

# Photoionisation von Kalzium

Diplomarbeit  
zur Erlangung des Magistergrades

an der  
Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Leopold-Franzens-Universität Innsbruck

eingereicht von

Daniel Rotter

im Jänner 2003

durchgeführt am Institut für Experimentalphysik  
der Universität Innsbruck



# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung und Motivation</b>	<b>3</b>
<b>1 Anregung vom Grundzustand <math>4s\ ^1S_0</math> zum <math>4p\ ^1P_1</math>-Zustand</b>	<b>7</b>
1.1 Kalzium und der 423 nm-Übergang . . . . .	7
1.2 Versuchsaufbau . . . . .	9
1.3 Spektren . . . . .	15
1.3.1 Temperaturabhängigkeit . . . . .	15
1.3.2 Kalzium-Isotope . . . . .	16
1.3.3 Studium der Linienbreiten . . . . .	20
<b>2 Anregung vom <math>4p\ ^1P_1</math>-Zustand in einen Rydbergzustand</b>	<b>27</b>
2.1 Rydbergzustände in Kalzium . . . . .	28
2.2 Stark-Effekt . . . . .	31
<b>3 Feldionisation des Rydbergzustandes</b>	<b>35</b>
3.1 Feldionisation . . . . .	35
3.2 Versuchsaufbau . . . . .	37
3.3 Messergebnisse . . . . .	43
3.4 Diskussion . . . . .	44
<b>4 Der Kalzium-Ofen</b>	<b>49</b>
4.1 Anforderungen und Konzept . . . . .	50
4.2 Geometrie und Abmessungen . . . . .	51
4.3 Montage und Befüllung . . . . .	55
4.4 Temperaturmessungen . . . . .	57
4.5 Molekularstrahluntersuchungen . . . . .	60
4.5.1 Dampfdruck und Geschwindigkeit der Atome . . . . .	60
4.5.2 Strahldurchmesser . . . . .	63
4.5.3 Berechnung der Anzahl der emittierten Atome . . . . .	65

<b>5 Die Photoionisationslaser</b>	<b>69</b>
5.1 UV-Diodenlaser bei 423 nm . . . . .	70
5.2 UV-Diodenlaser bei 390 nm . . . . .	72
<b>6 Vorteile der Photoionisation</b>	<b>75</b>
6.1 Die lineare Paulfalle: Grundlagen . . . . .	75
6.2 Effizienz . . . . .	77
6.3 Ablagerungen auf der Falle . . . . .	79
6.4 Isotopieverschiebung und Selektivität . . . . .	82
6.4.1 Ionisation anderer Elemente . . . . .	83
6.4.2 Ladeeffizienz von $^{43}\text{Ca}^+$ . . . . .	85
6.5 Weitere Vorteile . . . . .	88
6.6 Gemischte Kristalle aus $^{40}\text{Ca}^+$ und $^{43}\text{Ca}^+$ . . . . .	89
6.6.1 Grundlagen . . . . .	89
6.6.2 Schwingungsmoden . . . . .	91
<b>7 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>95</b>
<b>A Veröffentlichung zur Photoionisation von Kalzium</b>	<b>97</b>
<b>B Tabelle zum Gebrauch der Punktschweissmaschine</b>	<b>101</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>102</b>
<b>Danksagung</b>	<b>106</b>

# Einleitung und Motivation

Zu Beginn des 20. Jahrhunderts wurde durch die Begründung und Entwicklung der Quantenmechanik eine neue Ära der Physik eingeleitet. Dies geschah zu einem Zeitpunkt, als unter vielen Wissenschaftlern der Glaube vorherrschte, die Physik sei in wenigen Jahren als abgeschlossene Disziplin zu betrachten, die unsere Welt konsistent und lückenlos beschreibt. Gerade aber die Eigenschaften von Licht und das Verhalten der Materie auf atomarer Ebene bargen noch ungeklärte Fragen in sich. Es mussten im Rahmen der Quantenmechanik völlig neue Modelle zur Interpretation entwickelt werden, die von den damals vorherrschenden klassischen Vorstellungen stark abwichen.

Ein weiterer grosser Schritt für die Physik und im speziellen für die Quantenmechanik war die Entwicklung der Laser in den 60er Jahren: Erstmals konnte man mit Hilfe von Laserspektroskopie innerhalb eines neuen Zweiges, der *Quantenoptik*, die Wechselwirkung zwischen Licht und Materie auf atomarer Ebene genauer studieren. Dadurch war es möglich, die theoretischen Vorhersagen der Quantenmechanik zu prüfen, Fundamentalkonstanten sehr präzise zu messen und neue Frequenzstandards zu entwickeln.

Seit Mitte der 90er Jahre gibt es Ansätze, quantenmechanische Systeme für eine Informationsverarbeitung zu nutzen, dieser Zweig wird *Quanteninformationsverarbeitung* (engl.: *quantum information*) genannt. Das grosse Ziel dieser Disziplin ist die Entwicklung eines *Quantencomputers*. Anders als in klassischen Computern liegt hier die Information nicht in Bits (also 'Strom fliesst' oder 'Strom fliesst nicht'), sondern in Form von *Quantenbits* oder kurz *Qubits* vor, also in Form von quantenmechanischen Zwei-Zustands-Systemen. Während es in einem klassischen Computer nur die Zustände 0 oder 1 gibt, können in einem Quantencomputer auch beliebige quantenmechanische Überlagerungszustände aus den Zuständen  $|0\rangle$  und  $|1\rangle$  erzeugt werden. Die Verarbeitung der Information erfolgt mit Hilfe von Laserpulsen. Mit einem 'Quantencomputer' könnten bestimmte Problemstellungen, wie zum Beispiel das Auffinden der Primfaktoren einer ganzen Zahl, entscheidend schneller als mit einem herkömmlichen Computer gelöst werden.

In unserer Arbeitsgruppe wird versucht, lineare Ketten von Kalzium-Ionen für einen zukünftigen Quantencomputer zu nutzen. In einer linearen Paul-Falle wird diese Kette durch ein geeignetes elektrisches Feld gehalten. Dabei können einzelne Ionen bis hin zu linearen Ketten mit einigen zehn Ionen gespeichert werden. Diese Ketten stellen das Rechenregister (*Quantenregister*) des Quantencomputers dar, worin jedes einzelne Ion ein Quantenbit repräsentiert. Mittels Laserpulsen werden die Rechenoperationen implementiert. Dieses System besitzt günstige Eigenschaften für eine Quanteninformationsverarbeitung. Vorteilhaft ist, dass die Quanteninformation über lange Zeit gespeichert werden kann. Zusätzlich können aufgrund der hohen Stabilität und Zuverlässigkeit dieses Aufbaus einzelne Ionen über mehrere Tage in der Falle gehalten werden.

Eine Grundvoraussetzung für dieses Experiment ist die *Erzeugung* des Quantenregisters. Es stellt sich die Frage: Wie werden Ionenketten zuverlässig und deterministisch in die Paul-Falle geladen?

Dies geschieht in zwei Schritten: Ein Ofen erzeugt einen Strahl neutraler Kalzium-Atome. Daraus werden dann durch Ionisation der Neutralatome einfach geladene Ionen erzeugt. Seit Beginn des Experimentes mit der linearen Falle bis Mitte 2001 wurde diese Ionisation mittels der üblichen Methode der Elektronenstoss-Ionisation durchgeführt. Auf den Kalziumatomstrahl ist ein Strahl von Elektronen aus einer Elektronenkanone gerichtet, der durch Stoss gebundene Elektronen von den Kalzium-Atomen entfernt. Das Laden von Ionen-Ketten auf diese Art hat Probleme mit sich gebracht: Beschichtung der Vakuumfenster mit Kalzium von innen, Ablagerungen von Kalzium auf den Fallenelektroden und Aufladungen der isolierten Halterungen. Vor allem die Ablagerungen auf der Falle und die Aufladung der Falle beeinträchtigen die Zuverlässigkeit und Stabilität des Experimentes stark.

Zur zuverlässigeren Erzeugung des Quantenregisters, wurden ab Juni 2001 die Kalzium-Ionen mit der Methode der Photoionisation erzeugt, die in drei Schritten abläuft: Ein Atom-Strahl von neutralem Kalzium, der durch die Falle justiert ist, wechselwirkt in der Mitte der Falle mit zwei einander überlagerten Laserstrahlen zweier Laser-Dioden bei 423 nm und 390 nm. Im *ersten* Schritt regt das Laserfeld bei 423 nm ein Valenzelektron vom Grundzustand  $4s\ ^1S_0$  in den Zustand  $4p\ ^1P_1$  an. Im *zweiten* Schritt wird das Elektron durch das Laserfeld bei 390 nm vom  $4p\ ^1P_1$  in einen Rydbergzustand, also in einen Zustand nahe der Ionisationsgrenze mit einer Hauptquantenzahl  $n \sim 40$ , angeregt. Dieser Rydbergzustand wird in einem *dritten* Schritt durch das elektrische Feld der Falle ionisiert.

Die Methode hat sich als sehr effizient herausgestellt. Daher kann der Fluss des Atomstrahles reduziert werden, wodurch unnötige Ablagerungen auf den Fallenelektroden vermieden werden können. Der geringe Atomfluss

beeinträchtigt nicht das Ultra-Hoch-Vakuum. Es kann auch das Auftreten von Spannungsüberschlägen zwischen den Elektroden der Falle vermieden werden, da weniger Ladungsträger vorhanden sind. Durch die Tatsache, dass kein Elektronenstrahl mehr zur Ionisation eingesetzt werden muss, werden zusätzlich auch Aufladungen der isolierenden Teile vermieden. Aufgrund der resonanten Anregung der Atome ist diese Methode auch element- und isotopenselektiv, wodurch es möglich ist, spezielle Isotope von Kalzium in die Falle zu laden. Während in anderen Arbeiten [1] eine Photoionisation von Kalzium nur mit hohem technischen und finanziellen Aufwand unter Verwendung von Argon-Ionen Lasern und Titan-Saphir Lasern durchgeführt werden kann, kommen in der hier präsentierten Methode kompakte und vergleichsweise günstige Laserdioden zum Einsatz, was den zeitlichen und finanziellen Aufwand zur Bereitstellung der benötigten Wellenlängen erheblich reduziert.

Eine weitere Verbesserung an diesem Bestandteil des Experimentes betrifft den Kalzium-Ofen, der den Atomstrahl von neutralem Kalzium erzeugt. Dabei ist ein entscheidender Punkt die Kollimation des Atomstrahles, um erstens unnötige Ablagerungen auf der Falle zu vermeiden und zweitens ein Beschichten der Vakuumfenster mit Kalzium von innen zu verhindern. Ein weiterer Punkt betrifft die zur Befüllung des Ofens mit Kalzium benötigte Zeit. Dies ist deshalb von Bedeutung, weil Kalzium sehr reaktiv ist und an Luft schnell oxidiert. Dies hat zur Folge, dass einerseits unerwünschte Elemente im Ofen vorhanden sind, andererseits aber, dass weniger reines Kalzium für das Experiment zur Verfügung steht.

In dieser Arbeit werden die beiden Verbesserungen am Experiment der linearen Falle, die Photoionisation und ein neuer Kalzium-Ofen, untersucht. Zur Durchführung zusätzlicher Messungen wurde ein Test-Aufbau konstruiert, in dem unabhängig vom Experiment der linearen Falle die Photoionisation von Kalzium untersucht werden kann.

In den Kapiteln 1, 2 und 3 werden die Studien der drei Stufen der Photoionisation von Kalzium präsentiert. Die genaue Beschreibung des Test-Aufbaus findet sich in Kapitel 1, Kapitel 2 zeigt die Erzeugung und Berechnung von Rydbergzuständen in Kalzium, Kapitel 3 schildert die Modifizierungen des Test-Aufbaus zur Messung der Feldionisation. Im darauffolgenden Kapitel 4 werden die Entwicklung, der Aufbau und die Eigenschaften des verbesserten Kalzium-Ofens im Hinblick auf Beladzeit, Temperaturverhalten, Anzahl der emittierten Atome und Strahldurchmesser dargestellt. Dieses Kapitel enthält auch eine detaillierte Bauanleitung für den Kalzium-Ofen. Kapitel 5 stellt das verwendete Lasersystem dar. Mit den aus Kapitel 1 bis 4 gewonnenen Daten können die massiven Vorteile der Photoionisation gegenüber der Ionisation mittels Elektronenstoss in Zahlen gefasst werden, die Ergebnisse dieser Un-

tersuchungen sind in Kapitel 6 aufgelistet. Dieses Kapitel beinhaltet auch eine kurze Beschreibung des Aufbaus der linearen Paul-Falle.

Im Anhang A findet sich zusätzlich die Veröffentlichung in 'Applied Physics B' zur Photoionisation von Kalzium unserer Arbeitsgruppe, die einige der prägnanten Ergebnisse dieser Arbeit in kompakter Form wiedergibt.



# Kapitel 1

## Anregung vom Grundzustand $4s \ ^1S_0$ zum $4p \ ^1P_1$ -Zustand

Der erste Schritt zur Photoionisation von Kalzium ist die Anregung vom Grundzustand  $4s \ ^1S_0$  in den  $4p \ ^1P_1$ -Zustand. In diesem Kapitel werden nach einer kurzen Einführung die Messungen dieser Resonanz inklusive Versuchsaufbau diskutiert.

### 1.1 Kalzium und der 423 nm-Übergang

Kalzium (lat. calx, Kalk) ist mit 3% Vorkommen das am fünfthäufigsten vertretene Element in der Erdkruste. Obwohl Kalk schon im 1. Jahrhundert von den Römern unter dem Namen calx verwendet worden ist, ist dieses Metall erst durch Davy Beginn des 19. Jahrhunderts in reiner Form entdeckt worden. Im Periodensystem ist Kalzium ein Element der zweiten Hauptgruppe und gehört daher zu den Erdalkalien. In der Natur kommt Kalzium nur gebunden in Form von Kalkstein ( $\text{CaCO}_3$ ), Gips ( $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ), Nitrat ( $\text{Ca}(\text{NO}_3)_2$ ) oder auch Kalziumchlorid ( $\text{CaCl}_2$ ) vor. Die Kernladungszahl von Kalzium beträgt 20. Die ebenfalls 20 Elektronen sind in der Konfiguration  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2$  [40] angeordnet und die Grundzustandskonfiguration ist somit wie für alle Erdalkalien  $^1S_0$ . Das erste Ionisierungspotential beträgt 6.113 eV, das zweite 11.871 eV [3]. Der Schmelzpunkt von Kalzium liegt bei 839°C, der Siedepunkt bei 1484°C [3]. Natürliches Kalzium enthält 13 radioaktive und 6 stabile Isotope, die in Tabelle (1.1) inklusive ihrem natürlichen Vorkommen, der Atommasse und ihrem Kernspin [3] aufgelistet sind:

Kalzium erweist sich für Experimente der Quantenoptik als sehr vielseitiges Atom. Im Termschema von Abbildung (1.1) sind die Energieniveaus von neutralem Kalzium dargestellt [4]. Das Neutralatom ist ein heliumähn-

Tabelle 1.1: Kalziumisotope

Isotop	Vorkommen in %	Masse in amu	Kernspin in $\hbar$
$^{40}\text{Ca}$	96.941(18)	39.963	0
$^{42}\text{Ca}$	0.647(9)	41.959	0
$^{43}\text{Ca}$	0.135(6)	42.959	7/2
$^{44}\text{Ca}$	2.086(12)	43.955	0
$^{46}\text{Ca}$	0.004(3)	45.953	0
$^{48}\text{Ca}$	0.187(4)	47.952	0

liches System mit einem Singlet- und einem Tripletsystem, hat aber wegen des Kernspins von  $I=0$  keine Hyperfeinstruktur (ausgenommen das Isotop  $^{43}\text{Ca}$ , siehe Kapitel 6). Der Interkombinationsübergang bei **657 nm** hat eine Linienbreite von 0,33 kHz (Lebensdauer von  $^3\text{P}_1$   $\tau=0.48$  ms) und kann so als optischer Atomuhrenübergang verwendet werden ([6], [7]), der Übergang im Tripletsystem bei **1978 nm** von  $^3\text{P}_2$  nach  $^3\text{D}_3$  mit einer Linienbreite von 60 kHz stellt einen geschlossenen Kreis für optisches Pumpen dar und kann zur Laserkühlung verwendet werden ([4], [5]). Auch im Singletsystem existiert eine Abfolge von optischen Übergängen, die sich für Laserkühlung eignet: Der stärkste Übergang in neutralem Kalzium, der Übergang von  $4s\ ^1\text{S}_0$  nach  $4p\ ^1\text{P}_1$  bei **423 nm**, ist aufgrund seiner kurzen Lebensdauer von 4.6 ns

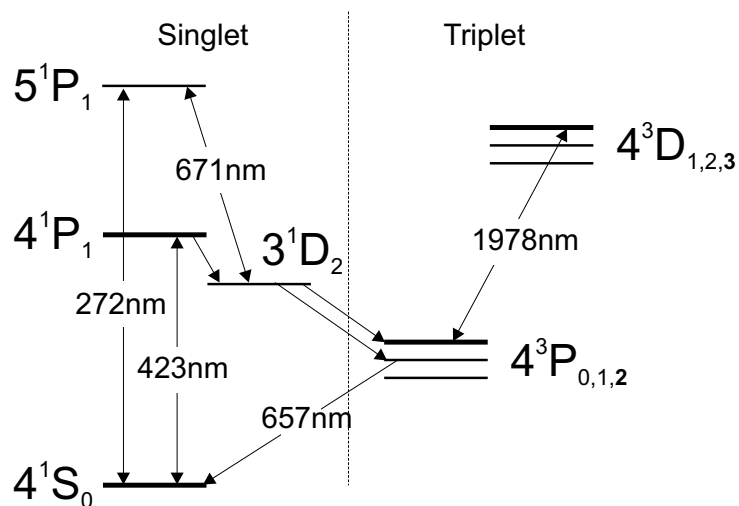


Abbildung 1.1: Termschema des neutralen Kalziums, nicht massstabsgetreu. Wie im Heliumatom gibt es hier ein Singlet- und ein Tripletsystem

sehr geeignet für Laserkühlung. Verluste durch Zerfall in den  $3\ ^1D_2$ -Zustand mit einer Lebensdauer von 3 ms, können mit einem Laserfeld bei **671 nm** kompensiert werden, indem eine Population im  $3\ ^1D_2$ -Zustand in den  $5\ ^1P_1$ -Zustand gepumpt wird, der dann mit grosser Wahrscheinlichkeit in den  $4\ ^1S_0$ -Zustand zerfällt und so den Kühlkreis wieder schliesst.

Der Übergang bei 423 nm ist speziell für diese Arbeit von Interesse. Er wird mit CA I bezeichnet und ist ein dipolerlaubter Übergang. Die natürliche Linienbreite liegt bei 34.7 MHz (Lebensdauer 4.6 ns), der Energieunterschied zwischen Grundzustand und dem  $4\ ^1P_1$ -Zustand beträgt 2.39 eV [3], [8] (Luftwellenlänge 422.673 nm).

Einfach ionisiertes Kalzium  $\text{Ca}^+$  erweist sich ebenso als interessant für Experimente der Quantenoptik, speziell für Anwendungen in Ionenfallen. Durch die Ionisation ist nur mehr ein Valenzelektron vorhanden und das Termchema von  $\text{Ca}^+$  (Abbildung (6.3)) entspricht einem neutralen Alkaliatom-Spektrum. Aufgrund des verschwindenden Kernspins (ausgenommen  $^{43}\text{Ca}^+$ ) fällt auch hier die Hyperfeinstruktur weg, was die Spektren überschaubarer macht. In der Dubletstruktur existieren zwei metastabile Zustände, nämlich  $^2D_{5/2,3/2}$ , mit einer Lebensdauer von 1 s (siehe auch Kapitel 6). Die quantenmechanische Überlagerung des  $S_{1/2}$ -Grundzustandes und dem metastabilen  $D_{5/2}$ -Zustand kann genutzt werden, um Quanteninformation einzuspeichern. Das Qubit kann dann auf dem Quadrupolübergang durch Laserpulse bei 729 nm manipuliert werden.

## 1.2 Versuchsaufbau

Die Verwendung eines eigenen Testaufbaus zur Charakterisierung der Photoionisation erlaubt eine unabhängige Beobachtung und Optimierung der Ionisierungs- und Lademethode. Es kann hier eine rechtwinklige Geometrie zwischen Laser-, Atomstrahl und Beobachtungskanal gewählt werden, was in der linearen Falle nicht möglich wäre. Im Testaufbau kann auch zum genaueren Verständnis der Atomfluss beliebig hoch gewählt werden.

Die Messung des Überganges vom Grundzustand ( $4s\ ^1S_0$ ) in den ersten angeregten Zustand  $4p\ ^1P_1$  erfolgt nach dem Prinzip einer **Resonanzfluoreszenz-Messung**: In einem Atomstrahl werden durch einen mit einem bestimmten Übergang resonanten Laserstrahl die Atome angeregt. Danach zerfällt der Zustand spontan (Lebensdauer  $\sim 5$  ns) unter Emission eines Photons mit der dem Übergang entsprechenden Wellenlänge (422,673 nm). Diese Strahlung, die Resonanzfluoreszenz, wird mit einem Abbildungssystem gesammelt und mit einem Detektor ausgelesen. In Abbildung (1.2) wird der spezielle Aufbau skizziert:

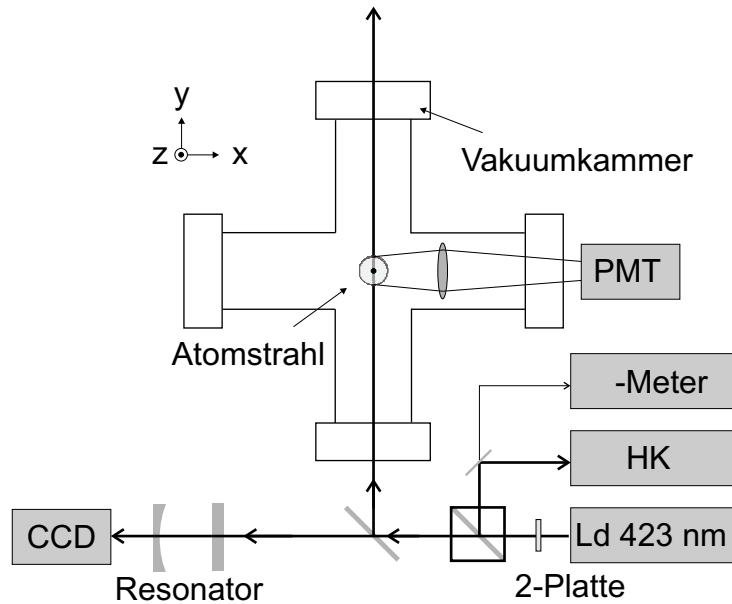


Abbildung 1.2: Versuchsaufbau schematisch von oben gesehen: Der Kalziumatomstrahl kommt aus der Zeichenebene heraus und wechselwirkt mit dem Laserstrahl, der von der Laserdiode (Ld) emittiert wird, im Zentrum. Ein Photomultiplier (PMT) dient zur Detektion der Resonanzfluoreszenz. Ein Teil des Laserstrahles wird in eine Hohlkathode (HK) geleitet, optional kann ein Teil des UV-Lichts zu Analysezwecken hinter einem Referenzresonator mittels einer CCD-Kamera beobachtet werden.

Als **Vakuumkammer** dient ein Doppelkreuz<sup>1</sup>, das in alle sechs Richtungen ( $\pm x$ ,  $\pm y$ ,  $\pm z$ ) des Koordinatenkreuzes circa 10 cm lange Röhren mit 6 cm grossen Durchmessern inklusive Vakuumanbauflanschen (CF 64) besitzt. Dieses Vakuumdoppelkreuz wird von einem Vakuumpumpstand<sup>2</sup> über zwei Stufen auf ein Vakuum von circa  $10^{-8}$  mbar abgepumpt. Die erste Pumpstufe übernimmt dabei eine Drehschieberpumpe, die innerhalb weniger Minuten ein Vakuum von  $10^{-3}$  mbar erzeugt, danach kann eine Turbopumpe zugeschaltet werden, die in wenigen Stunden das Endvakuum von  $10^{-8}$  mbar erreicht. Dieser Wert könnte mit einem zusätzlichen Ausheizen noch wesentlich verbessert werden, für die Messungen ist das aber nicht entscheidend, da die freie Weglänge der Kalzium-Atome bei einem Druck von  $p = 10^{-8}$  mbar bereits 0,5 m beträgt (siehe Gleichung (4.4)).

Der **Atomstrahl** wird in einem Ofen erzeugt, dessen Beschreibung sich

<sup>1</sup>Firma Hositrad: Fx6/114/64

<sup>2</sup>Leybold PT 151, bestehend aus Leybold Trivac D 16 B und Turbovac 361

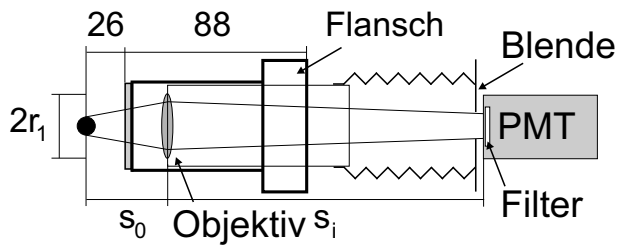


Abbildung 1.3: Der Detektionskanal im Detail:  $s_0$  Objektweite,  $s_i$  Bildweite, PMT Photomultiplier,  $r_1$  Objektivradius; Masse in mm

in Kapitel 4 findet. Es sei hier vorweggenommen, dass der Ofen mit einer Temperatur von bis zu  $\sim 600^\circ\text{C}$  betrieben werden kann und einen hohen Atomfluss zur Verfügung stellt ( $\sim 10^{12}$  Atome pro Sekunde), der auf wenige Millimeter kollimiert ist. Bei der in diesem Kapitel gemachten Messungen wird der Ofen verwendet, der als der 'alte' Ofen bezeichnet wird (siehe Kapitel 4). In der Abbildung (1.2), einer Draufsicht auf die Apparatur, verläuft der Atomstrahl entlang der Richtung der positiven  $z$ -Achse, die aus der Bildebene heraus verläuft. Im Zentrum des Doppelkreuzes liegt die Wechselwirkungszone, wo sich der Atomstrahl und das 1 mW starke, resonante Laserlicht bei 423 nm einer gitterstabilisierten Laserdiode treffen. Das Gitter kann in Abhängigkeit von einer an einem Piezokristall anliegenden Spannung verdreht werden, um die Wellenlänge zu selektieren (Details zu den Laserdioden finden sich in Kapitel 5). Der **Laserstrahl** verläuft also horizontal in positiver  $y$ -Richtung und kann zusätzlich über einen Strahlteiler in einen Referenzresonator eingekoppelt werden, der später zur Eichung dient.

Im Wechselwirkungsbereich erfolgt die Anregung des Kalziums vom Grundzustand auf den ersten angeregten Zustand  $4p\ ^1P_1$ . Da der Übergang dipolellaubt ist und somit eine kurze Lebensdauer aufweist, relaxieren die Atome noch innerhalb der Wechselwirkungszone innerhalb von knapp  $3\ \mu\text{m}$  ( $500^\circ\text{C}$ ), sodass kann an der Stelle der Anregung (Koordinaten:  $(0,0,0)$ ) auch die spontane Emission beobachtet werden kann. Dies geschieht über den **Detektionskanal**, der entlang der  $x$ -Achse liegt und im Wesentlichen aus einem Objektiv, einer Lochblende inklusive Filter und einem Photomultiplier<sup>3</sup> (PMT) besteht. Die Abbildung (1.3) zeigt den Detektionskanal im Detail.

Links in obiger Abbildung sieht man die Wechselwirkungszone des Atomstrahles mit dem Laserstrahl, die sich mit der Zone der Fluoreszenz deckt. Der an dieser Seite der Vakuumapparatur angebaute Flansch ist ein invertiertes Beobachtungsfenster, das zwar aussen an der Apparatur angebaut wird, aber erst bei einer Entfernung von 26 mm vor dem Zentrum ( $(0,0,0)$ ) mit einem Glasfenster abgeschlossen wird. Dies erlaubt es, ein Objektiv<sup>4</sup> möglichst

<sup>3</sup>Die Funktionsweise des Photomultiplier ist ähnlich dem des Elektronmultipliers und wird in 3 genau beschrieben

<sup>4</sup>Canon, Spiegelreflex FD 1:1.4,  $f=50\text{mm}$

nahe am Fluoreszenzpunkt zu installieren, um möglichst viele Photonen der Resonanzfluoreszenz nachweisen zu können. Das Objektiv wird so eingebaut, dass  $s_0$ , die Objektweite, 60 mm gross ist, denn damit ergibt sich für die Bildweite  $s_i$  über eine Umformung der Linsengleichung [34]

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{s_0} + \frac{1}{s_i} \quad (1.1)$$

und unter Berücksichtigung der Brennweite des Objektivs  $f=50$  mm:

$$s_i = 300\text{mm}. \quad (1.2)$$

In dieser Entfernung ergibt sich also ein Fokus und genau dort wird ein Photomultiplier<sup>5</sup> montiert. Die Vergrößerung  $M$  der Abbildung ergibt sich über die Gleichung für dünne Linsen zu [34]:

$$|M| = \frac{|s_i = 300\text{mm}|}{s_0 = 60\text{mm}} = 5 \quad (1.3)$$

Für eine Grösse der Wechselwirkungszone (im Querschnitt) von 2 mm errechnet sich eine Grösse der Abbildung von 10 mm. Direkt vor dem Photomultiplier sitzt eine Blende mit einer kreisrunden Öffnung von 10 mm Durchmesser. Der gesamte Bereich außerhalb der Wechselwirkungszone wird ausgeblendet und somit unterdrückt die Blende das Aufsammeln von Streulicht. Ein zwischen Blende und Photomultiplier montiertes Blaufilter<sup>6</sup> erfüllt denselben Zweck: Es lässt spektral nur 'blaues' Licht durch und filtert beispielsweise thermische Strahlung heraus, die vom Ofen bei hoher Betriebstemperatur erzeugt wird. Zusätzlich wird der ganze Detektionskanal durch die Verwendung eines in der Länge verstellbaren Balges lichtdicht gemacht.

Bei der Wahl der Bildweite muss ein Kompromiss eingegangen werden, denn einerseits bedeutet eine kleine Objektweite einen grossen beobachtbaren Raumwinkel, andererseits bedeutet dies aber eine Vergrößerung der Bildweite, was einfach aus Platzgründen Schwierigkeiten mit sich bringen kann. Da das ganze Experiment auf einem kleinen optischen Tisch<sup>7</sup> mit einer Grösse von 60 x 45 cm montiert ist, kann eine Bildweite von 30 cm noch realisiert werden.

Nun kann der beobachtete Raumbereich des Objektivs errechnet werden: Es wird dazu das Verhältnis der Fläche des Objektivs zur Gesamtfläche einer Kugel mit einem Radius, der gleichgross ist wie die Entfernung Wechselwirkungszone bis zum Objektiv, gebildet. Dieses Verhältnis kann für eine

---

<sup>5</sup>Hamamatsu HR 5784

<sup>6</sup>Bg 39, 2 mm

<sup>7</sup>Thorlabs Breadboard

Grösse von  $r_1=13$  mm (siehe Abbildung (1.3)) und unter der Annahme, die Objektivfläche sei kreisförmig, bestimmt werden zu:

$$\frac{A_{\text{Objektiv}}}{A_{\text{gesamt}}} = \frac{r_1^2 \pi}{4r_2^2 \pi} = 0.0117, \quad (1.4)$$

wobei  $r_2=60$  mm die oben genannte Objektweite ist. Es werden also rund 1% der emittierten Photonen aufgefangen. Bei dem Durchgang durch das Blaufilter mit einer Durchlässigkeit von 97.5% werden im Schnitt 2.5% der Photonen absorbiert. Die restlichen Photonen werden nachher mit dem Photomultiplier mit einer Quanteneffizienz von 10% nachgewiesen. Dies bedeutet, dass von allen emittierten Photonen knapp 0.1% detektiert werden.

Die **Steuerung** des Experimentes und die **Datenerfassung** erfolgt über einen Computer, der mit LabView<sup>8</sup> ausgestattet ist und das Experiment entsprechend dem in Abbildung (1.4) dargestellten Schema verwaltet: Der Aus-

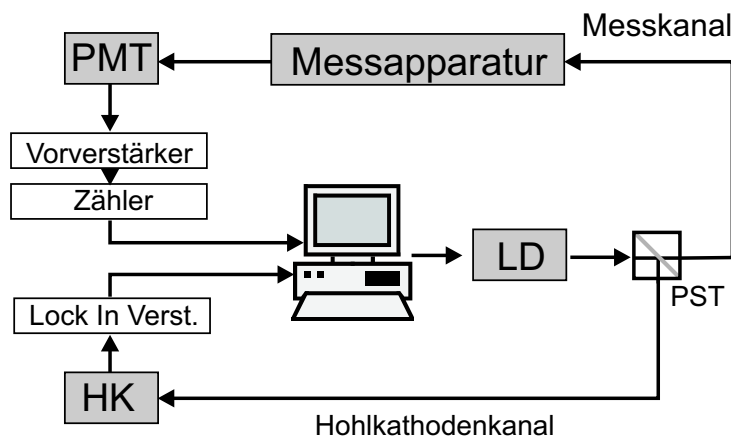


Abbildung 1.4: *Konzept der Steuerung und Datenerfassung des Experimentes, PST: Polarisationsstrahlteiler*

gang des Computers steuert die Wellenlänge des Lasers (Details in Kapitel 5). Zur Kontrolle kann optional über einen Klappspiegel die Wellenlänge auf einem  $\lambda$ -Meter überprüft werden. Über einen Polarisationsstrahlteiler kann ein Teil des Laserstrahles zu einer Hohlkathode geleitet werden.

Im **Hohlkathodenkanal** kann eine grobe Wellenlängenbestimmung mittels einer sogenannten optogalvanischen Spektroskopie durchgeführt werden [35]. Der Laserstrahl wird zuerst mit einem periodischen Unterbrecher in seiner Intensität moduliert und anschliessend in die Hohlkathode geleitet, um

<sup>8</sup>Version 5.1

dort Übergänge zu treiben. In der Hohlkathode wird der Strom einer Gasentladung gemessen. Stimmt die Frequenz des Lasers mit einem Übergang in Kalzium überein, wird der höherenergetische Zustand durch die Absorption der Photonen des Lasers stärker bevölkert. Dadurch steigt auch die Ionisierungswahrscheinlichkeit in der Hohlkathode und der Gasentladungsstrom steigt an. Die periodische Stromänderung aufgrund der Intensitätsmodulation des Lasers wird mit einem LOCK-IN-Verstärker<sup>9</sup> gemessen, verstärkt und über eine Schnittstelle (GPIB), an den Messrechner übertragen und dort angezeigt. Die Linie ist allerdings stark Doppler-verbreitet (typischerweise 2 GHz), da das Kalzium von dem Kathodenmaterial mit einer hohen Geschwindigkeit emittiert wird, die Atome aber keine ausgezeichnete Geschwindigkeitsrichtung besitzen.

Der Laserstrahl im **Messkanal** wird durch ein eigens antireflexbeschichtetes<sup>10</sup> Quarzglas in das Vakuum geleitet und regt in der Wechselwirkungszone die Kalziumatome an. Wird keine Linse zur Fokussierung verwendet, so beträgt die Strahlgrösse 2 bis 3 mm, unter Verwendung einer Linse mit  $f = 500$  kann ein Strahldurchmesser im Fokus von  $200 \mu\text{m}$  erzeugt werden. In allen Messungen dieses Kapitels wurde auf eine Linse verzichtet. Das Austrittsfenster der Apparatur besteht ebenso aus antireflexbeschichtetem Glas, um Streulicht zu vermeiden.

Die Photonen der Resonanzfluoreszenz treffen über den Beobachtungskanal auf den Photomultiplier, erzeugen dort über eine Photokathode Primärelektronen, die bis zu einem Faktor von  $10^6$  vervielfacht werden und am Ausgang des PMT einen Negativspannungspuls von typischerweise 10 mV Tiefe und 10 ns Breite erzeugen (vgl. Kapitel 3). Dieser Puls wird über einen Vorverstärker<sup>11</sup> verstärkt und an einen Photonenzähler<sup>12</sup> übertragen, der einerseits als Diskriminator und andererseits als Zähler fungiert. Die Zählraten in Einheiten von 1/sec oder 1/0.1 sec werden über eine Schnittstelle (GPIB) an den Computer weitergegeben und dort angezeigt.

