

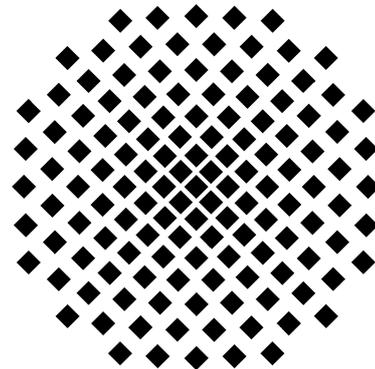
# Thermische Rydbergspektroskopie nahe Oberflächen

---

## Bachelor-Thesis

verfasst von

**Ralf Albrecht**



Betreuung durch Dr. Harald Kübler und Dr. Robert Löw

eingereicht an:

Prof. Dr. Tilman Pfau  
5. Physikalisches Institut  
Universität Stuttgart

28.09.2015



## **Abstract**

Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung der Casimir-Polder Kraft auf ein atomares Gas in der Nähe von verschiedenen Oberflächen. Als Element hierfür wurde Rubidium verwendet. Das Experiment findet in einer Stahlkammer statt. Zur Untersuchung wurde eine Rydberg-EIT-Spektroskopie verwendet. Des Weiteren wurde eine optische Messmethode über Michelson-Interferometer angewandt um relative Abstände in der Kammer zu vermessen. Die Abstandsmessung wurde mit einem Piezo-Stellmotor automatisiert.

The main focus of this thesis is to investigate the Casimir-Polder force of thermal atomic vapours near surfaces. The experiment is set up in a steel chamber. The aim is to observe energy-level shifts on two-photon transitions. Furthermore, an optical coherence radar was built to measure relative distances inside the chamber.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Motivation dieser Arbeit</b>	<b>7</b>
<b>2 Rydberg-Atome</b>	<b>9</b>
2.1 Energieniveaus und Bahnradien in wasserstoffähnlichen Systemen . . . . .	9
<b>3 Atom-Licht-Wechselwirkung</b>	<b>11</b>
3.1 Das Zwei-Niveau-System . . . . .	11
3.1.1 Drehwellennäherung (RWA) . . . . .	12
3.1.2 Optische Bloch-Gleichungen . . . . .	12
3.2 Das Drei-Niveau-System . . . . .	14
3.3 Elektromagnetisch-Induzierte-Transparenz (EIT) . . . . .	15
<b>4 Dispersionskräfte</b>	<b>17</b>
4.1 Casimir-Polder-Kraft . . . . .	17
4.1.1 Atom vor einer perfekt leitenden Wand . . . . .	17
4.1.2 Atom vor einer dielektrischen Wand . . . . .	18
<b>5 Michelson-Interferometer</b>	<b>19</b>
<b>6 Experimenteller Aufbau</b>	<b>21</b>
6.1 Vorbereitung der Stahlkammer . . . . .	21
6.1.1 Fensterheizung der Stahlkammer . . . . .	22
6.1.2 Vorbereitung der Optiken . . . . .	22
6.2 Einphotonenspektroskopie . . . . .	23
6.3 Rydbergspektroskopie . . . . .	24
6.4 Michelson-Interferometer zur Messung der Abstände in der Kammer . . . . .	26
<b>7 Abstandsmessung</b>	<b>29</b>
7.1 Ansteuerung des Piezo-Stellmotors . . . . .	29
7.2 Auswertung der Kalibrierkurve des Piezo-Stellmotors . . . . .	29
7.3 Auswertung der Abstandsmessung . . . . .	30
7.3.1 Genauigkeit der Abstandsmessung . . . . .	30
<b>8 Einphotonenspektroskopie</b>	<b>33</b>
<b>9 Rydbergspektroskopie und Casimir-Polder-Wechselwirkung</b>	<b>37</b>
<b>10 Zweiphotonenspektroskopie in Glaszellen zur Untersuchung der Reaktivität mit verschiedenen Metallen</b>	<b>39</b>
<b>11 Zusammenfassung</b>	<b>43</b>
<b>12 Ausblick</b>	<b>45</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>52</b>



# 1 Motivation dieser Arbeit

In dieser Arbeit wird die Oberflächenwechselwirkung mit Rydberg-Atomen untersucht. Der Begriff Rydberg bezieht sich auf Atome, bei denen ein oder auch mehrere Valenzelektronen in eine hohe Hauptquantenzahl angeregt werden. Elektronen im Rydberg-Zustand haben einen großen Kernabstand, wodurch sie eine größere Polarisierbarkeit haben. Bringt man diese Atome in die Nähe einer Oberfläche, so kann man eine Wechselwirkung feststellen. Je nach Polarisierbarkeit der Oberflächenmaterialien können so verschiedene Wechselwirkungen festgestellt werden. Dies macht sich durch eine Verschiebung der Energieniveaus im Atom bemerkbar.

Ein Teilchen erfährt im leeren Raum eine Energieverschiebung durch elektrische Wechselfelder (ac-Stark effect). Diese entstehen durch Fluktuationen im Vakuum und wechselwirken mit Atomen. Der erste experimentelle Beleg [12] (1947) zeigte die Aufhebung der Feinstruktur-Entartung von  $2S_{1/2}$  und  $2P_{1/2}$  im Wasserstoffatom. Später wurde diese Verschiebung nach einem der Entdecker benannt, der Lamb-Verschiebung.

H.B.G Casimir und D. Polder [3] (1948) haben diese Verschiebung für ein neutrales Atom in der Nähe einer leitenden Oberfläche theoretisch untersucht. Mit dem Ergebnis, dass für die Felder der Vakuumfluktuationen in der Nähe einer Oberfläche bestimmte Randbedingungen gelten müssen. Experimentelle Daten zur Casimir-Polder Kraft liegen bislang nur in einer Arbeit vor [20] (1992). In diesem Experiment wird Natrium im Grundzustand  $3S$  verwendet. In einem Ofen werden die Atome bei  $180\text{ }^{\circ}\text{C}$  erhitzt und gelangen durch eine kleine Öffnung von  $50\text{ }\mu\text{m}$  mal  $1\text{ cm}$  in die Experiment-Kammer. Der Strahl tritt nun in einen mit Gold beschichteten Hohlraumresonator ein. Anschließend werden die Natrium-Atome detektiert. Da die Casimir-Polder Kraft attraktiv ist, wird ein Teil der Atome abgelenkt und trifft auf die Resonatorwände. Im Wesentlichen soll die Transmission der Natrium-Atome als Funktion des Abstandes zu den Resonatorwänden aufgetragen werden.

Die Wirkung der Casimir-Polder Kräfte ist auf Atome im Rydberg-Zustand um mehrere Größenordnungen höher, als auf Atome im Grundzustand. Deshalb wird in diesem experimentellen Aufbau die Wechselwirkung mit Rydberg-Atomen untersucht.

Um die Atom-Oberfläche-Wechselwirkung experimentell konsistent nachzuweisen, wird zum einen eine leitende Oberfläche und zum anderen ein dielektrisches Material verwendet.

Die Casimir-Polder Kraft wird als Funktion des Atom-Oberflächen-Abstandes vermessen, als Messverfahren der Abstände dient ein Michelson-Interferometer.



## 2 Rydberg-Atome

Wenn man von Rydberg-Atomen spricht, dann meint man hauptsächlich Atome, bei denen ein Valenzelektron in eine hohe Hauptquantenzahl angeregt wird. Die Elemente der ersten Hauptgruppe des Periodensystems, die Alkalimetalle, besitzen nur ein Valenzelektron. Bei dem Wasserstoffatom handelt es sich um ein Zweikörperproblem, welches quantenmechanisch ohne Näherung analytisch lösbar ist. Allerdings sind die anderen Atome dieser Gruppe Mehrkörperprobleme, welche nicht mehr analytisch lösbar sind. Regt man jedoch diese Atome an, sodass das Valenzelektron höhere Quantenzahlen besetzt, spricht man von einem wasserstoffähnlichen System, welches in guter Näherung der Lösung des Wasserstoffmodells entspricht. In hohen Hauptquantenzahlen  $n$ , also in Rydberg-Zuständen, fällt die Bindungsenergie des Valenzelektrons mit  $1/n^2$  und der Kernradius steigt mit  $n^2$ . Folglich befindet sich das Elektron im Rydberg-Zustand in einem sehr schwach gebundenen Orbital zum Atomkern. Somit sind diese angeregten Atome sehr sensibel bezüglich externe Kräfte. Im Speziellen lässt sich noch erwähnen, dass die Polarisierbarkeit von Atome im Rydbergzustand mit  $1/n^7$  skaliert [17]. Folglich liegt eine extreme Sensibilität gegenüber elektrische Felder vor.

### 2.1 Energieniveaus und Bahnradien in wasserstoffähnlichen Systemen

Zur exakten Lösung des Wasserstoffproblems muss die Schrödinger-Gleichung für ein Elektron der Masse  $m_e$  und Ladung  $e$  für ein Coulomb-Potenzial gelöst werden:

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m_e}\Delta + \frac{Ze^2/4\pi\epsilon_0}{r} \right) \Psi = E\Psi . \quad (1)$$

Die Eigenfunktionen der Eigenwertgleichung mit kugelsymmetrischem Potential lauten:  $\Psi_{n,l,m}(r, \varphi, \vartheta) = R_{n,l}(r)Y_{l,m}(\varphi, \vartheta)$ . Durch Separation der Variablen lässt sich die Gleichung in eine radiale und eine angulare Gleichung separieren. Die Eigenenergien folgen aus der radialen Gleichung: Die Lage des  $n$ -ten Energieniveaus liegt bei [17]

$$E_n = -R_\infty \frac{1}{(n - \delta_l)^2} . \quad (2)$$

Mit der Rydberg-Energie  $R_\infty = m_e Z^2 e^4 / 32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2$ .

Der Term  $\delta_l$  entspricht dem sogenannten Quantendefekt [9]. Er entspricht einer Aufhebung der Bahndrehimpuls ( $l$ ) Entartung, da die inneren Elektronen das Coulomb-Potenzial des Kerns stören. Der Erwartungswert des Radius der Elektronenbahnen ergibt sich zu:

$$\langle r_n \rangle = \int_0^\infty R_{n,l}(r) r R_{n,l}^*(r) r^2 dr = \frac{3}{2} a_0 (n - \delta_l)^2 , \quad (3)$$

mit dem Bohr-Radius  $a_0 = 4\pi\epsilon_0 \hbar^2 / m_e e^2$ .



### 3 Atom-Licht-Wechselwirkung

#### 3.1 Das Zwei-Niveau-System

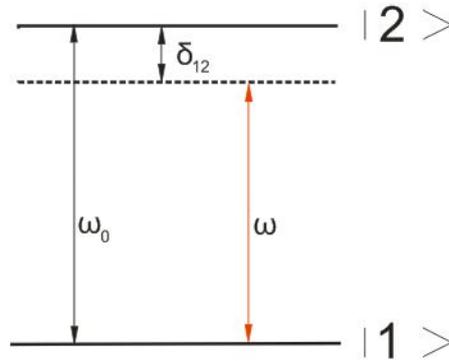


ABBILDUNG 1: Zwei-Niveau-System mit den Übergangsfrequenzen  $\omega_0$  und  $\omega$ , sowie der Verstimmung  $\delta_{12}$

Wir betrachten ein Atom, welches mit einem oszillierenden elektrischen Feld, der Frequenz  $\omega$ , wechselwirken kann. Die Wellenfunktion ist eine Superposition der beiden Zustände, in welchem sich das Atom befinden kann. Die Zustände werden durch die Eigenenergien  $E_1$  und  $E_2$  beschrieben.

$$|\Psi\rangle = c_1(t)|1\rangle + c_2(t)|2\rangle = c_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + c_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

In Gleichung 4 wird die Dirac-Notation verwendet. Zusätzlich wird  $c_i(t)$  mit  $c_i$  dargestellt. Mit den Eigenfunktionen 4 gilt es die zeitabhängige Schrödinger-Gleichung zu lösen. Der zeitabhängige Hamilton-Operator  $H(t)$  entspricht der Störung durch das oszillierende Feld [11]:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi\rangle = (\hat{H}_0 + \hat{H}(t)) |\Psi\rangle = \left[ \hbar \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \omega_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & d_{12}E(t) \\ d_{12}^*E(t) & 0 \end{pmatrix} \right] |\Psi\rangle. \quad (5)$$

Der Term  $d_{12}$  entspricht dem Dipolmatrixelement des Übergangs im elektrischen Wechselfeld mit der Amplitude  $E_0$ .

Man erhält zwei gekoppelte Differentialgleichungen [9]:

$$i\dot{c}_1 = \frac{\Omega_{12}}{2} c_2 \left( e^{i(\omega-\omega_0)t} + e^{-i(\omega-\omega_0)t} \right), \quad (6a)$$

$$i\dot{c}_2 = \frac{\Omega_{12}^*}{2} c_1 \left( e^{i(\omega+\omega_0)t} + e^{-i(\omega-\omega_0)t} \right). \quad (6b)$$

Hierbei entspricht  $\Omega_{12}$  einer Frequenz, mit der sich die Besetzung der Zustände  $|1\rangle - |2\rangle$  ändert. Diese Frequenz nennt man Rabi-Frequenz:

$$\Omega_{12} = \frac{\langle 1 | e r \mathbf{E}_0 | 2 \rangle}{\hbar} = \frac{d_{12} \mathbf{E}_0}{\hbar}. \quad (7)$$

Zur exakten Berechnung von  $c_1$  und  $c_2$  benötigt man die Drehwellennäherung.

### 3.1.1 Drehwellennäherung (RWA)

Wir nehmen an, dass die Frequenz  $\omega$  des Strahlungsfeldes nahe der Frequenz  $\omega_0$  des atomaren Übergangs liegt.

Folglich gilt  $|\omega - \omega_0| \ll \omega_0 \rightarrow$  RWA.

Der schnell oszillierende Term  $(\omega + \omega_0)$  mittelt sich auf der Zeitskala atomarer Übergänge relativ schnell zu null weg.

Die Gleichungen 6a, 6b vereinfachen sich zu [9]

$$i\dot{c}_1 = \frac{\Omega_{12}}{2} c_2 e^{i(\omega - \omega_0)t}, \quad (8a)$$

$$i\dot{c}_2 = \frac{\Omega_{12}^*}{2} c_1 e^{-i(\omega - \omega_0)t}. \quad (8b)$$

Durch das Auflösen der Gleichung 8a nach  $c_2$  und einsetzen in die Gleichung 8b erhält man:

$$\ddot{c}_2 + i(\omega - \omega_0)\dot{c}_2 + c_2 \left| \frac{\Omega_{12}}{2} \right|^2 = 0. \quad (9)$$

Zur vollständigen Lösung der Differentialgleichung werden die Anfangsbedingungen  $c_1(0) = 1$  und  $c_2(0) = 0$  gewählt, ohne Beschränkung der Allgemeinheit. Dies bedeutet, dass zum Zeitpunkt  $t = 0$  sich das Atom im Grundzustand befindet.

Man erhält für die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Besetzung des Zustands  $|2\rangle$  :

$$|c_2(t)|^2 = \frac{\Omega_{12}^2}{\Omega^2} \sin^2 \left( \frac{\Omega t}{2} \right). \quad (10)$$

Hierbei entspricht  $\Omega = \sqrt{\Omega_{12}^2 + (\omega - \omega_0)^2} = \sqrt{\Omega_{12}^2 + \delta_{12}^2}$  der verallgemeinerten Rabi-Frequenz. Strahlt man mit einer Strahlungsfrequenz  $\omega = \omega_0$  ein, so wird  $\Omega^2$  zu  $\Omega_{12}^2$ :

$$\implies |c_2(t)|^2 = \sin^2 \left( \frac{\Omega_{12} t}{2} \right). \quad (11)$$

Man sieht, dass die Wahrscheinlichkeit der Besetzung des oberen Zustandes mit der Frequenz  $\Omega_{12}$  oszilliert. Anschaulich bedeutet dies, dass die Population zwischen dem unteren und dem oberen Niveau oszilliert. Nach einer Zeit  $\Omega_{12} t = \pi$  ist die Wahrscheinlichkeit, dass der obere Zustand besetzt ist, gleich eins. Nach einer Zeit  $\Omega_{12} t = 2\pi$  ist der untere Zustand komplett besetzt. Der obere Zustand ist nicht besetzt.

