

---

# Sub-Doppler-Spektroskopie von heißem Rubidiumdampf in einer MEMS-Zelle

---

BACHELORARBEIT

7. April 2021

5. Physikalisches Institut der Universität Stuttgart

*Autor:*  
Justus Anton Unfried

*Prüfer:*  
Prof. Dr. Tilman Pfau



## Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst habe.

Ich versichere ebenso, dass keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt wurden und dass alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß anderen Publikationen entnommen wurden, als solche gekennzeichnet sind.

Die eingereichte Arbeit ist weder vollständig noch in wesentlichen Teilen Gegenstand eines anderen Prüfungsverfahrens gewesen und das elektronische Exemplar stimmt mit den anderweitig abgegebenen Exemplaren überein.

Datum, Unterschrift:



## **Abstract**

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde die Zwei-Photon-Anregung von Rubidiumdampf in den Rydbergzustand in einer MEMS-Zelle (eng. „microelectromechanical system“) untersucht. Es wurde gezielt die atomare Dichte in der Zelle, die Temperatur und das Verhalten für unterschiedliche Laserleistungen studiert. Dazu wurde ein geeigneter Versuchsaufbau errichtet, atomare Spektren aufgezeichnet und Versuchsergebnisse diskutiert.

In this bachelor thesis the two-photon excitation of rubidium vapor to the Rydberg state in a MEMS (eng. „microelectromechanical system“) cell was studied. The atomic density in the cell, the temperature and the behavior for different laser powers were studied systematically. For this purpose, a suitable experiment was set up, atomic spectra were recorded and experimental results were discussed.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>2</b>
2.1	Atom-Licht-Wechselwirkung . . . . .	2
2.2	Dopplerverbreiterung . . . . .	5
2.3	Kollisionsverbreiterung . . . . .	7
2.4	Besonderheiten von Rydbergatomen . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Versuchsaufbau</b>	<b>8</b>
3.1	MEMS-Zelle . . . . .	8
3.2	Messaufbau zur Untersuchung einer MEMS-Zelle . . . . .	9
3.3	Strahlprofile . . . . .	11
<b>4</b>	<b>Versuchsauswertung</b>	<b>13</b>
4.1	Grundzustandsspektroskopie in der MEMS-Zelle . . . . .	13
4.2	Rydberganregung in der MEMS-Zelle . . . . .	16
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>23</b>
<b>6</b>	<b>Referenzen</b>	<b>24</b>
<b>7</b>	<b>Danksagung</b>	<b>28</b>



# 1 Einleitung

Rydberg-Atome sind seit Jahrzehnten Teil der aktuellen Forschung im Bereich der Atom-spektroskopie [1],[2], da sie, aufgrund des großen Abstandes des Valenzelektrons zum Kern, sehr empfindlich für äußere Ionisierung und Polarisierung und damit für Einflüsse von äußeren elektrischen Feldern sind [3]. Des Weiteren reagieren sie nahezu instantan auf diese Einflüsse, weshalb sie auch zur Messung von extrem hochfrequenten Wechselfeldern, von Mikrowellen bis zu Terahertzstrahlung, eingesetzt werden können [4], [5], [6], [7]. Auch im Bereich der Quantencomputer und in der quantensicheren Kommunikation finden sich aufgrund der Rydberg-Blockade verschiedene Anwendungen, wie zum Beispiel als Einzelphotonenquelle [8]. All jene Messprinzipien von Rydbergatomen profitieren von der inhärenten Rückführung auf Naturkonstanten in Form von atomaren Größen. Durch den vereinfachten technischen Aufbau im Vergleich zu gekühlten atomaren Ensembles gibt es vielfältige Bestrebungen heiße atomare Gase, zum Beispiel in Form von Dampfzellen, einzusetzen [9],[10]. Derartige Dampfzellen ermöglichen bei Integration in mikroelektromagnetische Systemen (MEMS) die Möglichkeit zu extremer Miniaturisierung und ebnet somit den Weg zu einer neuen Generation von photonischen Plattformen und Sensoren[11].

In dieser Arbeit wird deshalb die industriell gefertigte MEMS-Zelle der Firma CSEM aus Neuchâtel in der Schweiz auf die Anregbarkeit von Rydbergzuständen untersucht. Dazu wird eine Zwei-Photonen-Anregung von Rubidiumdampf in den 32S-Rydbergzustand durchgeführt. Die Anregung findet für den Grundzustandsübergang von  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$  mit einem 795 nm-Laser und für den Rydbergübergang in den 32S-Zustand mit einem 476 nm-Laser statt. Ziel ist es die atomare Dichte, sowie das Verhalten für unterschiedliche Laserleistungen und Temperaturen in der Zelle zu untersuchen.

Im zweiten Abschnitt dieser Arbeit wird auf die wichtigsten theoretischen Grundlagen eingegangen, die zum fundamentalen Verständnis dieser Arbeit notwendig sind.

Im dritten Abschnitt wird der Aufbau, die verwendete MEMS-Zelle und das durchgeführte Strahlprofilcharakterisierungsverfahren beschrieben.

Im vierten Abschnitt werden die aufgenommenen Messergebnisse untersucht und diskutiert.

## 2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen erläutert, die zum fundamentalen Verständnis der Resultate dieser Arbeit vonnöten sind.

### 2.1 Atom-Licht-Wechselwirkung

#### Drei-Niveau-Leitersystem

Eine übliche Darstellung eines Drei-Niveau Leitersystems ist in Abbildung 2.1 zu sehen [12]. Die drei Niveaus entsprechen den folgenden Zuständen: Erstens der Grundzustand  $|1\rangle$ , zweitens der angeregte Zustand  $|2\rangle$  und drittens der Rydberg-Zustand  $|3\rangle$ . Der Grundzustand  $|1\rangle$  ist energetisch durch die Anregungsfrequenz  $\omega_{12}$  vom angeregten Zustand  $|2\rangle$  getrennt. Wird nun ein Laser ans System gekoppelt, so findet dies mit der Frequenz  $\omega_L$  statt. Dabei kann es zu einer Verstimmung  $\Delta$  kommen. Zur Beschreibung der Kopplung des Lichtfeldes an den Übergang, wird die Rabi-Frequenz  $\Omega$  bestimmt:  $\Omega_{ij} = -\mathbf{d}_{ij}E_0/\hbar$  [13]. Hierbei ist  $\mathbf{d}_{ij} = e\langle i|e\vec{r}|j\rangle$  das elektrische Dipolmatrixelement und  $\vec{r}$  der Positionsoperator des Elektrons. Die elektrische Feldstärke ist  $E_0$  und  $\hbar$  ist das Plank'sche Wirkungsquantum. Ein angeregter Zustand zerfällt zusätzlich mit einer Rate  $\Gamma$ . Es werden insgesamt zwei Laser an das System gekoppelt für den Übergang  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$  ist das der Probelaser und für den Übergang  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$  ist das der Kopplungslaser. Es ergibt sich somit, dass  $\Omega_{12} = \Omega_P$  und  $\Omega_{23} = \Omega_C$ . Im Fall von klassischen Feldern, kann der Photonencharakter der Laserstrahlung vernachlässigt werden, weshalb das elektrische Feld über ebene Wellen definiert werden kann. Die ebenen Wellen für das System sind dann wie folgt beschrieben[12]:

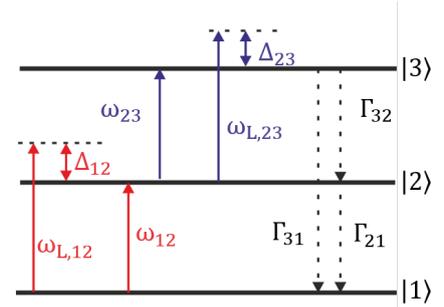


Abbildung 2.1: Einfache Darstellung eines Drei-Niveau-Leitersystems. Probelaser in rot und Kopplungslaser in blau

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} (E_{0,12}(\vec{r})e^{-i\omega_{L,12}t} + E_{0,12}^*(\vec{r})e^{i\omega_{L,12}t} + E_{0,23}(\vec{r})e^{-i\omega_{L,23}t} + E_{0,23}^*(\vec{r})e^{i\omega_{L,23}t}). \quad (2.1)$$

Der Hamiltonoperator für das System ergibt sich dann wie folgt[12]:

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{AL} \\ &= \hbar \begin{pmatrix} \omega_1 & 0 & 0 \\ 0 & \omega_2 & 0 \\ 0 & 0 & \omega_3 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -d_{12}E_{12}(\vec{r}, t) & 0 \\ -d_{21}E_{12}(\vec{r}, t) & 0 & -d_{23}E_{23}(\vec{r}, t) \\ 0 & -d_{32}E_{23}(\vec{r}, t) & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Dieser Hamiltonian lässt sich vereinfachen durch eine Transformation in ein rotierendes Bezugssystem, welches mit der Laserfrequenz  $\omega_L$  rotiert. Die Transformationsmatrizen dafür sind nach [14]:

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\omega_{L,12}t} & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i(\omega_{L,12}+\omega_{L,23})t} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{U}^\dagger = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\omega_{L,12}t} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i(\omega_{L,12}+\omega_{L,23})t} \end{pmatrix}. \quad (2.3)$$

Wird nun der Hamiltonoperator in die neue Basis transformiert, ergibt sich für ausreichend schwache Lichtfelder die Drehwellennäherung für dieses System. Hierbei werden die  $2\omega_L$  Ausdrücke vernachlässigt und eine Energieverschiebung von  $-\hbar\omega_1$ , die dazu dient, dass der Grundzustand energetisch auf Null liegt, durchgeführt [15].

$$\begin{aligned}\tilde{\mathbf{H}} &= \mathbf{U}\mathbf{H}\mathbf{U}^\dagger - i\hbar\mathbf{U}^\dagger\frac{\partial\mathbf{U}}{\partial t} \\ &\approx \hbar\begin{pmatrix} 0 & \frac{\Omega_{12}}{2} & 0 \\ \frac{\Omega_{12}^*}{2} & -\Delta_{12} & \frac{\Omega_{23}}{2} \\ 0 & \frac{\Omega_{23}^*}{2} & -(\Delta_{12} + \Delta_{23}) \end{pmatrix}\end{aligned}\quad (2.4)$$

Hier beschreiben  $\Delta_{12} = \omega_{L,12} - (\omega_2 - \omega_1)$  und  $\Delta_{23} = \omega_{L,23} - (\omega_3 - \omega_2)$  die Verstimmungen der Lichtfelder in Bezug auf die Übergangsfrequenzen. Wird nun auf die Zeitentwicklung des Systems eingegangen, lohnt es sich die Beschreibung durch den Dichtematrix-Formalismus durchzuführen. Die Dichtematrix ist

$$\boldsymbol{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{00} & \rho_{01} & \rho_{02} \\ \rho_{10} & \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{20} & \rho_{21} & \rho_{22} \end{pmatrix}.\quad (2.5)$$

Die Dynamik des Systems kann durch die dissipative Liouville-von-Neumann Gleichung [16]

$$i\hbar\frac{\partial\boldsymbol{\rho}}{\partial t} = [\tilde{\mathbf{H}}, \boldsymbol{\rho}] + i\hbar L_D(\boldsymbol{\rho})\quad (2.6)$$

charakterisiert werden. Um mögliche Zerfälle im System zu berücksichtigen, wird der Lindblad-Operator  $L_D$  in die Gleichung genommen. Die allgemeine Form für  $L_D$  ist nach [17] wie folgt

$$L_D(\boldsymbol{\rho}) = \sum_{ij} \Gamma_{ij} \left( C_{ij}\boldsymbol{\rho}C_{ij}^\dagger - \frac{1}{2}[C_{ij}C_{ij}^\dagger\boldsymbol{\rho}] \right).\quad (2.7)$$

Hierbei ist  $C_{ij} = |i\rangle\langle j|$  der Übergangoperator von Zustand  $i \rightarrow j$ . Für das vorliegende Drei-Niveau-System in Abbildung 2.1 ergibt sich dann nach [18]:

$$L_D = \begin{pmatrix} \Gamma_{10}\rho_{11} & -\frac{\Gamma_{10}}{2}\rho_{01} & -\frac{1}{2}\Gamma_{21}\rho_{02} \\ -\frac{\Gamma_{10}}{2}\rho_{10} & \Gamma_{10}\rho_{11} + \Gamma_{21}\rho_{22} & -\frac{1}{2}(\Gamma_{10} + \Gamma_{21})\rho_{12} \\ -\frac{1}{2}\Gamma_{21}\rho_{20} & -\frac{1}{2}(\Gamma_{10} + \Gamma_{21})\rho_{21} & -\Gamma_{21}\rho_{22} \end{pmatrix}.\quad (2.8)$$

Nun kann in die Gleichung (2.6) der Lindblad-Operator eingesetzt werden, um die spontanen Zerfälle zu berücksichtigen. Die resultierenden Gleichungen werden optische Bloch-

Gleichungen genannt und lauten[12]:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t}\rho_{11} &= \Gamma_{21}\rho_{22} + \Gamma_{33} - \text{Im}(\rho_{12}\Omega_{12}^*) \\
\frac{\partial}{\partial t}\rho_{12} &= \left(-\frac{\Gamma_{21}}{2} - i\Delta_{12}\right)\rho_{12} + \frac{i}{2}(-(\rho_{22} - \rho_{11})\Omega_{12} + \rho_{13}\Omega_{23}^*) \\
\frac{\partial}{\partial t}\rho_{13} &= \left(-\frac{\Gamma_{32} + \Gamma_{31}}{2} - i(\Delta_{12} + \Delta_{23})\right)\rho_{13} + \frac{i}{2}(\rho_{12}\Omega_{23} - \rho_{23}\Omega_{12}) \\
\frac{\partial}{\partial t}\rho_{22} &= -\Gamma_{21}\rho_{22} + \Gamma_{32}\rho_{33} + \text{Im}(\rho_{12}\Omega_{12}^*) - \text{Im}(\rho_{23}\Omega_{23}^*) \\
\frac{\partial}{\partial t}\rho_{23} &= \left(\frac{\Gamma_{21} + \Gamma_{32} + \Gamma_{31}}{2} - i\Delta_{23}\right)\rho_{23} + \frac{i}{2}(-(\rho_{33} - \rho_{22})\Omega_{23} - \rho_{13}\Omega_{12}^*) \\
\frac{\partial}{\partial t}\rho_{33} &= -(\Gamma_{31} + \Gamma_{32})\rho_{33} + \text{Im}(\rho_{23}\Omega_{23}^*)
\end{aligned} \tag{2.9}$$

