

BETRIEB EINER KRYOGENEN MIKROIONENFALLE MIT  
LICHT-ION-SCHNITTSTELLE FÜR EINEN ZUKÜNFTIGEN  
QUANTENREPEATER

DANIEL HEINRICH



JOHANNES GUTENBERG  
UNIVERSITÄT MAINZ

zur Erlangung des akademischen Grades Diplom-Physiker

Institut für Physik  
Johannes Gutenberg-Universität, Mainz

Juli 2011

Daniel Heinrich: *Betrieb einer kryogenen Mikroionenfalle mit Licht-Ion-Schnittstelle für einen zukünftigen Quantenrepeater*, zur Erlangung des akademischen Grades Diplom-Physiker, Mainz im Juli 2011

PRÜFER:  
Prof. Dr. Ferdinand Schmidt-Kaler  
Prof. Dr. Jochen Walz

*Jesus H. Tap-Dancing Christ!*  
*I have seen the light!*

— Jake Blues, The Blues Brothers



## ABSTRACT

---

Our aim is the development of a quantum repeater node according to a scheme by Briegel et al., to serve the purpose of scaling secure quantum communication networks. To implement a quantum memory we employ ions in a microstructured segmented Paul trap. Thus we can rely on the far advanced technology of linear Paul traps. For the realization of a qubit we use the narrow quadrupole transition from the  $S_{1/2}$  ground state to the metastable  $D_{5/2}$  state in calcium-40 ions. To setup an ion-photon quantum interface we integrate a fiberoptical resonator within our Paul trap. Due to its high finesse and small mode volume it will be able to reach the strong-coupling regime.

The aim of this thesis was to characterize and stabilize the fiber resonator using modern feedback control, enabling it to excite the  $D_{5/2} \leftrightarrow P_{3/2}$  transition of the calcium ion. Utilizing a sample and hold circuit we succeeded in stabilizing the resonator without feedback on a sufficiently large time scale. By deploying an avalanche photodiode we achieved stabilization of the resonator at radiant flux levels down to the order of fW.

Furthermore, the relevant parameters for trapping and storing ions in our Paul trap were optimized, so we now have the ability to excite the qubit transition of the calcium ions coherently. High-resolution spectroscopy allowed us to excite and identify carrier and motional sideband transitions. Regarding temperature and heating rate measurements we were able to observe Rabi oscillations at the carrier frequency.



## ZUSAMMENFASSUNG

---

Unser Ziel ist die Entwicklung eines Quantenrepeaters nach einem Vorschlag von Briegel et al. Dieser soll der Skalierung von hochsicheren Quantenkommunikationsnetzwerken dienen. Zur Implementierung eines Quantenspeichers greifen wir auf Ionen in einer segmentierten, mikrostrukturierten Paul-Falle zurück. Damit steht uns die weit fortgeschrittene Technologie der linearen Paul-Fallen zur Verfügung. Zur Realisierung eines Qubits benutzen wir den schmalen Quadrupolübergang vom  $S_{1/2}$ -Grundzustand in den metastabilen  $D_{5/2}$ -Zustand in Kalzium-40-Ionen. Zum Aufbau einer Licht-Ion-Schnittstelle wird ein Faserresonator in die Paul-Falle integriert, der dank hoher Finesse und kleinen Modenvolumens das Regime starker Kopplung erreichen kann.

Ziel dieser Arbeit war es, den Faserresonator zu charakterisieren und mit moderner Regeltechnik zu stabilisieren, sodass er sich dazu eignet, den  $D_{5/2} \leftrightarrow P_{3/2}$ -Übergang des Kalziumions anzuregen. Dabei ist es gelungen, den Resonator mit einer Abtast-Halte-Schaltung auf ausreichend großen Zeitskalen auch ohne aktive Regelung zu stabilisieren. Mit einer Lawinenphotodiode konnte der Resonator bei Strahlungsleistungen im fW-Bereich stabilisiert werden.

Des Weiteren wurden die Fang- und Speicherparameter der verwendeten Paul-Falle optimiert, sodass wir nun in der Lage sind, den Qubit-Übergang des Kalziumions kohärent anzuregen. Hochauflösende Spektroskopie ermöglichte uns, Träger und Bewegungsseitenbänder des Übergangs anzuregen und zu identifizieren. Im Hinblick auf Temperatur- und Heizratenmessungen der Ionen konnten Rabi-Oszillationen auf der Trägerfrequenz beobachtet werden.



# INHALTSVERZEICHNIS

---

1	EINLEITUNG	1
2	GRUNDLAGEN	5
2.1	Licht-Ion-Schnittstelle	5
2.2	Hohlraumresonator-Quantenelektrodynamik	6
2.3	Qubits in Kalzium-40-Ionen	7
2.4	Mikroionenfalle & Faserresonator	8
3	EXPERIMENTELLER AUFBAU	15
3.1	Aufbau der Ionenfalle	15
3.2	Faserresonatoren	17
3.3	Lasersystem	22
4	MESSUNGEN AN FASERRESONATOREN	25
4.1	Lehrresonator	25
4.2	Primärresonator	37
4.3	Fazit	39
5	MESSUNGEN AN IONEN	41
5.1	Fangen von Ionen	41
5.2	Optimierung der Fallenparameter	43
5.3	Resonanzfrequenz der Dopplerkühllinie	44
5.4	Rabi-Spektroskopie	47
5.5	Fazit	50
6	AUSBLICK	51
A	ELEKTRONIK	53
A.1	Stabile Gleichspannungsversorgung	53
A.2	Integratorschaltung	53
B	SÄTTIGUNGSVERBREITERUNG	57
B.1	Theorie der Sättigungsverbreiterung	57
B.2	Quelltext der Anpassungskripte	57
	LITERATURVERZEICHNIS	65

## ABBILDUNGSVERZEICHNIS

---

Abbildung 1	Ansätze zur Quantenschlüsselverteilung	1
Abbildung 2	Aufbau eines Quantenrepeaters	2
Abbildung 3	Zweiniveausystem	5
Abbildung 4	Termschema eines $^{40}\text{Ca}^+$ Ions	8
Abbildung 5	Termschema des neutralen Kalziums	9
Abbildung 6	Lineare Paul-Falle	9
Abbildung 7	Stabilitätsdiagramm der linearen Paul-Falle	11
Abbildung 8	Schema der Mikroionenfalle	11
Abbildung 9	Foto der Mikroionenfalle	15
Abbildung 10	Schema der Vakuumkammer	16
Abbildung 11	Fotos der Lehrfalle	18
Abbildung 12	Schema der Lehrfallenoptik	19
Abbildung 13	Ideales Lock-In-Signal	20
Abbildung 14	Ideales PDH-Signal	21
Abbildung 15	Schema eines frequenzstabilisierten Lasers	22
Abbildung 16	Transmissionslinien bei hoher Leistung	27
Abbildung 17	Transmissionslinie und Lock-In-Signal	28
Abbildung 18	Messreihe Pickelmann-Verstärker	30
Abbildung 19	Messreihe PI-Verstärker	30
Abbildung 20	Vergleich der Resonanzkurven	31
Abbildung 21	Spannungsspitzen des PI-Verstärkers	32
Abbildung 22	Transmissionssignale des Lehrresonators	32
Abbildung 23	Resonanzkurven	33
Abbildung 24	Abtast-Halte-Messung 12 ms	36
Abbildung 25	Abtast-Halte-Messung 500 ms	36
Abbildung 26	Resonanzkurve des Primärresonators	39
Abbildung 27	Ansichten der Primärfalle	42
Abbildung 28	Fotos der Primärfalle	43
Abbildung 29	Pulssequenz Dopplerkühl linienschar	45
Abbildung 30	Datenpunkte und Anpassungskurven	46
Abbildung 31	Pulssequenz Rabi-Spektrum	47
Abbildung 32	Rabi-Spektrum	48
Abbildung 33	Pulslängenrasterung auf der Trägerfrequenz	49
Abbildung 34	Spannungserzeugungsstufe	54
Abbildung 35	Spannungsaddierungsstufe	54
Abbildung 36	Transistorendstufe	54
Abbildung 37	Teil 1 Integratorschaltung	55
Abbildung 38	Teil 2 Integratorschaltung	55
Abbildung 39	Photonenstreueraten	58

## TABELLENVERZEICHNIS

---

Tabelle 1	Parameter des Lehrresonators	26
Tabelle 2	Transmission, Reflexion und Verluste	35
Tabelle 3	Parameter des Primärresonators	38
Tabelle 4	Messparameter der Resonanzkurven	40
Tabelle 5	Typische Fallenparameter	41
Tabelle 6	Anpassungsparameter	46
Tabelle 7	Typische Fallenfrequenzen	49

## ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS

---

AOM	Akustooptischer Modulator
APD	Lawinenphotodiode (avalanche photodiode)
SMF	Einmodenfaser (singlemode fiber)
FSR	freier Spektralbereich (free spectral range)
MMF	Vielwellenfaser (multimode fiber)
PST	polarisierender Strahlteiler
PDH	Pound-Drever-Hall
PID	Proportional-Integral-Differential
RF	Radiofrequenz
TTL	Transistor-Transistor-Logik
UHV	Ultrahochvakuum



EINLEITUNG IN DIE QUANTENKOMMUNIKATION UND DEN QUANTENREPEATER

Im heutigen Informationszeitalter und angesichts großer informationstechnischer Vorhaben wie dem elektronischen Personalausweis und der elektronischen Gesundheitskarte, sowie immer größer werdender Datenpannen wie jüngst im Falle Sony, wird die Sicherung großer Datenbestände immer wichtiger. Um Unbefugten den Zugriff auf die eigenen Daten zu verwehren, müssen nicht nur die diese enthaltenden Datenträger, sondern auch die Übertragungswege vor elektrischem und physischem Zugang geschützt werden. In der Praxis werden dazu sensible Daten mittels kryptografischer Verfahren vor der Übertragung oder Speicherung verschlüsselt. Klassische Methoden, wie das nach ihren Entwicklern Rivest, Shamir und Adleman benannte RSA [1], beruhen auf der Annahme, dass das Faktorisieren des Produkts zweier großer Primzahlen für einen Angreifer unwirtschaftlich ist, da er entweder zu viel Zeit oder Rechenleistung investieren müsste. Lediglich Einmalschlüssel-Verfahren (one-time pad) sind mathematisch sicher und für einen Angreifer nicht dechiffrierbar. Sie wurden jedoch in der Vergangenheit nur bei äußerst kritischen Anwendungen verwendet, da die Übermittlung der Schlüssel vorab durch einen Boten meist zu aufwändig war<sup>1</sup>.

Diese Lücke kann nun ein inzwischen bekanntes Beispiel aus der Welt der Quantentheorie füllen: die Quantenkryptografie oder genauer: die Quantenschlüsselverteilung (quantum key distribution). Sie ermöglicht es Einmalschlüssel so zu übertragen, dass es für einen Angreifer unmöglich wird diesen unbemerkt abzuhören. Viele kommerziell erhältliche Quantenkryptografiesysteme, z.B. von id Quantique oder

<sup>1</sup> Das wahrscheinlich bekannteste Beispiel für den Einsatz des Einmalschlüssel-Verfahrens war das „Rote Telefon“, die Fernschreibverbindung zwischen den Machthabern der USA und der UdSSR.

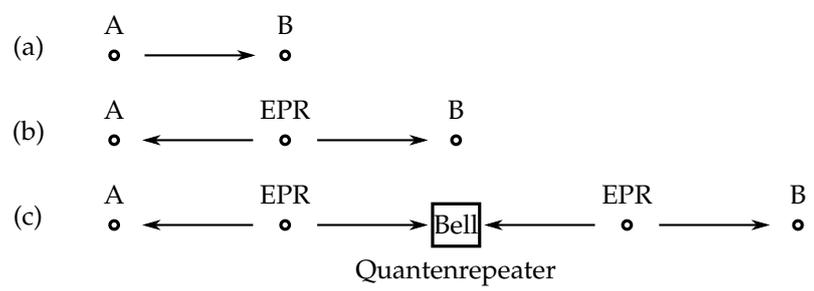


Abbildung 1: Ansätze zur Quantenschlüsselverteilung: Alice (A) sendet den Einmalschlüssel auf quantenmechanischem Weg direkt zu Bob (B) (a). Alice und Bob erhalten je ein Photon aus einer Quelle für verschränkte Photonen (EPR) (b). Ein Quantenrepeater tauscht die Verschränkung je zwei verschränkter Photonen (entanglement swapping) aus, sodass Alice und Bob wiederum je ein Photon eines verschränkten Paares erhalten (c).

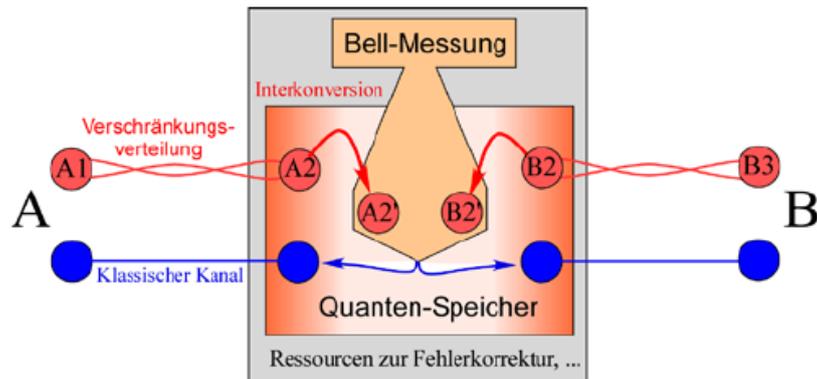


Abbildung 2: Prinzipieller Aufbau eines Quantenrepeaters. Photonen verteilen Verschränkung ( $A1 \equiv A2$  bzw.  $B2 \equiv B3$ ) über Glasfaserkabel, ein Quantenrepeater speichert ihren Zustand in stationären Qubits zwischen ( $A2', B2'$ ), bis eine Bell-Messung ihre Verschränkung austauscht und somit A1 mit B3 verschränkt. [8]

MagiQ Technologies, senden entsprechend dem BB84-Protokoll [2] den im Polarisationszustand einzelner Photonen kodierten Schlüssel entlang einer Glasfaser zum Empfänger (Abbildung 1a). Dabei sind die Kohärenzeigenschaften der Photonen von unerlässlicher Bedeutung zur fehlerfreien Übertragung des Schlüssels. Da reale Photonen Dekohärenzeffekten unterliegen und optische Verstärker einfallende Photonen nicht klonen können (No-Cloning-Theorem), beschränkt dies die maximale Länge des Übertragungsweges zur Zeit auf Strecken der Größenordnung 100 km. Trotz dieser Einschränkung wurden bereits Netzwerke zur Quantenschlüsselverteilung, wie z.B. das SECOQC in Wien oder das Tokio QKD Netzwerk, aufgebaut. Zur Überbrückung größerer Distanzen existieren zwei Ansätze, die die Grundlage zur Skalierung von Quantennetzwerken schaffen sollen:

- Satellitengestützte optische Kommunikation im freien Raum [3]
- Fasergebundene Quantenrepeater [4]

Das 1998 von Briegel, Dür, Cirac und Zoller (BDCZ) vorgeschlagene Modell eines Quantenrepeaters projiziert durch Verschränkungs-austausch (entanglement swapping) [5] eine Verschränkung auf ein Teilchenpaar, dessen eine Hälfte sich beim Sender und die andere beim Empfänger befindet (Abbildung 1c). Durch Ausnutzung der Quantenteleportation [6] können die Kommunikationspartner so einen beliebigen Quantenzustand übertragen oder durch Implementieren des Ekert-Protokolls [7] einen Einmalschlüssel generieren.

Ein derartiger Quantenrepeater (Abbildung 2) muss eine Reihe von Voraussetzungen erfüllen, er benötigt

- einen Speicher für stationäre Quantenbits (Qubits),
- eine Licht-Materie-Schnittstelle um den Quantenzustand der Übertragungsqubits (Photonen) auf die stationären Qubits projizieren zu können,
- ein Schema zur Quantenfehlerkorrektur (quantum error correction), sowie

- ein Schema zur Verschränkungsreinigung (entanglement purification)

Außerdem müssen Photonen mit Wellenlängen im Bereich des Telekom-C-Bandes ( $\sim 1550$  nm) in Photonen mit geeigneten Arbeitswellenlängen konvertiert werden können.

Im Rahmen des vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) geförderten QuOReP-Verbundes („Quanten-Repeater-Plattform mit Methoden der Quantenoptik (QuOReP)“) sollen die theoretischen wie experimentellen Grundlagen zum Bau eines Quantenrepeaters erforscht werden. Im ersten Schritt sollen dazu wesentliche Bausteine und Funktionsprinzipien, zugeordnet zu den Arbeitspaketen

AP 1 Qubit-Interkonversion,

AP 2 Quantenspeicher und Verschränkungsmanagement und

AP 3 Quantenkanäle und Protokolle

erforscht werden. Die Johannes Gutenberg-Universität Mainz beteiligt sich mit Forschungen unter dem Titel „Kalte Ionen als Quantenspeicher und Licht-Ion Schnittstelle“ am QuOReP-Verbund [8].

Im Rahmen dieser Diplomarbeit sollen auf Licht-Ion-Wechselwirkung vorbereitende Versuche an einer Licht-Ion-Schnittstelle, sowie an kalten Ionen durchgeführt werden.



THEORETISCHE UND EXPERIMENTELLE  
GRUNDLAGEN

---

2.1 LICHT-ION-SCHNITTSTELLE

Eine Licht-Materie-Schnittstelle im Allgemeinen bzw. eine Licht-Ion-Schnittstelle im Speziellen soll dazu in der Lage sein, Licht und Materie kontrolliert wechselwirken zu lassen. Für ein Zweiniveausystem der Übergangsfrequenz  $\omega_{21}$ , das mit einem Lichtfeld der Frequenz  $\omega_L$  wechselwirkt (Abbildung 3), ergeben sich eine Reihe interessanter Phänomene, wie z.B. die sog. Rabi-Oszillation, deren Herleitung hier kurz skizziert werden soll [9]:

Der Hamiltonoperator  $\mathcal{H}$  des Systems besteht aus dem Hamiltonoperator des freien Zweiniveausystems  $\mathcal{H}_{\text{ZNS}}$  und dem zeitabhängigen Wechselwirkungsanteil  $V(t)$ :

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{ZNS}} + V(t) \quad (2.1)$$

Das elektrische Feld am Ort des Zweiniveausystems können wir in der Dipolnäherung als

$$\vec{E}(t) = \vec{\epsilon} E_0 \cos(\omega_L t) \quad (2.2)$$

schreiben, mit der Amplitude  $E_0$  und dem Polarisationsvektor  $\vec{\epsilon}$ . Damit wird der Wechselwirkungsoperator zu

$$V(t) = -\hat{d} \cdot \vec{E}(t), \quad (2.3)$$

mit dem elektrischen Dipoloperator  $\hat{d} = -e\hat{r}$ . Das Dipolmatrixelement

$$\vec{d}_{21} = \langle 2 | \hat{d} | 1 \rangle \quad (2.4)$$

gibt die Kopplungsstärke des Übergangs  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  an. Aus dessen Projektion auf den Polarisationsvektor,

$$d_{12}^{\epsilon} = \langle 1 | \hat{d} | 2 \rangle \cdot \vec{\epsilon},$$

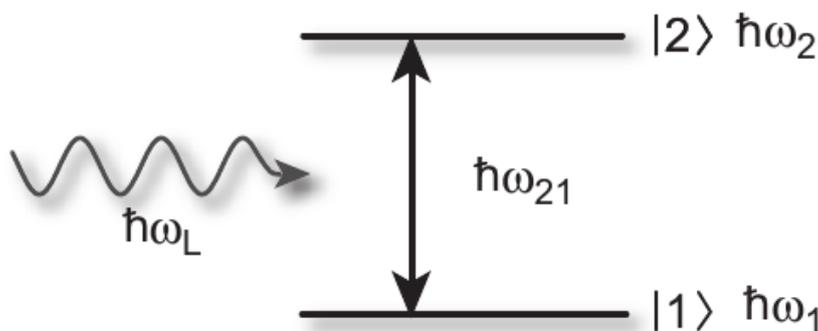


Abbildung 3: Ein Zweiniveausystem mit der Übergangsfrequenz  $\omega_{21}$  wechselwirkt mit einem Lichtfeld der Frequenz  $\omega_L$ . [9]

kann zusammen mit der elektrischen Feldamplitude die resonante Rabi-Frequenz  $\Omega_0$  berechnet werden:

$$\Omega_0 = \frac{d_{12}^e E_0}{\hbar} \quad (2.5)$$

Löst man für dieses Problem die Schrödingergleichung unter Anwendung der Drehwellennäherung, d.h. unter der Annahme nahresonanter Licht-System-Kopplung ( $\omega_L \approx \omega_{21}$ ) und unter Vernachlässigung der Summenterme  $\omega_L + \omega_{21}$ , so erhält man letztendlich, bei verschwindender Verstimmung  $\delta = \omega_L - \omega_{21} = 0$ , folgende Gleichungen für die Besetzungswahrscheinlichkeit des Grund- und angeregten Zustands  $|c_1(t)|^2$  bzw.  $|c_2(t)|^2$ :

$$\begin{aligned} |c_1(t)|^2 &= \cos^2\left(\frac{\Omega_0 t}{2}\right) \\ |c_2(t)|^2 &= \sin^2\left(\frac{\Omega_0 t}{2}\right) \end{aligned} \quad (2.6)$$

Das System oszilliert also zwischen seinem Grund- und dem angeregten Zustand mit der resonanten Rabi-Frequenz.

Im Dichtematrixformalismus können wir das gleiche Phänomen genauer beschreiben: Die optischen Bloch-Gleichungen [9, 10] beschreiben die Zeitentwicklung der Dichtematrixelemente eines Zweiniveausystems. Sie wurden von Felix Bloch in der Kernspinresonanz entwickelt, können aber auch auf optische Systeme übertragen werden. Hier beschreiben sie im Rahmen der Drehwellennäherung die Licht-Atom-Wechselwirkung vollständig [9]. Tiefergehende Erläuterungen finden sich auch in [11].

Bezeichnen wir die Dichtematrixelemente mit  $\rho_{jk}$ ,  $j, k \in \{1, 2\}$  und definieren wir  $\tilde{\rho}_{jk} = e^{i(j-k)\delta t} \rho_{jk}$ , so lassen sich die optischen Bloch-Gleichungen als

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \tilde{\rho}_{21} &= -\left(\frac{\gamma}{2} - i\delta\right) \tilde{\rho}_{21} - \frac{i\omega\Omega_0}{2}, \\ \frac{d}{dt} \omega &= -\gamma(\omega + 1) - i\Omega_0 (\tilde{\rho}_{21} - \tilde{\rho}_{12}) \end{aligned} \quad (2.7)$$

schreiben, mit der (spontanen) Zerfallsrate  $\gamma$  und der Besetzungsinversion  $\omega = \rho_{22} - \rho_{11}$ . Auch hier treten Rabi-Oszillationen zwischen den Populationen  $\rho_{11}$  und  $\rho_{22}$  des Grund- bzw. angeregten Zustands auf.

## 2.2 HOHLRAUMRESONATOR-QUANTENELEKTRODYNAMIK

In früheren Experimenten konnte die Auslese-Effizienz für einzelne gespeicherte Anregungen von 50 % im freien Raum auf 84 % gesteigert werden, indem das Lichtfeld in einem reflektierenden Hohlraumresonator „eingesperrt“ wurde [8, 12]. Da in einem Resonator bereits einzelne Photonen signifikante Auswirkungen zeigen, muss in der Hohlraumresonator-Quantenelektrodynamik (Cavity QED) das elektromagnetische Feld quantisiert werden. Das Jaynes-Cummings-Modell [13] beschreibt die quantisierte Wechselwirkung eines Zweiniveausystems mit einer einzigen Mode des elektromagnetischen Feldes. Im Folgenden eine Zusammenfassung von [14, Kap. 4]

Der Jaynes-Cummings-Hamiltonoperator  $\mathcal{H}_{\text{JC}}$  kann in der Drehwellen-näherung in der Form

$$\mathcal{H}_{\text{JC}} = \mathcal{H}_{\text{A}} + \mathcal{H}_{\text{F}} + \mathcal{H}^{(1)} \quad (2.8)$$

geschrieben werden, mit

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{\text{A}} &= \hbar\omega_{21}\hat{\sigma}^+\hat{\sigma}, \\ \mathcal{H}_{\text{F}} &= \hbar\omega_{\text{L}}\hat{a}^+\hat{a}, \\ \mathcal{H}^{(1)} &= \hbar g(\hat{a}^+\hat{\sigma} + \hat{a}\hat{\sigma}^+), \end{aligned}$$

wobei  $\omega_{21}$  der Frequenzabstand zwischen Grundzustand  $|1\rangle$  und angeregtem Zustand  $|2\rangle$ ,  $\omega_{\text{L}}$  die Frequenz des Lichtfeldes (wie oben),  $\hat{\sigma}^+ = |2\rangle\langle 1|$  und  $\hat{\sigma} = |1\rangle\langle 2|$  ist,  $\hat{a}^+$  und  $\hat{a}$  die Auf- und Absteigeoperatoren des Lichtfeldes sind. Die Atom-Feld-Kopplungskonstante  $g$  ist abhängig vom Modenvolumen  $V$ , dem Polarisationsvektor  $\vec{\epsilon}$  des Lichtfeldes und dem ubergangsmatrixelement  $\vec{d}_{12} = \langle 2|\hat{d}|1\rangle$  des Dipoloperators  $\hat{d}$ :

$$g = \sqrt{\frac{\omega}{2\epsilon_0 V \hbar}} \vec{d}_{12} \cdot \vec{\epsilon} \quad (2.9)$$

Hier kann man bereits erkennen, dass es von Vorteil ist, das Modenvolumen möglichst klein zu halten, um die Kopplung zwischen Ion und Lichtfeld zu maximieren.

