

Rydberg-Spektroskopie an ultrakalten Rubidiumatomen

JÖRG BAUER

Diplomarbeit
Dezember 2004

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

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Laserkühlung	5
2.1.1	Atom-Licht-Wechselwirkung	5
2.1.2	Dopplerkühlung	6
2.1.3	MOT	7
2.2	Rydberg-Atome	9
2.2.1	Quantendefekt-Theorie	9
2.2.2	Erzeugung von Rydberg-Atomen	12
2.2.3	Lebensdauer von Rydberg-Zuständen	14
2.3	Atome in elektrischen Feldern	16
2.3.1	Stark-Effekt	18
3	Experimenteller Aufbau	23
3.1	Element Rubidium	23
3.2	Vakuumsystem	25
3.3	MOT-Aufbau	26
3.3.1	MOT-Lasersystem	27
3.3.2	Fallenkonfiguration	30
3.4	Lasersystem zur Rydberg-Anregung	32
3.5	Optische Detektion	34
3.6	Multikanalplatte	35
3.6.1	Funktionsweise	36
3.6.2	Charakterisierung	38
4	Ergebnisse	41
4.1	MOT	41
4.1.1	MOT-Ladekurve	41
4.1.2	MOT-Verluste durch Rydberg-Anregung	43
4.1.3	Korrelation zwischen MOT-Verlusten und MCP-Signal	44
4.2	Messung der Stark-Auspaltung	45
4.2.1	Variation des elektrischen Feldes	45

4.2.2	Variation der Anregungsfrequenz	48
4.3	Interpretation	50
4.3.1	Mechanismus der MOT-Verluste	51
4.3.2	Stark-Map	52
5	Zusammenfassung und Ausblick	55
A	MCP-Elektronik	57

Abbildungsverzeichnis

2.1	Prinzip einer eindimensionalen MOT	8
2.2	Potential des Valenzelektrons in der Nähe des Ionenrumpfs	10
2.3	Niveauschema für Wasserstoff und Natrium	11
2.4	Rydberg-Anregung mit zwei Photonen	14
2.5	Lebensdauern von Rubidium-Rydbergzuständen	15
2.6	Kombiniertes Coulomb-Stark-Potential	16
2.7	Stark-Effekt in Wasserstoff	19
2.8	Avoided crossing in der Stark-Struktur von Alkalimetallatomen	20
2.9	Stark-Effekt in Lithium (Theorie)	21
2.10	Stark-Effekt in Lithium (Messung)	21
3.1	Aufbau des Experiments	24
3.2	Rubidium-Dispenser	25
3.3	Schemazeichnung der Experimentierkammer	26
3.4	Termschema der D ₂ -Linie von ⁸⁷ Rb	28
3.5	Schematischer Aufbau des verwendeten Lasersystems	29
3.6	Konfiguration der Spiegel-MOT	30
3.7	Magnetfeld eines stromdurchflossenen Drahts	31
3.8	Halter für Draht und Spiegel	32
3.9	Schematische Konfiguration des Anregungslasers	33
3.10	Fluoreszenzbild der MOT	35
3.11	Schema einer Multikanalplatte	37
3.12	Theoretische Verstärkung der MCP	38
3.13	MCP-Halterung in der Vakuumkammer	39
3.14	Kennlinie der MCP für Ionen-Detektion	40
3.15	MCP-Pulshöhenspektrum bei 2000 V	40
4.1	MOT-Ladekurve	42
4.2	Atomzahlverlust in der MOT nach Rydberg-Anregung	43
4.3	Korrelation von MOT-Verlusten und MCP-Signal	44
4.4	Beispiel-Meßreihe bei Variation der Spannung	46
4.5	Punkte mit Minima in der MOT-Atomzahl	47
4.6	Anpassung eines Stark-Fächers an die Datenpunkte	47

4.7	Beispiel-Meßreihe bei Variation der Anregungsfrequenz	48
4.8	Lage der Atomzahl-Verluste bei Variation der Anregungsfrequenz	49
4.9	Eichkurve für das elektrische Feld	50
4.10	Zusammenstellung aller gemessenen Atomzahl-Minima	52
4.11	Theoretische Stark-Fächer und gemessene Daten	53
A.1	Schaltplan für Ionen-Detektion mit der MCP	57

Kapitel 1

Einleitung

Bereits im Altertum entstand die Idee, daß die Materie „nicht-kontinuierlich“ ist, sondern sich aus diskreten Teilen zusammensetzt. So formulierte der griechische Philosoph Demokritos um 400 v. Chr. seine Theorie der kleinsten, unteilbaren Teilchen, die nach dem griechischen Wort für unteilbar *Atome* genannt wurden. Nach seiner Vorstellung sollte alles aus einer Fülle von unterschiedlichen und verschiedenförmigen Atomen bestehen, beispielsweise Apfelatomen und Fleischatomen, ja selbst die Seele sollte aus Seelenatomen bestehen.

Diese Lehre von Demokritos gewann kaum Anhänger. Erst um 1800 wurde die Idee der Atome vom englischen Physiker John Dalton (1766–1844) wieder aufgenommen und 1808 in seiner Atomhypothese so formuliert: „Elemente bestehen aus für das jeweilige Element charakteristischen, in sich gleichen und unteilbaren Teilchen, den Atomen.“ Bis zum Anfang des 20. Jahrhunderts wurden Atome als massive, homogene Kugeln betrachtet.

Nachdem Max Planck (1858–1947) im Jahre 1900 den Grundstein der Quantenphysik gelegt hatte, entwickelte Niels Bohr (1885–1962) das nach ihm benannte Bohrsche Atommodell, bei der Elektronen auf diskreten Bahnen um den Atomkern kreisen, so wie Planeten um eine Sonne. Dieses Modell konnte die beobachteten Spektrallinien des Wasserstoffs qualitativ erklären. Mit der Weiterentwicklung der Quantenmechanik bekam das Atommodell sein heutiges Gesicht.

Die Entwicklung und Verfeinerung des quantenmechanischen Verständnisses des Atoms basiert seit dem Bohrschen Atommodell auf spektroskopischen Beobachtungen. Die Bindungsenergie der äußeren Elektronen liegt im Bereich optischer Photonenenergien. Darin besteht die enge Verbindung zwischen den Bereichen der Atomphysik und der Optik.

Eine der größten Errungenschaften dieser Verbindung besteht in der Entwicklung des Lasers, der heute in vielen Bereichen des täglichen Lebens zum Einsatz kommt, vom CD-Player bis zur Telekommunikation. In der Atomoptik stellt er das wichtigste Element zur Manipulation von Atomen dar.

Zu einem weiteren alltäglichen Begleiter hat sich im ausgehenden 20. Jahrhundert der Computer entwickelt. Nicht nur die in mittlerweile über 60% der deutschen Haushalte vorhandenen Personal Computer, sondern auch die wachsende Zahl „intelligenter“ Kleingeräte wie Mobiltelefone und Organizer erfordern immer größere Geschwindigkeiten bei Da-

tenübermittlung und Datenverarbeitung. Simulationen mit komplexen Algorithmen werden in vielen Bereichen in Forschung und Wirtschaft eingesetzt.

Für die Entwicklung immer kleinerer und schnellerer Schaltkreise in der Halbleitertechnologie sind allerdings bereits Grenzen absehbar. Als Technologie für die Zukunft wird den vorgeschlagenen Quantencomputern [1, 2] allgemein eine große Bedeutung zugemessen. Während bei klassischen Computern ein Bit als kleinste Informationseinheit die Werte 0 und 1 annehmen kann, kann die Grundeinheit der Quanteninformation, ein Quantenbit („Qbit“), wie ein quantenmechanischer Zustand auch eine Überlagerung von Zuständen sein.

Zur Realisierung von Quantencomputern müssen zunächst Systeme gefunden werden, die als Qbits verwendbar sind. Vorschläge hierfür sind beispielsweise kalte Ionen in einer linearen Falle [3] oder Quantenpunkte [4]. Mehrere Qbits können dann zu einem Register zusammengefasst werden und so eine größere Informationseinheit bilden. Neben den Qbits müssen aber auch Gatter realisiert werden, die als Elementaroperationen auf die Qbits wirken und die Grundbausteine von Funktionen oder Algorithmen darstellen.

Ein solches Gatter für atomare Qbits wurde im Jahre 2000 von Dieter Jaksch et al. vorgeschlagen [5]. Es basiert auf einem Ensemble ultrakalter Rydberg-Atome. Rydberg-Atome – Atome mit mindestens einem Elektron in einem Orbital hoher Hauptquantenzahl – besitzen im elektrischen Feld ein großes elektrisches Dipolmoment und wechselwirken mit elektrischen Feldern sowie mit anderen Rydberg-Atomen über weite Strecken. Eine exakte quantenmechanische Behandlung von Rydberg-Zuständen ist nur für Wasserstoff möglich [6]. Die Ergebnisse können jedoch unter Berücksichtigung von Störmechanismen auch auf wasserstoffähnliche Atome ausgedehnt werden [7]. Zu diesen zählen insbesondere Alkalimetallatome, die ein einzelnes Valenzelektron bei sonst abgeschlossenen Schalen besitzen.

Um ein Quantenregister zu bilden, wäre eine regelmäßige Anordnung von einzelnen Alkaliatomen wünschenswert. Dies erfordert die Speicherung der Qbit-Atome auf einer sub- μm -Skala, was wiederum die Kühlung der Atome auf Temperaturen von unter $100\ \mu\text{K}$ erfordert. Für die Erzeugung und Speicherung neutraler Atome wurde in den achtziger Jahren des letzten Jahrhunderts die Laserkühlung entwickelt. Diese Arbeiten wurden 1997 mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet [8, 9, 10].

In der vorliegenden Arbeit wird ein Experiment beschrieben, das letztlich tiefere Einblicke in die Prozesse liefern soll, die der Wechselwirkung zwischen Rydberg-Atomen in einem ultrakalten Ensemble zugrundeliegen. Dies beinhaltet beispielsweise auch die Frage, in wie weit vorhandene Rydberg-Atome durch ihr großes Dipol-Wechselwirkungspotential die Bildung weiterer Rydberg-Atome in ihrer Umgebung verhindern. Aufgrund der reichhaltigen Erfahrungen aus anderen Experimenten [11, 12] wird das Element Rubidium verwendet. Die Untersuchungen waren zum Zeitpunkt der Fertigstellung der vorliegenden Arbeit bei weitem noch nicht beendet. Vielmehr wird der aktuelle Stand des Experiments beschrieben.

Im folgenden Teil der Arbeit (Kapitel 2) werden die theoretischen Grundlagen beschrieben, die dem Einfang und der Speicherung von Neutralatomen zugrunde liegen. Darüberhinaus werden die Eigenschaften und die Präparation von Rydberg-Zuständen aufgezeigt.

Das Kapitel schließt mit der Behandlung des Stark-Effekts, der durch die Wechselwirkung von Atomen mit einem elektrischen Feld verursacht wird.

Kapitel 3 beschreibt den Aufbau des Experiments. Dazu gehört das verwendete Element Rubidium, das Vakuumsystem, der Aufbau der verwendeten magneto-optischen Falle (MOT), die in diesem Experiment in der Konfiguration einer Spiegel-MOT realisiert ist, das Lasersystem zur Rydberg-Anregung sowie die Methoden der Detektion.

Als dritter Hauptteil enthält Kapitel 4 die bisher erreichten Ergebnisse. Neben den Eigenschaften der MOT werden Messungen zur Stark-Aufspaltung des $n = 40$ -Rydbergzustands bei Variation verschiedener Parameter vorgestellt, die dort auch diskutiert werden. Die Arbeit wird mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick beschlossen.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Sowohl das Fangen und Kühlen von Atomen mittels Laserkühlung als auch die Rydberg-Anregung beruhen auf der Wechselwirkung zwischen den Atomen und einem eingestrahnten Lichtfeld. Zur Beschreibung dieser Wechselwirkung kann man sich dabei zunächst darauf beschränken, nur ein einzelnes Atom in einer ebenen Lichtwelle zu betrachten. Dabei vernachlässigt man die Wechselwirkung der Atome untereinander, die erst dann relevant wird, wenn die Dichte der Atome groß genug wird, so daß die Rate der Stoßprozesse signifikant zunimmt oder eine sonstige Wechselwirkung dominiert (z. B. die Wechselwirkung von Dipolmomenten [13]).

In diesem Kapitel wird nach einem kurzen Blick auf die Atom-Licht-Wechselwirkung und die prinzipielle Funktionsweise der Laserkühlung sowie der magneto-optischen Falle auf die Eigenschaften von Rydberg-Atomen eingegangen. Ferner werden die Effekte behandelt, die bei Wechselwirkung eines elektrischen Feldes mit einem Atom auftreten.

2.1 Laserkühlung

Rydberg-Atome werden in dieser Arbeit aus einer magneto-optischen Falle (MOT) heraus erzeugt. Eine solche Falle wurde erstmals 1987 realisiert [14]. Dabei werden Atome durch Lichtkräfte gefangen und bis auf Temperaturen von unter $100 \mu\text{K}$ gekühlt.

In diesem Abschnitt wird zunächst die Wechselwirkung von Atomen und Licht betrachtet. Es folgt dann eine Beschreibung der Dopplerkühlung, um dann auf die eigentliche MOT eingehen zu können.

2.1.1 Atom-Licht-Wechselwirkung

Ein einzelnes Zwei-Niveau-Atom mit einer Übergangsfrequenz ω_0 zwischen Grundzustand $|g\rangle$ und angeregtem Zustand $|e\rangle$, sowie einer Linienbreite Γ_0 des angeregten Zustands wechselwirke mit einer ebenen elektromagnetischen Welle der Frequenz ω_L , der Intensität I_L und dem Wellenvektor \vec{k} . Die Amplitude des elektrischen Feldes der elektromagnetischen Welle sei E_0 .

Nach [15] oszilliert die Besetzungswahrscheinlichkeit $|c_e(t)|^2$ des angeregten Zustands mit der effektiven Rabi-Frequenz

$$\Omega' = \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}, \quad \text{mit} \quad \Omega = -\frac{eE_0}{\hbar} \langle e | r | g \rangle = \Gamma_0 \cdot \sqrt{\frac{I}{2I_s}}, \quad (2.1)$$

wobei $\delta = \omega_L - \omega_0$ die Verstimmung des Lichtfeldes gegenüber dem atomaren Übergang und $I_s = \Gamma_0 \cdot \hbar \omega_0^3 / 12\pi c^2$ die Zwei-Niveau-Sättigungsintensität sind. Die Besetzungswahrscheinlichkeit ist dann

$$|c_e(t)|^2 = \left(\frac{\Omega}{\Omega'} \cdot \sin \frac{\Omega' t}{2} \right)^2. \quad (2.2)$$

Das Atom durchläuft dabei im Lichtfeld einen Zyklus von Photonenabsorption und stimulierter Emission. Zusätzlich tritt auch spontane Emission auf. Man erhält die spontane Photonenstreuerate

$$\Gamma_s = \frac{\Gamma_0}{2} \cdot \frac{I/I_s}{I/I_s + 1 + 4(\Delta/\Gamma_0)^2}. \quad (2.3)$$

Die Verstimmung Δ kann sich aus verschiedenen Komponenten zusammensetzen, im einfachsten Fall ist $\Delta = \delta$. Diese Verstimmung wird in den folgenden Abschnitten noch um zusätzliche Komponenten erweitert.

2.1.2 Dopplerkühlung

Bewegt sich das Atom mit der Geschwindigkeit \vec{v} im Lichtfeld, so „sieht“ es aufgrund des Dopplereffekts eine zusätzliche Verstimmung des Lichts gegenüber der Resonanzfrequenz. Die gesamte Verstimmung Δ ist dann

$$\Delta = \delta - \vec{k} \cdot \vec{v}. \quad (2.4)$$

Durch den Impulsübertrag des Lichtfeldes von $\hbar k$ bei jedem Absorptionsvorgang wirkt auf das Atom bei Mittelung über viele Zyklen von Absorption und Emission eine Spontankraft \vec{F}_s mit

$$\vec{F}_s = \hbar \vec{k} \cdot \Gamma_s. \quad (2.5)$$

Dies resultiert aus der Überlegung, daß bei jeder Absorption immer ein Impulsquantum $\hbar k$ aus der Richtung des Lichtstrahls absorbiert wird, während die Emission im Mittel keine Vorzugsrichtung aufweist.

Hat man nun zwei antiparallele, aber ansonsten identische Laserstrahlen ($k_1 = -k_2$), in deren Lichtfeld sich ein Atom mit der Geschwindigkeit v entlang bzw. entgegen der Ausbreitungsrichtungen der Strahlen bewegt, so ist die Spontankraft, die auf das Atom wirkt, die Summe der durch jeden Laserstrahl verursachten Kräfte:

$$F_s = \hbar k_1 \Gamma_s^{(1)} + \hbar k_2 \Gamma_s^{(2)} = \hbar k (\Gamma_s^{(1)} - \Gamma_s^{(2)}). \quad (2.6)$$

Ruht das Atom, so sind beide Streuraten gleich und die Kraft verschwindet. Nach [15] kann die Gesamtkraft um $v = 0$ durch

$$F_s = \hbar k^2 \cdot \frac{8 \cdot I/I_s \cdot \Delta/\Gamma_0}{(1 + I/I_s + 4(\Delta/\Gamma_0)^2)^2} \cdot v = -\beta \cdot v \quad (2.7)$$

angenähert werden. Sind die Laser gegen den atomaren Übergang rotverstimmt ($\delta < 0$), so ist $\beta > 0$. Die Kraft wirkt dann auf das Atom immer abbremsend.

Strahlt man in den anderen beiden Raumrichtungen ebenfalls jeweils ein Paar antiparalleler, rotverstimmtener Laser ein, so kann man alle drei räumlichen Geschwindigkeitskomponenten des Atoms abbremsen. Hat man statt eines einzelnen Atoms ein Ensemble von Atomen, so verringert man die mittlere Bewegungsenergie des Ensembles und damit die Temperatur.

Dieser Kühlmechanismus ist dadurch limitiert, daß die Emission des angeregten Atoms nur im Mittel isotrop ist. Die spontane Emission führt im Impulsraum zu einer zufälligen Wanderung („random walk“) der Atome, der als Heizprozeß der Dopplerkühlung entgegenwirkt. Im Gleichgewicht dieser beiden Prozesse stellt sich nach [16] die Temperatur

$$T = \frac{\hbar}{4k_B} \cdot \frac{1 + 4(\delta/\Gamma_0)^2}{2|\delta/\Gamma_0|} \quad (2.8)$$

ein. Für $\delta = -\Gamma_0/2$ wird diese Temperatur minimal. Diese sogenannte Doppler-Temperatur $T_D = \hbar\Gamma_0/2k_B$ beträgt für Rubidium $146 \mu\text{K}$.

Experimentell stellt man fest, daß diese Temperatur bei Laserkühlung durch andere Mechanismen auch unterschritten werden kann (Sub-Doppler-Kühlung, z. B. durch Polarisationsgradientenkühlung [17]).

2.1.3 MOT

Mittels Dopplerkühlung kann man die Atome zwar abbremsen und damit kühlen, aber zusätzlich möchte man die Atome auch als möglichst dichtes Ensemble haben. Während bei Experimenten zur Bose-Einstein-Kondensation eine hohe Atomdichte für weitere, für die Kondensation notwendige Kühlprozesse benötigt wird, soll in dieser Arbeit eine möglichst hohe Dichte von Rydberg-Atomen erzeugt werden. Deshalb muß auch die Dichte des anzuregenden Rubidium-Gases möglichst groß sein.

Die geschwindigkeitsabhängige Kraft aus der Dopplerkühlung soll dabei zusätzlich eine Ortsabhängigkeit aufweisen, damit die Atome zu einem definierten Punkt hingetrieben werden. Dazu nutzt man den Zeeman-Effekt aus. Im Magnetfeld spaltet ein Hyperfein-Zustand mit Gesamtdrehimpuls F in $2F + 1$ Unterzustände auf. Die Energieabsenkung bzw. -anhebung eines solchen m_F -Unterzustands im Magnetfeld \vec{B} ist

$$\Delta E = \mu_B g_F m_F B, \quad m_F = -F, -F + 1, \dots, F. \quad (2.9)$$

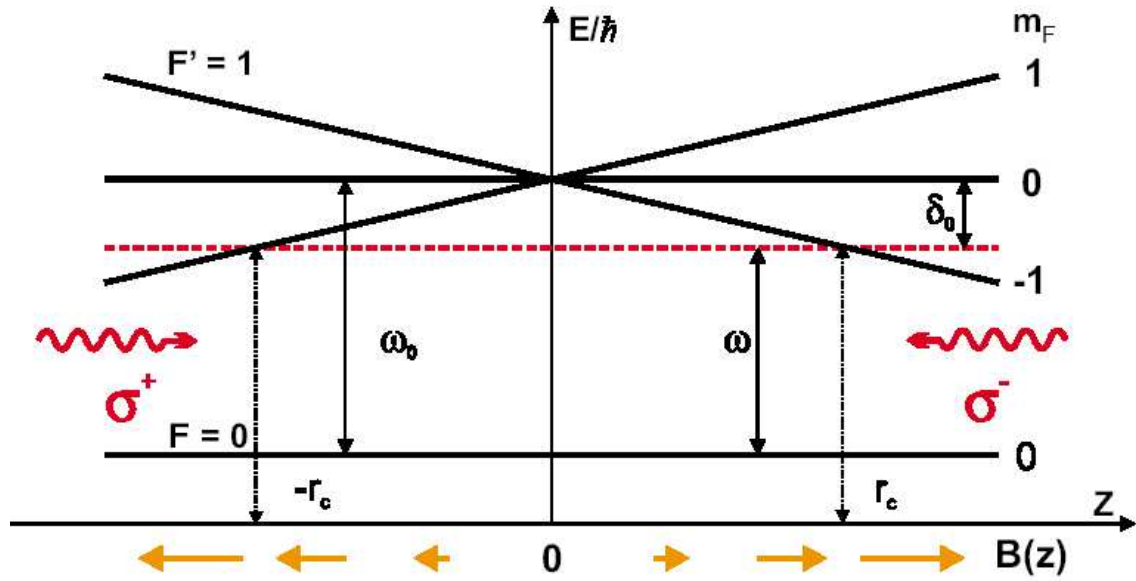


Abbildung 2.1: Prinzip einer eindimensionalen MOT mit dem Übergang $F = 0 \rightarrow F' = 1$. Die Laser mit der Frequenz ω sind gegenüber der Resonanz ω_0 um δ_0 verstimm. Je nachdem, ob sich ein Atom gerade links oder rechts vom Magnetfeldnullpunkt befindet, ist entweder das σ^- -Licht oder das σ^+ -Licht näher an der Resonanz. In jedem Fall erfährt ein Atom im geeigneten Zustand (hier $m_F = -1$) eine resultierende Kraft zum Magnetfeldnullpunkt. r_c bezeichnet den Einfangradius der MOT (aus [12]).

In einem magnetischen Quadrupolfeld, das z. B. mit einem Anti-Helmholtz-Spulenpaar erzeugt werden kann, nimmt die magnetische Feldstärke vom Zentrum aus in jede Raumrichtung linear zu. Beispielsweise gilt für die z -Richtung $B(z) = z \cdot \partial B / \partial z$. Damit geht in die Verstimmung (Gleichung 2.4) ein ortsabhängiger Zeeman-Term ein:

$$\Delta = \delta - k \cdot v + (m_F g_F - m_{F'} g_{F'}) \cdot \frac{\mu_B B}{\hbar}, \quad (2.10)$$

wodurch auch die Spontankraft ortsabhängig wird (siehe Abbildung 2.1). Treibt man nun durch zirkular polarisierte Laserstrahlen Übergänge mit $\Delta m_F = \pm 1$, so kann die Spontankraft in einer MOT um $v = 0$ und $z = 0$ nach [15] mit

$$F_s = -\beta v - \kappa z, \quad \kappa = \beta \cdot \frac{\mu_B}{\hbar k} \cdot \frac{\partial B}{\partial z} \quad (2.11)$$

angenähert werden, wobei β durch Gleichung 2.7 gegeben ist. Somit wird die Bewegung der Atome nicht nur im Impulsraum gedämpft, sondern sie werden auch im Ortsraum an eine bestimmte Position getrieben. Diese ist der Magnetfeldnullpunkt.

