

**Untersuchung mesoskopischer  
Coulomb-Kristalle zum sympathetischen  
Kühlen hochgeladener Ionen und direkte  
Bestimmung der Massendifferenz  
von  $^{123}\text{Te}$  und  $^{123}\text{Sb}$**

**Dissertation**

zur Erlangung des Grades  
„Doktor der Naturwissenschaften“

im Promotionsfach Chemie  
am Fachbereich Chemie, Pharmazie und Geowissenschaften  
der Johannes Gutenberg-Universität  
in Mainz

**Dipl.-Phys. Stefan Michael Walter Schmidt**

geb. in Mannheim

Mainz, 14. November 2016

Tag der mündlichen Prüfung: 31. Oktober 2016

D77

## Zusammenfassung

### **Untersuchung mesoskopischer Coulomb-Kristalle zum sympathetischen Kühlen hochgeladener Ionen und direkte Bestimmung der Massendifferenz von $^{123}\text{Te}$ und $^{123}\text{Sb}$ :**

In dieser Arbeit ist die Erzeugung und die geometrische Struktur mesoskopischer Coulomb-Kristalle einfach geladener Magnesiumionen mit Hilfe einer geeigneten experimentellen Apparatur zur Speicherung und Manipulation geladener Teilchen untersucht worden. Hierzu wurden die Ionen in einer externen, gepulsten Elektronenstoß-Ionisationsquelle produziert und anschließend in eine zylindrische Penningfalle geladen. Die Anzahl an ankommenden Ionen wurde durch die Entwicklung eines dedizierten, zerstörungsfreien Detektors präzise bestimmt. Zudem vereinfachte die erhaltene Zeitinformation den Ladeprozess der Falle. Zu diesem Zweck wurde der rauscharme Detektor zum nicht-resonanten Nachweis geladener Teilchen charakterisiert und getestet. Es werden Messungen induzierter Ladungssignale niederenergetischer hochgeladener Ionen beim Durchflug durch die entsprechende Pick-up-Elektrode der Ionenfalle gezeigt. Anhand der spektralen Rauschdichte wurde die Empfindlichkeit des Detektors bestimmt. Diese beträgt bei Raumtemperatur ca. 16 000 Elementarladungen, was einer spektralen Rauschamplitude von  $2,7 \text{ mV}_{\text{rms}}$  entspricht.

Zur Erzeugung mesoskopischer Coulomb-Kristalle muss die Energie der Ionen nach dem Ladeprozess, um mehr als acht Größenordnungen von einigen hundert eV auf weniger als  $10^{-6}$  eV, reduziert werden. Dazu wurde eine Kombination aus Puffergas- und Laserkühlen eingesetzt, um Kühlzeiten im Bereich weniger Sekunden zu erzielen. Zur Untersuchung der Dynamik des Kühlprozesses wurden detaillierte Studien zur zeitlichen Entwicklung des Fluoreszenzsignals während der Erzeugung von Coulomb-Kristallen durchgeführt. Diese Ergebnisse sind im Einklang mit einem ebenfalls in dieser Arbeit entwickelten Kühlmodell. Mit bis zu  $10^5$  Ionen weisen diese Coulomb-Kristalle in Übereinstimmung mit den Vorhersagen der Theorie nichtneutraler Plasmen eine charakteristische Schalenstruktur auf. Weiterhin wurden die Ionenkristalle zur Demonstration des sympathetischen Kühlens sowie zur Erzeugung mehrkomponentiger Ionenkristalle verwendet. Die Ergebnisse stellen einen wichtigen Schritt zur Laserspektroskopie an Wenig-Elektronen-Systemen zum Test der Quantenelektrodynamik in gebundenen Systemen dar.

Darüber hinaus wurde am SHIPTRAP Penningfallen-Massenspektrometer die Massendifferenz der Isobare  $^{123}\text{Te}$  und  $^{123}\text{Sb}$  mit Hilfe der Technik zur phasensensitiven Messung der Zyklotronfrequenz erstmalig direkt bestimmt. Der erhaltene Wert für die Massendifferenz beträgt  $51,912(67) \text{ keV}/c^2$  und stellt eine vierzigfache Verbesserung, gegenüber dem bisher aus  $(n,\gamma)$ -Reaktionen in der Datenbank der Atommassen ermittelten Wert, dar. Das Ergebnis hat wichtige Konsequenzen für die theoretische Beschreibung der Zerfallseigenschaften von  $^{123}\text{Te}$  unter verschiedenen astrophysikalischen Bedingungen und vertieft unser Verständnis der Entstehung schwerer Elemente in massiven Sternen.





---

## Abstract

### **Formation studies of mesoscopic ion Coulomb crystals for sympathetic cooling of highly charged ions in a Penning trap and direct measurement of the mass difference of the isobars $^{123}\text{Te}$ and $^{123}\text{Sb}$ :**

In this work, by means of a dedicated experimental apparatus to store and manipulate charged particles, the formation and geometric structure of mesoscopic Coulomb crystals of singly charged magnesium ions was analyzed. For this purpose the ions were produced in a compact ion source for low-energy bunches of singly charged atomic ions and were subsequently loaded into a cylindrical Penning trap. The ion number was determined from a non-destructive measurement of the induced charge signal when the ion bunch enters the trap. To that end, a dedicated low-noise charge amplifier detector was built, characterized and operated. In addition, the obtained timing signal was used to simplify the overall capture process. Measurements of low-energy highly charged ions passing through the corresponding pick-up electrode of the Penning trap are shown. The sensitivity of the device was found to be of the order of 16 000 elementary charges.

In order to demonstrate rapid crystallization of externally produced magnesium ions, a combination of buffer gas cooling and Doppler laser cooling was used to reduce the ion kinetic energy by eight orders of magnitude from several hundreds of eV to well below  $10^{-6}$  eV within seconds. The presented studies include detailed investigations of the evolution of the fluorescence signal during the formation process of ion Coulomb crystals. The obtained results are consistent with the predictions of a cooling model developed within this work. The model represents a realistic description of the effect of combined buffer gas and laser cooling of a single particle confined in a one-dimensional harmonic potential. With ion numbers of up to  $10^5$  ions, such cooling leads to the formation of ion crystals, which display a characteristic shell structure. The observations are in good agreement with theory of non-neutral plasmas. The magnesium ion crystals have been used to demonstrate sympathetic cooling of singly and highly charged ions as well as to show the formation of two-species ion crystals. The results are an important prerequisite for the precision laser spectroscopy on highly charged ions as a fundamental test of the bound-state quantum electrodynamics.