Aufgrund dessen, dass es sich bei der Dichtematrix um einen Hermiteschen Operator handelt, gilt  $\rho_{ij}^* = \rho_{ji}$ . Anhand dessen, dass in diesem Experiment ein Dauerstrichlaser verwendet wird, ist in erster Linie die stationäre Lösung  $\dot{\sigma}_{00} = 0$  der optischen Bloch-Gleichungen von Interesse. Im Fall dafür, dass der Probe-Laser deutlich schwächer als der Coupling-Laser ist ( $\Omega_P \ll \Omega_C$ ), ergibt sich nach [18] für die stationäre Kohärenz für den Probe-Übergang [18]:

$$\rho_{21}^{\text{ss}} = \frac{-i\Omega_P/2}{\frac{\Gamma_{21}}{2} - i\Delta_P + \frac{\Omega_C^2/4}{\Gamma_{32}/2 - i(\Delta_P + \Delta_C)}} \tag{2.10}$$

Daraus folgt dann die Suszeptibilität [18].

$$\chi(\Delta_P) = \frac{i\eta d_{21}^2}{\epsilon_0 \hbar} \cdot \frac{1}{\frac{\Gamma_{21}}{2} - i\Delta_P + \frac{\Omega_C^2/4}{\Gamma_{32}/2 - i(\Delta_P + \Delta_C)}}. \tag{2.11}$$

Hierbei ist  $\eta$  die Dichte der Atome pro Volumeneinheit und  $\epsilon_0$  die elektrische Feldkonstante. Die Suszeptibilität ist komplexwertig. Damit kann sie in den Realteil, der mit der Dispersion des Lichtes verknüpft ist und in den Imaginärteil, der die Absorption darstellt, aufgeteilt werden.

Das kohärente Phänomen ist als elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT) bekannt, da aufgrund des stark koppelnden Lasers ( $\Omega_C$ ) die optischen Eigenschaften des atomaren Mediums von resonanter Absorption des Proben-Lasers zu Transmission geändert werden. Dieses Phänomen lässt sich so erklären, dass es zwei Anregungswege zum angeregten Zustand  $|2\rangle$  gibt. Es gibt einmal den direkten Weg vom Grundzustand  $|1\rangle$  zum angeregten Zustand und dann gibt es noch den zweiten Weg in dem vom Grundzustand direkt in den Rydberg-Zustand  $|3\rangle$  angeregt wird und von dort aus in den angeregten Zustand abzuregen. Bei Resonanz interferieren die Wahrscheinlichkeitsamplituden für die verschiedenen Wege destruktiv, so dass die Absorption ausgelöscht wird. In Abbildung 2.2 wird die Suszeptibilität für verschiedene Parametereinstellungen aufgezeichnet, um den Effekt der EIT zu zeigen.

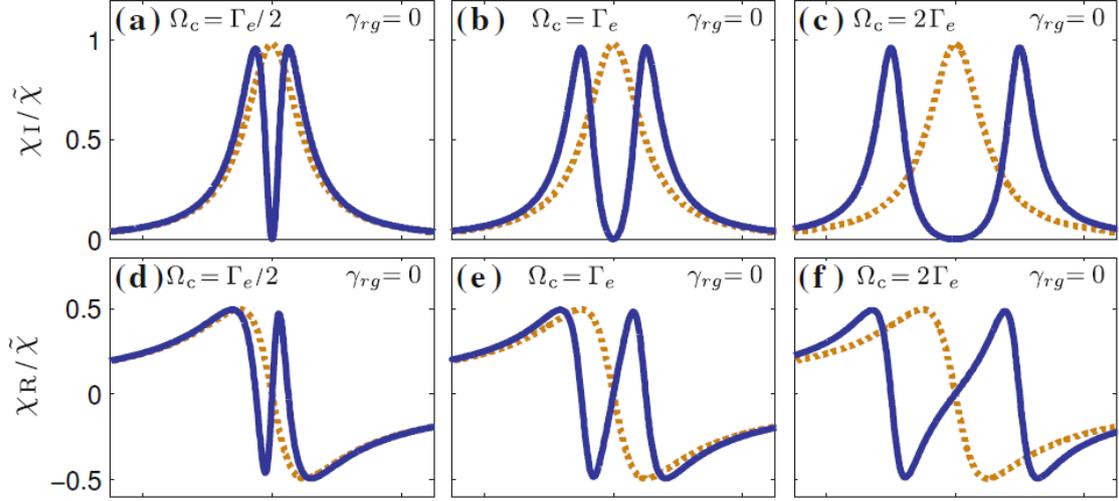


Abbildung 2.2: Drei-Niveau-System Suszeptibilität entnommen aus [18]. In **a** – **f** wird der Vergleich zwischen dem EIT Zustand (durchgezogene Linie) und einem Zwei-Niveau-System (gestrichelte Linie) gezeigt. Zu sehen ist das schmale Transparenzfenster im Falle der Resonanz, sowie das zugehörige Dispersionsmerkmal in  $\chi_R$ . Die Kurven wurden für  $\Omega_P = \Gamma_{21}/10$  berechnet und skaliert nach der reinen Proben-Resonanzsuszeptibilität  $\tilde{\chi} = 2\eta d_{23}^2 / \epsilon \hbar \Gamma_{21}$ . Dephasing  $\gamma_{rg}$  zwischen dem Rydberg-Zustand und dem Grundzustand ist hier wie auch in dieser Arbeit auf Null gesetzt ist.

In Abbildung 2.2a ist nach [18] zu erkennen, dass aufgrund des Kopplungslasers der Imaginärteil der Suszeptibilität im Resonanzfall vom Maximum auf Null fällt. Dies bedeutet, es tritt vollständige Transparenz unter der Voraussetzung von  $\Gamma_{32} \rightarrow 0$  ein. Dieses Transmissionsfensters kommt durch Autler-Townes-Aufspaltung zustande [18]. Dies nennt m. Wird nun  $\Omega_C$  erhöht öffnet sich das Transmissionsfenster zunehmend.

## 2.2 Dopplerverbreiterung

In diesem Experiment liegen die untersuchten Rubidiumatome als heißer Dampf vor. Damit kommt es zu einer Dopplerverbreiterung durch die Geschwindigkeitsverteilung der Atome, die deutlich größer ist als die natürliche Linienbreite der Rubidium-Atome. Im Verlauf dieses Experiments ist nur die Geschwindigkeitskomponente  $v_z$  der Atome, die parallel zur Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls ist, von Interesse. Das Laserlicht hat die Frequenz  $\omega_L$  und den Wellenvektor  $\vec{k}$ . Es ergibt sich dann im Ruhesystem eines Atoms mit der Geschwindigkeitskomponente  $v_z := \vec{v} \cdot \vec{k} / |\vec{k}|$  die Frequenz

$$\tilde{\omega}_L = \omega_L \left( 1 \pm \frac{v_z}{c} \right), \quad (2.12)$$

die durch den Doppler-Effekt verschoben ist. Das  $c$  in Gleichung (2.12) ist die Lichtgeschwindigkeit. Das Atom kann mit dem Laserlicht nur im Falle  $\tilde{\omega}_L = \omega_0$  wechselwirken. Ist  $v_z < 0$ , so ist das Atom rot verschoben, für  $v_z > 0$  ist es blau verschoben. Im thermischen Gleichgewicht sind die Geschwindigkeitskomponenten  $v_z$  der Atome eines Gases um  $v_z = 0$  in Form eines Gauß-Profiles verteilt. Die absorbierte spektrale Intensität  $I(\omega_L)$  ist nach [19] proportional zur Anzahl der Atome mit der Geschwindigkeitskomponente  $v_z = (\omega_L - \omega_0)c/\omega_L \approx (\omega_L - \omega_0)c/\omega_0$

(vgl. Gleichung (2.12) im Fall  $\tilde{\omega}_L = \omega_0$ ). Daraus folgt für die absorbierte Intensität die folgende Gauß-Verteilung nach [19]:

$$I(\omega_L) = I(\omega_0) \exp \left[ - \left( \frac{\omega_L - \omega_0}{\delta\omega_D / 2\sqrt{\ln 2}} \right)^2 \right]. \quad (2.13)$$

Die Halbwertsbreite dieser Doppler-verbreiterten Verteilung, auch genannt Doppler-Breite, ist:

$$\delta\omega_D = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot \sigma_\omega \quad (2.14)$$

Das hier verwendete  $\sigma_\omega$  ist die Standardabweichung

$$\sigma_\omega = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad (2.15)$$

wobei  $k_B$  die Boltzmann-Konstante,  $T$  die Temperatur des Gases und  $m$  die Teilchenmasse des Gases ist. Wird nun die natürliche Linienbreite, welche sich aus Gleichung (2.10) für den Fall  $\Omega_C$  ergibt, nicht mehr vernachlässigt, so kommt es zu einem Voigt-Profil. Dieses Voigt-Profil

$$V(x, \sigma_\omega, \Gamma_{21}) = (G * L)(x) = \int G(\tau) L(x - \tau) d\tau \quad (2.16)$$

ergibt sich aus der Faltung über ein Gauß-Profil  $G(x)$  (2.15), wobei  $\sigma_\omega$  die Standardabweichung aus (2.15) ist und ein Lorentz-Profil  $L(x)$  (2.10), wobei  $2(\Omega_P/\Gamma_{21})^2$  die Halbwertsbreite der Lorentzverteilung ist. Das resultierende Voigt-Profil ist in Abbildung 2.3 zu sehen.

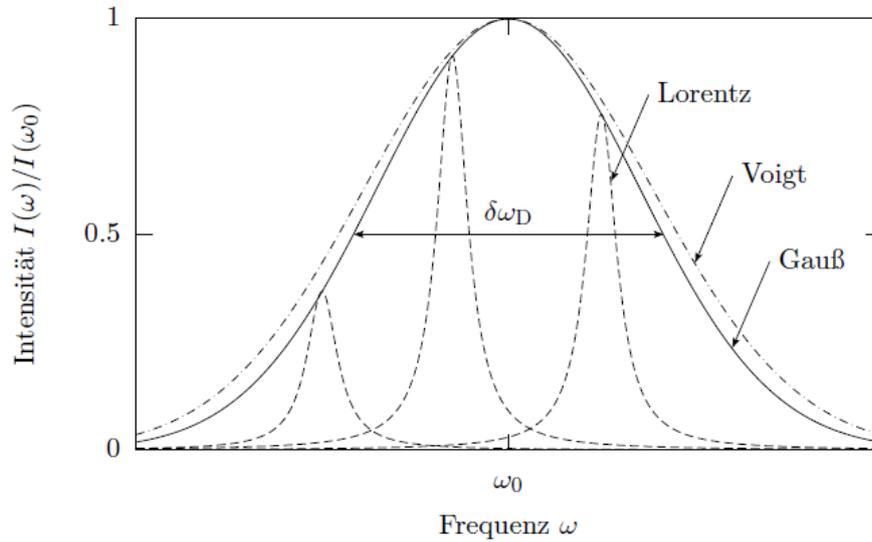


Abbildung 2.3: Veranschaulichung des Zustandekommens einer Voigt-Verteilung bei einem atomaren Medium. Die atomare Resonanz bei  $\omega_0$  ist Dopplerverbreitert, was in einer gaußförmigen Verteilung (durchgezogene Linie) mit der Breite  $\delta\omega_D$  resultiert. Für jede Geschwindigkeitsklasse gibt es eine zusätzliche Verbreiterung durch die natürliche Linienbreite, hier dargestellt exemplarisch an drei Stellen durch eine gestricheltes Lorentz-Profil. Insgesamt ergibt sich aus der Überlagerung, dass heißt, mathematischen Faltung all jener Lorentz-Profile ein sogenanntes Voigt-Profil (hier gestrichel-punktet dargestellt) welches breiter ist als die beiden individuellen Verteilungen. Übernommen aus [19].

## 2.3 Kollisionsverbreiterung

Die Ereignisse eines Zusammenstoßes zwischen zwei Stoßpartnern führen zu plötzlichen Störungen in der Phase und zu einer plötzlichen Änderung der atomaren Zustände der beteiligten Stoßpartner. Im Allgemeinen wird zwischen zwei Arten von Kollisionen unterschieden, die zur Verbreiterung des atomaren Spektrums führen [20]: Die Kollision des Atoms mit einer Wand und die Kollision mit einem weiteren Atom. Die letztere Variante kann elastisch oder unelastisch sein. Beim elastischen Stoß kollidiert der zweite Stoßpartner mit dem Valenzelektron des Ersten, wodurch es zu einer Phasenverschiebung in der Wellenfunktion des Elektrons kommt. Im Falle des unelastischen Stoß kommt es, wie bereits angesprochen, zu einer Änderung der atomaren Zustände der Stoßpartner. Die entsprechende Kollisionsrate und damit die Verbreiterungsrate ist dann gegeben durch [21]

$$\Gamma = n_B \cdot \bar{v} \cdot \sigma. \quad (2.17)$$

$\bar{v} = \sqrt{(8k_B T)/(\pi\mu)}$  ist die mittlere Relativgeschwindigkeit zwischen den Kollisionspartnern.  $\mu = (m_A \cdot m_B)/(m_A + m_B)$  ist die reduzierte Masse,  $n_B$  ist die Dichte des Fremdkörpers und  $\sigma$  ist der Kollisionswirkungsquerschnitt für den betrachteten Kollisionsprozess. Des Weiteren kommt es zu einer Selbstverbreiterung, das bedeutet, dass ein angeregtes Atom mit einem Atom des gleichen Element im Grundzustand kollidiert. Die Verbreiterung ist nach [22] wie folgt:

$$\Gamma_{sb} = p \cdot \gamma_{sb}. \quad (2.18)$$

Hierbei ist  $p$  der Gasdruck des betrachteten Atoms und  $\gamma_{sb}$  der Selbstverbreiterungskoeffizient.