Das LabView Programm ermöglicht es, das Experiment auf zwei verschiedene Arten zu betreiben:

- **Online-Modus:** In diesem Modus wird in Abhängigkeit von der auf der Oberfläche des Programms gewählten Wellenlänge des Lasers sowohl die an der Hohlkathode anliegende Spannung, als auch die momentane Zählrate des Photonenzählers angezeigt. Dieser Modus dient vor allem zum Auffinden der Resonanz und zur Justage der Komponenten.

---

<sup>9</sup>SRS 630

<sup>10</sup>Laseroptik, AR 307-423 nm /0°

<sup>11</sup>Ortec Vt 120 Preamp

<sup>12</sup>SRS 400 Photoncounter



- **Scan-Modus:** In diesem Modus variiert der Computer eigenständig die Wellenlänge des anregenden Lasers in Form einer Rampe und zeichnet wiederum das Signal der Hohlkathode und des Photonenzählers auf. Die Wellenlänge wird dabei von einer unteren Grenze bis zu einer oberen Grenze linear variiert. Somit können Spektren aufgenommen werden, wie sie zum Beispiel in den Unterkapiteln (1.3.2) und (1.3.3) zu sehen sind.

## 1.3 Spektren

### 1.3.1 Temperaturabhängigkeit

Zur Vorbereitung für die erste Messung wird der Kalzium-Ofen (siehe Kapitel 4) mit circa 7 A geheizt und der Laserstrahl durch das Zentrum der Vakuumapparatur justiert. Bei diesem Ofenstrom ist das Signal der Resonanzfluoreszenz sehr hoch ( $>1$  kHz), so dass eine genaue räumliche Justage des Lasers problemlos ist. Zur Kontrolle der Laserwellenlänge können das Hohlkathodenspektrum und das  $\lambda$ -Meter herangezogen werden. Jetzt kann der Ofenstrom variiert und die Fluoreszenzphotonen gezählt werden. In Abbildung (1.5) ist das Signal in 'Counts per second' gegen die Temperatur in  $^{\circ}\text{C}$  bzw. den Heizstrom aufgetragen. Die Fluoreszenz ist erst ab einem Heizstrom von 4.5 A beobachtbar und erreicht für circa  $500^{\circ}\text{C}$  die Sättigung des Photomultipliers.

Es liegt die Annahme nahe, dass die Signalzunahme proportional zur Zu-

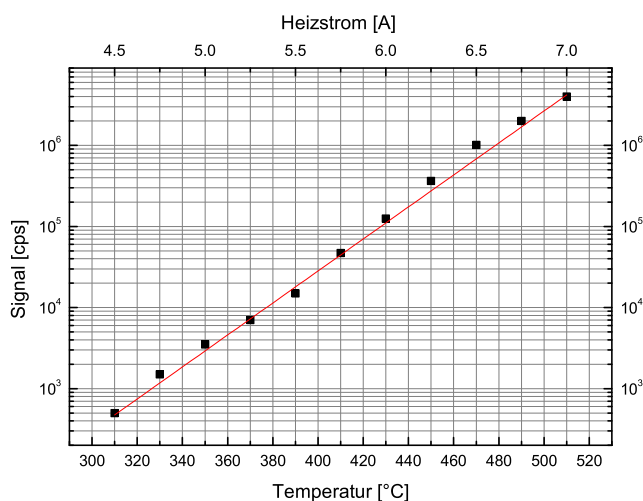


Abbildung 1.5: Fluoreszenzsignal als Funktion der Temperatur in  $^{\circ}\text{C}$ . Auf der oberen x-Achse ist der Heizstrom zur Temperatureinstellung in A aufgetragen

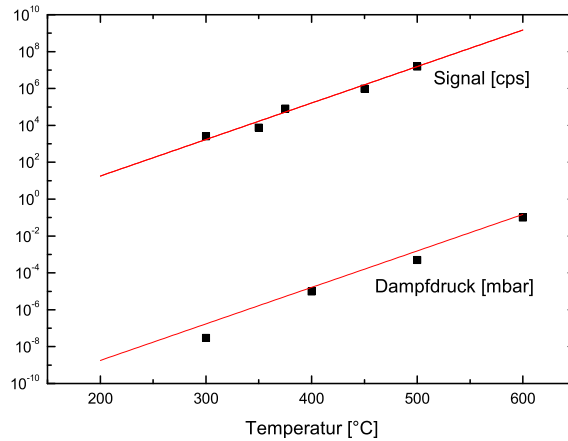


Abbildung 1.6: Vergleich der Zunahme des Fluoreszenzsignals und des Dampfdruckes als Funktion der Temperatur im logarithmischen Diagramm. Die y-Achse ist für den Dampfdruck in mbar, für die Fluoreszenz in cps.

nahme des Dampfdruckes (siehe auch Abschnitt (4.5)) von Kalzium ist. Zur Demonstration wird in einem Graphen (Abbildung (1.6)) sowohl das Signal der Fluoreszenz, als auch der Dampfdruck als Funktion der Temperatur (Details zur Temperaturmessung sind in Kapitel 4) aufgezeichnet, wobei die Datenpunkte für den Dampfdruck als Funktion der Temperatur einem Tabellenwerk aus [41] entnommen werden.

Es werden dem Signal und dem Dampfdruck exponentielle Wachstumskurven der Form

$$S = S_0 e^{T/a} \quad (1.5)$$

angepasst und die Parameter  $S_0$  und  $a$  ausgelesen,  $T$  ist die Temperatur in °C. Dabei ergibt sich:

	Fluoreszenzsignal	Dampfdruck
$S_0$	$3.6 \cdot 10^{-4}$ [cps]	$1.19 \cdot 10^{-14}$ [mbar]
$a$	$22(1.5)$ [°C]	$20(1)$ [°C]

Da  $a$ , die Steigung der exponentiellen Kurve im logarithmischen Diagramm, für beide Datenreihen annähernd gleich ist, kann so die Proportionalität zwischen Dampfdruck und Fluoreszenzsignal gezeigt werden.

Für die Messungen in (1.3.1) wurde der Laser auf Resonanz gestellt und das Signal der Resonanzfluoreszenz in Abhängigkeit vom Heizstrom im **Online-Modus** aufgezeichnet.

### 1.3.2 Kalzium-Isotope

In einer weiteren Messung wurde der Laser in seiner Wellenlänge verfahren. Dies geschieht automatisiert über den Computer im **Scan-Modus**. Die Pho-

tonenzählrate wurde in Abhängigkeit von der Frequenz des Laserfeldes bei 423 nm aufgezeichnet und abgespeichert. Die Kalibrierung der  $x$ -Achse wird in Kapitel 5 erklärt, der Nullpunkt der  $x$ -Achse ist dabei frei wählbar und wird auf das Zentrum der höchsten Linie im Spektrum gesetzt (hier  $^{40}\text{Ca}$ ).

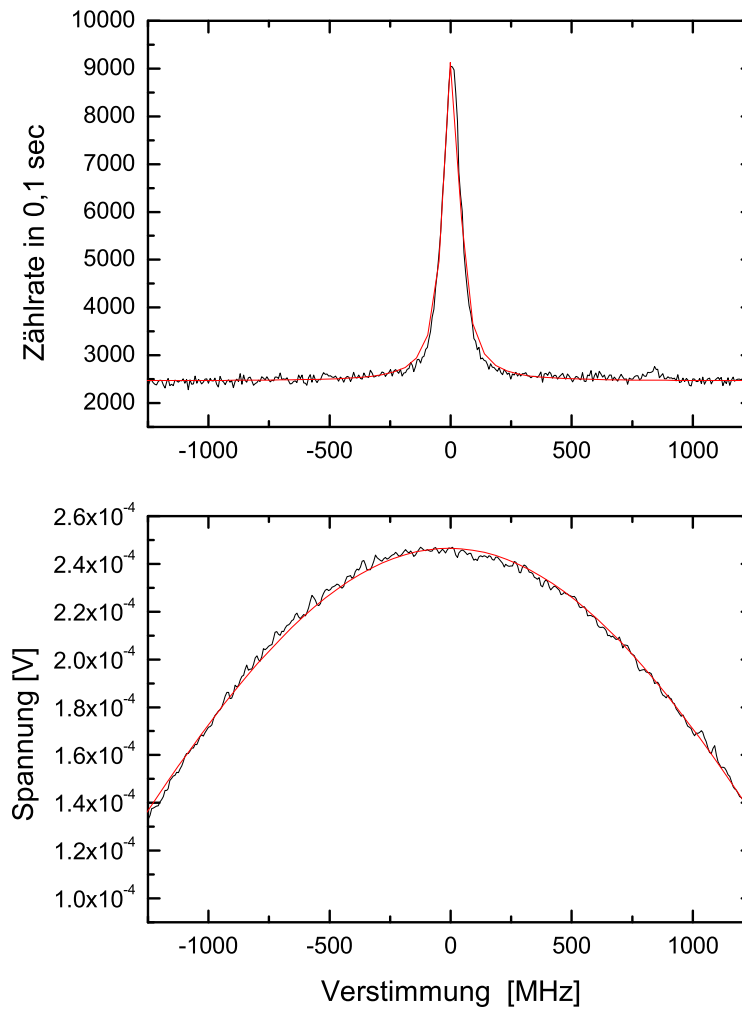


Abbildung 1.7: Fluoreszenzspektrum (oben) bei 5.5 A ( $375^\circ\text{C}$ ) Ofenstrom und Hohlkathodenspektrum (unten).

In Abbildung (1.7) ist ein Anregungsspektrum des Kalziumüberganges bei 423 nm gezeigt. Oben ist das Signal der Resonanzfluoreszenz, unten das

Hohlkathodenspektrum zu sehen. Da Atom- und Laserstrahl (beinahe) rechtwinklig aufeinander stehen, kann der Dopplereffekt ausgeschaltet werden und die Linie kann annähernd durch eine Lorentzkurve mit einer vollen Breite auf halber Höhe (Full Width at Half Maximum, FWHM) von 80 MHz beschrieben werden. Die Hohlkathodenlinie ist Doppler-verbreitert und weist eine Breite (FWHM) von 2.8 GHz auf (siehe auch (1.3.3)). Im Spektrum ist bereits bei einer Verstimmung von ungefähr 800 MHz eine weitere Resonanz zu erkennen, die als Kalzium-Isotop identifiziert wird.

Um dieses Phänomen genauer zu studieren, wurde bei einem höheren Ofenstrom von 7 A ( $500^{\circ}\text{C}$ ) eine weitere Resonanzfluoreszenzmessung durchgeführt. Diese ist in Abbildung (1.8) zu sehen. In dem Diagramm mit lo-

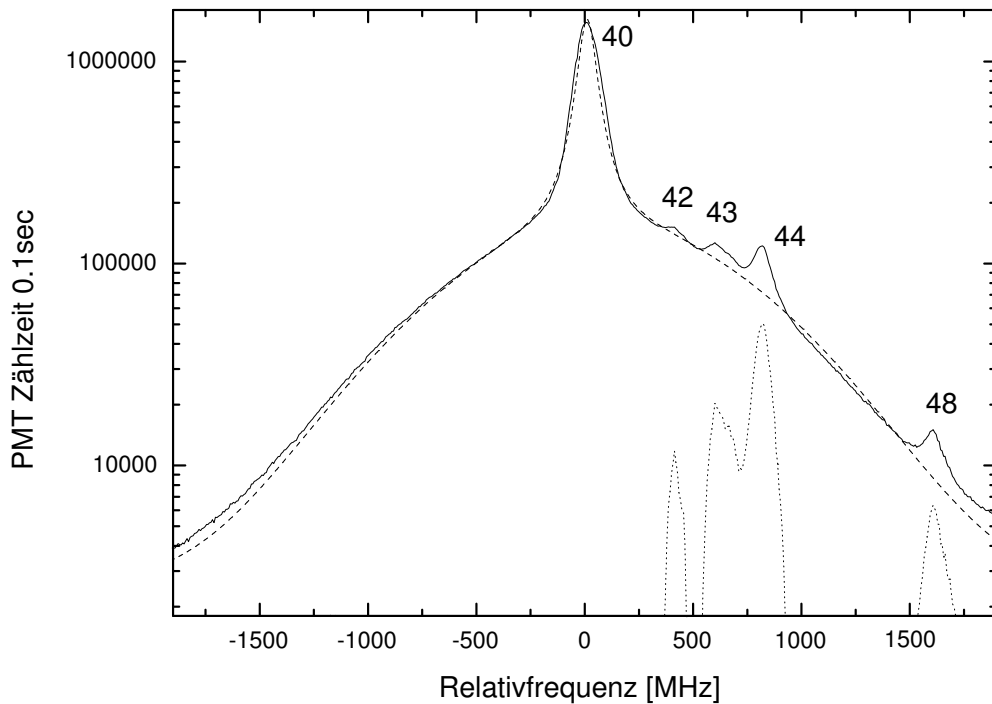


Abbildung 1.8: Anregungsspektrum von Kalzium bei  $423\text{ nm}$ . Zur Darstellung der Dynamik des Signals darzustellen wird eine logarithmische Skala verwendet. Der Ofenstrom beträgt  $7\text{ A}$  ( $500^{\circ}\text{C}$ ). Strichliert: angepasste Kurve, gepunktet: Residuen, Signal zu Rauschverhältnis:  $\sim 500$

garithmischer  $y$ -Achse sind mehrere zusätzliche Resonanzen erkennbar, die mit einem Abstand von  $410(20)$ ,  $600(40)$ ,  $760(38)$  und  $1600(100)$  MHz in der Relativfrequenz gemessen werden. Diese zusätzlichen Resonanzen stammen

von den nach  $^{40}\text{Ca}$  am häufigsten vorkommenden, stabilen Isotope des Kalziums, nämlich  $^{42}\text{Ca}$  mit 0.647 %,  $^{43}\text{Ca}$  mit 0.135 %,  $^{44}\text{Ca}$  mit 2.086 % und  $^{48}\text{Ca}$  mit 0.187 % natürlichem Vorkommen. Die gemessenen Isotopieverschiebungen stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit Werten aus [37] und [39] überein. Die Isotopieverschiebung setzt sich aus drei Teilen zusammen [8]:

$$\Delta\nu = \Delta\nu_{NMS} + \Delta\nu_{SMS} + \Delta\nu_{VS} \quad (1.6)$$

Dabei steht NMS für 'Normal Mass Shift', SMS für 'Specific Mass Shift' und VS für 'Volume Shift'. Für Elemente mit einer Kernladungszahl kleiner als 30 ist vor allem  $\Delta\nu_{NMS}$ , die Isotopieverschiebung aufgrund der veränderten Masse des Kernes, ausschlaggebend <sup>13</sup> [8], [10] und sie lässt sich schreiben als:

$$\Delta\nu_{NMS} = \nu m_e \frac{M_2 - M_1}{M_1 M_2} \quad (1.7)$$

wobei  $\nu = 7.0844 \cdot 10^{14}$  Hz die Zentralfrequenz des Überganges,  $M_1$  und  $M_2$  die Kernmassen verschiedener Isotope und  $m_e$  die Elektronenmasse ist. Die Isotopieverschiebung bezeichnet durch  $\Delta\nu_{SMS}$  wird in [11] genau beschrieben und hat seine Ursache in der Wechselwirkung zwischen Elektronen- und Kernimpuls. Für den hier vorliegenden Fall kann die sogenannte spezielle Massenverschiebung als numerische Korrektur von  $\Delta\nu_{NMS}$  in der Grössenordnung von

$$\frac{\Delta\nu_{NMS}}{\Delta\nu_{SMS}} = -0.069 \quad (1.8)$$

aus [37] übernommen werden, das heisst, dass die Isotopieverschiebung aufgrund der vergrösserten Kernmasse den eigentlichen Isotopieeffekt überschätzt und durch die spezielle Massenverschiebung um 7 % der 'normalen' Massenverschiebung nach unten korrigiert werden muss. Der dritte auftretende Effekt, der Volumeneffekt ( $\Delta\nu_{VS}$ ), wird in dieser Rechnung nicht berücksichtigt, denn dieser beschreibt die Verschiebung der atomaren Resonanz aufgrund der Veränderung der Ladungsverteilung der Protonen im Kern durch die zusätzlich vorhandenen Neutronen. Dies beeinflusst das vom Kern aufgebaute Coulomb-Feld und ist speziell für Atome mit sehr hoher Kernladungszahl von grosser Bedeutung [10]. Durch die Nichtbeachtung dieses Effektes bleibt bei der Berechnung der Isotopieverschiebung ein Fehler von kleiner als 10 % [37]. Die Ergebnisse der Messung, der Rechnung und der Messungen aus [37] sind in Tabelle (1.2) vergleichend zusammengestellt.

---

<sup>13</sup>Zwischen  $^1\text{H}$  und  $^2\text{H}$  besteht die grösste Isotopieverschiebung von ungefähr 200 GHz; für schwerere Elemente spielen zusätzliche Neutronen im Kern eine immer weniger bedeutende Rolle.

Tabelle 1.2: *Isotopieverschiebung von Kalzium in MHz*

Isotop	Messung aus [37]	Rechnung	Messung in dieser Arbeit
$^{42}\text{Ca}$	391.1(8)	428(28)	406(20)
$^{43}\text{Ca}$	611.0(10)	628(30)	600(40)
$^{44}\text{Ca}$	770.8(8)	818(41)	760(50)
$^{48}\text{Ca}$	1510.7(8)	1500(75)	1600(100)

In Abbildung (1.8) ist zu den Daten zusätzlich eine theoretische Kurve eingezeichnet. Die strichlierte Kurve setzt sich aus einer Lorentz- und einer Gaußkurve additiv zusammen, die an die Datenpunkte angepasst wurde. Das Ergebnis liefert eine Lorentzbreite von 90 MHz und eine Breite der Gaußkurve (beides FWHM) von 2.8 GHz. Physikalisch bedeutet der durch die Gaußkurve beschriebene Untergrund mit 2.8 GHz Breite, dass aufgrund der hohen Temperatur die Teilchendichte steigt und dadurch Stöße zwischen Atomen auftreten. Somit gibt es einen Anteil von Atomen, die zu einer Doppler-verbreiteren Resonanz beitragen. Der andere Teil der Atome (solche, die keinen Stoss erleiden) bleiben in ihrer Flugrichtung unbeeinflusst und tragen so zu der scharfen und (beinahe) Doppler-freien Lorentzresonanz bei. Der Grund für die leicht erhöhte Breite (90 MHz) der Lorentzkurve gegenüber der natürlichen Linienbreite von 34.7 MHz liegt einerseits darin, dass der Winkel zwischen Atomstrahl und Laserstrahl nicht exakt  $90^\circ$  ist, andererseits darin, dass der Atomstrahl nicht völlig kollimiert ist, d.h., dass immer noch Atome vorhanden sind, die eine (sehr kleine) Geschwindigkeitskomponente in Richtung des Laserstrahles besitzen und dadurch eine ein wenig verschobene Frequenz des Laserfeldes wahrnehmen (siehe Abschnitt (1.3.3)).

### 1.3.3 Studium der Linienbreiten

Der Laserstrahl sollte den Atomstrahl bestmöglich unter  $90^\circ$  kreuzen. Eine Abweichung von  $90^\circ$  hat zwei Effekte zur Folge: Einerseits bewirkt eine kleine Neigung des Laserstrahles gegenüber dem Atomstrahl eine *Verschiebung der zentralen Frequenz* einer Resonanz aufgrund des Dopplereffektes, andererseits wird die *Linienbreite* der Resonanz in Abhängigkeit von der Winkelabweichung von  $90^\circ$  vergrößert.

Der erste Effekt lässt sich sehr einfach über den linearen Dopplereffekt [12] beschreiben:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{v}{c} \quad \text{mit} \quad v = \langle v \rangle = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m}}, \quad (1.9)$$

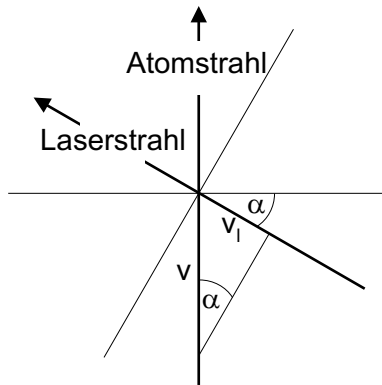


Abbildung 1.9: Veranschaulichung: Laserstrahl kreuzt Atomstrahl unter einem Winkel;  $\alpha = 0^\circ$  bedeutet einen rechten Winkel zwischen beiden Strahlen

wobei  $\nu_0$  die Zentralfrequenz,  $\Delta\nu$  die Frequenzverschiebung,  $v$  die Geschwindigkeit der Atome und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit ist. Für  $v$  wird die mittlere Geschwindigkeit aus der eindimensionalen thermischen Geschwindigkeitsverteilung (siehe Abschnitt (4.5.1)) eingesetzt. Für einen Betrieb des Kalziumofens bei einer Temperatur von  $500^\circ\text{C}$  (7 A) lässt sich  $v$  somit zu  $320\text{ m/s}$  berechnen. In Abbildung (1.9) sieht man die geometrischen Verhältnisse veranschaulicht: Aufgrund der Neigung des Laserstrahles gegenüber dem Atomstrahl erhält  $v$  eine Geschwindigkeitskomponente  $v_l$  in Laserstrahlrichtung und es ergibt sich trigonometrisch die Beziehung:

$$v_l = v \cdot \sin \alpha \quad (1.10)$$

Diese Geschwindigkeitskomponente bewirkt eine Dopplerverschiebung der Laserfrequenz (für das Atom), beschrieben durch Einsetzen von Gleichung (1.10) in Gleichung (1.9) (Größen in SI-Einheiten):

$$\Delta\nu = \frac{\nu_0}{c} \cdot v_l = \frac{\nu_0}{c} \cdot \sqrt{\frac{2kT}{\pi m}} \cdot \sin \alpha \quad (1.11)$$

Jetzt können noch  $\nu_0 = 7.0844 \cdot 10^{14}\text{ Hz}$ , die Zentralfrequenz der CA I Linie,  $c$  und  $T = 773\text{ K}$  eingesetzt werden und es ergibt sich:

$$\Delta\nu[\text{Hz}] = 7.558 \cdot 10^8 \sin \alpha \quad \text{bzw.} \quad \sin \alpha = \frac{\Delta\nu}{7.558 \cdot 10^8} \quad (1.12)$$

Damit kann bei einer Messung der Linienverschiebung der Winkel zwischen Atomstrahl-Laserstrahl berechnet werden.

Der zweite Effekt, die Verbreiterung der Resonanzen mit zunehmenden Winkel ist mit einem einfachen physikalischen Bild erklärbar.<sup>14</sup> Wäre der

<sup>14</sup>Die Ursache für diesen Effekt ist natürlich dieselbe, in der Messung erkennt man aber

Atomstrahl perfekt kollimiert, so gäbe es bei einem Einstrahlwinkel des Lasers von  $90^\circ$  keine Geschwindigkeitskomponente in Richtung des Laserstrahles ( $\alpha = 0^\circ$  und somit  $v_l = 0$  in Gleichung (1.10), damit  $\Delta\nu = 0$  in Gleichung (1.12)), folglich keine Atome, die eine Verschiebung der Zentralfrequenz wahrnehmen würden, auch nicht solche aus den Extrembereichen der Geschwindigkeitsverteilung. Mit zunehmender Neigung gibt es aber solche Komponenten ( $\alpha \neq 0^\circ$  in Gleichung (1.10)) und  $\Delta\nu$  hängt dann noch von der ursprünglichen Geschwindigkeit ab, die in der thermischen Verteilung für verschiedene Atome verschieden ist. Somit ist auch die Verbreiterung erklärbar.

Zum Ausmessen dieser Effekte wurde bei konstanten Ofenstrom von 7 A ( $500^\circ\text{C}$ ) der Durchgangswinkel des Laserstrahles durch die Vakuummappatur variiert und aus den Spektren die *Breiten* (FWHM) der zentralen  $^{40}\text{Ca}$ -Resonanzen bestimmt. Die *Verschiebung* der Resonanzen kann bestimmt werden, indem eine Referenz verwendet wird, die durch die Veränderung des Winkels zwischen Atom- und Laserstrahl unbeeinflusst bleibt. Dafür eignet sich das Hohlkathodenspektrum, denn erstens beeinflusst die Winkeländerung vor der Messapparatur nicht den Strahlengang in die Hohlkathode und zweitens treten die oben genannten Effekte aufgrund der bereits schon Doppler-verbreiterten Resonanzlinie nicht auf. Allerdings ist die Bestimmung des Maximums des Hohlkathodensignals aufgrund der grossen Linienbreite ungenau, für diese Messungen im Bereich von  $\pm 30$  MHz

Der Laserstrahl wurde unter einem Winkel von  $1^\circ$ ,  $2.5^\circ$ ,  $4^\circ$  und  $6^\circ$  (Un-  
genauigkeit:  $0.5^\circ$ ) zur Normalebene des Atomstrahles eingestrahlt und die dazugehörigen Fluoreszenzmessungen gemacht. Als erstes werden die Breiten (FWHM) der zentralen  $^{40}\text{Ca}$ -Resonanzen herausgelesen, danach die Verschiebung der Maxima gegenüber der Hohlkathodenspektren (Fehler  $\pm 30$  MHz). Anschliessend wird die Verschiebung über Gleichung (1.12) berechnet. In nachstehender Tabelle sind die Ergebnisse gelistet:

Man kann in Abbildung (1.10) und Tabelle (1.3) erkennen, dass die Linienbreite der Lorentzresonanzen mit zunehmender Neigung zunimmt. Die beste Auflösung wird hier für einen Winkel von circa  $1^\circ$  tabelliert. Die dazugehörige Lorentzbreite liegt mit 70 MHz aber noch immer deutlich über der natürlichen Linienbreite von 34.7 MHz. Es liegt deshalb die Vermutung nahe,

---

zwei Folgen. Im Wesentlichen besteht der Unterschied zwischen den beiden Phänomenen nur darin, dass bei Effekt 1 nur eine bestimmte Geschwindigkeitsklasse der thermischen Verteilung herausgegriffen wird, nämlich die mit der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit. Beachtet man aber die ganze Verteilung und die Tatsache, dass der Laser über ein noch viel weiteres Spektrum als das Doppler-verbreiterte Hohlkathodenspektrum verstimmt werden kann, tritt eben der zweite Effekt zusätzlich in Kraft. Aber, diese beiden Phänomene wären nur durch einen Geschwindigkeitsselektor im Atomstrahl trennbar!



Tabelle 1.3: *Frequenzverschiebung und Verbreiterung der CA I Linie bei einer Abweichung von  $\alpha$  des rechten Winkels zwischen Atom- und Laserstrahl, es wird zuerst ein Winkel eingestellt (Einstellung), danach die Lorentzbreite gemessen und über Gleichnung (1.12) berechnet.*

Eingestellter Winkel [°]	Gemessene Lorentzbreite [MHz]	Gemessene Verschiebung [MHz]	Berechnete Verschiebung
0.9(5)	70(5)	27(10)	11(10)
2.6(5)	80(5)	70(20)	56(16)
4.3(5)	270(10)	120(30)	80(16)
6.1(5)	311(10)	160(35)	105(20)

dass bei einem Winkel von  $0^\circ$  (also einem exakten rechten Winkel zwischen Atom- und Laserstrahl), die Linienbreite noch verkleinert werden könnte. Es stellt sich allerdings heraus, dass dieser Wert der Linienbreite nicht mehr verkleinert werden kann. Dies kann einerseits an der Ungenauigkeit der Winkelmessung liegen (der Winkel bei  $0.9^\circ$  hat eine Ungenauigkeit von  $0.5^\circ$  und kann somit (fast)  $0^\circ$  sein), andererseits ist der Kalzium-Ofen nicht genau vertikal ausrichtbar. Zusätzlich ist natürlich der Atomstrahl nicht exakt kollimiert, wodurch eine Verbreiterung aufgrund des Doppler-Effekts stattfindet, die auch bei einer optimalen Justage nicht vermieden werden kann. Im optimalen Fall wird eine Lorentzbreite von 70 MHz beobachtet. Damit kann auf den Divergenzwinkel  $\beta$  des Atomstrahles zurückgerechnet werden, indem die Beziehung

$$\Delta\nu_k = \Delta\nu_D \sin(\beta/2), \quad \text{wobei} \quad \Delta\nu_D = 7.16 \cdot 10^{-7} \nu_0 \sqrt{(T/M)} \quad (1.13)$$

für die Dopplerbreite eines (nicht perfekt) kollimierten Atomstrahles aus [55] herangezogen wird<sup>15</sup>. Für eine gemessene Breite von 70 MHz erhält man einen (vollen) Divergenzwinkel von  $3^\circ$ .

Eine Verbreiterung der Linie aufgrund von Sättigung ist nicht gegeben, da die Sättigungs-Intensität unter Verwendung der Gleichung

$$I_s = 4\pi^2 \hbar c \frac{\Gamma}{(3\lambda)^3} \quad (1.14)$$

aus [13] sich zu  $110 \text{ mW/cm}^2$  ergibt ( $\Gamma = 34.7 \text{ MHz}$ ,  $\lambda = 423 \text{ nm}$ ). Der unfokussierte Laserstrahl mit einem Durchmesser von 3 mm hat für eine Aus-

<sup>15</sup>Hier geht die Annahme ein, dass die Verbreiterung aufgrund der unzureichenden Kollimation erzeugt wird

gangsleistung von 1 mW eine Intensität von  $14 \text{ mW/cm}^2$  und erreicht somit nicht die Sättigungs-Intensität.

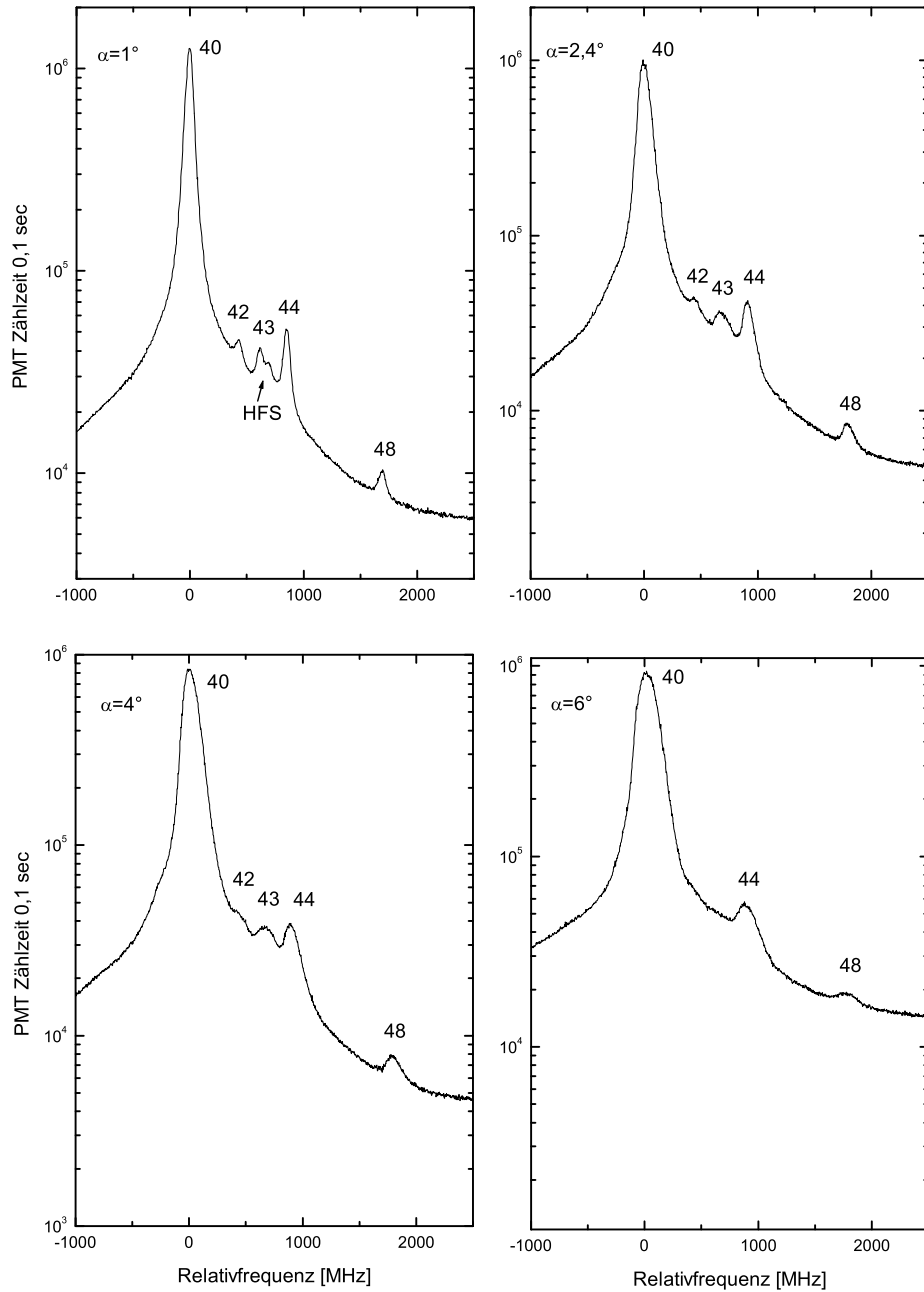


Abbildung 1.10: Der Kalziumübergang bei  $423\text{ nm}$  für verschiedene Winkel zwischen Atom- und Laserstrahl ( $\alpha$  bezeichnet die Abweichung vom rechten Winkel). Zu erkennen ist die Zunahme der Breite der Resonanzen mit der Neigung, bei  $\alpha = 1^\circ$  kann man aufgrund der geringen Breite der Kurven die Hyperfeinstruktur (HFS) von  $^{43}\text{Ca}$  bereits erkennen.



## Kapitel 2

# Anregung vom $4p\ ^1P_1$ -Zustand in einen Rydbergzustand

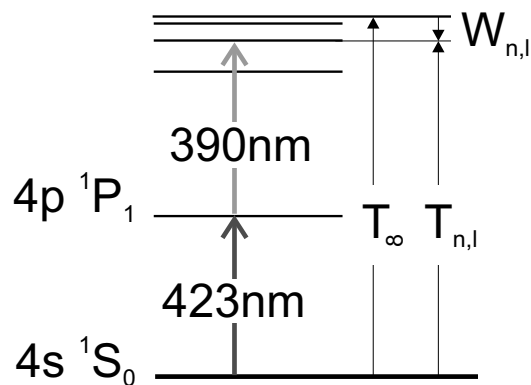


Abbildung 2.1: Vereinfachte Darstellung des Termschemas von Kalzium mit den für die Photoionisation relevanten Energieniveaus.  $T_{n,l}$  ist die Anregungsenergie gerechnet vom Grundzustand,  $T_\infty$  entsprechend die Ionisierungsenergie und  $W_{n,l}$  die Bindungsenergie, gerechnet vom Ionisationslimit.

Der zweite Schritt zur Ionisation von Kalzium ist die Anregung vom  $4p\ ^1P_1$ -Zustand in einen Rydbergzustand, also in einen Zustand nahe der Ionisationsgrenze. Dazu wird wiederum Laserlicht einer gitterstabilisierten UV-Laserdiode<sup>1</sup> bei 390 nm mit circa 0,7 mW verwendet. Der Versuchsaufbau bleibt derselbe wie in Kapitel 1, es wird lediglich das Laserlicht bei 390 nm über einen Polstrahlteiler dem Laserlicht bei 423 nm überlagert und in die

<sup>1</sup>Nichia

Apparatur geleitet. Die Rydbergzustände können aufgrund ihrer Langlebigkeit ( $\sim 100 \mu\text{sec}$  [14]) nur mit einer Feldionisationsmethode nachgewiesen werden.

