

# Herstellung und Charakterisierung elektrisch adressierbarer Dampfzellen zur Rydbergspektroskopie

Diplomarbeit von  
Ralf Ritter  
20.12.2011

Hauptberichter: Prof. Dr. Tilman Pfau  
Mitberichter: Prof. Dr. Harald Giessen

**Universität Stuttgart**  
**5. Physikalisches Institut**



## Abstract

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden elektrisch adressierbare Spektroskopiezellen hergestellt, um in diesen Zellen kontrolliert lokale elektrische Felder zur Beeinflussung von Rydberg Energieniveaus zu erzeugen. Dabei wurden Zellen mit unterschiedlichen Beschichtungen und Eigenschaften gebaut. Für die Charakterisierung dieser Zellen wurde eine Rydberg-EIT-Spektroskopie verwendet. Hierbei wurde der Stark Effekt sowohl mit Wechselfeldern, als auch mit konstanten Feldern beobachtet und damit das Funktionsprinzip der Zellen bestätigt.

In the scope of this thesis electrically addressable spectroscopy cells have been fabricated, to generate local electric fields within these cells, and with this, control the energy-levels of Rydberg atoms. Cells with different coatings and features have been build. To investigate these cells, an EIT-spectroscopy was used. In the experiment, the Stark effect was observed with AC- as well as with DC-fields. Consequently the functioning of the cells was proved.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>9</b>
2.1	Elektromagnetisch induzierte Transparenz . . . . .	9
2.2	Linienbreiten . . . . .	10
2.2.1	Natürliche Linienbreite . . . . .	10
2.2.2	Doppler- und Flugzeitverbreiterung . . . . .	11
2.2.3	Leistungsverbreiterung . . . . .	12
2.2.4	Druckverbreiterung . . . . .	12
2.2.5	Linienbreite und EIT . . . . .	13
2.3	Rydberg Atome . . . . .	14
2.4	Stark Effekt . . . . .	15
2.5	Beschichtungsverfahren . . . . .	18
2.5.1	Sputtern . . . . .	19
2.5.2	PECVD . . . . .	20
<b>3</b>	<b>Herstellung</b>	<b>21</b>
3.1	Beschichtung und Strukturierung . . . . .	21
3.1.1	Hergestellte Substrate . . . . .	25
3.2	Zusammenbau und Befüllung . . . . .	29
<b>4</b>	<b>Messprinzip und experimenteller Aufbau</b>	<b>33</b>
4.1	Messprinzip . . . . .	33
4.2	Lasersysteme . . . . .	34
4.2.1	Grundzustandslasersystem . . . . .	34
4.2.2	Rydbergasersystem . . . . .	35
4.3	Experimenteller Aufbau . . . . .	37
<b>5</b>	<b>Experimentelle Ergebnisse</b>	<b>40</b>
5.1	Druckverbreiterung und Druckverschiebung des EIT-Peaks . . . . .	40
5.2	AC Stark Effekt . . . . .	42
5.2.1	Frequenzabhängigkeit des Stark Effekts . . . . .	43
5.2.2	Feldstärkeabhängigkeit der Stark Verschiebung . . . . .	44
5.3	DC Stark Effekt . . . . .	47
5.3.1	Feldstärkeabhängigkeit der Stark Verschiebung . . . . .	47

5.4	Auflösungsvermögen der Zellen . . . . .	49
5.5	Untersuchung der Linienform . . . . .	53
5.5.1	Einfluss von AC Feldern . . . . .	53
5.5.2	Simulationen . . . . .	55
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>58</b>
 <b>Anhänge</b>		
<b>A</b>	<b>Beschichtungen aus Chrom, MoTa und Gold</b>	<b>61</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>63</b>

# 1 Einleitung

Das Forschungsgebiet der Quanteninformationsverarbeitung hat in den letzten Jahren einen beachtlichen Aufschwung erlebt. Mit der Verwendung von Quantenbits (Qubits) zur Darstellung und Verarbeitung von Information soll es möglich werden, einige Probleme der klassischen Informatik mit einer wesentlich höheren Effizienz zu lösen, und damit die Rechenzeit drastisch zu reduzieren. Bereits Ende des letzten Jahrhunderts wurden mehrere theoretische Konzepte entwickelt, für deren Umsetzung mittlerweile Vorschläge unter Ausnutzung von unterschiedlichen physikalischen Systemen gemacht wurden. Viele dieser Modelle beruhen auf der Verwendung von Einzelphotonenquellen, welche bereits durch Halbleiter-Quantenpunkte [1], Fehlstellen in Diamanten [2], oder einzelne gefangene Atome [3] realisiert wurden.

Eine andere Herangehensweise für die Verwirklichung von skalierbaren Einzelphotonenquellen stellt die Verwendung von thermischen Rydberg Atomen dar [4]. Diese hochangeregten Atome verfügen über eine langreichweitige Dipol-Dipol Wechselwirkung, welche zu dem Effekt führt, dass innerhalb eines Radius mehrerer Mikrometer um das Rydbergatom die Anregung weiterer Atome in den Rydbergzustand unterdrückt wird. Durch diesen Blockade-Effekt ist es möglich, in einem Ensemble aus Atomen nur eine einzige Anregung zu erzeugen, welche bei ihrer anschließenden Abregung zur Emission eines einzelnen Photons führt. Dafür ist es notwendig, dieses Ensemble auf ein Volumen zu beschränken, welches innerhalb des Blockade-Radius liegt. Eine Möglichkeit dafür besteht beispielsweise darin, die Atome in mikrostrukturierten Glaszellen einzusperren [5].

Diese Mikrostrukturzellen können außerdem um eine Schalteigenschaft erweitert werden. Dazu werden die Oberflächen dieser Zelle mit einer elektrisch leitfähigen und transparenten Schicht überzogen, welche in einzelne Pixel in der Größe solch eines Mikrovolumens strukturiert ist. Dabei wird die Zelle senkrecht zu dieser Oberfläche von einem Laser durchstrahlt. Wird nun an einen Pixel eine Spannung angelegt, so verschiebt das dabei entstehende Feld die Energieniveaus der Atome, die sich innerhalb dieses Pixels befinden. Da Rydberg Atome eine überaus hohe Polarisierbarkeit besitzen, können deren Niveaus bereits mit niedrigen Feldstärken so weit verschoben werden, dass sie mit einem anfangs resonanten Laser nicht mehr wechselwirken können. Aufgrund der Adressierbarkeit der einzelnen Pixel können damit separate Bereiche der Zelle in und außer Resonanz geschaltet werden. Hiermit können nicht nur flexible Einzelphotonenquellen, sondern auch Einzelphotonenabsorber realisiert werden, mit denen es möglich ist, individuell

Photonen aus einem Lichtfeld zu entfernen [6].

In dieser Diplomarbeit wird ein erster Schritt für die Realisierung dieser Idee gemacht. Dabei wird die Herstellung von elektrisch adressierbaren Zellen einer Dicke von 5 mm und mit zwei Pixeln durchgeführt und beschrieben. Außerdem werden diese durch spektroskopische Messungen charakterisiert und deren Funktion unter Beweis gestellt.

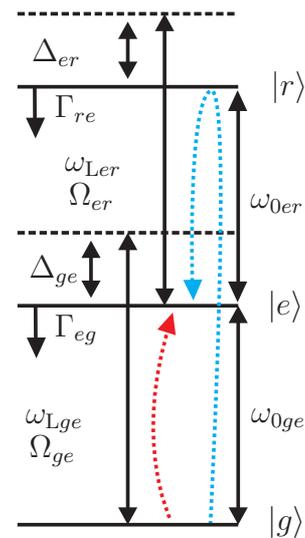
## 2 Grundlagen

Dieses Kapitel enthält die theoretischen Grundlagen, die für diese Arbeit von Bedeutung sind. Zu Beginn wird die als Spektroskopietechnik verwendete elektromagnetisch induzierte Transparenz beschrieben. Anschließend wird auf die Ursachen für die Verbreiterung von Spektrallinien eingegangen. Im dritten Abschnitt werden die grundlegenden Eigenschaften von Rydberg Atomen behandelt. Der für diese Arbeit essentielle Stark Effekt wird im vierten Abschnitt besprochen. Am Ende werden die für die Herstellung der Zellen verwendeten Beschichtungstechniken veranschaulicht.

### 2.1 Elektromagnetisch induzierte Transparenz

Für die phänomenologische Beschreibung der elektromagnetisch induzierten Transparenz (EIT) wird ein Dreiniveausystem in Leiteranordnung betrachtet, wie es in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt ist. Dieses beinhaltet den Grundzustand  $|g\rangle$ , den angeregten Zustand  $|e\rangle$  mit der Zerfallsrate  $\Gamma_{eg}$  und einen dritten Zustand  $|r\rangle$  (z.B. ein Rydbergzustand) mit der Zerfallsrate  $\Gamma_{re}$ , der energetisch höher liegt, als der angeregte Zustand. Ein schwacher Probe-Laser der Frequenz  $\omega_{Lge}$ , mit der Rabi-Frequenz  $\Omega_{ge}$  und der Verstimmung  $\Delta_{ge} = \omega_{Lge} - \omega_{0ge}$  koppelt die Zustände  $|g\rangle$  und  $|e\rangle$ . Der Zustand  $|r\rangle$  wird durch einen starken Pump-Laser der Frequenz  $\omega_{Ler}$ , mit der Rabi-Frequenz  $\Omega_{er}$  und der Verstimmung  $\Delta_{er} = \omega_{Ler} - \omega_{0er}$  an den Zustand  $|e\rangle$  gekoppelt. Betrachtet man die Absorption des Probe-Lasers in einem optisch dichten Medium, öffnet sich bei Erfüllung der Zweiphotonenresonanz ( $\Delta_{ge} + \Delta_{er} = 0$ ) ein Transparenzfenster. Dieser Effekt ist die elektromagnetisch induzierte Transparenz.

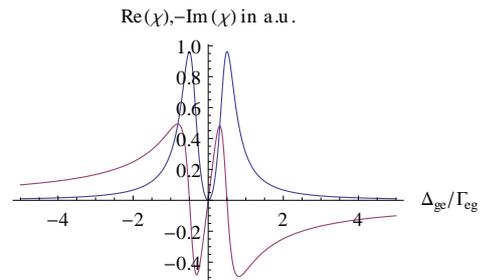
Eine Möglichkeit für dessen Erklärung ist die Argumentation über die Anregungswege, wie es in Abbildung 2.1 gezeigt ist. Um vom Zustand  $|g\rangle$



**Abbildung 2.1:** Dreiniveausystem mit Übergangs- und Laserfrequenzen und Verstimmungen. Rot und blau sind die Anregungswege nach  $|e\rangle$  dargestellt.

zum Zustand  $|e\rangle$  zu gelangen gibt es einerseits den direkten Weg  $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$  durch Anregung mit dem Probe-Laser (rot gestrichelt). Andererseits gibt es den Weg  $|g\rangle \rightarrow |r\rangle \rightarrow |e\rangle$ , der den Zustand  $|r\rangle$  miteinbezieht (blau gestrichelt). Dabei wird ein vollständiger Rabi-Zyklus zwischen den Zuständen  $|e\rangle$  und  $|r\rangle$  durchgeführt, was sich in einem negativen Vorzeichen der Wellenfunktion für diesen Weg gegenüber dem erstgenannten Weg widerspiegelt. Dadurch interferieren die beiden Anregungswege destruktiv, was zu einer Auslöschung der Anregung nach  $|e\rangle$  und damit zu einem Verschwinden der Absorption führt.

Die Antwort der Atome auf ein Lichtfeld ist durch die komplexe Suszeptibilität  $\chi$  gegeben. Der Verlauf von Real- und Imaginärteil von  $\chi$  für das eben besprochene Dreiniveausystem ist in Abbildung 2.2 gezeigt. Der Realteil beschreibt dabei den Brechungsindex des Mediums und der Imaginärteil dessen Absorption. Es ist zu sehen, dass der oben beschriebene Transparenzpeak in der Absorptionskurve im Resonanzfall auftritt. Außerdem erscheint dort eine normale Dispersion.



**Abbildung 2.2:** Realteil (magenta) und Imaginärteil (blau) der Suszeptibilität eines Dreiniveausystems. Aus [7].

## 2.2 Linienbreiten

Die Frequenz, bei der Licht von Atomen absorbiert oder emittiert wird, ist abhängig vom Energieabstand der am Übergang beteiligten Energieniveaus. Diese Frequenz ist allerdings nicht auf eine unendlich schmale Resonanzfrequenz festgelegt, sondern besitzt eine gewisse Verteilung um diese Resonanzfrequenz. Dies führt bei der Spektroskopie zur Beobachtung von Spektrallinien, die eine endliche Breite aufweisen. Im Folgenden wird auf einige Effekte eingegangen, die eine Auswirkung auf die Breite einer Spektrallinie haben.

### 2.2.1 Natürliche Linienbreite

Die grundsätzliche Linienbreite, die eine Spektrallinie besitzt, ist durch die natürliche Linienbreite gegeben. Sie wird nicht durch äußere Störungen verursacht, sondern ist der endlichen Lebensdauer eines angeregten atomaren Zustands aufgrund spontaner Emission zuzuschreiben. Dies ist durch eine einfache Betrachtung unter Zuhilfenahme der Heisenbergschen Unschärferelation zu sehen. Besitzt der Zustand die Lebensdauer  $\tau_n$ , ist seine Energie  $\mathcal{E}_n$  nur bis auf eine Unschärfe von

$\Delta\mathcal{E}_n = \hbar/\tau_n$  festgelegt. Dies führt auf eine Frequenzunschärfe von

$$\Delta\omega = \frac{\Delta\mathcal{E}}{\hbar} = \frac{1}{\tau_n}, \quad (2.1)$$

was die Breite der beobachteten Linie widerspiegelt.

### 2.2.2 Doppler- und Flugzeitverbreiterung

Diese beiden Verbreiterungsmechanismen werden durch die Bewegung der Atome verursacht. Ein Atom, das sich mit der Geschwindigkeit  $\mathbf{v}$  gegenüber dem ruhenden Laser der Frequenz  $\omega_L$  bewegt, sieht diese aufgrund des Doppler Effekts verschoben und nimmt die Frequenz

$$\omega' = \omega_L - \mathbf{k}\mathbf{v} \quad (2.2)$$

wahr, wobei  $\mathbf{k}$  der Wellenvektor des Lasers ist. Aufgrund des Skalarprodukts sehen nur die Atome mit einer Geschwindigkeitskomponente parallel zum Laserstrahl eine Frequenzverstimmung und man kann das Problem eindimensional behandeln. Dann ist im thermischen Gleichgewicht der Anteil der Atome mit der Geschwindigkeit  $v$  im Intervall  $dv$  gegeben durch

$$n(v)dv = n_0 \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv, \quad (2.3)$$

mit der Teilchendichte  $n_0$ , der Masse  $m$ , der Temperatur  $T$  und der Boltzmann Konstante  $k_B$ . Mit der Verstimmung  $\delta = kv$ , ergibt sich der Anteil der absorbierenden Atome zu

$$n(\delta)d\delta = n_0 \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} e^{-\frac{mc_0^2 \delta^2}{2k_B \omega_L^2 T}} d\delta. \quad (2.4)$$

Daraus resultiert eine Gaußsche Linienform mit der Halbwertsbreite

$$\omega_{\text{Doppler}} = \frac{\omega_L}{c} \sqrt{\frac{8k_B T \ln 2}{m}}. \quad (2.5)$$

Weiter ist zu beachten, dass der Laserstrahl einen endlichen Durchmesser  $d$  besitzt, und dadurch die Atome mit der mittleren Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Laserstrahl  $\bar{v} = \sqrt{8k_B T / \pi m}$  nur während der Zeit

$$t = \frac{d}{\bar{v}} \quad (2.6)$$

mit dem Licht wechselwirken können. Ist dabei  $t$  kleiner als die durch den spontanen Zerfall bestimmte Lebensdauer, führt dies zu einer Flugzeitverbreiterung, die nach [8] bei einem Laserstrahl mit Gaußschem Intensitätsprofil gegeben ist durch

$$\Gamma_{\text{Fl}} = \frac{4\bar{v}}{d} \sqrt{2 \ln 2}. \quad (2.7)$$

### 2.2.3 Leistungsverbreiterung

Die Leistungsverbreiterung ist ein Effekt, der bei der Spektroskopie von Atomen mit intensivem Laserlicht auftritt. Liegt die Laserfrequenz nahe der Resonanzfrequenz eines atomaren Übergangs, kommt es zu einer Kopplung des Atoms mit dem Lichtfeld. Dabei oszilliert die Besetzungsdichte der beteiligten Niveaus mit der Rabi-Frequenz

$$\Omega_{\text{Rabi}} = \frac{\mu \cdot E_0}{\hbar}, \quad (2.8)$$

wobei  $\mu$  das Übergangsdipolmoment und  $E_0$  die elektrische Feldstärkeamplitude des Lichtfelds sind. Ist die Laserleistung (und damit  $E_0$ ) so hoch, dass  $\Omega_{\text{Rabi}}$  in die Nähe der Zerfallsrate des angeregten Niveaus kommt, wird durch die induzierte Emission die Lebensdauer dieses Niveaus verkürzt, was wieder zu einer Verbreiterung der Frequenzverteilung des emittierten Lichts führt. Die Leistungsverbreiterung beträgt dabei

$$\Gamma_{\text{eff}} = \sqrt{\Gamma_{eg}^2 + 2\Omega_{eg}^2} = \Gamma_{eg} \sqrt{1 + \frac{I}{I_{\text{Sat}}}}, \quad (2.9)$$

mit der Intensität  $I$  und der Sättigungsintensität  $I_{\text{Sat}} = \pi \hbar c \Gamma_{eg} / (3\lambda^3)$ .

### 2.2.4 Druckverbreiterung

In den bisherigen Betrachtungen konnte eine Wechselwirkung der Atome untereinander vernachlässigt werden. Tatsächlich ist das betrachtete Atom aber von anderen Atomen umgeben, die es durch Ströße bei seinem Emissions- oder Absorptionsprozess stören. Dabei führen inelastische Stöße zu einer Abregung eines Zustands und verkürzen somit seine Lebensdauer. Daraus folgt wiederum eine Zunahme der Linienbreite. Für die Stoßrate kann man schreiben

$$\Gamma_{\text{inel}} = n_{\text{B}} \bar{v}_{\text{AB}} \sigma_{\text{inel}}. \quad (2.10)$$

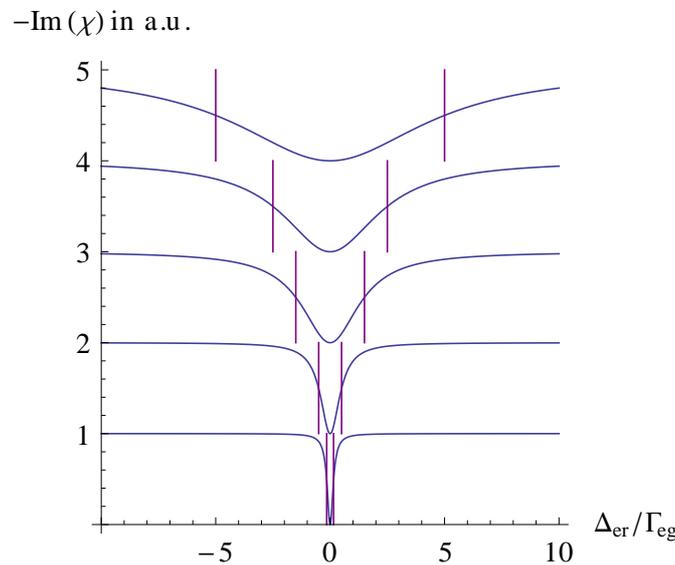
Hier ist  $n_{\text{B}}$  die Teilchendichte der Störatome,  $\bar{v}_{\text{AB}}$  die mittlere Relativgeschwindigkeit und  $\sigma_{\text{inel}}$  der inelastische Stoßquerschnitt. Die Teilchendichte hängt wiederum vom (Partial-)Druck der Störatome ab, weshalb der Begriff Druckverbreiterung

verwendet wird.

Bei elastischen Stößen werden durch Wechselwirkung des Störatoms mit dem emittierenden (bzw. absorbierenden) Atom dessen Energieniveaus abhängig vom gegenseitigen räumlichen Abstand  $R$  verschoben. Dies bedeutet, dass während des Stoßes die Übergangsfrequenz und damit die Spektrallinie verschoben wird. Da die Abstände  $R$  statistisch verteilt sind, führt dies zu einer statistischen Verteilung der Frequenzen um einen Mittelwert. Daraus resultiert eine verbreiterte Linie, die im verschobenen Mittelwert ihr Maximum besitzt. Die elastischen Stöße bewirken also sowohl eine Druckverbreiterung, als auch eine Druckverschiebung. Dabei kann je nach Vorzeichen der Streulänge der Störatome eine Blau- oder Rotverschiebung auftreten [8].

### 2.2.5 Linienbreite und EIT

Hier soll kurz darauf eingegangen werden, wie sich die beschriebenen Verbreiterungsphänomene im EIT widerspiegeln. Für eine ausführliche Beschreibung siehe [7]. Bis auf die Doppler Verbreiterung bedingen die genannten Ursachen im Endeffekt eine Reduktion der Lebensdauer der Zustände  $|e\rangle$  und  $|r\rangle$ , welche das Signal unterschiedlich beeinflussen. Außerdem macht es einen Unterschied, welcher der beiden Laser gescannt wird. Es zeigt sich, dass sich die Breite des Niveaus  $|r\rangle$  direkt beobachten lässt, wenn der Probe-Laser resonant gehalten, und der Pump-Laser gescannt wird. Dies ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Die Breite des EIT-Peaks ist



**Abbildung 2.3:** Normierter Imaginärteil der Suszeptibilität für  $\Gamma_{re} = (0.3, 1, 3, 5, 10)\Gamma_{eg}$ . Der Probeler ist schwach und  $\Omega_{\text{Pump}} = \Gamma_{eg}/10$ . Die Zerfallsrate  $\Gamma_{re}$  ist durch die magenta Linien markiert. Aus [7]

durch die Zerfallsrate  $\Gamma_{re}$  bestimmt, wohingegen  $\Gamma_{eg}$  lediglich in die Signalhöhe eingeht, was allerdings in dieser Abbildung nicht zu sehen ist, da das Signal normiert wurde. Um Leistungsverbreiterung zu vermeiden, muss die Pump-Rabifrequenz kleiner als  $\Gamma_{re}$  und  $\Gamma_{eg}$  sein, jedoch möchte man ein möglichst deutliches Signal haben, wofür eine große Pump-Leistung notwendig ist.