## 2.4 Besonderheiten von Rydbergatomen

Atome in hochangeregten Zuständen ( $n \geq 15$ ) werden als Rydbergatome bezeichnet. In diesen hochangeregten Zuständen ist das Elektron in großer Entfernung (einige Hundert nm) vom Kern entfernt. Der klassische Bahnradius für Rydbergatome wächst mit  $n^2$ . Daraus resultiert, dass die Bindungsenergie  $1/n^2$  sehr niedrig ist, weshalb sich der Abstand zwischen naheliegenden Energieniveaus um  $1/n^3$  verringert. Das hat zur Folge, dass Rydbergatome leicht zu ionisieren sind, da ihre Bindungsenergie sich mit  $1/n^2$  reduziert. Des Weiteren ergibt sich aus dem großen Abstand eine erhöhte Polarisierbarkeit. Diese ist nach [23] proportional zu  $n^7$ . Das hat zur Folge, dass die Rydbergatome dadurch extrem empfindlich auf Mikrowellen und elektrische Felder sind. Zudem kommt es aufgrund der großen Ausdehnung zu einer sehr geringen Überlappung mit den Grundzuständen, weshalb sich die Lebensdauer mit  $n^3$  erhöht.

### 3 Versuchsaufbau

In diesem Kapitel werden der Aufbau des Experiments und die MEMS-Zelle, sowie die Strahlprofilcharakterisierung genauer beschrieben.

#### 3.1 MEMS-Zelle



Abbildung 3.1: Foto der verwendeten MEMS-Zelle. In dem angebrachten Glasrohr befindet sich festes Rubidium, dessen Dampfdruck innerhalb der Zelle durch Erhitzen gesteuert werden kann.

Die im Experiment zu untersuchende MEMS-Zelle ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Die Zellen sind für das Experiment von der Firma CSEM aus Neuchâtel bereitgestellt worden. Die Zelle ist auf einem Glasrohr, das als Reservoir für festes Rubidium dient, angebracht. Das Reservoir der Zelle wird in einem Kupferrohr gehalten, um welches ein Heißdraht gewickelt ist. Dadurch wird das Reservoir erhitzt. Die Bemaßungen der Zelle sind in Abbildung 3.2 aufgezeichnet. Sie wird durch anodisches Bonden zusammengesetzt. Die Zelle besteht aus zwei Glasscheiben, auf die dickere wird Aluminium aufgedampft, woraus sich drei Schichten ergeben. Dies ist in der Seitenansicht in Abbildung 3.2 zu sehen. Für das anodische Bonden wird Glas mit einem hohen  $\text{Na}_2\text{O}$ -Gehalt verwendet, da dies entscheidend für das anodische Bonden des Glases ist [24]. Das Glas wird auf mehrere hundert Grad Celsius erhitzt, wodurch sich  $\text{Na}^+$ -Ionen abspalten. Durch das Anlegen eines elektrischen Potentials, wandern die positiven  $\text{Na}^+$ -Ionen in Richtung Minuspol, wodurch ein negativ geladener Verarmungsbereich mit  $\text{O}_2^-$ -Ionen verbleibt. Durch das Anlegen eines positiven Potentials an die mit Aluminium bedampfte Glasscheibe wird eine Rekombination zwischen dem Al und dem  $\text{O}_2^-$  erzwungen. Es bildet sich eine  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Schicht. Das Ergebnis ist eine hermetisch abgedichtete Zelle [24].

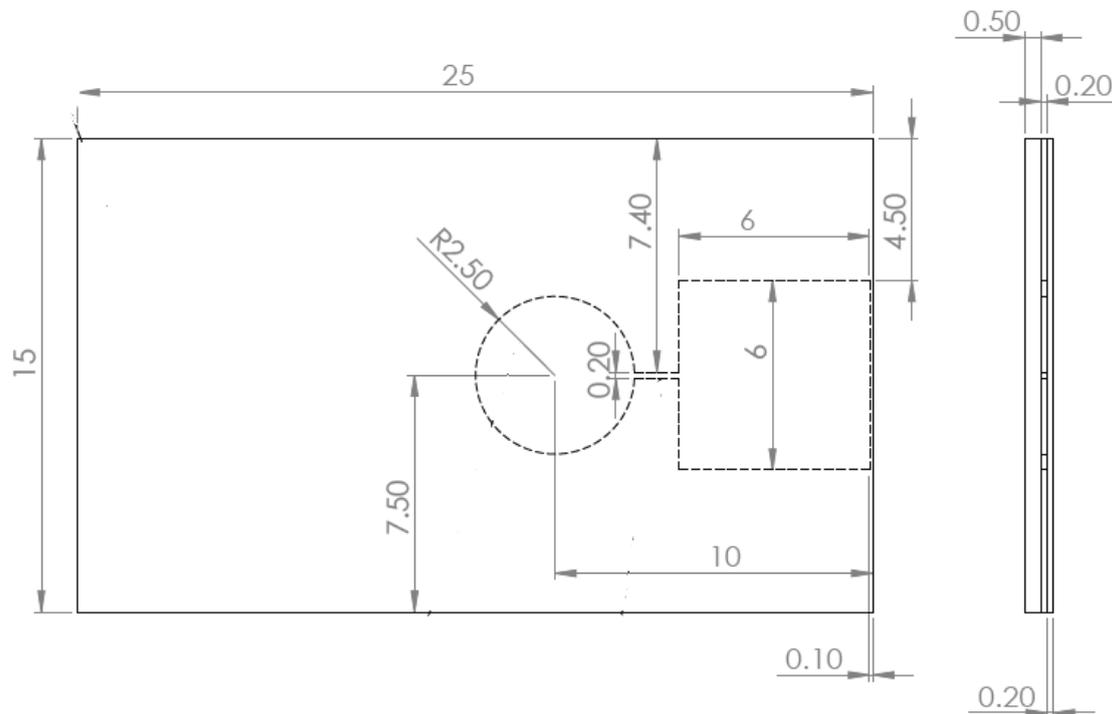


Abbildung 3.2: Bemaßung der MEMS-Zelle in mm. In der Zeichnung sind Hohlräume in denen sich das Rubidiumgas bewegt mit gestrichelten Linien dargestellt. In der Seitenansicht sind die verschiedenen Schichten erkennbar. Auf die linke 0.5 mm Glasschicht wird das 0.2 mm Aluminium aufgedampft und anschließend die zweite 0.2 mm Glasschicht durch anodisches Bonden aufgebracht.

### 3.2 Messaufbau zur Untersuchung einer MEMS-Zelle

Der verwendete Versuchsaufbau ist vereinfacht in Abbildung 3.3 skizziert. Vor der Faser des 795 nm Probelasers wird ein  $\lambda/2$ -Plättchen und ein polarisationsabhängiger Strahlteiler (PBS), aufgestellt um die Polarisation und damit die Leistung des Probelasers einzustellen. Anschließend passiert der Laserstrahl die MEMS-Zelle, die sich in einem Ofen (siehe Abbildung 3.4) befindet und trifft nach dem Ofen auf einen dichromatischen Spiegel, der wiederum den Strahl auf eine Photodiode lenkt, welche das Signal detektiert. Der Ofen dient dazu, dass die Atomdichte in der Zelle erhalten bleibt. Damit es zu keiner ungewollten Kondensation von Rubidiumdampf an der Zellwand kommen kann, ist der Ofen ca. 20 °C wärmer als die Reservoirheizung. Der Ofen besteht außen aus TECAPEEK, ein teilkristalliner Thermoplast für hohe Temperaturen und innen aus einem Kupferteil. Der Probelaser wird zusätzlich in ein Fabry-Pérot-Interferometer (FPI) geleitet, um eine Referenz zur Frequenzskalierung zu erhalten. Der „free spektral range“ (FSR) des FPI gibt den Frequenzabstand zwischen den erlaubten Grundmoden im FPI an. Die FSR des verwendeten FPIs beträgt 514 MHz.

Für den Strahlengang des Kopplungslasers bei 476 nm wird das Licht durch einen akustooptischen Modulator (AOM) moduliert. Beim Kopplungslaser handelt es sich um einen frequenzverdoppelten Diodenlaser. Die Fundamentalmode hat die Wellenlänge 952 nm. Im AOM wird in einem transparenten Festkörper mittels einer Schallwelle ein optisches Gitter erzeugt,

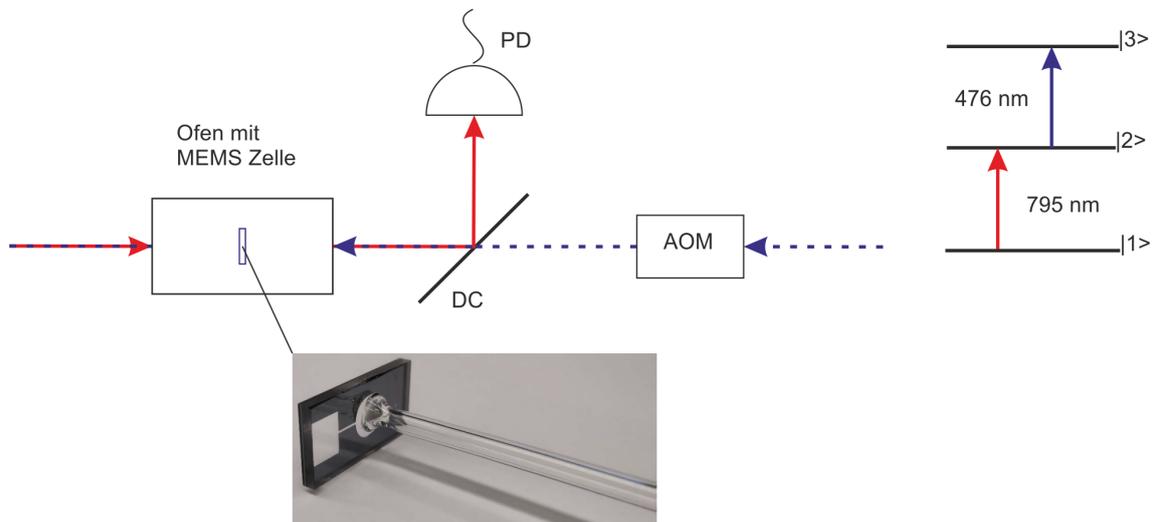


Abbildung 3.3: Vereinfachte Skizze des Versuchsaufbaus, die den Strahlenverlauf für den Probelaser und den Kopplungslaser zeigt und das dazu gehörige Drei-Niveau-Leitersystem zur Veranschaulichung, bei welchem Übergang welcher Laser angelegt wird. Der Probelaser 795 nm für den Übergang von  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$  und der Kopplungslaser 476 nm für den Übergang  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ .

das dafür sorgt, dass der Lichtstrahl gebeugt, sowie in der Frequenz verschoben wird. Die 1. Ordnung wird für das Experiment verwendet. Der AOM dient, wie bereits gesagt, zur Modulation des Kopplungslasers. Dazu wird das Signal mit einer Frequenz von 20 kHz moduliert und anschließend zusammen mit einem Lock-In-Verstärker verwendet, wodurch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verbessert wird. In der Zelle werden dann der Probelaser und der Kopplungslaser kontrapropagierend überlagert und somit wird, ausgehend vom Übergang  $5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{1/2}, F = 2$ , der  $32S_{1/2}$  Rydbergzustand angeregt.

Um das erhaltene EIT-Signal aus der MEMS-Zelle besser vergleichen zu können, wird es gleichzeitig mit dem Signal aus einer Referenzzelle aufgezeichnet. Die Referenzzelle ist ein mit Rubidiumgas gefüllter Glaszylinder der Länge 10 cm durch den ebenfalls der Probe- und der Kopplungslaser kontrapropagierend geleitet werden [15]. Die Referenzzelle wird bei  $20^\circ\text{C}$  betrieben. Zur Skalierung des EIT-Signals wird die Fundamentalmode des Kopplungslasers in ein FPI geleitet, welches eine FSR von 115 MHz hat und damit für den frequenzverdoppelten Laser eine FSR von 230 MHz vorliegt.

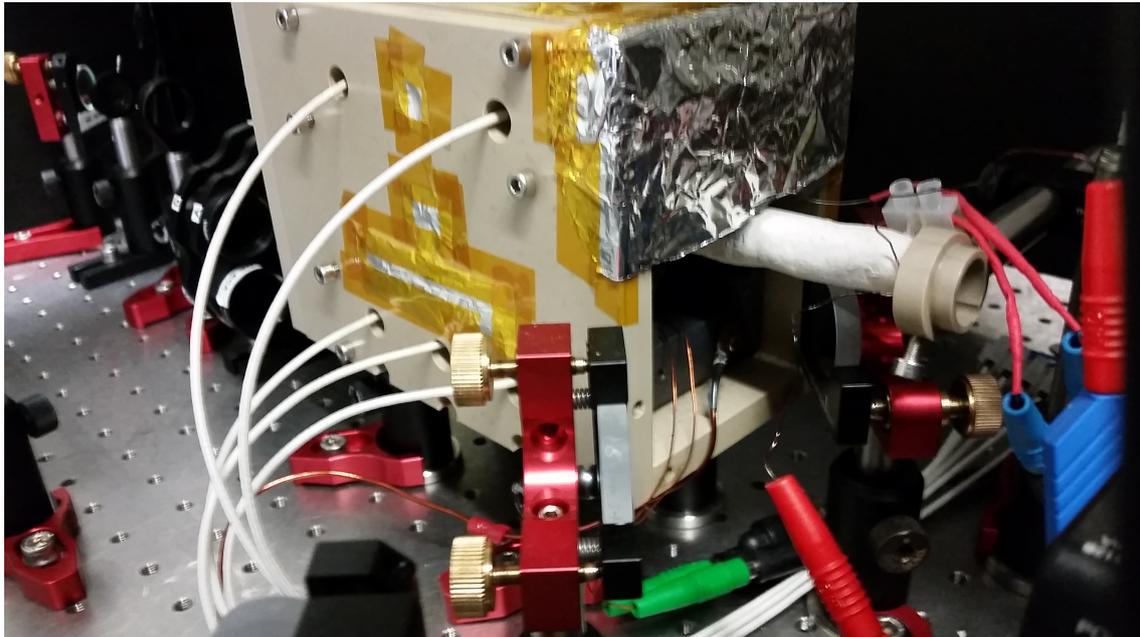


Abbildung 3.4: Foto des Zellofens links und rechts der Reservoirheizung (weißes Rohr). Die Kabel, die links in den Ofen führen, versorgen fünf Heizkartuschen. Diese sind in dem innenliegenden Kupferblock eingefasst und heizen den ganzen Ofen.