In addition, a direct and precise determination of the mass difference of the isobars  $^{123}\text{Te}$  and  $^{123}\text{Sb}$  was performed with the Penning trap mass spectrometer SHIPTRAP using the recently developed phase-imaging ion-cyclotron-resonance technique. The obtained mass difference is  $51.912(67)$  keV/ $c^2$ . The measurement confirms the AME value, but is about 40 times more precise. Based on the masses of the neutral ground states, the influence of the electron capture process on the decay properties of  $^{123}\text{Te}$  is discussed for astrophysical conditions. The results have profound consequences for the theoretical description of the decay properties of the pure s-process nuclide  $^{123}\text{Te}$  and deepen our understanding of the formation processes of heavy elements in massive stars.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Teilchenbewegung in einer Penningfalle</b>	<b>9</b>
2.1	Fallenfrequenzen und Speicherbedingungen . . . . .	9
2.1.1	Das rotierende Bezugssystem . . . . .	12
2.1.2	Nichtneutrale Plasmen . . . . .	12
2.2	Plasmafrequenzen . . . . .	15
2.3	Drehmoment . . . . .	16
2.4	Zentrifugale Aufspaltung in mehrkomponentigen Ionenplasmen . . . . .	18
2.5	Teilchenmanipulation . . . . .	19
2.6	Ladungsaustausch in Atom-Ion-Wechselwirkungen . . . . .	20
<b>3</b>	<b>Das SpecTrap-Experiment</b>	<b>25</b>
3.1	Die HITRAP-Anlage – Transport von hochgeladenen Ionen . . . . .	25
3.1.1	Die Niederenergie-Strahllinie . . . . .	26
3.2	Die SpecTrap-Strahllinie und das supraleitende Magnetsystem . . . . .	29
3.2.1	Die Elektronenstoß-Ionisationsquelle . . . . .	32
3.3	Die zylindrische Ionenfalle . . . . .	33
3.4	Die Experimentsteuerung und Datenaufnahme . . . . .	36
3.5	Die Fallenelektronik . . . . .	37
3.5.1	Elektronischer Teilchennachweis . . . . .	38
3.6	Das Faserlaser-System . . . . .	41
3.6.1	Aufbau und Frequenzvervierfachung . . . . .	41
3.6.2	Frequenzstabilisierung und Frequenzregulierung . . . . .	44
3.7	Optischer Teilchennachweis und Termschema . . . . .	45
3.7.1	$^{24}\text{Mg}^+$ -Termschema und optisches Pumpen . . . . .	45
3.7.2	Aufbau und Detektionseffizienz . . . . .	46
3.8	Kenngößen der experimentellen Apparatur . . . . .	49
3.8.1	Das Fallenpotential . . . . .	49
3.8.2	Detektionseffizienz und Einzelionensignale . . . . .	50
3.8.3	Axialen Verschiebung und Abbildungsmaßstab . . . . .	52
<b>4</b>	<b>Rauscharmer Teilchennachweis - Der zerstörungsfreie Ionendetektor</b>	<b>55</b>
4.1	Beschreibung des induzierten Ladungssignals . . . . .	55
4.2	Aufbau und Eigenschaften des NID-Detektors . . . . .	58
4.2.1	Die elektronische Schaltung des rauscharmen Verstärkers . . . . .	58
4.2.2	Charakterisierung des Detektors . . . . .	60
4.3	Induzierte Ionensignale und Timing-Information . . . . .	62
4.4	Teilchenzahlbestimmung . . . . .	65

<b>5</b>	<b>Präparation mesoskopischer Coulomb-Kristalle aus Magnesiumionen</b>	<b>69</b>
5.1	Theoretische Beschreibung des Kühlverfahrens . . . . .	69
5.1.1	Modellannahmen . . . . .	69
5.1.2	Numerische Ergebnisse . . . . .	73
5.2	Die Dynamik des Fluoreszenzsignals im Experiment . . . . .	76
5.2.1	Systematische Untersuchungen . . . . .	78
5.3	Ionenkristalle . . . . .	79
5.3.1	Kopplungsparameter und Phasenübergänge . . . . .	79
5.3.2	Experimentelle Ergebnisse . . . . .	80
5.4	Mesoskopische Coulomb-Kristalle . . . . .	84
5.4.1	Der planare Grenzfall . . . . .	84
5.4.2	Zeitliche Untersuchung der Coulomb-Kristalle . . . . .	87
5.5	Mehrkomponentige Ionenkristalle . . . . .	89
5.5.1	Sympathetisches Kühlen einfach geladener Ionen . . . . .	89
5.5.2	Implantation von $\text{Ar}^{3+}$ -Ionen . . . . .	92
<b>6</b>	<b>Elektronischer Teilchennachweis und Widerstandskühlen</b>	<b>95</b>
6.1	Widerstandskühlen . . . . .	95
6.1.1	Grundlagen und theoretische Beschreibung . . . . .	95
6.2	Detektion der axialen Bewegungsfrequenz . . . . .	101
6.2.1	Verschiebung der axialen Frequenz . . . . .	101
6.2.2	Nachweis verschiedener Ionenspezies . . . . .	103
6.3	Induzierte Spannungssignale . . . . .	106
<b>7</b>	<b>Das SHIPTRAP-Experiment - hochpräzise Massenspektrometrie</b>	<b>109</b>
7.1	Der experimentelle Aufbau zur off-line Massenmessung . . . . .	109
7.1.1	Die Laserablations-Ionenquelle . . . . .	109
7.1.2	Das Penningfallen-System . . . . .	111
7.1.3	Zeit- und orts aufgelöste Teilchendetektion . . . . .	113
7.2	Messzyklus und PI-ICR Methode . . . . .	113
<b>8</b>	<b>Direkte Bestimmung der Massen-differenz von <math>^{123}\text{Te}</math> und <math>^{123}\text{Sb}</math></b>	<b>117</b>
8.1	Frequenzmessung und Datenanalyse . . . . .	117
8.1.1	Bestimmung der Zyklotronfrequenz $\nu_c$ aus der Phasenlage $\alpha_c$ . . . . .	117
8.1.2	Bestimmung des Frequenzverhältnisses $R$ . . . . .	118
8.1.3	Bestimmung der Massendifferenz $Q/c^2$ . . . . .	122
8.2	Q-Wert in hochgeladenen Ionen . . . . .	124
8.3	Zerfallsdauer von $^{123}\text{Te}$ unter astrophysikalischen Bedingungen . . . . .	125
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>127</b>
<b>A</b>	<b>Theoretische Beschreibung der axialen Verschiebung</b>	<b>131</b>
<b>B</b>	<b>Bestimmung der Energie aus der Photonenstreurate</b>	<b>133</b>
<b>C</b>	<b>Induzierte Ladungs- und Stromsignale</b>	<b>135</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Der in den vergangenen zwei Jahrzehnten erzielte Fortschritt bei der Untersuchung exotischer atomarer Systeme ist insbesondere auf die Entwicklung geeigneter Teilchenfallen [Deh61, Pau90, Met07] zurückzuführen. Vor allem legte die Entwicklung der Penningfalle [Pen36, Pie54, Deh61, Jr78] durch Dehmelt im Jahr 1961 den Grundstein für neuartige Studien, die maßgeblich zum Verständnis des Aufbaus und der Quantennatur unseres Universums beigetragen haben. Die Fähigkeit zur Speicherung geladener Teilchen ermöglichte es erstmals sämtliche atomare Freiheitsgrade zu kontrollieren [Gho, Hua98, Mav13b], zu kühlen [Win78, Ita95] und gezielt zu beeinflussen [Sav91, Pow02b, Wer09]. Dies eröffnete u. a. den Zugang zu einzigartigen Tests fundamentaler Wechselwirkungen und Symmetrien in Systemen aus Materie [Bec11] und Antimaterie [Wal04, Hor11, Amo12]. Auch hochpräzise Massenmessungen [Win83, Bla06, Eli13] an z. B. superschweren Elementen [Blo10, Ram12, Laa14], die sehr präzise Bestimmung der Grundzustandseigenschaften sogenannter Halokerne [Smi08, Rin09] und technischen Entwicklungen [Bla08], insbesondere auf dem Gebiet der Quantencomputer [Fey82, Kie02, Hom09, Mon09] und Quantensimulatoren [Bri12, Boh15] wurden möglich. Durch die vielfältigen Möglichkeiten bei der Konstruktion solcher Fallensysteme ist das Design der Penningfallen heutzutage individuell auf die jeweilige Anwendung zugeschnitten. Die Bauformen reichen von hyperbolischen Präzisionsfallen [Bro86, Gho] über zylindrische Fallen mit offenen Endkappen [Gab89, Wer09, Bla10b] bis hin zu planaren Geometrien [Sta05, Gol10, Ver11]. Gerade die Entwicklung kryogener Penningfallen [Sch94, Häf03, Rep12, And13] eröffnete vielversprechende Perspektiven zur Realisierung optischer Uhren [Der12], Tests fundamentaler Konstanten [Wer06, Sch07, Stu14] sowie der Massenspektrometrie auf der Basis hochgeladener atomarer Systeme [Ber02, Dil06].