## 2.1 Rydbergzustände in Kalzium

Die Untersuchung von hochangeregten Rydbergatomen ist ein intensives Forschungsfeld ([17] bis [21]). Durch den Umstand, dass sich die Rydbergelektro- nen weit ausserhalb des Kernes befinden, sind die Eigenschaften aller Ryd- bergatome verschiedener Elemente denen des Wasserstoffatoms sehr ähn- lich. Betrachtet man beispielsweise ein Atom (Kernladungszahl  $Z$ ) mit *ei- nem* Rydbergelektron, so sieht das hoch angeregte Elektron ein Coulombfeld des Kernes, das bis auf *eine* positive Elementarladung abgeschirmt ist. Dies rechtfertigt, näherungsweise das Wasserstoffatommodell als Grundlage der theoretischen Beschreibung von Rydbergatomen zu verwenden. Bei genaue- rer Betrachtung gilt diese Näherung nur für hohe  $l$ -Drehimpulszustände des Rydbergelektrons: In diesem Fall kann die semiklassische Beschreibung eines wie im Planetenmodell nach Bohr um den Kern rotierenden Elektrons über- nommen werden. Im Falle von niedrigen  $l$ -Drehimpulszuständen ( $l = 0, 1$ , also  $S$ - oder  $P$ -Zustände) sind allerdings Abweichungen in den Termscha- ta der Rydbergatome vom Wasserstoffatom festzustellen [15]: Die Energie- niveaus sind gegenüber denen des Wasserstoffatoms abgesenkt, also stärker gebunden. Dies ist durch zwei Effekte anschaulich zu erklären: Für  $S$ - oder  $P$ - Zustände ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons im Atomrumpf<sup>2</sup> auch für hohe  $n$  nicht vernachlässigbar klein, somit kann sich das Elektron auch innerhalb des nicht punktförmigen Rumpfes aufhalten und das positive Feld des Atomkernes ist für das Rydbergelektron nicht mehr maximal abge- schirmt. Dies bedeutet eine stärkere Bindung an den Kern bzw. man bräuchte zur Ionisation dieses Elektrons mehr Energie als im Falle des punktförmigen Kernes des Wasserstoffatoms. Im Termschema bedeutet das eine Absenkung des Energieniveaus gegenüber dem Wasserstoffatom. Ein zweiter Effekt be- ruht auf der Polarisation des Atomrumpfes durch das Rydbergelektron. Das induzierte Dipolmoment bedeutet aber für das Elektron wieder eine zusätz- liche Bindung und dies drückt sich im Termschema wiederum als Absenkung des Energieniveaus gegenüber dem Wasserstoffatom aus. Für hohe Drehim- puls Zustände ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Rydbergelektrons im Kern vernachlässigbar klein, so dass das Termschema mit dem des Was- serstoffs ident ist.

---

<sup>2</sup>Rumpf bedeutet in diesem Zusammenhang tatsächlicher Atomkern und Elektro- nenhülle

Aus diesem Grund verwendet man zur theoretischen Beschreibung von Rydbergatomen eine gewöhnliche Wasserstoff-Serienformel, die modifiziert wird, indem man statt der Hauptquantenzahl  $n$  eine effektive Quantenzahl  $n^*$  einsetzt.

$$E_{n,l} = -\frac{R_M}{(n^*)^2}, \quad \text{wobei} \quad R_M = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m_e}{M}}. \quad (2.1)$$

$R_M$  ist die Rydbergkonstante für einen Kern mit Masse  $M$ ,  $m_e$  ist die Elektronenmasse,  $n^*$  lässt sich schreiben als:

$$n^* = n - \delta_l, \quad (2.2)$$

wobei  $\delta_l$  als Quantendefekt bezeichnet wird und wie oben beschrieben eine Funktion des Bahndrehimpulses  $l$  des Elektrons sein muss. Dieser Quantendefekt beschreibt die Absenkung der Energieniveaus im Termschema und hat typische Werte zwischen 0 und 3, wobei hier der Anteil des Quantendefektes aufgrund der Kernpolarisation in der Größenordnung von  $10^{-2}$  liegt.  $\delta_l$  kann experimentell aus den Spektren bestimmt werden, dies wurde für Kalzium in [22] durchgeführt.  $E_{n,l}$  aus Gleichung (2.1) liefert negative Zahlen für gebundene Zustände, ist aber vom Betrag gleich gross wie die Bindungsenergie  $W_{n,l}$ . Für die nachstehende Anwendung ist die Anregungsenergie  $T_{n,l}$  (gemessen vom Grundzustand aus) passender und kann entsprechend der modifizierten Rydberg-Ritz Formel angegeben werden [8]:

$$T_{n,l} = T_\infty - \frac{R_M}{(n - \delta_l)^2} \quad (2.3)$$

Dabei ist entsprechend der Abbildung (2.1)  $T_{n,l}$  die Anregungsenergie,  $T_\infty$  das Ionisierungspotential (6.113 eV) und  $R_M$  die Rydbergkonstante von Gleichung (2.1). Mit  $R_\infty = 1.097373 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$  und  $M=40 \text{ amu}$  ergibt sich  $R_M = 1.097358 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$  aus Gleichung (2.1). Die Ionisationsgrenze  $T_\infty = 49306 \text{ cm}^{-1}$  wird in Wellenzahleinheiten eingesetzt [8] und es bleibt als einziger Parameter die effektive Quantenzahl  $n^* = n - \delta_l$  übrig.

Zur Bestimmung von  $n^*$  muss nochmals das Termschema aus Abbildung (2.1) hinzugezogen werden. Das Elektron wird in der ersten Stufe mit dem Laserlicht bei 423 nm in das Niveau  $4s4p \ ^1P_1$  angeregt, danach sollte es mit dem Laserlicht bei 390 nm in ein Rydbergniveau angeregt werden. Das heisst, dass die zweite Anregungsstufe ausgehend von einem P-Niveau im Singletsystem aufgrund der Auswahlregeln nur in ein S oder D-Niveau erfolgen kann: Etwas genauer:

$$\begin{array}{llll} 1. \text{Anregungsstufe bei 423 nm} & 4s_2 \ ^1S_0 & \rightarrow & 4s4p \ ^1P_1 \\ 2. \text{Anregungsstufe bei 390 nm} & 4s4p \ ^1P_1 & \rightarrow & 4sns \ ^1S_0 \quad \delta_l=2.34 \\ & & \rightarrow & 4snd \ ^1D_2 \quad \delta_l=1.24 \ (n=40) \end{array}$$

Die Werte für  $\delta_l$  sind dabei aus [8] und [22] entnommen. Damit können nun die entsprechenden Anregungsenergien berechnet werden: Als Beispiel muss man für das Energieniveau  $40\ ^1S_0$  in Gleichung (2.3)  $n = 40$  und den dazugehörigen Quantendefekt  $\delta_l = 2.34$  einsetzen und man erhält die Anregungsenergie in  $\text{cm}^{-1}$ . Der Energieunterschied zwischen zwei Zuständen ergibt sich, indem die Differenz der Anregungsenergien ( $\Delta T$ ) gebildet wird.

Bildet man speziell die Energiedifferenz zwischen dem  $4\ ^1P_1$ -Niveau und verschiedenen Rydbergzuständen, so sollten diese im Bereich von 390 nm sein. Eine genauere Berechnung erlaubt somit eine Identifikation der Rydbergzustände durch die Laserwellenlänge bei 390 nm, mit der sie angeregt werden.

In nachstehender Tabelle (2.1) sind einige Energieniveaus inklusive der benötigten Wellenlänge bei 390 nm zu deren Anregung in Vakuum- und Luftwellenlänge aufgelistet, dabei wird insbesondere der Bereich aufgelistet, der für die weiteren Messungen und für die lineare Falle entscheidend ist. Diese Tabelle stellt nur einen Auszug aus den gemachten Berechnungen dar, es ist problemlos, einen Bereich von  $n=10$  bis  $n=80$  mit dieser Kalkulation zu bestimmen.

Die in der Tabelle aufgelisteten Wellenlängen sind speziell für  $n\ ^1S_0$  und  $n - 1\ ^1D_2$ -Zustände sehr ähnlich. Da das  $\lambda$ -Meter eine Genauigkeit von  $10^{-4}$  nm aufweist [32], können die Rydbergzustände aufgelöst und unterschieden werden.

Tabelle 2.1: *Rydbergzustände und die benötigte Wellenlänge des Lasers bei 390 nm zur Anregung vom  $4\ ^1P_1$ -Zustand aus*

Rydbergzustand	Vakuumwellenlänge [nm]	Luftwellenlänge [nm]
$37\ ^1D_2$	391.113	391.028
$39\ ^1S_0$	391.073	390.965
$38\ ^1D_2$	391.065	390.958
$40\ ^1S_0$	391.007	390.900
$39\ ^1D_2$	391.000	390.909
$41\ ^1S_0$	390.947	390.840
$40\ ^1D_2$	390.940	390.834
$42\ ^1S_0$	390.890	390.784
$41\ ^1D_2$	390.885	390.778
$43\ ^1S_0$	390.839	390.732



## 2.2 Stark-Effekt

Befindet sich ein Atom in einem elektrischen Feld  $\vec{\mathcal{E}}$  mit einer Feldstärke von  $\mathcal{E}$  [V/cm], so kann eine Aufspaltung der Energieniveaus ähnlich wie beim Zeeman-Effekt im Magnetfeld beobachtet werden. Dieser Effekt wurde erstmals von *Stark* im Jahre 1913 am Wasserstoffatom entdeckt, hat aber bei weitem nicht dieselbe Bedeutung erlangt wie beispielsweise der Zeeman-Effekt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Beobachtung mit den damals verfügbaren Spektrometern sehr schwierig war, da für Atome im Grundzustand Feldstärken von mehreren kV benötigt wurden, um eine beobachtbare Aufspaltung der Energieniveaus erreichen zu können. Der Stark-Effekt wird beschrieben als Störung der atomaren Niveaus und wird je nach Ordnung der quantenmechanischen Störungsrechnung in linearen (1.Ordnung) und quadratischen (2.Ordnung) Stark-Effekt klassifiziert. Aufgrund der Ähnlichkeit von Rydbergatomen mit Wasserstoffatomen, sollen hier anhand des Wasserstoffs zuerst die Grundlagen diskutiert werden, um dann auf Rydberg-Atome zurückschließen zu können.

Legt man in  $z$ -Richtung ein elektrisches Feld der Feldstärke  $\mathcal{E}$  an, so muss man dem Hamiltonoperator des ungestörten Atoms einen Störungsterm hinzufügen, der sich zu

$$H = H_0 + H^f \quad \text{mit} \quad H^f = e\mathcal{E}z \quad (2.4)$$

ergibt. Mit Hilfe einer Störungsrechnung ([25], [23] und [27]), bei der der Elektronenspin vernachlässigt wird, erhält man für eine Verschiebung der Energieniveaus des Grundzustandes in 1. Ordnung

$$\Delta E^{(1)} = e\mathcal{E}\langle\psi_{100}|z|\psi_{100}\rangle = e\mathcal{E} \int |\psi_{100}|^2 z \, d\tau. \quad (2.5)$$

Hier ist  $\psi_{100}$  die Wellenfunktion des Grundzustandes (allgemein:  $\psi_{nlm}$ ) von Wasserstoff,  $e$  die Elementarladung. Das Matrixelement  $\langle\psi_{100}|z|\psi_{100}\rangle$  und damit der lineare ( $\Delta E^{(1)} \sim F$ ) Stark-Effekt verschwindet in 1. Ordnung, da im Integral bei einer Integration über den ganzen Raum ( $d\tau$ ) einmal mit negativem und einmal mit positivem  $z$  multipliziert wird, dies gilt im weiteren auch für alle separierten Zustände  $\psi_{nlm}$  von Wasserstoff [24]. Tritt in 1. Ordnung kein Stark-Effekt auf, nimmt man die 2. Ordnung der quantenmechanischen Störungsrechnung hinzu:

$$\Delta E_{100}^{(2)} = -e^2\mathcal{E}^2 \sum_{n \neq 1, l, m} \frac{\langle\psi_{nlm}|z|\psi_{100}\rangle^2}{E_n - E_1} = -8\pi\epsilon_0 \frac{a_0^3}{Z^4} \mathcal{E}^2. \quad (2.6)$$

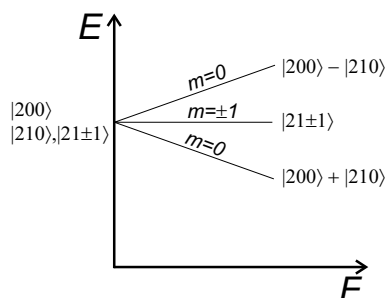
Man erhält eine (sehr kleine) Verschiebung des Grundzustandes proportional zu  $\mathcal{E}^2$ , also einen quadratischen Stark-Effekt ( $a_0 \dots$  Bohr'scher Radius).

Betrachtet man den letzten Ausdruck von  $\Delta E_{100}^{(2)}$ , so lässt sich feststellen, dass diese Energieverschiebung durch ein induziertes Dipolmoment entsteht, denn die Wechselwirkungsenergie ( $V = \Delta E_{100}^{(2)}$ ) zwischen einem Feld und einem Dipol mit Dipolmoment  $\vec{p}$  lässt sich darstellen als:

$$V = \frac{1}{2} \vec{p} \cdot \vec{\mathcal{E}} = \frac{1}{2} \alpha \mathcal{E}^2 \quad \text{weil} \quad \vec{p} = \alpha \vec{\mathcal{E}}. \quad (2.7)$$

Dabei ist  $\alpha$  die Polarisierbarkeit des Atoms, die sich bei Vergleich mit Gleichung (2.6) zu  $\alpha \sim a_0^3/Z^4$  ergibt. Da die Polarisierbarkeit immer eine positive Grösse ist, bleibt das Minus in der Wechselwirkungsenergie stehen, also  $\Delta E_{100}^{(2)} = -\alpha \mathcal{E}^2$  und so bedeutet der quadratische Stark-Effekt immer eine Absenkung der Energieniveaus, bzw. das vom Feld induzierte Dipolmoment bindet das Elektron zusätzlich an den Kern.

Für eine Hauptquantenzahl  $n > 1$  kommt es im Wasserstoffatom bei Anlegen eines elektrischen Feldes zum linearen Stark-Effekt, der den quadratischen Stark-Effekt weit übertrifft. Vernachlässigt man die Feinstruktur, so sind die Zustände mit  $n = 2$  4-fach entartet, alle Zustände  $|200\rangle$ ,  $|21-1\rangle$ ,  $|210\rangle$ ,  $|211\rangle$  in der Notation  $|nlm\rangle$  besitzen dieselbe Energie.



Es verschwinden nur solche Matrixelemente  $\langle \psi_{nlm} | z | \psi_{n'l'm'} \rangle$  nicht, für die die Auswahlregeln ([25] bis [27])  $\Delta l = \pm 1$  und  $\Delta m = 0$  zutreffen. Dadurch bleiben unter Einwirkung eines elektrischen Feldes nur mehr die Matrixelemente  $\langle 200 | z | 210 \rangle$  und  $\langle 210 | z | 200 \rangle$  übrig. Dies motiviert, die gestörte Schrödingergleichung

$$H|\psi\rangle = (H_0 + e\mathcal{E}z)|\psi\rangle \quad (2.8)$$

mit einem Ansatz für die Wellenfunktion in Form einer Linearkombination  $|\psi\rangle = a_1|210\rangle + a_2|200\rangle$  zu lösen [24], wobei die Parameter  $a_i$  noch zu bestimmen sind. Als Ergebnis erhält man in 1. Näherung folgende Eigenfunktionen mit den dazugehörigen Eigenwerten des Wasserstoffatoms unter Einwirkung eines elektrischen Feldes:

$$\psi = 1/\sqrt{2}(\psi_{200} \pm \psi_{210}) \quad E_{n=2}^{(1)} = E_0 \mp 3ea_0\mathcal{E}. \quad (2.9)$$

Das heisst, das Wasserstoffatom verhält sich so, als ob es ein permanentes Dipolmoment in der Höhe von  $6ea_0$  hätte und sich dieser Dipol entweder antiparallel oder parallel im angelegten Feld ausrichtet. Je nach Ausrichtung kommt es zu einer Absenkung oder Erhöhung der Energieniveaus, wie man in der Abbildung auf der vorigen Seite erkennen kann. Die Zustände mit  $|m| = 1$  erfahren in erster Ordnung keine Aufspaltung und sind 2-fach entartet.

Um das Verhalten von Zuständen mit höheren Quantenzahlen  $n$  zu beschreiben, empfiehlt es sich, die Schrödingergleichung in parabolischen Koordinaten auszudrücken und die Wellenfunktionen in diesen Koordinaten zu separieren. Eine explizite Rechnung findet sich in [25] und [15]: Die Koordinatentransformation zwingt zu einer Einführung neuer Quantenzahlen  $n_1, n_2$ , die ganzzahlig positiv sein müssen und mit den üblichen Quantenzahlen über die Bedingung  $n = n_1 + n_2 + |m| + 1$  zusammenhängen. Diese Quantenzahlen identifizieren alle Zustände unter der Feldeinwirkung eindeutig. Die Energieeigenwerte in 1. Ordnung der Störungsrechnung ergeben sich dann zu ([15],[24])

$$E^{(1)} = E_n + \frac{3}{2}ea_0\mathcal{E}\frac{n}{Z}(n_1 - n_2). \quad (2.10)$$

Für die Grösse der Aufspaltung der beiden äusseren Stark-Niveaus ergibt sich (für  $n_1 = n - 1, n_2 = 0$  und umgekehrt):

$$\Delta E^{(1)} = 3ea_0\frac{n(n-1)}{Z}\mathcal{E}. \quad (2.11)$$

$Z$ , die effektive Kernladungszahl, kann in weiterer Folge als  $Z = 1$  sowohl für Wasserstoff, als auch für die Rydbergatome gesetzt werden. Für grosse  $n$  kann der Ausdruck  $n(n-1)$  mit  $n^2$  angenähert werden und mit  $Z = 1$  ergibt sich eine maximale Aufspaltung von

$$\Delta E^{(1)} = 3ea_0n^2\mathcal{E}. \quad (2.12)$$

Zusammenfassend sieht man also am Wasserstoffatom: Es gibt einen *linearen* Stark-Effekt für entartete Zustände, die unabhängig von  $l$  nach  $|m|$  sortiert aufspalten: Das Feld koppelt verschiedene  $l$ -Zustände mit gleichem  $|m|$ , wobei die Aufspaltung für  $m = 0$  am grössten ist und eine maximale Energieaufspaltung gleich dem Ausdruck in Gleichung (2.12) aufweist. Für grosse  $n$  bilden sich im elektrischen Feld sogenannte Wasserstoffmannigfaltigkeiten aus, die für ein gegebenes  $n$  und  $|m|$  eine Anzahl von  $n - |m|$  einzelne Zustände beinhalten, wobei der energetisch tiefstgelegene (höchstgelegene) Stark-Zustand ( $|m| = 0$ ) mit rot (blau) bezeichnet wird. Bei grossen Feldern kann der blaue Starkzustand einer Mannigfaltigkeit von  $n$  einen roten Starkzustand einer darüberliegenden Mannigfaltigkeit ( $n+1$ ) kreuzen. Einen *quadratischen* Stark-Effekt zeigt nur der (nicht  $l$ -entartete) Grundzustand.

Bei Rydbergatomen ist der Stark-Effekt qualitativ sehr ähnlich. Wie schon am Beginn des Kapitels erwähnt, sind zwar die Zustände mit kleinem Drehimpuls  $l = 0, 1, 2$  in Rydbergatomen aufgrund des nicht punktförmigen Atomrumpfes (Kern und Restelektronen) stärker gebunden als im Wasserstoff, Zustände mit höherem  $l$  aber sind denen des Wasserstoffs gleich, sind

also entartet. Daher ist auch in Rydbergatomen für Zustände mit  $l > 2$  ein linearer Stark-Effekt beobachtbar, und man spricht auch hier von einer Wasserstoff-Manigfaltigkeit zu einer bestimmten Hauptquantenzahl  $n$ . Betrachtet man die Grösse der Aufspaltung der Stark-Zustände in Gleichung (2.12), so sieht man, dass diese proportional zu  $n^2$  ist. Daraus ist ersichtlich, dass der Stark-Effekt für Rydberg-Atome, die ja eine grosse Quantenzahl  $n$  haben, quantitativ wesentlich grösser ist als im Wasserstoffatom. Ein zweiter grosser Unterschied ist der, dass ein Kreuzen der Stark-Zustände wie im Wasserstoffatom nicht auftritt ( Verbotene Kreuzungen: engl.: Avoided Crossings). Alle anderen Zustände weisen einen *quadratischen* Stark-Effekt auf.

Zur Veranschaulichung ist in nachstehender Abbildung (2.2) ein (gerechnetes) Stark-Spektrum von Lithium für  $m = 0$  aus [29] dargestellt. Hier ist die Energieverschiebung in Wellenzahlen ( $y$ -Achse) aufgrund des angelegten elektrischen Feldes ( $x$ -Achse) zu erkennen. Die Messungen decken sich mit

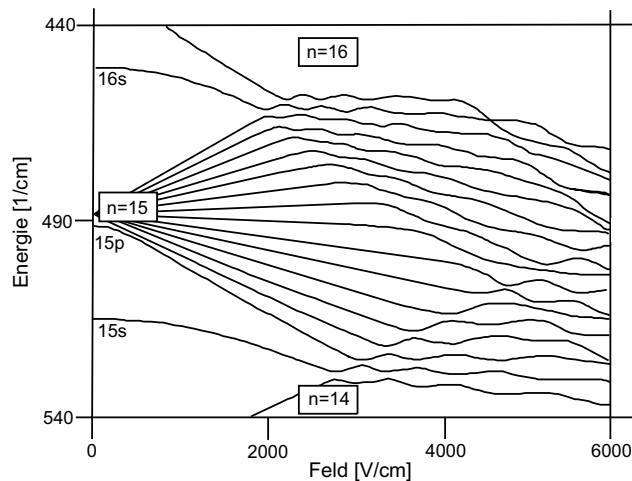


Abbildung 2.2: Stark-Effekt in Lithium,  $|m|=0$ , aus [29]. Für  $n = 16$  ist nur das extrem rote, für  $n = 14$  nur das extrem blaue Stark-Niveau eingezeichnet

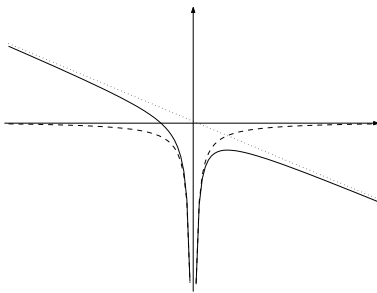
den Berechnungen, sind aber der Übersicht halber hier nicht dargestellt. Im Graphen kann man klar die Wasserstoffmannigfaltigkeit bei  $n = 15$  für  $m = 0$  erkennen, die einen linearen Starkeffekt aufweisen. Die Niveaus  $15s$  und  $15p$  sind wegen des Quantendefekts nicht mit den restlichen  $15l$ -Zuständen entartet und weisen daher nur einen energiesenkenden, quadratischen Zeeman-Effekt auf. Es sind deutlich die 'Verbotenen Kreuzungen' ('Avoided Crossings') zu sehen.

## Kapitel 3

# Feldionisation des Rydbergzustandes

In Kapitel 1 und 2 wurden die ersten beiden Anregungsstufen auf dem Weg zur Photoionisation von Kalzium diskutiert, mit dem Laser bei 423 nm die erste Anregung in den  $4\ ^1P_1$ -Zustand, mit dem Laser bei 390 nm eine Anregung in ein Rydbergniveau entsprechend der Rechnung aus Kapitel (2.1). Im letzten Schritt zur Ionisation muss auch noch dieses Rydbergniveau ionisiert werden. Dazu verwendet man die Methode der Feldionisation.

### 3.1 Feldionisation

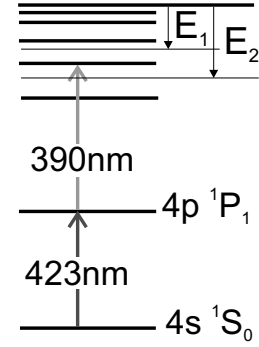


Die wie in Kapitel 2 beschrieben erzeugten Rydbergzustände mit Hauptquantenzahlen von  $n \approx 40$  sind sehr nahe der Ionisationsgrenze: Für den  $40\ ^1S_0$  Zustand ist die aufzuwendende Ionisierungsenergie beispielsweise nur noch knapp  $10\text{ meV}$  ( $80\text{ cm}^{-1}$ ). Diese sehr hoch angeregten Rydbergelektronen mit Bindungsenergie  $W_{n,l}$  können durch ein angelegtes elektrisches Feld mit elektrischer Feldstärke  $E_c$  [V/cm] vom Atomverband gelöst werden, für  $n \approx 40$  ist  $E_c \approx 150\text{ V/cm}$ . Dieses elektrische Feld verändert das ursprüngliche, vom Kern aufgebaute Potential, so wie die links stehende Abbildung zeigt (strichliert: Coulomb-Potential des Kernes, gepunktet: elektrisches Potential und durchgezogen das Gesamtpotential in Abhängigkeit von der Koordinate  $z$ ). Es ist zu erkennen, dass all jene Elektronen den Atomverband verlassen

band gelöst werden, für  $n \approx 40$  ist  $E_c \approx 150\text{ V/cm}$ . Dieses elektrische Feld verändert das ursprüngliche, vom Kern aufgebaute Potential, so wie die links stehende Abbildung zeigt (strichliert: Coulomb-Potential des Kernes, gepunktet: elektrisches Potential und durchgezogen das Gesamtpotential in Abhängigkeit von der Koordinate  $z$ ). Es ist zu erkennen, dass all jene Elektronen den Atomverband verlassen

können, deren Anregungsenergie  $T_{n,l}$  höher ist, als der Sattelpunkt des Gesamtpotentiales auf der rechten Seite. Die Gültigkeit dieses klassischen Ansatz wird beispielsweise in [30] bestätigt.

Zur detaillierten Untersuchung der Feldionisation sollte das Ionisationsfeld im Testaufbau annähernd homogen sein und wird deshalb durch einen Plattenkondensator realisiert, dessen geometrische Abmessungen in Abschnitt (3.2) noch genauer behandelt werden. Bei der Ionisation entstehen einerseits Elektronen, andererseits Kalziumionen, die je nach Beschaltung über einen Elektronenvervielfacher (EMT: Elektronmultiplier) nachgewiesen werden können ('Ionisationsstrom'). Es ist ersichtlich, dass alle Zustände, die über dem Zustand liegen, der mit  $E_c$  ionisiert werden kann, ebenfalls ionisiert werden.



Dies kann dazu benutzt werden, um eine eindeutig zustandsselektive Ionisation durchzuführen. Dazu müssten zwei verschiedene Feldstärken vorhanden sein. Wie in der Abbildung rechts veranschaulicht ist, werden alle Zustände über dem zu nachzuweisenden (in den auch mit dem Laser bei 390 nm angeregt wird) mit  $E_1$  ionisiert. Es bleibt nur noch eine Bevölkerung in dem direkt adressierten Zustand übrig, die dann mit dem Feld mit Feldstärke  $E_2$  ionisiert wird. Dies kann mit einem Plattenkondensator, dessen eine Platte gegenüber der anderen um einen kleinen Winkel verdreht ist und unter Verwendung zweier Elektronmultipliern, realisiert werden [31]. Dabei gilt zu beachten, dass der Feldanstieg einen gewissen Grenzwert nicht überschreitet, da bei einer zu schnellen Änderung des Ionisationsfeldes diabatische Übergänge zwischen den Starkniveaus (vgl. Kapitel 2) auftreten können und dadurch die klassische Ionisationsgrenze verändert wird ([19], [16]).

Die Ionisationsfeldstärke  $E_c$  ist natürlich eine Funktion der Bindungsenergie  $W_{n,l}$ , je stärker das Elektron an den Kern gebunden ist, desto grösser muss die Feldstärke des Ionisationsfeldes sein. Empirisch lässt sich dies beschreiben mit [31]:

$$E_c[V/cm] \approx 2.66 \cdot 10^{-2} (W_{n,l}[cm^{-1}])^2 \quad (3.1)$$

In Tabelle (3.1) sind einige Zustände und die dazu gehörigen Ionisationsfeldstärken exemplarisch angeführt. Zusätzlich wird auch die benötigte Wellenlänge zur Anregung des Rydbergzustandes vom  $4 \ ^1P_1$ -Zustand aus aufgelistet.

Tabelle 3.1: *Rydbergzustände in Kalzium, Wellenlänge zur Anregung aus dem  $4^1P_1$ -Zustand und die dazugehörige Ionisationsfeldstärke*

Rydbergzustand	Luftwellenlänge [nm]	$E_c$ Ionisationsfeldstärke [V/cm]
$20^1S_0$	395.141	3293
$40^1S_0$	390.900	159
$60^1S_0$	390.223	29
$80^1S_0$	389.997	8.8

## 3.2 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau zum Nachweis der Ionisation von Kalzium ist nur ein wenig anders als der Versuchsaufbau in Abbildung (1.2) aus Kapitel 1. Im Bild (3.1) ist der modifizierte Aufbau inklusive aller Änderungen schematisch dargestellt: Zusätzlich zum Versuchsaufbau aus Kapitel 1 ist noch eine Laserdiode bei 390 nm zur Bevölkung der Rydbergzustände, ein Plattenkondensator für die Feldionisation der hochangeregten Kalziumatome und ein Elektronmultiplier zum Nachweis der Ionisationselektronen oder -Ionen installiert.

Der Atomstrahl läuft entlang der positiven  $z$ -Achse aus der Bildebene heraus. Zwischen den beiden Kondensatorplatten, die ein homogenes elektrisches Feld aufbauen, ist die Wechselwirkungszone des Atomstrahles mit den beiden einander überlagerten Laserstrahlen. Der Laserstrahl bei 390 nm kann wie der Laserstrahl bei 423 nm mit einer  $\lambda/2$  Platte vor einem Polarisationsstrahlteiler zu verschiedenen Leistungsanteilen einerseits zur Messapparatur, andererseits zum  $\lambda$ -Meter [32] geleitet werden. Da die beiden Laserstrahlen bei 423 nm und 390 nm einander überlagert sind, werden beim Umlegen des Klappspiegels automatisch beide Strahlen in die Hohlkathode geleitet. Das zusätzliche Laserfeld bei 390 nm bewirkt allerdings keine Änderung des Hohlkathodensignales, da erstens beinahe die gesamte Ausgangsleistung (0.7 mW) zur Messapparatur geschickt wird und zweitens der 390 nm-Laser mit keinem Übergang in neutralem Kalzium vom Grundzustand aus resonant ist. Im Gegensatz zum Laser bei 423 nm kann der Laser bei 390 nm nicht automatisiert (computergesteuert) in seiner Frequenz bzw. Wellenlänge verstimmt werden, da das Rückkopplungsgitter kein Piezo-Stellelement besitzt. Dieser Laser wird am Beginn einer Messung mit Hilfe seines Gitters (Details: Kapitel 5) auf eine bestimmte Wellenlänge gesetzt, typischerweise 391.193 nm (Luft), und bleibt in der Regel stabil auf dieser Wellenlänge für den gesamten Messablauf von mehreren Stunden (Kontrolle am  $\lambda$ -Meter). Zusätzlich

kann mit einem Spiegel vor dem Polarisationsstrahlteiler der Überlapp der beiden Laserstrahlen direkt vor der Messapparatur eingestellt werden, um so einen optimalen Transfer der Elektronen vom Grundzustand über den  $4\ ^1P_1$  in ein Rydbergniveau zu gewährleisten. Diese Anregung geschieht zwischen den zwei Kondensatorplatten, an denen die Spannungen  $U_l$  und  $U_r$  angelegt werden können. Das Design der Kondensatorplatten wurde im Verlauf verschiedener Messungen laufend verändert, die besten Messergebnisse wurden allerdings mit einem Design wie in Abbildung 3.2 erzielt. Dabei besteht der Kondensator aus zwei  $40 \times 40$  mm grossen Kupferplatten (Dicke 1 mm), in die ein Loch mit einem Durchmesser von 15 mm gebohrt ist. Um trotz der Bohrungen die Homogenität des Kondensatorfeldes annähernd beizubehalten, wird über beide Löcher ein Netz gespannt, das eine Maschenweite von 1.5 mm bei einer Drahtstärke von 0.2 mm aufweist. Durch dieses Netz sollen auf der linken Seite (vgl. Abbildung (3.2)) die Elektronen (bzw. Ca-Ionen) 'abgesaugt' werden und auf der anderen Seite die Photonen in den Nachweis-kanal gelangen können, der entsprechend Abschnitt (1.2) aufgebaut ist.

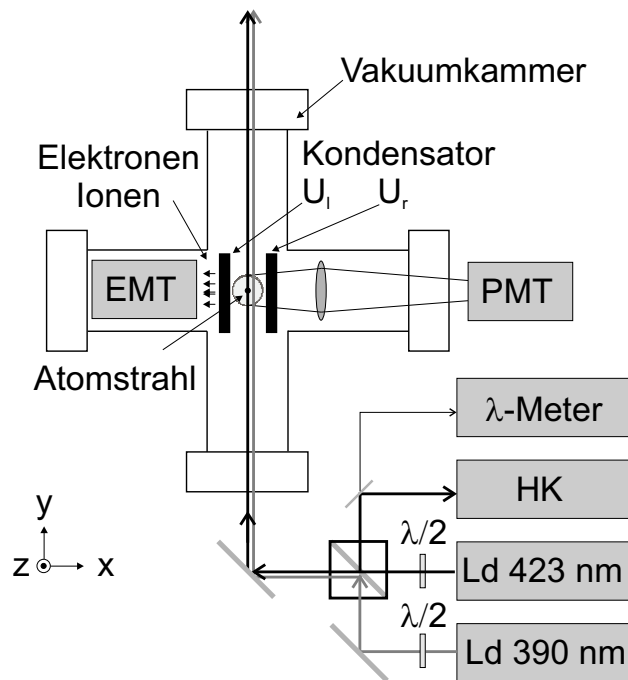


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zum Nachweis von Ionisationselektronen. Abkürzungen: UV-Laserdioden bei 423 und 390 nm (Ld 423/390), Hohlkathode (HK), Photomultiplier (PMT), Elektronenmultiplizierer (EMT)



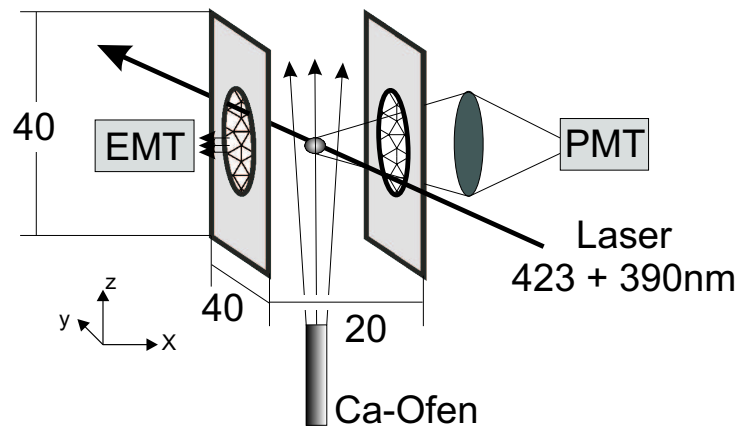


Abbildung 3.2: Abmessungen (in mm) des Plattenkondensators für die Feldionisationsmessungen in einer 3D-Veranschaulichung des Aufbaues

Die Beobachtung der Ionisationselektronen oder -Kalziumionen ( $\text{Ca}^+$ ) erfolgt mit einem Elektronenmultiplifier<sup>1</sup>. Je nach Beschaltung des Plattenkondensators und des Elektronenvervielfachers können entweder die Elektronen oder Ionen detektiert werden.

Da im Rahmen dieser Arbeit der Betrieb dieses Bauteiles unerwarteterweise nicht problemlos war, seien hier die Funktionsweise und externe Beschaltungen angeführt. Es sei auch darauf hingewiesen, dass dieses Bauteil bis auf eine fehlende Photokathode am Eingang exakt dieselbe Funktionsweise besitzt wie der Photomultiplier aus Abschnitt (1.2). Die Photokathode am Eingang des PMT erzeugt über den photoelektrischen Effekt aus Photonen (Effizienz  $\approx 10\%$ ) Elektronen, die im weiteren jenen Elektronen entsprechen, die zum Beispiel bei einer Ionisation schon direkt vorhanden sind.