### 3.3 Strahlprofile

Damit im Verlauf des Experiments zu jedem Zeitpunkt bekannt ist, welche Intensität vom Probe- und Kopplungslaser auf die Zelle trifft, werden die transversalen Tailen der beiden kollimierten Strahlen der beiden Laser bestimmt. Dazu wird eine Kamera (Mako G-125 von Allied Vision) in den Strahlengang gestellt und ein Bild davon aufgenommen. An dieses wird anschließend eine zweidimensionale Gauß-Verteilung angepasst. Die verwendete Fitfunktion ist:

$$Z = a1 \cdot \exp \left[ - \left( \frac{x - b1}{c1} \right)^2 - \left( \frac{y - b2}{c2} \right)^2 \right] \quad (3.1)$$

Das Resultat ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Daraus ergeben sich folgende Ergebnisse für die transversalen Tailen für den Probelaser:

$$r_x = 627.93 \mu\text{m} \quad (3.2a)$$

$$r_y = 667.42 \mu\text{m}. \quad (3.2b)$$

und für den Kopplungslaser ergeben sich folgende Ergebnisse nach dem Vergrößerungsteleskop ( $f_1 = 50 \text{ mm}$ ,  $f_2 = 60 \text{ mm}$ ):

$$r_x = 559.5 \mu\text{m} \quad (3.3a)$$

$$r_y = 576.6 \mu\text{m}. \quad (3.3b)$$

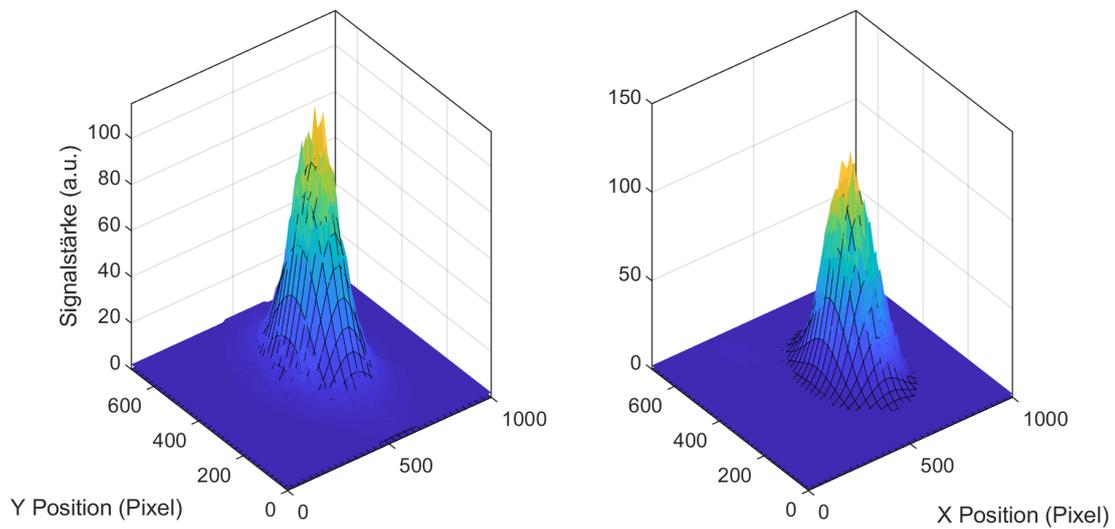


Abbildung 3.5: Darstellung des aufgenommenen Strahlenprofil für den Probelaser (links) und den Kopplungslaser (rechts). Die dazu gefittete zweidimensionale Gauß-Funktion ist als schwarzes Gitter zu sehen.

Für die Strahlen wird ein Tailenverhältnis von 80 % für Probe- zu Kopplungslaser eingestellt. Dieses Verhältnis wird gewählt, um eine möglichst effiziente Anregung in den Rydbergzustand zu erreichen. Dies ist dem Umstand geschuldet, dass die durch den Probelaser angeregten Atome aus dem Bestrahlungsbereich des Laser langsam heraus diffundieren und damit eine größere Fläche einnehmen. Diese größere Fläche muss nun durch den Kopplungslaser bestrahlt werden, um eine möglichst vollständige Ausnutzung der angeregten Atome im  $5P_{1/2}$ -Zustand für die Anregung in den  $32S_{1/2}$ -Rydbergzustand zu erreichen. Um auf dieses Verhältnis zu kommen, wird der Radius des Probelasers mittels eines Teleskopes ( $f_1 = 150 \text{ mm}$ ,  $f_2 = 100 \text{ mm}$ ) verkleinert. Der neue Radius des Probestrahls nach dem Teleskop ist dann  $450 \mu\text{m}$ .

## 4 Versuchsauswertung

In diesem Kapitel werden die durchgeführten Messreihen beschrieben und die aufgenommenen Messdaten ausgewertet, sowie diskutiert.

### 4.1 Grundzustandsspektroskopie in der MEMS-Zelle

Zuallererst wird eine Grundzustandsabsorptionsspektroskopie für Rubidium durchgeführt, um die optische Dichte und die Temperatur in der MEMS-Zelle zu bestimmen. Spektroskopiert werden dabei die Übergänge des Rubidium  $\text{Rb}^{85}$   $5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{1/2}, F = 2 | F = 3, 5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{1/2}, F = 2 | F = 3$  und die des Rubidium  $\text{Rb}^{87}$   $5S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5P_{1/2}, F = 1 | F = 2, 5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{1/2}, F = 1 | F = 2$  mit einem 795 nm-Laser. Dazu wird das Reservoir auf eine Temperatur von  $T_R = 160^\circ\text{C}$  und die Zelle auf eine Temperatur von  $T_Z = 180^\circ\text{C}$  erhitzt. Die Zelltemperatur wird stets  $20^\circ\text{C}$  höher eingestellt als die Reservoirtemperatur, um Kondensationen in der Zelle zu vermeiden. Anschließend werden die Temperaturen in  $10^\circ\text{C}$  Schritten abgekühlt, bis zu einer Reservoirtemperatur von  $60^\circ\text{C}$ . Die Spektren für diesen Temperaturverlauf sind in Abbildung 4.1 aufgezeichnet. Zur Beschreibung der Transmission einer Strahlung durch ein Medium wird das Lambert-Beer'sche Gesetz [25]

$$I = I_0 \exp(\sigma \cdot n \cdot d) \quad (4.1)$$

verwendet. Dabei beschreibt  $I$  die Intensität nach dem Medium,  $I_0$  die eingestrahelte Intensität,  $\sigma$  den Absorptionsquerschnitt für ein reines Medium bei einer Wellenlänge  $\lambda$ ,  $n$  die Teilchendichte und  $d$  die Breite des Mediums. Wird diese Gleichung umgestellt, ergibt sich die optische Dichte des Mediums:

$$OD = \ln\left(\frac{I_0}{I}\right) = \sigma \cdot n \cdot d. \quad (4.2)$$

Die Teilchendichte ergibt sich in erster Näherung wie folgt [26]:

$$n = n_0 \left(\frac{T_0}{T}\right) \exp\left(1 - \frac{T_0}{T}\right) \quad (4.3)$$

hierbei ist  $n_0$  die Anfangsteilchendichte bei einer Temperatur  $T_0$ . Wird nun diese Formel (4.3) für die Teilchendichte in Gleichung (4.2) eingesetzt, ist festzustellen, dass die optische Dichte von der Temperatur abhängig ist. Bei Wirkungsquerschnitt und Zelldicke handelt es sich in diesem Experiment um Konstanten. Es ist in Abbildung 4.1 zu erkennen, dass durch die zunehmende Temperatur, die Teilchendichte in der Zelle steigt und damit auch die optischen Dichte, weshalb mehr Licht absorbiert wird. Ab einer Reservoirtemperatur von  $150^\circ\text{C}$  ist die Teilchendichte so groß, dass das Licht auch von Atomen außerhalb der Resonanz absorbiert wird, weshalb sich ein zunehmend rechteckiger Verlauf ergibt. Anhand des gefitteten Voigt-Profiles, das in Abbildung 4.1 in Form einer gestrichenen Linie zu sehen ist, lässt sich die Temperatur in der Zelle über die Dopplerbreite des Gauß-Profiles, wie in Gleichung (2.14) zu sehen, ermitteln und mit der angelegten Temperatur der Zelle vergleichen. Des Weiteren wird die optische Dichte, die Teilchendichte und die Temperatur, die aus der Teilchendichte errechnet wird und mit der angelegten Temperatur im Reservoir verglichen werden kann, ermittelt. Die ermittelten Werte sind in Abbildung 4.2 über die angelegte Reservoirtemperatur dargestellt. Die aus Abbildung 4.1 gefolgerte Zunahme der optischen Dichte mit der Zunahme der

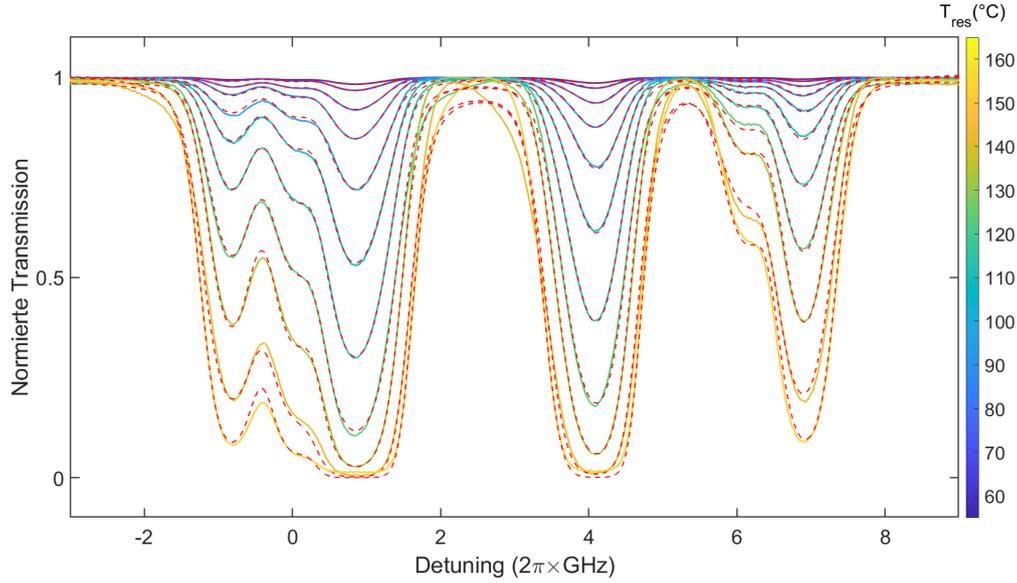


Abbildung 4.1: Die normierten D1-Spektren für Rubidium bei unterschiedlichen Reservoirtemperaturen mit dem dazu gehörigen Voigt-Fit (gestrichene Linie). Als Nullpunkt dient der Übergang  $5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{1/2}, F = 2$  für  $\text{Rb}^{87}$ .

Temperatur wird in Abbildung 4.2a nochmals bestätigt. Ebenfalls zusehen ist, dass sich die optische Dichte, wie bereits angesprochen, proportional zur Teilchendichte verhält. Es stellt sich ein Maximalwert von 2.6 für eine Reservoirtemperatur von 160 °C ein. In Abbildung 4.2b bestätigt sich der exponentielle Verlauf nach Gleichung (4.3) für die Teilchendichte. Des Weiteren ist zu erkennen, dass die ermittelten Teilchendichten dem theoretischen Verlauf folgen. Der theoretische Verlauf der Teilchendichte ergibt sich aus der folgenden Gleichung nach [26] und [13]:

$$n_{\text{Theo}} = 133.323 \cdot \frac{10^{(15.88253 - 4529.635/(T+273.15) + 0.00059663 \cdot (T+273.15) - 2.99138 \cdot \log_{10}((T+273.15)))}}{k_B \cdot (T + 273.15)} \quad (4.4)$$

Hierbei ist  $k_B$  die Boltzmann-Konstante. In Abbildung 4.2c) zu beachten, dass es sich bei den blauen Messwerten um die korrigierten Messwerte handelt, auf diese wird im späteren Kapitel 4.2 eingegangen. Diese Korrektur ist nötig, da die initial ermittelten Messwerte für die Temperatur in der Zelle mehr als 10 °C unter der angelegten Reservoirtemperatur liegen. Das erscheint unglaublich, da zusätzlich noch der Ofen um die Zelle die Umgebung stets auf 20 °C mehr als das Reservoir heizt und anderenfalls mit einer Kondensation von Rubidiumdampf zu rechnen wäre.

