.3.1. Minimierung äußerer Magnetfelder

Wie in Kap. 4.6 beschrieben, kann es neben der exponentiellen Abnahme der Amplitude des Signalpulses über der Zeit auch zu Oszillationen (De- bzw. Rephasierung) kommen. Ursache hierfür ist ein konstantes, äußeres Magnetfeld, das zur Aufspaltung der beteiligten Zeeman-Zustände führt. Um eine hohe Lichtspeichereffizienz zu erreichen, müssen solche Felder kompensiert werden. Dabei bietet die Schwebungsfrequenz des Signals eine Möglichkeit, die Stärke des vorliegenden Magnetfeldes  $B$ , das kompensiert werden muss, zu bestimmen [177] (Glg. (4.35)).

Abbildung 6.13 zeigt ein Beispiel der Lichtspeicherung mit Dunkel-Zustands-Schwebung. Gezeigt sind die Amplituden der ausgelesenen Signalpulse (schwarz) aufgetragen über der Speicherzeit. Sie sind als relative Effizienz angegeben, bezogen auf das Maximum ohne Speichervorgang. Sie nehmen exponentiell ab (rot) und zeigen zugleich eine Oszillation mit einer Frequenz von ca.  $2\pi \cdot 800$  kHz. Um die Stärke des Magnetfeldes zu bestimmen, wird ein weiteres, bekanntes Magnetfeld mittels Helmholtz-Spulen angelegt und die Schwebungsfrequenz bestimmt.

Abbildung 6.14 (a) zeigt die Amplituden der ausgelesenen Signale bei vier unterschiedlichen Magnetfeldstärken. Trotz der geringen zeitlichen Auflösung ist die

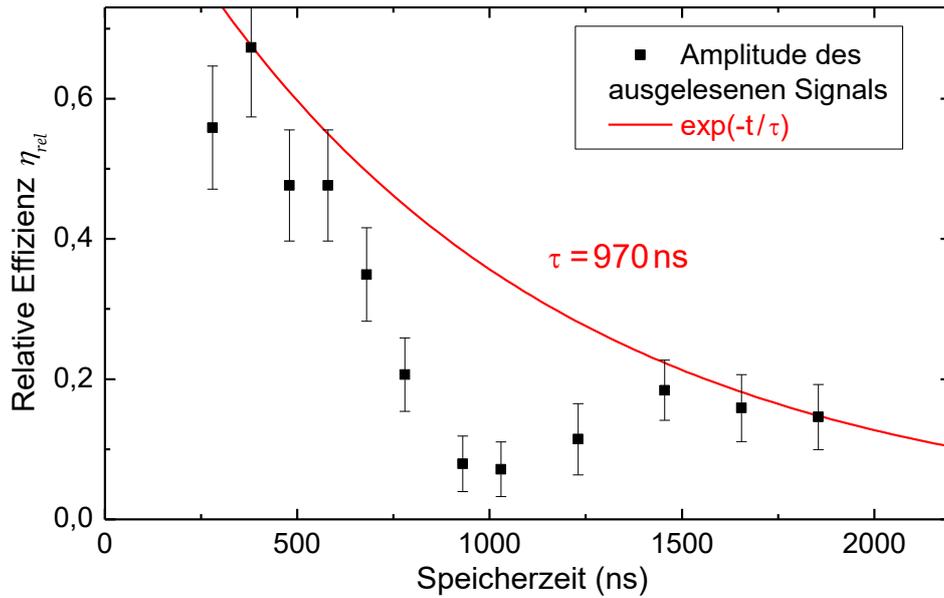


Abbildung 6.13: Beispiel für die DZ-Schwebung. Die Amplituden der ausgelesenen Signalpulse (schwarz) zeigen neben dem exponentiellen Abfall (rot) auch eine Oszillation.

Schwebung erkennbar und deren Frequenz (aufgetragen in Abb. 6.14 (b)) lässt sich mit Glg. (4.35) in eine Magnetfeldstärke umrechnen (mit  $n = 2$ ). Da sich dieses Magnetfeld aus der Summe von unbekanntem und angelegtem Magnetfeld ergibt, ist es linear zu letzterem und sein Verlauf (rot) zeigt die Verschiebung zum angelegten Feld (blau) durch das unbekannte Magnetfeld mit  $B \approx -0,49 \text{ G}$ . Liegt das gleiche Magnetfeld in Gegenrichtung als Kompensation an, so sollte keine Schwebung auftreten (Schnittpunkt der roten Gerade mit der Abszisse).

Dieser Prozess kann für alle drei Raumachsen wiederholt werden, um beste-hende Magnetfelder zu kompensieren. Nach ungefähre Bestimmung des Feldes erfolgt eine genaue Einstellung über die Messung der Amplitude bei einer festen

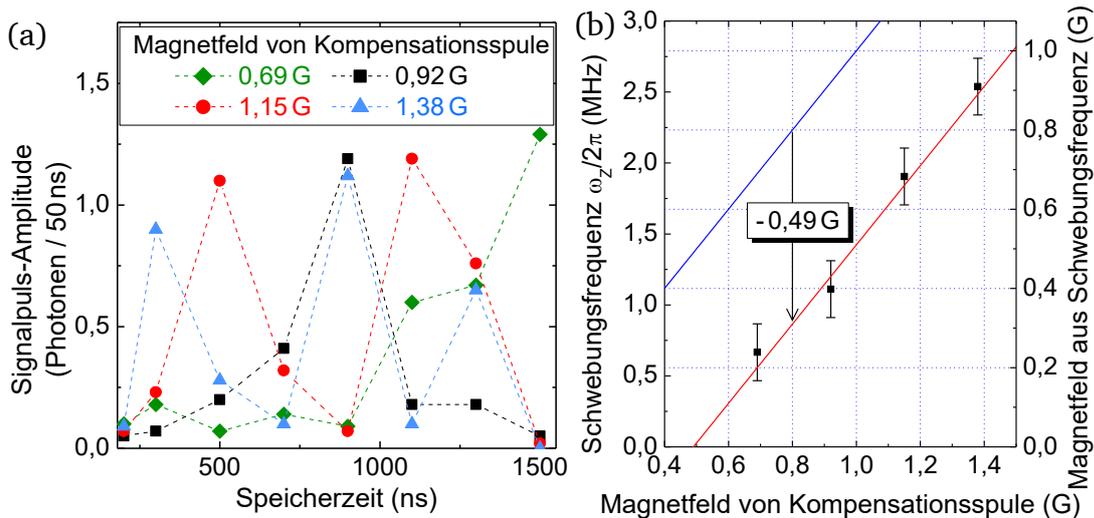


Abbildung 6.14: (a) Ein weiteres Beispiel für die DZ-Schwebung. Die Amplitude des ausgelesenen Signalpulses oszilliert über der Speicherzeit mit einer Frequenz abhängig vom Magnetfeld. (b) Aus der Schwebungsfrequenz (schwarz, linke Achse) lässt sich das Magnetfeld in der Faser abschätzen (dazu proportionale rechte Achse). Der Verlauf ist näherungsweise linear und zum angelegten Feld (blaue 1:1-Gerade) um  $-0,49 \text{ G}$  verschoben.

Speicherzeit. Auf diese Weise konnten die Magnetfelder ausreichend kompensiert werden, um den eigentlichen exponentiellen Abfall der Effizienz zu messen.

Da der Transfer der Atome in die Faser ein anderes Magnetfeld erfordert als zur Kompensation der äußeren Felder nötig ist (der Abstand zwischen Mess-Ort und Fasereingang beträgt einige mm), werden neben dem Magnetfeld in vertikaler Richtung (zur Verschiebung der Atome, siehe Kap. 3.1.1) auch die Magnetfelder in horizontaler-Richtung zeitlich gesteuert. Das kompensierende Magnetfeld muss täglich überprüft und leicht korrigiert werden, um die Dephasierung ausreichend zu minimieren. Als Ausgangswerte der Feldstärken für eine genaue Einstellung haben sich am Experiment folgende Werte ergeben. Für die Vertikale:  $B_z = 0,23$  G; für die Horizontale entlang der langen Achse des Tisches:  $B_y = 0,06$  G; und für die andere Horizontale:  $B_x = 1,1$  G. Sofern durch Präparation nur ein Zeeman-Zustand besetzt ist, sollte keine DZ-Schwebung auftreten. Diese Präparation ist aber aufgrund der doppelbrechenden HCPCF aktuell nicht möglich.

### 6.3.2. Lichtspeicherung mit optimierten Bedingungen

Um einen Lichtpuls im Medium zu speichern, wird dieser zunächst bei konstantem Kontrollfeld eingestrahlt, damit er das Medium mit geringer Absorption passieren kann, wobei die Gruppengeschwindigkeit reduziert ist. Befindet sich der Puls aufgrund der Kompression bei langsamem Licht räumlich „komplett“ im Medium, wird das Kontrollfeld ausgeschaltet, somit der Puls vollständig gestoppt und seine Information in einer Kohärenz von zwei Zuständen der Atome gespeichert. Diese kann nach einer gewissen Speicherzeit wieder in ein Lichtfeld überführt werden, indem das Kontrollfeld wieder eingeschaltet wird.

Abbildung 6.15 zeigt Lichtspeicherungen in den Atomen innerhalb der HCPCF. Bei konstant aktivem Kontrollfeld (orange, gestrichelt) kann der Gauß-förmige

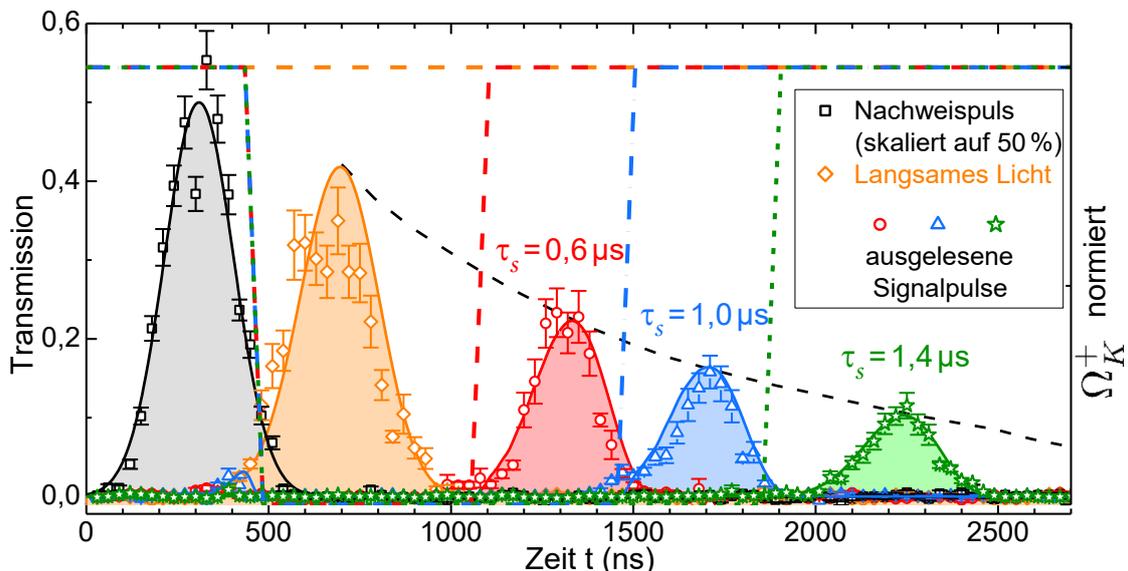


Abbildung 6.15: Messung (Symbole) und Simulation (Linien) von Lichtspeicherung im Medium in der HCPCF, mit einfallendem Nachweispuls (schwarz), langsamem Licht (orange) für konstantes  $\Omega_K^+ = 7\Gamma$  und Signalpulse (rot, blau, grün) nach Reaktivierung des Kontrollfeldes (gestrichelte Linien gleicher Farbe) mit exponentiellem Abfall (schwarz gestrichelt), der einer Temperatur von  $450 \mu\text{K}$  entspricht.

Nachweispuls (schwarz) das andernfalls intransparente Medium passieren und wird dabei verzögert (*langsames Licht*, orange, OD=145(5)). Zum Zeitpunkt  $t = 460$  ns befindet sich nahezu der gesamte Puls im Medium. Zu diesem Zeitpunkt wird das Kontrollfeld ausgeschaltet (rot/blau/grün gestrichelt). Während der Speicherzeit mit  $\Omega_K^+ = 0$  ist kein Signal sichtbar (rot/blau/grün). Erst wenn das Feld nach der Speicherzeit wieder aktiv ist, verlässt ein Signalpuls das Medium. Die gespeicherte Information wurde ausgelesen (OD = 145(5) für die Speicherzeiten  $\tau_s = 0,6 \mu s$  und  $1,0 \mu s$ ; OD = 195(5) für  $\tau_s = 1,4 \mu s$ ). Die Effizienz (Verhältnis von ausgelesener zu einfallender Pulsfläche) beträgt nach  $0,6 \mu s$  noch 23(5) % und sinkt für größere Zeiten exponentiell ab. Hier zeigt sich der Zerfall der Kohärenz während der Speicherzeit. Die simulierte Abnahme der Amplitude (schwarz gestrichelt) entspricht einem Zerfall durch Flug-Relaxation aufgrund der Bewegung der Atome mit einer Temperatur von  $T = 450(50) \mu K$  ( $\gamma_{FRR} = 0,009(1)\Gamma$ ). Die Abschwächung während der Speicherzeit ist somit kleiner als bei konstant aktivem Kontrollfeld, z.B. bei langsamem Licht. Ohne Kontrollfeld tritt keine zusätzliche Reduzierung des Signals durch die Inhomogenität auf ( $\gamma_{inh} = 0$ ).

Der Nachweispuls mit einer maximalen Leistung von 200(20) pW beinhaltet ca. 360 Photonen, hat eine Halbwertsbreite von  $\Delta t_N = 215(10)$  ns ( $\tau_N = 365(17)$  ns) und ist damit spektral nur  $\Delta\omega_N = 0,34(3)\Gamma$  breit. Somit ist er spektral deutlich schmaler als die EIT-Fensterbreite von  $\Delta\omega_{EIT} \approx 2,1\Gamma$ . Damit ist die Bedingung (4.38) für hohe Speichereffizienz bzgl. der Rabi-Frequenz sehr gut und bzgl. der OD näherungsweise erfüllt (OD = 140 > 108). Berücksichtigt man die Absorption im Medium, liegt die relative Effizienz (Verhältnis zwischen Signalpuls und langsamem Licht) bei ca. 60 %. Bei Verwendung der D<sub>1</sub>-Linie und der damit verbundenen geringeren nichtresonanten Absorption wären somit höhere absolute Effizienzen möglich. Bei zusätzlicher Kühlung der Atome kann die verbleibende Abschwächung noch reduziert werden, sodass bei einer OD von 1000 theoretisch eine Effizienz von >90 % möglich ist [27]. Erfolgt das Auslesen durch ein gegenläufiges Kontrollfeld [22,192], sind sogar bis zu 100% möglich.

Abbildung 6.16 zeigt eine Lichtspeicherung über einen Zeitraum von  $\tau_s = 2,9 \mu s$ . Die Effizienz beträgt nur ca. 0,16 %. Bei Erhöhung der Effizienz durch die zuvor beschriebenen Methoden sind theoretisch auch längere Speicherzeiten

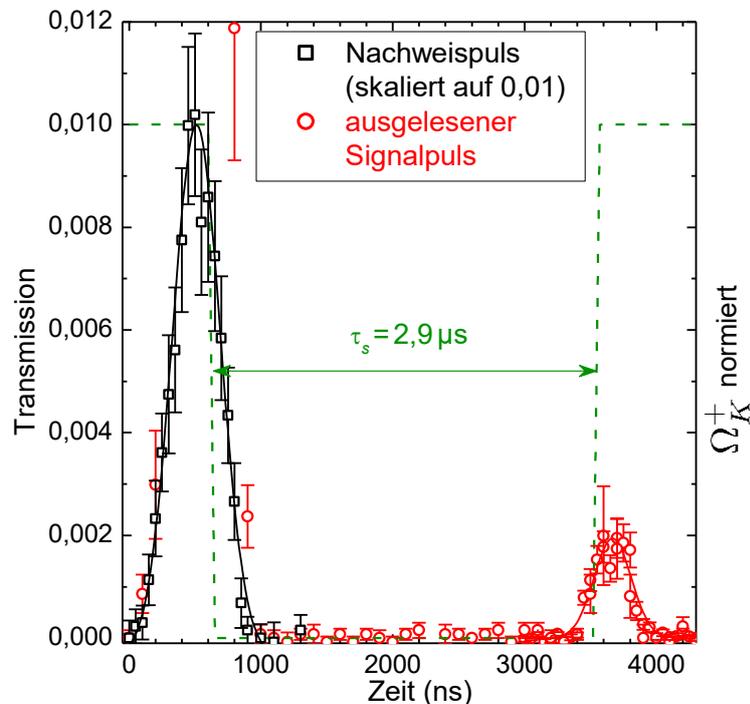


Abbildung 6.16: Lichtspeicherung in der HCPCF über einen Zeitraum von  $2,9 \mu s$ .

als  $2,9 \mu\text{s}$  möglich. Da die Atome aber während der Messung nicht durch eine Dipolfalle festgehalten werden, bewegen sie sich und kollidieren nach ca.  $8,5 \mu\text{s}$  mit den Wänden der Hohlleiter. Durch die Modulation der Dipolfalle (siehe Kap. 3.1.4) kann die Zeit zur Nutzung der Atome auf über  $100 \mu\text{s}$  erhöht werden, der Zeitraum für einzelne Messungen wird jedoch auf  $3 \mu\text{s}$  limitiert.

Durch Verwendung einer linear polarisierten Dipolfalle und der Speicherung in einer Kohärenz zweier Zeemann-Niveaus, sollte es aber möglich sein, bei aktiver Dipolfalle Lichtpulse zu speichern, was den Zeitraum für Messungen deutlich erweitern würde. Die linear polarisierte Dipolfalle verschiebt zwei Zeemann-Niveaus mit betragsgleicher Quantenzahl und unterschiedlichem Vorzeichen im selben Maße. Somit kommt es bei Bewegung innerhalb der Dipolfalle nicht zu Dekohärenz aufgrund unterschiedlicher Verstimmungen der beiden Niveaus, deren Kohärenz zur Speicherung dient. Lediglich der freie Fall durch die Faser und damit die Länge von  $14 \text{ cm}$  würden die Zeit auf unter  $170 \text{ ms}$  begrenzen. Dies ließe sich durch Verwendung einer stehenden Welle als ODT verlängern. Die Doppelbrechung der HCPCF schließt dies aktuell aber noch aus.