Unabhängig von der Art der Teilchen ( $e^-$ ,  $\text{Ca}^+$ ) erzeugen also die zu betrachtenden Teilchen auf der ersten Elektrode (Kathode, D1) durch ihre kinetische Energie Primärelektronen. Diese werden auf eine weitere Dynode, die so beschaltet ist, dass sie ein positiveres Potential besitzt, beschleunigt und schlagen dort ihrerseits wieder Sekundärelektronen heraus, diese werden wieder beschleunigt, usw. (für dieses Bauteil sind es 17 Dynoden). Dieser Lawineneffekt bewirkt, dass aus dem einzelnen Primärteilchen bis zu  $10^6$  Elektronen entstehen, die an der letzten Dynode, der Anode, einen Negativspannungsimpuls von typischerweise 10 mV in einer Zeit von 10 ns erzeugen (vgl. Abbildung (3.4)). Dieser Spannungspuls wird wie in Abschnitt (1.2)

<sup>1</sup>Hamamatsu, R 5150-10 Electron Multiplier

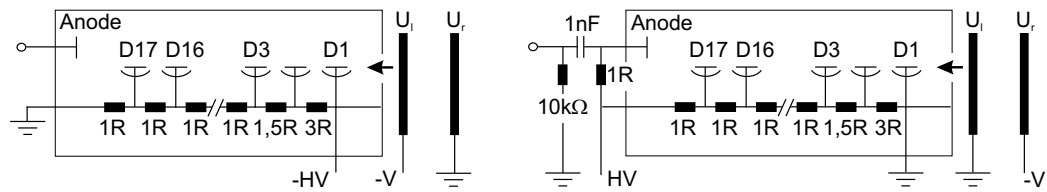


Abbildung 3.3: Beschaltung des Plattenkondensators und des Elektronmultipliers im Ersatzschaltbild. Die Beschaltung zur Detektion von Ionen ist im linken Bild gezeichnet, die für eine Elektronendetektion rechts,  $R$  steht für  $1\text{ M}\Omega$ . Der Pfeil deutet den Eintritt des jeweils zu detektierenden Teilchens an, dessen erzeugte Primärelektronen entlang der Dynoden ( $D$ ) vervielfacht werden und an der Anode auftreffen. Das Detektionssignal liegt jeweils an den mit  $\circ$  bezeichneten Anschlüssen an.

weiterverarbeitet. D.h., er durchläuft eine Vorverstärkungsstufe<sup>2</sup>, das anschließende Auszählen der auftretenden Spannungspulse erfolgt durch einen Photonen-zähler<sup>3</sup> und die Weitergabe an den Messcomputer geschieht über eine GPIB Schnittstelle. Das bedeutet, dass in diesem Versuch offensichtlich zwei Auswerteeinheiten (Vorverstärker und Photonen-zähler) verwendet werden müssen, eine für den Photomultiplier und eine für den Elektronmultiplier. Aus diesem Grund werden als Vorverstärker für den Photomultiplier zwei in Serie geschaltene Eingänge (Verstärkung 25-fach) des Verstärkers SRS 445<sup>4</sup> verwendet, die Photonen-zählermodelle sind beide identisch.

Der Elektronmultiplier sollte also sowohl Elektronen als auch Kalzium-Ionen detektieren können. Aufgrund der unterschiedlichen Ladungen müssen allerdings die elektrostatischen Bedingungen zur Detektion eines Elektrons oder eines Ions unterschiedlich sein. Dies betrifft einerseits die Spannungen, die am Kondensator angelegt werden, andererseits die Spannungen, die am Elektronmultiplier angelegt werden müssen. In Abbildung (3.3) sind alle relevanten Spannungseingänge und -ausgänge aufgezeichnet. Für alle Anwendungen werden als Hochspannungsquellen (HV, High Voltage) Spannungskonverter<sup>5</sup> benutzt, die einen sehr stabilen Spannungsausgang von  $2\text{ mV}$  ( $V_{pp}$ ...Spitze-Spitze) bei einer maximalen Hochspannung von  $+2\text{ kV}$  (Modell P) oder  $-2\text{ kV}$  (Modell N) besitzen. Für die Anschlüsse, die mit  $V$  bezeichnet

<sup>2</sup>VT 120, Ortec

<sup>3</sup>SRS 400, Stanford Research Systems

<sup>4</sup>Stanford Research Systems

<sup>5</sup>Bertan PMT-20C P(N) Precision Photomultiplier Power Supply Modules

sind, wird ein Operationsverstärker<sup>6</sup> verwendet, der einen Spannungsbereich von -400 V bis +400 V abdeckt. Mit einem extern angelegten Rechtecksignal (TTL) kann in diesem Spannungsbereich zwischen zwei beliebigen Werten geschaltet werden.

Das linke Bild beschreibt die Beschaltung der Komponenten für den Fall der Beobachtung von Kalzium-Ionen. Die im Kondensator erzeugten Ionen sehen ein attraktives Potential durch die negative Spannung  $U_l$  an der linken Kondensatorplatte. Der sich hinter der Platte befindende Eingang des EMT liegt auf einem Potential von -2 kV und so wird das Ion auf die erste Dynode (D1) im EMT beschleunigt und setzt dort die Primärelektronen frei, die ihrerseits durch das zusehends positivere Potential zur Anode hin beschleunigt werden. Die Werte für die Spannung von  $U_l$  bewegen sich hier in einem Bereich von 0 bis -100 V. In der linken Abbildung ist deutlich zu erkennen, dass das Ausgangssignal (liegt an  $\circ$  an) auf einem Potential von 0 liegt, was später noch genauer diskutiert wird.

Im rechten Bild ist die Beschaltung für eine Elektronendetektion dargestellt. Natürlich ist auch hier darauf zu achten, für die Elektronen ein konstantes attraktives Potential zum Eingang des EMT hin zu erzeugen. Aus diesem Grund ist die rechte Platte  $U_l$  auf eine negative Spannung gesetzt (bis zu -2 kV),  $U_r$  auf Masse bzw. auch leicht negativem Potential (0 bis -300 V) um eine Elektronenlinse zu erzeugen, die die Elektronen durch das Loch in der Kondensatorplatte in Richtung EMT-Eingang fokussiert. Die Anode liegt in dieser Beschaltung auf einem konstanten Potential von 2 kV. Da die Spannungspulse ebenso an diesem Ausgang anliegen, muss über einen HV-Kondensator der Gleichspannungsanteil eliminiert werden. In diesem Zusammenhang hat sich die Schaltung aus Bild (3.3) bewährt. Diese muss allerdings extern angebaut werden.

Vergleicht man die beiden Nachweismethoden, so ist zu erkennen, dass sich der Ionenzählbetrieb die *Beschaltung* betreffend als wesentlich unproblematischer erweist, da die Anode auf 0-Potential liegt. Der Nachteil der Ionenzählmethode ist die wesentlich höhere Masse der Ionen gegenüber der von Elektronen, wodurch Ionen aufgrund ihrer Massenträgheit nicht unmittelbar den Feldlinien folgen. Im Rahmen dieser Arbeit werden beide Methoden verwendet. Dabei ist festzustellen, dass keine gravierenden Unterschiede in der Nachweiseffizienz bestehen. Zur Kontrolle der Funktionstüchtigkeit des EMT werden mit einem innerhalb des Kondensators vor dem Eingang des EMT montierten und beheizten Filament (Glühbirne ohne Glaskolben) sowohl Elektronen als auch Ionen nachgewiesen. Die erwarteten Negativspan-

---

<sup>6</sup>Eigenbau H. Rhode

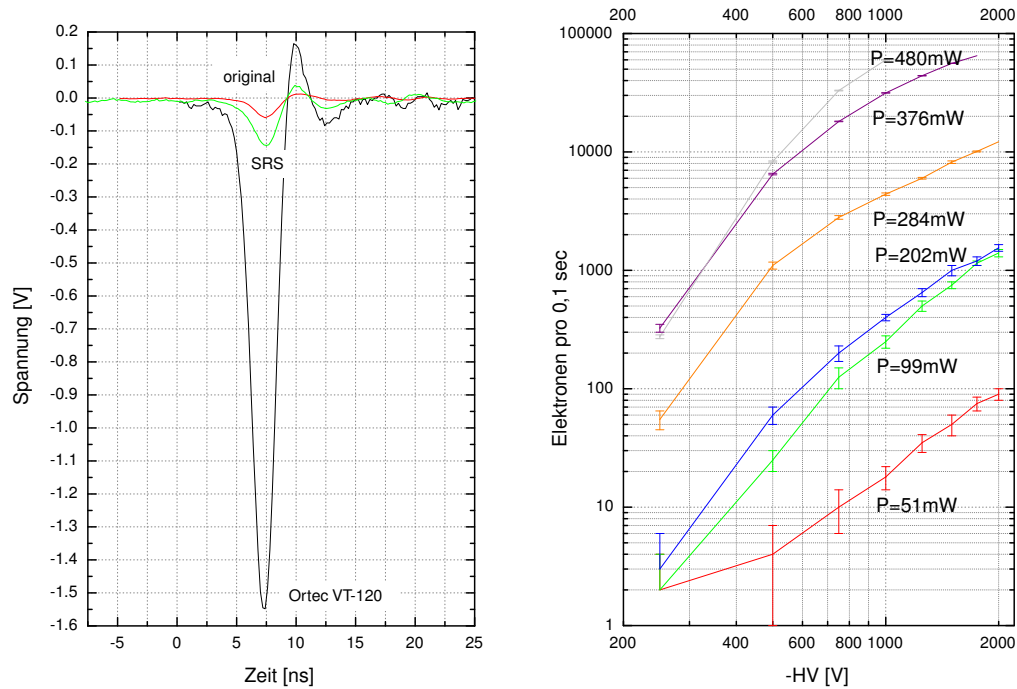


Abbildung 3.4: *Typische Einzelspannungspulse (links) unverstärkt (original), 5fach verstärkt mit dem SRS 445 und 20fach verstärkt mit dem Ortec VT-120 Vorverstärker. Rechts die Elektronenzählrate in Abhängigkeit von der am Kondensator anliegenden Spannung für verschiedene Heizleistungen des Filaments im doppeltlogarithmischen Diagramm*

nungspulse können mit einem Oszilloskop<sup>7</sup> abgespeichert werden und sind in Abbildung (3.4) sowohl mit als auch ohne Verstärkung, einmal mit dem SRS 445 Vorverstärker und einmal mit dem Ortec VT-120 Vorverstärker, dargestellt. Links sieht man einen von einem Ion her stammenden Einzelpuls, rechts kann man die Elektronenzählrate als Funktion der angelegten Spannung an der rechten Kondensatorplatte  $U_r$  für verschiedene Heizleistungen des Filamentes erkennen. Dabei wird die Spannung auf der linken Kondensatorplatte, also  $U_l = 0$  (Abb. (3.1) und (3.3)), für alle Messungen eingestellt. Der EMT wird mit einer positiven Hochspannung von +2kV beschaltet.

<sup>7</sup>TEKTRONIK TDS 3032

### 3.3 Messergebnisse

Der Versuch zur Messung der Ionisation läuft in 3 Schritten ab: Als erstes wird der Laser bei 423 nm entsprechend Kapitel 1 räumlich justiert und die Resonanzfluoreszenz auf dem Übergang vom Grundzustand  $4^1S_0$  nach  $4^1P_1$  detektiert. Als zweites wird der Diodenlaser bei 390 nm dem Laser bei 423 nm überlagert und als Kontrolle wieder die Resonanzfluoreszenz betrachtet. Dabei erzeugt der 390 nm-Laser einen zusätzlichen Untergrund, der aber bei guter Justage das Fluoreszenzsignal nicht wesentlich beeinflusst (Signal zu Rauschverhältnis des Fluoreszenzsignals bei 423 nm bei zusätzlichem 390 nm Laserlicht  $\sim 200$  im Vergleich zu typischerweise  $S/N \sim 500$  und mehr ohne 390 nm-Laser). Als drittes werden dann die Spannungen entsprechend Abbildung 3.3 an die Kondensatorplatten und den EMT angelegt. Nun können

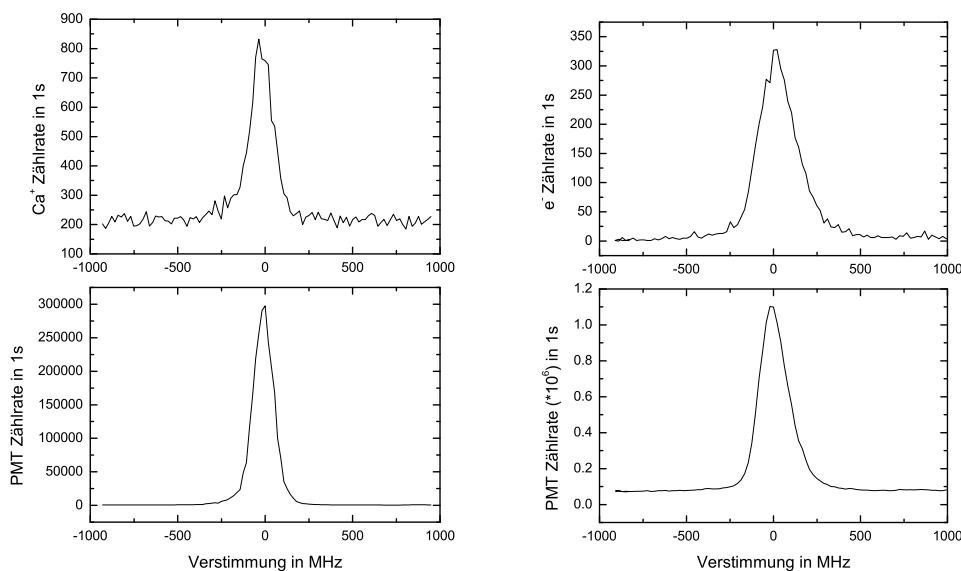
(a)  $Ca^+$ -Ionendetektion(b)  $e^-$ -Detektion

Abbildung 3.5: Feldionisation von Kalzium, in (a) werden Kalzium-Ionen, in (b) Elektronen nachgewiesen, die bei der Feldionisation von Kalzium entstehen. Die Messungen sind voneinander unabhängig

Spektren aufgenommen werden, indem der Laser bei 423 nm in seiner Wellenlänge wie in Kapitel 1 durchgestimmt wird. Der UV-Laser bei 390 nm bleibt dabei konstant auf der vorher eingestellten Wellenlänge. Durchfährt

man nun den Laser bei 423 nm in seiner Wellenlänge, so werden nur im Falle der Resonanz des Laserfeldes mit dem Übergang Elektronen vom Grundzustand in den Zustand  $4^1P_1$  angeregt. Diese Elektronen können dann mit Hilfe des Laserfeldes bei 390 nm in ein Rydbergniveau angeregt werden, welches unter dem Einfluss des Plattenkondensatorfeldes dann ionisiert wird, d.h.: In der Messung erwartet man, genau dann Ionisationselektronen oder -Ionen zu beobachten, wenn der UV-Laser bei 423 nm mit dem Übergang von  $4^1S_0$  nach  $4^1P_1$  resonant ist.

In Abbildung (3.5) sind die Messungen dazu dargestellt, man kann klar in beiden Fällen diese Korrelation zwischen Resonanzfluoreszenz und Ionisationsstrom erkennen.

In beiden Abbildungen sind im oberen Bild die bei der Photoionisation entstandenen Kalziumionen oder Elektronen zu erkennen, im unteren Bild ist die Resonanzfluoreszenz des Überganges bei 423 nm aufgetragen. Beide Messungen wurden mit dem neuen Ofen (siehe Kapitel 4) durchgeführt, der mit einem Ofenstrom von 8.5 A auf 550°C geheizt wurde. Die Linienbreiten der Resonanzfluoreszenz sind 130 MHz (200MHz) im Falle der Detektion von Ionen (Elektronen), die Signalstärke ist für beide Fälle gering ( $\sim 10^5(10^6)$  für  $Ca^+$  ( $e^-$ )). Auch bei maximalen Feldstärken von  $U_l=-400$  V und  $U_r=0$  bis  $+2$  kV ( $U_l=-400$  V und  $U_r=-2$  kV) für den Nachweis von Ionen (Elektronen) und verschiedenste Kondensatorgeometrien konnte das Ionen- bzw. Elektrosignal der Feldionisation in diesem Aufbau nicht verbessert werden.

## 3.4 Diskussion

### Resonanzfluoreszenzsignal

Trotz der hohen Heizströme zwischen 8 und 9 A sind beide Resonanzfluoreszenzsignale um 1 bis 2 Größenordnungen kleiner als diese aus den Messungen in Kapitel 1. Dies hat mehrere Faktoren als Ursache: Zum einen Teil werden in diesem Aufbau im Gegensatz zu Kapitel 1 die Photonen der Resonanzfluoreszenz durch ein feinmaschiges Netz detektiert, das aufgrund von Streuung und Reflexion einen Signalverlust mit sich bringt, zu einem anderen und wesentlich grösseren Teil reduziert aber eine Dejustage des Laserstrahles das Signal, denn bei beiden Messungen musste der Laserstrahl unterhalb des Zentrums ((0,0,0)) durch die Apparatur geleitet werden: War die Wechselwirkungszone Laserstrahl-Atomstrahl direkt vor dem Eingang des Elektronmultipliers, so waren keine Ionen nachweisbar, erst wenn die Wechselwirkungszone 1-2 cm durch Ändern der Laserstrahlrichtung nach unten verschoben wurde, konnten Ionen detektiert werden. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Kalziumio-

nen aufgrund ihrer Trägheit und einem zu schwachen elektrischen Feld eher eine Geradeausbewegung vollziehen, nicht aber durch das Loch im Kondensator abgesaugt und in Richtung EMT gelenkt werden. Bei den Elektronen musste der Laserstrahl nicht dejustiert werden. Durch die Dejustage des Laserstrahles ist aber der Nachweis der Fluoreszenz nicht mehr uneingeschränkt möglich, daher auch das etwas bessere Fluoreszenzsignal beim Nachweis von Elektronen. Dies heisst aber nicht zwangsweise, dass weniger Elektronen in den  $4\ ^1P_1$ -Zustand angeregt werden, denn es ist ja nur der *Nachweis* der Resonanzfluoreszenz beeinträchtigt.

### Ionisationssignal

Die Elektronenzählrate von weniger als 1 kHz ist aber sehr schwach, wengleich auch speziell für den Nachweis von Ionisationselektronen der Untergrund beinahe auf 0 cps (counts per second) gehalten werden kann (typischerweise 4-5 cps) , also ein Signal-/Rauschverhältnis von 70 bei einem Signal von 300 cps realisierbar ist. Trotzdem zeigen sich in der Literatur ([14], [19], [31]) höhere Zählraten von beispielsweise 30 kHz in [31]. Wie bereits oben schon angedeutet, kann in diesem Aufbau auch bei Anlegen der maximalen Spannungen dieser Ionisationsstrom nicht verbessert werden. Betrachtet man die Zählraten für die Elektronenbeobachtung in Abbildung (3.4) rechts, speziell die Kurve für eine Filamentheizleistung von 51 mW, so entsprechen die dort nachgewiesenen Elektronen bei einer am Kondensator angelegten Spannung von  $U_r = -2\text{ kV}$  ungefähr der Anzahl der nachgewiesenen Elektronen in Abbildung (3.5(b)). Für kleine, negative Spannungen ( $U_r$ ) auf der Kondensatorplatte, können fast keine Elektronen *detektiert* werden, da sie *nicht* in den Elektronmultiplier gelangen, obwohl sie innerhalb des Kondensators vorhanden wären. Dies sind aber exakt die Spannungsbereiche, die verwendet werden müssten, um die mit einem Laserfeld bei typischerweise 391,2 nm Luftwellenlänge bevölkerten Rydbergzustände zu ionisieren (vgl. Tabelle 3.1). D.h.: Man kann die vorhandenen Elektronen erst ab einer bestimmten Spannung effizient nachweisen.

Weitere Schwächen dieses sehr einfachen Testaufbaus, erkennt man, wenn man zum Vergleich andere Versuchsaufbauten zur Messung von Rydbergzuständen ([31], [14], [19]) studiert, die aber sehr viel komplexer strukturiert sind. Ein entscheidender Punkt in allen Aufbauten ist der, dass die Anregung in ein Rydbergniveau immer in einem feldfreien Bereich geschieht. Dies kann einerseits dadurch realisiert werden, dass man den Atomstrahl *ausserhalb* des Plattenkondensators den entsprechenden Laserfeldern aussetzt und die erzeugten Rydbergatome erst danach in den Ionisationsbereich eindringen

lässt <sup>8</sup>([31], [14]). Andererseits kann eine Anregung der Rydbergzustände in einem feldfreien Bereich dadurch realisiert werden, dass man das angelegte Feld zeitlich moduliert [19]. Ein weiterer entscheidender Unterschied besteht darin, dass die Aufbauten in [14] und [31] mit Hilfe von flüssigem Stickstoff und flüssigem Helium gegenüber thermischer Strahlung abgeschirmt werden, um Umverteilungen zwischen Rydbergniveaus bzw. deren Ionisation durch die thermische Strahlung zu vermeiden [14]. In [19] werden elektrische Streufelder in 3 Dimensionen kompensiert und so das Feld im Kondensator auf 10 mV stabilisiert.

In dem in dieser Arbeit verwendeten Testaufbau werden keine entsprechenden thermischen Abschirmungs- oder Feldkompensationseinrichtungen eingesetzt. Der Versuch die Anregung der Rydbergzustände in einem feldfreien Raumbereich durchzuführen, ist durch zwei Faktoren nicht möglich: Die Geometrie des Testaufbaues hat zur Folge, dass die Wechselwirkungszone Atomstrahl-Laserstrahl nicht genügend weit ausserhalb des Kondensators realisiert werden kann. Zur Zeit der Installation des Testaufbaues wurde diese Art des Nachweises von Rydbergzuständen nicht in Betracht gezogen. Die Realisierung eines gepulsten Ionisationsfeldes ist dadurch eingeschränkt, dass der Elektronmultiplier in Abhängigkeit von der Frequenz (proportional) des gepulsten Feldes eine Dunkelzählrate aufweist, die den Nachweis der Ionisationselektronen oder -Ionen weit übertrifft.

Es kann also im hier diskutierten Testaufbau *keine* Anregung der Rydbergzustände in einem feldfreien Raum und anschliessender Nachweis durch Feldionisation realisiert werden, die Wechselwirkungszone befindet sich in jedem Fall innerhalb des Kondensatorfeldes. Dies hat einen entscheidenden Einfluss auf die gezeigten Messungen in Abbildung (3.5): Die Rydbergzustände der Kalziumatome sind in der Wechselwirkungszone nicht mehr gebunden, da das in der Wechselwirkungszone vorherrschende Feld ( $> 1000 \text{ V/cm}$ ) um fast eine Grössenordnung grösser ist, als die kritische Feldstärke ( $\sim 150 \text{ V/cm}$ ) zur Ionisation des Rydbergzustandes. Das hat zur Folge, dass nicht zuerst Rydbergzustände angeregt werden, die danach durch das Feld des Plattenkondensators ionisiert werden, sondern eine Photoionisation vom  $4 \text{ }^1\text{P}_1$ -Zustand aus ins Kontinuum stattfindet.

---

<sup>8</sup>Berücksichtigt man die Langlebigkeit der Rydbergzustände von mehreren  $100 \mu\text{s}$  [14] und nimmt eine Geschwindigkeit der Atome von  $370 \text{ m/s}$  (mittlere Geschwindigkeit für  $T \approx 750^\circ\text{C}$ , vgl. Gleichung (4.7)) an, so können Rydbergatome während ihrer Lebensdauer mehrere cm zurücklegen.



## Feldionisation in der linearen Falle

Welche der beiden Ionisationsarten, also Anregung eines Rydbergniveaus im feldfreien Bereich und anschliessende Feldionisation oder Photoionisation vom  $4^1P_1$ -Zustand aus ins Kontinuum, innerhalb der *linearen Falle* vorliegt, ist schwierig zu behandeln: In der Falle herrscht ein elektrisches Potential vor, das zeitlich sinusförmig variiert und die Form  $\phi(t) \propto (U_0 + V_0 \cos(\Omega t))$  mit  $\Omega \sim 20$  MHz [33] hat, also kein gepulstes Feld wie in [19]. Da die Photoionisation innerhalb des Fallenvolumens der linearen Falle abläuft, können aber auch nicht Untersuchungen der Art wie in [14] und [31], also Anregung im absolut feldfreien Raum, zur Beschreibung herangezogen werden. Vielmehr ist es abhängig von der Zeit  $t$  und abhängig vom Ort, welchem Potential ein Kalziumatom in der Falle ausgesetzt ist bzw. welche der beiden Ionisationsarten zutrifft.

Zusätzlich weist das mit der Radiofrequenz von 23 MHz variierende elektrische Feld in der linearen Falle (siehe auch Kapitel 6) eine Feldanstiegsrate von bis zu ungefähr  $1000 \text{ V/cm} \cdot \mu\text{s}$  auf. Messungen aus [19] haben gezeigt, dass bereits ab einer kritischen Feldanstiegsrate von circa  $10 \text{ V/cm} \cdot \mu\text{s}$  diabatische Übergänge im Starkspektrum auftreten, die die klassische Ionisationsgrenze verändern (vgl. Abbildung (2.2)). Durch die schnelle Änderung des elektrischen Feldes in der Falle werden die Elektronen über die 'Avoided crossings' zwischen den Starkzuständen hinweg in andere Zustände transferiert ( $l, m$ -Mischen) und ionisieren bei einer anderen Feldstärke als der aus Gleichung (3.1). Allerdings liegt diese Feldanstiegsrate nicht überall innerhalb des Fallenvolumens vor, im Fallenzentrum sollte idealerweise kein Feld und somit auch keine zeitliche Veränderung des elektrischen Feldes vorliegen. Dies macht es auch schwierig, denn tatsächlichen Ort der Ionisation in der linearen Falle zu bestimmen.

Wie bereits eingangs erwähnt wurde, wurde versucht die Rydbergniveaus im Testaufbau mit einem Feldionisationsverfahren nachzuweisen. Diese Berechnung kann unmittelbar auf den Ionisationsvorgang in der linearen Falle angewendet werden: Die eigentliche Ionisation (Feldionisation des Rydbergzustandes) übernimmt dort das Radiofrequenzfeld der Fallenelektroden. Dabei gilt zu beachten, dass das elektrische Feld eine ausreichende Feldstärke zur Verfügung stellt, um Zustände ab  $n \approx 30$  zu ionisieren. Das heisst, die Wellenlänge des Lasers bei 390 nm muss nicht unbedingt immer auf derselben Wellenlänge stehen, sofern nur die Feldstärke ausreicht, um den Rydbergzustand zu ionisieren (deshalb kann bei diesem Laser auf eine besondere Stabilisierung auf eine Referenzfrequenz verzichtet werden, Kapitel 5). Trotzdem ist es von Interesse zu wissen, in welchen Rydbergzustand angeregt wird. Dazu wird vor oder nach dem Ladevorgang in die Falle die Wellenlänge des

Lasers bei 390 nm am  $\lambda$ -Meter bestimmt und mit der obenstehenden Tabelle (2.1) verglichen. Die Wellenlänge konnte bestimmt werden zu 390,6 nm Vakuumwellenlänge und dies ergibt nach obiger Berechnung eine Anregung in eines der Niveaus  $47 - 48 \ ^1S_0$  oder  $46 - 47 \ ^1D_2$ . Nachdem das  $\lambda$ -Meter durch eine im Blauen Bereich (speziell bei 390 nm) empfindliche und vorverstärkte Photodiode<sup>9</sup> nachgerüstet worden ist, kann jetzt auch die Wellenlänge des 390 nm-Lasers akkurat bestimmt werden und so das angeregte Rydbergniveau genau festgelegt werden. Die Laserdiode bei 390 nm läuft aber meist auf einer Mode, die in einen Rydbergzustand mit Hauptquantenzahl  $n \approx 40$  anregt.

---

<sup>9</sup>Hamamatsu S6468

## Kapitel 4

# Der Kalzium-Ofen

Bevor die Vorteile der Photoionisation noch genauer diskutiert werden (Kapitel 6), wird der zweite optimierbare Teil bei der Erzeugung von Kalzium-Ionen, der Kalzium-Ofen, eingehend beschrieben und untersucht.

Der Kalzium-Ofen erzeugt einen Strahl von neutralem Kalzium und sollte besondere Eigenschaften aufweisen. Im Experiment mit der linearen Falle erwartet man sich von dem Kalzium-Ofen höchste Zuverlässigkeit, d.h.: mechanische Stabilität sowie elektrisch bzw. thermisch stabile Eigenschaften. Im weiteren sollte der erzeugte Atomstrahl gut ausgerichtet sein, eine entsprechende Kollimation aufweisen und somit die Emission weiterer Atome in unerwünschte Raumrichtungen unterdrücken. Die Kollimation sollte so sein, dass ein Beschichten von Fallenelektroden, Vakuumfenstern und ähnlichem mit Kalzium vermieden werden kann.

Wie stark die Kollimation des Atomstrahls gewählt werden sollte, hängt im Wesentlichen von 2 Faktoren ab: Je stärker die Kollimation ist, desto weniger werden die Fallenelektroden mit Kalzium beschichtet, nachteilig hingegen wirkt sich aber die Reduktion des atomaren Flusses (durch Ausblenden anderer Raumrichtungen) aus. Zusätzlich ist es mit kleinerem Strahldurchmesser zusehends schwieriger, den Atomstrahl durch das Fallenzentrum zu justieren.

Einige dieser wesentlichen Merkmale weist schon der momentan noch installierte (alte) Ofen auf: Kollimation, Abschirmung anderer Raumrichtungen und Ausrichtung des Atomstrahles sind im Wesentlichen realisiert, aber verbesserungsfähig. Der grosse Vorteil dieses Ofens ist die Zuverlässigkeit und einfache Konstruktion, einen grossen Nachteil stellt hingegen die sehr umständliche und langwierige (bis zu 30 min durch bis zu drei Personen) Befüllung mit Kalzium dar. Da Kalzium an Luft rasch oxidiert, wird die Oberfläche von metallischem Kalzium aufgrund der Ausbildung einer Oxidschicht verkleinert. Ein langwieriger Befüllungsvorgang bedeutet somit einen

Verlust von Kalzium für den Fallenbetrieb.

Bei der Konzeption des neuen Ofens wird also aus Gründen der Zuverlässigkeit das sehr einfache und platzsparende Grundkonzept des alten Ofens übernommen und die oben genannten Faktoren (Kollimation, Abschirmung anderer Raumrichtungen,...) verbessert. Das Hauptaugenmerk liegt aber auf einer wesentlich rascheren Beladung des Ofens (1 Minute für die Befüllung durch nur *eine* Person). Das platzsparende Design erlaubt darüberhinaus eine Montage *mehrerer* Öfen auf einem Flansch, was im Falle eines Ausfalles ein Verwenden eines Ersatz-Ofens ohne Öffnen der Vakuumapparatur zulässt.

In diesem Kapitel sollen das Konzept, die Montage, die Befüllung mit Kalzium und Eigenschaften des neuen und alten Ofens beschrieben werden. Es sollte auch als Grundlage für den Einbau eines neuen Ofens in zukünftige Experimente dienen und wird deshalb auch vor allem in (4.3) auf handwerkliche Details eingehen.

## 4.1 Anforderungen und Konzept

Wie bereits oben erwähnt sollte das Grundkonzept des Ofens einfach und platzsparend sein. Aus diesem Grund bestehen sowohl der alte als auch der neue Ofen einfach aus einem Stahlröhrchen, das direkt an einer Vakuumdurchführung fixiert wird (siehe 4.1). Zusätzlich wird auf einer danebenliegenden Durchführung ein Stahldraht montiert, der auf etwa halber Höhe des Ofens durch ein Tantalfähnchen mit dem Ofen verbunden ist.

Dieser Flansch kann nun in die Vakuumapparatur eingebaut werden. Wird an die Durchführungen ausserhalb des Vakuums eine Stromquelle angeschlossen, so fliesst ein Strom von der Stromquelle durch das Stahlröhrchen und über das Tantalfähnchen und den Stahldraht wieder ab. Durch den Widerstand des Stahlröhrchens wird es geheizt und somit auch das sich in dem Röhrchen befindende Kalzium. Das Tantalfähnchen erfüllt drei Zwecke in einem: Er-

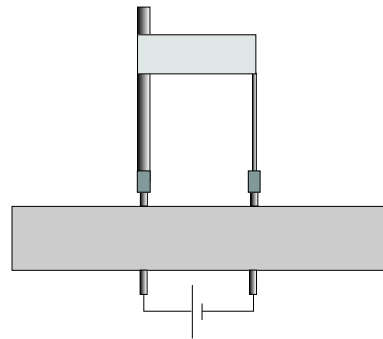


Abbildung 4.1: *Konzept des Ofens: Links das Stahlröhrchen, montiert auf einem CF 64 Flansch, rechts der Stahldraht, der über ein Tantalfähnchen mit dem Ofen verbunden ist.*

stens stellt es einen elektrischen Kontakt zwischen Ofen und Stahldraht bzw. Flansch her, zweitens dient es als Wärmeleiter und drittens verschafft es dem Aufbau zusätzliche mechanische Stabilität. Die Abführung der Wärme durch das Föhnchen stellt einen entscheidenden Vorteil dar, denn somit ist die Temperatur des Ofens unterhalb des Tantalföhnchens die gewünschte Ofentemperatur, während darüber die Temperatur um einiges geringer ist. Dies erlaubt den Ofen in zwei Bereiche zu teilen und den Bereichen verschiedene Aufgaben zuzuteilen: Während der untere Teil für das Heizen und die Erzeugung des Atomstrahles verantwortlich ist, kann der obere Teil als Kollimationsstufe verwendet werden. Falls der obere Teil dieselbe Temperatur aufweisen würde, wie der untere, so würden auch dort Atome emittiert werden, was für die Kollimation des Strahles natürlich nachteilig wäre. So kann der obere Abschnitt als Kollimationselement verwendet werden. An der Austrittsöffnung des Stahlröhrchens befinden sich noch Blendenkonstruktionen, die sich für den alten und neuen Ofen in ihrer Bauweise unterscheiden und in Abschnitt (4.2) noch diskutiert werden.

Die Einfachheit dieses Konzeptes besteht darin, dass alle drei wichtigen Komponenten in einem Werkstück vereint sind: Der Behälter für das Kalzium, das Heizelement und eine erste, aber entscheidende Kollimationsstufe. Somit muss weder ein zusätzlicher Heizdraht oder ähnliches angebracht werden, noch ein grosser Aufwand für eine weitere Kollimation getrieben werden. Vor allem die Heizung mit einem externen Heizelement (Heizdraht oder Heizfolie) erweist sich im Vakuum als schwierig, da eben das Heizelement mit einem **Ultra-Hoch-Vakuum**tauglichen Material gegenüber dem Ofen isoliert werden müsste bzw. das Heizelement selber UHV-tauglich sein muss. Dieses Isolationsmaterial müsste dann aber wieder mitgeheizt werden, was natürlich die Heizeffizienz verringern würde und die Aufheiz- bzw. Abkühlzeiten aufgrund der erhöhten Wärmekapazität verlängern würde. Erwünscht ist aber genau der gegenteilige Effekt, nämlich dass der Ofen kurz nach Anschalten des Stromes Atome liefert und bei Abschalten ein sofortiger Rückgang des Atomstrahles einsetzt. Auch diesem Wunsch wird diese Konstruktion gerecht, wie die Temperaturmessungen in Abbildung (4.4) und die Erfahrung zeigen.

## 4.2 Geometrie und Abmessungen

Beide Öfen erscheinen auf den ersten Blick sehr ähnlich und unterscheiden sich nur in Details. In Abbildung (4.2) sieht man die beiden Öfen masstabsgetreu gegenübergestellt und die Bezeichnung für die geometrischen Grössen, die in Tabelle (4.1) aufgelistet werden.