Für kleine Atomzahlen ($N < 10^6$) bilden die Atome eine diffuse Wolke, für deren Dichteverteilung man eine Gaußverteilung

$$n(z) = n_0 e^{-z^2/2\sigma_0^2}, \quad \sigma_0 = \sqrt{\frac{k_B T}{\kappa}} \quad (2.12)$$

ansetzen kann.

In einem dreidimensionalen magnetischen Quadrupolfeld gelten entsprechende Gesetze für alle Raumrichtungen, so daß ein dreidimensionaler Einschluß der Atome möglich ist.

Typischerweise erhält man in magneto-optischen Fallen Dichten von 10^9 bis 10^{11} Atomen pro cm^3 und Temperaturen von einigen $10 \mu\text{K}$ durch Sub-Doppler-Kühlung.

2.2 Rydberg-Atome

Der schwedische Physiker Johannes Robert Rydberg (1854–1919) veröffentlichte 1890 seine Klassifizierung von Linien in Atomspektren [18]. Nach ihm wurden später Atome benannt, die (mindestens) ein Elektron in einem Orbital mit hoher Hauptquantenzahl n besitzen.

Nimmt man als Maß für die Größe eines Wasserstoff-Atoms den Bohrschen Radius

$$r = \frac{4\pi\epsilon_0 n^2 \hbar^2}{e^2 m_e} = a_0 n^2, \quad (2.13)$$

so erhält man eine quadratische Zunahme der Atomgröße mit steigender Hauptquantenzahl. Die Bindungsenergie W eines solchen Niveaus nimmt hingegen mit steigender Hauptquantenzahl n quadratisch ab:

$$W = -\frac{e^4 m_e}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2} = -\frac{R_H}{n^2}. \quad (2.14)$$

Somit besitzen Rydberg-Atome schwach gebundene Elektronen in sehr großen Orbitalen.

Im interstellaren Raum wurden Wasserstoff-Rydberg-Atome bis zu $n=390$ beobachtet [19]. Sie entstehen durch Strahlungs-Rekombination von Elektronen und Protonen und können in dieser Umgebung bis zu 50 ms überleben, bevor sie in niedrigere Rydberg-Zustände zerfallen. Rydberg-Atome spielen auch eine Rolle in Labor-Plasmen, wo sie ebenfalls durch Rekombination von Elektronen und Ionen entstehen können.

Weitere interessante Größen des Rydberg-Atoms sind das elektrische Dipolmoment, das analog dem Atomradius mit n^2 skaliert, sowie die Polarisierbarkeit, die mit n^7 skaliert [20].

2.2.1 Quantendefekt-Theorie

Die Energien der Wasserstoff-Zustände sind für alle n exakt berechenbar [6] (Gleichung 2.14), da es sich nur um ein Elektron im Potential eines Protons handelt, dessen Struktur für die Berechnung der Energieniveaus vernachlässigbar ist. Für die Atome anderer Elemente ergibt sich allerdings ein Mehrkörperproblem, das nicht mehr exakt lösbar ist.

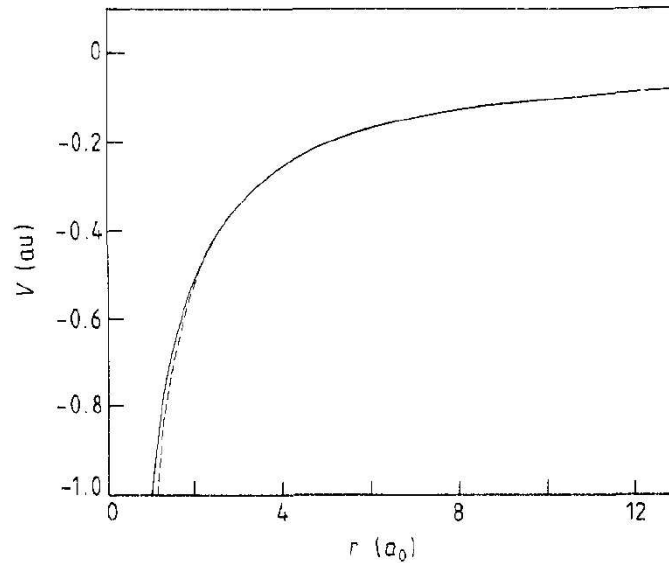


Abbildung 2.2: Potential des Valenzelektrons in der Nähe des Ionenrumpfs für Natrium (gestrichelte Linie) im Vergleich zum Potential des Elektrons im Wasserstoff-Atom (durchgezogene Linie). Signifikante Unterschiede treten nur für kleine Abstände auf (aus [20]).

Für Alkalimetall-Atome (Lithium, Natrium, Kalium, Rubidium, Cäsium und das in der Natur nicht vorkommende radioaktive Francium), die ein einzelnes Valenzelektron bei ansonsten abgeschlossene Schalen besitzen, können jedoch näherungsweise dieselben Gleichungen wie für Wasserstoff benutzt werden. Die Elektronen der abgeschlossenen Schalen schirmen das Potential des Atomkerns ab, so daß das Valenzelektron bei großer Entfernung nur eine einzelne positive Ladung am Kernort verspürt.

Je kleiner jedoch die Drehimpulsquantenzahl des Orbits ist, desto größer ist auch die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons im Bereich des Ionenrumpfs, dem System aus den restlichen Elektronen in den inneren Schalen und dem Atomkern. Dort spürt das Elektron die Ladungsverteilung des Ionenrumpfs, insbesondere auch die höhere Ladung des Atomkerns. In der Nähe des Ionenrumpfs weicht das Potential also von der Coulomb-Form ab. In Abbildung 2.2 ist die Abweichung des Potentials im Falle von Natrium dargestellt.

Ein weiterer Effekt ist die Kernpolarisation, wobei die Elektronenwolke des Ionenrumpfs gegenüber dem Atomkern verschoben wird. Dieser Effekt ist ebenfalls umso stärker, je näher das Elektron dem Ionenrumpf kommt. Je kleiner die Drehimpulsquantenzahl l eines Zustandes ist, desto größer ist auch die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons im Bereich des Ionenrumpfs. Die Energien der s -Zustände werden also am stärksten verschoben, während die Zustände mit sehr hohem l kaum beeinträchtigt werden. Während im Wasserstoff-Atom die Niveaus für verschiedene l entartet sind, ist diese Entartung bei den Alkalimetallen aufgehoben. (siehe Abbildung 2.3).

Um diese Effekte zu beschreiben, bedient man sich der Methode der *Quantendefekt-Theorie*. Dabei führt man eine Verminderung der Hauptquantenzahl n ein, die von der

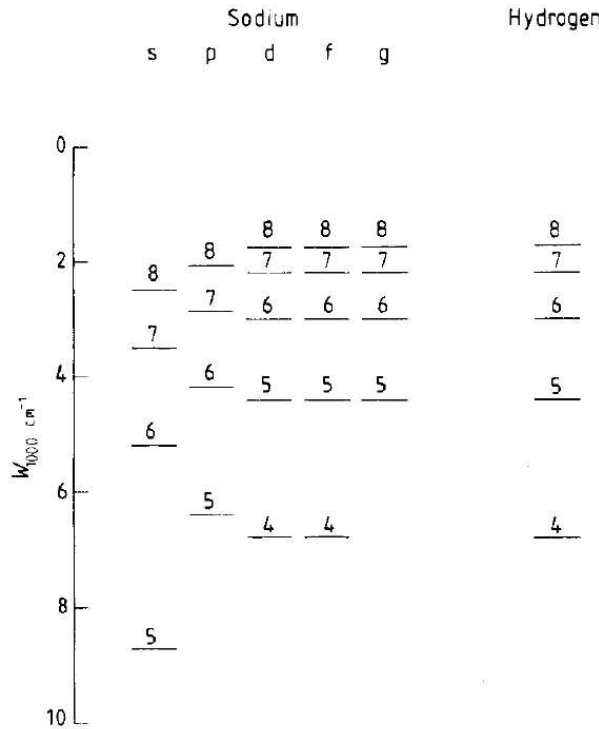


Abbildung 2.3: Niveauschema für Wasserstoff und Natrium. Signifikante Unterschiede ergeben sich für kleine l . Im Wasserstoff-Atom sind Niveaus mit verschiedenem l , aber gleichem n entartet. (aus [20]).

Drehimpulsquantenzahl l und der Geamt Drehimpulsquantenzahl j abhängig ist:

$$W = -\frac{R'}{(n - \delta_{nlj})^2}. \tag{2.15}$$

R' ist dabei die elementspezifische Rydberg-Konstante. In δ_{nlj} gehen Beiträge verschiedener Wechselwirkungen ein. Während bei kleinen l der Effekt des Eindringens in den Ionenrumpf dominiert, dominiert bei hohen l die Kernpolarisation.

Für den Beitrag der Kernpolarisation erhält man dabei den drehimpulsabhängigen Term δ_l . Nach [20] ist dieser für Alkali-Atome durch

$$\delta_l = \frac{3\alpha_d}{16\pi\epsilon_0 a_0^3 l^5} \tag{2.16}$$

gegeben, wobei α_d die Polarisierbarkeit des Ionenrumpfs ist.

Nach [21] erhält man die modifizierte Rydberg-Ritz-Gleichung

$$\delta_{nlj} = \delta_0 + \frac{\delta_2}{(n - \delta_0)^2} + \frac{\delta_4}{(n - \delta_0)^4} + \frac{\delta_6}{(n - \delta_0)^6} + \frac{\delta_8}{(n - \delta_0)^8} + \dots \tag{2.17}$$

Ebenda sind auch die Parameter $\delta_0 \dots \delta_8$ sowie die Rydberg-Konstanten für die Alkali-Atome angegeben. In Tabelle 2.2.1 sind die Werte für ^{85}Rb aufgelistet. Die Rydberg-Konstante beträgt für ^{85}Rb $109736,605 \text{ cm}^{-1}$, was $13,60561 \text{ eV}$ entspricht.

Zustand	$n \ ^2S_{1/2}$	$n \ ^2P_{1/2}$	$n \ ^2P_{3/2}$	$n \ ^2D_J$	$n \ ^2F_J$
δ_0	3,13109	2,654562	2,641454	1,347157	0,016312
δ_2	0,204	0,38805	0,328886	-0,59553	-0,064007
δ_4	-1,8	-7,9040	-0,97495	-1,50517	-0,36005
δ_6	-	116,4373	14,6001	-2,4206	3,2390
δ_8	-	-405,907	-44,7265	19,736	-
gültig für $n \geq$	14	11	13	4	4

Tabelle 2.1: Modifizierte Rydberg-Ritz-Parameter (Gleichung 2.17) für ^{85}Rb (aus [21])

In der vorliegenden Arbeit wird zwar mit ^{87}Rb gearbeitet, allerdings sind genauere Werte bislang nur für ^{85}Rb gemessen worden. Da sich die beiden Isotope lediglich in der Struktur ihrer Atomkerne unterscheiden, jedoch nicht in ihrer Ladungsstruktur, werden in dieser Arbeit die Daten von ^{85}Rb verwendet, was durch die Ergebnisse gerechtfertigt wird.

2.2.2 Erzeugung von Rydberg-Atomen

Während Rydberg-Atome im interstellaren Plasma durch Strahlungsrekombination von Elektronen und Protonen entstehen [19], werden sie im Labor entweder durch Ladungsaustausch ($A^+ + B \rightarrow Anl + B^+$) oder durch Anregung von neutralen Atomen im Grundzustand oder in einem niedrigen angeregten Zustand erzeugt. Letztere Anregung kann entweder durch Elektronenstoß ($e^- + A \rightarrow Anl + e^-$) oder – wie in dieser Arbeit – durch optische Anregung

$$\hbar\omega_L + A \rightarrow Anl \quad (2.18)$$

erfolgen.

Die Methode des Ladungsaustauschs wird benutzt, um Ionenstrahlen durch Stöße mit einem Target-Gas unter Elektronentransfer in Rydberg-Zustände anzuregen. Die Stoßenergien bewegen sich dabei im Bereich einiger keV [22]. Dabei entsteht ein Gemisch aus Atomen in verschiedenen Rydberg-Zuständen, wobei die Verteilung der angeregten n -Zustände mit n^{-3} abnimmt. Man nimmt an, daß beim Ladungsaustausch zunächst Zustände mit niedrigeren Drehimpulsquantenzahlen bevölkert werden, aber durch nachfolgende Stöße werden dann auch höhere Drehimpuls-Zustände bevölkert. Bei der Elektronenstoßanregung werden in ähnlicher Weise nahezu alle energetisch erlaubten Zustände bevölkert [23]. Es entsteht ebenfalls eine n^{-3} -Verteilung für die angeregten n -Zustände.

Im Gegensatz dazu kann bei optischer Anregung mit einem schmalbandigen Laser ein bestimmter n -Rydberg-Zustand gezielt angeregt werden. Je geringer die Bandbreite des Lasers ist, desto höhere Auflösungen sind auch bei der Spektroskopie möglich. Die Auswahl von n erfolgt über die Energie des zu absorbierenden Photons. Für die Drehimpulsquantenzahl gilt $\Delta L = \pm 1$, da ja ein Photon absorbiert wird, für die magnetische Quantenzahl gilt $\Delta m = \pm 1$ oder 0.

Mittels der Quantendefekt-Theorie können hier die Anregungsraten angenähert werden. Eine geeignete Art, die Übergangsstärken auszudrücken, ist die Oszillatorstärke. Die Oszillatorstärke $f_{n'l'm',nlm}$ vom Zustand $|nlm\rangle$ zum Zustand $|n'l'm'\rangle$ ist nach [6] gegeben durch

$$f_{n'l'm',nlm} = 2 \frac{m_e}{\hbar} \omega_{n'l',nl} \cdot |\langle n'l'm' | x | nlm \rangle|^2 \quad (2.19)$$

mit

$$\omega_{n'l',nl} = (W_{n'l'} - W_{nl})/\hbar. \quad (2.20)$$

Betrachtet man den Zerfall im freien Raum, so ist keine Raumrichtung ausgezeichnet. Da die Oszillatorstärke dann nicht von der magnetischen Quantenzahl m abhängig sein kann, wird die durchschnittliche Oszillatorstärke $f_{n'l',nl}$ durch Summation über alle erlaubten m und m' mit

$$\bar{f}_{n'l',nl} = \frac{2m_e}{3\hbar} \omega_{n'l',nl} \frac{l_{\max}}{2l+1} \cdot |\langle n'l' | r | nl \rangle|^2 \quad (2.21)$$

benutzt, wobei l_{\max} die größere der beiden Zahlen l und l' ist. Die Übergangsrate zwischen den Zuständen ist durch den Einstein-Koeffizienten

$$A_{n'l',nl} = -\frac{2e^2 \omega_{n'l',nl}^2}{m_e c^3} \bar{f}_{n'l',nl} \quad (2.22)$$

gegeben. Erweitert man diese Oszillatorstärke über die Ionisationsgrenze und normalisiert die Kontinuumswellenfunktion auf die Einheitsenergie, so erhält man

$$\frac{d\bar{f}_{\varepsilon'l',nl}}{dW} = \frac{2}{3} \omega_{\varepsilon'l',nl} \frac{l_{\max}}{2l+1} \cdot |\langle \varepsilon'l' | r | nl \rangle|^2. \quad (2.23)$$

Der Photoionisations-Querschnitt σ_{PI} ist gegeben durch [7]

$$\sigma_{PI} = \frac{2\pi^2}{c} \cdot \frac{d\bar{f}_{\varepsilon'l',nl}}{c dW}. \quad (2.24)$$

Für den Rb-Grundzustand beträgt nach [24] $\sigma_{PI} = 1,0 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ bei einer Wellenlänge von 296,8 nm.

Der Übergangsquerschnitt für die Anregung dicht über die Ionisationsgrenze ins Kontinuum ist derselbe wie derjenige für Anregungen dicht unter die Ionisationsgrenze, wo die Rydberg-Niveaus extrem dicht liegen [7].

Für den Wirkungsquerschnitt der optischen Anregung gilt ebenfalls ein n^{-3} -Gesetz [7]:

$$\sigma = \frac{\sigma_{PI}}{n^3 \cdot \Delta W}. \quad (2.25)$$

Dabei ist ΔW die Energieauflösung der Anregung bzw. die Bandbreite der Anregung.

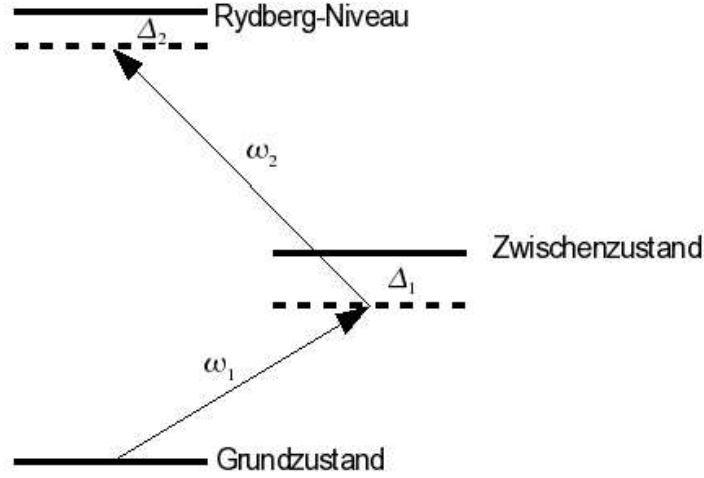


Abbildung 2.4: Rydberg-Anregung mit zwei Photonen $\hbar\omega_1$ und $\hbar\omega_2$.

Im vorliegenden Experiment werden die Rb-Atome nicht durch eine einzelne Anregung, also einem einzelnen Photon der Energie $\hbar\omega$ aus dem Grundzustand in einen Rydberg-Zustand angeregt, sondern mittels zweier Photonen $\hbar\omega_1$ und $\hbar\omega_2$. Dies ist schematisch in Abbildung 2.4 dargestellt.

Ist die Verstimmung Δ_1 gegenüber dem Zwischenniveau größer als die Rabi-Frequenzen der Teilübergänge, so ändern sich die Besetzungszahlen infolge spontaner Emission nur langsam im Vergleich zur Kopplung an das Lichtfeld. In diesem Fall kann die Besetzungszahl des Zwischenzustands aus den optischen Blochgleichungen eliminiert werden, so daß der Zwei-Photonen-Prozeß als effektiver Ein-Photonen-Prozeß betrachtet werden kann [25]. Bei dieser adiabatischen Elimination erhält man die effektive Rabi-Frequenz

$$\Omega_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{\Omega_1^2 \Omega_2^2}{4 \Delta_1^2} + \Delta_2^2}. \quad (2.26)$$

Dabei ist Δ_2 die Verstimmung von $\omega_1 + \omega_2$ gegenüber dem gesamten Übergang: $\Delta_2 = \omega_1 + \omega_2 - \omega$. Die Rabi-Frequenzen Ω_1 und Ω_2 für die Teilübergänge werden nach Gleichung 2.1 berechnet.

2.2.3 Lebensdauer von Rydberg-Zuständen

Der Einstein-Koeffizient $A_{n'l',nl}$ (Gleichung 2.22) ist ein Maß für die Lebensdauer τ_0 des Zustands $|nl\rangle$ bei Zerfall in den Zustand $|n'l'\rangle$. Es gilt $\tau_0 = 1/A_{n'l',nl}$. Kann ein Zustand in mehrere tiefer liegende Niveaus zerfallen, so ist über alle tiefer liegenden Zustände $|n'l'\rangle$ zu summieren:

$$\frac{1}{\tau_0} = \sum_{n'l'} A_{n'l',nl}. \quad (2.27)$$

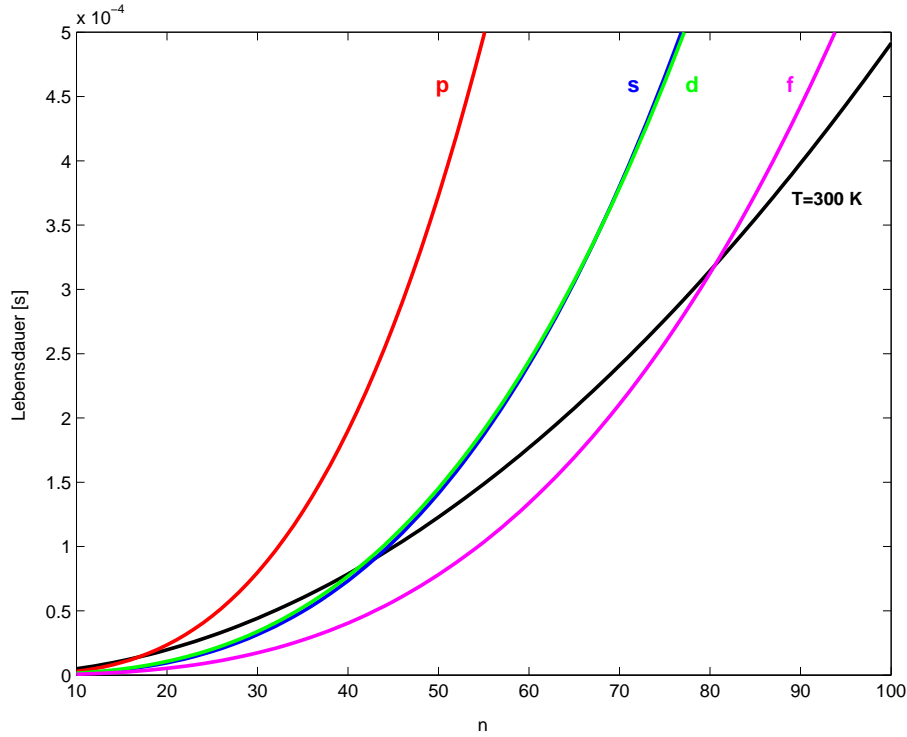


Abbildung 2.5: Lebensdauern von Rubidium-Rydbergzuständen. Aufgetragen sind neben der schwarzkörperstrahlungsinduzierten Lebensdauer τ_{bb} (schwarz) für 300 K die 0 K-Lebensdauern τ_0 für s- (blau), p- (rot), d- (grün) und f-Zustände (magenta).

Zur Vereinfachung kann diese Lebensdauer nach [26] durch

$$\tau_0 = \tau' \cdot (n - \delta_{nlj})^\gamma \quad (2.28)$$

ausgedrückt werden, wobei ein Coulomb-Potential angenähert wird. Dabei ist δ wieder der Quantendefekt, während τ' und γ zustandsabhängige Werte sind, die in [27] berechnet werden. Für Rubidium erhält man z. B. $\tau_0 = 73 \mu\text{s}$ für den $40^2\text{S}_{1/2}$ -Zustand und $\tau_0 = 562 \mu\text{s}$ für den $80^2\text{S}_{1/2}$ -Zustand.

Genaugenommen gilt diese Lebensdauer nur bei einer verschwindenden Umgebungstemperatur. Die gesamte Lebensdauer τ kann nach [26] durch

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_{bb}} \quad (2.29)$$

angenähert werden. Dabei beschreibt τ_{bb} die Lebensdauer aufgrund der Wechselwirkung der Schwarzkörperstrahlung mit dem Rydberg-Atom. Bereits bei Zimmertemperatur ($T \approx 300 \text{ K}$) ist $k_B T$ größer als der Energieabstand der Rydberg-Niveaus mit $n > 20$. Nach [28] ist die rein durch die Schwarzkörperstrahlung begrenzte Lebensdauer

$$\tau_{bb} = \frac{3\hbar n^2}{4\alpha^3 k_B T}, \quad (2.30)$$

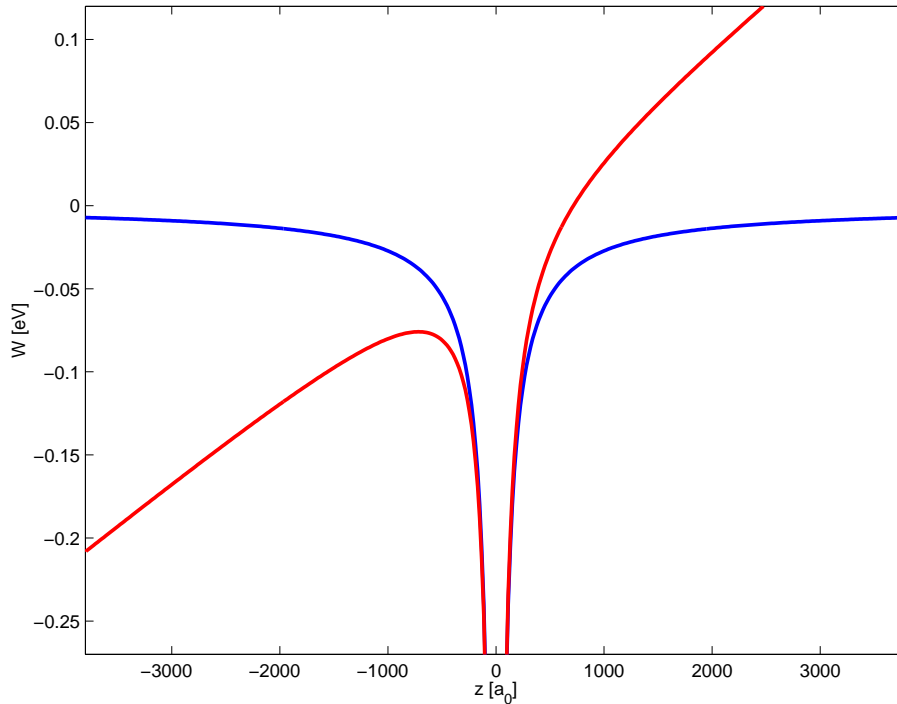


Abbildung 2.6: Kombiniertes Coulomb-Stark-Potential (rot) und reines Coulomb-Potential (blau)

wobei α die Feinstrukturkonstante ist. Für $T \rightarrow 0$ geht τ_{bb} gegen unendlich. Für Rubidium erhält man beispielsweise $\tau_{bb} = 79 \mu\text{s}$ für den $40^2\text{S}_{1/2}$ -Zustand und $\tau_{bb} = 314 \mu\text{s}$ für den $80^2\text{S}_{1/2}$ -Zustand.