## 2.3 Rydberg Atome

Atome, die ein hochangeregtes Elektron mit einer wesentlich höheren Hauptquantenzahl  $n$  als im Grundzustand besitzen, werden als Rydberg Atome bezeichnet. Ein Rydberg Atom kann beispielsweise durch den Stoß eines freien Elektrons mit einem Grundzustandsatom entstehen, oder indem ein Ion ein Elektron einfängt und dieses an sich bindet. Durch optische Anregung kann ein beliebiger Rydberg Zustand auch gezielt besetzt werden. Der Nachweis geschieht zumeist indirekt, z.B. durch Fluoreszenzlicht bei deren Zerfall, oder durch Detektion der Ionen oder Elektronen, die bei der Ionisation der Rydberg Atome durch ein sehr starkes elektrisches Feld erzeugt werden. Eine andere Methode, die auch hier verwendet wurde, ist der Nachweis durch die elektromagnetisch induzierte Transparenz.

Mit der hohen Hauptquantenzahl ist ein großer Abstand des angeregten Elektrons zum Kern und den restlichen Elektronen verbunden. Das Elektron hat deshalb eine geringe Aufenthaltswahrscheinlichkeit in der Nähe des Atomrumpfes und spürt somit näherungsweise ein Coulomb Potential des einfach positiv geladenen Rumpfes. Insofern ist ein Rydberg Atom dem Wasserstoffatom ähnlich und es können einige Eigenschaften davon abgeleitet werden. Die Wechselwirkung mit den inneren Elektronen wird durch den Quantendefekt  $\delta_{nlj}$  berücksichtigt. Dieser ist für s-Elektronen am größten und nimmt mit steigendem Bahndrehimpuls  $l$  ab, da die Aufenthaltswahrscheinlichkeit in Rumpfnähe immer geringer wird. Ersetzt man nun die Hauptquantenzahl  $n$  des Wasserstoffatoms durch die effektive Hauptquantenzahl

$$n_{\text{eff}} = (n - \delta_{nlj}), \quad (2.11)$$

kann man die Bindungsenergie des Rydberg Atoms berechnen mit

$$\mathcal{E}_{nlj} = -\frac{\tilde{R}}{n_{\text{eff}}^2} = -\frac{\tilde{R}}{(n - \delta_{nlj})^2}, \quad (2.12)$$

wobei  $\tilde{R}$  die elementspezifische Rydbergkonstante ist. Der Bahnradius des Elektrons beträgt nach dem Bohrschen Modell

$$r = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{Ze^2m_e} \cdot n_{\text{eff}}^2. \quad (2.13)$$

Auch die Lebensdauer eines Rydbergzustands nimmt mit steigendem  $n$  zu, da die Energiedifferenz zwischen benachbarten Niveaus  $n$  und  $n'$  sehr klein wird, und die spontane Übergangswahrscheinlichkeit proportional zu  $\omega_{n,n'}^3 \propto \Delta\mathcal{E}_{n,n'}^3$  ist. Aufgrund des großen Elektron-Kern-Abstands und der daraus resultierenden schwachen Bindung des Elektrons lässt sich das Rydberg Atom zudem extrem leicht polarisieren. Dies führt u.a. zu einer signifikanten Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen Rydberg Atomen, was sie zu vielversprechenden Kandidaten für die Realisierung von Quantenbauteilen macht. Die wichtigsten Eigenschaften und deren  $n$ -Abhängigkeit sind in Tabelle 2.1 noch einmal zusammengefasst.

Eigenschaft	$\propto n^x$	32S
Bindungsenergie $\mathcal{E}$	$n^{-2}$	15,45 eV
Bahnradius $r$	$n^2$	1024 $a_0$
Lebensdauer $\tau$	$n^3$	9,2 $\mu\text{s}$
Polarisierbarkeit $\alpha$	$n^7$	2,26 MHz/(V/cm) <sup>2</sup>

**Tabelle 2.1:** Eigenschaften von Rydberg Atomen und deren Potenzabhängigkeit von der Hauptquantenzahl  $n$ , sowie Beispielwerte für den im Experiment untersuchten 32S Zustand. Aus [9].

## 2.4 Stark Effekt

Der Stark Effekt beschreibt die Auswirkung eines elektrischen Feldes auf atomare Energieniveaus. Dies zeigt sich in einer Verschiebung und zum Teil in der Aufspaltung der Eigenenergien. Für die allgemeine Spektroskopie spielt dieser Effekt eine untergeordnete Rolle, da die elektrischen Felder, welche im Inneren eines Atoms herrschen, um einige Größenordnungen höher liegen, als im Labor problemlos erzeugbare Feldstärken. Für hochangeregte Rydbergatome hingegen zeigt der Stark Effekt eine wesentlich größere Wirkung, da sich das angeregte Elektron weit vom positiv geladenen Atomkern entfernt aufhält und deshalb umso empfindlicher auf externe Felder reagiert.

Im Folgenden sollen mit Hilfe der Störungsrechnung einige allgemeine Eigenschaften gezeigt werden. Die Störung durch das elektrische Feld  $\mathbf{E}$  kann man schreiben als

$$V_{\text{el}} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E} = ez \cdot E \quad (2.14)$$

mit dem elektrischen Dipolmoment  $\boldsymbol{\mu}$ , der Elementarladung  $e$  und  $E||z$ . Für Rydbergzustände von Alkaliatomen mit niedrigem Bahndrehimpuls ( $\leq F$ ) ist die  $l$ -Entartung durch den Quantendefekt aufgehoben. Dies gilt insbesondere für den

im Experiment verwendeten S Zustand, auf den sich die nächsten Überlegungen beschränken. Man kann für die Energie eines Zustands nun  $|\psi_n\rangle$  eine Störungsentwicklung ohne Entartung ansetzen:

$$\mathcal{E}_n = \mathcal{E}_n^{(0)} + \langle \psi_n | V_{\text{el}} | \psi_n \rangle + \sum_{p \neq n} \frac{|\langle \psi_n | V_{\text{el}} | \psi_p \rangle|^2}{\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_p}. \quad (2.15)$$

Da  $V_{\text{el}}$  ungerade Parität hat verschwindet der Term  $\langle \psi_n | V_{\text{el}} | \psi_n \rangle$  nach Einsetzen des Störpotentials und es bleibt für die Energieverschiebung

$$\Delta \mathcal{E}_n = \mathcal{E}_n - \mathcal{E}_n^{(0)} = |eE|^2 \sum_{p \neq n} \frac{|\langle \psi_n | z | \psi_p \rangle|^2}{\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_p}. \quad (2.16)$$

Das nichtentartete Niveau wird also proportional zum Quadrat der Feldstärke verschoben. Dies ist der quadratische Stark Effekt. Da die Energieniveaus in einem Atom mit zunehmender Energie immer näher beieinander liegen, gibt es in (2.16) mehr Glieder für die  $\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_p < 0$  gilt, als für den umgekehrten Fall. Deshalb werden die Niveaus beim quadratischen Stark Effekt immer rot verschoben. Man kann nun die Polarisierbarkeit definieren als

$$\alpha = -2 |e| \sum_{p \neq n} \frac{|\langle \psi_n | z | \psi_p \rangle|^2}{\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_p} \quad (2.17)$$

und erhält damit

$$\Delta \mathcal{E} = -\frac{1}{2} \alpha E^2. \quad (2.18)$$

Ein anderer Fall tritt ein, wenn das ungestörte Atom ein Potential besitzt, welches nur wenig vom Coulomb-Potential abweicht. Hier sind die Zustände (wie beim H-Atom) näherungsweise entartet. Für Rydbergatome mit höherem Bahndrehimpuls trifft dies zu, da das angeregte Elektron eine geringe Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Atomrumpf hat und dadurch in erster Näherung ein Coulomb-Feld sieht. In diesem Fall muss also Störungstheorie mit Entartung angewendet werden, um die gestörten Energien zu bestimmen. Demnach erhält man für einen  $N$ -fach entarteten Zustand für die Energiekorrekturen in erster Ordnung die Eigenwerte der  $N \times N$  Matrix mit den Elementen

$$(V_{\text{el}})_{pq} = \langle \psi_p | V_{\text{el}} | \psi_q \rangle, \quad p, q = 1, \dots, N. \quad (2.19)$$

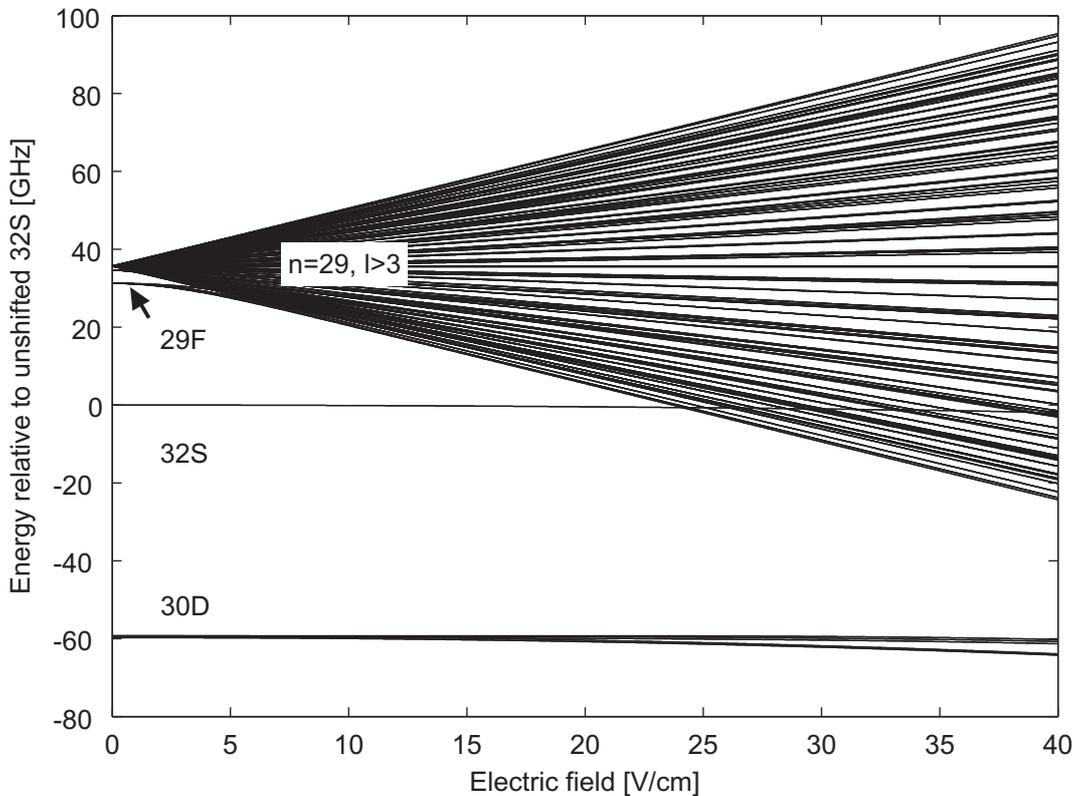
Die Matrixelemente sind dabei nur dann von Null verschieden, wenn einige der ungestörten entarteten Zustände unterschiedliche Parität besitzen. Ein anschauliches Beispiel liefert der erste angeregte Zustand des H-Atoms ( $n = 2$ ). Hier erhält

man Energiekorrekturen der Form

$$\mathcal{E}_{\pm} = \pm 3eEa_0. \quad (2.20)$$

Die Energie wird gegenüber dem ungestörten Wert proportional zur Feldstärke angehoben oder abgesenkt. Dies ist der lineare Stark Effekt. Ein elektrisches Feld führt also bei entarteten Zuständen zu einer Aufspaltung der Zustände die in erster Ordnung proportional zur elektrischen Feldstärke ist.

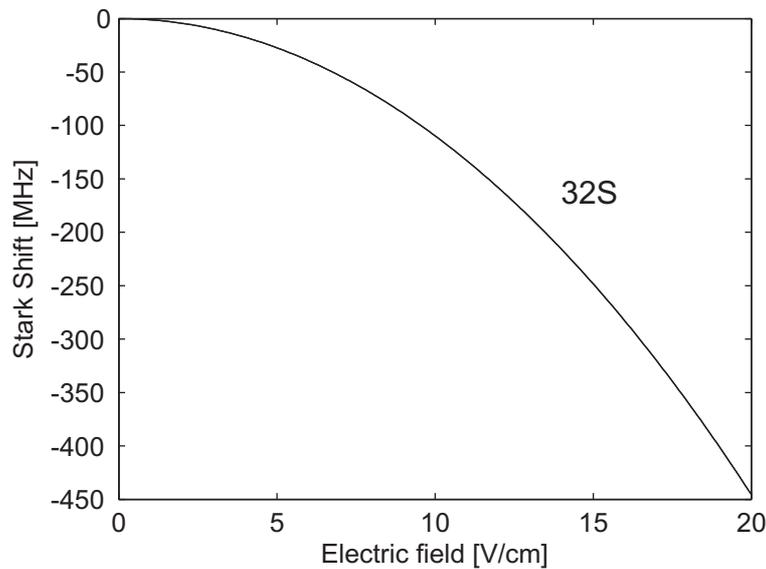
Werden die Eigenenergien in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke grafisch dargestellt, erhält man eine sogenannte Stark Map. Eine solche Stark Map ist für die Umgebung des im Experiment untersuchten  $32S$ -Zustands in Abbildung 2.4 gezeigt. Sie wurde nach der in [10, 11] beschriebenen Methode für den Unterzustand  $|m_j| = 1/2$  berechnet.



**Abbildung 2.4:** Stark Map für  $|m_j| = 1/2$  in der Umgebung des  $32S$  Zustands von Rubidium. Der  $32S$  Zustand erfährt wie die anderen Zustände mit  $l \leq 3$  einen quadratischen Stark Effekt. Die Zustände mit  $l > 3$  werden hingegen durch den linearen Stark Effekt verschoben. Die Energien sind relativ zum unverschobenen  $32S$  Zustand aufgetragen.

Der  $32S$  Zustand wird wie die anderen Zustände mit  $l \leq 3$  proportional zum Qua-

drat der Feldstärke verschoben. Dies ist in der hier gezeigten Map nur schwer zu erkennen, da der insgesamt betrachtete Energiebereich groß gegen die Verschiebung ist. Deshalb ist die Verschiebung für den 32S Zustand noch mal in Abbildung ?? extra dargestellt. Die Zustände mit einem höheren Bahndrehimpuls sind ohne Feld quasi entartet. Wird das elektrische Feld eingeschaltet und erhöht, erfahren die entarteten Terme einen linearen Stark Effekt und es kommt zu einer Aufspaltung dieser Terme. Ab einer Feldstärke von etwa 24 V/cm kommt es zu vermiedenen Kreuzungen zwischen dem 32S Zustand und den  $l$ -Termen des  $n = 29$  Zustands. Da bei den während dieser Diplomarbeit gemachten Messungen die Feldstärke nicht über 20 V/cm betragen hat, konnte dieses Phänomen experimentell nicht beobachtet werden.



**Abbildung 2.5:** Stark Verschiebung des 32S Zustands aus der berechneten Stark Map für den im Experiment verwendeten Feldstärkebereich.

## 2.5 Beschichtungsverfahren

Um dünne Schichten eines Stoffes herzustellen gibt es einige gängige Verfahren. In diesem Abschnitt werden die Grundlagen der Beschichtungstechniken dargelegt, welche für die Herstellung der in dieser Arbeit entstandenen Zellen verwendet wurden. Für die Abscheidung der leitfähigen Schichten wurde eine Sputteranlage verwendet. Die Schutzschichten hingegen wurden mit einer PECVD-Anlage aufgetragen. Ausführlichere Darstellungen finden sich in [12] und [13].

### 2.5.1 Sputtern

Beim Sputtern (oder Kathodenzerstäuben) wird ein Festkörper aus dem abzuschleudenen Material (Target) an eine negative Spannung gelegt und durch positive Gasionen aus einem Plasma beschossen. Diese lösen durch ihre kinetische Energie Atome aus dem Target heraus, welche sich dann auf dem zu beschichtenden Substrat niederschlagen. Eine schematische Darstellung des Sputterns ist in Abbildung 2.6 gezeigt. Der gesamte Prozess findet innerhalb einer Vakuumkammer bei einem Druck von ca.  $10^{-3}$  mbar statt, da bei zu hohem Druck die Materialatome zu häufig mit den Gasionen stoßen und dadurch kein ausreichender Niederschlag erzeugt wird. Bei zu niedrigem Druck wäre allerdings die Plasmazündung nicht möglich. Für die Bereitstellung der Gasionen wird durch eine Hochspannung ein Argon Plasma gezündet. Dieses Plasma wird auch vor dem eigentlichen Sputtern dazu verwendet, um die Substrate zu reinigen (Plasmaätzen). Dabei werden diese von den Gasionen beschossen, wodurch Material von ihrer Oberfläche abgetragen wird.

Für die Beschichtung der hergestellten Substrate wurde eine Anlage verwendet, bei der die Substrate während des Sputterprozesses auf einem Schlitten mit konstanter Geschwindigkeit am Target vorbei fahren. Eine einzige Vorbeifahrt wird als sogenannte „Oszillation“ gezählt. Die Geschwindigkeit und die Anzahl der Oszillationen sind damit die wesentlichen Parameter welche die Schichtdicke bestimmen.

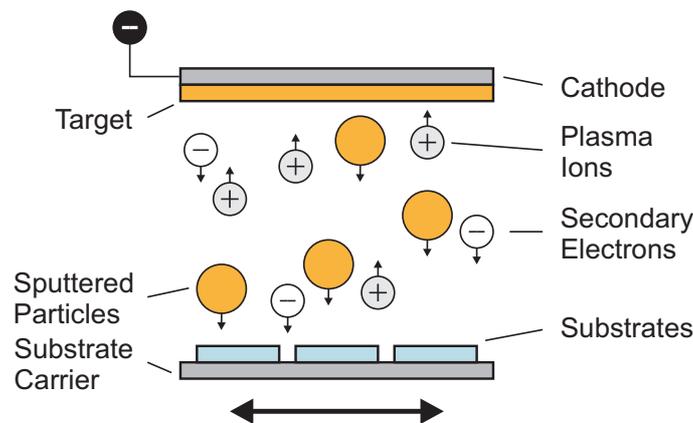


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung des Sputterprozesses.

### 2.5.2 PECVD

Die plasmaunterstützte chemische Gasabscheidung (PECVD = Plasma-Enhanced Chemical Vapour Deposition) ist ein Verfahren, bei dem in einem Plasma Radikale eines Gasgemisches erzeugt werden und deren Reaktionsprodukte auf einem Substrat abgeschieden werden. Durch die Verwendung eines Plasmas kann der Prozess bei wesentlich niedrigeren Temperaturen betrieben werden als bei der herkömmlichen chemischen Gasphasenabscheidung (CVD), bei der die Reaktion thermisch aktiviert wird, weshalb auch temperaturempfindliche Materialien beschichtet werden können. Für den Beschichtungsprozess werden die gasförmigen Reaktionsprodukte in einen Reaktor geleitet, in welchem sich auch die zu beschichtenden Substrate befinden. Dort wird durch ein hochfrequentes elektromagnetisches Feld ein Plasma gezündet. In diesem Plasma kommt es durch Stoßionisation der Gase zu Bindungsbrüchen, Anregungen und Radikalbildungen. Bei der nun ablaufenden chemischen Reaktion werden die dabei entstehenden Produkte auf dem Substrat abgeschieden.

Als Material für die Schutzschicht der hergestellten Zellsubstrate wurde zum einen Siliciumnitrid ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) verwendet. Die dafür nötigen Edukte sind Monosilan ( $\text{SiH}_4$ ) und Ammoniakgas ( $\text{NH}_3$ ). Dabei läuft im Reaktor folgende Reaktion ab



Die Nebenprodukte verlassen den Reaktor mit einem Gasstrom. Außer Siliciumnitrid wurde Siliciumdioxid ( $\text{SiO}_2$ ) durch Oxidation von Monosilan mit Distickstoffmonoxid ( $\text{N}_2\text{O}$ ) nach der Reaktion



abgeschieden. Durch die Einstellung der Abscheideparameter können die Zusammensetzung der Schicht und der Einbau von Fremdatomen und damit die Schichteigenschaften wie Spannung, Stabilität und elektrische Leitfähigkeit angepasst werden.

# 3 Herstellung

Im Folgenden wird beschrieben, wie die in dieser Diplomarbeit verwendeten elektrisch adressierbaren Spektroskopiezellen (kurz: E-Cell) hergestellt werden. Unter „elektrisch adressierbar“ versteht man die Möglichkeit, in verschiedenen Bereichen der Zelle lokale elektrische Felder zu erzeugen, und diese individuell zu schalten. Die Elektroden, welche das Feld erzeugen, sollen dabei von den Spektroskopielasern durchstrahlt werden, weshalb sie ausreichend transparent sein müssen. Der erste Abschnitt dieses Kapitels beschäftigt sich mit der Beschichtung und Strukturierung der Glassubstrate, welche die Elektroden (Pixel) enthalten und als Boden, bzw. Deckel der Zelle dienen. Im zweiten Abschnitt wird der Zusammenbau der Zelle und die Befüllung mit Rubidium beschrieben.

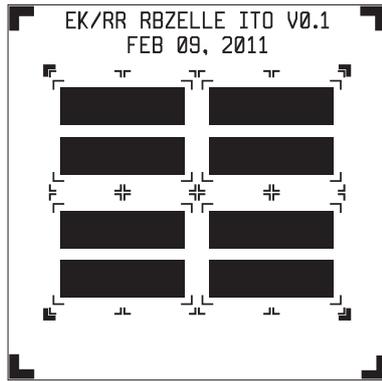
## 3.1 Beschichtung und Strukturierung

Die Elektroden zur Erzeugung der elektrischen Felder werden durch leitfähige und transparente Beschichtungen auf Glassubstraten realisiert, welche dann so strukturiert werden, dass man einzelne Pixel erhält. Dieser Teil der Herstellung hat im Reinraum des Instituts für großflächige Mikroelektronik (IGM) der Universität Stuttgart, ehemals Lehrstuhl für Bildschirmtechnik (LFB), stattgefunden, da dort die notwendigen Anlagen für solche Aufgaben vorhanden sind.