In gegenwärtigen Studien sind Wenig-Elektronen-Systeme mit starken Zentralfeldern, sogenannte hochgeladene Ionen (engl.: highly charged ions, HCI) von besonderem Interesse. Sie stellen ideale Kandidaten zum Test der Quantenelektrodynamik in gebundenen Systemen (engl.: bound-state quantum-electrodynamics, BS-QED) dar [Blu93, Kar05, Bei10] und besitzen Eigenschaften, die für die Tests anderer fundamentaler Wechselwirkungen und Symmetrien von Vorteil sind [Ber10, Saf14]. Die Quantenelektrodynamik ist im Rahmen des Standardmodells die quantenfeldtheoretische Beschreibung der Wechselwirkung geladener Teilchen mit elektromagnetischen Feldern und wurde 1947 durch die Entdeckung der Lambverschiebung [Jr47] im Wasserstoffatom [Bir09, Bey13] erforderlich. In leichten atomaren Systemen, wie dem Wasserstoffatom sind aufgrund des schwachen Feldes des Kerns ( $Z\alpha \ll 1$ ) die BS-QED-Beiträge zur Lambverschiebung, welche in Einheiten von  $Z\alpha$  entwickelt werden, hauptsächlich durch die Vakuumpolarisation und die Selbstenergie bestimmt [Kar05]. Der Parameter  $Z\alpha$  charakterisiert dabei die Bindungsstärke des Elektrons

im Coulomb-Feld des Kerns, wobei  $Z$  die Ordnungszahl und  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante ist. Alle bisherigen Messungen am Wasserstoffatom bestätigten die Vorhersagen der Quantenfeldtheorie. Der Vergleich ist gegenwärtig in vielen Fällen durch die komplizierte innere Struktur des Protons limitiert.

Um die Grenzen der Gültigkeit dieser Feldtheorie weiter zu prüfen, d. h. in allen Ordnungen von  $Z\alpha$ , arbeiten gegenwärtig einige Forschungsvorhaben darauf hin, die theoretischen Vorhersagen der BS-QED in extremen Feldern ( $Z\alpha \approx 0,6$ ) [Moh98, Vol13, Sha06a] zu testen. Zwei komplementäre Ansätze werden dabei verfolgt: die Bestimmung der QED-Beiträge zum  $g$ -Faktor des gebundenen Elektrons [Vog10, Lin13, Vol14, ALP16] und die Bestimmung der QED-Beiträge zur Feinstruktur- bzw. Hyperfeinstrukturaufspaltung mittels Laserspektroskopie an verbotenen Übergängen [Kla94, Vog05, Sch05, Loc14, Bei14]. Derzeit stellen die auf dem Prinzip der Penningfalle basierten  $g$ -Faktor Messungen an wasserstoffähnlichem (H-ähnlich) und lithiumähnlichem (Li-ähnlich) Silizium den genauesten Test der BS-QED im Sektor mittelschwerer, hochgeladener Ionen in Ein- [Stu11] und Mehrelektronensystemen [Wag13] dar. Zudem ist es erst kürzlich gelungen anhand der  $g$ -Faktoren der beiden Isotope  $^{40}\text{Ca}^{17+}$  und  $^{48}\text{Ca}^{17+}$  den Einfluss des Kernrückstoßes genau zu vermessen [Köh16].

Im Bereich extremer Feldstärken bieten die Messungen der 1s-Lambverschiebung am Lyman- $\alpha$ -Übergang in H-ähnlichem  $^{238}\text{U}^{91+}$  [Gum05] und die Messung der Lambverschiebung im  $2s_{1/2}$ - $2p_{1/2}$  Übergang in Li-ähnlichem  $^{238}\text{U}^{89+}$  [Bei05] die derzeit höchste Genauigkeit. Insbesondere die Messung an Li-ähnlichem  $^{238}\text{U}^{89+}$  war erstmalig empfindlich auf die Zwei-Schleifen-Korrekturen der QED-Beiträge im Bereich extremster Felder [Bei05]. Obwohl eine Reihe weiterer sehr genauer spektroskopischer Daten für die Hyperfeinstrukturaufspaltung in schweren H-ähnlichen Ionen, wie  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{185}\text{Re}$ ,  $^{207}\text{Pb}$  oder  $^{209}\text{Bi}$  [Kla94, See98, LU98, Bei01, Bei10, Ull15] vorliegen (siehe Tab. 1), eignen sich diese nicht für einen Test der BS-QED [Vol12]. Dies ist vor allem der Unsicherheit der theoretischen Beschreibung der Kernbeiträge [Per96, Sha97], speziell der Kernmagnetisierung (Bohr-Weisskopf-Effekt [Boh50]), geschuldet. Umgesetzt wurden diese spektroskopischen Untersuchungen entweder an großen Speicherringanlagen oder mit Hilfe sogenannter Elektronenstrahl-Ionenquellen.

Gegenwärtig gibt es kontroverse Diskussionen [Kar15] wie sich aus den spektroskopischen Daten die QED-Beiträge extrahieren lassen. Eine Methode, die dabei im Fokus steht, be-

Gruppe	Ion	$\lambda$ [nm]	$\tau$ [ms]	Referenz
B-ähnlich	$\text{Ar}^{13+}$	441,26	9,6	[Mäc11, Art13]
	$\text{K}^{14+}$	344,63	4,4	[Faw75, Art13]
	$\text{Ca}^{14+}$	273,13		[Faw75, Art13]
K-ähnlich	$\text{Kr}^{17+}$	637	24,48	[Gui14]
H-ähnlich	$^{207}\text{Pb}^{81+}$	1019,7	50	[See98]
H-ähnlich	$^{209}\text{Bi}^{82+}$	243,9	0,35	[Kla94, Loc14, Ull15]
Li-ähnlich	$^{209}\text{Bi}^{80+}$	1555	83,3	[Bei98, Loc14]