Die Eigenenergien des Systems lauten:

$$E_{\pm} = \frac{\hbar}{2} (\delta_{12} \pm \Omega). \quad (12)$$

### 3.1.2 Optische Bloch-Gleichungen

Ein quantenmechanisches System in einem Zustand ist durch seine Wellenfunktion  $|\Psi\rangle$  vollständig beschrieben. Da die Wellenfunktion jedoch nicht in einem Experiment direkt messbar ist, bietet es sich an, eine Beschreibung mit dem Dichtematrix-Formalismus zu wählen [16]. Mit dieser Methode lässt sich die Zeitentwicklung eines Systems beschreiben:

$$\rho = |\Psi\rangle\langle\Psi|, \quad (13a)$$

mit der Wellenfunktion  $\Psi = \sum_{i=1}^2 c_i |i\rangle$  ergeben sich Matricelemente  $\rho_{ij} = \langle i|\rho|j\rangle = c_i c_j^*$  und damit die Dichtematrix:

$$\rho = \begin{pmatrix} |c_1|^2 & c_1 c_2^* \\ c_2 c_1^* & |c_2|^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{21} & \rho_{22} \end{pmatrix}. \quad (13b)$$

Auf der Hauptdiagonalen stehen die Populationen der Zustände des Systems und auf den Nebendiagonalen stehen die Kohärenzen.

Die Zeitentwicklung des Systems kann mit der Liouville-von-Neumann-Gleichung beschrieben werden, eine ausführliche Betrachtung ist in [11] enthalten:

$$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [H, \rho] + i\hbar L_D(\rho). \quad (14)$$

Der Lindblad-Operator  $L_D$  ist ein dissipativer Operator und beschreibt in unserem System den Zerfall eines angeregten Zustandes mit der Zerfallsrate  $\Gamma$ .

Im Zwei-Niveau-System lautet der Lindblad-Operator:

$$L_D = \Gamma_{21} \begin{pmatrix} \rho_{22} & -\frac{\rho_{12}}{2} \\ -\frac{\rho_{21}}{2} & -\rho_{22} \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Durch Anwendung der Drehwellennäherung auf das System müssen sowohl der Hamilton-Operator als auch der Lindblad-Operator transformiert werden. Man erhält analog zu den Gleichungen 8 gekoppelte Differentialgleichungen, die sogenannten Optischen Bloch-Gleichungen. Sie beschreiben die Populationsschwankungen in den einzelnen Zuständen. Der Grundzustand ändert sich aufgrund der Zerfälle des angeregten Zustandes.

$$\dot{\sigma}_{11} = -\frac{i}{2}(\Omega_{12}\sigma_{21} - \Omega_{12}^*\sigma_{12}) + \Gamma_{21}\sigma_{22} \quad (16a)$$

$$\dot{\sigma}_{12} = -\frac{i}{2}(\Omega_{12}\sigma_{22} - \Omega_{12}\sigma_{11}) - \left(\frac{\Gamma_{21}}{2} + i\delta_{12}\right)\sigma_{12} \quad (16b)$$

$$\dot{\sigma}_{21} = \frac{i}{2}(\Omega_{12}^*\sigma_{22} - \Omega_{12}^*\sigma_{11}) - \left(\frac{\Gamma_{21}}{2} - i\delta_{12}\right)\sigma_{21} \quad (16c)$$

$$\dot{\sigma}_{22} = \frac{i}{2}(\Omega_{12}\sigma_{21} - \Omega_{12}^*\sigma_{12}) - (\Gamma_{21} + \delta_{12})\sigma_{22} \quad (16d)$$

Man erhält ohne Dämpfung ein analoges Ergebnis wie in Gleichung 11. Der angeregte Zustand oszilliert mit der Rabi-Frequenz. Berücksichtigt man jedoch eine Dämpfung, so nähert sich der angeregte Zustand exponentiell einem Gleichgewichtszustand an. Die Bedingung hierfür lautet:  $\frac{\partial \sigma}{\partial t} = 0$ .

### 3.2 Das Drei-Niveau-System

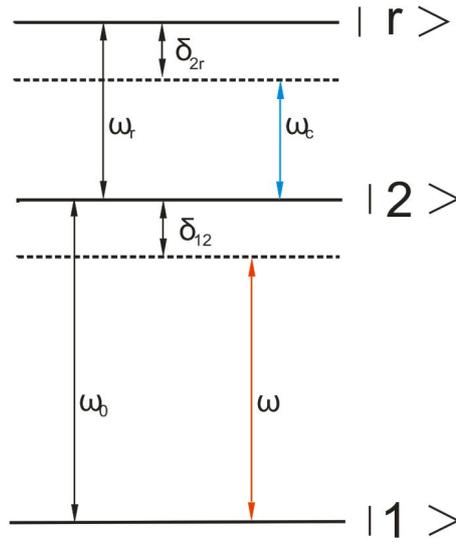


ABBILDUNG 2: Drei-Niveau-System mit den Übergangsfrequenzen sowie den Verstimmungen der beiden angeregten Zustände

Das Drei-Niveau-System ist eine Erweiterung des Zwei-Niveau-Systems. Es wird eine weitere Anregungsfrequenz  $\omega_c$  eingeführt, sowie eine weitere Verstimmung  $\delta_{2r}$  zwischen dem zweiten und dem dritten Niveau. Die Berechnungen zur zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung sind analog zu Abschnitt 3.1, deshalb werden die wichtigsten Schritte hinreichend kurz zusammengefasst [11]. Die Gesamtwellenfunktion des Systems lautet:

$$|\Psi\rangle = c_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + c_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} + c_3 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Durch die Transformation in das mitrotierende Bezugssystem ergibt sich der Hamilton-Operator:

$$H \approx \begin{pmatrix} 0 & \frac{\Omega_{12}}{2} & 0 \\ \frac{\Omega_{12}^*}{2} & -\delta_{12} & \frac{\Omega_{2r}}{2} \\ 0 & \frac{\Omega_{2r}^*}{2} & -(\delta_{12} + \delta_{2r}) \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Mit den Rabi-Frequenzen, welche die Kopplung zwischen den Zuständen  $|1\rangle - |2\rangle$  mit dem Lichtfeld der Amplitude  $\mathbf{E}_0$  und  $|2\rangle - |r\rangle$  mit dem Lichtfeld der Amplitude  $\mathbf{E}_{0,2}$  beschreiben, heißen:

$$\Omega_{12} = \frac{\langle 1 | e \mathbf{r} \mathbf{E}_0 | 2 \rangle}{\hbar} = \frac{d_{12} \mathbf{E}_0}{\hbar}, \quad (19a)$$

$$\Omega_{2r} = \frac{\langle 2 | e \mathbf{r} \mathbf{E}_{0,2} | r \rangle}{\hbar} = \frac{d_{2r} \mathbf{E}_{0,2}}{\hbar}. \quad (19b)$$

Um die Zeitentwicklung des Systems beschreiben zu können, wird analog zum Zwei-Niveau-System die Liouville-von-Neumann-Gleichung gelöst.

Die Dichtematrix für das Drei-Niveau-System lautet:

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & \rho_{1r} \\ \rho_{21} & \rho_{22} & \rho_{2r} \\ \rho_{r1} & \rho_{r2} & \rho_{rr} \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Der dissipative Lindblad-Operator lautet für das hier betrachtete System:

$$L_D = \begin{pmatrix} \Gamma_{21}\rho_{22} & -\frac{\Gamma_{21}}{2}\rho_{12} & 0 \\ -\frac{\Gamma_{21}}{2}\rho_{21} & -\Gamma_{21}\rho_{22} + \Gamma_{r2}\rho_{rr} & -\frac{\Gamma_{r2}}{2}\rho_{2r} \\ 0 & -\frac{\Gamma_{r2}}{2}\rho_{r2} & -\Gamma_{r2}\rho_{rr} \end{pmatrix}. \quad (21)$$

### 3.3 Elektromagnetisch-Induzierte-Transparenz (EIT)

Die Elektromagnetisch-Induzierte-Transparenz ist ein Effekt, welcher durch induzierte Kohärenz von Lichtfeldern in verschiedenen Zuständen entsteht. Dieser Effekt führt zu einer Interferenz zwischen Übergängen im Atom.

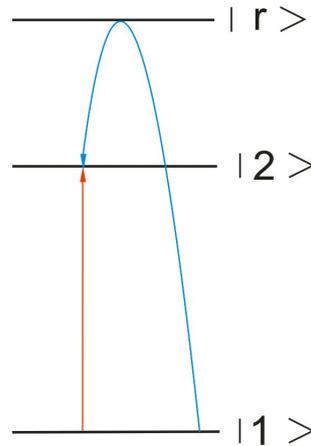


ABBILDUNG 3: Elektromagnetisch-Induzierte-Transparenz in einem Drei-Niveau-System

Unter Betrachtung des Drei-Niveau-Systems ergeben sich zwei Wege, um in den Anregungszustand  $|2\rangle$  zu gelangen: Entweder über den direkten Weg  $|1\rangle - |2\rangle$  oder indirekt über den Zustand  $|r\rangle$  ( $|1\rangle - |2\rangle - |r\rangle - |2\rangle$ ). Wenn man mit dem Laser eine kleine Anregung unter der Sättigung auf das mittlere Niveau überträgt, so hat der indirekte Übergang die gleiche Wahrscheinlichkeitsamplitude wie der direkte Übergang. Für den indirekten Weg hat die Wahrscheinlichkeitsamplitude ein umgekehrtes Vorzeichen.

Um das EIT-System besser verstehen zu können, wird Abbildung 2 betrachtet. Je nach Art der Anregung, mit der man auf das Niveau  $|2\rangle$  gelangen möchte, hat man ein Einzel-Photon-Detuning ( $\delta_{12} = \delta$ ) oder ein Zwei-Photonen-Detuning ( $\delta_{12} + \delta_{2r} = \Delta$ ). Für eine Zwei-Photonen-Resonanz ( $\delta_{12} + \delta_{2r} = 0$ ) werden Mischwinkel über die Rabi-Frequenzen definiert [8]:

$$\theta = \text{atan} \left( \frac{\Omega_{12}}{\Omega_{2r}} \right), \quad (22a)$$

$$\phi = \frac{1}{2} \text{atan} \left( \frac{\sqrt{\Omega_{12}^2 + \Omega_{2r}^2}}{\delta} \right). \quad (22b)$$

Die Eigenzustände des Dreiniveau-Hamilton-Operators im rotierenden Bezugssystem lauten dann:

$$|Z\rangle = \cos\theta|1\rangle - \sin\theta|r\rangle, \quad (23a)$$

$$|+\rangle = \sin\theta\sin\phi|1\rangle + \cos\phi|2\rangle + \cos\theta\sin\phi|r\rangle, \quad (23b)$$

$$|-\rangle = \sin\theta\cos\phi|1\rangle - \sin\phi|2\rangle + \cos\theta\cos\phi|r\rangle. \quad (23c)$$

Der Eigenzustand  $|Z\rangle$  hat keine Beimischung des atomaren Zustandes  $|2\rangle$ , man nennt ihn "Dunkelzustand"(dark state). Befindet sich das Atom in diesem Zustand, gibt es keine Möglichkeit spontan zu zerfallen oder in den Rydberg-Zustand angeregt zu werden.

In diesem Experiment ist der Probe-Laser schwach und der Coupling-Laser hoher Intensität gewählt ( $\Omega_{12} \ll \Omega_{2r}$ ). Damit ergibt sich für den Eigenzustand  $|Z\rangle = |1\rangle$  ( $\sin\theta \rightarrow 0$  und  $\cos\theta \rightarrow 1$ ), der Grundzustand des Drei-Niveau-Systems.

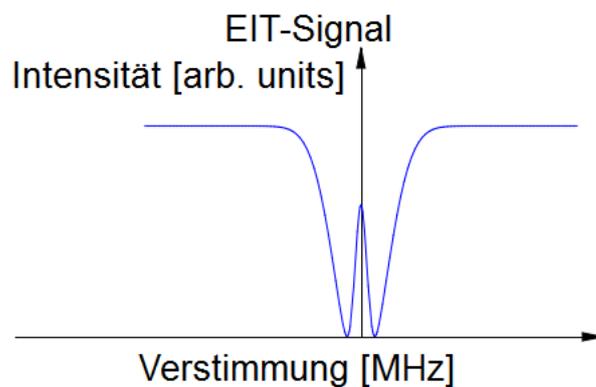


ABBILDUNG 4: Darstellung des EIT-Signals, der Coupling-Laser sorgt für das transparente Fenster in der Transmission des schwachen Probe-Lasers

## 4 Dispersionskräfte

Dispersionskräfte sind schwache Anziehungskräfte zwischen Atomen. Es können ebenfalls Wechselwirkungen zwischen Atome und Oberflächen stattfinden. Befindet sich ein Atom vor einer Oberfläche, so wirken je nach Abstand  $z$  unterschiedliche Kräfte. Für Atome im Regime von kleinen Reichweiten gilt das Lennard-Jones-van-der-Waals-Potential. Befindet sich das Atom weiter von der Oberfläche entfernt, so ist man auf der Längenskala des  $z^{-4}$ -Regimes [20]. Hier gilt als Wechselwirkungspotential das Casimir-Polder-Potential.

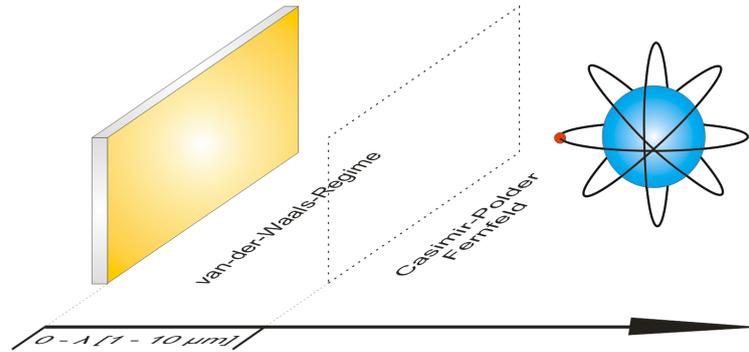


ABBILDUNG 5: Atom-Oberflächen Wechselwirkungen und ihre Geltungsbereiche.

### 4.1 Casimir-Polder-Kraft

Befindet sich ein Atom mit einem permanenten Dipolmoment vor einer perfekt leitenden Wand, so findet eine Polarisierung der Ladungsträger in der Oberfläche statt. Diese Ladungsverteilung wiederum induziert eine Wechselwirkung im Atom. Dieser Effekt wurde von Lennard Jones 1932 [14] vorausgesagt.

Casimir und Polder haben 1948 [3] das Problem der Wechselwirkung eines Grundzustand-Atoms mit Hilfe eines Formalismus der Quantenelektrodynamik gelöst.

Ein Atom in einem angeregten Zustand kann über spontane Emission in den Grundzustand zurückkehren. Dieser Vorgang wird durch die Anwesenheit einer Oberfläche gestört, sodass die Abstrahlcharakteristik durch einen Selbst-Reaktionsanteil (SR) modifiziert wird. Des Weiteren wird noch eine zusätzliche Einschränkung berücksichtigt. Die Präsenz eines Spiegels schränkt die Anzahl der Vakuummoden ein. Vakuumfluktuationen (VF) entsprechen einem weiteren Störterm, welcher die Eigenenergien des Systems beeinflusst [2].

Die nachfolgenden Kapitel beziehen sich sinngemäß auf [1].