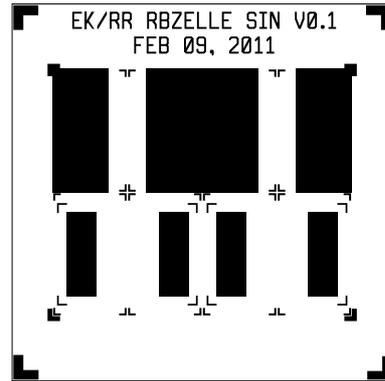
Als Basis für diesen Produktionsabschnitt dient ein 1,1 mm dickes Glassubstrat (Erdalkali-Boro-Aluminiumsilikat) mit den Abmessungen 10x12 cm. Zur Vorbereitung für den Beschichtungsprozess müssen die Substrate einer Reinigungsprozedur unterzogen werden, um die notwendige Partikelfreiheit zu gewährleisten. Das Aufbringen der leitfähigen Schicht (z.B. ITO) erfolgt mit einer Sputteranlage. Um nun die einzelnen Pixelelektroden zu erhalten, wird die leitfähige Schicht fotolithografisch strukturiert. Dazu wird zuerst durch Spin-Coating eine Schicht Fotolack auf das Substrat aufgebracht, welche anschließend durch Beheizen in einer Hot-Plate stabilisiert wird:

- Belacker: Programm AZ\_10x12
- Hot-Plate: Programm AZ\_150

Darauffolgend wird der Fotolack belichtet. Eine Maske gibt dabei die Form der gewünschten Struktur vor. Bei den in dieser Diplomarbeit verwendeten Masken



**Abbildung 3.1:** Maskenlayout für die Strukturierung der leitfähigen Schicht.



**Abbildung 3.2:** Maskenlayout für die Strukturierung der Schutzschicht.

wurde das Layout von einem Fotolabor auf eine transparente Folie gedruckt. Eine solche Folienmaske ist für die hier benötigten groben Strukturen völlig ausreichend und hat den Vorteil, dass sie günstig und mit wenig Aufwand anzufertigen ist. Die Untergrenze für die Strukturgrößen, die damit möglich sind, liegt bei etwa  $100\ \mu\text{m}$ . In Abbildung 3.1 ist das Maskenlayout für die Pixelelektroden gezeigt. Dies ist so ausgelegt, dass man pro  $10 \times 12\ \text{cm}$ -Substrat Bauteile für vier Zellen mit je zwei Pixeln erhält. Die Abmessungen eines Pixels betragen dabei  $15 \times 25\ \text{mm}$ . Bei der Verwendung von Folienmasken sind die Belichtereinstellungen:

- Belichtungszeit: 40 s für AZ-Lack; 10 s für TFP-Lack
- Alignment Gap:  $20\ \mu\text{m}$
- Soft contact
- WEC: 0,4 bar

Dabei bezeichnet Alignment Gap den Abstand zwischen Substrat und Maske, bei dem beide aufeinander ausgerichtet werden. Durch den Modus soft contact wird das Substrat während der Belichtung mit einer voreingestellten Kraft mit der Maske in Kontakt gebracht. Die WEC (Wedge Error Compensation) sorgt schließlich dafür, dass die Flächen von Substrat und Maske parallel ausgerichtet werden.

Nach der Belichtung wird der Fotolack in einer Entwicklerlösung entwickelt. Der belichtete Fotolack wird dabei durch den Entwickler vom Substrat gelöst, so dass nur noch der unbelichtete Anteil auf dem Substrat haftet. Je nach verwendetem Lack gelten hier folgende Parameter:

**AZ-Lack**

- Entwickler: AZ Developer  
1:1 verdünnt mit H<sub>2</sub>O
- Entwicklungszeit: 30-35 s
- High flow: 30 s
- mit N<sub>2</sub> abblasen

**TFP-Lack**

- Entwickler: TMA (pur)
- Entwicklungszeit: 20 s
- High flow: 50 s
- mit N<sub>2</sub> abblasen

Als nächster Schritt wird die freigelegte leitfähige Schicht in einem dem Material entsprechenden Ätzbad (z.B. ITO-Ätze) vom Substrat geätzt, wobei die unter dem Fotolack liegende Schicht erhalten bleibt. Danach wird der verbliebene Fotolack in einer Reinigungsprozedur entfernt, um die leitfähige Struktur freizulegen. Falls das Substrat in der PECVD-Anlage weiter prozessiert wird, verwendet man dazu PRS (photoresist stripper), ansonsten Aceton/Propanol:

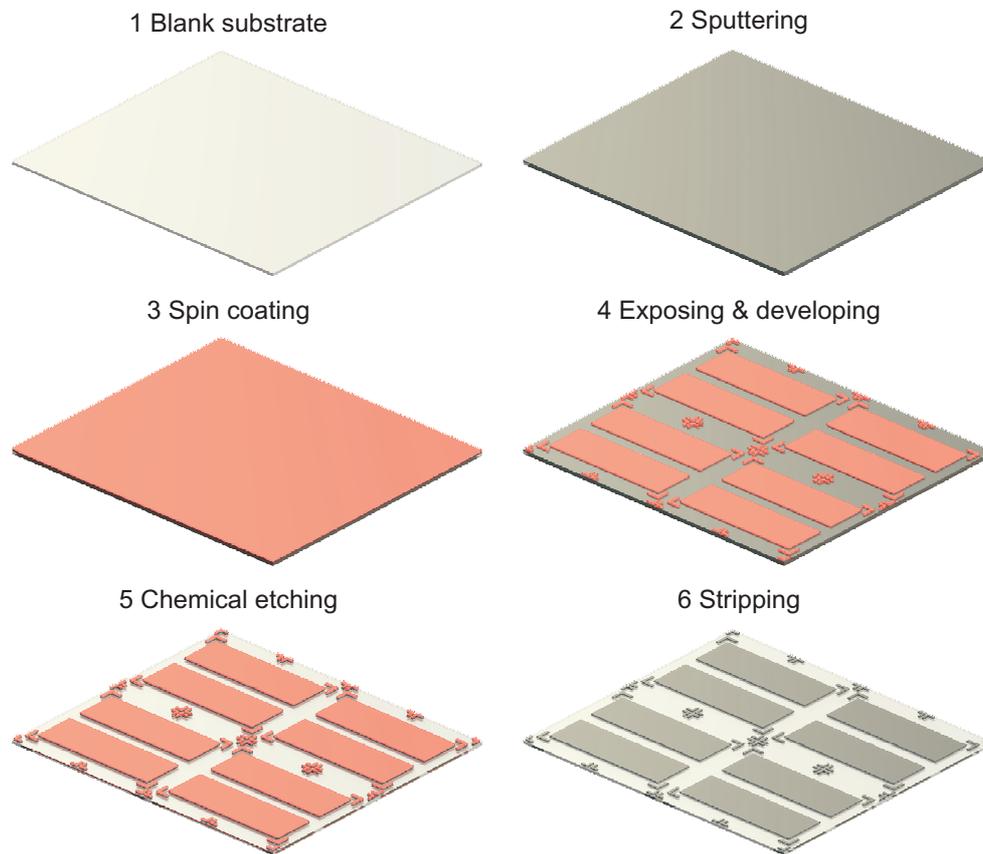
**Aceton/Propanol**

- 10 min Aceton 1 + Ultraschall
- 10 min Aceton 2 + Ultraschall
- 5 min Propanol + Ultraschall
- mit N<sub>2</sub> abblasen

**PRS**

- 10 min PRS I bei 75 °C + Ultraschall
- 10 min PRS II bei 75 °C + Ultraschall
- 5 min high flow
- 10 min warmes Wasser + Ultraschall
- mit N<sub>2</sub> abblasen
- evtl. 15 min bei 120 °C in Ofen trocknen

Hierbei sorgt die PRS-Prozedur für eine durchaus gründlichere Reinigung der Substrate. PRS enthält allerdings NMP (N-Methyl-2-pyrrolidon), was als giftig eingestuft ist. Die komplette Prozessreihenfolge für das Aufbringen der leitfähigen Schicht ist in Abbildung 3.3 noch mal schematisch zusammengefasst.



**Abbildung 3.3:** Übersicht über die Herstellung einer leitfähigen Schicht. Das leere Substrat wird mit leitfähigem Material besputtert. Anschließend wird per spin coating Fotolack aufgetragen und dieser strukturiert. Nach dem Ätzen der gewünschten Struktur wird das Substrat entlackt.

Wird ITO als Elektrodenmaterial verwendet, muss dieses im Anschluss noch mit einer Schutzschicht überzogen werden, da es ansonsten mit dem später in der Zelle befindlichen Rubidium reagiert. Als Materialien dafür eignen sich beispielsweise Siliciumnitrid ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) oder Siliciumoxid ( $\text{SiO}$ ,  $\text{SiO}_2$ ), welche hier beide verwendet wurden. Die Schichtabscheidung dieser Stoffe findet in einer PECVD-Anlage statt. Um eine Kantenbedeckung der ITO-Struktur zu gewährleisten, muss die Schichtdicke der Schutzschicht mindestens so groß sein wie die der ITO-Schicht. Bei einem Testsubstrat mit einer 100 nm ITO-Schicht und 50 nm Siliciumnitridschicht war die Bedeckung beispielsweise nicht ausreichend, und es kam zu einer Reaktion zwischen Rubidium und ITO. Nach dem Aufbringen der Schutzschicht wird diese so strukturiert, dass nur der Teil der Elektroden bedeckt ist, der sich später innerhalb der Zelle befindet, wohingegen der äußere Teil für die Kontaktierung frei bleiben soll. Die Strukturierung erfolgt hier wieder fotolithografisch. Als Fotolack wird dieses mal TFP 650 verwendet:

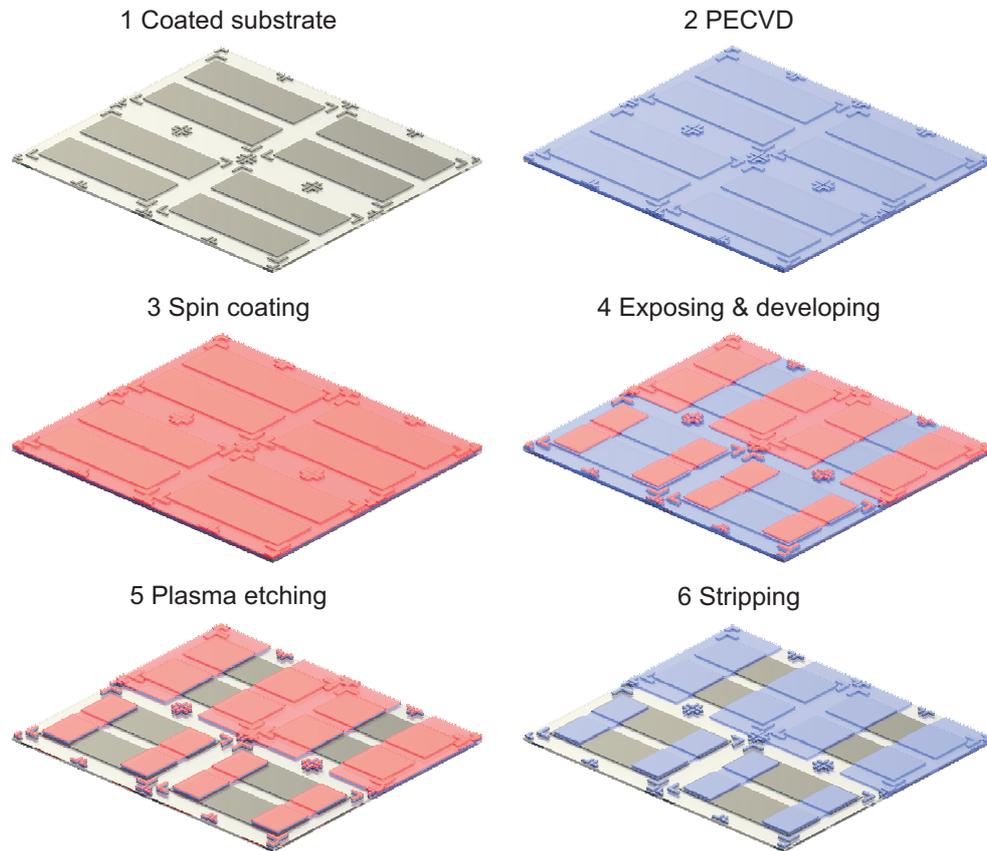
- Belacker: Programm Nr. 4
- Hot-Plate: 110 °C, 90 s

Das für die Belichtung verwendete Maskenlayout ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Um die überschüssige Schutzschicht zu entfernen, wird diese plasmageätzt. Die einzelnen Schritte, die für die Herstellung der Schutzschicht notwendig sind, werden noch einmal in Abbildung 3.4 zusammengefasst. Als letzter Schritt werden die einzelnen 3x5 cm-Zellsubstrate aus dem 10x12 cm-Substrat geschnitten.

### 3.1.1 Hergestellte Substrate

Während dieser Diplomarbeit wurden verschiedene Beschichtungen für den Zellenbau ausprobiert. In diesem Unterabschnitt werden die dafür verwendeten Parameter genannt, und die Eigenschaften der erhaltenen Schichten dargelegt. Alle leitfähigen Materialien wurden in einer Sputteranlage auf den Substraten abgeschieden. Für die Bestimmung ihrer Eigenschaften wurde ihr Flächenwiderstand mit der Vier-Punkt-Methode bestimmt, und die spektrale Transmission im Wellenlängenbereich von 400 bis 1100 nm ermittelt. Der gemessene Flächenwiderstand  $R_{\square}$  ist in Tabelle 3.1 angegeben als der elektrische Widerstand, den eine quadratische Fläche der (leitfähigen) Schicht hat, wenn sich die Elektroden über die ganze Länge zweier gegenüberliegender Kanten befinden. Aufgrund der Regeln für die Parallel- und Reihenschaltung von Widerständen ist dieser Wert unabhängig von der Größe des Quadrats. Hat die Schicht eine Dicke  $d$ , beträgt der spezifische Widerstand

$$\rho = R_{\square} \cdot d. \quad (3.1)$$

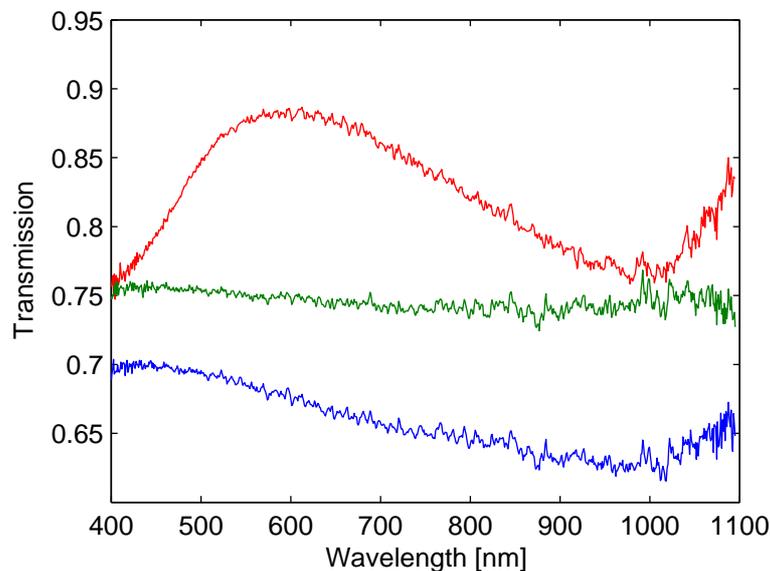


**Abbildung 3.4:** Übersicht über die Herstellung der Schutzschicht. Per PECVD wird die gewünschte Schutzschicht aufgetragen. Anschließend wird eine Schicht Fotolack aufgetragen und diese strukturiert. Nach dem Ätzen der gewünschten Struktur wird das Substrat entlackt.

Material	Osz	Speed [m/min]	$R_{\square}$ [ $\Omega/\square$ ]	T@474 nm	T@795 nm
ITO	3	0.25	20.7	> 0,8	> 0,8
Alu	1	3	117	> 0,7	> 0,65
Nickel	1	3	285	0,75	0,74
Cr/Au	1/1	6/6	53	0,82	0,82

**Tabelle 3.1:** Sputterparameter, Flächenwiderstand und Transmission der verwendeten leitfähigen Schichten.

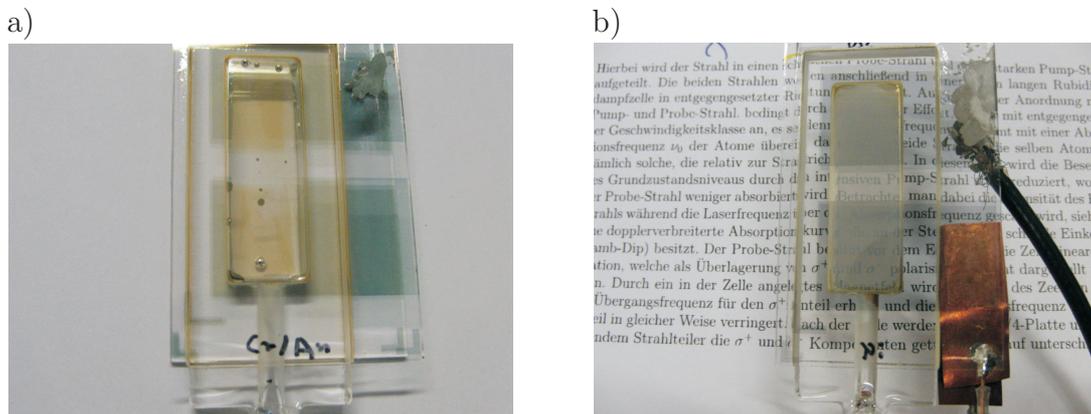
Als mögliches Elektrodenmaterial für die hier gewünschte Anwendung eignet sich ITO (Indiumzinnoxid), ein hochtransparenter Halbleiter, der hauptsächlich bei der Displayfertigung als transparente Elektrode eingesetzt wird. Bei den gefertigten Zellen betrug die ITO-Schichtdicke 100 nm. Die verwendeten Sputterparameter und daraus resultierenden Eigenschaften sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Nach dem Sputterprozess werden die mit ITO beschichteten Substrate für 1 Stunde bei 210 °C im Ofen getempert. Dabei findet eine zunehmende Kristallisation in der Schicht, sowie ein Ausgleich des Sauerstoffgehalts und damit eine Erhöhung der Leitfähigkeit und der Transparenz statt. Bei der Verwendung in einer mit Rubidium befüllten Spektroskopiezelle muss das ITO mit einer Schutzschicht abgedeckt werden, da diese beiden Stoffe ansonsten miteinander reagieren würden. Für diesen Zweck wurde sowohl Siliciumnitrid (200 nm) als auch Siliciumoxid<sup>1</sup> (100 nm)



**Abbildung 3.5:** Wellenlängenabhängige Transmission durch die dünnen Metallschichten aus Nickel, Alu und Chrom/Gold.

<sup>1</sup>Siliciumdioxid mit Anteilen von Siliciummonoxid.

verwendet, welche beide zu den Dielektrika zählen. Neben ITO wurden noch Nickel, Aluminium und Gold als Elektrodenmaterial zum Zellenbau verwendet. Diese Metallschichten müssen sehr dünn abgeschieden werden um eine ausreichende Transparenz zu erhalten. Zur Bestimmung der Transparenz wurden wellenlängenabhängige Transmissionsmessungen an diesen Schichten durchgeführt, welche in Abbildung 3.5 gezeigt sind. Die Schichtdicke beträgt dabei jeweils weniger als 10 nm. Eine genaue Größe der Schichtdicke ist nicht bekannt, da diese so klein ist, dass sie mit dem üblicherweise verwendeten Oberflächen-Profilometer (Dektak 16000) nicht mehr zuverlässig bestimmt werden kann. Bei der Verwendung von Gold als Elektrodenmaterial muss das Substrat vorher mit einer dünnen Haftschiicht aus Chrom überzogen werden, da die Goldschicht alleine keine ausreichende Haftung auf einer Glasoberfläche hat. Bei der mit Gold beschichteten Zelle hatte sich nach deren Befüllung herausgestellt, dass die Goldschicht ebenfalls mit Rubidium wechselwirkt. Die Beschichtung veränderte ihre Farbe und wurde an den Stellen mit direktem Rubidiumkontakt abgelöst, wohingegen die darunter liegende Chromschicht augenscheinlich erhalten blieb (siehe Abbildung 3.6) Aus diesem Grund wurde die Gold-Zelle nicht für spektroskopische Messungen benutzt. Um Gold als Elektrodenmaterial zu verwenden, müsste also zusätzlich eine Schutzschicht aufgebracht werden. In der mit Nickel beschichteten Zelle hat sich mit der Zeit ebenfalls eine Veränderung herausgestellt. Die Innenflächen der Zelle haben einen milchigen Belag angesetzt und dadurch deutlich an Transparenz verloren (siehe Abbildung 3.6). Die Zelle konnte allerdings noch bis zur sechsten Woche nach dem Befüllen erfolgreich für die Spektroskopie verwendet werden. Im Folgenden werden die Zellen durch die Namen ITO/SiN-Zelle (für die mit ITO und Siliciumnitrid beschichtete Zelle), ITO/SiO<sub>x</sub>-Zelle<sup>2</sup> (ITO+Siliciumoxid), Al-Zelle



**Abbildung 3.6:** a) Das Rubidium hat in der Chrom-Gold-Zelle die Goldschicht abgelöst. b) Die Nickel-Zelle wurde nach einigen Wochen milchig. Der Text ist durch die Zelle nicht mehr zu lesen.

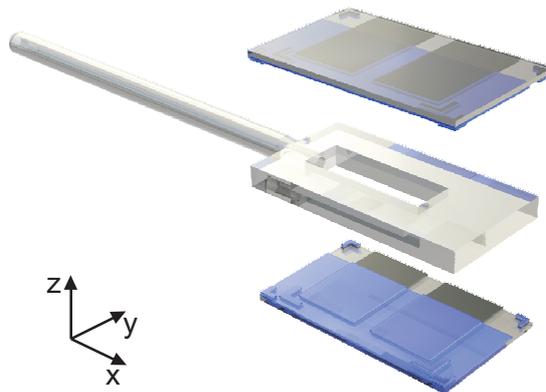
<sup>2</sup>Siliciumoxid wird hier mit SiO<sub>x</sub> abgekürzt, da diese Schicht zwar größtenteils aus SiO<sub>2</sub>

(Aluminium) und Ni-Zelle (Nickel) bezeichnet.

