
Detektion von Ionisationsfragmenten von ^{87}Rb -Atomen

Kai Stefan Matthias Redeker



München 2012

Detektion von Ionisationsfragmenten von ^{87}Rb -Atomen

Kai Stefan Matthias Redeker

Diplomarbeit

an der Arbeitsgruppe - Experimentelle Quantenphysik

Prof. Dr. Harald Weinfurter

an der Ludwig-Maximilians-Universität

München

vorgelegt von

Kai Stefan Matthias Redeker

aus Bonn

München, den 30.09.2012

Erstgutachter: Prof. Dr. Harald Weinfurter

Zweitgutachter: Prof. Dr. Immanuel Bloch

„Auf zum Atom!“

Rainer Wulfcastle

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|-----------|
| Inhaltsverzeichnis | vii |
| 1 Einleitung | 1 |
| 2 Grundlagen | 5 |
| 2.1 Atomfallen | 5 |
| 2.1.1 Magneto-optische Falle | 6 |
| 2.1.1.1 1-D Modell einer magneto-optischen Falle | 6 |
| 2.1.1.2 Erweiterung in 3-D mit realen Atomen | 7 |
| 2.1.2 Optische Dipolfalle für ein einzelnes Atom | 9 |
| 2.1.2.1 Atome in einem verstimmtten Laserfeld | 9 |
| 2.1.2.2 Dipolfalle mit einem Gausstrahl | 11 |
| 2.2 Atom-Photon-Verschränkung | 13 |
| 2.2.1 Erzeugung der Atom-Photon-Verschränkung | 14 |
| 2.2.2 Zeeman-Zustandsmessung eines einzelnen ^{87}Rb -Atoms | 15 |
| 3 Vakuumaufbau mit Kanalelektronenvervielfachern | 19 |
| 3.1 Glasküvette | 19 |
| 3.1.1 Design der Glasküvette | 20 |
| 3.1.2 Kleben der Küvette und Kontaktieren der leitenden Beschichtung | 21 |
| 3.1.3 Glasflansch und Indiumdichtung | 22 |
| 3.2 Aufbau für Ionisationsdetektion mit Kanalelektronenvervielfacher | 22 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 3.2.1 | Kanalelektronenvervielfacher | 23 |
| 3.2.2 | Montage der CEMs und Kompensationselektroden | 24 |
| 3.3 | Vakuumaufbau | 25 |
| 3.3.1 | Anschlüsse für Hochspannungen und Dispensereinbau | 26 |
| 3.3.2 | Vakuumpumpen | 27 |
| 3.4 | Ausheizen des Vakuumaufbaus | 28 |
| 3.4.1 | Vorbereitung | 28 |
| 3.4.2 | Zeitlicher Ablauf | 29 |
| 3.5 | Beschaltung des CEM-Aufbaus | 31 |
| 4 | Charakterisierung der Kanalelektronenvervielfacher | 33 |
| 4.1 | Simulationen der Felder | 33 |
| 4.1.1 | Modellierung des Aufbaus | 34 |
| 4.1.2 | Potential entlang der Flugrichtung der Ionisationsfragmente | 35 |
| 4.1.3 | Verschiebung des Potentials senkrecht zur Flugrichtung | 39 |
| 4.2 | Optischer Aufbau zur Ionisation von Rubidiumatomen | 40 |
| 4.2.1 | Laser für die Zwei-Photonen-Ionisation | 41 |
| 4.2.2 | Ionisationsoptik | 42 |
| 4.3 | Digitalisierung des CEM-Signals | 43 |
| 4.3.1 | Charakterisierung der Pulse | 43 |
| 4.3.2 | Komparatoreinstellungen | 45 |
| 4.4 | Messmethode zur Bestimmung von Detektionseffizienzen | 46 |
| 4.4.1 | Speicherung der Ereignisse und Auswertung | 47 |
| 4.4.2 | Detektionseffizienzen | 49 |
| 4.5 | Flugzeitdifferenzen und gesamte Detektionsdauer | 49 |
| 4.5.1 | Messung der Flugzeitdifferenzen | 50 |
| 4.5.2 | Bestimmung der Detektionsdauer | 50 |
| 4.6 | 2D-Scans | 51 |
| 4.6.1 | Ablauf und Darstellung | 51 |

| | |
|--|-----------|
| Inhaltsverzeichnis | ix |
| 4.6.2 Messung mit optimierten Einstellungen | 52 |
| 4.6.3 Verschiebung des Aufsammelbereichs | 55 |
| 4.7 Optimaler Punkt für die Dipolfalle | 58 |
| 5 Aufbau der Atomfalle | 61 |
| 5.1 Magneto-optische Falle | 61 |
| 5.1.1 Elemente der MOT | 61 |
| 5.1.2 Justierung der MOT-Strahlen und Spulen | 65 |
| 5.2 Optik und Ausrichtung der Dipolfalle | 66 |
| 5.2.1 Aufbau mit konfokalem Mikroskop | 67 |
| 5.2.2 Ausrichtung des Mikroskops | 68 |
| 6 Zusammenfassung und Ausblick | 71 |
| A Grafiken | 73 |
| A.1 Beschichtung der Glasküvette | 73 |
| A.2 Ionenpulshöhenverteilung für verschiedene Gain-Spannungen. | 74 |
| Literaturverzeichnis | 75 |

Kapitel 1

Einleitung

Als die Quantenmechanik zu Beginn des letzten Jahrhunderts entwickelt wurde, gab es einige bedeutende Physiker, unter ihnen auch Albert Einstein, die die Kopenhagener Interpretation der Quantenmechanik und ihre probabilistische Deutung der Natur als nicht vollständig ansahen.

„Die Quantenmechanik ist sehr Achtung gebietend. Aber eine innere Stimme sagt mir, dass das noch nicht der wahre Jakob ist. Die Theorie liefert viel, aber dem Geheimnis des Alten bringt sie uns kaum näher. Jedenfalls bin ich überzeugt, dass der Alte nicht würfelt.“ (Albert Einstein) [1] Dies wurde von Einstein, Podolski und Rosen in einem 1935 veröffentlichten Artikel formuliert [2]. In diesem Artikel wurde gefordert, dass eine physikalische Theorie lokal realistisch und vollständig sein muss. Lokalität bedeutet, dass zwei Teilchen so getrennt werden können, dass die Messung an einem Teilchen das andere nicht beeinflusst. Nur Ereignisse im Rückwärtslichtkegel können einen Einfluss auf ein Ereignis haben. Realismus besagt, dass eine physikalische Größe, die gemessen werden kann, vor der Messung feststehen muss. Mit diesen Annahmen kamen die Autoren in einem Gedankenexperiment auf einen Widerspruch zur Heisenbergs Unschärfe-Relation, mit der Schlussfolgerung, dass die Quantenmechanik nicht lokal realistisch ist.

Um diese Unvollständigkeit aufzuheben, wurden später sogenannte lokale verborgene Variablen (LHV) vorgeschlagen. Diese Parameter sind nicht direkt experimentell zugänglich,

deshalb verborgen, bestimmen jedoch die Ergebnisse von möglichen Messungen. Damit stellen sie die geforderten „Elemente der Realität“ dar, sodass einem Teilchen physikalische Eigenschaften auch ohne Messung zugewiesen werden können.

Zunächst waren noch keine Vorhersage bekannt, bei der sich die Quantenmechanik und die Theorie der lokalen verborgenen Variablen unterscheiden. So dauerte der Diskurs an, bis im Jahr 1964 es schließlich John Bell gelang einen physikalischen Zustand beschreiben, bei dem sich die Vorhersagen der beiden Theorien unterscheiden. Hierbei wurden zwei Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen betrachtet, welche einen besonderen, sogenannten verschränkten Zustand sind. Die verschränkten Zustände weisen einen höheren Grad an Spin-Korrelation auf, als mit der LHV-Theorie möglich ist. Dies wurde in der Bellschen Ungleichung formuliert[3].

1969 konnte diese Ungleichung auf beliebige verschränkte Teilchen erweitert werden [4]. So konnten erste Experimente mit von Calcium emittierten Photonenpaaren durchgeführt [5] [6] [7] werden. Diese Experimente zeigten eine Verletzung der Ungleichung. Die Experimente haben aber sogenannte Schlupflöcher. Um das Lokalitätsschlupfloch zu schließen muss Detektion beider Teilchen räumlich getrennt erfolgen. Dabei ist zu beachten, dass die Auswahl der Messbasis zufällig erfolgen und mit in die Detektionsdauer eingerechnet werden muss. Das erste Experiment, das dieses Schlupfloch schließen konnte, wurde mit verschränkten Photonen durchgeführt[8]. Wie bei allen bis jetzt mit Photonen durchgeführten Experimenten war die Detektionseffizienz relativ niedrig. So könnte es sein, dass zwar bei den detektierten Photonen die Ungleichung verletzt ist, aber nicht bei der Gesamtheit der Photonen. Experimente mit verschränkten Ionen oder verschränkten Atomen haben den Vorteil, dass die Detektionseffizienz immer gleich 1 ist[9][10]. Das heißt, dass es zu jedem Teilchen ein Messergebnis gibt. Die Detektionszeiten sind aber lang und es ist schwierig eine ausreichende Entfernung zu erreichen, um Informationsaustausch zwischen den verschränkten Teilchen auszuschließen. Um in einer Messung beide Schlupflöcher zu schließen, muss der Zustand beider Teilchen effizient und so schnell ausgelesen werden, das innerhalb der Messdauer kein Informationsaustausch möglich ist.

In unserem Experiment konnte bis jetzt Verschränkung von zwei Atomen über einen Abstand von 20m erzeugt werden[11]. Dabei werden zunächst durch spontane Emission ei-

nes Photons durch ein einzelnes angeregtes ^{87}Rb -Atom eine Verschränkung zwischen dem Zeeman-Zustand des Atoms sowie der Polarisation des Photons erzeugt[12]. Nun kann durch eine Bell-Zustandsmessung an zwei Photonen, die mit je einem Atom verschränkt sind, durch Interferenz an einem Strahlteiler die Verschränkung auf die beiden Atome übertragen werden. [13].

Das nächste Ziel ist die Erweiterung des Abstandes der beiden Atome auf ca. 300m [14][15]. Dadurch stünde zur Messung der Atomzustände eine Mikrosekunde zur Verfügung. Eine Zustandsbestimmung durch Ionisation und nachfolgender Detektion der Ionisationsfragmente soll innerhalb dieses Zeitfensters durchgeführt werden. Dabei sollen die die Atome zustandsselektiv ionisiert werden. Die Ionisationsfragmente der Ionisation sollen danach mittels Kanalelektronenvervielfacher detektiert werden[16]. Dies sollte erlauben, ein Experiment durchzuführen, bei dem beide Schlupflöcher gleichzeitig geschlossen sind.

Überblick

Ziel dieser Arbeit war es die für die schnelle Zustandsbestimmung erforderlichen Detektoren in einem neuen Aufbau für eine Einzelatomfalle zu integrieren. Die Detektionseffizienz und -dauer der als Detektoren verwendeten Kanalelektronenvervielfacher sollte charakterisiert werden und für die zu fangenden Atome optimiert werden. Zunächst werden im zweiten Kapitel die physikalischen Grundlagen der Einzelatomfalle, des Atomzustandes und der zustandsselektiven Ionisation beschrieben. Im dritten Kapitel wird dann der Vakuumaufbau mit den Kanalelektronenvervielfachern sowie die Funktionsweise dieser beschrieben. Das vierte Kapitel behandelt die Charakterisierung des Kanalelektronenvervielfacheraufbaus. Insbesondere werden Detektionszeiten und Detektionseffizienzen vermessen. Das fünfte Kapitel behandelt dann kurz den Aufbau der Atomfalle. Zum Schluss werden die Ergebnisse zusammengefasst und ein Ausblick auf den weiteren Verlauf des Experimentes gegeben.

Kapitel 2

Grundlagen

Bevor mit der Beschreibung des experimentellen Aufbaus begonnen werden kann, werden zunächst einige physikalische Grundlagen erläutert, die für den Entwurf unseres Aufbaus entscheidend sind. Dabei wird zuerst auf die zum Fangen einzelner Atome genutzten Mechanismen eingegangen. Danach wird erläutert wie die Atomzustände eines einzelnen ^{87}Rb -Atoms mit einem durch spontane Emission emittierten Photons korrelieren. Schließlich wird ein Schema zu schnellen Zustandsbestimmung des Atomzustandes durch Ionisation und nachfolgender Detektion der Ionisationsfragmente erklärt.

2.1 Atomfallen

Um Messungen und Manipulationen an einzelnen Atomen vorzunehmen, ist es notwendig, diese einzufangen und über einen gewissen Zeitraum gefangen zu halten. Wir fangen unser einzelnes Atom in einer optischen Dipolfalle, die so klein ist, dass nur ein einzelnes Atom gefangen werden kann [17][18][19]. Das Fallenpotential einer Dipolfalle ist relativ schwach. Sie funktioniert nur bei Atomtemperaturen von wenigen Millikelvin und bei Ultrahochvakuum (UHV), da die kinetische Energie der Atome sehr klein ist und es nur sehr wenige Stöße zwischen den Atomen gibt. Dies kann realisiert werden, wenn man die Dipolfalle aus einer magneto-optischen Falle, die im Vakuum eine Atomwolke fängt und auf sehr niedrige

Temperaturen kühlt, lädt.

2.1.1 Magneto-optische Falle

Eine magneto-optische Falle, kurz MOT (aus dem Englischen magneto optical trap), ist eine Falle für neutrale Atome[20]. Der Aufbau einer MOT besteht aus zwei wesentlichen Teilen. Zum einen werden aus sechs Raumrichtungen Laser eingestrahlt die durch Doppelerkühlung die Atome abkühlen. Zum anderen wird mit einem ortsabhängigem Magnetfeld der Strahlungsdruck der Kühlstrahlen durch den Zeeman-Effekt ortsabhängig. Dies bewirkt den Einschluss der Atome im Fallenzentrum.

2.1.1.1 1-D Modell einer magnetio-optischen Falle

Um die Idee der magneto-optischen Falle zu veranschaulichen wird ein idealisiertes ein-dimensionales Modell mit Atomen mit nur 2 Energieniveaus betrachtet (siehe Abbildung 2.1). Das Magnetfeld $\vec{B} = B(z)\hat{e}_z$ steigt linear in z -Richtung an, $B(z) \propto z$, und hat seinen Nullpunkt bei $z = 0$. Dabei sei der Gesamtspin des angeregten Niveaus $F_a = 1$. Dieses hat somit drei Unterniveaus mit $m_F = -1, 0, +1$. Durch den Zeeman-Effekt spalten sich die sonst entarteten Unterniveaus ortsabhängig auf: $E_a^0 = \omega_0 \hbar$, $E_a^{\pm 1} = \omega_0 \hbar \pm B(z)\mu$, wobei ω_0 die Übergangsfrequenz ohne Magnetfeld zwischen E_g und E_a ist und μ ist das magnetische Moment des Atoms. Der Grundzustand habe $F_g = 0$, d.h. keine Unterniveaus.

Nun wird aus positiver und negativer z -Richtung jeweils ein zirkular polarisierter Laser, der gegenüber der Übergangsfrequenz ω_0 rot-verstimmt ist, eingestrahlt. Die Polarisation bezüglich der z -Achse ist σ^- für den aus positiver z -Richtung kommenden und σ^+ für den aus negativer z -Richtung kommenden Strahl. Die Helizität beider Strahlen ist also gleich. Dazu müssen beide Laser bezogen auf ihre Richtung die gleiche Polarisation haben.

Für ruhende Atome gilt nun: Durch die z -Abhängigkeit des Magnetfeldes sinkt E_a^{-1} während E_a^{+1} für $z > 0$ steigt. So wird der Übergang von E_g auf E_a^{-1} durch σ^- polarisiertes Licht wahrscheinlicher und der Übergang von E_g auf E_a^{+1} durch σ^+ polarisiertes Licht wird weniger wahrscheinlich. Der Strahlungsdruck ist in negativer z -Richtung orientiert und steigt

mit steigenden z . Für $z < 0$ ist die Situation genau umgekehrt und der Übergang E_g auf E_a^{+1} ist wahrscheinlicher. Der Strahlungsdruck ist in positiver z -Richtung orientiert und steigt mit fallendem z . Für $z = 0$ gleicht sich der Strahlungsdruck aus und das Atom wird in der Mitte gehalten.

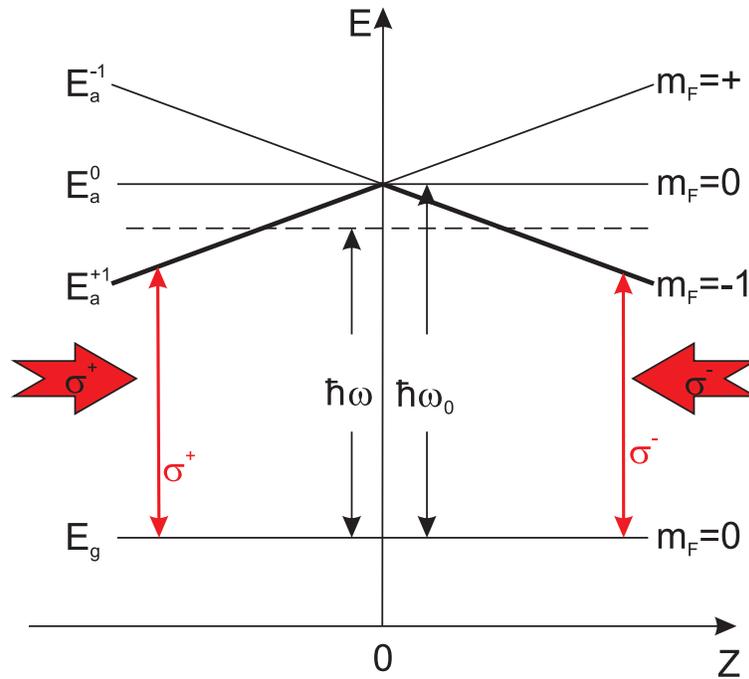


Abbildung 2.1: 1D Modell einer MOT.

Zusätzlich gilt für sich bewegende Atome, dass sie bei der Absorption eines rot-verstimmten Photons kinetische Energie verlieren und so abgebremst werden. Durch die Dopplerverschiebung ist die Absorption entgegenkommender Photonen wahrscheinlicher (Dopplerkühlung) [21]. Somit werden die Atome gleichzeitig gefangen und gekühlt.

2.1.1.2 Erweiterung in 3-D mit realen Atomen

Das eindimensionale Modell ist auf drei Dimensionen erweiterbar. Das ortsabhängige Magnetfeld ist in diesem Fall ein Quadrupolfeld mit $B(0,0,0) = 0$, welches die Bedingungen des 1-D Falles in 3-D realisiert. Dieses Feld kann durch eine Anti-Helmholtzspulen-

Konfiguration¹ (siehe Abbildung 2.2) erzeugt werden. Zusätzlich müssen gegenläufige Paare von Laserstrahlen entlang aller drei Raumrichtungen eingestrahlt werden[21].

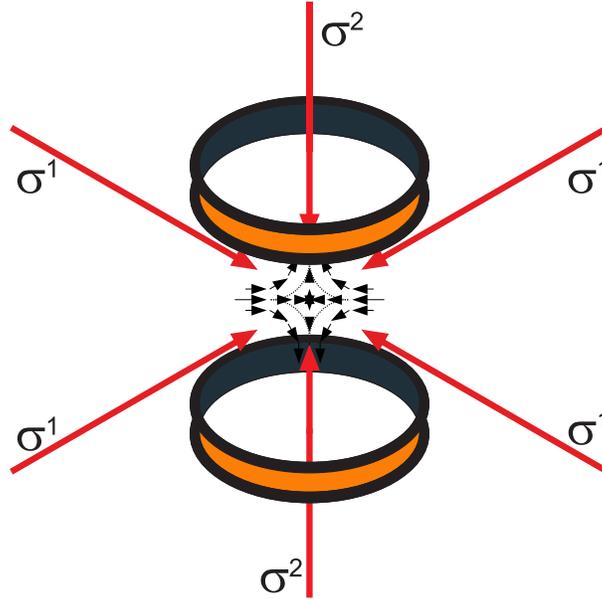


Abbildung 2.2: Modell für das Magnetfeld durch Anti-Helmholtzkonfiguration mit polarisierten Strahlen für eine MOT. Die Polarisation der horizontalen Strahlen σ^1 ist entgegengesetzt zur Polarisation der vertikalen Strahlen σ^2 .

Natürlich sind die Vorgänge in 3-D mit realen Atomen viel komplexer. Dies kommt unter anderem dadurch zustande, dass es bei realen Atomen wie ^{87}Rb mehr als zwei Energieniveaus gibt.

Bei ^{87}Rb wird der Übergang $S_{1/2}(F = 2)$ auf $P_{3/2}(F' = 3)$ für die Kühlung genutzt. Da die angeregten Atome aber auch in den Zustand $S_{1/2}(F = 1)$ zerfallen können (siehe Abbildung 2.3), müssen diese mit einem Rückpumplaser auf den Zustand $S_{1/2}(F = 2)$ zurück gepumpt werden.

Durch die Dopplerkühlung liegt die Temperatur der Atomwolke im Bereich der Dopplertemperatur. Für ^{87}Rb ist $T_{Dop} = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \approx 148\mu\text{K}$, wobei Γ die natürliche Linienbreite des angeregten Zustandes ist [21][22]. Da aber bei unserer MOT auch andere Effekte auftreten,

¹Das Helmholtzspulenpaar wird nicht wie gewohnt in den gleichen Richtungen vom Strom durch flossen, sondern in entgegengesetzter Richtung.

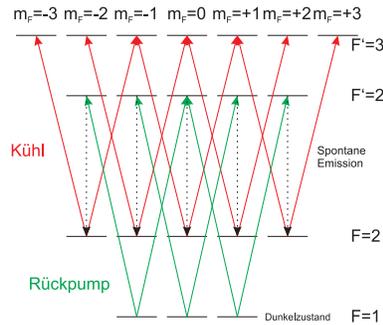


Abbildung 2.3: Niveauschema für ^{87}Rb mit Kühl- und Rückpumplaser.

wie z.B. Polarisationsgradientenkühlung[23], werden Subdopplertemperaturen erreicht[24].

2.1.2 Optische Dipolfalle für ein einzelnes Atom

In einer optischen Dipolfalle wird die Wechselwirkung eines durch ein Laserfeld induziertes Dipolmoment mit dem treibenden Feld ausgenutzt. Die resultierende Kraft kann als Gradient eines Potentials beschrieben werden. Wird das Laserfeld nun fokussiert, kann man so einen Potentialtopf erzeugen, in dem Atome gefangen werden können[25]. Da diese Wechselwirkung relativ schwach ist, benötigt man sehr kalte Atome im Bereich einiger Millikelvin und ein Ultrahochvakuum, um Stöße mit dem Hintergrund zu vermeiden.

2.1.2.1 Atome in einem verstimmtten Laserfeld

Betrachten wir Atome, die sich in einem ortsabhängigen Laserfeld bewegen: Die Bewegung der einzelnen Atome wird im Allgemeinen durch die Kraft F_{dip} des elektrischen Feldes \vec{E} auf das induzierte Dipolmoment \vec{p} , den Strahlungsdruck und Stöße zwischen den Atomen bestimmt. Seien nun die Atome sehr langsam, also sehr kalt, und die Laserfrequenz stark gegen die Resonanzfrequenz verstimmt, so kann der Strahlungsdruck vernachlässigt werden. Befinden sich die Atome nun in einem UHV so ist die freie Weglänge der einzelnen Atome sehr groß und die Stöße können auch vernachlässigt werden.