Abbildung 6.17 zeigt eine Lichtspeicherung über  $\tau_S = 520 \text{ ns}$ . Beim Auslesen des gespeicherten Pulses ergibt sich ein Signalpuls mit ca. 9 % Amplitude (blau). Wird  $\Omega_K^+$  zum Auslesen auf das 2,5-fache erhöht, ergibt sich ein Signalpuls mit ca. 14 % Amplitude (rot). Die höhere Kontroll-Rabi-Frequenz sorgt für eine größere Gruppengeschwindigkeit, weshalb der Puls bereits früher das Medium verlässt und detektiert wird. Zugleich wird die räumliche Komprimierung des Pulses beim Speichern nun nicht exakt rückgängig gemacht. Die Anteile im Medium bewegen sich nun schneller, daher entsteht eine Komprimierung in der Zeit. Der Puls ist dadurch zeitlich schmaler und weist eine höhere Amplitude auf. Die Pulsfläche ist jedoch insgesamt um ca. 16 % kleiner als im ersten Fall. Das stärkere Kontrollfeld erzeugt

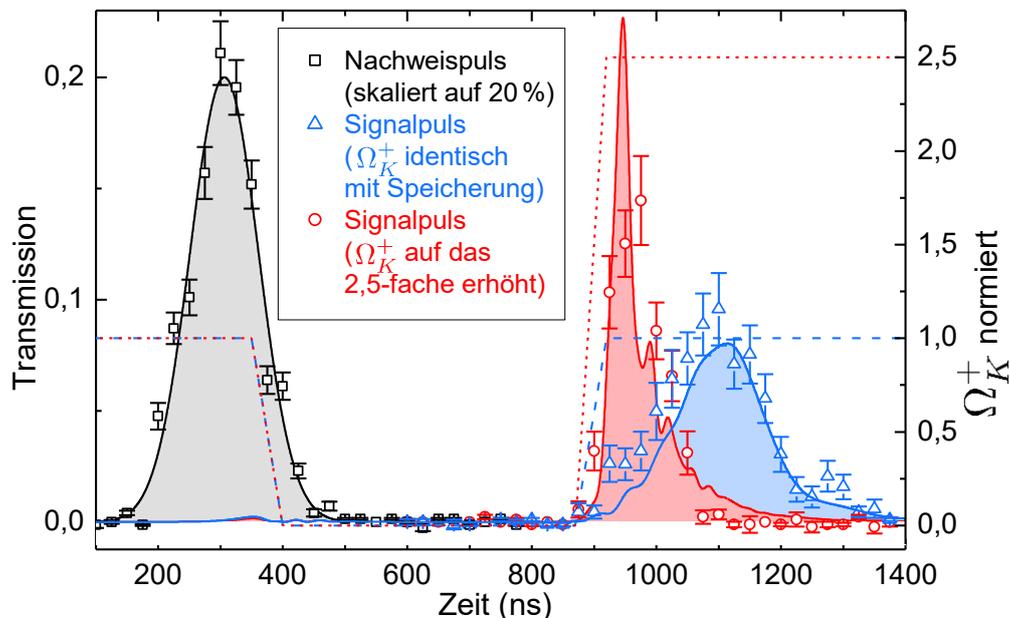


Abbildung 6.17: Lichtspeicherung eines Nachweispulses (schwarz) im Medium in der HCPCF bei  $OD \approx 50$  für  $\tau_S = 520 \text{ ns}$ . Abhängig von der Stärke des Kontrollfeldes beim Auslesen (rot und blau gestrichelt), ergeben sich unterschiedliche Amplituden des Signalpulses (entsprechend rot und blau).

eine größere Stark-Verschiebung, was hier zu erhöhter Absorption führt, wie in Kap. 6.1.2 gezeigt. Eine solche Erhöhung der Amplitude, welche die Detektion von schwachen Signalen erleichtert, passiert also auf Kosten der Effizienz.

### 6.3.3. Speicherung von sehr schwachen Pulsen

Für Anwendungen in der Quantenoptik ist es nötig, einzelne Photonen effizient zu speichern. In einem Quanten-Netzwerk zur Übertragung von Informationen funktioniert z.B. ein einzelnes Photon als Informationsträger durch Verschränkung mit einem weiteren Photon. Die zuvor gezeigten Ergebnisse wurden mit vergleichsweise starken Nachweispulsen erzielt, die mehr als 100 Photonen enthielten. Aufgrund der starken Absorption der nichtresonanten Übergänge und dem Untergrund durch den kollinearen Kontrollstrahl, ist es am aktuellen Aufbau nicht möglich, Pulse aus einzelnen Photonen nach der Speicherung zu detektieren.

Abbildung 6.18 zeigt die Speicherung eines Nachweispulses (schwarz), bestehend aus ca. 70 Photonen bei  $OD = 205(10)$  und  $T = 400(50) \mu K$ . Bei konstantem Kontrollfeld mit  $\Omega_K = 4,4\Gamma$  ergibt sich eine Verzögerung um eine Pulslänge und Abschwächung auf ca. 16 % (orange). Der Puls befindet sich bei  $t = 450$  ns nahezu vollständig im Medium. Wird das Kontrollfeld nun ausgeschaltet, wird der Puls gespeichert. Nach Reaktivierung des Kontrollfeldes (grün gestrichelt) nach  $1 \mu s$  wird ein Signalpuls mit 9(3) % der ursprünglichen Pulsfläche detektiert. Die Signalstärke liegt mit durchschnittlich 0,06 Photonen/Gatter (1,5 Photonen in 25

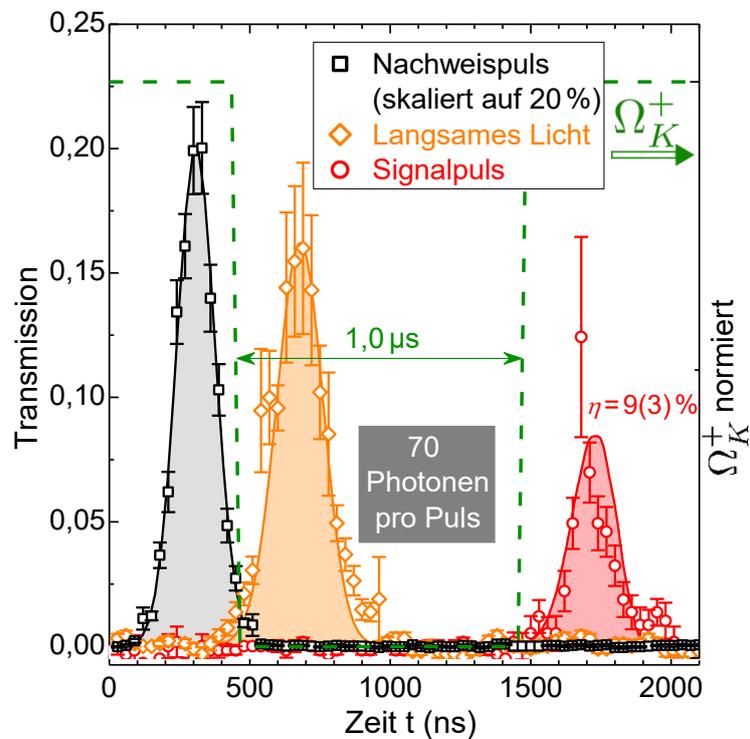


Abbildung 6.18: Messung (Symbole) und Simulation (Linien) der Speicherung eines Lichtpulses bei  $OD=205(10)$ , mit eingestrahlem Nachweispuls (schwarz), bestehend aus ca. 70 Photonen, langsamem Licht (orange) und ausgelesenem Signalpuls (rot), nach Reaktivierung des Kontrollfeldes (grün gestrichelt).

Messfenstern) am unteren Rand des messbaren Signals, was trotz Mittelung über 75 Ladezyklen zu den vergleichsweise großen Fehlergrenzen führt.

Zur Speicherung von wenigen bis einzelnen Photonen muss auch ein um knapp zwei Größenordnungen schwächerer Nachweispuls detektierbar sein. Abhilfe kann hier die Verwendung der  $D_1$ -Linie schaffen, welche deutlich geringere nichtreso-

nante Absorption aufweist (siehe Anhang B.2). Damit kann theoretisch bei gleichen Bedingungen eine Speichereffizienz von 90 % erreicht werden. Zusätzlich ist aufgrund der höheren Kopplungsstärke (siehe Übergangs-Matrix-Elemente und Stärkefaktoren  $S_{FF'}$  im Anhang C.2) nur  $1/7,08$  der Kontroll-Rabi-Frequenz und somit  $1/50$  der Leistung für die gleiche Transmission bei EIT nötig. Dies reduziert den Untergrund der gemessenen Leistung um diesen Faktor 50. Sofern zusätzlich die Atome innerhalb der Faser gekühlt und somit die Verluste an Atomen reduziert werden, können die Messfenster über eine Zeit von  $>1,6$  ms (statt  $100 \mu\text{s}$ ) ausgedehnt werden. Damit ist eine höhere Anzahl an Mittelungen möglich, was den Untergrund um den Faktor 4 reduziert und die Schwelle für ein detektierbares Signal senkt. Zuletzt kann die Effizienz des als Filter genutzten Etalons erhöht werden. Laut Ref. [185] sind damit statt der erreichten 64 dB, bis zu 180 dB möglich. Insgesamt sollte es daher möglich sein, einen Nachweispuls aus 1 Photon zu speichern und auszulesen.

### 6.4. Stationäre Lichtpulse in der HCPCF

Mit der erfolgreichen Realisierung von EIT, langsamem Licht und Lichtspeicherung konnte gezeigt werden, dass die Erzeugung von Kohärenzen im eindimensionalen Medium innerhalb der Faser möglich ist. Somit sind die nötigen Bedingungen vorhanden, um auch SLPs zu erzeugen, was in diesem Kapitel dargestellt wird. SLPs wurden dabei zum ersten Mal innerhalb einer Hohlleiter und damit in einem eindimensionalen Medium erzeugt. Im Gegensatz zur Lichtspeicherung, bei der das Kontrollfeld für die Länge der Speicherung ausgeschaltet wird, ist es für SLPs nötig, dass zwei Kontrollfelder gleichzeitig aktiv sind. Ein Kontrollstrahl läuft dabei kollinear zum Nachweisstrahl (Vorwärts-Kontrollfeld  $\Omega_K^+$ ), während der andere anti-kollinear verläuft (Rückwärts-Kontrollfeld  $\Omega_K^-$ , siehe Schema in Abb. 6.19). Da es bei hoher OD auch unter EIT-Bedingungen zu starker Absorption auf den nichtresonanten Übergängen kommt (siehe Kap. 1.2.1), wird im Experiment lediglich eine OD von 53 gewählt.

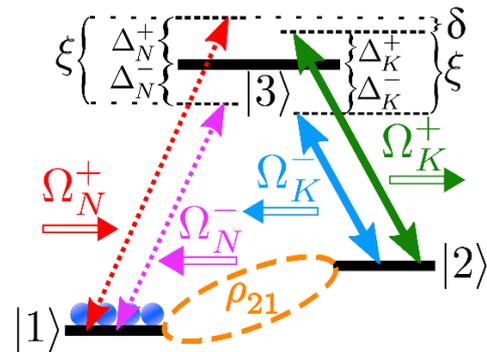


Abbildung 6.19: Kopplungs-Schema für SLPs innerhalb der HCPCF.

#### 6.4.1. Nachweis von stationären Lichtpulsen in der HCPCF

Abbildung 6.20 zeigt den experimentellen Nachweis eines stationären Lichtpulses im eindimensionalen Medium innerhalb der HCPCF. Die Rabi-Frequenzen betragen  $\Omega_K^+ = 2,8\Gamma$  und  $\Omega_K^- = 4,3\Gamma$ . Ersterer ist um  $\Delta_K^+ = 1\Gamma$  vom Übergang  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$  verschoben, letzterer um  $\Delta_K^- = -2,5\Gamma$ , was für dieselbe Kopplungsstärke eine etwas größere Leistung erfordert. Die Verstimmung ist nötig, um Kohärenzen höherer Ordnung zu unterdrücken (siehe Kap. 4.8.2).  $\Omega_K^+$  ist dauerhaft aktiv, so dass EIT-Bedingungen herrschen. Der resonante Nachweisstrahl  $\Omega_N^+$  (maximale Leistung  $420(40)$  pW) kann so das normalerweise intransparente Medium mit geringer Absorption passieren. (a) zeigt den Gauß-förmigen Nachweispuls (schwarz, Punkt A)

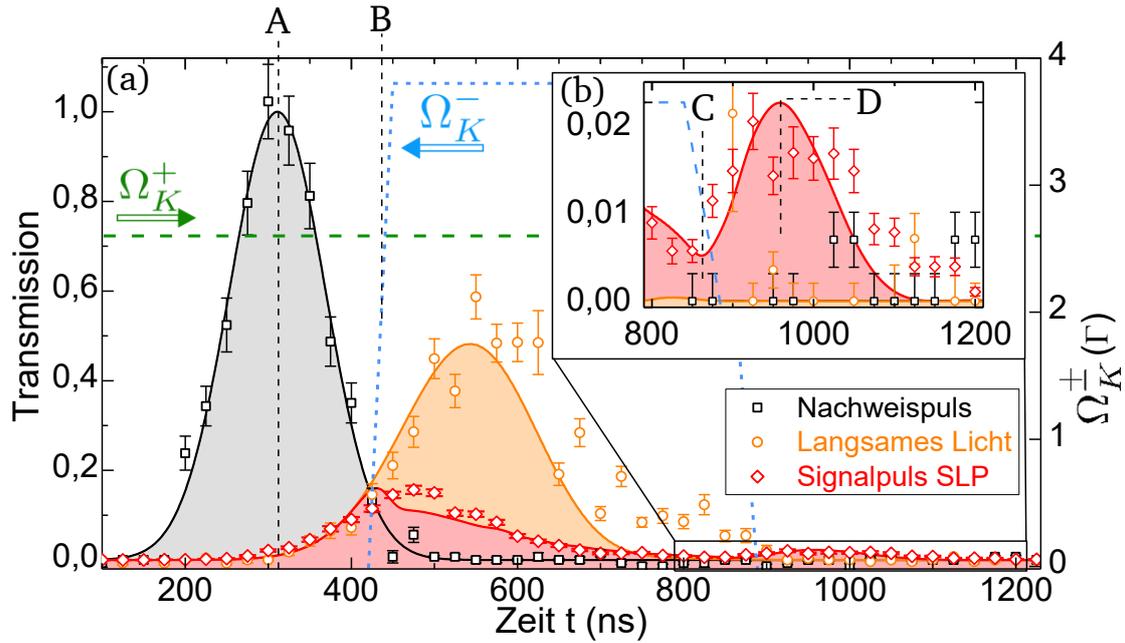


Abbildung 6.20: Messung (Symbole) und Simulation (Linien) eines stationären Lichtpulses in der Faser bei  $OD = 53$  und  $T = 350(50) \mu\text{K}$ . Die gestrichelten Linien zeigen den Verlauf der Kontrollfelder. (a) Der einfallende Nachweispuls (schwarz) wird im Medium verzögert (orange) solange nur  $\Omega_K^+$  (grün) aktiv ist. Sind beide Kontrollfelder aktiv ( $\Omega_K^\pm$ , grün und blau, von B bis C), wird ein SLP erzeugt und verlässt erst nach Ausschalten von  $\Omega_K^-$  wieder das Medium (rot, Punkt D). Dieser Zeitraum ist in (b) noch einmal vergrößert dargestellt.

und das Signal nach Passieren des Mediums unter EIT-Bedingung ( $\Omega_K^+$  durchgehend aktiv, grün), die hier langsames Licht erzeugt (orange). Der Puls wird um fast eine Pulslänge verzögert, d.h. ein Großteil des Pulses befindet sich zum Zeitpunkt  $t = 450$  ns im Medium. Gleichzeitig wird er auf ca. 50 % abgeschwächt, was größtenteils auf die nichtresonanten Übergänge zurückzuführen ist. Der Zerfall der Kohärenz beträgt lediglich  $\gamma_{FRR} = 0,006(1)\Gamma$ . Bei Wiederholung des Experiments wird nun bei 450 ns (Punkt B)  $\Omega_K^-$  eingeschaltet (blau). Da nun beide Kontrollfelder gleichzeitig aktiv sind, wird ein stationärer Lichtpuls erzeugt. Das Lichtfeld ist in einem *rein-optischen Resonator* gefangen. Nur ein kleiner Teil des Pulses verlässt das Medium (rot). Beim Zeitpunkt  $t = 850$  ns (Punkt C) wird  $\Omega_K^-$  wieder ausgeschaltet,  $\Omega_K^+$  ist weiterhin aktiv. Nun verlässt der Signalpuls das Medium in derselben Propagationsrichtung wie  $\Omega_K^+$  (Punkt D), siehe auch Vergrößerung in Abbildung 6.20 (b). Er ist um die Zeit gegenüber langsamem Licht verschoben, in der beide Kontrollfelder aktiv waren (ca. 400 ns). Die Amplitude des Signals ist gering, liegt aber deutlich über dem Untergrund aus Eingangspuls und langsamem Licht. Das ausgelesene Signal entspricht einer Effizienz von 2,8(6) % und folgt einem Gauß-förmigen Verlauf mit der zeitlichen Breite des Eingangspulses und entspricht dem durch die Simulation gezeigten Verlauf (rote Linie). Die Transmission während der SLP-Dauer (rot) erklärt sich dadurch, dass bereits vor Zeitpunkt B ein Teil des Pulses das Ende des Mediums erreicht hat (siehe Signal von langsamem Licht bei B, orange). Anteile des Pulses sind dort nicht in der optischen Kavität eingeschlossen und verlassen das Medium.

Abbildung 6.21 zeigt die Simulation zur Messung noch einmal als Intensität über der Zeit und dem Ort im Medium (Skalierung der Intensität nichtlinear). Der

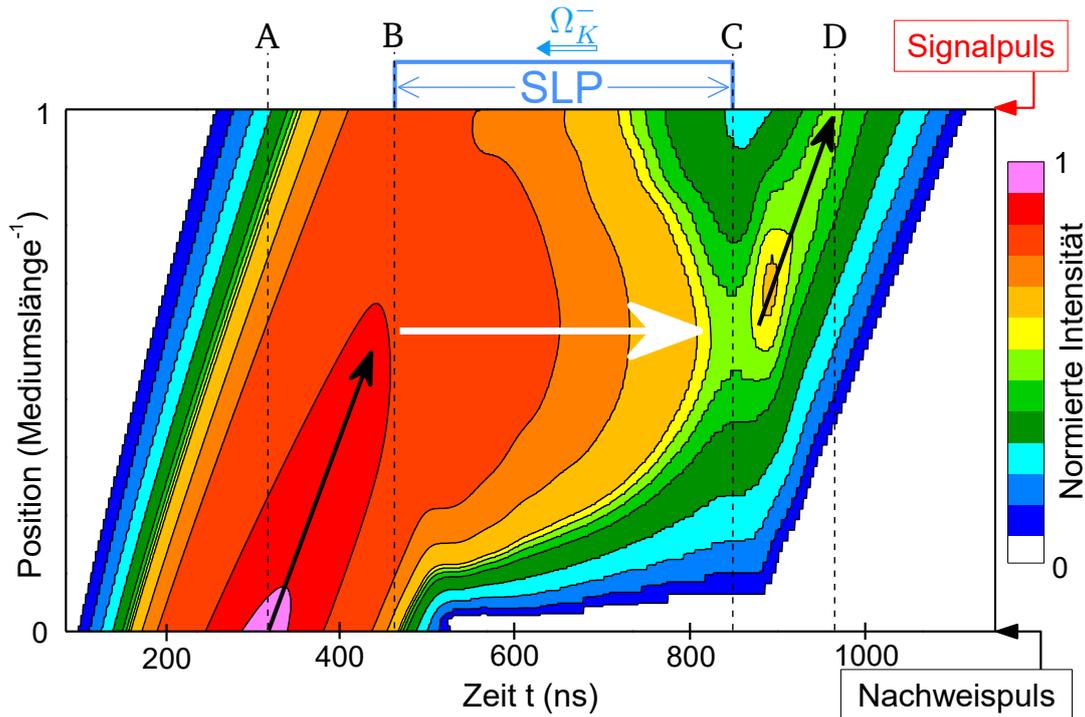


Abbildung 6.21: Simulation der Messung aus Abb. 6.20 als Intensität über Zeit und Ort im Medium (Punkte A–D identisch mit denen in Abb. 6.20).

Nachweispuls (Maximum beim Zeitpunkt A) läuft als langsames Licht durch das Medium (schwarzer Pfeil). Ab dem Zeitpunkt B sind beide Kontrollfelder aktiv und der Puls bewegt sich nicht mehr (weißer Pfeil). Im Gegensatz zur Lichtspeicherung ist hier zusätzlich zur Kohärenz noch ein Lichtfeld vorhanden. Ein deutlicher Anteil des Pulses hat beim Zeitpunkt B bereits das Ende des Mediums erreicht. Hier verlässt auch während der folgenden SLP-Dauer ein Anteil des Signals das Medium. Von Beginn an nimmt die Amplitude der Gesamtintensität aufgrund von Absorption ab. Ab dem Punkt C ist wieder nur  $\Omega_K^+$  aktiv. Das Licht läuft nun als Signalpuls mit der gleichen Geschwindigkeit wie zu Beginn durch das Medium (schwarzer Pfeil) und sein Maximum verlässt beim Punkt D das Medium (die rote Kurve *Signalpuls* in Abb. 6.20 entspricht Position=1 in Abb. 6.21).