In Abbildung 2.5 sind zum Vergleich die 0 K-Lebensdauern τ_0 und die Schwarzkörperstrahlungsinduzierte Lebensdauer τ_{bb} für 300 K in Abhängigkeit von n aufgetragen. Insgesamt erhält man für Rubidium eine Lebensdauer von $\tau = 38 \mu\text{s}$ für den $40^2\text{S}_{1/2}$ -Zustand und $\tau_0 = 202 \mu\text{s}$ für den $80^2\text{S}_{1/2}$ -Zustand.

2.3 Atome in elektrischen Feldern

Johannes Stark (1874–1957), der bereits 1905 den optischen Dopplereffekt an Kanalstrahlen entdeckte, veröffentlichte 1913 seine Beobachtungen über die Aufspaltung von Spektrallinien in elektrischen Feldern [29]. Dieser Effekt wurde später nach ihm benannt. Für beide Entdeckungen zusammen erhielt er 1919 den Nobelpreis für Physik.

Betrachtet man ein Wasserstoff-Atom in einem elektrischen Feld $\vec{F} = F\vec{e}_z$, das in z -Richtung zeigt, so bewegt sich das Elektron nicht in einem Potential, das sich aus dem Coulomb-Potential des Atomkerns und dem Potential des zusätzlichen elektrischen Feldes zusammensetzt:

$$V = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} + eFz. \quad (2.31)$$

Abbildung 2.6 zeigt dieses Potential im Vergleich zum reinen Coulomb-Potential. Man erkennt die dabei auftretende Potentialbarriere. Bei steigenden Feldstärken wird die Potentialbarriere abgesenkt. Bei klassischer Betrachtung muß die Barriere bis unter die Zustandsenergie abgesenkt werden, damit eine Ionisation eintritt. Quantenmechanisch besteht jedoch schon bei kleineren Feldstärken für das Elektron eine Aufenthaltswahrscheinlichkeit jenseits der Barriere und damit eine Tunnelwahrscheinlichkeit, weshalb Ionisation schon bei kleineren Feldstärken als den klassisch berechneten auftritt [30].

Es zeigt sich, daß das Problem in Kugelkoordinaten nicht mehr separierbar ist [6]. Führt man stattdessen mit

$$\begin{aligned} \xi &= r + z, \\ \eta &= r - z, \\ \phi &= \arctan y/x, \end{aligned} \quad (2.32)$$

eine Transformation zu parabolischen Koordinaten durch, so wird das Problem separierbar. Hier sind Flächen von konstantem ξ oder η Paraboloiden um die z-Achse. Die Wellenfunktion Ψ des Elektrons nimmt die Form

$$\Psi(\xi, \eta, \phi) = \Psi_1(\xi)\Psi_2(\eta)e^{im\phi} \quad (2.33)$$

an. Setzt man dies in die Schrödinger-Gleichung ein, ergeben sich für $\Psi_1(\xi)$ und $\Psi_2(\eta)$ die Differentialgleichungen

$$a_0 \frac{d}{d\xi} \left(\xi \frac{d\Psi_1}{d\xi} \right) + \left(\frac{1}{2} \frac{W\xi}{E_h a_0} + Z_1 - \frac{a_0 m^2}{4\xi} - \frac{1}{4} \frac{eF\xi^2}{E_h a_0} \right) \Psi_1 = 0 \quad (2.34)$$

und

$$a_0 \frac{d}{d\eta} \left(\eta \frac{d\Psi_2}{d\eta} \right) + \left(\frac{1}{2} \frac{W\eta}{E_h a_0} + Z_2 - \frac{a_0 m^2}{4\eta} + \frac{1}{4} \frac{eF\eta^2}{E_h a_0} \right) \Psi_2 = 0 \quad (2.35)$$

mit

$$E_h = 2R_H = \frac{e^4 m_e}{16\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \quad \text{und den Separationskonstanten} \quad Z_1 + Z_2 = 1. \quad (2.36)$$

Als neue Quantenzahlen erhält man bei der Lösung der Gleichungen 2.34 und 2.35 neben der Hauptquantenzahl n und der magnetischen Quantenzahl $m = -n + 1, \dots, n - 1$ die beiden parabolischen Quantenzahlen n_1 und n_2 . Diese beiden Quantenzahlen n_1 und n_2 sind nichtnegative ganze Zahlen, die durch

$$n = n_1 + n_2 + |m| + 1 \quad (2.37)$$

miteinander verknüpft sind.

2.3.1 Stark-Effekt

Für die Berechnung der Energieeigenwerte des Wasserstoffproblems bzw. die Aufspaltung der Niveaus gibt es zwei verschiedene Ansätze. Erstens ist es möglich, die separierten Gleichungen numerisch zu integrieren, wie es z. B. in [31] oder [32] gezeigt wurde. Zweitens kann man das Problem störungstheoretisch behandeln. Tatsächlich war gerade der Stark-Effekt das erste Anwendungsgebiet für die quantenmechanische Störungstheorie [33].

Stark-Effekt in Wasserstoff

In der Störungstheorie des Stark-Effekts werden statt der Energie W die Parameter Z_1 und Z_2 aus den Gleichungen 2.34 und 2.35 als Eigenwerte des Problems betrachtet, die von W und der Feldstärke F abhängig sind. Mit der „elektronischen Quantenzahl“ $k = n_1 - n_2$ liefern die ersten Ordnungen Störungstheorie

$$\frac{W}{E_h} = -\frac{1}{2n^2} + \frac{3}{2}nk\frac{F}{F_0} - \frac{n^4}{16}(17n^2 - 3k^2 - 9m^2 + 19)\left(\frac{F}{F_0}\right)^2 + O\left(\left(\frac{F}{F_0}\right)^3\right) \quad (2.38)$$

mit

$$F_0 = \frac{E_h}{ea_0} = \frac{e^5 m_e^2}{64\pi^3 \epsilon_0^3 \hbar^4}. \quad (2.39)$$

Im Grenzfall eines verschwindenden Feldes ergibt sich $W = -E_h/2n^2 = -R_H/n^2$, was Gleichung 2.14 entspricht. In erster Näherung ist die Energie noch unabhängig von m , während in zweiter Ordnung sowie in höheren Ordnungen auch eine m -Abhängigkeit auftritt.

Abbildung 2.7 zeigt die Aufspaltung des $n = 10$ -Energieniveaus für Wasserstoff. Die benachbarten Niveaus $n = 9$ und $n = 11$ kreuzen die $n = 10$ -Niveaus bei höheren Feldstärken, ohne an diese zu koppeln. Dieses „crossing“ ist hier erlaubt, da das Coulomb-Potential eine dynamische Symmetrie besitzt [34].

Das kombinierte Coulomb-Stark-Potential (Gleichung 2.31 bzw. Abbildung 2.6) besitzt eine Sattelfläche auf der z -Achse bei $z = -a_0\sqrt{F_0/F}$. Das Potential beträgt dort

$$V = -2E_h\sqrt{\frac{F}{F_0}}. \quad (2.40)$$

Kommt das Elektron über diese Schwelle, wird es vom Kern wegbeschleunigt, wodurch das Atom ionisiert wird. Dieser Prozeß wird als Feldionisation bezeichnet.

Klassisch betrachtet ist das dann der Fall, wenn die Zustandsenergie größer als die Potentialschwelle ist. Ignoriert man die Starkverschiebung, so erhält man die klassische Ionisationsgrenze

$$F_C = \frac{F_0}{16n^4}. \quad (2.41)$$

Experimentell ist festzustellen, daß für ein gegebenes n dieser Wert nur bei kleinstmöglichem k , also $k = -n + 1$ erreicht wird. Bei größeren k setzt die Ionisation erst bei höheren

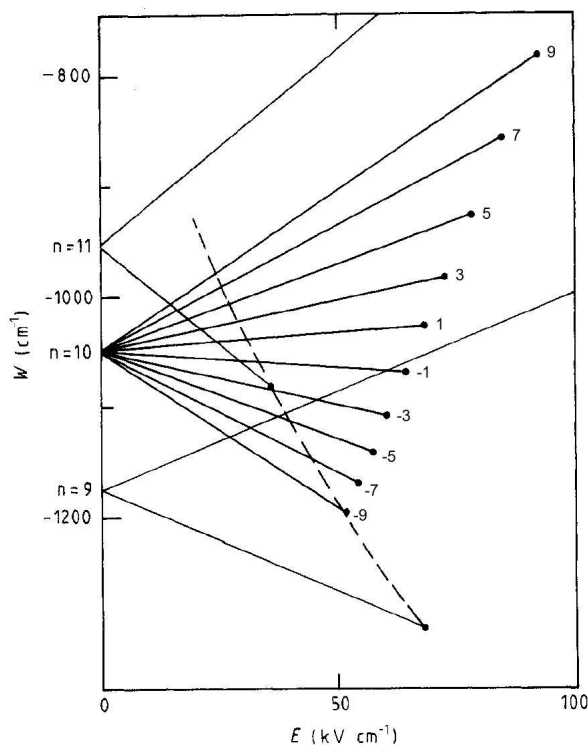


Abbildung 2.7: Stark-Effekt in Wasserstoff für $m = 0$. Für $n = 10$ sind alle Niveaus eingezeichnet, für $n = 9$ und $n = 11$ jeweils nur die äußersten Linien. Die schwarzen Punkte markieren eine Ionisationsrate von 10^9 s^{-1} . Die gestrichelte Linie zeigt die klassische Ionisationsgrenze. Für den Fächer mit $n = 10$ sind die elektrischen Quantenzahlen k der einzelnen Linien angegeben (aus [20]).

Feldern ein (siehe Abbildung 2.7). Im klassischen Bild wird die Ionisation begünstigt, wenn der Elektronenorbit überwiegend auf der Seite des Kerns liegt, auf der auch die Sattelfläche liegt. Dies ist für kleine n_1 und große n_2 der Fall, während im umgekehrten Fall der Orbit überwiegend auf der anderen Seite des Kerns liegt. Daher ist es verständlich, daß Zustände mit höherem k ein höheres Feld zur Ionisation benötigen.

Stark-Effekt in Alkalimetallatomen

Im Falle von Alkalimetallatomen müssen wieder die Wechselwirkungen des Valenzelektrons mit dem Ionenrumpf betrachtet werden. Es zeigt sich, daß die Wellenfunktionen im Bereich des Ionenrumpfs überlappen, was zu Mischungen der Zustände führt. Für kleine Feldstärken können die Zustandsenergien aus Gleichung 2.38 berechnet werden, wenn statt n die mittels Quantendefekt-Theorie korrigierte Hauptquantenzahl $n - \delta$ steht. Für Niveaus mit starkem Quantendefekt, insbesondere für s-Zustände, weicht das Verhalten allerdings stark vom Wasserstoff-Verhalten ab.

Erreicht man Feldstärken, bei denen benachbarte Zustände sich näherkommen, stellt

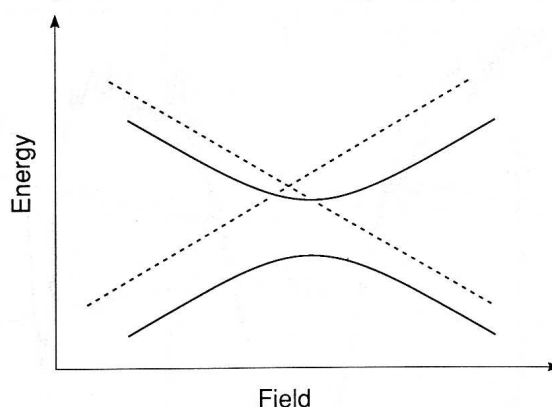


Abbildung 2.8: Avoided crossing in der Stark-Struktur von Alkalimetallatomen (durchgezogene Linie) im Vergleich zur Struktur bei Wasserstoff (gestrichelte Linie). Bei der Störung durch den Ionenrumpf bewirken die diagonalen Matrixelemente die Verschiebung der Niveaus, während die außerdiagonalen Matrixelemente die Entartung an der Kreuzungsstelle aufheben (aus [7]).

man bei Alkaliatomen im Gegensatz zu Wasserstoff ein „avoided crossing“ (Abbildung 2.8) fest, da die spezielle Symmetrie gebrochen wird [34]. Für Lithium ist der Verlauf der Energieniveaus von $n = 15$ in Abbildung 2.9 nach [35] dargestellt. Deutlich sichtbar ist die Absenkung der s- und p-Zustände gegenüber den restlichen l -Zuständen, was aus dem größeren Quantendefekt bei kleineren Drehimpulsquantenzahlen resultiert.

Die Kopplung der Zustände bei Alkalimetallatomen führt auch zu einer Umverteilung der Oszillatorstärken [35]. Nicht alle Niveaus können mit gleicher Stärke angeregt werden, manche teilweise gar nicht. Dies ist in Abbildung 2.10 zu sehen.

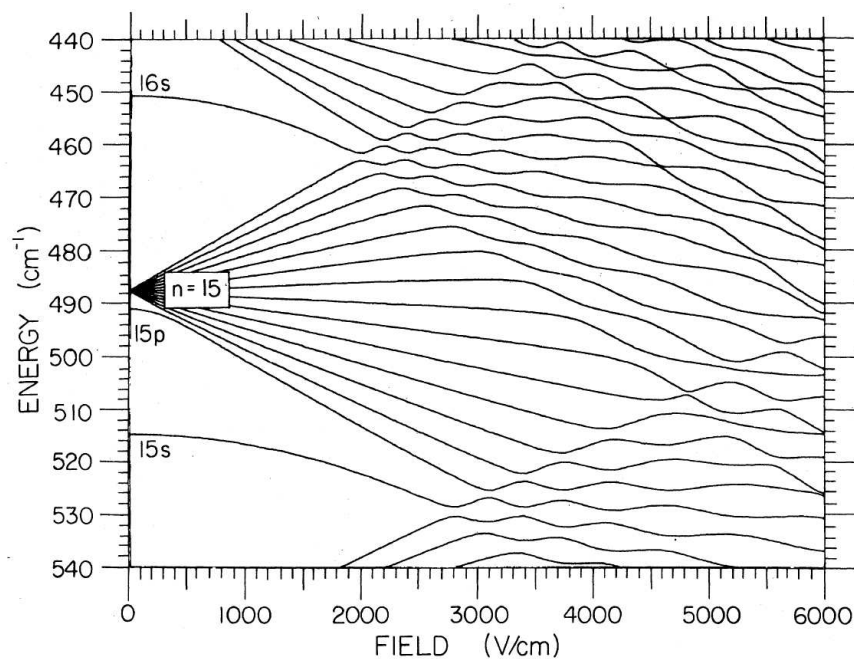


Abbildung 2.9: Stark-Effekt in Lithium (Theorie) für $m = 0$. Benachbarte Linien kreuzen sich nicht; für große Feldstärken erhält man unübersichtliche Strukturen (aus[35]).

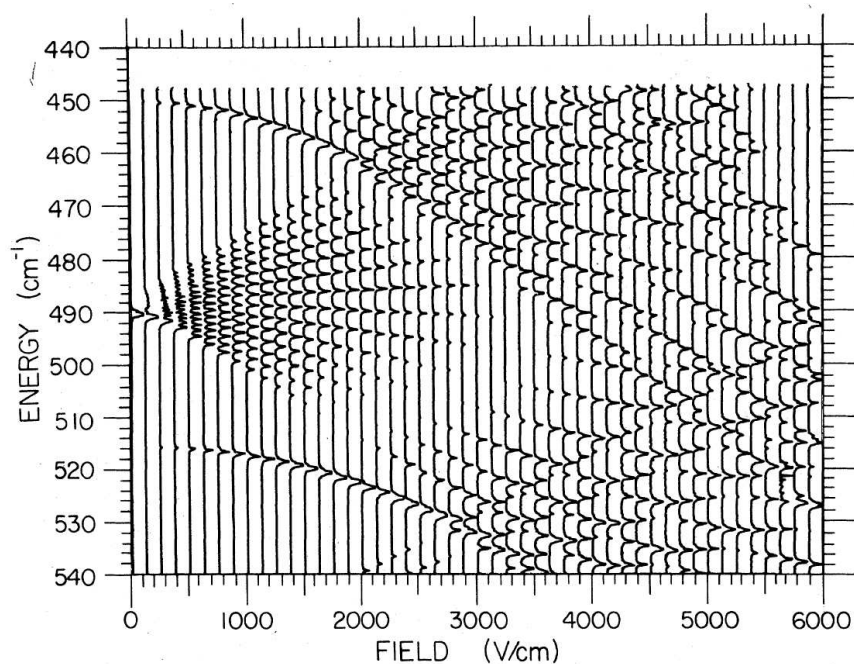


Abbildung 2.10: Stark-Effekt in Lithium für $m = 0$. Gemessen von Zimmerman et. al. [35] an einem Atomstrahl bei schrittweiser Anregung über resonante Zwischenzustände. Die Fläche unter den jeweiligen Signalspitzen ist ein Maß für die Oszillatorstärke.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der Aufbau des Experiments beschrieben. Kern des Experiments ist eine Vakuumkammer, die ursprünglich für ein Experiment zu Magnetfallen-Gittern entwickelt wurde [36]. In dieser Kammer sind zwei Rubidiumquellen und eine Multikanalplatte eingebaut. Die Vakuumkammer steht auf einem optischen Tisch, auf dem auch das Lasersystem für die MOT aufgebaut ist. Durch Fenster in der Vakuumkammer werden die MOT-Laserstrahlen und der Laserstrahl für die Rydberg-Anregung eingestrahlt. Das Laserlicht für die Rydberg-Anregung wird mittels einer optischen Faser aus einem anderen Labor zur Vakuumkammer geführt. An der Vakuumkammer sind zusätzlich Spulen zur Erzeugung magnetischer Felder befestigt (Abbildung 3.1).

Das gesamte Experiment wird durch einen Computer gesteuert, der eine Digital-I/O-Karte mit 32 Kanälen sowie zwei Analog-I/O-Karten mit insgesamt 16 Kanälen (Modelle PCI-6713 und PCI-6733 der Firma National Instruments) enthält. Die Ansteuerung dieser Karten erfolgt mit Programmen in einer LABVIEW-Umgebung, die im Rahmen einer Diplomarbeit entwickelt wurden [37]. Die Programme erzeugen eine Sequenz von Steuerungssignalen, durch die letztlich z. B. Laserstrahlen und Felder ein- und ausgeschaltet oder variiert werden, die Digitalkamera getriggert wird oder ganze Meßreihen unter Variation einzelner Parameter aufgenommen werden können.

Die Daten der MOT werden in Form von digitalen Bildern mit einer CCD-Kamera aufgenommen und am Computer ausgewertet. Dies erfolgt mit Routinen innerhalb des Programms MATLAB von The MathWorks Inc. in der Version 6.1.

In diesem Kapitel wird zunächst auf das Element Rubidium eingegangen, dann folgt eine Beschreibung des Vakuumsystems und der Komponenten der MOT. Nach einer Übersicht über den Rydberg-Anregungslaser folgt die Betrachtung der Detektion und der Multikanalplatte.

3.1 Element Rubidium

Im vorliegenden Experiment wird das Element Rubidium verwendet. Rubidium ist ein Alkalimetall und eignet sich damit besonders gut für Rydberg-Anregungen, da die Atome ein

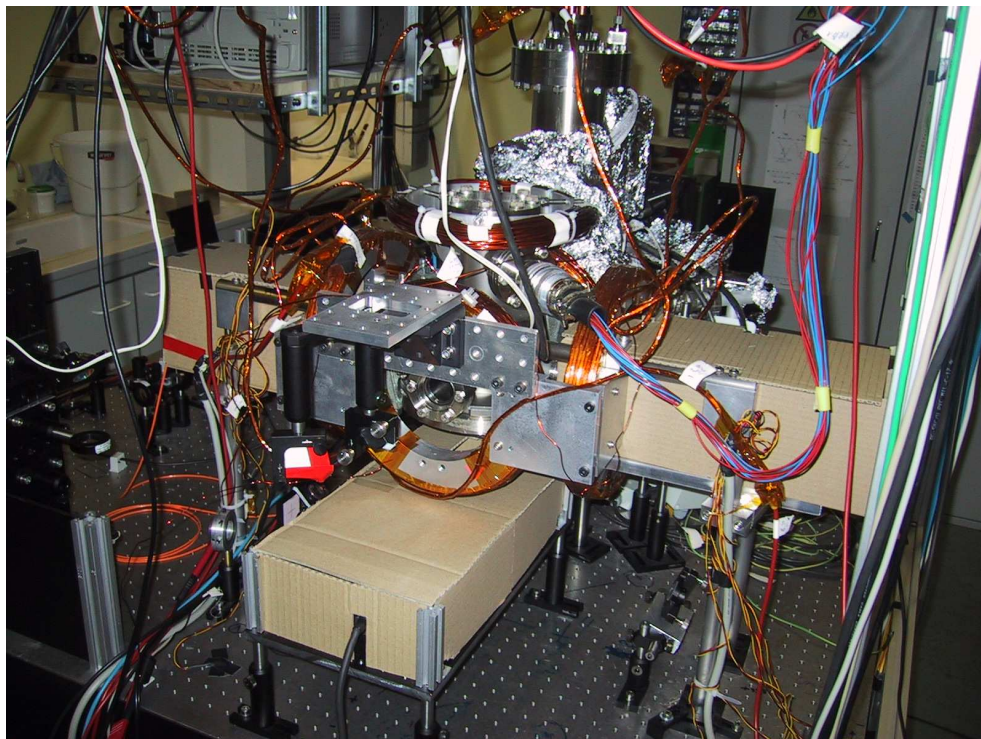


Abbildung 3.1: Aufbau des Experiments

Eigenschaft	Symbol	Wert
Schmelzpunkt bei Normaldruck	T_M	38,31 °C
Siedepunkt bei Normaldruck	T_B	688 °C
Dampfdruck bei 25 °C	P_v	$4,0 \cdot 10^{-7}$ mbar
Grundzustand	$n L_J$	$5^2 S_{1/2}$
Kernspin	I	$3/2 \hbar$
Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustands	$\Delta\nu$	6,835 GHz
Erste Ionisierungsenergie	E_I	4,1771270(2) eV
D ₂ -Linie: $5^2 S_{1/2} \rightarrow 5^2 P_{3/2}$		
– Wellenlänge (im Vakuum)	λ	780,241209686(13) nm
– Lebensdauer	τ	26,24(4) ns
– Natürliche Linienbreite	Γ	$2\pi \cdot 6,065(9)$ MHz
– Dipolmatrixelement	$\langle J = 1/2 er J' = 3/2 \rangle$	$3,584(4) \cdot 10^{-29}$ C·m
– Oszillatorstärke der Absorption	f	0,6956(15)
– Sättigungsintensität	I_S	1,669(2) mW/cm ²
– Dopplertemperatur	T_D	146 μK
– Rückstoßtemperatur	T_r	361,96 nK

Tabelle 3.1: Einige Eigenschaften von ⁸⁷Rb (aus [38])

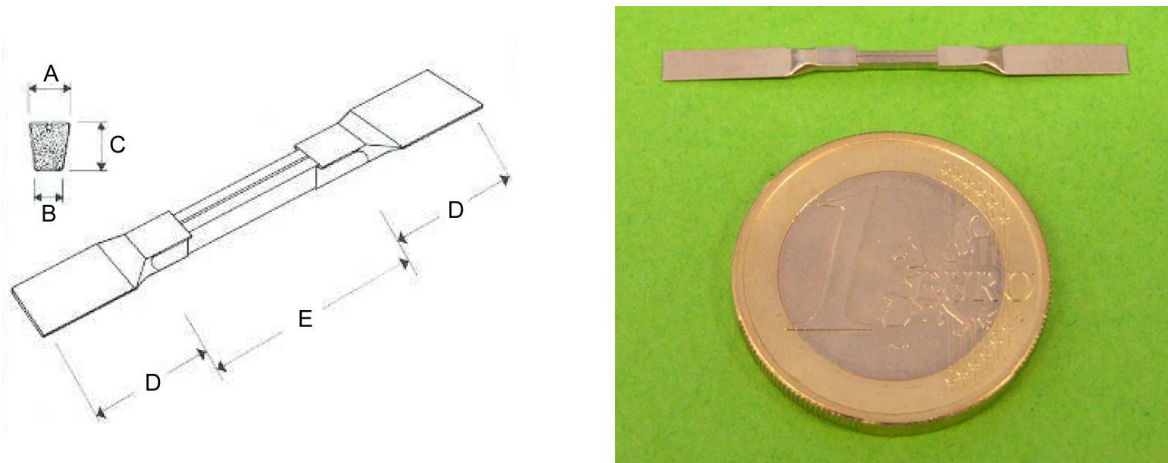


Abbildung 3.2: Rubidium-Dispenser. Links: Schemazeichnung mit den Abmessungen $A=1,12$ mm, $B=0,8$ mm, $C=1,35$ mm, $D=10$ mm und $E=12$ mm. Rechts: Foto zum Größenvergleich

wasserstoffähnliches Termschema besitzen und damit die Rydberg-Energieniveaus für Alkalimetallatome mittels Quantendefekt-Theorie berechnet werden können. Rubidium besitzt einen optischen Übergang bei einer Wellenlänge von etwa 780 nm (D_2 -Linie, siehe auch Abbildung 3.4), der sich gut für den Betrieb einer MOT eignet, da dieser Wellenlängenbereich mit handelsüblichen Laserdioden und Titan-Saphir-Lasersystemen einfach zugänglich ist.