**Tabelle 1.1:** Auflistung ausgewählter spektroskopischer Daten von dipol-verbotenen Übergängen in hochgeladenen Ionen.

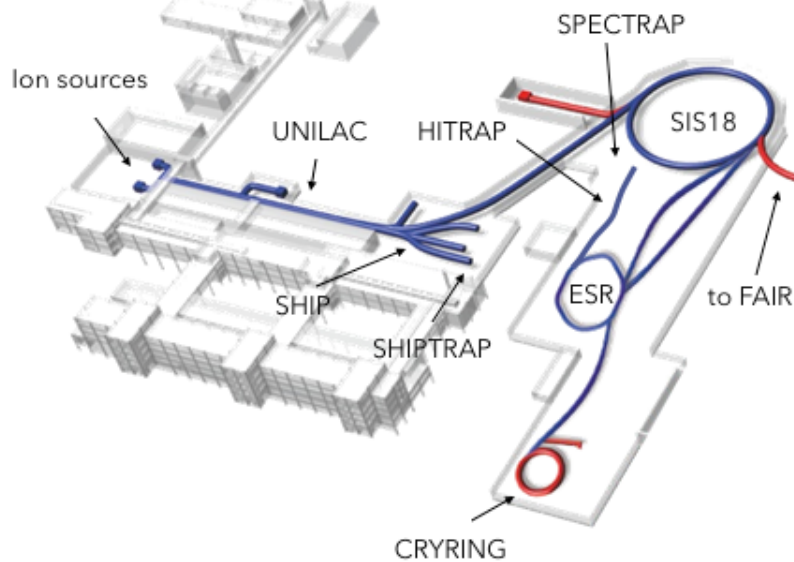
schreibt die Elimination, der durch den Bohr-Weisskopf-Effekt verursachten Kernbeiträge durch einen Vergleich der Energieaufspaltung des Grundzustandes in H-ähnlichen ( $\Delta E^{(1s)}$ )

und Li-ähnlichen ( $\Delta E^{(2s)}$ ) Systemen [Sha00]<sup>1</sup> des gleichen Isotops. Zu diesem Zweck wurde die sogenannte spezifische Energiedifferenz

$$\Delta' E = \Delta E^{(2s)} - \xi \Delta E^{(1s)} \quad (1.1)$$

eingeführt, wobei der Parameter  $\xi$  nahezu modellunabhängig und mit hoher Präzision für unterschiedliche Systeme (Ordnungszahlen  $Z$ ) berechnet werden kann [Vol12] ( $\xi = 0,16886$  für  $^{209}\text{Bi}$  [And12b]). Erstmals konnte diese Differenz experimentell für das Paar  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  und  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  bestimmt werden [Loc14]. Der theoretische Wert der spezifischen Differenz ( $\Delta' E = -61,320(6)$  meV) ist hier sehr genau vorhergesagt [Vol12]. Er setzt sich hauptsächlich aus den Beiträgen der sogenannten *screened QED* (0,193 meV) und der interelektronischen Wechselwirkung (-27,734 meV, bis zur dritten Ordnung) zusammen. Die Beiträge der Ein-Elektronen-QED zur spezifischen Differenz sind allerdings reduziert und können nur unter Erreichen höchster Genauigkeit getestet werden. Hier bietet zukünftig die direkte Laserspektroskopie an schweren hochgeladenen Ionen in einer Penningfalle eine Möglichkeit die Übergangsenergien mit erhöhter Präzision zu vermessen.

In unserer Arbeitsgruppe werden zwei unterschiedliche und teilweise komplementäre Ansätze zur Untersuchung des Charakters der BS-QED in H-ähnlichen und Li-ähnlichen Bismut verfolgt [Sch14]. Die Gemeinsamkeit beider Experimente liegt in der Produktion schwerer, hochgeladener Ionen mit Hilfe der Beschleunigerstrukturen des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung. Eine Übersicht der Forschungseinrichtung ist in Abb. 1.1 gezeigt. Zur Produktion schwerer, hochgeladener Ionen werden zunächst einfach geladene Ionen in einer Ionenquelle erzeugt und mit Hilfe des universellen Linearbeschleunigers



**Abbildung 1.1:** Die Beschleunigeranlage der GSI. Blau: existierende Anlage, rot: geplante Einrichtungen der FAIR-Anlage (Facility for Antiproton and Ion Research).

<sup>1</sup>Ein analoger Ansatz lässt sich auch für die  $g$ -Faktoren in H-ähnlichen und Li-ähnlichen Systemen finden [Sha06b].

UNILAC vorbeschleunigt. Nach anschließender Nachbeschleunigung im SIS18-Schwerionensynchrotron werden die Ionen auf die einzelnen Experimentiereinrichtungen verteilt. Zwischen den einzelnen Beschleunigungssektionen sind sogenannte Strippertargets zur sukzessiven Erhöhung des Ladungszustandes der Ionen implementiert [Ome08]. Die Beschleunigungsstrecken sind notwendig, da die Ionisationswahrscheinlichkeit an den Strippertargets u. a. von der Energie der Ionen abhängt und Energien von etwa 400 MeV/u benötigt werden, um schwere wasserstoffähnliche Ionen in der Bleiregion effizient zu erzeugen.

Beim LIBELLE-Experiment wird die Hyperfeinstrukturaufspaltung der beiden Spezies hochgeladener Bismuth-Ionen an relativistischen Ionenstrahlen ( $v \approx 0,7c$ ) am Experimentierspeicherring ESR untersucht. Mit Hilfe eines Riesenimpuls-Lasers wird die Energiedifferenz der Hyperfeinstrukturaufspaltung in kollinear oder anti-kollinearer Anordnung direkt abgefragt und die Resonanzbedingung anhand eines Fluoreszenznachweises detektiert. Aufgrund der  $Z^3$ -Abhängigkeit der Energieaufspaltung des Grundzustandes liegen die Übergangswellenlängen von H-ähnlichen und Li-ähnlichen im Bereich gängiger Laserwellenlängen (siehe Tab. 1). Allerdings stellt der Charakter dieser magnetischen (M1)-Dipolübergänge eine große Herausforderung für Experimente dieser Art dar. So gelang die erstmalige Messung der Übergangswellenlänge der Hyperfeinstrukturaufspaltung in Li-ähnlichem Bismuth [Loc14] erst durch die Implementierung eines dedizierten Nachweissystems [Han13]. Anhand der Messungen der Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustandes an H-ähnlichem Bismut ( $\Delta E^{(1s)} = 5086,30(11)$  meV) und in Li-ähnlichem Bismut ( $\Delta E^{(2s)} = 797,50(18)$  meV [Loc14]), gelang es erstmals die spezifische Differenz experimentell zu bestimmen. Der erhaltene Wert von  $\Delta'E = -61,37(35)(08)$  meV [Loc14] bestätigt die theoretische Vorhersage in [Vol12] und erlaubt es den Dirac-Term und die interelektronische Wechselwirkung zur spezifischen Differenz auf einem Niveau von  $5 \cdot 10^{-3}$  zu prüfen. Allerdings reicht die Messgenauigkeit nicht aus, um die QED-Beiträge zu testen. Im Wesentlichen ist die erreichte Genauigkeit durch die Rückführung der Übergangsenergien in das Ruhesystem der Ionen limitiert. In einer neuen Messung [Ull15] im Rahmen des LIBELLE-Experiments konnte die Genauigkeit der Messungen um etwa eine Größenordnung verbessert werden, indem durch den Einsatz eines Spannungsteilers die Ionenenergie präzise bestimmt werden konnte. Damit ist der Wert für die Hyperfeinstrukturaufspaltung in H-ähnlichem Bismut heutzutage auf  $\Delta E^{(1s)} = 5085,050(54)(58)$  meV [Ull15] bekannt. Eine ähnlich hohe Genauigkeit ist für die Übergangsenergie in Li-ähnlichem Bismut zu erwarten. Dadurch wird es erstmals möglich sein, anhand der spezifischen Differenz, die QED-Effekte in schweren hochgeladenen Ionen zu testen.