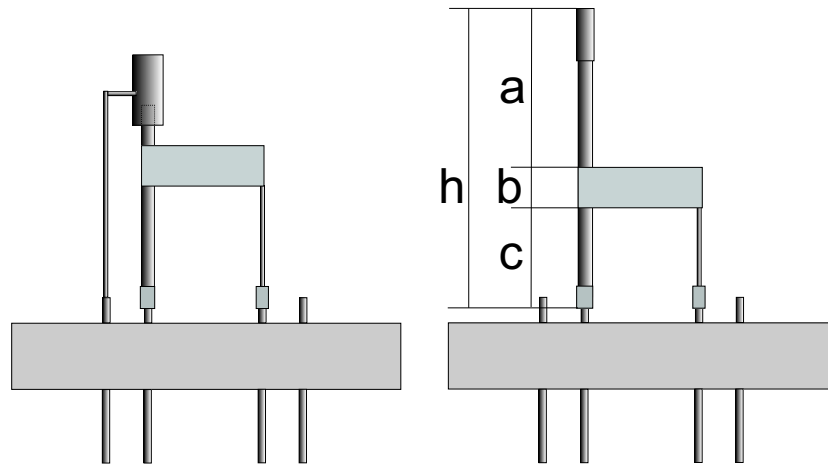


Abbildung 4.2: Links der alte, rechts der neue Ofen (masstabsgetreu). Auffallende Merkmale sind vor allem die Länge und die unterschiedlichen Blendenkonstruktionen. Links ragt die Blende über das Ofenrohr hinaus, hat aber keinen elektrischen Kontakt. Längenangaben zu  $h, a, b$  und  $c$  finden sich in Tabelle 4.1

Tabelle 4.1: Geometrische Abmessungen in mm. Genauigkeit: Durchmesser: 0.1 mm, Längen: 1 mm.

	Aussendurchmesser	Innendurchmesser	h	a	b	c
alter Ofen	2	1.8	45	10	5	30
neuer Ofen	3	2.8	70	35	10	25

Die grössten Unterschiede an den Konstruktionen bestehen in der Länge des Ofenrohres (man beachte vor allem den wesentlich längeren Abschnitt oberhalb des Tantalfähnchens) und der von 1.8 mm auf 2.8 mm vergrößerte Ofenrohrdurchmesser. Ersteres bringt Vorteile für die Kollimation (Abschnitt (4.5)), der grössere Durchmesser erlaubt es, den Ofen schneller zu befüllen (Abschnitt (4.3)).

## Länge

Das Ofenrohr sollte der Kollimation wegen so lang als möglich sein. Im Experiment mit der linearen Falle lässt die Geometrie der Vakuumapparatur nur eine maximale Länge von circa 70 mm zu.

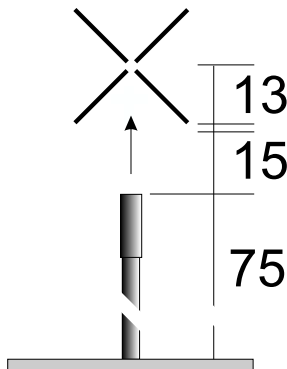


Abbildung 4.3: Die Länge des Ofens wird dadurch eingeschränkt, dass ein Mindestabstand von 15 mm zur Falle (hier dargestellt in seitlicher Projektion) eingehalten werden muss. Somit beeinflusst die metallische Spitze des Ofens nicht die Felder in der Falle. In der Länge von 75 mm ist bereits die Montagehöhe von 5 mm berücksichtigt.

Wie in Abbildung (4.3) zu erkennen ist, sollte die Ofenspitze mindestens 15 mm von den Fallenelektroden entfernt sein, damit die metallische Spitze keinen Einfluss auf die in der Falle vorherrschenden Felder haben kann. Das in der Falle verwendete Vakuumdoppelkreuz<sup>1</sup> hat die gleichen Abmessungen wie das im Testaufbau verwendete, speziell weist es eine Höhe (gemessen von Anbauflansch bis zum Zentrum) von 105 mm auf. Der Ofen wird in einer Höhe von circa 5-7 mm montiert, die Falle reicht 13 mm nach unten. Die Länge des Ofenrohres wird zu circa 70 mm bestimmt, dabei ist der Minimalabstand von 15 mm der Ofenspitze zur Falle schon berücksichtigt.

## Durchmesser

Die Befüllung des Ofens erweist sich natürlich umso leichter, je grösser der Innendurchmesser des Ofens ist. Mit grösserem Durchmesser wird aber erstens die primäre Kollimation durch das Ofenrohr über dem Tantalfähnchen schlechter und zweitens sinkt der elektrische Widerstand des Ofenrohres aufgrund der erhöhten Querschnittsfläche, was zur Folge hat, dass man Netzgeräte verwenden muss, die sehr viel Strom treiben können. Die zum Heizen des Ofens verwendeten Labornetzgeräte<sup>2</sup> können bis zu 10 A Strom liefern. Das heisst, sofern man den Ofen mit unter 10 A heizen kann, ist der elektrische Aufwand dafür minimal. Die Querschnittsfläche ( $\phi$ ) des neuen Ofens ist um den Faktor

$$\frac{\phi_{neu} = 1.16\pi\text{mm}^2}{\phi_{alt} = 0.76\pi\text{mm}^2} = 1.52 \quad (4.1)$$

grösser, damit der Widerstand also um denselben Faktor kleiner (Richtwerte vgl. (4.4):  $0.15\ \Omega$ ). Da die Heizleistung über  $P = RI^2$  mit dem Widerstand zusammenhängt, benötigt man beispielsweise für eine Heizleistung von 5.4 W

<sup>1</sup>im Testaufbau: Firma Hositrad: Fx6/114/64

<sup>2</sup>STATRON Gleichspannungsregler Typ 3253.1

im Falle des alten Ofens eine Stromstärke von 6 A ( $T=430^{\circ}\text{C}$ ), für den neuen Ofen von 7.4 A ( $T=380^{\circ}\text{C}$ ). Dies bedeutet eine Erhöhung der Stromstärke um den Faktor  $\sqrt{1.5}$ . Im Fallenexperiment wird der alte Ofen zur Zeit mit circa 3.5 A getrieben, der neue wäre mit  $\sim 4.3$  A zu betreiben. Diese Stromleistung ist selbst mit schwächeren Netzgeräten<sup>3</sup> lieferbar.

## Kollimation

In Abbildung (4.2) sind die Elemente der Kollimation bereits angedeutet. Der alte Ofen besitzt als Kollimationselemente den kleinen Rohrabchnitt oberhalb des Tantalfähnchens und ein zusätzliches circa 10 mm langes, eigens montiertes Röhrchen, dass aber aufgrund des höheren Innendurchmesser nur mäßig für eine Kollimation sorgt. Durch Kalziumablagerungen auf den Fallelektroden konnte der Strahldurchmesser des alten Ofens im Fallenzentrum grob zu circa 6 mm bestimmt werden.

Da eine etwas bessere Kollimation ungefähr in Grössenordnung des Abstandes der Elektroden ( $\sim 1$  mm) erwünscht ist, wird beim neuen Ofen zur zweiten Kollimation auf das Ende des Ofenrohres wie in Abbildung (4.2) angedeutet eine zylinderförmige Kappe aus Metall aufgesteckt (Innendurchmesser 3 mm, Höhe 12 mm). Diese Kappe wird so gefertigt, dass sie allein durch das Aufstecken gut fixiert ist. Somit können Kalziumatome nur durch ein Loch, dass in die Kappe gebohrt ist aus dem Ofen austreten. Zu Testzwecken sind mehrere solcher Kappen mit verschiedenen Bohrungen gefertigt worden und in Tabelle (4.2) zusammen mit den in Kapitel (4.5) geometrisch berechneten, maximalen Strahldurchmessern aufgelistet.

Tabelle 4.2: *Bohrungen der Kappen und Strahldurchmesser.*

Bohrung [mm]	Strahldurchmesser[mm]
2	3.4
1.5	2.7
1	2.2
0.5	1.5
0.1	0.9

<sup>3</sup>z.B. Conrad Laboratory Power Supply PS-2403D



## 4.3 Montage und Befüllung

Dieser Abschnitt soll als Gebrauchsanweisung zum Aufbau eines neuen Ofens dienen.

### 1. Vorbereitung der einzelnen Bestandteile

Zur Fertigung des **Ofenrohres** verwendet man das jeweils in Meterlänge vorhandene Stahlrohr<sup>4</sup> mit einem Aussendurchmesser von 3 mm und einem Innendurchmesser von 2.8 mm und schneidet es mit einem Seitenschneider in einer Länge von circa 8 cm ab. Das Röhrchen ist jetzt an beiden Enden gequetscht. Das spätere untere Ende kann jetzt mit einer Flachzange über einen Bereich von 5 mm flachgedrückt werden, das andere Ende muss aber mit einer *Trennscheibe* auf einer kleinen Trimmmaschine abgetrennt werden, damit das Rohrende im Querschnitt kreisförmig bleibt. Natürlich muss man dabei auf die Länge achten (70 mm Gesamtlänge).

Für das **Tantalfähnchen** schneidet man von einem Tantablech (Dicke 0.1 mm) mit einer Schere beispielsweise einen 1 cm breiten Streifen ab. Die Länge des Fähnchens hängt davon ab, wie weit entfernt der Stahldraht montiert wird. Dabei ist zu beachten, dass das Fähnchen doppelt genommen wird. D.h., das Fähnchen wird in einer 'U-Form' rund um das Ofenrohr gelegt, die beiden offenen Enden werden am Stahldraht befestigt.

Der **Stahldraht** sollte einen Durchmesser von ca. 1.5 mm haben, und eine Länge entsprechend der Abbildung (4.2) von ungefähr 40 mm.

Der leichteren Handhabung wegen sollten nun der Ofen und das Tantalfähnchen miteinander verbunden werden. Dies geschieht mit einer Punktschweissmaschine (Einstellungen siehe Anhang B). Damit das Röhrchen beim Anpunkten des Tantals nicht gequetscht wird, muss als Gegenstück ein gut leitender, möglichst genau passender Draht (z.B. aus Kupfer) innerhalb des Rohres vorhanden sein. Jetzt kann das Fähnchen so in der entsprechenden Höhe angepunktet werden, dass es rund um den Ofen reicht und die beiden Enden des Fähnchens in dieselbe Richtung zeigen.

### 2. Montage am Vakuumflansch

Der Ofen kann am Vakuumflansch entweder mit der Punktschweissmaschine fixiert oder mit Hilfe einer UHV-tauglichen Klemme (Material Kupferberyllium) angeschraubt werden. Bei der Befestigung des Stahldrahtes empfiehlt sich aber das Klemmen. Jetzt können die beiden Enden des Tantalfähnchens an den Stahldraht angepunktet werden.

---

<sup>4</sup>Firma Unimed, Ch

### 3. Befüllung mit Kalzium

Die Befüllung mit Kalzium erweist sich mit dem neuen Ofen als äusserst einfach und schnell. Verwendet wird Kalzium in Form von Granulat, dessen maximale Körnchengrösse bei 1.2 mm (16 mesh) liegt. Die Reinheit gibt der Lieferant<sup>5</sup> mit 99.8 %, die gemessenen Verunreinigungen sind in Tabelle (4.3) aufgelistet.

Tabelle 4.3: *Verunreinigungen des Kalziums*

Element	Anteil [ppm]
Aluminium	448
Magnesium	589
Mangan	24
Kupfer	133
Eisen	122
Silicium	6

Der leicht vergrösserte Innendurchmesser des Ofenrohres und die kleine Körnchengrösse des Kalziums erlauben die **Befüllung** des Ofens mit einem Trichter, der speziell angepasst wurde, also einen Aussendurchmesser von knapp 2.8 mm, einen Innendurchmesser von 1.8 mm und eine Trichteröffnung von 30 mm aufweist. Beim Füllvorgang müssen 2 Dinge berücksichtigt werden:

- Es sollten nicht zuviele Kalziumteilchen auf einmal in den Trichter geleert werden, da sich dabei meist Teilchen verklemmen.
- **Es muss darauf geachtet werden, dass das Ofenrohr bis maximal zum Tantalfähnchen hin gefüllt wird. Durch die Wärmeableitung durch das Tantalfähnchen sinkt die Temperatur an diesem Punkt. Falls sich darüber noch Kalzium befindet, wird dieses nicht mehr beheizt und verstopft somit den Ofen!!!**

Nach diesem Füllvorgang kann eine entsprechende Kappe aus dem Sortiment ausgewählt und dem Ofen aufgesetzt werden. Diese Methode erweist sich als ebenso einfach wie effizient und man benötigt für eine vollständige Befüllung circa 1 bis 2 Minuten.

---

<sup>5</sup>Alfa Aesar

## 4.4 Temperaturmessungen

Zur Ermittlung der im Ofen vorherrschenden Temperatur wurde ein Thermodraht<sup>6</sup> verwendet. Dieser besteht aus einem Eisen- und einem Kupfer-Nickeldraht, diese sind einerseits jeweils einzeln durch eine Glasfaserummantelung voneinander isoliert und andererseits beide zusammen nochmals von einer Glasfaserhülle umgeben. Die beiden Drähte werden an ihren vorderen Enden abisoliert, durch die Punktschweissmaschine miteinander leitend verbunden und mit der äusseren Glasfaserhülle gegenüber dem metallischen Ofen wieder isoliert. Nun kann die Spitze des Thermodrahtes an jener Stelle im Ofen plaziert werden, wo sich sonst Kalzium befinden würde. Die beiden anderen Enden des Thermodrahtes werden an zwei getrennte Durchführungen angebracht. Nach dem Einbau in die Vakuumapparatur (und anschliessendem Abpumpen bis auf einen Druck von  $\sim 10^{-8}$  mbar) kann nun an diesen beiden entsprechenden Durchführungen die Thermospannung über ein Multimeter<sup>7</sup> gemessen und via GPIB mit einem mit LabView ausgestatteten Computer visualisiert und abgespeichert werden. Der Thermodraht liefert bei 0°C eine Spannung von 0 mV, bei 700°C 39.72 mV und ist über den interessanten Bereich von 0 bis 800°C annähernd linear. Die Spannungen am Thermodraht werden ausgelesen und die entsprechenden Temperaturen dazu aus einem Tabellenwerk entnommen (siehe dazu Tabelle (4.4)).

Tabelle 4.4: *Spannung vs Temperatur des Thermdrahtes Typ L; Auszug aus DIN 43710*

Temperatur in °C	Thermospannung in mV	Grenzabweichungen in °C
0	0	-
100	5.37	3
200	10.95	3
300	16.56	3
400	22.16	3
500	27.85	3.75
600	33.67	4.5
700	39.72	5.25

Der Temperaturkoeffizient ergibt sich zu 0.057 mV/°C (oder entsprechend 17.46 °C/mV), das Keitley Multimeter weist in diesem Bereich eine Auflösung

<sup>6</sup>Fe-CuNi Doppeldraht, "TypL" Firma Heraeus/Hanau

<sup>7</sup>Keithley 2000 Multimeter

von  $0.1 \mu\text{V}$  auf, somit ist der Fehler bei der Temperaturmessung einerseits durch die Grenzabweichungen des Thermodrahtes zu  $< 6^\circ\text{C}$  (siehe Tabelle (4.4)) und andererseits durch den Zeitpunkt des Ablesens der Thermospannung bestimmt.

Es wurden zwei Arten von Temperaturmessungen durchgeführt. In Abbildung (4.4) ist eine Messung des Verhaltens beider Öfen beim Ein- und Ausschalten als Funktion der Zeit aufgetragen. Links ist die Messung für den neuen Ofen, der mit  $3.5 \text{ A}$  auf  $200^\circ\text{C}$  geheizt wird, rechts die entsprechende Messung für den alten Ofen, welcher mit  $3.2 \text{ A}$  auf  $175^\circ\text{C}$  geheizt wird. Diese Stromstärke bzw. diese Heizleistung von circa  $5 \text{ W}$  entspricht der an der linearen Falle verwendeten.

Es ist zu erkennen, dass der neue Ofen aufgrund seiner erhöhten Wärmekapazität längere Zeit für das Erhitzen und das Abkühlen benötigt, typische Zeiten sind aber für beide Öfen ungefähr 10 Minuten. Das rasche Abnehmen der Temperatur nach dem Abschalten bedeutet einen sofortigen Rückgang des Atomflusses, was ja erwünscht ist, die etwas längere Aufheizzeit ist für den Betrieb im Experiment nicht feststellbar.

Als zweite Messung wurde die Temperatur in den Öfen in Abhängigkeit vom Heizstrom gemessen. Das Ergebnis dazu ist in Abbildung (4.5) darge-

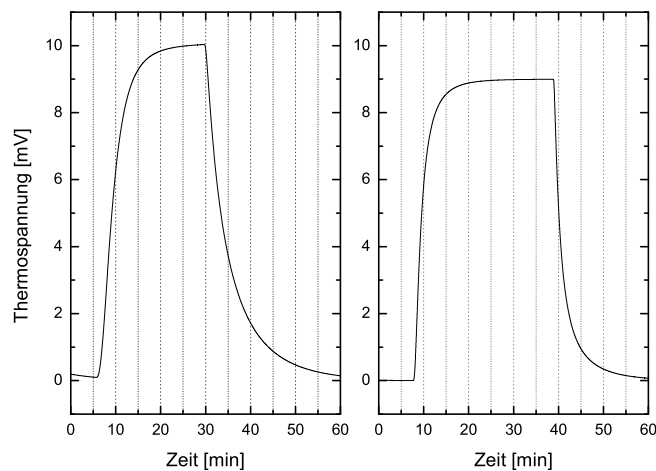


Abbildung 4.4: *Aufheiz- und Abkühlverhalten beider Öfen im Zeitverlaufdiagramm. Links der neue, geheizt mit  $3.5 \text{ A}$  ( $200^\circ\text{C}$ ), rechts der alte Ofen geheizt mit  $3.2 \text{ A}$  ( $175^\circ\text{C}$ )*

stellt. Die Temperaturen für den alten Ofen sind in Dreiecksform ausgeführt. Zur Erfassung der Temperaturpunkte wird ein bestimmter Heizstrom eingestellt und entsprechend Abbildung (4.4) 30 bis 60 Minuten gewartet, bis sich die Temperatur des Ofens einstellt. Somit ist der Fehler dieser Messung auf den Fehler des Thermodrahtes reduziert und beträgt daher maximal  $\pm 5^\circ\text{C}$ .

Der Arbeitsbereich liegt für den Betrieb an der Falle zwischen 2.5 und 4.5 A (typischerweise 3.5 A entspricht  $200^\circ\text{C}$ ). In diesem Bereich weisen beide Öfen nahezu gleiche thermische Eigenschaften auf, was erwünscht ist. Ab einem Heizstrom von circa 6 A beginnen die Temperaturkurven zu divergieren, der neue Ofen mit der grösseren Oberfläche kann mehr Wärme über Strahlung abgeben, die Temperatur ist somit ein wenig geringer. Diese Tatsache spielt aber nur im Betrieb im Testaufbau eine Rolle (Ofenströme: 7 bis 10 A), wo ein sehr hoher Atomfluss erwünscht ist.

Um zu prüfen, ob diese Temperaturmessung auch für einen mit Kalzium gefüllten Ofen repräsentativ ist, werden zwei Öfen im neuen Design gleichzeitig eingebaut, einer mit Kalzium befüllt (Kalzium-Ofen), der andere mit der Temperaturmessvorrichtung ausgestattet (Mess-Ofen). In Tabelle (4.5) sind exemplarisch einige Werte für die Widerstände dieser beiden Öfen aufgelistet, um deren Ähnlichkeit zu demonstrieren und typische Werte für Spannung

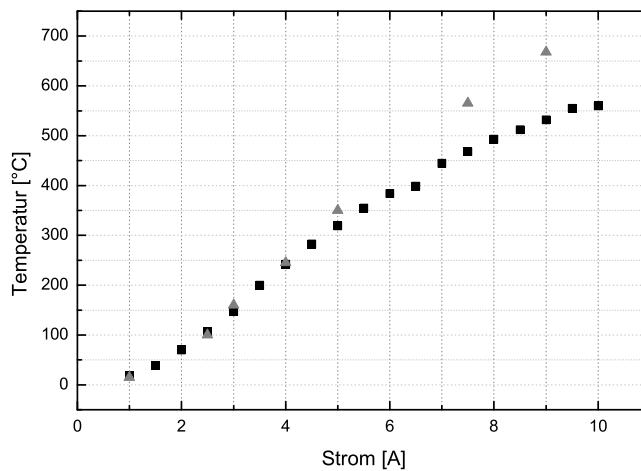


Abbildung 4.5: *Temperaturmessung für beide Öfen: Die dreieckigen Datenpunkte beschreiben den alten Ofen. Für kleine Temperaturen sind keine Temperaturunterschiede zwischen beiden Öfen bemerkbar*

und Strom als Richtwerte anzugeben.

Tabelle 4.5: *Typische Werte für Spannung, Strom und Widerstand*

Mess-Ofen			Kalzium-Ofen			Temperatur
U[V]	I[A]	R[Ω]	U[V]	I[A]	R[Ω]	T[°C]
0.1	1	0.1	0.1	1	0.1	18
0.3	2.51	0.12	0.3	2.5	0.12	107
0.6	4	0.15	0.5	4	0.125	242
1	5.5	0.18	0.8	5.5	0.145	355
1.4	7.5	0.186	1.2	7.5	0.16	468
1.8	9.5	0.189	1.5	9.5	0.157	555

## 4.5 Molekularstrahluntersuchungen

### 4.5.1 Dampfdruck und Geschwindigkeit der Atome

#### Dampfdruck

Gibt man metallisches Kalzium in ein abgeschlossenes Vakuum, so wird ein Teil des Kalziums verdampfen, da einige Atome aufgrund ihrer thermischen Energie die Bindung in der Festkörperstruktur überwinden können. Es stellt sich ein Gleichgewichtszustand zwischen fester und dampfförmiger Phase mit einem charakteristischen Druck, dem gesättigten Dampfdruck, ein. Mikroskopisch bedeutet das, dass in diesem Zustand gleichviele Atome den Festkörper verlassen, wie in ihn eindringen können. Offensichtlich ist der Dampfdruck eine Funktion der Temperatur, da die Energie zur Überwindung der Austrittsarbeit thermische Energie ist. Die Dampfdruckkurve als Funktion der Zeit lässt sich näherungsweise über

$$p_{\text{Dampf}} = p_0 e^{\frac{-W}{kT}} \quad (4.2)$$

bestimmen [40], wobei  $W$  die Verdampfungsenergie pro Atom,  $k$  die Boltzmannkonstante,  $T$  die Temperatur in Grad Kelvin und  $p_0$  eine Konstante, die sich geringfügig mit der Temperatur ändern kann. In Abbildung 4.6 ist der Dampfdruck für Kalzium inklusive der theoretischen Kurve dargestellt. Die eingezeichneten Datenpunkte sind einem Tabellenwerk [41] entnommen. Die noch offenen Parameter können durch eine Kurvenanpassung

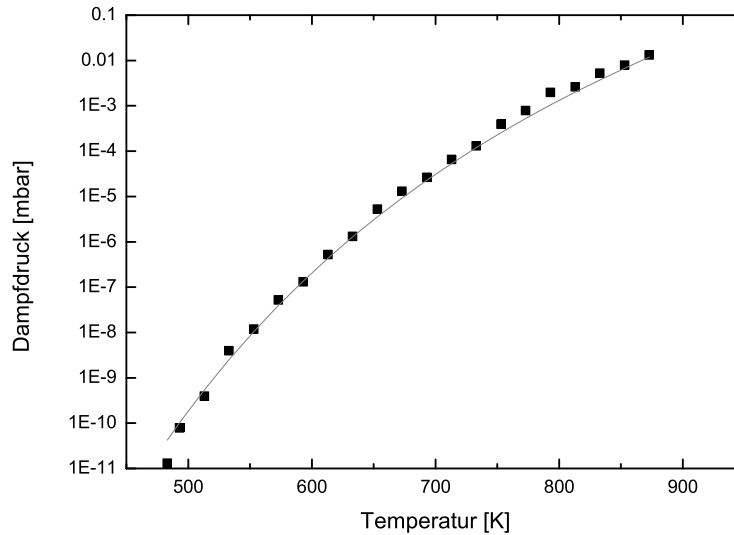


Abbildung 4.6: Dampfdruckkurve für Kalzium, theoretische Kurve entsprechend Gleichung (4.2) mit den Parametern  $W = 2.99 \cdot 10^{-19}$  J und  $p_0 = 8.96 \cdot 10^8$  mbar (Fehler 2%)

zu  $W = 2.99 \cdot 10^{-19}$  J und  $p_0 = 8.96 \cdot 10^7$  mbar bestimmt werden, dabei wird der Druck in mbar ausgegeben.

Man erkennt in Abbildung (4.6) deutlich die starke Zunahme des Dampfdruckes mit der Temperatur. Stellt man sich nun vor, dass das Vakuum nicht mehr abgeschlossen ist, beispielsweise eine kleine Öffnung in der Vakuumröhre ist, so treten Atome durch diese Öffnung aus, sofern natürlich der Druck ausserhalb kleiner ist, als der Dampfdruck des Kalziums. Dieses Prinzip wird bei den Ofenkonstruktionen verwendet. Heizt man den Ofen nun auf, so kann man dadurch eine Erhöhung des Druckgradienten zwischen Ofenröhre und evakuierter Umgebung erzeugen. Bei einer Temperatur des Ofens von  $400^\circ\text{C}$  liegt der Dampfdruck bereits bei circa  $10^{-6}$  mbar. Dieses Vakuum kann mit einer Turbopumpe problemlos erzeugt werden.

Zur Untersuchung des Verhaltens der Atome während des Austrittes aus dem Ofenrohr kann die dimensionslose Knudsenzahl verwendet werden. Sie ist gegeben durch die Gleichung [41]

$$Kn = \frac{\lambda}{d}. \quad (4.3)$$

wobei  $\lambda$  die mittlere freie Weglänge und  $d$  die charakteristische Länge eines

Systemes ist. Die Knudsenzahl teilt den Fluss eines Gases in 3 Teile:

1.  $Kn < 0.001$  “**Viskoser Gasfluss**“: Die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  ist kleiner als die charakteristische Länge  $d$  des Systems, das heisst Gas-Gas Kollisionen überwiegen. Dies liegt vor allem bei hohen Drücken vor.
2.  $Kn > 1$  “**Molekularer Gasfluss**“:  $\lambda > d$ , das bedeutet, dass vorwiegend Gas-Wand Kollisionen vorliegen.
3.  $0.001 < Kn < 1$ : Dieser Zwischenbereich ist eine Mischung aus 1 und 2 und ist schlecht verstanden.

Berechnet man nun die Knudsenzahl, so kann man entscheiden, in welchem Regime sich der Gasfluss in der hier verwendeten Konstruktion befindet: Dazu wird als erstes die Definition der mittleren freien Weglänge

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d_0^2 n} \quad (4.4)$$

benötigt, wobei  $d_0^2$  der Atomdurchmesser von Kalzium ( $2.23 \cdot 10^{-10}$  m) und  $n$  die Teilchendichte des Gases ist. Die Grösse  $n$  kann über eine Umformung des Gasgesetzes für ein ideales Gas

$$n = \frac{p}{kT} \quad (4.5)$$

ersetzt werden und  $p$  wird mit dem Dampfdruck aus Gleichung (4.2) gleichgesetzt. So ergibt sich für die Knudsenzahl:

$$Kn = \frac{\lambda}{d} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d_0^2 d} \frac{kT}{p_{Dampf}}. \quad (4.6)$$

Diese Funktion ist in Abbildung (4.7) in Abhängigkeit von der Temperatur aufgezeichnet. Für  $d$ , die charakteristische Länge, wird bei Röhren der Innendurchmesser verwendet, hier sind das 2.8 mm. Deutlich ist zu erkennen, dass  $Kn \gg 1$ , erst ab einer Temperatur von grösser  $500^\circ\text{C}$  nähert sich  $Kn$  dem Grenzwert  $Kn = 1$ . Das heisst, für Heizströme kleiner als 8 A ist stets ein molekularer Gasfluss innerhalb des Ofenrohres vorhanden ist, mikroskopisch bedeutet das, dass Gas-Wand Kollisionen gegenüber Gas-Gas Kollisionen (weit) überwiegen. Sofern zusätzlich die Temperatur der Strahlkollimationselemente geringer ist, als die des Heizelementes, werden an den Wänden der Kollimationsblenden mehr Atome absorbiert als emittiert, da hier ja kein thermisches Gleichgewicht herrscht. Dies bedeutet für die Kollimation des Atomstrahles, dass Atome, die auf Wände auftreffen, mit grosser Wahrscheinlichkeit dort absorbiert werden.



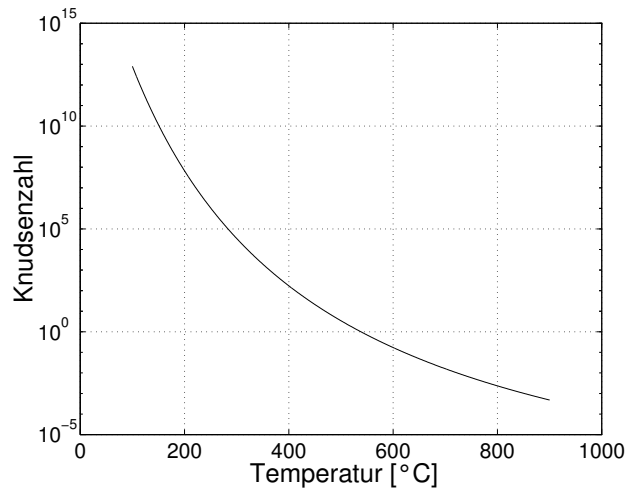


Abbildung 4.7: Knudsenzahl für den Kalziumofen als Funktion der Temperatur

### Geschwindigkeit

In dieser Anwendung liegt eine Geschwindigkeitsverteilung der Kalziumatome nach Maxwell vor. Es wird hier eine eindimensionale Geschwindigkeitsverteilung der austretenden Atome zugrunde gelegt. Der Erwartungswert (Mittelwert)  $\langle v \rangle$  der Geschwindigkeit ergibt sich aus [42]:

$$\langle v \rangle = \frac{\int_0^{\infty} v \cdot e^{-\alpha v^2}}{\int_0^{\infty} e^{-\alpha v^2}} \quad \text{mit} \quad \alpha = \frac{m}{2kT}, \quad (4.7)$$

wobei der Nenner zur Normierung dient. Für  $m$  muss für Kalzium ( $^{40}\text{Ca}$ )  $m = 6.644 \cdot 10^{-26}$  kg eingesetzt werden,  $T$  in Grad Kelvin. Nach Auswertung der Integrale erhält man für die mittlere Geschwindigkeit:

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m}} \quad (4.8)$$

Typische Geschwindigkeiten sind als Richtwerte in Tabelle (4.6) angeführt.

### 4.5.2 Strahldurchmesser

Die Tatsache, dass Kalziumatome, die mit der Wand stoßen, dort mit grosser Wahrscheinlichkeit absorbiert werden, gibt Grund zu der Annahme, dass

Tabelle 4.6: *Mittlere Geschwindigkeit von Kalziumatomen bei einer bestimmten Temperatur*

Temperatur [°C]	Mittlere Geschwindigkeit [m/s]
20	198
250	260
500	319
750	366

nur solche Atome den Ofen verlassen können, die auf einer geraden Flugbahn durch die Öffnung der letzten Kollimationsstufe (Kappe) hindurchtreten können. Auf dieser Grundlage kann der Atomstrahldurchmesser im Fallenzentrum berechnet werden.

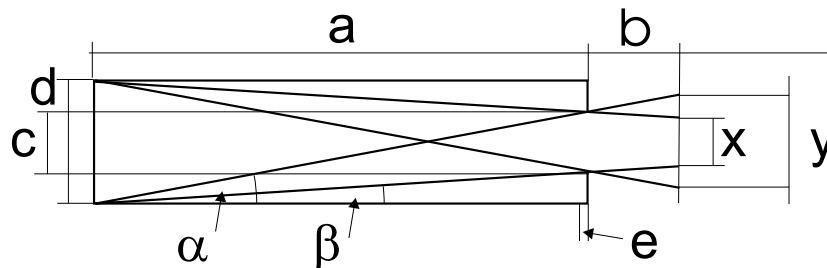
In Abbildung (4.8) sind die dazu nötigen Grössen und Winkel im Schnitt dargestellt. Die Atome werden auf der linken Seite auf einer Fläche mit dem Durchmesser  $d = 2.8 \text{ mm}$  emittiert<sup>8</sup> und treten nach einer Flugstrecke von  $a = 35 \text{ mm}$  durch die Kappenöffnung mit der Grösse  $c$  aus. Dabei ergibt sich ein Strahldurchmesser in einer Entfernung  $b = 15 \text{ mm}$  in der Grösse von  $x$  im 'Kernbereich' und  $y$  im 'Randbereich'<sup>9</sup>. Mit Hilfe elementarer geometrischer und trigonometrischer Berechnungen lassen sich  $x$  und  $y$  bestimmen zu:

$$y = \frac{(a+b)(d+c)}{a} - d \quad (4.9)$$

$$x = \frac{(a+b)(d-c)}{a} - d \quad (4.10)$$

<sup>8</sup>Diese Fläche liegt direkt unterhalb des Tantalfähnchens

<sup>9</sup>Im Kernbereich überschneiden sich beide Atomstrahlkegel, im Randbereich ist jeweils nur ein Strahlkegel vorhanden.

Abbildung 4.8: *Geometrie des Kalziumatomstrahles, nicht massstabsgetreu*

Da auf den Ofen unterschiedliche Kappen aufgesetzt werden können, kann somit auch der Strahldurchmesser beeinflusst werden. In Tabelle (4.7) sind die Ergebnisse für 'Rand-' und 'Kernbereich' zusammengefasst. Der Kernbereich für eine Kappenöffnung von 0.1 mm ist grösser als der für eine Kappenöffnung von 0.5 mm. Bei genauer Betrachtung der Abbildung (4.8) kann man erkennen, dass bei abnehmender Blendenöffnung  $c$  der Überlapp der beiden Strahlkegel immer kleiner wird bzw. verschwindet. Ab diesem Punkt teilt sich der Kernbereich bereits in zwei Teilbereiche, dies berücksichtigt die einfache Rechnung hier nicht, wodurch der Kernbereich für kleine Kappenöffnungen zunehmend grössere Werte liefert.