Rubidium hat in der Erdhülle einen Massenanteil von 0,03% und kommt in zwei Isotopen vor, dem stabilen ^{85}Rb und dem radioaktiven ^{87}Rb , das mit einer Halbwertszeit von $4,88 \cdot 10^{10}$ Jahren durch β -Zerfall in ^{87}Sr übergeht [38]. Auf der Zeitskala des Experiments ist auch ^{87}Rb als stabil anzusehen. Das natürliche Isotopengemisch besteht zu 72,2% aus ^{85}Rb und zu 27,8% aus ^{87}Rb . In Tabelle 3.1 sind einige Eigenschaften von ^{87}Rb aufgelistet.

Im Experiment wird Rubidium aus einem Dispenser freigesetzt (Abbildung 3.2). Dieser ist kommerziell erhältlich (Fa. SAES Getters S.p.A., Italien) und enthält in einem dünnen Metallgehäuse einige mg eines Gemischs aus einem Rubidium-Chromat (Rb_2CrO_4) und einem Reduktionsmittel. Durch ohmsches Heizen auf 600–800 °C mit Strömen von 4–7 A wird Rubidiumdampf durch einen Schlitz im Gehäuse abgegeben. Aus dem Dispenser tritt Rubidiumdampf im natürlichen Isotopengemisch und mit thermischer Geschwindigkeitsverteilung aus.

3.2 Vakuumsystem

Das Experiment findet im Ultrahochvakuum statt, damit Stöße zwischen den Rubidiumatomen und dem Hintergrundgas vermieden werden. Da das Hintergrundgas Raumtemperatur, also etwa 300 K, besitzt, wird durch Stöße von Atomen aus dem Hintergrundgas mit gefangenen Atomen die MOT entvölkert.

Die verwendete Vakuumkammer wurde ursprünglich für ein Experiment zu Magnetfal-

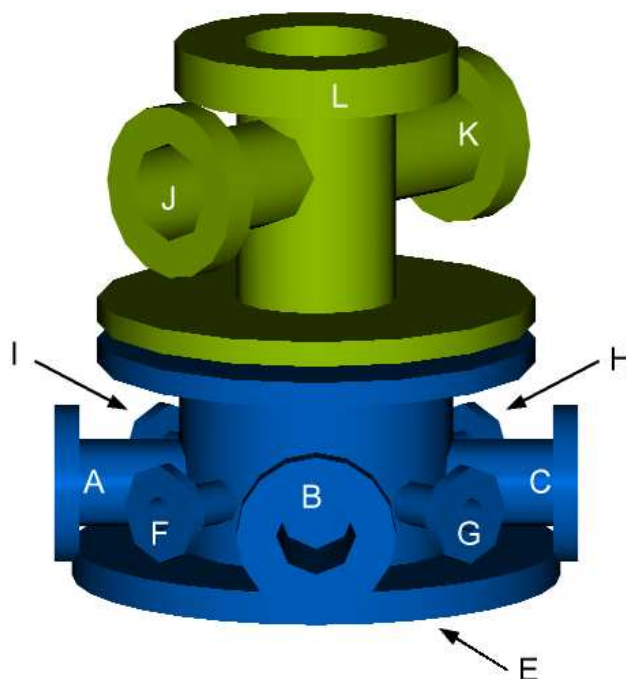


Abbildung 3.3: Schemazeichnung der Hauptexperimentierkammer. Blauer Teil: Hauptkammer mit 4 CF35-Flanschen für Laser (A,C) und Fluoreszenzabbildung (B) sowie 4 CF16-Flanschen für elektrische Durchführungen (F-I). Am Boden (E) befindet sich eine Glasscheibe, durch die die ebenfalls MOT-Strahlen ein- und austreten. Grüner Teil: Deckel mit elektrischen Durchführungen (J,K)

len-Gittern entwickelt [36] und besteht aus nichtmagnetischem Edelstahl. Der Aufbau ist in Abbildung 3.3 schematisch dargestellt. Die Kammer ist darauf ausgelegt, kalte Atome in der Nähe einer Goldoberfläche zu erzeugen. Sie enthält eine Halterung, in der ein goldbedampftes Siliziumplättchen befestigt werden kann. Während dieses ursprünglich auch als mikrostrukturierte Oberfläche gedacht war, wird es in diesem Experiment lediglich als Spiegel zur Erzeugung der Spiegel-MOT (Abschnitt 3.3.2) verwendet.

Um das Vakuum von $5 \cdot 10^{-10}$ mbar aufrechtzuerhalten muß ständig gepumpt werden. Hierfür dient eine Ionengetterpumpe (Modell PID 25 der Firma MECA 2000) mit einer Saugleistung von 25 l/s und eine Titansublimationspumpe mit ca. 4500 l/s . Mit dem Titansublimator kann eine Titanschicht auf die Kammerwände aufgedampft werden, die als Getter dient.

3.3 MOT-Aufbau

Für den Betrieb einer MOT müssen in allen drei Raumrichtungen jeweils zwei gegenläufige Laserstrahlen eingestrahlt werden. In der Praxis wird der „Hauptstrahl“ meist in drei Zwei-

ge aufgeteilt, die dann jeweils nach Durchgang durch die Vakuumkammer retroreflektiert werden. Im vorliegenden Experiment wird jedoch die Konfiguration einer Spiegel-MOT [39, 40] verwendet.

Üblicherweise wird das für die MOT benötigte magnetische Quadrupolfeld mit einem Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Konfiguration erzeugt. Im vorliegenden Experiment wird das Feld mit einem gebogenen stromdurchflossenen Draht erzeugt, dem ein konstantes Magnetfeld überlagert ist (siehe Abschnitt 3.3.2).

In diesem Abschnitt wird nach einer Beschreibung des Lasersystems auf die Konfiguration der Spiegel-MOT und des Magnetfelds eingegangen.

Für die MOT wird der D_2 -Übergang in ^{87}Rb mit $F = 2 \rightarrow F' = 3$ benutzt. Dieser besitzt eine Wellenlänge von 780,246 nm. Aus dem $F' = 3$ -Zustand kann das Atom nur in den $F = 2$ -Grundzustand relaxieren. Das eingestrahlte Laserlicht ist im vorliegenden Experiment gegenüber der Resonanz um $1,5 \Gamma$ rotverstimmt, das entspricht ca. 9 MHz. Durch die Rotverstimmung wird über nicht-resonante Anregung auch das Niveau mit $F' = 2$ bevölkert. Das Verhältnis der Anregungswahrscheinlichkeiten liegt im Bereich von einigen tausend. Aus dem $F' = 2$ -Zustand können die Atome auch in den $F = 1$ -Zustand relaxieren, was mit einer Wahrscheinlichkeit von 50% passiert. In diesem Fall gehen sie für den MOT-Zyklus verloren. Bei einer Streurrate von ca. 100 ns wären damit nach etwa $500 \mu\text{s}$ alle Atome aus der MOT verloren. Deshalb wird ein zusätzlicher Laser mit $\lambda = 780,233 \text{ nm}$ eingestrahlt, der diese Atome wieder aus dem $F = 1$ in den $F' = 2$ -Zustand anregt. Durch diesen „Rückpumper“ können die Atome wieder in den MOT-Zyklus zurückkehren.

3.3.1 MOT-Lasersystem

Für den Betrieb der MOT werden zwei Laser benötigt: der eigentliche MOT-Laser sowie der Rückpump-Laser (siehe Abbildung 3.4). Beide Laser sind im vorliegenden Experiment als gitterstabilisierte Diodenlaser ausgeführt, die durch dopplerfreie Polarisations-Spektroskopie [41] auf die relevanten Übergänge stabilisiert sind. Die verwendeten Laserdioden werden von der Firma Sanyo hergestellt und sind vom Typ DL-7140-201K. Sie erzeugen ohne Rückkopplung eine Lichtleistung von 120 bis 140 mW. Durch die Rückkopplung beträgt die Lichtleistung noch 30 mW beim MOT- und 25 mW beim Rückpump-Laser.

Das Licht aus der gitterstabilisierten MOT-Laserdiode („Master-Diode“) wird zusätzlich in eine weitere Laserdiode („Slave-Diode“) eingekoppelt, welche die eingekoppelte Mode weiter verstärkt. Durch dieses „injection locking“ erhält man wesentlich höhere Lichtleistungen im Vergleich zu einer einzelnen Laserdiode. Im hier beschriebenen Experiment beträgt die so verstärkte Lichtleistung ca. 100 mW.

Abbildung 3.5 zeigt eine schematische Darstellung des Lasersystems. Bevor der MOT-Laserstrahl mit dem Rückpump-Strahl überlappt und mittels polarisierender Strahlteilerwürfel in die verschiedenen Strahlzweige aufgespalten wird, durchläuft er zweimal einen Akusto-optischen Modulator (AOM). In diesem kann die Strahlfrequenz bei einem Durchlauf um bis zu $\pm 70 \text{ MHz}$ erhöht oder erniedrigt, aber auch in weniger als $1 \mu\text{s}$ an- und abgeschaltet werden. Nach zwei AOM-Durchgängen hat der MOT-Laser noch ca. 40 mW Lichtleistung.

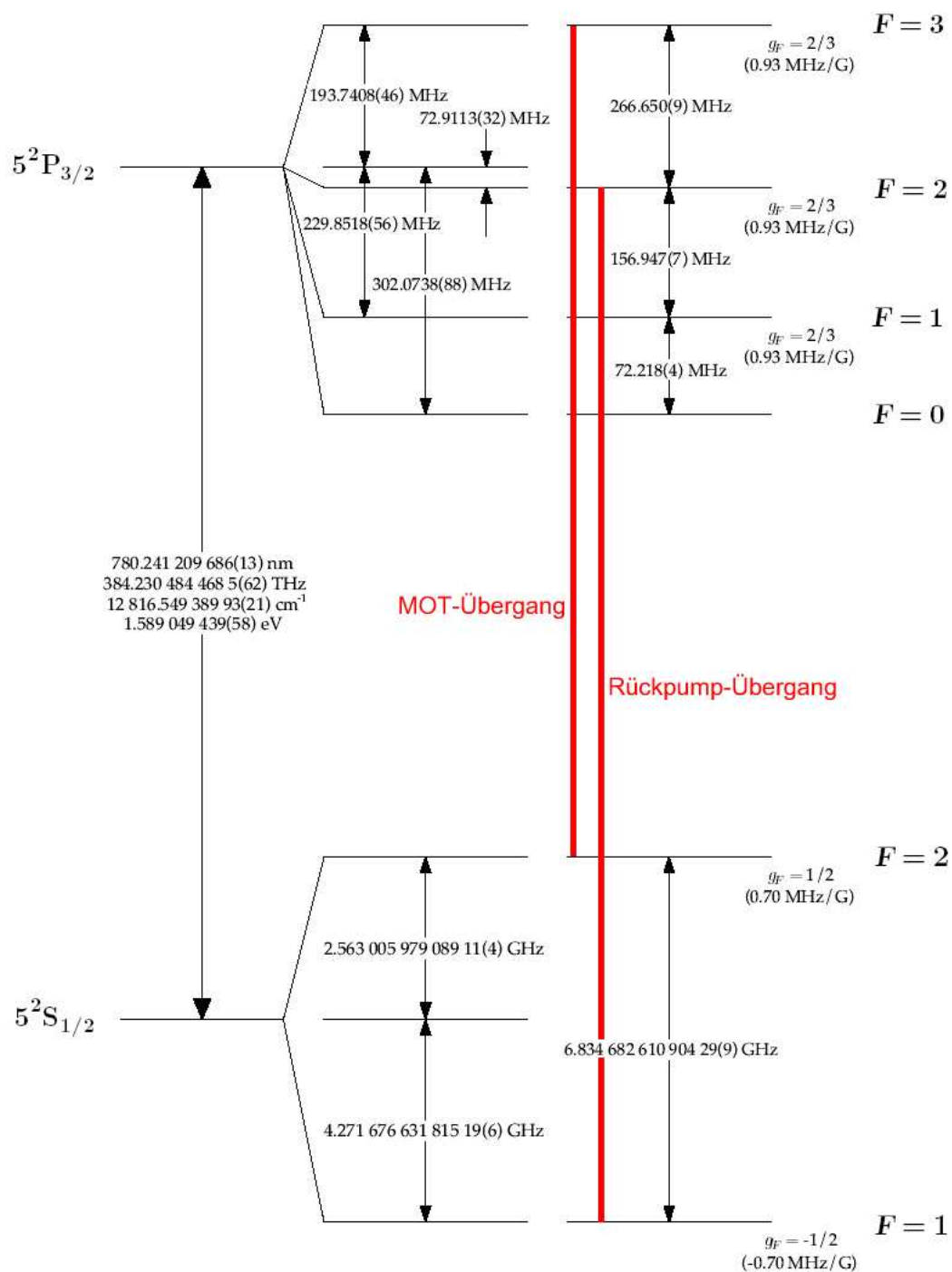


Abbildung 3.4: Termschema der D_2 -Linie von ^{87}Rb . Der MOT-Übergang geht von $F = 2$ nach $F' = 3$, der Rückpump-Übergang von $F = 1$ nach $F' = 2$ (Bild aus [38])

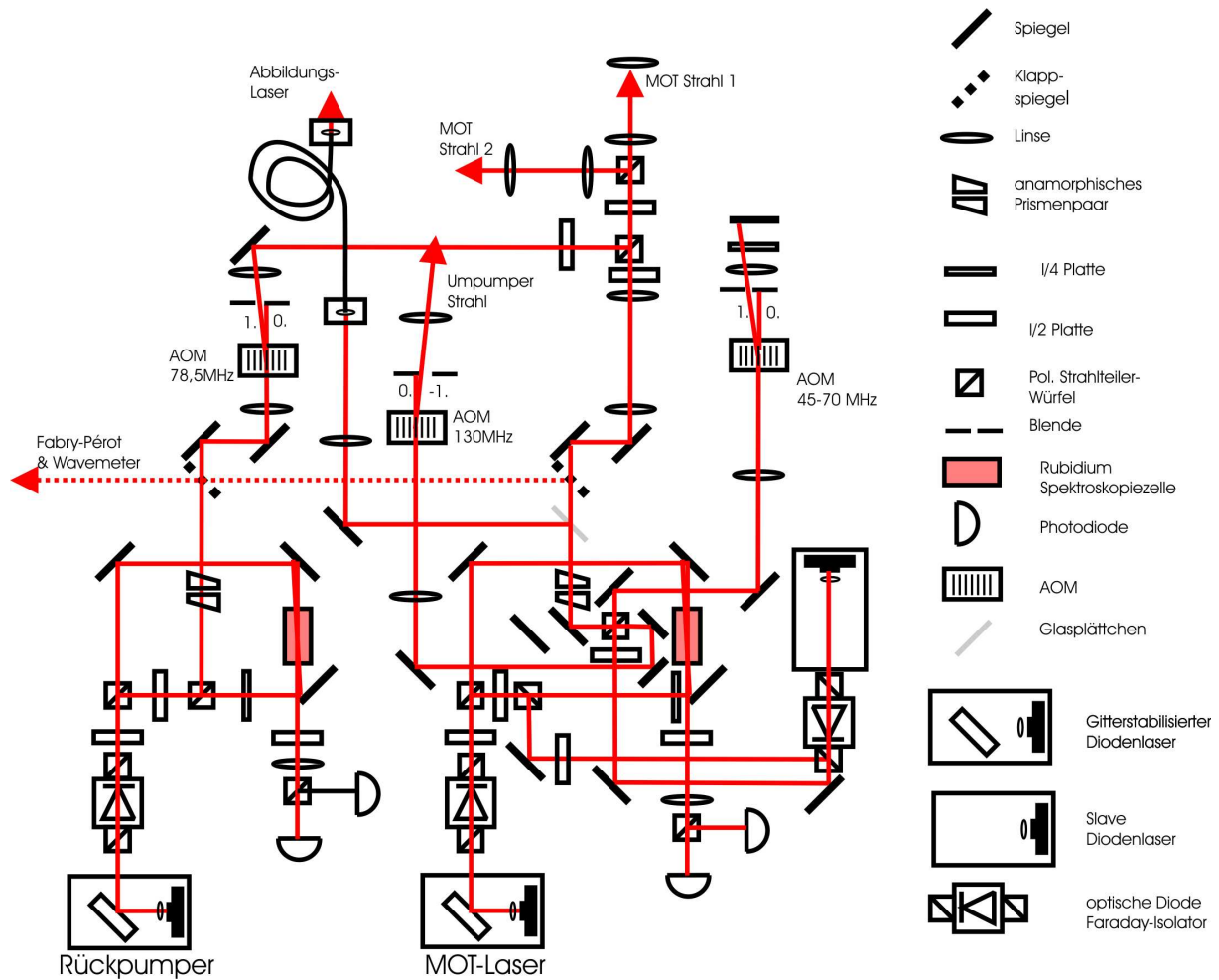


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau des verwendeten Lasersystems. Der gezeigte Aufbau befindet sich auf einem optischen Tisch, auf dem auch die Vakuumkammer steht. Nach der Vereinigung von Rückpump- und MOT-Laser wird der Strahl in zwei Teile aufgespalten: MOT-Strahl 2 wird parallel zur Spiegeloberfläche eingestrahlt, während MOT-Strahl 1 unter einem Winkel von 45° auf die Spiegeloberfläche eingestrahlt wird. Beide MOT-Strahlen werden dann retroreflektiert und passieren erneut den MOT-Bereich.

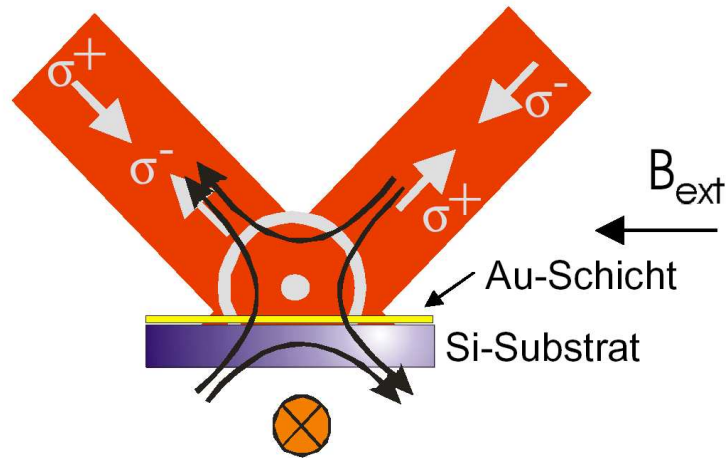


Abbildung 3.6: Konfiguration der Spiegel-MOT. Zu sehen sind die gespiegelten Strahlen, die zwei der drei Raumrichtungen abdecken (rot). Der Strahl für die dritte Raumrichtung verläuft senkrecht zur Bildebene (grauer Kreis mit Punkt). Die schwarzen Linien deuten das magnetische Quadrupolfeld an, das durch Überlagerung des externen Feldes B_{ext} mit dem Feld des stromdurchflossenen Drahts (orange; der Strom fließt in die Bildebene hinein) entsteht.

Von dem MOT-Laser werden noch ein Strahl für das Absorptions-Abbildungssystem sowie ein weiterer Strahl abgezweigt, der im geplanten Mikrofallen-Experiment zum „Umpumpen“ der Atome in einen magnetisch fangbaren Zustand verwendet wird. Die erforderlichen Strahlpolarisationen werden mit $\lambda/2$ - und $\lambda/4$ -Plättchen eingestellt.

3.3.2 Fallenkonfiguration

Für die Realisierung einer Spiegel-MOT sind verschiedene Konfigurationen möglich. In [39] wird eine Konfiguration mit vier Strahlen verwendet, die jeweils noch reflektiert werden, sodaß das Lichtfeld aus acht überlagerten Einzelfeldern besteht.

Im vorliegenden Experiment wird jedoch eine andere Konfiguration verwendet, die in [40] eingeführt wurde. Dabei wird neben einem Strahlenpaar, das parallel zur Spiegeloberfläche verläuft, ein weiteres Strahlenpaar eingestrahlt, das unter einem Winkel von 45° auf den Spiegel trifft (Abbildung 3.6). Diese Konfiguration hat den Vorteil, daß die Strahlpolarisationen besser handhabbar sind. Damit im Fallenzentrum die Maxwellgleichung $\text{div } \vec{B} = 0$ erfüllt ist, muß der Magnetfeldgradient in einer Raumrichtung ein anderes Vorzeichen besitzen als in den beiden anderen Raumrichtungen. Entlang dieser Achse wird also auch eine andere Strahlpolarisation benötigt als in den beiden anderen Richtungen.