Basierend auf den Ergebnissen an relativistischen Ionenstrahlen am ESR, wurde ein neues Experiment aufgebaut, das vielversprechende Perspektiven zur hochpräzisen Laserspektroskopie an Wenig-Elektronen-Systemen, insbesondere  $\text{Bi}^{80+}$  und  $\text{Bi}^{82+}$ , bietet. Das SpecTrap-Experiment [Vog05], in dessen Rahmen ein Großteil dieser Arbeit durchgeführt wurde, ist Teil des HITRAP-Projektes [Klu08] und greift das Konzept der Penningfalle zur Speicherung, Kühlung und Manipulation der zu untersuchenden Ionenspezies auf. Zum Transfer der relativistischen Ionenstrahlen vom ESR in die Penningfalle werden die Ionen nach der Extraktion aus dem ESR in den HITRAP-Entschleuniger überführt. Dort sollen die Ionen zukünftig auf einige keV abgebremst werden und auf die HITRAP-Experimente verteilt werden. Die Anlage befindet sich derzeit noch in der Testphase, so dass erste spektroskopische Untersuchungen an Bismut-Ionen für 2020 geplant sind. In der Übergangsphase soll die Spektroskopie an einer Reihe mittelschwerer, hochgeladener Ionen (u. a.  $\text{Ar}^{13+}$  oder  $\text{Ca}^{14+}$ ) realisiert werden. Im Vordergrund stehen hierbei vor allem isoelektronische Sequenzen, wie z. B. borähnliche Systeme [Art13] (siehe Tab. 1). In diesen soll der verbotene



$2p_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$  Übergang untersucht werden, um ein einheitliches Bild der Vorhersagen der BS-QED im Bereich mittelschwerer, hochgeladener Ionen zu erhalten.

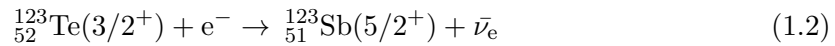
Um die notwendige Präzision zur Bestimmung der QED-Beiträge zu erreichen, ist es geplant die Ionenenergie durch geeignete Kühlverfahren soweit zu reduzieren, dass sie einer Temperatur deutlich unterhalb von 10 K entspricht. Dazu werden im Rahmen des Projektes zwei Kühlstrategien verfolgt: das Widerstandskühlen und das sympathetische Kühlen. Bis heute wurde das Widerstandskühlen als Kühlmethode für hochgeladenen Ionen experimentell nur wenig untersucht [Gru05, Vog14a], obwohl eine Reihe von aktuellen Forschungsvorhaben [vL14, Vog05, Her06a] dieses Prinzip als Kühlmethode vorsehen. Um aktuelle Modellvorhersagen [Mae12, Ste15, Mur16a] zum Kühlverhalten zu überprüfen, sollen an SpecTrap ausführliche Studien zum Widerstandskühlen durchgeführt werden.

Das sympathetische Kühlen hat sich in den vergangenen Jahren als unverzichtbares Werkzeug auf dem Gebiet der Quanten-Informations-Prozesse [Kie02, Hom09, Bro11] und der hochpräzisen Spektroskopie atomarer und molekularer Systeme [Ima96, Møl00, Rot06] etabliert. Dennoch ist es bisher nur zwei Arbeitsgruppen gelungen, das sympathetische Kühlen hochgeladener Ionen zu demonstrieren. Die verschiedenen Ionenspezies wurden dazu in einer Penningfalle [Gru05] bzw. einer Paul-Falle [Sch15b] präpariert. Darüber hinaus ist in [Sch15b] das erstmalige Ausbilden von Coulomb-Kristallen aus hochgeladenen Ionen und Beryllium-Ionen demonstriert und untersucht worden. Die Ergebnisse haben gezeigt, dass das sympathetische Kühlen hochgeladener Ionen mit Hilfe simultan gespeicherter, lasergekühlter Ionen eine praktikable Methode darstellt. Im Rahmen des SpecTrap-Experiments soll dieses Prinzip unter Verwendung lasergekühlter Magnesiumionen realisiert werden. Aus theoretischer Sicht wurde das sympathetische Kühlen hochgeladener Ionen mit Hilfe lasergekühlter Magnesiumionen in [Bus06, Bus07] simuliert. Dennoch sind die optimalen experimentellen Bedingungen unter denen der Prozess ablaufen soll weitestgehend unklar. Aus diesem Grund stellt die Untersuchung des sympathetischen Kühlens hochgeladener Ionen an SpecTrap einen wichtigen Zwischenschritt hin zur Umsetzung der hochauflösenden Laserspektroskopie an hochgeladenen Ionen dar.

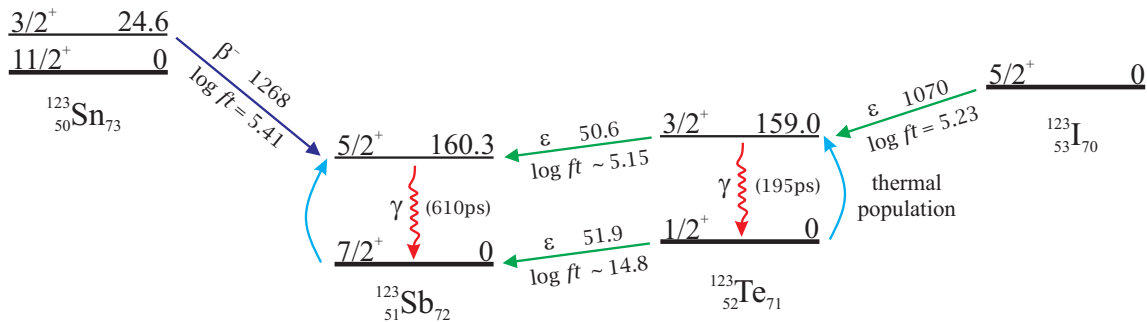
Neben den spektroskopischen Größen der Atomhülle lassen sich zudem weitere fundamentale Eigenschaften atomarer Systeme mit Hilfe von Penningfallen sehr genau vermessen. Über die Jahrzehnte hat sich die Atommasse als eines der wichtigsten Merkmale herauskristallisiert, wodurch die Penningfalle als die Präzisionswaage bekannt wurde [Bla06, Bla10a]. Gegenwärtig gibt es auf dem Gebiet der fallenbasierten Massenspektrometrie drei etablierte Methoden. Zentrales Messprinzip ist in jedem der drei Fälle der Nachweis der radialen Bewegungsmoden zur Bestimmung der massenabhängigen freien Zyklotronfrequenz  $\omega_c$ . Der Nachweis der radialen Bewegungsfrequenzen kann entweder mittels Ionenzyklotronresonanz-Flugzeitmassenspektrometrie [Kön95, Geo07, Rin07], Fouriertransformations-Ionenzyklotronresonanz-Massenspektrometrie [Bro86] oder der erst kürzlich entwickelten Technik der phasenabbildenden Messung der Zyklotronresonanz [Eli13] erfolgen. Anhand der genauen Bestimmung der Atommasse erhält man Zugang zu kern- bzw. atomphysikalischen Größen sowie fundamentalen Konstanten und Wechselwirkungen [Bla13]. So gibt z. B. die Messung der Atommassendifferenz zwischen Mutter- und Tochternuklid eines  $\beta$ -Zerfall-Prozesses Aufschluss über die Zerfallseigenschaften [Tak87, Bla06]. Die Massenspektrometrie trägt damit maßgeblich zu aktuellen Fragestellungen auf dem Gebiet der Neutrino- und Astrophysik bei [Sch12, Bla13, Eli15]. Vor allem für das Verständnis der Nukleosynthese schwerer Elemente in Sternen [Bur57, Ney15, Cri15, Tak16] sind genaue Massenmessungen unabdingbar. Während leichte Elemente, wie Wasserstoff, Helium und Lithium schon beim Urknall entstanden sind, erfolgt die Erzeugung schwerer Elemente bis