Klassische Betrachtung der Polarisierbarkeit des Atoms In einer klassischen Betrachtung kann man einfach motivieren, dass es durch ein elektrisches Wechselfeld zu einem induzierten Dipolmoment und dadurch zu einem Dipolpotential in diesem Wechselfeld kommt. Das durch das elektrische Wechselfeld $\vec{E}(t)$ induzierte Dipolmoment \vec{p} eines Atoms kann man, in diesem Fall, durch den Realteil $\Re(\alpha)$ der Polarisierbarkeit α des Atoms wie folgt beschreiben: $\vec{p} = \Re(\alpha)\vec{E}(t)$. Die Absorption von Photonen dieses Feldes wird durch den Imaginäranteil $\Im(\alpha)$ beschrieben. Das Lorentz-Modell liefert in dem Fall, dass die Verstimmung $\Delta = \omega - \omega_0$ der Frequenz des Wechselfeldes ω gegenüber der Resonanzfrequenz des Atoms ω_0 deutlich größer als die natürliche Linienbreite Γ des Übergangs ist, $|\Delta| \gg \Gamma$, für die Polarisierbarkeit folgendes Ergebnis [26]:

$$\Re(\alpha) = \frac{e^2}{m_e} \frac{1}{\omega_0 - \omega} \quad (2.1)$$

$$\Im(\alpha) = \frac{\omega^3}{6\pi\epsilon_0 c^3} \Re(\alpha) \quad (2.2)$$

Die durch diese Wechselwirkung zwischen Atom und Feld verursachte Dipolkraft F_{dip} ist durch den Gradienten des Dipolpotentials $F_{dip} = \nabla U_{dip}$ gegeben.

$$U_{dip}(\vec{r}) = -\frac{1}{2} \langle \vec{p} \vec{E} \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \Re(\alpha) I(\vec{r}) = \frac{e^2}{2m_e \epsilon_0 c} \frac{1}{\Delta} I(\vec{r}) \quad (2.3)$$

Dabei ist $I(\vec{r}) = \epsilon_0 c \langle \vec{E}^2 \rangle$ die Intensität des Lasers. Nun kann man sehen, dass für rot-verstimmtes Licht ($\Delta \leq 0$) das Potential anziehend und für blau-verstimmtes Licht ($\Delta > 0$) abstoßend wirkt. Die Streurrate Γ_{Str} beschreibt die Absorption der Photonen des Feldes durch das Atom und kann in Abhängigkeit von $I(\vec{r})$ geschrieben werden:

$$\Gamma_{Str}(\vec{r}) = \frac{\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 I(\vec{r}) \quad (2.4)$$

Quantenmechanisches Potential mit Verschiebung der Energieniveaus Betrachtet man nun den quantenmechanischen Fall mit diskreten Energieniveaus des Atoms, kommt es durch das elektrische Wechselfeld $\vec{E}(t)$ zum AC-Stark-Shift (Light-shift), einer Verschiebung der Energieniveaus des Atoms. Das Dipolpotential drückt die Verschiebung

der Energieniveaus aus. [27] Sei im betrachteten Fall nun der Betrag der Verstimmung des Lasers deutlich größer als die Feinstrukturaufspaltung der Energieniveaus $|\Delta| \gg |\Delta_{FS}|$, so gilt für ^{87}Rb -Atome:

$$U_{dip}(\vec{r}) = \frac{\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} \left(1 + \frac{1}{3} P g_F m_F \frac{\Delta'_{FS}}{\Delta}\right) I(\vec{r}) \quad (2.5)$$

Wobei P die Polarisation des Lasers charakterisiert, dabei gilt: $P = 0$ für lineare und $P = \pm 1$ für zirkulare Polarisation. g_F ist der Landé-Faktor für ^{87}Rb und m_F ist die Magnetquantenzahl des Atomzustands.[27] In diesem Fall würde der Laser nicht nur ein Potential hervorrufen, sondern auch wie ein Magnetfeld wirken und die Zeeman-Zustände aufspalten. Dies würde ein Präzedieren der in Kapitel 2.2 beschriebenen Atomzustände hervorrufen. Für linear polarisiertes Licht nimmt das Dipolpotential nun folgende Form an:

$$U_{dip}(\vec{r}) = \frac{\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(\vec{r}) \quad (2.6)$$

Dieses Potential ist unabhängig von m_F und die Zeeman-Zustände bleiben entartet. So präzedieren die Atomzustände nicht und die Zustandsbestimmung kann, wie beschreiben, stattfinden. Deshalb ist es wichtig, dass der Fallenlaser möglichst wenig zirkular polarisierte Anteile enthält.

Die Absorption eines Photons des Fallenlasers durch ein Atom, kann den Spinzustand ändern. Deshalb ist es notwendig die Streurrate Γ_{Str} möglichst gering zu halten. Die Streurrate Γ_{Str} fällt quadratisch mit Δ und das Potential U_{dip} fällt linear mit Δ . Erhöht man nun die Verstimmung Δ und erhöht die Intensität $I()$ des Lasers kann man die Streurrate Γ_{Str} verringern, während man die Potentialtiefe gleich lässt.

2.1.2.2 Dipolfalle mit einem Gausstrahl

Um ein attraktives Dipolpotential zu erzeugen, fokussiert man einen Laserstrahl in der TEM_{00} Mode. Die räumliche Intensitätsverteilung eines solchen Strahls entlang der z-Achse

mit dem Fokus bei $z = 0$ nimmt dann in Zylinderkoordinaten folgende Form an:

$$I(\vec{r}) = I(0) \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{r^2}{w(z)^2}} \quad (2.7)$$

Dabei ist der Strahldurchmesser $w(z)$ gegeben durch:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{2\pi w_0^2} \right)^2} \quad (2.8)$$

w_0 ist der Strahldurchmesser bei $z = 0$ und λ ist die Wellenlänge des Lasers.

Nun hat man einen dreidimensionalen Potentialtopf, in dem man Atome fangen kann (siehe Abbildung:2.4). Fokussiert man nun den Strahl auf unter $4\mu\text{m}$, ist der Potentialtopf so klein,

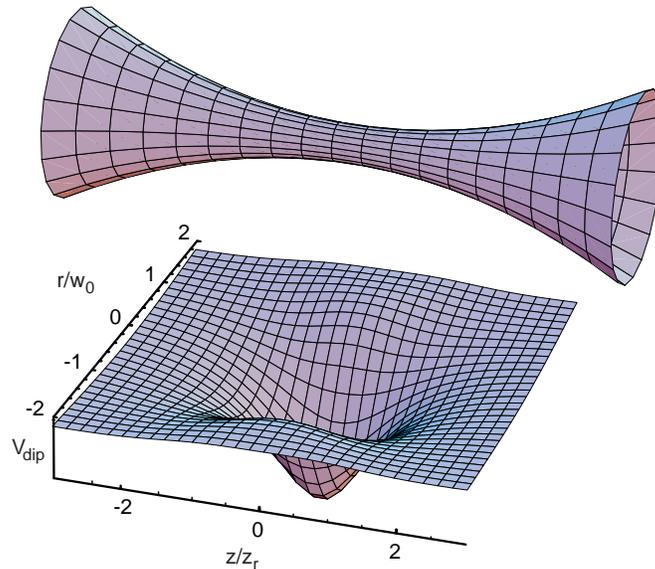


Abbildung 2.4: Gausstrahlprofil und 2D Abbildung des Fallenpotentials[18].

dass nur ein Atom aus der MOT geladen werden kann. Sobald zwei Atome gefangen sind, kommt es im Zusammenspiel mit dem Kühllicht zum Blockade-Effekt[17] und beide Atome werden aus der Falle hinaus befördert.

So kann man mit Hilfe einer MOT und einer Dipolfalle einzelne ^{87}Rb -Atome fangen. Bei einem Strahradius von $1,9\mu\text{m}$ wird ein Fallentiefe von $1,5\text{mK}$ erwartet [28].

2.2 Atom-Photon-Verschränkung

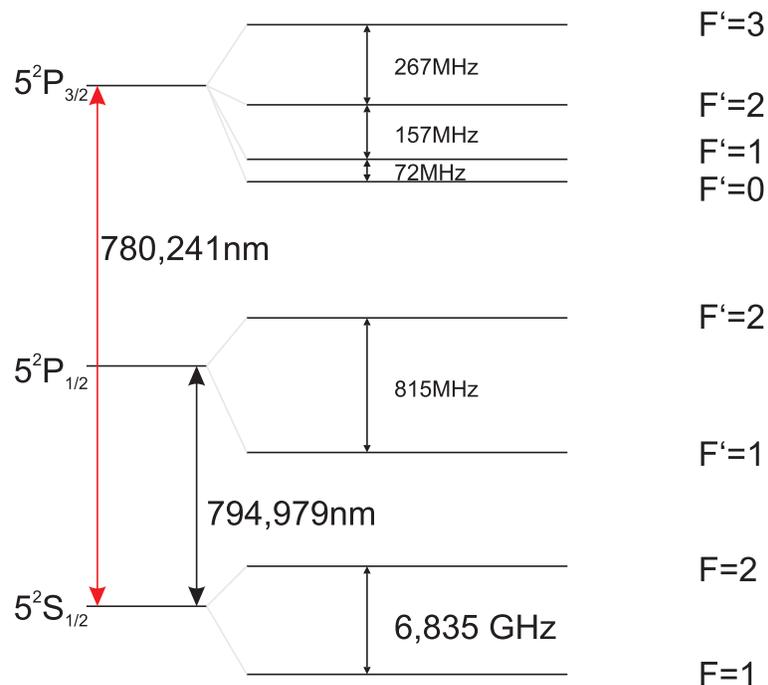


Abbildung 2.5: Hyperfeinstrukturaufspaltung von ^{87}Rb [?].

Rubidium ist ein Alkalimetall. Es kommt natürlich in einer Isotopenmischung von 72,17% ^{85}Rb 37,83% ^{87}Rb vor. Das einzelne Valenzelektron befindet sich im Grundzustand 5^2S . Der angeregte 5^2P Zustand ist durch die Feinstruktur in die Zustände $5^2P_{1/2}$ mit Elektronendrehimpuls $J=1/2$ und $5^2P_{3/2}$ mit $J=3/2$ aufgespalten. Betrachtet man nun die Hyperfeinstruktur für das Isotop ^{87}Rb mit Kernspin $I=3/2$, spaltet sich der Grundzustand in zwei Zustände $5^2S_{1/2} F=1$ und $5^2S_{1/2} F=2$ mit einem Abstand von 6,8GHz auf (siehe Abbildung 2.5). Die angeregten Zustände $5^2P_{1/2}$ und $5^2P_{3/2}$ spalten sich in zwei bzw. vier Zustände mit $F'=1;2$ und $F'=0;1;2;3$ mit kleineren Energiedifferenzen auf. Die Hyperfeinzustände haben noch Zeeman-Unterkomponenten mit $-F \leq m_F \leq F$. Das besondere an ^{87}Rb gegenüber ^{85}Rb ist, dass es den $5^2P_{3/2} F'=0$ Zustand ohne Zeeman-Aufspaltung gibt. Dieser Zustand wird für die Erzeugung der Atom-Photon-Verschränkung genutzt.

2.2.1 Erzeugung der Atom-Photon-Verschränkung

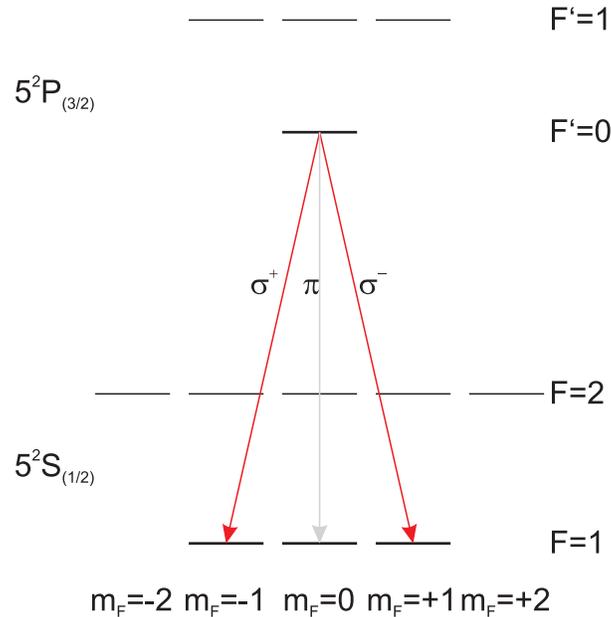


Abbildung 2.6: Atom-Photon-Verschränkung durch spontanen Zerfall.

Ein einzelnes gefangenes ^{87}Rb -Atom wird in den angeregten Zustand $5^2P_{3/2}(F' = 0)$ präpariert, dadurch ist sein Gesamtspin Null(siehe Abbildung 2.6). Zerfällt nun dieser Zustand durch spontane Emission eines Photons in den Grundzustand $5^2S_{1/2}(F = 1)$, so ist aufgrund der Drehimpulserhaltung die Magnetquantenzahl m_F des Atoms mit der Polarisation des Photons korreliert. Dabei gibt es drei mögliche Zustände, in der sich das Atom-Photon-Paar befinden kann: $|\sigma^+\rangle |1, 1^-\rangle$, $|\sigma^-\rangle |1, 1^+\rangle$ und $|\pi\rangle |1, 0\rangle$. Durch unsere Wahl der Quantisierungsachse ist es nicht möglich $|\pi\rangle$ polarisierte Photonen mit dem Mikroskopobjektiv einzufangen, da sie sich nicht entlang der Quantisierungsachse ausbreiten, und durch Interferenz auslöschen[18]. So können wir unseren verschränkten Zustand auf

$$|\Psi\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}}(|\sigma^+\rangle |1, -1\rangle + |\sigma^-\rangle |1, +1\rangle) \quad (2.9)$$

reduzieren.

Damit hat man nun zwei Teilchen mit jeweils zwei Freiheitsgraden, also zwei Qubits. Die

Wellenfunktion (siehe (2.9)) beschreibt einen maximal verschränkten Bell-Zustand, wobei der Zeeman-Zustand des Atoms mit der Polarisation des Photons verschränkt ist

2.2.2 Zeeman-Zustandsmessung eines einzelnen ^{87}Rb -Atoms

Bei der herkömmlichen Zustandsbestimmung wird durch einen Zeeman-zustandsabhängigen Transfer und anschließender Streuung das Atom aus der Falle geschubst[12]. Die Detektion erfolgt dann über Fluoreszenzmessungen des gefangenen Atoms mit denen man überprüft ob sich das Atom noch in der Falle befindet. Diese Zustandsbestimmung benötigt einige Millisekunden. Um den Zustand eines Atoms schneller zu messen, bietet sich eine zustandsselektive Ionisation mit anschließender Detektion der Ionisationsfragmente an.

Zeeman-zustandsselektives Ionisationsschema

Durch einen adiabatischen Zustandstransfer, STIRAP ², wird eine durch die Polarisation der STIRAP Lasers ausgewählte Superposition der Zeeman-Zustände $|F = 1, m_F = \pm 1\rangle$ auf eine Superposition der Hyperfeinzustände $|S_{1/2}, F = 1\rangle$ und $|S_{1/2}, F = 2\rangle$ abgebildet [29][30]. Dabei wird die Auswahl der Messbasis durch die Polarisation des STIRAP Lasers bestimmt. Im Anschluss folgt eine hyperfeinzustandsselektive Ionisation des Atoms. Dabei wird ausgenutzt, dass die beiden Hyperfeinstruktur-niveaus des Grundzustandes einen Abstand von 6,8GHz haben. Es ist möglich, durch einen Laser nur einen der beiden Zustände resonant anzuregen. So kann das Atom durch einen 2-Photonen-Prozess nur dann ionisiert werden, falls es sich im Zustand $|S_{1/2}, F = 2\rangle$ befindet. Atome im Zustand $|S_{1/2}, F = 1\rangle$ werden nicht ionisiert. Der Zwei-Photon-Prozess läuft wie folgt ab: Das Atom im Zustand $|S_{1/2}, F = 2\rangle$ wird mit einem Laser (780nm) auf Zustand $|P_{3/2}, F' = 3\rangle$ angeregt (siehe Abbildung 2.7). Mit einem zweiten Laser (450nm) wird dann von diesem Zustand aus ionisiert. Die benötigte Zeit für die Ionisation sinkt mit steigender Leistung des ionisierenden Lasers (450nm). Der anregende Laser (780nm) hingegen hat nur begrenzt Einfluss auf die Dauer der Ionisation, da die Besetzung von $|P_{3/2}, F' = 3\rangle$ sättigt[31]. Es ist möglich

²Stimulated Raman Adiabatic Passage

Ionisationseffizienzen von über 99% nach wenigen hundert Nanosekunden zu erreichen[16].

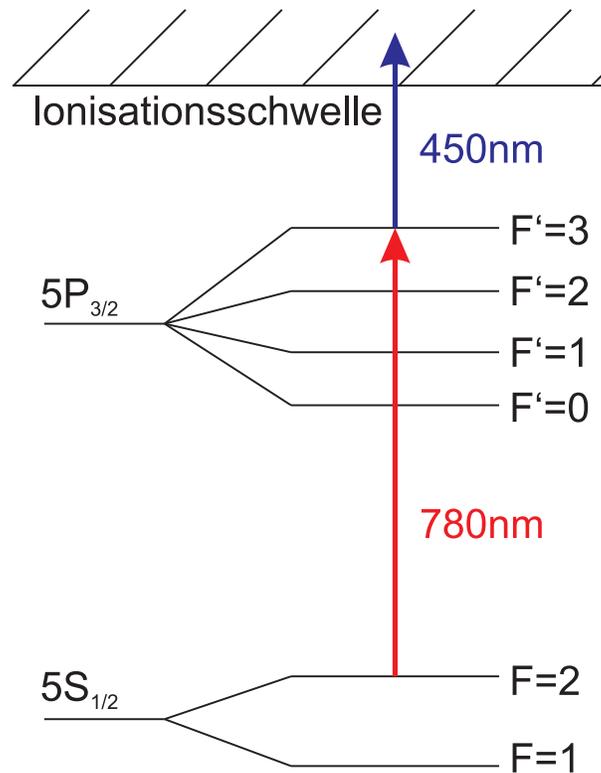


Abbildung 2.7: Hyperfeinzustandsselektive Ionisation von ^{87}Rb -Atomen.

Detektion der Fragmente

Nach der zustandsselektiven Ionisation muss nun bestimmt werden, ob das Atom ionisiert wurde, damit eine Projektionsmessung der Zeeman-Zustände abgeschlossen ist. Eine schnelle Methode dafür ist die Ionisationsfragmente, nämlich ein Rb^+ -Ion und ein Elektron, zu detektieren. Kanalelektronenvervielfacher sind Detektoren für einzelne geladene Teilchen wie Ionen und Elektronen. Beim Einschlag der Ionisationsfragmente, mit einer Energie von einem halben bis mehreren Kiloelektronenvolt, werden Sekundärelektronen ausgelöst, welche dann vervielfacht werden und am Ende als Signal weiter geleitet werden. Wenn man nun zwei dieser Detektoren gegenüber anordnet und elektrische Spannungen so anlegt, dass in einem Detektor Ionen und im anderen Elektronen aufgefangen werden, kann man so die Ionisationsfragmente eines Atoms detektieren. Die für die Detektion benötigte

Zeit hängt von der Flugzeit des langsameren der beiden Ionisationsfragmente, also des Rb^+ -Ions ab, welche wiederum von der zwischen den Detektoren angelegten Spannung abhängt. Sie liegt im Bereich einiger hundert Nanosekunden(siehe Kapitel 4.1.2)[16].

Kapitel 3

Vakuumaufbau mit Kanalelektronenvervielfachern

Da einzelne Atome nur im Ultrahochvakuum gefangen werden können (siehe Kapitel 2.1), braucht man einen Vakuumaufbau mit optischem Zugang für die Fallenstrahlen. In unserem Aufbau wird dies durch eine Glasküvette, die mit einem Aufbau für Ultrahochvakuum verbunden ist, ermöglicht. Da wir zusätzlich noch die Ionisationsfragmente des gefangenen Atoms detektieren möchten, müssen die als Detektor verwendeten Kanalelektronenvervielfacher (Englisch: Channel Electron Multiplier kurz CEM) im Inneren der Glasküvette nahe am gefangenen Atom platziert werden. Dies führt dazu, dass die Kanalelektronenvervielfacher durch Vakuumdurchführungen im Vakuum angeschlossen werden müssen.

3.1 Glasküvette

Um den optischen Zugang zum Vakuum zu ermöglichen, wurde eine für dieses Experiment optimierte Glasküvette entworfen, die auch an die CEMs angepasst ist. Dabei lagen die Schwerpunkte der optimierten optischen Eigenschaften auf hoher Transmission und möglichst geringer Doppelbrechung. Zusätzlich wurde die Küvette an manchen Innen- und Außenseiten elektrisch leitend beschichtet, damit die elektrostatischen Eigenschaften an

die CEMs angepasst werden können.

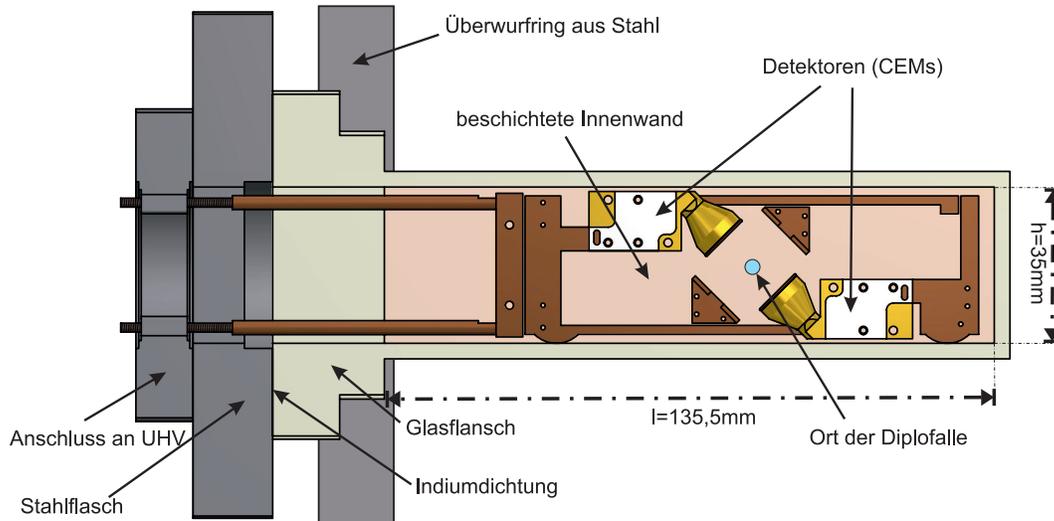


Abbildung 3.1: Küvette für die Einzelatomfalle mit den Detektoren für die Zustandsauslese mittels Ionisation.

3.1.1 Design der Glasküvette

Die Glasküvette (siehe Abbildung 3.1) ist aus synthetischem Quarzglas¹ gefertigt. Die Innenmaße der Glasküvette betragen Länge $l = 137,5\text{mm}$, Höhe $h = 35\text{mm}$ und Breite $b = 15\text{mm}$. Ihre Wandstärke beträgt $3,5\text{mm}$. An ihrem offenen Ende ist ein Glasflansch angeschmolzen, mit dem die Küvette an den Vakuumaufbau angeschlossen werden kann. Um bessere Transmission der Laser zu erreichen, wurde die Küvette außen an den vier Längsseiten sowie an den beiden großen Innenseiten mit Indiumzinnoxid² (siehe Anhang A.1) beschichtet. Diese Beschichtung ist zusätzlich zu ihren optischen Eigenschaften elektrisch leitend. So kann Ladungen, die sich auf den Glasflächen sammeln, abgeführt werden. Zusätzlich können an die Glasflächen eine Spannung angelegt werden, um den Potentialverlauf des elektrischen Feldes zwischen den CEMs zu beeinflussen.

¹Heraeus Suprasil©

²Mischung aus In_2O_3 und SnO_2 , Markenname Iralin©

3.1.2 Kleben der Küvette und Kontaktieren der leitenden Beschichtung

Um die Innenseiten der Küvette zu beschichten, wurde eine Seite der Küvette offen gelassen und ein genau passendes Glasfenster angefertigt (siehe Abbildung 3.2). Nun werden zuerst die beschichteten Flächen an Fenster und Küvette mit Hilfe eines leitenden Klebers kontaktiert (siehe Abbildung 3.2 a), b). Dieser Kleber ist ein mit Silberpartikeln versetzter, UHV-tauglicher Epoxidharzkleber³. Die Kontaktkabel zwischen Küvette und Detektorrahmen im Inneren der Küvette sind mit Kapton⁴, einem hitzebeständigen, UHV-tauglichen Polyimid, isoliert. Danach wird das Glasfenster mit einem weiteren UHV-tauglichen, transparenten Epoxidharzkleber⁵ passend auf die seitliche Öffnung der Küvette geklebt (siehe Abbildung 3.2 c)).