Auffällig ist der Unterschied der beiden Kontroll-Rabi-Frequenzen. Er ist größer, als nötig wäre, um bei unterschiedlicher Verstimmung, die gleiche Kopplungsstärke zu erreichen. Er war aber nötig, um das gezeigte SLP-Signal beobachten zu können. Eine Erklärung dafür kann die folgende sein. Genau wie in früheren Realisierungen von SLP [72,73] zwischen Hyperfein-Zuständen tritt im hier verwendeten Schema, wie in Kap. 4.8.3 beschrieben, eine Phasen-Fehlanpassung  $\Delta k$  auf. Diese kann hier aber nicht wie in Ref. [72,73] durch einen Winkel zwischen den beiden Kontrollstrahlen kompensiert werden. Daher ist zunächst eine geringe Zweiphotonenverstimmung  $\delta = \Delta_N^+ - \Delta_K^+$  zwischen Nachweis- und Kontrollfeld nötig, um die Phasen-Fehlanpassung  $\Delta k = \Delta_{12}/c$  zu kompensieren. Hierbei wurde ein Wert von  $\delta \approx -0,55\Gamma$  gewählt. Dies ist kleiner als die EIT-Fensterbreite von  $\Delta\omega_{EIT} \approx 2,9\Gamma$  und führt daher nicht zu deutlich mehr Absorption. Ohne diese Verstimmung war im Experiment kein SLP nachweisbar. Die Verstimmung sorgt für Phasenanpassung bei der Erzeugung der Kohärenz. Bei der anschließenden Erzeugung des Nachweisfeldes  $\Omega_N^-$  ist die Fehlanpassung ebenfalls relevant ( $\Delta K^- \approx$

$2 \Delta_{12}/c$ , siehe Abb. 4.9 in Kap. 4.8.1), nicht jedoch für das Feld  $\Omega_N^+$ , da sich hier die Anteile kompensieren ( $\Delta K^+ = 0$ ). Dadurch kommt es zu einem Ungleichgewicht zwischen beiden Richtungen des Nachweisfeldes. Um eine quasi-stationäre Einhüllende zu erreichen, scheint es daher nötig zu sein, das Ungleichgewicht durch  $\Omega_K^- > \Omega_K^+$  zu kompensieren. Dies ist nur für SLPs von Bedeutung, während bei langsamem Licht und Lichtspeicherung, bei stets kollinear verlaufenden Strahlen, die Zweiphotonenverstimmung als Kompensation ausreicht.

Die deutliche Abnahme der Amplitude von ca. 50 % bei langsamem Licht auf 2,8(6) % beim Signalpuls zeigt eine stärkere Abschwächung, als dies bei der Lichtspeicherung erkennbar war. Im Unterschied zur Lichtspeicherung ist hier ein Lichtanteil der DZPs vorhanden. Dieser erfährt starke Absorption durch die nicht-resonanten Übergänge – auch während der SLP-Dauer. Zudem sind nun während der SLP-Dauer zwei starke Kontrollfelder statt nur einem aktiv. Diese beiden Felder erzeugen für die ausgedehnte Wolke aus Atomen eine radial abhängige Transmission und Stark-Verschiebung. Dadurch kommt es zu erhöhter Absorption und Zerstörung der erzeugten Kohärenzen durch Änderung der Resonanzfrequenzen. Abhilfe kann hier eine geringere Temperatur der Atome schaffen. Dies führt zu weniger Bewegung der Atome und gleichzeitig ist die radiale Ausdehnung im gleichbleibenden Fallenpotential bei geringerer Temperatur kleiner. Daher ist in einer Erweiterung des Experimentes geplant, die Atome nach dem Transfer in die Faser erneut zu kühlen.

Die Temperatur der Atome in dieser Messung wurde durch Vergleich mit Simulationen zu  $350(50) \mu\text{K}$  bestimmt. In anderen Messungen wurden deutlich höhere Temperaturen bis zu  $800 \mu\text{K}$  ermittelt - durch Absorptionsspektren und langsames Licht. Gleichzeitig war kein SLP-Signal mehr messbar, was sich mit der Simulation für diese erhöhten Temperaturen deckt. Die genaue Ursache für diese erhöhte Temperatur konnte bisher nicht identifiziert werden. Da sich die Bedingungen vor dem Transfer der Atome in die Faser nicht ändern, wie aus Messungen in der leeren MOT bekannt, muss es während dem Transfer oder innerhalb der

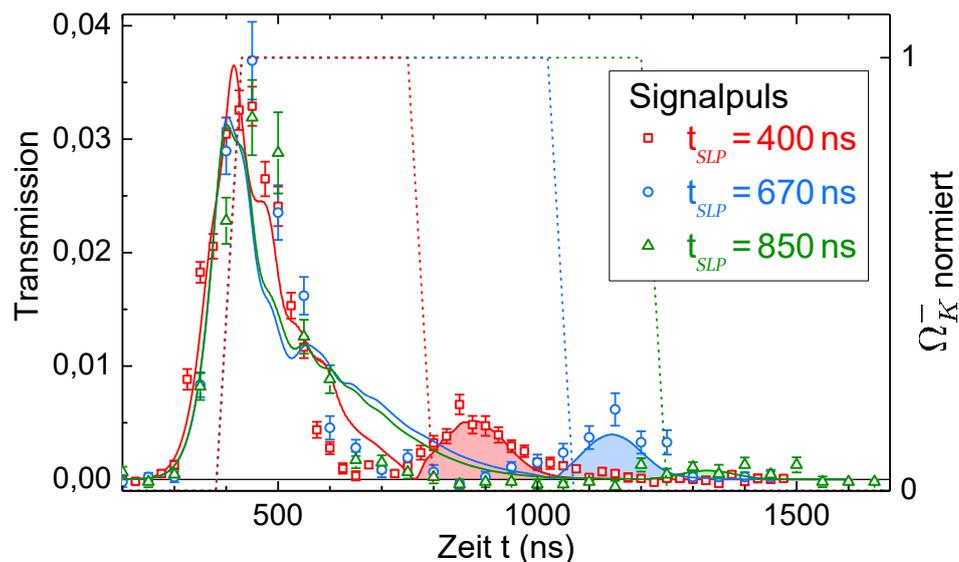


Abbildung 6.22: Messung (Symbole) und Simulation (Linien) von SLP mit unterschiedlich langer SLP-Dauer  $t_{SLP}$  mit  $OD = 180(10)$  und  $T = 380(50) \mu\text{K}$ . Dargestellt ist nur der Signalpuls. Die gestrichelten Linien zeigen den Verlauf von  $\Omega_K^-$ .

Faser zu verschiedenen starker Aufheizung kommen. Hier kann die zeitlich und räumlich inhomogene Dipolfalle eine Rolle spielen (siehe Kap. 3.1.4). Daher ist für stabilere SLPs eine weitere Kühlung der Atome nötig.

Abbildung 6.22 zeigt drei weitere Messungen von SLPs bei einer OD von ca. 180 und einer Temperatur von  $380(50) \mu\text{K}$ . Dabei wurde die SLP-Dauer  $t_{\text{SLP}}$  variiert. Während das transmittierte Signal zu Beginn (bei  $t = 400 \text{ ns}$ ) in allen drei Fällen gleich ist, verschiebt sich der ausgelesene Puls nach hinten. Dies ist ein weiterer Beleg dafür, dass es sich bei dem gemessenen Signal um einen SLP und nicht um langsames Licht handelt. Aufgrund der höheren optischen Dichte ist die Absorption höher und daher die Effizienz deutlich geringer als in Abbildung 6.20.

#### 6.4.2. Einfluss der Verstimmung des Rückwärts-Kontrollfeldes

Wie in Kap. 4.8.2 erklärt wurde, ist eine Verstimmung des Rückwärts-Kontrollfeldes nötig, um gegenläufige Raman-Anregungen zu vermeiden. Diese treten bei SLPs in kalten Atomen mit zwei resonanten Kontrollfeldern auf, weil dabei auch Kohärenzen höherer Ordnung aus gegenläufigen Strahlen erzeugt werden [73]. Diese erzeugen zwei auseinanderlaufende Lichtpulse und keine SLPs. Um höhere Kohärenzen ausreichend zu unterdrücken, muss hier gelten  $|\Delta_K^-| > |\Delta\omega_{\text{EIT}}|$ .

Abbildung 6.23 zeigt SLP-Signale für verschiedene Verstimmungen des Rückwärts-Kontrollfeldes. Das EIT-Fenster hat hier eine Breite von ca.  $0,8\Gamma$ , womit  $|\Delta_K^-|$  über diesem Wert liegen muss. Während für Verstimmungen  $\geq 3\Gamma$  zum Zeitpunkt  $t = 950 \text{ ns}$  ein SLP-Signal messbar ist (blau & grün), kann bei Verstimmungen  $\leq 1\Gamma$  kein Signal gemessen werden (schwarz & rot). Dies ist ein weiterer Beleg für SLP, da sich genau die erwartete Abhängigkeit von der Verstimmung zeigt.

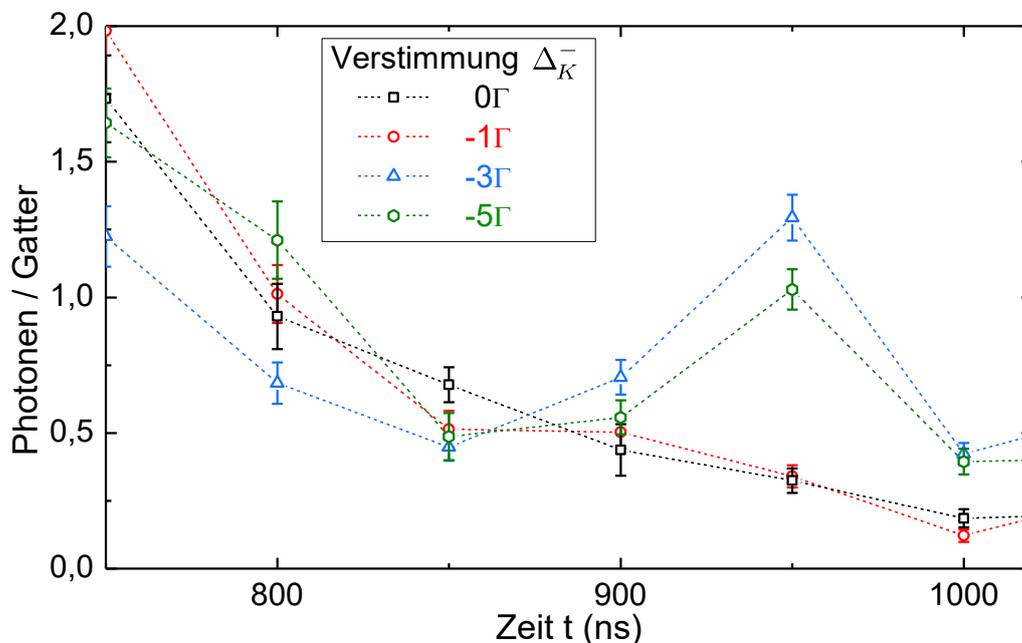


Abbildung 6.23: Gemessenes SLP-Signal für verschiedene Verstimmungen des Rückwärts-Kontrollfeldes  $\Delta_K^-$ . Dargestellt ist nur das ausgelesene Signal.

### 6.4.3. Belege für stationäre Lichtpulse

Ein direkter Nachweis des stationären Lichtpulses wäre nur durch Wechselwirkung mit einem weiteren Lichtfeld oder durch Messung der Fluoreszenz möglich. Ersteres ist im aktuellen Experiment noch nicht möglich. Die Fluoreszenz, die nach Absorption des Lichtanteils der DZPs in alle Richtungen homogen entsteht, während an beiden Enden der HCPCF kein zusätzliches Signal auftritt, würde die Existenz des Lichtfeldes und somit SLP direkt bestätigen (wie in Ref. [72]). Die Verwendung der HCPCF lässt jedoch eine Beobachtung nur in exakt longitudinaler Richtung zu. Dieser Anteil ist sehr gering und ließe sich nur in Rückwärts-Richtung von dem Licht unterscheiden, das aufgrund unvollständiger SLP-Bedingungen das Medium verlässt. Eine Detektion in dieser Richtung ist aktuell nicht implementiert und würde eine Filterung wie in Vorwärts-Richtung zur Unterdrückung von  $\Omega_{\bar{k}}$  erfordern. Mit den aktuellen Verlusten bei der Filterung wäre das Signal zu gering für einen Nachweis. Aus diesem Grund erfolgt der Beleg für SLPs indirekt:

- (i) Für den Zeitraum in dem das zweite Kontrollfeld aktiv ist, ist das Signal im Vergleich zum langsamen Licht deutlich unterdrückt. Somit verlässt in dieser Zeit kein kompletter Puls in Vorwärts-Richtung das Medium, wie dies bei langsamem Licht der Fall wäre.
- (ii) Ein kleiner Anteil des Lichtpulses verlässt aber trotzdem das Medium (Transmission nach Punkt B). Dies zeigt, dass ein Lichtanteil vorhanden ist, während dies bei Lichtspeicherung nicht der Fall ist (siehe hierzu Messungen zur Lichtspeicherung in Kapitel 6.3).
- (iii) Nach der Deaktivierung des zweiten Kontrollfeldes verlässt ein Signalpuls das Medium. Zu diesem Zeitpunkt kann kein Anteil des langsamen Lichts mehr auftreten. Der Effekt der Lichtspeicherung kann bei aktiven Kontrollfeldern ebenfalls nicht auftreten.
- (iv) Die Simulation zeigt gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Signal. Dabei zeigt sie das Vorhandensein eines Lichtfeldes während der SLP-Dauer (Abb. 6.21).
- (v) Bei Änderung der SLP-Dauer verschiebt sich entsprechend das ausgelesene Signal, nicht jedoch die Transmission während der SLP-Phase (Abb. 6.22).
- (vi) Ohne Verstimmung zwischen beiden Kontrollfeldern tritt kein SLP auf (Kap. 6.4.2), was dem Verhalten für SLPs in kalten Atomen entspricht [73,169].

Somit ist durch mehrere indirekte Nachweise die erfolgreiche Realisierung von SLPs in einer Hohlleiter belegt.

---

## Zusammenfassung

---

Im Rahmen dieser Arbeit sollte eine starke Wechselwirkung zwischen Licht und Materie erreicht werden. Diese ist notwendig für effiziente lineare und nichtlineare optische Effekte, wie sie für zukünftige optische Quanten-Netzwerke und Quanten-Simulationen erforderlich sind. Hierfür wurde ein eindimensionales Medium extremer optischer Dichte (OD) erzeugt. Das verwendete  $^{87}\text{Rb}$  erzielte innerhalb einer Hohlaser eine OD von 1000 auf einem offenen Übergang [161]. Dieses Medium sollte auf der Basis von EIT kohärente Effekte wie Lichtspeicherung und stationäre Lichtpulse (SLPs) ermöglichen, welche in Quanten-Netzwerken Verwendung finden sollen. Diese Effekte wurden in dieser Arbeit erstmalig in einem solchen eindimensionalen Medium hoher OD realisiert [167]. Dabei wurden auch die besonderen Eigenschaften eines Mediums hoher OD insbesondere aufgrund nicht-resonanter Übergänge untersucht.

Zur Überprüfung der Messergebnisse wurden diese mit einer numerischen Simulation verglichen. Diese berücksichtigt nicht nur die Absorption der nicht-resonanten Übergänge, sondern auch die räumlich inhomogene Verteilung der Atome innerhalb der Faser sowie die Gauß-förmige Intensitätsverteilung der verwendeten Laserstrahlen. Dies war notwendig, um die Transmission durch das Medium und Auswirkungen auf die Gruppengeschwindigkeit im Medium korrekt zu simulieren, die sich deutlich von den sonst üblichen Fällen mit homogenem Medium unterscheiden. So tritt aufgrund des räumlich unterschiedlich starken Kontrollfeldes auch räumlich unterschiedliche Transmission unter EIT auf. Dies führt zu einer inhomogenen Verbreiterung und damit Reduzierung der Gesamttransmission.

Zur experimentellen Umsetzung wurde eine bestehende magneto-optische Falle (MOT) zum Kühlen und Fangen von  $^{87}\text{Rb}$  mit asymmetrischer Form verwendet [126]. Die asymmetrische Form führte zu unterschiedlichen Geschwindigkeiten der Atome in transversaler und longitudinaler Richtungen, was mittels Flugzeit-Messungen und temperaturabhängigem EIT mit gegenläufigen Strahlen gemessen wurde [146]. Die MOT wurde um eine photonische Kristall-Faser mit Hohlkern (HCPCF) erweitert. Hierfür wurde eine Halterung mit Möglichkeiten zur Ausrichtung der Faser und ein System aus Optiken zur Ein- und Auskopplung von Laserstrahlen konstruiert. Zur Führung der Atome aus der MOT zur HCPCF wurde ein optischer Trichter auf Basis einer Dunkelpunkt-MOT erzeugt. Zur Steigerung der Transfereffizienz wurde eine Verschiebung der Wolke aus kalten Atomen mittels Magnetfeldern ergänzt. Zum Transfer in die Faser und zur Führung innerhalb des Hohlkerns wurde eine optische Dipolfalle implementiert. Das dafür verwendete Lasersystem wurde auf eine ausreichende Leistung und Frequenzstabilität untersucht. Dabei zeigte ein Betrieb mit zwei longitudinalen Moden eine Verbesserung der Transfereffizienz um einen Faktor 2–5. Mit der Kombination dieser Techniken wurden erfolgreich kalte Rubidiumatome von der MOT in den Hohlkern geladen. Zum Nachweis der Atome wurde deren Anzahl in der HCPCF mittels optischem Pumpen bestimmt und es wurden Transmissionsspektren aufgenommen. Diese belegen eine Anzahl von ca.  $3 \cdot 10^5$  Atomen und eine OD von bis zu 1000 in der Faser [161]. Die erreichte Transfereffizienz von bis zu 5% liegt eine Größenordnung über dem Wert in früheren Ansätzen [83].

Die verwendete HCPCF stellte sich als stark doppelbrechend heraus, was die

Polarisation des transmittierten Lichts bereits auf den Abmessungen der Atomwolke deutlich verändert und daher das ursprünglich geplante EIT zwischen Zeeman-Zuständen unmöglich machte. Deshalb wurde ein polarisationsunabhängiges Kopplungsschema zwischen Hyperfein-Zuständen gewählt. Die beiden dafür nötigen Lasersysteme wurden mithilfe einer ebenfalls auf EIT basierenden Stabilisierungstechnik in Frequenz und Phase aufeinander stabilisiert. Das System wurde zunächst erfolgreich an Atomen außerhalb der HCPCF getestet.

Dann wurden innerhalb des Mediums hoher OD die Bedingungen für EIT erzeugt, um einem schwachen Nachweisfeld eine Propagation mit reduzierter Absorption zu ermöglichen. Dabei wurden die starken Einflüsse der nicht-resonanten Übergänge auf Höhe und Position des Transmissionsfensters durch den Stark-Effekt untersucht. Die Ergebnisse ließen sich mit der Simulation bestätigen und zeigen die besonderen Eigenschaften des räumlich inhomogenen Mediums hoher OD in Form einer reduzierten Transmission. Dies ist die erste Realisierung von EIT bei  $OD > 30$  in solch einem eindimensionalen Medium innerhalb einer Hohlleiterfaser.

Danach wurde die Verzögerung von Lichtpulsen durch das Medium hoher OD aufgrund reduzierter Gruppengeschwindigkeit (*langsames Licht*) untersucht. Dies diente der einfachen Bestimmung der OD und dem Auffinden geeigneter Parameter der OD und der Kontroll-Rabi-Frequenz für Lichtspeicherung und SLPs. Dabei konnte ein Lichtpuls bis um das Doppelte der Pulslänge verzögert werden, was sicherstellte, dass sich nahezu der gesamte Puls im Medium befand. Die nicht-resonanten Übergänge begrenzten dabei die erreichbare Transmission. Die Verzögerung der Lichtpulse entsprach aufgrund der inhomogenen Verbreiterung nicht den bekannten Werten in homogenem Medium, konnte aber mit der Simulation richtig beschrieben werden. Die hier gezeigten Experimente mit langsamem Licht stellen die erste Untersuchung bei  $OD > 30$  im eindimensionalen Medium dar.