Bei der verwendeten Konfiguration steht die Quadrupolachse in einem Winkel von 45° zur Spiegeloberfläche. Bei der Reflektion am Goldspiegel sollte im Idealfall ein σ^- -Strahl zum σ^+ -Strahl werden und umgekehrt. In der Praxis erhält man jedoch eine leicht ellip-

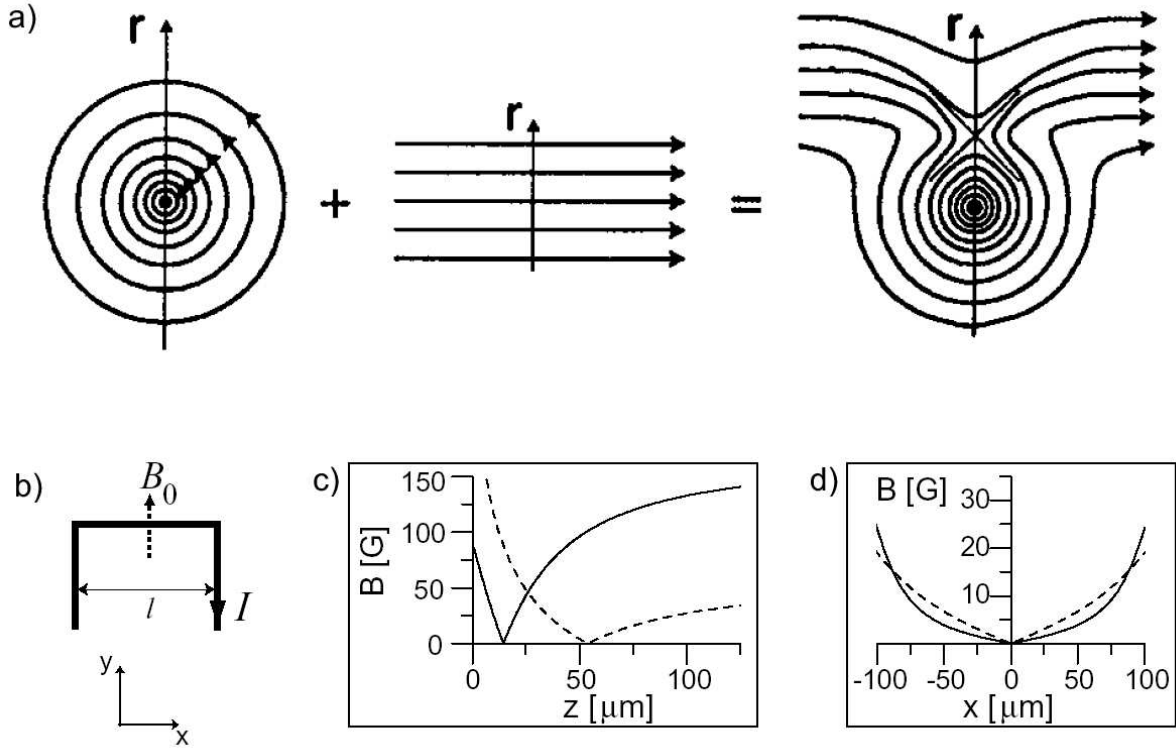


Abbildung 3.7: Magnetfeld eines stromdurchflossenen Drahts. a) Feldlinien in einer zum Draht senkrechten Ebene. Durch Überlagerung eines konstanten Feldes B_{ext} entsteht ein Punkt, an dem das Magnetfeld verschwindet. b) Ein in U-Form gebogener Draht erzeugt ein dreidimensionales Quadrupolfeld. c) und d) zeigen den Verlauf von B für $B_{\text{ext}} = 0,0163 \text{ T}$ (durchgezogene Linie) und $B_{\text{ext}} = 0,0054 \text{ T}$ (gestrichelte Linie) für $I = 2 \text{ A}$ und $l = 250 \mu\text{m}$. Die verwendete Magnetfeldeinheit ist $1 \text{ Gauß} = 10^{-4} \text{ T}$ (aus [40]).

tische Polarisation, was aber hier vernachlässigt wird. So gibt es bei dieser Konfiguration jeweils ein Strahlenpaar für jede Hauptachse des magnetischen Quadrupolfeldes.

Das magnetische Quadrupolfeld wird mit einer Konfiguration erzeugt, die sich vom Magnetfeld eines stromdurchflossenen Drahts ableitet. Ein solcher Draht erzeugt ein zirkulares Magnetfeld, dessen Feldlinien in der Radialebene verlaufen (Abbildung 3.7a). Die Feldstärke B nimmt außerhalb eines unendlich langen Drahts, durch den der Strom I fließt, nach dem Gesetz

$$B(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \quad (3.1)$$

mit steigendem Abstand r ab. Wird senkrecht zum Draht ein konstantes B -Feld angelegt, so erhält man im Abstand

$$r_m = \frac{\mu_0 I}{2\pi B_{\text{ext}}} \quad (3.2)$$

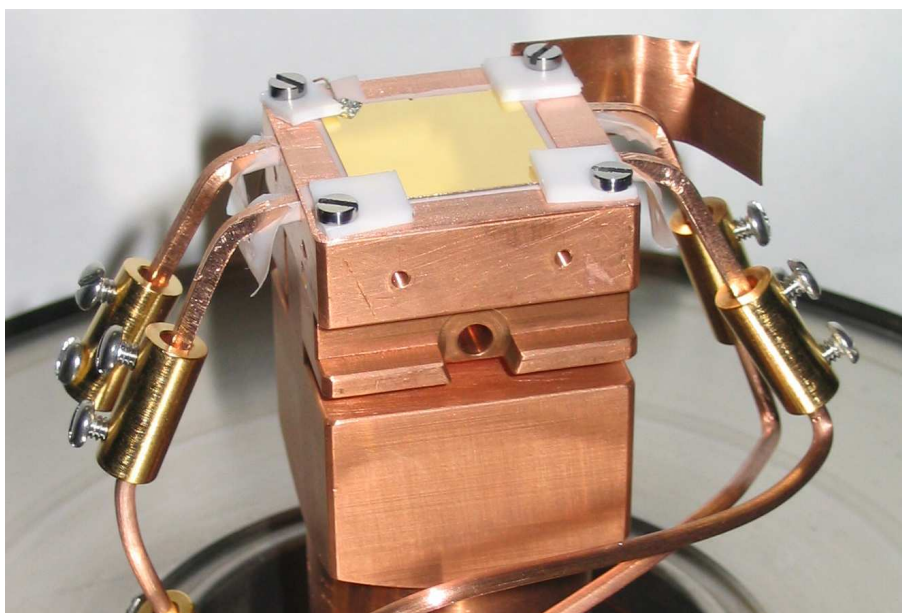


Abbildung 3.8: Halter für MOT-Spiegel und MOT-Draht. Links und rechts vom Kupferblock sind die Anschlüsse für den MOT-Draht zu sehen.

ein verschwindendes Magnetfeld. Um diesen Punkt herum steigt das Magnetfeld in der Ebene senkrecht zum Draht näherungsweise in alle Richtungen linear an. Damit erhält man parallel zum Draht eine Linie verschwindenden Magnetfelds.

Wird der Draht an den Enden umgebogen, sodaß ein „eckiges U“ entsteht (Abbildung 3.7b), so führen die umgebogenen Enden zu weiteren Magnetfeldkomponenten, durch die ein dreidimensionales Quadrupolfeld entsteht.

Im vorliegenden Experiment wird ein Kupferdraht verwendet, der einen quadratischen Querschnitt bei einer Dicke von 1,8 mm hat. Der Abstand l zwischen den parallelen Drahtenden beträgt 9,2 mm. Der Draht ist in einen Kupferblock eingesetzt und durch Teflon-Folie von 100 μm Dicke gegen diesen isoliert. Auf dem Kupferblock sitzt dann das goldbedampfte Siliziumplättchen für die Spiegel-MOT (Abbildung 3.8). Der Strom durch den Draht beträgt 20 A, das externe Feld hat eine Stärke von 0,0006 T. Die MOT hat dann einen Abstand von 6,4 mm vom Draht. Der Gradient des magnetischen Feldes beträgt im Fallenzentrum etwa 0,1 T/m.

Mit dieser Konfiguration wird im Experiment eine Wolke von 10^6 bis 10^7 Atomen erzeugt, die eine Temperatur von ca. 200 μK und einen Radius von etwa 300 μm hat.

3.4 Lasersystem zur Rydberg-Anregung

Die Rydberg-Anregung geschieht im vorliegenden Experiment in einem Zwei-Photonen-Prozeß mit zwei Photonen unterschiedlicher Energie. Eine der beiden Photonensorten stellt der MOT-Laser mit einer Wellenlänge von 780,236 nm zur Verfügung. Für die Erzeugung

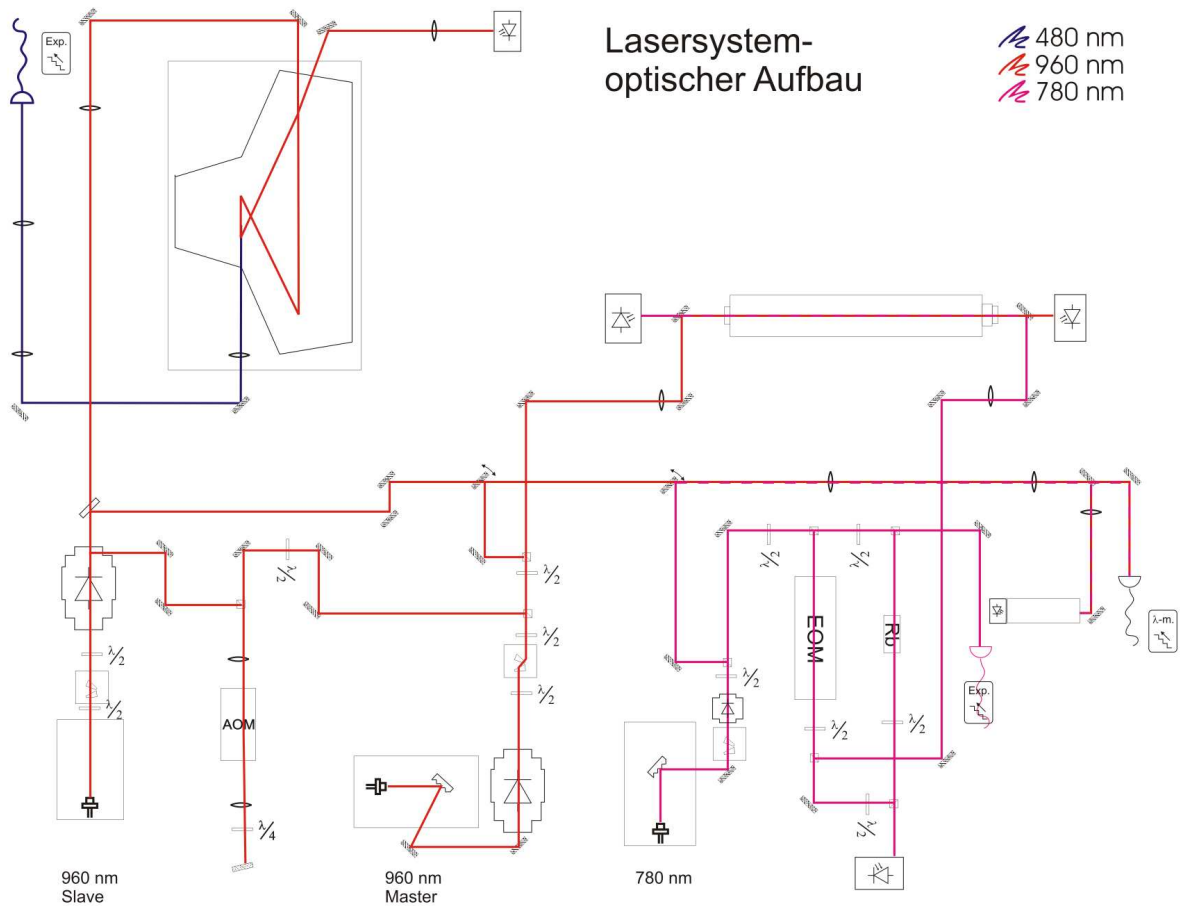


Abbildung 3.9: Schematische Konfiguration des Anregungslasers

der zweiten Photonensorte wird ein Diodenlasersystem bei ca. 960 nm verwendet, der frequenzverdoppelt wird. Dieses Lasersystem wurde im Rahmen einer Diplomarbeit aufgebaut [42].

Die Frequenzverdopplung findet in einem externen Resonator mit einem eingebauten Kaliumniobat-Kristall statt. Dieser Prozeß, der in dem nichtlinearen Kristall abläuft, wird als „second harmonic generation“ (SHG) bezeichnet. Abbildung 3.9 zeigt die schematische Konfiguration des Lasersystems.

Mit dem verwendeten Aufbau wird Laserlicht im Bereich von 479 nm bis 487 nm erzeugt. Die spektrale Breite des Lasers liegt bei etwa 1 MHz, die erzeugte Leistung bei 18 mW. Zum Schalten des Strahls wird ein AOM verwendet. Das Licht wird mit einer optischen Faser an das Experiment herangeführt. Aus der derzeit verwendeten Faser tritt 0,5 bis 1 mW Licht aus, das auf die MOT fokussiert wird. Der Strahlradius in der MOT beträgt etwa 60 μm .

Die Sättigungsintensität $I_s^{(2)}$ des Rydberg-Übergangs aus dem oberen MOT-Niveau

($5 P_{3/2}$) beträgt

$$I_s^{(2)} = \Gamma_2 \cdot \frac{\hbar\omega_2^3}{12\pi c^2}, \quad (3.3)$$

wobei ω_2 und Γ_2 vom jeweils betrachteten Rydberg-Zustand und dem elektrischen Feld abhängen. Für die Zerfallsrate Γ_2 des Rydberg-Zustands in den $5 P_{3/2}$ -Zustand wird ein extrapoliertes Gesetz verwendet: $\Gamma_2 = 1/20\tau_0$, wobei τ_0 die Lebensdauer des Rydberg-Zustands nach Gleichung 2.28 ist.

Die Sättigungsintensität $I_s^{(1)}$ des MOT-Übergangs hat nach Tabelle 3.1 einen Wert von $1,669 \text{ mW/cm}^2$. Die Intensität I_1 des MOT-Lichts beträgt etwa 26 mW/cm^2 , die Intensität I_2 des Anregungslasers etwa $8,8 \cdot 10^3 \text{ mW/cm}^2$.

Die effektive Rabi-Frequenz wird nach Gleichung 2.26 abgeschätzt:

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Gamma_1\Gamma_2}{2\Delta_1} \cdot \sqrt{\frac{I_1 I_2}{I_s^{(1)} I_s^{(2)}}} = 784 \frac{1}{\text{s}} \cdot \frac{\Gamma_2}{\sqrt{I_s^{(2)}}}. \quad (3.4)$$

Dabei muß Γ_2 in $1/\text{s}$ und $I_s^{(2)}$ in mW/cm^2 eingesetzt werden. Für eine Anregung in den $40 D_{3/2}$ -Zustand mit $\Gamma_2 = 2\pi \cdot 114 \text{ MHz}$ erhält man $I_s^{(2)} = 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ mW/cm}^2$ und damit $\Omega_{\text{eff}} = 48,5 \text{ MHz}$.

3.5 Optische Detektion

Die Detektion der Atome erfolgt mit einem Fluoreszenz-Abbildungssystem. Dabei werden die Atome für 1 ms mit dem MOT-Laser angeblitzt. Das Fluoreszenzlicht wird mit einem Linsensystem aufgesammelt und auf eine CCD-Kamera des Typs „Pixelfly qe“ der Firma PCO abgebildet. Um Fehler durch Hintergrundstreulicht zu minimieren, wird meist noch ein Bild ohne MOT aufgenommen, das dann vom MOT-Bild subtrahiert wird. Abbildung 3.10 zeigt ein typisches MOT-Fluoreszenzbild mit subtrahiertem Hintergrundbild.

Jeder Pixel auf dem CCD-Chip liefert ein Signal, das zur Anzahl der auf diesen Pixel aufgetroffenen Photonen proportional ist. Ein Fluoreszenzbild stellt also eine Projektion der Dichteverteilung auf eine Ebene dar. Für die Anzahl der Atome N_{Atome} , die auf einen Pixel mit N gezählten Photonen abgebildet werden, gilt die Beziehung

$$N_{\text{Atome}} = \frac{1}{t_{\text{Bel}}\Gamma_s} \cdot \frac{4\pi}{\Omega} \cdot \frac{1}{\eta_Q} \cdot N. \quad (3.5)$$

Dabei ist t_{Bel} die Belichtungszeit, Γ_s die Photonenstreurate der Atome (Gleichung 2.3), Ω der detektierte Raumwinkel und η_Q die Quanteneffizienz der Kamera. Mit MATLAB-Skripten wird an diese Verteilung eine Gauß-Verteilung angepaßt, sodaß man die $1/\sqrt{e}$ -Breiten σ_x und σ_y erhält. σ_z ist aufgrund der Symmetrie mit σ_y identisch. Die Spitzendichte der Atomwolke ist dann

$$n_0 = \frac{N_{\text{Atome}}}{\sqrt{8\pi^3}\sigma_x\sigma_y\sigma_z}. \quad (3.6)$$

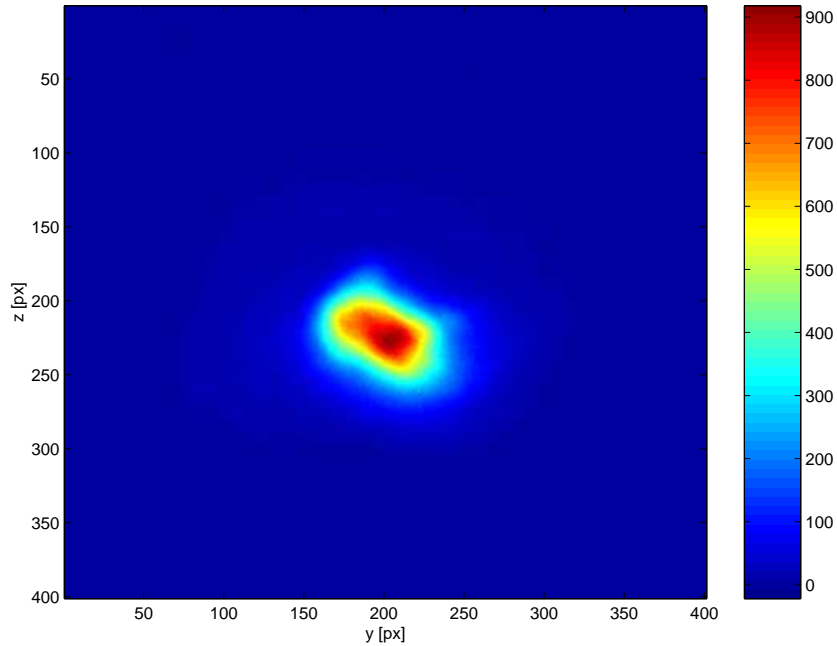


Abbildung 3.10: Fluoreszenzbild der MOT. Die Einheit in x- und z-Richtung ist die Pixelgröße der CCD-Kamera: $1 \text{ px} \approx 6,45 \mu\text{m}$. Die Farbskala (rechts) gibt die jeweilige Lichtintensität eines Pixels an. Daran wird in y- und z-Richtung eine Gaußverteilung angepaßt, wodurch man Größe und Dichte der MOT erhält. Im gezeigten Bild sind $\sigma_y = 299 \mu\text{m}$, $\sigma_z = 254 \mu\text{m}$ und die Atomzahl $N = 6,45 \cdot 10^6$.

Dieses Verfahren funktioniert allerdings nur, solange die Wolke nur eine geringe optische Dichte aufweist. Bei höheren optischen Dichten wird nur das Streulicht von den Rändern der Wolke detektiert. In diesem Fall empfiehlt sich dann, statt Fluoreszenzaufnahmen Absorptionenaufnahmen von der Wolke zu machen [11]. Im vorliegenden Experiment werden nur Fluoreszenzaufnahmen gemacht.

Um die Temperatur der Atomwolke zu erhalten, nimmt man eine „time of flight“-Sequenz der Wolke auf, nachdem die MOT abgeschaltet wurde. Dabei nimmt man vom Zeitpunkt des Abschaltens der MOT an in regelmäßigen Abständen Bilder von der Wolke. Für die Ausdehnung der Wolke in Abhängigkeit der Zeit gilt nach [43]:

$$\sigma_i(t) = \sqrt{\sigma_{i,0}^2 + \frac{k_B T}{m} t^2}. \quad (3.7)$$

Diese Funktion wird an die gemessene time of flight-Bildsequenz mit den Parametern $\sigma_{i,0}$ und T angepaßt.

3.6 Multikanalplatte

Zur Detektion der ionisierten Rydberg-Atome wird eine Multikanalplatte (MCP) der Firma El Mul verwendet (Typ B012VA, erhältlich über Fa. Tectra). Mit einer solchen MCP

können je nach Beschaltung entweder Ionen oder Elektronen nachgewiesen werden. Im folgenden werden zunächst deren Aufbau und Funktionsweise beschrieben, danach werden die Signale erläutert.

3.6.1 Funktionsweise

Eine MCP besteht aus einer ungefähr 0,5 mm dünnen Bleiglas-Platte, mit einigen 10^6 dünnen parallelen Kanälen (Abbildung 3.11a). Jeder dieser Kanäle ist ein Sekundärelektronenvervielfacher mit einem Durchmesser von ca. $10 \mu\text{m}$ (Abbildung 3.11b), der mit der Oberfläche einen Winkel von $75\text{--}85^\circ$ einschließt. Zwischen der Vorder- und der Rückseite der MCP liegt eine Spannung von etwa 1000 V an. Trifft ein Elektron oder ein Ion als Primärteilchen auf eine Kanalwand, werden dort weitere Elektronen herausgelöst, die in dem hohen elektrischen Feld zur Rückseite hin beschleunigt werden. Diese treffen dann wiederum auf die Kanalwand und lösen weitere Elektronen heraus. So kann ein einzelnes Primärteilchen 10^3 bis 10^5 Ausgangselektronen erzeugen.

Die Vorder- und die Rückseite der MCP sind mit einem Leitermaterial bedampft. Diese Schicht sorgt sowohl für einheitliche Ein- und Ausgangsspannungen an den einzelnen Kanälen als auch für eine Kontaktierung zur Versorgungsspannung. Das Bleiglas, ist dotiert, sodaß es Halbleiter-Eigenschaften besitzt. Der Widerstand zwischen Vorder- und Rückseite der MCP liegt in der Größenordnung von $10^9 \Omega$. Dadurch wird auch das „Auffüllen“ der Ladung ermöglicht. Jeder einzelne dieser Kanäle kann als kontinuierliche Dynodenstruktur betrachtet werden.

In einem einfachen Modell kann man annehmen, daß jedes Elektron δ Sekundärelektronen erzeugt. Die gesamte Verstärkung G ist dann $G = \delta^n$, wenn n die Zahl der Dynoden ist. Für den kontinuierlichen Fall gilt nach [44]

$$G = \left(\frac{AV}{2\alpha\sqrt{E}} \right)^{4E\alpha^2/V}. \quad (3.8)$$

Dabei ist V die angelegte Spannung, E die Energie eines herausgelösten Sekundärelektrons (ca. 1 eV), α das Verhältnis von Länge und Durchmesser des Kanals, während A eine Proportionalitätskonstante ist, die ungefähr den Wert 0,2 besitzt und der Beziehung $\delta = AV_c^{1/2}$ genügt, in der V_c die Stoßenergie der Elektronen in eV ist. Der theoretische Verlauf der Verstärkung in Abhängigkeit von der angelegten Spannung ist in Abbildung 3.12 dargestellt.

Um hohe Verstärkungen trotz gesättigter Raumladungsdichten am Ausgang eines Kanals zu erhalten, werden im vorliegenden Experiment zwei Multikanalplatten verwendet, die in Chevron-Konfiguration angeordnet sind (Abbildung 3.11c). Dabei liegt der Abstand der Platten in der Größenordnung von $100 \mu\text{m}$. Die Kanäle der beiden Platten schließen einen Winkel ein, sodaß die Ausgangselektronen aus der ersten Platte mehrere Kanäle in der zweiten Platte auslösen können. So erhält man eine Gesamtverstärkung von etwa 10^7 bis 10^8 .

Die im vorliegenden Experiment verwendete MCP besitzt einen aktiven Durchmesser von 8,5 mm. Die Kanäle haben einen Durchmesser von $10 \mu\text{m}$ und eine Länge von ca.