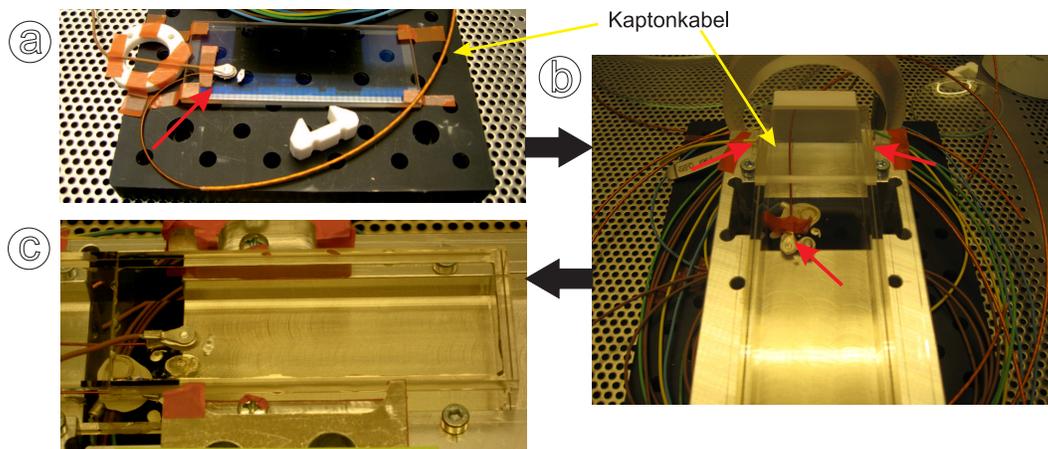


Abbildung 3.2: a) Beidseitiges Kontaktieren des Glasfensters (roter Pfeil Kontaktstellen), b) Kontaktieren der Küvette (rote Pfeile Kontaktstellen), c) Glasfenster auf Küvette geklebt.

³EPO-TEK H20E

⁴entwickelt von DuPont

⁵EPO-TEK 353ND

3.1.3 Glasflansch und Indiumdichtung

Mechanische Spannungen im Glas können zu Doppelbrechung führen, die Einfluss auf die Polarisation der eingestrahnten Laser hat. So könnte der linear polarisierte Fallenlaser zirkuläre Anteile bekommen. Diese würden die Zeeman-Zustände des Atoms verschieben (siehe Gleichung 2.5). Auch der Zustandsnachweis am Atom wäre durch die Polarisationsdrehung beeinträchtigt.

Um zu verhindern, dass es im vorderen Bereich der Glasküvette, in dem die Laserstrahlen einfallen, zu Spannungen und somit zu Doppelbrechung kommt, wird der Glasflansch am offenen Ende der Küvette mit einem Überwurfring aus Stahl gegen einen UHV-Flansch gepresst und so mit der Vakuumapparatur verbunden. Da Stahl und Glas beides harte Materialien sind, ist es nicht möglich sie direkt zu verbinden ohne eine Dichtung zu verwenden. Im UHV-Bereich sind Dichtungen aus Metall üblich. Da das Glas nicht beschädigt werden soll, wählen wir ein sehr weiches Metall als Dichtung, nämlich hochreines Indium. Ein Indiumdraht wird als Dichtung zwischen Glas- und Stahlflansch eingebracht. Wenn nun Glas und Stahl zusammengepresst werden „fließt“ dieses weiche Metall in die Unebenheiten der härteren Materialien und schließt den Übergang zwischen den beiden Flanschen dicht ab. Indium hat mit 430K (157°C) einen niedrigen Schmelzpunkt. Dies muss später beim Ausheizen des Vakuums beachtet werden.

3.2 Aufbau für Ionisationsdetektion mit Kanalelektronenvervielfacher

Als Detektoren für die Ionisationsfragmente verwenden wir Kanalelektronenvervielfacher (CEMs). Um beide Ionisationsfragmente, Ion und Elektron, gleichzeitig detektieren zu können, werden zwei CEMs so in die Glasküvette eingebaut, dass an je einem CEM eine Sorte der Ionisationsfragmente detektiert werden.

3.2.1 Kanalelektronenvervielfacher

Ein Kanalelektronenvervielfacher ist ein Detektor für geladene Teilchen, wobei ein CEM sowohl negativ geladene Elektronen als auch positiv geladene Ionen detektieren kann.

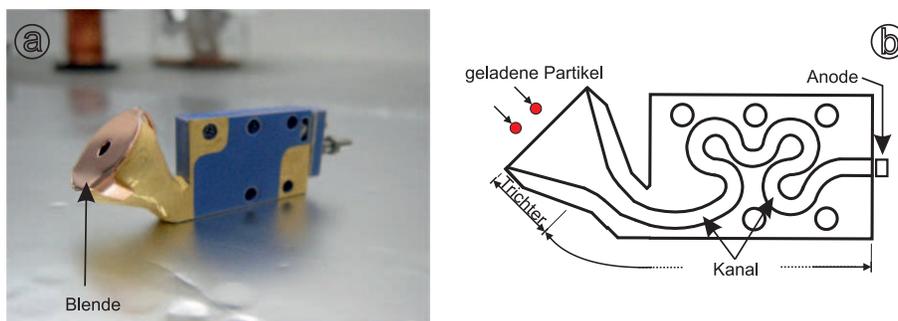


Abbildung 3.3: a) CEM mit Blende vor Trichter, b) innerer Aufbau eines CEM.

Die Teilchen werden in den Trichter des CEMs beschleunigt (siehe Abbildungen 3.3). Dort schlagen diese Teilchen ein und lösen Elektronen aus der Wand des Trichters. Ist nun eine positive Spannung (Gain) zwischen Trichter und Ende des CEMs angelegt, werden diese Sekundärelektronen entlang des Kanals im Inneren des CEMs beschleunigt, wobei sie selbst in die Wand des Kanals einschlagen und wiederum Elektronen aus der Wand lösen. So kommt es zu einer Elektronenlawine, die am Ende des Kanals von einer Anode aufgenommen wird.

Die Größe der Lawine und ob sie das Ende des Kanals überhaupt erreicht, hängt von der Anzahl der beim ersten Aufschlag ausgelösten Sekundärelektronen und von der angelegten Gain-Spannung ab (siehe Abbildung 3.4, siehe Anhang A.2 und Kapitel 4.3.2)[32]. Die Anzahl der ausgelösten Sekundärelektronen ist von der kinetischen Energie des primären Partikels abhängig und von dessen Einschlagswinkel. Die Gain-Spannung hingegen beeinflusst das Wachstum der Lawine im Kanal. Die zu erwartende Größe der Lawine beträgt dann 10^7 bis 10^8 Elektronen. Dabei kommt es ab einer gewissen Anzahl an Elektronen aufgrund der Größe des Kanals zu einer Sättigung und die Lawine wächst nicht mehr. [32] Am Ende des Kanals wird die Lawine von der Anode aufgenommen und von dort als makroskopischer Strompuls weiter geleitet. Die Höhe des Pulses liegt an einem Messwiderstand

von 50Ω im Bereich 80mV bis 150mV. [32]

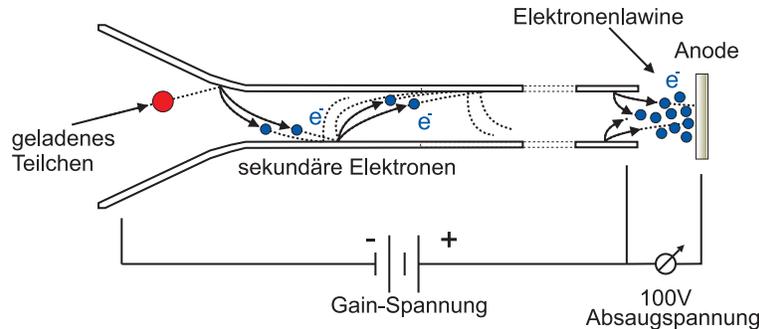


Abbildung 3.4: Das geladene Teilchen schlägt sekundäre Elektronen aus dem Trichter des CEM. Diese erzeugen nun selber sekundäre Elektronen. So kommt es zu einer Elektronenlawine, die von der Anode aufgenommen und als Strompuls weitergeleitet wird.

3.2.2 Montage der CEMs und Kompensationselektroden

Es werden zwei CEMs mit Kupferschrauben so auf einem Kupferrahmen angebracht, dass ihre Trichter sich gegenüber liegen (siehe Abbildung 3.1). Vor den Trichtern der CEMs ist jeweils eine Blende aus Kupfer angebracht. Diese Blenden sollen später, wenn ein Beschleunigungsfeld zwischen den CEMs anliegt, zu einem homogeneren elektrischen Feld beitragen, den Einschlagswinkel der geladenen Teilchen verbessern und ein Übersprechen zwischen den beiden CEMs verhindern[32]. In der gleichen Ebene wie die CEMs sind zwei Kompensationselektroden aus Kupfer senkrecht zu beiden CEMs angebracht. Sie sind jeweils mit zwei Schrauben aus einem isolierenden UHV tauglichen Polyimid⁶ befestigt (siehe Abbildung 3.5). Der Rahmen wird von zwei Kupferstangen, die an einem Vakuumflansch aus Stahl befestigt sind, gehalten. So ist der Rahmen geerdet und es können sich dort keine Ladungen sammeln. Um den Rahmen in der Glasküvette an den gewünschten Platz zu positionieren, sind in den Rahmen Polyimidschrauben geschraubt. Diese Polyimidschrauben sind so weich, dass sie die Beschichtung und das Glas nicht beschädigen. Das verwendete hochreine Kupfer ist sauerstoffarm und somit für UHV geeignet.

⁶VespeI

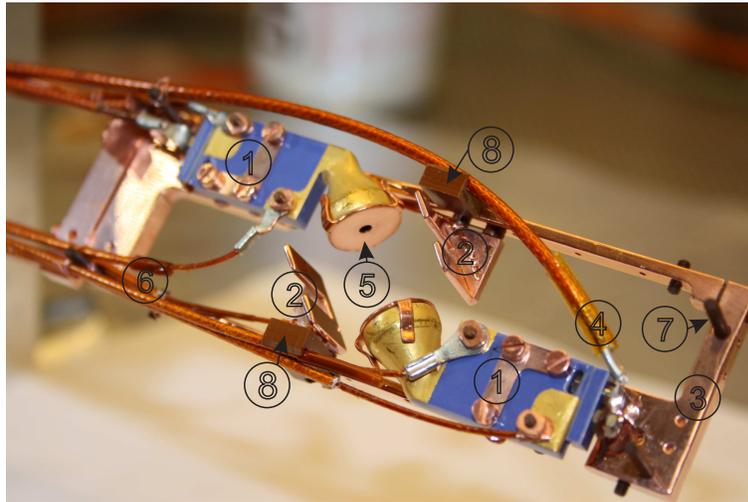


Abbildung 3.5: Rahmen mit CEMs und Kompensationselektroden: 1) CEMs, 2) Kompensationselektroden, 3) Kupferrahmen 4) 50 Ω -Kabel, 5) CEM-Blenden, 6) Hochspannungskabel, 7) Polyimidschrauben zur Positionierung des Rahmens, 8) Polyimid Kabelhalterung.

Nun werden an die CEMs jeweils zwei Hochspannungskabel für die Gain-Spannung angeschlossen und je ein 50 Ω -Hochspannungskabel wird mit den Anoden verbunden. Das 50 Ω -Kabel ermöglicht eine bessere Übertragung des kurzen Strompluses. Die Kompensationselektroden werden jeweils mit einem Hochspannungskabel verbunden. All diese Kabel sind UHV tauglich und mit Kapton[®] isoliert (siehe Abbildung 3.5). Sie werden von zwei Kabelhalterungen aus Polyimid so geführt, dass sie den optischen Zugang zur Atomfalle nicht behindern.

3.3 Vakuumaufbau

Der Vakuumaufbau, an den die Küvette angeschlossen wird, besteht im Wesentlichen aus einer Ionengetterpumpe, Dispensern für Rubidium und Vakuumdurchführungen für die Hochspannungskabel des CEM-Aufbaus. Des weiteren gibt es noch einen Drucksensor und ein Ventil hinter dem eine Turbomolekularpumpe angeschlossen ist (siehe Abbildung 3.6).

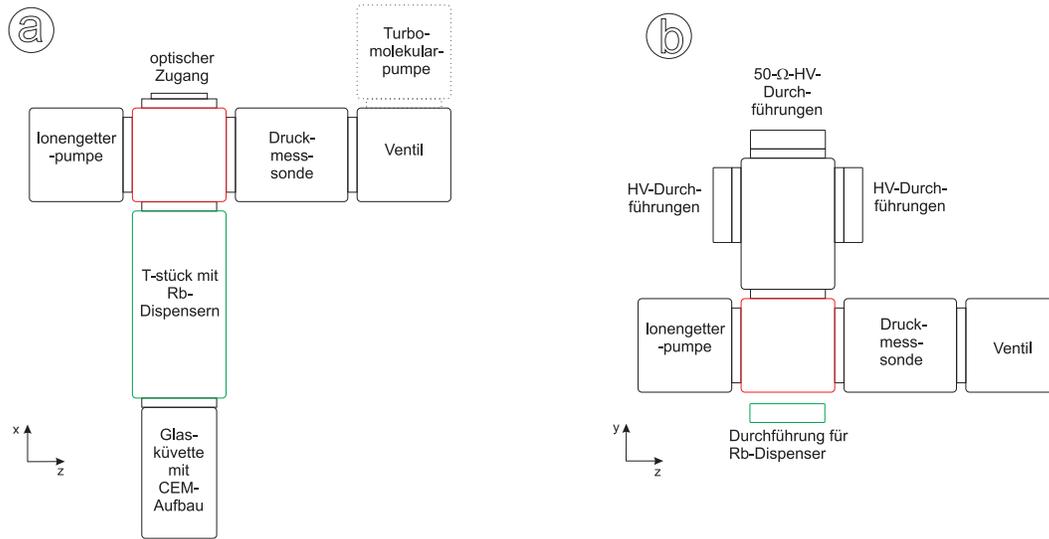


Abbildung 3.6: Schematische Abbildung des Vakuumaufbaus, links Topansicht, rechts Frontansicht.

3.3.1 Anschlüsse für Hochspannungen und Dispensereinbau

Hochspannungsdurchführungen Die Kabel des CEM-Aufbaus, einschließlich der Kabel zur Kontaktierung der Innenseiten der Glasküvette, müssen mit Spannungsquellen bzw. Messelektronik außerhalb des Vakuumaufbaus verbunden werden. Dazu werden Hochspannungsdurchführungen, die UHV geeignet, sind benötigt. Für die beiden Signalkabel werden zwei 50-Ω-Hochspannungsdurchführungen⁷ benutzt, um die Reflexionen des Signals möglichst gering zu halten. Diese Durchführungen sind für Spannungen bis 6kV getestet und für Frequenzen bis 100MHz geeignet. Die anderen Hochspannungskabel werden an normale Hochspannungsdurchführungen⁸ angeschlossen, die bis zu 10kV getestet sind. Im Vakuumaufbau sitzen diese drei Durchführungen auf einem Kreuzstück (siehe Abbildung 3.6).

Rubidium-Dispenser Als Quelle für Rubidiumatome verwenden wir Rubidium-Dispenser. In diesen Dispensern liegt Rubidium in einer chemischen Verbindung vor. Lässt man nun

⁷Allektra 242-SHV50D

⁸mcdvacuum SHV-10 Coaxial -Recessed- Del Seal CF

einen Strom von einigen Ampere durch die Dispenser fließen, erhitzen sich diese und das Rubidium verdampft. Es werden zwei Dispenser eingebaut, einer mit der natürlichen Mischung aus ^{85}Rb und ^{87}Rb und einer mit ^{87}Rb angereicherten. Die Dispenser sind an Kupferstangen befestigt, die zu einer Vakuumdurchführung führen. Durch diese Kupferstangen fließt der Strom, der die Dispenser heizt. Der Dispenseraufbau ist nicht isoliert und darf deshalb nicht die Wände des Vakuums berühren.

Damit möglichst viele der verdampften Rubidiumatome den Einfangbereich der MOT erreichen, sind die Öffnungen der Dispenser auf die Glaszelle gerichtet. Da die Kabel des CEM-Aufbaus zu heiß werden können, falls sie den Dispenseraufbau berühren, werden diese an zwei Kupferstangen befestigt und an den Dispensern vorbei geführt. Dieser Aufbau wird so angeordnet, dass es möglich ist, einen Laserstrahl von hinten durch den Vakuumaufbau in die Küvette einzustrahlen. Zusätzlich ist es möglich, die Dispenser zu wechseln, ohne dass die Glasküvette vom Vakuumaufbau gelöst werden muss.

3.3.2 Vakuumpumpen

In unserem Vakuumaufbau verwenden wir eine Ionengetterpumpe⁹ (IGP) (siehe Abbildung 3.6). Diese Art von Pumpen eignet sich besonders für sehr niedrige Drücke im UHV-Bereich bis $P < 10^{-11}$ mbar. In einer Ionengetterpumpe werden Atome und Moleküle durch Elektronen ionisiert, die durch eine Spannung von bis zu 7kV beschleunigt werden. Diese Elektronen werden durch eine Glühkathode emittiert und durch ein Magnetfeld auf eine Schraubenbahn gezwungen, so legen sie einen deutlich längeren Weg zurück und stoßen effektiver mit dem Restgas des Vakuums. Die Ionen werden dann durch das elektrische Feld beschleunigt und auf das Gettermaterial gelenkt und dort absorbiert. Aus dem Strom, der in der IGP gemessen wird, kann der momentane Druck in der Pumpe berechnet werden. So gibt es zusätzlich zur Druckmesssonde noch einen Punkt, an dem der Druck gemessen wird.

Da nur ein statisches Magnetfeld, welches gut durch Kompensationsfelder ausgeglichen

⁹Varian VacIonPlus 55 „Starcell“

werden kann, benötigt wird, haben die Felder, die durch die Pumpe erzeugt werden, auch keinen Einfluss auf die Zustände der gefangenen Atome. Der Nachteil einer solchen Pumpe ist, dass sie erst ab einem Druck von 10^{-6} mbar arbeitet. Deshalb benötigt man eine zusätzliche Pumpe, um zunächst diesen Druck zu erreichen. Dazu verwenden wir eine Turbumolekularpumpe¹⁰ (TMP). Bei einer solchen Pumpe werden die Moleküle durch sich schnell drehende Rotoren (1350 U/s) in Pumprichtung beschleunigt und danach durch eine Vorpumpe abgepumpt. Die TMP wird hinter einem Ventil angeschlossen (siehe Abbildung 3.6), so dass sie später, wenn sie nicht mehr benötigt wird, wieder entfernt werden kann.

3.4 Ausheizen des Vakuumaufbaus

Wir benötigen für unsere Atomfalle einen Druck $< 10^{-9}$ mbar. Es ist möglich mit einer TMP einen Druck von ca. 10^{-7} mbar nach einigen Stunden Pumpdauer zu erreichen. Danach bleibt der Druck konstant oder fällt nur noch sehr langsam, da sich durch ständige Desorption und Absorption von Verbindungen wie Wasser und Kohlenwasserstoffen an den Wänden des Aufbaus ein Gleichgewichtsdruck einstellt. Heizt man nun den Vakuumaufbau auf 130°C bis 200°C , so verschiebt sich dieses Gleichgewicht zur Desorption hin und es kann mehr von diesen Verbindungen abgepumpt werden. Kühlt man danach den Vakuumaufbau wieder ab, ist der Druck deutlich niedriger als vor diesem sogenannten Ausheizen. Die Dauer des Ausheizprozesses hängt von der Reinheit der Oberflächen innerhalb des Vakuums ab. Da der CEM-Aufbau und die Verkabelung im Voraus schwierig zu reinigen sind, beträgt die Ausheizdauer in unserem Fall mehr als 10 Tage.

3.4.1 Vorbereitung

Wir heizen unseren Vakuumaufbau mit zwei Heizbändern. Diese Heizbänder sind mit zwei Temperaturfühlern gekoppelt. So kann eine Maximaltemperatur am Ort der Fühler eingestellt werden. Erreicht die Temperatur an einem der beiden Orte, die dort eingestellte

¹⁰Varian V-81M 969-8903

Temperatur, schalten sich beide Heizbänder aus und heizen erst wieder, wenn die Temperatur etwas gefallen ist. So können wir sicher gehen, dass an temperaturempfindlichen Stellen des Vakuumaufbaus, die eingestellte Grenztemperatur nicht überschritten wird.

Kritische Stellen An unserem Vakuumaufbau gibt es zwei temperaturempfindliche Stellen. Das ist zum einen die Küvette mit ihren Klebestellen, die sich bei zu hohen Temperaturen lösen könnten, und zum anderen die Indiumdichtung, da Indium bei 157°C schmilzt. Des Weiteren wird die TMP nicht geheizt, da sie nur bei niedrigen Temperaturen betrieben werden kann.

Einwickeln des Vakuumaufbaus Der Vakuumaufbau wird zuerst eng mit einer Schicht aus Aluminiumfolie umwickelt, um die Wärmeleitung entlang des Aufbaus zu verbessern. Danach werden die Heizbänder um den Vakuumaufbau gewickelt. Je enger man die Heizbänder in einem Bereich des Aufbaus wickelt, desto höher wird die Temperatur in diesem Bereich. Danach kommen viele Schichten lose gewickelte Aluminiumfolie um den Vakuumaufbau gegen die Umgebung zu isolieren und Abstrahlung zu verhindern. Zuletzt werden die beiden Temperaturfühler der Regelung in die Ummantelung gesteckt. Der erste an der Indium Dichtung, der zweite an das Kreuz mit den Hochspannungsdurchführungen.

3.4.2 Zeitlicher Ablauf

Die Temperaturänderungen an dem Vakuumaufbau sollen langsam ablaufen, damit die einzelnen Elemente gleichmäßig aufgeheizt werden und es keine großen Temperaturunterschiede auf kurzen Strecken gibt. Dies würde zu Verspannungen im Vakuumaufbau führen und könnte so Lecks verursachen.

Vor dem Ausheizen Durch Pumpen mit der TMP und der IGP konnte ein Druck von $2.2 \cdot 10^{-7}$ mbar, gemessen durch die IGP, bzw. von $8.5 \cdot 10^{-8}$ mbar, gemessen durch die Druckmesssonde, erreicht werden. Der Druckunterschied zwischen IGP und Druckmesssonde beruht zum einen auf unterschiedlicher Eichung und auch auf ihrer unterschiedlichen

Position im Vakuumaufbau. In einem hohem Vakuum ist der Druck nicht gleichmäßig verteilt.

Heizen Nun wird der Vakuumaufbau langsam aufgeheizt. Nach $5\frac{1}{2}$ h wird die IGP ausgeschaltet, da der Druck durch das Heizen ansteigt und so über den Arbeitsbereich der IGP hinaus geht. Des weiteren ist die Lebensdauer der Pumpe deutlich länger, wenn sie nur bei niedrigen Drücken verwendet wird. Die Maximaltemperatur an der Indiumdichtung beträgt 95°C und wird nach 30h erreicht. Nun wird nur noch die Temperatur im hinteren Bereich des Vakuumaufbaus erhöht. Dort wird die Höchsttemperatur nach 200h erreicht und beträgt an den Hochspannungsdurchführungen 160°C , wobei nach 50h schon 150°C erreicht wurden. Der Druck an der Druckmesssonde steigt zu Beginn des Ausheizens auf $5.4 \cdot 10^{-6}$ mbar an und fällt dann langsam wieder auf $1.7 \cdot 10^{-7}$ mbar vor dem Abkühlen des Vakuumaufbaus.

Abkühlen Insgesamt 286h (ca. 12Tage) nach Beginn des Aufheizens wird das Abkühlen durch langsames Abwickeln und Heruntersetzen der Maximaltemperatur begonnen. Während des Abkühlens wird die IGP wieder eingeschaltet.