Die in Abbildung 4.2d dargestellte blaue Reservoirtemperatur wird mittels der nachfolgenden

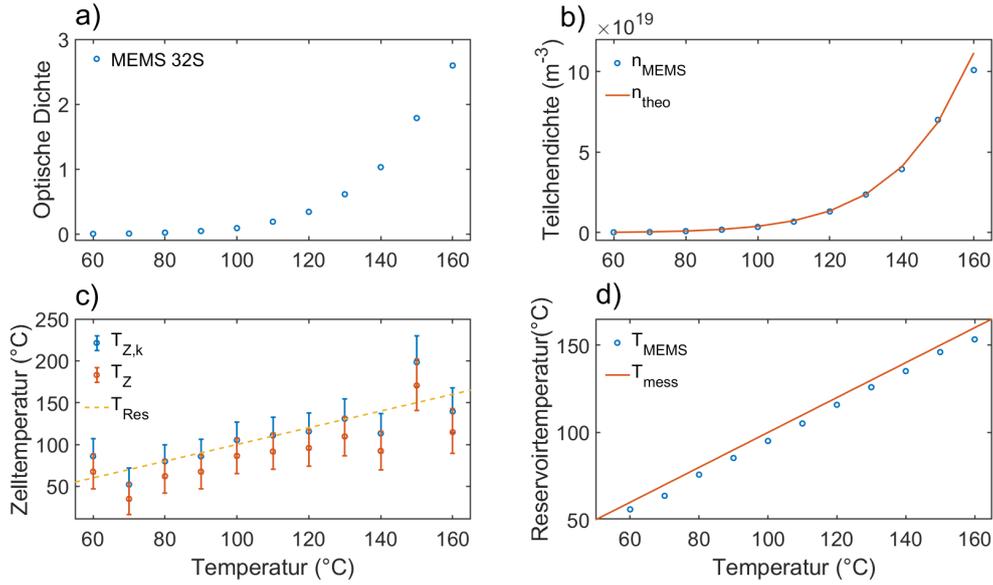


Abbildung 4.2: Darstellung der Ergebnisse aus dem Voigt-Fit über die angelegte Reservoirtemperatur. Die hier dargestellte „Temperatur“ auf der x-Achse ist die Reservoirtemperatur, die mit einem Sensor am Reservoir gemessen wurde. In a) ist die ermittelte optische Dichte abgebildet. Der Maximalwert liegt bei 2.6. In b) wird die ermittelte Teilchendichte in blau und der theoretische Verlauf der Teilchendichte in rot gezeigt. In c) ist die aus den in Abbildung 4.1 gezeigten Kurven berechnete Zelltemperatur in rot, die angelegte Reservoirtemperatur als gelb gestrichelte Ursprungsgerade und die gemäß Beschreibung im Fließtext korrigierte Zelltemperatur in blau dargestellt. In d) ist die angelegte Reservoirtemperatur als rote Ursprungsgerade und die aus den Kurven in Abbildung 4.1 berechnete Reservoirtemperatur in blau aufgezeichnet.

Gleichung für die aus dem Fit erhaltene Teilchendichte ermittelt [27]:

$$\begin{aligned}
 I_{\text{sat}} &= \frac{44.876 \times 10^{-6} \text{ W/m}^2}{2 \cdot \pi} \\
 \sigma_0 &= \frac{\hbar \omega \gamma_0}{2 \cdot I_{\text{sat}}} \\
 n &= \frac{A \cdot 2}{\sigma_0 \cdot \gamma_0 \cdot \pi \cdot d}
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

Hierbei ist  $\gamma_0 = 5.75 \text{ MHz}$  die natürliche Linienbreite des angeregten  $5P_{1/2}$  Zustand von Rubidium,  $\omega = c/\lambda_L$  ist die Übergangsfrequenz,  $\hbar$  das Plank'sche Wirkungsquantum,  $A$  die gefittete Amplitude und  $d$  die Dicke von  $200 \mu\text{m}$  der Zelle aus Abbildung 3.2. Die berechnete Temperatur liegt ca.  $5 \text{ }^\circ\text{C}$  unter der angelegten Reservoirtemperatur. Dieser Temperaturunterschied ist plausibel, da der Temperaturfühler direkt auf dem Kupferheizrohr angebracht ist und sich zwischen Heizrohr und Rubidiumdampf noch eine Luftschicht, sowie Glas befindet.

## 4.2 Rydberganregung in der MEMS-Zelle

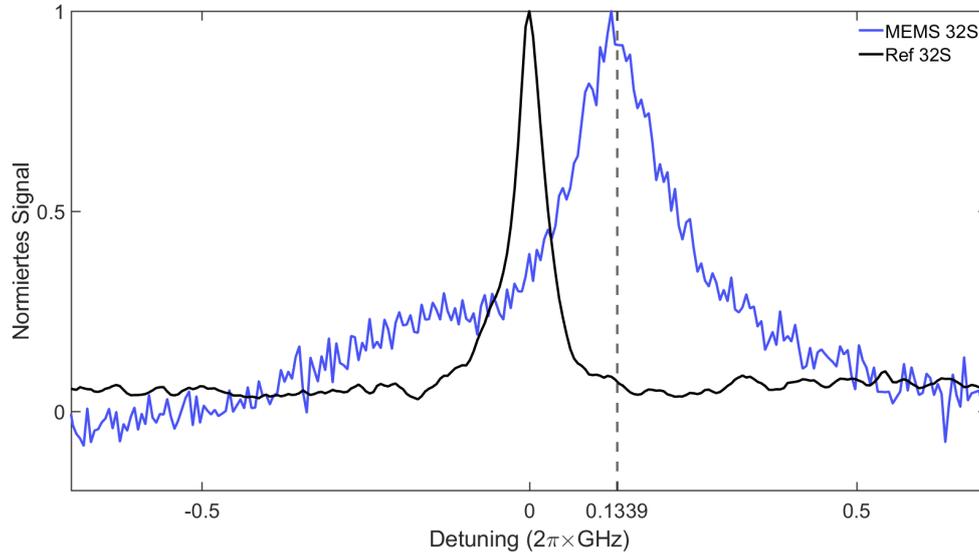


Abbildung 4.3: Darstellung des EIT-Signals der MEMS-Zelle (blau) für  $T_R=140\text{ °C}$ ,  $P_C = 36\text{ mW}$  und  $P_{\text{Probe}} = 570\text{ mW}$ . Zum Vergleich ist das Signal der Referenzzelle (schwarz) für Temperatur  $T = 40\text{ °C}$ ,  $P_C = 56\text{ mW}$  und  $P_P = 750\text{ }\mu\text{W}$  dargestellt. Es ist zu erkennen, dass das MEMS-Signal um 134 MHz zum Referenzsignal verschoben ist.

In diesem Abschnitt wird letztlich das physikalische Verhalten der MEMS-Zelle systematisch untersucht. Dazu wird das Verhalten des angeregten 32S Rydbergzustandes unter Variation der Kopplungslaserleistung, der Probelaserleistung und der angelegten Temperatur betrachtet. Als Nullposition auf der Frequenzachse dient die Position des jeweiligen Referenzsignals für alle EIT-Signale in allen Messreihen. Das Referenzsignal ist immer bei einer Temperatur von ca.  $T = 40\text{ °C}$ , einer Kopplungslaserleistung  $P_C = 56\text{ mW}$  und einer Probelaserleistung von  $P_P = 750\text{ }\mu\text{W}$  aufgenommen worden. Das Referenzsignal hat im Durchschnitt eine Halbwertsbreite von 50 MHz für alle Messreihen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.3 dargestellt. In der Auswertung wird immer ein Lorentz-Profil an das EIT-Signal gefittet. Falls zusätzliche Verbreiterungen auftreten, wird ein doppeltes Lorentz-Profil, wie in Abbildung 4.4 gezeigt, an die Messdaten gefittet. Dies wird zur Verbesserung der Qualität des schmalen Lorentz gemacht. In diesem Fall werden nur die Daten aus dem schmalen Lorentz verwendet und das doppelte Lorentz-Profil nicht weiter berücksichtigt.

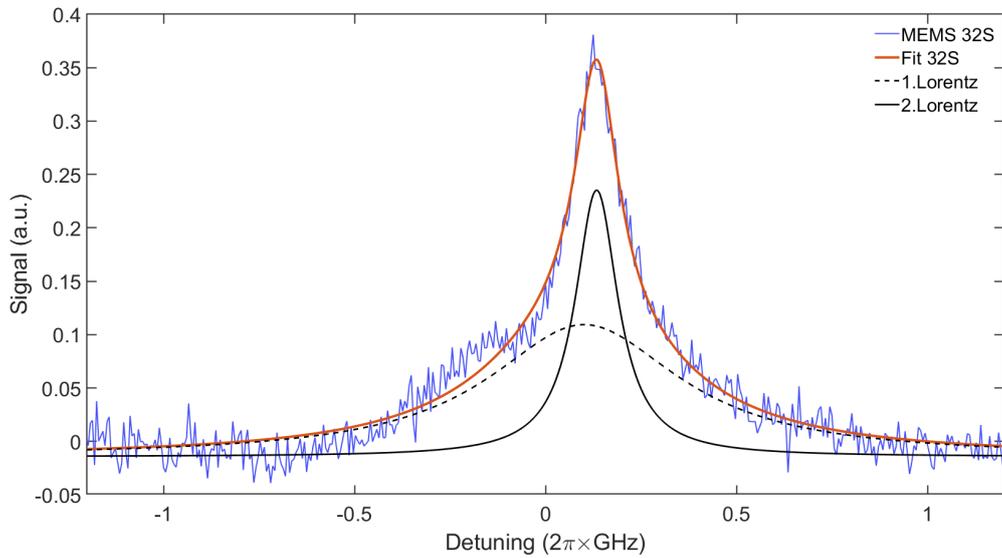


Abbildung 4.4: EIT-Signal (blau) der MEMS-Zelle bei  $T_R = 140^\circ\text{C}$ ,  $P_{\text{Pump}} = 36 \text{ mW}$  und  $P_{\text{Probe}} = 570 \text{ mW}$ . Hier ist zu sehen, dass sich die Fitkurve (rot) aus zwei überlagerten Lorentz-Funktionen, einmal einer breiteren Lorentz-Funktion (gestrichen schwarz) und einmal einer schmalen Lorentz-Funktion (durchgezogen schwarz), ergibt.

### Kopplungslaserleistungsvariation

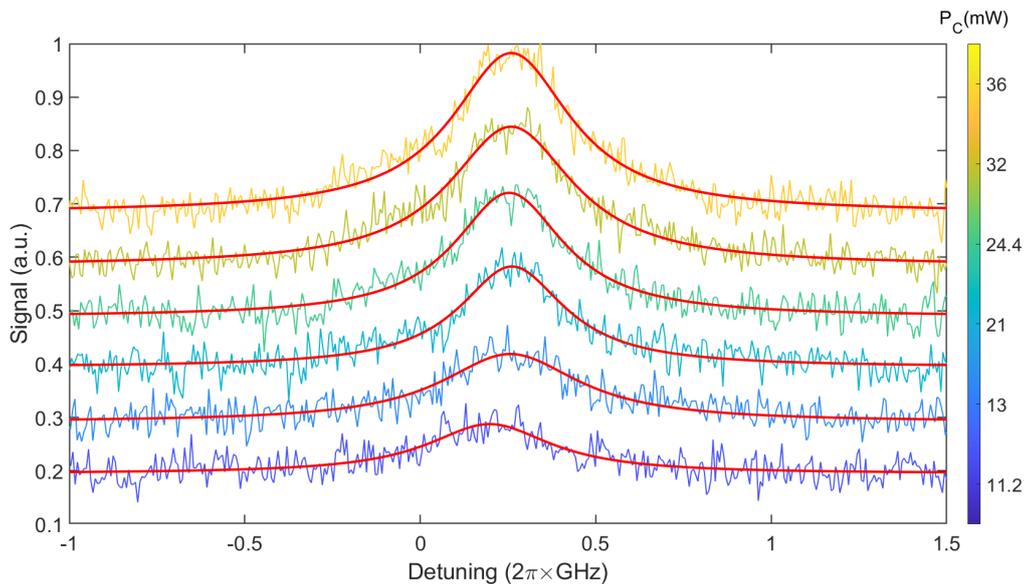


Abbildung 4.5: EIT-Signale für zunehmende Kopplungslaserleistungen mit dazugehöriger Fitkurve (rot). Die EIT-Signale sind vertikal verschoben worden, damit der Verlauf besser nachzuvollziehen ist.

Die erste Messreihe wird für die Variation der Kopplungslaserleistung bei einer Reservoirtemperatur von  $140\text{ }^{\circ}\text{C}$ , einer Probelaserleistung von  $540\text{ }\mu\text{W}$  und einer Modulationsfrequenz von  $20\text{ kHz}$  durchgeführt. An der Zelle wurde die maximale Kopplungslaserleistung zwischen  $11.2\text{ mW}$  und  $36\text{ mW}$  variiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Damit der Verlauf besser nachvollzogen werden kann, sind die aus der Fitkurve ermittelten Amplituden, sowie die Halbwertsbreiten in Abbildung 4.6 über die Kopplungslaserleistungen aufgetragen worden. Im ersten Diagramm von Abbildung 4.6 ist zusehen, dass die Amplitude mit zunehmender Kopplungslaserleistung linear ansteigt. Im Falle der Halbwertsbreite ist in Abbildung 4.6 festzustellen, dass sich die Halbwertsbreite mit zunehmender Kopplungslaserleistung nicht verändert, sondern einen konstant bleibenden Verlauf aufweist. Die in Kapitel 2.1 angesprochene Autler-Townes-Aufspaltung für hohe Kopplungslaserleistung ist hier nicht zu sehen. Dies liegt daran, dass die betrachteten Kopplungslaserleistungen zu klein dafür sind [28].