#### 4.1.1 Atom vor einer perfekt leitenden Wand

Für Grundzustandsatome ist die Energieverschiebung gegeben durch:

$$U_{CP}(z) \propto -\frac{3}{32\pi^2\epsilon_0} \frac{\hbar c \alpha_{stat}}{z^4}, \quad (24)$$

mit der elektro-statischen Polarisierbarkeit  $\alpha_{stat}$ :

$$\alpha_{stat} = \frac{2e^2}{3} \sum_{n \neq 0} \frac{|\langle n | \hat{r}_e | 0 \rangle|^2}{E_n - E_0}. \quad (25)$$

Aufgrund der niedrigen Frequenzen der Vakuumfluktuationen lässt sich die Energiekorrektur als ein quasistatisches elektrisches Feld betrachten.  $\hat{r}_e$  entspricht dem Ortsoperator eines Elektrons und  $E_i$  der Energie des  $i$ -ten Zustandes.

Wie bereits erwähnt, folgt die Casimir-Polder-Kraft aus Vakuumfluktuationen. Das elektrische Feld vor einer leitenden Oberfläche wird modifiziert. Für die Feldmoden im Abstand  $z$  vor dem Spiegel mit der Frequenz  $\omega \leq c/z$  gilt:

$$\mathcal{E}_\omega = \left( \frac{\hbar\omega}{2\epsilon_0 L^3} \right)^{1/2}. \quad (26)$$

Jede Vakuummode liefert einen Beitrag  $-\alpha_{stat}\mathcal{E}_\omega^2/2$  für den Lamb shift. Mit diesem Ergebnis erhält man eine grobe Abschätzung für die Casimir-Polder Kraft in Abhängigkeit von den Vakuummoden:

$$U(z) \approx - \sum_{\omega < c/z} 2 \cdot \alpha_{stat}\mathcal{E}_\omega^2/2 = - \frac{\alpha_{stat}\hbar}{4\pi^2\epsilon_0 c^3} \int_0^{c/z} \omega^3 d\omega = - \frac{1}{16\pi^2\epsilon_0} \frac{\hbar c \alpha_{stat}}{z^4}. \quad (27)$$

Der Faktor 2 steht für die beiden Basis-Polarisationen (lineare Basis: horizontal, vertikal und zirkuläre Basis: rechts drehend, links drehend).

Für ein Atom in einem angeregten Zustand ist die Casimir-Polder Kraft wie folgt definiert:

$$U(z) \propto \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 z} \sum_{\bar{n} < n} k_{n\bar{n}}^2 (|\langle n|\hat{x}_e|\bar{n}\rangle|^2 + |\langle n|\hat{y}_e|\bar{n}\rangle|^2) \cos(2k_{n\bar{n}}z). \quad (28)$$

Hierbei entspricht  $k_{n\bar{n}}$  dem Wellenvektor des Übergangs  $n \rightarrow \bar{n}$ .

Eine analytische Behandlung der Casimir-Polder-Wechselwirkung für eine perfekt leitende Wand ist sehr umfangreich. Die wichtigsten Gleichungen der Herleitung sind im Anhang A.1 zu finden.

#### 4.1.2 Atom vor einer dielektrischen Wand

Die Energieverschiebung im Atom durch die Anwesenheit einer dielektrischen Oberfläche wurde von Lifshitz 1956 errechnet. Das Material des Spiegels hat eine lineare Suszeptibilität  $\epsilon(\omega)$ . Hierbei ist die Suszeptibilität von der Frequenz  $\omega$  des einfallenden Lichts abhängig. In der nachfolgenden Gleichung wird vorausgesetzt, dass eine Übergangsfrequenz  $\omega_A$  dominiert, das Atom befindet sich im Grundzustand:

$$U(z) \propto - \frac{3}{32\pi^2\epsilon_0} \frac{\hbar c \alpha_{stat}}{z^4} \frac{\epsilon(\omega_A) - 1}{\epsilon(\omega_A) + 1} \Phi(\epsilon). \quad (29)$$

$\Phi(\epsilon)$  ist eine Funktion mit einem nahezu konstanten Wert von 0.77 (für ein Dielektrikum). Nimmt man jetzt wieder einen perfekten Leiter als Spiegelmateriale an, so geht  $\epsilon \rightarrow \infty$ ,  $\Phi(\epsilon) \rightarrow 1$ . Man erhält wieder das Ergebnis für die Casimir-Polder Energieverschiebung aus Gleichung 24.

Eine ausführliche Beschreibung für die Wechselwirkung von Atome vor einer dielektrischen Wand ist in einer Arbeit von Lifshitz [13] zu finden.

## 5 Michelson-Interferometer

Das Michelson-Interferometer kann dazu verwendet werden, Wegänderungen zu messen. Der Vorteil an dieser Messmethode liegt darin, dass man rein optisch Abstände messen kann. Somit ist es auch möglich Abstände an Orte zu messen, die von Hand nicht zugänglich sind. Einzige Einschränkung hierfür ist, dass die Messstelle optisch zugänglich sein muss. Über die Änderung des Interferenzmuster lässt sich die zurückgelegte Wegstrecke errechnen. Ebenso ist es möglich mit einem Michelson-Interferometer Höhenprofile von Oberflächen zu erstellen [7].

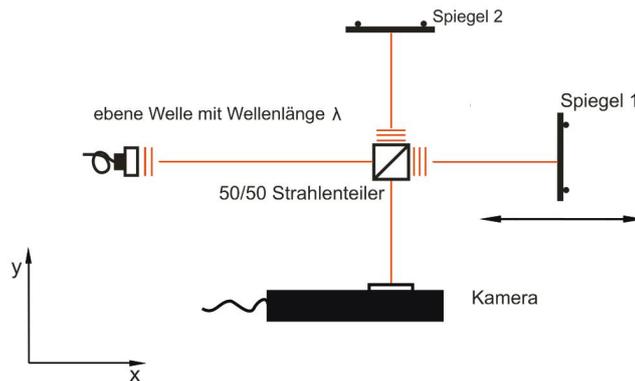


ABBILDUNG 6: Schematischer Aufbau eines Michelson-Interferometers.

Trifft eine ebene Welle  $\mathbf{E} = \mathbf{A}_0 e^{i(\omega t - Kx)}$  mit Wellenlänge  $\lambda$  auf einen nicht-polarisierenden Strahlteiler  $ST$ , so spaltet sich die Welle in zwei Teilwellen auf, mit  $\mathbf{E}_1 = \mathbf{A}_1 e^{i(\omega t + Kx)}$  und  $\mathbf{E}_2 = \mathbf{A}_2 e^{i(\omega t + Ky + \Phi)}$ .

Nach Reflexion von  $\mathbf{E}_1$  an Spiegel 1 ( $S_1$ ) und  $\mathbf{E}_2$  an Spiegel 2 ( $S_2$ ) überlagern sich die Strahlen an der Kamera  $K$ .

Für die Phasendifferenz in der Beobachtungsebene, also auf der Kamera gilt [6]

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta s . \quad (30)$$

Hierbei entspricht  $\Delta s$  dem Gangunterschied der beiden Teilstrahlen:

$$\Delta s = 2(\overline{BSS_1} - \overline{BSS_2}) . \quad (31)$$

Variiert man den Gangunterschied kontinuierlich, beispielsweise durch Verschieben eines Spiegels, so erhält man in der Bildebene  $K$  eine maximale Helligkeit für  $\Delta s = m \cdot \lambda$  (beide Teilwellen sind in Phase) und eine minimale Helligkeit für  $\Delta s = \frac{2m+1}{2} \lambda$ .

Der Kontrast der Interferenzstreifen sinkt mit steigendem Gangunterschied. Ist  $\Delta s$  größer als die Kohärenzlänge  $\Delta s_c$ , so verschwindet das Interferenzmuster:

$$\Delta s_c \simeq \frac{c}{\Delta \nu} . \quad (32)$$

$\Delta \nu$  entspricht der Frequenzverteilung der Emission der Atome in der Lichtquelle.

Für die Intensität der Welle  $\mathbf{E}$  mit Amplitude  $\mathbf{A}_0$  erhält man:

$$I = c\epsilon_0 |\mathbf{E}|^2 \quad \text{und} \quad \bar{I} = \frac{1}{2} c\epsilon_0 |\mathbf{A}_0|^2 = 2c\epsilon_0 \mathbf{A}_0 \mathbf{A}_0^* . \quad (33a)$$

In der Bildebene  $K$  ist die gemittelte Intensität abhängig von der komplexen Gesamtamplitude. Für  $|\mathbf{A}_1| = |\mathbf{A}_2| = A_0/\sqrt{2}$  lautet die komplexe Gesamtamplitude:

$$A = \frac{A_0}{2}(1 + e^{i\delta})e^{i(\omega t - Ky_K)} \quad (33b)$$

und damit die gemittelte Intensität:

$$\bar{I} = 2c\epsilon_0 A A^* = c\epsilon_0 A_0^2(1 + \cos\delta) = \frac{1}{2}I_0(1 + \cos\delta) . \quad (33c)$$

## 6 Experimenteller Aufbau

Das gesamte Experiment dient zur Messung der Casimir-Polder-Energieverschiebung von Rydberg-Atomen vor einer dielektrischen und einer leitenden Wand. Es ist möglich, die Energieverschiebung für unterschiedliche Abstände  $z$  der Atome von den Spiegeln zu messen. Zur Abstandsbestimmung der Oberflächen dient ein Michelson-Interferometer.

In den nachfolgenden Kapiteln werden die einzelnen Teile des Experiments erläutert.

### 6.1 Vorbereitung der Stahlkammer

Um eine Spektroskopie realisieren zu können, muss gewährleistet sein, dass ein ausreichender Dampfdruck in der Stahlkammer vorhanden ist. Rubidium, das verwendete Element, ist ein Alkali-Metall. Es besitzt nur ein Valenzelektron und ist deshalb sehr reaktiv. Folglich ist es wichtig die Kammer vor dem Befüllen mit Rubidium gründlich zu reinigen, um möglichst viele potentielle Reaktionspartner zu beseitigen. Alle Bauteile werden mit demineralisiertem Wasser gespült und anschließend mit dem Spezialreiniger Tickopur R27 in einem Ultraschallbad, wenn möglich, gereinigt. Im Anschluss werden die Bauteile wieder mit demineralisiertem Wasser und Isopropanol abgespült.

Nach dem Zusammenbauen der Kammer wird die Dichtigkeit der einzelnen Flansche an der Kammer überprüft. Dazu wird flüchtiges Helium an die Flansche gegeben und mit Hilfe einer Massenspektroskopie kontrolliert, ob die einzelnen Verbindungsstellen vakuumdicht sind.

Ist eine Vakuumdichtigkeit gewährleistet, so kann die Stahlkammer evakuiert und ausgeheizt werden. Das Ausheizen dient dazu Verschmutzungen, vor allem Wasser, welches an den Kammerwänden abgelagert ist, abzukochen und mit Hilfe einer Turbomolekularpumpe zu entfernen.



ABBILDUNG 7: Schematische Darstellung der verwendeten Stahlkammer. [18]

### 6.1.1 Fensterheizung der Stahlkammer

Der im Experiment relevante optische Zugang in die Stahlkammer ist ein Quarzglas-Fenster mit einem Durchmesser von 11 cm. Da nur ein kleiner Bereich in der Kammer zugänglich sein muss, war es notwendig eine Fensterheizung zu entwickeln. Als Heizmedium werden Heizpatronen der Länge 8 cm und 6 cm verwendet. Die Heizung wird mit gelagerten Madenschrauben vor der Fensteroberfläche platziert. Anschließend wurde noch eine Dämmung aus Tecapeek® entwickelt, um eine Wärmedämmung zu gewährleisten und um optische Bauteile unter der Stahlkammer zu schützen. In Abbildung 8 ist die Anordnung der Bauteile zu sehen, die beiden länglichen Schlitze in der Dämmung und der Heizung sind die optischen Zugänge in die Kammer.

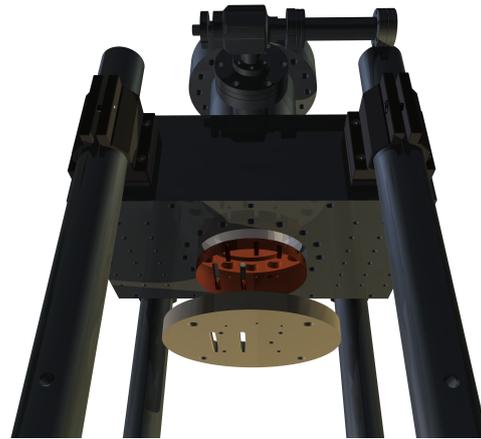


ABBILDUNG 8: schematische Darstellung der Kupfer-Heizung und der dazugehörigen Dämmung.

### 6.1.2 Vorbereitung der Optiken

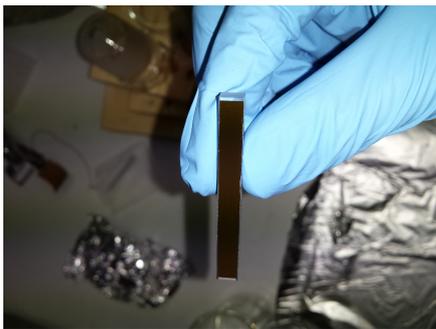


ABBILDUNG 9: Präparierter Goldspiegel mit einer Aluminium-Schicht auf den Kanten.

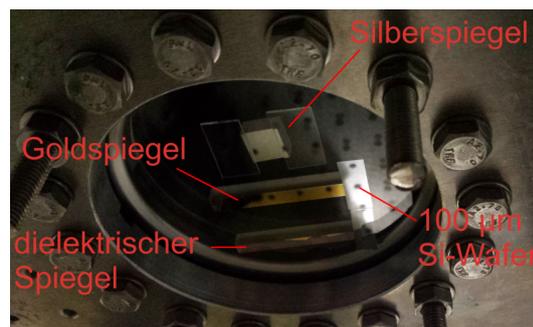


ABBILDUNG 10: Anordnung der optischen Bauteile in der Kammer.

In Abbildung 9 ist ein vorbereiteter Goldspiegel zu sehen. Der Spiegel wurde auf ein Maß von 50.8 mm x 5 mm zurecht gesägt. Da Rubidium mit Gold reagiert, ist eine Schutzbeschichtung auf dem Gold aufgetragen. An den Sägekanten wurde nachträglich noch eine Aluminium-Schicht aufgedampft, um die Schnittfläche zu versiegeln. Die Schichtdicke beträgt hierbei rund 100 nm. Es wurde auch noch ein weiterer Goldspiegel identisch präpariert, dessen Rückseite zusätzlich poliert wurde. Diese dient als dielektische Oberfläche.

In Abbildung 10 ist die Anordnung der Spiegel in der Kammer zu sehen. Der Goldspiegel und der dielektrische Spiegel sind auf einer Seite mit einem Abstandshalter unterlegt. Dabei handelt es sich um einen 100 µm dicken Silizium-Wafer. Die anderen Enden der Spiegel liegen auf dem Fensterglas auf. Der quadratische Spiegel ist ein Silberspiegel, welcher mit Hilfe zweier Objektträger höher gelegt wurde. Die Erhöhung beträgt 1 mm.

Die Positionierung der Spiegel muss mit den Schlitzen in Abbildung 8 übereinstimmen, damit der optische Zugang in die Kammer gewährleistet ist.

## 6.2 Einphotonenspektroskopie

Atomphysik in Stahlkammern kann von sehr vielen Parametern beeinflusst werden, dazu zählen Temperaturschwankungen, Verschmutzungen, Benetzungsänderungen der Atome an den Kammerwänden und das Einstellen einer homogenen Atomdichte.

Um einschätzen zu können, ob sich diese Parameter geeignet eingestellt haben, ist es sinnvoll ein Probespektrum aufzunehmen. Im Experiment wird daher das Spektrum der  $D_1$ -Übergänge von Rubidium aufgenommen.