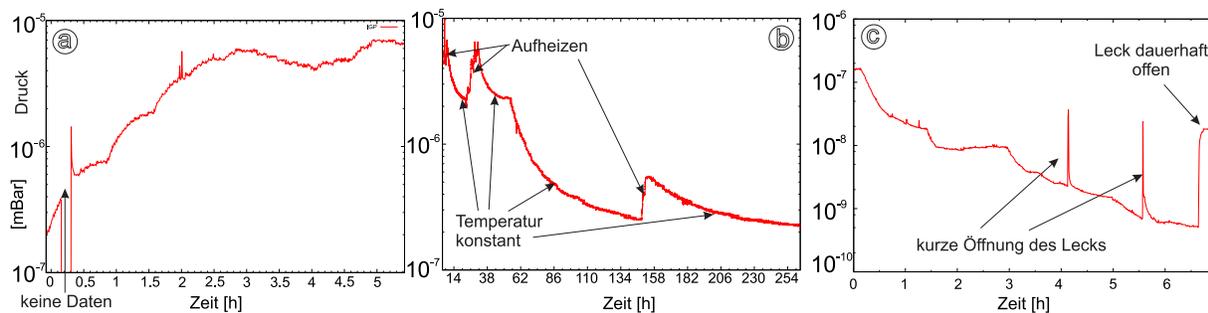


Abbildung 3.7: Druckverlauf: a) Die ersten 5 Stunden des Ausheizens (gemessen mit der IGP), b) ab der 5. Stunde bis zum Beginn des Abkühlens (gemessen mit der Druckmesssonde), c) Abkühlen bis zur Öffnung eines Lecks (gemessen mit der Druckmesssonde).

Nach 5h Abkühlen ist der Druck auf $3.9 \cdot 10^{-9}$ mbar an der Druckmesssonde und auf $2.0 \cdot 10^{-8}$ mbar an der IGP gefallen. An diesem Punkt ging an einer Klebestelle der Glasküvette

ein Leck auf. Dies konnte aber mit dem klaren Epoxidkleber geschlossen werden.

Druck nach Ausheizen Der Druck fiel nach weiteren 48h auf $5.3 \cdot 10^{-10}$ mbar an der Druckmesssonde und auf $1.0 \cdot 10^{-9}$ mbar an der IGP. Nun wurde das Ventil zur TMP geschlossen und der Druck an der IGP fiel auf $5.3 \cdot 10^{-10}$ mbar und stieg an der Druckmesssonde auf $1.0 \cdot 10^{-9}$ mbar. Durch das Schließen des Ventils ändert sich die Druckverteilung im Inneren des Vakuums, und auch die Zusammensetzung des Restgases. So ist die Veränderung des Drucks an beiden Orten zu erklären.

3.5 Beschaltung des CEM-Aufbaus

Nachdem durch das Ausheizen ein ausreichend geringer Druck erreicht wurde, wird der CEM-Aufbau an die Spannungsquellen und Messelektronik angeschlossen.

Hochspannungsquellen Zwischen den beiden CEMS soll Hochspannung zur Beschleunigung der Ionisationsfragmente im Bereich von $\Delta U \approx 5kV$ angelegt werden. Da aber auch an beiden CEMs eine Gain-Spannung von ca. $U_{Gain} \approx 3kV$ angelegt werden soll, benötigt jedes CEM zwei Spannungsquellen. In unserem Fall benutzen wir für jedes CEM ein geerdetes Netzteil an dem die Spannung U_{Rb+} bzw. U_{e-} an der Eintrittsblende der CEMS eingestellt wird, und ein dazwischen geschaltetes erdungsfreies Netzteil für die Gain-Spannung U_{Gain} (siehe Abbildung 3.8). So können die beiden Spannungen voneinander unabhängig eingestellt werden. Die Spannungsdifferenz zwischen U_{Rb+} und U_{e-} ist die Beschleunigungsspannung ΔU . Die Anode, die das Signal aufnimmt, ist auch an die Gain-Spannung U_{Gain} angeschlossen (siehe Abbildung 3.8). Durch eine zwischengeschaltete Zener-Diode ist die Spannung, die an den Anoden anliegt, 100V höher als die Spannung am Ausgang der CEM-Kanäle. So wirken die Anoden anziehend auf die Elektronenlawinen. Die beiden Kompensationselektroden und die beiden beschichteten Innenseiten der Küvette werden jeweils an ein eigenes Netzteil angeschlossen.

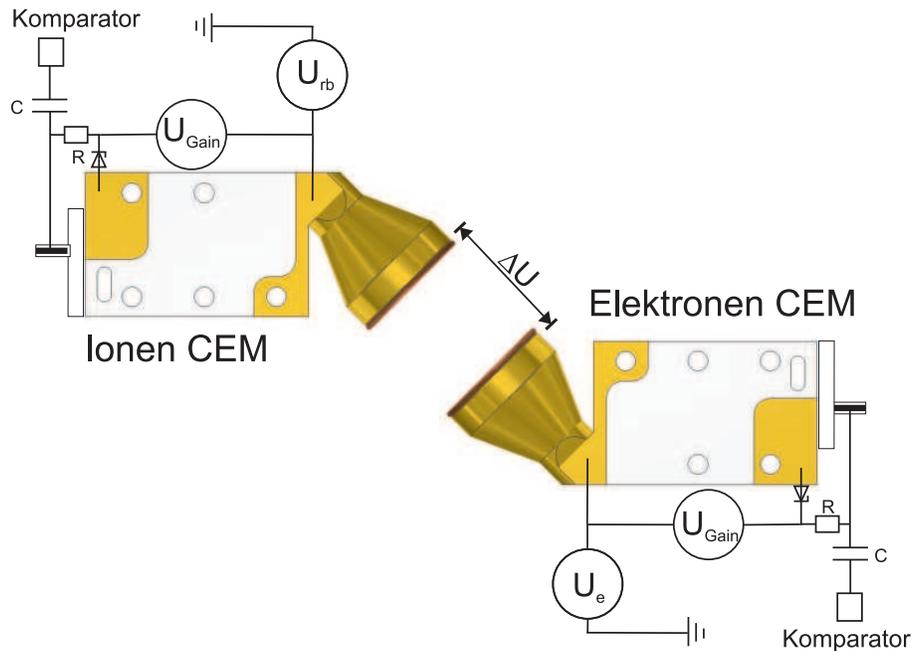


Abbildung 3.8: Beschaltung der CEMs: Beschleunigungsspannung zwischen den Blenden $\Delta U = |U_{Rb^+} - U_{e^-}|$, Komparatoren hinter Hochpassfilter.

Signal Die Signalpulse der CEMs werden durch einen Hochpassfilter, von der Hochspannung getrennt (siehe Abbildung 3.8). Die Pulslänge des CEM-Pulses liegt im Bereich von unter 20 ns also im Bereich 50 MHz. So können die Spannungspulse leicht durch diesen Hochpass zum Komparator gelangen und der Komparator ist vor der Hochspannung des CEM-Aufbaus geschützt.

In den Komparatoren werden die Spannungspulse in logische Pulse umgewandelt. Nach einer Vervielfältigung können die Signale an mehrere Messgeräte gleichzeitig weitergeleitet werden. Zum einem werden die Pulse an einen Zähler weitergeleitet, der die Pulse in einem Zeitintervall von 0.1s bis 10s zählt und diese Zählrate dann direkt anzeigt. Zum anderen werden die Pulse an eine Timestamp Unit mit 1/8 ns Auflösung weitergeleitet, welche die Pulse registriert, mit einem Zeitstempel versieht und in einer Datei auf einem Computer speichert.

Kapitel 4

Charakterisierung der Kanalelektronenvervielfacher

Mit dem Kanalelektronenvervielfacher-Aufbau sollen später während der Zustandsbestimmung die Ionisationsfragmente der ^{87}Rb -Atome, die zustandsselektiv ionisiert wurden (siehe Kapitel 2.2.2), detektiert werden. Dazu wird in diesem Kapitel das Detektionsverhalten der CEMs charakterisiert. Die Schwerpunkte liegen dabei auf der Optimierung der Detektionseffizienz und der Verkürzung der Detektionsdauer, da diese Eigenschaften für eine schnelle und effiziente Zustandsbestimmung entscheidend sind. Schließlich soll ein Punkt mit optimalen Detektionseigenschaften ausgewählt werden, an dem die ^{87}Rb -Atome gefangen werden sollen.

4.1 Simulationen der Felder

Bevor die CEMs in Betrieb genommen werden, wird das elektrische Feld zwischen den CEMs simuliert. Für einen ähnlichen Aufbau wurden schon 2D-Simulationen der Ebene, in der die CEMs und Kompensationselektroden liegen, durchgeführt [32]. Da unsere neue Glasküvette nun aber über kontaktierte Seitenwände verfügt, werden jetzt 3D-Simulationen des Volumens zwischen den CEMs (siehe Abbildung 4.1) durchgeführt. So kann der Ein-

fluss von Seitenwänden und Kompensationselektroden zusammen simuliert werden. Dabei werden unterschiedliche Konfigurationen der Spannungen, die an den CEMs, den Kompensationselektroden und den Innenseiten der Küvette anliegen, untersucht. Schwerpunkte liegen auf den folgenden Aspekten: Erstens soll der Potentialverlauf entlang der Flugrichtung der Ionisationsfragmente simuliert werden, um daraus die Energieverteilung auf Ion und Elektron zu bestimmen. Die kinetische Energie der Ionen beim Einschlag in das Ionen-CEM hat Einfluss auf die Detektionseffizienz des CEMs[16]. Außerdem können so die zu erwartenden Flugzeiten berechnet werden. Hierzu werden Konfigurationen gewählt, bei denen an den Kompensationselektroden und den beschichteten Seitenwänden der Küvette die gleiche Spannung angelegt wird. Zweitens wird die Potentialverschiebung senkrecht zur Flugrichtung der Ionisationsfragmente simuliert, indem zwischen beiden Kompensationselektroden oder beiden Seitenwänden eine Spannungsdifferenz angelegt wird. So kann bestimmt werden, wie der Aufsammelbereich der CEMs in der Ebene zwischen den CEMs verschoben werden kann. Das verwendete Programm ist Femlab 3.1 von COMSOL und basiert auf der Finite-Elemente-Methode.

4.1.1 Modellierung des Aufbaus

Für die Simulationen muss eine 3D-Modellgeometrie des CEM-Aufbaus passend für das Simulationsprogramm erstellt werden. Um die Finite-Elemente-Methode anwenden zu können, wird die Geometrie dann in ein Tetraedergitter umgewandelt. Die Größe der Tetraeder wird dynamisch an die Geometrie angepasst, das heißt, dass an kleinen Objekten die Tetraeder klein sind und dann zu größeren Objekten hin wachsen, um die Geometrie genau, aber mit möglichst wenig Tetraedern auszufüllen. Trotzdem ist zu beachten, dass komplexe Modelle viele kleine Tetraeder benötigen und dadurch viel Speicherplatz und Arbeitsspeicher verbrauchen. Deshalb wurde das Modell auf die wesentlichen Objekte reduziert. Das Modell beinhaltet die Trichter der CEMs mit Blenden, die Kompensationselektroden, den Kupferrahmen und die Innenseiten der Küvette (siehe Abbildung 4.1). Die Kantenlänge der größten Tetraeder in unserem Gitternetz ist kleiner als 1mm. Die kleinsten Kantenlängen

sind kleiner als 0.05mm. Den Oberflächen der einzelnen Objekte werden elektrostatische Eigenschaften zugewiesen. Den Trichtern, Kompensationselektroden und den beschichteten Seitenwänden der Glasküvette werden Spannungen zugewiesen. Die nicht beschichteten Innenseiten sind ein neutrales Dielektrikum und der Kupferrahmen ist geerdet.

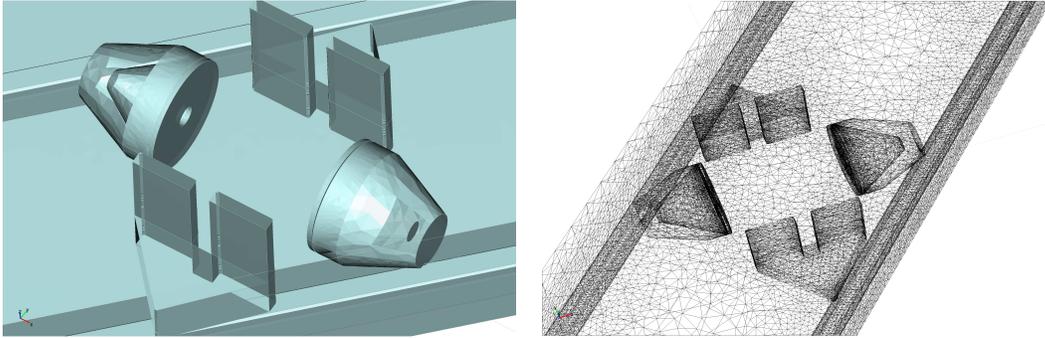


Abbildung 4.1: links Modell des CEM Aufbaus; rechts Tetraedergitter des Modells.

4.1.2 Potential entlang der Flugrichtung der Ionisationsfragmente

Um die kinetische Energie der Ionisationsfragmente beim Auftreffen auf die CEMs zu bestimmen, wird das Potential entlang der Flugrichtung bestimmt. Außerdem kann aus dem Potentialverlauf auch die Flugzeit der Ionisationsfragmente bestimmt werden.

Symmetrische Konfiguration Hierzu wird zunächst eine symmetrische Konfiguration simuliert. Die zwischen den CEMs eine Potentialdifferenz $\Delta U = 3,8kV$ an. Dabei ist $U_{Rb+} = -4,2kV$ (Ionen-CEM) und $U_{e-} = -400V$ (Elektronen-CEM). An den Kompensationselektroden und den Seitenwänden der Küvette liegt zunächst eine Spannung von $U_{Ke} = U_{Sw} = -2,3kV$ an. Diese Spannung entspricht genau in der Mitte zwischen U_{e+} und U_{Rb+} . Betrachtet man nun das Ergebnis der Simulation, so kann man eine symmetrische Feldverteilung erkennen (siehe Abbildung 4.2 a)). Der Verlauf des Potentials entlang der Achse durch beide CEM-Trichter ist symmetrisch um den Mittelpunkt zwischen den CEM-Blenden. Die Potentialdifferenz zur Erde entspricht mit $-2292V$ an diesem Punkt fast

genau dem Mittelwert von U_{e^+} und U_{Rb^+} (siehe Abbildung 4.2 c)). Betrachtet man nun ein Ion und ein Elektron im Mittelpunkt des Aufbaus, so durchlaufen beide auf dem Weg zu ihrem CEM die gleiche Potentialdifferenz und haben bei ihrer Ankunft am CEM die gleiche kinetische Energie von $E_{Rb^+} = E_{e^-} \approx 1,91\text{keV}$.

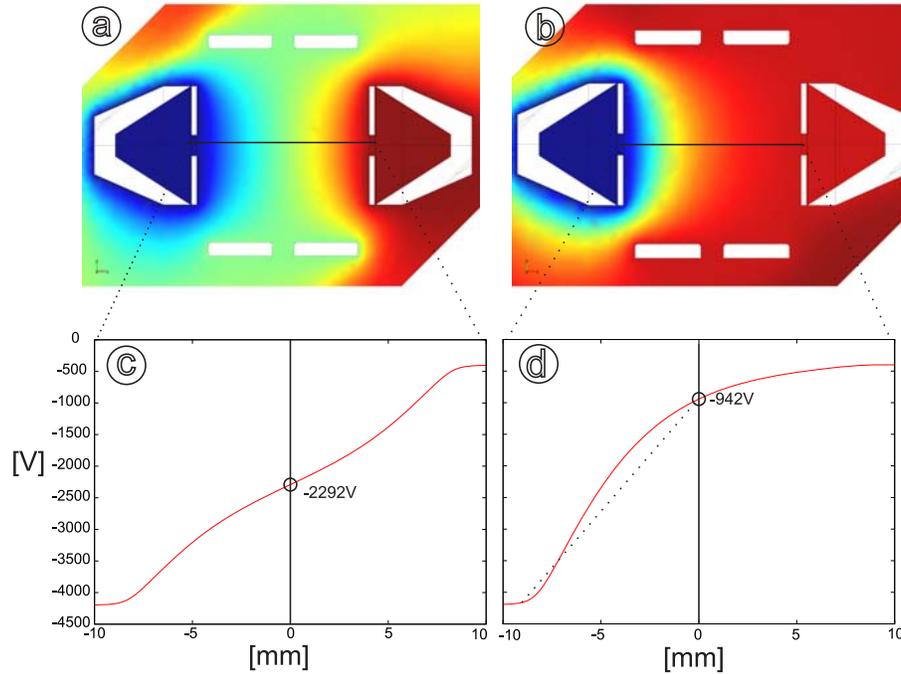


Abbildung 4.2: a) Potential für $U_{Ke} = U_{Sw} = -2,3\text{kV}$ (Verlauf von Rot (-400V) nach Blau (-4200V)) b) Potential für $U_{Ke} = U_{Sw} = -400\text{V}$ c) Symmetrischer Potentialverlauf für $U_{Ke} = U_{Sw} = -2,3\text{kV}$, d) Asymmetrischer Potentialverlauf für $U_{Ke} = U_{Sw} = -400\text{V}$ (gestrichelte Linie: lineare Näherung des Potentials für Flugzeitberechnung).

Steiler Potentialverlauf in Richtung des Ionen-CEM Da die Detektionseffizienz des Ions von seiner kinetischen Energie abhängt, wird nun eine Simulation durchgeführt, in der durch Ändern der Spannungen, die an den Elektroden und den Seitenwänden anliegen, auf $U_{KE} = U_{SW} = -400\text{V}$, das Potential eine asymmetrische Form annimmt und steil zum Ionen-CEM hin abfällt. In der Simulation (siehe Abbildung 4.2 b)) sieht man, dass das Potential nun deutlich steiler in Richtung des Ionen-CEMs abfällt. Das Potential am Mit-

telpunkt beträgt nun -942V (siehe Abbildung 4.2 d)) und das Ion wird mit einer kinetischen Energie von $E_{Rb^+} \approx 3,25\text{keV}$ in das Ionen-CEM einschlagen. Das ist 1,7 mal mehr Energie als in der symmetrischen Konfiguration vorher. Um die gleiche Energie im symmetrischen Fall zu erreichen, müsste eine Spannung $\Delta U \approx 7\text{kV}$ angelegt werden. Da die Effizienz des Elektronen-CEMs schon bei niedrigen kinetischen Energien sättigt, ist durch niedrigere kinetische Energie des Elektron $E_{e^-} \approx 550\text{eV}$ keine Abnahme der Elektroneneffizienz zu erwarten[16].

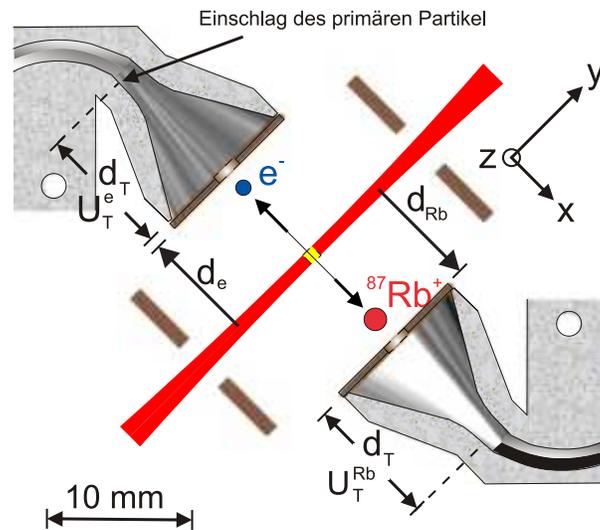


Abbildung 4.3: Schema für Flugzeiten der Ionisationsfragmente.

Flugzeiten Betrachtet man nun ein Ion und ein Elektron im Mittelpunkt (siehe Abbildung 4.3), so nimmt in der asymmetrischen Konfiguration das Ion auf dem Weg zum CEM deutlich mehr Energie auf als das Elektron. Es hat in dieser Konfiguration eine kürzere Flugzeit als das Ion in der symmetrischen Feldkonfiguration. Da Elektronen eine viel kleinere Masse als ein ^{87}Rb -ion haben ($m_e \cdot 150.000 \approx m_{Rb}$), ist die Flugzeit der Elektronen trotz der ungleichen Potentialverteilung deutlich kürzer. Nähert man das Potential wie in der Abbildung 4.2 d) durch eine Gerade, kann man die Flugzeiten von Ion t_{Rb^+} und Elektron

t_{e^-} wie folgt berechnen:

$$t_{Rb^+} = t_a + t_b = \sqrt{\frac{2d_1^2 m_{Rb}}{U_{Be}^{Rb} e}} + \frac{v_{Rb^+} d_2 m_{Rb} + \sqrt{v_{Rb^+}^2 m_{Rb}^2 d_T^2 - 2U_T e m_{Rb} d_2^2}}{U_T e} \quad (4.1)$$

$$t_{e^-} = \sqrt{\frac{2d_1^2 m_e}{U_{Be}^e e}} + \frac{\sqrt{v_{e^-}^2 m_e^2 d_T^2 + 2U_T^e e m_e d_2^2} - v_{e^-} d_2 m_e}{U_T^e e} \quad (4.2)$$

Wobei t_a die Flugzeit vom Mittelpunkt zur Blende des CEMs, t_b die Flugzeit im Inneren des Trichters bis zum Einschlag in die Trichterwand, d_1 die Entfernung vom Mittelpunkt zur Blende, U_{Be}^{Rb} und U_{Be}^e die bis zur Blende durchflogene Potentialdifferenzen und $v_{Rb} = \sqrt{\frac{2U_{Be}^{Rb} e}{m_{Rb}}}$ bzw. $v_e = \sqrt{\frac{2U_{Be}^e e}{m_e}}$ die bis dorthin erreichten Geschwindigkeiten sind. d_T ist die Entfernung von der Blende bis zum Einschlag im Trichter und U_T die im Trichter durchflogene Potentialdifferenz, die von der Gain-Spannung verursacht wird. m_{Rb} ist die Masse des ^{87}Rb -ions, m_e ist die Elektronenmasse und e ist die Elementarladung. Es ist bei diesen Flugzeiten zu berücksichtigen, dass der Scheitelpunkt des Potentials nicht direkt bei den Blenden liegt, sondern im Inneren des CEM-Trichters. Dies wurden in zweidimensionalen Simulationen bereits genauer untersucht[32]. Um das zu berücksichtigen, müssen d_1 und d_T angepasst werden. Je weiter der Scheitelpunkt im Inneren des Potentials liegt, desto größer ist $d'_1 = d_1 + d_s$ und desto kleiner ist $d'_T = d_T - d_s$, wobei d_s die Strecke zwischen Blende und Scheitelpunkt des Potentials ist. Für einen Scheitelpunkt direkt an der Blende des CEMs $d_s = 0$ ist die Flugzeit $t_{Rb} = t_a + t_b = 199\text{ns} + 123\text{ns} = 322\text{ns}$ und für einen Scheitelpunkt mit Abstand $d_s = 3,5\text{mm}$ ist die Flugzeit $t_{Rb} = t_a + t_b = 280\text{ns} + 80\text{ns} = 360\text{ns}$. Die Flugzeiten für Elektronen liegen für diese Annahmen bei $t_e < 2,5\text{ns}$. Vergleichen wir diese Werte mit der symmetrischen Konfiguration, so ist zwar die Flugzeit des Elektron $t_e < 1,5\text{ns}$ kürzer, aber die Flugzeit des Ions mit $t_{Rb} = 476\text{ns}$ mehr als 100ns länger. Da für eine schnelle Zustandsdetektion eine möglichst kurze Flugzeit benötigt wird (siehe Kapitel 2.2.2), werden für die Messungen Spannungen an den Kompensationselektroden und den Seitenwänden angelegt, die eine steilen Potentialverlauf zum Ionen-CEM erzeugen.

Aufsammlbereich der CEMs Das Potential senkrecht zur Flugrichtung (siehe Abbildung 4.4) bildet für positive Ionen um den Mittelpunkt zwischen den CEMs eine Potentialsenke. Diese wirkt fokussierend für das Ionen-CEM und es werden Ionen aus einem größeren Bereich im Ionen-CEM aufgesammelt. Für negative Elektronen bildet sich ein Potentialgrad, der den Aufsammlbereich des Elektronen-CEMs verkleinert.