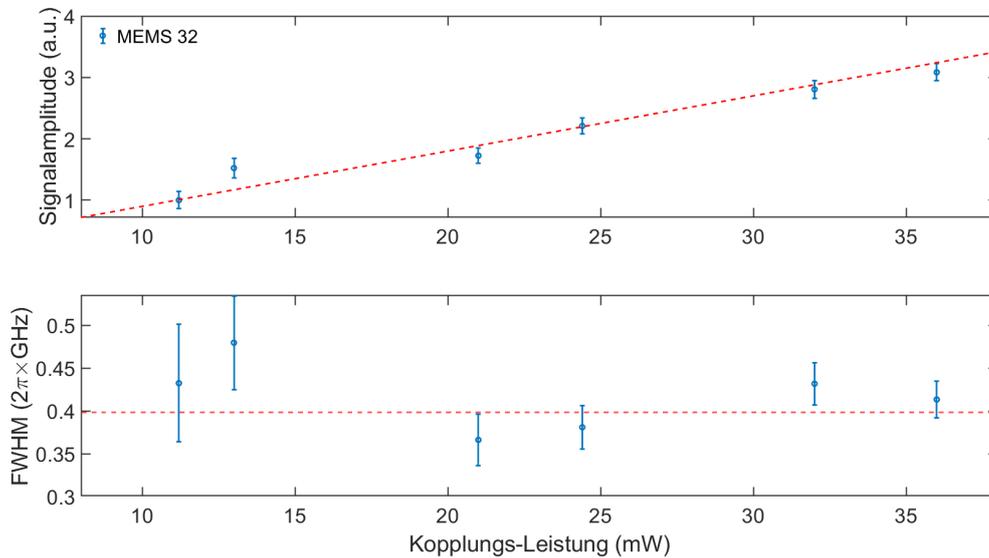


Abbildung 4.6: Amplitude und Halbwertsbreite über die Kopplungsleistung auf der Zelle aufgetragen. Die gestrichelten Linien dienen zur Veranschaulichung der Verläufe.

### Probelaserleistungsvariation

In der zweiten Messreihe wird die Variation der Probelaserleistung bei einer Kopplungslaserleistung von  $36\text{ mW}$  auf der Zelle, einer Reservoirtemperatur von  $140\text{ }^{\circ}\text{C}$  und einer AOM-Modulation von  $10\text{ kHz}$  in einem Leistungsbereich von  $0.25\text{ mW}$  bis  $8\text{ mW}$  durchgeführt. Die Probelaserleistung wird vor dem Ofen gemessen. Das Ergebnis der Messreihe ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Für die Messwerte  $3.5\text{ mW}$ - $8\text{ mW}$  musste ein  $0.5\text{ ND}$ -Filter vor der Diode platziert werden, damit diese nicht sättigt. In Abbildung 4.7 ist bereits zu erkennen, dass die Amplitude für zunehmende Probelaserleistung abnimmt. Die Halbwertsbreite hingegen nimmt für zunehmende Probelaserleistung zu. Zur Verdeutlichung dieser Verläufe werden die Amplituden und Halbwertsbreiten in Abbildung 4.8 über die jeweilige Probelaserleistung dargestellt. Die Verläufe von Amplitude und Halbwertsbreite sind auf die Leistungsverbreiterung durch den Probelaser zurückzuführen. Leistungsverbreiterung kommt dadurch, dass das anregende Licht eine so hohe Intensität hat, dass es zu induzierter Emission des angeregten Zustan-

des kommt. Dies bedeutet, der Zustand zerfällt schneller als die mittlere Zerfallsrate, was zu einer Verbreiterung des EIT-Signals führt [28]. Der kleine Anstieg der Amplitude zwischen 1.5 mW-2.5 mW konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht erklärt werden, könnte allerdings auf eine schwankende Laserleistung zurückzuführen sein.

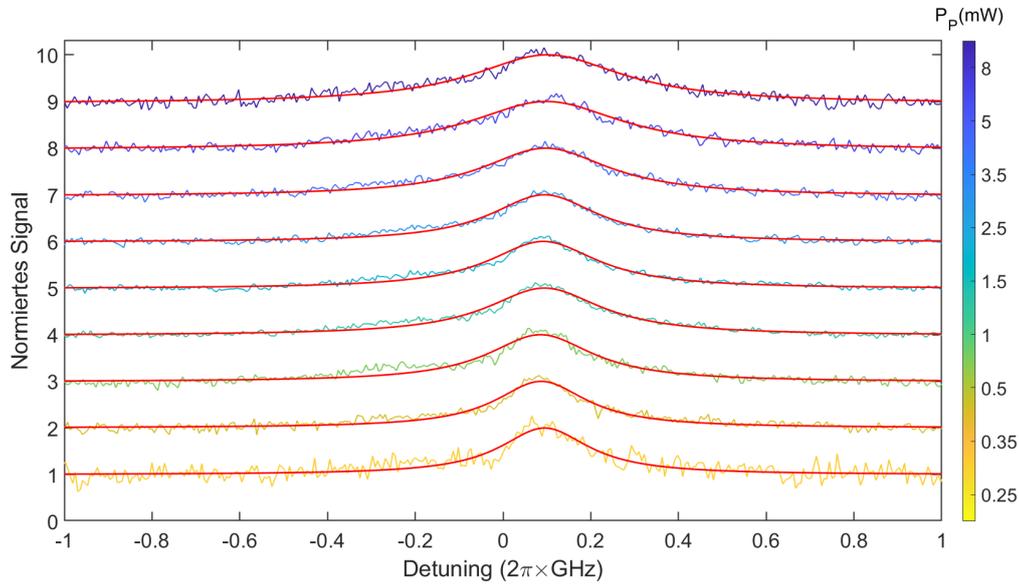


Abbildung 4.7: EIT-Signale für zunehmende Probelerleistung mit entsprechender Fitkurve (rot). Die EIT-Signale sind vertikal verschoben, damit der Verlauf besser dargestellt wird.

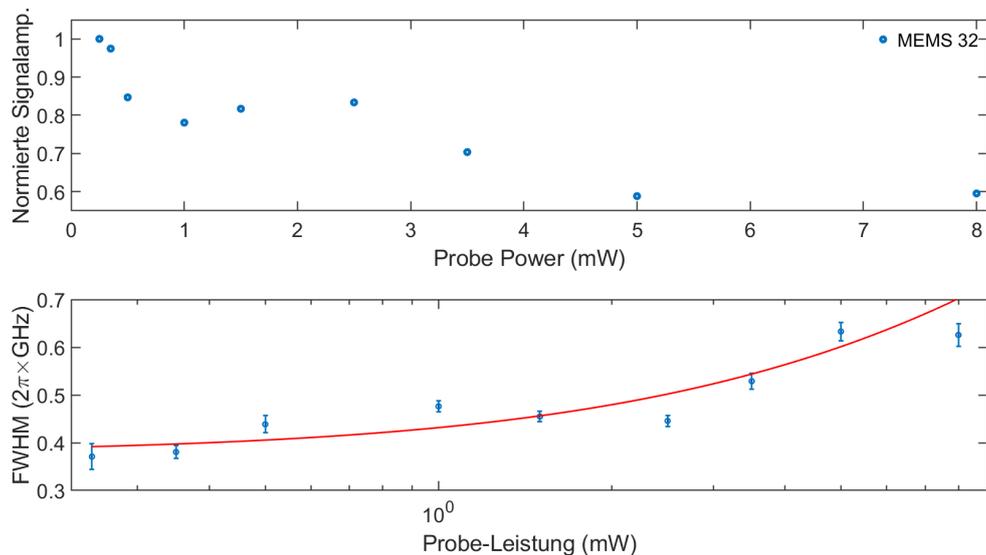


Abbildung 4.8: Amplitude und Halbwertsbreite über die Probelerleistung aufgetragen. Womit gegen die Halbwertsbreite logarithmisch über die Leistung abgebildet wurde, damit der wurzelförmige Anstieg (rot) besser zu sehen ist.

## Temperaturvariation

Als letzte Messreihe wird die Temperatur bei einer Kopplungslaserleistung von 36 mW variiert. Die Probelaserleistung ist so eingestellt worden, dass nach der Zelle und vor der Diode eine konstante Leistung von 570  $\mu$ W gemessen worden ist. Das heißt, bei zunehmender Temperatur musste eine zunehmende Probelaserleistung in die Zelle geleitet werden. Der Fokus der Messreihe liegt darauf, die Linienform bei verschiedenen Temperaturen zu untersuchen, weshalb für eine besser Darstellung der Einfluss der Leistungsverbreiterung akzeptiert wird. Die eingestellte AOM-Modulation beträgt 20 kHz. In Abbildung 4.9 ist zu sehen, dass sich

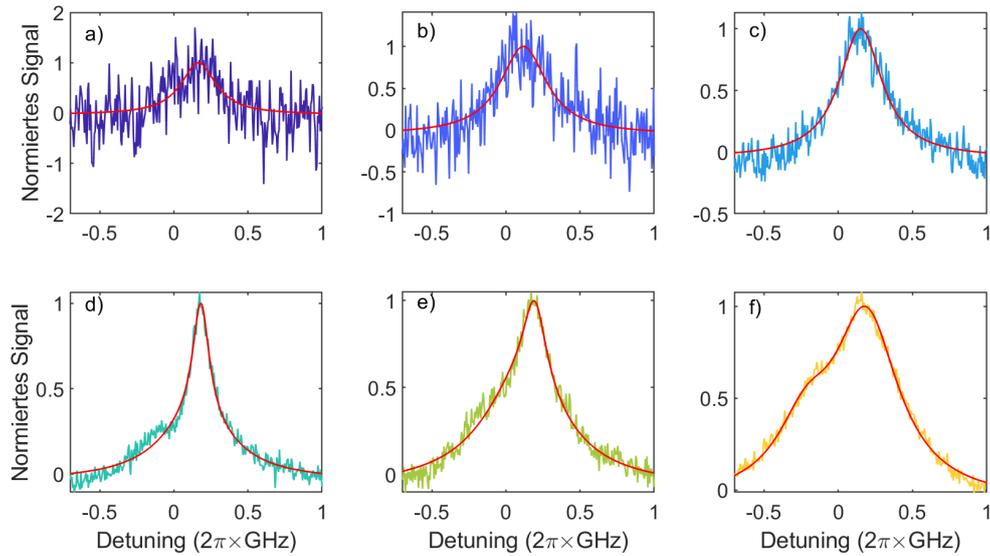


Abbildung 4.9: Der Reservoirtemperaturverlauf ist von a)-f) von 110 °C-160 °C. Die EIT-Signale sind mit der jeweiligen Fitkurve (rot) dargestellt. Ab  $T_R = 140$  °C ist eine zusätzliche Verbreiterung zu beobachten. Ab dieser Temperatur wird eine Doppellorentz-Fitfunktion verwendet.

ab einer Reservoirtemperatur von 140 °C eine zusätzliche Verbreiterung an der niederfrequenten Flanke des EIT-Signals bildet. Die Ursache dafür konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht aufgeklärt werden. Zur genaueren Betrachtung des Verlaufes der Signale über die Variation der Temperatur werden die Amplituden und Halbwertsbreiten über die jeweilige Reservoirtemperaturen in Abbildung 4.10 abgebildet. Der in Abbildung 4.10 zu nehmende Verlauf der Amplitude mit steigender Temperatur ist auf die zunehmende optische Dichte nach Gleichung (4.2) in der Zelle zurückzuführen. Deshalb verläuft die Zunahme der Amplituden ähnlich dem in Abbildung 4.2a dargestellten Verlauf der optischen Dichte. Die Abnahme der Halbwertsbreite in Abbildung 4.10 ist auf die Verwendung der schmaleren Lorentz-Funktion aus der Doppellorentz-Funktion zurückzuführen.

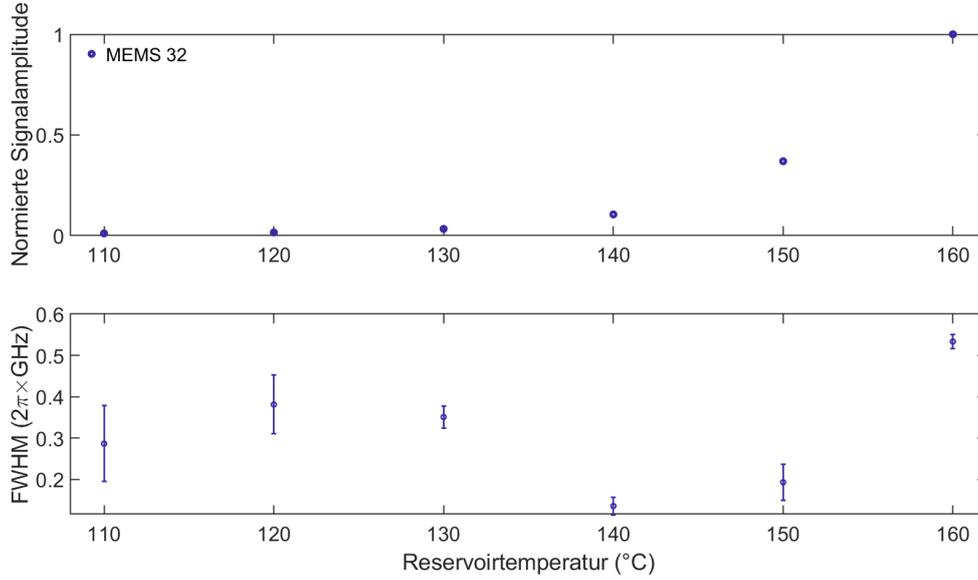


Abbildung 4.10: Die normierten Amplituden und Halbwertsbreiten werden über die jeweilige Reservoirtemperatur abgebildet. Ab 140 °C wird der schmalere Lorentz aus der Doppellorentz-Funktion verwendet, weshalb es zu einer Abnahme der Halbwertsbreite kommt.