Als nächstes wurden Lichtpulse im Medium als kohärente Überlagerung von Spin-Zuständen gespeichert. Diese Lichtspeicherung in einem atomaren Ensemble ist in später geplanten möglichen Anwendungen als Quanten-Speicher und Quanten-Repeater von großer Bedeutung. In dieser Arbeit wurde dabei eine absolute Speichereffizienz von 23 % erreicht. Wie Simulationsergebnisse zeigen, wäre ohne die Absorption durch nicht-resonante Übergänge eine höhere Effizienz möglich. Die im Experiment erreichte relative Effizienz von 60 % (Anteil des langsamen Lichts, der gespeichert und wieder ausgelesen wurde) zeigt das theoretisch hohe Potential des Mediums als Quanten-Speicher. Es konnten Pulse für Speicherzeiten von bis zu  $2,9 \mu\text{s}$  gespeichert werden, wobei hier neben der Dekohärenz besonders experimentelle Grenzen die messbare Zeit eingrenzten. Die Beschränkung der Speichereffizienz durch Zerfälle ist hauptsächlich durch die Bewegung der Atome gegeben. Hier ist also eine weitere Optimierung durch Kühlung der Atome möglich. Die hohe Absorption durch die nicht-resonanten Übergänge und der experimentell bedingte Untergrund durch den starken, kollinearen Kontrollstrahl begrenzten die verwendeten Nachweispulse auf  $\geq 70$  Photonen. Die gezeigte Lichtspeicherung stellt die erste Realisierung innerhalb einer Hohlleiterfaser dar.

Schließlich wurden im Medium stationäre Lichtpulse erzeugt. Diese sind nur bei hoher OD möglich und können zukünftig starke Wechselwirkungen zwischen einzelnen Photonen und eine erhöhte Wechselwirkungsdauer ermöglichen. Wie in früheren Experimenten gezeigt, erfordern SLPs in kalten Atomen eine Verstimmung zwischen den gegenläufigen Kontrollfeldern [73,156]. Dies konnte hier

nicht nur bestätigt werden, es zeigte sich auch, dass bei einem eindimensionalen Medium zusätzlich eine geringe Zweiphotonenverstimmung zwischen Nachweis- und Kontrollfeld zur Phasen Anpassung erforderlich ist. Die erreichte Effizienz von 2,8(6) % liegt leicht unter früheren Realisierungen (ca. 5 % in Ref. [72]), ist aber neben der nicht-resonanten Absorption zum Teil auf die räumlich stark inhomogenen EIT-Transmissionen aufgrund der dauerhaft aktiven Kontrollfelder zurückzuführen. Da ein direkter Nachweis der SLPs innerhalb der HCPCF noch nicht möglich ist, wurde das detektierte Signal nicht nur mit dem Signal von langsamem Licht bei gleichen Bedingungen verglichen, sondern auch mit einer Simulation überprüft. Diese zeigte gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten und sagt das Vorhandensein eines Lichtfeldes im Medium in der relevanten Zeit voraus. Eine Abhängigkeit des Signals von der Verstimmung der Kontrollfelder und der SLP-Dauer bestätigte ebenfalls die Existenz von SLPs. Dies ist die erste Realisierung von SLPs in einem eindimensionalen Medium.

---

## Ausblick

---

Zur Verbesserung der Effizienz von Lichtspeicherung und SLP sind im Wesentlichen zwei Schritte nötig. Zum einen erlaubt ein Umstieg auf die  $D_1$ -Linie von  $^{87}\text{Rb}$  auch bei einer extremen OD von 1000 nahezu vollständige Transmission mittels EIT. Hierfür muss ein weiteres Lasersystem für die Wellenlänge 795 nm ergänzt werden. Zum anderen sollte die Bewegung der Atome innerhalb der Faser reduziert werden. Hierfür müssen die Atome nach dem Transferprozess innerhalb der Faser gekühlt werden. Dies ist aufgrund der hohen Dichte von  $10^{12}$  Atomen/cm<sup>3</sup> trotz eindimensionaler Geometrie innerhalb der Faser möglich [59,195].

Um das Medium auch für die Anwendung als Quanten-Repeater und für Wechselwirkungen zwischen einzelnen Photonen nutzen zu können, muss die Detektion von Pulsen aus einzelnen Photonen möglich sein. Hierfür sind geringere Verluste für das gemessene Signal, als auch eine bessere Unterdrückung des Untergrunds in Form des mitlaufenden Kontrollfeldes nötig. Die Nutzung der  $D_1$ -Linie von  $^{87}\text{Rb}$  bietet hierfür eine höhere Signalstärke (Steigerung um einen Faktor 4) aufgrund geringerer Absorption. Gleichzeitig sind geringere Kontroll-Intensitäten nötig (Reduzierung um einen Faktor 50), was den Untergrund reduziert. Basierend auf den Daten der gezeigten Lichtspeicherung mit 70 Photonen und mit Optimierung des verwendeten Filtersystems [185] sollte es somit prinzipiell möglich sein, einzelne Photonen zu speichern oder anzuhalten und wieder auszulesen.

Wird als Dipolfalle eine stehende Welle aus zwei gegenläufigen Strahlen verwendet, können die vertikale Bewegung der Atome unterbunden und dadurch deren Lebensdauer in der Faser und somit Speicherzeit bzw. SLP-Dauer deutlich erhöht werden. Bei Nutzung von linear polarisiertem Licht sollte es möglich sein, auch mit aktiver Dipolfalle kohärente Effekte durchzuführen, da jeweils beteiligte Zeeman-Niveaus unabhängig von der Dipolfallen-Intensität stets die gleiche relative Verstimmung zueinander aufweisen. Zur Reduzierung der Dephasierung aufgrund schwacher Magnetfelder kann deren Kompensation automatisiert werden. Hierfür kann ein Magnetsensor oder das Signal der Lichtspeicherung dienen.

---

## Abstract

---

Strong interaction between light and matter is essential for achieving large efficiencies for linear storage of a light pulse in an atomic ensemble by using electromagnetically induced transparency (EIT) and gradient-echo techniques. The latter offer promising approaches for the realization of quantum repeaters in future quantum networks. Strong interaction also allows strong nonlinear processes, as needed for quantum nonlinear optics. In this regime stationary light pulses (SLPs) can mediate interaction between *individual* photons via coupling through the medium. This would enable all-optical quantum networks, the creation of strongly-correlated light-matter systems leading to repulsive forces between photons (fermionization of photons [31–33]), single-photon switches, or the simulation of relativistic theories by means of photons. We can characterize the linear interaction by the optical depth  $OD = -\ln(T)$  with the resonant transmission  $T$ . The nonlinear processes require the simultaneous interaction of an atom with multiple photons, parametrized by the OD per atom. We can achieve this by a strong transverse confinement of the interaction region, leading to a good matching of the atomic absorption cross section with the light mode.

This thesis reports on the implementation of a one-dimensional cold medium with an extreme OD of 1000 by transferring  $^{87}\text{Rb}$  atoms into a hollow-core photonic crystal fiber [161]. We demonstrated the effects EIT, slow light, light storage, and SLP for the first time inside such a medium. We also investigated characteristics of the medium including off-resonant absorption.

In addition to the experimental work, we used a numerical simulation to compare the experimental results with theoretical predictions. Besides off-resonant absorption, the simulation also accounted for the spatially inhomogeneous density distribution of the atoms and the Gaussian-shaped intensity distribution of the light beams inside the fiber. This was important in order to simulate correctly the actual transmission and the effects of these inhomogeneous distributions on the group velocity inside the medium. Due to the spatially-varying control field, a spatially-varying EIT transmission led to inhomogeneous broadening of the transmission window and reduced total transmission.

We used an existing asymmetric magneto-optical trap (MOT) for cooling and trapping  $^{87}\text{Rb}$  atoms for the experiments. Measurements of the temperature by the time-of-flight method and by studies of EIT with counter-propagating beams revealed that the asymmetric geometry led to different velocities of the atoms in transvers and longitudinal directions [146]. We installed a hollow-core photonic crystal fiber (HCPCF) inside the MOT after the construction of a special mount, which allowed for exact orientation of the fiber and construction of the optical system for coupling the light into and out of the fiber. In order to guide the atoms from the MOT towards the fiber, we used an optical funnel using the dark-spot technique. By additionally moving the center of the MOT for moving the whole cloud of atoms increased the transfer efficiency. Next, we added an optical dipole trap for guiding the atoms to and inside the core of the fiber. We characterized the applied laser system with respect to its power and frequency stability. As a result, the superposition of two longitudinal modes led to an increase of the transfer efficiency of a factor of up to 5. Finally, the combination of these techniques

successfully transferred cold  $^{87}\text{Rb}$  atoms into the HCPCF. Atom counting by optical pumping and measurements of the transmission spectrum showed that we had  $3 \times 10^5$  atoms inside the HCPCF and an OD of as much as 1000 [161]. The achieved transfer efficiency of 5 % is one order of magnitude higher than the one presented in previous approaches [83].

Despite this significant improvement in experimental technique, the used HCPCF showed significant birefringence, which modified the polarization of the transmitted light on length scales of the atomic distribution. This made it impossible to create EIT between different Zeeman levels as originally planned. Therefore, it was necessary to find a coupling scheme between hyperfine levels that worked independently of the polarization. The chosen scheme required the use of two separate laser systems, which we locked on each other in frequency and phase by using a stabilization via EIT. The creation of EIT outside the HCPCF confirmed the functional capability of the system.

EIT then allowed a weak probe beam to propagate through the medium of high OD inside the HCPCF with reduced absorption. Thereby, we investigated the influence of the off-resonant transitions on the transmission and on the frequency shifting of the transmission window due to the Stark effect. The simulation confirmed the achieved results and showed the special characteristics of the inhomogeneous medium causing reduced transmission. This was the first realization of EIT at  $\text{OD} > 30$  inside such a one-dimensional medium inside a HCPCF.

Next, we investigated the transmission of a light pulse traveling through the medium of high OD and its delay due to reduced group velocity (slow light). This approach offered a simple way to determine the OD and find the best parameters of OD and control Rabi frequency for the subsequent experiments of light storage and SLPs. First, a short light pulse was delayed by up to two times the pulse length. This guaranteed that nearly the complete pulse was present *inside* the medium with off-resonant absorption remaining the main factor that limited the transmission. Due to the inhomogeneous broadening, the achieved delay was different from that usually achieved by a homogeneous medium, but the simulation agreed with the experimental results. The experiments represent the first investigation on slow light for  $\text{OD} > 30$  in a one-dimensional medium.

As a next step, we stored the light pulse inside the medium in a collective atomic excitation. This demonstration of light storage is important for the future use of the medium as a quantum memory. In this thesis the absolute storage efficiency reached 23 %. Additionally, our simulation shows that higher efficiencies would be possible without the off-resonant absorption. Moreover, the high relative efficiency of 60% (part of the delayed light pulse that we stored and retrieved) shows the theoretically high potential of the medium for the use as a quantum memory. The storage time of the pulse reached  $2.9 \mu\text{s}$ , limited mainly by decoherence and technical reasons. The decoherence process originated mostly from the atomic motion, i.e., cooling the atoms can in principle increase the efficiency further. The off-resonant absorption and the background from the collinear control beam limited the used probe pulse to  $\geq 70$  photons. The presented experiment is the first realization of light storage inside a HCPCF.

Finally, we created a stationary light pulse inside the medium. This is only possible at high OD and offers strong interaction between individual photons. Recent experiments showed that a relative detuning between the two control fields is necessary in order to apply SLPs in cold atoms [73,169]. We confirmed this in this thesis. Additionally, it turned out that a small two-photon detuning between the probe and control field is necessary for phase matching. The achieved efficiency of 2.8(6) % is slightly smaller than the result achieved in previous realizations (approx. 5 % in Ref. [72]). Besides off-resonant absorption, the spatially inhomogeneous EIT transmission is another factor that limits the efficiency. Since a direct proof of the SLP inside the HCPCF is not possible, we compared the result both to the signal of a simply delayed pulse, and to a simulation. The former showed a clear difference from a simply delayed pulse for the measurement. The latter showed good agreement with the measured data while predicting the presence of a light field inside the medium when both control fields are active. This experiment represents the first realization of SLPs inside a one-dimensional medium.

---

## Anhang A – Doppelbrechung der HCPCF

---

### A.1. Erhaltung der Polarisierung in einer HCPCF

Glasfasern mit vernachlässigbar kleiner Doppelbrechung sind nur schwer herstellbar (mit sehr zirkularer Symmetrie und passender Dotierung [196]) und verlieren ihre Polarisierungserhaltung bei Verformung (Biegen) und transversalem Druck durch die dann induzierte Doppelbrechung (dies wird auch zur gezielten Beeinflussung der Polarisierung in Glasfasern verwendet). Dagegen sorgen zwei gegenüberliegende Stress-Elemente außerhalb des lichtführenden Kerns für eine noch stärkere Doppelbrechung in der Größenordnung von  $10^{-5}$  und somit der Ausformung von zwei Vorzugsachsen. Bei Licht, dessen Polarisierung entlang einer dieser beiden Achsen eingestrahlt wird, bleibt die Polarisierung erhalten, da eine Kopplung mit der dazu senkrechten Mode ausreichend gering ist [115]. Genauso wie im konventionellen Fall wird eine HCPCF mit starker linearer Doppelbrechung eine lineare Polarisierung erhalten. Allerdings ist dafür eine exakte (möglichst vollständige) Einkopplung in die Mode der Vorzugsachse nötig [110]. Zudem können kleine Unregelmäßigkeiten entlang der Faser zu einer Kopplung der beiden senkrechten Moden führen, was die Polarisierungserhaltung schwächt [117].

Als Maß für die Doppelbrechung wird üblicherweise die Schwebungslänge  $L_S$  angegeben [102]. Dies ist die Länge innerhalb der Faser, nach der die Polarisierung des Lichts wieder der ursprünglichen Polarisierung am Anfang der Faser entspricht. In der hier verwendeten HCPCF mit einer Elliptizität des Kerns von 0,80(3) beträgt diese Länge  $L_S \approx 2$  mm [119] und liegt damit in der Größenordnung von polarisierungserhaltenden Fasern. Statkiewicz et al. [197] ermittelten für eine Faser des gleichen Typs aber mit geringerer Elliptizität von 0,89 eine Schwebungslänge von 48 mm. Die Kopplung zwischen den beiden senkrechten Moden wurde dabei als gering ermittelt, was sich mit Messungen der hier verwendeten HCPCF deckt, dass eine lineare Polarisierung entlang der Vorzugsachsen erhalten bleibt. Eine Untersuchung von Hohlfasern mit verschiedenen Elliptizitäten des Hohlkerns zeigte aber keine klare Abhängigkeit der Doppelbrechung von der Elliptizität [119].

Nur eine völlig rotationssymmetrische Faser würde keine lineare Doppelbrechung aufweisen. Da der größte Anteil des Lichtes im Kern und somit in Luft (bzw. Vakuum) geführt wird, hat durch Biegen induzierte Spannung kaum Auswirkungen auf die Doppelbrechung einer HCPCF [198]. Dagegen kann ein Verdrillen der Faser die Polarisierung des transmittierten Lichts beeinflussen [198]. Als Alternative zu rotationssymmetrischen Fasern können Fasern schon beim Ziehen durch Rotation der Vorform (gleichmäßig oder periodisch) [199] homogenisiert werden, da hierdurch schnelle und langsame Achse entlang der Faser regelmäßig wechseln.

Durch Verdrillen einer konventionellen Faser wird eine zirkulare Doppelbrechung  $\alpha$  (Unterschied der Brechungsindizes für beide Anteile) in der Größe von  $\alpha = 0,146 \cdot \tau$  (für Quarzglas-Fasern) [196] erzeugt – mit der Anzahl Umdrehungen pro Meter  $\tau$  (*zirkulare Doppelbrechung* erzeugt eine reine Drehung der Polarisierung und ist identisch mit der optischen Aktivität von organischen Stoffen). Sie ist bei praktikablen Umdrehungs-Raten nicht stark genug, um eine zirkulare Polarisierung über die Faserlänge zu erhalten. Aber sie kann den Effekt der linearen Doppelbrechung

kompensieren, sofern die Anzahl der Umdrehungen hoch genug ist (ab ca. 10 Umdrehungen pro Schwebungslänge der linearen Doppelbrechung [199]). Dabei behält jeder Abschnitt der Faser seine hohe lineare Doppelbrechung, dessen Effekt wird aber durch den nächsten, anders orientierten Abschnitt kompensiert. In der Summe entsteht eine Netto-Phasenverzögerung, die entlang der Faser nur zwischen kleinen positiven und negativen Werten oszilliert [115,199] (der Polarisationsgrad wechselt zwischen schwach links und rechts elliptisch polarisiert). Bei ausreichend hohen Rotationsraten, kann somit eine lineare Doppelbrechung kompensiert werden – auf Kosten einer entstehenden Rotation der Polarisation. Die nötige Rotationsrate der Faser kann aber bei Schwebungslängen von weniger als 1 mm deutlich höher liegen als die mechanische Belastbarkeit der Faser [199]. Die gleichen Bedingungen gelten für HCPCFs [198]. Eine vergleichbare HCPCF (Typ HC-800-01) konnte im Experiment nur ca. 1,4 Umdrehungen/cm ohne Beschädigung überstehen. Auch ohne äußere Verformung weisen Fasern eine (im Allgemeinen geringe) zirkulare Doppelbrechung auf [115,199].

Während bei konventionellen Fasern die Doppelbrechung nur vernachlässigbar von der Wellenlänge abhängt (Dispersion), ist dies bei Bandlücken-Fasern nicht der Fall [117,200]. Zudem kann die Transmission ebenfalls von der Polarisation abhängen (bis zu 25 % Unterschied) [117]. Dafür ändert sich die Doppelbrechung bei HCPCFs nur unwesentlich mit der Temperatur [117], wogegen besonders konventionelle, polarisationserhaltende Fasern eine starke Abhängigkeit zeigen [201]. Dies macht sich dort aber nur bemerkbar, sofern die Einkopplung nicht entlang einer der Vorzugsachsen erfolgt.

## A.2. Beeinflussung der Doppelbrechung einer HCPCF

Als Möglichkeit, die Doppelbrechung in der HCPCF zu unterdrücken, wird der Einfluss eines Verdrillens der Faser untersucht. Abbildung A.1 (a) zeigt die Messung des Polarisationsgrades (DOP, siehe Glg. (1.6)) von Licht nach dessen Transmission durch die HCPCF mit einer Länge von 5,8 cm abhängig von der Wellenlänge (schwarz). Dabei wurde auf das einfallende, linear polarisierte Licht ( $DOP > 0,9$ ) normiert. Der DOP wurde aus der Transmission durch einen Polarisator abhängig von dessen Orientierung bestimmt [112,119]. Zwei Beispiele dafür sind in (b) gezeigt. Sie machen deutlich, dass sich die Polarisation von nahezu linear polarisiert bei  $\lambda = 750$  nm zu nahezu zirkular polarisiert bei  $\lambda = 800$  nm ändert. Dies macht klar, dass auch auf den Abmessungen der Wolke (ca. 3 cm) ein deutlicher Unterschied zwischen den Polarisationen bei 780 und 855 nm liegt, auch wenn beide zu Beginn die gleiche Polarisation aufweisen. Eine Verdrillung der Faser (blaue Datenpunkte) um  $40^\circ/\text{cm}$  ändert das Verhalten zwar, es bleibt aber eine

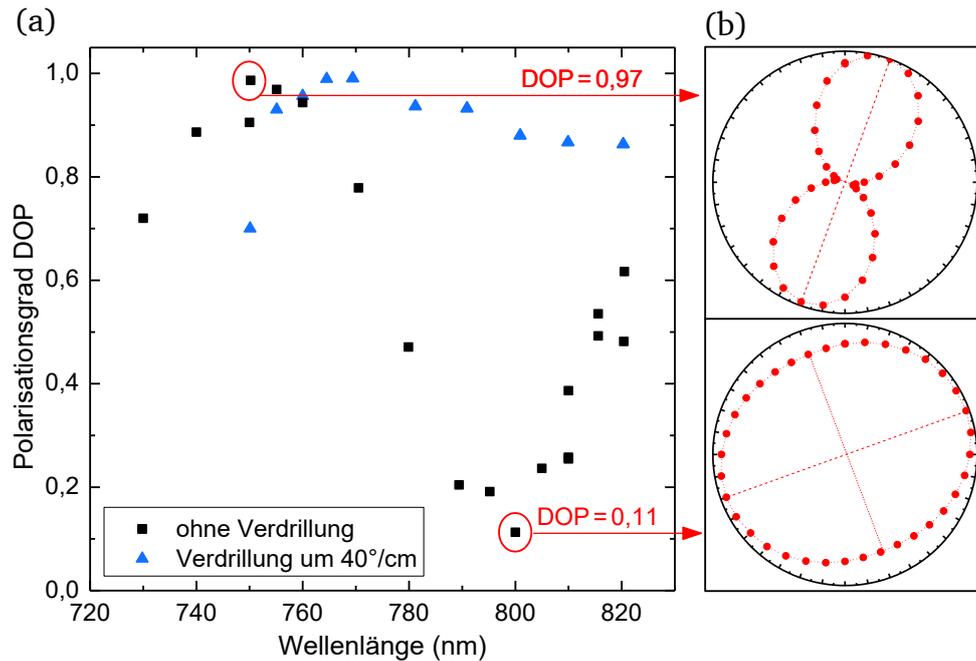


Abbildung A.1: (a) Messung des Polarisationsgrades (DOP) nach Transmission durch die HCPCF abhängig von der Wellenlänge ohne (schwarz) und mit Verdrillung der Faser (blau). Die einzelnen Werte wurden durch Messung der Polarisation nach Passieren der Faser ermittelt, welche wiederum aus der Transmission durch einen Polarisator abhängig von dessen Orientierung bestimmt wurde. Zwei Beispiele dafür sind in (b) gezeigt.