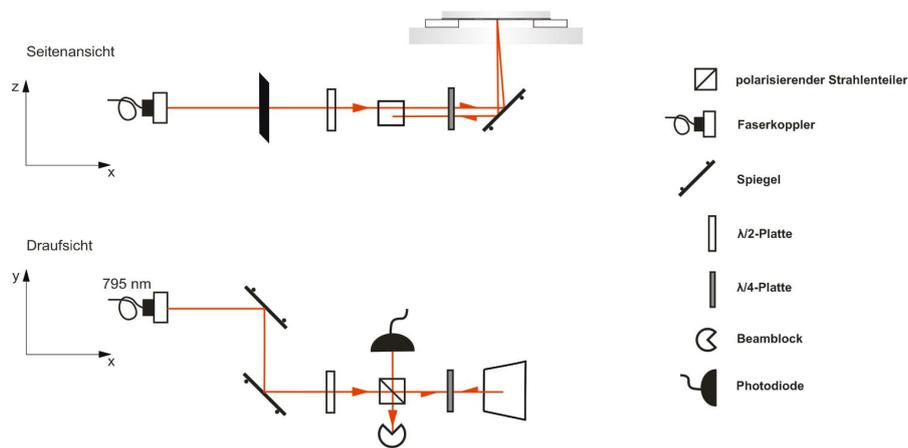


ABBILDUNG 11: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Einphotonenspektroskopie.

Der in Abbildung 11 gezeigte Aufbau ist auf einem extra Breadboard aufgebaut. Dies ist notwendig, da das Kammerfenster nur schwer zugänglich ist und der Platz durch die Halterung der Kammer begrenzt ist. Nach einer Messung lässt sich der Aufbau wieder aus dem Experiment herausnehmen.

Der 795 nm-Laserstrahl tritt aus dem Faser-Koppler kollimiert aus. Durch eine  $\lambda/2$ -Platte lässt sich linear-polarisiertes Licht an die Achsen des polarisierenden Strahlenteilers (PST) anpassen. Das transmittierte Licht wird durch eine anschließende  $\lambda/4$ -Platte zirkular polarisiert und wechselwirkt nun mit den Atomen. Der reflektierte Strahl aus der Kammer durchläuft wieder die  $\lambda/4$ -Platte. Man erhält eine lineare Polarisation, welche um  $90^\circ$  gedreht ist, gegenüber des einfallenden Strahls in der Kammer. Der PST reflektiert die volle Intensität des Laserstrahls und gibt das Licht auf eine Photodiode.



Die Überlagerung der Strahlen wird in der nachfolgenden Abbildung detailliert dargestellt:

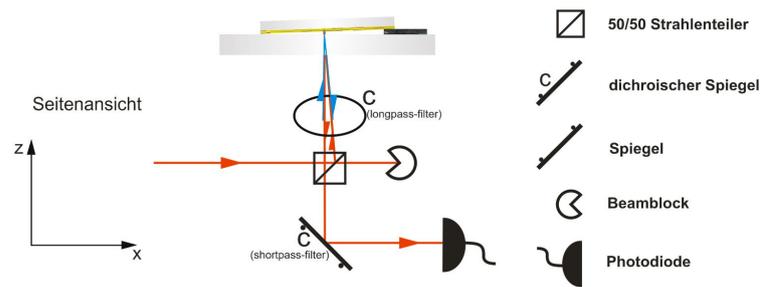


ABBILDUNG 13: Seitenansicht des schematischen Aufbaus der Überlagerung der beiden Laserstrahlen zur Zweiphotonenspektroskopie.

Der gezeichnete Spiegel bildet mit einem Silizium-Wafer einen Keil, in welchem die Spektroskopie durchgeführt wird. Die Anordnung liegt auf dem Quarzglas der Kammer auf. Der 474 nm-Laserstrahl wird in einer anderen Höhe als der 795 nm-Strahl auf dem Breadboard geleitet. Eine Überlagerung der Strahlen findet auf dem dichroischen Spiegel statt. Bei dem Spiegel handelt es sich um einen Longpass-Filter, das heißt große Wellenlängen werden transmittiert und kleine Wellenlängen reflektiert. Die Strahlenführung ist so angeordnet, dass die Reflexion des 795 nm-Lichtes mit dem einfallenden Strahl des 474 nm-Lichtes überlagert ist und umgekehrt. Man erhält ein kontrapropagierendes Zweiphotonensignal. Die Reflexion des roten Laserstrahls trifft durch den nicht-polarisierenden Strahlenteiler auf einen zweiten dichroischen Spiegel. Hierbei handelt es sich um einen Shortpass-Filter (474 nm wird transmittiert, 795 nm reflektiert), das heißt 795 nm-Licht wird reflektiert. Anschließend trifft das Signal auf eine Photodiode.

Zusätzlich lässt sich noch vermerken, dass die Eingangsleistung von circa  $4 \mu\text{W}$  wegen des 50/50-Strahlenteiler auf maximal 25% der Anfangsintensität reduziert wird. Das Photodiodensignal ist somit sehr klein.

Das Signal der Photodiode wird über einen Lock-In-Verstärker verstärkt. Der Lock-In-Verstärker wird benötigt, um das schwache Messsignal, welches mit einer bekannten Frequenz und Phase moduliert wird, besser analysieren zu können. Die Modulation besteht hierbei aus dem Chopping des 474 nm-Lasersignals, welches als Referenzsignal in den Lock-In-Verstärker eingeht.

## 6.4 Michelson-Interferometer zur Messung der Abstände in der Kammer

Um die gemessene Casimir-Polder-Energieverschiebung bei verschiedenen Abständen überprüfen zu können, kann parallel zu dieser Messung eine Abstandsmessung mit Hilfe eines Michelson-Interferometers durchgeführt werden.

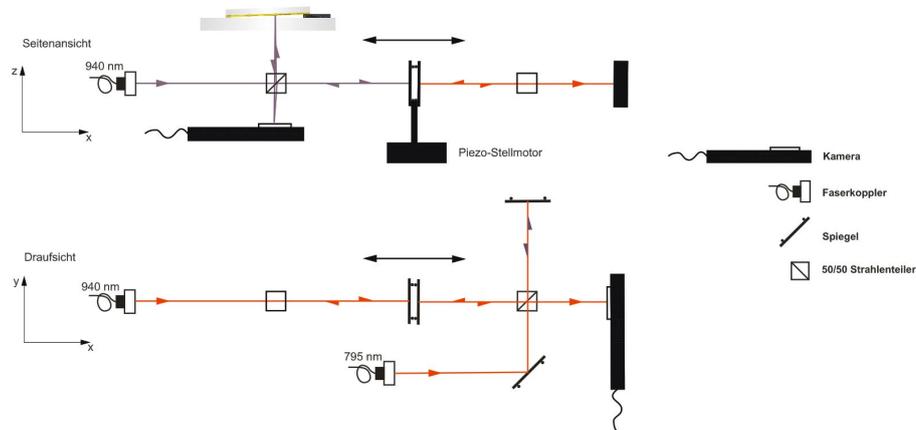


ABBILDUNG 14: Schematischer Aufbau der Michelson-Interferometer.

Das Setup zur Abstandsmessung besteht aus zwei Interferometern: Das Mess-Interferometer misst den Abstand zwischen der Innenseite des Kammerfensters und des beweglichen Spiegels, welcher auf einem Piezo-Stellmotor platziert wurde. Das Eich-Interferometer misst die relative Wegänderung des beweglichen Spiegels.

Als Lichtquelle des Mess-Interferometers wird eine LED mit einer Wellenlänge  $\lambda = 940 \text{ nm}$  in eine Single-Mode-Faser eingekoppelt. Die gemessene Leistung nach der Faser liegt bei  $68 \text{ nW}$ . Die spektrale Bandbreite  $\Delta\lambda$  bei 50% Intensität beträgt  $42 \text{ nm}$ . Das Interferometer misst den Abstand zwischen der Innenseite des Kammerfensters und des Spiegels. Dazu bewegt sich der Stellmotor konstant in eine Richtung. Wenn der Piezo-Stellmotor mit dem befestigten Spiegel an die beiden Oberflächen (Innenseite Kammerfenster, Spiegel) hingefahren ist, sind die Strahlenlängen gleich groß. Bei einer idealen Lichtquelle mit einer Kohärenzlänge  $\Delta s_c \rightarrow 0$  würde man dann nur an diesen Punkten Streifen durch Interferenz sehen. Das Interferenzmuster wird auf einer Kamera angezeigt und gespeichert.

Das zweite Interferometer dient der Kalibrierung des Piezo-Stellmotors. Man wählt eine Laserdiode mit  $\lambda = 785 \text{ nm}$ . Die Kohärenzlänge ist ausreichend lang, sodass man über die gesamte zurückgelegte Strecke des Stellmotors Interferenz misst. Das Interferenzmuster wird auf einer Kamera angezeigt und kann anschließend ausgewertet werden.

Das Eich-Interferometer ist notwendig, da die lineare Ausbreitungsgeschwindigkeit des Piezo-Motors leicht gestört werden kann. Hauptsächlich durch Vibrationen und Temperaturschwankungen im Labor. Des Weiteren hat der Piezo-Motor als mechanisches System eine Hysterese.

**Das Setup** zur Messung der Casimir-Polder-Energieverschiebung ist zusammengesetzt aus Teilaufbau 3 aus 6.3 Rydbergspektroskopie und 6.4 Michelson-Interferometer zur Messung der Abstände in der Kammer. Beide Aufbauten sind integriert auf einem Breadboard. Dabei wird der nicht-polarisierende Strahlenteiler in Abbildung 13 auch von dem Interferometer zur Abstandsmessung benutzt. Die nachfolgenden Bilder sind Aufnahmen des experimentellen Aufbaus. Es werden die Aufbauten zur Einphotonenspektroskopie und der Rydbergspektroskopie gezeigt.



ABBILDUNG 15: Aufbau zur Einphotonenspektroskopie. Die Reflexion aus dem Kammerfenster wird durch den polarisierenden Strahlenteiler auf die Photodiode abgelenkt.

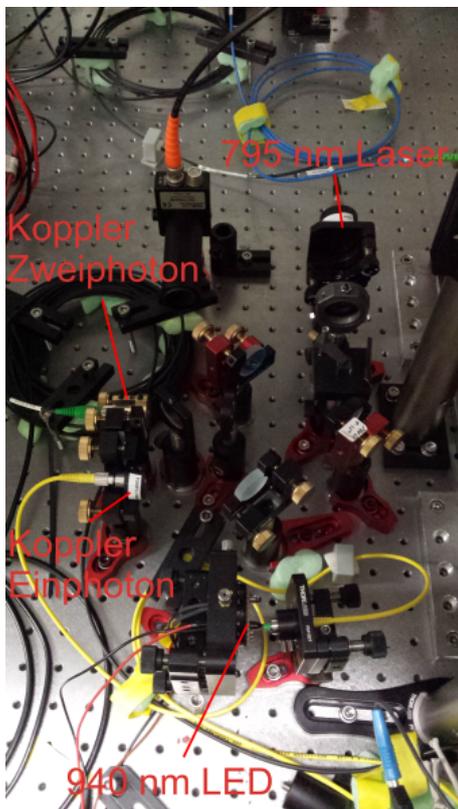


ABBILDUNG 16: Teilaufbau 1 des Rydbergspektroskopie-Aufbaus.

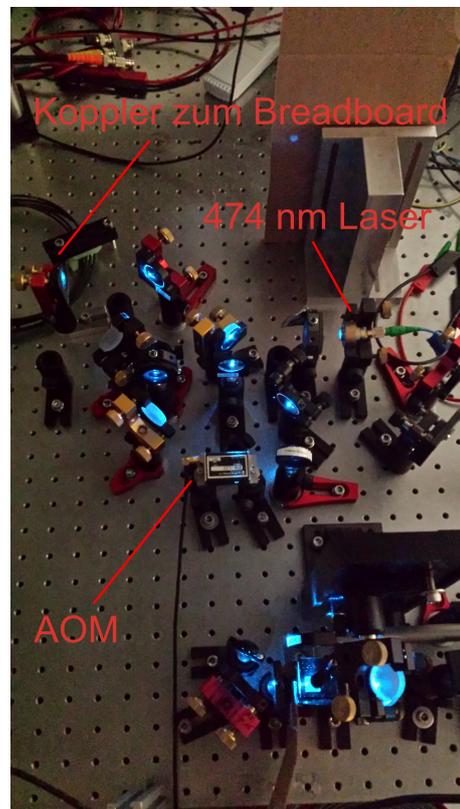


ABBILDUNG 17: Teilaufbau 2 aus dem Rydbergspektroskopie-Aufbau.

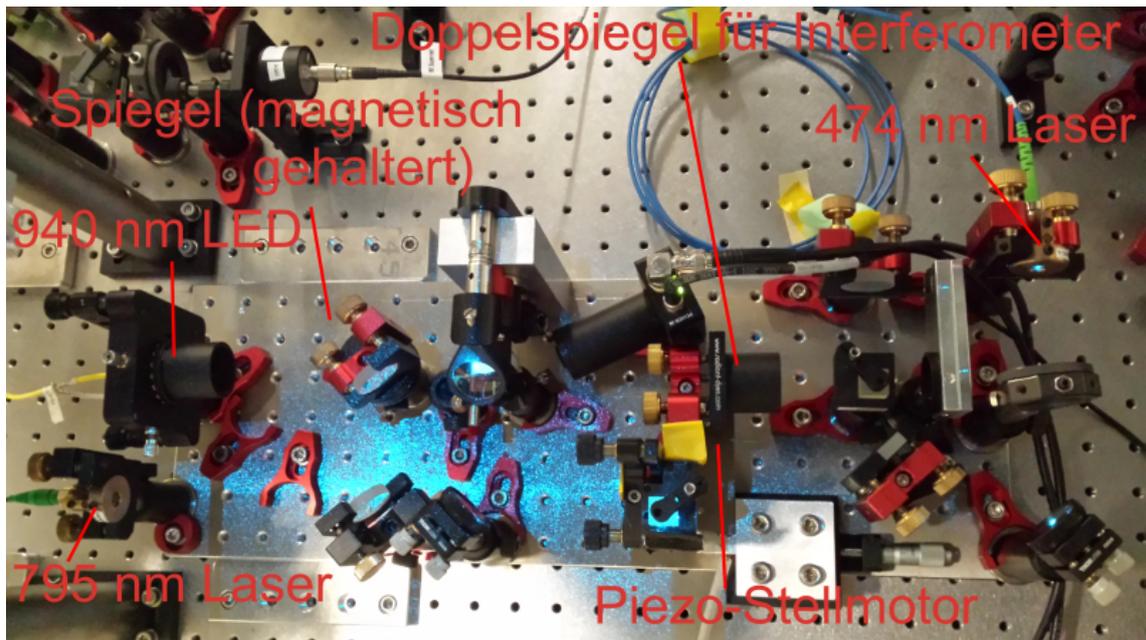


ABBILDUNG 18: Teilaufbau 3 des Rydbergspektroskopie-Aufbau. Über den Doppelspiegel sind die beiden Interferometerarme verbunden. Der Doppelspiegel ist auf dem Piezo-Stellmotor befestigt.

## 7 Abstandsmessung

Der Piezo-Stellmotor wird über einen Funktionsgenerator angesteuert. Der Funktionsgenerator wird über das interne Netzwerk mit einem Matlabskript bedient.

Die Auswertung der Abstandsmessung erfolgt ebenfalls durch ein Matlabskript.

### 7.1 Ansteuerung des Piezo-Stellmotors

Der Piezo-Stellmotor ist von Physikinstrumente PI<sup>®</sup> hergestellt. Der Piezo-Motor hat einen Stellweg von 400  $\mu\text{m}$ . Dieser Bereich kann durch die Eingabe von Spannungen im Bereich von 0 bis 5 V eingestellt werden.

Es wurde festgestellt, dass wenn man an den Piezo-Aktuator eine Spannung in Form einer Rampe anlegt, der auf dem Piezo befestigte Spiegel einen gewissen Einschwingvorgang durchläuft. Dies wurde ebenfalls an dem Umkehrpunkt der Rampe wieder festgestellt.