hin zu Eisen durch Kernfusionsprozesse in Sternen [Sch06]. Schwerere Elemente hingegen können nur durch weitere Proton- und Neutroneneinfangprozesse, sogenannten  $(p,\gamma)$ - und  $(n,\gamma)$ -Reaktionen [Bur57], erzeugt werden. Diese Nukleosynthesereaktionen stehen in Konkurrenz zu möglichen Abbauprozessen (Zerfallsreaktionen). Ihre jeweiligen Stärken bestimmen die chemische Zusammensetzung unseres Universums und hängen maßgeblich von den jeweiligen astrophysikalischen Bedingungen ab [Tak83, Tak87]. So spielt neben der Temperatur und der Dichte u. a. der Ladungszustand der Elemente eine entscheidende Rolle, da unter bestimmten Voraussetzungen der  $\beta$ -Zerfall gehemmt sein kann [Lit03, Tak16] oder überhaupt erst möglich werden kann [Jun92, Lit10].

Um detaillierte Prognosen zur Nukleosynthese sowie der Zerfallsprozesse der Kerne mit den Massenzahlen  $A = 120 - 124$  zu ermöglichen [Tak16], wurde im Rahmen dieser Arbeit die Massendifferenz (Q-Wert) zwischen  $^{123}\text{Te}$  und  $^{123}\text{Sb}$  erstmalig direkt bestimmt. In der Region um  $A = 122$  nimmt  $^{123}\text{Te}$  eine Sonderstellung ein. Das Zerfallsschema der Isobare mit der Massenzahl  $A = 123$  ist in Abb. 1.2 dargestellt. Unter terrestrischen Bedingungen gilt  $^{123}\text{Te}$  mit einer Halbwertszeit von  $> 10^{17}$  Jahren als stabil, der Zerfall in den Grundzustand des Antimons ist mehrfach unterdrückt. Der wahrscheinlichste Zerfallskanal zur chemischen Umwandlung des Kerns stellt der  $\beta$ -Zerfall des ersten angeregten Zustandes via Elektroneneinfang in den ersten angeregten Zustand in Antimon der Form



dar. Im Vergleich zum konkurrierenden  $\gamma$ -Zerfall ( $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ ) in den Grundzustand von Tellur, ist dieser jedoch unterdrückt. Wie in [Tak83] beschrieben ist, sind die Zerfallseigenschaften unter stellaren Bedingungen ( $T \approx 3 \cdot 10^8 \text{ K}$  und  $\rho \approx 4 \cdot 10^4 \text{ g/cm}^{-3}$ ) aufgrund einer Änderung des Kernpotentials durch die Präsenz benachbarter geladener Teilchen stark modifiziert. Dies kann soweit führen, dass die Halbwertszeiten für den  $\beta$ -Zerfall dramatisch herabgesenkt werden können. Zudem ist die Population angeregter Kernzustände unter den gegebenen thermischen Bedingungen stark begünstigt. Damit kann die Umwandlung



**Abbildung 1.2:** Termschema der isobaren Nuklide mit  $A = 123$ . Die Übergangsstärken sind in Form der komparativen Halbwertszeit  $\log ft$  angegeben. Die Graphik ist aus [Fil16] entnommen und modifiziert worden.

von Tellur zu Antimon unter bestimmten Voraussetzungen beschleunigt sein, was zu einer drastischen Änderung der Isotopenhäufigkeit führen würde. Detaillierte Berechnungen zur Rate des Elektroneneinfangprozesses unter extremen Bedingungen lassen sich mit dem in [Tak87] beschriebenen Formalismus durchführen. Hierbei geht neben den Atommassen auch die Temperatur und die Dichte der Sterne mit ein. Bedingt durch die vergleichsweise extremen Voraussetzungen relativ zu terrestrischen Bedingungen, kann sich die Halbwertszeit

des ersten angeregten Zustandes in  $^{123}\text{Te}$  in massiven Sternen um viele Größenordnungen unterscheiden. Der, auf der Basis verfügbarer Daten, aus  $(n,\gamma)$ -Reaktionen ermittelte Wert der Massendifferenz zwischen  $^{123}\text{Te}$  und  $^{123}\text{Sb}$  von 52,7(1,6) keV [Wan12] schließt diesen möglichen Zerfallskanal via Elektroneneinfang nicht aus, da im neutralen Atom die Schwelle für den Elektroneneinfang bei ca. 32 keV liegt. Allerdings stehen die solaren Isotopenhäufigkeiten der Tellur-Isotope [Feh05], die mit einer Unsicherheit von nur 0,1 % behaftet sind, im Widerspruch zu einem möglichen Abbau des  $^{123}\text{Te}$ -Isotopes während der Nukleosynthesereaktionen. Deshalb wurde im Rahmen des SHIPTRAP-Experiments die Massendifferenz der beiden Isobare  $^{123}\text{Te}$  und  $^{123}\text{Sb}$  erstmalig direkt gemessen. Eine weitere Motivation ergab sich aus früheren Massenmessungen anderer Elemente in dieser Region, da starke Abweichungen einiger Isotopenmassen gegenüber den Werten in der Datenbank der Atommassen (AME-Wert, engl.: atomic mass evaluation) [Wan12] aufgezeigt wurden [Eli10, Gon11, Nes12].

Die in dieser Arbeit durchgeführten Massenmessungen fanden am SHIPTRAP Penningfallen Massenspektrometer [Blo05] statt. SHIPTRAP ist eine hochpräzise Waage für atomare Systeme und wurde entwickelt, um sehr genaue Massenmessungen an Transuranen, wie z. B. Nobelium [Blo07, Blo10], Lawrencium [Ram12] oder Rutherfordium durchzuführen. Die Messungen sollen Auskunft hinsichtlich der Lage und der Ausdehnung der sogenannten Insel der Stabilität [Her06b, Sto06] geben. Die Anbindung an die Beschleunigereinrichtung UNILAC des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung (siehe u. a. [Klu08]) ist über den Geschwindigkeitsfilter SHIP (engl.: Separator for Heavy Ion reaction Products) [Mün79] realisiert (siehe Abb. 1.1). Mit hochpräzisen Techniken zur Massenmessung [Eli13, Eli14] ist es möglich die Eigenschaften einer Vielzahl synthetisierter, exotischer Elemente jenseits von Uran (Ordnungszahl  $Z = 92$ ) zu untersuchen.