Abhängigkeit von der Wellenlänge erhalten. Somit ändert sich die Polarisation auch für eine feste Wellenlänge innerhalb der Faser geringfügig über die Strecke von 5,8 cm. Allerdings konnte aus technischen Gründen nur eine Strecke von 4,5 cm verdrillt werden. Ca. 0,6 cm an jedem Ende wurde mit Klebstoff fixiert, um die Verdrillung durchführen zu können, womit diese Abschnitte aber ihre Form beibehielten. Diese verbleibenden 22 % an nicht-verdrillter Faser könnten die Ursache für die verbleibende Abhängigkeit sein.

## Anhang B – Kopplungen bei EIT und hoher OD

### B.1. Mögliche Kopplungsschemata für Hyperfein-EIT

In Kap. 4.10 wurde erklärt, dass für EIT ein Kopplungsschema nötig ist, welches unabhängig von der Polarisation der beiden Lichtfelder funktioniert. Der Grund hierfür ist die Doppelbrechung der verwendeten Hohlleiter, welche die Polarisation der beiden Lichtfelder während der Propagation durch die Faser und das Medium

verändert (siehe Kap. 1.3.4). Abbildung B.1 zeigt alle prinzipiell möglichen Polarisations-Konfigurationen, die bei dem in dieser Arbeit gewählten Kopplungsschema auftreten können. In jedem dieser Fälle koppelt das schwache Nachweisfeld an einen Zustand, der auch an das starke Kontrollfeld gekoppelt ist. Somit herrscht in jedem Fall EIT-Bedingung und es tritt keine reine Absorption des Nachweisfeldes auf. Dabei kann im letzten Fall, in dem die lineare Polarisation des Nachweisfeldes senkrecht zu dem des Kontrollfeldes steht, erstere als Überlagerung von zwei zirkular polarisierten Anteilen interpretiert werden.

Bei Verwendung des Zustands  $|F' = 2\rangle$  würde ein Zustand aufgrund des Dipolverbots nicht durch das Kontrollfeld gekoppelt werden. Daher kommt es bei dieser Konfiguration zu Absorption (siehe Abb. B.1 (b)).

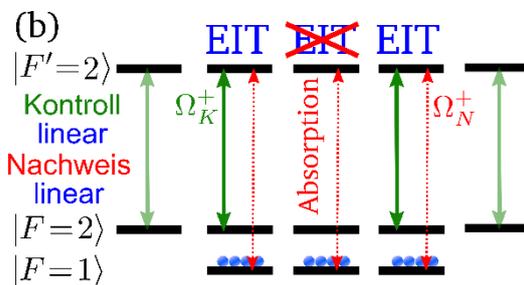
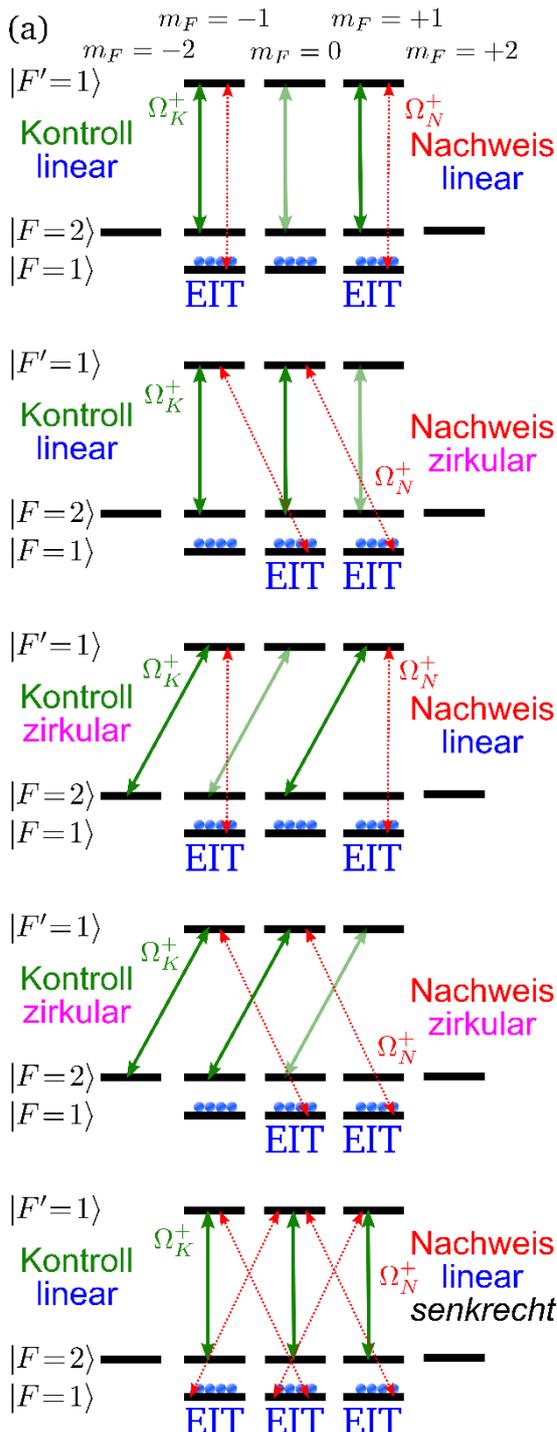


Abbildung B.1: Die verschiedenen Kopplungsschemata für EIT zwischen Zeeman-Niveaus, abhängig von der Polarisation der beiden Lichtfelder. (a) für den im Experiment gewählten Fall, (b) bei Verwendung von  $|F' = 2\rangle$ .

**B.2. Absorption durch nicht-resonante Übergänge bei hoher OD**

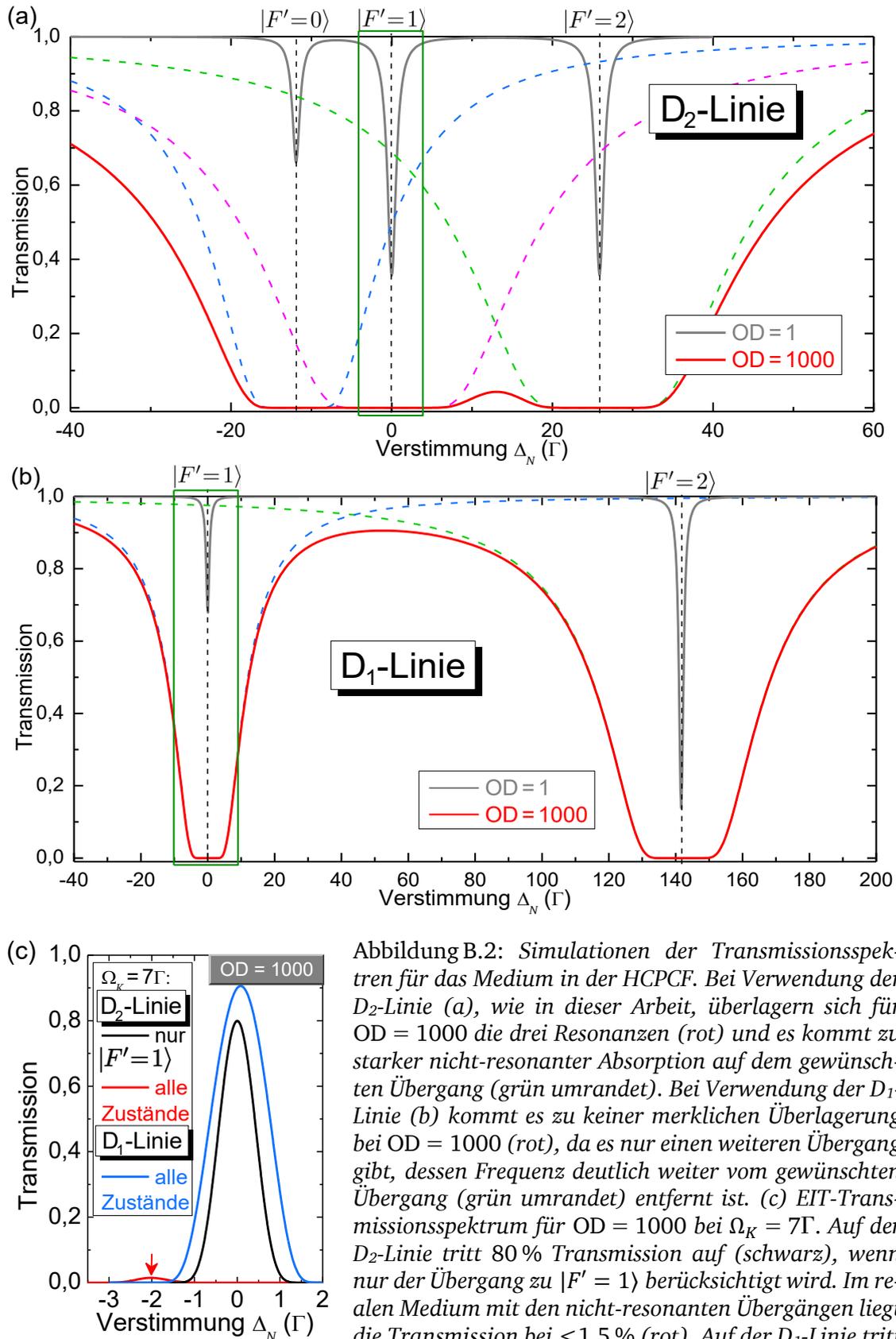


Abbildung B.2: Simulationen der Transmissionsspektren für das Medium in der HCPCF. Bei Verwendung der D<sub>2</sub>-Linie (a), wie in dieser Arbeit, überlagern sich für OD = 1000 die drei Resonanzen (rot) und es kommt zu starker nicht-resonanter Absorption auf dem gewünschten Übergang (grün umrandet). Bei Verwendung der D<sub>1</sub>-Linie (b) kommt es zu keiner merklichen Überlagerung bei OD = 1000 (rot), da es nur einen weiteren Übergang gibt, dessen Frequenz deutlich weiter vom gewünschten Übergang (grün umrandet) entfernt ist. (c) EIT-Transmissionsspektrum für OD = 1000 bei  $\Omega_K = 7\Gamma$ . Auf der D<sub>2</sub>-Linie tritt 80 % Transmission auf (schwarz), wenn nur der Übergang zu  $|F' = 1\rangle$  berücksichtigt wird. Im realen Medium mit den nicht-resonanten Übergängen liegt die Transmission bei  $<1,5\%$  (rot). Auf der D<sub>1</sub>-Linie tritt dagegen immer 91 % Transmission auf (blau).

## Anhang C - Daten zu Rubidium-87

In diesem Anhang werden die wichtigsten Eigenschaften des Mediums  $^{87}\text{Rb}$  aufgelistet. Sie wurden Ref. [88] entnommen.

### C.1. Physische Eigenschaften

Größe	Abkürzung	Wert
Ordnungszahl	$Z$	37
Nukleonen-Anzahl	$Z + N$	87
Relative Häufigkeit		27,83(2) %
Zerfallszeit	$\tau_n$	$4,88 \cdot 10^{10}$ Jahre
Atommasse	$m$	$1,443\,160\,648(72) \cdot 10^{-25}$ kg
Dichte bei 25 °C	$\rho$	1,53 g/cm <sup>3</sup>
Schmelzpunkt	$T_M$	39,30 °C
Siedepunkt	$T_S$	688 °C
Dampfdruck bei 25 °C	$P_D$	$3,92(20) \cdot 10^{-7}$ torr
Kern-Spin	$I$	3/2
Ionisierungs-Grenze	$E_I$	4,17712706(10) eV

### C.2. Spektrale Eigenschaften

D<sub>2</sub>-Linie  $|5^2S_{1/2}\rangle \leftrightarrow |5^2P_{3/2}\rangle$

Größe	Abkürzung	Wert
Frequenz	$\omega_0$	$2\pi \cdot 384,230\,484\,468\,5(62)$ THz
Vakuum-Wellenlänge	$\lambda$	780,241 209 686(13) nm
Wellenzahl	$k/2\pi$	12 816,549 389 93(21) cm <sup>-1</sup>
Isotopen-Verschiebung	$\Delta\omega_0$	$2\pi \cdot 78,095(12)$ MHz
Lebensdauer (angeregter Zustand)	$\tau$	26,2348(77) ns
Zerfallsrate / Natürliche Linienbreite (FWHM)	$\Gamma$	$38,117(11) \cdot 10^6$ s <sup>-1</sup> $2\pi \cdot 6,0666(18)$ MHz
Absorptions-Oszillator-Stärke	$f$	0,695 77(29)
Rückstoß-Limit	$T_R$	361,96 nK
Doppler-Limit	$T_D$	145,57 μK

D<sub>1</sub>-Linie  $|5^2S_{1/2}\rangle \leftrightarrow |5^2P_{1/2}\rangle$ 

Größe	Abkürzung	Wert
Frequenz	$\omega_0$	$2\pi \cdot 377,107\,463\,380(11)$ THz
Vakuum-Wellenlänge	$\lambda$	794,978 851 156(23) nm
Wellenzahl	$k/2\pi$	12 578,950 981 47(37) cm <sup>-1</sup>
Isotopen-Verschiebung	$\Delta\omega_0$	$2\pi \cdot 77,583(12)$ MHz
Lebensdauer (angeregter Zustand)	$\tau$	27,679(27) ns
Zerfallsrate / Natürliche Linienbreite (FWHM)	$\Gamma$	$36,129(35) \cdot 10^6$ s <sup>-1</sup> $2\pi \cdot 5,7500(56)$ MHz
Absorptions-Oszillator-Stärke	$f$	0,342 31(97)
Rückstoß-Limit	$T_R$	348,66 nK
Doppler-Limit	$T_D$	$2\pi \cdot 377,107\,463\,380(11)$ THz

### Eigenschaften der Dipol-Übergänge

 D<sub>2</sub>-Linie  $|5^2S_{1/2}\rangle \leftrightarrow |5^2P_{3/2}\rangle$ 

Matrix-Element Dipol-Übergang	$\langle J = 1/2    er    J' = 3/2 \rangle$	$3,584\,24(74) \cdot 10^{-29}$ C·m
Effektiver Resonanz-Absorptionsquerschnitt (isotrope Polarisation)	$\sigma_0 ( F = 2\rangle \rightarrow  F' = 3\rangle)$	$1,356\,456\,704\,270(31) \cdot 10^{-13}$ m <sup>2</sup>
Resonanz-Absorptionsquerschnitt Kühl-Kreisprozess (zirkular pol.)	$\sigma_0 ( F = 2, m_F = \pm 2\rangle \rightarrow  F' = 3, m'_F = \pm 3\rangle)$	$2,906\,692\,937\,721(66) \cdot 10^{-13}$ m <sup>2</sup>

 D<sub>1</sub>-Linie  $|5^2S_{1/2}\rangle \leftrightarrow |5^2P_{1/2}\rangle$ 

Matrix-Element Dipol-Übergang	$\langle J = 1/2    er    J' = 1/2 \rangle$	$2,5377(17) \cdot 10^{-29}$ C·m
Effektiver weit-verstimmter Absorptionsquerschnitt (lineare Polarisation)	$\sigma_0$	$1,081\,257\,000\,480(25) \cdot 10^{-13}$ m <sup>2</sup>

 Relative Hyperfein-Übergangsstärkefaktoren  $S_{FF'}$ 

D <sub>2</sub> -Linie $ 5^2S_{1/2}\rangle \leftrightarrow  5^2P_{3/2}\rangle$	$S_{23}$	7/10	$S_{12}$	5/12
	$S_{22}$	1/4	$S_{11}$	5/12
	$S_{21}$	1/20	$S_{10}$	1/6
D <sub>1</sub> -Linie $ 5^2S_{1/2}\rangle \leftrightarrow  5^2P_{1/2}\rangle$	$S_{22}$	1/2	$S_{12}$	5/6
	$S_{21}$	1/2	$S_{11}$	1/6

---

**Literaturverzeichnis**

---

- [1] P. Zoller, T. Beth, D. Binosi, R. Blatt, H. Briegel, D. Bruss, T. Calarco, J. I. Cirac, D. Deutsch, J. Eisert, et al.: *Quantum information processing and communication: Strategic report on current status, visions and goals for research in Europe*. European Physical Journal D **36**, 203–228 (2005), URL <http://dx.doi.org/10.1140/epjd/e2005-00251-1>
- [2] Advanced Research and Development Activity (ARDA): *A Quantum Information Science and Technology Roadmap - Part 1: Quantum Computation*. <http://qist.lanl.gov/>
- [3] M. A. Nielsen, I. L. Chuang: *Quantum Computation and Quantum Information*. 10th ed., Cambridge University Press, (2010), ISBN 978-1-107-00217-3
- [4] D. P. DiVincenzo: *The Physical Implementation of Quantum Computation*. Fortschritte Der Physik **48**, 771–783 (2000), URL [http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/1521-3978\(200009\)48:9/11%3C771::AID-PROP771%3E3.0.CO;2-E/abstract](http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/1521-3978(200009)48:9/11%3C771::AID-PROP771%3E3.0.CO;2-E/abstract)
- [5] H. J. Kimble: *The quantum internet*. Nature **453**, 1023–1030 (2008), URL <http://www.nature.com/nature/journal/v453/n7198/full/nature07127.html>
- [6] A. D. Boozer, A. Boca, R. Miller, T. E. Northup, H. J. Kimble: *Reversible state transfer between light and a single trapped atom*. Physical Review Letters **98**, 193601 (2007), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.193601>
- [7] C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, W. K. Wootters: *Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels*. Phys. Rev. Lett. **70**, 1895–1899 (1993), URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.70.1895>
- [8] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, H. Zbinden: *Quantum cryptography*. Reviews of Modern Physics **74**, 145–195 (2002), URL <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.74.145>
- [9] A. K. Ekert: *Quantum cryptography based on Bell's theorem*. Physical Review Letters **67**, 661–663 (1991), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.661>
- [10] T. D. Ladd, F. Jelezko, R. Laflamme, Y. Nakamura, C. Monroe, J. L. O'Brien: *Quantum computers*. Nature **464**, 45–53 (2010), URL <http://dx.doi.org/10.1038/nature08812>
- [11] M. D. Lukin: *Colloquium: Trapping and manipulating photon states in atomic ensembles*. Reviews of Modern Physics **75**, 457–472 (2003), URL <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.75.457>
- [12] H.-J. Briegel, W. Dür, J. I. Cirac, P. Zoller: *Quantum Repeaters: The Role of Imperfect Local Operations in Quantum Communication*. Physical Review