Bei der Erprobung geeigneter Elektrodenmaterialien wurden noch weitere Metalle getestet, aber nicht zum Zellenbau verwendet. Die bei diesen Tests ermittelten Daten sind im Anhang A zu finden.

## 3.2 Zusammenbau und Befüllung

Aus den beschichteten Substraten soll nun eine zur Spektroskopie geeignete Zelle zusammengebaut werden. Die Substrate bilden dabei Boden und Deckel der Zelle und ein Glasrahmen dient als Abstandshalter (siehe Abbildung 3.7). Diese Rahmen, hergestellt in der Glaswerkstatt der physikalischen Institute, sind aus einer 5 mm dicken Glasscheibe (Duran) gefertigt, wobei das äußere Profil gesägt und die innere Aussparung ultraschallgebohrt wird. An einer Seite des Rahmens ist ein Glasrohr angesetzt und über eine Bohrung mit dem Inneren der Zelle verbunden, welches zum Befüllen der Zelle und später als Rubidiumreservoir dient. Da Rubi-



**Abbildung 3.7:** Skizze zum Zusammenbau der Zelle: die beschichteten Substrate werden als Boden und Deckel auf den Glasrahmen geklebt. Das Koordinatensystem zeigt die Zellachsen.

dium mit der Umgebungsluft reagiert und für die Spektroskopie keine Fremdgase in der Zelle enthalten sein sollen, müssen die Bauteile vakuumdicht miteinander verbunden werden, um eine abgeschlossene Zelle zu erlangen. Dies wird bei anderen Spektroskopiezellen üblicherweise durch Verschmelzen der Glasteile an den Kontaktstellen erledigt. Die hohen Temperaturen, die zum Verschmelzen nötig sind ( $> 825\text{ °C}$ ) würden allerdings die Beschichtungen zerstören, weshalb diese Methode hier nicht angewendet werden kann. Stattdessen ist eine Verklebung der Einzelteile miteinander als alternativer Ansatz gewählt worden. Dazu muss ein

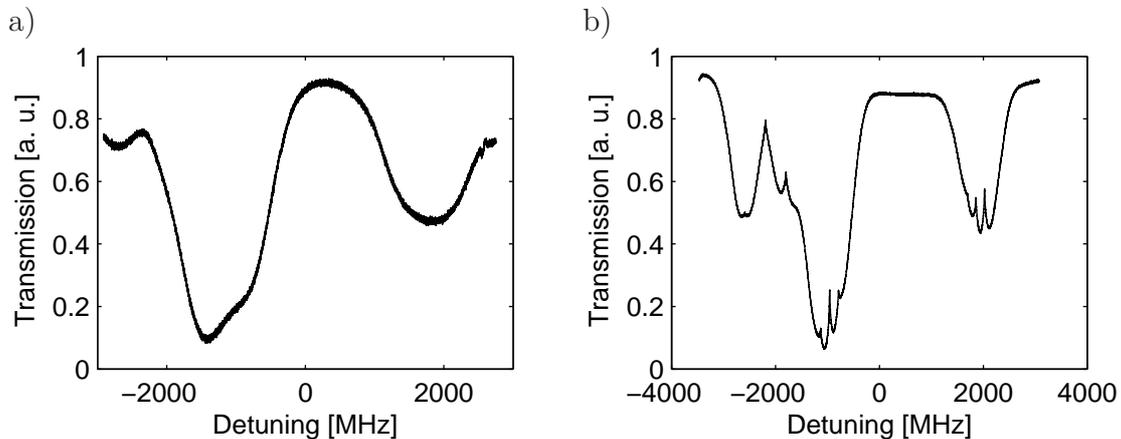
Kleber verwendet werden der einige Anforderungen zu erfüllen hat. Zum einen muss er die Zelle vakuumdicht verschließen können und darf im Vakuum nur wenig, bzw. idealerweise gar nicht ausgasen. Außerdem wird die Zelle im Experiment geheizt, um genügend Rubidiumatome für eine ausreichende optische Dichte in der Zelle zu erhalten. Diesen Temperaturen muss der Kleber standhalten, ohne die hier genannten Eigenschaften zu verlieren. Darüber hinaus muss der Kleber gegenüber Rubidium chemisch resistent sein.

Da zu Beginn dieser Diplomarbeit kein Kleber bekannt war, der die nötigen Eigenschaften erfüllt, musste durch Ausprobieren vieler unterschiedlicher Klebersorten ein geeignetes Produkt gefunden werden. Zum Testen der Vakuumdichtigkeit wurde ein Glasrohr an einem Ende mit einem Glasdeckel verklebt und das offene Ende mit einer Vakuumpumpe (Drehschieberpumpe + Turbopumpe) verbunden. Dabei wurde während des Abpumpens überprüft, ob Drücke  $< 10^{-5}$  mbar erreichbar sind und diese stabil bleiben. War dies gegeben, wurde die Probe zusätzlich beheizt und dabei die Dichtigkeit weiterhin überprüft. Jene Kleber, die diese Tests mit positivem Ergebnis überstanden hatten, wurden außerdem auf Rubidiumverträglichkeit überprüft. Dazu wurde jeweils eine Probe des Klebers zusammen mit einer kleinen Menge Rubidium unter Vakuum in ein Reagenzglas gebracht, und dieses dann zugeschmolzen. Darin wurde beobachtet ob es sichtbare Veränderungen an Kleber oder Rubidium gab. Die Reagenzgläser mit den Proben sind ebenfalls erhitzt worden, um den Einfluss einer Temperaturerhöhung zu testen. Der zweikomponentige Epoxidkleber EPO-TEK 377 des Herstellers Epoxy Technology hat dabei die besten Ergebnisse geliefert und wurde deshalb zum Verkleben aller während dieser Diplomarbeit gebauten Zellen verwendet.

Beim Zusammenbau der Zelle wird jeweils ein Substrat, mit der beschichteten Seite nach innen, auf die Unter- und Oberseite des Rahmens geklebt. Dazu wird mit einer Kanüle der Kleber in einer dünnen Spur auf die Rahmenflächen aufgetragen. Mit Hilfe der bei der Strukturierung aufgebrachten Justiermarken werden die Substrate nun passend auf und unter dem Rahmen positioniert. Anschließend wird der Kleber bei 150 °C für 75 Minuten in einem Ofen ausgehärtet.

Zur Befüllung der Zelle mit Rubidium wird diese über das am Rahmen angesetzte Glasrohr mit einem Glaskreuz verbunden. An diesem Glaskreuz ist eine Schlagsiegelampulle mit Rubidium und ein Glasflansch angesetzt, über welchen es an eine Vakuumpumpe angeschlossen wird. Die Zelle wird nun über das Glaskreuz auf einen Druck  $\leq 5 \cdot 10^{-6}$  mbar evakuiert, um unter den Dampfdruck von Rubidium bei Raumtemperatur zu unterschreiten. Üblicherweise wird nach Erreichen des Druckes das Schlagsiegel geöffnet, das Rubidium mit Hilfe eines Heißluftföns und Bewegung des Kreuzes in das angesetzte Glasrohr getrieben, und anschließend mit einer Gasflamme zwischen Glaskreuz und dem im Ansatzrohr befindlichen Rubidium abgeschmolzen (siehe [14]). Zwar hat sich bei den Klebertests augenscheinlich keine Reaktion mit Rubidium gezeigt, allerdings können dennoch unsichtbare

Reaktionen ablaufen. Bei der beschriebenen Befüllmethode können die bei einer Reaktion entstandenen Gase nicht mehr aus der Zelle abgepumpt werden, da das Rubidium im Ansatzrohr den Weg zur Vakuumpumpe verstopft. Die dann in der Zelle enthaltenen Fremdgase führen zu einer extremen Druckverbreiterung. In Abbildung 3.8 a) ist ein Sättigungsspektrum in einer auf diese Weise befüllten Zelle gezeigt. Die Lamb-Dips sind so sehr verbreitert, dass sie als solche nicht mehr erkennbar sind. Deshalb wird für die geklebten Zellen eine neue Befüllmethode verwendet: während des Evakuierens wird die Zelle in einem mit Heizband umwickelten Kupferrohr für 24 Stunden bei 75 °C geheizt um das Ausgasen des Klebers zu beschleunigen. Erst danach wird das Schlagsiegel geöffnet und das Rubidium direkt in die Zelle (nicht in das Ansatzrohr) gefüllt, damit es zum einen mit dem dort befindlichen Kleber reagieren kann, zum anderen der Weg zur Vakuumpumpe frei bleibt und die entstehenden Gase weiter abgepumpt werden können. Nach dem Befüllen wird die Zelle für weitere 72 Stunden bei 75 °C geheizt und evakuiert. Erst dann wird die Zelle abgeschmolzen. Mit dieser Prozedur erhält man



**Abbildung 3.8:** a) Sättigungsspektrum in einer nach der alten Methode befüllten Zelle. Es sind keine Lamb-Dips zu erkennen. b) In einer nach der neuen Methode befüllten Zelle. Die Lamb-Dips sind nun auflösbar.

Zellen, die wesentlich weniger Fremdgas enthalten. Dies ist an dem in Abbildung 3.8 b) gezeigten Sättigungsspektrum zu erkennen. Die Lamb-Dips haben nun eine Breite von etwa 60 MHz und lassen sich gut auflösen. Demnach hat sich die Reaktion wahrscheinlich auf der Kleberoberfläche abgespielt und ist während der Abpumpzeit größtenteils zum Erliegen gekommen, so dass ein überwiegender Teil der dabei entstandenen Fremdgase entfernt wurde.

Nach dem Befüllen müssen größere Rubidiumtropfen durch Erwärmen und Schütteln aus der Zelle in das Reservoir bewegt werden, da diese sonst möglicherweise Kurzschlüsse zwischen den Elektroden verursachen. Um die Pixel der Zelle zu kontaktieren wird ein Koaxialkabel mit angelötetem SMB-Stecker verwendet. Die

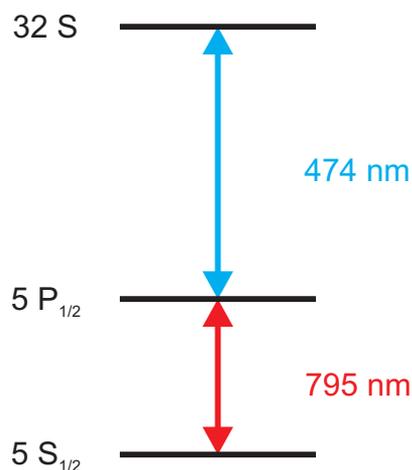
beiden Leiter des Kabels werden mit leitfähigem Silber-Epoxidkleber oder Klebeband jeweils an die gegenüberliegenden Elektroden geklebt. Auf diese Weise kann die Zelle von einer Spannungsquelle versorgt und darin elektrische Felder erzeugt werden.

# 4 Messprinzip und experimenteller Aufbau

Im ersten Teil dieses Kapitels wird das grundlegende Prinzip für die Durchführung einer Messung an einer E-Cell beschrieben. Der zweite Teil beschäftigt sich mit den verwendeten Lasersystemen für die Grundzustands- und Rydberganregung. Abschließend wird der experimentelle Aufbau, der zur Untersuchung der hergestellten Zellen dient, vorgestellt.

## 4.1 Messprinzip

Die Messungen in der E-Cell werden an Rubidiumatomen im Rydbergzustand  $32S$  durchgeführt. Die Anregung in diesen Zustand findet über einen Zwei-Photonen-Prozess statt (siehe Abbildung 4.1). Dazu wird der Probe-Laser (795 nm) auf den Übergang  $Rb^{85} 5S_{1/2} F = 3 \rightarrow 5P_{1/2} F = 2$  gelockt. Der Pump-Laser (474 nm) scannt über die Resonanz des Übergangs  $Rb^{85} 5P_{1/2} F = 2 \rightarrow 32S$ . Entspricht die Frequenz des Pump-Lasers der Resonanzfrequenz dieses Übergangs, öffnet sich für den Probe-Laser ein Transparenzfenster und man erhält einen Peak in der Transmission des Probe-Lasers (EIT). Das Signal ist im Verhältnis zum Rauschen sehr schwach, da die Laserleistungen möglichst gering gehalten werden<sup>1</sup>, um die Leistungsverbreiterung zu minimieren. Aus diesem Grund wird es mit Hilfe eines Lock-In-Verstärkers gegenüber dem Rauschen verstärkt. Das Ausgangssignal des Lock-In-Verstärkers wird dann auf einem digitalen Oszilloskop aufgenommen und dort in der Regel noch über einige Scanperioden (10 bis zu 300) gemittelt, um das Signal-Rausch-Verhältnis weiter zu verbessern.



**Abbildung 4.1:** Anregungsschema: die Atome werden mit dem Probe-Laser in den Zwischenzustand und von dort mit dem Pump-Laser in den Rydbergzustand angeregt.

<sup>1</sup>Für den Pump-Laser wurde bei den Messungen eine Leistung von 20-28 mW verwendet. Die Leistung des Probe-Lasers wurde zwischen 3 und 150  $\mu$ W variiert.

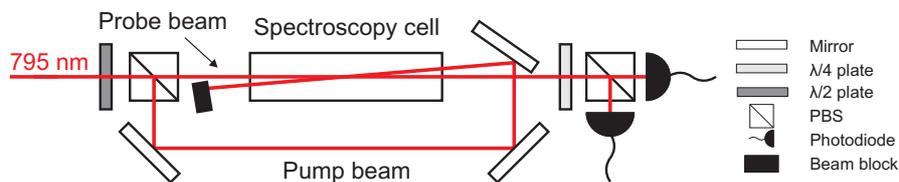
Wird eine Spannung an die Pixelelektroden der Zelle angelegt, verschiebt das resultierende elektrische Feld das  $32S$  Niveau entsprechend dem quadratischen Stark Effekt. Dies führt wiederum zu einer Verschiebung des EIT-Peaks auf der Frequenzachse. Dadurch können die Auswirkungen des Stark-Effekts in den Messungen beobachtet werden.

## 4.2 Lasersysteme

Im Folgenden werden das Lasersystem für den Grundzustandsübergang  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$  und dessen Frequenzstabilisierung, sowie das Lasersystem für den Übergang in den Rydbergzustand  $5P_{1/2} \rightarrow 32S$  beschrieben. Außerdem wird die Methode der Frequenzachsenskalierung mittels EIT-Referenzspektrum abgehandelt.

### 4.2.1 Grundzustandslasersystem

Der Laser für den Grundzustandsübergang ist ein durchstimmbarer Diodenlaser (Toptica DL pro), welcher bei einer Wellenlänge von  $795\text{ nm}$  betrieben wird. Um dessen Frequenz auf einen Grundzustandsübergang von Rubidium zu stabilisieren, wird die DAVLL (Dichroic Atomic Vapour Laser Lock) -Methode [15] verwendet. Dazu wird ein Teil des Laserlichts abgezweigt und für eine Sättigungsspektroskopie verwendet (siehe Abbildung 4.2). Hierbei wird der Strahl in einen schwachen



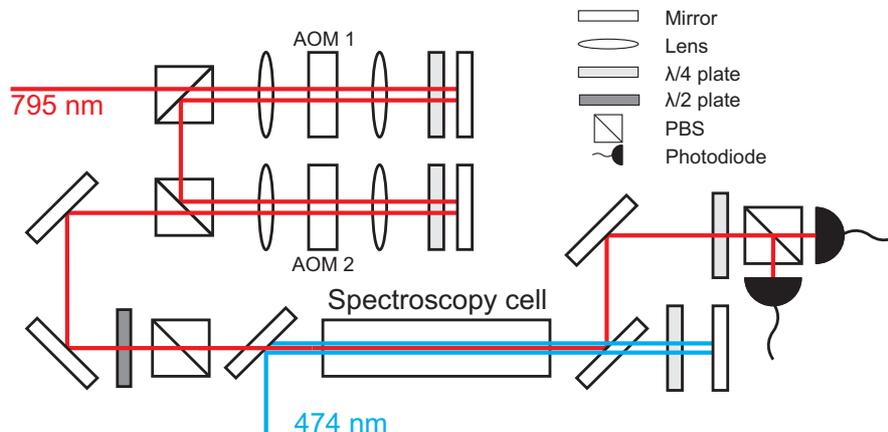
**Abbildung 4.2:** Sättigungsspektroskopie des Grundzustands für die Frequenzstabilisierung mit der DAVLL-Methode.

Probe-Strahl und einen starken Pump-Strahl aufgeteilt. Die beiden Strahlen werden anschließend in einer  $10\text{ cm}$  langen Rubidiumdampfzelle in entgegengesetzter Richtung überlagert. Aufgrund dieser Anordnung regen Pump- und Probe-Strahl, bedingt durch den Doppler Effekt, Atome mit entgegengesetzter Geschwindigkeitsklasse an, es sei denn, die Laserfrequenz  $\nu$  stimmt mit einer Absorptionsfrequenz  $\nu_0$  der Atome überein, dann regen beide Strahlen dieselben Atome an, nämlich solche, die relativ zur Strahlrichtung ruhen. In diesem Fall wird die Besetzung des Grundzustandsniveaus durch den intensiven Pump-Strahl stark reduziert, wodurch der Probe-Strahl weniger absorbiert wird. Betrachtet man dabei die Intensität des Probe-Strahls während die Laserfrequenz über die Absorptionsfrequenz gescannt wird, sieht man eine dopplerverbreiterte Absorptionskurve, die an der

Stelle  $\nu_0$  eine schmale Einkerbung (Lamb-Dip) besitzt. Der Probe-Strahl besitzt vor dem Eintritt in die Zelle lineare Polarisation, welche als Überlagerung von  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$  polarisiertem Licht dargestellt werden kann. Durch ein in der Zelle angelegtes Magnetfeld wird aufgrund des Zeeman Effekts die Übergangsfrequenz für den  $\sigma^+$  Anteil erhöht und die Übergangsfrequenz für den  $\sigma^-$  Anteil in gleicher Weise verringert. Nach der Zelle werden mittels  $\lambda/4$ -Platte und polarisierendem Strahlteiler die  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$  Komponenten getrennt und auf unterschiedlichen Photodioden detektiert. Die Lamb-Dips beider Signale sind nun symmetrisch um  $\nu_0$  verschoben. Wird die Differenz der beiden Signale gebildet, ist das Ergebnis ein dispersives Signal mit steiler Flanke, dessen Nulldurchgang genau bei  $\nu_0$  liegt. Auf dieses Signal kann ein PID-Regler geregelt werden, welcher sein Ausgangssignal an den Gitter-Piezo des Lasers weiter gibt, um ihn damit auf die Frequenz  $\nu_0$  zu stabilisieren („locken“).

### 4.2.2 Rydberglasersystem

Um die Atome vom Zwischenzustand  $5P_{1/2}$  in den Rydbergzustand anzuregen, wird ein kommerzielles Lasersystem (Toptica SHG pro) verwendet. Darin wird Licht eines Diodenlasers (Master-Laser) mit einer Wellenlänge von 948 nm in einen Tapered Amplifier (TA) gekoppelt, und mit dessen Ausgangsstrahl wird in einer Frequenzverdopplungskavität durch einen nichtlinearen Kristall Laserlicht der Wellenlänge 474 nm erzeugt. Ein Teil dieses Lichts wird für die EIT-Referenzspektroskopie, deren Aufbau in Abbildung 4.3 schematisch dargestellt ist, abgezweigt. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [7]. Der auf einen



**Abbildung 4.3:** EIT-Referenzspektroskopie. Der Probe-Strahl wird durch die beiden AOMs verstimmmt und anschließend mit dem Pump-Strahl in ko- und kontra-propagierender Richtung in der Spektroskopiezelle überlagert. Nach der Zelle wird der Probe-Strahl ähnlich wie bei der DAVLL-Spektroskopie detektiert.

Grundzustandsübergang gelockte 795 nm Probe-Strahl wird vom Grundzustands-

lasersystem abgezweigt und durch AOM 1 und AOM 2 gegenüber der Resonanz insgesamt um  $\Delta_r$  verstimmt. Danach durchquert er eine Rubidumdampfzelle. Der 474 nm Pump-Strahl wird in dieser Zelle mit dem Probe-Strahl in gleicher Richtung überlagert und hinter der Zelle zurückreflektiert, um den Probe-Strahl zusätzlich in entgegengesetzter Richtung zu überlagern. Seine Frequenz wird um die Resonanz des  $5P_{1/2} \rightarrow 3S$  Übergangs gescannt. Die Zelle ist ebenfalls von einem Magnetfeld durchsetzt und es wird wie bei der in 4.2.1 beschriebenen DAVLL-Methode ein dispersives Signal aus den EIT-Signalen erzeugt.