Wie man sieht verknüpft  $\mathcal{H}^{(1)}$  nur die Zustände  $|n+1, 1\rangle \leftrightarrow |n, 2\rangle$ . Zeitentwickelt man das System, so findet man, dass die Besetzungswahrscheinlichkeit der Zustände bei verschwindender Verstimmung  $\delta = \omega_{\text{L}} - \omega_{21} = 0$  genau wie oben hin und her oszilliert, diesmal jedoch mit der quantisierten Rabi-Frequenz

$$\Omega_n = 2g\sqrt{n+1}. \quad (2.10)$$

$\Omega_0 = 2g$  bezeichnet die Vakuumrabi-Frequenz.

Neben der Atom-Feld-Kopplungskonstanten  $g$  gibt es in der Hohlraumresonator-Quantenelektrodynamik zwei weitere wichtige Größen,

- die Verlustrate  $\kappa$  eines Photons aus dem Resonator und
- die Zerfallsrate  $\gamma$  eines Atoms in eine andere als die Resonator-mode.

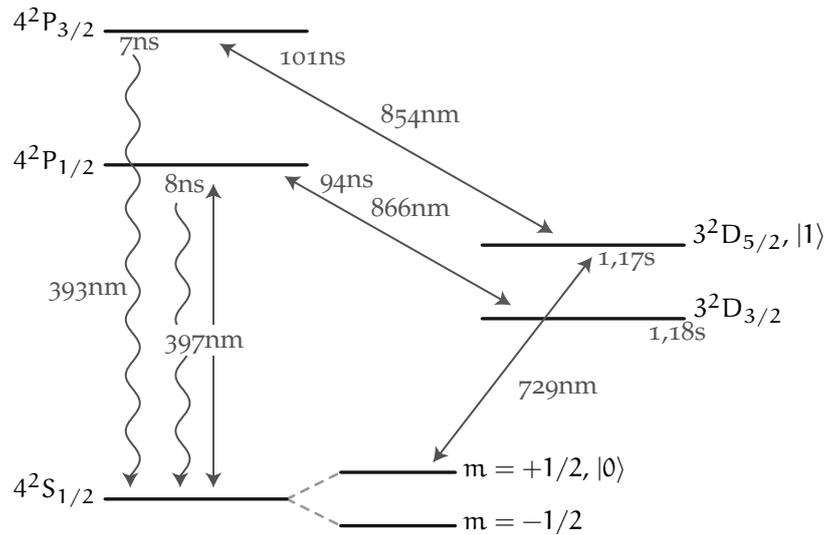
Im „Regime der starken Kopplung“ gilt

$$g > \kappa, \gamma.$$

Hier ist die Kopplung von Lichtfeld und System aneinander stärker als die einzelnen Verlustkanäle.

### 2.3 QUBITS IN KALZIUM-40-IONEN

Die experimentelle Realisierung eines Quantenspeichers aus stationären Qubits hat sich bisher als schwierig herausgestellt. Yuan et al. haben 2008 einen BDCZ-Quantenrepeater vorgestellt, dessen Quantenspeicher aus atomaren Qubits besteht [15]. Außerdem wurden Farbzentren in Diamanten [16] und weitere Systeme vorgeschlagen.

Abbildung 4: Termschema eines  $^{40}\text{Ca}^+$  Ions [17]

Eine sehr erfolgversprechende Möglichkeit besteht jedoch darin, kalte Ionen als Quantenspeicher zu benutzen. Die Technik, einzelne Ionen oder auch Ionenkristalle zu fangen, ist weit fortgeschritten und ermöglicht eine bessere Kontrolle der Quantenfreiheitsgrade als andere Ansätze [18]. In Kalzium- $40^+$ -Ionen kann das Qubit u.a. in den langlebigen 729 nm-Quadrupolübergang vom  $4^2S_{1/2}$ ,  $m_J = +1/2$  in das  $3^2D_{5/2}$ ,  $m_J = +5/2$ -Niveau kodiert werden (vgl. [Abbildung 4](#), die Aufspaltung des  $D_{5/2}$ -Niveaus ist nicht gezeigt). Dazu muss jedoch ein schwaches Magnetfeld die Entartung der Zeeman-Unterkomponenten aufheben. Mit einer Lebensdauer von über 1 s kann das  $D_{5/2}$ -Niveau als metastabil angesehen werden, da typische Operationen am Zustand des Ions auf einer ms-Zeitskala ablaufen. Ausgelesen werden kann das Qubit über den 397 nm-Übergang, das Ion kann hier nicht zum fluoreszieren angeregt werden, wenn es sich im  $D_{5/2}$ -Zustand befindet. Mit einer Lebensdauer  $\tau$  von 8 ns ist die Breite  $\Gamma$  des 397 nm-Übergangs  $\Gamma = \frac{1}{2\pi \cdot \tau} \approx 20$  MHz, weshalb dieser Übergang zum Dopplerkühlen [19] des Ions, sowie mit  $\sigma^+$ -polarisiertem Licht zum Initialisieren des Qubits geeignet ist. Zirkular polarisiertes Licht kann nur eines der Zeeman-Grundzustandsniveaus  $m_J = \pm 1/2$  entvölkern [20].

Neutrales Kalzium kann u.a. durch eine zweistufige Photoionisation über die Übergänge 423 nm und 374 nm im UV-Bereich des Lichtspektrums ionisiert werden (vgl. [Abbildung 5](#)) [21]. Möglich ist auch eine Zweiphotonenionisation bei 272 nm, was allerdings aufgrund der kürzeren Wellenlänge technisch schwieriger realisierbar ist.

## 2.4 MIKROIONENFALLE & FASERRESONATOR

### 2.4.1 Mikroionenfalle

Um Ionen als Quantenspeicher nutzen zu können, müssen sie in einem Potential gefangen werden. Neben Penning- und Paul-Fallen in klassischer Bauform werden dazu häufiger lineare Paul-Fallen [22] eingesetzt. Nicht nur lassen sich bauartbedingt gespeicherte Ionen in ihnen leichter

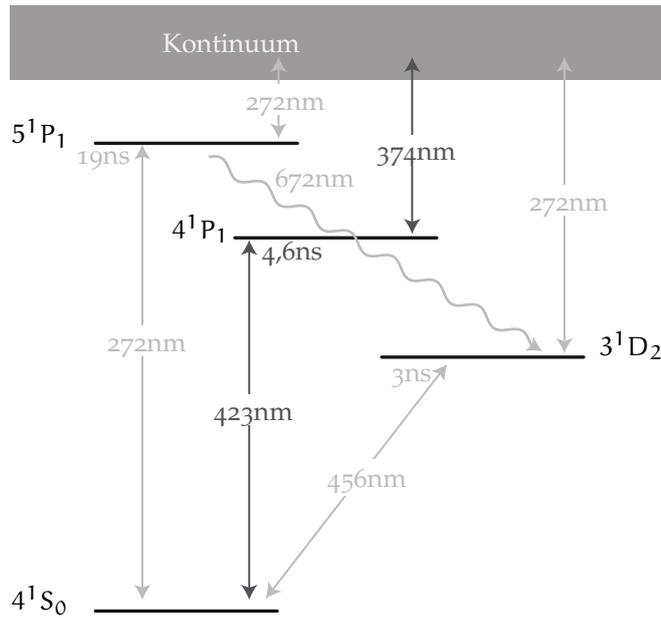


Abbildung 5: Termschema des neutralen Kalziums [17]

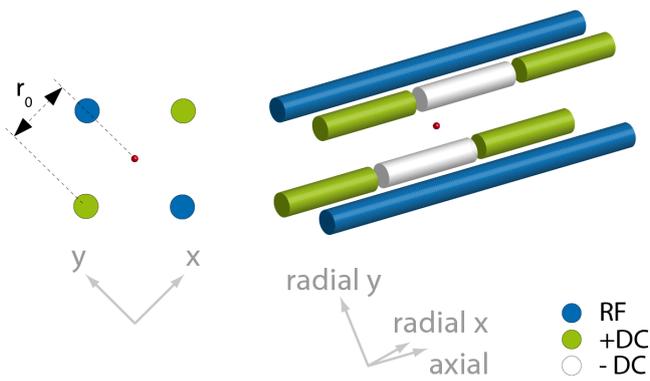


Abbildung 6: Lineare Paul-Falle [17]. Ein Radiofrequenz (RF)-Feld sorgt für den Einschluss des Ions (rot) in den radialen Richtungen x und y. Die Gleichspannungselektroden  $\pm DC$  erzeugen ein statisches Feld, das das Ion in axialer Richtung einschließt.

adressieren, sie weisen auch noch weitere Vorteile auf. Aufgrund ihres vergleichsweise einfachen Aufbaus, wie er schematisch in [Abbildung 6](#) zu sehen ist, lassen sie sich gut skalieren, um z.B. statt eines einzelnen Ions einen Ionenkristall zu fangen.

Im Folgenden wird kurz die Theorie des Paul-Fallen-Potentials skizziert. Eine ausführliche Abhandlung kann z.B. [23] entnommen werden.

Paul-Fallen erzeugen mittels eines elektrischen Wechselfeldes

$$V \cos(\omega_{\text{rf}} t)$$

mit Gleichspannungsanteil  $U$  und Radiofrequenz  $\omega_{\text{rf}}$  ein konservatives Pseudopotential

$$\Phi = \frac{1}{2} U (\alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2) + \frac{1}{2} V \cos(\omega_{\text{rf}} t) (\alpha' x^2 + \beta' y^2 + \gamma' z^2) \quad (2.11)$$

für geladene Teilchen. Das Potential muss zu jeder Zeit die Laplacegleichung  $\Delta\Phi = 0$  erfüllen, weshalb die geometrischen Faktoren weiteren Bedingungen unterworfen sind. Bei der Wahl

$$\begin{aligned} -(\alpha + \beta) &= \gamma > 0, \\ \alpha' &= -\beta' \text{ und } \gamma' = 0 \end{aligned}$$

sorgt in der linearen Bauart das Wechselfeld für den Einschluss in radialer Richtung, während der Gleichspannungsanteil den Einschluss in axialer Richtung gewährleistet.

Durch Substituieren der Parameter<sup>1</sup>

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{\omega_{\text{rf}} t}{2}, \\ a_x &= \frac{4QU\alpha}{m\omega_{\text{rf}}^2}, \\ q_x &= \frac{2QV\alpha'}{m\omega_{\text{rf}}^2}, \end{aligned}$$

können die Bewegungsgleichungen für ein Teilchen der Masse  $m$  und der Ladung  $Q$  in die Mathieschen Differentialgleichungen

$$\frac{d^2}{d\xi^2} x + (a_x - 2q_x \cos(2\xi))x = 0 \quad (2.12)$$

überführt werden. Diese werden üblicherweise mithilfe des Satzes von Floquet gelöst. Die Lösungen ergeben für jede Raumrichtung Parameterbereiche in denen das Ion in der Falle stabil ist, dort, wo sich die Bereiche aller Raumrichtungen überlappen, sind die Betriebsparameter der Falle zu suchen ([Abbildung 7a](#)). Im ersten Stabilitätsbereich, der in [Abbildung 7b](#) zu sehen ist, kann man für den Fall  $(|a_x|, q_x^2) \ll 1$  eine Näherungslösung erster Ordnung von [Gleichung 2.12](#) angeben:

$$x(t) \approx A \cos\left(\beta_x \frac{\omega_{\text{rf}} t}{2}\right) \left[1 - \frac{q_x}{2} \cos(\omega_{\text{rf}} t)\right], \quad (2.13)$$

$$\text{mit } \beta_x \approx \sqrt{\frac{q_x^2}{2} + a_x} \quad (2.14)$$

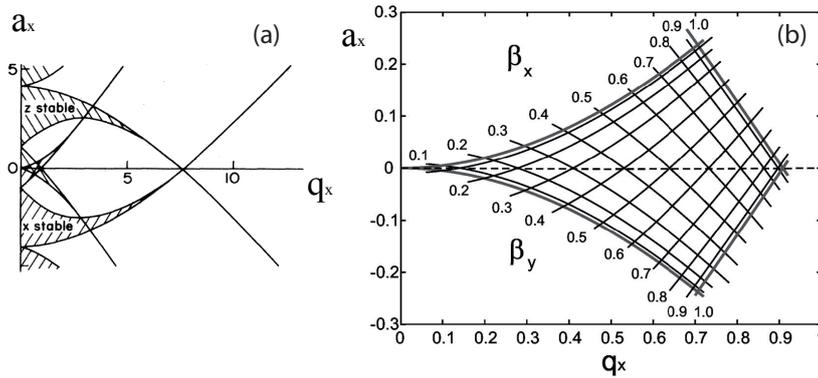


Abbildung 7: Stabilitätsdiagramm der linearen Paul-Falle. Nur Bereiche der Überschneidung von radial (x stable) und axial (z stable) stabilen Parametern eignen sich zum Fangen geladener Teilchen (a). Zumeist werden Paul-Fallen im Bereich kleiner Parameter  $a \geq 0, q < 1$  betrieben (b).

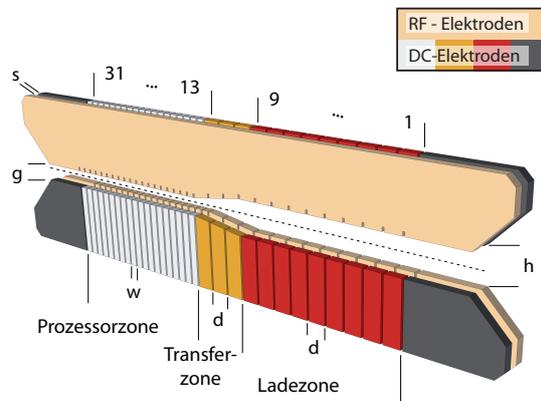


Abbildung 8: Schema der segmentierten Mikroionenfalle [17]. Die Falle ist unterteilt in drei Bereiche: In Prozessorzone beträgt die Breite der Elektrodenfinger  $w = 100 \mu\text{m}$ , der Fallenschlitz ist  $g = 250 \mu\text{m}$  breit und  $s = 125 \mu\text{m}$  tief. In der Transferzone verbreitert sich dieser linear bis auf  $h = 500 \mu\text{m}$ , die Elektroden sind hier wie auch in der Ladezone  $d = 250 \mu\text{m}$  breit.

wobei  $A$  eine durch Anfangsbedingungen festgelegte Konstante ist.

Bei der dieser Arbeit zugrundeliegenden Falle handelt es sich um eine mikrostrukturierte, segmentierte Paul-Falle, in der der Abstand  $r_0$  zwischen Ion und Fallenelektroden etwa (140 bis 250)  $\mu\text{m}$  beträgt [24]. Sie zeichnet sich außerdem durch eine Unterteilung der Gleichspannungselektroden in jeweils insgesamt 31 voneinander isolierte Gleichspannungssegmente aus. In *Abbildung 8* ist ein Schema der Falle zu sehen. Die Segmentierung der Gleichspannungselektroden erlaubt es durch Ändern der an die Elektroden angelegten Spannungen die Position des Potentialminimums und damit des gespeicherten Ions axial zu kontrollieren. Es wird also möglich gefangene Ionen in axialer Richtung entlang des Fallenvolumens zu transportieren, sowie Ionenkristalle zu trennen und wieder zusammenzufügen – eine wichtige Voraussetzung für viele Qubitoperationen [25].

#### 2.4.2 Faserresonator

Wie bereits beschrieben, ist es von Vorteil als Licht-Ion-Schnittstelle einen Hohlraumresonator zu verwenden. Für Experimente an neutralen Atomen wurden bereits Resonatoren aus sich gegenüberliegenden, konkav geformten Glasfasern entwickelt und erfolgreich eingesetzt [26, 27, 28]. Faserresonatoren bringen aber auch und insbesondere bei der Integration in eine mikrostrukturierte Paul-Falle den Vorteil eines kleinen Spiegeldurchmessers. So konnte gezeigt werden, dass ein Spiegel der Größenordnung der Elektrodenstruktur einer Paul-Falle kaum Einfluss auf deren elektrisches Feld hat [29].

Im Folgenden wird kurz auf die Theorie der Resonatoroptik eingegangen, für detailliertere Abhandlungen siehe [30, Kap. 10]

Optische Resonatoren können durch zwei Schlüsselparameter charakterisiert werden,

- das Modenvolumen  $V$  bezeichnet das Volumen, das von der optischen Mode im Resonator eingenommen wird,
- die Güte  $Q$  ist ein Faktor, der proportional zur Speicherzeit in Einheiten der optischen Periode ist.

Beim einfachsten optischen Resonator, dem Fabry-Pérot-Etalon, handelt es sich um zwei parallele, hochreflektierende, ebene Spiegel im Abstand  $d$ . Sein freier Spektralbereich (FSR)  $\nu_F$  ist abhängig vom Spiegelabstand und der Lichtgeschwindigkeit  $c$  im Medium zwischen den Spiegeln:

$$\nu_F = \frac{c}{2d} \quad (2.15)$$

Dieser Parameter gibt den Abstand zweier benachbarter Resonanzfrequenzen des Resonators an und wird deshalb auch Frequenzabstand genannt. Für Spiegel mit den Reflektivitäten  $\mathcal{R}_1$  und  $\mathcal{R}_2$ , sowie einem Medium mit Verlustkoeffizient  $\alpha_S$  lässt sich der Intensitätsdämpfungsfaktor  $|r|^2 < 1$  pro Umlauf des Lichts im Resonator zu

$$|r|^2 = \mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2 \exp(-2\alpha_S d) \equiv \exp(-2\alpha_R d) \quad (2.16)$$

<sup>1</sup> hier nur in x-Richtung, y und z analog

berechnen. Daraus wiederum lässt sich die Finesse  $\mathcal{F}$  berechnen und für einen kleinen Verlustfaktor  $\alpha_R d$  nähern:

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{|r|}}{1-|r|} = \frac{\pi \exp(-\alpha_R d/2)}{1 - \exp(-\alpha_R d)} \quad (2.17)$$

$$\approx \frac{\pi}{\alpha_R d} \quad \text{für } \alpha_R d \ll 1 \quad (2.18)$$

Bei großer Finesse ( $\mathcal{F} \gg 1$ ) besteht das Transmissionssignal des Resonators aus scharfen Linien bei den Resonanzfrequenzen  $\nu_q = q\nu_F$ ,  $q \in \mathbb{N}$ , deren Halbwertsbreite

$$\delta\nu \approx \frac{\nu_F}{\mathcal{F}} \quad (2.19)$$

beträgt. Die Photonenlebensdauer  $\tau_P$  ist definiert als

$$\tau_P = \frac{1}{c\alpha_R}. \quad (2.20)$$

Der Purcell-Effekt [30, 31] beschreibt die Verstärkung der spontanen Emission  $P_{sp}$  eines Atoms in einem Resonator für den Fall, dass die atomare Linienbreite  $\Delta\nu$  viel kleiner ist als die Halbwertsbreite einer Resonatormode, also  $\Delta\nu \ll \delta\nu$ . Diese ist gegenüber der spontanen Emission im Vakuum um den Purcell-Faktor

$$\frac{P_{sp}^{\max}}{P_{sp}} = \frac{3}{4\pi^2} \frac{\lambda^3}{V} Q \quad (2.21)$$

größer, wobei die Güte  $Q = \frac{\nu_q}{\delta\nu}$  ist.



## EXPERIMENTELLER AUFBAU

## 3.1 AUFBAU DER IONENFALLE

## 3.1.1 Mikroionenfalle

Bei der verwendeten Ionenfalle handelt es sich um eine an der Universität Ulm entwickelte, segmentierte, lineare Paul-Falle [24] (Abbildung 9). Die Falle ist zusammengesetzt aus drei Schichten: Einer unteren Elektrodenschicht, einem Abstandshalter von  $125\ \mu\text{m}$  Dicke und einer oberen Elektrodenschicht. Wie bereits in Kapitel 2 in Abbildung 8 zu sehen war, befindet sich auf jeder der beiden Elektrodenschichten auf der einen Seite des Fallenschlitzes eine durchgängige Radiofrequenz-Elektrode, auf der anderen die 31 Gleichspannungssegmente. Die Falle ist unterteilt in drei Bereiche: In der Ladezone werden einzelne Kalziumatome ionisiert und gefangen, der Fallenschlitz hat hier eine Breite von  $h = 500\ \mu\text{m}$ , die Elektroden sind  $d = 250\ \mu\text{m}$  breit und haben einen Abstand von  $30\ \mu\text{m}$ . Daher ist hier ausreichend Platz um die Laser und einen Kalziumatomstrahl zu überlagern und die ionisierten Atome zu fangen. In der Transferzone nimmt die Fallenbreite bis  $g = 250\ \mu\text{m}$  ab. In der Prozessorzone sollen die Experimente an den gefangenen Ionen durchgeführt werden, die Breite der Elektrodenfinger beträgt noch  $w = 100\ \mu\text{m}$ . Dies ermöglicht eine genauere Kontrolle über die Form des Potentials.

Die Gleichspannungselektroden werden mit einer batteriegespeisten Spannungsquelle (siehe Anhang A) angesprochen, die über zwei Potentiometer insgesamt vier Ausgangskanäle mit Spannung versorgen kann.

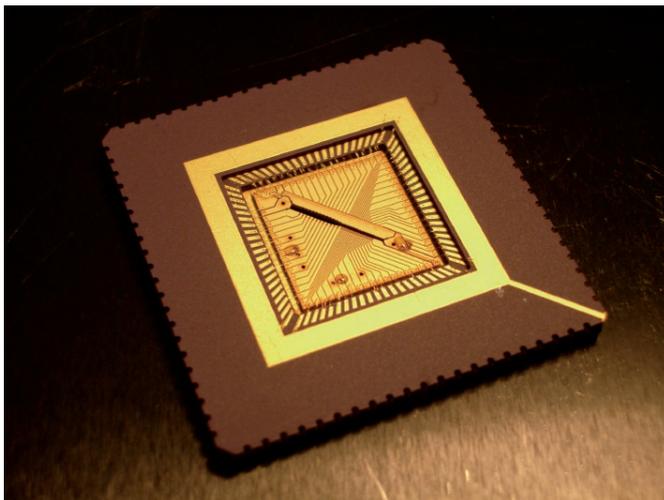


Abbildung 9: Foto der verwendeten, segmentierten Mikroionenfalle. Links die breitere Ladezone, rechts die feiner segmentierte Prozessorzone. Bild aus [17]

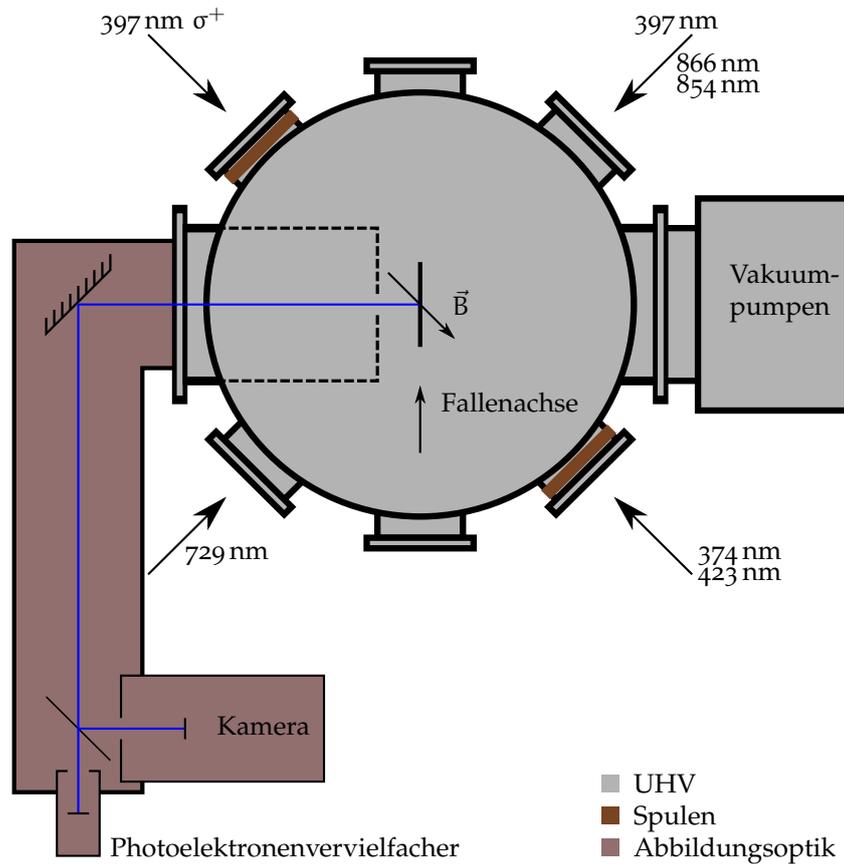


Abbildung 10: Schematischer Aufbau der Vakuumkammer mit Abbildungsoptik. Zwei Spulen erzeugen am Ort der Falle in der Mitte der Vakuumkammer ein Magnetfeld  $\vec{B}$ . Parallel zu diesem wird der  $\sigma^+$ -polarisierte Ast des  $397\text{ nm}$ -Lasers eingestrahlt, antiparallel die Photoionisationslaser. Senkrecht zum Magnetfeldvektor werden der Dopplerkühlungs- und die beiden Rückpumpulaser auf der einen Seite, auf der anderen der  $729\text{ nm}$ -Spektroskopielaser eingestrahlt.