- Letters **81**, 5932–5935 (1998), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.5932>
- [13] C. Simon, M. Afzelius, J. Appel, A. Boyer De La Giroday, S. J. Dewhurst, N. Gisin, C. Y. Hu, F. Jelezko, S. Kröll, J. H. Müller, et al.: *Quantum memories: A review based on the European integrated project “Qubit Applications (QAP).”* European Physical Journal D **58**, 1–22 (2010), URL <http://dx.doi.org/10.1140/epjd/e2010-00103-y>
- [14] L. M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac, P. Zoller: *Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics.* Nature **414**, 413–418 (2001), URL <http://dx.doi.org/10.1038/35106500>
- [15] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R. Walsworth, M. D. Lukin: *Storage of Light in Atomic Vapor.* Physical Review Letters **86**, 783–786 (2001), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.783>
- [16] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, L. V. Hau: *Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses.* Nature **409**, 490–493 (2001), URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/11206540>
- [17] A. I. Lvovsky, B. C. Sanders, W. Tittel: *Optical quantum memory.* Nature Photonics **3**, 706–714 (2009), URL <http://www.nature.com/doi/10.1038/nphoton.2009.231>
- [18] J. J. Longdell, E. Fraval, M. J. Sellars, N. B. Manson: *Stopped Light with Storage Times Greater than One Second Using Electromagnetically Induced Transparency in a Solid.* Physical Review Letters **95**, 63601 (2005), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.95.063601>
- [19] F. Beil, J. Klein, G. Nikoghosyan, T. Halfmann: *Electromagnetically induced transparency and retrieval of light pulses in a  $A$ -type and a  $V$ -type level scheme in  $Pr^{3+}:Y_2SiO_5$ .* Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **41**, 74001 (2008), URL <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0953-4075/41/7/074001>
- [20] G. Heinze, C. Hubrich, T. Halfmann: *Stopped Light and Image Storage by Electromagnetically Induced Transparency up to the Regime of One Minute.* Physical Review Letters **111**, 33601 (2013), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.033601>
- [21] D. Schraft, M. Hain, N. Lorenz, T. Halfmann: *Stopped Light at High Storage Efficiency in a  $Pr:YSO$  Crystal.* Physical Review Letters **116**, 73602 (2016), URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.116.073602>
- [22] Y. H. Chen, M. J. Lee, I. C. Wang, S. Du, Y. F. Chen, Y. C. Chen, I. A. Yu: *Coherent Optical Memory with High Storage Efficiency and Large Fractional Delay.* Physical Review Letters **110**, 83601 (2013), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.083601>
- [23] D. N. Matsukevich, T. Chanelière, S. D. Jenkins, S. Y. Lan, T. A. B. Kennedy,

- A. Kuzmich: *Storage and retrieval of single photons transmitted between remote quantum memories*. Nature **438**, 833 (2005), URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/16341009>
- [24] M. D. Eisaman, A. André, F. Massou, M. Fleischhauer, A. S. Zibrov, M. D. Lukin: *Electromagnetically induced transparency with tunable single-photon pulses*. Nature **438**, 837–841 (2005), URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/16341010>
- [25] A. Reiserer, N. Kalb, G. Rempe, S. Ritter: *A quantum gate between a flying optical photon and a single trapped atom*. Nature **508**, 237 (2014), URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/24717512>
- [26] K. Hammerer, A. S. Sorensen, E. S. Polzik: *Quantum interface between light and atomic ensembles*. Reviews of Modern Physics **82**, 1041–1093 (2010), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.82.1041>
- [27] A. V. Gorshkov, A. André, M. D. Lukin, A. S. Sørensen: *Photon storage in A type optically dense atomic media. II. Free-space model*. Physical Review A **76**, 33805 (2007), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.76.033805>
- [28] P. W. Shor: *Polynomial-Time Algorithms for Prime Factorization and Discrete Logarithms on a Quantum Computer*. SIAM Journal on Computing **26**, 1484–1509 (1997), URL <http://dx.doi.org/10.1137/S0097539795293172>
- [29] R. P. Feynman: *Quantum mechanical computers*. Foundations of Physics **16**, 507–531 (1986), URL <http://dx.doi.org/10.1007/BF01886518>
- [30] D. G. Angelakis, M.-X. Huo, D. Chang, L. C. Kwek, V. Korepin: *Mimicking Interacting Relativistic Theories with Stationary Pulses of Light*. Physical Review Letters **110**, 100502 (2013), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.100502>
- [31] D. E. Chang, V. Gritsev, G. Morigi, V. Vuletić, M. D. Lukin, E. A. Demler: *Crystallization of strongly interacting photons in a nonlinear optical fibre*. Nature Physics **4**, 884–889 (2008), URL <http://www.nature.com/doi/10.1038/nphys1074>
- [32] M. Kiffner, M. J. Hartmann: *Dissipation-induced Tonks-Girardeau gas of polaritons*. Physical Review A **81**, 21806 (2010), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.81.021806>
- [33] D. G. Angelakis, M. Huo, E. Kyoseva, L. C. Kwek: *Luttinger Liquid of Photons and Spin-Charge Separation in Hollow-Core Fibers*. Physical Review Letters **106**, 153601 (2011), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.106.153601>
- [34] M. Hafezi, D. Chang, V. Gritsev, E. Demler, M. D. Lukin: *Quantum transport of strongly interacting photons in a one-dimensional nonlinear waveguide*. Physical Review A **85**, 13822 (2012), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.85.013822>
- [35] E. Garmire: *Nonlinear optics in daily life*. Optics Express **21**, 30532 (2013), URL <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=oe-21-25-30532>

- [36] Robert W. Boyd: *Nonlinear Optics*. 3te Aufl., Academic Press, (n.d.), ISBN 978-0123694706
- [37] J. L. O'Brien: *Optical Quantum Computing*. *Science* **318**, 1567–1571 (2007), URL <http://www.sciencemag.org/content/318/5856/1567.long>
- [38] D. E. Chang, V. Vuletic, M. D. Lukin: *Quantum nonlinear optics — photon by photon*. *Nature Photonics* **8**, 685–694 (2014), URL <http://www.nature.com/doi/10.1038/nphoton.2014.192>
- [39] D. A. B. Miller: *Are optical transistors the logical next step?*. *Nature Photonics* **4**, 3–5 (2010), URL <http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2009.240>
- [40] W. Chen, K. M. Beck, R. Bucker, M. Gullans, M. D. Lukin, H. Tanji-Suzuki, V. Vuletic: *All-Optical Switch and Transistor Gated by One Stored Photon*. *Science* **341**, 768–770 (2013), URL <http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.1238169>
- [41] T. G. Tiecke, J. D. Thompson, N. P. de Leon, L. R. Liu, V. Vuletić, M. D. Lukin: *Nanophotonic quantum phase switch with a single atom*. *Nature* **508**, 241 (2014), URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/24717513>
- [42] A. Goban, K. S. Choi, D. J. Alton, D. Ding, C. Lacroûte, M. Pototschnig, T. Thiele, N. P. Stern, H. J. Kimble: *Demonstration of a state-insensitive, compensated nanofiber trap*. *Physical Review Letters* **109**, 33603 (2012), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.033603>
- [43] C. Sayrin, C. Clausen, B. Albrecht, P. Schneeweiss, A. Rauschenbeutel: *Storage of fiber-guided light in a nanofiber-trapped ensemble of cold atoms*. *Optica* **2**, 353–356 (2015), URL <https://www.osapublishing.org/optica/abstract.cfm?uri=optica-2-4-353>
- [44] B. Gouraud, D. Maxein, A. Nicolas, O. Morin, J. Laurat: *Demonstration of a Memory for Tightly Guided Light in an Optical Nanofiber*. *Physical Review Letters* **114**, 180503 (2015), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.180503>
- [45] E. Vetsch, D. Reitz, G. Sagué, R. Schmidt, S. T. Dawkins, A. Rauschenbeutel: *Optical Interface Created by Laser-Cooled Atoms Trapped in the Evanescent Field Surrounding an Optical Nanofiber*. *Physical Review Letters* **104**, 203603 (2010), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.203603>
- [46] A. Goban, C. L. Hung, J. D. Hood, S. P. Yu, J. A. Muniz, O. Painter, H. J. Kimble: *Superradiance for Atoms Trapped along a Photonic Crystal Waveguide*. *Physical Review Letters* **115**, 63601 (2015), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.115.063601>
- [47] A. Goban, C. L. Hung, S. P. Yu, J. D. Hood, J. A. Muniz, J. H. Lee, M. J. Martin, A. C. McClung, K. S. Choi, D. E. Chang, et al.: *Atom–light interactions in photonic crystals*. *Nature Communications* **5**, 3808 (2014), URL <http://www.nature.com/doi/10.1038/ncomms4808>
- [48] H. Schmidt, A. Imamoglu: *Giant Kerr nonlinearities obtained by*

- electromagnetically induced transparency*. *Optics Letters* **21**, 1936 (1996), URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/19881851>
- [49] M. D. Lukin, A. Imamoglu: *Nonlinear Optics and Quantum Entanglement of Ultra-Slow Single Photons*. *Physical Review Letters* **84**, 1419–1422 (2000), URL <http://arxiv.org/abs/quant-ph/9910094>
- [50] C. Ottaviani, D. Vitali, M. Artoni, F. Cataliotti, P. Tombesi: *Polarization qubit phase gate in driven atomic media*. *Physical Review Letters* **90**, 197902 (2003), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.197902>
- [51] D. Petrosyan, G. Kurizki: *Symmetric photon-photon coupling by atoms with Zeeman-split sublevels*. *Physical Review A* **65**, 33833 (2002), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.65.033833>
- [52] S. E. Harris, L. V. Hau: *Nonlinear Optics at Low Light Levels*. *Physical Review Letters* **82**, 4611–4614 (1999), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.82.4611>
- [53] H. Mabuchi, A. C. Doherty: *Cavity quantum electrodynamics: coherence in context*. *Science* **298**, 1372 (2002), URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/12434052>
- [54] S. E. Harris, J. E. Field, A. Imamoglu: *Nonlinear Optical Processes Using Electromagnetically Induced Transparency*. *Physical Review Letters* **64**, 1107–1110 (1990), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.64.1107>
- [55] S. E. Harris: *Electromagnetically Induced Transparency*. *Physics Today* **50**, 36 (1997), URL <http://web.stanford.edu/group/harrisgroup/PAPERS/review.pdf>
- [56] K. J. Boller, A. Imamolu, S. Harris: *Observation of electromagnetically induced transparency*. *Physical Review Letters* **66**, 2593–2596 (1991), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.66.2593>
- [57] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J. Marangos: *Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media*. *Reviews of Modern Physics* **77**, 633–673 (2005), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.77.633>
- [58] J. P. Marangos, T. Halfmann: *Electromagnetically Induced Transparency*. *Handbook of Optics*, Vol. 4, McGraw-Hill Publ. Co, (2009), ISBN 978-0071498920
- [59] T. Peyronel, M. Bajcsy, S. Hofferberth, V. Balic, M. Hafezi, Q. Liang, A. Zibrov, V. Vuletic, M. D. Lukin: *Switching and Counting With Atomic Vapors in Photonic-Crystal Fibers*. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **18**, 1747–1753 (2012), URL <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=6189727>
- [60] A. Imamoglu, H. Schmidt, G. Woods, M. Deutsch: *Strongly Interacting Photons in a Nonlinear Cavity*. *Physical Review Letters* **79**, 1467–1470 (1997), URL [http://prl.aps.org/abstract/PRL/v79/i8/p1467\\_1](http://prl.aps.org/abstract/PRL/v79/i8/p1467_1)

- [61] M. Bajcsy, S. Hofferberth, V. Balic, T. Peyronel, M. Hafezi, A. S. Zibrov, V. Vuletic, M. Lukin: *Efficient All-Optical Switching Using Slow Light within a Hollow Fiber*. *Physical Review Letters* **102**, 203902 (2009), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.102.203902>
- [62] S. E. Harris, Y. Yamamoto: *Photon Switching by Quantum Interference*. *Physical Review Letters* **81**, 3611–3614 (1998), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.3611>
- [63] T. Peyronel, O. Firstenberg, Q. Y. Liang, S. Hofferberth, A. V. Gorshkov, T. Pohl, M. D. Lukin, V. Vuletić: *Quantum nonlinear optics with single photons enabled by strongly interacting atoms*. *Nature* **488**, 57–60 (2012), URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/22832584>
- [64] E. Urban, T. A. Johnson, T. Henage, L. Isenhower, D. D. Yavuz, T. G. Walker, M. Saffman: *Observation of Rydberg blockade between two atoms*. *Nature Physics* **5**, 110–114 (2009), URL <http://www.nature.com/doi/10.1038/nphys1178>
- [65] A. Gaëtan, Y. Miroshnychenko, T. Wilk, A. Chotia, M. Viteau, D. Comparat, P. Pillet, A. Browaeys, P. Grangier: *Observation of collective excitation of two individual atoms in the Rydberg blockade regime*. *Nature Physics* **5**, 115 (2008), URL <http://www.nature.com/nphys/journal/v5/n2/abs/nphys1183.html>
- [66] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, C. H. Behroozi: *Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas*. *Nature* **397**, 594–598 (1999), URL <http://www.nature.com/nature/journal/v397/n6720/abs/397594a0.html>
- [67] M. M. Kash, V. A. Sautenkov, A. S. Zibrov, L. Hollberg, G. R. Welch, M. D. Lukin, Y. Rostovtsev, E. S. Fry, M. O. Scully: *Ultraslow Group Velocity and Enhanced Nonlinear Optical Effects in a Coherently Driven Hot Atomic Gas*. *Physical Review Letters* **82**, 5229–5232 (1999), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.82.5229>
- [68] R. W. Boyd, D. J. Gauthier: “Slow” and “fast” light. *Progress in Optics* **43**, 497–530 (2002), URL [http://dx.doi.org/10.1016/S0079-6638\(02\)80030-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0079-6638(02)80030-0)
- [69] A. André, M. Bajcsy, A. Zibrov, M. Lukin: *Nonlinear Optics with Stationary Pulses of Light*. *Physical Review Letters* **94**, 1–4 (2005), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.063902>
- [70] G. Nikoghosyan, M. Fleischhauer: *Stationary light in cold-atomic gases*. *Physical Review A* **80**, 13818 (2009), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.80.013818>
- [71] A. André, M. Lukin: *Manipulating Light Pulses via Dynamically Controlled Photonic Band gap*. *Physical Review Letters* **89**, 143602 (2002), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.143602>
- [72] M. Bajcsy, A. S. Zibrov, M. D. Lukin: *Stationary pulses of light in an atomic medium*. *Nature* **426**, 638 (2003), URL

- <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/14668857>
- [73] Y. W. Lin, W. T. Liao, T. Peters, H. C. Chou, J. S. Wang, H. W. Cho, P. C. Kuan, I. A. Yu: *Stationary Light Pulses in Cold Atomic Media and without Bragg Gratings*. *Physical Review Letters* **102**, 213601 (2009), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.102.213601>
- [74] J. I. Cirac, P. Zoller, H. J. Kimble, H. Mabuchi: *Quantum State Transfer and Entanglement Distribution among Distant Nodes in a Quantum Network*. *Physical Review Letters* **78**, 3221–3224 (1997), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.78.3221>
- [75] S. A. Moiseev, B. S. Ham: *Generation of entangled lights with temporally reversed photon wave packets*. *Physical Review A* **71**, 53802 (2005), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.71.053802>
- [76] G. Nikoghosyan, F. Zimmer, M. Plenio: *Dipolar Bose-Einstein condensate of dark-state polaritons*. *Physical Review A* **86**, 23854 (2012), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.86.023854>
- [77] L. Tonks: *The complete equation of state of one, two and three-dimensional gases of hard elastic spheres*. *Physical Review* **50**, 955–963 (1936), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.50.955>
- [78] B. Paredes, A. Widera, V. Murg, O. Mandel, S. Fölling, I. Cirac, G. V. Shlyapnikov, T. W. Hansch, I. Bloch: *Tonks–Girardeau gas of ultracold atoms in an optical lattice*. *Nature* **429**, 277–281 (2004), URL <http://www.nature.com/nature/journal/vaop/ncurrent/abs/nature02530.html>
- [79] F. D. M. Haldane: *“Luttinger liquid theory” of one-dimensional quantum fluids: I. Properties of the Luttinger model and their extension to the general 1D interacting spinless Fermi gas*. *J. Phys. C: Solid State Phys.* **14**, 2585–2609 (1981), URL <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3719/14/19/010>
- [80] J. Otterbach, R. Unanyan, M. Fleischhauer: *Confining Stationary Light: Dirac Dynamics and Klein Tunneling*. *Physical Review Letters* **102**, 63602 (2009), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.102.063602>
- [81] K. T. Kaczmarek, M. R. Sprague, S. Kolthammer, A. Feizpour, P. M. Ledingham, B. Brecht, E. Poem, I. A. Walmsley, J. Nunn, D. J. Saunders, et al.: *Ultra-high and persistent optical depths of cesium in Kagomé-type hollow-core photonic crystal fibres*. *Optics Letters* **40**, 5582 (2015), URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-40-23-5582>
- [82] S. Ghosh, A. Bhagwat, C. Renshaw, S. Goh, A. Gaeta, B. Kirby: *Low-Light-Level Optical Interactions with Rubidium Vapor in a Photonic Band-Gap Fiber*. *Physical Review Letters* **97**, 23603 (2006), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.023603>
- [83] M. Bajcsy, S. Hofferberth, T. Peyronel, V. Balic, Q. Liang, A. S. Zibrov, V. Vuletic, M. D. Lukin: *Laser-cooled atoms inside a hollow-core photonic-crystal*

- fiber*. Physical Review A **83**, 63830 (2011), URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011arXiv1104.5220B>
- [84] S. Vorrath, S. A. Möller, P. Windpassinger, K. Bongs, K. Sengstock: *Efficient guiding of cold atoms through a photonic band gap fiber*. New Journal of Physics **12**, 123015 (2010), URL <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1367-2630/12/12/123015>
- [85] T. Takekoshi, R. J. Knize: *Optical Guiding of Atoms through a Hollow-Core Photonic Band-Gap Fiber*. Physical Review Letters **98**, 210404 (2007), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.210404>
- [86] C. Christensen, S. Will, M. Saba, G. B. Jo, Y. I. Shin, W. Ketterle, D. Pritchard: *Trapping of ultracold atoms in a hollow-core photonic crystal fiber*. Physical Review A **78**, 33429 (2008), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.78.033429>
- [87] D. A. Steck: *Quantum and Atom Optics*. Available Online at <http://steck.us/teaching>, revision 0.10.2, 16 October 2015 (n.d.)
- [88] D. A. Steck: *Rubidium 87 D Line Data*. Available Online at <http://steck.us/alkalidata>, revision 2.1.5, 13. Januar 2015 (n.d.)
- [89] G. Hétet, L. Slodička, M. Hennrich, R. Blatt: *Single atom as a mirror of an optical cavity*. Physical Review Letters **107**, 133002 (2011), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.133002>
- [90] G. Wrigge, I. Gerhardt, J. Hwang, G. Zumofen, V. Sandoghdar: *Efficient coupling of photons to a single molecule and the observation of its resonance fluorescence*. Nature **4**, 60–66 (2008), URL <http://dx.doi.org/10.1038/nphys812>
- [91] B. M. Sparkes, J. Bernu, M. Hosseini, J. Geng, Q. Glorieux, P. a Altin, P. K. Lam, N. P. Robins, B. C. Buchler: *Gradient echo memory in an ultra-high optical depth cold atomic ensemble*. New Journal of Physics **15**, 85027 (2013), URL <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1367-2630/15/8/085027>
- [92] T. Mayer-Kuckuk: *Atomphysik*. 5te Aufl., Teubner, B.G., Stuttgart (1997), ISBN 3-519-43042-8
- [93] J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, P. S. J. Russell: *Photonic Band Gap Guidance in Optical Fibers*. Science **282**, 1476–1478 (1998), URL <http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.282.5393.1476>
- [94] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, P. J. Roberts, D. C. Allan: *Single-Mode Photonic Band Gap Guidance of Light in Air*. Science **285**, 1537–1539 (1999), URL <http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.285.5433.1537>
- [95] P. Russell: *Photonic crystal fibers*. Science (New York, N.Y.) **299**, 358–62 (2003), URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/12532007>
- [96] P. S. J. Russell: *Photonic-Crystal Fibers*. Journal of Lightwave Technology