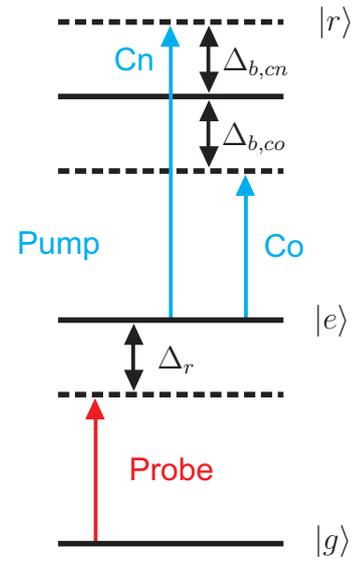
Der Pump-Laser muss um  $\Delta_b = \pm k_b \cdot v$  verstimmt sein, damit er mit denselben Atomen wie der Probe-Laser resonant ist, wobei  $k_b$  der Betrag des Wellenvektors des Pump-Strahls ist. Das Vorzeichen hängt dabei von seiner Richtung gegenüber dem Probe-Laser ab. Ist der Probe-Laser wie in Abb. 4.4 rot verstimmt, werden Atome angeregt, die sich auf den Probe-Strahl zu bewegen. Im kopropagierenden Fall muss der Pump-Laser ebenfalls rot verstimmt sein, um mit denselben Atomen in Resonanz zu sein. Im kontrapropagierenden Fall muss der Pump-Laser blau verstimmt werden. Dieselbe Überlegung gilt auch für einen blau verstimmtten Probe-Laser. Es folgt also

$$\Delta_{b,co} = vk_b = \Delta_r \frac{k_b}{k_r} = \Delta_r \frac{\lambda_r}{\lambda_b} \quad (4.1)$$

$$\Delta_{b,cn} = -vk_b = -\Delta_r \frac{k_b}{k_r} = -\Delta_r \frac{\lambda_r}{\lambda_b}. \quad (4.2)$$

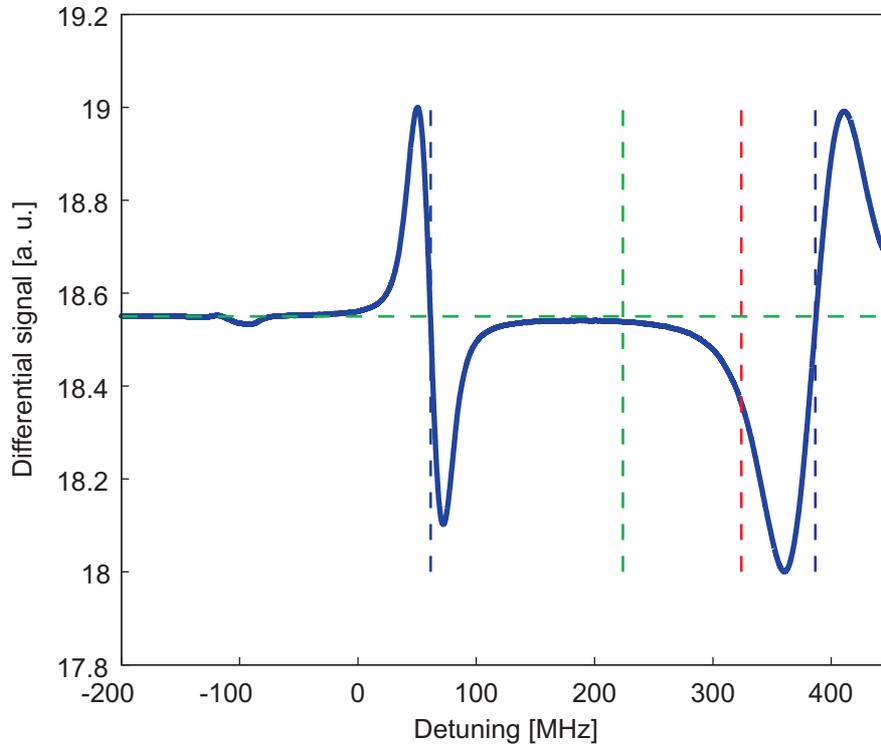
Da der Probe-Strahl durch die AOMs verstimmt ist, gibt er eine Geschwindigkeitsklasse vor, die für die beiden entgegengesetzt propagierenden Pump-Strahlen entgegengesetztes Vorzeichen besitzt. Siehe dazu Abbildung 4.4. Die Verstimmung des Probe-Lasers  $\Delta_r$  muss durch den Doppler Effekt kompensiert werden, weshalb die Atome mit der Geschwindigkeit  $v = \Delta_r/k_r$  mit dem Probe-Laser resonant sind ( $k_r$  ist der Betrag des Wellenvektors des Probe-Strahls).

Das dispersive Signal tritt dadurch zweimal auf, nämlich um  $\pm 1,67 \cdot \Delta_r$  gegenüber der Resonanz verschoben. Der Faktor 1,67 stammt dabei von dem Verhältnis der Wellenlängen von Probe- und Pumplaser. Dieses Referenzsignal ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Es wird bei jeder Messung am Experiment mitaufgenommen, um mit Hilfe des bekannten Abstands der beiden dispersiven Signale die Zeitachse



**Abbildung 4.4:** Niveauschema zur Frequenzreferenz. Der Probelaser ist gegenüber der Resonanz verstimmt und gibt damit eine Geschwindigkeitsklasse für den Pumplaser vor, die für den ko- und kontrapropagierenden Strahl unterschiedliches Vorzeichen hat.

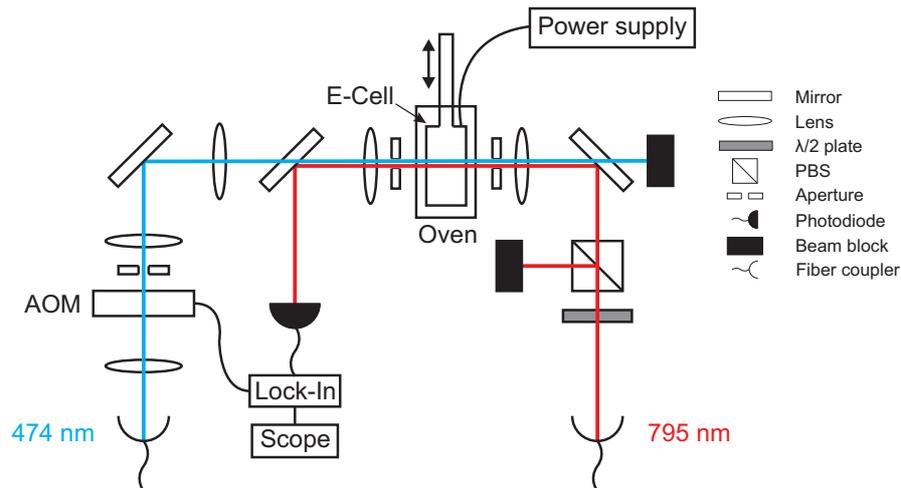
der Oszilloskopaufnahmen in eine absolute Frequenzachse umzuskalieren. Die Frequenznull liegt dabei in der Mitte zwischen den Nulldurchgängen beider Signale.



**Abbildung 4.5:** Gemessenes Referenzsignal für eine Probeverstimung von  $\Delta_r = 2\pi 100$  MHz, welche durch die rote Linie markiert ist. Die grüne Linie stellt die Frequenznull für die Referenz dar und ist durch einen AOM verschoben. Aus [7].

### 4.3 Experimenteller Aufbau

Der Aufbau des Experiments ist schematisch in Abbildung 4.6 dargestellt. Bei allen hier durchgeführten Messungen bildet die EIT-Spektroskopie die Grundlage. Die in 4.2 beschriebenen Laser und deren Spektroskopie für die Stabilisierung befinden sich in einem separaten Labor, von wo aus sie über optische Fasern zum Experiment geleitet werden. Nach der Auskopplung des Pump-Strahls auf dem Experimentiertisch wird er in einen AOM fokussiert, um ihn für die Lock-In-Verstärkung zu choppen. Dabei wird der AOM mit einer Modulationsfrequenz von 50 kHz ein- und ausgeschaltet. Dieser ist so justiert, dass im eingeschalteten Zustand die erste Beugungsordnung maximale Intensität besitzt und vom Rand der nachfolgenden Irisblende geblockt wird. Im ausgeschalteten Zustand wird der



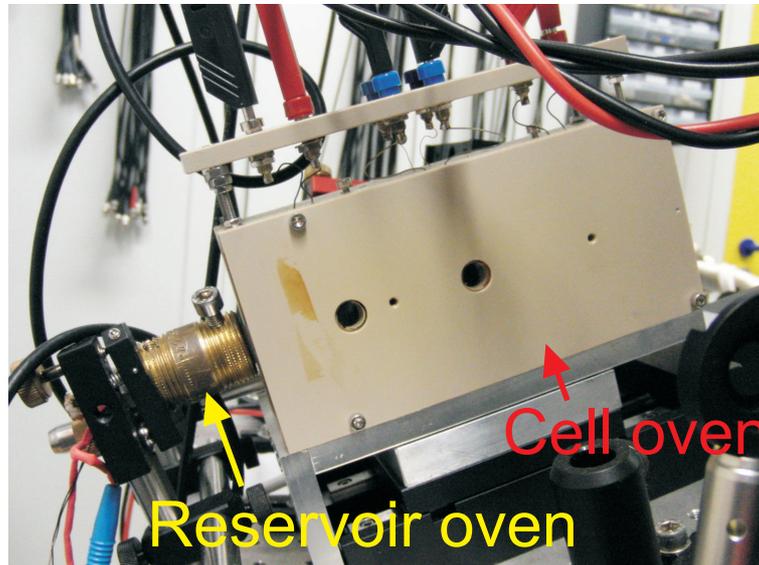
**Abbildung 4.6:** Aufbau des Experiments: der 474 nm Laser wird durch einen AOM gepulst und mit dem 795 nm Laser in der Zelle überlagert.

Strahl nicht gebeugt und kann die Blende passieren. Der so gepulste Pump-Strahl wird dann in die im Ofen befindliche Zelle fokussiert. Der Probe-Strahl durchläuft nach dessen Auskopplung eine  $\lambda/2$ -Wellenplatte und anschließend einen polarisierenden Strahlteiler. Damit wird zum einen die Leistung des Probe-Strahls justiert, zum anderen erhält er dadurch eine definierte Polarisation. Dieser wird nun ebenfalls in die Zelle fokussiert und mit dem Pump-Strahl überlagert. Um den Überlapp der beiden Strahlen möglichst genau einzustellen, befinden sich vor und hinter dem Ofen jeweils eine Lochblende. Die beiden Strahlen werden nun so justiert, dass sie mit maximaler Intensität durch beide Lochblenden gelangen. Nach Passieren der Zelle wird der Probestrahl wieder kollimiert und zu einer Photodiode geleitet, wo das Probe-Signal detektiert und an den Lock-In-Verstärker weitergegeben wird.

Um in der E-Cell elektrische Felder zu erzeugen, ist diese über ein Koaxialkabel mit einer Spannungsquelle (Netzgerät oder Funktionsgenerator) verbunden.

Das Reservoir der Zelle wird durch einen Reservoirofen geheizt, um eine für die Spektroskopie ausreichende Dichte an Rubidiumatomen zu erhalten und um temperaturabhängige Messungen zu ermöglichen. Der Reservoirofen besteht aus einem mit Widerstandsdraht umwickelten Kupferrohr und dient neben dem Heizen gleichzeitig als Halterung für die Zelle. Damit in der eigentlichen Zelle, in der spektroskopiert wird, keine Rubidiumatome an den Wänden kondensieren, muss diese auf einer höheren Temperatur gehalten werden als das Reservoir. Dazu befindet sich die Zelle in einem separaten Ofen, der über zwei kleine Fenster verfügt, um den Zugang der Laserstrahlen zur Zelle zu ermöglichen. Die beiden Öfen im experimentellen Aufbau sind in Abbildung 4.7 gezeigt. Bei den Messungen wurden Temperaturen von 35-90 °C im Reservoirofen, und 50-110 °C im Zellofen

eingestellt. Die Reservoirheizung ist auf einer computergesteuerten motorisierten Plattform befestigt, wodurch die Zelle relativ zum Zellofen und zur kompletten Optik in  $x$ -Richtung (siehe Abb. 3.7) bewegt werden kann. Damit ist es möglich, positionsabhängige Messungen in der Zelle durchzuführen.



**Abbildung 4.7:** Zellofen und Reservoiröfen. Die Anordnung ist mit einer Steigung aufgebaut, damit das Rb nicht aus dem Reservoir in die Zelle fließt.

# 5 Experimentelle Ergebnisse

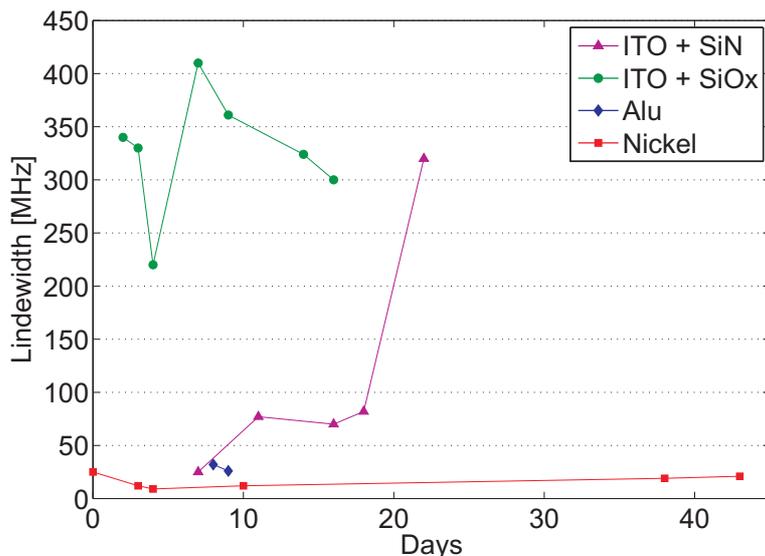
In den folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse der Experimente an den hergestellten Zellen vorgestellt und diskutiert. Zunächst wird gezeigt, wie sich der Druck im Inneren der Zellen, manifestiert durch die Druckverbreiterung- und Verschiebung, über die Zeit entwickelt hat. Anschließend wird der Stark Effekt in der ITO/SiO<sub>x</sub>-Zelle durch elektrische Wechselfelder (AC) untersucht. In der ITO/SiN-Zelle wurden keine erfolgreichen Stark Effekt Messungen durchgeführt. Sie wurde nach einem starken Druckanstieg durch die ITO/SiO<sub>x</sub>-Zelle ersetzt. Im dritten Abschnitt wird die Beobachtung des Stark Effekts durch konstante Felder (DC) sowohl in der Ni-Zelle, als auch in der Al-Zelle beschrieben. Der daran anknüpfende Abschnitt enthält die Bestimmung des räumlichen Auflösungsvermögens der Zellen. Zum Schluss wird die Aufspaltung der Linien, welche im Experiment beobachtet wurde, analysiert.

## 5.1 Druckverbreiterung und Druckverschiebung des EIT-Peaks

Da es sich bei der E-Cell um eine geklebte Zelle handelt, gibt es bei der darin betriebenen Spektroskopie Einflüsse durch Fremdgasatome oder -Moleküle. Diese Fremdgasen können aufgrund unterschiedlicher Ursachen entstehen. Zum einen hat der verwendete Kleber eine zwar kleine, aber endliche Ausgasungsrate. Zum anderen können durch chemische Reaktion von Kleber mit Rubidium gasförmige Reaktionsprodukte entstehen. Als weitere Ursache ist das Eindringen von Molekülen aus der Umgebungsluft aufgrund möglicher Undichtigkeiten der Klebestellen zu nennen. Der Einfluss dieser Fremdgasen zeigt sich in einer Verbreiterung und Verschiebung des EIT-Peaks aufgrund von Wechselwirkungen mit den Rubidiumatomen. In den untersuchten Zellen ist je nach verwendetem Beschichtungsmaterial eine unterschiedliche Druckverbreiterung und -verschiebung festgestellt worden. Außerdem hat sich eine zeitliche Entwicklung dieser Größen herausgestellt. Die gemessenen Linienbreiten (halbe Halbwertsbreite) in den verschiedenen Zellen sind in Abbildung 5.1 gezeigt. Der Anteil der Flugzeitverbreiterung beträgt dabei

$$\Gamma_{\text{Fl}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{4\sqrt{8k_B T / \pi m}}{d} \sqrt{2 \ln 2} \approx \frac{2 \cdot 284 \text{ m/s}}{302 \text{ } \mu\text{m}} \sqrt{2 \ln 2} \approx 2,2 \text{ MHz}, \quad (5.1)$$

wobei eine Temperatur von 50 °C eingesetzt wurde. Der zeitliche Verlauf der



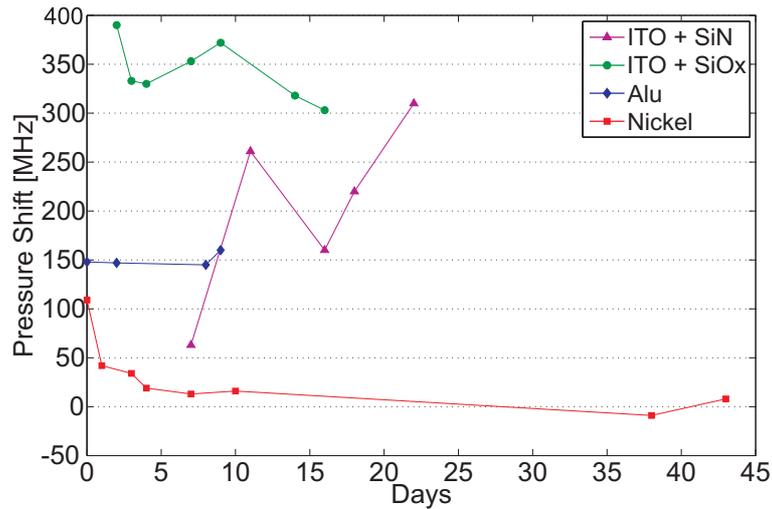
**Abbildung 5.1:** Zeitliche Entwicklung der Linienbreiten (halbe Halbwertsbreite) in den verschiedenen Zellen.

Druckverschiebungen ist in Abbildung 5.2 gezeigt. Es ist zu sehen, dass die Linienbreite sowie die Druckverschiebung in der ITO/SiO<sub>x</sub>-Zelle in einem sehr hohen Bereich liegt. Dies ist möglicherweise darauf zurückzuführen, dass beim Bau dieser Zelle eine vergleichsweise große Klebermenge verwendet wurde und dadurch der Anteil an Reaktions- und Ausgasungsprodukten höher als in den anderen Zellen war. In der ITO/SiN-Zelle war die Druckverbreiterung zu Beginn relativ gering und nahm dann im Laufe der Zeit zu. Am 18. Tag nach dem Befüllen gab es einen plötzlichen, starken Anstieg in der Linienbreite. Die Ursache dafür war wahrscheinlich die thermische und mechanische Belastung, der die Zelle während des häufigen Aus- und Einbaus in den Ofen ausgesetzt war. Auch die Druckverschiebung deutet auf eine Zunahme des Fremdgasdruckes hin.

Die Linienbreite und Druckverschiebung in der Al-Zelle blieb während der darin gemessenen Zeit annähernd konstant.

Einen eher überraschenden Verlauf zeigt die Entwicklung in der Ni-Zelle. Die schon zu Beginn relativ schmale Linie hat im Laufe der Zeit weiter abgenommen und nach vier Tagen ein Minimum von 9 MHz (25  $\mu$ W Probe-Leistung) erreicht. Mit einer Probe-Leistung von nur 5  $\mu$ W konnte die Linienbreite auf 6 MHz weiter reduziert werden. Auch die Druckverschiebung nahm sehr stark ab. Die Nickelschicht hat also offenbar eine Pumpwirkung, indem sie Fremdgasatome absorbiert bzw. adsorbiert. Da hiermit die schmalsten EIT-Peaks erreicht wurden, empfiehlt sich Nickel als leitfähige Schicht für den Bau zukünftiger Zellen.

Man erkennt nach vier Tagen wieder eine leichte Zunahme der Linienbreite, während die Verschiebung jedoch weiterhin abnimmt. Dies ist dadurch erklärbar, dass



**Abbildung 5.2:** Zeitliche Entwicklung der Druckverschiebung in den verschiedenen Zellen.

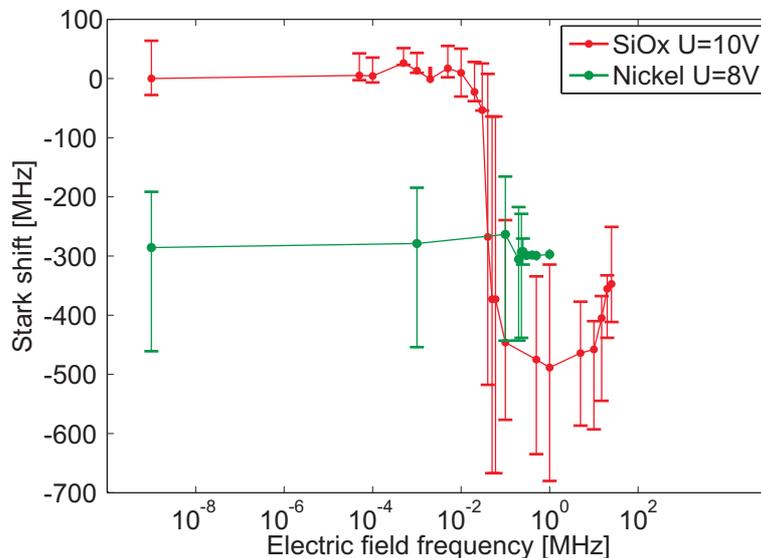
sich das Fremdgas nicht nur aus einer, sondern aus mehreren Molekülsorten zusammensetzt. Während das Molekül, welches die Verschiebung verursacht, reduziert wird, steigt die Verbreiterung durch Zunahme einer anderen Art von Molekülen weiter an.

## 5.2 AC Stark Effekt

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse von Messungen des Stark Effekts in der ITO/SiO<sub>x</sub>-Zelle vorgestellt. Da in dieser Zelle die leitfähige ITO-Schicht mit einer isolierenden Schutzschicht aus Siliciumoxid bedeckt ist, können die im Inneren der Zelle produzierten Ladungen nicht abfließen und kompensieren dadurch das angelegte elektrische Feld. Dieser Effekt ist bereits aus [16] bekannt. Zwar wurden für die Abscheidung der SiO<sub>x</sub>-Schicht bewusst Parameter gewählt, um ein „schlechtes“, unstöchiometrisches Siliciumoxid zu erhalten, welches eine erhöhte Leitfähigkeit gegenüber einer ordentlichen Siliciumoxidschicht haben soll, allerdings war diese auch nicht groß genug, damit Ladungen abfließen können. Wird jedoch die Feldrichtung so schnell gewechselt, dass die Ladungen nicht mehr relaxieren können, findet keine Abschirmung mehr statt. Aus diesem Grund sind in der ITO/SiO<sub>x</sub>-Zelle Stark Verschiebungen nur mit AC Feldern messbar.