Diese Arbeit ist wie folgt aufgebaut: in Kap. 2 werden das Grundprinzip einer Penningfalle erläutert und die physikalischen Grundlagen verschiedener (gespeicherter) Systeme vorgestellt. Die Beschreibung der experimentellen Umsetzung des SpecTrap-Experimentes folgt in Kap. 3. Hier werden neben der experimentellen Apparatur zudem die Prinzipien der einzelnen Komponenten erläutert und charakterisierende Messungen präsentiert. Der grundlegende Aufbau des zerstörungsfreien Teilchendetektors wird in Kap. 4 behandelt. Darüber hinaus werden charakterisierende Messungen induzierter Ionensignale präsentiert. Um ein umfassendes Bild von den Einflüssen externer Kühlmechanismen zu erhalten, werden in Kap. 5 die Präparation mesoskopischer Coulomb-Kristalle aus  $\text{Mg}^+$ -Ionen diskutiert und in Kap. 6 theoretische Betrachtungen sowie experimentelle Untersuchungen des Widerstandskühlens vorgestellt. Die Untersuchungen umfassen den Nachweis von  $\text{Ar}^{3+}$ -Ionen und das Ausbilden planarer Ionenkristalle. Der experimentelle Aufbau zur off-line Massenspektrometrie an Tellur und Antimon und die Technik der phasenempfindlichen Messung der Zyklotronfrequenz in einer Penningfalle werden in Kap. 7 vorgestellt. Die experimentellen Ergebnisse sind in Kap. 8 gezeigt und ihre Bedeutung für die Zerfallsdauer von  $^{123}\text{Te}$  unter stellaren Bedingungen wird diskutiert. Abschließend erfolgt in Kap. 9 eine Zusammenfassung und ein Ausblick zur Spektroskopie hochgeladener Ionen und superschwerer Elemente.



# Kapitel 2

## Teilchenbewegung in einer Penningfalle

Durch die Möglichkeit die Teilchen in einer Penningfalle präzise zu manipulieren, ist diese als leistungsfähiges Messinstrument auf dem Gebiet der hochpräzisen Spektroskopie und der Massenmessung nicht mehr wegzudenken. In diesem Kapitel erfolgt eine übersichtliche Darstellung des Funktionsprinzips einer Penningfalle und der Bewegung darin gespeicherter Teilchen. Zudem werden Maßnahmen zur Manipulation des Bewegungszustandes ausführlich diskutiert.

In Kap. 2.1 werden zunächst die Fallenfrequenzen und die Speicherbedingungen thematisiert. Durch Transformation der Eigenfrequenzen in ein rotierendes Bezugssystem wird eine anschauliche Darstellung der Teilchenbewegungen gegeben. Dieses Konzept wird weitergeführt bei der Beschreibung eines Spezialfalls von Viel-Teilchen-Systemen, sogenannter nichtneutraler Plasmen (siehe Kap. 2.1.2). Anschließend folgt in Kap. 2.3 eine Diskussion über den Drehimpuls sowie externe Einflüsse, die ein Drehmoment auf ein Ionenensemble ausüben und die globale Rotation des Systems beeinflussen können. Kap. 2.2 fasst die wichtigsten Plasmamoden, bei denen das System in einen Zustand kollektiver Anregung überführt wird, zusammen. Die simultane Speicherung mehrerer Ionenspezies findet z. B. beim sympathetischen Kühlen Anwendung und es ist notwendig zusätzliche Effekte bei der Speicherung solcher mehrkomponentigen Ionenplasmen zu berücksichtigen. Daher wird der wechselseitige Mechanismus der zentrifugalen Aufspaltung in mehrkomponentigen Ionenplasmen in Kap. 2.4 diskutiert. Im darauf folgenden Kapitel werden Techniken zur externen Manipulation der Ionen vorgestellt, wie sie u. a. bei der Massenmessung Anwendung finden. Abschließend wird in Kap. 2.6 der Ladungsaustausch in Atom-Ion-Wechselwirkungen besprochen. Insbesondere bei der Betrachtung der Lebensdauer von hochgeladenen Ionen spielen Umladungsprozesse eine entscheidende Rolle und können die Speicherbedingungen dieser exotischen Systeme dramatisch beeinflussen.

Die in diesem Kapitel beschriebenen theoretischen Beschreibungen beruhen weitestgehend auf den Ausführungen in [Tho97], [Bro86] und [Dub99].

### 2.1 Fallenfrequenzen und Speicherbedingungen

Die Speicherung eines geladenen Teilchens der Masse  $m$  und der Ladung  $q$  in einer Penningfalle erfolgt mit Hilfe eines entlang der  $z$ -Achse orientierten homogenen magnetischen Feldes der Flussdichte  $B$  und eines elektrostatischen Quadrupolfeldes mit dem zugehörigen Potential  $\phi_T$ . Das entsprechende effektive Fallenpotential  $\phi_{\text{eff}}$  ist in Zylinderkoordinaten

gegeben durch [Dub99, Bro86]

$$q\phi_{\text{eff}} = \underbrace{-\frac{m}{2}\omega^2 r^2}_{\text{Zentrifugalpotential}} + \underbrace{\frac{m}{2}\omega\omega_c r^2}_{\text{Potentialterm des magn. Feldes}} + \underbrace{\frac{m\omega_z^2}{2}(z^2 - r^2/2)}_{\text{Fallenpotential } \phi_{\text{T}}}. \quad (2.1)$$

Hierbei bezeichnet  $\omega_c = qB/m$  die freie Zyklotronfrequenz,  $\omega_z$  die axiale Schwingungsfrequenz und  $\omega$  die Rotationsfrequenz des gespeicherten Teilchens. Das effektive Fallenpotential besteht insgesamt aus drei Termen: der erste Term stellt das Zentrifugalpotential dar, der zweite Term beschreibt das durch die Rotation des Teilchens im Magnetfeld hervorgerufene Potential und der letzte Term definiert das Fallenpotential. Die Bewegungsgleichungen des geladenen Teilchens ergeben sich aus der Ableitung des Potentials

$$m\ddot{\vec{r}} = -\vec{\nabla}q\phi_{\text{eff}}. \quad (2.2)$$

In  $z$ -Richtung ist dies die Bewegungsgleichung eines einfachen harmonischen Oszillators mit der Frequenz

$$\omega_z = \sqrt{\left(\frac{q}{m} \frac{U}{d^2}\right)}, \quad (2.3)$$

wobei  $d$  die charakteristische Fallendimension [Sta98] und  $U$  die zum Fallenpotential zugehörige Spannung bezeichnet<sup>1</sup>. Die in radialer Richtung  $r$  wirkenden Kräfte stehen im Gleichgewicht für