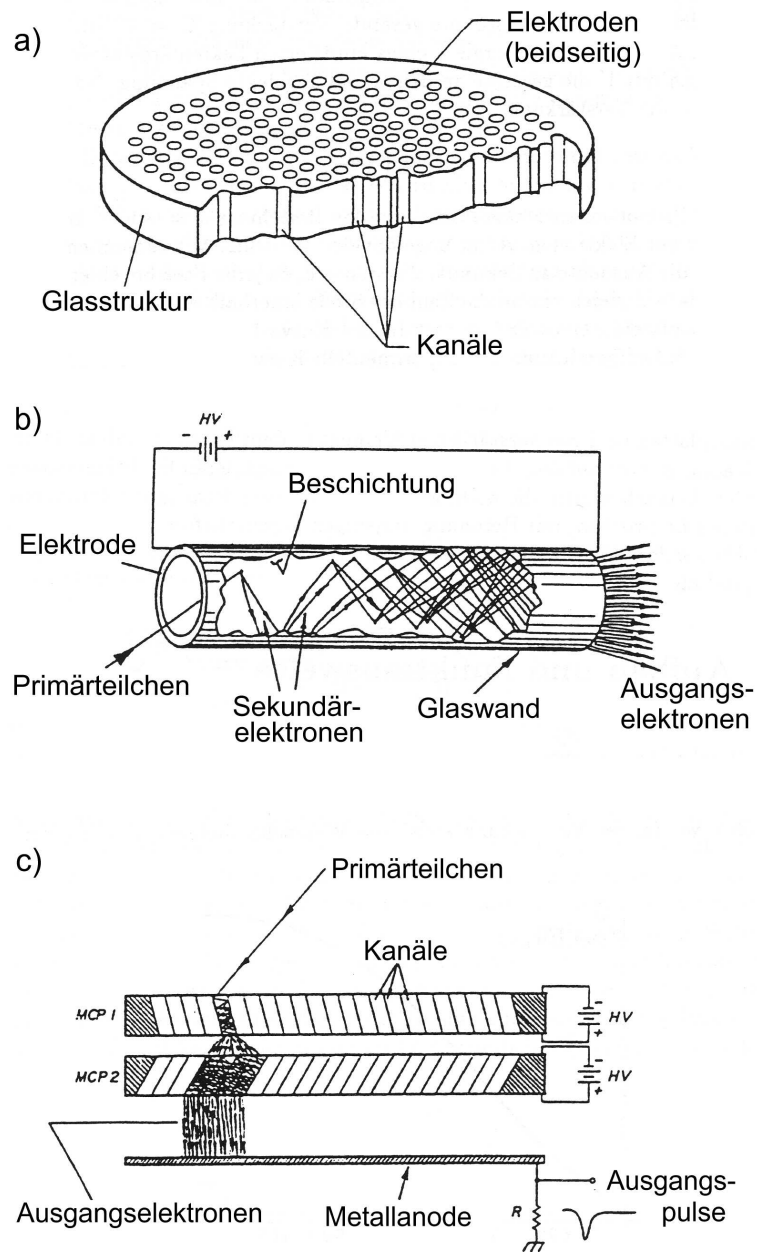


Abbildung 3.11: a) Schema einer einzelnen Multikanalplatte. b) Schema eines einzelnen Kanals. c) Chevron-Anordnung von zwei Multikanalplatten (aus [44]).

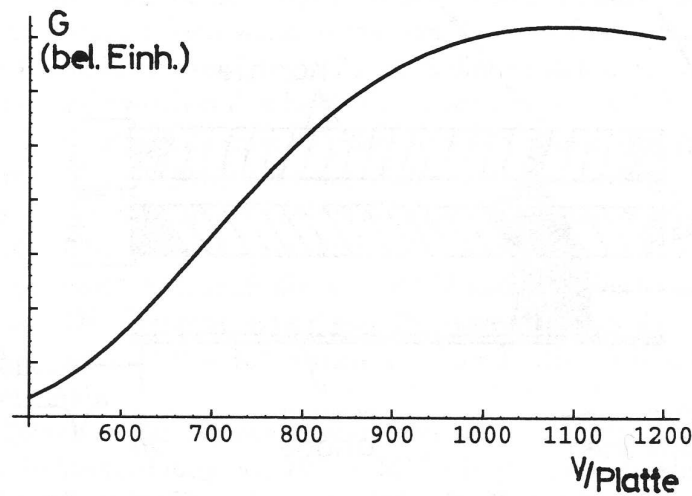


Abbildung 3.12: Theoretische Verstärkung der MCP (aus [45]).

500 μm . Die für Partikel offene Fläche beträgt 55% der MCP-Fläche. Die Mindestspannung für den Betrieb beträgt nach Herstellerangaben 1800 V, die Höchstspannung 2000 V.

3.6.2 Charakterisierung

Die Ausgangselektronen aus der MCP werden mittels einer Anode aufgesammelt, und fließen über einen Widerstand ab. Der Spannungsabfall an diesem Widerstand wird gemessen und weiterverstärkt. Die Fläche unter diesem Signal ist nach

$$\int U dt = R \cdot \int I \cdot dt = R \cdot Q \quad (3.9)$$

proportional zur Anzahl der Sekundärelektronen, die über die Verstärkung G wiederum von der Anzahl der Primärteilchen abhängt. Für schnelle Pulsfolgen geht das Signal in einen kontinuierlichen Strom über. Hier ist die gemessene Spannung proportional zur Detektionsrate.

Die Schaltskizze für den Betrieb der MCP ist im Anhang A dargestellt. Für die Bereitstellung der Hochspannung dient ein Netzgerät der Firma Keithley Instruments (Modell 246). Um das Rauschen möglichst klein zu halten wird eine sehr stabile Spannungsversorgung benötigt. Die in der Verstärkerschaltung verstärkten Pulse bzw. der erzeugte Dauerstrom wurden entweder mit einem Oszilloskop der Firma Hameg (Modell HM1507) oder mit einem Computer mit eingebauter triggerbarer Analog-I/O-Karte der Firma National Instruments (Modell PCI-MIO-16E-4) aufgenommen.

Für die MCP wurde eine Halterung aus Teflon angefertigt, sodaß die MCP in der Mitte des Kammerbodens positioniert werden konnte (Abbildung 3.13). Dies ist notwendig, damit die Ionen bzw. Elektronen, die im elektrischen Feld stark beschleunigt werden, die

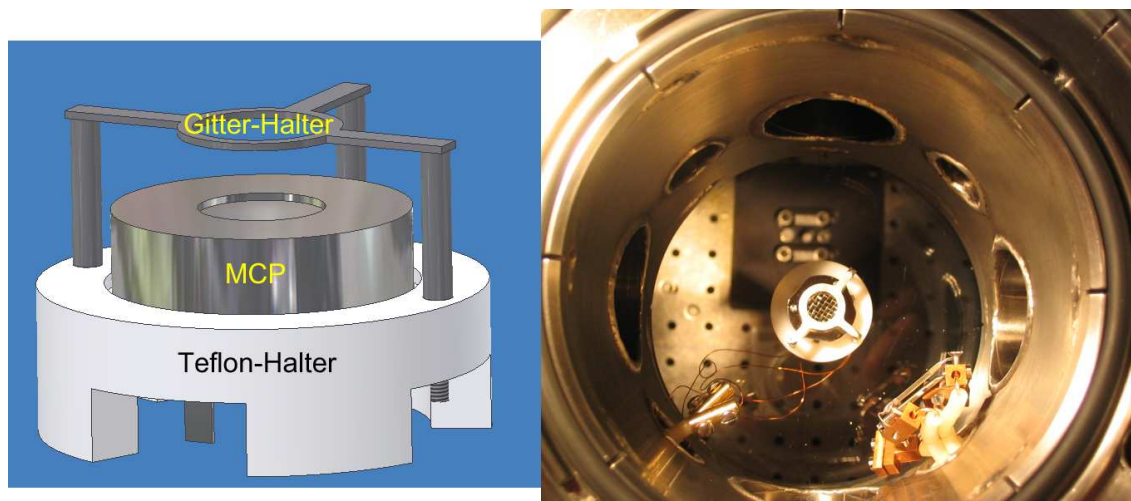


Abbildung 3.13: Links: Schema von MCP- und Gitterhalterung. Rechts: Blick von oben in die Vakuummutter. In der Mitte sitzt die MCP in ihrer Halterung mit dem Gitter darüber. Seitlich blickt man durch die Glasscheibe am Boden der Kammer auf den optischen Tisch.

MCP auch treffen. Ebenso wurde aus nichtmagnetischem Edelstahl eine Halterung für ein Drahtgitter hergestellt, das ebenfalls von dem Teflon-Halter gehalten wird. Auf die Gitterhalterung wurde ein Drahtgitter punktgeschweißt, das ebenfalls aus nichtmagnetischem Edelstahl (V4A) besteht. Das Drahtgitter wurde von der Drahtweberei Haver & Boecker mit einer offenen Siebfläche von 63% gefertigt. Dies entspricht dem Transmissionsgrad des Gitters für auftreffende Teilchenströme. Das Gitter kann ebenso wie die MCP über Vakuumdurchführungen an eine Spannungsquelle angeschlossen werden, sodaß die geladenen Teilchen vom Gitter abgesaugt werden können. Bei der Konstruktion der Halterungen war insbesondere darauf zu achten, daß die Komponenten dem Ort der MOT möglichst nahe kommen, dabei aber keine Behinderung für die MOT-Strahlen darstellen.

Für die Eichung der MCP wurden bei verschiedenen Spannungen jeweils ca. 100 Pulse aufgenommen und für jeden Puls die Fläche unter dem Puls bestimmt. Die gemittelten Werte sind in Abbildung 3.14 aufgetragen. Bei einem Signal mit vielen Pulsen bzw. einem Dauerstromsignal kann so die Ionenzahl ermittelt werden. Abbildung 3.15 zeigt die Verteilung der Pulse nach Pulsfläche bei einer angelegten Spannung von 2000 V.

Bei 2000 V ergibt sich eine mittlere Pulsfläche von $2,06 \cdot 10^{-6}$ Vs. Da der Puls mit einem Operationsverstärker um den Faktor 11 verstärkt ist (Abbildung A.1 im Anhang), hat der ursprüngliche Puls eine Fläche von $1,87 \cdot 10^{-7}$ Vs. Nach Gleichung 3.9 ergibt sich mit $R = 100 \text{ k}\Omega$ eine Ladung von $1,87 \cdot 10^{-12}$ C, was einer Ladung von $1,17 \cdot 10^7$ Elementarladungen entspricht. Die Gesamtverstärkung, in der die weitere Verstärkung mit dem Operationsverstärker enthalten ist, beträgt somit $1,29 \cdot 10^8$.

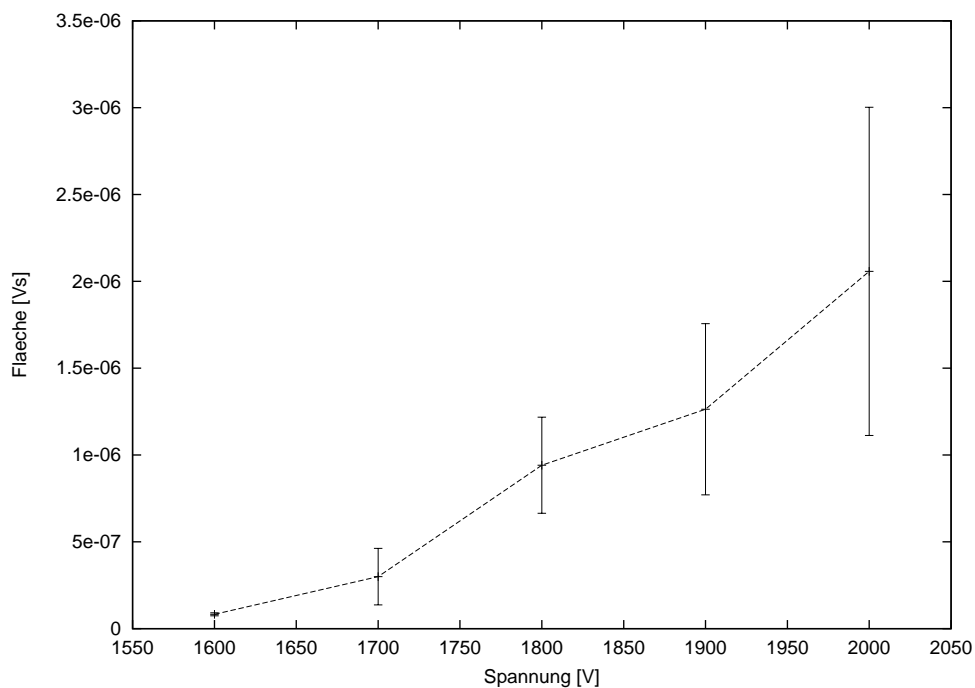


Abbildung 3.14: Kennlinie der MCP für Ionen-Detektion. Aufgetragen ist die Fläche unter einem einzelnen Spannungspuls über der Betriebsspannung.

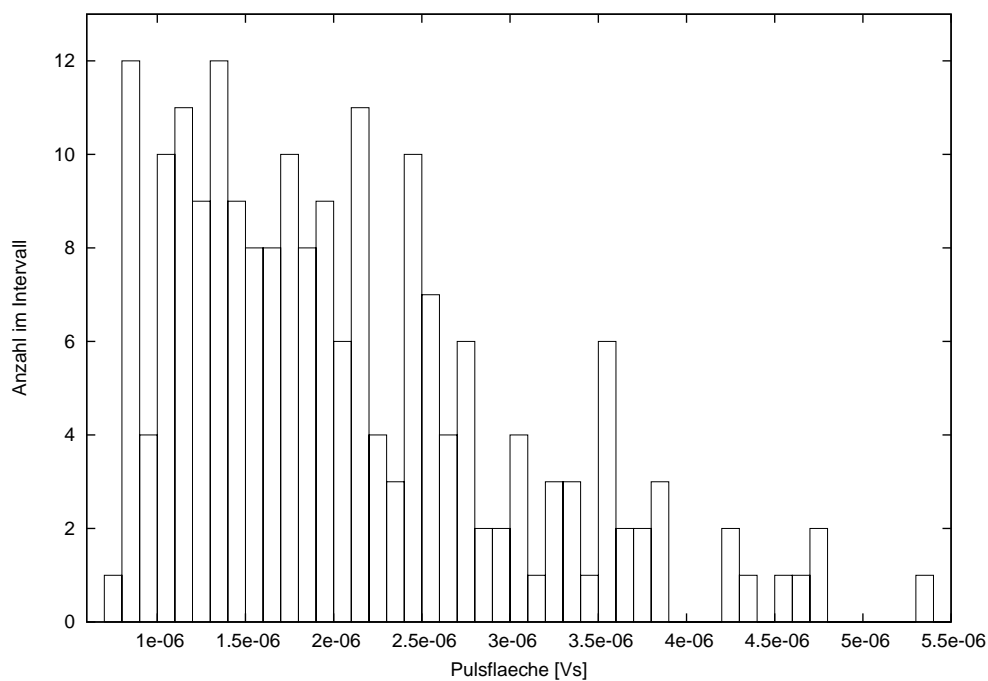


Abbildung 3.15: MCP-Pulshöhenspektrum bei 2000 V. Aufgetragen ist jeweils die Anzahl der detektierten Pulse, deren Höhe im jeweiligen Intervall von 10^{-7} Vs liegt.

Kapitel 4

Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die im Rahmen der vorliegenden Arbeit erzielten experimentellen Ergebnisse präsentiert. Zunächst werden Messungen einiger MOT-Parameter vorgestellt, wie z. B. der Lade- und der Zerfallsrate, die aus dem zeitlichen Verlauf der Atomzahlen der MOT gewonnen werden. Im zweiten Teil werden Messungen zur Stark-Aufspaltung von Rydberg-Zuständen im elektrischen Feld vorgestellt. Diese Ergebnisse werden im dritten Teil des Kapitels diskutiert.

4.1 MOT

Die Atomzahlen der MOT werden, wie in Abschnitt 3.5 beschrieben, aus den aufgenommenen Fluoreszenzbildern durch Anpassen einer zweidimensionalen Gaußverteilung erhalten. Bei den verschiedenen Meßreihen wird jeweils ein bestimmter Parameter variiert, wie z. B. die Zeit zwischen dem Einschalten der MOT und der Bildnahme, was zu einer Ladekurve führt, oder das elektrische Feld am Ort der MOT bzw. die Frequenz des Anregungslasers.

In diesem Abschnitt wird zunächst eine Ladekurve diskutiert. Danach werden Atomzahlverluste der MOT durch Rydberg-Anregung beschrieben. Schließlich wird eine Meßreihe vorgestellt, die die Korrelation zwischen den Atomzahl-Verlusten der MOT und dem MCP-Signal aufzeigt.

4.1.1 MOT-Ladekurve

Zur Bestimmung der MOT-Ladekurve wurde die Atomzahl in der MOT in Abhängigkeit der Zeit zwischen dem Einschalten der MOT und der Aufnahme des Fluoreszenzbildes variiert. Nach dem Schalten der MOT-Strahlen und der Magnetfelder wurde zwischen 0 und 50 Sekunden bis zur Bildnahme gewartet. Dabei betrug der Strom durch den Rb-Dispenser 4,5 A, während die Größe der MOT-Strahlen etwa 5 mm bei einer Intensität von ungefähr 40 mW betrug.

Die erhaltenen Atomzahlen werden gegen die Wartezeit aufgetragen. An diese Daten

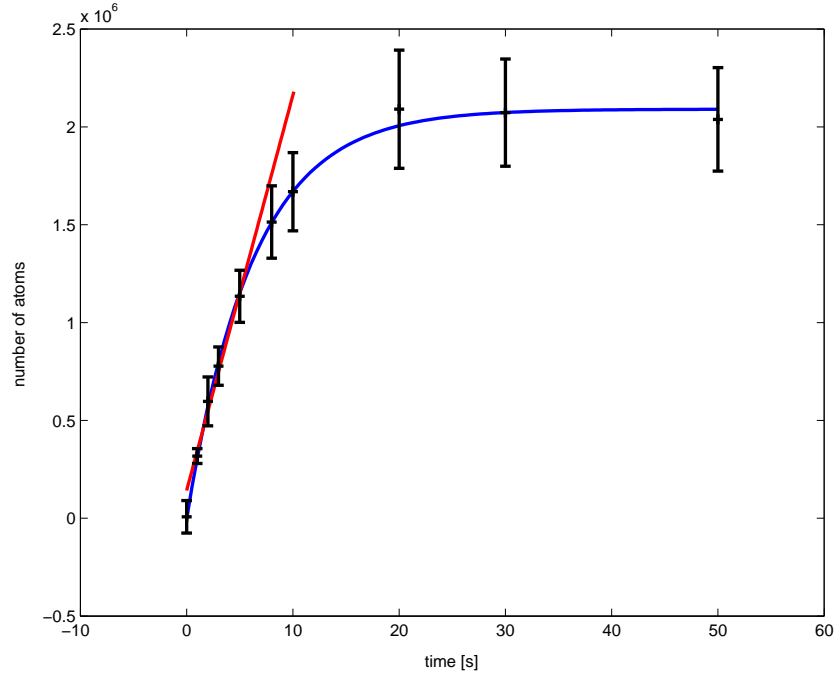


Abbildung 4.1: MOT-Ladekurve. Die Fehlerbalken an den Datenpunkten (schwarz) resultieren aus der Anpassung der zweidimensionalen Gaußverteilung an die Fluoreszenzbilder. Die blaue Linie stellt die exponentielle Anpassung an die Datenpunkte dar, die als Parameter die Lebenszeit $\tau = 6,229$ s, die stationäre Atomzahl $N_s = 2,079 \cdot 10^6$ und den Atomzahloffset $N_0 = 0,047$ liefert. Die rote Linie ist eine lineare Anpassung an die Anfangssteigung der Atomzahl, der die Laderate $R = 2,02 \cdot 10^5$ Atome/s liefert.

wird die Ladekurve angepaßt. Die verwendete Funktion für die Ladekurve ist

$$N(t) = N_s \cdot \left(1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau}}\right) + N_0 \quad (4.1)$$

und entspricht einer Ladekurve ohne Berücksichtigung von Mehr-Körper-Verlusten [46]. Der Laderate R wirkt also nur die druckabhängige Hintergrund-Stoßrate $\alpha = 1/\tau$ entgegen. N_s ist die Gleichgewichts-Atomzahl in der stationären MOT.

Bei der Anpassung werden N_s , τ , t_0 und N_0 als Anpassungsparameter verwendet. Zusätzlich wird noch eine Gerade an die Anfangssteigung R der Atomzahl angepaßt. Die Atomzahl nimmt zunächst linear zu, da die dichteabhängige Hintergrund-Stoßrate erst bei zunehmender Dichte an Einfluß gewinnt. Deshalb wird an die Atomzahlen direkt nach dem Einschalten der MOT eine Gerade angepaßt, deren Steigung R die Laderate der MOT ist. Im Gleichgewicht wird die Laderate R durch die Verlustrate α kompensiert. In der stationären MOT gilt für die Atomzahl N_s die Beziehung $N_s = R \cdot \tau$. Abbildung 4.1 zeigt die so erhaltene Ladekurve sowie die Anpassungsparameter. Als Laderate erhält man $R = 2,02 \cdot 10^5$ Atome/s.

Aus der Ladekurve ergibt sich auch die Lebensdauer der MOT zu $\tau = 6,23$ s. Das entspricht einer Ein-Körper-Verlustrate von $\alpha = 1/\tau = 0,161$ 1/s.

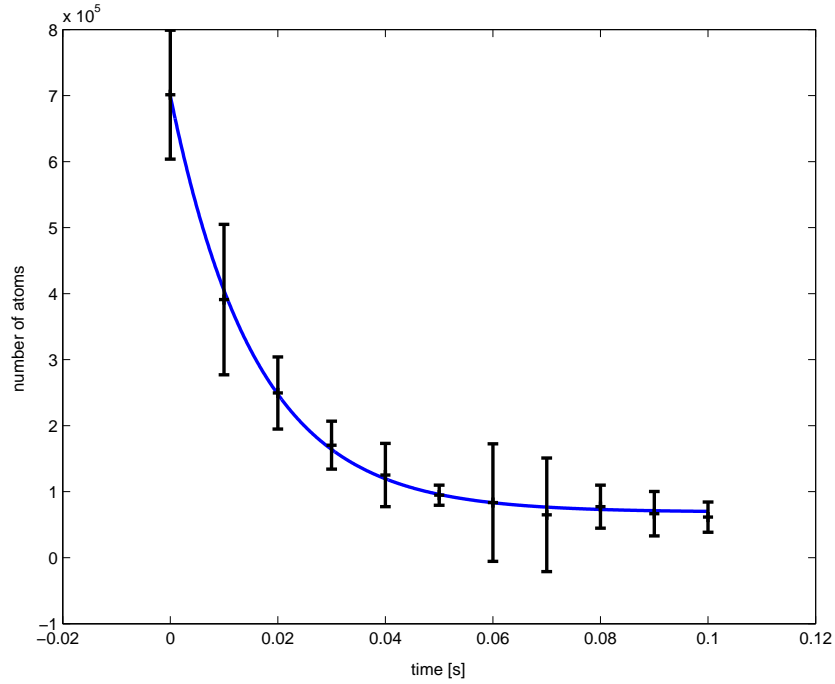


Abbildung 4.2: Atomzahlverlust in der MOT nach Rydberg-Anregung. Die blaue Kurve ist ein exponentieller Fit an die Datenpunkte und liefert als Fitparameter die Anfangsatomzahl $N_0 = 6,313 \cdot 10^5$, die Endatomzahl $N_s = 6,901 \cdot 10^4$ und die Zeitkonstante $\tau' = 0,01584$ s.