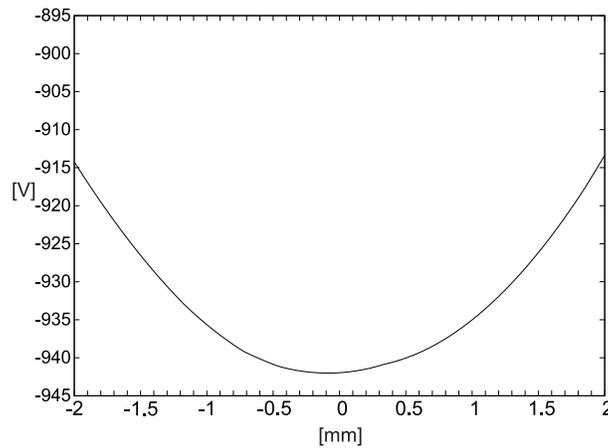


Abbildung 4.4: Potentialverlauf senkrecht zur Flugrichtung.

4.1.3 Verschiebung des Potentials senkrecht zur Flugrichtung

Im Folgenden soll untersucht werden, in wie weit es möglich ist, den Aufsammlbereich der CEMs in der Ebene zwischen den CEMs zu verschieben. Dabei wird eine Konfiguration simuliert in der an den beiden Kompensationselektroden unterschiedliche Spannungen anliegen. An einer liegt $U_{Ke1} = -350V$ an, an der anderen liegt $U_{Ke2} = -450V$ an ($\Delta U_{Ke} = 100V$). An den beschichteten Innenseiten der Küvette liegen wieder $U_{Sw} = -400V$ an. Die CEMs haben die gleichen Spannungen wie in den vorhergehenden Simulationen. Betrachtet man nun das Potential entlang der Achse, die durch die Kompensationselektroden geht, erkennt man, dass sich das Minimum des Potentials um ungefähr 0.2mm zur Seite verschoben hat (siehe Abbildung 4.5). Simulieren wir nun eine Konfiguration, in der wir die Spannungsdifferenz nochmals erhöhen, $U_{Ke1} = -300V$ und $U_{Ke2} = -500V$ ($\Delta U_{Ke} = 200V$), hat sich das Potential nochmal um etwa die gleiche Distanz verschoben (siehe Abbildung 4.5).

Für die Ionisationsfragmente bedeutet dies: Elektronen werden von der Mitte zu einer Kompensationselektrode hin gezogen, Ionen zur andern. Die Flanke des Potentials in Richtung des Ionen-CEMs ist steiler als die Flanke des Potentials Richtung Elektronen CEM (siehe Abbildung 4.2). Dadurch ist der Einfluss der seitlichen Verschiebung des Potentials auf Ionen deutlich geringer als auf Elektronen. So kann der Aufsammelbereich der Elektronen deutlich mehr verschoben werden als der der Ionen. Der Aufsammelbereich der Ionen ist größer als der der Elektronen. Durch eine Verschiebung des Elektronenaufsammelbereichs kann in diesem Fall die Überlappung beider Aufsammelbereiche verschoben werden.

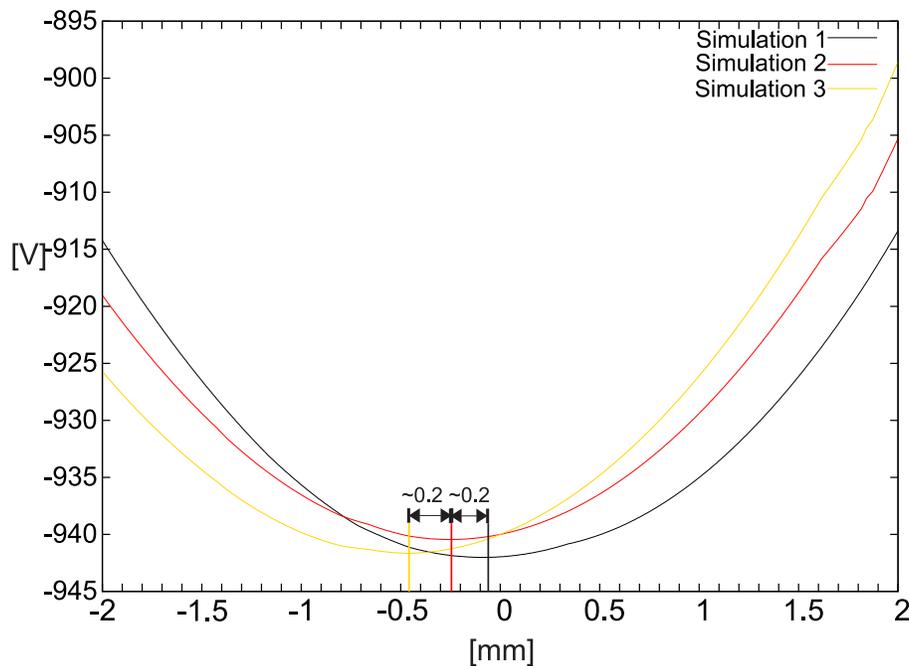


Abbildung 4.5: Potentialverschiebung in Richtung der Kompensationselektroden durch Spannungsunterschied zwischen den Kompensationselektroden: Simulation 1: Spannungsunterschied $\Delta U_{Ke} = 0V$; Simulation 2: Spannungsunterschied $\Delta U_{Ke} = 100V$; Simulation 3: Spannungsunterschied $\Delta U_{Ke} = 200V$.

4.2 Optischer Aufbau zur Ionisation von Rubidiumatomen

Um unseren CEM-Aufbau zu testen und zu charakterisieren ist es notwendig, im Volumen zwischen den CEMs Rubidiumatome zu ionisieren. Wir nutzen dazu die in Kapitel 2.2.2 (siehe Abbildung 2.7) erklärte hyperfeinstrukturselektive Zwei-Photonen-Ionisation. Einer unserer Rubidiumdispenser ist mit der natürlichen Mischung von ^{85}Rb und ^{87}Rb gefüllt (siehe Kapitel 3.3.1, 2.2). Da wir diesen Dispenser für die Charakterisierung des CEM Aufbaus nutzen, ist die Konzentration von ^{85}Rb dreimal höher als die von ^{87}Rb . Um höhere Zählraten zu erreichen, wird daher das Ionisationsschema auf ^{85}Rb angepasst.

Die für solch einen 2-Photonen-Prozess nötigen Laserstrahlen sollen senkrecht aufeinander stehen und an ihrem Kreuzungspunkt fokussiert sein, so dass das Raumvolumen aus dem die Ionisationsfragmente stammen, möglichst klar definiert ist (siehe Abbildung 4.6).

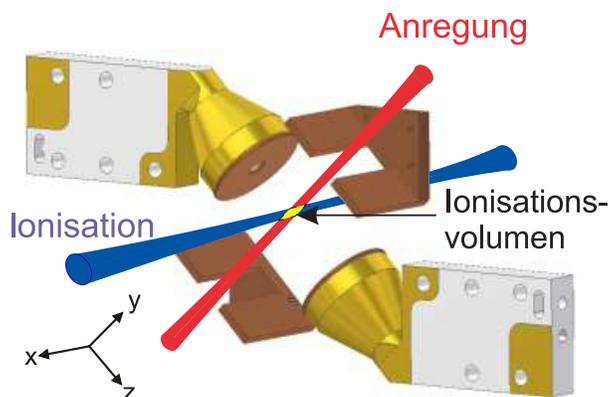


Abbildung 4.6: Anrege- und Ionisationslaser bilden durch ihren Überlapp das Ionisationsvolumen.

4.2.1 Laser für die Zwei-Photonen-Ionisation

Für den Ionisationsprozess werden zwei Laser mit unterschiedlichen Wellenlängen benötigt:

Anregungslaser Der Laser, der für die Anregung der Atome verwendet wird ($\lambda = 780\text{nm}$), ist ein Diodenlaser mit einem optischen Gitter in Littrow-Konfiguration als externen Resonator und wird mit dopplerfreier Sättigungsspektroskopie frequenzstabilisiert [33]. Die Frequenz des Lasers muss für die Anregung resonant zu einem ausgewählten Übergang im Atom sein. Deshalb wird der Laser auf einen Übergang von $S_{1/2}F = 2$ nach $P_{3/2}$ für ^{87}Rb bzw. um höhere Zählraten zu erreichen, auf den Übergang $S_{1/2}F = 3$ nach $P_{3/2}$ für ^{85}Rb eingestellt.

Die Leistung des Lasers ist nur von bedingter Bedeutung, da die Anregung des Atoms bei einer Intensität von $3,577\text{ mW/cm}^2$ sättigt [31] [22]. Da kein zu großer Bereich gesättigt werden soll, beträgt die Leistung P_{780} unter $90\ \mu\text{W}$. Zum schnellen Schalten des Laserstrahls verwenden wir einen akusto-optischen Modulator (AOM). Der AOM verschiebt zusätzlich noch die Frequenz des Laserstrahls. Dies muss bei der Spektroskopie des Lasers beachtet werden.

Ionisationslaser Der für die Ionisation verwendete Laser ist ein diodengepumpter Festkörperlaser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 473\text{nm}$. Er muss nicht so hohen spektroskopischen Anforderungen genügen und benötigt deshalb keine Stabilisierung. Dafür ist aber die Leistung des Ionisationslasers von großer Bedeutung, da mit steigender Intensität die Ionisationswahrscheinlichkeit steigt. Es soll am Ort der Ionisation eine möglichst hohe Intensität erreicht werden, um hohe Ereignisraten an den Detektoren zu erreichen. Deshalb wird bei diesem Laser auf die Möglichkeit des schnellen Schaltens mittels eines AOMs verzichtet. Dadurch kann am Ort der Ionisation eine Leistung von $P_{473} = 51\text{mW}$ erreicht werden.

Beide Laser werden in Einmoden-Glasfasern gekoppelt und damit zu Ionisationsoptik geleitet.

4.2.2 Ionisationsoptik

Die Optik für die beiden Laserstrahlen soll so aufgebaut werden, dass die Laserstrahlen zusammen mit der Achse durch die Trichter der beiden CEMs die orthogonalen Achsen eines Koordinatensystems bilden (siehe Abbildung 4.6). Die beiden Strahlen sollen jeweils verschiebbar sein, um so jeden Punkt im Volumen zwischen den CEMs erreichen zu können. Der optische Aufbau der einzelnen Laserstrahlen besteht aus einem Faserkoppler und einer antireflexbeschichteten Linse mit $f=250$ mm zur Fokussierung des Strahls, montiert in einem Käfigrahmen. Die Käfigoptik wird so auf zwei Verschiebetischen befestigt, dass horizontal und vertikal zu Strahlrichtung bewegt werden kann. Jetzt wird die Optik des 473 nm Laser so aufgestellt, dass der Strahl von links senkrecht zur CEM-Achse in die Küvette einfällt und der Fokus des Strahls auf den Schnittpunkt mit der CEM Achse fällt. Der Strahldurchmesser im Fokus beträgt $90\mu\text{m}$. Der 780 nm Laser wird von schräg oben unter einem Winkel von 45° zur Küvette senkrecht zur CEM Achse und senkrecht zum 473 nm Laserstrahl eingestrahlt. Auch dieser Strahl ist wieder am Schnittpunkt mit der CEM-Achse fokussiert und hat dort einen Durchmesser von $82\mu\text{m}$. Durch die Verschiebetische ist es möglich, den Kreuzungspunkt der Laserstrahlen, in einer Ebene senkrecht zur CEM-Achse abzufahren und das Aufsammelverhalten des CEM-Aufbaus in dieser Ebene zu untersuchen. Zusätzlich kann mit den Verschiebetischen der Überlapp der Laserstrahlen optimiert werden.

4.3 Digitalisierung des CEM-Signals

Mit dem obigen optischen Aufbau ist es nun möglich, Rb^+ -Ionen und Elektronen zu erzeugen, die an den CEMs detektiert werden können und so dort einen Strompuls auslösen (siehe Kapitel 3.2.1). Da diese Signimpulse von unserer Messtechnik in dieser Form nicht verarbeitet werden können, müssen sie mittels eines Komparators in logische Pulse umgewandelt werden. Um bei dieser Umwandlung möglichst keine Pulse zu verlieren, werden die Pulsformen zunächst analysiert und danach Pulshöhenverteilungen aufgenommen, um

| | |
|---------------------------------------|------------------------------|
| $U_{Rb^+} = -4,7\text{kV}$ | $U_{e^-} = -400\text{V}$ |
| $\Rightarrow \Delta U = 4,3\text{kV}$ | |
| $U_{KE1} = -400\text{V}$ | $U_{KE2} = -400\text{V}$ |
| $U_{SW1} = -400\text{V}$ | $U_{SW2} = -400\text{V}$ |
| $P_{473nm} = 51\text{mW}$ | $P_{780nm} = 89\mu\text{W}$ |
| $U_{Gain}^{Rb} = +3,0\text{kV}$ | $U_{Gain}^e = +3,2\text{kV}$ |

Tabelle 4.1: Einstellungen für die Charakterisierung der CEM-Pulse.

die Schwellwerte der Komparatoren richtig einstellen zu können.

4.3.1 Charakterisierung der Pulse

Um die Signalpulse von den Anoden des Elektronen- und Ionen-CEM analysieren zu können, wurden diese direkt ohne Komparatoren mit einem Oszilloskop aufgenommen. Dabei wurden die Parameter aus Tabelle 4.1 verwendet.

Form der Pulse Der Puls beginnt mit einem starken negativen Ausschlag, dem schnell kleiner werdende Nachschwinger folgen (siehe Abbildung 4.7). Die Nachschwinger sind trotz der $50\ \Omega$ Impedanz des Signalkabels und der Durchführungen (siehe Kapitel 3.2.2 und 3.3.1) stark ausgeprägt. Die Höhe des Ausschlags hängt, wie in Kapitel 3.2.1 beschrieben, von den Einschlagsparametern des primären Teilchens sowie der Gain-Spannung ab. Da die Einschlagsparameter für jedes Ereignis unterschiedlich sind, sind die Pulshöhen über einen gewissen Bereich verteilt.

Bei gleicher Gain-Spannung lassen sich Pulse, die durch Elektronen ausgelöst wurden, von durch Ionen ausgelösten unterscheiden (siehe Abbildung 4.7). Elektronenpulse sind höher und haben ausgeprägtere Nachschwinger. Zusätzlich variiert die Pulsform nur wenig. Ionenpulse sind schwächer und die Nachschwinger sind deutlich geringer. Dazu haben sie eine variabelere Pulsform.

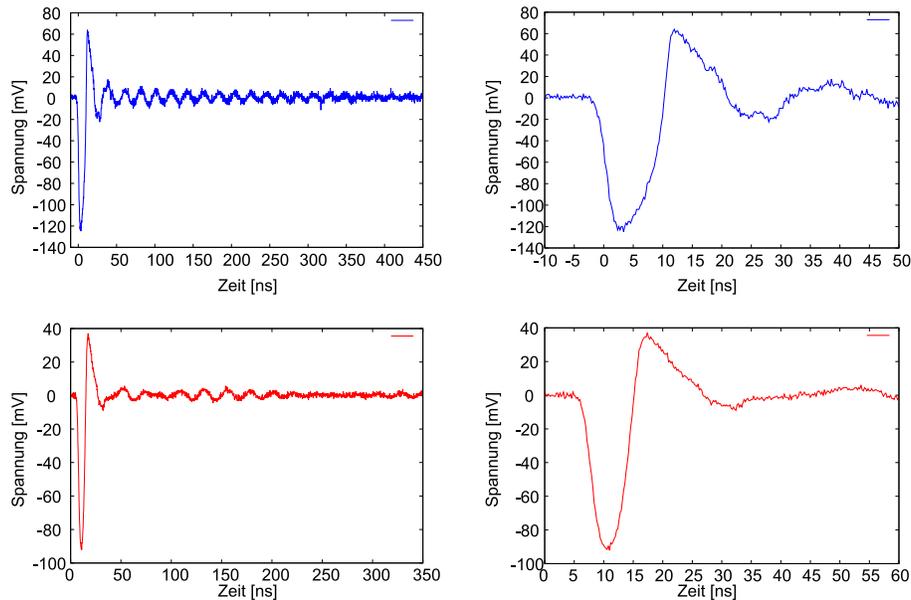


Abbildung 4.7: blau: Pulse des Elektronen-CEMs, rot: Pulse des Ionen-CEMs.

Pulslänge Die Länge des primären, starken, negativen Ausschlags beträgt 8-15ns (vergleiche Kapitel 3.2.1). Danach folgen noch Nachschwinger, die beim Elektronenpuls nach 350ns bis 400ns und beim Ionenpuls nach 200ns bis 250ns auslaufen.

Pulshöhenverteilung Um die Höhen der CEM-Pulse genau zu charakterisieren, wurden Histogramme der Pulshöhen bei den verwendeten Gain-Spannungen aufgenommen (siehe Abbildung 4.8). Die Nachschwinger der CEM-Pulse wurden durch eine Sperrzeit (Hold-Off-Funktion am Oszilloskop) von 500ns nach dem auslösenden Puls aus der Pulshöhenverteilung ausgeschlossen. Es ist zu erkennen, dass die Pulshöhen der Elektronen eine schmale Verteilung um die maximale Pulshöhe aufweisen. Die Verteilung ist am linken Ende steil abgeschnitten, da die Sättigung der Elektronenlawine erreicht wird. Die Ionenpulse hingegen haben eine breitere Verteilung.

4.3.2 Komparatoreinstellungen

Um die Signale von den CEMs digital weiterverarbeiten zu können, werden sie von Komparatoren in logische Pulse umgewandelt. Dabei reagieren die Komparatoren auf die Unter-

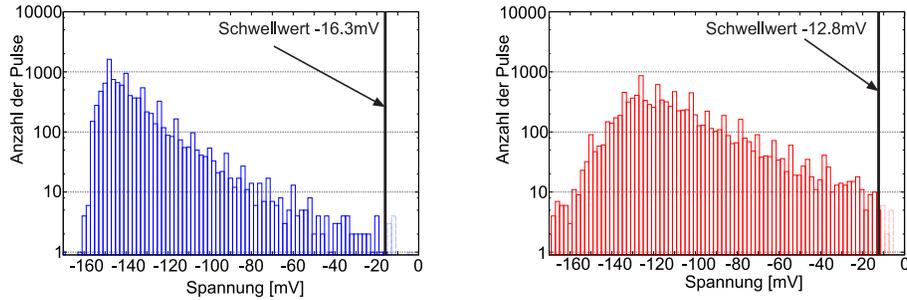


Abbildung 4.8: blau: Pulshöhenhistogramm des Elektronen-CEMs bei $U_{Gain} = 3200$ V, rot: Pulshöhenhistogramm des Ionen-CEMs bei $U_{Gain} = 3000$ V.

schreitung eines Schwellwertes U_{Sch} . Wenn die Signalspannung diese Schwelle unterschreitet, erzeugt der Komparator einen logischen Puls. Danach benötigt er 80ns bis 100ns, um wieder bereit für einen neuen Puls zu sein. In dieser „Totzeit“ reagiert der Komparator auf keinen Signaleingang. Diese Totzeit hat den Vorteil, dass der Komparator nicht auf die ersten Nachschwinger des CEM-Pulses reagiert. Ist der Komparator aber nach dieser Zeit wieder bereit, kann er von späteren Nachschwingern nochmals ausgelöst werden und somit mehrere logische Pulse erzeugen. Die logischen Pulse durch Nachschwinger können später in der Auswertung der Messung identifiziert und verworfen werden.

Der Schwellwert der Komparatoren muss nun zum einen so eingestellt werden, dass möglichst alle CEM-Pulse umgewandelt werden. Zum anderen ist darauf zu achten, dass vor allem Rauschen auf dem Signalleitungen keine zusätzlichen Pulse auslösen. Die durch Rauschen entstandenen Pulse könne nämlich nicht identifiziert werde.

Der Schwellwert des Komparators, der die Pulse des Elektronen-CEM umwandelt, beträgt $U_{Sch}^e = -16.3$ mV und der Schwellwert des Komparators, der die Pulse des Ionen-CEMs umwandelt, $U_{Sch}^{Rb} = -12.8$ mV. So werden weniger als 0,5% der Pulsverteilung abgeschnitten (siehe Abbildung 4.8).

4.4 Messmethode zur Bestimmung von Detektionseffizienzen

Unser CEM-Aufbau ermöglicht es Elektronen und Ionen von Ionisationsereignissen im Volumen zwischen den CEMs zu detektieren und die Signale in logische Pulse umzuwandeln. Zur weiteren Charakterisierung des CEM-Aufbaus müssen diese Daten nun analysiert werden.

Koinzidenzereignisse Zur Analyse des Detektionsverhalten des CEM-Aufbaus ist es notwendig, einzelne Ionisationsereignisse zu identifizieren. Dazu geht man davon aus, dass ein Rb^+ -Ion und ein Elektron e^- , die von der Ionisation ein und desselben Atoms stammen, immer mit einer festen Zeitdifferenz Δt an den CEMs detektiert werden. Diese Zeitdifferenz Δt hängt von Massenverhältnis $\frac{m_{e^-}}{m_{\text{Rb}^+}}$ der Ionisationsfragmente und der Feldkonfiguration zwischen den CEMs ab. Wird nun ein Elektron mit der Zeitdifferenz Δt vor einem Ion detektiert, wird dies ein Koinzidenzereignis genannt. Identifizierung und Quantifizierung der Koinzidenzereignisse ist für die Berechnung der Detektionseffizienzen notwendig.

4.4.1 Speicherung der Ereignisse und Auswertung

Um Einstellungen wie die Frequenz des Anregelasers und den Überlapp der Strahlen zu optimieren, ist es nötig die Zählraten der Ionen- und Elektronenpulse in Echtzeit zu verfolgen. Dieses ist mit dem in Kapitel 3.5 erwähnten Zähler möglich. Um aber eine genaue Auswertung vorzunehmen, müssen die Pulse mit einer Timestamp Unit aufgenommen und auf einem Computer gespeichert werden.

Dunkelzählraten Von den CEMs werden nicht nur Ionisationsfragmente von Rubidiumatomen detektiert. Auch andere Teilchen können einen CEM-Puls auslösen. Dabei sind insbesondere UV-Photonen und Elektronen, die durch Licht aus Wänden der Glasküvette und dem CEM-Aufbau ausgelöst werden, zu nennen. Gegen äußere Lichtquellen lässt sich

der Aufbau gut abschirmen. Hingegen können Elektronen, die durch den Ionisationslaser aus den Wänden ausgelöst werden, nur zum Teil durch Kompensationselektroden und die beschichteten Seitenwände abgefangen werden. So kommt es besonders am Elektronen-CEM zu einer Dunkelzählrate, die nicht vernachlässigt werden kann, und die Messergebnisse müssen um diesen Hintergrund korrigiert werden. Um die Dunkelzählrate zu bestimmen, kann der Anregelaser mittels eines AOM ausgeschaltet werden. Da sich der Hintergrund während einer Messung verändern kann, wird mit dem AOM alle 100ms zwischen Ionisationsmessung und Messung des Hintergrunds umgeschaltet. Die Umschalzeitpunkte werden mit der Timestamp Unit erfasst und so kann bei der Auswertung die Anzahl der Elektronen- und Ionenereignisse korrigiert werden.

Auswertung der Timestamp-Dateien Die Timestamp Unit detektiert nun Elektronen- und Ionenereignisse sowie das An- und Ausschalten des Anregelasers. Für jedes Ereignis sie schreibt einen Zeitstempel mit einer Auflösung von $1/8$ Nanosekunden und den Kanal, an dem das Ereignis detektiert wurde, in eine Datei.

So können Elektronen- n_e und Ionenereignisse n_{Rb} gezählt werden. Des Weiteren ist es durch die gemessene Zeitinformation auch möglich, Koinzidenzereignisse n_k zu identifizieren und zu zählen. Diese werden die Flugzeitdifferenzen Δt zusätzlich in einem Histogramm aufgetragen. So kann eine mittlere Zeitdifferenz $\bar{\Delta t}$ und die Breite δt des Koinzidenzzeitfensters bestimmt werden. Aus diesen Daten können nun die Elektronen-, Ionen- sowie die absolute Effizienz berechnet werden.

Filterung der Ereignisse Außer dem Hintergrund gibt es noch weitere Pulse, die nicht zu den Elektronen- und Ionenereignissen gezählt werden dürfen. Dies sind zum einen Pulse, die durch Nachschwinger des eigentlichen CEM-Pulses am Komparator ausgelöst werden. Diese können Mittels einer Sperrzeit von 500ns nach einem Ereignis heraus gefiltert werden. Des Weiteren gibt es noch Elektronenpulse, welche von Elektronen erzeugt werden, die beim Einschlag von Ionen am Ionen-CEM ausgelöst werden (siehe Abbildung 4.9). Diese können auch durch eine Sperrzeit von 75ns für Elektronen nach einem Ionenereignis heraus gefiltert

werden.