Die Radiofrequenz (RF) wird von einer RF-Quelle erzeugt, verstärkt und über einen Topfkreis an die Fallenelektroden geleitet.

### 3.1.2 Vakuumkammer

Um mit einer Paul-Falle einzelne Ionen fangen zu können, muss sich die Falle in einem Ultrahochvakuum (UHV) befinden, um Stöße und andere Wechselwirkungen von Ionen mit Atomen oder Molekülen des Restgases zu verhindern. [Abbildung 10](#) zeigt schematisch den Aufbau der Vakuumkammer. Die Falle befindet sich in deren Mitte und ist von mehreren Sichtfenstern umgeben. Durch diese werden die Laser in Winkeln von  $45^\circ$  zur Fallenachse eingestrahlt. Ein durch zwei von außen an die Kammer angebrachte Spulen erzeugtes Magnetfeld hebt die Entartung der Zeeman-Unterstufen des Ions auf. Eine Titan-Sublimationspumpe und eine Ionengetterpumpe halten das UHV bei einem Druck von etwa  $p = 1,5 \times 10^{-10}$  mbar im Inneren der Kammer aufrecht.

### Abbildungsoptik

Die Fluoreszenz gefangener Ionen wird mittels eines Objektivs auf einen CCD-Chip und einen Photoelektronenvervielfacher abgebildet. Um das Streulicht eines möglichst großen Raumwinkels aufzufangen, wird das Objektiv der Abbildungsoptik durch ein invertiertes Sichtfenster (inverted viewport) so nah wie möglich an das Fallenvolumen gebracht. Ein 70/30-Strahlteiler ermöglicht die gleichzeitige Verwendung von Photoelektronenvervielfacher und EMCCD-Kamera<sup>1</sup> (electron multiplying charge-coupled device). Diese erlaubt das Betrachten eines ca.  $250 \times 250 \mu\text{m}^2$  großen Bereichs mit einer Auflösung von  $128 \times 128$  Pixel. Störende Lichtwellenlängen werden durch einen Bandpassfilter zurückgehalten. Typische Zählraten des Photoelektronenvervielfachers sind 15 Zählereignisse/ms mit einer Dunkelzählrate von etwa 2 Zählereignissen/ms.

### Kryostat

Die Mikrofalle kann über einen Kryostaten<sup>2</sup> auf jede beliebige Temperatur zwischen der flüssigen Heliums und Raumtemperatur gekühlt werden. Bisher wurde jedoch lediglich flüssiger Stickstoff zum Kühlen verwendet. Dazu steht ein Temperaturregler<sup>3</sup> bereit, der bei gegebenem Stickstofffluss über einen integrierten Heizer die Temperatur auf einen voreingestellten Wert regeln kann. Der flüssige Stickstoff wird aus einer Vorratskanne durch geringen Überdruck ( $p < 1$  bar) in den Kryostaten gedrückt. Der Fluss kann zum einen über den Druck, zum anderen über ein Nadelventil am Stickstoffheber reguliert werden.

## 3.2 FASERRESONATOREN

Für die Versuche stehen zwei gleichartige Faserresonatoren zur Verfügung, die beide in einer Mikrofalle integriert sind. Die Resonatoren werden gebildet durch sich gegenüberliegende Faserenden, die in einem Ablationsprozess eine konkave Form erhielten und verspiegelt wurden [27, 29]. Ihr Durchmesser beträgt  $125 \mu\text{m}$ , somit passen sie genau zwischen die beiden Elektrodenschichten der Falle, wo sie in einem Kanal im Abstandshalter geführt werden (siehe [Abbildung 11](#)). Jeder Resonator besteht aus einer Einmodenfaser (SMF) und einer Vielwellenfaser (MMF)<sup>4</sup>, um einerseits die Modenselektion beim Einkoppeln zu vereinfachen, andererseits die Auskoppelleffizienz durch einen größeren Akzeptanzwinkel zu erhöhen [29]. Das Ende der SMF ist jeweils an einem Scherpiezostapel<sup>5</sup> fixiert, um die UHV-taugliche Faser entlang ihrer Längsachse bewegen und somit den Resonatorabstand ändern zu können. Zur Ansteuerung der Piezokristalle standen drei verschiedene, zu charakterisierende Piezoverstärker<sup>6</sup> zur Verfügung.

<sup>1</sup> Andor Technology plc., iXon+

<sup>2</sup> Janis Research Company, LLC, Model ST-400-2-MOD

<sup>3</sup> Lake Shore Cryotronics, Inc., Model 331S

<sup>4</sup> Oxford Electronics, SM800-125CB und G150-125CB

<sup>5</sup> PI Ceramic GmbH, P-111.05

<sup>6</sup> Piezoverstärker Dr. L. Pickelmann GmbH, SVR 350-1 bip; Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG, E-413.00; TEM Messtechnik GmbH, miniPiA 101

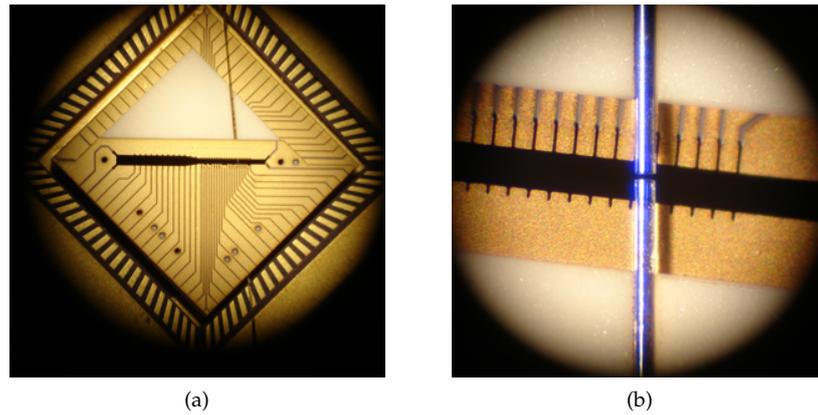


Abbildung 11: Fotos der segmentierten Mikrofalle. Gut zu erkennen ist die Faserführung im Abstandshalter (weiß) der Lehrfalle, sowie die Gleichspannungselektroden unterhalb und die Radiofrequenzelektrode oberhalb des Fallenschlitzes (a). Der Faserresonator in geöffneter Lehrfalle (b). Hier ist die untere Elektrodenschicht zu sehen, oben die Gleichspannungselektroden, unten die Radiofrequenzelektrode

Zur Unterscheidung werden die Resonatoren „Primärresonator“ bzw. „Lehrresonator“ genannt, die Fallen, in denen diese integriert sind, analog „Lehrfalle“ bzw. „Primärfalle“.

### 3.2.1 Lehrresonator

Der Lehrresonator befindet sich in einem vom Rest des Experiments getrennten Aufbau. Dies ermöglicht das gleichzeitige Arbeiten und Experimentieren an Primärfalle und Lehrresonator. Er ist integriert in einer nicht funktionstüchtigen Mikrofalle. Der Aufbau wird nur von einer Plastikabdeckung geschützt und befindet sich daher bei Zimmertemperatur und unter Atmosphärendruck. Dies vereinfacht jedoch den Zugang zu allen Komponenten des Teilerperiments.

Die Spiegelbeschichtung der Fasern, die den Resonator bilden, wurde für Licht mit einer Wellenlänge von 780 nm optimiert. Betrieben werden soll der Resonator dagegen bei 854 nm, was jedoch bis auf eine niedrigere Finesse und damit größere Halbwertsbreite der Resonanzlinien keine weiteren Nachteile hat und zum Testen der Längstabilisierung völlig ausreichend ist.

In [Abbildung 12](#) ist der schematische Aufbau der Optik zum Betrieb des Lehrresonators zu sehen. Ein Laserstrahl wird durch einen polarisierenden Strahlteiler (PST) in die SMF des Resonators eingekoppelt, ein  $\lambda/4$ -Plättchen dreht die Polarisation des reflektierten Teilstrahls um insgesamt  $90^\circ$ , sodass er von dem PST nun reflektiert wird und auf eine pin-Diode (positive intrinsic negative diode) trifft. Das transmittierte Licht wird ebenfalls auf eine pin-Diode fokussiert. Keilfenster ermöglichen das Messen der Strahlintensitäten mit einem Leistungsmesser<sup>7</sup> auch im laufenden Betrieb.

<sup>7</sup> Ophir Optronics Ltd., Nova II

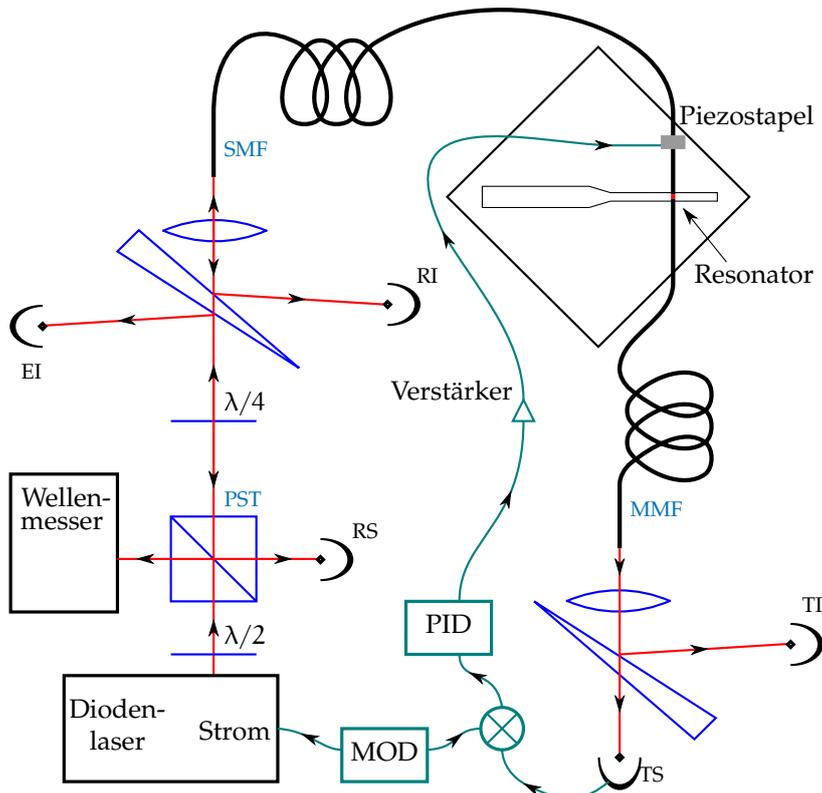


Abbildung 12: Schematischer Aufbau der Lehrfallenoptik. Transmissions- und Reflexionssignal (TS bzw. RS) können zur Stabilisierung des Resonators genutzt werden, Messungen der Eingangs-, Transmissions- und Reflexionsintensität (EI, TI bzw. RI) erlauben Rückschlüsse auf Resonatorverluste.

### 3.2.2 Primärresonator

Der Primärresonator ist in der Primärfalle integriert und befindet sich mit dieser in der Vakuumkammer. Der prinzipielle Aufbau der Optik zur Stabilisierung des Resonators unterscheidet sich von dem des Lehrresonators nur durch das Fehlen der beiden Keilfenster und der Möglichkeit den Laserstrahl, wie später in [Abbildung 15](#) gezeigt und beschrieben wird, zu schalten. Außerdem kann das Transmissionsignal des Primärresonators statt auf eine pin-Diode auf eine Lawinendiode (APD)<sup>8</sup> gelegt werden. Über eine Integratorschaltung mit nachgeschaltetem Tiefpassfilter, die in [Abschnitt A.2](#) beschrieben wird, konnten die diskreten Spannungspulse der APD in ein kontinuierliches, zur Pulsrate proportionales Spannungssignal umgewandelt und, z.B. an einem Oszilloskop, betrachtet werden.

### 3.2.3 Grundlagen der Stabilisierung

Resonatoren können auf verschiedene Arten stabilisiert werden. Drei davon wurden im Rahmen dieser Arbeit angewendet und werden im Folgenden beschrieben. Dabei können auf diese Arten nicht nur, wie

8 PerkinElmer Inc., SPCM-AQRH-14-FC

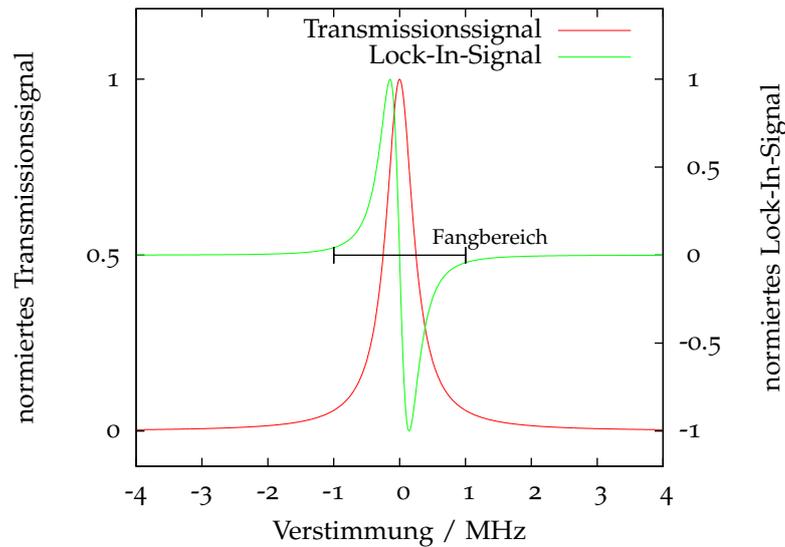


Abbildung 13: Ideales Lock-In-Signal mit einer Halbwertsbreite der Transmissionslinie von 0,5 MHz.

hier beschrieben, Resonatoren auf eine bestimmte (Laserwellen-) Länge stabilisiert werden, sondern auch umgekehrt die Wellenlänge eines Lasers auf die Länge eines Resonators.

#### *Flankenstabilisierung*

Zur Flankenstabilisierung [32] wird lediglich das Transmissions- oder Reflexionssignal benötigt. Indem die Resonatorlänge (also die Piezospaltung) durchfahren und diese gegen das Signal auf einem Oszilloskop aufgetragen wird, kann man die Transmissions- bzw. Reflexionslinie sichtbar machen. Bestimmt man einen Sollwert kann nun ein Regler den Resonator stabilisieren. Die Fangweite, also die maximal mögliche hochfrequente Längenänderung<sup>9</sup> des Resonators, wird durch die Linienbreite auf Höhe des Sollwerts begrenzt. Da der Regelpunkt jedoch auf einer Flanke der Resonanzlinie liegen muss, wird die Resonatorlänge auf diese Weise also gegenüber der Resonanzlänge leicht verstimmt stabilisiert.

#### *Lock-In-Stabilisierung*

Die Lock-In-Stabilisierung benötigt neben dem Transmissions- oder Reflexionssignal als Eingang eine Modulation, z.B. der Laserfrequenz. Ein Lokaloszillator prägt Seitenbänder auf die Emissionslinie des Lasers auf, indem er den Laserdiodenstrom moduliert oder einen elektrooptischen Modulator dazu verwendet. Dadurch kann ein Mischer durch Multiplizieren des Lokaloszillatorsignals mit dem Eingangssignal dessen Ableitung bilden [33]. Ein Regler kann nun auf den Nulldurchgang der Ableitung, also auf den Extremwert des Eingangssignals stabilisieren (vgl. [Abbildung 13](#)). Der Fangbereich ist auch hier von der

<sup>9</sup> niederfrequente, also langsame Längenänderungen werden nur durch die maximale Piezospaltung begrenzt

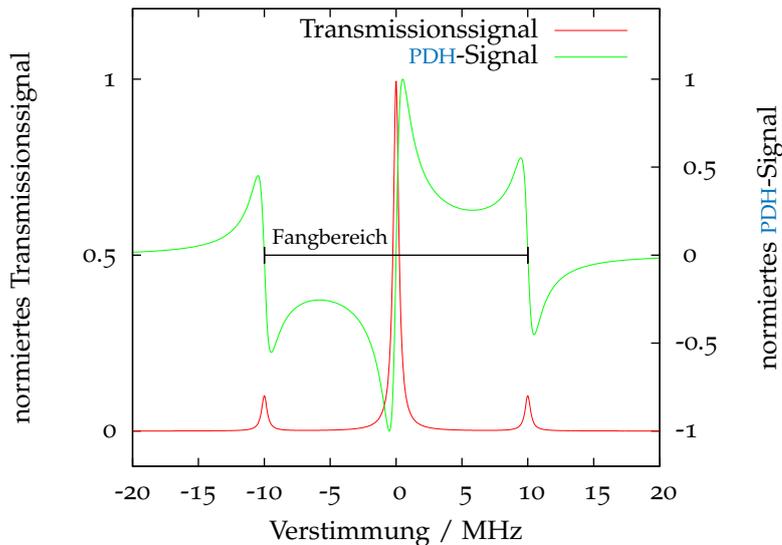


Abbildung 14: Ideales PDH-Signal mit einer Modulationsfrequenz von 10 MHz und einer Halbwertsbreite der Transmissionslinie von 0,5 MHz.

Linienbreite abhängig, jedoch stimmen hier bei Abwesenheit äußerer Störungen Resonanz- und Resonatorlänge überein.

#### *PDH-Stabilisierung*

Das Pound-Drever-Hall (PDH)-Verfahren [34, 35], benannt nach ihren Entwicklern, benötigt ähnlich der Lock-In-Methode einen Lokaloszillator, um ebenso Seitenbänder auf das Lasersignal aufzuprägen. Im Unterschied zur Lock-In-Methode funktioniert die PDH-Stabilisierung jedoch nur mit dem Reflexionssignal. Außerdem sollte die Modulationsfrequenz größer sein als die Halbwertsbreite der Resonanzlinie. Ein Mischer erzeugt wiederum ein Fehlersignal durch multiplizieren des Reflexionssignals mit dem Lokaloszillator. Ein Regler kann nun das System auf den mittleren Nullpunktdurchgang des Fehlersignals stabilisieren (vgl. [Abbildung 14](#)). Die Frequenzbreite des Fangbereiches entspricht hier der doppelten Modulationsfrequenz. Die Steigung des Fehlersignals am Regelpunkt ist in erster Näherung nur von der Halbwertsbreite der Resonanzlinie abhängig [36].

#### *Regelung und Umsetzung*

Das jeweilige Fehlersignal wird dann an einen Proportional-Integral-Differential (PID)-Regler gegeben, dessen Parameter an das jeweilige System angepasst werden müssen. Das Ausgangssignal des Reglers wird verstärkt und an den Piezo zurückgegeben. Dies vervollständigt die Regelschleife. Umgesetzt werden die Stabilisierungen von einem digitalen Modul<sup>10</sup>, welches über USB mit einem PC verbunden ist und über diesen konfiguriert wird.

<sup>10</sup> TOPTICA Photonics AG, DigiLock 110

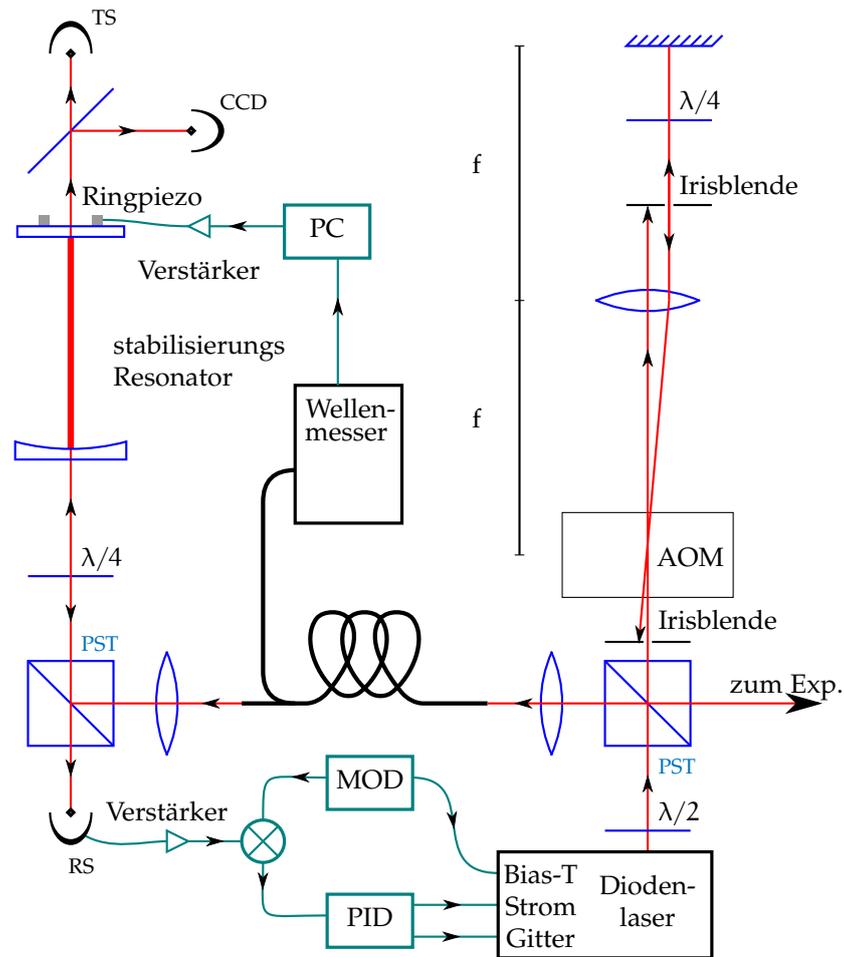


Abbildung 15: Schematischer Aufbau eines frequenzstabilisierten Lasers mit AOM-Doppelpass. Der Laser wird moduliert und mithilfe des Reflexionssignals des Resonators stabilisiert (links). Spiegel und AOM-Kristall stehen senkrecht zu bzw. liegen auf der optischen Achse im Abstand der Brennweite  $f$  der Doppelpasslinse (rechts).

### 3.3 LASERSYSTEM

Zum Betrieb der Falle und der Resonatoren steht ein System aus insgesamt sieben Lasern zur Verfügung. [Abbildung 15](#) zeigt schematisch den Aufbau zur Frequenzstabilisierung dieser Laser.

#### 3.3.1 Photoionisationslaser

Wie in [Abschnitt 2.3](#) beschrieben, können Kalziumionen durch eine zweistufige Photoionisation von Kalziumatomen erzeugt werden.

Der erste Ionisationsschritt erfordert das Anregen eines Valenzelektrons des Atoms in den 4P-Zustand. Der dazu eingesetzte Laser<sup>11</sup> erzeugt zunächst Licht mit einer Wellenlänge von 826 nm, welches im zweiten Schritt in einem Ringresonator frequenzverdoppelt wird. Um den

<sup>11</sup> TOPTICA Photonics AG, TA-SHG 110,  $P_{\max} = 0,5 \text{ W}$

Laser auf einer bestimmten Wellenlänge zu halten, wird ein Teil des unverdoppelten Strahls dazu genutzt den Laser auf einen Resonator zu stabilisieren. Die Länge des Resonators kann durch zwei Ringpiezokristalle von einem PC aus kontrolliert werden, die Wellenlänge des Lasers wird ständig mit einem Wellenmesser überwacht.

Der zweite Ionisationsschritt erfordert das Anheben des angeregten Elektrons in das Kontinuum, daher genügt hier ein freilaufender Diodenlaser<sup>12</sup> bei 374 nm. Die beiden Photoionisationslaser werden in einem PST überlagert, eine einfache Verschlussklappe kann PC-gesteuert den Doppelstrahl unterbrechen. In einer Glasfaser werden die Strahlen zur Vakuumkammer geführt.