- 24, 4729–4749 (2006), URL <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=4063429>
- [97] J. M. Fini, J. W. Nicholson, B. Mangan, L. Meng, R. S. Windeler, E. M. Monberg, A. DeSantolo, F. V. DiMarcello, K. Mukasa: *Polarization maintaining single-mode low-loss hollow-core fibres*. Nature Communications **5**, 5085 (2014), URL <http://www.nature.com/ncomms/2014/141028/ncomms6085/full/ncomms6085.html>
- [98] D. G. Ouzounov, F. R. Ahmad, D. Müller, N. Venkataraman, M. T. Gallagher, M. G. Thomas, J. Silcox, K. W. Koch, A. L. Gaeta: *Generation of Megawatt Optical Solitons in Hollow-Core Photonic Band-Gap Fibers*. Science **301**, 1702–1704 (2003), URL <http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.1088387>
- [99] W. H. Reeves, D. V. Skryabin, F. Biancalana, J. C. Knight, P. S. J. Russell, F. G. Omenetto, A. Efimov, A. J. Taylor: *Transformation and control of ultra-short pulses in dispersion-engineered photonic crystal fibres*. Nature **424**, 511–515 (2003), URL <http://dx.doi.org/10.1038/nature01798>
- [100] M. G. Welch, C. E. de Nobrega, R. A. Correa, W. J. Wadsworth, J. C. Knight: *Accurate measurement of the dispersion of hollow-core fibers using a scalable technique*. Optics Express **17**, 9006–9012 (2009), URL <http://www.osapublishing.org/viewmedia.cfm?uri=oe-17-11-9006&seq=0&html=true>
- [101] J. C. Knight: *Photonic crystal fibers and fiber lasers (Invited)*. Journal of the Optical Society of America B **24**, 1661 (2007), URL <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=josab-24-8-1661>
- [102] R. Engelbrecht: *Nichtlineare Faseroptik*. 1ste Aufl., Springer-Verlag, (2014), ISBN 978-3-642-40967-7
- [103] F. Benabid, J. C. Knight, G. Antonopoulos, P. S. J. Russell: *Stimulated Raman scattering in hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber*. Science **298**, 399–402 (2002), URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/12376698>
- [104] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, R. D. Meade: *Photonic Crystals - Molding the Flow of Light*. 2nd, Princeton University Press, (2008), ISBN 9780691124568
- [105] E. Yablonovitch: *Photonic crystals: semiconductors of light*. Scientific American **285**, 47 (2001), URL [http://optoelectronics.eecs.berkeley.edu/eliy\\_SCIAM.pdf](http://optoelectronics.eecs.berkeley.edu/eliy_SCIAM.pdf)
- [106] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, K. M. Leung: *Photonic Band Structure: The Face-Centered-Cubic Case Employing Nonspherical Atoms*. Phys. Rev. Lett. **67**, 2295–2298 (1991), URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.67.2295>
- [107] C. Kittel: *Einführung in die Festkörperphysik*. 13te Aufl., Oldenbourg

- Wissenschaftsverlag GmbH, München (2002), ISBN 3-486-27219-5
- [108] E. Hecht: *Optik*. 3te Aufl., Oldenbourg-Verlag, München (2005), ISBN 3-486-27359-0
- [109] G. Bouwmans, F. Luan, J. C. Knight, P. S. J. Russell, L. Farr, B. J. Mangan, H. Sabert: *Properties of a hollow-core photonic bandgap fiber at 850 nm wavelength*. *Optics Express* **11**, 1613–1620 (2003), URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/19466039>
- [110] X. Chen, M.-J. Li, N. Venkataraman, M. T. Gallagher, W. A. Wood, A. M. Crowley, J. P. Carberry, L. A. Zenteno, K. W. Koch: *Highly birefringent hollow-core photonic bandgap fiber*. *Optics Express* **12**, 3888 (2004), URL <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=OPEX-12-16-3888>
- [111] M. Wegmüller, M. Legré, N. Gisin, T. Hansen, C. Jakobsen, J. Broeng: *Experimental investigation of the polarization properties of a hollow core photonic bandgap fiber for 1550 nm*. *Optics Express* **13**, 1457 (2005), URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/19495021>
- [112] A. Schreiber: *Untersuchungen zur Präparation eines Mediums extremer optischer Dichte in einer photonischen Hohlleiter*. Masterarbeit am Institut für Angewandte Physik, AG Nichtlineare Optik / Quantenoptik, Technische Universität Darmstadt (2015)
- [113] W. Demtröder: *Experimentalphysik 2 - Elektrizität und Optik*. 5te Aufl., Springer-Verlag, (2009), ISBN 978-3-540-68210-3
- [114] G. Statkiewicz, T. Martynkien, W. Urbanczyk: *Measurements of birefringence and its sensitivity to hydrostatic pressure and elongation in photonic bandgap hollow core fiber with residual core ellipticity*. *Optics Communications* **255**, 175–183 (2005), URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0030401805005687>
- [115] D. N. Payne, A. J. Barlow, J. J. R. Hansen: *Development of Low- and High-Birefringence Optical Fibers*. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **18**, 477 (1982), URL <http://ieeexplore.ieee.org/xpl/articleDetails.jsp?arnumber=1131072>
- [116] J. Noda, K. Okamoto, Y. Sasaki: *Polarization-Maintaining Fibers and Their Applications*. *Journal of Lightwave Technology* **4**, 1071–1089 (1986), URL <http://dx.doi.org/10.1109/JLT.1986.1074847>
- [117] M. Wegmüller, M. Legré, N. Gisin, T. Hansen, C. Jakobsen, J. Broeng: *Experimental investigation of the polarization properties of a hollow core photonic bandgap fiber for 1550 nm*. *Optics Express* **13**, 1457–1467 (2005), URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/19495021>
- [118] K. Kikuchi, T. Okoshi: *Wavelength-sweeping technique for measuring the beat length of linearly birefringent optical fibers*. *Optics Letters* **8**, 122–123 (1983), URL <https://www.osapublishing.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-8-2-122>
- [119] F. Risch: *Charakterisierung der Polarisationsseigenschaften von photonischen*

- Hohlkernfasern*. Bachelorarbeit am Institut für Angewandte Physik, AG Nichtlineare Optik / Quantenoptik, Technische Universität Darmstadt (2016)
- [120] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D. E. Pritchard: *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*. Physical Review Letters **59**, 2631–2634 (1987), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.59.2631>
- [121] C. S. Adams, E. Riis: *Laser cooling and trapping of neutral atoms*. Progress in Quantum Electronics **21**, 1–79 (1997), URL <http://prl.aps.org/files/RevModPhys.70.721.pdf>
- [122] H. Metcalf, P. Van Der Straten: *Laser cooling and trapping of atoms*. J. Opt. Soc. Am. B **20**, 887–908 (2003), URL <https://www.osapublishing.org/josab/abstract.cfm?uri=josab-20-5-887>
- [123] H. J. Metcalf, P. van der Straaten: *Laser Cooling and Trapping*. Springer-Verlag, New York (1999), ISBN 0-387-98728-2
- [124] C. Wieman, G. Flowers, S. Gilbert: *Inexpensive laser cooling and trapping experiment for undergraduate laboratories*. American Journal of Physics **63**, 317 (1995), URL <http://link.aip.org/link/?AJP/63/317/1&Agg=doi>
- [125] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji: *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*. Journal of the Optical Society of America B **6**, 2023 (1989), URL <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=josab-6-11-2023>
- [126] B. Wittrock: *Temperaturbestimmung ultrakalter Atome mittels EIT*. Masterarbeit am Institut für Angewandte Physik, AG Nichtlineare Optik / Quantenoptik, Technische Universität Darmstadt (2011)
- [127] M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, G. Lasher: *Stimulated Emission of Radiation from GaAs p-n Junctions*. Applied Physics **1**, 62–64 (1962), URL <http://link.aip.org/link/?APPLAB/1/62/1>
- [128] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, R. O. Carlson: *Coherent Light Emission From GaAs Junctions*. Physical Review Letters **9**, 366–368 (1962), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.9.366>
- [129] J. Eichler, H. J. Eichler: *Laser*. Springer-Verlag, Berlin (2003), ISBN 3-540-00376-2
- [130] K. K. Kneubühl, M. W. Sigrist: *Laser*. Teubner, Leipzig (1999), ISBN 3-519-43032-0
- [131] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, T. W. Hänsch: *A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics*. Optics Communications **117**, 541–549 (1995), URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/003040189500146Y>
- [132] A. S. Arnold, J. S. Wilson, M. G. Boshier: *A simple extended-cavity diode laser*. Review of Scientific Instruments **69**, 1236–1239 (1998), URL

- <http://link.aip.org/link/RSINAK/v69/i3/p1236/s1&Agg=doi>
- [133] T. Abel: *Aufbau, Charakterisierung und Stabilisierung eines Halbleiterlasers mit externem Resonator*. Bachelorarbeit am Institut für Angewandte Physik, AG Nichtlineare Optik / Quantenoptik, Technische Universität Darmstadt (2010)
- [134] M. Szarafanowicz: *Verbesserung der Frequenzstabilität eines ECDLs*. Bachelorarbeit am Institut für Angewandte Physik, AG Nichtlineare Optik / Quantenoptik, Technische Universität Darmstadt (2012)
- [135] M. W. Fleming, A. Mooradian: *Spectral Characteristics of External-Cavity Controlled Semiconductor Lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics **17**, 44–59 (1981), URL [http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs\\_all.jsp?arnumber=1070634](http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=1070634)
- [136] A. Korpel: *Acousto-Optics—A Review of Fundamentals*. Proceedings of the IEEE **69**, 48–53 (1981), URL <http://dx.doi.org/10.1109/PROC.1981.11919>
- [137] W. Demtröder: *Laserspektroskopie, Grundlagen und Techniken*. 5te Aufl., Springer, Berlin (2007), ISBN 978-3-540-33792-8
- [138] K. B. MacAdam, A. Steinbach, C Wieman: *A narrow-band tunable diode laser system with grating feedback, and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb*. American Journal of Physics **60**, 1098–1111 (1992), URL [http://massey.dur.ac.uk/resources/grad\\_skills/MacAdam-AmJPhys.pdf](http://massey.dur.ac.uk/resources/grad_skills/MacAdam-AmJPhys.pdf)
- [139] D. Dubbers: *Simple formula for multiple mu-metal shields*. Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A **243**, 511–517 (1986), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.2486>
- [140] V. I. Balykin, V. G. Minogin, V. S. Letokhov: *Electromagnetic trapping of cold atoms*. Reports on Progress in Physics **63**, 1429 (2000), URL <http://iopscience.iop.org/0034-4885/63/9/202>
- [141] F. Fassnacht: *Vorbereitungen zur Inbetriebnahme einer magneto-optischen Falle*. Bachelorarbeit am Institut für Angewandte Physik, AG Nichtlineare Optik / Quantenoptik, Technische Universität Darmstadt (2010)
- [142] M. Hain: *Vorbereitungen zu Messungen bei hohen optischen Dichten in einer Hohlkernfaser*. Bachelorarbeit am Institut für Angewandte Physik, AG Nichtlineare Optik / Quantenoptik, Technische Universität Darmstadt (2013)
- [143] Y. C. Chen, Y. A. Liao, L. Hsu, I. A. Yu: *Simple technique for directly and accurately measuring the number of atoms in a magneto-optical trap*. Physical Review A **64**, 31401 (2001), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.64.031401>
- [144] S. Schürl: *Messung der Atomanzahl in einer MOT*. Bachelorarbeit am Institut für Angewandte Physik, AG Nichtlineare Optik / Quantenoptik, Technische Universität Darmstadt (2012)
- [145] T. M. Brzozowski, M. Maczynska, M. Zawada, J. Zachorowski, W. Gawlik:

- Time-of-flight measurement of the temperature of cold atoms for short trap-probe beam distances.* Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics **4**, 62–66 (2002), URL <http://iopscience.iop.org/1464-4266/4/1/310>
- [146] T. Peters, B. Wittrock, F. Blatt, T. Halfmann, L. P. Yatsenko: *Thermometry of ultracold atoms by electromagnetically induced transparency.* Physical Review A **85**, 63416 (2012), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.85.063416>
- [147] G. Dudley, N. Sagna, P. Berthoud, P. Thomann: *Anisotropic magneto-optical trapping of atoms: capture efficiency and induced drift velocities.* Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **29**, 4659–4673 (1996), URL <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0953-4075/29/20/019>
- [148] A. F. Molisch, B. P. Oehry: *Radiation Trapping In Atomic Vapours.* Oxford University Press Inc., New York (1998), ISBN 0198538669
- [149] D. Müller, E. Cornell, D. Anderson, E. Abraham: *Guiding laser-cooled atoms in hollow-core fibers.* Physical Review A **61**, 33411 (2000), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.61.033411>
- [150] R. G. Dall, M. D. Hoogerland, K. G. H. Baldwin, S. J. Buckman: *Guiding of metastable helium atoms through hollow optical fibres.* Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics **1**, 396 (1999), URL <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=807333>
- [151] M. A. Ol'Shanii, Y. B. Ovchinnikov, V. S. Letokhov: *Laser guiding of atoms in a hollow optical fiber.* Optics Communications **98**, 77–79 (1993), URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/003040189390761S>
- [152] M. J. Renn, A. A. Zozulya, E. A. Donley, E. A. Cornell, D. Z. Anderson: *Optical-dipole-force fiber guiding and heating of atoms.* Physical Review A **55**, 3684–3696 (1997), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.55.3684>
- [153] W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin, D. E. Pritchard: *High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap.* Physical Review Letters **70**, 2253–2256 (1993), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.70.2253>
- [154] M. H. Anderson, W. Petrich, J. R. Ensher, E. A. Cornell: *Reduction of light-assisted collisional loss rate from a low-pressure vapor-cell trap.* Physical Review A **50**, R3597–R3600 (1994), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.50.R3597>
- [155] R. Grimm, M. Weidemüller, Y. B. Ovchinnikov: *Optical dipole traps for neutral atoms.* Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics **42**, 95–170 (2000), URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1049250X0860186X>
- [156] F. Blatt: *Aufbau eines durchstimmbaren MOPA-Systems.* Diplomarbeit am

- Institut für Angewandte Physik, AG Nichtlineare Optik / Quantenoptik, Technische Universität Darmstadt (2010)
- [157] T. Führer, D. Stang, T. Walther: *Actively controlled tuning of an external cavity diode laser by polarization spectroscopy*. *Optics Express* **17**, 4991 (2009), URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/19333259>
- [158] T. Führer, S. Euler, T. Walther: *Model for tuning an external-cavity diode laser by polarization locking*. *Journal of the Optical Society of America B* **28**, 508 (2011), URL <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=josab-28-3-508>
- [159] T. Führer, T. Walther: *Extension of the mode-hop-free tuning range of an external cavity diode laser based on a model of the mode-hop dynamics*. *Optics Letters* **33**, 372–374 (2008), URL <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=ol-33-4-372>
- [160] S. Ghosh, J. E. Sharping, D. G. Ouzounov, A. L. Gaeta: *Resonant Optical Interactions with Molecules Confined in Photonic Band-Gap Fibers*. *Physical Review Letters* **94**, 93902 (2005), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.093902>
- [161] F. Blatt, T. Halfmann, T. Peters: *One-dimensional ultracold medium of extreme optical depth*. *Optics Letters* **39**, 446–449 (2014), URL <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=ol-39-3-446>
- [162] E. A. Donley, T. P. Heavner, F. Levi, M. O. Tataw, S. R. Jefferts: *Double-pass acousto-optic modulator system*. *Review of Scientific Instruments* **76**, 63112 (2005), URL <http://link.aip.org/link/RSINAK/v76/i6/p063112/s1&Agg=doi>
- [163] T. G. Hiemstra: *Vorbereitungen zur Bestimmung der optischen Dichte in einer Hohlkernfaser*. Bachelorarbeit am Institut für Angewandte Physik, AG Nichtlineare Optik / Quantenoptik, Technische Universität Darmstadt (2012)
- [164] A. D. Slepko, A. R. Bhagwat, V. Venkataraman, P. Londero, A. L. Gaeta: *Generation of large alkali vapor densities inside bare hollow-core photonic band-gap fibers*. *Optics Express* **16**, 18976 (2008), URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/19581990>
- [165] H. Haken: *Licht und Materie I*. Wissenschaftsverlag, Bibliographisches Institut AG, Mannheim (1979), ISBN 3-411-01539-X
- [166] M. O. Scully, M. S. Zubairy: *Quantum Optics*. 6te Aufl., Cambridge University Press, (1997), ISBN 978-0-521-43595-6
- [167] F. Blatt, L. S. Simeonov, T. Halfmann, T. Peters: *Stationary light pulses and narrowband light storage in a laser-cooled ensemble loaded into a hollow-core fiber*. *Phys. Rev. A* **94**, 43833 (2016), URL <http://journals.aps.org/pra/abstract/10.1103/PhysRevA.94.043833>
- [168] J. H. Wu, M. Artoni, G. La Rocca: *Stationary light pulses in cold thermal atomic clouds*. *Physical Review A* **82**, 13807 (2010), URL

- <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.82.013807>
- [169] T. Peters, S. W. Su, Y. H. Chen, J. S. Wang, S. C. Gou, I. A. Yu: *Formation of stationary light in a medium of nonstationary atoms*. *Physical Review A* **85**, 23838 (2012), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.85.023838>
- [170] F. E. Zimmer, A. André, M. D. Lukin, M. Fleischhauer: *Coherent control of stationary light pulses*. *Optics Communications* **264**, 441–453 (2006), URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0030401806005177>
- [171] M. Fleischhauer, M. D. Lukin: *Dark-state polaritons in electromagnetically induced transparency*. *Physical Review Letters* **84**, 5094 (2000), URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/10990875>
- [172] M. Fleischhauer, M. D. Lukin: *Quantum memory for photons: Dark-state polaritons*. *Physical Review A* **65**, 22314 (2002), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.65.022314>
- [173] S. H. Autler, C. H. Townes: *Stark effect in rapidly varying fields*. *Physical Review* **100**, 703–722 (1955), URL [http://prola.aps.org/abstract/PR/v100/i2/p703\\_1](http://prola.aps.org/abstract/PR/v100/i2/p703_1)
- [174] M. Lukin, M. Fleischhauer, a. Zibrov, H. Robinson, V. Velichansky, L. Hollberg, M. Scully: *Spectroscopy in Dense Coherent Media: Line Narrowing and Interference Effects*. *Physical Review Letters* **79**, 2959–2962 (1997), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.2959>
- [175] S. E. Harris, J. E. Field, A. Kasapi: *Dispersive properties of electromagnetically induced transparency*. *Physical Review A* **46**, 29–32 (1992), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.46.R29>
- [176] J. Sagle, R. K. Namiotka, J. Huennekens: *Measurement and modelling of intensity dependent absorption and transit relaxation on the cesium line*. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **29**, 2629–2643 (1996), URL <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0953-4075/29/12/023>
- [177] T. Peters, Y. H. Chen, J. S. Wang, Y. W. Lin, I. A. Yu: *Optimizing the retrieval efficiency of stored light pulses*. *Optics Express* **17**, 6665 (2009), URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/19365493>
- [178] S. D. Jenkins, D. N. Matsukevich, T. Chanelière, A. Kuzmich, T. A. B. Kennedy: *Theory of dark-state polariton collapses and revivals*. *Physical Review A* **73**, 21803 (2006), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.73.021803>
- [179] D. N. Matsukevich, T. Chanelière, S. D. Jenkins, S. Y. Lan, T. A. B. Kennedy, A. Kuzmich: *Observation of dark state polariton collapses and revivals*. *Physical Review Letters* **96**, 33601 (2006), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.033601>
- [180] L. Karpa, F. Vewinger, M. Weitz: *Resonance Beating of Light Stored Using Atomic Spinor Polaritons*. *Physical Review Letters* **101**, 170406 (2008), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.101.170406>

- [181] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J. Marangos: *Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media*. *Reviews of Modern Physics* **77**, 633–673 (2005), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.77.633>
- [182] T. Peters, Y. H. Chen, J. S. Wang, Y. W. Lin, I. A. Yu: *Observation of phase variation within stationary light pulses inside a cold atomic medium*. *Optics Letters* **35**, 151–153 (2010), URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/20081951>
- [183] A. André, M. Bajcsy, A. S. Zibrov, M. D. Lukin: *Nonlinear Optics with Stationary Pulses of Light*. *Physical Review Letters* **94**, 63902 (2005), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.063902>
- [184] S. Reinisch: *Untersuchungen zur Fluoreszenz von kohärent getriebenen Mehrniveausystemen*. Bachelorarbeit am Institut für Angewandte Physik, AG Nichtlineare Optik / Quantenoptik, Technische Universität Darmstadt (2015)
- [185] P. Palittapongarnpim, A. MacRae, A. I. Lvovsky: *Note: a monolithic filter cavity for experiments in quantum optics*. *Review of Scientific Instruments* **83**, 66101 (2012), URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/rsi/83/6/10.1063/1.4726458>
- [186] R. W. P. Drever, J. L. L. Hall, F. V. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, H. Ward: *Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator*. *Applied Physics B* **31**, 97–105 (1983), URL <http://link.springer.com/10.1007/BF00702605>
- [187] E. D. Black: *An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization*. *American Journal of Physics* **69**, 79 (2001), URL <http://link.aip.org/link/AJPIAS/v69/i1/p79/s1&Agg=doi>
- [188] S. C. Bell, D. M. Heywood, J. D. White, J. D. Close, R. E. Scholten: *Laser frequency offset locking using electromagnetically induced transparency*. *Applied Physics Letters* **90**, 171120 (2007), URL <http://link.aip.org/link/APPLAB/v90/i17/p171120/s1&Agg=doi>
- [189] M. Szarafanowicz: *Laserfrequenzstabilisierung mittels elektromagnetisch-induzierter Transparenz*. Masterarbeit am Institut für Angewandte Physik, AG Nichtlineare Optik / Quantenoptik, Technische Universität Darmstadt (2014)
- [190] M. Zimmer: *Optimierung einer Frequenz-Stabilisierung mittels EIT in Rubidium-Atomen*. Bachelorarbeit am Institut für Angewandte Physik, AG Nichtlineare Optik / Quantenoptik, Technische Universität Darmstadt (2014)
- [191] M. Habenberger: *Vorbereitungen zur Beobachtung des Aharonov-Casher Effekts mit Dunkelzustandspolaritonen*. Masterarbeit am Institut für Angewandte Physik, AG Nichtlineare Optik / Quantenoptik, Technische Universität Darmstadt (2014)
- [192] I. Novikova, A. V. Gorshkov, D. F. Phillips, A. S. Sørensen, M. D. Lukin, R.