Tabelle 4.7: *Tabelle der Atomstrahldurchmesser für Randbereich und Kernbereich, Erklärung für den grossen Kernbereich bei einer Kappenöffnung von 0.1 mm im Text*

Kappenöffnung [mm]	Randbereich[mm]	Kernbereich [mm]
2	3.4	1.8
1.5	2.7	1.1
1	2.2	0.5
0.5	1.5	0.19
0.1	0.9	(0.71)

### 4.5.3 Berechnung der Anzahl der emittierten Atome

Der Fluss  $\Phi$  von Atomen durch eine Querschnittsfläche  $A$  lässt sich schreiben als [4]

$$\Phi[1/s] = nA\langle v \rangle, \quad (4.11)$$

wobei  $n$  die Teilchendichte und  $\langle v \rangle$  die mittlere Geschwindigkeit aus Gleichung (4.7) ist. Die Grösse  $n$  hängt mit dem Dampfdruck aus Gleichung (4.2) über

$$n = \frac{p_D}{kT} \quad (4.12)$$

zusammen. In weiterer Folge sei die Querschnittsfläche  $A$  jene Fläche direkt unterhalb des Tantalfähnchens im Ofen, von der die Kalziumatome emittiert werden. Die Abbildung (4.9) stellt hier die geometrischen Verhältnisse dar. Nicht der gesamte Fluss  $\Phi$ , der von der Fläche  $A$  emittiert wird, verlässt auch den Ofen. Es wird hier die Annahme gemacht, dass nur solche Atome den Ofen verlassen können, die auf direktem Weg das Loch (Fläche  $A'$ , Kappenbohrung) in der zweiten Kollimationsstufe passieren können. Atome, die mit

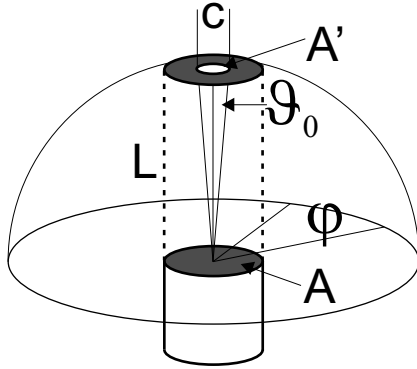


Abbildung 4.9: Geometrie für die Integration über ein Kugelvolumen zur Berechnung des Anteils der Atome in einen Kegel mit Öffnungswinkel  $\alpha$

der Wand stossen, bleiben mit grosser Wahrscheinlichkeit aufgrund der niedrigen Temperatur dort haften. Um zu bestimmen, welcher Anteil des Flusses den Ofen wirklich verlassen kann, wird der Anteil  $p$  des Raumwinkels berechnet, der von der Fläche  $A'$  abgedeckt wird. Dabei muss noch berücksichtigt werden, dass die Atome bevorzugt in Richtung von  $\vartheta = 0$  in der Abbildung (4.9) fliegen. Diese Gewichtung wird durch den  $\cos \vartheta$  ausgedrückt [41]. Normiert wird auf eine Halbkugel, die Fläche  $A$  befindet sich in einem Abstand  $L$  von der Fläche  $A'$ , die auch als Blende bezeichnet wird. Der Quotient ergibt sich zu

$$p = \frac{\int_0^{\vartheta_0} \int_0^{2\pi} r^2 \sin \vartheta \cos \vartheta \, d\varphi \, d\vartheta}{\int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} r^2 \sin \vartheta \cos \vartheta \, d\varphi \, d\vartheta} = \frac{2\pi L^2 \cdot \sin^2 \vartheta|_0^{\vartheta_0}}{2\pi L^2 \cdot \sin^2 \vartheta|_0^{\pi/2}} = \sin^2 \vartheta_0, \quad (4.13)$$

da die Integration über  $\varphi$  genau  $2\pi$  ergibt und  $r = L$  ist, wie aus der Abbildung (4.9) ersichtlich ist. Die Grösse des Winkels  $\vartheta_0$  kann über eine einfache trigonometrische Beziehung bestimmt werden,

$$\tan \vartheta_0 = \frac{c/2}{L}, \quad \text{und somit ist } p = \sin^2(\arctan \frac{c/2}{L}). \quad (4.14)$$

In dieser Gleichung ist die einzige variable Grösse die Grösse der Kappenbohrung  $c$ .  $L$ , der Abstand zwischen der Fläche, von der Kalzium emittiert wird, und der Kappe, ist für einen bestimmten Ofen fix. Der tatsächliche aus dem Ofen austretende Atomfluss lässt sich in diesem Modell nun bestimmen zu:

$$\Phi' = \Phi \cdot p = n \cdot A \cdot \langle v \rangle \cdot p \quad (4.15)$$

Zur Berechnung werden als fixe Grössen  $A = \pi \cdot 2 \cdot 10^{-6}$ , die Querschnittsfläche des Ofenrohres, und  $L = 35 \text{ mm}$  eingesetzt. Der Fluss  $\Phi'$  wird in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene Kappengrössen berechnet und in der Abbildung (4.10) dargestellt. Er beschreibt die Anzahl der emittierten Atome pro Sekunde.

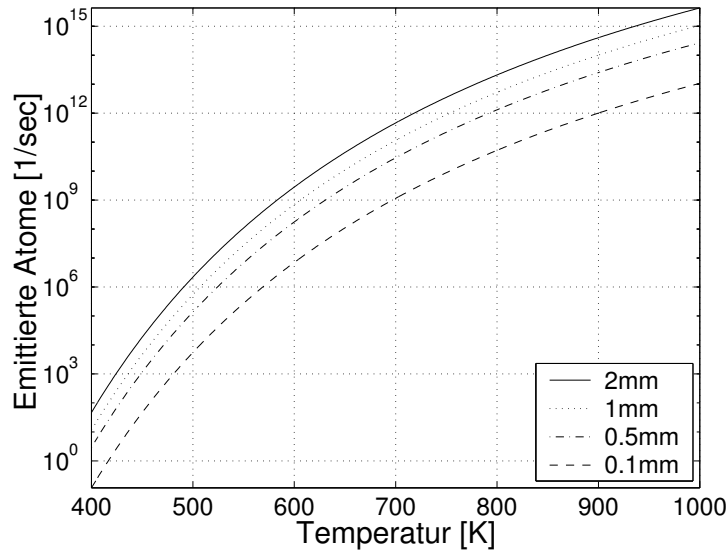


Abbildung 4.10: Anzahl der emittierten Atome in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene Kappengrößen

## Abschätzender Vergleich der Rechnung mit den Messungen aus Kapitel 1

Aus Gleichung (4.15) lässt sich also für eine Temperatur von 800 K ( $\approx 530^\circ\text{C}$ ) die Anzahl der emittierten Atome zu  $N = 2 \cdot 10^{13}$  [1/s] berechnen. Ein Vergleich zwischen Rechnung und Messung kann gemacht werden, indem berechnet wird, wieviel Photonen idealerweise detektiert werden müssten.

Bei einer Temperatur von 800 K liegt die mittlere Geschwindigkeit der Atome bei circa 320 m/s. Das Volumen, in dem die Atome mit dem Laserfeld wechselwirken können entspricht dem Strahldurchmesser des Lasers und ist in der seitlichen Projektion ungefähr 2 mm. Die Atome halten sich in diesem Volumen  $\approx 6 \mu\text{s}$  auf, was aus  $\tau = l/\langle v \rangle$  folgt, wobei  $\tau$  die Aufenthaltszeit im Wechselwirkungsvolumen,  $l$  die Höhe des Volumens in seitlicher Projektion und  $\langle v \rangle$  die mittlere Geschwindigkeit aus Gleichung (4.7) ist. Wird Sättigung angenommen, so werden von einem einzelnen Atom pro Durchflug circa

$$N = \frac{\tau}{2\tau_{\text{spontan}}} \cong 650 \quad (4.16)$$

Photonen emittiert. Dabei ist  $\tau_{\text{spontan}} = 4,6$  ns die Lebensdauer des Überganges bei 423 nm. Mit der Nachweiseffizienz der Photonen aus Kapitel 1 von  $\eta \lesssim$

0,1 %, ergibt sich für die nachzuweisende Fluoreszenzrate:

$$R = \eta \cdot \Phi' \cdot N \approx 10^{13} \text{ Photonen pro Sekunde} \quad (4.17)$$

Bei typischen Messungen wurde hier eine Rate von circa  $10^7$  bis  $10^8$  detektiert, also 5 bis 6 Größenordnungen unter der zu erwartenden Detektionsrate. Diese Diskrepanz bleibt unverstanden.

## Kapitel 5

# Die Photoionisationslaser

In diesem Kapitel werden die Eigenschaften und der Aufbau des Diodenlasersystems dargestellt, das die benötigten Laserfelder zur Photoionisation von Kalzium bereitstellt. Während in anderen Arbeiten, in denen Kalzium [1] oder auch Magnesium [2] photo-ionisiert wurde, sehr teure Lasersysteme (frequenzverdoppelte Farbstofflaser, gepumpt mit einem Argon-Ionen-Laser) zum Einsatz kamen, werden in der hier durchgeführten Arbeit ausschliesslich *Laserdioden* verwendet, eine bei 423 nm, die andere bei 390 nm. Laserdioden sind platzsparend, einfach zu bedienen und verglichen mit den in [1] und [2] verwendeten Lasersystemen äusserst billig. Somit lässt sich der experimentelle und finanzielle Aufwand extrem reduzieren.

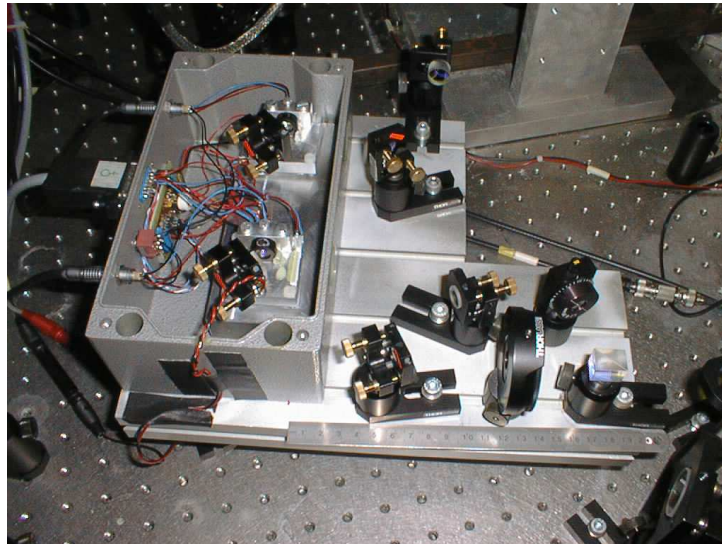


Abbildung 5.1: *Das sehr kompakte Diodenlasersystem*

In Abbildung (5.1) ist das Lasersystem in einer Fotografie dargestellt. Beide Laser sind gemeinsam in einer 10 x 20 cm grossen, geschlossenen Aluminiumbox auf temperaturstabilisierten (19°C) Aluminiumblöcken montiert. Jeder einzelne Strahl der beiden Laserdiode wird durch eine Linse fokussiert und die erste Ordnung eines 10 mm entfernten Beugungsgitters ( $\sim 10\%$ ) in einer Littrow-Anordnung ([45], [12]) optisch zurückgekoppelt [46]. In dieser Anordnung kann die Betriebswellenlänge der Laserdiode wegen  $\sin \beta = \lambda/2d$  [12] ( $\beta$  ist der Winkel zwischen Strahl und Gitter,  $d$  der Strichabstand des Rückkopplungsgitters) durch Verdrehung des Gitters verändert werden<sup>1</sup>. Die Rückkopplung bringt zusätzlich noch eine Verringerung der natürlichen Linienbreite der Laserdioden [47].

Die Laserstrahlen werden jeweils über zwei Spiegel durch ein  $\lambda/2$ -Plättchen mit Hilfe eines Polarisationsstrahlteilers einander überlagert und dann zur Messapparatur und zum  $\lambda$ -Meter oder der Hohlkathode geleitet (vgl. auch Abb. (1.2) und (3.1)).

In den folgenden Unterkapiteln (5.1) und (5.2) werden technische Details [48] aufgelistet und einige experimentelle Vorgehensweisen besprochen.

## 5.1 UV-Diodenlaser bei 423 nm

Der Hersteller der UV-Laserdiode bei 423 nm ist Nichia. Die Diode weist ohne Rückkopplung eine zentrale Wellenlänge von 422.3 nm auf und hat eine Lichtleistung von 30 mW. Im Freilaufbetrieb liegt die sehr scharfe Laserschwelle bei  $\sim 53$  mA. Durch die Rückkopplung über das Beugungsgitter kann die Schwelle um 10 mA auf  $\sim 43$  mA reduziert werden und die zentrale Wellenlänge um 1.5 nm verstimmt werden. Oberhalb der Schwelle weist die Laserdiode einen differentiellen Wirkungsgrad (slope efficiency) - der Quotient aus Laserausgangsleistung und Pumpleistung - einen Wert von typischerweise 0.35 mW/mA auf. Für das Experiment steht eine (gemessene) Leistung von typischerweise 1 mW zur Verfügung, da ein Teil der Laserstrahlung zurückgekoppelt wird und es zusätzlich auch Verluste am Polarisationsstrahlteiler gibt. Die Linienbreite der emittierten Strahlung der Laserdiode im Aufbau mit Rückkopplung wurde nicht vermessen, da aber bei einer Messung wie in Kapitel 1 die Klaziumresonanz mit einer Breite von 70 MHz mit typischerweise 100 Frequenz-Schritten durchfahren werden kann, muss die Linienbreite so kleiner sein als 70 MHz.

Die Wellenlänge dieses UV-Diodenlasers muss für eine Messung wie in Kapitel 1 in kleinen Schritten über die Linie des Überganges von  $4s \ ^1S_0$  nach

---

<sup>1</sup>Eine Verstimmung der Wellenlänge durch eine Regelung der Temperatur ist wegen einer gemessenen Rate von 0,1 nm/°C uneffizient



$4p\ ^1P_1$  in neutralem Kalzium resonant sein, also eine zentrale Luftwellenlänge von 422.673 nm [3] aufweisen. Dies kann, wie bereits oben erwähnt, durch eine Drehung des Beugungsgitters bewerkstelligt werden. Für eine grobe Justage können zwei Schrauben an einem Spiegelhalter, auf den das Gitter geklebt ist, verwendet werden. Für eine Feinjustage dient ein Piezokristall (kurz Piezo), der das Gitter in Abhängigkeit von einer anliegenden (Hoch)spannung verdreht.

Damit bestimmt werden kann, um wieviel die auf den Piezokristall am Gitter des Diodenlasers gegebene Spannung die Wellenlänge verändert, muss eine **Kalibrierung** vorgenommen werden. Falls die Spannung wie im Scan-Modus vom Messrechner gesteuert werden soll, muss zwischen Spannungsausgang des Computers und dem Piezokristall noch ein Verstärker<sup>2</sup> dazwischengeschaltet werden, der die Spannung mit einem Faktor (-)22 invertierend verstärkt.

Zur Kalibrierung wird ein Referenzresonator verwendet, der speziell für blaues Laserlicht (400 nm) beschichtete Spiegel hat und einen Freien Spektralbereich (FSB) von 705 MHz besitzt [36]. Dieser Resonator wird zusätzlich auf dem optischen Tisch montiert und ein Teil des Laserstrahles über einen Strahlteiler (siehe Abbildung (1.2)) in den Resonator eingekoppelt. Der Laserstrahl am Ausgang des Resonators kann über eine CCD-Kamera beobachtet werden. Jetzt wird die Spannung am Gitter des Diodenlasers mit Hilfe eines manuell bedienbaren Netzteiles verändert und somit die Wellenlänge des Lasers variiert. Bei Detektion einer Hauptmode ( $TEM_{00}$ ) wird die Spannung notiert und die nächste durch weiteres Verändern der Spannung gesucht. Dies wurde für 9 Hauptmoden und 9 Nebenmoden ( $TEM_{10}$ ) in einem Spannungsbereich von 0 bis 25 V am Gitter durchgeführt. Somit kann der Abstand der Moden (Haupt- und Nebenmoden jeweils untereinander) im Mittel bestimmt werden zu 2.22 V (Fehler: 1.5 %). Da der Abstand der Moden aber genau einem Freien Spektralbereich von 705 MHz entspricht, heisst das: 2.215 V pro 705 MHz. Dies kann noch umgerechnet werden auf 318(5) MHz/V, also ändert man die Spannung am Piezokristall um 1 V, so bedeutet das eine Änderung der Frequenz von 318 MHz. Falls die Spannung vom Messrechner über den HV-Verstärker an den Piezokristall übergeben wird, liegt noch eine Verstärkung der Spannung in der Höhe von -22 vor. Das ergibt dann für die eigentlich in diesem Fall interessante Eichung: 1 V am Computer entsprechen einer Frequenzveränderung von (-)6.9 GHz (Fehler: 5 %).

Im Betrieb an der linearen Falle wird die Spannung von dem oben genannten manuell bedienbaren Netzteil zur Verfügung gestellt. Hier muss zwar die

---

<sup>2</sup>Eigenbau Hanns-Christoph Nägerl

Wellenlänge genau dem Übergang CA I entsprechen, aber die Resonanz nicht während einer Messung automatisiert durchfahren werden können. In der Anwendung im Testaufbau wird der Piezo vom Messrechner über die hochspannungsverstärkende Zwischenstufe angesteuert, wodurch eine am Messrechner erzeugte Spannungsrampe kontinuierlich die Verdrehung des Gitters und damit eine kontinuierliche Verstimmung der Laserwellenlänge erzeugt.

Die Vorgehensweise bei der **Selektion der Wellenlänge** gestaltet sich wie folgt: Zunächst wird der Laserstrahl über einen Klappspiegel auf das  $\lambda$ -Meter gelenkt, um dort seine Wellenlänge zu überprüfen. Die Wellenlänge verändert sich bei fixem Gitter mit Variation des Stromes oberhalb des Schwellenstroms (43 mA) sprunghaft in der Größenordnung von  $\sim 0.004$  nm bei einer Stromänderung von  $\sim 1$  mA. Ist es unmöglich, mit dem Strom ( $I_{max}$  knapp über 50 mA) die richtige Mode bei 422.673 nm (Luft) zu erreichen, muss das Gitter für die Rückkopplung verstellt werden. Dies kann im Bereich von 1,2 Moden mit der am Piezokristall angelegten Spannung erreicht werden, wobei für einen Modensprung typischerweise  $\sim 20$  V Spannungsunterschied am Piezo benötigt werden. Falls auch dies nicht ausreicht, muss das Gitter von Hand verstellt werden. Dabei gilt zu beachten, dass bei einer Verdrehung des Gitters (vertikal) auch eine Verdrehung um die horizontale Achse aufgrund der Konstruktion des Spiegelhalters auftritt, was das Schwellverhalten des Lasers negativ beeinflusst, also den Schwellstrom stark anhebt. Wenn die Wellenlänge mit der gewünschten am  $\lambda$ -Meter (z.B.: 423.673 für den CA I-Übergang) übereinstimmt, kann der Klappspiegel umgelegt werden und so das Signal auf der Hohlkathode noch als Kontrolle herangezogen werden, um den Laser mit dem Hohlkathodensignal als Referenz mit einer Genauigkeit von  $\pm 100$  MHz auf die Kalziumresonanz einzustellen.

Im Laufe dieser Arbeit hat sich der Schwellenstrom von 43 mA auf 45 bis 46 mA erhöht. Die Ursache dafür war eine starke Erhöhung der Labortemperatur aufgrund einer defekten Klimaanlage während des Sommers, die die Position der Kollimationslinse aufgrund des Erweichens des Klebers bleibend verändert hat. Durch eine Neujustage und neues Ankleben der Linse konnte dieses Problem weitestgehend beseitigt werden.

## 5.2 UV-Diodenlaser bei 390 nm

Die Laserdiode bei 390 nm ist ebenso gitterstabilisiert wie die bei 423 nm, jedoch ist hier entsprechend der Anwendung in der Messung aus Kapitel 3 kein Piezo zur Feinjustage installiert. Auch diese UV-Laserdiode ist von Nichia [48] und weist eine zentrale Wellenlänge im Freilaufbetrieb von 391,5 nm bei einer Ausgangsleistung von 5 mW auf. Der Schwellenstrom liegt ohne Rück-

kopplung bei  $\sim 34$  mA und kann durch die Gitterrückkopplung auf  $\sim 31$  mA reduziert werden. Der differentielle Wirkungsgrad beträgt laut Hersteller  $1.2 \text{ mW/mA}$ . Die tatsächlich für das Experiment zur Verfügung stehende Leistung ist im Bereich von  $0.7 \text{ mW}$ .



# Kapitel 6

## Vorteile der Photoionisation

Nach dem Studium der einzelnen Schritte der Photoionisation von Kalzium in den Kapitel 1 bis 3 und der Entwicklung eines verbesserten Kalzium-Ofens in Kapitel 4, ist der Einsatz der Photoionisation im Experiment mit der linearen Falle noch zu untersuchen. Eine allgemeine Beschreibung des Aufbaues und der Funktionsweise der lineare Paulfalle finden sich in [49], die speziellen Realisierungen der Falle in dieser Arbeitsgruppe in zeitlicher Abfolge in [33], [50] und [51]. Hier sei an dieser Stelle nur ein grober Überblick gegeben, der die grundlegende Funktionsweise und das spezielle Design der linearen Falle darlegen soll, um die entscheidenden Vorteile der Photoionisation genauer beschreiben zu können:

### 6.1 Die lineare Paulfalle: Grundlagen

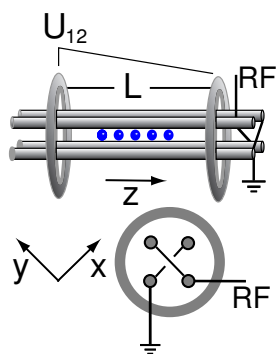


Abbildung 6.1: Konzept der linearen Paulfalle

Eine lineare Paulfalle in ihrer grundlegendsten Form besteht aus 4 geraden, parallelen Elektroden, die ein zweidimensionales Quadrupolfeld in der  $xy$ -Ebene ähnlich einem Quadrupolmassenspektrometer erzeugen. Dies wird dadurch erreicht, dass ein Paar (zwei *diagonal gegenüberliegende* Elektroden) mit einer Wechselspannung  $U(t) = U_0 + V_0 \cos(\Omega t)$  von  $\Omega \approx (2\pi) \cdot 20 \text{ MHz}$  (Radiofrequenz RF) versorgt wird, das andere Paar auf Masse gelegt wird. Dadurch kann ein Einschluss von Ionen in radialer ( $x, y$ ) Richtung erzeugt werden. Ein Einschluss in axialer ( $z$ ) Richtung kann erzeugt werden, indem an 2 Ringelektroden statische,

positive Potentiale angelegt ( $U_1 = U_2 = U_{12}$ ) werden. Eine mathematische Beschreibung findet sich in [33] und [49]-[51], als Resultat lässt sich das stabile<sup>1</sup> Potential, in dem die Kalzium-Ionen gefangen werden können, mit einem harmonischen Pseudopotential in 3 Raumrichtungen beschreiben:

$$\psi = \frac{M}{2}(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2), \quad (6.1)$$

wobei  $M$  die Ionenmasse ist,  $x, y$  Radialkoordinaten und  $z$  die Axialkoordinate. Zusammen mit den Stabilitätsparametern aus [33],

$$a_x = -a_y = \frac{4QU_0}{M\Omega^2 R^2} \quad \text{und} \quad q_x = -q_y = \frac{2QV_0}{M\Omega^2 R^2}, \quad (6.2)$$

ergibt sich für die Fallenfrequenzen  $\omega_x$  und  $\omega_y$ , also der Frequenz der Oszillation eines Ions in radialer Richtung:

$$\omega_x = \frac{\Omega}{2} \sqrt{\frac{q_x^2}{2} + a_x} \quad \text{und} \quad \omega_y = \frac{\Omega}{2} \sqrt{\frac{q_y^2}{2} + a_y}. \quad (6.3)$$

Das axiale Potential mit der Frequenz  $\omega_z$  kann in der Nähe des Zentrums der Falle als harmonisch angenähert und die Frequenz der Schwingung in axialer Richtung nach [50] angegeben werden als:

$$\omega_z = \sqrt{\frac{8e\kappa U_{12}}{ML^2}}, \quad (6.4)$$

wobei  $\kappa$  ein Geometriefaktor ist, der beschreibt, wieviel des Ringelektrodenfeldes im Fallenzentrum noch vorhanden ist (typischerweise:  $\kappa = 0.025 - 0.05$ ).  $Q = e$  ist die Ladung des Ions und  $L$  der Abstand der Ringelektroden.

Die zur Zeit eingebaute Falle hat ein Design, das gegenüber der Grundstruktur aus Abbildung (6.1) weiterentwickelt ist. Anstatt der 4 Stabelektroden werden 4 Klingen in einem radialen Abstand von 1.4 mm verwendet. Die Funktion der Ringelektroden übernehmen zwei Spitzen (Kappen, Spitzen), die einen Abstand von  $L = 6$  mm aufweisen. Alle Elektroden sind auf zwei isolierenden Kreuzen aus Macorkeramik montiert. Angetrieben wird die Falle mit einer RF-Frequenz von  $\Omega/2\pi = 23$  MHz und einer Amplitude von  $V_0 = 1000$  V<sub>pp</sub>. Dadurch und durch die Geometrie ergeben sich Fallenfrequenzen von bis zu 5 MHz <sup>2</sup>( $\omega_x/2\pi = \omega_y/2\pi$ ) in radialer Richtung und bis zu

<sup>1</sup>Das Potential ist nur für eine bestimmte Wahl der Stabilitätsparameter stabil und nur in diesem Falle als Pseudopotential beschreibbar ( $|a_x|, |a_y|, |q_x|$  und  $|q_y| \ll 1$ )

<sup>2</sup>In allen bis jetzt gebauten linearen Fallen in dieser Arbeitsgruppe wurde der Gleichspannungsanteil  $U_0$  der Radiofrequenzversorgung zu  $U_0 = 0$  gewählt, wodurch  $\omega_x$  und  $\omega_y$  wegen den Gleichungen (6.2) und (6.3) entartet, also gleichgross sind.

2 MHz ( $\omega_z/2\pi$ ) in axialer Richtung. Dies bedeutet, dass ein einzelnes Ion in der  $x, y$ -Ebene (radial) mit der Frequenz  $\omega_x/2\pi$  bzw.  $\omega_y/2\pi$  und in  $z$ -Richtung (axial) mit der Frequenz  $\omega_z/2\pi$  eine harmonische Bewegung ausführt. Dieser **Säkularbewegung** (grosse Zeitskala) ist eine **Mikrobewegung** (kleine Zeitskala) mit der Frequenz  $\Omega$ , also der Antriebsfrequenz der Falle, überlagert.

In einem optimierten Aufbau ohne zusätzliche Streufelder, kann diese Mikrobewegung vernachlässigt werden. Streufelder können einerseits durch Imperfektionen<sup>3</sup> der Fallenelektroden, andererseits durch ungewollte Ladungen auf der Falle entstehen. Im Falle der Anwesenheit solcher Streufelder, kommt es zu einer Verschiebung eines geladenen Ions weg vom Fallenzentrum, was eine zusätzliche Mikrobewegung mit sich bringt [33]. Um diesem Effekt vorzubeugen sind zusätzliche Kompensationselektroden nahe der Falle montiert. Diese können solche Streufelder ausgleichen und spielen speziell bei der Diskussion um Ablagerungen auf den Fallenelektroden (Abschnitt (6.3)) eine bedeutende Rolle.

Der Ladevorgang läuft in groben Zügen so ab, dass in einem Kalzium-Ofen (Kapitel 4) ein Neutralatomstrahl erzeugt wird, der durch die Falle hindurch justiert wird. In diesem Neutralatomstrahl können nun Ionen entweder durch Stoss mit Elektronen aus einer Elektronenkanone *vor* der Falle oder mittels Photoionisation *in* der Falle erzeugt werden. In allen bis jetzt verwendeten linearen Fallen dieser Arbeitsgruppe ist die Methode der Ionisation der Kalziumatome mit Elektronenstoss zum Einsatz gekommen, auch in der neuesten Falle. Seit Anfang Juli 2001 wird mit der Photoionisation gearbeitet.

## 6.2 Effizienz

Wichtig für den Betrieb eines Experimentes mit einer Ionenfalle ist die Laderate, also jene Anzahl von Ionen, die pro Zeiteinheit in die Falle geladen werden kann. Die Effizienz der Photoionisation von Kalzium ist theoretisch

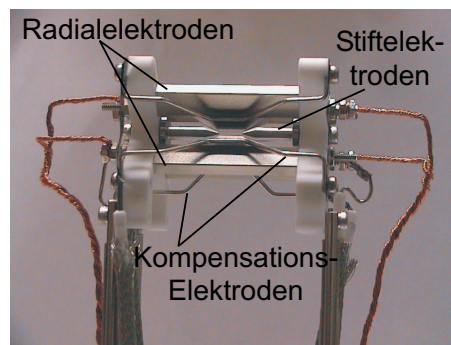


Abbildung 6.2: Die neue lineare Falle, statt der Ringelektroden werden Stifte, die **Kappen**, eingesetzt, statt der Stabelektroden **Klingen**.

<sup>3</sup>Unter diesem Aspekt ist auch das Design der neuen Falle zu sehen, denn Klingen sind mit einer höheren Genauigkeit herzustellen, als 4 Stabelektroden

schwer in absoluten Zahlen anzugeben, vielmehr kann man im Experiment die absoluten Laderaten von Kalzium-Ionen in die lineare Falle messen. Speziell der Vergleich mit der Elektronenstossionisation zeigt die deutliche Verbesserung in der Laderate. Da in der neuesten Falle sowohl Elektronenstoss- als auch Photoionisation angewandt worden sind, werden alle vergleichenden Untersuchungen mit der neuesten linearen Falle durchgeführt.

Die Messung zur Abbildung (1.6) zeigt den Zusammenhang zwischen Dampfdruck und Anzahl der beobachteten Photonen der Resonanzfluoreszenz des CA I-Überganges im Testaufbau. Beide Grössen weisen in diesem Diagramm dieselbe Abhängigkeit von der Temperatur auf. Auch die Rechnung liefert dasselbe Ergebnis, nämlich eine lineare Abhängigkeit der vom Kalzium-Ofen emittierten Atome vom Dampfdruck (Gleichung (4.15)). Diesen Sachverhalt kann man auch experimentell an der linearen Falle überprüfen, indem man die Laderate von Kalzium-Ionen unter Anwendung der Photoionisationsmethode in Abhängigkeit vom Dampfdruck aufzeichnet. Natürlich ist der Dampfdruck keine unmittelbar zugängliche, experimentelle Grösse, doch als Funktion der Temperatur kann man den Dampfdruck über Variation des Heizstromes verändern. Wenn man den Kalzium-Ofen bei einer Temperatur von  $350^{\circ}\text{C}$  (Heizstrom 5.5 A, siehe Abb. (4.5)) betreibt, können via Photoionisation in 10 s einige Tausend  $\text{Ca}^+$ -Ionen in die Falle geladen werden, also eine Laderate von einigen 100 bis 1000  $\text{Ca}^+$ -Ionen pro Sekunde erreicht werden, der Dampfdruck von Kalzium liegt bei dieser Temperatur bei  $1 \cdot 10^{-6}$  mbar (vgl. Abb. (4.6)). Bei einem Betrieb des Ofens bei hingegen  $200^{\circ}\text{C}$  (3.5 A) ist eine typische Laderate von  $\sim 0.3$   $\text{Ca}^+$ -Ionen erreichbar. Das bedeutet, dass sich *sowohl* die Laderate, *als auch* der Dampfdruck um knapp 5 Grössenordnungen ändern. Somit kann man die Abhängigkeit der vom Ofen emittierten Atome vom Dampfdruck direkt über die Laderate von Kalzium-Ionen in der Falle überprüfen.

Vergleicht man nun Elektronenstoss- und Photoionisation, so kann bei gleicher Ofentemperatur eine  $10^4$  bis  $10^5$ -mal höhere Laderate beobachtet werden, denn mit der Photoionisation erreicht man eine Laderate von einigen 100 Ionen pro Sekunde, während man bei der Methode der Ionisation mittels Elektronenstoss als Richtwert 1 Ion in einigen Minuten lädt ( $\sim 0.002/\text{s}$ ).

Als Konsequenz der erhöhten Laderate bei einer Photoionisation kann der Ofenstrom, also auch der Neutral-Atomfluss, reduziert werden, zusätzlich fällt auch der Einsatz eines Elektronenstrahles weg. Diese beiden Effekte haben speziell auf die Ablagerungen auf der Falle einen entscheidenden Einfluss.



## 6.3 Ablagerungen auf der Falle

Wie schon am Beginn dieses Kapitels angedeutet, bringen einerseits mechanische Imperfektionen im Bau der Falle, andererseits Ablagerungen auf der Falle Streufelder mit sich. Da man nur im Idealfall von einer perfekten Konstruktion der Falle ausgehen kann, sind Streufelder aufgrund mechanischer Imperfektionen zu erwarten. Diese so erzeugten Streufelder sind aber meist *zeitlich unveränderlich* und könnten mit einer einmaligen Kompensation ausgeglichen werden. Anders verhalten sich hingegen Streufelder aufgrund von Ablagerungen auf den Fallenelektroden und den isolierenden Teilen. Sie entstehen durch zwei Effekte: Einerseits ist der Kalziumatomstrahl auf die Falle gerichtet, andererseits ist im Falle einer Elektronenstossionisation ein Elektronenstrahl vorhanden, der auch die isolierenden Teile am Rand der Falle beschichten kann und somit aufladet. Der Atomstrahl wird zwar durch das Fallenzentrum justiert, erzeugt aber wegen seiner nur mässigen Kollimation (siehe Kapitel 4) Ablagerungen auf den Klingenelektroden, die für einen hohen Atomfluss auch beobachtbar sind.<sup>4</sup> Wird zusätzlich auch noch eine Ionisation via Elektronenstoss verwendet, so verursacht der von einer Elektronenkanone erzeugte  $e^-$ -Strahl ebenso Ablagerungen. Allerdings werden  $e^-$  auf den Elektroden aufgrund der anliegenden Spannung sofort abgezogen, sofern nicht eine Oxidschicht vorhanden ist. Elektronen auf den isolierenden Macorhalterungen bleiben dort haften und erzeugen Streufelder. Offensichtlich sind die so erzeugten Streufelder *zeitlich variabel* und können nur durch eine stetig neue Kompensation ausgeglichen werden.

Aus diesen Überlegungen heraus ist ersichtlich, dass eine Reduktion der beiden Teilchenstrahlen ( $\text{Ca}, e^-$ ) entscheidende Vorteile auf das Verhalten der Kompensation hat. Darin liegt ein weiterer Vorteil der Photoionisation, denn erstens kann auf einen  $e^-$ -Strahl überhaupt verzichtet werden, was die Ablagerungen auf den isolierten Teilen der Falle beeinflusst, und zweitens kann aufgrund der um rund einen Faktor  $10^5$  höheren Laderate der Kalziumatomfluss um beinahe denselben Faktor (Heizstrom von 5.5 auf 3.5 A) reduziert werden, was weniger Ablagerungen auf den Elektroden mit sich bringt. Im nächsten Abschnitt werden die Methoden der Kompensation kurz diskutiert, um das Verhalten der Kompensation näher studieren zu können. Im Anschluss daran werden die Auswirkung der Photoionisation auf die Kompensationsspannungen im Laufe der Zeit untersucht:

---

<sup>4</sup>Dem könnte mit einem Einsatz des neuen Ofens und der Verwendung einer Kollimationsskappe mit einer kleinen Öffnung entgegengewirkt werden, würde aber den Nachteil mit sich bringen, dass bei einer ungenauen Justage durch die Falle evtl. der gesamte Atomstrahl auf eine Elektrode gerichtet ist, und keine Atome mehr durch das Fallenzentrum hindurch treten.

## Kompensation

Die in der Falle vorherrschenden Streufelder bewirken gleichzeitig eine Verschiebung des Kalzium-Ions aus dem Fallenzentrum und dadurch eine erhöhte Mikrobewegung mit der Antriebsfrequenz von  $\Omega/2\pi=23$  MHz. Ein in der linearen Falle gespeichert<sup>5</sup> Ion, kann über dessen Resonanzfluoreszenz auf dem Übergang von  $^2S_{1/2}$  auf  $^2P_{1/2}$  beobachtet werden. Es kann dazu eine CCD-Kamera verwendet werden, die ein räumlich aufgelöstes Bild produziert, und/oder einen Photomultiplier, der die Photonen der Resonanzfluoreszenz des Ions (ähnlich der Messung in Kapitel 1 für *neutrales* Kalzium) zählt. Diese beiden Informationen, also der Ort des Ions und die Stärke der Resonanzfluoreszenz als Funktion der Zählrate der detektierten Photonen, lässt verschiedene Arten der Kompensation von Streufeldern zu. Prinzipiell gibt es mehrere Möglichkeiten der Kompensation, es haben sich aber zwei als praktisch erwiesen und werden deshalb hier kurz geschildert ([33], [50]-[52]):

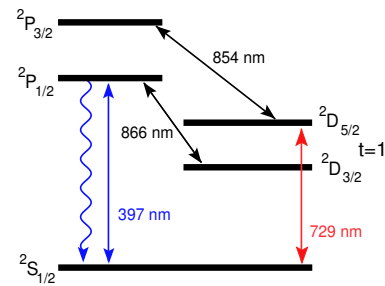


Abbildung 6.3: *Termenschema von  $Ca^+$*

## Grobe Kompensation

Eine grobe Kompensation kann mit Hilfe des CCD-Kamera-Bildes durchgeführt werden. Verringert man die Leistung des Fallenantriebes, so wirkt sich eine leichte Verschiebung vom Fallenzentrum durch leichte Streufelder immer stärker aus, da das Fallenpotential immer geringer wird. Diese Verschiebung kann nun mit den Kompensationselektroden ausgeglichen werden. Dabei können zwei Raumrichtungen getrennt eingestellt werden (Höhen- und Seitenkompensation). Das Fallenpotential wird danach wieder auf seine ursprüngliche Leistung zurückgestellt. Dies ist eine relativ schnelle, aber grobe Methode der Kompensation von Streufeldern.