### 3.3.2 Dopplerkühlaser

Der 397 nm-Laser wird genutzt, um gefangene Ionen zu dopplerkühlen und das Qubit zu initialisieren (siehe [Abbildung 4](#)). Der Laser ist baugleich mit dem 423 nm-Laser, ebenso wird er stabilisiert und seine Wellenlänge überwacht. Da der Laser jedoch in Messsequenzen im  $\mu\text{s}$ -Bereich geschaltet werden soll, wird hierfür ein akustooptischer Modulator (AOM) [30] eingesetzt. Dieser wird bei einer festen Frequenz von etwa 80 MHz betrieben, er kann PC-gesteuert abgeschwächt und ganz abgeschaltet werden. An einem PST wird der Strahl auf zwei Äste aufgeteilt, die beide über je einen weiteren AOM geschaltet werden können. Das Licht eines Astes wird in einer Glasfaser zur Vakuumkammer geführt und zum Dopplerkühlen der Ionen verwendet. Die Polarisation des anderen Teilstrahls wird so gedreht, dass es nach Durchlaufen einer polarisationserhaltenden Faser  $\sigma^+$ -polarisiert die Vakuumkammer erreicht.

### 3.3.3 Rückpumpplaser

Da das Kalziumion, wie in [Abbildung 4](#) in [Abschnitt 2.3](#) zu sehen ist, mit nichtverschwindender Wahrscheinlichkeit beim Dopplerkühlen, statt zurück in den Grundzustand, in einen der D-Zustände zerfallen kann, werden Laser zur Fluoreszenzlöschung (quenching) benötigt. Dazu werden zwei Laser<sup>13</sup> bei 866 nm und 854 nm eingesetzt. Während der Strahlengang des 866 nm-Lasers genau dem in [Abbildung 15](#) gezeigten entspricht, ist eine Frequenzstabilisierung des 854 nm-Lasers für die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente nicht nötig. Auch die hier eingesetzten AOM werden bei fester Frequenz betrieben und können PC-gesteuert geschaltet werden. Durch seine Stabilisierung kann die Wellenlänge des 866 nm-Lasers ebenfalls PC-gesteuert geändert werden. Beide Strahlen werden in einem PST überlagert und in einer Faser zur Vakuumkammer geführt, wo sie in einem weiteren PST mit dem zum Dopplerkühlen verwendeten Ast des 397 nm-Lasers überlagert werden.

<sup>12</sup> TOPTICA Photonics AG, DL 100,  $P_{\text{max}} = 20 \text{ mW}$

<sup>13</sup> TOPTICA Photonics AG, DL pro ( $P_{\text{max}} = 50 \text{ mW}$ ) & DL 100/pro design ( $P_{\text{max}} = 170 \text{ mW}$ )

### 3.3.4 Spektroskopielaser

Aufgrund der hohen Lebensdauer von etwa 1,2 s des  $D_{5/2}$ -Zustands (siehe [Abbildung 4](#)) ist dessen Linienbreite so schmal, dass auf diesem Übergang Seitenbänder der harmonisch quantisierten Bewegung des Ions aufgelöst werden können. Dazu muss auch die Linienbreite des Lasers, der diesen Übergang anregen soll, entsprechend schmal sein. Daher wird der verwendete Laser<sup>14</sup> mit einem Hochfinesse-Resonator und einem analogen Stabilisierungsmodul hoher Bandbreite<sup>15</sup> stabilisiert. Da dessen Länge jedoch fest ist, wird der [AOM](#) im Strahlengang dazu verwendet die Wellenlänge im Bereich einiger MHz zu variieren. Dieser wird von einem programmierbaren Frequenzgenerator<sup>16</sup> angesteuert. Beim Durchlaufen des [AOM](#) wird die Frequenz des Laserstrahls um die Betriebsfrequenz des [AOM](#) erhöht. Durch Variation der Betriebsfrequenz kann also auch die Laserfrequenz beeinflusst werden.

### 3.3.5 Resonatorstabilisierungslaser

Zur Stabilisierung der Faserresonatoren steht ein dedizierter Laser<sup>17</sup> der Wellenlänge 854 nm zur Verfügung. Dieser wird freilaufend betrieben, seine Wellenlänge wird jedoch mit einem Wellenmesser überwacht.

<sup>14</sup> TOPTICA Photonics AG, TA 100,  $P_{\max} = 0,5 \text{ W}$

<sup>15</sup> TOPTICA Photonics AG, FALC 110

<sup>16</sup> TOPTICA Photonics AG, VFG 150

<sup>17</sup> TOPTICA Photonics AG, DL 100/pro design,  $P_{\max} = 170 \text{ mW}$

Wie in der Einleitung beschrieben, ist eine Licht-Materie-Schnittstelle eine der Grundvoraussetzungen eines Quantenrepeaters. Optische Resonatoren wurden bereits erfolgreich als Schnittstelle eingesetzt, um den Quantenzustand von Photonen auf Atome zu übertragen [37, 38]. Dazu ist es notwendig, die charakteristischen Eigenschaften des verwendeten Resonators zu kennen und seine Freiheitsgrade einzuschränken oder zu kontrollieren. Ein Ziel dieser Arbeit ist es Kenntnisse über das Verhalten der Faserresonators zu erlangen bzw. zu vertiefen.

Der erste Teil dieses Kapitels beschäftigt sich mit Messungen und Versuchen am Lehrresonator. Zunächst wird beschrieben, wie Finesse und Linienbreite ermittelt wurden. Danach wird das Längenstabilisieren und Charakterisieren der Stabilisierung des Resonators erläutert. Nach einem Abschnitt, der sich mit den Transmissions- und Reflexionseigenschaften des stabilisierten Resonators beschäftigt, folgt noch eine Beschreibung der Implementation einer Abtast-Halte-Schaltung. Zum Schluss wird auf das Stabilisieren bei sehr kleinen Laserleistungen mit einer Lawinenphotodiode eingegangen.

Im zweiten Teil werden Eigenschaften, Messungen und Probleme des Primärresonators beschrieben. Dabei werden vor allem dessen Besonderheiten und Unterschiede zum Lehrresonator dargestellt.

#### 4.1 LEHRRESONATOR

Der in diesem Abschnitt beschriebene Lehrresonator dient in erster Linie dazu Erfahrungen mit der Charakterisierung und dem Betrieb von Faserresonatoren zu sammeln, um diese später am Primärresonator anwenden zu können. Dazu ist der Lehrresonator besser geeignet, da er sich, wie in [Unterabschnitt 3.2.1](#) beschrieben, nicht im Vakuum befindet und daher leicht zugänglich ist. Außerdem ist paralleles Experimentieren an Primärresonator aufgrund beschränkter Platzverhältnisse problematisch.

##### 4.1.1 *Finesse & Linienbreite*

Zunächst wurden die charakteristischen Parameter des Resonators ermittelt. Dazu wurden der freie Spektralbereich (FSR)  $\nu_F$  und die Modenbreite  $\delta\nu$  gemessen und daraus Resonatorlänge  $d$  und Finesse  $\mathcal{F}$  mit [Gleichung 2.15](#) und [2.19](#) bestimmt. Zum Messen des FSR wird der Resonator zunächst mit einer Dreiecksspannung ausreichend großer Amplitude durchfahren, sodass bestenfalls mehrere Transmissionslinien auf einem Oszilloskop zu erkennen sind. Als Auslöseimpuls (trigger) für dieses dient dabei das Dreieckssignal, nicht die Transmissionslinie.

Tabelle 1: Charakteristische Parameter des Lehrresonators

PARAMETER	WERT
FSR $\nu_F$	$(1,6 \pm 0,3)$ THz
Modenbreite $\delta\nu$	$(2,0 \pm 0,4)$ GHz
Finesse $\mathcal{F}$	$770 \pm 150$
Spiegelabstand $d$	$(93 \pm 19)$ $\mu\text{m}$

Dann wird das Gitter des Lasers<sup>1</sup> und damit seine Wellenlänge verstellt, sodass die Resonanzlinie(n) auf der Anzeige des Oszilloskops zu einer Seite wandern. Bei Erreichen der ursprünglichen Linienpositionen – jetzt nur um einen FSR zu einer Seite verschoben – wird die Wellenlänge notiert und der Vorgang wiederholt, ggf. in die andere Richtung. Aus  $n$  Messungen der Wellenlängen  $\lambda_i$  (aufsteigend sortiert) kann nun der FSR berechnet werden,

$$\nu_i = \frac{c}{\lambda_i},$$

$$\nu_F = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^{n-1} (\nu_i - \nu_{i+1}), \quad (4.1)$$

wobei mit  $c$  die Lichtgeschwindigkeit<sup>2</sup> bezeichnet wird. Die Modenbreite  $\delta\nu$  in Hz kann mithilfe des Quotienten aus Breite  $\delta\omega_{\text{Osz}}$  und Abstand  $\omega_{F,\text{Osz}}$  der Moden auf dem Oszilloskop, jeweils in Sekunden, und dem bereits gemessenen FSR ermittelt werden. Die Finesse entspricht dabei genau dem reziproken Wert dieses Quotienten:

$$\delta\nu = \frac{\delta\omega_{\text{Osz}}}{\omega_{F,\text{Osz}}} \nu_F \quad (4.2)$$

$$\mathcal{F} = \frac{\nu_F}{\delta\nu} = \frac{\omega_{F,\text{Osz}}}{\delta\omega_{\text{Osz}}} \quad (4.3)$$

Die auf diese Weise ermittelten Werte sind in [Tabelle 1](#) aufgelistet, der FSR wurde aus  $n = 3$  Messungen ermittelt.

Bei diesen Messungen zeigte sich, dass beim Erhöhen der Eingangsleistung sowohl die Transmissions- als auch die Reflexionslinien ihre Form asymmetrisch ändern. [Abbildung 16](#) zeigt stellvertretend zwei solcher Transmissionslinien. Diese beiden auftretenden Formen sind korreliert mit einer steigenden bzw. fallenden Flanke des zum Durchfahren verwendeten Dreiecksignals. Dies deutet darauf hin, dass das Laserfeld bei genügend hoher Leistung bei transmittierendem Resonator die Faserenden so stark aufheizen kann, dass sich diese merklich ausdehnen, also im Größenordnungsbereich einer Modenbreite: Wenn sich bei steigender Flanke die Faserenden auseinander bewegen, so wirken die aufheizenden und sich ausdehnenden Faserenden dieser Bewegung entgegen, der Resonator ist länger im Transmissionsbereich

<sup>1</sup> Zum Zeitpunkt der Messung waren die DL 100/pro Laser noch nicht vorhanden, die Messung wurde mit dem Laser der Wellenlänge  $\lambda = 866$  nm durchgeführt.

<sup>2</sup> Ob hier Vakuum- oder Lichtgeschwindigkeit in Luft eingesetzt werden muss, kommt darauf an, wie die Wellenlängen gemessen wurden.

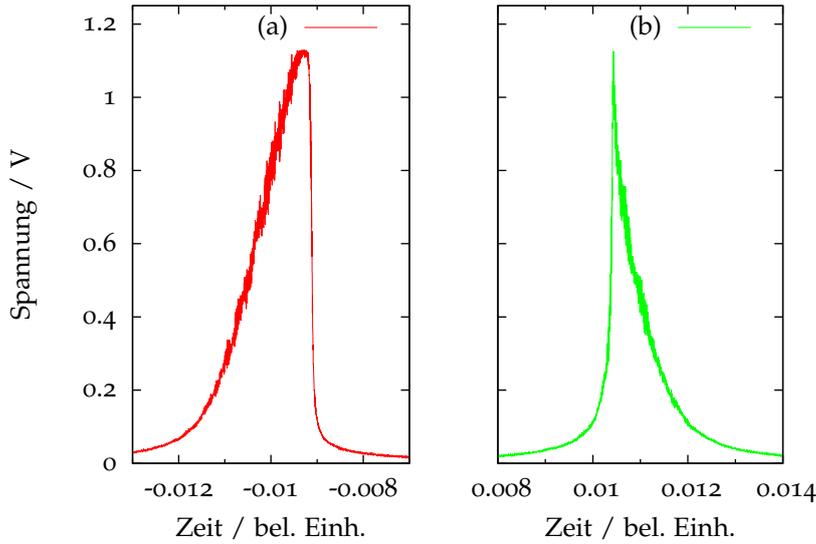


Abbildung 16: Transmissionslinien bei hoher Leistung und steigender (a) bzw. fallender (b) Flanke des Dreiecksignals

und die Linie wird breiter. Bei fallender Flanke dagegen beschleunigen die Faserenden die Bewegung aufeinander zu, der Resonator ist schneller wieder aus dem transmittierenden Bereich heraus und die Linie wird schmaler.

#### 4.1.2 Stabilisierung

Um eine Resonatormode mit einem atomaren Übergang eines darin befindlichen Ions wechselwirken zu lassen, ist es erforderlich, dass die Moden- und Übergangslinien überlappen. Der 854 nm-Übergang des  $^{40}\text{Ca}^+$  Ions hat mit einer Zerfallszeit von  $\tau = 101 \text{ ns}$  (siehe [Abbildung 4](#)) eine Linienbreite von  $\Gamma = \frac{1}{2\pi\tau} = 1,58 \text{ MHz}$ . Wie sich später zeigen wird, hat der Primärresonator eine Modenbreite von  $\delta\nu = 242 \text{ MHz}$  und einen Resonatorabstand von  $d = 116 \mu\text{m}$ . Da  $\Gamma \ll \delta\nu$ , genügt es, den Resonator auf etwa eine Modenbreite zu stabilisieren um den Überlapp zu gewährleisten. Die erforderliche Längenstabilität kann daraus abgeschätzt werden [39]: Für kleine Längenänderungen  $\Delta d$  ist die Frequenzänderung  $\Delta\nu$ :

$$\Delta\nu = \frac{\partial\nu(d)}{\partial d} \Delta d$$

mit  $\nu(d) = q\nu_F = q\frac{c}{2d}$ , und damit

$$\frac{\partial\nu(d)}{\partial d} = -q\frac{c}{2d^2} = -\frac{\nu(d)}{d}$$

woraus folgt, dass

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = -\frac{\Delta d}{d}$$

ist. Da  $\Delta\nu \lesssim \delta\nu$  sein soll, erhält man durch Umformen und Einsetzen

$$|\Delta d| = \frac{\Delta\nu}{\nu} d \lesssim \frac{\delta\nu}{\nu} d = \frac{242 \text{ MHz}}{c/854 \text{ nm}} 116 \mu\text{m} \approx 80 \text{ pm}. \quad (4.4)$$

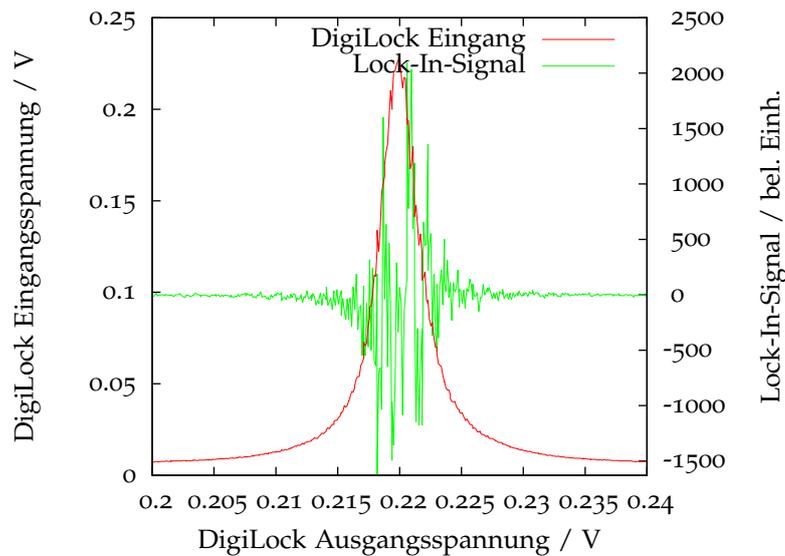


Abbildung 17: Transmissionslinie und Lock-In-Signal des Lehrresonators

Der Resonator muss also mit einer Regelschleife aktiv stabilisiert werden, um akustische Störungen, Kriecheffekte des Piezokristalls und Temperaturdrift auszugleichen.

Wie bereits in [Abschnitt 3.2](#) beschrieben, verwenden wir als Regelschleife ein System aus Piezoaktor, -verstärker und dem Digitalregler „DigiLock“. Damit ein Resonator auf eine vorgegebene Länge, bzw. in der Regel auf ein ganzzahliges Vielfaches der Übergangswellenlänge stabilisiert werden kann, muss zunächst Laserlicht dieser Wellenlänge in den Resonator eingekoppelt werden. Danach wird ein periodisches Signal, zumeist eine Dreiecksspannung, auf den Piezoverstärker gegeben, sodass die Resonatorlänge ebenso zu oszillieren beginnt. Betrachtet man jetzt das Transmissionssignal des Resonators, z.B. auf einem Oszilloskop, so wird man einen oder mehrere Transmissionslinien erkennen können (vgl. [Abbildung 17](#)). Gegebenenfalls muss man dazu noch die Amplitude und den Offset des Dreieckssignals anpassen. Als nächstes wird bei einer Flankenstabilisierung der Sollwert eingestellt. Bei einer Lock-In- oder [PDH](#)-Stabilisierung muss neben Modulationsfrequenz und -amplitude noch die relative Phase zwischen Lokaloszillator und Transmissionssignal des Resonators angepasst werden. Dies ist aufgrund von Laufzeitunterschieden in den Signalwegen notwendig. Zur Einstellung der Phase liefert die DigiLock-Funktion „Adjust“ zuverlässige Werte. Falls nicht, so muss die Phase so gewählt werden, dass im Fehlersignal die Flanke des Regelpunktes möglichst lang und steil wird. Nach denselben Kriterien wählt man Modulationsfrequenz und -amplitude. Als Sollwert für die Flankenstabilisierung hat sich der halbe Maximalwert des Eingangssignals bewährt. Bevor man jetzt je nach verwendeter Stabilisierungsmethode auf die Flanke oder die Spitze der Transmissionslinie regeln kann, benötigen vor allem die [PID](#)-Parameter eine sorgfältige Anpassung an das System. Wählt man beispielsweise die Proportionalverstärkung zu hoch, fängt das System an zu schwingen und kann die Resonatorlänge nicht genügend stabil halten, wählt man sie zu niedrig, verschenkt man Leistungsfähigkeit in einem Frequenzbereich, in dem das System den Resonator bei sorgsam gewählten Parametern

stabiler halten könnte (s.u. und vgl. [Abbildung 23](#)). Es existieren zwar eine Reihe von Faustformelverfahren wie die Ziegler-Nichols-Methode, diese wurden aber hauptsächlich für langsame Anwendungen, wie z.B. der Temperaturregelung, entwickelt[40] und führen bei unseren Versuchen nicht zum Erfolg. Zuverlässig und auch mit Einschränkungen reproduzierbar funktioniert dagegen eine empirische Methode, wie sie in [40] beschrieben ist:

1. Stelle eine kleine Integralverstärkung  $K_I$  und alle anderen Parameter, also die Proportionalverstärkung  $K_P$ , die Integralverstärkung  $K_I$  und die Eingangsverstärkung  $K$  auf Null ein. Dann erhöhe die Eingangsverstärkung  $K$  bis das System erfolgreich regelt. Ggf. muss dazu die Polarität der Regelschleife umgekehrt werden. Es erwies sich als praktikabel dies einfach auszuprobieren.
2. Erhöhe abwechselnd Proportionalverstärkung  $K_P$  und Integralverstärkung  $K_I$  bis das System anfängt zu oszillieren und verringere beide wieder bis die Oszillationen definitiv aufhören.
3. Erhöhe nun wiederum abwechselnd Differentialverstärkung  $K_D$  und sowohl Integralverstärkung  $K_I$  als auch Proportionalverstärkung  $K_P$  bis das System gerade beginnt zu oszillieren und zwar bis sich die Oszillationen nicht durch weiteres Erhöhen der Differentialverstärkung  $K_D$  unterdrücken lassen. Verringere an diesem Punkt die Verstärkungsfaktoren wieder bis die Oszillationen definitiv aufhören und halbiere die Proportionalverstärkung  $K_P$ .

Zusammengefasst werden die PID-Parameter also nach dem Prinzip „so hoch wie möglich, so niedrig wie nötig“ eingestellt.

Ist der Resonator erfolgreich stabilisiert, ist sein Verhalten bei äußeren Störeinflüssen von großem Interesse, um die Leistungsfähigkeit des Systems abschätzen zu können. Um diese Störeinflüsse systematisch und reproduzierbar zu vermessen, wurde auf die „Response“-Funktion des DigiLock-Regelmoduls zurückgegriffen. Diese liefert die Resonanzfunktion<sup>3</sup> frequenz aufgelöst als Verhältnis von Stör- und Eingangsamplitude in Dezibel sowie die Phasenverschiebung zwischen den Signalen. Dazu wird üblicherweise der Laserdiodenstrom mit einem Sinussignal einer vorgegebenen Amplitude moduliert und gemessen, wie groß die Amplitude im Frequenzraum des Transmissionssignals bei dieser Frequenz ist. Die Frequenz des Störsignals wird dabei über einen einstellbaren Bereich in – auf einer logarithmischen Skala äquidistanten – Abständen durchgefahren. Im Idealfall sollte das Regelsystem die gesamte Störampplitude bei allen Frequenzen unterdrücken können, tatsächlich jedoch limitiert das Frequenzverhalten vor allem von Piezoaktor und -verstärker die Leistung des Systems.

Um die Auswirkungen der unterschiedlichen Eigenschaften der Piezoverstärker auf das Gesamtsystem feststellen zu können wurde eine Messserie, bestehend aus sechs Resonanzkurven aufgenommen. Dabei wurde mit zwei Piezoverstärkern bei je drei Laserleistungen gemessen, da sich während ersten Messungen zeigte, dass die Resonanzkurve auch von der Leistung des verwendeten Laserstrahls abhängig ist. Während aller Messungen war der Resonator flankenstabilisiert, der Sollwert wurde jeweils auf den halben Maximalwert der Transmissionslinie gesetzt. Die PID-Parameter wurden vor jeder Messung neu nach

<sup>3</sup> häufig auch Antwort-Funktion genannt

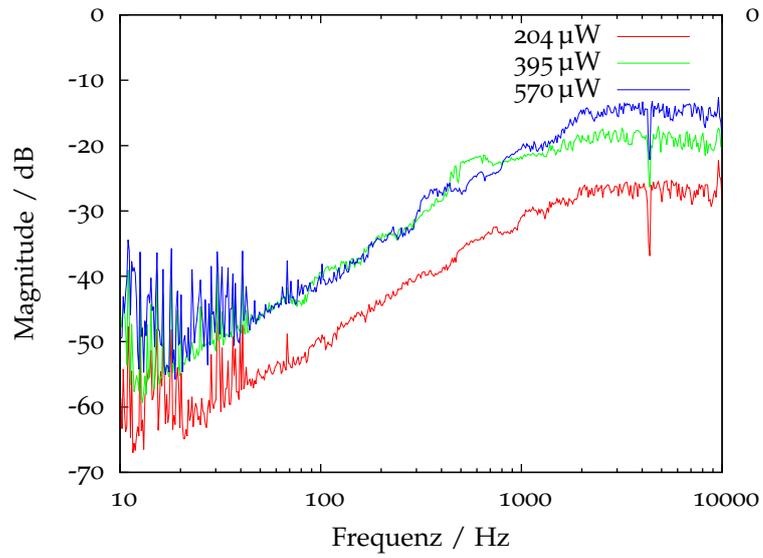


Abbildung 18: Messreihe, aufgenommen mit dem Pickelmann-Verstärker bei drei unterschiedlichen Laserleistungen

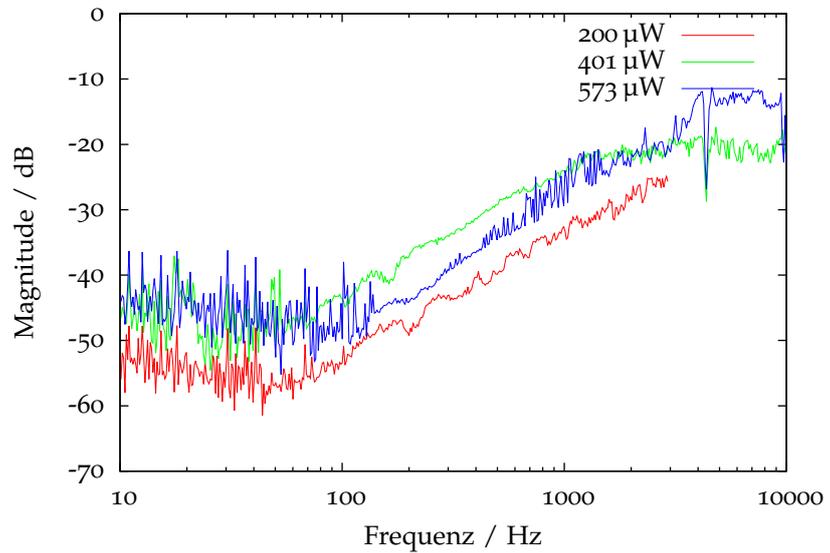


Abbildung 19: Messreihe, aufgenommen mit dem PI-Verstärker bei drei unterschiedlichen Laserleistungen

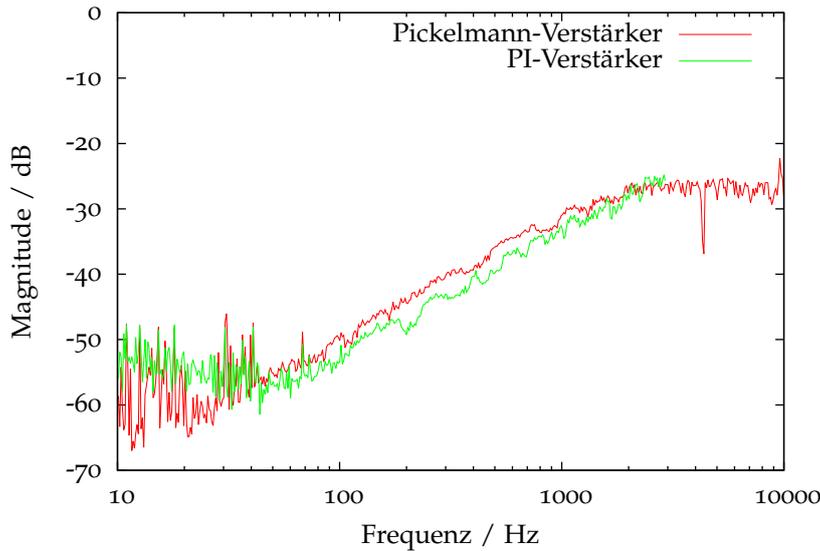


Abbildung 20: Vergleich der jeweils besten Resonanzkurve der getesteten Piezoverstärker

oben beschriebener Methode optimiert. [Tabelle 4](#) am Ende des Kapitels listet alle wichtigen Einstellungen auf. Jede Resonanzkurve besteht aus 500 Datenpunkten, jeder Datenpunkt stellt eine Mittelung über 50 Einzelmessungen dar. Die Modulationsamplitude des Störsignals betrug  $0,5 V_{pp}$ . Die Resonanzkurven, die mit dem Verstärker von Pickelmann aufgenommen wurden, sind in [Abbildung 18](#) zu sehen, diejenigen, die mit dem Verstärker von PI aufgenommen wurden in [Abbildung 19](#). Zum Vergleich wird die jeweils beste Resonanzkurve, also diejenige mit dem niedrigsten Dezibel Verhältnis, nochmals in [Abbildung 20](#) gezeigt. Den Messreihen gemein ist die Tendenz zu niedrigeren Magnituden bei niedrigerer Laserleistung, jedoch muss gewährleistet sein, dass die Leistung ausreicht die verwendete Elektronik anzusprechen, weshalb es mit der hier eingesetzten Technik nicht möglich war den Resonator bei noch niedrigeren Laserleistungen zu stabilisieren. Obwohl dies aus den hier gezeigten Kurven nicht direkt ersichtlich ist, kann man anführen, dass bei zukünftigen Experimenten der Verstärker von Pickelmann dem von PI vorgezogen werden sollte. Dies hat mehrere Gründe: Während man beim „Pickelmann“ Verstärkung und einen Spannungsoffset über Wendelpotentiometer wählen kann, ist die Verstärkung beim „PI“ fest auf den Faktor 50 festgelegt, einen Offset kann man ebensowenig einstellen. Neben diesen, nur die Handhabung vereinfachenden Tatsachen, wies der Verstärker von PI weitere Schwächen auf. So zeigten sich Spannungsspitzen im *Eingangskanal* des Verstärkers, die ggf. die Regelelektronik beschädigen könnten ([Abbildung 21](#)). Außerdem war das durch diesen Verstärker erzeugte Transmissionssignal des Lehrresonators so verrauscht ([Abbildung 22](#)), dass hochohmige Widerstände zur Bildung eines Tiefpass-Filters in Reihe zur Kapazität des Piezokristalls geschaltet werden mussten, um eine Stabilisierung zu ermöglichen.