Um dies zu umgehen, gibt man dem Piezo-Motor konstante Spannungswerte für eine beliebige Zeitspanne. Es wird also eine Rampe aus konstanten Spannungswerte angenähert. Die Schrittgröße der Spannung beziehungsweise die Zeitdauer des Spannungslevels ist frei einstellbar.

Es wird je Spannungswert ein Bild mit der Kamera aufgenommen.

### 7.2 Auswertung der Kalibrierkurve des Piezo-Stellmotors

Durch die Verschiebung eines Spiegels gegenüber dem anderen, lässt sich der relative Wegunterschied aus dem sich zeitlich ändernden Interferenzmuster eines Laserlichts errechnen. Im Experiment wurde eine Laserdiode der Wellenlänge 785 nm verwendet. Für den zurückgelegten Weg  $\Delta s$  ergibt sich:

$$\Delta s = \frac{\lambda}{2} \cdot w = \frac{785 \text{ nm}}{2} \cdot w . \quad (34)$$

Die Anzahl der Maxima entspricht  $w$ .

Anschaulich bedeutet Gleichung 34, dass man durch Zählen der Interferenz-Maxima an einem Punkt, den zurückgelegten Weg ausrechnen kann.

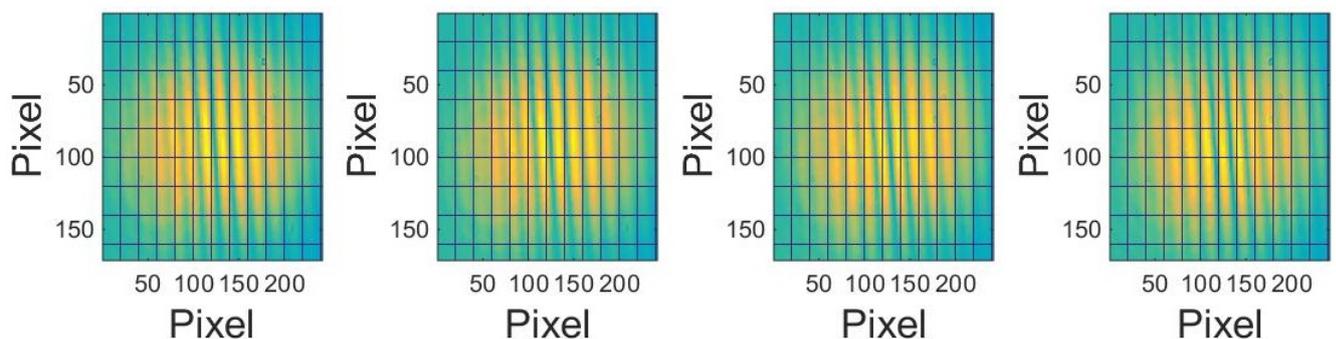


ABBILDUNG 19: Interferenzmuster für verschiedene Spannungswerte, die Schrittweite je Bild beträgt 0.001 V. Der Spannungswert wird für 0.1 s gehalten.

Es wird ein kleiner Bildbereich ausgewählt, wo das Interferenzmuster am besten sichtbar ist. Durch die zeitliche Änderung der Helligkeit lässt sich die Position der Maxima bestimmen.

Im Idealfall ist der Spannungsabstand zwischen benachbarten Maxima konstant. Im Experiment ist das nicht zu beobachten.

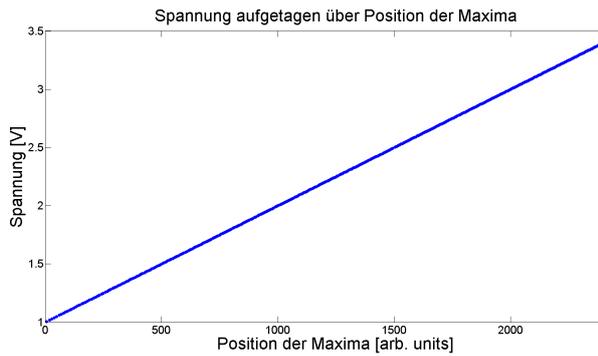


ABBILDUNG 20: Spannungslevel über der Lage der Maxima aufgetragen.

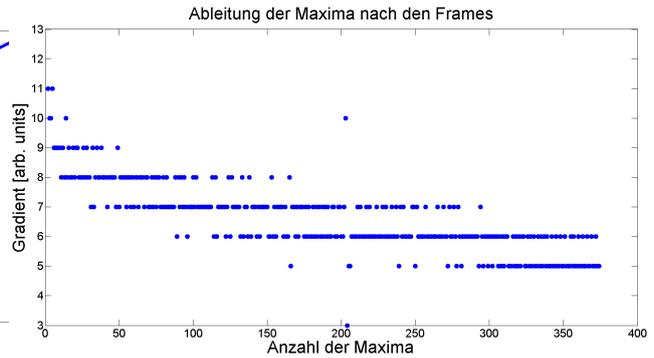


ABBILDUNG 21: Abstand der Maxima zueinander durch Ableiten der Positionen der einzelnen Maxima.

In den obigen Abbildungen ist der Zusammenhang zwischen der Position der Interferenz-Maxima und der Spannung am Piezo-Stellmotor dargestellt. Der Gradient in Abbildung 21 zeigt die Ableitung der Position der Maxima nach den Bildaufnahmen (Frames). Hierbei entspricht ein Frame der eingestellten Schrittweite. Es ist gut zu erkennen, dass sich nach circa 100 Maxima eine näherungsweise konstante Lage der Maxima zueinander eingestellt hat.

In Abbildung 20 ist der Spannungspegel am Piezo-Stellmotor aufgetragen über der Lage der Maxima in Frames.

Über Gleichung 34 lässt sich aus der Lage der Maxima die relative Wegstrecke ausrechnen. In den nachfolgenden beiden Abbildungen ist zum einen gezeigt, welche Strecke der Piezo-Stellmotor über eine Spannungsrampe von 1V-4V zurückgelegt hat. Anschließend wird eine lineare Funktion angefitet und in Abbildung 23 die Abweichung von dieser Fit-Funktion gezeichnet.

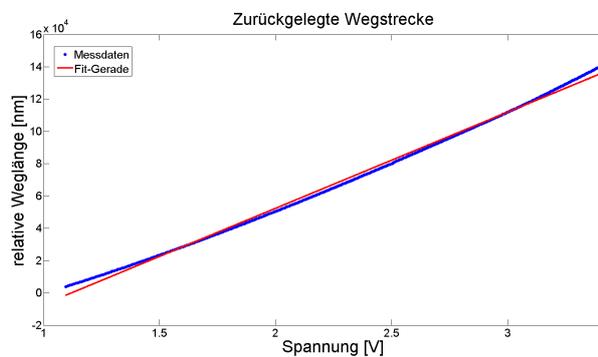


ABBILDUNG 22: Relative Weglänge abhängig von dem eingegebenen Spannungslevel.

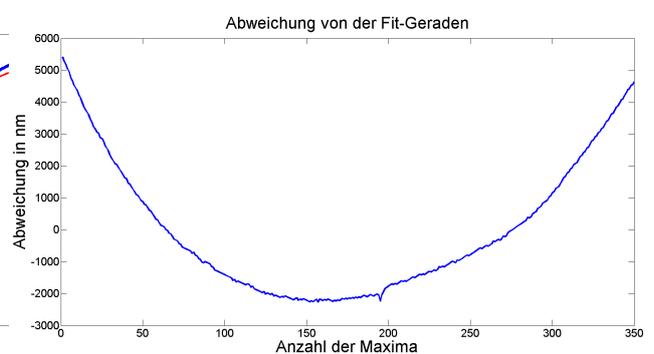


ABBILDUNG 23: Diagramm zur Abweichung von der Fit-Funktion.

## 7.3 Auswertung der Abstandsmessung

In Abbildung 14 ist der schematische Aufbau zur Abstandsmessung dargestellt. Im nachfolgenden wird erklärt von welchen Faktoren die Genauigkeit der Messungen abhängt.

### 7.3.1 Genauigkeit der Abstandsmessung

Bei der Lichtquelle handelt es sich um eine Infrarot-LED der Wellenlänge  $\lambda = 940 \text{ nm}$  (Produktbezeichnung: (Osram<sup>®</sup> SFH 4545). Die spektrale Bandbreite  $\Delta\lambda$  beträgt 42 nm. Im Dauerbetrieb (CW) leistet die LED eine maximale Strahlenstärke je Raumwinkel von  $I_{max} = 500 \text{ mW/sr}$ . Das Einkoppeln in eine Single-Mode-Faser führt zu einer Modenselektierung. Das Strahlprofil ist eine

$LP_{01}$ -Grundmode mit einem gaußförmigem Strahlprofil.

Aus dem Wiener-Khintchin-Theorem [10] lässt sich die Kohärenzlänge berechnen:

$$\Delta s_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} = \frac{(940 \text{ nm})^2}{42 \text{ nm}} = 21.04 \mu\text{m} . \quad (35)$$

Das Wiener-Khintchin-Theorem bezieht sich auf eine Lichtquelle, welche aus mehreren Wellenlängen statistisch zusammengesetzt ist. Das Theorem beschreibt die Zusammensetzung der Wellenlängen, welche teilweise Kohärenz und Inkohärenz aufzeigen. Das kann zum Beispiel durch thermische Verbreiterung verursacht werden.

Folglich erhält man bei der Messung eines Abstands ein Interferenzmuster, welches über  $21.04 \mu\text{m}$  sichtbar ist. Über den Kontrast (Visibility):

$$v = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} , \quad (36)$$

lässt sich die Position der Spiegel bestimmen. Hierfür muss der Kontrast als Funktion der Zeit betrachtet werden. An der Stelle, wo der Kontrast am Größten ist, befindet sich die Spiegeloberfläche. Die Visibility ist über  $21.04 \mu\text{m}$  Lorentz-verteilt. Es ist möglich, an die Messwerte eine Lorentz-Fit-Funktion zu fitten. Somit kann man ein höheres Auflösungsvermögen erzielen wie das, welches durch die diskreten Pixel der Kamera vorgegeben ist.

Eine weitere Größe, welche das Auflösungsvermögen des Michelson-Interferometers eingrenzt, ist die Strahlbreite und der Überlapp zwischen den beiden Teilstrahlen des Interferometers.

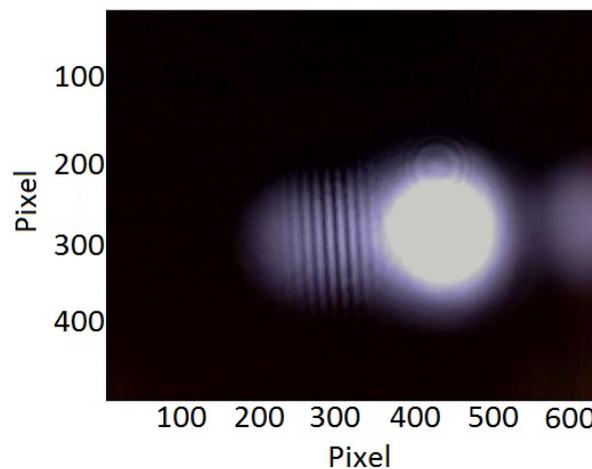


ABBILDUNG 24: Kamera-Aufnahme des Interferenzmusters des einen Spiegels mit der Glasinnenseite.

Die Verkippung des Spiegels in der Kammer beträgt  $\approx 0.125^\circ$ .

Diese Verkippung führt zu einem weiteren Fehler des Auflösungsvermögens. Beträgt der Strahldurchmesser beispielsweise  $d = 1 \text{ mm}$  und trifft das Licht senkrecht auf den Spiegel, so besteht eine Streckendifferenz zwischen der linken Kante des Strahls und der Rechten von  $\approx 2 \mu\text{m} = 2\lambda$ . Dies führt zu einer Unschärfe des Maximums der Visibility. Um ein besseres Auflösungsvermögen zu erreichen, werden die beiden Teilstrahlen des Interferometers gegeneinander verschoben. Man betrachtet jetzt nur noch einen Randbereich des Strahles welcher in der Kammer auf den Spiegel trifft, dies ist in Abbildung 24 deutlich zu erkennen. Diese Maßnahme ist noch aus einem weiteren Grund notwendig. Die Reflexion eines Laserstrahls an Glas (Hier: Kammerfenster) beträgt  $\approx 4\%$ .

Die Reflexion des anderen Teilstrahls am Spiegel beträgt hingegen 100%. Wären beide Strahlen in der Bildebene sehr gut überlagert, so würde man aufgrund des Intensitätsunterschiedes der beiden Teilstrahlen keine Interferenz erkennen können.

Der Aufbau in Abbildung 14 wurde in einem Testaufbau zuvor getestet. In diesem Testaufbau wurde der Abstand zwischen einem Silberspiegel und einem darauf platzierten Deckglas vermessen. Im Anhang A.3 wird eine Fotoaufnahme des Testobjekts zur Abstandsmessung gezeigt.

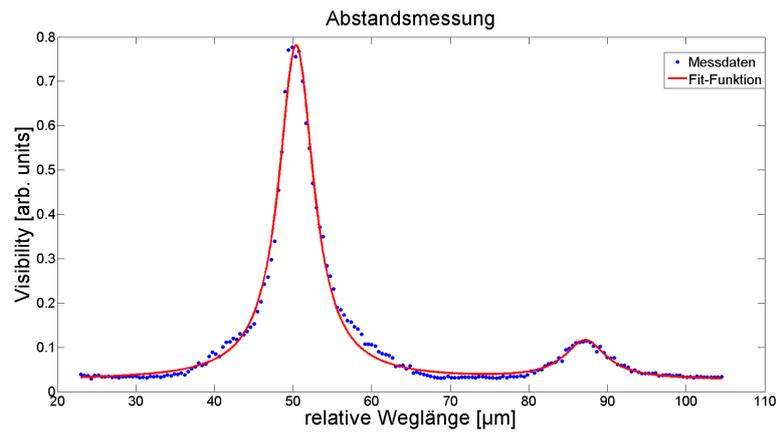


ABBILDUNG 25: Abstandsmessung zwischen einem Spiegel und Glas.

## 8 Einphotonenspektroskopie

Um Rydbergspektren an einem thermischen Gas in Stahlkammern messen zu können, ist es wichtig, die optische Dichte kontrollieren zu können. Die optische Dichte gibt an, wie eine Strahlung beim Durchqueren durch ein Medium an Leistung verliert. Oder in anderen Worten, wie viel von der Strahlung im Medium absorbiert wird.

Die Dichte des Mediums ist über die ideale Gasgleichung mit dem Dampfdruck des Mediums [19] verknüpft und damit auch mit der Temperatur des kältesten Punktes in der Kammer. An diesem kältesten Punkt liegt Rubidium in flüssiger Form vor. Das Kondensieren beziehungsweise Verdampfen des Rubidiums in diesem Punkt ist durch Raten-Gleichungen gegeben.

Folglich kann man über den kältesten Punkt in der Kammer (üblicherweise das Reservoir) die Teilchendichte in der Kammer steuern.

Zur Messung eines Einphotonenspektrums wird der Übergang der D<sub>1</sub>-Linie in Rubidium aufgenommen. Der Übergang ist von 5<sup>2</sup>S<sub>1/2</sub> nach 5<sup>2</sup>P<sub>1/2</sub>. Die Wellenlänge für den Übergang bei entarteten Energieniveaus liegt bei  $\lambda = 794.979$  nm oder bei einer Frequenz von  $\nu = 377.107$  THz. Verfährt man die Frequenz des Lasers im MHz-Bereich, so kann man im Spektrum die einzelnen Hyperfein-Übergänge der D<sub>1</sub>-Linie auflösen.

Zur Bestimmung der optischen Dichte wird das Spektrum der Hyperfein-Übergänge aufgenommen und ausgewertet. Die optische Dichte ist proportional zum Logarithmus Absorptionstiefe der Übergänge.