Der exponentielle Anstieg für die Halbwertsbreite ist auf die temperaturabhängige Selbstverbreiterung aus Kapitel 2.3 zurückzuführen [24]. Die Gleichung für die Selbstverbreiterung ist Gleichung (2.18). Der theoretische Wert für  $\gamma_{sb}$  ist für den 32S-Rydbergzustand 2.43 MHz/mTorr [22]. Der Gasdruck für das Rubidium errechnet sich nach Gleichung [13]:

$$p = 10^{(2.881+4.312-4040/(T+273.15))} \quad (4.6)$$

Aufgrund der Temperaturabhängigkeit des Drucks lässt sich der exponentielle Anstieg der Halbwertsbreite erklären. Außerdem lässt sich somit rückwirkend von den Rydbergsignalen und deren Verbreiterung auf die Verbreiterung der D1-Übergänge schließen, da die EIT-Signale der Rydbergzustände die gleichen Verbreiterungen wie der Lorentzanteil der D1-Übergänge enthalten. Es ist jedoch zu beachten, dass Verbreiterungsmechanismen, die nur bei Rydbergatomen auftreten, wie die Selbstverbreiterung, auszuschließen sind. Unter dieser Voraussetzung lassen sich die Dopplertemperaturwerte aus Abbildung 4.2c korrigieren. Dazu wird die Selbstverbreiterung von der Differenz zwischen der Halbwertsbreite des schmalen Lorentz und der Halbwertsbreite des Referenzsignals abgezogen. Die Differenz der beiden Halbwertsbreiten ist 86.2 MHz groß. Im Falle für  $T_R = 140$  °C heißt das, dass eine Differenz von:

$$86.2 \text{ MHz} - 6.31 \text{ MHz} = 79.89 \text{ MHz} \quad (4.7)$$

übrigbleibt. Wird nun dieser Wert als Halbwertsbreite für den Lorentzanteil im Voigt-Profil für die D1-Spektren angegeben, dann ergeben sich die korrigierten Zelltemperaturen in Abbildung 4.2c. Es ist festzustellen, dass die korrigierten Zelltemperaturen nun an der Kurve für die angelegte Reservoirtemperatur liegen. Das ist nachvollziehbar, da die Temperatur in der Zelle größtenteils durch die Temperatur des Reservoirs bestimmt wird. Im Gegensatz zum Heizkörper des Reservoirs, liegt der Heizkörper des Ofens mehrere Zentimeter von der Zelle entfernt. Besser wäre gewesen die Lamp-Dips der Übergänge im D1-Spektrum anhand einer

dopplerfreien Spektroskopie zu bestimmen und so auf die Breite des Lorentzanteils des Voigt-Profiles zu kommen. Abschließend wird, um festzustellen, ob die zusätzliche Verbreiterung an der niederfrequenten Flanke des EIT-Signals mit dem 32S-Rydbergzustand zusammenhängt, bei gleicher Reservoirtemperatur  $T_R = 150^\circ\text{C}$ , Kopplungslaserleistung  $P_C = 18\text{ mW}$  nach der Modulation und Probelerleistung  $570\text{ }\mu\text{W}$  vor der Photodiode, der 40S-Rydbergzustand angeregt und aufgenommen. Der Vergleich der Signalverläufe ist in Abbildung 4.11 abgebildet.

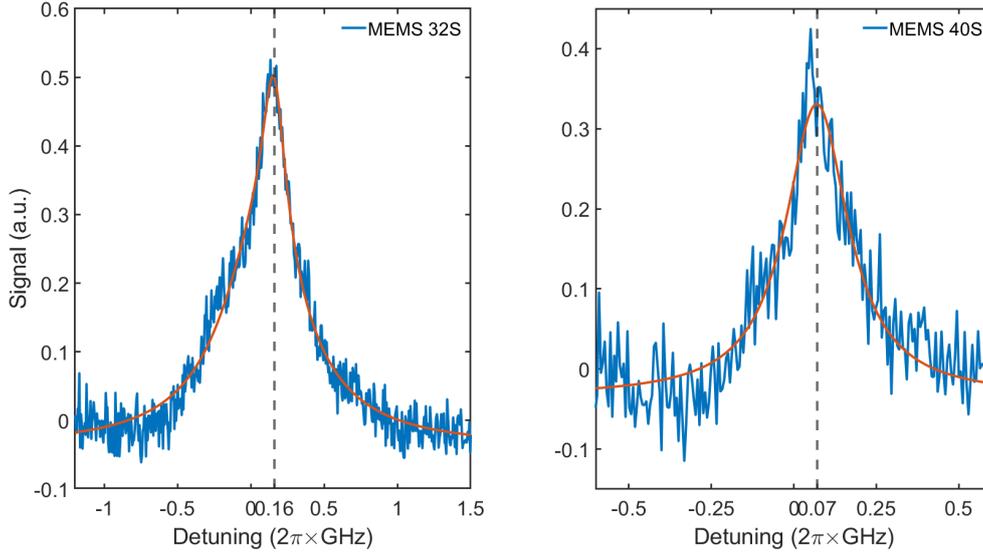


Abbildung 4.11: Vergleich des Signalverlaufs des 32S-Rydbergzustandes (links) mit dem des 40S-Rydbergzustandes (rechts) bei gleicher Reservoirtemperatur  $T_R = 150^\circ\text{C}$ , Kopplungslaserleistung  $P_C = 18\text{ mW}$  nach der Modulation und der Probelerleistung  $P_P = 570\text{ }\mu\text{W}$  vor der Photodiode. Die gestrichelte Linie verdeutlicht die Verschiebung der Position des MEMS-Signals zu der Position des Referenzsignals.

Es ist nun in Abbildung 4.11 festzustellen, dass diese Verbreiterung an der niederfrequenten Flanke des Signals auch für den 40S-Rydbergzustand auftaucht. Daraus folgt, dass diese Verbreiterung nicht allein mit dem 32S-Rydbergzustand zusammenhängt. Des Weiteren lässt sich feststellen, dass die Signale unterschiedlich zu ihrem jeweiligen Referenzsignals verschoben sind. Eine mögliche Ursache für die Verschiebung könnte durch die Kollision der angeregten Rydbergatome mit den nicht angeregten Rubidiumatomen sein[22]. Der theoretische Wert für die Verschiebung für den 32S-Rydbergzustand ist  $\gamma_{\text{sh}} = 2.08\text{ MHz/mTorr}$  und für den Zustand 40S  $\gamma_{\text{sh}} = 2.17\text{ MHz/mTorr}$  [22]. Die Verschiebung lässt sich dann ebenfalls nach Gleichung (2.18) berechnen. Es ergeben sich dann folgende Verschiebungen:

$$\Delta x_{32\text{S}} = 9.2\text{ MHz} \quad (4.8\text{a})$$

$$\Delta x_{40\text{S}} = 9.6\text{ MHz}. \quad (4.8\text{b})$$

Nur anhand der Ergebnisse aus Gleichung (4.8) lassen sich die Verschiebungen der zwei Signale in Abbildung 4.11 nicht erklären. Deshalb kommt der Verdacht auf, dass sich Verunreinigungen, beziehungsweise Hintergrundgase, in der Zelle befinden könnten.

## 5 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird der Aufbau einer MEMS-Zelle, die mit heißem Rubidiumdampf gefüllt ist, sowie der zur Untersuchung notwendige Aufbau eines Zwei-Photonen-Spektroskopie-Setups beschrieben.

Zuerst wurde die dopplerverbreiterte D1-Linie des Rubidiums gemessen. Die Linie repräsentiert den Elektronenübergang von  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ . Die sich ergebenden Spektren wurden in dem Temperaturbereich von  $60^\circ\text{C}$  -  $160^\circ\text{C}$  für das Reservoir aufgenommen. Dabei wurde die MEMS-Zelle auf eine  $20^\circ\text{C}$  höhere Temperatur als das Reservoir eingestellt. Anhand dieser Spektren ist der Verlauf der optischen Dichte ermittelt worden. Des Weiteren wurde die Teilchendichte im Rubidiumgas in der MEMS-Zelle ermittelt und der theoretische Verlauf bestätigt. Durch den Zusammenhang zwischen der Dopplerverbreiterung der Linie und der Gastemperatur konnte die exakte Zelltemperatur bestimmt werden. Aus der Teilchendichte konnte die Reservoirtemperatur hergeleitet werden. Dadurch war es möglich den Zusammenhang zwischen der vom Messfühler gemessenen Temperatur und der tatsächlichen Reservoirtemperatur festzustellen.

Auf der Grundlage dieser Vorbereitungsmessungen wurden nun Zwei-Photonen-Übergänge in den 32S-Rydberg-Anregungszustand in der selben MEMS-Zelle durchgeführt. Als Ergebnis der Messreihen konnte gezeigt werden, dass es möglich ist, zeitlich stabile 32S-Anregungszustände der Rubidiumatome in der MEMS-Zelle einzustellen. Dies Signal wurde bereits nach etwa 10 s Integrationszeit deutlich sichtbar. Im Hinblick auf die in der Einleitung erwähnten Messsystemanwendungen von Rubidium-MEMS-Zellen sind dies vielversprechende Ergebnisse.

Für den Kopplungslaser ist ein linearer Zusammenhang zwischen der Zwei-Photonen-Signalamplitude und der Laserleistung festzustellen, wobei im gemessenen Leistungsbereich keine Autler-Townes-Aufspaltung beobachtet wurde.

Die Leistungserhöhung beim Probelaser führt zu einer Verminderung der Signalamplitude bei gleichzeitiger Verbreiterung der Lorentzkurve des Übergangs. Für die abschließende Messreihe wurden nun die Temperaturen des Reservoirs und der MEMS-Zelle variiert. Die sich ergebende Signalamplitude erhöht sich exponentiell mit der Erhöhung der Reservoirtemperatur, dies entspricht dem bereits beschriebenen Verlauf der optischen Dichte. Für die Lorentzkurve des Signals ergab sich ebenfalls eine Verbreiterung mit zunehmender Reservoirtemperatur, wobei sich ab einer Reservoirtemperatur von  $140^\circ\text{C}$  ein nicht identifizierter Signaleinfluss einstellt, der durch eine zweite Komponente der Lorentzkurve berücksichtigt werden muss. Dadurch sind die Ergebnisse für die Linienbreite in den Messbereichen  $T_R < 140^\circ\text{C}$  und  $T_R \geq 140^\circ\text{C}$  nicht direkt miteinander vergleichbar. Um zu überprüfen, ob der nicht identifizierte Signaleinfluss nur mit dem 32S-Rydbergzustand zusammenhängt, ist das Rubidium auf den 40S-Rydbergzustand angeregt worden. Diese Anregung zeigt ebenfalls ein zeitlich stabiles Signal. Der nicht identifizierte Signaleinfluss stellt sich auch für den 40S-Rydbergzustand ein, weshalb ein alleiniger Zusammenhang zum 32S-Zustand ausgeschlossen werden kann.

## 6 Referenzen

- [1] H. Kübler, J. P. Shaffer, T. Baluktsian, R. Löw und T. Pfau, “Coherent excitation of Rydberg atoms in micrometre-sized atomic vapour cells,” *Nature Photonics*, Jg. 4, Nr. 2, S. 112–116, Jan. 2010. DOI: 10.1038/nphoton.2009.260.
- [2] T. C. Liebisch, A. Reinhard, P. R. Berman und G. Raithel, “Atom Counting Statistics in Ensembles of Interacting Rydberg Atoms,” *Physical Review Letters*, Jg. 95, Nr. 25, S. 253002, Dez. 2005. DOI: 10.1103/physrevlett.95.253002.
- [3] T. F. Gallagher, “Rydberg atoms,” *Reports on Progress in Physics*, Jg. 51, Nr. 2, S. 143–188, Feb. 1988. DOI: 10.1088/0034-4885/51/2/001. Adresse: <https://doi.org/10.1088/0034-4885/51/2/001>.
- [4] J. A. Sedlacek, A. Schwettmann, H. Kübler, R. Löw, T. Pfau und J. P. Shaffer, “Microwave electrometry with Rydberg atoms in a vapour cell using bright atomic resonances,” *Nature Physics*, Jg. 8, Nr. 11, S. 819–824, Sep. 2012. DOI: 10.1038/nphys2423.
- [5] L. A. Downes, A. R. MacKellar, D. J. Whiting, C. Bourgenot, C. S. Adams und K. J. Weatherill, “Full-Field Terahertz Imaging at Kilohertz Frame Rates Using Atomic Vapor,” *Physical Review X*, Jg. 10, Nr. 1, S. 011027, Feb. 2020. DOI: 10.1103/physrevx.10.011027.
- [6] D. Anderson, S. Miller, G. Raithel, J. Gordon, M. Butler und C. Holloway, “Optical Measurements of Strong Microwave Fields with Rydberg Atoms in a Vapor Cell,” *Physical Review Applied*, Jg. 5, Nr. 3, S. 034003, März 2016. DOI: 10.1103/physrevapplied.5.034003.
- [7] B. Huber, T. Baluktsian, M. Schlagmüller, A. Kölle, H. Kübler, R. Löw und T. Pfau, “GHz Rabi Flopping to Rydberg States in Hot Atomic Vapor Cells,” *Physical Review Letters*, Jg. 107, Nr. 24, S. 243001, Dez. 2011. DOI: 10.1103/physrevlett.107.243001.
- [8] F. Ripka, H. Kübler, R. Löw und T. Pfau, “A room-temperature single-photon source based on strongly interacting Rydberg atoms,” *Science*, Jg. 362, Nr. 6413, S. 446–449, Okt. 2018. DOI: 10.1126/science.aau1949.
- [9] H. Fan, S. Kumar, J. Sedlacek, H. Kübler, S. Karimkashi und J. P. Shaffer, “Atom based RF electric field sensing,” *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, Jg. 48, Nr. 20, S. 202001, Sep. 2015. DOI: 10.1088/0953-4075/48/20/202001. Adresse: <https://doi.org/10.1088/0953-4075/48/20/202001>.
- [10] S. Kumar, H. Fan, H. Kübler, A. J. Jahangiri und J. P. Shaffer, “Rydberg-atom based radio-frequency electrometry using frequency modulation spectroscopy in room temperature vapor cells,” *Optics Express*, Jg. 25, Nr. 8, S. 8625, Apr. 2017. DOI: 10.1364/oe.25.008625.
- [11] M. T. Simons, J. A. Gordon und C. L. Holloway, “Fiber-coupled vapor cell for a portable Rydberg atom-based radio frequency electric field sensor,” *Applied Optics*, Jg. 57, Nr. 22, S. 6456, Juli 2018. DOI: 10.1364/ao.57.006456.
- [12] A. Urvoy, *Large bandwidth excitation of Rydberg atoms in thermal vapor : fast dynamics and strong interaction effects*, en, 2016. DOI: 10.18419/OPUS-8852.
- [13] D. A. Steck, *Rubidium 87 D line data*, 2001.