Weiterhin wurden Vergleichsmessungen der unterschiedlichen Stabilisierungsmethoden durchgeführt. [Abbildung 23](#) zeigt vier unter ver-

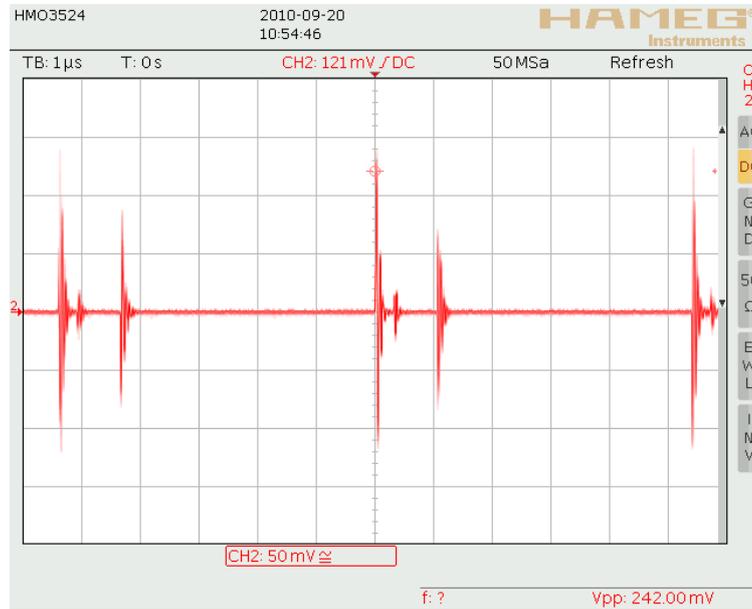
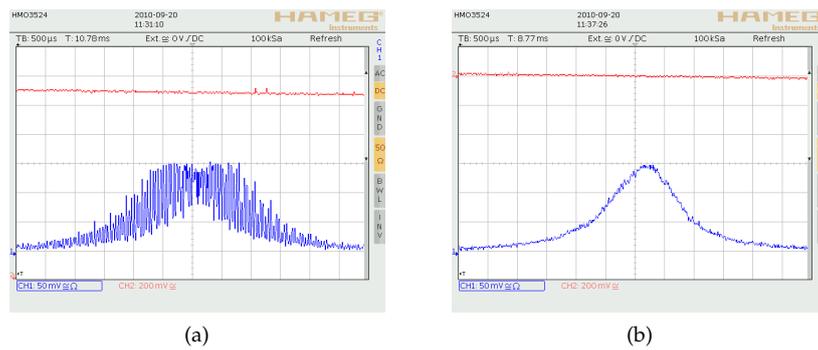


Abbildung 21: Spannungsspitzen im Eingangskanal des PI-Verstärkers



(a)

(b)

Abbildung 22: Transmissionssignal des Lehrresonators, erzeugt durch den PI-Verstärker (a), zum Vergleich: Transmissionssignal des Lehrresonators, erzeugt durch den Pickelmann-Verstärker (b)

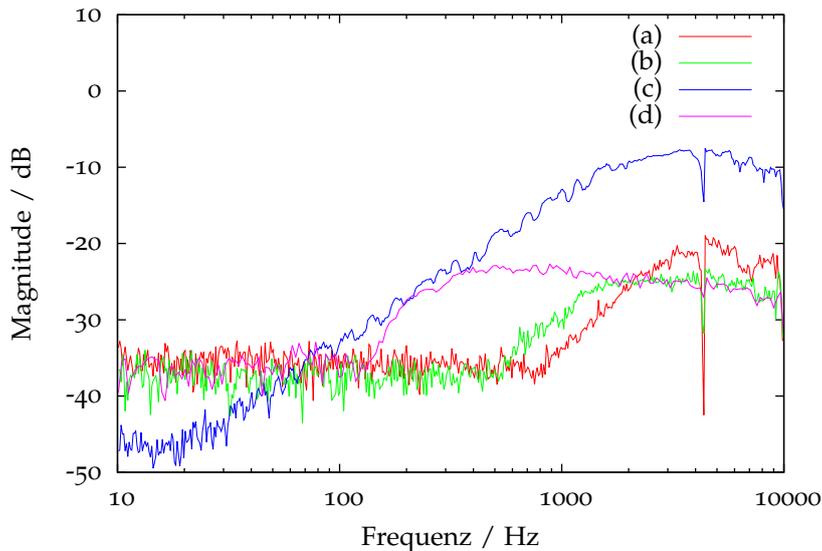


Abbildung 23: Resonanzkurven, aufgenommen mit miniPiA 101. Kurve (a) wurde mit der Lock-In-Methode stabilisiert. Zum Vergleich: eine Kurve ebenfalls mit dieser Methode stabilisiert, wobei die Modulation des Lokalszillators nicht auf den Laserstrom, sondern auf den Resonator selbst gegeben wurde (b), eine Kurve in der Flankenstabilisierung (c) und eine weitere Lock-In-Kurve mit niedrig gewählten PID-Parametern (d)

schiedenen Bedingungen aufgenommene Resonanzkurven<sup>4</sup>. Dabei zeigt sich auf den ersten Blick die Überlegenheit der Lock-In-Methode gegenüber der Flankenstabilisierung. Während bei kleinen Frequenzen bis etwa 100 Hz dieser ein ähnlich gutes Verhalten zeigt, kann er bei höheren Frequenzen nicht mehr mit Lock-In-Stabilisierungen mithalten. Auch zeigt sich die Notwendigkeit einer sorgfältigen Wahl der PID-Parameter. Werden diese niedriger als eigentlich notwendig gewählt, so zeigt sich ein Ansteigen der Resonanzkurve hier schon bei etwas über 100 Hz, während dies bei höher gewählten Parametern erst bei knapp 1000 Hz einsetzt. Die Kurven wurden aufgenommen mit dem „miniPiA“-Piezoverstärker. Wie zuvor bestehen die Messkurven aus je 500 Datenpunkten, die wiederum über je 50 Einzelmessungen gemittelt wurden. Die Amplitude des Störsignals musste hier jedoch auf  $0,2 V_{pp}$  verringert werden, da der Verstärker offenbar nicht genügend Leistung besaß, um das Regelsignal bei größeren Störungen und Frequenzen  $> 10$  Hz zu verstärken. Da der miniPiA auch nur eine deutlich kleinere maximale Ausgangsspannung von (0 bis 150) V im Gegensatz zu (−350 bis 350) V des Pickelmann-Verstärkers vorweisen kann, ist dieser zukünftig auch dem miniPiA vorzuziehen.

In Zukunft soll außerdem eine PDH-Stabilisierung untersucht werden. Diese wird erst mithilfe eines Hochfrequenz-Fasermodulators möglich, da die Modulationsfrequenz aufgrund der hohen Breite von  $\delta\nu = 2,08$  GHz der Lehrresonatormoden ebenfalls im GHz-Bereich liegen muss.

<sup>4</sup> Zum Zeitpunkt der Messung wies der Verstärker von Pickelmann einen schwerwiegenden Defekt auf. Da der PI-Verstärker in der Vergangenheit unbefriedigende Ergebnisse lieferte, wurden die Messungen mit dem jetzt verfügbaren miniPiA durchgeführt.

4.1.3 *Transmission, Reflexion & Verluste*

Ist ein Resonator erfolgreich stabilisiert, können weitere charakteristische Eigenschaften wie die Transmission  $T$ , die Reflexion  $R$  und die Verluste  $V$  ermittelt werden: Dazu müssen zunächst die Verhältnisse von Transmissions-, Reflexions- und Eingangsleistung der in [Abbildung 12](#) eingezeichneten Keilfenster bestimmt werden. Die benötigten Kenndaten wurden mit einem Leistungsmesser aufgenommen. Das Keilfenster im Eingangsast des Resonators konnte in Richtung des Resonators ohne Modifikation des Aufbaus vermessen werden, während sowohl dieses Keilfenster in umgekehrter Richtung als auch das Keilfenster im Transmissionsast des Resonators durch Umstecken der vom Laser kommenden Glasfaser charakterisiert werden musste. Es wurden jeweils drei Leistungen gemessen: diejenige direkt vor dem Keilfenster sowie die transmittierte und reflektierte Leistung, wobei immer beide – durch die Keilform bedingten – Reflexe auf den Messbereich des Leistungsmessers gelegt wurden. Sodann konnten im stabilisierten Zustand des Resonators die Reflexe der Keilfenster vermessen und durch die vorhergehende Charakterisierung der Fenster die Eingangsleistung  $P_{\text{Res},E}$ , Transmissionsleistung  $P_{\text{Res},T}$  und Reflexionsleistung  $P_{\text{Res},R}$  sowie daraus die Verlustleistung  $P_{\text{Res},V}$  bestimmt werden. Die relativen Transmissions-, Reflexions- und Verlustanteile berechnen sich dann zu:

$$\begin{aligned} p_T &= \frac{P_{\text{Res},T}}{P_{\text{Res},E}} \\ p_R &= \frac{P_{\text{Res},R}}{P_{\text{Res},E}} \\ p_V &= \frac{P_{\text{Res},V}}{P_{\text{Res},E}} \end{aligned} \quad (4.5)$$

[Tabelle 2](#) listet die gemessenen und daraus berechneten Werte auf. Es fallen vor allem die hohen Verluste von über 80 % auf. Bei der primären Verlustquelle handelt es sich um Koppelverluste am Faserkollimator der Einmodenfaser des Resonators, nicht zuletzt, da die Faserstecker von Hand poliert werden mussten. Verluste dieser Größenordnung an Imperfektionen in den Spiegelflächen können weitestgehend ausgeschlossen werden: Nimmt man an, dass beide Resonatorspiegel dieselbe hohe Reflektivität besitzen,  $\mathcal{R}_1 = \mathcal{R}_2 = \mathcal{R} \approx 1$ , so kann man  $\alpha_R$  aus [Gleichung 2.16](#) zu

$$\alpha_R = \alpha_S + \frac{1}{2d} \ln \frac{1}{\mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2} \approx \alpha_S + \frac{1 - \mathcal{R}}{d} \quad (4.6)$$

nähern [\[30\]](#). Nimmt man weiterhin an, dass alle Verluste an den Spiegeln auftreten, also  $\alpha_S = 0$ , so kann man daraus und mit [Gleichung 2.18](#) die minimalen Spiegelreflektivität mit

$$\mathcal{R} \approx 1 - \frac{\pi}{\mathcal{F}} = 1 - \frac{\pi}{769} \approx 0,996$$

abschätzen. Damit ist auch die ursprüngliche Annahme  $\mathcal{R} \approx 1$  erfüllt.

4.1.4 *Abtast-Halte-Schaltung*

Über den Primärresonator soll in zukünftigen Experimenten der Quantenzustand eines Photons auf ein Ion übertragen werden. Dies soll auf

Tabelle 2: Transmission, Reflexion und Verluste des Lehrresonators

ART	LEISTUNG/ $\mu\text{W}$	RELATIVE LEISTUNG
Eingang	391	100 %
Transmission	13,4	3,4 %
Reflexion	50,8	13,0 %
Verluste	327	83,6 %

dem 854 nm-Übergang (vgl. auch [Abbildung 4](#)) erfolgen. Dazu muss der Resonator zum einen auf genau dieser Wellenlänge stabilisiert sein, zum anderen darf sich kein externes Lichtfeld im Resonator befinden. Dieser scheinbare Widerspruch konnte mithilfe einer Abtast-Halte-Schaltung gelöst werden. Sie bewirkt, dass der Regler des Regelsystems bei Schaltung, z.B. eines Transistor-Transistor-Logik (TTL)-Signals, den letzten Wert der Ausgangsspannung dauerhaft an den Piezoverstärker liefert und somit die Resonatorlänge zumindest auf kurzen Zeitskalen selbst ohne Rückkopplung stabil hält.

Realisiert wurde die Abtast-Halte-Schaltung wiederum durch eine Funktion des DigiLock 110, dessen Verwendungszweck eigentlich die Erkennung des Zustands der Regelschleife ist. Diese „Fenster“ (Window) genannte Funktion verfügt über zwei einstellbare Spannungsschwellen. Solange das Eingangssignal – zumeist das Signal der Photodiode – zwischen diesen beiden Schwellen liegt, wird der Zustand des System als „stabilisiert“ angenommen. Über- oder Unterschreitet das Signal jedoch die jeweilige Schwelle, werden die Regler des DigiLock-Moduls angehalten und weitere Funktionen, wie ein automatisches durchfahren der Piezospannung und erneutes Einschalten der Regelschleife, können ausgelöst werden. Befindet sich das Signal dann wieder zwischen den Schwellen, so werden die Regler aktiviert und das System wird erneut aktiv stabilisiert. Die Fenster-Funktion kann aber auch ein beliebig einstellbares Eingangssignal des DigiLocks überwachen und so konfiguriert werden, dass sie außer dem Anhalten der Regler keine weiteren Funktionen auslöst.

Daher wurde ein von einem PC aus steuerbares TTL-Signal an den „AIO2“-Eingang des DigiLocks gelegt und das Modul entsprechend konfiguriert: „AIO2“ wurde als Eingangssignal für die Fenster-Funktion ausgewählt, die Schwellen wurden auf  $U_{\min} = 2\text{ V}$  bzw.  $U_{\max} = 10\text{ V}$  eingestellt und die Stabilisierung gestartet. Nun wurde für verschiedene Zeiten von 12 bis 500 ms das TTL-Signal geschaltet und zusammen mit dem Transmissionssignal des Lehrresonators aufgenommen. Abbildungen [24](#) und [25](#) zeigen beispielhaft je zwei Messungen bei TTL-Signallängen von 12 ms bzw. 500 ms. Der Resonator befindet sich vor und nach jeder Messung in einer Flankenstabilisierung. Man sieht, besonders in den 500 ms Messungen, wie das Transmissionssignal des Resonators die Transmissionslinie nach oben wandert und beim Einschalten der Regler wieder zurück auf den Sollwert springt, ohne dass manuelles Eingreifen nötig wäre. Man erkennt, dass es durchaus möglich ist den Resonator auf einer ms-Zeitskala auch ohne Rückkopplung stabil zu halten, jedoch zeigte sich, dass der Resonator zufällig zum Teil länger (Transmissionssignale 1 und 3, erwünscht), zum Teil kürzer (Transmissionssignale 2 und 4, störend) in der gewünschten Länge ver-

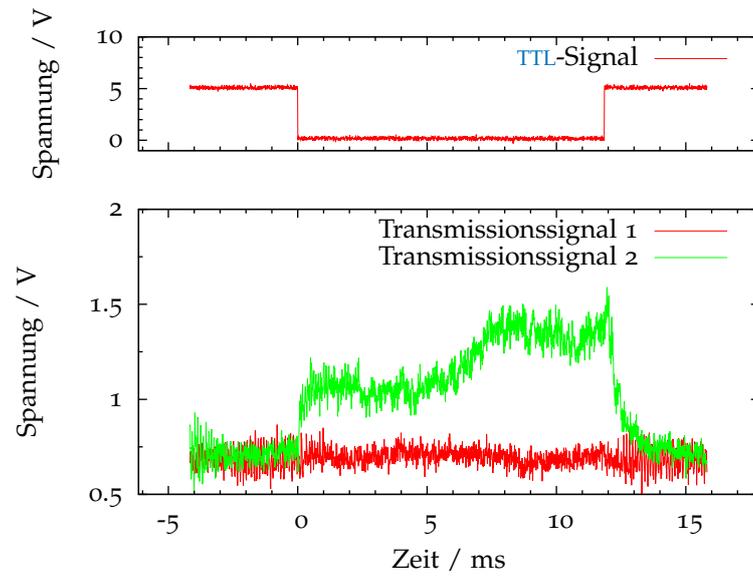


Abbildung 24: Zwei Messungen der Abtast-Halte-Schaltung bei einer Halte-dauer von je 12 ms

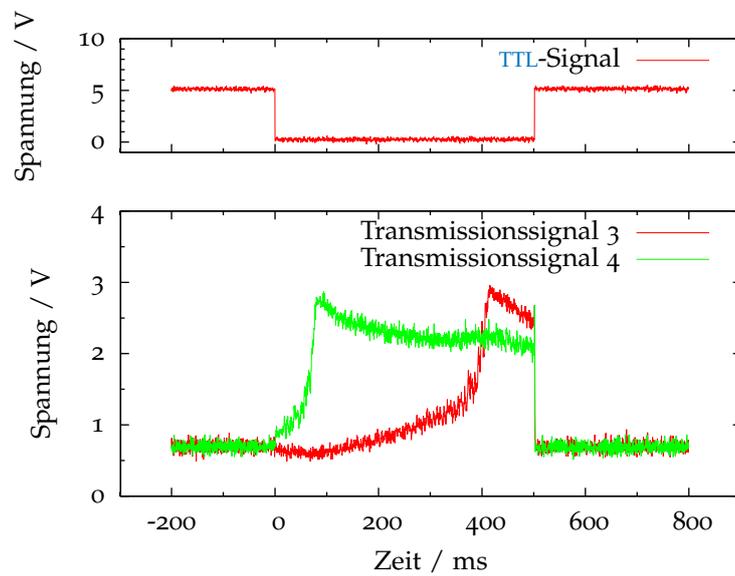


Abbildung 25: Zwei Messungen der Abtast-Halte-Schaltung bei einer Halte-dauer von je 500 ms

harrt, bevor Schwankungen das Transmissionssignal signifikant ändern. Es wird vermutet, dass dies an der Art und Weise der Funktion des Halteglieds liegt. Dieses ist ein Digital-„=Analog“-Wandler, der, wenn das TTL-Signal geschaltet wird, den letzten Spannungswert ausgibt. Oszilliert das Ausgangssignal jedoch vor einsetzen des TTL-Signals – was hier der Fall ist – so wird es passieren, dass das Halteglied, statt des gewünschten mittleren Spannungswertes, einen zufälligen Wert im gesamten Bereich der Amplitude ausgibt. Liegt dieser gerade in der Nähe eines Extrempunktes der Oszillationen, so wird letztlich der Resonator vergleichsweise schnell von seiner gewünschten Länge abweichen. Insbesondere Transmissionssignal 2 zeigt dieses Verhalten. Das Problem wurde mit dem Hersteller besprochen und vorgeschlagen, dass das Halteglied statt des letzten Momentanwertes den mittleren Wert der letzten Ausgabespaltungen halten soll. Dennoch wird die bereits erzielte Haltestabilität für zukünftige Experimente ausreichen, da deren Messungen auf einer  $\mu\text{s}$  Zeitskala stattfinden werden.

#### 4.1.5 Stabilisierung mit einer Lawinenphotodiode

Ein weiteres Problem wird sich voraussichtlich zeigen, wenn sich, wie anfangs gefordert, kein Lichtfeld im Resonator befinden darf. Man wird ohne Probleme mit demselben TTL-Signal sowohl die Abtast-Halte-Schaltung an, als auch den Laser abschalten können und umgekehrt, jedoch wird sich jetzt der vorher vom Laserfeld erhitzte Resonator abkühlen und seine Länge ändern. Eine einfache Möglichkeit dem vorzubeugen ist das Beschränken auf eine möglichst niedrige Leistung des Stabilisierungslasers. Um dies konsequent umsetzen zu können wurde eine APD eingesetzt, um das Transmissionssignal der Resonatoren zu detektieren.

Da die APD im Gegensatz zu pin-Dioden kein kontinuierliches Spannungssignal, sondern diskrete Spannungspulse bei Detektion eines Photons aussendet, musste zunächst eine Integratorschaltung entwickelt und gebaut werden, die das gepulste APD-Signal integriert und deren Ausgangsspannung abhängig von der Pulsrate der APD ist. Mit Hilfe dieser Integratorschaltung war es möglich den Lehrresonator mit einem äußerst schwachen ( $P < 1 \text{ pW}$  in Transmission) Laserfeld zu stabilisieren. Dies wird von Vorteil sein, sobald die Abtast-Halte-Schaltung im Primärresonator ohne äußeres Lichtfeld umgesetzt werden soll, da sich dessen Faserenden bei so wenig Leistung kaum aufheizen und abkühlen werden. Die Schaltpläne des Integrators befinden sich in [Anhang A](#).

## 4.2 PRIMÄRRESONATOR

Einige der bis hier in diesem Kapitel beschriebenen Messungen konnten wie vorgesehen auch am Primärresonator durchgeführt werden. Einige andere werden aber erst in Zukunft realisiert werden können, da sich der Umgang mit dem Primärresonator schwieriger als erwartet herausgestellt hat.

Zunächst wurden Finesse und Linienbreite bestimmt. Da der Resonatorabstand  $d = 116 \mu\text{m}$  bekannt ist, war es möglich diese direkt aus

Tabelle 3: Charakteristische Parameter des Primärresonators

PARAMETER	WERT
FSR $\nu_F$	$(1,29 \pm 0,07)$ THz
Modenbreite $\delta\nu$	$(242 \pm 33)$ MHz
Finesse $\mathcal{F}$	$5340 \pm 660$
Spiegelabstand $d$	$(116 \pm 7)$ $\mu\text{m}$

aufgenommenen Daten nach [Gleichung 4.3](#) zu berechnen – sie sind in [Tabelle 3](#) gelistet. Es fällt auf, dass der Primärresonator trotz vergleichbarem FSR eine deutlich größere Finesse besitzt als der Lehrresonator und darum auch eine ebenso deutlich schmalere Modenbreite. Dies liegt vor allem daran, dass die Beschichtung der Faserenden des Primärresonators, im Gegensatz zu denen des Lehrresonators, für die korrekte Wellenlänge von 854 nm optimiert wurde.