- L. Walsworth: *Optimal Control of Light Pulse Storage and Retrieval*. Physical Review Letters **98**, 243602 (2007), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.243602>
- [193] T. Peters, S.-W. Su, Y.-H. Chen, J.-S. Wang, S.-C. Gou, I. Yu: *Formation of stationary light in a medium of nonstationary atoms*. Physical Review A **85**, 23838 (2012), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.85.023838>
- [194] Y. W. L. Wen-Te Liao, T. Peters, H. C. Chou, J. S. Wang, P. C. Kuan, I. A. Yu: *Stationary Light Pulses in Cold Atomic Media*. <http://arxiv.org/pdf/0811.2830>
- [195] S. L. Winoto, M. T. DePue, N. E. Bramall, D. S. Weiss: *Laser cooling at high density in deep far-detuned optical lattices*. Physical Review A **59**, R19–R22 (1999), URL <http://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRevA.59.R19>
- [196] S. Rashleigh: *Origins and control of polarization effects in single-mode fibers*. Journal of Lightwave Technology **1**, 312–331 (1983), URL <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=1072121>
- [197] G. Statkiewicz, T. Martynkien, W. Urbanczyk: *Measurements of birefringence and its sensitivity to hydrostatic pressure and elongation in photonic bandgap hollow core fiber with residual core ellipticity*. Optics Communications **255**, 175–183 (2005), URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0030401805005687>
- [198] M. Terrel, M. J. F. Digonnet, S. Fan: *Polarization controller for hollow-core fiber*. Optics Letters **32**, 1524 (2007), URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/17546176>
- [199] A. J. Barlow, J. J. Ramskov-Hansen, D. N. Payne: *Birefringence and polarization mode-dispersion in spun single-mode fibers*. Applied Optics **20**, 2962 (1981), URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/20333081>
- [200] M. S. Alam, K. Saitoh, M. Koshiba: *High group birefringence in air-core photonic bandgap fibers*. Optics Letters **30**, 824 (2005), URL <https://www.osapublishing.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-30-8-824>
- [201] M. Ramakrishnan, G. Rajan, Y. Semenova, P. Lesiak, A. Domanski, T. Wolinski, A. Boczkowska, G. Farrell: *The influence of thermal expansion of a composite material on embedded polarimetric sensors*. Smart Materials and Structures **20**, 125002 (2011), URL <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0964-1726/20/12/125002>

---

**Index**


---

Begriff	Seite
Autler-Townes-Aufspaltung .....	55
Bandlücke .....	8
Dekohärenz.....	59
Dephasierung.....	59
Dipolfalle (ODT) .....	27
Doppel-Pass-Konfiguration (DP) .....	36
Dopplerfreie Sättigungs-Absorptions-Spektroskopie (SAS) .....	16
Dunkelpunkt-MOT .....	24
Dunkelzustand (DZ) .....	54
Dunkelzustandspolariton (DZP).....	55
DZ-Schwebung.....	59
Einzelphotonenzähler (SPCM) .....	39
Elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT) .....	55
External Cavity Diode Laser, ECDL .....	15
Flug-Relaxations-Rate .....	59
Flugzeitmessung .....	21
Gatter .....	39
Gruppengeschwindigkeit .....	56
Kerr-Nichtlinearität.....	2
Kühl- und Fangstrahlen.....	13
Ladezyklus .....	45
Langsames Licht.....	57
Lawinen-Photodiode (APD) .....	18
Lineare Doppelbrechung der HCPCF.....	12
Liouville-von Neumann-Gleichung .....	52
Magneto-optische Falle (MOT) .....	12
Master Oscillator Power Amplifier System (MOPA-System) .....	29
Mehrfachmodenbetrieb .....	48
Nachweispuls .....	60
N-Schema .....	2
Optische Dichte (OD).....	4
Optische Dichte pro Atom (OD*) .....	4
Phasen-Fehlanpassung.....	65
Photonische Kristall-Faser mit Hohlkern (HCPCF) .....	7
Polarisationsgrad (DOP) .....	11
Polarisations-Gradienten-Kühlung (PGK).....	14
Pound-Drever-Hall-Stabilisierung (PDH) .....	69
Quadrupol-Magnetfeld (QP-Feld) .....	17
Rabi-Frequenz.....	49
Rein-optische Kavität .....	62
Rubidium (Rb).....	5

Rückpumpstrahl.....	14
Rückwärts-Kontrollfeld .....	92
Signalpuls .....	60
Transmissionsfenster (EIT-Fenster).....	56
Trapez-Verstärker .....	29
Vorwärts-Kontrollfeld .....	92
Zeeman-Verschiebung.....	59
Zeeman-Zustände .....	6
Zirkulare Doppelbrechung .....	104

---

## Veröffentlichungen und Tagungsbeiträge

---

### Publikationen in internationalen, begutachteten Fachzeitschriften

- F. Blatt, L. Simeonov, T. Halfmann und T. Peters:  
*Stationary light pulses and narrowband light storage in a laser-cooled ensemble loaded into a hollow-core fiber*  
[Physical Review A 94\(4\), 043833 \(2016\)](#)
- F. Blatt, T. Halfmann und T. Peters:  
*One-dimensional ultracold medium of extreme optical depth.*  
[Optics Letters 39\(3\), 446 \(2014\)](#)
- T. Peters, B. Wittrock, F. Blatt, T. Halfmann und L. P. Yatsenko:  
*Thermometry of ultracold atoms by electromagnetically induced transparency.*  
[Physical Review A 85\(6\), 063416 \(2012\)](#)

### Beiträge zu nationalen und internationalen Tagungen

- F. Blatt, T. Halfmann und T. Peters:  
*Slow, stored and stationary light in a one-dimensional ultracold atomic ensemble.*  
11<sup>th</sup> International Workshop on Control of Quantum Dynamics of Atoms, Molecules and Ensembles by Light (CAMEL XI) – Nessebar, Bulgarien, Juni 2015 (Vortrag)
- F. Blatt, T. Halfmann und T. Peters:  
*Coherent interactions in a one-dimensional ultracold medium of extreme optical depth.*  
DPG Frühjahrstagung 2015 – Heidelberg, März 2015 (Poster)
- F. Blatt, T. Peters und T. Halfmann:  
*Cold atoms of large optical depth inside a hollow-core fiber.*  
11<sup>th</sup> European Conference on Atoms, Molecules and Photons (ECAMP 11) – Aarhus, Dänemark, Juni 2013 (Poster)
- T. Peters, B. Wittrock, F. Blatt, T. Halfmann und L. P. Yatsenko:  
*Temperature measurement of ultracold atoms using electromagnetically induced transparency.*  
DPG Frühjahrstagung 2012 – Stuttgart, März 2012 (Vortrag)

---

## Betreute Bachelor- und Masterarbeiten

### Beiträge zur Lehre

---

#### Bachelorarbeiten

- Thomas Hiemstra, *Vorbereitungen zur Bestimmung der optischen Dichte in einer Hohlkernfaser*, TU Darmstadt, 2012
- Matthias Szarafanowicz, *Verbesserung der Frequenzstabilität eines ECDLs*, TU Darmstadt, 2012
- Marcel Hain, *Vorbereitungen zu Messungen bei hohen optischen Dichten in einer Hohlkernfaser*, TU Darmstadt, 2013
- Marc Zimmer, *Optimierung einer Frequenz-Stabilisierung mittels EIT in Rubidium-Atomen*, TU Darmstadt, 2014
- Felix Risch, *Charakterisierung der Polarisations-eigenschaften von photonischen Hohlkernfasern*, TU Darmstadt, 2016

#### Masterarbeiten

- Torsten Abel, *Hocheffizientes Laden von kalten Atomen in eine Hohlkernfaser (Project-Proposal)*, TU Darmstadt, 2012
- Matthias Szarafanowicz, *Laserfrequenzstabilisierung mittels elektromagnetisch-induzierter Transparenz in Rubidium-Atomen*, TU Darmstadt, 2014

#### Beiträge zur Lehre

- WiSe 2010/11 – SoSe 2016: *Leitung der Abteilung Mechanik des physikalischen Grundpraktikums und Betreuung von zugehörigen Versuchen für Physik-Studierende des dritten Semesters*, TU Darmstadt

---

## Lebenslauf

---

### Frank Blatt

geboren am 30.12.1980 in Bad Soden am Taunus

#### *Schulbildung*

- 1987 – 1991 Besuch der Grundschule „In den Sindlinger Wiesen“ Kelkheim/Ts.  
1991 – 2000 Besuch des Gymnasiums „Bischof-Neumann-Schule“ Königstein

#### *Zivildienst*

- 2000 – 2001 Kindertagesstätte „Haifischladen“ des Sozialpädagogischen Vereins zur familienergänzenden Erziehung Frankfurt

#### *Hochschulbildung*

- 2001 – 2010 Studium der Physik an der Technischen Universität Darmstadt  
2009 – 2010 Diplomarbeit mit dem Thema „Aufbau eines durchstimmbaren MOPA-Systems“ (AG Prof. Dr. Thomas Halfmann)  
2011 – 2016 Promotion zum Thema „Stationäre Lichtpulse und Lichtspeicherung in einem eindimensionalen kalten atomaren Ensemble hoher optischer Dichte“ (AG Prof. Dr. Thomas Halfmann)

#### *Berufliche Tätigkeit*

- 2003 – 2009 Stellvertretender Geschäftsführer der Filmtheaterbetriebe Aurass und der Filmtheaterbetriebe Stegmair, in dieser Funktion Theaterleiter der Standorte Bad Soden und Rüsselsheim  
2011 – 2016 Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Technischen Universität Darmstadt, Institut für Angewandte Physik (AG Prof. Dr. Thomas Halfmann)

Darmstadt, den 15. November 2016

---

## Danksagung

---

An dieser Stelle möchte ich all denen herzlich danken, die mich bei meinem Studium und meiner Promotion unterstützt haben. Ein ganz besonderer Dank gilt:

THOMAS HALFMANN, vielen Dank, dass Du mir diese Arbeit ermöglicht hast. Es war die richtige Entscheidung, nach meinem Diplom auch noch meinen Doktor bei dir zu machen und mich dabei in ein völlig neues Gebiet zu stürzen. Danke für deine Bereitschaft, das neue Feld der kalten Atome mit uns zu ergründen und für deine stetige Ermunterung bei allen Schwierigkeiten. Du hast ein gutes Händchen dafür, stets hervorragende und gleichzeitig sehr nette Mitarbeiter in deiner AG zu versammeln. Ich habe mich immer sehr wohl gefühlt.

GERHARD BIRKL, vielen Dank für Ihre Bereitschaft, meine Arbeit als Zweitgutachter zu bewerten. Auch für die Unterstützung während meiner Arbeit durch Rat und Material (wie dem unverzichtbaren Rubidium) noch einmal vielen Dank.

THORSTEN PETERS, Dir einen ganz besonders herzlichen Dank für deine Betreuung. Als Verantwortlicher für das neue Gebiet der kalten Atome hast du trotz vieler Hindernisse nie den Mut verloren und mich immer unterstützt. Trotz deiner zahlreichen weiteren Verpflichtungen hast Du stets ein offenes Ohr für mich gehabt und neben Rat bei Bedarf auch tatkräftige Hilfe geliefert. Auch persönlich schätze ich dich sehr, was die Arbeit mit Dir umso angenehmer gemacht hat. Hätten wir unser Studium gleichzeitig begonnen, hätten wir vermutlich noch nebenher ein Kino aufgemacht ☺. Weiterhin viel Erfolg mit dem Experiment und Deiner kleinen Untergruppe der AG.

THOMAS BLOCHOWICZ, danke für Deine nette und unkomplizierte Art und dass ich zum Ende der Promotion im GP etwas kürzertreten konnte.

DER GESAMTEN AG HALFMANN, danke für eine wunderschöne Zeit, für fröhliche Runden am Kaffeetisch, die Gruppenausflüge, das Klettern, Paintball, unzählige Kinoabende, Geocaching, Boule spielen, Fußball spielen und Fußball gucken, Besuche auf dem Weihnachtsmarkt, die Weihnachtsfeiern, Tischtennis, Volleyball, eure Teilnahme am und Unterstützung zum Staffelmaraathon und vieles andere mehr.

Allen Teilnehmern der IAP JOGGER, danke für Euren großen Einsatz, Eure Aufopferung für das Team und Euer Vertrauen in mich.

GEORG HEINZE, über die vielen gemeinsamen Jahre im Kellerlabor warst Du nicht nur ein super Kollege, sondern als Doktorand auch ein Vorbild für mich. Deine stets korrekte, gut organisierte und trotzdem immer herzliche Art war eine echte Bereicherung für die AG. Auch als regelmäßiger Partner beim Lauftreff, beim Geocaching, beim Klettern und auf anspruchsvollen Wandertouren habe ich Deine Gesellschaft immer genossen. Ich hoffe, dass wir noch viele Jahre lang unsere Freundschaft pflegen werden.

DANIEL SCHRAFT UND SIMON MIETH, danke für die freundliche Atmosphäre, die dank Euch im Kellerlabor herrschte. Danke für Eure offene und ehrliche Art, für die Unterstützung durch so manche Gerätschaft (Dauerleihgabe ☺) und die Aufmunterung bei langen experimentellen Durststrecken. Danke für viele schöne Abende und den genialen (Kurz-)Urlaub in Bulgarien.

PATRIC ACKERMANN, danke für die unzähligen Male, in denen Du mir weiterhelfen konntest, mit der richtigen Idee oder dem passenden Messwerkzeug. Deine umfassenden Kenntnisse in jedem Gebiet der Physik, mit dem Du Dich mal beschäftigt hast, waren beeindruckend und hilfreich zugleich. Vielen Dank auch für Deine stete Unterstützung mit Deiner professionellen Fotoausrüstung und vor allem Deinem geübten Auge für gute Bilder.

CHRISTIAN STOCK, danke für Deine stets fröhliche Art. Dein großer Appetit wird zur Legende werden ☺ und Dein Humor weiterhin für Lacher am Kaffeetisch sorgen.

ANDREAS UND RAMONA BÜCHEL, danke für Eure Unterstützung, unzählige Star-Trek-Abende/Tage, diverse Kinobesuche, gutes Essen und nette Gesellschaft. Alles Gute für Eure junge Familie in Amerika!

UWE PETZOLD, danke für Deine moralische Unterstützung. Besonders danke dafür, dass Du mich zum Lauftraining überredet hast.

LACHEZAR (LACHO) SIMEONOV, thank you for all your help in theoretical physics and your explanations. Your desire to know everything in physics should be an example for all physicists. Thank you for a lot of interesting discussions also beyond physics, which made me sometimes think and sometimes laugh ☺.

GENKO GENOV, thank you for being such a nice colleague and friend. Thank you for your help, a lot of pleasant evenings and that you believe in me.

BRUCE SHORE, thank you for all the nice discussions in which I learned a lot and thank you for your help with my English summary.

BENJAMIN WITTRÖCK, danke für die - wenn auch kurze - gemeinsame Zeit an der MOT und Deine gute Vorarbeit für das ganze Projekt.

TORSTEN ABEL, danke für Deine nette Gesellschaft, die tolle Zusammenarbeit und Deine Geduld bei den langen Verzögerungen an der MOT.

MATTHIAS SZARAFANOWICZ, danke für eine tolle Zusammenarbeit während Deiner Bachelor- und Masterarbeit und danke für die nette Zeit auch außerhalb des Projekts. Alles Gute für Deine junge Familie!

ANTJE SCHREIBER, danke für Deine fröhliche Art und die angenehme Gesellschaft. Du hast nicht nur das Experiment, sondern auch das theoretische Verständnis weitergebracht – Dein Multitalent werden wir an der MOT vermissen.

MARCEL HAIN, danke für Deine engagierte Mithilfe als äußerst netter Kollege zuerst im MOT-Team und jetzt „nebenan“. Das PrYSo-Team hat mit Dir einen hervorragenden Doktoranden gewonnen.

MAXIMILIAN MEIER, danke für einen angenehmen Ausklang meiner Arbeit. Ich denke, das Projekt ist bei dir in sehr guten Händen. Viel Erfolg!

DANIEL ENGLISCH, THOMAS HIEMSTRA, MARC ZIMMER, FELIX RISCH, FLORIAN PELZ, SIMON REINISCH, UND MARKUS STABEL, danke für Eure tatkräftige Mithilfe am Projekt und die nette Gesellschaft im MOT-Team. Eure Arbeit hat meine Promotion um einiges weitergebracht.

DAMARIS ZEITLER, Dir als guter Seele der AG möchte ich für deine stete Freundlichkeit und Hilfsbereitschaft danken. Es ist immer eine Freude mit einem netten Menschen wie Dir über nicht-physikalische Dinge reden zu können.

Auch vielen Dank an NAFISEH SHAHBAZIFASHTAMI für Deine Unterstützung und Deine nette Gesellschaft. Du bist ein Ausgleich in dieser AG aus lauter „großen Jungs“.

THORSTEN FÜHRER, BENJAMIN REIN und ANDREAS RUDOLF aus der AG Walther, danke für die Unterstützung mit Elektronik, Faserschneiden, -polieren und vielen guten Tipps.

Danke auch an die vielen hilfreichen Hände im INSTITUT FÜR ANGEWANDTE PHYSIK. Darunter FRAU JENNY-DEUBER als gute Seele des IAP, die Feinmechanische Werkstatt unter der Leitung von HERRN KALBFLEISCH und ARNO WEICK, sowie HERRN SCHMUTZLER UND HERRN KRINGEL von der Elektronikwerkstatt. Außerdem danke an WOLFGANG RÖK, für die stete und spontane Hilfsbereitschaft in allen Belangen der Elektronik - und danke für Deinen speziellen und einzigartigen Humor.

MEINER FAMILIE UND MEINEN FREUNDEN, danke für Eure bedingungslose Unterstützung und Euer Vertrauen in mich. Danke für Eure Liebe und Euer Verständnis für mich und dafür, dass neben der Promotion wenig Zeit für anderes bleibt. Danke für viele schöne Stunden, die einen Ausgleich für all den Stress bedeuteten.

Frank Blatt

Darmstadt, im November 2016

---

## **Erklärung zur Dissertation**

---

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 9. Juni 2016

---

(Frank Blatt)