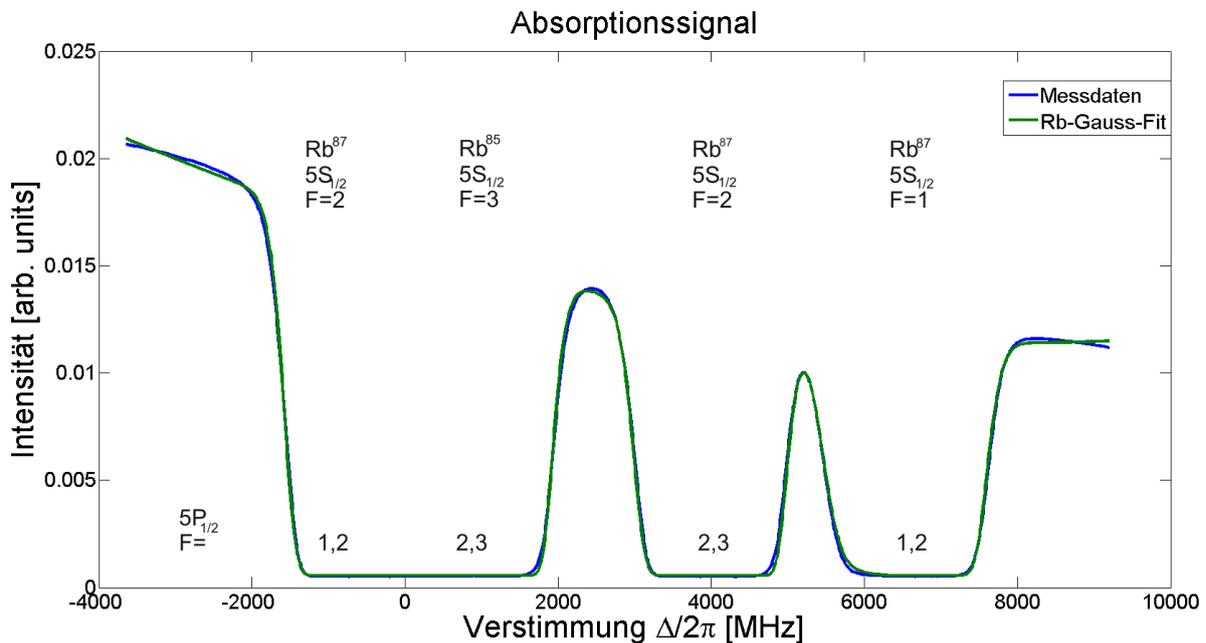


ABBILDUNG 26: Absorptionsspektrum bei einer Mediumlänge von 20.94 cm.

Die Fit-Funktion für das Absorptionsspektrum ist von der Form:

$$F(t) = F_0(t) \cdot e^{-\alpha_c(\Delta(t)) \cdot d} + O(t) . \quad (37)$$

Hierbei entspricht  $t$  dem Zeitvektor, welcher mit dem Oszilloskop aufgenommen wurde.

$F_0(t)$  entspricht dem light-level des Lasers. Das light-level hat die Bedeutung einer einhüllenden

Funktion des Absorptionssignals. Oder in anderen Worten, das Signal des Lasers auf der Photodiode ohne die Wechselwirkung mit einem Medium.

Der Absorptionskoeffizient  $\alpha_c(\Delta(t))$  enthält die Absorptionskoeffizienten für alle Hyperfein-Übergänge im Spektrum. Es enthält die Informationen über die Doppler-Breite, die Verstimmung des Lasers der einzelnen Übergänge, ebenso der Amplitudenfaktor, welcher von der Länge des Mediums abhängig ist.

Der Offset der Photodiode ist gegeben durch den Term  $O(t)$ . Dieser Parameter soll nicht in der Fit-Funktion angepasst werden.

Die optische Dichte wird mit einem extra Programm errechnet. Es wird folgende Funktion dafür verwendet,  $n$  entspricht der atomaren Dichte:

$$n = A_{JJ'} \frac{1}{\sigma_{0,JJ'}} \frac{2}{\pi\gamma} \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} \frac{\omega_D}{2d}. \quad (38)$$

Mit  $A_{JJ'}$  als Amplitudenfaktor, welcher maßgeblich zur Berechnung der optischen Dichte dient und  $\sigma_{0,JJ'}$ , der on-resonant-cross section für die Übergänge von  $J \rightarrow J'$ .

In den nachfolgenden Abbildungen wurden mehrere Absorptionsspektren aufgenommen, mit dem Ziel, die Temperatur des kältesten Punktes in der Kammer zu steuern. Dabei beträgt die Kammer-Temperatur im Schnitt, also unter Berücksichtigung aller Temperatursensoren an der Kammer  $\approx 220$  °C. Es wurden 5 Messungen bei unterschiedlichen Temperaturen am Reservoir gemacht.

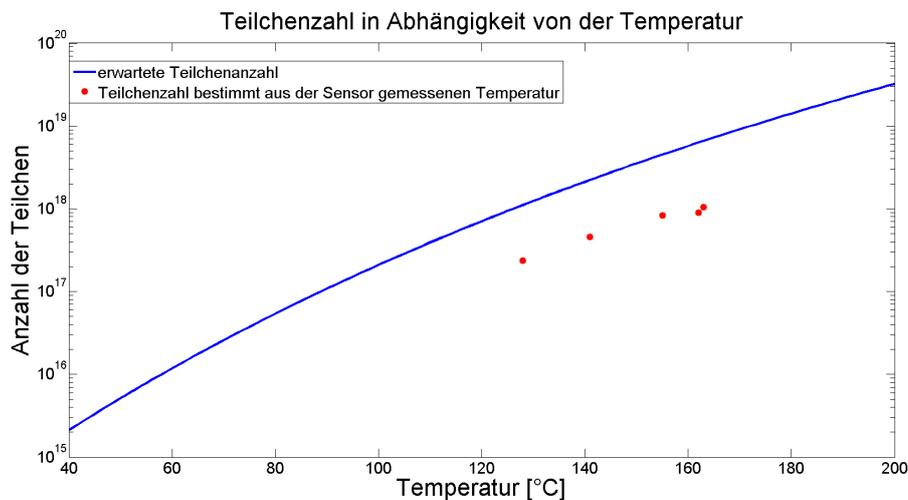


ABBILDUNG 27: Die theoretische Teilchenanzahl in der Kammer ist in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen (durchgezogene Linie). Die einzelnen Punkte entsprechen Absorptionmessungen und den daraus errechneten Teilchenanzahlen.

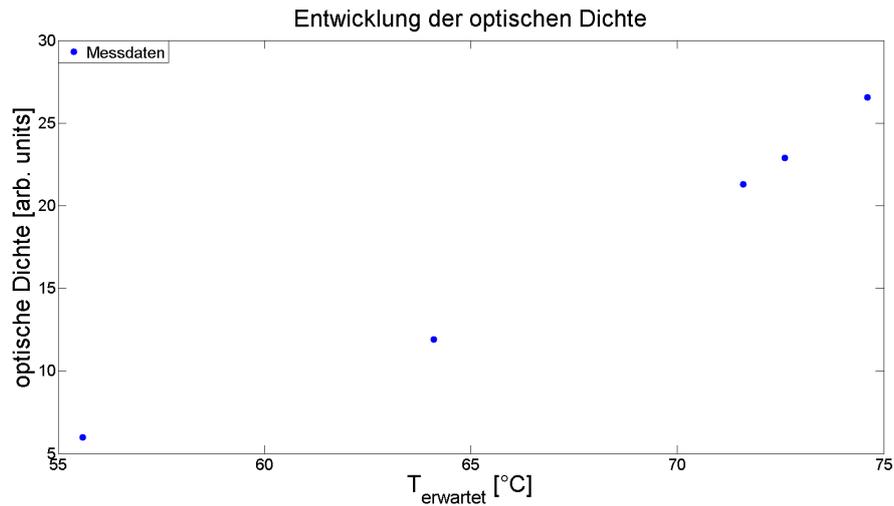


ABBILDUNG 28: Entwicklung der optischen Dichte aufgetragen über der bestimmten Temperatur aus der Absorption.

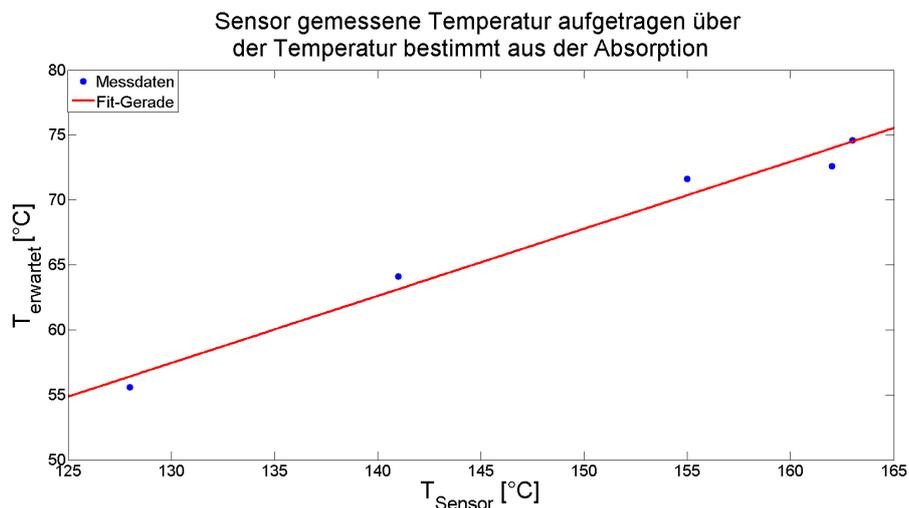


ABBILDUNG 29: Darstellung der Entwicklung der Temperaturen. Hierbei entspricht die erwartete Temperatur, jener welche aus der Absorption bestimmt wurde (Fit-Funktion  $f(x) = a \cdot x$ ).

In den Abbildungen 26, 27, 28 ist deutlich zu erkennen, dass man den kältesten Punkt in der Kammer regeln konnte. Jedoch entspricht die Position des Temperatursensors im Reservoir, nicht der Position des kältesten Punktes. In Abbildung 29 wurde eine lineare Funktion an die Messpunkte angelegt mit einer Standardabweichung der Messdaten von  $1.45\text{ }^{\circ}\text{C}$  und einer Steigung von 0.45. Zwischen den letzten beiden Messpunkten wurde ein ganzer Tag gewartet. Es ist deutlich zu sehen, dass sich das Gleichgewicht in der Kammer nach dieser Zeit besser eingestellt hat.

Mit der letzten Konfigurierung wurde ein Absorptionsspektrum am unteren Kammerfenster aufgenommen. Dazu wurde der Aufbau in Abbildung 13 benutzt.

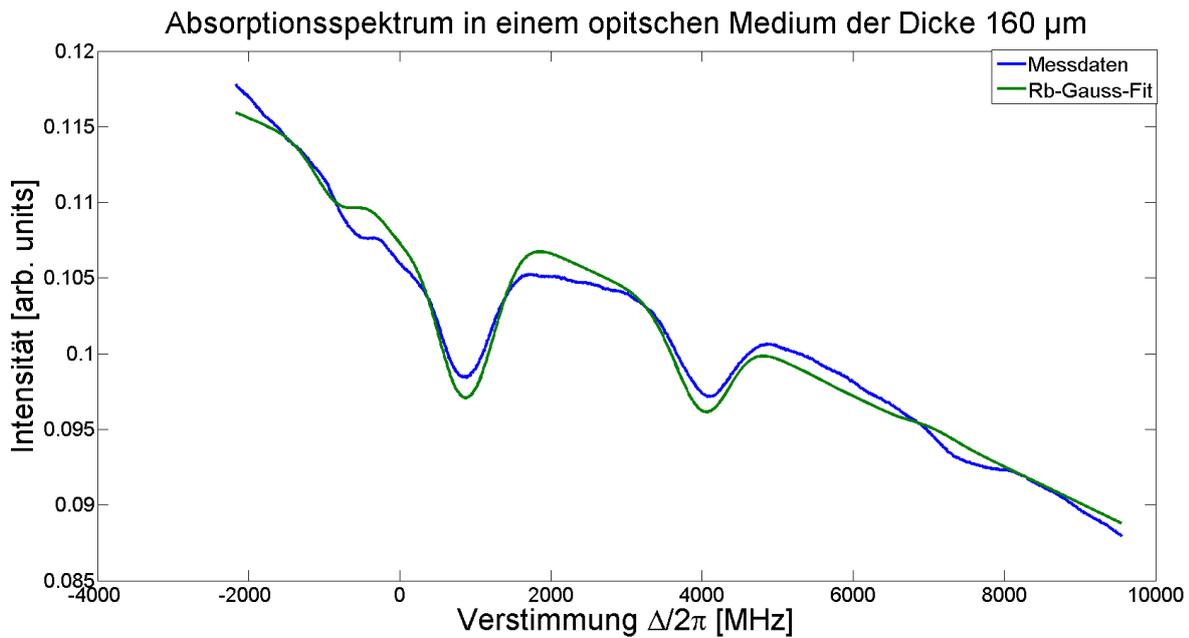


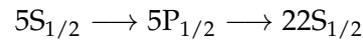
ABBILDUNG 30: Absorptionsspektrum bei einer Länge des optischen Mediums von 160  $\mu\text{m}$ .

Die Fit-Qualität ist sichtbar schlecht. Das liegt daran, dass das light-level einen Term dritter Ordnung enthält. Einen solchen Term ist in der Fit-Funktion nicht enthalten. Einen genaueren Fit ist in diesem Fall jedoch nicht von Bedeutung, das wurde überprüft, indem man die Amplitude in dem Fit absichtlich manipuliert hat. Die optische Dichte hat sich auf keinen relevanten Größenordnungen verändert.

Die optische Dichte in Abbildung 30 beträgt 0.52.

## 9 Rydbergspektroskopie und Casimir-Polder-Wechselwirkung

Für die Spektroskopie in einem Rydbergzustand nahe einer Oberfläche war folgendes Anregungsschema angedacht:



Eine Zweiphotonenspektroskopie wurde in dem dafür vorgesehenen Setup leider nicht realisiert. Dafür sind hauptsächlich zwei Punkte verantwortlich:

- **Überlapp des Coupling-Lasers und des Probe-Lasers:**

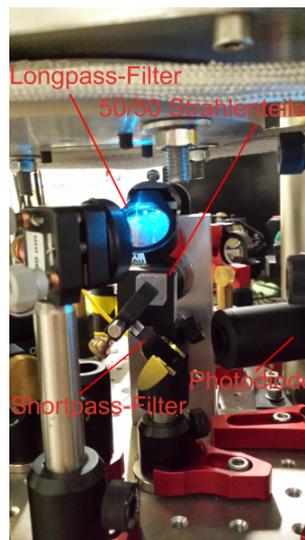


ABBILDUNG 31: Foto des experimentellen Aufbaus zur Zweiphotonenspektroskopie. Die schematische Skizze dazu ist in Abbildung 13 dargestellt.

Eine Überlappung der beiden Strahlen hat sich als schwierig herausgestellt. Der Weg, auf welchem ein Überlapp sein sollte, ist circa 15cm lang. Eine Überlagerung an einer früheren Stelle oder über ein anderes Setup, zum Beispiel das Einkoppeln der beiden Strahlen in einen Lichtleiter, ist ebenfalls nicht möglich gewesen. Der einfallende und der ausfallende Strahl sind auf dem dichroischen Spiegel circa 1cm auseinander. Es ist nicht genügend Platz vorhanden, um die Strahlen über eine Lochblende zu justieren.

Aus den genannten Gründen wurde durch systematisches Verstellen eines Strahles versucht ein Zweiphotonensignal zu erreichen. Dies hat leider nicht funktioniert, da man zum einen bei einer optische Dichte von 0.5 ein sehr kleines EIT-Signal erwartet, welches erst nach einer Mittlung über mehrere Messungen sichtbar wäre. Zum Anderen war die Zeit begrenzt, in der man eine hohe Dichte an Rubidium in der Kammer zur Verfügung hatte.