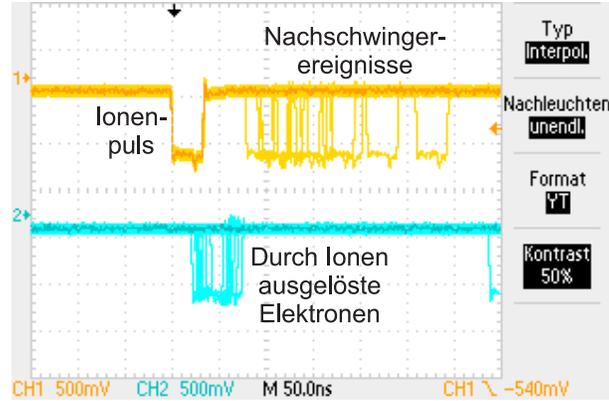


Abbildung 4.9: Logischer Puls eines Ioneneignisses mit durch Nachschwinger ausgelösten Pulsen und mit Pulsen von durch den Ioneneinschlag ausgelösten Elektronen.

4.4.2 Detektionseffizienzen

Aus der Anzahl der Elektronen- und Ioneneignisse n_e und n_{Rb} innerhalb eines gegebenen Zeitraums, sowie aus den Koinzidenzereignissen n_k können die Detektionseffizienzen für Elektronen η_e und Ionen η_{Rb} bestimmt werden. Die Effizienz der Ionendetektion entspricht hierbei der Wahrscheinlichkeit pro detektiertem Elektron innerhalb des Koinzidenzzeitfensters auch ein Ion also ein Koinzidenzereignis zu detektieren:

$$\eta_{Rb} = \frac{n_k}{n_e} \quad (4.3)$$

Die Effizienz für Elektronen berechnet sich analog:

$$\eta_e = \frac{n_k}{n_{Rb}} \quad (4.4)$$

Für die Zustandsbestimmung eines einzelnen gefangenen Atoms ist entscheidend, mit welcher Wahrscheinlichkeit mindestens eines der beiden Ionisationsfragmente detektiert wird. Diese absolute Detektionseffizienz kann aus den beiden Einzeleffizienzen berechnet werden.

$$\eta_{abs} = 1 - (1 - \eta_e) \cdot (1 - \eta_{Rb}) = \eta_e + \eta_{Rb} - (\eta_e \cdot \eta_{Rb}) \quad (4.5)$$

Die absolute Effizienz sollte möglichst hoch sein, da durch die Detektion der Ionisationsfragmente die Zustandsmessung des Atoms abgeschlossen wird. Wenn ein Atom ionisiert, aber keins seiner Fragmente detektiert wird, ist die Aussage der Zustandsmessung falsch.

4.5 Flugzeitdifferenzen und gesamte Detektionsdauer

Um die Dauer der Detektion der Ionisationsfragmente eines Atoms zu bestimmen, werden nun die Flugzeitdifferenzen zwischen Rb^+ -Ion und Elektron genauer untersucht. Die Flugzeitdifferenz Δt entspricht der Zeitdifferenz zwischen den Elektronen- und Ionenergebnis eines Koinzidenzereignisses.

Betrachten wir dazu nochmal die Ionisation eines einzelnen Atoms: Ein Rubidiumatom wird im Volumen zwischen beiden CEMs ionisiert. Durch die Beschleunigungsspannung ΔU werden das Elektron und das Ion zum jeweiligen CEM beschleunigt und dort detektiert. Dabei kann erwartet werden, dass das Elektron einige hundert Nanosekunden vor dem Ion eintrifft (siehe Kapitel 4.1.2). Die Flugzeitdifferenz $\Delta t = |t_{e^-} - t_{\text{Rb}^+}|$ ist neben dem stark unterschiedlichen Massen in erster Linie bestimmt durch die Potentialdifferenz ΔU zwischen den beiden CEM-Blenden. Aufgrund der endlichen Durchmesser der beiden Laserstrahlen (siehe Kapitel 4.2.2), die zur Ionisation der Atome verwendet werden, ist die Flugzeitdifferenz allerdings kein fester Wert, sondern es gibt ein Koinzidenzzeitfenster δt um eine mittlere Flugzeitdifferenz $\Delta t = \bar{\Delta t} \pm \frac{\delta t}{2}$. Die thermische Geschwindigkeit des Atoms vor der Ionisation kann vernachlässigt werden [32].

4.5.1 Messung der Flugzeitdifferenzen

Die Flugzeitdifferenzen wurden für Spannungsdifferenzen von $\Delta U = 1,0 \text{ kV}$ bis $\Delta U = 4,7 \text{ kV}$ gemessen, dabei waren die Spannungen an den Kompensationselektroden $U_{KE} = 0 \text{ V}$ und an den Seitenwänden $U_{SW} = -100 \text{ V}$ (siehe Abbildung A.2 links) und daraus für jedes ΔU jeweils die mittlere Flugzeitdifferenz $\bar{\Delta t}$ bestimmt. Diese wurde dann gegen die Spannungsdifferenz ΔU aufgetragen (siehe Abbildung A.2 rechts). Für die Messdaten von $\bar{\Delta t}$ in Abhängigkeit

von ΔU wurden mit dem Modell (4.1) der Flugzeiten eine Fitfunktion berechnet und zum Vergleich mit den Messdaten aufgetragen. Man sieht, dass für $\Delta U > 3,5\text{kV}$ die Flugzeiten im Bereich unter 400ns liegen. Die Größe des Konizidenzeitfensters δt nimmt auch mit Erhöhung der Beschleunigungsspannung ab. Für das Histogramm in Abbildung A.2 links mit der Spannungsdifferenz $\Delta U = 4,3\text{kV}$ ist $\delta t \leq 15\text{ns}$.

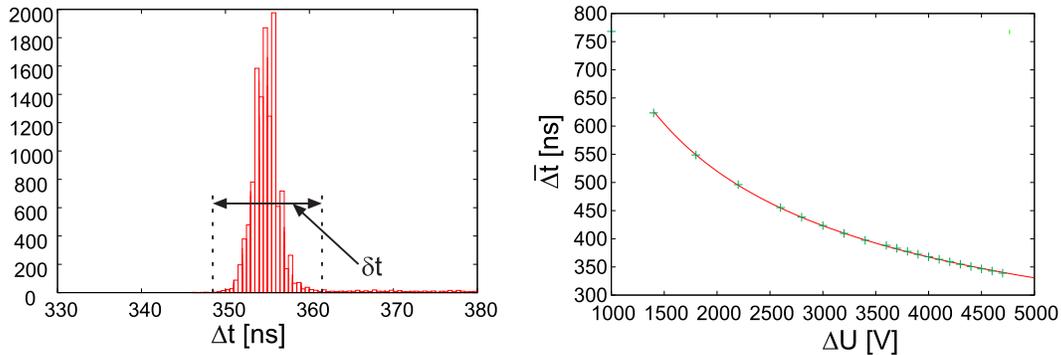


Abbildung 4.10: links: Histogramm für Flugzeitdifferenzen bei $\Delta U = 4,3\text{kV}$, rechts: mittlere Flugzeitdifferenzen abhängig von ΔU . Die rote Linie ist ein Fit mit dem Flugzeitenmodell aus den Simulationen.

4.5.2 Bestimmung der Detektionsdauer

Nun kann die gesamte Detektionsdauer t_{ges} für die Ionisationsfragmente eines Rb-Atoms bestimmt werden. Diese ist die maximale Flugzeit des langsameren Ionisationsfragmentes, also des Ions, gegeben: $t_{Rb^+} = \Delta t + \frac{\delta t}{2} + t_{e^-}$. Dabei wird für die Elektronenflugzeit der in Kapitel 4.1.2 berechnete Wert $t_{e^-} < 2,5\text{ns}$ verwendet. Zusätzlich ist noch die Zeit t_L zu berücksichtigen, die die Elektronenlawine innerhalb des CEM benötigt, um zur Anode zu gelangen. Diese beträgt ca. 15ns [32].

Mit höheren Spannungen ΔU zwischen den CEMs sollte sich die Flugzeit der Ionen zwar nach belieben senken lassen, da aber zu hohe Spannungen zu Überschlügen im CEM-Aufbau führen können, wird ein sicherer Wert von $\Delta U = 4,3\text{kV}$ für die weiteren Messungen gewählt, wobei $U_{Rb} = -4,7\text{KV}$ und $U_e = -400\text{V}$ gewählt wurden. Bei diesen Werten erhalten wir:

$$t_{ges} = t_{Rb^+} + t_L = \Delta t + \frac{\delta t}{2} + t_e + t_L \leq 355\text{ns} + 7,5\text{ns} + 2,5\text{ns} + 15\text{ns} = 380\text{ns}$$

4.6 2D-Scans

Um den Aufsammelbereich unseres CEM-Aufbaus in der Ebene senkrecht zur CEM-Achse zu charakterisieren, wird nun das Ionisationsvolumen in dieser Ebene verschoben. Dabei soll auch untersucht werden wie sich der Aufsammelbereich verändert, wenn das Potential durch Anlegen einer Potentialdifferenz zwischen den beiden Seitenwänden bzw. beiden Kompensationselektroden, wie in Kapitel 4.1.3 simuliert, seitlich verschoben wird.

4.6.1 Ablauf und Darstellung

Da Anrege- und Ionisationslaser beide in der gleichen Ebene wie die zu untersuchende Fläche liegen, kann durch Verschiebetische der Strahlenüberlapp, also das Ionisationsvolumen, durch die ganze Ebene gefahren werden. So können Messungen der Aufsammeleigenschaften der CEMs an verschiedenen Punkten in der Ebene durchgeführt werden. Die Auflösung der Messung wird durch die Dichte der Messpunkte, die Größe des Überlapps beider Strahlen und der Intensität des Anregelasers bestimmt.

Automatisierung Um diese Messungen zu automatisieren, wurde ein Programm geschrieben. Dieses war möglich, da alle notwendigen Schritte von einem Computer aus durchgeführt werden können: Das Programm fährt durch Steuern der Verschiebetische mittels Schrittmotoren das Ionisationsvolumen an einen gewünschten Messpunkte. Dort führt es durch Schalten des 780nm-Lasers mittels AOM eine Messung durch und speichert die von der Timestamp Unit aufgenommenen Ereignisse in einer Datei. Dann wird der nächste Messpunkt angefahren. So können Scans einer vorher ausgewählten Fläche automatisch durchgeführt werden.

Visualisierung Nach Auswertung der Ereignisraten und Effizienzen für die einzelnen Raumpunkte können diese Daten in einem Bild zusammengefügt werden. Um das Ergebnis

| | |
|---------------------------------------|------------------------------------|
| $U_{Rb} = -4,7\text{kV}$ | $U_e = -400\text{V}$ |
| $\Rightarrow \Delta U = 4,3\text{kV}$ | |
| $U_{KE1} = 0\text{V}$ | $U_{KE2} = 0\text{V}$ |
| $U_{SW1} = -100\text{V}$ | $U_{SW2} = -100\text{V}$ |
| $P_{473\text{nm}} = 51\text{mW}$ | $P_{780\text{nm}} = 84\mu\text{W}$ |
| $U_{Gain}^{Rb} = +3,2\text{kV}$ | $U_{Gain}^e = +3,2\text{kV}$ |

Tabelle 4.2: Optimierte Einstellungen.

anschaulich zu präsentieren, wird ein Flächengraph gewählt, in dem die Messergebnisse an jedem Punkt durch Farben dargestellt werden (siehe Abbildung 4.11).

4.6.2 Messung mit optimierten Einstellungen

Um eine gute Charakterisierung des Aufsammelbereichs zu erreichen, wurden 2D-Scans bei optimierten Einstellungen durchgeführt. Für die Beschleunigungsspannung wurde der in Kapitel 4.5 festgelegte Wert $\Delta U = 4,3\text{kV}$ ausgewählt. Die Spannungen an Seitenwänden U_{SW} und Kompensationselektroden U_{KE} sind so gewählt, dass der Hintergrund möglichst gering ist. Die Gain-Spannungen wurden möglichst hoch gewählt, um die Effizienzen zu maximieren. Die Leistung des Anregelasers wurde mit $P_{780\text{nm}} = 84\mu\text{W}$ so gewählt, dass in einen Radius von $75,5\mu\text{m}$ um die Strahlachse die Sättigungsintensität erreicht wird [34][22]. Der Abstand zwischen den einzelnen Messpunkten ist $0,05\text{mm}$ und die Messdauer pro Messpunkt betrug 5s .

Einzel- und Koinzidenzzählraten Nun kann man in Abbildung 4.11 sehen, dass Ionen im gesamten Scanbereich von $1,0\text{mm}$ mal $1,2\text{mm}$ vom Ionen-CEM aufgesammelt wurden. Die Elektronen hingegen wurden nur in einem ovalen Bereich mit einem Durchmesser von $0,65\text{mm}$ bzw. $0,8\text{mm}$ aufgesammelt. Dabei muss beachtet werden, dass es einen Elektronenhintergrund von einigen hundert Ereignissen gibt, der stark schwankt. Die Koinzidenzereignisse sind natürlich nur in dem Bereich zu finden, in dem sowohl Ionen als auch

Elektronen aufgesammelt wurden. So deckt sich der Bereich, in dem Koinzidenzereignisse registriert wurden, mit dem Elektronenaufsammlbereich.

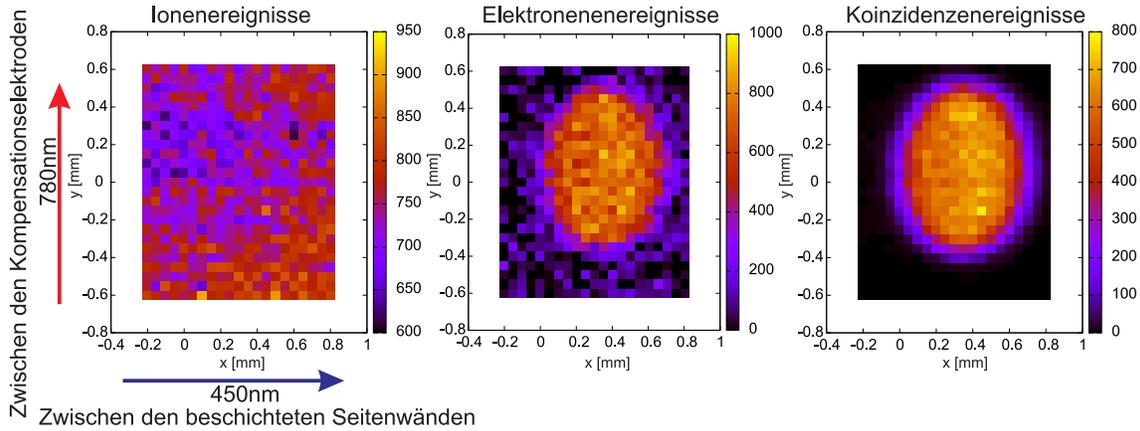


Abbildung 4.11: 2D-Scan zwischen den CEMs: Anzahl der Ionen-,Elektronen- und Koinzidenzereignisse, x- und y-Achse entsprechen denen aus dem Koordinatensystem in Abbildung 4.6.

Effizienzen Betrachten wir nun die Detektionseffizienzen im Scanbereich (siehe Abbildung 4.12). Die Elektroneneffizienz η_{e^-} lässt sich gemäß Gleichung 4.4 problemlos an allen Messpunkten berechnen, da die Anzahl der Ionenergebnisse n_{Rb^+} überall deutlich größer Null ist. Man erkennt wieder ein Oval in dem die Elektroneneffizienz vom Rand aus ansteigt und dann bei ca. $\eta_{e^-}=90\%$ ein Plateau bildet. In diesem Plateau ist links unten eine Delle zu erkennen. Die in diesem Bereich erzeugten Elektronen treffen in der ersten Biegung des CEM-Kanals (siehe Abbildung 3.3) auf die Kanalwand auf und haben dort einen schlechten Einschlagswinkel, welcher zu einer niedrigen Detektionseffizienz führt.

Die Ioneneffizienz η_{Rb^+} (Gleichung 4.3) kann im Gegensatz zu der Elektroneneffizienz nicht an allen Punkten berechnet werden, da sich die Anzahl der Elektronenergebnisse nur im ovalen Elektronenaufsammlbereich deutlich von Null unterscheidet. Im restlichen Bereich führt der Hintergrund an Elektronenergebnissen zu einem sehr großen relativen Fehler von n_{e^-} und somit auch von η_{Rb^+} . Deshalb wird die Ioneneffizienz nur für Punkte berechnet, an denen die Elektroneneffizienz größer als 15% ist. Betrachtet man nun die Ioneneffizienz

im Aufsammelbereich der Elektronen, so sieht man relativ konstante Werte zwischen 80% und 90%. Die Schwankungen am Rand dieses Bereichs sind eine Folge der hohen relativen Fehler durch geringe Elektronenzählraten.

Die absolute Effizienz η_{abs} gemäß Gleichung 4.5 erreicht im Inneren des Aufsammelbereichs der Elektronen großflächig Werte von über 98%. Der maximale Wert ist $\eta_{abs} = 99,4 \pm 0,3\%$.

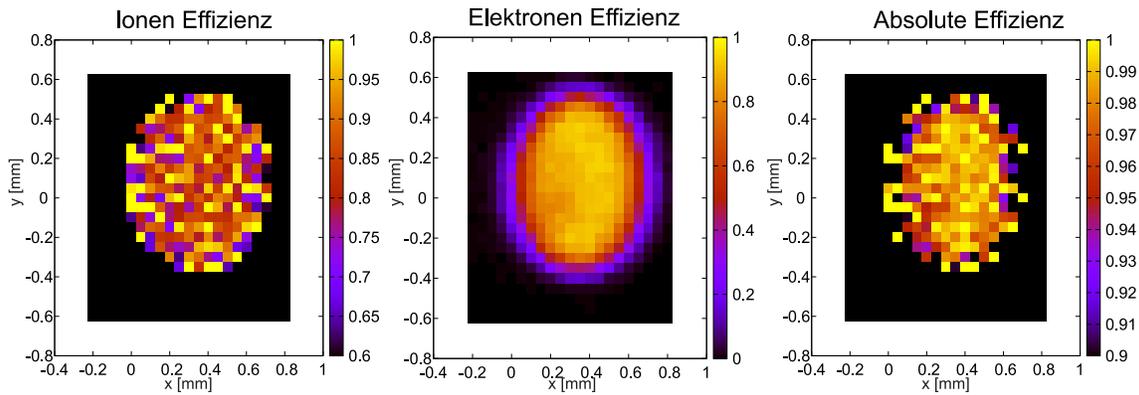


Abbildung 4.12: 2D-Scan: Ionen-, Elektronen- und absolute Effizienz.

4.6.3 Verschiebung des Aufsammelbereichs

Nun soll überprüft werden wie sich die Aufsammelbereiche verschieben, wenn das Beschleunigungspotential, wie in Kapitel 4.1.3, seitlich verschoben wird. Dies könnte später eine Möglichkeit sein, um die Position des Aufsammelbereichs bezüglich des gefangenen ^{87}Rb -Atoms zu verschieben und so die Aufsammlung der Ionisationsfragmente zu optimieren ohne die Optik der Dipolfalle bewegen zu müssen. Dazu wird zwischen den beschichteten Seitenwänden bzw. den Kompensationselektroden eine Potentialdifferenz angelegt. Die restlichen Einstellungen bleiben wie in Tabelle 4.2.

Beschichtete Seitenwände Zuerst wird der Einfluss von Potentialdifferenzen zwischen den beschichteten Seitenwänden der Küvette auf den Aufsammelbereich untersucht. Es werden Messungen mit den drei unterschiedlichen Konfigurationen aus Tabelle 5.1 durch-

| Beschichtete Seitenwände | | | |
|--------------------------|-------------------|-------------------|-------------------------------------|
| I | $U_{SW1} = +200V$ | $U_{SW2} = 0V$ | $\Rightarrow \Delta U_{SW} = -200V$ |
| II | $U_{SW1} = -100V$ | $U_{SW2} = -100V$ | $\Rightarrow \Delta U_{SW} = 0V$ |
| III | $U_{SW1} = 0V$ | $U_{SW2} = +200V$ | $\Rightarrow \Delta U_{SW} = +200V$ |
| Kompensationselektroden | | | |
| IV | $U_{KE1} = -200V$ | $U_{KE2} = +200V$ | $\Rightarrow \Delta U_{KE} = -400V$ |
| V | $U_{KE1} = 0V$ | $U_{KE2} = 0V$ | $\Rightarrow \Delta U_{KE} = 0V$ |
| VI | $U_{KE1} = +200V$ | $U_{KE2} = -200V$ | $\Rightarrow \Delta U_{KE} = +400V$ |

Tabelle 4.3: Potentialdifferenzen zwischen den beschichteten Seitenwänden bzw. Kompensationselektroden.

geführt. Dabei dient die Messung II ohne Potentialdifferenzen zum Vergleich. Durch die Potentialdifferenz wird der Aufsammelbereich der Elektronen in Richtung der Seitenwand mit der negativeren Spannung verschoben (siehe Abbildung 4.13), in Messung I um etwa 0.15mm in positive x-Richtung und in Messung III etwa 0.175mm in negative x-Richtung. Die Elektroneneffizienzen η_{e^-} bleiben in allen drei Messungen ungefähr gleich, nur die Delle im Plateau verschiebt sich. Die Ioneneffizienzen η_{Rb^+} sind in den verschobenen Fällen etwas niedriger, aber immer noch im Bereich über 80%. Dadurch ist auch die absolute Effizienz η_{abs} etwas niedriger, liegt aber immer großflächig über 97%.

Kompensationselektroden Nun werden analog Messungen mit einem Potentialdifferenz zwischen den Kompensationselektroden gemacht (siehe Tabelle 5.1). Wieder ist der Elektronenaufsammelbereich in die Richtung der Kompensationselektrode verschoben, an der eine negativere Spannung anliegt. Da die Potentialdifferenzen größer sind, sind auch die Verschiebungen größer. Bei Messung IV ist der Aufsammelbereich um etwa 0.275mm in positiver y-Richtung und bei Messung VI um 0,325mm in negativer y-Richtung verschoben. Die Elektroneneffizienzen η_{e^-} bleiben auch bei diesen drei Messungen nahezu unverändert. Wieder verschiebt sich die Delle im Plateau. Die Ioneneffizienzen η_{Rb^+} liegen bei den Messungen IV und VI wieder etwas niedriger, aber immer noch deutlich über 80%.