Mit einer pin-Diode ist es bisher nicht gelungen diesen Resonator zu stabilisieren. Der Grund hierfür liegt vermutlich auf der einen Seite an dem im DigiLock verbauten Analog-Digital-Wandler: Bei großer Amplitude des zum Durchfahren des Resonatorspektrums verwendeten Dreiecksignals sind die Resonatormoden so schmal, dass es nicht möglich ist auf eine der Linien zu stabilisieren. Vermutlich ist der Fangbereich der hier getesteten Flankenstabilisierung zu klein. Verringert man auf der anderen Seite die Amplitude des Dreiecksignals, so wird aus einer einzigen Mode ein ganzer „Modenwald“. Aus unbekanntenen Gründen scheint der Resonator in Längsrichtung zu oszillieren, sodass er auf jeder Flanke des Dreiecksignals mehrmals über die gleiche Resonanzlänge fährt und so mehrere Resonanzlinien im Transmissionssignal erscheinen.

Ein weiteres Problem, das anfangs beide Resonatoren betraf, konnte inzwischen identifiziert und am Lehrresonator auch bereits behoben werden: Beide aus der Vakuumkammer herausgeführten Faserenden sind FC/PC poliert, das bedeutet, dass das Faserende senkrecht zur Faserlänge poliert ist und die Faserenden somit effektiv ein Fabry-Pérot-Interferometer bilden. Da die Fasern ständigen, wenn auch nur minimalen Temperaturschwankungen unterliegen, ändert sich deren Länge ebenfalls ständig, was zu unregelmäßigen Schwankungen in Transmission und Reflexion der Faser führt. Beobachtet werden konnten diese Schwankungen in der Höhe der Transmissionslinie und der des Offsets des Reflexionssignals. Eine Flankenstabilisierung bei einem Sollwert unterhalb der minimalen Linienhöhe war zumindest beim Lehrresonator möglich, aus oben genannten Gründen jedoch nicht beim Primärresonator. Die Schwankungen verschwanden, nachdem das Ende der Eingangsfaser des Lehrresonators FC/APC poliert wurde, also in einem Winkel von  $8^\circ$  zur Fasernormalen. Erst danach war es möglich ein Lock-In-Signal zur Stabilisierung zu erzeugen.

Der Versuch, den Primärresonator mit APD und Integratorschaltung zu stabilisieren, verlief dagegen erfolgreich. Der oben beschriebene Modenwald trat hier nicht in Erscheinung, möglicherweise aufgrund des in der Schaltung integrierten Tiefpasses. Eventuell handelt es sich aber auch um einen von der Laserleistung abhängigen Effekt: Um die APD

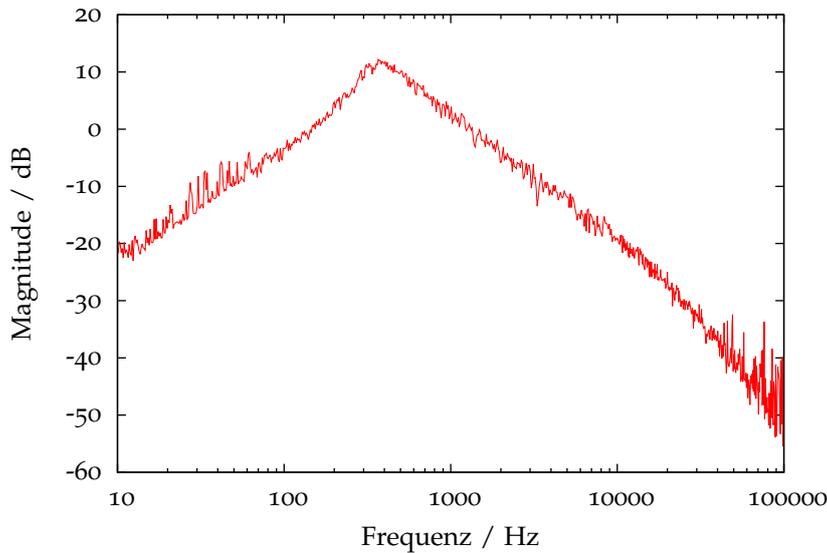


Abbildung 26: Resonanzkurve des Primärresonators. Aufgenommen mit dem Verstärker von Pickelmann, APD und Integratorschaltung

nicht zu beschädigen, war die Leistung auf ein Minimum ( $P < 1 \text{ pW}$  in Transmission) reduziert. [Abbildung 26](#) zeigt die so aufgenommene Resonanzkurve. Gut sichtbar ist das Verhalten des Tiefpasses, dessen Grenzfrequenz bei etwa 400 Hz liegt. Davor zeigt auch diese Resonanzkurve den für eine Flankenstabilisierung typischen Verlauf.

Um das am Anfang dieses Kapitels beschriebene Problem der sich aufheizenden Faserenden weiter zu entschärfen, wurde getestet, wie viel Licht mindestens vonnöten ist, um den Resonator zu stabilisieren. Durch Erhöhen der Verstärkung der Integratorschaltung war es möglich den Resonator noch bei unter 1700 Photonen pro Zehntelsekunde im Transmissionssignal zu stabilisieren. Dies entspricht einer Laserleistung von unter 4 fW, bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 854 \text{ nm}$ !

#### 4.3 FAZIT

Beide Faserresonatoren konnten erfolgreich charakterisiert werden. Die Längenstabilisierung funktioniert zuverlässig, auch bei äußerst niedrigen Strahlungsleistungen. Dadurch konnten Probleme bei hohen Intensitäten effektiv umgangen werden. Es wurde gezeigt, dass die Stabilisierung mithilfe der Lock-In-Methode und dem Piezoverstärker von Pickelmann die besten Ergebnisse liefert. Es wurden erste Erfolge bei der Implementierung einer Abtast-Halte-Schaltung erzielt, diese zeigte zumindest am Lehrresonator ein stabiles Verhalten auf Zeitskalen, die weit über die in zukünftigen Experimenten benötigten hinausgehen.

Tabelle 4: Messparameter der Resonanzkurven

ABBILDUNG / KURVE	PIEZO- VERSTÄRKER	ART DER STABILISIERUNG	VORVER- STÄRKUNG	PID-PARAMETER	SOLLWERT BZW. LOCK-IN MODULATIONSFREQUENZ		
				Proportional	Integral	Differential	
18 / 204 $\mu$ W	Pickelmann	Flankenstabilisierung	10	200 000	300	2 000 000	25 mV
18 / 395 $\mu$ W	Pickelmann	Flankenstabilisierung	10	100 000	100	1 000 000	50 mV
18 / 570 $\mu$ W	Pickelmann	Flankenstabilisierung	10	50 000	100	2 000 000	70 mV
19 / 200 $\mu$ W	PI	Flankenstabilisierung	10	100 000	300	2 000 000	25 mV
19 / 401 $\mu$ W	PI	Flankenstabilisierung	10	200 000	100	3 000 000	45 mV
19 / 573 $\mu$ W	PI	Flankenstabilisierung	10	60 000	200	1 000 000	65 mV
23 / (a)	miniPiA	Lock-In	10	5000	50	100 000	195,3125 kHz
23 / (b)	miniPiA	Lock-In	10	50 000	100	100 000	195,3125 kHz
23 / (c)	miniPiA	Flankenstabilisierung	10	10 000	100	100 000	110 mV
23 / (d)	miniPiA	Lock-In	1	5000	50	100 000	195,3125 kHz
26	Pickelmann	Flankenstabilisierung	10	5000	8	100 000	200 mV

Wie in der Einleitung angeführt wurde, benötigt ein Quantenrepeater einen Speicher für stationäre Qubits. In unserem Experiment sollen diese in den Zustand kalter Kalziumionen kodiert werden. Dazu ist es im ersten Schritt notwendig das System aus Falle un Ion zu charakterisieren und die Fang- und Speicherparameter zu optimieren. Daher werden in diesem Kapitel Probleme und Eigenheiten der Primärfalle sowie die notwendigen Schritte zur Vorbereitung von Messungen an Ionen erläutert. Es wird eine Methode zur Rekonstruktion der Resonanzfrequenz aus weniger als der Hälfte der Resonanzlinie des  $S_{1/2} \leftrightarrow P_{1/2}$ -Übergangs vorgestellt und erste mit der Primärfalle aufgenommene Rabi-Spektren und -Oszillationen gezeigt.

### 5.1 FANGEN VON IONEN

Zum Fangen eines Ions müssen die in [Abschnitt 3.3](#) beschriebenen Laser genau auf das Fallenvolumen ausgerichtet werden. Da alle Laserstrahlen durch Glasfasern an die Vakuumkammer geführt werden, wurden die Faserkollimatoren an xyz-Verschiebetischen befestigt, was das Ausrichten der Strahlen vereinfacht. Des Weiteren müssen auch die Wellenlängen der Laser genau eingestellt werden, zumeist auf sieben signifikante Stellen genau. Dabei muss vor allem darauf geachtet werden, dass der zum Dopplerkühlen verwendete 397 nm-Laser leicht rotverstimmt ist, da er sonst das Ion aufheizen würde, anstatt es zu kühlen. Nicht zuletzt müssen auch die Frequenz und Amplitude der RF sowie Fallen- und Kompensationsspannung der Gleichspannungselektroden exakt abgestimmt werden. [Tabelle 5](#) listet typische Speicherparameter der Primärfalle auf. Bemerkenswert ist die äußerst große Kompensationsspannung, sie ist sogar betragsmäßig größer als

Tabelle 5: Typische Fallenparameter

Wellenlänge 423 nm-Laser <sup>†)</sup>	845,585 05 nm
Wellenlänge 374 nm-Laser	374 nm
Wellenlänge 397 nm-Laser <sup>†)</sup>	793,918 50 nm
Wellenlänge 866 nm-Laser	866,452 19 nm
Wellenlänge 854 nm-Laser	854,444 44 nm
Wellenlänge 729 nm-Laser	729,347 76 nm
Fallenspannung $V_{\text{trap}}$	-5,6 V
Kompensationsspannung $V_{\text{diff}}$	6,2 V
Radiofrequenz	19,75 MHz
Radiofrequenz-Amplitude	374 $V_{\text{pp}}$

<sup>†)</sup> unverdoppelt

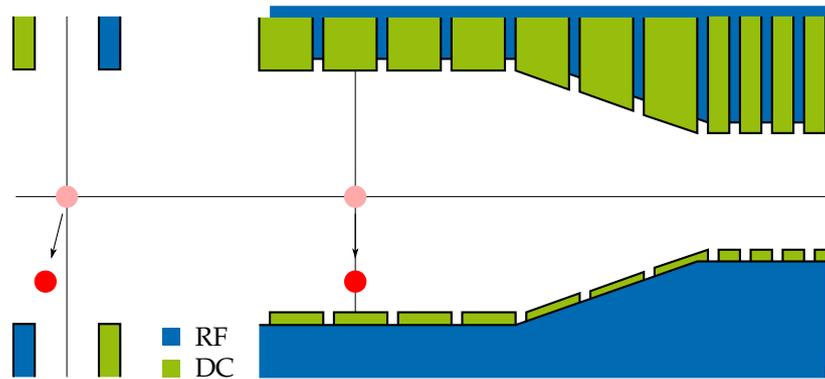


Abbildung 27: Aus noch unbekanntem Grund ist die Position des Potentialminimums und mit ihr die des Ions im Fallenvolumen verschoben. Links ein Querschnitt durch die Falle, rechts die entsprechende Draufsicht (Abbildung nicht maßstabgerecht)

die Fallenspannung. Dies führt nach [Gleichung A.1](#) zu einer positiven Spannung von  $V_2 = 0,6 \text{ V}$  an der einen und zu  $V_1 = -11,8 \text{ V}$  an der gegenüberliegenden Gleichspannungselektrode. Der Grund dafür ist folgender:

Eine Simulation der RF-Spannungen mit Daten der Ionposition zeigte, dass das Verhältnis der an den Elektroden anliegenden RF-Leistungen etwa 10 : 3 beträgt. Dadurch hat sich das Pseudopotentialminimum in Richtung einer RF-Elektrode verschoben. Um jetzt die beiden Minima, das des Pseudo- und das des statischen Potentials der Gleichspannungselektroden wieder in Deckung zu bringen, muss die Kompensationsspannung so ungewöhnlich hoch gewählt werden (vgl. [Abbildung 27](#)). Der Grund für die unterschiedlichen RF-Amplituden ist bislang unklar, hängt aber möglicherweise mit einem Problem mit der Vielwellenfaser des Resonators zusammen: Diese ist laut Hersteller doppelt ummantelt, die innere Schicht soll aus Kohlenstoff bestehen, die äußere aus einer Kupferlegierung. Letztere wurde zwar vor dem Ablationsprozess abgeätzt [29], jedoch sorgt die Kohlenstoffschicht darunter möglicherweise für eine erhöhte kapazitive Kopplung. Aufgrund dessen könnten auch Probleme beim Transport des Ions von der Lade- in die Prozessorzone auftreten.

Zu beachten ist außerdem, dass sich die Länge des Kühlfingers, an dem die Primärfalle fixiert ist, in Abhängigkeit der Temperatur der Falle und auch des Durchflusses des Flüssigstickstoffs ändert. Dies bewirkt direkt eine Positionsänderung der Falle relativ zur Vakuumkammer und damit zu den optischen Aufbauten und Laserstrahlen. Daher muss man nach Änderung des Temperatursollwerts oder des Durchflusses Abbildungsoptik und Laserstrahlen neu justieren. Dies ist jedoch dank der xyz-Verschiebetische mit nur geringem Aufwand verbunden. [Abbildung 28](#) verdeutlicht dieses Verhalten. Der 397 nm-Laser wurde bei einer Fallentemperatur von 78 K in der Mitte des Fallenvolumens ausgerichtet. Anschließend wurde die Kühlung der Falle abgestellt, sodass sich die Falle auf 327 K erwärmte. Dadurch dehnte sich der Kühlfinger aus und verschob die Falle nach unten, während die Position des Laserstrahls unverändert blieb. In diesem Zustand wurden die Fotos aufgenommen, anhand derer die Längenänderung des Kühlfingers abgeschätzt werden kann: Die Gleichspannungselektroden in

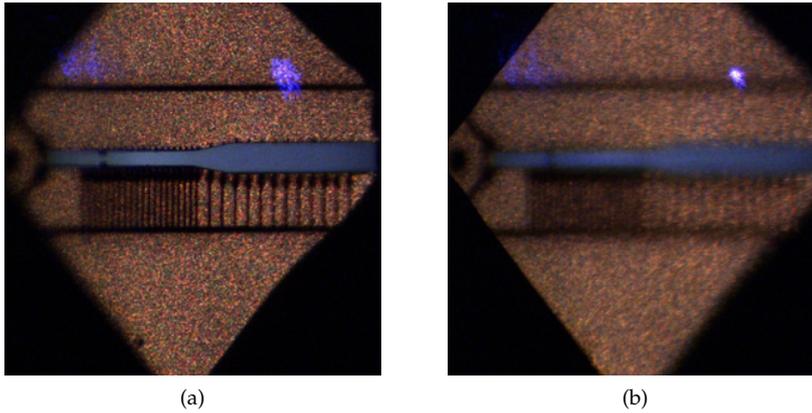


Abbildung 28: Fotos der Primärfalle. Die Fotos zeigen die Falle bei 327 K nachdem sie von vorher 78 K aufgewärmt wurde. Anhand des Laserreflexes in der oberen rechten Bildecke kann man die Längenänderung des Kühlfingers infolge der Temperaturänderung abschätzen. Aufgrund chromatischer Aberration kann nur entweder auf die Fallenstruktur (a) oder auf den Laserreflex (b) fokussiert werden. Mittig links sind die Umrisse des Fallenresonators gegen den helleren Hintergrund zu sehen.

der Ladungszone sind  $250\ \mu\text{m}$  breit und sind durch einen Abstand von  $30\ \mu\text{m}$  separiert. In der Originaldatei von [Abbildung 28a](#) haben neun Gleichspannungselektroden eine Breite von 146 Pixel. Der Abstand von Fallenmitte und Laserreflex in [Abbildung 28b](#) beträgt 108 Pixel und somit

$$108\ \text{Pixel} \hat{=} \frac{9 \cdot (250\ \mu\text{m} + 30\ \mu\text{m})}{146\ \text{Pixel}} \quad 108\ \text{Pixel} \approx 1864\ \mu\text{m}.$$

Die Längendifferenz und damit die Positionsänderung des Kühlfingers bzw. der Primärfalle bei einer Temperaturänderung von 78 K auf 327 K beträgt also etwa 1,86 mm. Es ist möglich mit der Falle im gesamten Temperaturbereich von (77 bis 300) K zu fangen. Auch bei sich ändernder Temperatur können Ionen in der Falle gehalten und nachgeladen werden, wenn die Laserstrahlen von Hand nachjustiert werden.

## 5.2 OPTIMIERUNG DER FALLENPARAMETER

Ist ein Ion gefangen worden, müssen zunächst die Fallenparameter optimiert werden. Im Folgenden eine Auflistung der dazu nötigen Schritte:

**MIKROBEWEGUNGSKOMPENSATIONSSPANNUNG** Von den Fallenspannungen muss vor allem die Kompensationsspannung  $V_{\text{diff}}$  aus [Gleichung A.1](#) sorgfältig angepasst werden. Zunächst wird der 397-nm-Laser soweit rotverstimmt, dass das Fluoreszenzniveau etwa auf der Hälfte zwischen minimaler (weit rotverstimmt) und maximaler (nahezu resonant) Fluoreszenz liegt. Verändert man nun die Kompensationsspannung sowohl zu kleineren als auch zu größeren Spannungen hin, so sollte man ein Minimum im Fluoreszenzniveau, flankiert von zwei Maxima beobachten können. Die optimale Kompensationsspannung liegt

genau auf vorgenanntem Minimum, hier weist das Ion die geringste Mikrobewegung auf. Ist die Spannung darauf eingestellt sollte durch Verstärken des Lasers eine höhere maximale Fluoreszenz als zuvor erreichbar sein. Diese Schritte werden nun wiederholt, bis keine weitere Erhöhung der Fluoreszenz möglich ist.

**LASERPOSITIONEN** Durch Verdrehen der Mikrometerschrauben an den xyz-Verschiebetischen werden die Laserstrahlpositionen optimiert.

**LASERFREQUENZEN** Die Frequenz der 866 nm- und 854 nm-Laser wird ebenfalls so eingestellt, dass die Ionfluoreszenz maximal wird. Die Frequenz des Dopplerkühl lasers muss jedoch rotverstimmt werden, um mit dem Ion nur dann wechselzuwirken, wenn es sich entgegen der Laserstrahlrichtung bewegt. Wäre der Laser blauverstimmt, würde sein Licht das Ion zusätzlich beschleunigen, wenn es sich mit dem Laserstrahl bewegt, und somit aufheizen, bis es das Fallenpotential überwinden kann. Laut [23] wird die minimale Iontemperatur bei einer Verstimmung von

$$\delta = \frac{\gamma}{2} \sqrt{1 + S_0} \quad (5.1)$$

erreicht. Dabei ist  $\gamma$  die Linienbreite des Übergangs und  $S_0$  der resonante Sättigungsparameter (siehe [Anhang B](#)). In der Praxis hat sich jedoch ein Einstellen der Verstimmung auf etwa die halbe Linienbreite mit anschließender empirischer Optimierung der gerade durchgeführten Messung bewährt.

**POLARISATION DES  $\sigma$  ASTES** Der Zweck des  $\sigma$ -Astes des 397 nm-Lasers ist, das Zeeman-Grundzustandsniveau  $m_j = -1/2$  (vgl. [Abbildung 4](#)) zu entvölkern und das Qubit somit zu initialisieren. Damit er nur mit diesem Niveau und nicht auch mit  $m_j = +1/2$  wechselwirkt, muss er möglichst gut  $\sigma^+$  polarisiert sein [20]. Dazu wird der Laserstrahl linear polarisiert durch eine polarisationserhaltende Faser an die Vakuumkammer geleitet. Dort wird er durch ein  $\lambda/4$ -Plättchen zirkular polarisiert. Der richtige Winkel des Plättchens kann ermittelt werden, indem man es so dreht, dass das Fluoreszenzsignal bei blockiertem Dopplerkühl last minimal wird. Um das Ion aufgrund zu schwacher Kühlung nicht zu verlieren, kann der Dopplerkühl last periodisch hinzu geschaltet werden.

**SIGNAL-RAUSCH-VERHÄLTNIS PHOTOELEKTRONENVERVIELFACHER** Das Signal des Photoelektronenvervielfachers kann optimiert werden, indem man zunächst den 866 nm-Laser periodisch ( $\sim 1$  Hz) an- und ausschaltet. Nun kann man durch Justieren einer Blende vor dem Photoelektronenvervielfacher das Signal-Rausch-Verhältnis optimieren.

### 5.3 RESONANZFREQUENZ DER DOPPLERKÜHL LINIE

Es ist von Interesse die genaue Resonanzfrequenz des zum Dopplerkühlen verwendeten  $S_{1/2} \leftrightarrow P_{1/2}$ -Übergangs zu kennen, um eine für das Dopplerkühlen optimale Laserfrequenz abschätzen zu können. Beim

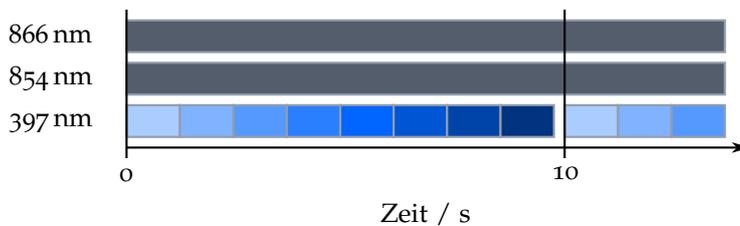


Abbildung 29: Pulssequenz zur Messung der Dopplerkühlhüllenschar. Die 866 nm und 854 nm-Laser werden dauerhaft eingestrahlt, der Dopplerkühlaser bei 397 nm in ansteigender Intensität

Einstellen der Frequenz des Dopplerkühlasers muss man aus oben angeführtem Grund darauf achten, den Laser nicht blauzustimmen. Aus demselben Grund ist es auch nicht möglich während einer Ionfluoreszenzmessung den Laser über die gesamte Resonanzlinie fahren zu lassen. Auf diese Weise ist also nur etwas weniger als die Hälfte der Resonanzlinie zugänglich, was sich als nicht ausreichend erwiesen hat um daraus ohne weiteres zuverlässig die Resonanzfrequenz zu ermitteln [41]. In dieser Quelle findet sich auch ein Verfahren, welches dieses Problem umgeht: Durch abwechselndes Kühlen und Sondieren kann man die gesamte Resonanzlinie abtasten, ohne das Ion soweit aufzuheizen, dass es die Falle verlassen kann. Gekühlt wird das Ion dabei durch einen rotverstimmten Dopplerkühlaser hoher Intensität, sondiert durch einen zweiten, durchstimbaren Laser bei niedriger Intensität. Uns stand jedoch nur ein Laser zur Dopplerkühlung zur Verfügung, weswegen diese Methode nicht angewandt werden konnte.

Die Form der Resonanzlinie entspricht einer verbreiterten Lorentzkurve und ist theoretisch wohlbekannt. Daher konnte ein alternatives Verfahren entwickelt und getestet werden, das es ermöglicht die Resonanzfrequenz trotz dieser Umstände zu extrahieren. Die zugrundeliegende Theorie der Sättigungsverbreiterung ist in [Anhang B](#) angefügt. Die Idee dahinter ist, einen Parameter zu identifizieren, der Einfluss auf die Form der Resonanzlinie hat und einfach zu variieren ist. Sodann wiederholt man die Fluoreszenzmessung mehrmals mit unterschiedlichen Werten dieses Parameters und versucht daraus die Resonanzfrequenz zu ermitteln. Diese Voraussetzungen werden von der Intensität des Dopplerkühlasers erfüllt. Sie geht über die Rabifrequenz in den resonanten Sättigungsparameter  $S_0$  aus [Gleichung B.2](#) ein und ist, wie in [Abschnitt 3.3](#) beschrieben, PC-gesteuert abschwächbar. Weiterhin ist die Photonenstreurate vom resonanten Sättigungsparameter abhängig und durch eine Fluoreszenzmessung direkt zugänglich.