- Die Temperatur wird über drei Heizschläuche an der Hauptkammer und einem Heizschlauch am Reservoir geregelt. Zusätzlich wurde am kältesten Punkt in der Kammer (am Ende des Reservoirs) eine Heizpatrone angebracht. Jedoch hat sich die Temperaturregelung als schwierig herausgestellt. Wie bereits in Kapitel 8 besprochen, ließ sich der kälteste Punkt über die Reservoir-Temperatur steuern, allerdings war der Punkt irgendwo im Reservoir, nicht an der erhofften Stelle am Ende des Reservoirs.

Eine Temperaturregulierung in der Kammer um circa 20°C führte zu einem drastischen

Verlust der Teilchenzahl. Ein Spektroskopieversuch 14 Stunden nach dieser Temperaturänderung zeigte, dass mit diesen Teilchendichten keine Zweiphotonenspektroskopie mehr möglich sein wird.

Temperaturen vor dem Rubidiumverlust:

$$T_{\text{Kammer}} \approx 220^{\circ}\text{C} ,$$

$$T_{\text{Reservoir}} \approx 165^{\circ}\text{C} ,$$

$$T_{\text{Fensterheizung}} \approx 235^{\circ}\text{C} .$$

Zur Fehleranalyse wurde durch Öffnen eines Ventils eine Druckmessung ermöglicht. Der Kammerdruck lag bei  $1.3 \cdot 10^{-1}$  mbar. Durch das Öffnen eines weiteren Ventils war es wieder möglich mit der Turbomolekularpumpe zu evakuieren. Der Kammerdruck sank innerhalb weniger Sekunden in den Bereich von  $10^{-7}$  mbar. Nach dem schließen des Ventils stieg jedoch der Druck wieder in den Bereich von  $10^{-1}$  mbar.

Daraus ließ sich schlussfolgern, dass die Kammer an irgendeinem Punkt ein Leck haben muss.

## 10 Zweiphotonenspektroskopie in Glaszellen zur Untersuchung der Reaktivität mit verschiedenen Metallen

Der Versuch zur Rydbergspektroskopie nahe Oberflächen wurde insgesamt zweimal durchgeführt. Beide Male war ein plötzlicher Abfall der Teilchendichte das Ende der Messungen.

Bei dem ersten Versuch war es nicht möglich, den Druck in der Kammer zu messen (Konfiguration bei dem zweiten Aufbau, durch ein Doppelventilsystem mit dem Vakuummessgerät dazwischen). Eine Temperaturänderung, welches im zweiten Versuch wahrscheinlich verantwortlich war für den Abfall der Teilchendichte, wurde nicht durchgeführt. Man konnte keine genaue Schlussfolgerung ziehen, wieso keine Dichte an Rubidium mehr vorhanden war. Nach dem Abbau und Reinigen der Kammer war an der Fenstereinlassung eine dicke Schicht einer Verschmutzung zu sehen.

Es gibt zwei mögliche Erklärungen dafür. Entweder hat an dieser Stelle eine Reaktion von Rubidium stattgefunden. Die Fenstereinlassung besteht aus Kovar, eine Legierung aus Eisen, Nickel und Cobalt. Oder es war ein Leck in der Kammer.

Um Ersteres auszuschließen, wurden drei Glasampullen mit jeweils einem Stück Draht (Fe, Ni, Co) mit Rubidium befüllt. Es wird untersucht ob sich das Rydbergspektrum nach einem Erhitzen der Glasampulle verändert hat. Fotoaufnahmen der Proben sind im Anhang A.3 zu finden.

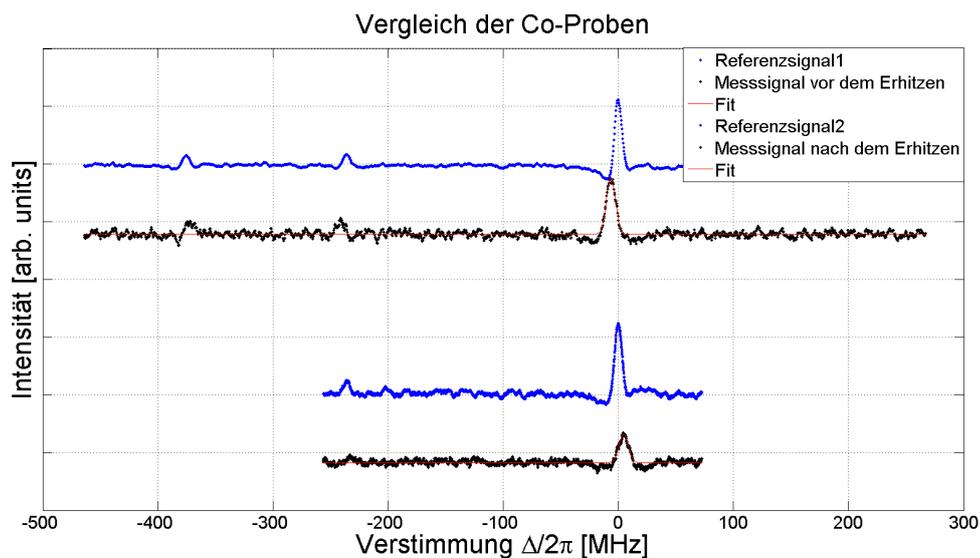


ABBILDUNG 32: EIT-Signal der Cobalt-Probe mit *blau*, dem Referenzsignal und *schwarz* dem Messsignal. Die obere Messung ist vor dem Erhitzen, die Untere nach dem Erhitzen.

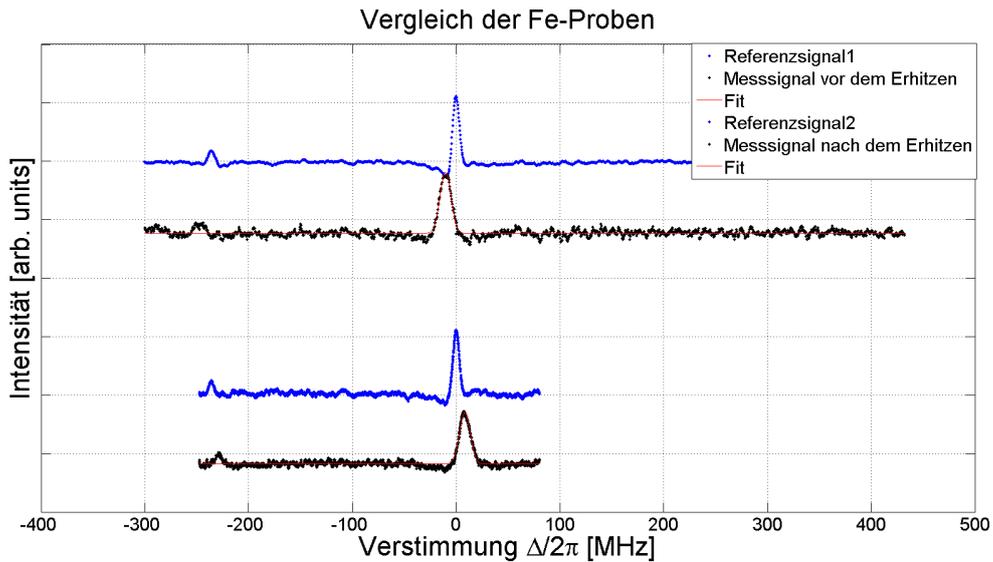


ABBILDUNG 33: EIT-Signal der Eisen-Probe mit *blau*, dem Referenzsignal und *schwarz* dem Messsignal. Die obere Messung ist vor dem Erhitzen, die Untere nach dem Erhitzen.

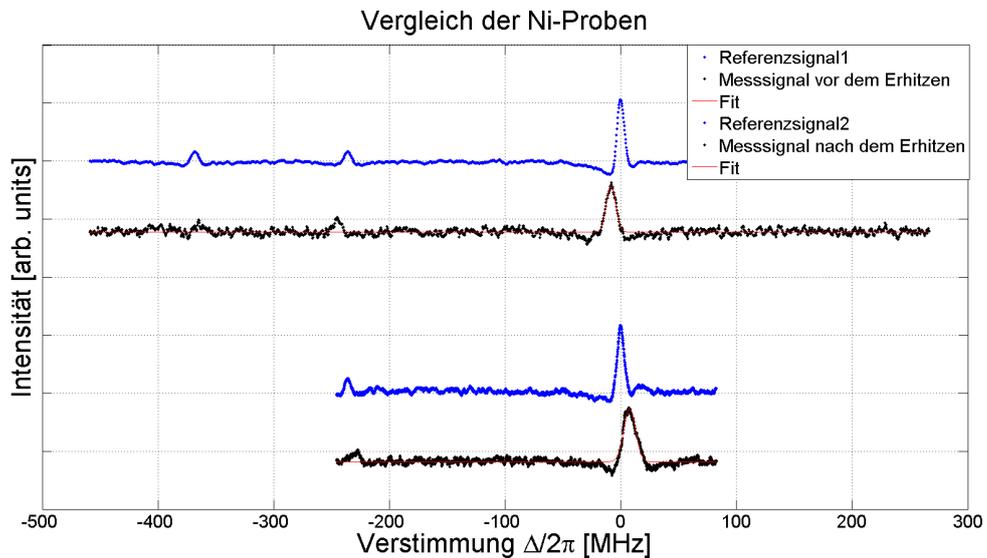


ABBILDUNG 34: EIT-Signal der Nickel-Probe mit *blau*, dem Referenzsignal und *schwarz* dem Messsignal. Die obere Messung ist vor dem Erhitzen, die Untere nach dem Erhitzen.

Probe	Referenz 1 [MHz]	Messsignal 1 [MHz]	Referenz 2 [MHz]	Messsignal 2 [MHz]
Co	3.76	5.54	4.08	5.53
Fe	3.94	7.46	3.98	7.31
Ni	3.71	5.67	3.92	7.13

TABELLE 1: Spektrale Halbwertsbreiten (FWHM) der Zweiphotonensignale.  $i = 1$  entspricht dem Signal vor dem Erhitzen,  $i = 2$  entspricht nach dem Erhitzen.

Die Proben wurden in einem Ofen bei 200 °C für 73.5 Stunden (Co) beziehungsweise 92.5 Stunden (Ni, Fe) erhitzt. Dies soll dazu dienen, ob bei dieser Temperatur die Aktivierungsenergie für eine Reaktion von Rubidium mit diesen Metallen erreicht ist.

Das Anregungsschema der Übergänge:

**Probe-Laser** (795 nm-Laser)

$$5S_{1/2}, F = 3 \longrightarrow 5P_{1/2}, F = 3$$

**Coupling-Laser** (474 nm-Laser)

$$5P_{1/2}, F = 3 \longrightarrow 2S_{1/2}, F = 2 .$$

Der Coupling-Laser wird mit einem externen Funktionsgenerator Frequenz-moduliert. Der Probe-Laser ist resonant gelockt für die Geschwindigkeitsklasse  $v = 0$  der Atome. Aufgrund der thermischen Energie haben die Atome eine Geschwindigkeit  $v$  in Richtung des Laserstrahls. Diese Geschwindigkeit liefert einem Atom eine Verstimmung des Lasers (Doppler-Effekt). Die Doppler-Verstimmung ist gegeben durch:

$$\Delta_D = k_\lambda \cdot v . \quad (39)$$

Für eine bestimmte Geschwindigkeitsklasse  $v$  ist ein nicht-resonanter Übergang in den Rydberg-zustand möglich. Dieser Übergang entspricht dem EIT-Signal bei 236 MHz.

Die Spektren zeigen keine relevanten Veränderungen. Die Rotverschiebung der Spektren ist damit zu begründen, dass durch das Erhitzen der Glaszellen mit dem Heißluftföhn sich Ladungen an der Glasoberfläche abgelagert haben. Diese sorgen für einen DC-Stark-Energieverschiebung.

Die Rabi-Frequenzen der Übergänge lassen sich nicht eindeutig angeben, da durch die runde Oberfläche der Glasampullen Linsen-Effekte auftreten. Der Strahl ist somit nicht eindeutig im optischen Medium definiert.

Der  $1/e^2$ -Strahldurchmesser liegt bei dem 474 nm Laser bei  $530 \mu\text{m}$ , bei dem 795 nm Laser  $275 \mu\text{m}$ .

Probe	Leistung (795 nm) [ $\mu\text{W}$ ]	Leistung (474 nm)[ $m\text{W}$ ]	Position des EIT-Signals [MHz]
$\text{Co}_v$	3	40	-6.38
$\text{Co}_n$	3	51.2	7.62
$\text{Fe}_v$	3.8	36	-10.35
$\text{Fe}_n$	3.1	48.3	8.41
$\text{Ni}_v$	0.6	40	-8.42
$\text{Ni}_n$	2.8	52	7.62

TABELLE 2: gemessene Laserleistungen und Verschiebung des EIT-Signals. Der Indize  $v$  steht für die Messungen vor dem Erhitzen im Ofen,  $n$  dementsprechend nach dem Erhitzen



## 11 Zusammenfassung

In dieser Arbeit war das Ziel, thermische Rydbergspektroskopie nahe Oberflächen zu untersuchen. Das Experiment wurde in einer Stahlkammer an Rubidium-Atome durchgeführt. Am unteren Fenster der Kammer wurden Spiegel so platziert, dass man verschiedene Abstände zwischen Spiegel und Fensterglas hat. Dazu wurde auf einer Seite der Spiegel ein Abstandshalter platziert, es werden Abstände zwischen  $0 \mu\text{m}$  -  $100 \mu\text{m}$  erreicht. Das Anregungsschema für den Rydbergzustand war  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2} \rightarrow 22S_{1/2}$ . Diese Übergänge wurden mit Licht der Wellenlänge  $\lambda = 795 \text{ nm}$  als Probe-Laser und  $\lambda = 474 \text{ nm}$  als Coupling Laser getrieben. Die Anwesenheit einer Oberfläche führt zu einer Wechselwirkung, welche eine Energieverschiebung in den atomaren Zuständen hervorruft. Die Kraft (Casimir-Polder Kraft) skaliert mit  $1/z^4$ ,  $z$  entspricht dem Abstand zum Spiegel. Aus Platzgründen war ein schwieriger Aufbau auf kleinem Raum notwendig. Die Überlappung für ein EIT-Signal war nicht ausreichend. Jedoch konnte in dem selben Aufbau Einphotonenspektroskopie durchgeführt werden. Dazu wurde mit dem  $795 \text{ nm}$ -Laser die  $D_1$ -Übergänge von Rubidium getrieben. Die Frequenz des Lasers wird mit circa  $14 \text{ GHz}$  verstimmt. Aus dem Absorptionssignal lässt sich der Dampfdruck und die optische Dichte bestimmen. Die optische Dichte von Rubidium betrug circa  $0.52$  mit einer Dicke des optischen Mediums von circa  $160 \mu\text{m}$ .

Um Abstände in der Kammer zwischen Fensterglas und Spiegel messen zu können wird ein Michelson-Interferometer verwendet. Über eine Lichtquelle ( $940 \text{ nm}$ -LED) mit kurzer Kohärenzlänge lässt sich der relative Abstand zwischen Fensterglas und Spiegel bestimmen. Dazu wird der eine Arm des Interferometers systematisch mit einem Piezo-Stellmotor verschoben. Der Stellmotor weist eine gewisse Hysterese sowie eine Sensibilität gegenüber Vibrationen auf. Aus diesen Gründen wurde ein weiteres Interferometer integriert, welches die Linearität zwischen Spannung und Wegstrecke am Piezo eicht.

Des Weiteren wurde untersucht, ob eine Reaktion zwischen Cobalt - Rubidium, Nickel - Rubidium und Eisen - Rubidium bei einer Temperatur von  $200 \text{ }^\circ\text{C}$  stattfindet. Es wird wieder das gleiche Anregungsschema für ein EIT-Signal verwendet, wie bei der Rydbergspektroskopie nahe Oberflächen. Diese Messungen waren eine Folge eines unerklärten Dichteverlusts an Rubidium in der Stahlkammer. Es wurden jedoch keine Veränderungen festgestellt, welche durch eine Reaktion zu erklären wären.