## Korrelationsmessungen

Eine genauere Kompensation kann mit Hilfe des Photomultipliersignals erreicht werden, indem eine Korrelationsmessung durchgeführt wird. Das Kalzium-Ion wird in der Falle auf dem Übergang von  $^2S_{1/2}$  auf  $^2P_{1/2}$  bei 397 nm Doppler-gekühlt [53], d.h. der Laserstrahl bei 397 nm ist gegenüber der Resonanz aber innerhalb deren Linienbreite leicht rotverschoben (typischerwei-

<sup>5</sup>Zur Laserkühlung sei auf [33] [50] [51] [53] verwiesen

se auf halber Flanke der Resonanz), hat also eine etwas kleinere Frequenz. Bei einer Bewegung des Ions aufgrund der Mikrobewegung in Richtung des Kühllasers sieht das Ion aufgrund des Dopplereffektes eine erhöhte Frequenz und ist so resonant mit dem Laserfeld. Es werden mehr Photonen absorbiert als wenn sich das Ion vom Strahl entfernt. Dadurch erhöht sich auch die Resonanzfluoreszenzrate, die am Photomultiplier gemessen wird. Die Mikrobewegung moduliert so also die Fluoreszenz. Da die Mikrobewegung ihrerseits genau mit der Frequenz des Fallenantriebs  $\Omega$  oszilliert, spricht man von einer Korrelation zwischen Fallenantriebsfrequenz und Resonanzfluoreszenz, welche auch mit einigem technischen Aufwand gemessen werden kann [52]. Hat die Mikrobewegung eine hohe Amplitude (d.h.: Die Kompensation der Streufelder ist schlecht), so ist auch die Modulation der Amplitude der Resonanzfluoreszenz entsprechend hoch. Jetzt wird die Kompensation der Streufelder so eingestellt, dass die Modulation der Amplitude der Resonanzfluoreszenz so klein als möglich wird [33], dies bedeutet nämlich, dass die Mikrobewegung entsprechend klein ist, woraus sich folgern lässt, dass das Ion im Fallenzentrum sitzt.

Im Experiment wird die Kompensation so durchgeführt, dass mit Hilfe zweier Regler die Spannungen an den Höhen- und Seitenkompensationselektroden derart eingestellt werden, dass das Korrelationssignal zwischen Antriebsfrequenz und Fluoreszenz möglichst gering wird. Dabei ist zu beachten, dass die Kompensationsspannungen für Seiten- und Höhenkompensation davon abhängig sind, wie stark die Spannung  $U_{12}$  an den Kappen (entsprechen den Ringelektroden) gewählt wird. Die Abhängigkeit kann man an typischen Zahlenwerten gut erkennen: Für eine Kappenspannung von  $U_{12}=600$  V, ist die Seitenkompensationsspannung  $U_s=-129$  V und die Höhenkompensationsspannung  $U_h=52$  V, während hingegen für  $U_{12}=2000$  V,  $U_s=-306$  V und  $U_h=146$  V. Diese Abhängigkeit kann auf geometrische bzw. mechanische Imperfektionen der Kappenelektroden zurückgeführt werden.

Der **Vorteil** für die Kompensation durch die Photoionisation zeigt sich, wenn die Entwicklung der Kompensationsspannungen in einer zeitlichen Abfolge aufgezeichnet wird. Aufgrund der Tatsache, dass bei Anwendung der Photoionisation auf einen Elektronenstrahl verzichtet werden kann und der Kalziumatomstrahl reduziert wird, können so auch die laufend dazukommenden Ablagerungen auf der Falle reduziert werden. Dies bedeutet, dass sich die Kompensationsspannungen im Laufe der Zeit weniger ändern sollten als bei einer Ionisation mittels Elektronenstoss. In Abbildung ist dieser Zeitverlauf seit Einbau der neuen Falle im Jänner 2001 dargestellt. Bis Ende Mai 2001 ist die Elektronenstossionisation angewendet worden, ab dann die Photoionisation (getrennt durch die strichlierte Linie). Aufgetragen sind die Spannungen, die für die Höhen- und die Seitenkompensation bei einer

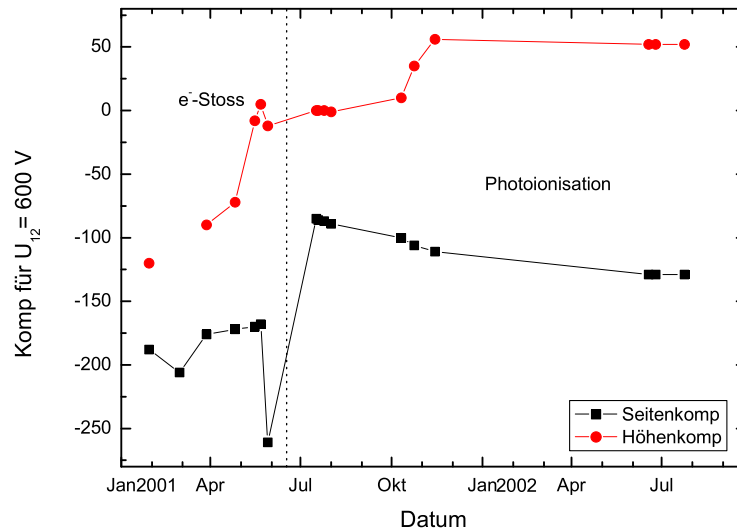


Abbildung 6.4: Entwicklung der Kompensationsspannungen mit der Zeit, links unter Verwendung der Elektronenstossionisation, rechts mit Photoionisation (getrennt durch die strichlierte Linie). Es ist das stabilere Verhalten der Spannungen im rechten Teil der Abbildung zu erkennen.

Kappenspannung  $U_{12}$  von 600 V verwendet worden sind. Bei der Elektronenstossionisation ergeben sich Änderungen der Spannungen von 130 V (100 V) für die Höhenkompensation (Seiten-) über einen Zeitraum von 4 Monaten, während sich hingegen die Änderungen der Kompensationsspannungen bei Einsatz der Photoionisation für einen Zeitraum von einem Jahr (!) im Bereich von 40-50 V bewegen. Bei einer Hochrechnung auf ein Jahr würde das einen Faktor 5-6 mehr an Stabilität bedeuten. An den Absolutwerten der Spannungen ist auch zu erkennen, dass vor allem seitlich um einen Faktor 2 weniger kompensiert werden muss. Zusätzlich verschwinden beim Einsatz der Photoionisation die Schwankungen in den Kompensationsspannungen, wobei der Anstieg in der Höhenkompensation zwischen Oktober und November 2001 von 0 auf 50 V unverstanden ist.

## 6.4 Isotopieverschiebung und Selektivität

Ein weiterer grosser Vorteil der Photoionisation gegenüber der Elektronenstossionisation ist die Element- und Isotopen-Selektivität. Dies ist eine Folge

der resonanten Anregung eines Valenzelektrons von Kalzium bei 423 nm in das höhere Niveau  $4p\ ^1P_1$ , das für verschiedene Isotope verschiedene Anregungsenergien besitzt (vgl. Abschnitt (1.3.2)). Bei einer Stossionisation liegt diese Selektivität nicht vor. Während in früheren Experimenten dieser Arbeitsgruppe mit Kalzium in einer linearen Paul-Falle noch andere Elemente oder Isotope in Ionenketten geladen worden sind [33] [50], die dann als nicht fluoreszierende Punkte auf dem CCD-Kamera Bild erkannt werden können, werden im jetzigen Betrieb mit Photoionisation ausnahmslos  $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen geladen. Es ist aber auch denkbar, andere Isotope, speziell  $^{43}\text{Ca}$ , das besondere Eigenschaften im Hinblick auf Realisierungen des Quanten-Computers aufweist, in die Falle zu laden und dort zu speichern.

### 6.4.1 Ionisation anderer Elemente

Alle Erdalkalien weisen ähnliche Eigenschaften auf, ihre Elektronen sind immer so angeordnet, dass das letzte  $s$ -Orbital abgeschlossen ist. Darunter liegt ein abgeschlossenes, mit  $6\ e^-$  besetztes  $p$ -Orbital. Ähnlich verhält es sich mit den Elementen Zink (Zn), Cadmium (Cd) und Quecksilber (Hg) der Nebengruppe 2b im Periodensystem, nur dass bei Zn, Cd und Hg unter dem letzten  $s$ -Orbital ein mit  $10\ e^-$  besetztes  $d$ -Orbital liegt. Alle diese Elemente haben die Eigenschaft, dass sie nach einer Einfachionisation, ein alkaliähnliches Termschema aufweisen, nämlich das eines einzigen Valenzelektrons. Aus diesem Grund sind solche Elemente speziell für Laserkühlen und Quantencomputerexperimente interessant [54]. Im folgenden soll studiert werden, ob die Ähnlichkeit der Elemente auch auf eine mögliche Photoionisation übertragen werden kann. Dazu werden aus einem Tabellenwerk [8] jene Anregungsenergien herausgesucht, die wie für die hier gezeigte Photoionisation von Kalzium über einen Zwischenschritt das Valenzelektron in ein Rydbergniveau anregen, von wo es dann mittels Feldionisation vom Atomverband gelöst werden könnte. Die Energien werden dann auf Vakuumwellenlänge umgerechnet und in Tabelle (6.1) aufgelistet, wobei diese Tabelle nicht alle möglichen Ionisationswege enthält. In der obersten Zeile eines Elementes ist die Wellenlänge für eine (unrealistische) 'Direktionisation' vom Grundzustand ( $n\ ^1S_0$ ) aus, in den beiden darunterliegenden Zeilen die Anregung in ein Rydbergniveau über einen Zwischenzustand ( $n\ ^1P_1$ ) eingetragen. Die zweite Wellenlänge ist hier als Grenzwert zu sehen, wird die Wellenlänge kleiner gewählt, wird direkt ins Kontinuum angeregt, wird sie grösser gewählt, wird ein Rydbergzustand angeregt. Somit ist nur die Wellenlänge eines Lasers zur Anregung vom Grundzustand in den Zwischenzustand genau zu realisieren. Der technische Aufwand sollte entsprechend gering gehalten werden, daher wäre der Einsatz von Diodenlasern sinnvoll. Wie man aus der Tabelle erkennen kann,

Tabelle 6.1: Photoionisation aller Erdalkalien und erdalkaliähnlicher Elemente (unten), Vakuumwellenlänge

<i>Element</i>	<i>Übergang</i>		<i>Wellenlänge</i>
	Ausgangszustand	Endzustand	
${}^9_4\text{Be}$ Beryllium	$2s^2\ ^1S_0$	→ Kontinuum	132.99 nm
	$2s^2\ ^1S_0$	→ $2p\ ^1P_1$	234.93 nm
	$2p\ ^1P_1$	→ Kontinuum	306.49 nm
${}^{24}_{12}\text{Mg}$ Magnesium	$3s^2\ ^1S_0$	→ Kontinuum	162.15 nm
	$3s^2\ ^1S_0$	→ $3p\ ^1P_1$	285.3 nm
	$3p\ ^1P_1$	→ Kontinuum	375.66 nm
${}^{40}_{20}\text{Ca}$ Kalzium	$4s^2\ ^1S_0$	→ Kontinuum	202.8 nm
	$4s^2\ ^1S_0$	→ $4p\ ^1P_1$	422.793 nm
	$4p\ ^1P_1$	→ Kontinuum	389.91 nm
${}^{88}_{38}\text{Sr}$ Strontium	$5s^2\ ^1S_0$	→ Kontinuum	217.71 nm
	$5s^2\ ^1S_0$	→ $5p\ ^1P_1$	460.86 nm
	$5p\ ^1P_1$	→ Kontinuum	412.65 nm
${}^{138}_{56}\text{Ba}$ Barium	$6s^2\ ^1S_0$	→ Kontinuum	237.9 nm
	$6s^2\ ^1S_0$	→ $6p\ ^1P_1$	553.7 nm
	$6p\ ^1P_1$	→ Kontinuum	417.11 nm
${}^{226}_{88}\text{Ra}$ Radium $\tau=1600\text{ a}$	$7s^2\ ^1S_0$	→ Kontinuum	234.89 nm
	$7s^2\ ^1S_0$	→ $7p\ ^1P_1$	482.73 nm
	$7p\ ^1P_1$	→ Kontinuum	457.5 nm
	Ausgangszustand	Endzustand	
${}^{64}_{30}\text{Zn}$ Zink	$3d^{10}\ 4s^2\ ^1S_0$	→ Kontinuum	131.98 nm
	$3d^{10}\ 4s^2\ ^1S_0$	→ $4p^1\ P_1$	213.92 nm
	$4p\ ^1P_1$	→ Kontinuum	344.54 nm
${}^{114}_{48}\text{Cd}$ Cadmium	$4d^{10}\ 5s^2\ ^1S_0$	→ Kontinuum	137.85 nm
	$4d^{10}\ 5s^2\ ^1S_0$	→ $5p\ ^1P_1$	228.87 nm
	$5p\ ^1P_1$	→ Kontinuum	346.65 nm
${}^{202}_{80}\text{Hg}$ Quecksilber	$5d^{10}\ 4s^2\ ^1S_0$	→ Kontinuum	118.72 nm
	$5d^{10}\ 6s^2\ ^1S_0$	→ $6p\ ^1P_1$	184.95 nm
	$6p\ ^1P_1$	→ Kontinuum	332.06 nm

ist dies aber nur bei Kalzium möglich, bei Strontium und Radium müsste man frequenzverdoppelte Diodenlaser verwenden. Für alle anderen Elemente besteht keine Möglichkeit der Photoionisation mittels Diodenlaser.

In [1] wird Photoionisation von Kalzium mit Hilfe von Farbstoff-Lasern durchgeführt, welcher mit einem Argon-Ionen-Laser gepumpt wird. Dabei wird ein anderes Ionisationsschema verwendet, nämlich eine resonante Anregung in das  $4s\ 5p\ ^1P_1$ -Niveau mit einem Laserlicht der Wellenlänge 272 nm und eine Anregung ins Kontinuum mit der selben Wellenlänge, entweder vom  $4s\ 5p\ ^1P_1$ -Niveau aus oder nach Relaxtion von  $4s\ 5p\ ^1P_1$  nach  $4s\ 3d\ ^1D_2$  von diesem Niveau aus. Photoionisation von Magnesium wird in [2] entsprechend dem Schema aus Tabelle (6.1) mit einem frequenzverdoppelten Farbstofflaser bei einer Wellenlänge von 285 nm durchgeführt, die Anregung vom Zwischenzustand ins Kontinuum wird ebenfalls durch den Laser bei 285 nm durchgeführt. Der technische Aufwand ist hier natürlich sehr gross.

### 6.4.2 Ladeeffizienz von $^{43}\text{Ca}^+$

Für eine Informationsverarbeitung im Sinne eines Quantencomputers werden prinzipiell mindestens drei tiefliegende, stabile (langlebige) Niveaus benötigt [54]. Untersucht man speziell einfach ionisierte Erdalkali-Metalle auf diese Eigenschaft, so sieht man, dass beispielsweise für  $^{40}\text{Ca}^+$  mit  $I = 0$  der Grundzustand mit  $J = 1/2$  im Magnetfeld nur in zwei Zeeman-Subniveaus aufspaltet ( $m_f = \pm 1/2$ ), also nur 2 langlebige, interne Zustände vorhanden sind. Der dritte Zustand muss durch einen bestimmten Schwingungszustand eines oder zweier Ionen in der Falle realisiert werden.  $^{43}\text{Ca}^+$  würde hier einen Vorteil bieten, denn aufgrund seiner Hyperfeinstruktur ( $I = 7/2$ ), gibt es im Grundzustand ( $4\ ^2S_{1/2}$ ) zwei Niveaus, eines mit  $F = I - J = 7/2 - 1/2 = 3$  und eines mit  $F = I + J = 7/2 + 1/2 = 4$  mit einer Aufspaltung von 3.2 GHz, welche im Magnetfeld in jeweils 7 (9) Niveaus für  $F = 3(4)$  aufspalten. So könnten zum Beispiel laut [54] folgende drei interne Zustände für eine Informationsverarbeitung herangezogen werden:  $|1\rangle = |F_1 = 4, m_1 = 4\rangle$ ,  $|2\rangle = |F_2 = 3, m_2 = 3\rangle$  und  $|aux\rangle = |F_{aux} = 4, m_{aux} = 2\rangle$ .

Aus diesem Grund wäre es vorteilhaft,  $^{43}\text{Ca}^+$  in die lineare Falle zu laden. Allerdings stellt sich hier das Problem, dass in einer nicht speziell angereicherten Kalziumprobe das Isotop  $^{43}\text{Ca}$  nur zu einem Anteil von 0.14% (1400 ppm) vorhanden ist. Es soll nun im folgenden untersucht werden, ob durch die Photoionisation speziell  $^{43}\text{Ca}^+$  in die Falle geladen werden kann. Das Laden eines der anderen Isotope, würde keinen Vorteil gegenüber  $^{40}\text{Ca}$  bringen, denn alle anderen Isotope außer  $^{43}\text{Ca}^+$  haben einen Kernspin von  $I = 0$  und somit keine Hyperfeinstruktur (siehe auch Tabelle (1.1)). Es wird zunächst die Hyperfeinstruktur von neutralem  $^{43}\text{Ca}$  berechnet, die dazu verwendet wird, ein Spektrum wie in Abbildung (1.8) und (1.10) dargestellt, also eine Resonanzfluoreszenz-Messung, mathematisch zu simulieren. Daraus kann dann die Ladeeffizienz von  $^{43}\text{Ca}$  abgeschätzt werden.

### Hyperfeinstruktur von neutralem $^{43}\text{Ca}$

$^{43}\text{Ca}$  ist das einzige stabile Kalzium-Isotop mit einer ungeraden Nukleonenzahl und besitzt den Kernspin  $I = 7/2$  [3]. Der Grundzustand in neutralem Kalzium ist  $4\ ^1\text{S}_0$  und weist somit keine Hyperfeinstruktur auf. Der angeregte Zustand  $4\ ^1\text{P}_1$  im Singletsystem hat  $S = 0$  und  $L = 1$  und somit  $J = 1$ . Da der Kernspin  $I = 7/2$  ist, ergeben sich drei verschiedene Gesamtspins von  $F = 5/2, 7/2$  und  $9/2$ . Die Berechnung der Hyperfeinstruktur für den  $4\ ^1\text{P}_1$  erfolgt mit der Gleichung [53]:

$$\Delta E_{HFS} = \frac{1}{2} h A K + h B \frac{\frac{3}{2} K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)}, \quad (6.5)$$

wobei  $K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$ . Mit  $A = -15.5\text{ MHz}$  und  $B = -1.7\text{ MHz}$  [37] ergeben sich folgende Werte für die Hyperfeinstrukturaufspaltung:

$$\Delta E_{5/2} = 62.3\text{ MHz}, \quad \Delta E_{7/2} = 21.9\text{ MHz}, \quad \text{und} \quad \Delta E_{9/2} = -54.9\text{ MHz}.$$

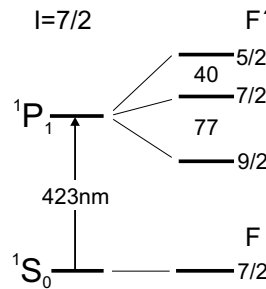


Abbildung 6.5: Hyperfeinstruktur von nicht ionisierten Kalzium  $^{43}\text{Ca}$ , die Frequenzabstände sind in MHz

### Simulation des Überganges bei 423 nm in Kalzium

Zur Simulation des Überganges bei 423 nm wird eine dopplerfreie Spektroskopie angenommen. Dies bedeutet, dass die Linienform einer Lorentzkurve entspricht und folgende Form aufweist:

$$y(x) = \frac{2A}{\pi} \frac{v}{4(x - x_c)^2 + v^2}. \quad (6.6)$$

Hierin stellt  $A$  die Amplitude dar,  $v$  die Linienbreite der Resonanz und  $x_c$  die Zentralfrequenz der Lorentzkurve. Das Spektrum errechnet sich aus der



Addition der verschiedenen Lorentzkurven mit der natürlichen Linienbreite  $\nu = 34.7$  MHz aller Kalzium-Isotope. Diese Annahme repräsentiert den Idealfall. Die Amplitude  $A$  eines jeden einzelnen Lorentzprofils wird durch das natürliche Vorkommen des Isotopes bestimmt und ist auf 1 für  $^{40}\text{Ca}$  normiert. Die Zentralfrequenz der einzelnen Lorentzkurven ist bestimmt durch die Isotopieverschiebung mit den Werten aus [37]. Bei  $^{43}\text{Ca}$  muss noch die Hyperfeinstruktur berücksichtigt werden, d.h.: In der Abbildung (6.5) ist erkennbar, dass sich der Übergang bei 423 nm in  $^{43}\text{Ca}$  aus drei Linien zusammensetzt, nämlich von  $F = 7/2$  nach  $F' = 5/2, 7/2$  und  $9/2$ . Die drei Übergänge besitzen verschiedene Übergangswahrscheinlichkeiten, die entsprechend der Vorgangsweise in [53], also mit der Berechnung der Clebsch-Gordan Koeffizienten aller möglichen Übergänge zwischen den Unterzuständen, bestimmt worden sind.

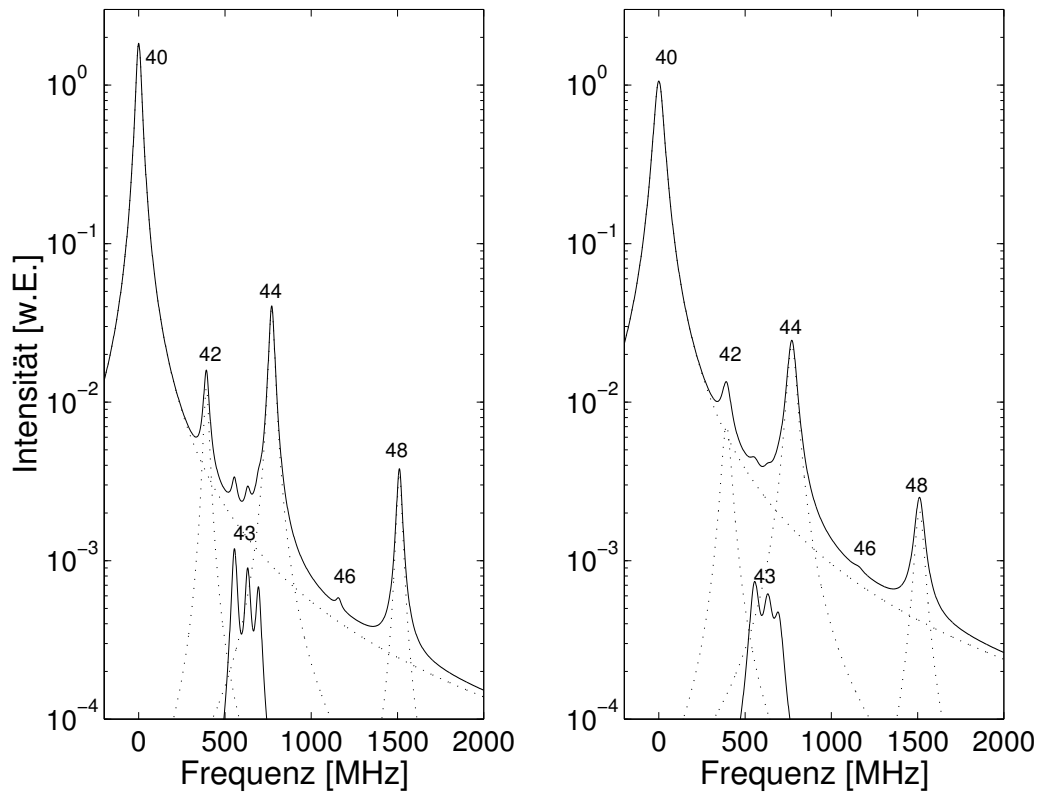


Abbildung 6.6: Errechnete Spektren des Überganges bei 423 nm in Kalzium mit einer Linienbreite von 34.7 MHz (links) und 60 MHz (rechts)

In der Abbildung (6.6) sind die Simulationen dargestellt (vgl. die Messun-

gen in Abbildung (1.8) und (1.10)). Dabei ist die Linienbreite im linken Bild 34.7 MHz gleich der natürlichen Linienbreite des Überganges. Im rechten Bild ist eine Linienbreite von 60 MHz angenommen um zu demonstrieren, dass die Linienbreite einen Einfluss auf die Ladeeffizienz von  $^{43}\text{Ca}$  hat. Tiefergehende Berechnungen finden sich hierzu in [55].

Für eine Abschätzung der Ladeeffizienz von  $^{43}\text{Ca}$  dient folgende Überlegung als Grundlage: Verfährt man den Diodenlaser bei 423 nm Wellenlänge in seiner Frequenz derart, dass seine zentrale Frequenz mit dem Übergang in  $^{43}\text{Ca}$  auf Resonanz steht, also circa 600 MHz entfernt von der stärksten Resonanz von  $^{40}\text{Ca}$ , so kann man die Ladeeffizienz von  $^{43}\text{Ca}$  erhöhen. In der Abbildung (6.6) ist allerdings zu erkennen, dass bei 600 MHz Verstimmung die Ausläufer der Lorentzkurve der  $^{40}\text{Ca}$ -Resonanz noch vorhanden sind. Das bedeutet: Selbst wenn man den Laser auf Resonanz mit dem Übergang in  $^{43}\text{Ca}$  stellt, wird man immer noch (schwach) resonant mit  $^{40}\text{Ca}$  sein. Um dies in Zahlen zu fassen vergleicht man die Amplituden der beiden Lorentzkurven von  $^{40}\text{Ca}$  und  $^{43}\text{Ca}$  im linken Bild. Man erhält für  $^{40}\text{Ca}$   $2 \cdot 10^{-3}$  und für  $^{43}\text{Ca}$   $1.2 \cdot 10^{-3}$  als  $y$ -Wert (willkürliche Einheiten). Bildet man den Quotienten, so erhält man 1.6. Überträgt man das auf die Ladeeffizienz, so bedeutet das: Ist der Laser bei 423 nm resonant mit  $^{43}\text{Ca}$ , so werden immer noch  $^{40}\text{Ca}$ -Ionen geladen und zwar im Verhältnis 1:1.6 im Idealfall. Im Experiment erwartet man sich hier einen Faktor von **2** bis **3** in der Laderate von  $^{40}\text{Ca}$  gegenüber  $^{43}\text{Ca}$ , also 2-3 mal so viele  $^{40}\text{Ca}$ -Ionen wie  $^{43}\text{Ca}$ -Ionen.

## 6.5 Weitere Vorteile

In den Abschnitten (6.2) und (6.3) wurde gezeigt, dass unter Verwendung der Photoionisation der Fluss des Neutral-Atomstrahles aufgrund der hohen Effizienz um 4 bis 5 Größenordnungen reduziert werden kann. Dies bringt weitere entscheidende Vorteile:

Betrachtet man die hohen angelegten elektrischen Felder an den Elektroden der linearen Falle von  $U_{pp} \sim 1000 \text{ V}$ , so kann es aufgrund der kleinen Abstände der Elektroden zu Spannungsüberschlägen kommen. In einem 'guten' Vakuum von  $\lesssim 10^{-11} \text{ mbar}$  tritt das aufgrund fehlender Ladungsträger zwischen den Elektroden nicht auf. Wird aber ein Atomstrahl durch die Falle geleitet, der einen hohen Teilchenfluss aufweist, so sind ausreichend viele Ladungsträger in den Zwischenräumen vorhanden, sodass es zu Spannungsüberschlägen kommen kann. Durch den reduzierten Atomfluss bei Anwendung der Photoionisation tritt dieser Effekt nicht auf. Speziell bei einer miniaturisierten Falle mit Elektrodenabständen von kleiner 0,5 mm ist dies von entscheidender Bedeutung.

Die Reduktion des Teilchenflusses ist natürlich eine Folge der reduzierten Heizleistung des Ofens. Kann man den Teilchenfluss reduzieren, so kann auch die Heizleistung des Ofens reduziert werden. Dadurch stellt der Ofen keine Wärmequelle mehr dar. Bei Experimenten mit Referenzresonatoren (Cavity QED) können so Temperaturexpansionen vermieden werden, die die Stabilität solcher Experimente negativ beeinflusst. Speziell bei Experimenten im Tieftemperaturbereich spielt dies eine entscheidende Rolle.

## 6.6 Gemischte Kristalle aus $^{40}\text{Ca}^+$ und $^{43}\text{Ca}^+$

Im vorhergehenden Abschnitt wird gezeigt, warum das Laden von Kalzium  $^{43}\text{Ca}$  nicht mit einer Effizienz von 100% durchgeführt werden kann. Es zeigt sich, dass bei einem Laden der Falle mit  $^{43}\text{Ca}$  auch  $^{40}\text{Ca}$  mitgeladen werden, ungefähr 2 bis 3 mal so viele. Da andere Elemente bzw. auch Isotope in der linearen Falle nicht fluoreszieren, können sie nicht direkt über Fluoreszenz nachgewiesen werden. Physikalisch erwartet man sich aber für unterschiedliche Massen in der linearen Falle unterschiedliche Frequenzen der Schwingung, entsprechend einem alltäglichen Pendel. Dies sollte zur Identifikation anderer Isotope herangezogen werden. In diesem Abschnitt soll untersucht werden, welche Schwingungsmöglichkeiten Kristalle von Ca-Ionen verschiedener Größen haben und inwiefern sich bestimmte Schwingungsfrequenzen verändern, wenn verschiedene Isotope an der Kristallbildung beteiligt sind. Aufgrund der Tatsache, dass ungefähr doppelt bis dreimal so viele  $^{40}\text{Ca}$  wie  $^{43}\text{Ca}$  geladen werden, erwartet man sich vor allem Kristalle mit *einem*  $^{43}\text{Ca}^+$ -Ion in Drei- oder Vierkristallen. Zunächst werden einige Grundlagen kurz diskutiert:

### 6.6.1 Grundlagen

#### Abstand der Ionen in der Falle

Sind mehrere Ionen in der linearen Falle geladen, so sehen diese einerseits das harmonische Pseudo-Potential der Falle, andererseits das repulsive Coulomb-Potential erzeugt durch die restlichen Ionen. Unter der Annahme, dass der radiale Einschluss ( $x, y$ -Richtung) stärker ist als der axiale ( $z$ -Richtung), ordnen sich die Ionen in einer 1D-Struktur entlang der  $z$ -Achse an und das resultierende Potential lässt sich schreiben als [33]:

$$V = \sum_{m=1}^N \frac{M}{2} \omega_z^2 z_m^2 + \sum_{n,m=1, n \neq m}^N \frac{Q^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{1}{|z_m - z_n|}. \quad (6.7)$$

Die  $N$  Ionen ordnen sich genau in den Minima dieses Potentials an, also

$$\left[ \frac{\partial V}{\partial z_m} \right]_{z_m=z_m^{(0)}}, \quad (6.8)$$

wobei  $z_m^{(0)}$  die Position der Gleichgewichtszustände angibt. Dieses Differential kann für  $N = 2$  und  $N = 3$  analytisch, für höhere  $N$  nur mehr numerisch gelöst werden. In nachstehender Tabelle sind die Abstände vom Fallenzentrum ( $z=0$ ) aufgelistet [56], wobei ( $l = e^2/4\pi\epsilon_0 M\omega_z^2$ )<sup>(1/3)</sup> die charakteristische Längenskala der Falle ist, und für momentane Werte der axialen Frequenz von  $\omega_z = 2\pi \cdot 1.7$  MHz sich für  $l$  ein typischer Wert von  $5.8 \mu\text{m}$  ergibt, somit also ein Abstand zweier Ionen in der Grössenordnung von  $\Delta z = 7.3 \mu\text{m}$ .

N=2:	$-(1/2)^{2/3}l$		$(1/2)^{2/3}l$	
N=3:	$-(5/4)^{1/3}l$	0	$(5/4)^{1/3}l$	
N=4:	$-1.4368l$	$-0.454379l$	$1.4368l$	$0.454379l$

Es gilt hierbei zu beachten, dass die Faktoren vor dem  $l$  masseunabhängig sind und als skalierte Gleichgewichtspositionen bezeichnet werden.

### Normal-Moden

Die Ionen können nun um ihre Gleichgewichtspositionen kleine Oszillationen ausführen, die mit  $q_m$  bezeichnet werden, also

$$z_m(t) = z_m(0) + q_m(t). \quad (6.9)$$

Diese Oszillationen können sowohl in radialer als auch in axialer Richtung sein. Für diese Anwendung, also die Beobachtung von gemischten Kristallen aus  $^{40}\text{Ca}^+$  und  $^{43}\text{Ca}^+$ , genügt es, nur die axialen Schwingungsmoden heranzuziehen. Für beispielsweise zwei Ionen  $N = 2$  gibt es hier zwei Möglichkeiten, nämlich eine Schwingung in  $z$ -Richtung in Phase (Schwerpunktsmode) und einer Schwingung in  $z$ -Richtung mit einer Phasenverschiebung von  $\pi$  (Atemmode). Für alle weiteren Rechnungen sei die Frequenz der (axialen) Schwerpunktsmode auf 1 normiert und mit  $\omega_0 = 2\pi f_0$  bezeichnet, die radialen Schwingungsmoden werden ausser Acht gelassen.

Die Lagrange-Funktion  $\mathcal{L} = T - U$  dieses Problems schreibt sich als ([56], [57]):

$$\mathcal{L} = \frac{M}{2} \left[ \sum_{m=1}^N (\dot{q}_m)^2 - \omega^2 \sum_{n,m=1}^N A_{n,m} q_n q_m \right], \quad \text{wobei} \quad (6.10)$$

$$A_{n,m} = \begin{cases} 1 + 2 \sum_{p=1, p \neq m}^N \frac{1}{|z_m - z_p|^3} & n = m \\ \frac{-2}{|z_m - z_n|} & n \neq m \end{cases} \quad (6.11)$$

Die Eigenvektoren und Eigenwerte der Kopplungs-Matrix  $A_{n,m}$  definieren die *axialen* Schwingungsmoden, wobei die Eigenwerte die Frequenz und die Eigenvektoren die Amplitude der Schwingung der einzelnen Ionen angeben (inklusive Richtung). In der Matrix  $A_{m,n}$  steht bis jetzt noch keine Massenabhängigkeit, d.h: Dieser Ansatz gilt für alle Ionen-Ketten mit ausschließlich gleichen Elementen bzw. Isotopen. Um nun eine Veränderung bestimmter Schwingungsfrequenzen aufgrund verschiedener Massen in der Ionen-Kette zu berücksichtigen, wird ein 'Massentensor'

$$M_{m,n} = \sqrt{m_m m_n} \quad (6.12)$$

definiert, der die Matrix  $A_{m,n}$  *elementweise* in ein massengewichtetes Koordinatensystem überführt [58]:

$$A'_{m,n} = A_{m,n}/M_{m,n} = A_{m,n}/\sqrt{m_m m_n}, \quad (6.13)$$

wobei für  $m_m$  Relativmassen einzugeben sind, also 1 für  $^{40}\text{Ca}^+$  und 43/40 für  $^{43}\text{Ca}^+$ . Für die expliziten Berechnungen der einzelnen Frequenzen wird also ein 'Massenvektor' vorgegeben, der dann mit sich selbst multipliziert den Massentensor ergibt, beispielsweise  $\vec{m}^T = (1, 43/40, 1)$  für ein Kalziumkristall mit einem  $^{43}\text{Ca}^+$  in der Mitte. Weiters werden für die Positionen der Ionen die Werte aus der obigen Tabelle verwendet. Diese Werte werden einem Mathematica-Programm weitergegeben, das die Eigenvektoren und die Eigenwerte der Matrix  $A'_{m,n}$  berechnet und ausgibt.