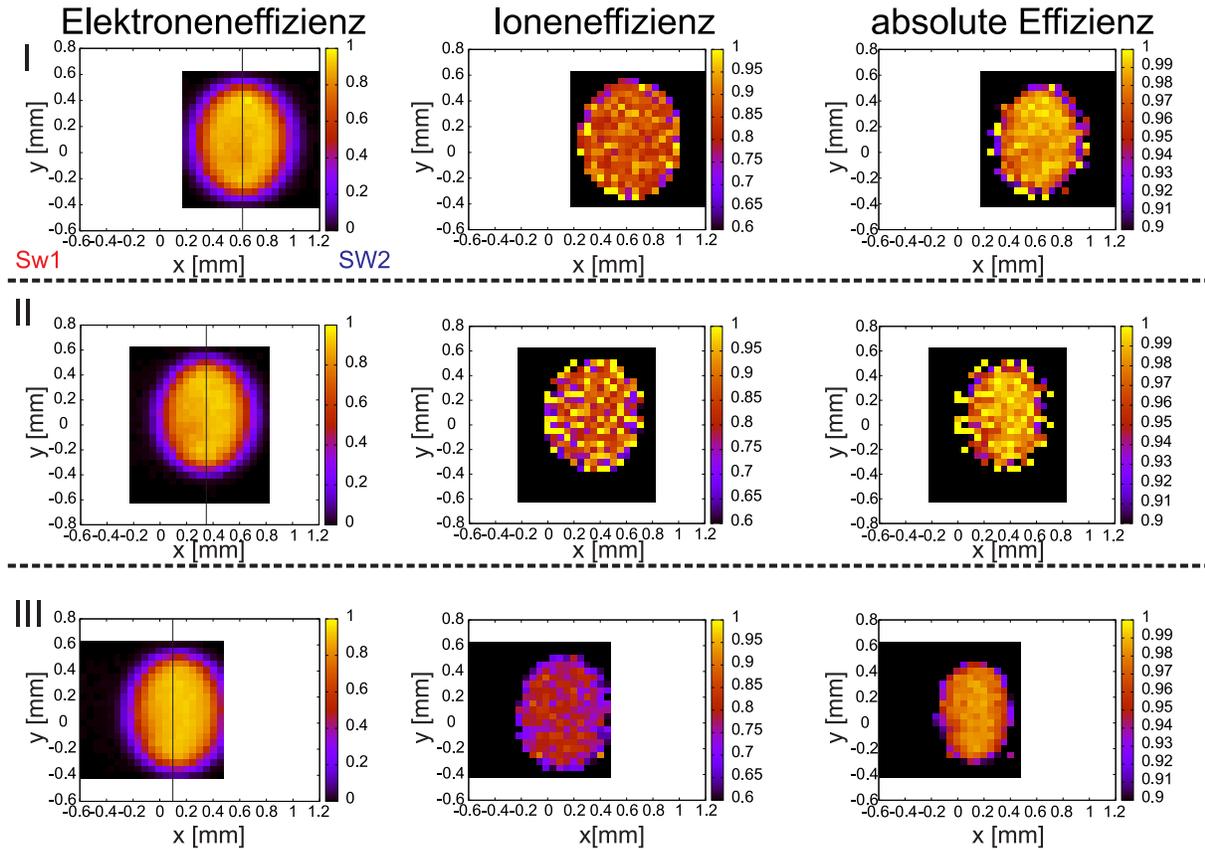


Abbildung 4.13: 2D-Scan: Verschiebung des Aufsammelbereichs durch Potentialdifferenz zwischen den Seitenwänden der Küvette. Werte für Potentialdifferenzen zwischen Seitenwänden in Tabelle 5.1.

Die absolute Effizienz η_{abs} ist ebenfalls wieder großflächig über 97%.

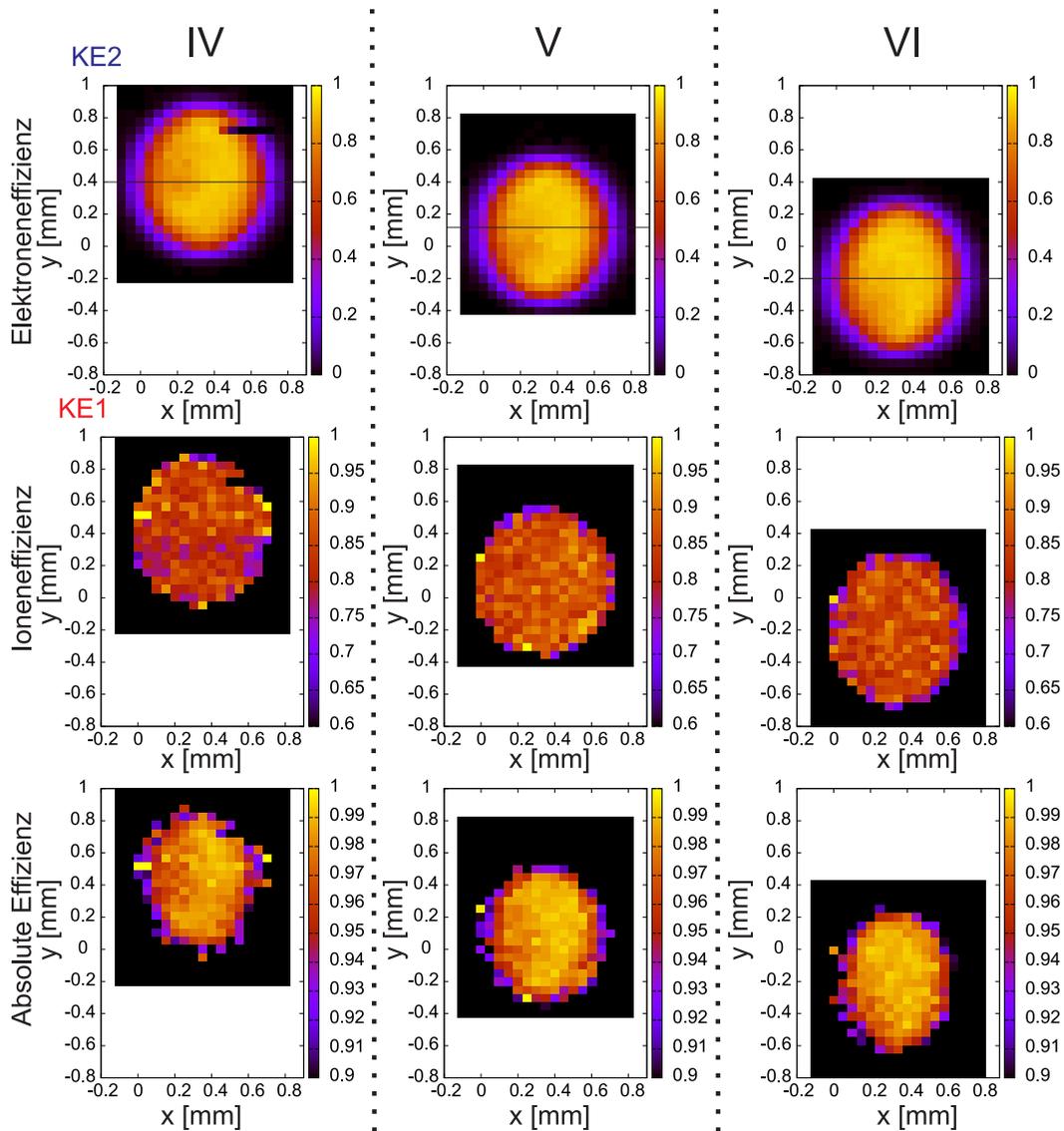


Abbildung 4.14: 2D-Scan: Verschiebung des Aufsammelbereichs durch Potentialdifferenz zwischen den Kompensationselektroden. Werte für Potentialdifferenzen zwischen Kompensationselektroden in Tabelle 5.1.

Es ist möglich, die Position des Aufsammelbereichs um bis zu 0.5 mm in x- sowie in y-Richtung zu verschieben. Dabei sinkt die absolute Effizienz nur wenig.

4.7 Optimaler Punkt für die Dipolfalle

Die Charakterisierung des Aufsammelbereichs unseres CEM-Aufbaus ist nun abgeschlossen. Wir konnten zeigen, dass es einen relativ großen Bereich gibt, in dem es hohe absolute Effizienzen gibt, das heißt eine hohe Wahrscheinlichkeit mindestens eines der beiden Ionsationsfragmente eines ionisierten ^{87}Rb -Atoms zu Detektieren. Dies kann nun dazu genutzt werden, eine optimale Position für die Dipolfalle auszuwählen.

In einem abschließenden Scan wird der Mittelpunkt eines $0,25\text{mm}$ mal $0,25\text{mm}$ großem Bereichs mit einer absoluten Effizienz von ungefähr 99% als Position für die Falle ausgewählt (siehe Abbildung 4.15). Für diese Position beträgt $\eta_{abs}=99,4\pm 0,5\%$.

Um die y - und z -Koordinaten dieser Position fest zu halten, wird der 473 nm Laserstrahl

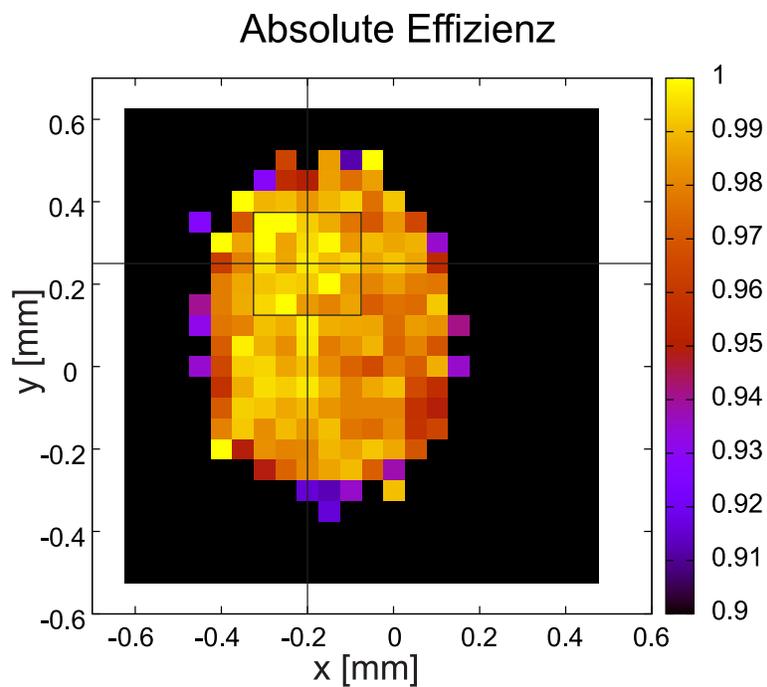


Abbildung 4.15: 2D-Scan: Auswahlbereich für die Position der Dipolfalle.

auf diese Position gefahren und fixiert. Um die Position in x -Richtung zu markieren verwenden wir den 780 nm Laser und vermessen seine Stellung bezüglich der Glasküvette. Durch das Verschieben des Aufsammelbereichs wird es später eine Möglichkeit geben, den Aufsammelbereich bezüglich der Fallenposition zu verschieben, ohne dass die Optik der

Dipolfalle bewegt werden muss.

Kapitel 5

Aufbau der Atomfalle

Nach der Charakterisierung des CEM-Aufbaus und Bestimmung einer optimalen Position für Einzelatomfalle, können nun die Komponenten der Einzelatomfalle aufgebaut werden. Zunächst wird der Aufbau der MOT beschrieben. Danach wird die Justierung der MOT sowie das Einfangen einer Atomwolke erläutert. Schließlich wird der optische Aufbau der Dipolfalle auf die in Kapitel 4.7 ausgewählte Position ausgerichtet.

5.1 Magneto-optische Falle

Die MOT soll ein Reservoir von kalten Atomen bereitstellen, aus dem die Dipolfalle geladen werden kann (siehe Kapitel 2.1). Dazu muss eine Atomwolke zwischen den CEMs gefangen und gekühlt werden.

5.1.1 Elemente der MOT

Um ^{87}Rb -Atome in einer MOT zu fangen, benötigen wir, wie in Kapitel 2.1.1 gezeigt, Laserstrahlen aus sechs Richtungen, die in einem Punkt überlappen sowie ein magnetisches Quadrupolfeld, dessen Nullpunkt in der Mitte der Falle liegt. Dabei sind in jedem Strahl Kühl- und Rückpump laser überlagert. Das Quadrupolfeld wird durch ein Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Konfiguration erzeugt. Zusätzlich werden noch Kompensationsspulen benötigt,

um externe magnetische Felder auszugleichen.

Laser Beide Laser haben eine Wellenlänge von ca. 780 nm, sind Diodenlaser mit einem optischen Gitter in Littrow-Konfiguration als externen Resonator und werden mit doppelfreier Sättigungsspektroskopie frequenzstabilisiert (siehe Abbildung 5.2 a), b)) [33].

Der Kühllaser wird auf den Kühlübergang $5^2S_{1/2}F = 2$ nach $5^2P_{3/2}F' = 3$ abgestimmt (siehe Abbildung 5.4).

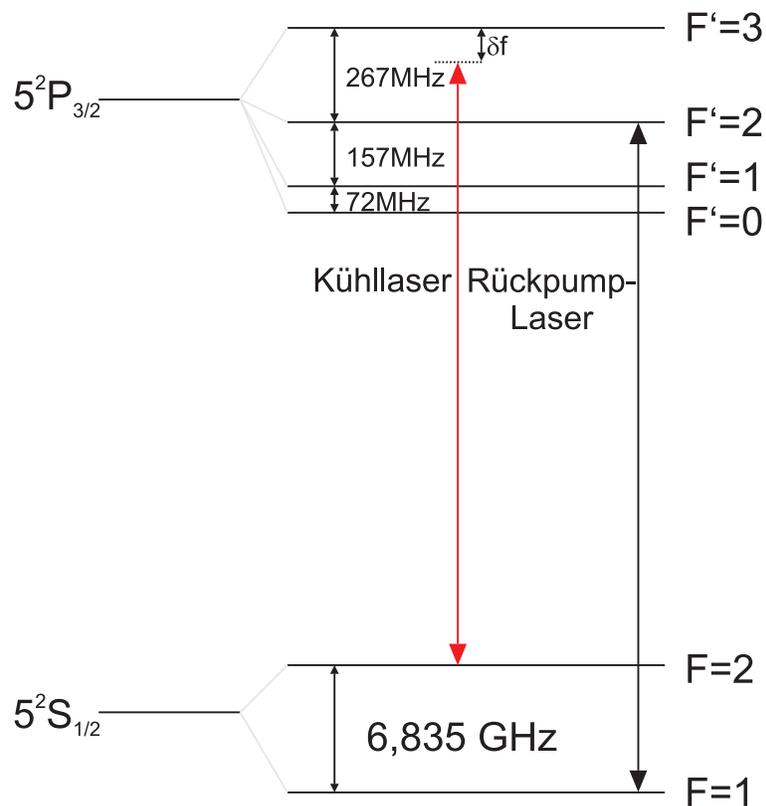


Abbildung 5.1: ^{87}Rb -Niveauschema mit Kühl- und Rückpump-Laser.

Es sind bis zu 1,2mW Leistung für jeden Strahl der MOT vorgesehen und durch den optischen Aufbau ist mit einem Verlust von bis zu 70% der Leistung zu rechnen. Um dafür ausreichend Leistung zu erzeugen, wird der Kühllaser durch einen Tapered Amplifier¹ (TA), einem optischen Verstärker, verstärkt. Durch den TA kann die Leistung des Lasers

¹Toptica BoosTA

von 27mW auf bis zu 380mW gesteigert werden, wobei die spektralen Eigenschaften des Lasers erhalten bleiben. Hinter dem TA wird der Strahl des Kühllasers doppelt durch einen AOM geschickt. Dies ermöglicht das Schalten der Laserleistung hinter dem AOM. Zusätzlich wird durch den AOM die Laserfrequenz gegenüber der Kühlline um δf verstimmt. Schließlich wird der Strahl in eine polarisationserhaltende Faser gekoppelt und zum Aufbau zur Strahlaufteilung geführt.

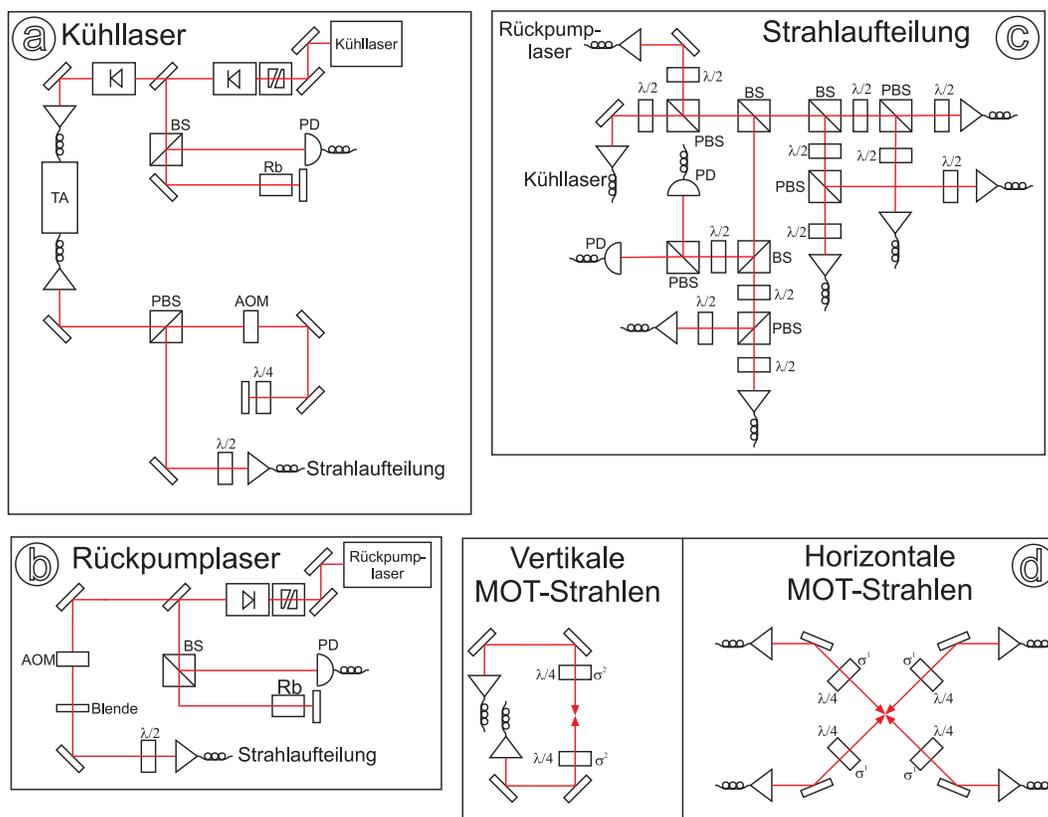


Abbildung 5.2: a) Schema des Kühllasers, b) des Rückpumplasers, c) der Strahlaufspaltung, d) der Strahlarme der MOT.

Der Rückpumplaser wird auf den Übergang $5^2S_{1/2}F = 1$ nach $5^2P_{3/2}F' = 2$ gestimmt (siehe Abbildung 5.4). Da für das Rückpumpen keine große Leistung benötigt wird, muss kein TA verwendet werden und der Rückpumper wird nach dem Durchgang durch einen AOM in eine polarisationserhaltende Faser gekoppelt.

Strahlaufteilung Hier sollen Kühl- und Rückpumplaser überlappt und danach in sechs Strahlen aufgespalten werden (siehe Abbildung 5.2 c)). Dazu werden die beiden Laserstrahlen nach dem Auskoppeln aus den polarisationserhaltenden Fasern mittels eines polarisierenden Strahlteilers (PBS) überlappt. Danach wird der Strahl durch drei Strahlteiler in vier Strahlarme aufgeteilt. Drei dieser Strahlen werden mit jeweils einem $\lambda/2$ -Wellenplättchen und einem PBS in je zwei Strahlen mit gleicher Leistung aufgeteilt, da sie die jeweils gegenüberliegenden Strahlen in der MOT bilden. Es ist aber nicht zwingend notwendig, dass die drei Strahlenpaare alle die gleiche Leistung haben. Die sechs Strahlen werden danach in polarisationserhaltende Faser gekoppelt und zur MOT weitergeleitet. Beim vierten Strahl werden durch einen PBS Kühl- und Rückpumpstrahl voneinander getrennt und auf je auf eine Photodiode zur Leistungsmessung gelenkt. Dies dient der Leistungstabilisierung mittels der AOMs.

MOT-Strahlen Die sechs Strahlarme der MOT werden hinter den Auskopplern durch Spiegel ausgerichtet. Danach wird die Polarisation mit einem $\lambda/4$ -Wellenplättchen auf zirkular gedreht, wobei die Polarisation der vertikalen Strahlen auf die entgegengesetzte Polarisation der horizontal einlaufenden Strahlen gedreht ist, da das Magnetfeld in der Ebene zwischen den Spulen in entgegengesetzte Richtung des Magnetfelds durch die Spulen zeigt. (siehe Abbildung 2.2) Der Strahlradius beträgt $w=2\text{mm}$ und die Kühlleistung beträgt $1,2\text{mW}$ pro Strahl.

Quadrupolspulen Durch zwei Magnetspulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration, kann ein Quadrupolfeld erzeugt werden (siehe Abbildung 5.3). Unsere Quadrupolspulen erreichen einen Magnetfeldgradienten $\frac{B_z}{dz} = 7\text{G/cm}$ für $I=1\text{A}$ [35]. So kann bei einem Strom $I=3\text{A}$ ein Gradient von $\frac{B_z}{dz} = 21\text{G/cm}$ erwartet werden.

Kompensationsspulen Um externe Magnetfelder, wie unter anderem das Erdmagnetfeld und das Magnetfeld der Ionengetterpumpe, am Fallenort auszugleichen, werden Kompensationsspulen benutzt. Diese bestehen aus drei Spulenpaaren und können Felder in allen

drei Raumrichtungen ausgleichen. Die Stärke der erzeugten Felder beträgt ca. 500mG bei 50mA[35]. Mit diesen Magnetspulen ist es möglich das Magnetfeld am Ort der Falle leicht zu verändern und so das Quadrupolfeld zu verschieben. Darüber hinaus ist es möglich das Magnetfeld am Ort der Dipolfalle zu kompensieren, um Zeeman-Aufspaltung der Energieniveaus und so die zeitliche Evolution des Atomzustands zu vermeiden.

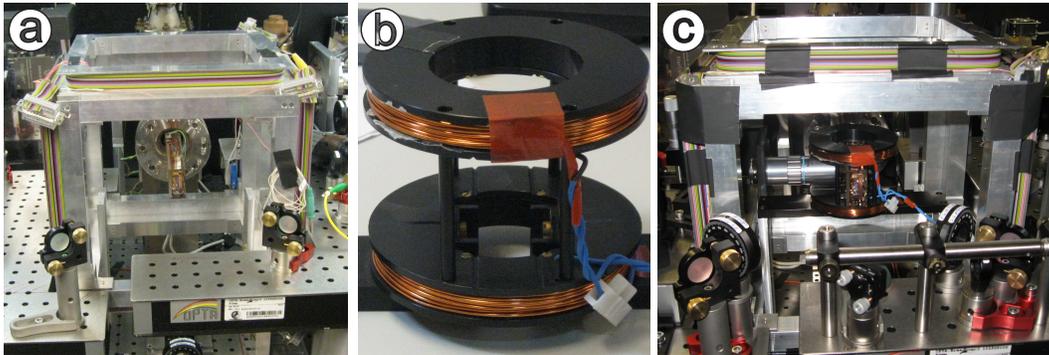


Abbildung 5.3: a) Kompensationsspulen, b) Quadrupolspulen, c) Gesamtaufbau mit Objektiv und MOT-Optik.

5.1.2 Justierung der MOT-Strahlen und Spulen

Magnetfeld am Fallenort Das Magnetfeld soll mittels der Kompensationsspulen im Bereich der Atomfalle möglichst nah an Null gebracht werden. Dafür wird ein Teslameter benutzt, das mittels einer kleinen Mu-Metallkammer auf Null geeicht werden kann. Dabei wurde, da es durch die Glasküvette nicht möglich ist direkt am Fallenort zu messen, oberhalb der Küvette und seitlich davon gemessen. Es konnte an diesen Stellen in alle Raumrichtungen ein Wert von $B=0 \pm 20\text{mG}$ erreicht werden.

Strahlenüberlapp Durch den CEM-Aufbau und die MOT-Magnetspulen ist der optische Zugang zum Volumen zwischen den CEMs für die horizontalen Strahlen eingeschränkt. Der verfügbare Zugang ist nur minimal größer als der Strahldurchmesser von 3mm. Zusätzlich ist es wegen der reflektierenden Kupferteile des CEM-Aufbaus nicht möglich, die Fluoreszenz der Strahlen im Bereich des Strahlenüberlapps zu beobachten

und so auf Sicht zu justieren. Deshalb werden die Strahlen mit Hilfe einer Schablone justiert und so in der Mitte zwischen den CEMS überlappt, wobei sich entgegenkommende Strahlen im gesamten Strahlverlauf überlappen.