### 5.2.1 Frequenzabhängigkeit des Stark Effekts

Bei dieser Messung wurde untersucht, ab welcher Frequenz des angelegten Wechselfeldes die Ladungen in der Zelle nicht mehr relaxieren und dadurch die Abschirmung aufgehoben wird. Dazu wurde an einem der Pixel mittels Funktionsgenerator ein  $10\text{ V}_{\text{PP}}$  Rechtecksignal angelegt und dessen Frequenz schrittweise erhöht. Das Rechteck wurde als Signalform gewählt, da hiermit der Betrag der Spannung und damit des Feldes annähernd konstant bleibt. Ein Sinussignal würde hingegen zu einem Mittelungseffekt führen, da dabei alle Spannungswerte zwischen Maximal- und Minimalwert auftauchen [17]. Zu jedem Frequenzwert wurde ein EIT-Signal aufgenommen und dessen Position anhand eines Lorentz-Fits auf der Frequenzachse bestimmt. Die in Abschnitt 5.1 erwähnte Druckverschiebung wurde während einer Messreihe als konstant angenommen und der Frequenznullpunkt so gewählt, dass er der Peak-Position ohne angelegtem Feld entspricht. Abbildung 5.3 zeigt die gemessene Stark Verschiebung in Abhängigkeit der Frequenz in der ITO/SiO<sub>x</sub>-Zelle und zum Vergleich in der Ni-Zelle (allerdings bei  $8\text{ V}_{\text{PP}}$ ). Zur Be-



**Abbildung 5.3:** Frequenzabhängigkeit des Stark Effekts in der ITO/SiO<sub>x</sub>-Zelle bei einem  $10\text{ V}_{\text{PP}}$  Rechtecksignal und in der Ni-Zelle bei einem  $8\text{ V}_{\text{PP}}$  Rechtecksignal.

stimmung der Unsicherheiten wurde das Rauschen vom Maximum des EIT-Peaks abgezogen und die dadurch erhaltenen Schnittpunkte mit der rechten und linken Flanke des Peaks ermittelt. Als Fehlerbalken sind dann die Abstände der beiden Schnittpunkte zur Position des Lorentz-Fits eingezeichnet. Tritt eine Aufspaltung des Peaks auf (siehe z.B. Abschnitt 5.3), sind die beiden Maxima als Ober- und Untergrenze der Unsicherheit angegeben. Da die Linienbreiten in der ITO/SiO<sub>x</sub>-Zelle sehr groß sind, und in der Ni-Zelle bei  $8\text{ V}$  bereits eine große Aufspaltung auftritt, fallen die Unsicherheiten ungewöhnlich hoch aus.

Ab einer Wechselspannungsfrequenz von etwa 50 kHz wird die Abschirmung in der Zelle aufgehoben, und das angelegte Feld sorgt für eine Stark Verschiebung. In der Ni-Zelle, welche keine Isolationsschicht besitzt, ist bei jeder Frequenz eine Stark Verschiebung zu erkennen. Dies bestätigt die Annahme, dass die Ladungen das äußere Feld abschirmen, wenn sie nicht abfließen können.

Um eine grobe Abschätzung für die Größenordnung dieser Frequenz zu erhalten, kann man die Frequenz berechnen, ab der die Ionen von der einen Seite der Zelle gerade nicht mehr die gegenüberliegende Seite erreichen und somit nicht mehr relaxieren. Dabei wird angenommen, dass die Ionen gemäß

$$a = \frac{F_{\text{el}}}{m} = \frac{e \cdot E}{m_{\text{Rb}}} \quad (5.2)$$

durch das elektrische Feld beschleunigt werden. Dann benötigen die Ionen zum Überwinden der Zelldicke  $d$  eine Zeit von

$$t = \sqrt{\frac{2d}{a}} = \sqrt{\frac{2d \cdot m_{\text{Rb}}}{e \cdot E}} = 2,1 \mu\text{s} \quad (5.3)$$

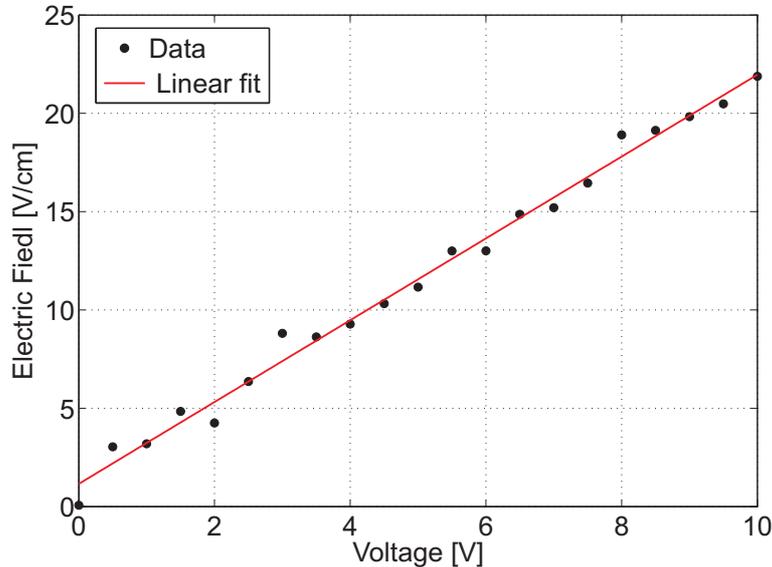
was einer Frequenz von 476 kHz entspricht. Da die Rechteckspannung bereits nach einer halben Periode ihr Vorzeichen wechselt, resultiert daraus eine Grenzfrequenz von 238 kHz. Diese liegt um eine Größenordnung höher als die gemessene Frequenz. Allerdings wurde bei dieser einfachen Betrachtung ein Effekt außer Acht gelassen: diejenigen Ladungen, die sich weiter von den Elektroden weg befinden, spüren eine geringere Feldstärke, da sie durch die weiter außen befindlichen Ladungen abgeschirmt werden und deshalb weniger stark beschleunigt werden. Dies führt zu einer Erniedrigung der Grenzfrequenz, und damit zu einer Erklärung der gemessenen Frequenz.

Die maximale Feldstärke wird bei einer Frequenz von 1 MHz erreicht. Der Funktionsgenerator erzeugt mit zunehmender Frequenz ein Signal, welches immer mehr von einem idealen Rechtecksignal abweicht. Bei Frequenzen oberhalb 1 MHz wird der vorgegebene maximale bzw. minimale Spannungswert nicht mehr erreicht, weshalb die Stark Verschiebung von da an wieder abnimmt.

### 5.2.2 Feldstärkeabhängigkeit der Stark Verschiebung

Um die Feldstärkeabhängigkeit der Stark Verschiebung zu messen, wurde an einem Pixel eine Wechselspannung (Rechteck) angelegt und dessen Amplitude schrittweise von 0 bis 10 V<sub>PP</sub> erhöht. Dabei wurde eine Wechselspannungsfrequenz von 1 MHz gewählt, da hiermit die maximale Feldstärke in der Zelle erreicht wurde (siehe Abb. 5.3). Zu jedem Feldstärkewert wurde ein EIT aufgenommen und die Position des Transparenzpeaks mittels Lorentz-Fit bestimmt. Wie sich in Abschnitt 5.4 zeigt, ist die elektrische Feldstärke von der Position in der Zelle abhängig und

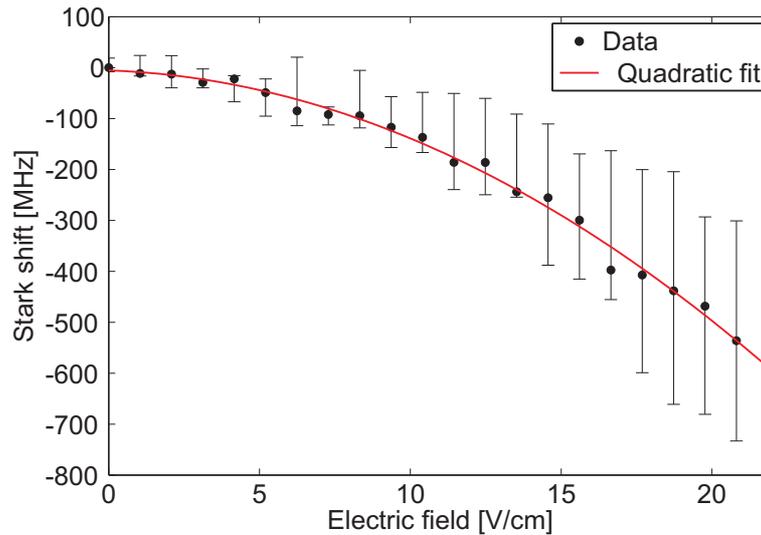
kann nicht einfach aus der angelegten Spannung abgeleitet werden. Deshalb wurde die Fitposition mit der Stark Map des 32S Zustands verglichen und daraus die Feldstärke bestimmt. Die dabei erhaltenen Feldstärken werden dann in Abhängigkeit der Spannung aufgetragen, wie es Abbildung 5.4 zeigt. An die Messwerte wird



**Abbildung 5.4:** Elektrische Feldstärke in Abhängigkeit der angelegten Spannung. Die Steigung der gefitteten Geraden gibt den Faktor für die Berechnung der Feldstärke aus der Spannung.

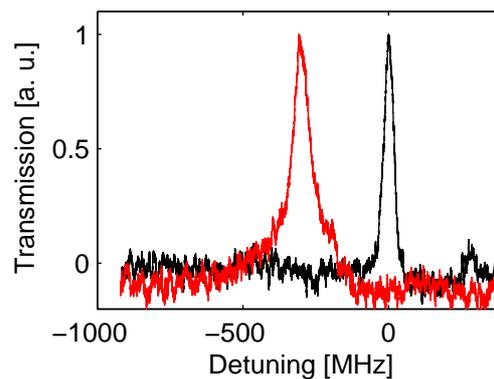
eine Gerade gefittet um deren Steigung als Faktor für die Umrechnung von Spannung auf Feldstärke zu verwenden. Diese Prozedur muss zur Auswertung jeder Messreihe durchgeführt werden, da diese - insbesondere nach einem Zellenwechsel - in der Regel in unterschiedlichen Positionen in der Zelle durchgeführt wurden. Der Offset der Geraden ist durch die Unsicherheit der gefitteten Verschiebungen zu erklären. Diese ist ja, wie oben erwähnt, recht hoch.

Nun kann die Stark Verschiebung in Abhängigkeit der Feldstärke dargestellt werden, wie es in Abbildung 5.5 gezeigt ist. An die Messwerte wurde eine quadratische Funktion gefittet, um die quadratische Abhängigkeit der Stark Verschiebung von der elektrischen Feldstärke zu überprüfen. Als Fitparameter erhält man daraus die Polarisierbarkeit für den 32S Zustand, die bei dieser Messung  $\alpha_{\text{Fit}} = 2,24 \text{ MHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$  beträgt. Zum Vergleich wurde an die Stark Map des 32S im selben Feldstärkebereich ebenfalls eine quadratische Funktion gefittet, die für die Polarisierbarkeit den Wert  $\alpha = 2,26 \text{ MHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$  liefert. Die Wahl desselben Feldstärkebereichs ist notwendig, da der Wert von  $\alpha$  davon abhängt, bis zu welchem Feldstärkebereich in der Stark Map gefittet wird. Der gemessene Wert stimmt hier mit dem berechneten Wert bis auf eine Abweichung von unter einem Prozent überein.



**Abbildung 5.5:** AC Stark Effekt in der  $\text{SiO}_x$ -Zelle in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke. Messwerte und quadratischer Fit.

Da in der ITO/ $\text{SiO}_x$ -Zelle die halbe Halbwertsbreite der Linie mehr als 350 MHz war (siehe Abb. 5.1), konnte der EIT-Peak mit den angelegten Spannungen nicht um eine volle Linienbreite gegenüber der unverschobenen Linie verschoben werden. Dies wäre allerdings für das erwünschte Schaltverhalten der Zelle erforderlich, bei dem das Niveau so weit verschoben wird, dass es mit einem zum unverschobenen Niveau resonanten Laser nicht mehr resonant ist. Hingegen war es in der Ni-Zelle möglich, auch mit einem Wechselfeld eine Verschiebung von mehr als einer vollen Linienbreite hervorzurufen. Dies ist in Abbildung 5.6 für eine Frequenz von 500 kHz und eine Spannung von  $8 V_{PP}$  gezeigt.



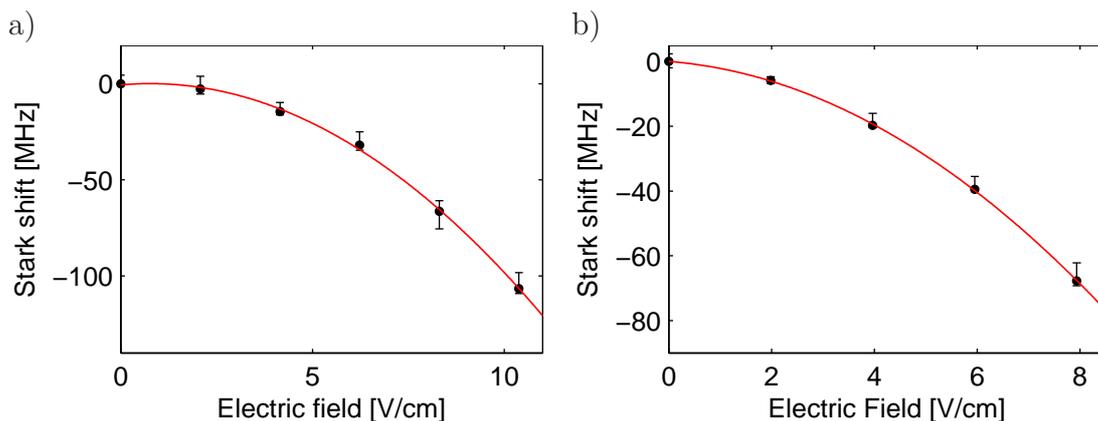
**Abbildung 5.6:** Der rote Peak ( $8 V_{PP}$ , 500 kHz) ist gegenüber dem schwarzen Peak (0 V) um mehr als eine Linienbreite verschoben.

## 5.3 DC Stark Effekt

Hier werden die Ergebnisse der Stark Effekt Messungen in der Aluminium-Zelle und der Nickel-Zelle besprochen. Da in diesen Zellen die leitfähigen Schichten nicht mit einer Schutzschicht bedeckt sind, können die produzierten Ladungen über die Elektroden abfließen, wodurch eine Abschirmung des angelegten elektrischen Feldes verhindert wird. Aus diesem Grund ist es möglich, in den genannten Zellen den Stark Effekt auch bei zeitlich konstanten Feldern (DC) zu messen.

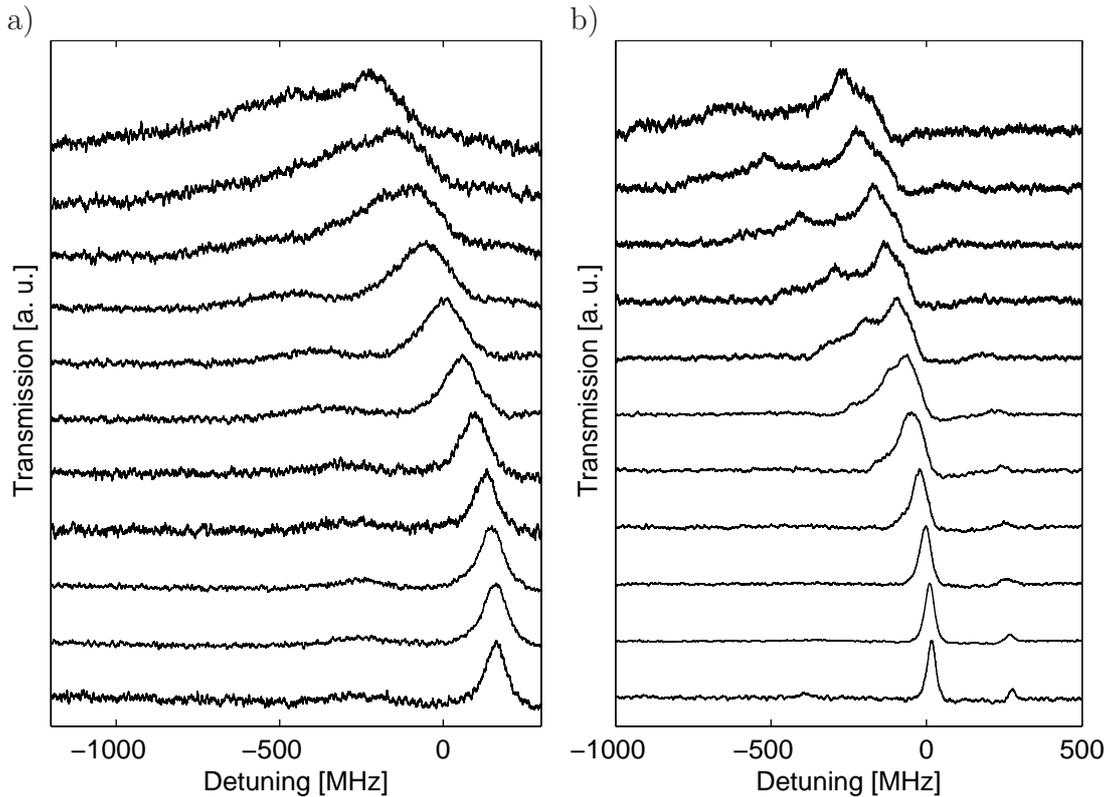
### 5.3.1 Feldstärkeabhängigkeit der Stark Verschiebung

Zur Messung der Stark Verschiebung wurde an einen der beiden Pixel eine Gleichspannung, erzeugt durch ein Labornetzgerät, angelegt und diese schrittweise von 0 bis 10 V erhöht, um einen Feldstärkebereich von etwa 0 bis 20 V/cm abzudecken. Um die tatsächliche Feldstärke in der verwendeten Messposition herzuleiten, wurde die in Unterabschnitt 5.2.2 beschriebene Methode verwendet. Diese Messungen wurden jeweils in der Al-Zelle und in der Ni-Zelle durchgeführt. Die dabei erhaltenen Kurven der Stark Verschiebung sind in Abbildung 5.7 gezeigt. Es sind



**Abbildung 5.7:** Stark Verschiebung in der Al-Zelle (a) und der Ni-Zelle (b). Messwerte und quadratischer Fit (rot).

hier nur Messwerte bis 10 V/cm (Al), bzw. 8 V/cm (Ni) und nicht bis 20 V/cm dargestellt. Der Grund dafür wird ersichtlich, wenn man die aufgenommenen EIT Spektren in Abbildung 5.8 betrachtet. Ab einer Feldstärke von etwa 10 V/cm beginnt die Linie sich aufzuspalten. Dies ist in der Ni-Zelle besser zu erkennen, da hier die Ausgangslinienbreite geringer als in der Al-Zelle war und zusätzlich häufiger gemittelt wurde. Diese Aufspaltung folgt aus der räumlichen Inhomogenität des Feldes in  $z$ -Richtung, verursacht durch Ladungsverteilungen im Inneren der Zellen. Die Stark Verschiebung, wie sie in einem homogenen Feld erfolgen würde, kann bei höheren Feldstärken also nicht mehr verfolgt werden. Die aufgespaltene

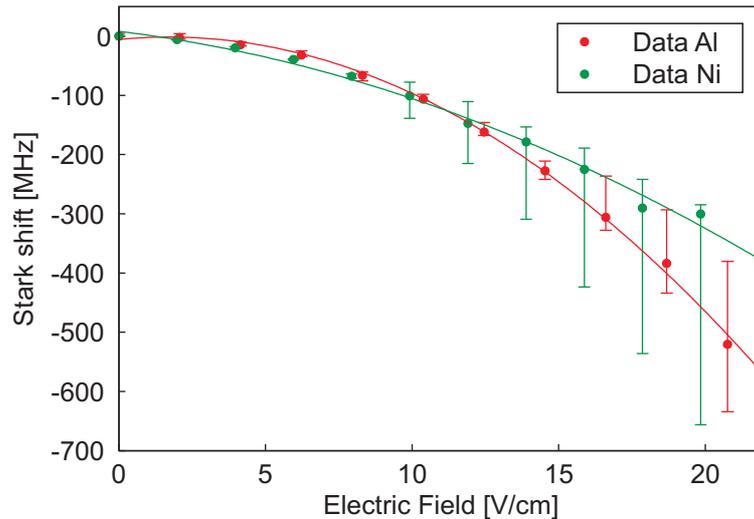


**Abbildung 5.8:** EIT Spektren in der Al-Zelle (a) und der Ni-Zelle (b) mit von unten nach oben steigender Feldstärke  $E = 0 - 20 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ ,  $\Delta E = 2 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ .

Linienform führt nun dazu, dass die Lorentz Funktion nicht mehr ordentlich gefittet werden kann und damit die Bestimmung der Peakposition fehlerhaft wird. Die Position der gefitteten Peaks für den vollen Feldstärkebereich ist in Abbildung 5.9 gezeigt. Ab der Aufspaltung liegt der Fit in der Al-Zelle im Schwerpunkt der aufgespaltenen Linie, weshalb die Verschiebung größer ausfällt als erwartet. Bei der Ni-Zelle liegt der Fit in der Nähe des weniger verschobenen Peaks, was in einer geringeren Verschiebung resultiert.

Um nun aus den in Abb. 5.7 gezeigten Daten die Polarisierbarkeit zu bestimmen, wurde eine quadratische Funktion an die Messpunkte gefittet. Daraus folgt  $\alpha_{\text{Fit}} = 2,3 \text{ MHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$  in der Al-Zelle. Ein quadratischer Fit an die Stark Map für den relevanten Feldstärkebereich von  $0$  bis  $10 \text{ V}/\text{cm}$  liefert  $\alpha = 2,2 \text{ MHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$ , was dem gemessen Wert recht nahe kommt.

Für die Messungen in der Ni-Zelle ergibt sich eine Polarisierbarkeit von  $\alpha_{\text{Fit}} = 1,84 \text{ MHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$ , wobei die aus der Stark Map bestimmte Polarisierbarkeit (im Bereich  $0$  bis  $8 \text{ V}/\text{cm}$ )  $\alpha = 2,19 \text{ MHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$  beträgt. Diese Abweichung ist nur schwer erklärbar, da gerade bei dieser Messreihe die Fits mit den Messwerten im betrachteten Bereich eine sehr gute Übereinstimmung hatten.



**Abbildung 5.9:** Messwerte für die Stark Verschiebung in der Al- und Ni-Zelle, die durch den zum Teil fehlerhaften Lorentz-Fit ausgegeben werden. Die durchgezogenen Kurven sind quadratische Fits an die jeweiligen Messpunkte.

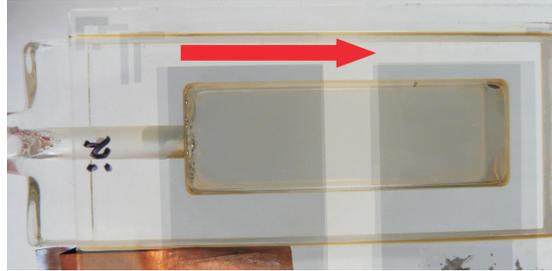
Bestimmt man aus den in Abb. 5.9 gezeigten Daten die Polarisierbarkeit anhand der quadratischen Fits, erhält man für die Al-Zelle  $\alpha_{\text{Fit}} = 2,77 \text{ MHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$  und  $\alpha_{\text{Fit}} = 1,06 \text{ MHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$  für die Ni-Zelle. Die starke Abweichung von dem Wert aus der Stark Map ( $\alpha = 2,26 \text{ MHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$ ) zeigt deutlich, dass für die Bestimmung der Polarisierbarkeit nur die Messwerte bei niedrigen Feldstärken verwendet werden dürfen.