## 6.6.2 Schwingungsmoden

Die Berechnungen der Schwingungsfrequenzen verschiedener Moden von gemischten Kristalle werden entsprechend obiger Vorgangsweise durchgeführt und hier aufgelistet. Falls nicht anders kommentiert, ist im folgenden Abschnitt mit 'SM' die Schwerpunktsmode (Frequenz  $f_0$  bzw.  $\omega_0$ , engl: Center of Mass), mit 'AM' die Atemmode (Breathing Mode) und mit M1, M2, u.s.w. weitere Moden gemeint.  $^{43}\text{Ca}^+$  ist schattiert ausgeführt. Die n-Tupel definieren den Massenvektor, also beispielsweise: Mit M1(40,43,43)=2.33 versteht

man: Die Schwingungsfrequenz der Mode M1 für eine Kette mit einem  $^{40}\text{Ca}^+$  am Rand ist um den Faktor 2.33 grösser als die Frequenz der Schwerpunktsmode einer reinen  $^{40}\text{Ca}^+$  Dreier-Kette (Normierung  $f_0=1$ ). Die Pfeile in den Abbildungen zeigen die Relativphasen (Richtung) und Amplituden (Länge) der einzelnen Ionen-Oszillationen an.

**N=2:**

→	→	SM	→	→
○	○		○	●
←	→	AM	←	→
○	○		○	●

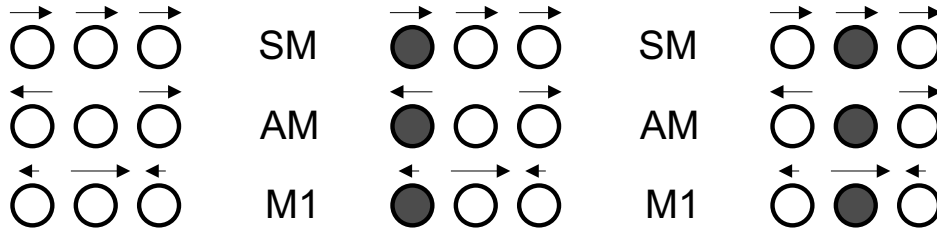
Mode	Frequenz
SM(40,40)	1
AM(40,40)	$\sqrt{3} = 1.73205$
SM(40,43)	0.981441
AM(40,43)	1.70213

Man kann hier bereits deutlich die entscheidenden Unterschiede erkennen. Ist eines der beiden Ionen ein  $^{43}\text{Ca}^+$ , so sinkt die Frequenz der Schwerpunktsmode aufgrund der erhöhten Masse um fast 2%, ähnlich verhält es sich mit der Atemmode. Bei einer typischen Grösse von  $f_0 \approx 1.7$  MHz entspricht dies einer Senkung der Frequenz der Schwerpunktsmode von  $\Delta f \approx 30$  kHz. Da der für diese Messung verwendete Titanium-Saphir-Laser eine Auflösung von  $\sim 1$  kHz aufweist, sollte dies nachweisbar sein.

**N=3:**

Die Abbildung zeigt nur die zwei Fälle reine  $^{40}\text{Ca}^+$ -Kette und Ketten mit *einem*  $^{43}\text{Ca}^+$ -Ion. Im unteren Teil der Tabelle sind auch Ionenketten mit *zwei*  $^{43}\text{Ca}^+$ -Ionen aufgelistet. Prinzipiell sind die Frequenzen der Schwerpunktsmode und der Atemmode mit zunehmender Anzahl der 'Verunreinigungen' in der Kette zunehmend kleiner. Ausnahme bildet hierbei die Atemmode für ein  $^{43}\text{Ca}^+$  in der Mitte der Dreier-Kette. Wie man durch die Pfeile erkennen kann, führt das Ion in der Mitte der Kette (fast) keine Oszillation aus. Die Länge der Pfeile und somit die Amplitude der Oszillation kann aus den Eigenvektoren entnommen werden. Die Tatsache, dass die Amplituden für  $^{43}\text{Ca}^+$  kleiner sind als für  $^{40}\text{Ca}^+$ , bestätigt auch hier das einfache physikalische Bild. Betrachtet man beispielsweise die errechneten Schwingungsamplituden für die Schwerpunktsmode einer reinen  $^{40}\text{Ca}^+$ -Kette, so ergibt sich eine (normierte) Amplitude von 0.57735 für jedes einzelne Ion. Dies bedeutet, dass alle 3 Ionen mit derselben Amplitude phasengleich oszillieren. Für eine Dreier-Kette mit einem  $^{43}\text{Ca}^+$  am Rand ergeben sich Amplituden von (0.603308, 0.566964, 0.560867), was bedeutet, dass das schwerere Ion am Rand eine geringere Schwingungsamplitude besitzt als die beiden leichteren  $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen.

Dies lässt sich auch für Ketten mit  $N > 3$  feststellen. Zur Identifikation verschiedener gemischter Kristalle genügt es aber, nur die Frequenzen zu messen und mit den Werten aus den untenstehenden Tabellen zu vergleichen.



Mode	Frequenz	Mode	Frequenz	Mode	Frequenz
SM(40,40,40)	1	SM(43,40,40)	0.987607	SM (40,43,40)	0.987477
AM(40,40,40)	1.73205	AM(43,40,40)	1.702126	AM(40,43,40)	1.73208
M1(40,40,40)	2.40837	M1(43,40,40)	2.39491	M1(40,43,40)	2.35198
SM(40,40,40)	1	SM(40,43,43)	0.975666	SM (43,40,43)	0.975785
AM(40,40,40)	$\sqrt{3}$	AM(40,43,43)	1.70114	AM(43,40,43)	1.67057
M1(40,40,40)	$\sqrt{29/5}$	M1(40,43,43)	2.33798	M1(43,40,43)	2.38048

N=4:

Mode	Frequenz	Mode	Frequenz
SM(40,40,40,40)	1	AM(40,40,40,40)	$\sqrt{3}$
M1(40,40,40,40)	$\sqrt{29/5}$	M2(40,40,40,40)	3.05096
SM(40,43,40,40)	0.990667	AM(40,43,40,40)	1.72908
M1(40,43,40,40)	3.00387	M2(40,43,40,40)	2.38756
SM(43,40,40,40)	0.990561	AM(43,40,40,40)	1.70349
M1(43,40,40,40)	2.3899	M2(43,40,40,40)	3.04633

Es gibt auch andere Methoden,  $^{43}\text{Ca}^+$ -Ionen in einer  $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionenkette zu identifizieren, beispielsweise über die Isotopieverschiebung, wie sie schon in Kapitel 1 gezeigt worden ist. Bei der Erzeugung solcher gemischter Kristalle hat man aber die Möglichkeit, die Ladeeffizienz von  $^{43}\text{Ca}^+$  direkt aus den Schwingungsfrequenzen der gesamten Ionenkette zu messen, ohne dabei das 'dunkle' Ion direkt adressieren zu müssen.





# Kapitel 7

## Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit war die *Untersuchung* eines der Schlüsselprobleme an unserem Experiment mit der linearen Ionen-Falle zur Verarbeitung von Quanteninformation, nämlich das zuverlässige, saubere und deterministische Laden von Kalzium-Ionenketten in die Paul-Falle. Der Einsatz eines neuen Kalzium-Ofens und die Anwendung der Photoionisation zur Erzeugung des Quantenregisters bringen entscheidende Vorteile im Hinblick auf Zuverlässigkeit und Stabilität des Experimentes.

Zu Beginn dieser Arbeit ist die Methode der Photoionisation bereits einen Monat lang angewendet worden und hat sich dort bereits als effizient und sauber herausgestellt, ohne dies in Zahlen fassen zu können. Zur genaueren Untersuchung wurde deshalb im Rahmen dieser Arbeit ein Test-Aufbau entwickelt, in dem unabhängig vom Experiment der linearen Falle die Einzelschritte der Photoionisation genauer untersucht werden konnten.

Es konnte gezeigt werden, dass die Photoionisation in der Rate der Erzeugung von Ionen um 4 bis 5 Größenordnungen effizienter ist als die vorher angewandte Elektronenstoss-Ionisation. Ebenso konnte gezeigt werden, dass das Verhalten der Kompensationsspannungen zum Ausgleich von Streufeldern um einen Faktor 5 bis 6-fach stabiler ist. Es konnte die Element- und Isotopenselektivität gezeigt werden, auch, dass die Methode der Photoionisation auf andere Elemente, wie beispielsweise Strontium und Radium, übertragen werden kann, auch wenn hier Kalzium jenes Element ist, dass die am einfachsten herzustellenden Wellenlängen für eine Photoionisation benötigt.

Die Entwicklung eines neuen Kalzium-Ofens im Rahmen dieser Arbeit soll für zukünftige Experimente von Vorteil sein. Dieser hier vorgestellte neue

Ofen stellt speziell in zwei Belangen eine Verbesserung gegenüber dem bis jetzt verwendeten Ofen dar: Durch das hier verwendete 'Kappen-System' kann die Kollimation ohne grossen Aufwand bis hinunter zu einem Durchmesser von  $<1$  mm je nach Anwendung gewählt werden. Unabhängig von der Wahl des Strahldurchmessers kann der Ofen aber innerhalb von 1 bis 2 Minuten durch eine einzige Person mit Kalzium beladen werden. Dabei behält der neue Ofen die positiven Eigenschaften des alten: Eine einfache Konstruktion erhöht die Stabilität des Experimentes, das ähnliche Aufheiz- und Abkühlverhalten erfordert kein neues Sammeln von Erfahrungswerten beim Ladevorgang.

In Zukunft könnte die Photo-Ionisation dazu verwendet werden,  $^{43}\text{Ca}$  als Informationsträger in die Falle zu laden, bzw. eine neue Falle zu konstruieren, die mit  $^{43}\text{Ca}$  als Informationsträger arbeitet.

Seit dem Einsatz der Photoionisation ist das Experiment mit der linearen Falle sehr stabil und hat bereits verheissungsvolle Experimente ermöglicht, wie die Implementierung des Deutsch-Josza-Algorithmus mit einem einzelnen Ion [59]. Speziell dieses Experiment haben die Quantenoptik dem Ziel, einen Quantencomputer zu realisieren, nicht zuletzt wegen des Einsatzes der Photoionisation einen Schritt näher gebracht haben.

# Anhang A

## Veröffentlichung zur Photoionisation von Kalzium

Die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit wurden in 'Applied Physics' veröffentlicht.

Applied Physics, **73**, 861-863 (2001)

Das 'Paper' findet sich auf den folgenden Seiten in einem anderen Layout. Die Veröffentlichung kann auch von der Homepage des Instituts für Experimentalphysik der Universität Innsbruck unter folgender Adresse heruntergeladen werden:

<http://heart-c704.uibk.ac.at/papers.html>

# Simple and Efficient Photo-ionization Loading of Ions for Precision Ion Trapping Experiments

S. Gulde, D. Rotter, P. Barton, F. Schmidt-Kaler <sup>\*</sup>, R. Blatt, and W. Hogervorst <sup>\*\*</sup>

Institut für Experimentalphysik, University of Innsbruck, A-6020 Innsbruck, Austria

The date of receipt and acceptance will be inserted by the editor

**Abstract** We report a simple and efficient method to load a Paul trap with  $\text{Ca}^+$  ions. A beam of neutral atomic Calcium is ionized in a two-step photo-ionization process using uv-diode lasers near 423 nm and 390 nm. Photo-ionization of a Calcium beam for loading a Paul trap has first been demonstrated by Kjaergaard *et. al.*, Appl. Phys. B **71**, 207 (2000). The advantages of our method are the use of cheap and easy handled diode laser systems and the large cross section for field ionization when exciting high-lying Rydberg states. Finally, we discuss the advantages of photo-ionization for ion generation compared to loading by electron bombardment.

---

**Key words** Photoionization, excitation to highly excited Rydberg states, Paul trap

## 1 Introduction

Among several proposals for a scalable quantum information processor, linear crystallized strings of ions in Paul traps are considered to be promising candidates [1]. Long lived electronic states of individual ions represent the qubits with the collective modes of motion of the ions in the crystal providing interactions between the qubits. It has been shown that single ions or strings of ions stored under ultra-high-vacuum conditions can maintain coherence for times greatly exceeding that required for two-bit quantum gate operations. However, unexpected large heating rates of the collective vibrational modes, which are used for the quantum gate operation, have affected the experimental efforts so far [2,3]. Most probably, charged patches on the Paul trap electrodes near the ion string are responsible. Detailed studies [2,4] indicate that proper electrode surfaces are leading to a lower heating rate.

---

<sup>\*</sup> corresponding author

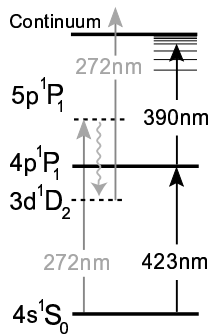
<sup>\*\*</sup> permanent address: Laser Centre, Vrije Universiteit, Amsterdam, Netherlands

We report on a highly efficient loading scheme for a Paul trap, using a two-step photo-ionization scheme on a weak thermal beam of neutral atomic Calcium. The method avoids any charging of the nearby surroundings since no electron gun is used. Also, due to its extremely high efficiency, the atomic beam density can be greatly decreased which allows one to severely reduce unwanted material sputtered onto the trap electrodes from the oven. Additionally, only the desired elements, even the desired isotopes, are ionized which allows one to produce ion crystals of high purity [5].

The relevant levels for the ionization of atomic Calcium are shown in fig. 1. Our realized route is as follows: With the first laser field near 423 nm the dipole transition from the ground  $4s\ ^1S_0$  state to the  $4p\ ^1P_1$  excited state ( $\Gamma_{nat}=34.7$  MHz) is driven. Due to the very small branching ratio ( $\leq 10^{-4}$ ), the decay into the metastable  $3d\ ^1D_2$  state does not play a significant role. In the second step the atoms are excited with a laser field near 390 nm to a Rydberg state with principal quantum number  $n \sim 30$ . The Rydberg atoms are subsequently ionized due to the presence of strong electric fields. As the ions are captured only when the ionization occurs within the trapping volume, we hereby take advantage of the presence of the rf-field to strongly enhance the ionization probability when comparing with direct photo-ionization into the continuum.

The resonant nature of the first excitation and the fact that the isotope shifts are considerably larger than the excitation line width ensure that we can ionize any Calcium isotope selectively. Also, background atoms will not have a transition at exactly the same wavelength and thus can only be ionized through non-resonant multi-photon processes which are extremely weak.

We take the two wavelengths required for the photo-ionization from the tables in Ref. [6], and find 422.791 nm (vac.) for the first step and 389.808 nm (vac.) for the photon energy from the  $4p\ ^1P_1$  level to the ionization limit. Until recently, dye lasers were the only tunable spectrally narrow sources with sufficient power in this region



**Fig. 1** Level scheme of neutral Calcium and relevant wavelengths for ionization. Left side, grey arrows: Method by Kjaegaard *et. al.*, right side: Actual work, two-step excitation by uv-diode laser sources only.

of the visible spectrum. We take advantage of the availability of reliable violet diode lasers to produce these two wavelengths both cheaply and with a significantly smaller amount of effort and maintenance.

Photo-ionization of Calcium for loading a Paul trap has been demonstrated recently using laser light near 272 nm [5]: The excitation of the  $4p\ ^1P_1$  level, followed by the decay to the metastable  $3d\ ^1D_2$ , is continued by the excitation far above the ionization limit (see fig. 1). Our route avoids the use of an Argon-ion laser pumped dye laser followed by frequency doubling, and is thus much cheaper and less demanding in the laboratory.

For the frequency stabilization of both uv-diodes we decided for the Littrow configuration. The diodes, the collimating lenses and the mirror mounts holding the holographic grating (3600 lines/mm, piezo for fine adjustment) are mounted in a simple home-machined aluminum holder. We use a compact design such that the grating is  $\sim 10$  mm from the front of the collimating lens.

The first excitation step is driven with a 30 mW Nichia diode (selected  $\lambda=422.3$  nm) [7]. With a first order optical feedback from the grating of  $\sim 10\%$ , we reduce the threshold by  $\sim 10$  mA and achieve a tuning range  $\geq 1.5$  nm [8]. The second step is driven with a 5 mW-Nichia diode (selected  $\lambda=391.0$  nm) in the similar Littrow configuration and the threshold is reduced by  $\sim 3$  mA. We use a wavemeter to set both wavelengths within  $5 \times 10^{-6}$ . The laser for the first step operates on the resonant transition and the wavelength stabilization is more critical. For more accurate tuning of this laser we use a hollow cathode Calcium discharge lamp. A pick off beam from the laser is sent into the lamp and the current modulation through the lamp is measured. We observe a Doppler broadened Lock-in signal and center the wavelength to within  $\leq 100$  MHz of this resonance. Both lasers are sufficiently passively stable that after a short period of adjustment they remain on wavelength for extended periods of time. The output beams are superimposed on a polarizing beamsplitter and fo-

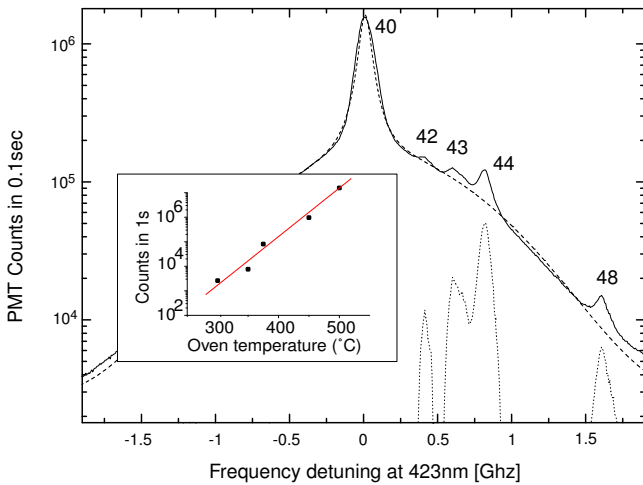
cused in between the trap electrodes with a waist size of  $\sim 200\ \mu\text{m}$ , and a power of 1.5 mW (0.7 mW) for the laser near 423 nm (390 nm).

The experimental set-up of our ion-trapping apparatus has been described in detail before [9,10], although an overview of the essentials is necessary. We produce a beam of atomic Calcium by resistively heating a stainless steel oven, built from a tube of length 3 cm and inner diameter 1.8 mm. The oven heating current has been varied between 3 and 5 A, giving a measured oven temperature between  $\sim 180$  C and 350 C. The oven nozzle is directed to the center of our rf-Paul trap, at a distance of 1.5 cm. The full opening angle of the Calcium beam is  $\sim 15$  degrees and we find a diameter of 6 mm at the position of the trap. The direction of the ionization laser beams is almost perpendicular to the atomic beam.

The pseudo-potential for trapping ions is generated by an electrode structure ( $r_{trap}=0.7$  mm,  $l_{trap}=6$  mm) operated at an alternating voltage of 23 MHz with  $\sim 1000\ V_{pp}$ . When Calcium is ionized within the confining field volume, the produced ions are trapped and laser cooled by radiation near 397 nm on the transition  $S_{1/2} - P_{1/2}$  of  $\text{Ca}^+$ . The resonance fluorescence of captured ions is detected with a PMT and an intensified CCD camera. Thus, we are able to count the ions (up to 30) and to distinguish whether crystals are pure  $\text{Ca}^+$  ions. The oven and ion trap are housed in a stainless steel vacuum chamber, pumped by a titanium sublimation pump and an ion pump, with ultimate pressure below that measurable with our ion gauge, that is below  $2 \times 10^{-11}$  mbar.

We have been able to load a variety of Calcium crystals into our ion trap, ranging from thousands to single ions. The measured wavelengths were 422.792(2) nm and 390.6 nm (vac.). The first wavelength agrees well with the value reported in literature, the second wavelength is clearly larger than required to bridge the energy gap from the p-state to the continuum (389.808 nm), so high-lying Rydberg states were excited. We studied the dependence of the ionization yield on the frequency of the first excitation step and found that the half efficiency point was at -200 MHz and +400 MHz with respect to the maximum signal of the hollow cathode [11]. The loading works for any chosen rf-amplitude equally well. At every capture run we have only ever seen pure crystals, never any non-fluorescing ions. This means that the ionization method is fully species and isotope selective. The crystal size is determined by the atomic beam flux density and the exposure time of the ionization laser beams: With 10 s and 350 C oven temperature we load over a thousand ions while at 200 C the loading rate reduces to  $\sim 0.3$  ions/s. This observation is consistent with the vapor pressures for these temperatures, which are  $2 \times 10^{-6}$  mbar and  $10^{-11}$  mbar, respectively [12].

Our measurements show that photo-ionization is over 5 orders of magnitude more efficient than the electron bombardment method which we used previously to produce ions: At an oven temperature of 350 C and an elec-



**Fig. 2** Excitation spectrum of neutral Calcium on the  $4p\ ^1S_0 - 4p\ ^1P_1$  at 432 nm (1 mW). Data and fit (dotted), and residua (dashed). The observed isotopic shifts are 1.6, 0.8, 0.6, 0.4 GHz. Inset: Count rate on the  $^{40}\text{Ca}$  resonance for different oven temperatures.

tron beam exposure time of a few minutes we used to trap single to a few ions.

To investigate the atomic Ca beam in detail, we have set up a second vacuum vessel with an oven construction similar to that for loading the ion trap. The atoms are excited under right angle to the beam direction, from the ground state to the  $4p\ ^1P_1$  level. We observe the emitted fluorescence with a photomultiplier while the laser at 423 nm is tuned over the resonance (see fig. 1). The spectrum in fig. 2 exhibits five Lorentzian resonances for the isotopes of Calcium, and the relative signal strengths are in coarse agreement with the natural abundance,  $^{40}\text{Ca}$  (96.9%),  $^{42}\text{Ca}$  (0.647%),  $^{43}\text{Ca}$  (0.135%),  $^{44}\text{Ca}$  (2.086%), and  $^{48}\text{Ca}$  (0.187%). We do not detect a resonance for  $^{46}\text{Ca}$  (0.004%). The observation of clearly resolved resonances (FWHM 90 MHz) proves our ability of isotope selective photoionization. Measured isotope shifts are indicated in fig. 2. The isotope frequency shift of Calcium isotopes has been studied in detail in Ref. [13]. To obtain a large signal to noise ratio, the oven temperature was increased to  $\sim 500$  C, and thus the vapor pressure is higher by  $\sim 10^7$  compared with conditions chosen for the loading single ions into the Paul trap. Under this conditions, a  $\sim 2.8$  GHz (FWHM) Gaussian background is observed, probably due to collisions, which give rise to a wider range of Doppler shifts. This background disappears at lower vapor pressures. We have observed that the sharp resonance for  $^{40}\text{Ca}$  is shifted by  $\sim 100$  MHz from the center of the hollow cathode signal [11]. The inset of fig. 2 shows the increase of the  $^{40}\text{Ca}$  peak count rate as a function of the oven temperature which reproduces nicely the scaling of Ca vapor pressure [12].

In conclusion, we have demonstrated a highly efficient, cheap and low maintenance method of loading a

Paul trap. This is of great interest as ion traps are being investigated by our group and many other groups worldwide as a good environment in which to perform quantum computation operations or for atomic frequency standards. Previously it has been found [2] that loading of ion traps by electron bombardment creates patch potentials producing a heating of the motional states of ions. Our method of ion production avoids such problems. Indeed, we observe that the applied correction voltages necessary for centering the ion in the trap remain the same within  $\sim 1\%$  over months. Moreover, sputtered material from ovens also needs to be avoided for the same reason. With the 5 orders of magnitude efficiency gain, the atomic beam flux can be greatly reduced and thus unwanted sputtering almost completely avoided.

This work is supported by the Austrian 'Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung' (SFB15), by the European Commission (TMR network 'Quantum Information'), and by the "Institut für Quanteninformati on GmbH".

## References

1. *The Physics of Quantum Information*, Springer, Berlin. ed. D. Bouwmeester, A. Ekert, and A. Zeilinger (2000).
2. Q. A. Turchette, D. Kielpinski, B. E. King, D. Leibfried, D.M. Meekhof, C. J. Myatt, M.A. Rove, C. A. Sackett, C. S. Wood, W. M. Itano, C. Monroe, and D. J. Wineland, *Phys. Rev. A* **61**, 063418 (2000).
3. D. J. Wineland, C. Monroe, W. M. Itano, D. Leibfried, B. E. King, and D. M. Meekhof, *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* **103**, 259 (1998).
4. D. Leibfried (private communication)
5. N. Kjaergaard, L. Hornekaer, A. M. Thommesen, Z. Videsen, M. Drewsen, *Appl. Phys. B* **71**, 207 (2000).
6. A. A. Radzig and B. M. Smirnov, *Reference Data on Atoms, Molecules and Ions*, Springer.
7. Toptica photonics, Munich (<http://www.toptica.com/>)
8. We operate both diodes at 19 C, the measured wavelength shift of 0.1 nm/C indicates that temperature tuning of the wavelength is inefficient.
9. H. Rohde, S. T. Gulde, C. F. Roos, P. A. Barton, D. Leibfried, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler, R. Blatt, *J. Opt. B* **3**, (2001).
10. Ch. Roos, Th. Zeiger, H. Rohde, H. C. Nägerl, J. Eschner, D. Leibfried, F. Schmidt-Kaler, R. Blatt, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4713 (1999).
11. A residual Doppler shift caused by a slightly non-orthogonal laser direction with respect to the atomic beam may account for this effect.
12. J. F. O'Hanlon, *A User's Guide to Vacuum Technology*, Wiley, New York (1989).
13. A. Andl, K. Bekk, S. Göring, A. Hanser, G. Nowicki, H. Rebel, G. Schatz, and R. C. Thompson, *Phys. Rev. C* **26**, 2194 (1982); P. Müller, B. A. Bushaw, W. Nörtershäuser, and K. Wendt, *Eur. Phys. J. D* **12**, 33, (2000).

# Anhang B

## Tabelle zum Gebrauch der Punktschweissmaschine

Die Einträge in den Spalten 'Fuss' und 'Hand' entsprechen den Einstellungen für den linken, oberen Regler auf der Punktschweissmaschine für den Betrieb mit dem Fussauslöser oder mit dem Hand-Punktschweissgerät. Dieser Regler steuert die Länge des Strom-Pulses. Falls zwei Strompulse hintereinander durchgeführt werden sollen, dient der *mittlere*, obere Regler zur Einstellung der zweiten Pulslänge. Die Werte in der Tabelle gelten für eine Stromeinstellung (die zwei mittleren, grossen Regler) von jeweils 10 (keine Einheitsangabe auf der Maschine). Der Spannungsregler (roter Regler unten) sollte auf Einstellung 2,5 stehen.

	<i>Fuss</i>	<i>Hand</i>	<i>Bemerkungen</i>
Stahlblech / Stahlblech	3	6	Dicke 1-2 mm
Stahldraht / Stahldraht	4	/	Drahtdurchmesser 1-2 mm
Stahldraht / Tantalblech	3	6-8	Dicke Tantalblech 0,1 mm
Stahlrohr / Tantalblech	/	3-4	Kupferdraht als Gegenstück
abgeplattetes Stahlrohr / Stahldraht	/	4	

# Literaturverzeichnis

- [1] N. Kjærgard, L.Hornekær, A. M. Thommensen, Z. Videsen, Z. Drewsen: Appl. Phys. B **71**, 207 (2000)
- [2] D. N. Madesen, S. Balslev, M.Drewsen, N. Kjærgard, Z. Videsen, J. W. Thomsen: J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **33**,4981 (2000)
- [3] David R. Lide, *Handbook of Chemistry an Physics*(CRC Press, 78<sup>th</sup> Edition, 1997)
- [4] J.Grünert,*Ultracold Metastable Calcium Atoms in a Bichromatic Magneto-Optical Trap* (Doktorarbeit, Uni Hamburg 2002)
- [5] J. Grünert, A. Hemmerich: Phys. Rev. A **65**, 041401(R) (2002)
- [6] S.A.Diddams, Th. Udem, K.R. Vogel, C.W. Oates, E.A. Curtis, W.D. Lee, W.M. Itano, R.E. Drullinger, J.C. Bergquist, L. Hollberg: Science **293**, 825 (2001)
- [7] T. M. Ramond, S. A. Diddams, L. Hollberg: Opt. Lett., **27**, 1842
- [8] A. A. Radzig, B. M. Smirnov, *Reference Data on Atoms, Molecules, and Ions* (Springer, Berlin 1985)
- [9] R. Eisberg, R. Resnick, *Quantum Physics of Atoms, Molecules, Nuclei and Particles* (John Wiley & Sons, 2<sup>nd</sup> Edition, 1985)
- [10] W. Finkelburg *Einführung in die Atomphysik* (Springer)
- [11] E. Lindroth, A.-M. Martensson-Pendrill, S. Salomomson: Phys. Rev. A **31**, 58 (1985)
- [12] F.K. Kneubühl, M. W. Sigrist, *Laser* (Teubner Studienbücher, 1995)
- [13] G. W. F. Drake [Hrsg.], *Atomic, Molecular, Optical Physics Handbook* (AIP Press, 1996)



- [14] G. Rempe, *Untersuchung der Wechselwirkung von Rydberg-Atomen mit Strahlung*(Habilitationarbeit)
- [15] T. F. Gallagher, *Rydberg Atoms* (Cambridge University Press, 1994)
- [16] R. F. Stebbings, F. B. Dunning, *Rydberg States of Atoms and Molecules* (Cambridge University Press, 1983)
- [17] H. Rinneberg, J. Neukammer, G. Jönsson, H.Hieronimus, A. König, K. Vietzke: Phys. Rev. Lett. **55**, 382 (1985)
- [18] S. K. Dutta, D. Feldbaum, A. Walz-Flannigan, J. R. Guest, G.Raithel: Phys. Rev. Lett. **86**, 3993 (2001)
- [19] M. Tada, Y. Kishimoto, I. Ogawa, H. Funahashi, K. Yamamoto, S. Matsuki: arxiv:physics/0010071 (2000)
- [20] T. C. Killian, M. J. Lim, S.Kulin, R. Dumke, S.D. Bergeson, S. L. Rolston: Phys. Rev. Lett. **86**, 3759 (2001)
- [21] J. Neukammer, H. Rinneberg, K. Vietzke, A. König, H.Hieronimus, M. Kohl, H.-J. Grabka: Phys. Rev. Lett. **59**, 2947 (1987)
- [22] T. R. Gentile, B. J. Hughey, D. Kleppner: Phys. Rev. A, **42**, 440 (1990)
- [23] H. Haken, H. C. Hermann, *Atom- und Quantenphysik* (Springer, 5.Aufl, 1993)
- [24] Bergmann-Schaefer Band 4, *Teilchen* (Walter de Gruyter, 1992)
- [25] H. A. Bethe, E. E. Salpeter, *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron atoms* (Plenum Publishing Corporation, New York 1977)
- [26] A. Galindo, P. Pascual *Quantum Mechanics II* (Springer Verlag, 1991)
- [27] F. Schwabl, *Quantenmechanik* (Springer Verlag, 5.Auflage 1998)
- [28] D. Meschede, *Strahlungswechselwirkung von Rydbergatomen und Realisierung eines Ein-Atom-Masers* (Dissertation, Ludwig-Maximilian-Universität München 1984)
- [29] M. L. Zimmermann, M. G. Littman, M. M. Kash, D. Kleppner: Phys. Rev. A **20**, 2251 (1979)
- [30] T. W. Ducas, M. G. Littmann, R. R. Freeman, D. Kleppner: Phys. Rev. Lett. **35**, 366 (1975)

- [31] W. Lange, *Kohärent angeregte Rydberg-Atome in einem resonatormodifizierten Vakuumfeld* (Doktorarbeit, Max-Planck-Institut für Quantenoptik 1994)
- [32] G. Blasbichler, *Ein Lambdameter mit  $10^{-7}$  Messunsicherheit* (Diplomarbeit, Innsbruck 2000)
- [33] H. C. Nägerl, *Ion Strings for Quantum Computation* (Doktorarbeit, Innsbruck, 1998)
- [34] E. Hecht, *Optik* (Addison-Wesley, 1989)
- [35] W. Demtröder, *Laser Spectroscopy* (Springer, 1988)
- [36] P. Spitzer, *Aufbau eines Diodenlasers bei 397nm* (Diplomarbeit, Innsbruck 2002)
- [37] A. Andl, K. Bekk, S. Göring, A. Hanser, G. Nowicki, H. Rebel, G. Schatz, R.C. Thompson: Phys. Rev. C **26**, 2194 (1982);
- [38] H.-W. Brandt, K. Heilig, H. Knöckel, A. Steudel: Zeitschrift für Physik A **288**, 241 (1978)
- [39] P. Müller, B. A. Bushaw, W. Nörterhauser, K. Wendt: Eur. Phys. J. **D 12**, 33 (2000)
- [40] Heinrich Vogel, *Gerthsen Physik* (Springer, 18. Auflage, 1995)
- [41] J.F. O'Hanlon, *A User's Guide to Vacuum Technology* (John Wiley & Sons, New York 1989)
- [42] F. Reif, *Statistical Physics* (Berkeley Physics Course, 1965)
- [43] L. Vályi, *Atom and Ion Sources* (John Wiley & Sons, 1977)
- [44] N. F. Ramsey, *Molecular Beams* (Oxford University Press, 1956)
- [45] A. E. Siegman, *Lasers* (Univ. Science Books, 1986)
- [46] M. Chwalla, *Ein phasenstabilisiertes Diodenlasersystem bei 780 nm zur Spektroskopie an  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen* (Diplomarbeit, Innsbruck 2002)
- [47] R. Kazarinov, C. Henry: IEEE Journal of Quantum Electronics **23**, 1401 (1987)
- [48] Toptica Photonics, München (<http://www.toptica.com>)

- [49] R.P.Ghosh, *Ion traps* (Clarendon Press, Oxford 1995)
- [50] H. Rohde, *Experimente zur Quanteninformationsverarbeitung in einer linearen Ionenfalle* (Doktorarbeit, Innsbruck 2001)
- [51] S. Gulde, *Implementing Quantum Gates With Ion Traps* (Doktorarbeit, noch nicht veröffentlicht)
- [52] Ch. Roos, *Controlling the Quantum State of Trapped Ions* (Doktorarbeit, Innsbruck 2000)
- [53] H. J. Metcalf, P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping* (Springer, 1999)
- [54] A. Steane, *The ion trap quantum information processor*, Appl. Phys. B **64**, 623 (1997)
- [55] A. K. Pulhani, G. P. Gupta, B. M. Suri: J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys. **35**, 3677 (2002)
- [56] D. F. V. James: Appl. Phys. B **66**, 181 (1998)
- [57] D. G. Enzer *et al.*: Phys. Rev. Lett. **85**, 2466 (2000)
- [58] G. Morigi, H. Walther: Eur. Phys. J. D **13** 261 (2001)
- [59] S. Gulde, M. Riebe, G. P. T. Lancaster, C. Becher, J. Eschner, H. Häffner, F. Schmidt-Kaler, I. L. Chuang, R. Blatt: Nature **421**, 48 (2003)

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich bei allen bedanken, die es mir ermöglicht haben, diese Diplomarbeit durchführen zu können:

In erster Linie gilt mein Dank Prof. Rainer Blatt für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Betreuung meiner Diplomarbeit. Ich möchte mich auch für die netten Spiessbraten-Abende in Inzing bedanken.

Weiters gilt mein ganz spezieller Dank Ferdinand Schmidt-Kaler und Stephan Gulde, die mir stets mit Rat *und* Tat zur Seite gestanden sind und zum Gelingen der Diplomarbeit einen sehr wesentlichen Teil beigetragen haben.

Im Besonderen bedanke ich mich auch bei all meinen Bürokollegen für das nette Klima, Philipp Spitzer und Paul Barton speziell für die Unterstützung am Beginn meiner Diplomarbeit, Carlos Russo und Thomas Deuschle für einige wertvolle Tipps in Sachen Computer und Christian Roos für das Korrekturlesen meiner Diplomarbeit. Natürlich gilt mein Dank auch allen anderen in der Arbeitsgruppe, die zur guten Stimmung am Institut beigetragen haben und mir mit Tipps und Tricks sehr oft weitergeholfen haben. Hier möchte ich mich speziell bei Axel Kreuter für die Hilfe beim Lab-View Programmieren am Beginn der Arbeit (und auch für die eine oder andere Kaffee-Pause) und bei Herbert Crepaz und Matthias Schulz bedanken.

Mein besonderer Dank gilt auch meinem Mensa-Mitstreiter Christian Schenk. Die Gespräche während des Mittagessens konnten zumindest ein wenig die Qualität des Essens kompensieren.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meinen Eltern ganz herzlich für die finanzielle Unterstützung, für die haubenmässige Verpflegung an den Wochenenden und vor allem für das Vertrauen in meine Fähigkeiten bedanken.