Atomwolke Nachdem die Strahlen überlappt wurden, wird nun das Quadrupolfeld angelegt. Durch verändern der Laserintensitäten und des Stroms durch die Spulen wird versucht, Atome einzufangen. Da nur die relative Polarisierung der Fallenstrahlen bekannt ist, muss durch Ausprobieren die richtige Polung der Magnetspulen gefunden werden. Bei einem Strom von 1,7A, einer Kühlleistung von $300\mu W$ und einer Verstimmung des Kühllasers von ca. 11MHz konnte eine Atomwolke beobachtet werden:

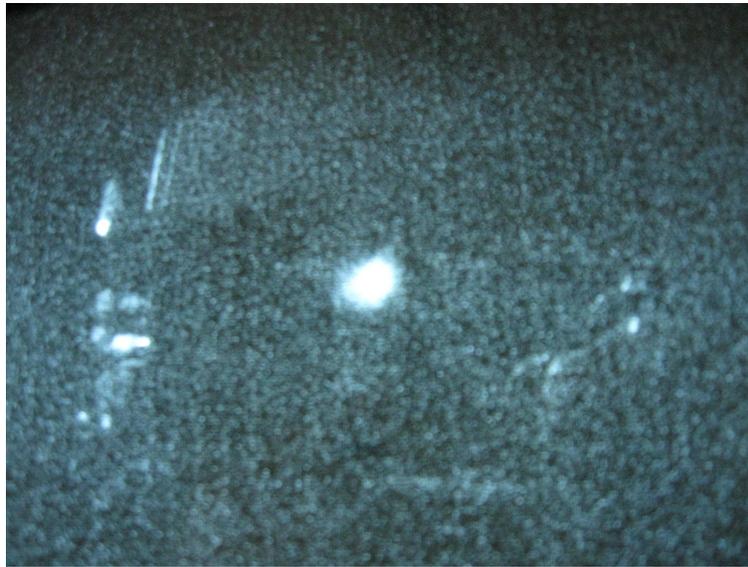


Abbildung 5.4: Wolke aus ^{87}Rb -Atomen in der MOT gefangen.

5.2 Optik und Ausrichtung der Dipolfalle

Mit der Dipolfalle sollen einzelnen ^{87}Rb -Atome an der in Kapitel 4.7 ausgewählten Position gefangen werden. Dazu wird mit einem Mikroskop² ein 850nm Laserstrahl auf einen

²Mitutoyo G Plan Apo 50

Strahldurchmesser von unter $2\mu\text{m}$ fokussiert. Dieses Mikroskop wird so ausgerichtet, dass der Fokus an der ausgewählten Position sitzt.

5.2.1 Aufbau mit konfokalem Mikroskop

Die Fokussierung des Fallenlasers (850nm) ist nicht die einzige Aufgabe, die das Mikroskop erfüllt. Zusätzlich sollen mit dem Mikroskop auch die durch das gefangene Atom emittierten Fluoreszenzphotonen (780nm) aufgefangen und der Ionisationslaser (450nm) der Zustandsbestimmung fokussiert werden. Dies wird durch einen Aufbau mit einem konfokalen Mikroskop erreicht. Die Strahlen der unterschiedlichen Wellenlängen werden mittels dichroitischer Spiegel überlappt und können so an einem Punkt fokussiert werden (siehe Abbildung 5.5)[35].

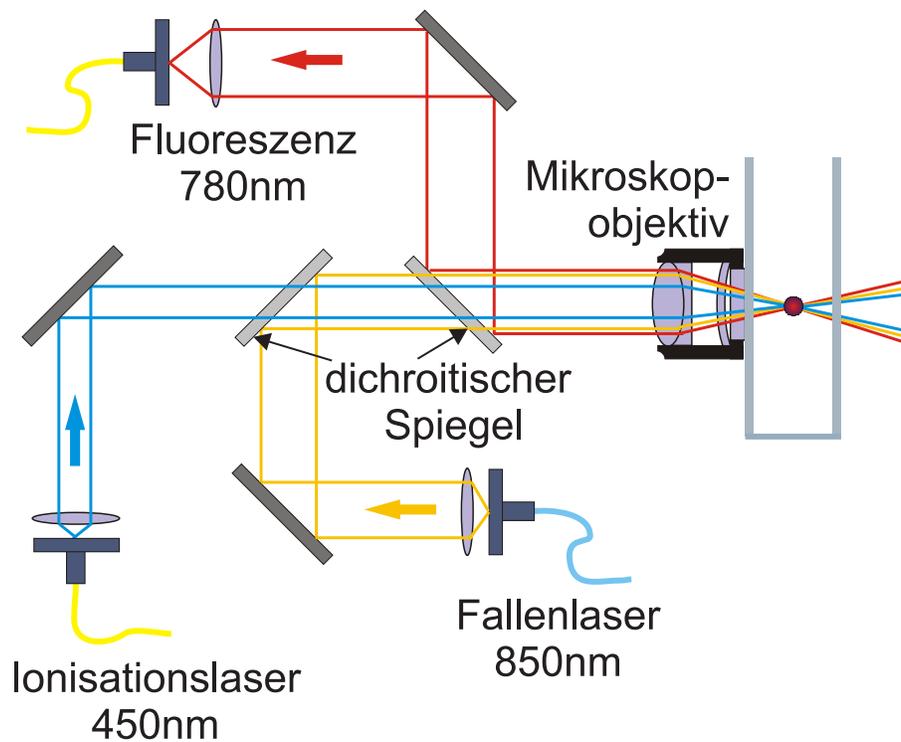


Abbildung 5.5: Schema für Aufbau des konfokalen Mikroskops[35].

Vermessung der Fokusse Um die Fokusse der einzelnen Wellenlängen zu vermessen, wird eine Rasierklinge durch den Strahl geschoben und die Intensität des Reststrahls gemessen. So konnten die Strahlradien bestimmt werden (vergleiche [35])

| | w_0 | Δz | Δx |
|-------|--------------------|--------------------|---------------------|
| 780nm | 1,14 μm | 0 μm | 0 μm |
| 850 | 1,90 μm | +0,1 μm | -0,02 μm |
| 450 | 1,09 μm | -0,2 μm | +0,04 μm |

Tabelle 5.1: Strahldurchmesser am Fokus des konfokalen Mikroskops, Verschiebung der Fokusse in Strahlrichtung Δz und Verschiebung senkrecht zur Strahlrichtung Δx .

5.2.2 Ausrichtung des Mikroskops

Der Aufbau mit dem konfokalen Mikroskop ist auf einem eigenen Breadboard aufgebaut und kann nun als Ganzes an die Glasküvette heran geschoben werden. Mit Schrauben, die von hinten und den Seiten gegen das Breadboard drücken, kann auch das Breadboard verschoben werden und so den gewünschte Abstand mit einer Genauigkeit unter 0,1 mm erreicht werden. Der Abstand des Mikroskops zur Glaswand wird so gewählt, dass der Fokus des Mikroskops den gleichen Abstand zur Glaswand hat wie die für die Dipolfalle ausgewählte Position. Nun wird das Mikroskop an dem in Kapitel 4.7 fixierten 473nm Laserstrahl ausgerichtet. Dabei wird durch horizontales und vertikales Verschieben des Mikroskopaufbaus der 473 nm Strahl in den Koppler des Ionisationsstrahls eingekoppelt. Dadurch sind die Strahlen des 473 nm Laser und des Fallenlasers überlappt. Da vorher der Abstand des Mikroskops zur Glasküvette so eingestellt wurde, dass der Fokus in der gleichen Ebene wie die ausgewählte Position liegt, ist der Fokus der Falle nun an dieser Position platziert.

So kann die gewünschte Position in alle Raumrichtungen mit einer Genauigkeit unter 0,1 mm erreicht werden. Da in Kapitel 4.7 ein Bereich von 0,25 mm mal 0,25 mm mit hohen absoluten Detektionseffizienz ausgewählt wurde, kann erwartet werden, dass Fragmente

ionisierter Rubidiumatome, die in der Dipolfalle gefangen waren, auch mit einer hohen absoluten Effizienz detektiert werden.

Nun sind alle Voraussetzungen für das Fangen einzelner Atome geschaffen. Es kann damit begonnen werden, einzelne Atome in der Dipolfalle zu fangen und die Detektionscharakteristika des CEM-Aufbaus für die Ionisationsfragmente gefangener Atome zu bestimmen.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde beschrieben, wie die Kanalelektronenvervielfacher zur Detektion von Ionisationsfragmenten erfolgreich in eine Weiterentwicklung unseres Aufbaus für eine Einzelatomfalle integriert werden konnten.

Dabei wurde eine speziell designte Glasküvette mit beschichteten Wänden an einen Vakuumaufbau angeschlossen. Es war möglich die leitende Beschichtung der Seitenwände innen und außen elektrisch zu kontaktieren.

Der CEM-Aufbau im Inneren der Glasküvette wurde in Betrieb genommen werden und kann über längere Zeit stabil betrieben werden. Die Detektion von Ionisationsfragmenten durch den CEM-Aufbau wurde charakterisiert. Dabei konnte die gesamte Detektionsdauer $t_{ges}=381\text{ns}$, gegeben durch die Flugdauer des $^{87}\text{Rb}^+$ Ion und der Detektionszeit des CEMs, bestimmt werden.

Des Weiteren konnte durch Scans zur Charakterisierung des Aufsammelbereichs der CEMs gezeigt werden, dass dieser durch Potentialdifferenzen zwischen den Kompensationselektroden oder den beschichteten Seitenwänden im Bereich von einigen Zehntelmillimeter verschoben werden kann. Durch diese Scans wurde auch eine optimale Position für die Dipolfalle bestimmt, an der die Gesamteffizienz $\eta_{abs} > 99\%$ ist.

Schließlich wurde eine Wolke aus ^{87}Rb -Atomen mit einer magneto-optischen Falle im Volumen zwischen den CEMs gefangen. Aus dieser kann in Zukunft die optische Dipolfalle

mit einzelnen Atomen geladen werden.

Ausblick

Ziel unseres Experiments ist es —wie in der Einleitung erwähnt— einen Test der Bellschen Ungleichung mit zwei verschränkten Atomen, die 300m voneinander entfernt sind, durchzuführen. Um das Lokalitätsschlupfloch zu schließen, muss die Zustandsbestimmung in weniger als $1\mu\text{s}$ erfolgen. Dabei ist zu beachten, dass auch die zur Auswahl der Messbasis in diesem Zeitfenster erfolgen muss. Daher muss die Dauer der Basiswahl, t_{basis} mit zur Detektionsdauer gezählt werden. Die Basis wird mit Hilfe eines quantenmechanischen Zufallszahlengenerators gewählt. Dies soll später weniger als 100ns dauern. Das zustandsselektive Ionisationsschema, das in Kapitel 2.2.2 beschrieben wurde, besteht aus drei nacheinander folgenden Teilen: Den adiabatischen Zustandstransfer (STIRAP), der Zeeman-zustandsabhängig von dem Hyperfeinzustand $F=1$ in den Zustand $F=2$ transferiert, der darauf folgenden 2-Photonen-Ionisation, die hyperfeinzustandsabhängig ionisiert und die Detektion der Ionisationsfragmente. Für die Gesamtdetektionsdauer des Ausleseverfahrens muss die Zeitdauer der drei Teile aufaddiert werden: $t_{det} = t_{STIRAP} + t_{ion} + t_{CEM}$. Der Transfer via STIRAP dauert $t_{STIRAP} \leq 100\text{ns}$ [28], die Ionisation $t_{ion} \leq 150\text{ns}$ [36] und die Detektion der Ionisationsfragmente $t_{CEM} = t_{ges} \leq 380\text{ns}$.

$$t_{det} = t_{basis} + t_{STIRAP} + t_{ion} + t_{CEM} < 100\text{ns} + 100\text{ns} + 150\text{ns} + 380\text{ns} = 730\text{ns}$$

Eine direktes Zeeman-zustandsabhängiges Ionisationsverfahren könnte diese Zeit noch verkürzen[37].

Bei einer Detektionseffizienz der CEMs von über $\eta_{abs} > 99\%$ sollten mit der neuen Zustandsbestimmung durch Ionisation und Detektion der Ionisationsfragmente ähnlich starke Verletzungen der Bell'schen Ungleichung möglich sein, wie mit der bisherigen Methode durch Fluoreszenzdetektion.

Mit dieser Zustandsbestimmung und Atom-Atom-Verschränkung über 300m wird es möglich sein sowohl das Lokalitäts- als auch das Effizienzschlupfloch zu schließen. Und damit einen Test der Bell'schen Ungleichung ohne zusätzliche Annahmen durchzuführen.

Anhang A

Grafiken

A.1 Beschichtung der Glasküvette

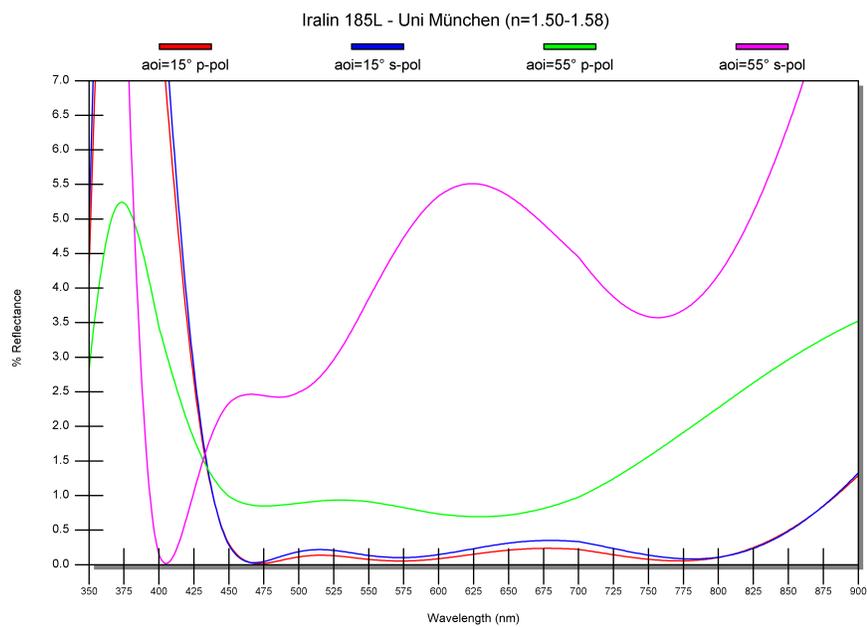


Abbildung A.1: Transmission der Beschichtung der Küvette. Iralin[©].

A.2 Ionenpulshöhenverteilung für verschiedene Gain-Spannungen.

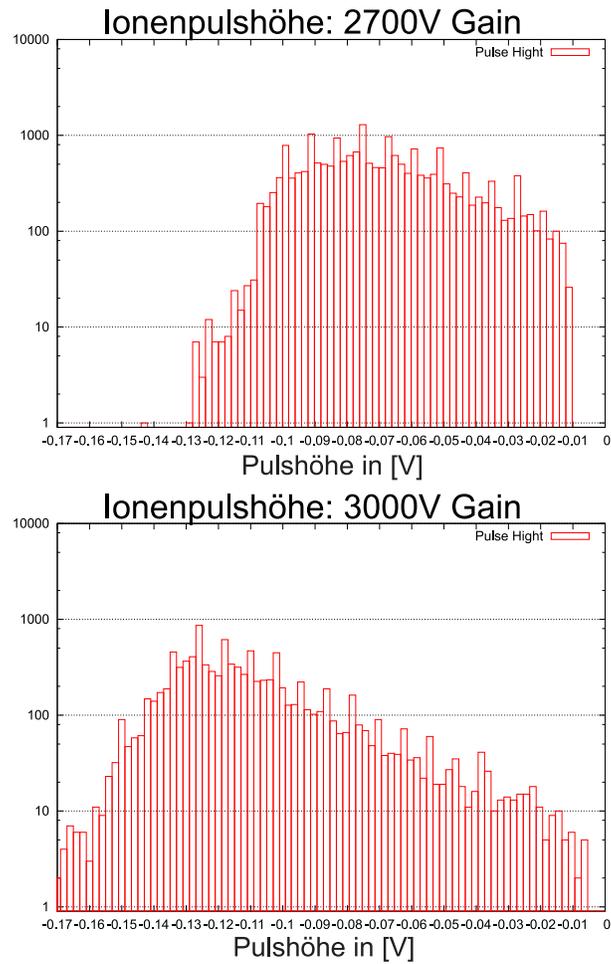


Abbildung A.2: Ionenpulshöhen bei $U_{Gain}=3\text{kV}$ und $U_{Gain}=2,3\text{kV}$.

Literaturverzeichnis

- [1] A. Einstein, M. Born, and H. Born, *Briefwechsel 1916-1955*, ser. rororo Taschenbücher. Rowohlt, 1972. [Online]. Available: <http://books.google.de/books?id=LQIsAQAAIAAJ>
- [2] B. P. A. Einstein and N. Rosen, “Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?” *Phys. Rev.*, vol. 47, pp. 777–780, 1935.
- [3] J. Bell, “On the einstein-podolsky-rosen paradox.” *Physics*, vol. 1, pp. 195–200, 1964.
- [4] J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony, and R. A. Holt, “Proposed experiment to test local hidden-variable theories,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 23, pp. 880–884, Oct 1969. [Online]. Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.23.880>
- [5] J. F. Clauser and M. A. Horne, “Experimental consequences of objective local theories,” *Phys. Rev. D*, vol. 10, pp. 526–535, Jul 1974. [Online]. Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.10.526>
- [6] A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger, “Experimental realization of einstein-podolsky-rosen-bohm *Gedankenexperiment* : A new violation of bell’s inequalities,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 49, pp. 91–94, Jul 1982. [Online]. Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.49.91>
- [7] A. Aspect, J. Dalibard, and G. Roger, “Experimental test of bell’s inequalities using time- varying analyzers,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 49, pp. 1804–1807, Dec 1982. [Online]. Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.49.1804>

- [8] G. Weihs, T. Jennewein, C. Simon, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, “Violation of bell’s inequality under strict einstein locality conditions,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, pp. 5039–5043, Dec 1998. [Online]. Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.5039>
- [9] M. A. Rowe, D. Kielpinski, V. Meyer, C. A. Sackett, W. M. Itano, C. Monroe, and D. J. Wineland, “Experimental violation of a bell’s inequality with efficient detection,” *Nature*, vol. 409, no. 6822, pp. 791–794, Feb. 2001. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1038/35057215>
- [10] D. N. Matsukevich, P. Maunz, D. L. Moehring, S. Olmschenk, and C. Monroe, “Bell inequality violation with two remote atomic qubits,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, p. 150404, Apr 2008. [Online]. Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.150404>
- [11] J. Hofmann, M. Krug, N. Ortegel, L. Gérard, M. Weber, W. Rosenfeld, and H. Weinfurter, “Heralded entanglement between widely separated atoms,” *Science*, vol. 337, no. 6090, pp. 72–75, 2012. [Online]. Available: <http://www.sciencemag.org/content/337/6090/72.abstract>
- [12] J. Volz, M. Weber, D. Schlenk, W. Rosenfeld, J. Vrana, K. Saucke, C. Kurtsiefer, and H. Weinfurter, “Observation of entanglement of a single photon with a trapped atom,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 96, p. 030404, Jan 2006. [Online]. Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.96.030404>
- [13] M. Zukowski, A. Zeilinger, M. A. Horne, and A. K. Ekert, “„event-ready-detectors” bell experiment via entanglement swapping,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 71, pp. 4287–4290, Dec 1993. [Online]. Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.71.4287>
- [14] J. V. F. H. M. K. A. C. M. Z. W. Rosenfeld, M. Weber and H. Weinfurter, “Towards a loophole-free test of bell’s inequality with entangled pairs of neutral atoms,” *Adv. Sci. Lett*, vol. 2, pp. 469–474, 2009.

- [15] W. Rosenfeld, F. Hocke, F. Henkel, M. Krug, J. Volz, M. Weber, and H. Weinfurter, “Towards long-distance atom-photon entanglement,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, p. 260403, Dec 2008. [Online]. Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.101.260403>
- [16] J. H. W. R. M. W. F. Henkel, M. Krug and H. Weinfurter, “Highly efficient state-selective submicrosecond photoionization detection of single atoms,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, p. 253001, 2010.
- [17] N. Schlosser, G. Reymond, and P. Grangier, “Collisional blockade in microscopic optical dipole traps,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, p. 023005, Jun 2002. [Online]. Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.023005>
- [18] J. Volz, “Atom-photon entanglement,” Ph.D. dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2006.
- [19] M. Weber, J. Volz, K. Saucke, C. Kurtsiefer, and H. Weinfurter, “Analysis of a single-atom dipole trap,” *Phys. Rev. A*, vol. 73, p. 043406, Apr 2006. [Online]. Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.73.043406>
- [20] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, “Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, pp. 2631–2634, Dec 1987. [Online]. Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.59.2631>
- [21] V. S. Letokhov, *Laser Control of Atoms and Molecules*. Oxford University Press, 2007.
- [22] D. A. Steck, “Rubidium 87 d line data,” <http://steck.us/alkalidata/>, 12 2010.
- [23] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, “Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models,” *JOSA B*, vol. 6, pp. 2023–2045, 1989.
- [24] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. L. Gould, and H. J. Metcalf, “Observation of atoms laser cooled below the doppler

- limit,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 61, pp. 169–172, Jul 1988. [Online]. Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.61.169>
- [25] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable, “Experimental observation of optically trapped atoms,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 57, pp. 314–317, Jul 1986. [Online]. Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.57.314>
- [26] M. W. R. Grimm, “Optische dipolfallen,” *Phys. Blätter*, vol. 55, pp. 41–47, 1999.
- [27] M. W. R. Grimm and Y. B. Ovchinnikov, “Optical dipole traps for neutral atoms,” *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 42, pp. 95–170, 2000.
- [28] A. Deeg, “Zustandsdetektion eines einzelnen atoms,” Master’s thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2008.
- [29] M. Weber, “Quantum optical experiments towards atom-photon entanglement,” Ph.D. dissertation, Ludwigs-Maximilians-Universität München, 2005.
- [30] R. Unanyan, M. Fleischhauer, B. Shore, and K. Bergmann, “Robust creation and phase-sensitive probing of superposition states via stimulated raman adiabatic passage (stirap) with degenerate dark states,” *Optics Communications*, vol. 155, no. 13, pp. 144 – 154, 1998. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401898003587>
- [31] V. S. Letokhov, *Laser Photoionization Spectroscopy*. Academiv Press Inc, 1987.
- [32] F. A. Henkel, “Photoionization detecion of single 87rb-atoms unsing channel electron multipliers,” Ph.D. dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2011.
- [33] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, and T. Hänsch, “A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics,” *Optics Communications*, vol. 117, pp. 541 – 549, 1995. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/003040189500146Y>

-
- [34] B. Saleh and M. Teich, *Fundamentals of photonics*, ser. Wiley series in pure and applied optics. Wiley-Interscience, 2007. [Online]. Available: <http://books.google.de/books?id=Ve8eAQAAIAAJ>
- [35] C. Lee, “Observing single atoms,” Master’s thesis, Technische Hochschule München, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2011.
- [36] D. Burchhardt, “Privates gespräch,” Oktober 2012.
- [37] L. Gérard, “Spin-state-selective detection of single rubidium atoms,” Master’s thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg der Ludwig-Maximilians-Universität München, 2012.

Danksagung

Zum Schluss möchte ich mich bei allen Bedanken, die mich bei der Diplomarbeit und bei meinem Physikstudium unterstützt und begleitet haben:

- Professor Harald Weinfurter, der mich in seine Arbeitsgruppe aufgenommen hat.
- Dr. Wenjamin Rosenfeld dafür, dass er immer mit Rat und Tat zur Stelle war, egal ob es Programmieren, Justieren oder physikalisches Verständnis war.
- Dr. Markus Weber für seine offene Art und dass er mir am ersten Tag direkt einen Schreibtisch und was zum Lesen gegeben hat.
- Norbert Ortegell für ausgezeichnete Betreuung und seine ruhige Art während der gesamten Diplomarbeit und dafür, dass er mich ein Jahr im Labor und während des Schreibens ertragen hat.
- Michael Krug für die ganzen Bilder und dass er mir die Schokolade weg gegessen hat.
- Daniel Schlenk für den Drucker und dass er mir neue Schokolade gekauft hat, wenn er sie weg gegessen hat.
- Daniel Burchardt dafür, dass es auch einen gab, der mich ab und an zu einem Bier überredet hat.
- Christian „Horst“ Schwemmer fürs Greenhornmeeting und den Abend in der Pilsstube Ritter.

- den Diamantis, den Kryptos und den Garchingern für immer wieder andere Gesprächsthemen als das Experiment.
- Gabriele Gschwendtner für die Dienstreiseanträge und immer ein aufmunterndes Wort.
- Nicole Schmid fürs Wasser.
- Meinen Freunden im Physikstudium Ac, Freddy und Georg. Ohne euch hätte ich es nie gepackt!
- Zum Schluss meiner Familie für die Unterstützung. Meinen Bruder Philipp, meinem Vetter Toby hier in München und meinen Eltern und meinem Bruder Uli im Rheinland.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig angefertigt und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

München, den 30. September 2012

.....

(Kai Redeker)