Es wurde daher eine Schar Messkurven „Laserfrequenz gegen Ionfluoreszenz“ aufgenommen, mit der Laserintensität – genauer: der Abschwächungsspannung – als Scharparameter. Dazu wurde ein Ion gefangen und eine automatische Messsequenz gestartet; die Pulssequenz wird in [Abbildung 29](#) gezeigt. Diese fährt, beginnend im weit rotverstimmten Bereich, durch die oben beschriebene Methode die Resonanzlinie schrittweise ab. Für jeden der Frequenzschritte werden dann bei mehreren Abschwächungsstufen die Fluoreszenzniveaus durch den Photoelektronenvervielfacher gemessen. Die hier verwendeten Kurven zeigen 26 Frequenzschritte. Bei jedem Frequenzschritt wurde die Fluoreszenz für sieben Abschwächungsstufen gemessen. Jeder der  $26 \cdot 7$  Datenpunkte ist der Mittelwert aus vier Einzelmessungen. Die so auf-

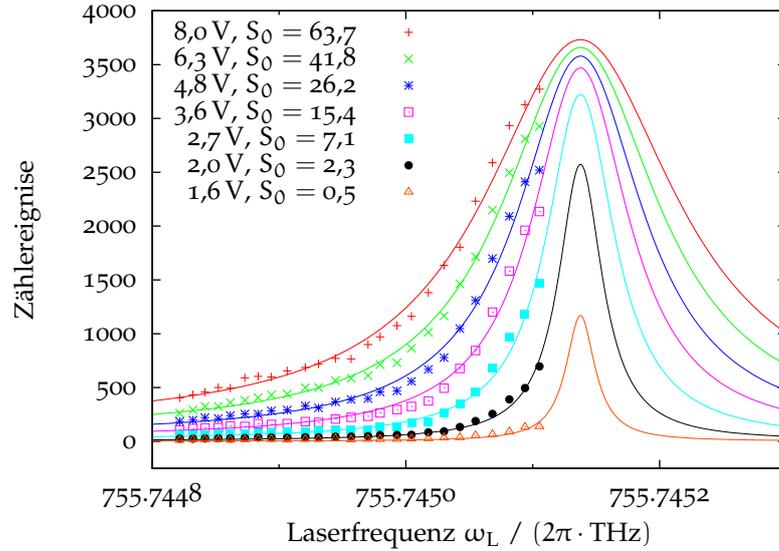


Abbildung 30: Datenpunkte und Anpassungskurven der Dopplerkühllinienschar. Obwohl die Datenpunkte weniger als die Hälfte der Resonanzlinien abdecken, konnte die Resonanzfrequenz durch Anpassen einer Linienschar an die Datenreihen rekonstruiert werden.

Tabelle 6: Anpassungsparameter

PARAMETER	WERT
Resonanzfrequenz $\omega_{21}$	$2\pi \cdot 755,745\,138$ THz
Raumwinkelfaktor $A$	$3,20 \times 10^8 / 2\pi$
Untergrund $B$	1,97
Zerfallsrate $\gamma$	$2\pi \cdot 22,903$ MHz
Wellenlänge $\lambda = \frac{c}{\omega_{21}/2\pi}$ †)	396,959 22 nm

†)  $c = 3 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$

genommenen Datenpunkte wurden dann an Funktionen der Form

$$f_{A,B,\omega_{21}}^{(S_0)}(\omega_L) = A \frac{S_0}{1 + S_0} \frac{\gamma/2}{1 + 4(\omega_L - \omega_{21})^2 / (\gamma^2 (1 + S_0))} + B \cdot S_0 \quad (5.2)$$

angepasst. Gegenüber [Gleichung B.5](#) wurden ein Skalierungs- bzw. Raumwinkelfaktor  $A$  und ein intensitätsabhängiger Untergrund  $B \cdot S_0$  eingeführt sowie die Verstimmung  $\delta = \omega_L - \omega_{21}$  ausgeschrieben. Dabei wurde  $S_0$  an jede Datenreihe individuell, die Parameter  $A$ ,  $B$  und  $\omega_{21}$  jedoch an alle Kurven gleichzeitig durch eine Implementierung des Levenberg-Marquardt-Algorithmus [[42](#), [43](#)] angepasst. Der Quelltext ist ebenfalls in [Anhang B](#) zu finden. Die Zerfallsrate  $\gamma$  wurde [[44](#)] entnommen. Das Ergebnis ist zusammen mit den jeweiligen Werten für  $S_0$  und der Abschwächungsspannung in [Abbildung 30](#) zu sehen, die übrigen Anpassungsparameter sind in [Tabelle 6](#) gelistet. Aus den so ermittelten Werten kann nun nach [Gleichung 5.1](#) die laut Theorie

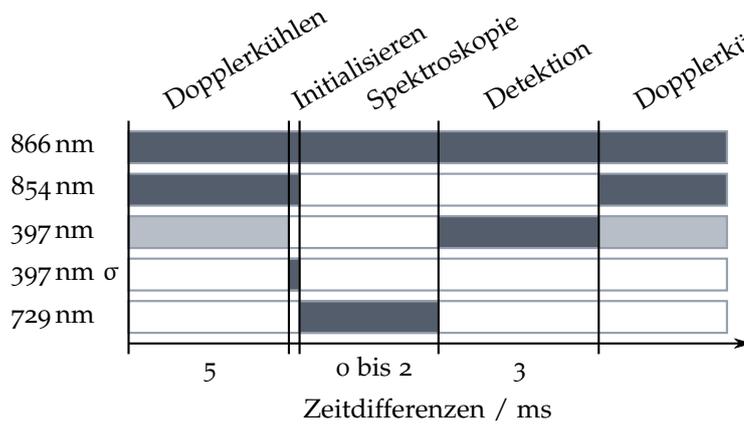


Abbildung 31: Pulssequenz zur Messung eines Rabi-Spektrums

zum Dopplerkühlen ideale Frequenz für jede Abschwächungsspannung berechnet werden.

#### 5.4 RABI-SPEKTROSKOPIE

Wie in [Abschnitt 2.3](#) beschrieben, soll das stationäre Qubit des zukünftigen Quantenrepeaters in den  $S_{1/2} \leftrightarrow D_{5/2}$ -Übergang des Kalziumions kodiert werden. Um das Qubit manipulieren zu können, ist es erforderlich kohärente Operationen auf diesem Übergang ausführen zu können und die Übergangsfrequenz genau zu kennen. Aufgrund der langen Lebensdauer von etwa 1,2 s des  $D_{5/2}$ -Niveaus wird die Resonanzlinie des Übergangs so schmal, dass Bewegungsseitenbänder aufgelöst werden können, wenn der Spektroskopielaser ebenfalls eine genügend kleine Linienbreite aufweist. Da der 729 nm-Laser, wie in [Abschnitt 3.3](#) beschrieben, auf einen Hochfinesseresonator stabilisiert wird, erfüllt er diese Voraussetzung.

##### 5.4.1 Aufnahme von Rabi-Spektren

Ein Rabi-Spektrum dient dazu, die Übergangsfrequenz sowie deren Seitenbänder zu identifizieren. Um ein Rabi-Spektrum aufzunehmen, wird der Frequenzbereich, in dem der Übergang vermutet wird, mit dem Spektroskopielaser durchfahren. Die Pulssequenz für jeden Frequenzschritt zur Aufnahme eines Rabi-Spektrums ist in [Abbildung 31](#) zu sehen. Zunächst muss das Ion im  $S_{1/2}, m_J = +1/2$ -Unterzustand initialisiert werden. Dazu wird mit einem kurzen Puls  $\sigma^+$ -polarisiertem Licht das  $m_J = -1/2$ -Niveau des dopplergekühlten Ions vollständig entvölkert. Jetzt folgt ein Puls des 729 nm-Spektroskopielasers um das Ion ggf. in den  $D_{5/2}$ -Zustand zu anzuregen. Dabei darf der 854 nm-Laser nicht eingestrahlt werden, da er sonst das Ion praktisch sofort wieder zurückpumpen würde. Das Auslesen des Zustands des Ions erfolgt über seine Fluoreszenz auf dem 397 nm-Übergang. Wird dieser Laser eingeschaltet und das Ion leuchtet auf, so war es im  $S_{1/2}$ -Niveau. Bleibt es jedoch dunkel, so konnte es in das  $D_{5/2}$ -Niveau angeregt werden. Wiederholt man diese Messung bei derselben Frequenz, so kann man durch Mittelung die Anregungswahrscheinlichkeit des Ions

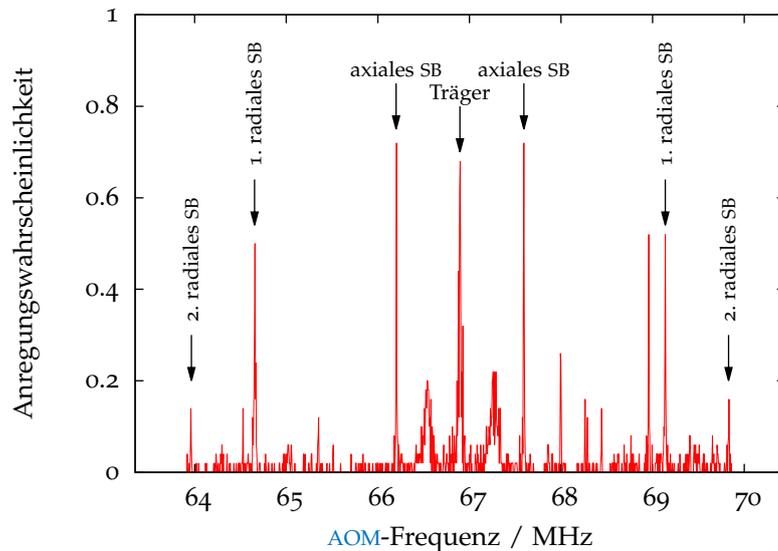


Abbildung 32: Rabi-Spektrum; zu sehen sind die Trägerlinie, dessen axiale und radiale Seitenbänder (SB), sowie einige andere parasitäre Linien.

bei den gegebenen Parametern Frequenz, Intensität und Pulsdauer des Spektroskopielasers nähern. Trägt man nun Frequenz gegen Anregungswahrscheinlichkeit auf, erhält man ein Rabi-Spektrum wie es in [Abbildung 32](#) gezeigt ist und kann beginnen Träger und Seitenbänder zu identifizieren.

Die Seitenbänder treten infolge der Bewegung des Ions im Fallenpotential auf. Sie müssen daher symmetrisch um die Trägerfrequenz im Abstand der Fallenfrequenzen liegen. Da die Trägerfrequenz im Gegensatz dazu unabhängig von den Fallenfrequenzen ist, können sie identifiziert werden, indem man die Fallentiefen und damit -frequenzen ändert und erneut ein Rabi-Spektrum aufnimmt. Die axiale Fallenfrequenz ist in erster Linie von der Fallgleichspannung  $V_{\text{trap}}$ , die radialen Fallenfrequenzen vor allem von der Radiofrequenz sowie deren Amplitude abhängig. Variiert man einen dieser Parameter, so behält der Träger seine Position im Rabi-Spektrum bei, während die Seitenbänder ihren Abstand zum Träger mit den Fallenfrequenzen ändern. Die Trägerfrequenz ist lediglich von der Magnetfeldstärke abhängig, da bei unterschiedlichen Magnetfeldern die Zeeman-Unterniveaus der am Übergang beteiligten Zustände unterschiedlich stark aufspalten. Auf diese Weise konnten neben dem Träger auch axiale und radiale Seitenbänder identifiziert werden.

Beim Ablesen der Fallenfrequenzen anhand der Seitenbänder muss man beachten, dass auf der x-Achse des Spektrums die Modulationsfrequenz des AOM aufgetragen ist. Da das Licht zweimal durch den AOM geleitet wird, wird die Laserfrequenz auch zweimal um die AOM-Frequenz erhöht. Damit erhält man aus diesem Spektrum die in [Tabelle 7](#) gelisteten Werte der Fallenfrequenzen. Träger sowie die Seitenbänder wurden in [Abbildung 32](#) eingezeichnet. Wie man sieht, liegen die Seitenbänder symmetrisch um den Träger. Die beiden vergleichsweise breiten Linien zwischen Träger und den axialen Seitenbändern sind Artefakte aus der Emissionslinie des Spektroskopielasers, die auftreten, wenn die Stabilisierung Störungen hoher Frequenz am Rand ihres Regelbereiches

Tabelle 7: Typische Fallenfrequenzen

PARAMETER	FREQUENZ / MHz
axiale Fallenfrequenz	1,395
1. radiale Fallenfrequenz	4,484
2. radiale Fallenfrequenz	5,865

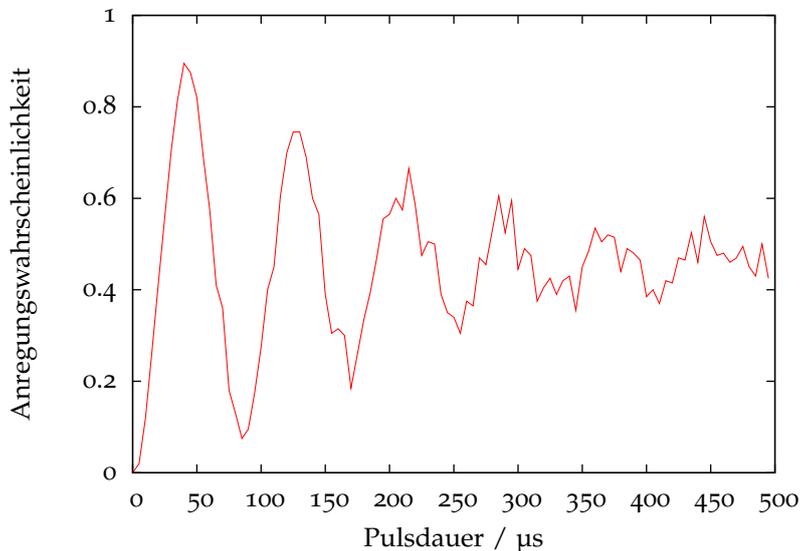


Abbildung 33: Pulslängenrasterung auf der Trägerfrequenz

nicht abschwächen kann, sondern sie sogar noch verstärkt (sog. „servo bumps“). Bei den übrigen Linien des Spektrums handelt es sich um parasitäre Linien, wie Seitenbänder von Mikrobewegungsseitenbändern oder andere Seitenbänder höherer Ordnung.

#### 5.4.2 Pulslängenrasterung

Ist die Trägerfrequenz ermittelt, können auf ihr Rabi-Oszillationen beobachtet und gemessen werden. Dazu werden Messungen mit der gleichen Pulssequenz wie zuvor ([Abbildung 31](#)) durchgeführt, diesmal wird jedoch statt der Frequenz des Spektroskopielasers die Dauer seines Pulses variiert. [Abbildung 33](#) zeigt beispielhaft solch eine Pulslängenrasterung (puls width scan). Zu sehen sind die typischen Rabi-Oszillationen, die mit steigender Pulsdauer aufgrund von Dekohärenzeffekten an Kontrast verlieren. Die Dekohärenzeffekte sind eine Folge der Überlagerung mehrerer Bewegungszustände  $n$ ,  $n + 1$ ,  $n + 2, \dots$  des Ions. Da die Rabi-Frequenz proportional zu  $\sqrt{n + 1}$  und damit vom Bewegungszustand abhängig ist, ergibt sich eine Überlagerung vieler Oszillationen mit diskreten Frequenzen, die anfangs in Phase oszillieren, mit zunehmender Zeit aber außer Phase geraten. Die Anregungswahrscheinlichkeit geht dabei erwartungsgemäß gegen 0,5.

## 5.5 FAZIT

Wir sind nun in der Lage Ionen in der Primärfalle buchstäblich „auf Knopfdruck“ zu fangen. Anfängliche Schwierigkeiten konnten dabei effektiv umgangen werden. Es wurde gezeigt, dass man Resonanzfrequenz und den resonanten Sättigungsparameter durch Anpassen einer Linienschar an entsprechende Messdaten ermitteln kann, selbst wenn die Daten weniger als die Hälfte der Resonanzlinie abdecken. Dies könnte in Zukunft genutzt werden um automatisch die zum Dopplerkühlen ideale Verstimmung gemäß [Gleichung 5.1](#) einzustellen. Indem Träger und Seitenbänder identifiziert wurden ist es nun möglich den Qubitübergang des Ions kohärent anzuregen. Dies ebnet den Weg für weitere Messungen.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente werden uns in die Lage versetzen, Licht-Ion-Wechselwirkung in einem Resonator genauer zu untersuchen, sobald es möglich ist Ionen in der Mikrofalle zu transportieren. Dazu wird in der Arbeitsgruppe zur Zeit eine schnelle und zugleich rauscharme Spannungsversorgung entwickelt, die die Anforderung erfüllt, die Spannungen aller 31 Gleichspannungssegmente im Bereich der Größenordnung von bis zu MHz ändern zu können. Diese wird es uns durch geschickte Manipulation des statischen Potentials erlauben, die Ionen von der Ladezone in die Prozessorzone und dort in die Resonatorzone zu transportieren. Hinsichtlich der Realisierung eines Quantenrepeaters können sodann Versuche unternommen werden den Quantenzustand eines Photonenqubits auf ein Ion zu übertragen.

Durch Anregen des bereits beobachteten und identifizierten roten Bewegungsseitenbandes des  $S_{1/2} \leftrightarrow D_{5/2}$ -Übergangs könnten Ionen zukünftig Seitenbandgekühlt werden, Dies würde es prinzipiell erlauben diese bis in den Grundzustand zu kühlen, zuvor müsste jedoch vermutlich das im vorigen Kapitel beschriebene Problem des verschobenen Potentialminimums verstanden und behoben werden.

Desweiteren könnte eine Heizratenmessung bei unterschiedlichen Fallentemperaturen Einblicke in die noch wenig verstandene Temperaturabhängigkeit der Heizrate eines Ions gewähren. Diese könnte außerdem Auskunft darüber geben, ob es ausreicht, zukünftige Mikrofallen mit einem Peltierelement zu kühlen, statt auf eine aufwendige Kühlung mit flüssigem Stickstoff zurückgreifen zu müssen.

Um gegebenenfalls die Stabilisierung der Faserresonatoren weiter zu verbessern, soll in nächster Zukunft ein Fasermodulator in den Aufbau integriert werden. Bei einer Modulationsfrequenz von bis zu 10 GHz soll es dieser ermöglichen, die Faserresonatoren trotz ihrer hohen Modenbreite mit dem Pound-Drever-Hall-Verfahren zu stabilisieren.



## A.1 STABILE GLEICHSPANNUNGSVERSORGUNG

Die Spannungsversorgung der Gleichspannungselektroden der Ionenfalle wurde gegenüber ihrer Vorlage in [45] leicht modifiziert. In Abbildungen 34, 35 und 36 sind die Schaltpläne<sup>1</sup> der verwendeten Spannungsversorgung zu sehen.

Ein System aus REF01 Spannungsreferenz und OP27 Operationsverstärkern erzeugt die Referenzspannungen von  $\pm 10\text{ V}$ , die über Potentiometer einstellbar anteilig an weitere OP27 weitergegeben wird, um die Fallenspannung  $V_{\text{trap}}$  und Kompensationsspannung  $V_{\text{diff+}}$ , bzw. deren Inverses  $V_{\text{diff-}}$  zu erzeugen. Im nächsten Schritt werden die Kompensationsspannungen zu der Fallenspannung addiert um die Spannungen

$$\begin{aligned} V_1 &= -V_{\text{trap}} - V_{\text{diff+}} = -V_{\text{trap}} - V_{\text{diff}} \\ V_2 &= -V_{\text{trap}} - V_{\text{diff-}} = -V_{\text{trap}} + V_{\text{diff}} \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

zu erzeugen [45].

Vier Transistorendstufen werden von jeweils einem schnellen AD817 Operationsverstärker linearisiert. Die Ausgangssignale werden von einem Tiefpass (nicht gezeigt) gefiltert und an die Gleichspannungselektroden der Mikrofallengelegt. Als Eingangsspannung  $V_{\text{in}}$  der Endstufen dienen  $V_1$  und  $V_2$ , sowie  $V_{\text{diff+}}$  und  $V_{\text{diff-}}$ . Erstere sind an diejenigen Elektroden der Mikrofallengelegt, zwischen denen das Ion gefangen werden soll, letztere an die jene umgebenden Elektroden. Die Vorlagen für alle Abbildungen dieses Abschnitts stammen ebenfalls aus [45].

## A.2 INTEGRATORSCHALTUNG

Um die Spannungspulse der APD in ein kontinuierliches Signal umzuwandeln, das als Eingangssignal für eine Regelschleife genutzt werden kann, wurde eine Integratorschaltung entwickelt und hergestellt. Abbildungen 37 und 38 zeigen deren Schaltpläne<sup>1</sup>.

Als Eingangssignal ist das unveränderte Ausgangssignal der APD vorgesehen. Dieses wird von einem Operationsverstärker vom Typ TL082A integriert und von einem nachgeschalteten Tiefpass gefiltert. Die Spannung ist nun proportional zur Impulsrate der APD, ihr folgt ein Impedanzwandler. Der nächste TL082A verstärkt das Signal und versieht es mit einem Offset, die Zenerdioden eines Spannungsbegrenzers werden jedoch bei Spannungen über  $4\text{ V}$  niederohmig und verhindern somit zu

<sup>1</sup> Der Übersichtlichkeit halber wurde darauf verzichtet die Spannungsversorgung der aktiven Bauelemente einzuzeichnen

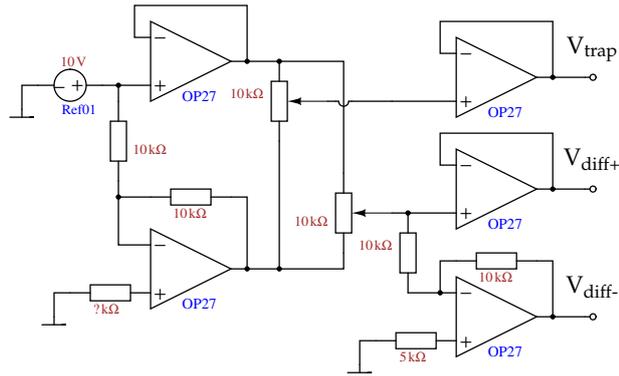


Abbildung 34: Spannungserzeugungsstufe: Ein REF01 sowie zwei OP27 Operationsverstärker erzeugen die Referenzspannung von  $\pm 10\text{V}$ . Zwei Potentiometer regeln die Fallen- und Differenzspannung  $V_{\text{trap}}$  bzw.  $V_{\text{diff}}$ . Die Differenzspannung wird nochmals in eine invertierte und eine nichtinvertierte Spannung aufgeteilt ( $V_{\text{diff+}}$  und  $V_{\text{diff-}}$ ), die Fallenspannung wird lediglich nochmals gepuffert.

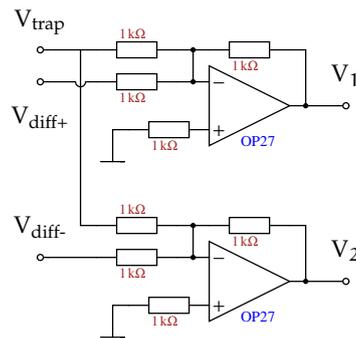


Abbildung 35: Spannungsaddierungsstufe: Die Differenzspannungen  $V_{\text{diff+}}$  und  $V_{\text{diff-}}$  werden an zwei weiteren OP27 zur Fallenspannung  $V_{\text{trap}}$  addiert.

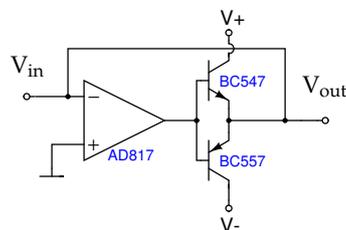


Abbildung 36: Transistorendstufe: Die Eingangsspannung  $V_{\text{in}}$  wird über eine Gegentaktendstufe zusätzlich gepuffert. Ein schneller AD817 Operationsverstärker bildet die Rückkopplungsschleife.

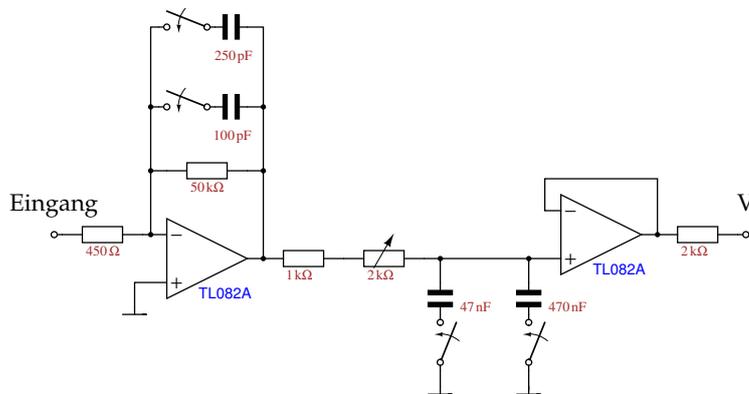


Abbildung 37: Teil 1 Integratorschaltung: Ein TL082A Operationsverstärker integriert die eingehenden Spannungspulse, die Integrationszeit kann über zwei Kondensatoren gewählt werden. Ein über zwei weitere Kondensatoren sowie ein Potentiometer einstellbarer Tiefpass filtert das integrierte Signal, bevor seine Impedanz an einem als Spannungsfolger arbeitenden, zweiten TL082A gewandelt wird.