## 12 Ausblick

Das Ziel eine Rydbergspektroskopie nahe Oberflächen zu untersuchen, konnte in diesem experimentellen Aufbau leider nicht realisiert werden. Hauptgrund dafür war, dass die Temperaturregelung der Stahlkammer schwierig war. Das Zeitfenster, in dem das System fähig war ein Zweiphotonen-Spektrum aufzunehmen, war nicht ausreichend für die Justierung von Probe- und Coupling-Strahl.

Diese Probleme sollen in einer neuen Konfiguration des experimentellen Versuchsaufbaus behoben werden:

- Für eine bessere Temperaturkontrolle, beziehungsweise Eingrenzen der freien Parameter der Stahlkammer, wird der Versuchsaufbau in einer Glaszelle aus Borosilikat-Glas gebaut. Ein Prototyp ist bereits gebaut.

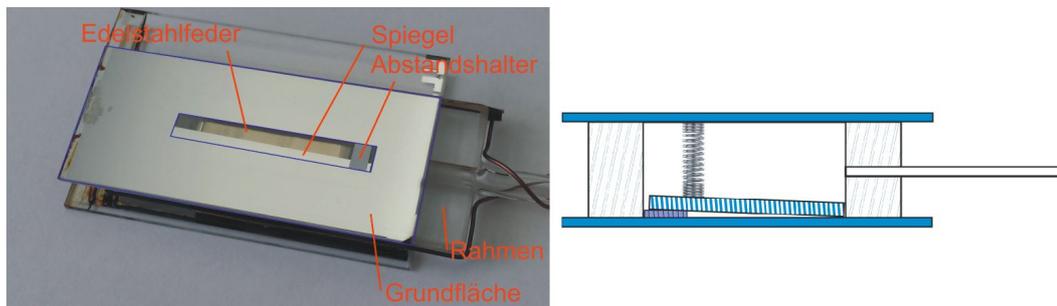


ABBILDUNG 35: gebondete Glaszelle.

Als Spiegel wird ein mit Aluminium bedampftes Glassubstrat verwendet. Der Keil zwischen Spiegel und Abstandshalter dient als Spektroskopie-Bereich. Von der Rückseite drückt eine Feder aus Edelstahl auf den Spiegel, die Position ist somit fest. Ein Verrutschen des Abstandshalters oder des Spiegels ist damit ausgeschlossen.

- Die zweite relevante Änderung wird sein, dass sich die Glaszelle nicht über den optischen Bauteilen befindet, sondern in der gleichen Ebene ( $xy$ -Ebene). Eine Justierung der Strahlen ist somit um einiges leichter und man kann die Justierung in die dritte Raumrichtung umgehen.



# Anhang

## A.1

Die Herleitungen der nachfolgenden Gleichungen sind in [15] [4] [5] ausführlich behandelt worden. Der Gesamt-Hamilton-Operator lautet:

$$\hat{H} = \frac{e^2}{2m} A^2 - \frac{e}{m} \mathbf{A} \cdot \mathbf{p} + V_{stat} . \quad (40a)$$

Der  $\mathbf{A} \cdot \mathbf{p}$ -Term kann aufgeteilt werden in einen SR- Teil und einen VF-Teil:

$$\hat{H} = \frac{e^2}{2m} A^2 - [(\ast) + (\ast\ast)] + V_{stat} . \quad (40b)$$

Hierbei entspricht  $A$  dem Feld-Operator und  $V_{stat}$  dem van-der-Waals-Wechselwirkungsterm.

### Vakuum-Feldmoden

Es wird in zwei unterschiedliche ebene Wellenmoden vor einer Oberfläche unterschieden.  
*E-,M-Feldmoden*

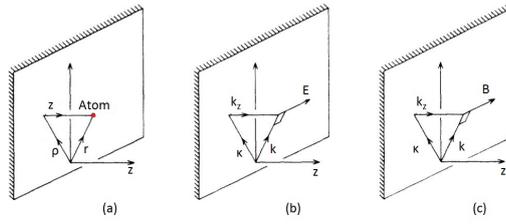


ABBILDUNG 36: In Teilabbildung (a) ist die Lage eines Atoms vor dem Spiegel gezeigt und die dazu verwendete Notation des Systems. In Teilabbildung (b) wird der Wellenvektor des elektrischen Feldes gezeigt. In Teilabbildung (c) analog für das magnetische Feld<sup>1</sup>

$$\mathbf{A}^E(\mathbf{k}) = \left[ \frac{\hbar}{\epsilon_0 \omega V} \right]^{1/2} \sin(k_z z) \hat{\kappa} X \hat{z} a_k^E e^{i(\kappa \rho - \omega t)} + H.c. \quad (41)$$

$\sin(k_z z) \Rightarrow$  Stetigkeitsbedingung für die Feldmoden: an der Stelle  $z = 0$  gibt es einen Knoten.  
 $a_k^E \Rightarrow$  Vernichtungsoperator der Feldmode.

$$\mathbf{A}^M(\mathbf{k}) = \left[ \frac{\hbar}{\epsilon_0 \omega V} \right]^{1/2} \left[ \frac{\kappa}{k} \cos(k_z z) \hat{z} - i \frac{k_z}{k} \sin(k_z z) \hat{\kappa} \right] a_k^M e^{i(\kappa \rho - \omega t)} + H.c. \quad (42)$$

Die Korrelationsfunktion der Vakuum-Feldmoden entspricht einer Autokorrelation des Feldes.

$$C_\mu^F(r, \tau) = \frac{1}{2} \sum_{\lambda(=E,M)} \langle 0 | [A_\mu^\lambda(r, t), A_\mu^\lambda(r, t - \tau)]_+ | 0 \rangle \quad (43)$$

$A_\mu^\lambda(r, t)$  entspricht dem Feldoperator in der Präsenz eines Spiegels.

Die Suszeptibilität des Vakuum-Feldes ist definiert als:

$$\chi_\mu^F(r, \tau) = \frac{i}{\hbar} \sum_{\lambda(=E,M)} \langle 0 | [A_\mu^\lambda(r, t), A_\mu^\lambda(r, t - \tau)]_- | 0 \rangle \Theta(\tau) . \quad (44)$$

<sup>1</sup>Quelle

Hierbei entspricht  $\Theta(\tau)$  der Kausalität.

Für die Beschränkung, dass sich das System in einem beschränkten Raum aufhält (cavity), wird die Korrelationsfunktion beeinflusst, die freie Feld-moden werden aus der Anzahl aller möglichen Moden abgezogen. Die Korrelationsfunktion und die Suszeptibilität wird umbenannt:  $C_\mu^{cav}(r, \tau), \chi_\mu^{cav}(r, \tau)$ .

### Korrelationsfunktion und Suszeptibilitätsfunktion für das Atom

$$C_\mu^a(\tau) = \frac{1}{2} \left[ \frac{e}{m} \right]^2 \langle a | [p_\mu(t), p_\mu(t - \tau)]_+ | a \rangle \quad (45)$$

Diese Korrelation entspricht einer Impulsautokorrelation in der Zeit. Das Atom im Zustand  $a$  korreliert mit einer lokalen Phase  $\varphi(\underline{r})$  mit sich selbst.

Die Suszeptibilität ist analog zu den Vakuum-Feldmoden definiert:

$$\chi_\mu^a(\tau) = \frac{1}{2} \left[ \frac{e}{m} \right]^2 \langle a | [p_\mu(t), p_\mu(t - \tau)]_- | a \rangle \Theta(\tau) . \quad (46)$$

### Energieverschiebung

Um die Energieverschiebung zu berechnen, wird zu jedem einzelnen Hamilton-Operator (Gleichung (40a),(40b)) eine Störrechnung durchgeführt:

#### Energieverschiebung durch die 'Selbst-Reaktion'

$$\Delta_{SR}^{cav} = \underbrace{\langle a | V_{stat} | a \rangle}_{\text{vdW-WW}} - \underbrace{\pi \sum_\mu \int_{-\infty}^{\infty} [\tilde{C}_\mu^a(\omega)]^* \tilde{\chi}_\mu^{cav}(\omega) d\omega}_{(*)} \quad (47)$$

Die van-der-Waals-Wechselwirkung folgt aus der Anwesenheit des Atoms vor dem Spiegel.

$$\langle a | V_{stat} | a \rangle = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\langle a | \rho^2 + 2z^2 | a \rangle}{16z^3} \quad (48)$$

#### Energieverschiebung durch das Vakuum-Feld

$$\Delta_{VF} = \frac{e^2}{2m} \langle 0 | A^2 | 0 \rangle - \pi \sum_\mu \int_{-\infty}^{\infty} \hat{C}_\mu^F(\omega)^* \hat{\chi}_\mu^a(\omega) \quad (49)$$

$$\Delta_{VF}^{cav} = \frac{e^2}{2m} \sum_\mu C_\mu^{cav}(r, \tau = 0) - \underbrace{\pi \sum_\mu \int_{-\infty}^{\infty} \hat{C}_\mu^{cav}(\omega)^* \hat{\chi}_\mu^a(\omega)}_{(**)} \quad (50)$$

Diese Energieverschiebung entspricht dem Lambshift unter Einschränkung das nur bestimmte Vakuum-Moden erlaubt sind.

Die gesamte Energieverschiebung ist gegeben durch die Addition von Gleichung (47) mit Gleichung (50).

Für Abstände nahe der Oberfläche ( $2\omega_{ab}z/c = \omega_{ab}T \ll 1$ ) gilt die van-der-Waals-Wechselwirkung mit einer  $\frac{1}{z^3}$ -Abhängigkeit.

Im retardierten Fall, also für große Abstände des Atoms von der Wand gegenüber der relevanten Wellenlänge, gilt  $\omega_{ab} \rightarrow \infty$  und somit eine Energieverschiebung für Grundzustandsatome:

$$(\Delta_{SR}^{cav} + \Delta_{VF}^{cav})|_{\omega_{ab} \rightarrow \infty} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon m^2 c^3} \frac{1}{T} \sum_{|b\rangle} \frac{\omega_{ab}}{|\omega_{ab}|} |\langle b|\mathbf{p}|a\rangle|^2 \frac{4}{(|\omega_{ab}T|)^3} \quad (51)$$

mit  $\alpha = -\sum_{|b\rangle} \frac{2 \cdot |\langle b|\mathbf{e}\mathbf{r}|a\rangle|^2}{3\hbar\omega_{ab}}$  erhält man die Casimir-Polder-Energieverschiebung im retardierten Fall für ein Atom vor einer perfekt leitenden Oberfläche:

$$\Delta_{CP} = -\frac{3\hbar c}{32\pi^2\epsilon_0} \frac{\alpha}{z^4} \quad (52)$$

Man sieht, dass mit steigendem Abstand  $z$  die Wechselwirkung mit  $1/z^4$  abfällt.

## A.2

Fotoaufnahme des Testobjekts zur Abstandsmessung mit dem Michelson-Interferometer. Der Abstand zwischen Spiegel und Glas wurde mit zwei Wolfram-Drähte der Dicke  $40 \mu\text{m}$  geschaffen



ABBILDUNG 37: Fotoaufnahme des Testobjekts zur Abstandsmessung

### A.3

Fotoaufnahmen zu den Glasampullen mit Metallproben aus Abschnitt 10



ABBILDUNG 38: Co-Probe



ABBILDUNG 39: Fe-Probe

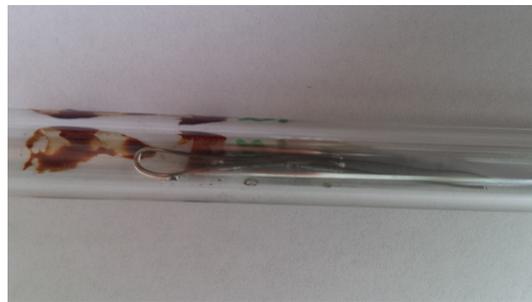


ABBILDUNG 40: Ni-Probe



## Literatur

- [1] A. Aspect, Jean Dalibard, *Measurement of the atom-wall interaction: from London to Casimir-Polder*, Séminaire Poincaré **1**, 67 (2002)
- [2] D. Bloch, M. Ducloy, *Atom- Wall interaction*, Advances in atomic, molecular and optical physics, vol. **50**
- [3] H.B.G. Casimir, D. Polder, Phys. Rev. **73**, 360 (1948)
- [4] J. Dalibard, J. Dupond-Roc, C. Cohen Tannoudji, J. Phys. (Paris) **43**, 1617 (1982)
- [5] J. Dalibard, J. Dupond-Roc, C. Cohen Tannoudji, J. Phys. (Paris) **45**, 637 (1984)
- [6] W. Demtröder, *Laserspektroskopie, Grundlagen und Techniken*, Springer Verlag (2007)
- [7] T. Dresel, G. Häusler, H. Venzke, *Three-dimensional sensing of rough surfaces by coherence radar*, Applied Optics, vol. **31**, S. 919-925 (1992)
- [8] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J.P. Marangos *Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media*, Rev. Mod. Phys **77** (2005), S. 633-673
- [9] C. J. Foot, *Atomic Physics* (Oxford University Press 2005)
- [10] E. Hecht, *Optik*, 6. Auflage, De Gruyter Verlag (2014)
- [11] H. Kübler, *Kohärente Rydberg-Spektroskopie in einer Rubidium Mikrozelle* Dissertation. (Universität Stuttgart, 5. Physikalisches Institut, 2012)
- [12] W. E. Lamb Jr., R. C. Retherford, *Fine Structure of the Hydrogen Atom by a Microwave Method*, Phys. Rev., vol. **72**, 241 (1947)
- [13] E. M. Lifshitz, *Soviet Physics*, vol. **2**, 1 (1956)
- [14] F. London, *Z. Physik* **63**, S. 245 (1930)
- [15] D. Meschede, W. Jhe, E.A. Hinds *Radiative properties of atoms near a conducting plane: An old problem in a new light*, Phys. Rev. A **41** (1990)
- [16] H. Metcalf, P. van der Straten *Laser cooling and trapping* (Springer 1999)
- [17] J.D. Pritchard, *Cooperative Optical Non-linearity in a blockaded Rydberg Ensemble*, Doctor thesis. (Durham University, Department of Physics, 2011)
- [18] R. Ritter, *persönliche Konversation* (Universität Stuttgart, 5. Physikalisches Institut)
- [19] D.A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*, [steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf](http://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf) (2010)
- [20] C. I. Sukenik, M. G. Boshier, D. Cho, V. Sandoghdar, E. A. Hinds, *Measurement of the Casimir-Polder Force*, Phys. Rev. **70** (1992)

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die mich während meiner Arbeit betreut und unterstützt haben.

Insbesondere gilt dieser Dank Prof. Dr. Tilman Pfau für die Möglichkeit am 5. Physikalischen Institut mitzuarbeiten.

Mein Dank geht auch an Dr. Robert Löw für die Chance an einem neuen Projekt zu arbeiten und die große Unterstützung in physikalischen, wie technischen Fragen, sowie die kontinuierliche Motivation, vor allem in schwierigen Zeitabschnitten.

Ein großer Dank geht an Dr. Harald Kübler, welcher zahlreiche Stunden mir zur Seite stand und mich unterstützt hat.

Ein weiterer Dank geht an Johannes Schmidt, welcher mich vor allem in den letzten Tagen unterstützend begleitet hat und meine Arbeit immer wieder Korrektur gelesen hat.

Auch möchte ich mich bei allen Mitarbeitern des Instituts bedanken, vor allem Christian, Alban, Fabian, Georg, Daniel und Ralf für eine tolle Atmosphäre und die ständige Hilfsbereitschaft.

Ein besonderer Dank geht an meine Eltern für die ständige Unterstützung und die Ermöglichung dieses Studiums.

Nicht zuletzt gebührt dir Janin, Dank für die moralische Unterstützung und dass Du außerhalb meines Studiums für mich da warst.

## **Ehrenwörtliche Erklärung**

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen verwendet habe.

Stuttgart, den 28. September 2015

Ralf Albrecht