## 5.4 Auflösungsvermögen der Zellen

Im Randbereich eines einzelnen Pixels, der im Prinzip einen Plattenkondensator darstellt, ist das elektrische Feld nicht homogen. Dies führt dazu, dass der Übergang der Feldstärke zwischen einem Pixel, an dem eine Spannung anliegt, und einem direkt benachbarten Pixel ohne angelegte Spannung nicht sprunghaft stattfindet, sondern einen kontinuierlichen Verlauf zeigt. Im Folgenden soll der Fall, bei dem die Verschiebung des EIT-Peaks so groß ist, dass er um mehr als eine volle Halbwertsbreite vom unverschobenen Peak entfernt ist, als Zustand *aus* bezeichnet werden. Der Zustand *an* kennzeichnet den Fall, dass der Peak unverschoben ist. Dies ist das Schaltverhalten, welches mit der Zelle erzielt werden soll. Im Bereich mit dem Zustand *an* sind die Niveaus der darin befindlichen Atome unverschoben und können somit absorbieren (und anschließend emittieren). Diejenigen Atome, die sich in einem Bereich mit Zustand *aus* befinden nehmen durch die Verschiebung an diesem Prozess nicht teil. Nun kann man das Auflösungsvermögen als den minimalen räumlichen Abstand definieren, bei dem zwischen *an*

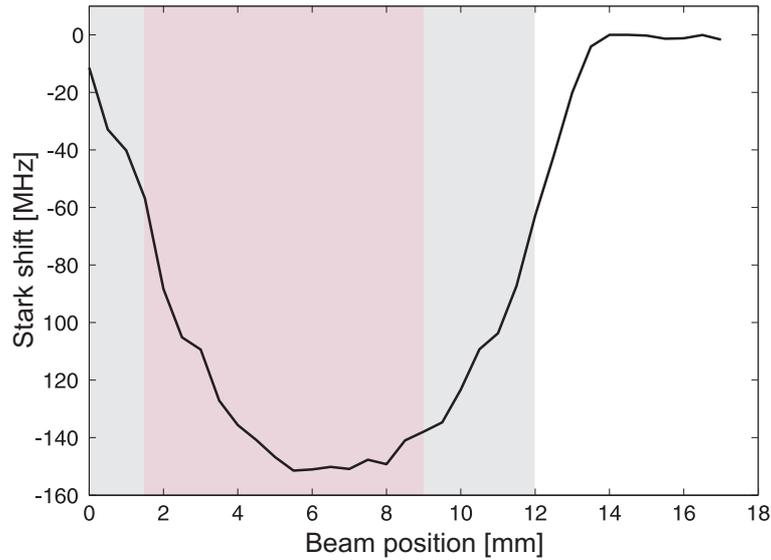
und *aus* unterschieden werden kann.

Um das Auflösungsvermögen der gebauten Zellen zu bestimmen, wurde die Ni-Zelle mit Hilfe der motorisierten Plattform in horizontaler Richtung gegenüber den Laserstrahlen versetzt (siehe Abbildung 5.10). An Pixel 1 war während den



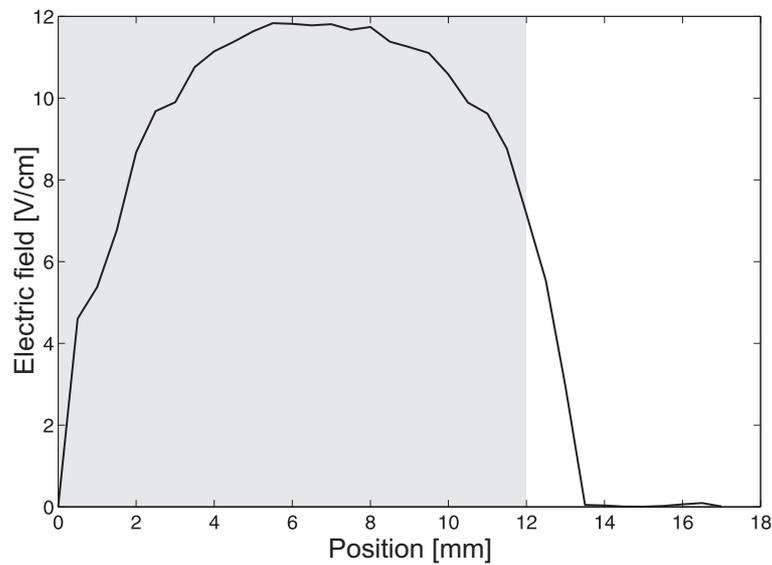
**Abbildung 5.10:** Der rote Pfeil zeigt, in welche Richtung und in welchem Bereich die Zelle gegenüber den Laserstrahlen verschoben wurde.

Messungen eine Spannung von 6 V angelegt, was in der Pixelmitte, also im homogenen Bereich, einer Feldstärke von 12 V/cm entsprechen sollte. An Pixel 2 war keine Spannung angelegt. Die Zelle wurde in Schrittweiten von 0,5 mm versetzt und in jeder Position wurde ein EIT Spektrum aufgenommen und dessen Transparenzpeak gefittet. Anhand des Fits wurde die Stark Verschiebung in der jeweiligen Position bestimmt. Auf diese Weise konnte der horizontale Weg vom Zellenrand über den Pixel 1 bis in den unkontaktierten Pixel 2 hinein „abgetastet“ werden. Als Startposition der Messung wurde der Punkt gesucht, bei dem während des Verfahrens aus dem Glasrahmen in Richtung Zelleninnenraum zum ersten mal ein EIT Signal zu sehen war. Die bei diesen Messungen erhaltene positionsabhängige Stark Verschiebung ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Anhand der gemessenen Verschiebung kann nun mit der in Abschnitt 5.2.2 beschriebenen Methode die Größe der elektrischen Feldstärke abhängig von der Position in der Zelle bestimmt werden. In Abbildung 5.12 ist der Betrag der Feldstärke entlang der  $x$ -Achse der Zelle aufgetragen. Die Inhomogenität des Feldes ist hier deutlich zu erkennen. Die durch die Theorie vorausgesagte Verschiebung von -152,6 MHz wird nur im inneren Bereich des Pixels 1 erreicht. In den Randbereichen ist die Feldstärke aufgrund der Inhomogenität geringer und damit auch die Verschiebung kleiner. Außerdem ragt das Feld etwa 2 mm aus dem Pixel heraus und führt dort auch noch zu einer Verschiebung. Ab Position 14 mm ist die Linie unverschoben, was den Zustand *an* darstellt. Im Bereich von 1,5 bis 9 mm ist der Zustand *aus* gegeben, da dort die oben genannte Bedingung für die Verschiebung erfüllt ist. In Abbildung 5.13 sind mit charakteristischen Positionen verbundene EIT Spektren zu sehen. Der minimale Abstand zwischen den Zuständen *aus* und *an* beträgt 5 mm, welcher das Auflösungsvermögen festlegt. Da die Verschiebung feldstärke- und temperaturabhängig ist, gilt dieser Wert nur für die hier verwendete Spannung (6 V) und Temperatur ( $T_{\text{res}} = 80 \text{ }^\circ\text{C}$ ).

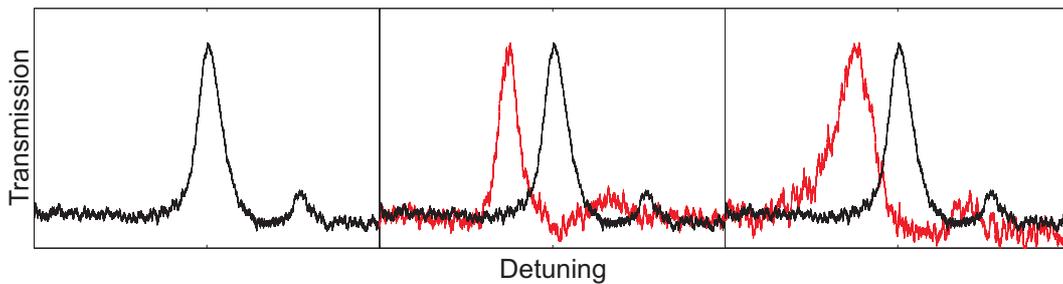


**Abbildung 5.11:** Positionsabhängige Stark Verschiebung entlang der horizontalen Zellachse. Der Bereich innerhalb des kontaktierten Pixels ist grau markiert. Rot markiert den Bereich in dem der Zustand *aus* gilt.

Außerdem sind der Elektrodenabstand von 5 mm und die zur Zeit dieser Messung gegebene Ausgangslinienbreite zu berücksichtigen. Der Bereich von Position 9 mm bis Position 12 mm wird benötigt, um eine für den *aus*-Zustand erforderliche Verschiebung zu erreichen. Würde man also Substrate mit einem ganzen Pixelfeld versehen, müsste die Fläche eines einzelnen Pixels  $6\text{ mm} \times 6\text{ mm}$  groß sein, um unter den genannten Bedingungen den Zustand *aus* erzeugen zu können. Bei der weiteren Entwicklung der E-Cell ist das letztendliche Ziel die Zelldicke und Pixelgröße auf wenige Mikrometer zu reduzieren. Da die Inhomogenität des Feldes eines Plattenkondensators nur vom Verhältnis der Elektrodenfläche zum Elektrodenabstand, nicht aber von deren absoluter Größe abhängt, sollte für dünnere Zellen dasselbe Verhältnis von Pixelgröße zu Zelldicke gelten. So wäre für eine Zelle mit einer Dicke von  $5\text{ }\mu\text{m}$  eine Pixelgröße von  $6\text{ }\mu\text{m} \times 6\text{ }\mu\text{m}$  notwendig, um ein Auflösungsvermögen von  $5\text{ }\mu\text{m}$  zu erlangen. Allerdings wird in solch einer Zelle eine wesentlich höhere Temperatur benötigt, um eine ausreichende optische Dichte zu erhalten. Dies führt wiederum zu einer Änderung der Linienbreite und dadurch zu einer Änderung des Auflösungsvermögens.



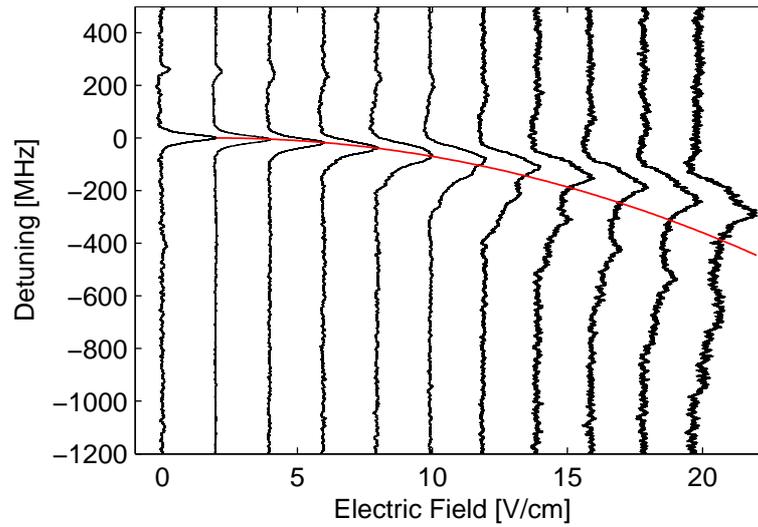
**Abbildung 5.12:** Elektrische Feldstärke entlang der  $x$ -Achse der Zelle. Der Bereich innerhalb des kontaktierten Pixels ist grau markiert.



**Abbildung 5.13:** EIT Spektren aus unterschiedlichen Positionen in der Zelle. Das schwarze Spektrum stellt die unverschobene Linie aus Position 14 mm dar (links), das rote Spektrum bezieht sich auf die verschobene Linie in Position 5,5 mm (mitte), bzw. in Position 9 mm (rechts).

## 5.5 Untersuchung der Linienform

Wie sich in Abschnitt 5.3 gezeigt hat, beginnt der EIT-Peak sich mit zunehmender angelegter Spannung aufzuspalten. Dabei werden die beiden Maxima der geteilten Linie durch das angelegte elektrische Feld unterschiedlich stark verschoben. Außerdem verschiebt sich keines der Maxima in erwarteter Weise. Dies ist in Abbildung 5.14 gezeigt, indem die berechnete Stark Map miteingezeichnet wurde. Anfangs folgt der Peak noch der Stark Map, aber ab der Aufspaltung bei etwa 10 V/cm wird das obere Maximum schwächer, und das untere stärker verschoben. Da hier



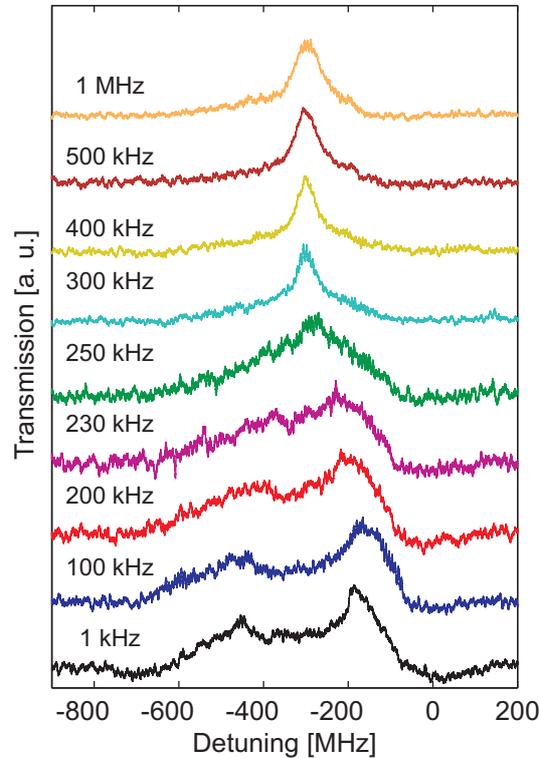
**Abbildung 5.14:** Stark Effekt in der Ni-Zelle mit Aufspaltung des EIT-Peaks. Die rote Linie zeigt die berechnete Peakposition für den 32S Zustand.

der 32S Zustand untersucht wurde, kann es sich dabei nicht um eine Aufspaltung von anfangs entarteten  $m_j$  Unterzuständen handeln, weil der Stark Effekt nur von  $|m_j|$  abhängt und ein S Zustand nur den einen Wert  $|m_j| = 1/2$  besitzt. Eine mögliche Ursache für diese Beobachtung könnte ein räumlich inhomogenes Feld entlang der Laserstrahlachse sein. In Abschnitt 5.2 wurde bereits gezeigt, dass es im Inneren der Zellen eine Ladungsproduktion gibt, welche für eine Störung des externen Feldes sorgt. Die Ladungen könnten damit eine solche Inhomogenität hervorrufen. Dies soll in den nächsten beiden Unterabschnitten etwas näher analysiert werden.

### 5.5.1 Einfluss von AC Feldern

Hier wurde untersucht, wie sich das EIT Signal verhält, wenn statt konstanten elektrischen Feldern ein Wechselfeld an einen Pixel angelegt wird. Hierbei wurden

Rechtecksignale mit Frequenzen von 1 kHz bis 1 MHz jeweils bei einer Spannung von  $8 V_{PP}$  verwendet. Diese Messungen wurden in der Ni-Zelle ausgeführt, da dort die Linienbreite am geringsten und damit die Auflösung der Signalform am besten war. Die dabei erhaltenen Spektren sind in Abbildung 5.15 gezeigt. Im DC Fall



**Abbildung 5.15:** EIT bei  $8 V_{PP}$  Rechtecksignalen von 1 kHz bis 1 MHz. Die aufgespaltenen Linien werden mit zunehmender Frequenz zusammengeführt.

ist der Peak bei einer angelegten Spannung von 8 V bereits deutlich aufgespalten. Dies ist auch bei der AC Messung bei der untersten Frequenz von 1 kHz zu sehen. Wird die Frequenz erhöht, gibt es zunächst keine wesentliche Veränderung. Ab etwa 230 kHz zeigt sich jedoch, dass die beiden Peaks mit zunehmender Frequenz aufeinander zu wandern und sich schließlich zu einem einzigen, relativ schmalen Peak vereinen. Die Ausgangslinienbreite (HWHM) ohne angelegtes Feld beträgt zum Zeitpunkt dieser Messungen 42 MHz. Mit Feld ist das Signal bei weitem breiter, nimmt aber mit zunehmender Wechselfrequenz ab und erreicht bei 400 kHz AC ihr Minimum von 45 MHz, was mit der Ausgangslinienbreite annähernd übereinstimmt. Die Breite wird auch mit noch höherer Frequenz nicht mehr wesentlich verändert (47 MHz bei 1 MHz AC). Die Peakposition liegt dann bei 298 MHz, was in etwa dem berechneten Wert von 289 MHz bei einem Feld von 16 V/cm entspricht.

Diese Beobachtungen sind ein Indiz dafür, dass Ladungen im Inneren der Zelle

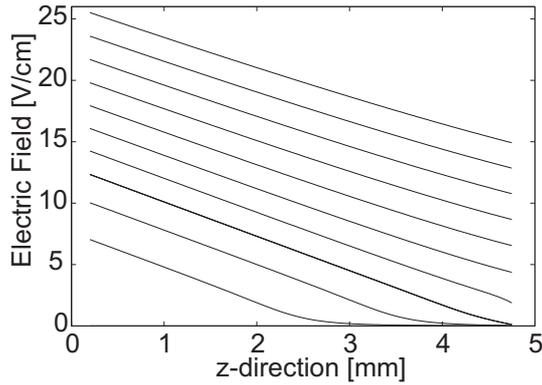
für die Aufspaltung verantwortlich sind. Durch die zeitliche Änderung des äußeren Feldes wird die räumliche Ladungsverteilung aus dem Gleichgewicht gebracht. Wie in 5.2 beschrieben, muss dafür die AC Frequenz wieder höher sein als die inverse Relaxationszeit der Ladungen. Dort wurde dafür ein Wert von 238 kHz abgeschätzt. Tatsächlich ist ab 250 kHz zum ersten mal ein einziger Peak zu sehen. Da bei der Ni-Zelle vorhandene Ladungen die Gelegenheit haben abzufließen, werden die inneren Ladungen durch die weiter außen befindlichen möglicherweise nicht so stark abgeschirmt wie es bei der ITO/SiO<sub>x</sub>-Zelle der Fall war, weshalb hier der berechnete Wert eher zutrifft.

### 5.5.2 Simulationen

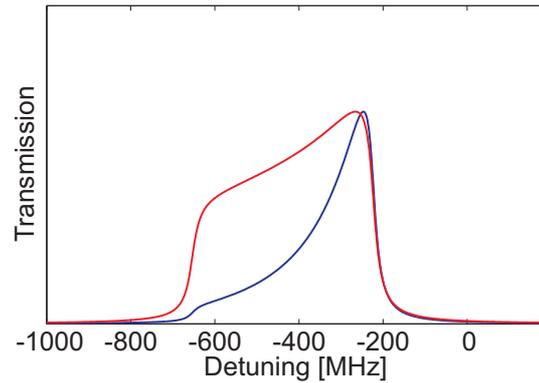
Um die Vermutungen weiter zu prüfen, wurden Computersimulationen basierend auf der Finite-Elemente-Methode durchgeführt, die den Einfluss von Ladungen auf das Spektrum zeigen sollen. Dabei wurde ein 2D Modell angesetzt, dessen Geometrie im Wesentlichen einem Plattenkondensator mit einem Abstand von 5 mm, wie in der Zelle, entspricht. Die Potentiale der Kondensatorplatten wurden dann entsprechend dem Experiment gewählt. Zur Berücksichtigung der Ladungsproduktion wurden folgende Ansätze gemacht:

1. Ein möglicher Produktionsprozess ist die Ionisation der Rydbergatome. Dies wurde durch eine Reaktionsrate im Raum zwischen den Elektroden berücksichtigt. Bei dieser Reaktion wird ein neutrales Rubidium Atom in ein Elektron und ein Rb<sup>+</sup> Ion dissoziiert.
2. Die Energie eines Photons des Pump-Lasers beträgt 2,62 eV und liegt damit über der Austrittsarbeit von Rubidium, die bei 2,26 eV liegt [18]. Deshalb können Elektronen durch den Photoeffekt aus Rubidiumatomlagen, die sich an den Zellwänden angelagert haben, herausgelöst werden. Die Austrittsarbeit von Nickel beträgt hingegen 5,15 eV [19], welches damit nicht zur Ladungsproduktion beiträgt. Dem Photoeffekt wurde in der Simulation durch eine Elektronenquelle auf der negativen Elektrodenfläche Rechnung getragen.
3. Schließlich wurde noch die Ablösung von Ionen von der Zelloberfläche mittels Photo-Desorption durch eine Ionenquelle auf der positiven Elektrodenfläche berücksichtigt.

Die Ausführung dieser Simulation zeigt, dass es durch die Ladungen zu einer Störung des angelegten elektrischen Feldes kommt und sich ein Verlauf der Feldstärke in  $z$ -Richtung (siehe Abb. 3.7) ergibt, wie es in Abbildung 5.16 für unterschiedliche angelegte Spannungen gezeigt ist. Die Feldstärke entspricht also nicht mehr einem konstanten Wert, sondern fällt über die Zelldicke bei höheren Spannungen als 3 V



**Abbildung 5.16:** Elektrische Feldstärke entlang der  $z$ -Richtung der Zelle für angelegte Spannungen von 0 bis 10 V.



**Abbildung 5.17:** Spektrum, wie es aus der Simulation folgt, ohne Berücksichtigung (rot) und mit Berücksichtigung (blau) des Lambert-Beerschen Gesetzes.

annähernd linear ab. Nun möchte man wissen, wie sich ein solches Feld auf die Zustände und damit auf das Spektrum auswirkt. Dazu wird folgende Annahme gemacht:

Der Probe-Laser (welcher beobachtet wird) durchstrahlt die Zelle senkrecht durch die Pixelflächen, also entlang der  $z$ -Richtung. Dabei trägt jedes Atom, das sich im Laserstrahl befindet zum Signal bei, welche aber entlang der  $z$ -Richtung eine unterschiedliche Feldstärke spüren. Dies führt zu einer unterschiedlichen Verschiebung des EIT-Peaks durch den Stark Effekt. Um nun den Beitrag all dieser Atome zu berücksichtigen, wird in  $z$ -Richtung über die Zelldicke integriert

$$I(\omega) = \int_0^{5 \text{ mm}} \frac{b_0^2}{\left(\omega + \frac{1}{2}\alpha E^2(z)\right)^2 + b_0^2} dz, \quad (5.4)$$

wobei  $b_0$  die Linienbreite und  $\alpha$  die Polarisierbarkeit sind. Außerdem wurde angenommen, dass der EIT-Peak einer Lorentz-Kurve entspricht. Führt man diese Integration für verschiedene Frequenzen durch, die dem Scan des Pump-Lasers entsprechen, erhält man ein Spektrum, wie es in Abbildung 5.17 durch die rote Kurve dargestellt ist. Der fast linear abfallende Verlauf der elektrischen Feldstärke führt zu dieser breiten, kastenförmigen Signalform.