4.1.2 MOT-Verluste durch Rydberg-Anregung

Um eine untere Grenze für die Anregungsrate von Rydberg-Zuständen in der MOT zu erhalten, wurde die Verlustrate der MOT nach Einschalten des Anregungslasers gemessen. Dazu wurde eine Bildsequenz aufgenommen, bei der die Zeit zwischen dem Einschalten des Anregungslasers und der Bildnahme zwischen 0 und 100 ms in 10 ms-Schritten variiert wurde. Bei einer Laserwellenlänge von 480,657 nm, einer Laserleistung von etwa 1 mW und einer Spannung von 64 V zwischen dem Goldplättchen und dem MCP-Gitter wurde die MOT jeweils zwei Sekunden lang geladen, bevor für die jeweilige Dauer der Anregungslaser eingestrahlt wurde. Nach dieser Einstrahlzeit wurde ein Fluoreszenzbild aufgenommen, aus dem die Atomzahl bestimmt wurde. Da die Verlustrate proportional zur Atomzahl ist, wird wieder eine Exponentialfunktion der Form

$$N(t) = (N_0 - N_s) \cdot e^{-\gamma t} + N_s \quad (4.2)$$

angepaßt. Dabei ist N_0 die Atomzahl beim Einschalten des Lasers, während N_s die Atomzahl im neuen Gleichgewicht ist. Die Verlust-Streure

$$\gamma = \frac{1}{\tau'} = I + \alpha \quad (4.3)$$

ist die Summe der Rydberg-Verlust-Streure I und der Ein-Körper-Stoßrate α . Abbildung 4.2 zeigt die Anpassung an die Atomzahlen. Im vorliegenden Fall beträgt die Verlust-

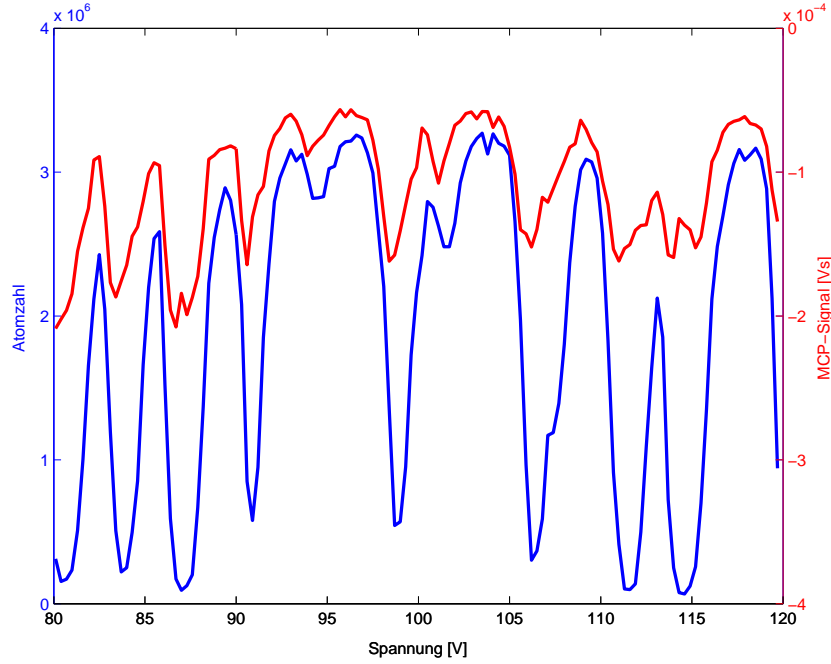


Abbildung 4.3: Korrelation von MOT-Verlusten und MCP-Signal. Als Ordinate dient die Spannung zwischen dem Goldplättchen und dem MCP-Gitter, die hier variiert wurde. Die blaue Kurve zeigt die Atomzahlen in der MOT, während die rote Kurve das integrierte MCP-Signal zeigt.

Streurate $\gamma = 63,13 \text{ 1/s}$. Mit $\alpha = 0,16 \text{ 1/s}$ ergibt sich $I = 62,97 \text{ 1/s}$. Dies ist gegenüber der abgeschätzten Rabifrequenz von mehreren MHz (Abschnitt 3.4) ein sehr kleiner Wert. Eine naheliegende Erklärung hierfür ist, daß die angeregten Rydberg-Atome innerhalb der MOT wieder relaxieren und deshalb gar nicht als Verlust detektiert werden.

Obwohl der Anregungslaser mit einem Strahlhalbmesser von ca. $60 \mu\text{m}$ die MOT nicht vollständig ausleuchtet, werden nahezu alle Atome aus der MOT entfernt. Durch die thermische Bewegung der Atome in der MOT können letztlich auch diejenigen Atome, die sich zunächst nicht im Fokus des Anregungslasers befinden, in den Fokus des Laserstrahls gelangen und angeregt werden. Bei einer MOT-Temperatur von $200 \mu\text{K}$ beträgt die mittlere Geschwindigkeit eines Rb-Atoms etwa 24 cm/s . Damit kann das Atom in etwa 1 ms das MOT-Volumen durchqueren.

4.1.3 Korrelation zwischen MOT-Verlusten und MCP-Signal

In einer weiteren Meßreihe wurde die Korrelation zwischen dem MCP-Signal und den Atomzahl-Verlusten in der MOT untersucht. Dazu wurde im Dauerbetrieb der MOT in Intervallen von zwei Sekunden die Spannung zwischen Goldplättchen und MCP-Gitter in $0,1 \text{ V}$ -Schritten erhöht. Am Ende des Intervalls wurde jeweils für 100 ms der Anregungslaser bei einer Wellenlänge von $480,657 \text{ nm}$ eingestrahlt. Nach diesen 100 ms wurde gleichzeitig

ein Fluoreszenzbild mit der Kamera sowie für 10 ms das MCP-Signal mit der Analog-In-Karte aufgenommen und integriert.

Abbildung 4.3 zeigt das Ergebnis dieser Meßreihe. Man erhält eine gute Korrelation zwischen dem MCP-Signal und den Verlusten der MOT. Da der Rydberg-Zustand im elektrischen Feld in einen Fächer aufspaltet (Abschnitt 2.3.1), wird bei bestimmten Spannungen die Zwei-Photonen-Anregung resonant zu einem bestimmten Zustand des Fächers. Dieser Zustand wird dann bevölkert. Das elektrische Feld, das bei diesen Messungen am Ort der MOT herrschte, wurde nicht genau bestimmt. Das Potential von +2100 V, das an der Oberseite der MCP herrscht, kann durch das darüberliegende Gitter nicht vollständig abgeschirmt werden, da dieses einen kleineren Durchmesser als die MCP hat. Auf diese Weise entsteht eine komplizierte Feldverteilung.

Mögliche Mechanismen, die für die Verluste in der MOT und für das MCP-Signal verantwortlich sein könnten, werden in Abschnitt 4.3.1 diskutiert.

4.2 Messung der Stark-Auspaltung

In diesem Abschnitt werden Messungen zur Stark-Verschiebung von Rydberg-Niveaus vorgestellt. Aufgrund der komplizierten Feldverteilung bei Einsatz der MCP können aussagekräftige Messungen nur dann gemacht werden, wenn die MCP erst nach der Rydberg-Anregung zur Detektion eingeschaltet wird. Dies erfordert allerdings ein schnelles Ein- und Ausschalten der MCP, was bei den hohen Spannungen von über 2000 V zunächst noch nicht möglich war. Deshalb werden in diesem Abschnitt Messungen gezeigt, die ohne Einsatz der MCP gemacht wurden indem Atomzahlverluste der MOT beobachtet wurden.

Die Messungen in diesem Abschnitt gliedern sich in zwei Teile. Erstens wurden Meßreihen aufgenommen, bei denen innerhalb einer Meßreihe die Spannung zwischen dem Gitter vor der MCP und dem etwa 2 cm davon entfernten Goldplättchen variiert wurde, während der Anregungslaser auf eine feste Wellenlänge stabilisiert war (Abschnitt 4.2.1). Zweitens wurden Meßreihen aufgenommen, bei denen die Frequenz des Anregungslasers bei festgehaltener Spannung variiert wurde (Abschnitt 4.2.2).

Die Spannung zwischen Gitter und Goldplättchen ist proportional zum elektrischen Feld am Ort der Atome. Da diese beiden Elektroden jedoch aufgrund des großen Verhältnisses zwischen ihrem Abstand und ihrer Größe keinen idealen Plattenkondensator bilden, kann das elektrische Feld nicht ohne weiteres berechnet werden, sondern es muß eine Kalibration erfolgen, die den Zusammenhang zwischen dem tatsächlichen elektrischen Feld und der angelegten Spannung herstellt. Sowohl aus den Meßreihen mit Spannungsvariation als auch aus denen mit Frequenzvariation wird eine solche Eichung abgeleitet.

4.2.1 Variation des elektrischen Feldes

Bei den hier vorgestellten Meßreihen wurde jeweils die Spannung zwischen dem Goldplättchen und dem MCP-Gitter variiert. Zunächst wurden 16 Meßreihen aufgenommen, bei denen die Spannung jeweils zwischen 20 und 65 Volt variiert wurde. Nach jeweils einer

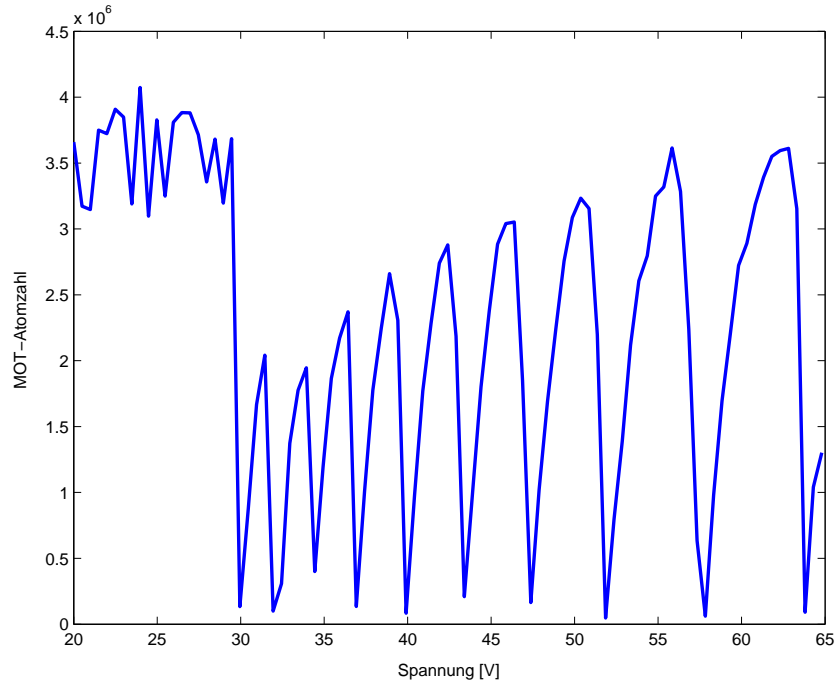


Abbildung 4.4: Beispiel-Meßreihe bei Variation der Spannung. Der Anregungslaser war bei dieser Meßreihe auf eine Wellenlänge von 480,6638 nm stabilisiert.

Meßreihe bei positiver und einer Meßreihe bei negativer Polarität wurde die vorgegebene Frequenz des Anregungslasers um 250 MHz erhöht. Anfangspunkt war dabei jeweils eine Wellenlänge von 480,664 nm. Damit sollten Rydberg-Zustände im Bereich des Stark-Fächers für $n=40$ angeregt werden, der theoretisch um eine Wellenlänge von 480,638 nm zentriert ist. Die Zentren der nächsten Fächer ($n = 39$ und $n = 41$) sind davon jeweils etwa 100 GHz entfernt. Jede dieser Meßreihen liefert die Atomzahl der MOT in Abhängigkeit der angelegten Spannung. Das Ergebnis einer solchen Meßreihe ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Jedesmal, wenn einer der Rydberg-Zustände des Stark-Fächers durch die angelegte Spannung in den Resonanzbereich des Anregungslasers verschoben wird, erhält man ein Minimum in der Atomzahl.

Bestimmt man die Lage der Atomzahl-Minima in jeder Meßreihe und trägt sie nach Frequenz getrennt über der angelegten Spannung auf, so erhält man die in Abbildung 4.5 gezeigten Meßpunkte. Die Lage der Punkte zeigt wie erwartet einen linearen Verlauf.

Wird an diese Punkte ein Fächer angepaßt, so ergibt sich der in Abbildung 4.6 gezeigte Verlauf. Als Funktion wurde für die Anpassung eine Funktion verwendet, die 20 Linien an die Datenpunkte legt, die alle durch denselben Punkt gehen müssen (U_0/λ_0). Weitere Fitparameter sind die elektrische Quantenzahlen $k \dots k + 9$ der Linien (siehe Abschnitt 2.3.1) von innen nach außen sowie die Steigung der innersten Linien. Als Ergebnis erhält man einen Nullpunkt des Fächers bei $\lambda_0 = 480,650$ nm und $U_0 = 1,617$ V sowie die elektrische Quantenzahl $k = -16$ für die innerste Linie, die eine Steigung von $6,307 \cdot 10^8$ Hz/V mit einer Unsicherheit von 14% besitzt.

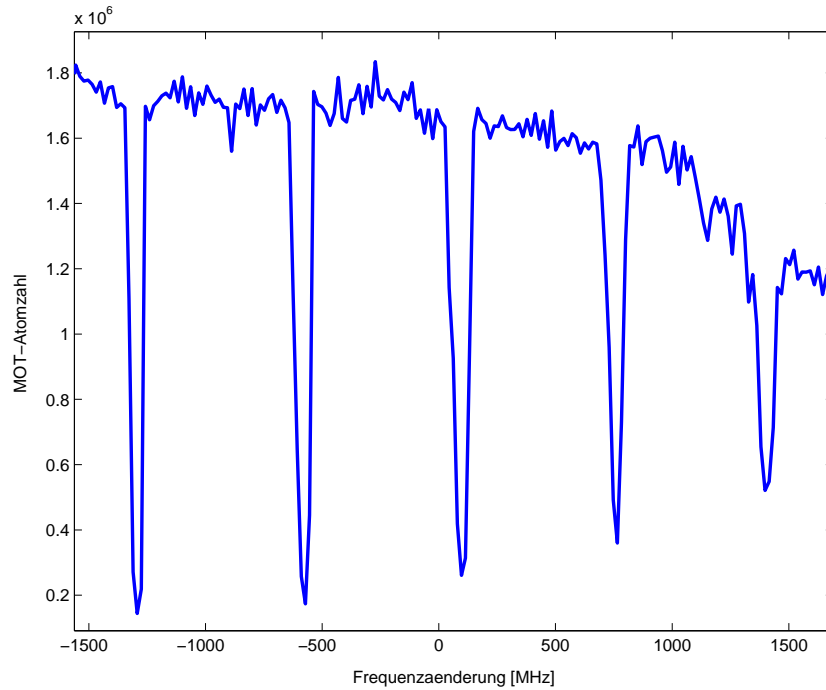


Abbildung 4.7: Beispiel-Meßreihe bei Variation der Anregungsfrequenz. Die Spannung zwischen dem MCP-Gitter und dem Goldplättchen betrug bei dieser Meßreihe 12 V.

Unter der Annahme, daß die betrachteten Punkte wirklich zum Stark-Fächer mit $n=40$ gehören (siehe Abschnitt 4.3.2), kann man daraus eine Eichung des elektrischen Feldes ableiten. Betrachtet man den Energieabstand ΔW zweier benachbarter Linien des Fächers bei derselben Spannung, so kann mit dem Term erster Ordnung aus Gleichung 2.38 das elektrische Feld F berechnet werden:

$$F = \frac{2\Delta W}{3n'ea_0 \Delta k}. \quad (4.4)$$

Dabei ist e die Elementarladung, a_0 der Bohrsche Radius, n' die um den Quantendefekt reduzierte Hauptquantenzahl und $\Delta k = 1$ der Unterschied zweier benachbarter Linien in ihren elektrischen Quantenzahlen. Im vorliegenden Fall ergibt sich ein Faktor von

$$\frac{F}{U} = 0,511 \frac{\text{V/cm}}{\text{V}}. \quad (4.5)$$

Die Steigung für die Linie mit der magnetischen Quantenzahl $k=16$ beträgt dann $1,235 \cdot 10^7 \text{ Hz}\cdot\text{m/V}$. Daraus ist das elektrische Dipolmoment p des Zustands mit $p = 8,18 \cdot 10^{-27} \text{ C} \cdot \text{m} \approx 2450 \text{ Debye}$ ersichtlich.

4.2.2 Variation der Anregungsfrequenz

Bei der zweiten Art von Meßreihen wurde die Frequenz des Anregungslasers bei festgehaltener Spannung kontinuierlich variiert. Nachdem der Laser auf eine Wellenlänge von

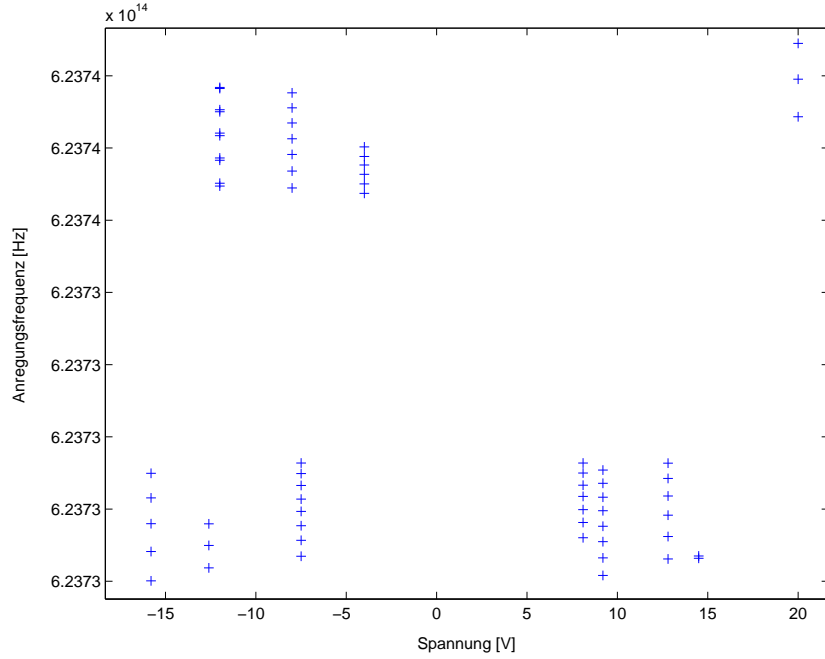


Abbildung 4.8: Lage der Atomzahl-Verluste bei Variation der Anregungsfrequenz. Der Abstand der einzelnen Punkte einer Meßreihe (senkrecht verlaufende Punktfolge) nimmt erwartungsgemäß mit dem Betrag der Spannung zu.

480,6365 nm eingestellt wurde, wurde die Frequenz kontinuierlich um ± 1750 MHz variiert. Abbildung 4.7 zeigt das Ergebnis einer solche Meßreihe. Auch hier ergeben sich Verluste in der Atomzahl, wenn beim angelegten elektrischen Feld der Anregungslaser in Resonanz mit einem Übergang zu einem durch das elektrische Feld Stark-verschobenen Rydberg-Zustand kommt.

Die Atomzahl-Minima liegen theoretisch äquidistant, was in den vorliegenden Meßreihen allerdings nicht exakt erfüllt ist. Dies läßt sich durch eine Frequenzdrift des Anregungslasers erklären, da der Laser bei diesen Messungen nicht stabilisiert ist. Sie beträgt etwa 250 MHz pro Stunde. Die Aufnahme einer Meßreihe mit 200 Bildern dauert etwa acht Minuten. In dieser Zeit driftet der Anregungslaser etwa 30 MHz weit zu höheren Frequenzen.

In Abbildung 4.8 sind die Atomzahl-Minima aller Frequenz-Meßreihen eingetragen. Aus der Lage der Atomzahl-Minima kann erneut eine Eichung des elektrischen Feldes vorgenommen werden. Dazu wird der gemittelte Abstand $\Delta\nu$ zwischen den Atomzahl-Minima jeder Meßreihe über der jeweils angelegten Spannung aufgetragen. Für den Energie-Abstand $\Delta W = h \cdot \Delta\nu$ zweier benachbarter Linien des Stark-Fächers bei festgelegter Spannung gilt nach Gleichung 2.38 $\Delta W = 3/2 \cdot n'ea_0F$. Für die elektrische Feldstärke F erhält man also

$$F = \frac{2}{3} \cdot \frac{h}{n'ea_0} \cdot \frac{\Delta\nu}{\Delta k}. \quad (4.6)$$

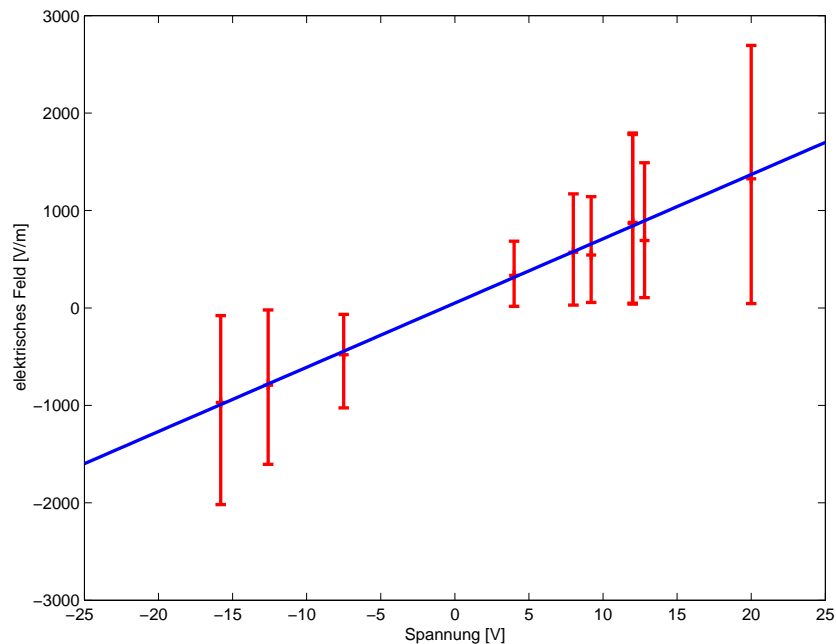


Abbildung 4.9: Eichkurve für das elektrische Feld. Die zugrundeliegenden Daten stammen aus den Frequenz-Meßreihen. Man erhält eine Steigung von $65,938 \text{ V/V}\cdot\text{m}$.

Die so berechnete elektrische Feldstärke F wird dann für jede Meßreihe über der jeweils angelegten Spannung U aufgetragen. An diese Punkte wird dann die Eichkurve als Gerade angepaßt. Dies zeigt Abbildung 4.9. Die angepaßte Gerade hat eine Steigung von $65,938 \text{ V/V}\cdot\text{m}$ bei einer Unsicherheit von 2% und schneidet die Spannungs-Achse bei $50,275 \text{ V/m}$ mit einer Unsicherheit von 28%.

Die hier erhaltene Eichung mit einem Faktor von $65,9 \text{ V/V}\cdot\text{m}$ weicht um etwa 30% von der ersten Eichung (Abschnitt 4.2.1), die einen Faktor von $51,1 \text{ V/V}\cdot\text{m}$ lieferte, ab. Obwohl beide Faktoren in derselben Größenordnung liegen, ist die Abweichung nicht vernachlässigbar. Ein möglicher Grund dafür könnte in der Ungenauigkeit in der Bestimmung der Laserfrequenz liegen.

4.3 Interpretation

Dieser Abschnitt befaßt sich mit der Interpretation der erhaltenen Ergebnisse. Zunächst wird die Frage diskutiert, wodurch die im Experiment beobachtete Abnahme der Atomzahl in der MOT verursacht wird. Die für eine klassische Ionisation der Rydberg-Atome benötigte Wellenlänge des Anregungslasers beträgt $479,057 \text{ nm}$, was weit unter den im Experiment verwendeten Wellenlängen liegt. Für eine signifikante Ionisationsrate durch Tunnelprozesse ist das elektrische Feld jedoch zu klein. Abschnitt 4.3.1 stellt zwei mögliche Mechanismen vor, die die MOT-Verluste erklären könnten. In Abschnitt 4.3.2 werden die Ergebnisse im Rahmen einer Einordnung in einen Stark-Fächer interpretiert.

4.3.1 Mechanismus der MOT-Verluste

Eine Möglichkeit, die MOT-Verluste zu erklären, besteht in der Annahme von Ionisationslawinen. In [47] wird ein einfaches Modell für Cäsium-Rydberg-Atome (Cs^*) im Bereich von $n = 30 \dots 45$ vorgestellt, die die Prozesse von Rydberg-Rydberg-Stößen



und Rydberg-Elektron-Stößen



in Ratengleichungen faßt und so eine Aussage über das Einsetzen einer Ionisations-Lawine oberhalb einer Grenzdichte von Rydberg-Atomen trifft. Danach finden zunächst Rydberg-Rydberg-Stöße statt, durch die freie Elektronen erzeugt werden. Diese können dann durch Stöße mit Rydberg-Atomen weitere freie Elektronen erzeugen, was sich innerhalb kürzester Zeit verstärkt.

Prinzipiell kann dieses Modell auch auf Rubidium übertragen werden. Die in diesem Modell verwendeten Stoßquerschnitte sind die geometrischen Stoßquerschnitte, die mit n^4 skalieren und unabhängig vom betrachteten Element sind. Als Verursacher einer solchen Lawine kommen auch Elektronen oder Ionen aus dem Rb-Dispenser in Betracht. Die entstehenden Ionen bzw. Elektronen können bereits durch elektrische Felder von geringer Stärke abgesaugt werden und mit der MCP detektiert werden.

Ein weiterer möglicher Mechanismus für die Atomzahlverluste in der MOT wäre ein inhomogenes elektrisches Feld. Mit einem inhomogenen Feld ist bei der verwendeten Konfiguration durchaus zu rechnen. Da die Rydberg-Atome in elektrischen Feldern ein sehr großes Dipolmoment \vec{p} besitzen, wirkt in einem inhomogenen elektrischen Feld \vec{F} eine Kraft \vec{K} in Richtung wachsender Feldstärken mit einem Betrag von

$$K = \left| \text{grad}(\vec{p} \cdot \vec{F}) \right|. \quad (4.9)$$

Da der Betrag des elektrischen Feldgradienten mit der angelegten Spannung zunimmt, könnte so erklärt werden, warum bei kleinen Spannungen keine Atomzahl-Verluste beobachtet wurden.