- [14] G. S. Agarwal, “Rotating-Wave Approximation and Spontaneous Emission,” *Physical Review A*, Jg. 4, Nr. 5, S. 1778–1781, Nov. 1971. DOI: 10.1103/physreva.4.1778.
- [15] H. Kübler, *Kohärente Rydberg-Spektroskopie in einer Rubidium Mikrozelle*, de, 2012. DOI: 10.18419/OPUS-5096.
- [16] F. Schwabl, *Quantenmechanik (QM I)*. Springer Berlin Heidelberg, 2002. DOI: 10.1007/978-3-662-09629-1.
- [17] H.-P. Breuer und F. Petruccione, *The Theory of Open Quantum Systems*. Oxford University Press, Jan. 2007. DOI: 10.1093/acprof:oso/9780199213900.001.0001.
- [18] J. D. Pritchard, “Atom-Light Interactions,” in *Cooperative Optical Non-Linearity in a Blockaded Rydberg Ensemble*, Springer Berlin Heidelberg, 2012, S. 37–47. DOI: 10.1007/978-3-642-29712-0\_4.
- [19] C. Schneider, “F-Praktikum Laserspektroskopie am Rubidium,” 2006.
- [20] S. Johannes, “A trace gas sensor based on Rydberg excitations: a proof of concept study,” 2019.
- [21] T. F. Gallagher, *Rydberg Atoms*. Cambridge University Press, Sep. 1994. DOI: 10.1017/cbo9780511524530.
- [22] D. C. Thompson, E. Weinberger, G.-X. Xu und B. P. Stoicheff, “Frequency shifts and line broadenings in collisions between Rydberg and ground-state alkali-metal atoms,” *Physical Review A*, Jg. 35, Nr. 2, S. 690–700, Jan. 1987. DOI: 10.1103/physreva.35.690.
- [23] A. Grabowski, *Aufbau einer Messapparatur zur Laserkühlung und hochauflösende Rydberg-Spektroskopie an 87 Rb-Atomen*, de, 2006. DOI: 10.18419/OPUS-4769.
- [24] R. Daschner, *Addressable Rubidium vapor cells for optical and electrical read-out of Rydberg excitations*. München: Verlag Dr. Hut, 2016, ISBN: 9783843924962.
- [25] C. J. Foot, *Atomic Physics*. PAPERBACKSHOP UK IMPORT, Jan. 2005, 346 S., ISBN: 0198506961. Adresse: [https://www.ebook.de/de/product/3611193/christopher\\_j\\_foot\\_atomic\\_physics.html](https://www.ebook.de/de/product/3611193/christopher_j_foot_atomic_physics.html).
- [26] J. Singh, P. A. Dolph und W. A. Tobias, “Alkali metal vapor pressures & number densities for hybrid spin exchange optical pumping,” *University of Virginia*, 2008.
- [27] D. A. Steck, *Quantum and atom optics*, 2007.
- [28] L. Yang, L.-S. Zhang, X.-l. Li, X. Feng, G. Fu und L. Han, “Power broadening of electromagnetically induced transparency resonance,” in *Quantum Optics and Applications in Computing and Communications II*, G.-C. Guo, H.-K. Lo, M. Sasaki und S. Liu, Hrsg., SPIE, Jan. 2005. DOI: 10.1117/12.574749.

## Abbildungsverzeichnis

2.1	Einfache Darstellung eines Drei-Niveau-Leitersystems. Probelaser in rot und Kopplungslaser in blau . . . . .	2
2.2	Drei-Niveau-System Suszeptibilität entnommen aus [18]. In <b>a</b> – <b>f</b> wird der Vergleich zwischen dem EIT Zustand (durchgezogene Linie) und einem Zwei-Niveau-System (gestrichene Linie) gezeigt. Zu sehen ist das schmale Transparenzfenster im Falle der Resonanz, sowie das zugehörige Dispersionsmerkmal in $\chi_R$ . Die Kurven wurden für $\Omega_P = \Gamma_{21}/10$ berechnet und skaliert nach der reinen Proben-Resonanzsuszeptibilität $\tilde{\chi} = 2\eta d_{23}^2/\epsilon\hbar\Gamma_{21}$ . Dephasing $\gamma_{rg}$ zwischen dem Rydberg-Zustand und dem Grundzustand ist hier wie auch in dieser Arbeit auf Null gesetzt ist. . . . .	5
2.3	Veranschaulichung des Zustandekommens einer Voigt-Verteilung bei einem atomaren Medium. Die atomare Resonanz bei $\omega_0$ ist Dopplerverbreitert, was in einer gaußförmigen Verteilung (durchgezogene Linie) mit der Breite $\delta_{\omega_D}$ resultiert. Für jede Geschwindigkeitsklasse gibt es eine zusätzliche Verbreiterung durch die natürliche Linienbreite, hier dargestellt exemplarisch an drei Stellen durch eine gestricheltes Lorentz-Profil. Insgesamt ergibt sich aus der Überlagerung, dass heißt, mathematischen Faltung all jener Lorentz-Profile ein sogenanntes Voigt-Profil (hier gestrich-punktet dargestellt) welches breiter ist als die beiden individuellen Verteilungen. Übernommen aus [19]. . . . .	6
3.1	Foto der verwendeten MEMS-Zelle. In dem angebrachten Glasrohr befindet sich festes Rubidium, dessen Dampfdruck innerhalb der Zelle durch Erhitzen gesteuert werden kann. . . . .	8
3.2	Bemaßung der MEMS-Zelle in mm. In der Zeichnung sind Hohlräume in denen sich das Rubidiumgas bewegt mit gestrichenen Linien dargestellt. In der Seitenansicht sind die verschiedenen Schichten erkennbar. Auf die linke 0.5 mm Glasschicht wird das 0.2 mm Aluminium aufgedampft und anschließend die zweite 0.2 mm Glasschicht durch anodisches Bonden aufgebracht. . . . .	9
3.3	Vereinfachte Skizze des Versuchsaufbaus, die den Strahlenverlauf für den Probelaser und den Kopplungslaser zeigt und das dazu gehörige Drei-Niveau-Leitersystem zur Veranschaulichung, bei welchem Übergang welcher Laser angelegt wird. Der Probelaser 795 nm für den Übergang von $ 1\rangle \rightarrow  2\rangle$ und der Kopplungslaser 476 nm für den Übergang $ 2\rangle \rightarrow  3\rangle$ . . . . .	10
3.4	Foto des Zellofens links und rechts der Reservoirheizung (weißes Rohr). Die Kabel, die links in den Ofen führen, versorgen fünf Heizkartuschen. Diese sind in dem innenliegenden Kupferblock eingefasst und heizen den ganzen Ofen. . . . .	11
3.5	Darstellung des aufgenommenen Strahlenprofil für den Probelaser (links) und den Kopplungslaser (rechts). Die dazu gefittete zweidimensionale Gauß-Funktion ist als schwarzes Gitter zu sehen. . . . .	12
4.1	Die normierten D1-Spektren für Rubidium bei unterschiedlichen Reservoirtemperaturen mit dem dazu gehörigen Voigt-Fit (gestrichene Linie). Als Nullpunkt dient der Übergang $5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{1/2}, F = 2$ für Rb <sup>87</sup> . . . . .	14

4.2	Darstellung der Ergebnisse aus dem Voigt-Fit über die angelegte Reservoirtemperatur. Die hier dargestellte „Temperatur“ auf der x-Achse ist die Reservoirtemperatur, die mit einem Sensor am Reservoir gemessen wurde. In a) ist die ermittelte optische Dichte abgebildet. Der Maximalwert liegt bei 2.6. In b) wird die ermittelte Teilchendichte in blau und der theoretische Verlauf der Teilchendichte in rot gezeigt. In c) ist die aus den in Abbildung 4.1 gezeigten Kurven berechnete Zelltemperatur in rot, die angelegte Reservoirtemperatur als gelb gestrichene Ursprungsgerade und die gemäß Beschreibung im Fließtext korrigierte Zelltemperatur in blau dargestellt. In d) ist die angelegte Reservoirtemperatur als rote Ursprungsgerade und die aus den Kurven in Abbildung 4.1 berechnete Reservoirtemperatur in blau aufgezeichnet. . . . .	15
4.3	Darstellung des EIT-Signals der MEMS-Zelle (blau) für $T_R=140^\circ\text{C}$ , $P_C = 36\text{ mW}$ und $P_{\text{Probe}} = 570\text{ mW}$ . Zum Vergleich ist das Signal der Referenzzelle (schwarz) für Temperatur $T = 40^\circ\text{C}$ , $P_C = 56^\circ\text{C}$ und $P_P = 750\text{ }\mu\text{W}$ dargestellt. Es ist zu erkennen, dass das MEMS-Signal um 134 MHz zum Referenzsignal verschoben ist. . . . .	16
4.4	EIT-Signal (blau) der MEMS-Zelle bei $T_R = 140^\circ\text{C}$ , $P_{\text{Pump}} = 36\text{ mW}$ und $P_{\text{Probe}} = 570\text{ mW}$ . Hier ist zu sehen, dass sich die Fitkurve (rot) aus zwei überlagerten Lorentz-Funktionen, einmal einer breiteren Lorentz-Funktion (gestrichen schwarz) und einmal einer schmaleren Lorentz-Funktion (durchgezogen schwarz), ergibt. . . . .	17
4.5	EIT-Signale für zunehmende Kopplungslaserleistungen mit dazugehöriger Fitkurve (rot). Die EIT-Signale sind vertikal verschoben worden, damit der Verlauf besser nachzuvollziehen ist. . . . .	17
4.6	Amplitude und Halbwertsbreite über die Kopplungsleistung auf der Zelle aufgetragen. Die gestrichenen Linien dienen zur Veranschaulichung der Verläufe. . . . .	18
4.7	EIT-Signale für zunehmende Probelaserleistung mit entsprechender Fitkurve (rot). Die EIT-Signale sind vertikal verschoben, damit der Verlauf besser dargestellt wird. . . . .	19
4.8	Amplitude und Halbwertsbreite über die Probelaserleistung aufgetragen. Wohin gegen die Halbwertsbreite logarithmisch über die Leistung abgebildet wurde, damit der wurzelförmige Anstieg (rot) besser zu sehen ist. . . . .	19
4.9	Der Reservoirtemperaturverlauf ist von a)-f) von $110^\circ\text{C}$ - $160^\circ\text{C}$ . Die EIT-Signale sind mit der jeweiligen Fitkurve (rot) dargestellt. Ab $T_R = 140^\circ\text{C}$ ist eine zusätzliche Verbreiterung zu beobachten. Ab dieser Temperatur wird eine Doppellorentz-Fitfunktion verwendet. . . . .	20
4.10	Die normierten Amplituden und Halbwertsbreiten werden über die jeweilige Reservoirtemperatur abgebildet. Ab $140^\circ\text{C}$ wird der schmalere Lorentz aus der Doppellorentz-Funktion verwendet, weshalb es zu einer Abnahme der Halbwertsbreite kommt. . . . .	21
4.11	Vergleich des Signalverlaufs des 32S-Rydbergzustandes (links) mit dem des 40S-Rydbergzustandes (rechts) bei gleicher Reservoirtemperatur $T_R = 150^\circ\text{C}$ , Kopplungslaserleistung $P_C = 18\text{ mW}$ nach der Modulation und der Probelaserleistung $P_P = 570\text{ }\mu\text{W}$ vor der Photodiode. Die gestrichene Linie verdeutlicht die Verschiebung der Position des MEMS-Signals zu der Position des Referenzsignal. . . . .	22

## 7 Danksagung

Hiermit möchte ich mich noch ausdrücklich bei Prof. Dr. Tilman Pfau für die Möglichkeit bedanken, dass ich am 5. Physikalischen Institut meine Bachelorarbeit schreiben durfte und somit mein Bachelorstudium abschließen konnte. Zudem möchte ich mich für die reibungslose und ausnahmslose Verlängerung meiner Bearbeitungszeit bedanken.

Dr. Robert Löw möchte ich für die Bereitstellung des Themas danken. Außerdem möchte ich mich für seine Hilfsbereitschaft und Erreichbarkeit zu jeder Tages- und Nachtzeit, sogar an Sonn- und Feiertagen, bedanken. Dr. Harald Kübler möchte ich für die Vorstellung und Erläuterung des Themas danken, sowie seine Bereitschaft sich die Daten anzuschauen und Unklarheiten aufzuklären.

Des Weiteren gilt mein Dank vor allem Max Mäusezahl, seiner grenzenlosen Hilfsbereitschaft und Korrekturen, trotz der Osterfeiertage und war stets erreichbar für Fragen.

Artur Skljarow danke ich für all die Unterstützung und die Betreuung, sowie das Korrekturlesen meiner Bachelorarbeit.

Dank auch an Yannick Schellander und Fabian Munkes für ihre Hilfe beim Aufbau und dem Versuch eine Leistungsstabilisierung einzurichten, sowie die Bereitstellung von selbst hergestelltem technischem Equipment. Zudem möchte ich Fabian Munkes für seine Hilfe beim Korrekturlesen danken.

Abschließend möchte ich meinen Eltern und meinem Kommilitonen Marcel Krämer danken, ohne die ich es nicht bis zu dieser Bachelorarbeit geschafft hätte.