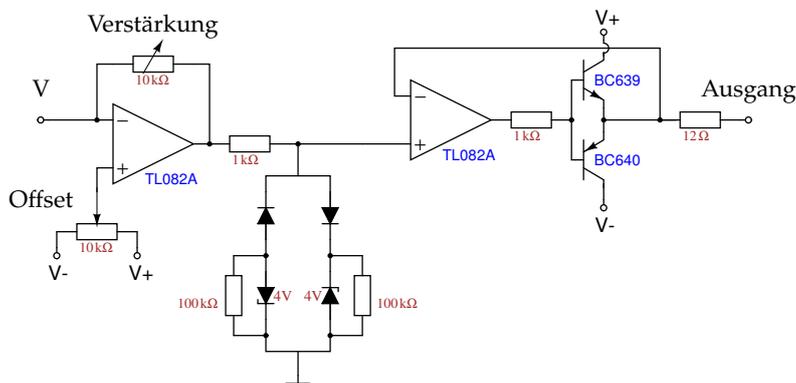


Abbildung 38: Teil 2 Integratorschaltung: Ein dritter TL082A verstärkt das eingehende Signal und versieht es mit einem Offset, einstellbar an je einem Potentiometer. Ein Spannungsbegrenzer verhindert über zwei Zenerdioden Spannungen außerhalb etwa  $\pm 4$  V. Ein letzter TL082A bildet die Rückkopplungsschleife einer Gegentaktendstufe.

große Spannungen. Schließlich sorgt eine über einen TL082A linearisierte Gegentaktendstufe dafür, dass das Ausgangssignal auch bei einer  $50\ \Omega$  Last nicht einbricht.

## SÄTTIGUNGSVERBREITERUNG

---

### B.1 THEORIE DER SÄTTIGUNGSVERBREITERUNG

Aus den optischen Bloch-Gleichungen ([Gleichung 2.7](#)) erhält man als Gleichgewichtslösungen, also wenn

$$\frac{d}{dt}\tilde{\rho}_{21} = \frac{d}{dt}\omega = 0$$

für die Besetzungsinversion  $\omega = \rho_{22} - \rho_{11}$  und die Kohärenz  $\tilde{\rho}_{21}$ :

$$\begin{aligned}\omega &= -\frac{1}{1+S} \\ \tilde{\rho}_{21} &= \frac{i\Omega_0}{2(\gamma/2 - i\delta)(1+S)},\end{aligned}\tag{B.1}$$

mit dem Sättigungsparameter  $S$ :

$$S = \frac{\Omega_0^2/2}{\delta^2 + \gamma^2/4} = \frac{S_0}{1 + 4\delta^2/\gamma^2} \quad \text{und} \quad S_0 = \frac{2\Omega_0^2}{\gamma^2}\tag{B.2}$$

$S_0$  wird dabei resonanter Sättigungsparameter genannt, da sich  $S$  bei verschwindender Verstimmung  $\delta$  zu  $S_0$  vereinfacht. Wie schon in [Abschnitt 2.1](#) bezeichnet  $\Omega_0$  die resonante Rabi-Frequenz und  $\gamma$  die spontane Zerfallsrate des Zweiniveausystems.

Die Photonenstreurate  $\Gamma_{\text{ph}} = \gamma\rho_{22}$  ist die Rate mit der Photonen an einem Atom gestreut werden können. Durch Umformen der Formel für die Besetzungsinversion und einsetzen in [Gleichung B.1](#) erhält man:

$$\rho_{22} = \omega + \rho_{11} = \omega + (1 - \rho_{22})\tag{B.3}$$

$$\Rightarrow \rho_{22} = \frac{1}{2}(1 + \omega) = \frac{S}{2(1+S)} = \frac{S_0/2}{1 + S_0 + 4\delta^2/\gamma^2},\tag{B.4}$$

sowie für die Photonenstreurate:

$$\begin{aligned}\Gamma_{\text{ph}} &= \frac{\gamma}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + 4\delta^2/\gamma^2} \\ &= \frac{S_0}{1 + S_0} \frac{\gamma/2}{1 + 4\delta^2/\gamma'^2} \quad \text{mit} \quad \gamma' = \gamma\sqrt{1 + S_0}\end{aligned}\tag{B.5}$$

Hier sieht man, dass die Photonenstreurate gegenüber der natürlichen Linienbreite verbreitert ist. Diesen Effekt nennt man Sättigungsverbreiterung. [Abbildung 39](#) zeigt die Photonenstreurate in Abhängigkeit der Verstimmung für einige resonante Sättigungsparameter.

### B.2 QUELLTEXT DER ANPASSUNGSSKRIPTE

Die Anpassungsroutine wird durch Aufruf von `dopplerfit.py` gestartet. Werden keine weiteren Parameter angegeben fragt das Skript nach

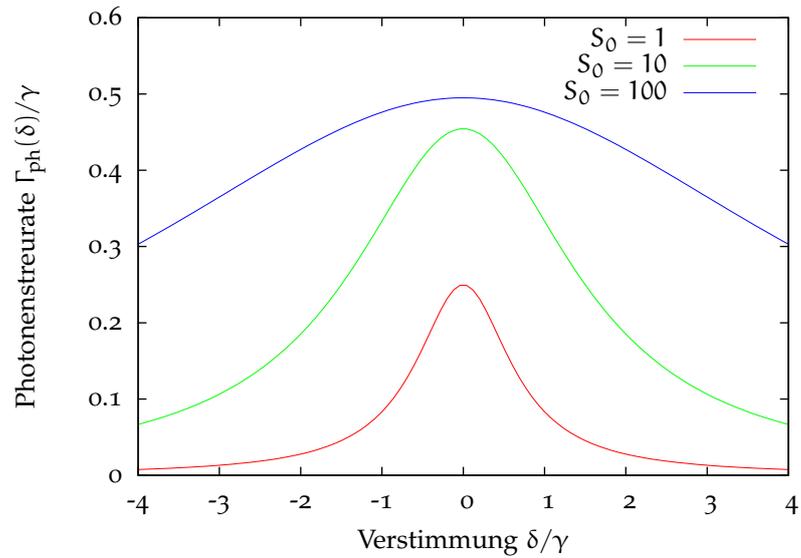


Abbildung 39: Photonenstreuratzen bei unterschiedlichen Graden der Sättigung, Vorlage aus [9]

einer Datei, die die Daten enthält. Bei Aufruf von `dopplerfit.py --help` werden die unterstützten Optionen angezeigt.

`dopplerfit.py` ist zuständig für das Einlesen und Aufbereiten der Daten, sodass sie von einer Instanz der `MyLorentzFit` Klasse, die von `satfit.py` bereitgestellt wird, genutzt werden können, um sättigungsverbreiterte Lorentzkurven an diese anzupassen.

## dopplerfit.py

```

1  #!/usr/bin/python
2  # -*- coding: utf-8 -*-
3
4  import numpy as np
5  import satfit as sf
6  from optparse import OptionParser
7  import matplotlib.pyplot as plt
8
9  gamma = 22.903e-6 * 1e5 #THz * 1e5
10
11  DEFAULTSTARTPARAMETER = [40, 10000 / gamma, 100] #[omega, area,
12  offset]
13
14  usage = "Usage: %prog [options] [INPUTFILE]"
15  parser = OptionParser(usage, version="%prog 0.2")
16  parser.set_defaults(omega=DEFAULTSTARTPARAMETER[0],
17  area=DEFAULTSTARTPARAMETER[1],
18  offset=DEFAULTSTARTPARAMETER[2],
19  quiet=False, force=False, bgfile=None,
20  interactive=False, start=1, stop= -2)
21  parser.add_option("-A", "--area", dest="area", type="float",
22  metavar="FLOAT", help="default = %default")
23  parser.add_option("-M", "--omega", dest="omega", type="float",
24  metavar="FLOAT", help="default = %default")
25  parser.add_option("-O", "--offset", dest="offset", type="float",
26  metavar="FLOAT", help="default = %default")
27  parser.add_option("-b", "--backgroundfile", dest="bgfile",
28  metavar="FILE", help="read background data from
29  FILE")
30  parser.add_option("-i", "--interactive", action="store_true",
31  dest="interactive", help="choose datapoints
32  interactively")
33  parser.add_option("--start", dest="start", type="int",
34  metavar="INT", help="first datapoint to plot and
35  fit to")
36  parser.add_option("--stop", dest="stop", type="int",
37  metavar="INT", help="last datapoint to plot and
38  fit to")
39  (options, args) = parser.parse_args()
40  startparameter = [options.omega, options.area, options.offset]
41
42  try:
43      datafile = args[0]
44  except IndexError:
45      datafile = raw_input('Please enter inputfile:')
46
47  def write_output(file, rawdata):
48      """Write data to a file.
49
50      Rawdata has to be a sequence with each item
51      another sequence of length 4."""
52      with open(file, 'w') as newfile:
53          for i in range(len(rawdata)):
54              data = '{0[0]}\t{0[1]}\t{0[2]:f}\t{0[3]}\n'.format(
55                  rawdata[i])
56              newfile.write(data)

```

```

53 def read_input(file):
54     while True:
55         try:
56             with open(file) as myfile:
57                 lines = myfile.read()
58         except IOError:
59             print "Couldn't find \"{o}\".".format(file),
60             file = raw_input("Please enter new inputfile:")
61         else:
62             break
63     return lines
64
65 def manipulate_data(rawdata):
66     data = rawdata.split('\t\r\n')
67     data.pop()
68     for i in range(len(data)):
69         data[i] = data[i].split('\t')
70         for j in range(len(data[i])):
71             data[i][j] = float(data[i][j])
72
73     x = []
74     y = []
75     for i in range(len(data)):
76         x.append(data[i][2])
77         y.append([])
78         for j in range(3, len(data[i])):
79             y[i].append(data[i][j])
80
81     y = zip(*y)
82     x = np.asarray(x)
83
84     # factor 2: laser is frequency doubled
85     # factor 1e-12 rescaling from Hz to THz
86     # subtracting 377.8724 and multiplying 1e5 to ease fitting
87     x = 2 * (x / 1e12 - 377.8724) * 1e5
88     y = np.asarray(y)
89     return x, y
90
91 def choose_data(xdata, ydata):
92     """Read data from an inputfile supplied by the MCP,
93     mess around with its contents and fit the data to Lorentzians.
94     """
95
96     global options
97     if options.interactive:
98         for i in range(len(ydata)):
99             plt.plot(ydata[i], "o", label="{o}".format(i))
100             plt.ion()
101             plt.legend(loc=2)
102             print "Would you like to leave out datapoints?",
103             start = raw_input("If so enter first point to use: ")
104             if start != "":
105                 options.start = int(start)
106                 print "Enter last point to use",
107                 stop = raw_input("(e.g. enter -2 to ignore the last two
108                 points):")
109                 if stop != "":
110                     options.stop = int(stop)
111
112     plt.ioff()
113     plt.close()
114
115     x = xdata[options.start:options.stop]
116     y = []

```

```
110     for i in range(len(ydata)):
111         y.append(ydata[i][options.start:options.stop])
112     return x, y
113
114 def append_ydata(y, *args):
115     p0 = startparameter[:]
116     ydata = []
117     n = len(args)
118     for i in args:
119         p0.append(1)
120         ydata.append(y[i])
121     return p0, ydata, n
122
123 rawdata = read_input(datafile)
124 xdata_full, ydata_full = manipulate_data(rawdata)
125
126 if options.bgfile: #background
127     rawbg = read_input(options.bgfile)
128     xbg, ybg = manipulate_data(rawbg)
129     for i in range(len(ybg)):
130         ydata_full[i] -= ybg[i].sum() / len(ybg[i])
131
132 x, y = choose_data(xdata_full, ydata_full)
133 p0, ydata, n = append_ydata(y, 7, 6, 5, 4, 3, 2, 1)
134
135 fit = sf.MyLorentzFit(p0, gamma, x, ydata, n)
136
137 if __name__ == "__main__":
138     fit.plot()
139     plt.show()
```

satfit.py

```

1 import numpy as np
2 from scipy.optimize import leastsq
3 import matplotlib.pyplot as plt
4 import copy
5
6 class MyLorentzFit:
7     def lorentz_p_eval(self, params, xdata):
8         """returns the value of the lorentz function
9         with the given parameters"""
10        omega, area, offset, s0 = params
11        return ((area * s0 * self.gamma) / ((1 + s0) * 2 * (1 + 4 *
12            (xdata - omega) ** 2 / (self.gamma ** 2 * (1 + s0))))
13            + s0 * offset)
14
15    def lorentz_residuals(self, params, xdata, ydata):
16        """returns the residual of the data when fitted to a
17        Lorentzian"""
18        err = ydata - self.lorentz_p_eval(params, xdata)
19        return err
20
21    def lorentz_fit(self, p0, xdata, ydata):
22        """fits the data to a Lorentzian function"""
23        plsq = leastsq(self.lorentz_residuals, p0, args=(xdata,
24            ydata), full_output=1)
25        return plsq[0]
26
27    def lorentz_plot(self, p, xdata, ydata):
28        """plots the fitcurve and data"""
29        plt.plot(xdata, self.lorentz_p_eval(p, xdata), xdata, ydata
30            , 'o')
31        plt.title('Lorentz fit to data')
32        plt.show()
33
34    def multi_lorentz_residuals(self, p0, xdata, ydata0, n):
35        #ssr: sum of squared residuals
36        ssr = 0.
37        for i in range(n):
38            params = [p0[0], p0[1], p0[2], p0[3 + i]]
39            ydata = ydata0[i]
40            #sres: squared residuals
41            sres = (self.lorentz_residuals(params, xdata, ydata))
42                ** 2
43            ssr = ssr + sres
44        ssr = np.sqrt(ssr)
45        return ssr
46
47    def multi_lorentz_fit(self, p0, xdata, ydata, n):
48        """fits the data to multiple Lorentzian functions"""
49        plsq = leastsq(self.multi_lorentz_residuals, p0, args=(
50            xdata, ydata, n), full_output=1, ftol=1.49012e-30, xtol
51            =1.49012e-30, maxfev=100000)
52        (popt, pcov, infodict, errmsg, ier) = plsq
53        red_chi2 = ((self.multi_lorentz_residuals(popt, xdata,
54            ydata, n) **2).sum() / (n * len(ydata[0]) - len(p0)))
55        try:
56            pcov = np.sqrt(pcov * red_chi2)
57        except TypeError:
58            pcov = None

```

```

50     return popt, pcov, infodict, red_chi2
51
52 def multi_lorentz_plot(self, p0, xdata, ydata, n):
53     """plots the fitcurve and data"""
54     xplot = np.arange(xdata[0], (xdata[-1] - xdata[0]) / 4 +
55                       xdata[-1], (xdata[-1] - xdata[0]) / 100)
56     for i in range(n):
57         p = [p0[0], p0[1], p0[2], p0[3 + i]]
58         plt.plot(xplot, self.lorentz_p_eval(p, xplot), xdata,
59                ydata[i], 'o')
60     plt.title('Lorentz fit to data')
61     #plt.show()
62
63 def plot(self):
64     self.multi_lorentz_plot(self.popt, self.xdata, self.ydata,
65                             self.n)
66
67 def __init__(self, p0, gamma, xdata, ydata, n):
68     self.p0 = copy.deepcopy(p0)
69     self.gamma = gamma
70     self.xdata = xdata
71     self.ydata = ydata
72     self.n = n
73     self.fitreturn = self.multi_lorentz_fit(self.p0, self.xdata
74     , self.ydata, self.n)
75     self.popt, self.pcov, self.infodict, self.red_chi2 = self.
76     fitreturn
77
78     # reversing the rescaling of x:
79     self.omega0 = (self.popt[0] / (1e5 * 2) + 377.8724) * 1e12
80     self.nu0 = 3e8 / self.omega0
81
82     print "omega0: {0} THz".format(self.omega0 / 1e12)
83     print "nu0: {0} nm".format(self.nu0 * 1e9)
84     print "reduced chi^2: {0}".format(self.red_chi2)

```



## LITERATURVERZEICHNIS

---

- [1] RIVEST, R. L. ; SHAMIR, A. ; ADLEMAN, L.: A method for obtaining digital signatures and public-key cryptosystems. In: *Communications of the ACM* 21 (1978), Nr. 2, S. 120–126
- [2] BENNETT, C. H. ; BRASSARD, G. u. a.: Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing. In: *Proceedings of IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing* Bd. 175, 1984
- [3] SCHMITT-MANDERBACH, T.: *Long distance free-space quantum key distribution*, LMU München, Diss., 2007
- [4] BRIEGEL, H.-J. ; DÜR, W. ; CIRAC, J. I. ; ZOLLER, P.: Quantum Repeaters: The Role of Imperfect Local Operations in Quantum Communication. In: *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998), Dec, Nr. 26, S. 5932–5935
- [5] HALDER, M. ; BEVERATOS, A. ; GISIN, N. ; SCARANI, V. ; SIMON, C. ; ZBINDEN, H.: Entangling independent photons by time measurement. In: *Nature Physics* 3 (2007), Nr. 10, S. 692–695
- [6] BENNETT, C. H. ; BRASSARD, G. ; CREPEAU, C. ; JOZSA, R. ; PERES, A. ; WOOTTERS, W. K.: Teleporting an Unknown Quantum State Via Dual Classical and Einstein-Podolsky-Rosen Channels. In: *Physical Review Letters* 70 (1993), Nr. 13, S. 1895–1899
- [7] EKERT, A. K.: Quantum cryptography based on Bell’s theorem. In: *Physical Review Letters* 67 (1991), Nr. 6, S. 661–663
- [8] MESCHÉDE, D. ; CALARCO, T. ; LEUCHS, G. ; SCHMIDT-KALER, F. ; WERNER, R.: *Antrag auf Förderung des Verbundprojektes Quanten-Repeater-Plattform mit Methoden der Quantenoptik QuOReP*
- [9] BLOCH, I.: *Atomphysik-Skript Teil 1*. [http://www.quantum.physik.uni-mainz.de/de/lectures/2006/ws0607\\_atomphysik/Atomphysik\\_Skript\\_Teil1.pdf](http://www.quantum.physik.uni-mainz.de/de/lectures/2006/ws0607_atomphysik/Atomphysik_Skript_Teil1.pdf). Version: 2006
- [10] BLOCH, F.: Nuclear Induction. In: *Phys. Rev.* 70 (1946), Nr. 7-8, S. 460–474
- [11] DEMTRÖDER, W.: *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*. 5., erw. und Neubearb. Aufl. Berlin [u.a.] : Springer, 2007. – ISBN 978-3-540-33792-8
- [12] SIMON, J. ; TANJI, H. ; THOMPSON, J. K. ; VULETIĆ, V.: Interfacing collective atomic excitations and single photons. In: *Physical review letters* 98 (2007), Nr. 18, S. 183601
- [13] JAYNES, E. T. ; CUMMINGS, F. W.: Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser. In: *Proceedings of the IEEE* 51 (1963), Nr. 1, S. 89–109

- [14] GERRY, C. C. ; KNIGHT, P. L.: *Introductory quantum optics*. Reprinted with corr. Cambridge [u.a.] : Cambridge Univ. Press, 2006. – ISBN 978-0-521-52735-4
- [15] YUAN, Z.-S. ; CHEN, Y.-A. ; ZHAO, B. ; CHEN, S. ; SCHMIEDMAYER, J. ; PAN, J.-W.: Experimental demonstration of a BDCZ quantum repeater node. In: *Nature* 454 (2008), S. 1098
- [16] CHILDRESS, L. ; TAYLOR, J. M. ; SØRENSEN, A. S. ; LUKIN, M. D.: Fault-tolerant quantum communication based on solid-state photon emitters. In: *Physical review letters* 96 (2006), Nr. 7, S. 70504
- [17] ZIESEL, F.: *Spektroskopie und Transport von Ionen in einer Mikrofalle*, Ulm, Diplomarbeit, 2008
- [18] BLATT, R. ; WINELAND, D.: Entangled states of trapped atomic ions. In: *Nature* 453 (2008), Nr. 7198, S. 1008–1015
- [19] HÄNSCH, T. W. ; SCHAWLOW, A. L.: Cooling of gases by laser radiation. In: *Optics Communications* 13 (1975), Nr. 1, S. 68–69
- [20] ROOS, C. F.: *Controlling the quantum state of trapped ions*, Innsbruck, Diss., 2000
- [21] GULDE, S. ; ROTTER, D. ; BARTON, P. ; SCHMIDT-KALER, F. ; BLATT, R. ; HOGERVORST, W.: Simple and efficient photo-ionization loading of ions for precision ion-trapping experiments. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 73 (2001), Nr. 8, S. 861–863
- [22] PAUL, W. ; STEINWEDEL, H.: Ein neues Massenspektrometer ohne Magnetfeld. In: *Zeitschrift Naturforschung Teil A* 8 (1953), S. 448
- [23] LEIBFRIED, D. ; BLATT, R. ; MONROE, C. ; WINELAND, D.: Quantum dynamics of single trapped ions. In: *Reviews of Modern Physics* 75 (2003), Nr. 1, S. 281
- [24] SCHULZ, S.: *Scalable Microchip Ion Traps for Quantum Computation*, Ulm, Diss., 2009
- [25] SCHULZ, S. ; POSCHINGER, U. G. ; SINGER, K. ; SCHMIDT-KALER, F.: Optimization of segmented linear Paul traps and transport of stored particles. In: *Fortschritte der Physik* 54 (2006), Nr. 8-10, S. 648–665
- [26] COLOMBE, Y. ; STEINMETZ, T. ; DUBOIS, G. ; LINKE, F. ; HUNGER, D. ; REICHEL, J.: Strong atom–field coupling for Bose–Einstein condensates in an optical cavity on a chip. In: *Nature* 450 (2007), Nr. 7167, S. 272–276
- [27] DEUTSCH, C.: *High Finesse Fibre Fabry-Pérot Resonators - Production, Characterization, and Applications*, LMU München, Diplomarbeit, 2008
- [28] HUNGER, D. ; STEINMETZ, T. ; COLOMBE, Y. ; DEUTSCH, C. ; HÄNSCH, T. W. ; REICHEL, J.: A fiber Fabry–Perot cavity with high finesse. In: *New Journal of Physics* 12 (2010), Nr. 6, S. 065038
- [29] HETTRICH, M.: *Präparation eines  $40\text{Ca}^+$ -Quantenbits und Entwicklung eines faseroptischen Resonators für seine Detektion*, Ulm, Diplomarbeit, 2009

- [30] SALEH, B. E. A. ; TEICH, M. C.: *Grundlagen der Photonik*. 2., vollst. überarb. und erw. Aufl. Weinheim : Wiley-VCH, 2008 (Lehrbuch Physik). – ISBN 978-3-527-40677-7
- [31] PURCELL, E. M.: Spontaneous Emission Probabilities at Radio Frequencies. In: *Proceedings of the American Physical Society* Bd. 69, American Physical Society, 1946, S. 681
- [32] BARGER, R. L. ; SOREM, M. S. ; HALL, J. L.: Frequency stabilization of a cw dye laser. In: *Applied Physics Letters* 22 (1973), Nr. 11, S. 573-575
- [33] BLOCK, M.: *Untersuchungen an gespeicherten Ca-40+-Ionen in einer linearen Paulfalle: Lebensdauer des metastabilen  $3D_{5/2}$ -Niveaus und Separation atomarer Zustände in einem Ionenkristall*, Mainz, Diss., 2002
- [34] DREVER, R. W. P. ; HALL, J. L. ; KOWALSKI, F. V. ; HOUGH, J. ; FORD, G. M. ; MUNLEY, A. J. ; WARD, H.: Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 31 (1983), Nr. 2, S. 97-105
- [35] BLACK, E. D.: An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization. In: *American Journal of Physics* 69 (2001), S. 79
- [36] THALHAMMER, G.: *Frequenzstabilisierung von Diodenlasern bei 850, 854 und 866 nm mit Linienbreiten im Kilohertz-Bereich*, Innsbruck, Diplomarbeit, 2000
- [37] WILK, T. ; WEBSTER, S. C. ; KUHN, A. ; REMPE, G.: Single-atom single-photon quantum interface. In: *Science* 317 (2007), Nr. 5837, S. 488
- [38] WEBER, B. ; SPECHT, H. P. ; MÜLLER, T. ; BOCHMANN, J. ; MÜCKE, M. ; MOEHRING, D. L. ; REMPE, G.: Photon-photon entanglement with a single trapped atom. In: *Physical review letters* 102 (2009), Nr. 3, S. 30501
- [39] RAUSCHENBEUTEL, A.: *Photonik SoSe*. 2008. – Vorlesungsmitschrift
- [40] TOPTICA PHOTONICS AG (Hrsg.): *Digilock 110 Feedback Controlzyler*. 4. Ausgabe: Toptica Photonics AG, 2009
- [41] SCHÜTZ, G.: *Kühlen von Ionenketten mit elektromagnetisch induzierter Transparenz*, Ulm, Diplomarbeit, 2009
- [42] LEVENBERG, K.: A method for the solution of certain nonlinear problems in least squares. In: *Quart. Appl. Math* 2 (1944), Nr. 2, S. 164-168
- [43] MARQUART, D. W.: An algorithm for least squares estimation of non-linear parameters. In: *J. Soc. Ind. Appl. Math* 11 (1963), S. 431-441
- [44] POSCHINGER, U. G. ; HETTRICH, M. ; WALTHER, A. ; ZIESEL, F. ; DEISS, M. ; SINGER, K. ; SCHMIDT-KALER, F.: *High precision atomic decay rate measurement using a single trapped ion*. – to be published
- [45] POSCHINGER, U. G.: *Quantum Optics Experiments in a Microstructured Ion Trap*, Ulm, Diss., 2011