Während das elektrische Dipolmoment der Rydberg-Atome gemessen wurde, kann der elektrische Feldgradient nur grob abgeschätzt werden. Aus einer Feld-Simulation mit der Simulationssoftware FEMLAB der Firma Femlab GmbH kann die Größenordnung des Feldgradienten mit $\text{grad} F \approx 50 \text{ V/cm}^2$ bei abgeschalteter MCP abgeschätzt werden. Mit dem oben gemessenen Dipolmoment von $8,18 \cdot 10^{-27} \text{ C} \cdot \text{m}$ erhält man dann je nach Winkel zwischen \vec{p} und \vec{F} eine Kraft von bis zu $K = 4 \cdot 10^{-21} \text{ N}$. Innerhalb einer Lebensdauer von $100 \mu\text{s}$ wird das Atom auf einen Impuls von etwa $12 \hbar k_{\text{Atom}}$ beschleunigt, wobei es eine Strecke von ungefähr $140 \mu\text{m}$ zurücklegt.

Im Vergleich dazu beträgt die Spontankraft, die nach Gleichung 2.11 in der MOT auf ein Atom wirkt, mit ca. 10^{-22} N nur $1/40$ der Dipolkraft. Damit wäre es prinzipiell möglich, daß

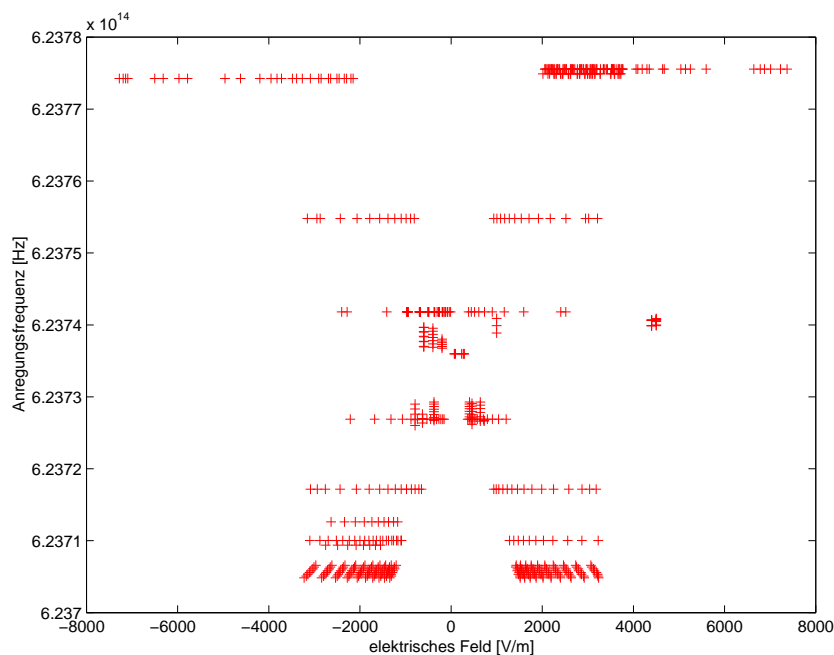


Abbildung 4.10: Zusammenstellung aller gemessenen Atomzahl-Minima. Der hier verwendete Umrechnungsfaktor zwischen angelegter Spannung und elektrischem Feld beträgt $50 \text{ V/V}\cdot\text{m}$.

die Rydberg-Atome durch die Wechselwirkung ihres Dipolmoments mit einem elektrischen Feldgradienten aus der Atomwolke entfernt werden.

Welcher Mechanismus tatsächlich die Atomzahl-Verluste verursacht, konnte noch nicht abschließend geklärt werden.

4.3.2 Stark-Map

Trägt man die Lage aller gemessenen Minima in ein Schaubild ein (Abbildung 4.10), so zeigt sich eine fächerförmige Struktur. Versucht man allerdings, einen Fächer in diese Struktur einzupassen, zeigt sich, daß die Daten zu ungenau sind, um ein konsistentes Bild zu ergeben. Nicht nur die Lage des genauen Fächerzentrums läßt sich nur schwer bestimmen, sondern auch die Zuordnung der Atomzahl-Minima zu der entsprechenden elektrischen Quantenzahl k . Lediglich die Tatsache, daß die gemessenen Minima zum $n = 40$ -Fächer gehören, ist in Abbildung 4.11 zu erkennen.

Zur Auffindung eines zwischen den Fächern verlaufenden s -, p - oder d -Zustands wurden ebenfalls Meßreihen aufgenommen. Diese zeigen allerdings nicht die erwarteten Atomzahlverluste. Da die betreffenden Linien jedoch nur ein kleines Dipolmoment besitzen, sind sie – abhängig vom Verlustmechanismus – möglicherweise nicht detektierbar.

Für die Zuordnung der Linien zur elektrischen Quantenzahl wäre es hilfreich, Meßreihen bei kleinen Spannungen durchzuführen, bei denen die Anregungsfrequenz um das vermutete

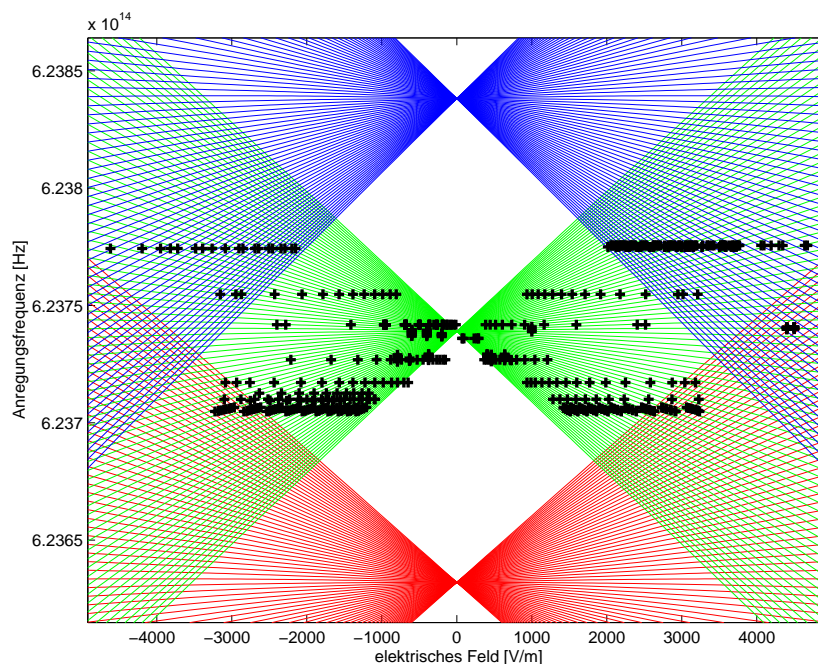


Abbildung 4.11: Theoretische Stark-Fächer für $n = 39$ (rot), $n = 40$ (grün) und $n = 41$ (blau). Die gemessenen Daten (schwarze Kreuze) liegen um das Zentrum des $n = 40$ -Fächers herum.

Fächerzentrum herum variiert wird. Dabei könnten die auftretenden äquidistanten Linien abgezählt werden. Allerdings ist es bisher nicht gelungen, bei kleinen Spannungen überhaupt Verluste in der Atomzahl zu beobachten. Möglicherweise ist dabei der elektrische Feldgradient zu klein, um die Rydberg-Atome aus der MOT zu ziehen.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein bestehender experimenteller Aufbau umgerüstet, um ultrakalte Rubidium-Atome aus einer MOT in Rydberg-Zustände anzuregen, Rydberg-Atome zu detektieren und die Wechselwirkung von Rydberg-Atomen im elektrischen Feld zu untersuchen.

Zur Anregung von Rydberg-Zuständen wurde ein bestehendes Lasersystem verwendet, das Licht im Bereich vom 479 nm bis 487 nm bereitstellt. Die Rydberg-Atome können einerseits durch Fluoreszenzabbildung als Atomzahl-Verlust der MOT nachgewiesen werden. Andererseits besteht die Möglichkeit, Rydberg-Atome durch ein starkes elektrisches Feld zu ionisieren und die Ionen bzw. Elektronen zu detektieren. Hierfür wurde ein MCP-Detektor beschafft, der in die Vakuumkammer eingebaut und mittels Messung einzelner Pulse kalibriert wurde.

In der ungefähr 300 μm großen MOT werden bis zu $2 \cdot 10^6$ Atome gefangen. Die Spitzendichte im Fallenzentrum liegt im Bereich von ca. 10^{10} Atomen/ cm^3 , die Temperatur der MOT beträgt etwa 200 μK . Nach der Messung der Fallenparameter, insbesondere der Lebensdauer $\tau = 6,2$ s und der Laderate $R = 2 \cdot 10^5$ Atome/s wurde aus der Messung der Verlustrate bei Rydberg-Anregung eine untere Grenze für den Wert der Anregungsrate bestimmt. Hierbei ergab sich ein Wert von 62,97 1/s. Dieser Wert weicht erheblich von der für die Anregung abgeschätzten Rabifrequenz ab, die im MHz-Bereich liegt. Möglicherweise werden die Rydberg-Atome bei Fluoreszenzdetektion größtenteils gar nicht detektiert.

Zur Messung der Stark-Verschiebung von Rydberg-Zuständen wurden Messungen auf zwei unterschiedliche Arten durchgeführt. Zunächst wurden solche Messungen durchgeführt, bei denen das angelegte elektrische Feld variiert wurde, während die Anregungsfrequenz innerhalb einer Meßreihe auf einen festen Wert stabilisiert blieb. Über mehrere Meßreihen bei verschiedenen Frequenzen zeigte sich wie erwartet ein fächerartiger Verlauf der Punkte größter Atomzahl-Verluste. Mit diesen Meßreihen wurde eine Kalibration des elektrischen Feldes durchgeführt. Desweiteren wurden solche Meßreihen bei festem elektrischen Feld durchgeführt, bei denen die Anregungsfrequenz variiert wurde, wobei ebenfalls Verluste in der Atomzahl der MOT beobachtet wurden. Durch die Frequenzdrift des unstabilierten Lasers entstanden dabei erhebliche Fehler in den Messungen der Stark-Verschiebung. Auch hier wurde eine Kalibration des elektrischen Feldes vorgenommen, die

allerdings um etwa 30% von der ersten Kalibration abwich. Der Grund dafür konnte nicht abschließend geklärt werden. Es konnte gezeigt werden, daß die Atomzahl-Verluste der MOT mit dem MCP-Signal korreliert sind.

Insgesamt lassen sich die gemessenen Atomzahl-Minima gut in den Stark-Fächer der Hauptquantenzahl $n = 40$ einordnen. Bei der Zuordnung der einzelnen Meßpunkte zu bestimmten Linien des Fächers ergibt sich bislang kein konsistentes Bild. Hierfür sind Messungen bei präziser bekannter Anregungsfrequenz nötig, die auch eine genauere Kalibration des elektrischen Feldes ermöglichen.

Es besteht noch keine vollständige Klarheit über den Mechanismus, der die gemessenen Atomzahl-Verluste in der MOT erzeugt. Wenn die MOT-Verluste durch die Wechselwirkung der Dipolmomente mit einem elektrischen Feldgradienten entstehen, könnte durch schnelles Schalten der Felder nach der Rydberganregung ein Signal beobachtet werden. Im Falle von Ionisierung könnte der Einsatz der MCP als sensibler Detektor ein entscheidender Schritt sein. Das schnelle Ein- und Ausschalten der MCP wurde kurz vor Fertigstellung dieser Arbeit möglich. In naher Zukunft sind damit Messungen möglich, bei denen angeregte Rydberg-Zustände feldionisiert und mit der MCP detektiert werden. Dabei ist auch die Aufnahme von Meßreihen in wesentlich kürzerer Zeit möglich.

Ein weiterer Schritt besteht in der Untersuchung der Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen den Rydberg-Atomen. Dazu kann die Intensität und die Form der erhaltenen Signale in Abhängigkeit von der Atomdichte in der MOT oder von der Intensität des Anregungslasers betrachtet werden. Ein solcher dichteabhängiger Effekt ist die Dipolblockade, bei der in der Umgebung eines bereits angeregten Rydberg-Atoms kein weiteres Atom in einen Rydberg-Zustand angeregt werden kann, weil das bereits anwesende Rydberg-Atom durch sein Dipolpotential eine Verschiebung der Anregungsfrequenz erzeugt. Dieser Effekt bildet die Grundlage des vorgeschlagenen Quantengatters mit ultrakalten Rubidium-Rydberg-Atomen, dessen Realisierung als langfristiges Ziel angestrebt wird.

Anhang A

MCP-Elektronik

Für die Detektion mit der MCP wurde die in Abbildung A.1 gezeigte Schaltung verwendet. Sie enthält zunächst einen 1:20-Spannungsteiler, der für die Rückseite der MCP eine Spannung von $\frac{1}{21} \cdot V_{ss}$ bereitstellt. Um den über die MCP fließenden Strom zu begrenzen, befindet sich der 3 M Ω -Widerstand zwischen der Versorgungsspannung und der Vorderseite der MCP. Damit wird die Beschädigung der MCP durch zu hohe Ströme verhindert.

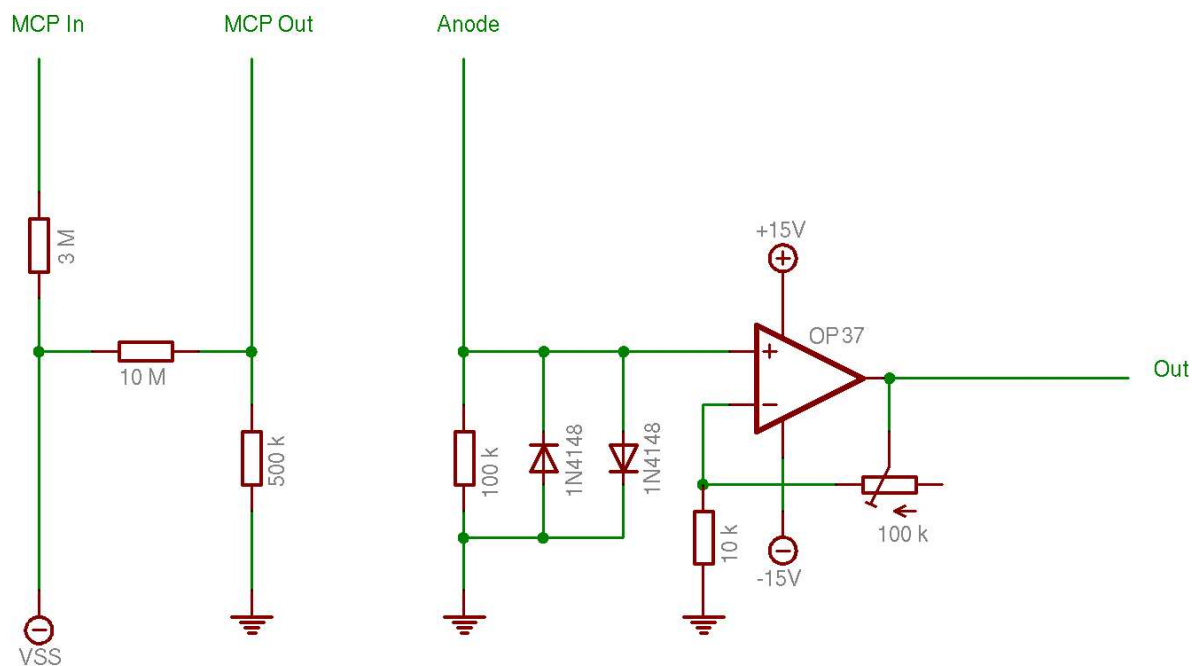


Abbildung A.1: Schaltplan für Ionen-Detektion mit der MCP. Die Versorgungsspannung (V_{ss}) liegt im Bereich von -1800 V bis -2100 V.

Auf der Anodenseite wird die Spannung, die beim Abfließen der Sekundärelektronen von der Anode über einen 100 k Ω -Widerstand abfällt, in einem Verstärkerschaltkreis verstärkt. Am Ausgang der Verstärkerschaltung kann dann ein Oszilloskop oder die Analog-In-Karte

angeschlossen werden. Die Dioden, die parallel zu dem 100 k Ω -Widerstand eingebaut sind, dienen zum Schutz vor Überschlügen.

Da die MCP auch kapazitive Eigenschaften besitzt, besteht bei den kleinen Signalen eine grundsätzliche Anfälligkeit für Störsignale. Daher muß sowohl auf eine ausreichende Erdung der Vakuumkammer als auch auf eine Abschirmung der Verstärkerschaltung geachtet werden.

Literaturverzeichnis

- [1] J. Gruska: *Quantum Computing*. McGraw-Hill, London, 1999.
- [2] A. M. Steane: *Quantum computing*. Rep. Prog. Phys. **61**, 117 (1998).
- [3] J. I. Cirac und P. Zoller: *Quantum Computations with Cold Trapped Ions*. Phys. Rev. Lett. **74**, 4091 (1995).
- [4] P. Zanardi und F. Rossi: *Subdecoherent information encoding in a quantum-dot array*. Phys. Rev. B **59**, 8170 (1999).
- [5] D. Jaksch, J. I. Cirac, P. Zoller, S. L. Rolston, R. Côté und M. D. Lukin: *Fast Quantum Gates for Neutral Atoms*. Phys. Rev. Lett. **85**, 2208 (2000).
- [6] H. A. Bethe und E. A. Salpeter: *Quantum Mechanics of One and Two Electron Atoms*. Academic Press, New York, 1957.
- [7] T. F. Gallagher: *Rydberg Atoms*. Cambridge University Press, 1994.
- [8] S. Chu: *Nobel Lecture: The manipulation of neutral particles*. Rev. Mod. Phys. **70**, 685 (1998).
- [9] C. N. Cohen-Tannoudji: *Nobel Lecture: Manipulating atoms with photons*. Rev. Mod. Phys. **70**, 707 (1998).
- [10] W. D. Phillips: *Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms*. Rev. Mod. Phys. **70**, 721 (1998).
- [11] R. Heidemann: *Verdampfungskühlung und Bose-Einstein-Kondensation von Rubidiumatomen*. Diplomarbeit, Universität Stuttgart, Fachbereich Physik, 2002.
- [12] J. Schoser: *Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats in einer stark anisotropen Magnetfalle*. Dissertation, Universität Stuttgart, Fachbereich Physik, 2003.
- [13] P. L. Gould et. al.: *Local Blockade of Rydberg Excitation in an Ultracold Gas*. Phys. Rev. Lett. **93**, 063001 (2004).
- [14] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu und D. E. Pritchard: *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*. Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).

- [15] H. J. Metcalf und P. van der Straten: *Laser Cooling and Trapping*. Springer, New York, 1999.
- [16] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts und C. I. Westbrook: *Optical Molasses*. J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2084 (1989).
- [17] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji: *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*. J. Opt. Soc. Am. B **6** (1989).
- [18] J. R. Rydberg: *On the Structure of the Line Spectra of the Chemical Elements*. Phil. Mag. 5th Ser. **29**, 331 (1890).
- [19] A. Dalgarno: *Rydberg atoms in astrophysics*. In R. F. Stebbings und F. B. Dunning, editors: *Rydberg states of atoms and molecules*. Cambridge University Press, 1983.
- [20] T. F. Gallagher: *Rydberg atoms*. Rep. Prog. Phys. **51**, 143 (1988).
- [21] C.-J. Lorenzen und K. Niemax: *Quantum Defects of the $n^2P_{1/2,3/2}$ -Levels in ^{39}K I and ^{85}Rb I*. Phys. Scr. **27**, 300 (1983).
- [22] J. E. Bayfield und P. M. Koch: *Multiphoton Ionization of Highly Excited Hydrogen Atoms*. Phys. Rev. Lett. **33**, 258 (1974).
- [23] James A. Schiavone, David E. Donohue, David R. Herrick und Robert S. Freund: *Electron-impact excitation of helium: Cross sections, n , and l distributions of high Rydberg states*. Phys. Rev. A **16**, 48 (1977).
- [24] G. V. Marr: *Photoionization Processes in Gases*. Academic Press, New York, 1967.
- [25] D. S. Weiss: *A Precision Measurement of the Photon Recoil of an Atom Using Atomic Interferometry*. Dissertation, Stanford University, Department of Physics, 1993.
- [26] T. F. Gallagher und W. E. Cooke: *Interactions of Blackbody Radiation with Atoms*. Phys. Rev. Lett. **42**, 835 (1979).
- [27] F. Gounand: *Calculation of radial matrix elements and radiative lifetimes for highly excited states of alkali atoms using the Coulomb approximation*. Journal de Physique **40**, 457 (1979).
- [28] W. E. Cooke und T. F. Gallagher: *Effects of blackbody radiation on highly excited atoms*. Phys. Rev. A **21**, 588 (1980).
- [29] J. Stark. Berliner Berichte **20** (1913).
- [30] J. S. Cohen: *Effect of tunneling on ionization of Rydberg states in intense fields: Hydrogenic atoms*. Phys. Rev. A **68**, 033409 (2003).

- [31] M. H. Alexander: *Exact Treatment of the Stark Effect in Atomic Hydrogen*. Phys. Rev. **178**, 34 (1969).
- [32] M. Hehenberger, H. V. McIntosh und E. Brändas: *Weyl's theory applied to the Stark effect in the hydrogen atom*. Phys. Rev. A **10**, 1494 (1974).
- [33] E. V. Condon und G. H. Shortley: *The Theory of Atomic Spectra*. Cambridge University Press, 1963.
- [34] K. Helfrich: *Constants of motion for separable one-particle problems with cylinder symmetry*. Theor. Chim. Acta **24**, 271 (1972).
- [35] M. L. Zimmerman, M. G. Littman, M. M. Kash und D. Kleppner: *Stark structure of the Rydberg states of alkali-metal atoms*. Phys. Rev. A **20**, 2251 (1979).
- [36] A. Grabowski und T. Pfau: *A lattice of magneto-optical and magnetic traps for cold atoms*. Eur. Phys. J. D **22**, 347 (2003).
- [37] J. Werner: *Kontinuierliches Laden einer Magnetfalle mit lasergekühlten Chromatomen*. Diplomarbeit, Universität Konstanz, Fakultät für Physik, 2000.
- [38] D. A. Steck: *Rubidium 87 D Line Data*. <http://steck.us/alkalidata>, 2003. revision 1.6.
- [39] D. Schneble, H. Gauck, M. Hartl, T. Pfau und J. Mlynek: *Optical atom traps at surfaces*. In M. Inguscio, S. Slingewi und C. E. Wieman, editors: *Proceedings of the International School of Physics „Enrico Fermi“, Course CXL*. IOS Press, Amsterdam, 1997.
- [40] J. Reichel, W. Hänsel und T. W. Hänsch: *Atomic Micromanipulation with Magnetic Surface Traps*. Phys. Rev. Lett. **83**, 3398 (1999).
- [41] W. Demtröder: *Laser Spectroscopy*. Springer, New York, 1996.
- [42] A. N. Benner: *Aufbau eines Lasersystems zur Erzeugung ultrakalter Plasmen*. Diplomarbeit, Universität Stuttgart, Fachbereich Physik, 2004.
- [43] J. Stuhler: *Kontinuierliches Laden einer Magnetfalle mit lasergekühlten Chromatomen*. Dissertation, Universität Konstanz, Fachbereich Physik, 2001.
- [44] J. L. Wiza: *Microchannel Plate Detectors*. Nucl. Instr. Meth. **162**, 587 (1979).
- [45] S. Kulin: *Aufbau eines räumlich hochauflösenden Detektors für metastabile Edelgasatome*. Diplomarbeit, Universität Konstanz, Fakultät für Physik, 1994.
- [46] M. G. Prentiss, A. Cable, J. E. Bjorkholm, S. Chu, E. L. Raab, D. E. Pritchard und J. S. Cohen: *Atomic-density-dependent losses in an optical trap*. Opt. Lett. **13**, 452 (1988).

- [47] G. Vitrant, J. M. Raimond, M. Gross und S. Haroche: *Rydberg to plasma evolution in a dense gas of very excited atoms*. J. Phys. B: At. Mol. Phys. **15**, L49 (1982).