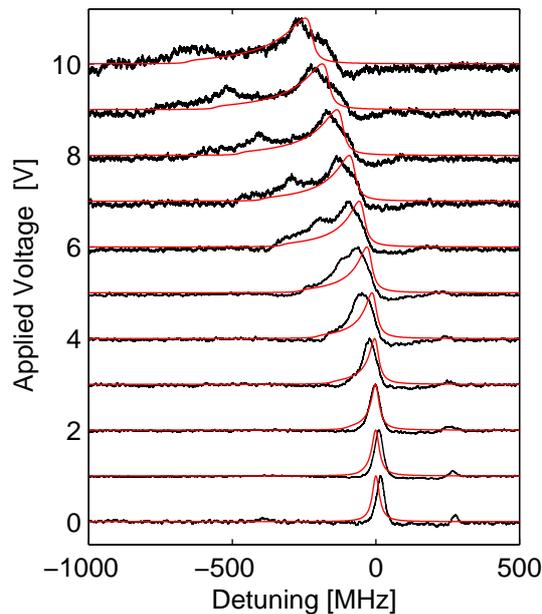
Um der Realität näher zu kommen, muss man berücksichtigen, dass die Intensität des Signals entlang der  $z$ -Richtung entsprechend dem Lambert-Beerschen Gesetz

abnimmt. Dies führt zu einem Exponentialfaktor im Integral

$$I(\omega) = \int_0^{5 \text{ mm}} e^{-\frac{2,53}{5 \text{ mm}}z} \cdot \frac{b_0^2}{\left(\omega + \frac{1}{2}\alpha E^2(z)\right)^2 + b_0^2} dz \quad (5.5)$$

mit der optischen Dichte 2,53, welche aus den Messungen bestimmt wurde. Nach dieser Verbesserung erhält man ein Spektrum, wie es in Abbildung 5.17 durch die blaue Kurve dargestellt ist. Dies zeigt eine deutlich größere Übereinstimmung mit den Messungen.

In Abbildung 5.18 sind die Simulationsergebnisse mit den Messdaten verglichen. Wie hier zu sehen ist, passen die simulierten Spektren in ihrem groben Verlauf



**Abbildung 5.18:** Vergleich zwischen Messdaten (schwarz) und Simulationsergebnissen (rot) für unterschiedliche angelegte Spannungen (0 bis 10 V).

zu den Messungen. Es tritt ebenfalls die zu niedrigerem Detuning schwächer abfallende Flanke auf. Auch die Positionen des Hauptpeaks zeigen in etwa dieselbe Verschiebung. Ein besonders deutliches Merkmal, das bei der Simulation jedoch noch fehlt, ist das Auftreten des zweiten Peaks.

Die Simulation benötigt also weiterhin noch einige Verbesserungen, um den Beobachtungen näher zu kommen. Beispielsweise wäre die energieabhängige (und damit feldstärkeabhängige) Ladungsproduktion, mittels Stoßionisation durch im Feld beschleunigte Elektronen denkbar. Allerdings zeigt auch die jetzige Annäherung bereits, dass durch Ladungen in der Zelle der unerwartete Verlauf des Spektrums erklärt werden kann.

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Während dieser Diplomarbeit wurden elektrisch adressierbare Rubidium Spektroskopiezellen hergestellt, mit denen es möglich ist, innerhalb dieser Zellen in vorgegebenen Bereichen elektrische Felder zu erzeugen, um die darin befindlichen Rydbergatome über den Stark Effekt zu beeinflussen. Hierfür wurde ein Konzept verfolgt, bei dem die felderzeugenden Elektroden durch transparente, leitfähige Schichten realisiert werden, so dass diese senkrecht von den Lasern durchstrahlt werden können. Für die Herstellung dieser Zellen mussten also zunächst Glassubstrate beschichtet und strukturiert werden. Dieser Teil des Fabrikationsprozesses wurde im Reinraum des Institut für Großflächige Mikroelektronik der Universität Stuttgart durchgeführt. Dort wurden Substrate mit den Materialien ITO, Aluminium, Nickel oder einer Chrom-Gold-Kombination beschichtet und anschließend strukturiert. Es stellte sich heraus, dass ITO chemisch mit Rubidium reagiert, so dass eine Schutzschicht über der ITO-Schicht notwendig wurde. Als geeignete Materialien sind dafür sowohl Siliciumnitrid als auch Siliciumoxid verwendet worden. Um daraus eine Zelle zu erhalten, mussten die Substrate zusammen mit einem Glasrahmen zu einem geschlossenen Volumen vereint werden. Aufgrund der Temperaturempfindlichkeit der Beschichtungen konnten die Bauteile jedoch nicht verschmolzen werden, sondern mussten geklebt werden. Die Erprobung einiger Klebersorten führte zu einem geeigneten Kleber, der zum Zellenbau verwendet wurde. Allerdings zeigte sich bei der Spektroskopie an den Zellen, dass der Kleber Ursache für eine Anwesenheit von Fremdgasen in der Zellen war, was sich durch eine Druckverbreiterung und -Verschiebung der beobachteten Spektrallinien äußerte. Eine unerwartete Entwicklung zeigte sich in der mit Nickel beschichteten Zelle, wo eine Abnahme des Drucks beobachtet werden konnte. Diese Eigenschaft zeichnet Nickel zu einem Favoriten für den zukünftigen Zellenbau aus.

Die Charakterisierung der Zellen erfolgte mittels EIT-Spektroskopie am  $32S$  Zustand von  $Rb^{85}$ . Zur Untersuchung des Stark Effekts wurden an den Pixelelektroden Spannungen angelegt. In der ITO/ $SiO_x$ -Zelle war eine Verschiebung des EIT-Peaks nur unter Verwendung von Wechselspannungen beobachtbar, da im Inneren befindliche Ladungen nicht über die Schutzschicht abfließen können und somit das äußere Feld abschirmen. Für die Aufhebung der Abschirmung wurde eine untere Grenzfrequenz von 50 kHz ermittelt. Oberhalb dieser Frequenz war es möglich, den quadratischen Verlauf der Stark Verschiebung in Abhängigkeit der Feldstärke zu messen. Dies war in den Al- und Ni-Zellen auch mit konstanten Spannungen möglich. Über die quadratische Proportionalität konnten in allen

---

drei Zellen die Polarisierbarkeiten abgeleitet werden, welche weitgehend mit den theoretischen Erwartungen übereinstimmen.

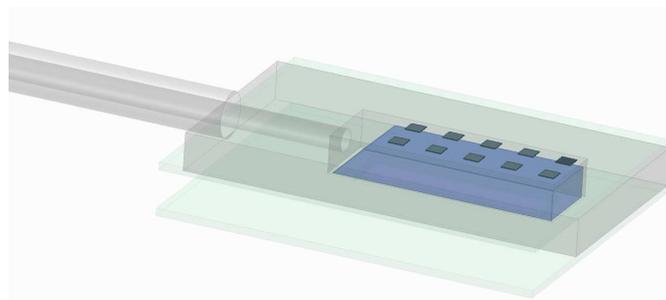
In der Ni-Zelle konnte der EIT-Peak sowohl mit DC- als auch mit AC-Feld um mehr als eine Linienbreite verschoben werden. Damit wurde gezeigt, dass die Resonanz der Atome gezielt ein- und ausgeschaltet werden kann und die Zelle damit das geforderte Schaltverhalten zeigt. Aufgrund der Feldinhomogenität am Rande eines Pixles ist diese Verhalten räumlich nicht überall erfüllt, sondern durch ein Auflösungsvermögen begrenzt. Dieses wurde für die gegebenen Bedingungen zu 5 mm bestimmt.

Weiter zeigte sich in den Al- und Ni-Zellen unter DC-Feldern mit zunehmender Feldstärke eine Aufspaltung der Linienform. Diese Aufspaltung konnte durch Wechselfelder genügend hoher Frequenz beseitigt werden, was nahelegt, dass diese Aufspaltung durch eine räumlich inhomogene Ladungsverteilung verursacht wird. Auch mit Hilfe eines Simulationsansatzes konnte diese Vermutung bestärkt werden.

### Ausblick

Mit den in dieser Arbeit hergestellten *makroskopischen* Zellen wurde ein erster Schritt in Richtung elektrisch adressierbarer *Mikrodampfzellen* und die darauf aufbauenden Einzelphotonenquellen gemacht.

Für das ultimative Ziel ist es notwendig, die Dicke der Zellen und die Pixel-Struktur auf Mikrometergröße zu reduzieren. Für den nächsten Schritt in diese Richtung besteht bereits eine Idee für das Design einer Zelle, die eine Dicke im Mikrometerbereich erlaubt (siehe Abbildung 6.1). Dabei kann der bereits verwendete



**Abbildung 6.1:** Design der nächsten Zellengeneration mit einer Dicke im Mikrometerbereich.

Glasrahmen mit Reservoir weiterhin als Basis und für die Rubidiumversorgung verwendet werden. Auf das Deckelsubstrat wird die Pixelstruktur aufgetragen, wobei die Gegenelektrode aus einem Glasblock mit komplett beschichteter Oberseite besteht, die durch eine Abschrägung den Kontakt zum Bodensubstrat und damit nach außen herstellt. Durch die Höhe des Blocks bezüglich des Rahmens kann damit der Elektrodenabstand in  $z$ -Richtung festgelegt werden.

Mit der Abnahme der Größenverhältnisse nimmt allerdings der Fabrikationsaufwand enorm zu. Dies betrifft nicht nur den eigentlichen Zellenbau, sondern auch die Realisierung entsprechend kleiner Pixelstrukturen. Dabei wird für die Pixeladressierung ein Aktivmatrixkonzept notwendig werden, dessen Schaltung für diese Ansprüche erst noch entwickelt und realisiert werden muss.

Durch die abnehmende Zelldicke reduziert sich die Anzahl der Rubidium Atome in der Zelle erheblich, was durch eine Erhöhung der Teilchendichte und damit eine Temperaturerhöhung kompensiert werden muss. Dies stellt wiederum neue Anforderungen an den Kleber, da der bisher verwendete in Kombination mit Rubidium bei Temperaturen über 150 °C versagt. Auch die Druckzunahme durch die höhere Temperatur wird die Linienform beeinflussen.

Ein weiterer Aspekt ist die Wechselwirkung der Rydberg Atome mit den Zellwänden, welche durch deren Einschluss in dünne Zellen maßgeblich wird [20]. Zwar wurde bereits gezeigt, wie die Wechselwirkung mit Quarzwänden durch Wahl des richtigen Zustands minimiert werden kann, jedoch ist der Einfluss der Beschichtungsmaterialien noch unbekannt und wird zu untersuchen sein.

Außerdem wird die geringe Zelldicke bei einer Verwendung von Wechselspannungen eine wesentlich höhere Frequenz erfordern. Nach einer Abschätzung liegt diese in der Größenordnung von 250 MHz, um damit die Ladungsrelaxation zu vermeiden. Die Realisierung solch hoher Frequenzen wird sich aber schwierig gestalten, war es doch zum einen dem verwendeten Funktionsgenerator nicht einmal möglich ein ordentliches Rechtecksignal oberhalb von 1 MHz zu erzeugen.

Die Meisterung all dieser Herausforderungen wird also noch zu spannenden Experimenten und sicherlich großartigen Ergebnissen führen!

# A Beschichtungen aus Chrom, MoTa und Gold

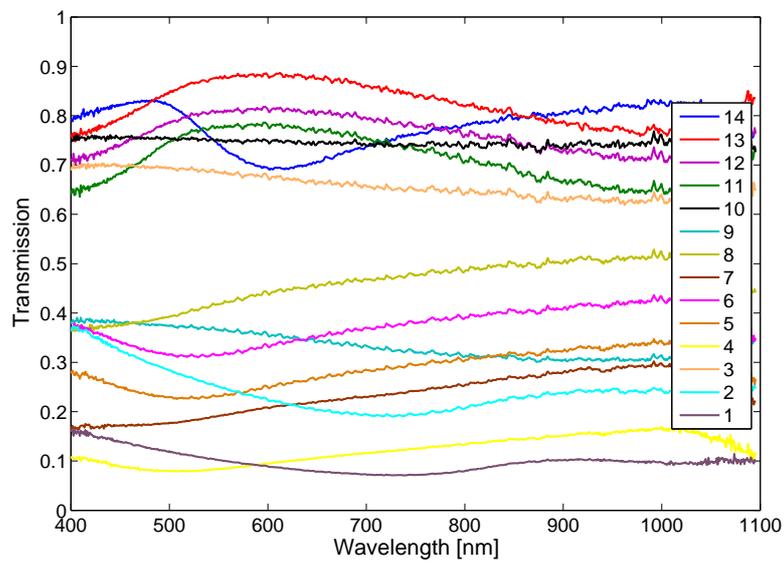
Neben den Beschichtungen, die zum Zellenbau verwendet wurden, sind noch andere dünne Metallbeschichtungen getestet worden. Es wurden Schichten aus Chrom, MoTa (Molybdän-Tantal-Legierung) und aus Gold (ohne Haftschrift) hergestellt. Die Sputterparameter für deren Abscheidung und ihre dadurch erhaltenen Eigenschaften sind in Tabelle A.1 aufgelistet. Zum direkten Vergleich werden auch noch mal die verwendeten Beschichtungsmaterialien mit unterschiedlichen Parametersätzen mitaufgelistet. Chrom „Set 2“ bezeichnet eine Parametervoreinstellung am

Nr	Material	Osz	Speed $\frac{m}{min}$	$R_{\square}$ [ $\Omega/\square$ ]	T@474 nm	T@795 nm
1	Alu	1	0,81	5	0.12	0.07
2	Alu	1	1,21	9,67	0.30	0.20
3	Alu	1	2,42	56,7	0.69	0.65
4	Cr Set 2	1	1,14	25	0.08	0.13
5	Cr Set 2	1	2,28	72,6	0.23	0.30
6	Cr Set 2	1	3	120	0.32	0.39
7	MoTa	1	0,67	26	0.17	0.25
8	MoTa	1	1,37	76,2	0.38	0.49
9	Nickel	1	0,78	20,8	0.37	0.31
10	Nickel	1	3	285	0.75	0.74
11	Cr/Au	1/1	3/4	33	0.71	0.72
12	Cr/Au	1/1	3/6	66,5	0.76	0.77
13	Cr/Au	1/1	6/6	53	0.82	0.82
14	Au	1	6	kein Ergebnis!	0.82	0.77

**Tabelle A.1:** Sputterparameter, Flächenwiderstand und Transmission der verwendeten leitfähigen Schichten.

IGM, die für eine spannungsarme Chromschicht sorgt. An der reinen Goldschicht konnte kein Widerstand bestimmt werden. Entweder war die Leitfähigkeit zu klein, oder die leicht ablösbare Schicht wurde durch die Messspitzen während der Messung abgelöst.

Die Transmissionskurven der Metalle sind in Abbildung A.1 gezeigt.



**Abbildung A.1:** Transmissionskurven der verschiedenen Metallbeschichtungen. Für die Zuordnung siehe Nummer in Tabelle A.1

# Literaturverzeichnis

- [1] J. Claudon et al. *A Highly Efficient Single-Photon Source Based on a Quantum Dot in a Photonic Nanowire*. Nature Photonics **4**, 174–177 (2010), DOI: [doi:10.1038/nphoton.2009.287](https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.287).
- [2] D. A. Simpson et al. *A Highly Efficient Two Level Diamond Based Single Photon Source*. Applied Physics Letters **94**, 203107 (2009), DOI: [10.1063/1.3141450](https://doi.org/10.1063/1.3141450).
- [3] B. Darquié et al. *Controlled Single-Photon Emission from a Single Trapped Two-Level Atom*. Science **309**, 454–456 (2005), DOI: [10.1126/science.1113394](https://doi.org/10.1126/science.1113394).
- [4] R. Löw und T. Pfau. *Magneto-Optics: Hot Atoms Rotate Light Rapidly*. Nature Photonics **3**, 197–199 (2009), DOI: [doi:10.1038/nphoton.2009.41](https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.41).
- [5] T. Baluktsian et al. *Fabrication method for microscopic vapor cells for alkali atoms*. Opt. Lett. **35**, 1950–1952 (2010), DOI: [10.1364/OL.35.001950](https://doi.org/10.1364/OL.35.001950).
- [6] J. Honer, R. Löw, H. Weimer, T. Pfau und H. P. Büchler. *Artificial Atoms Can Do More than Atoms: Deterministic Single Photon Subtraction from Arbitrary Light Fields*. Phys. Rev. Lett. **107**, 093601 (2011), DOI: [10.1103/PhysRevLett.107.093601](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.093601).
- [7] H. Kübler. *Kohärente Rydbergspektroskopie in einer Rubidium Mikrozelle*. Doktorarbeit, 5. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart (in preparation).
- [8] W. Demtröder. *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*. Springer, 5. Aufl. (2007).
- [9] T. F. Gallagher. *Rydberg Atoms*. Cambridge University Press, 1. Aufl. (1994).
- [10] A. Grabowski. *Aufbau einer Messapparatur zur Laserkühlung und hochauflösende Rydberg-Spektroskopie an 87 Rb-Atomen*. Doktorarbeit, 5. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart (2006).
- [11] M. L. Zimmerman, M. G. Littman, M. M. Kash und D. Kleppner. *Stark Structure of the Rydberg States of Alkali-Metal Atoms*. Phys. Rev. A **20**, 2251–2275 (1979), DOI: [10.1103/PhysRevA.20.2251](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.20.2251).

- [12] P. J. Martin. *Ion-Based Methods for Optical Thin Film Deposition*. Journal of Materials Science **21**, 1–25 (1986),
- [13] E. Unger. *Die Erzeugung dünner Schichten. Das PECVD-Verfahren: Gasphasenabscheidung in einem Plasma*. Chemie in unserer Zeit **25**, 148–158 (1991),  
DOI: [10.1002/ciuz.19910250306](https://doi.org/10.1002/ciuz.19910250306).
- [14] T. Baluktsian. *Herstellung und Untersuchung mikrostrukturierter Rubidium-Spektroskopiezellen*. Diplomarbeit, 4. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart (2008).
- [15] T. Petelski, M. Fattori, G. Lamporesi, J. Stuhler und G.M. Tino. *Doppler-Free Spectroscopy Using Magnetically induced dichroism of atomic vapor: a new scheme for laser frequency locking*. Eur. Phys. J. D **22**, 279–283 (2003),  
DOI: [10.1140/epjd/e2002-00238-4](https://doi.org/10.1140/epjd/e2002-00238-4).
- [16] A. K. Mohapatra, T. R. Jackson und C. S. Adams. *Coherent Optical Detection of Highly Excited Rydberg States Using Electromagnetically Induced Transparency*. Phys. Rev. Lett. **98**, 113003 (2007),  
DOI: [10.1103/PhysRevLett.98.113003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.113003).
- [17] T. van Boxtel. *Electromagnetically Induced Transparency in a Rydberg Gas*. Masterarbeit, 5. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart (2008).
- [18] T. W. Hall und C. H. B. Mee. *The Work Function of Rubidium*. physica status solidi (a) **21**, 109–113 (1974),  
DOI: [10.1002/pssa.2210210111](https://doi.org/10.1002/pssa.2210210111).
- [19] B. Baker, B. Johnson und G. Maire. *Photoelectric work function measurements on nickel crystals and films*. Surface Science **24**, 572–586 (1971),  
DOI: [10.1016/0039-6028\(71\)90282-2](https://doi.org/10.1016/0039-6028(71)90282-2).
- [20] 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 **4**, 112–116 (2010),  
DOI: [10.1038/nphoton.2009.260](https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.260).

# Danksagung

Am Schluss dieser Arbeit möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben:

- Prof. Dr. Tilman Pfau für die Aufnahme an seinem Institut und die Möglichkeit, an diesem spannenden Projekt zu arbeiten.
- Prof. Dr.-Ing. Norbert Frühauf für die Aufnahme an seinem Institut. Es war eine Gewinn bringende Erfahrung auch das Gebiet des Ingenieurwesens kennen zu lernen.
- Prof. Dr. Harald Giessen für seine Funktion als Mitberichter.
- Renate und Harald für die tolle Betreuung und die angenehme Zusammenarbeit im Labor, sowie für die vielen Korrekturlesungen dieser Arbeit.
- Eberhard Kurz für die nette Betreuung am LFB.
- Allen Mitarbeitern des 5. Physikalischen Instituts. Insbesondere den Leuten aus dem 3. Stock für die ständige Hilfsbereitschaft und das tolle Klima.
- Allen Mitarbeitern des LFBs. Insbesondere Holger, Marcus und Patrick für die Gespräche und Diskussionen während und nach dem Mittagessen, sowie für deren helfende Unterstützung in allen Situationen.
- Rinaldo August und Jürgen Quack für ihre solide Arbeiten, die für die Herstellung der Zellen wesentlich waren, und für die Möglichkeit, das Handwerk der Glastechnik eine Woche lang selbst erproben zu können.
- Paul Rehme für die unterhaltsame Zeit im Büro und seine Bemühungen.
- Ein besonderer Dank gilt meinen Eltern. Sie unterstützen mich immer bestmöglich und haben mir dieses Studium überhaupt erst ermöglicht.
- Meiner Schwester Anke und meinen Freunden, die außerhalb meines Studiums immer für Abwechslung gesorgt haben und für mich da waren.

## **Ehrenwörtliche Erklärung**

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

Stuttgart, 20. Dezember 2011

Ralf Ritter