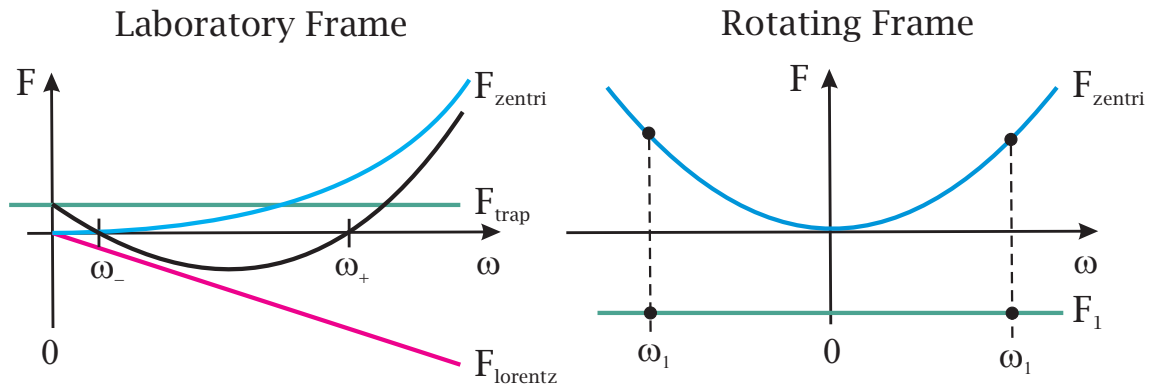
$$m\omega\omega_c r = \frac{m}{2}\omega_z^2 r + m\omega^2 r. \quad (2.4)$$

Gl. (2.4) stellt die Gleichgewichtsbedingung zwischen der nach innen gerichteten Lorentzkraft  $F_{\text{lorenz}}$  und den nach außen gerichteten Kräften, der elektrostatischen Kraft des Fallenpotentials  $F_{\text{trap}}$  und der Zentrifugalkraft  $F_{\text{zentri}}$ , dar. Anschaulich ist die Lösung dieser quadratischen Gleichung in Abb. 2.1 gezeigt. Die Lösungen von Gl. (2.4) sind zwei voneinander unabhängige Eigenbewegungen mit den Eigenfrequenzen

$$\omega_{\pm} = \frac{\omega_c}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2 - \frac{\omega_z^2}{2}}. \quad (2.5)$$

Anhand von Gl. (2.5) wird ersichtlich, dass die freie Zyklotronfrequenz durch die Präsenz des elektrostatischen Feldes gestört ist. Dies führt zu zwei radialen Eigenfrequenzen, der reduzierten Zyklotronfrequenz  $\omega_+$  und einer langsamen Magnetron-Driftbewegung  $\omega_-$ . Aufgrund des relativ geringen Beitrags des Zentrifugalterms der Magnetronbewegung ist diese nahezu unabhängig von der Masse des gespeicherten Teilchens. Die Projektion der Teilchenbewegung auf die  $xy$ -Ebene ist anschaulich in der linken Graphik von Abb. 2.2 gezeigt. Die Teilchenbewegung ist eine Superposition der beiden radialen Bewegungsfreiheitsgrade. Dabei bezeichnet die Magnetronbewegung eine langsame Rotation (Drift) des Teilchens um

<sup>1</sup>Gl. (2.3) ist allgemeingültig für die axiale Bewegung eines Teilchens in einer idealen hyperbolischen Penningfalle, wobei  $U$  die Potentialdifferenz zwischen den Endkappenelektroden und der Ringelektrode bezeichnet. Für abweichende Fallengeometrien erfolgt üblicherweise eine Reihenentwicklung des Potentials der Fallenelektroden, um eine geeignete Darstellung der axialen Frequenz zu finden. Dies wird in Kap. 3.3 am Beispiel der zylindrischen Penningfalle gezeigt.

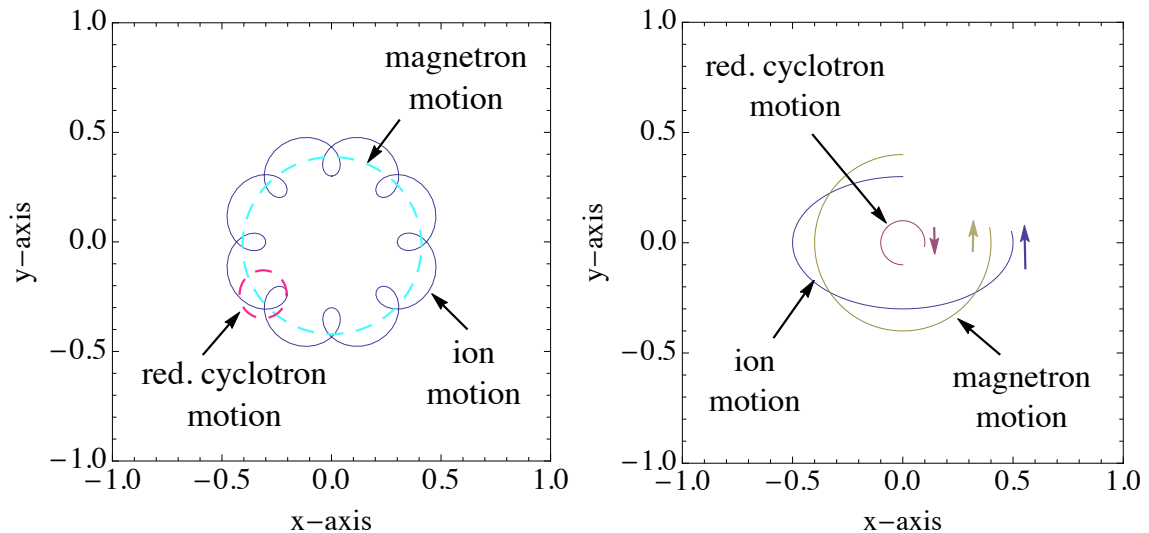


**Abbildung 2.1:** Links: Kräftegleichgewicht für die Bewegung eines einzelnen Teilchens in einer Penningfalle. Rechts: Analoge Darstellung der beteiligten Kräfte aus der Sicht eines Beobachters im rotierenden Bezugssystem.

das Fallenzentrum und die Bewegung der reduzierten Zyklotronfrequenz eine schnelle Rotation um die momentane Position des Teilchens auf der Magnetronbahn. Aus der Sicht eines Betrachters im Laborsystem rotiert ein positiv geladenes Teilchen ( $q > 0$ ), für ein aus der Ebene herauszeigendes Magnetfeld, im Uhrzeigersinn. Gl. (2.5) ermöglicht eine Aussage über die Speicherbedingungen: die Teilchenbewegung ist instabil, falls der Radialanteil negativ wird. Dies ist der Fall, wenn die relative Stärke zwischen der defokussierenden elektrostatischen Kraft und der fokussierenden magnetischen Kraft größer gleich eins ist:

$$2\omega_z^2/\omega_c^2 \geq 1. \quad (2.6)$$

Zwischen den radialen Bewegungsfrequenzen besteht die einfache Relation [Bro86]



**Abbildung 2.2:** Links:  $xy$ -Projektion der Bahn eines Teilchens in einer Penningfalle im Laborsystem mit den Bewegungsamplituden  $r_- > r_+$ . Rechts: Entsprechende Teilchenbewegung im rotierenden Bezugssystem (siehe Kap. 2.1.1).

$$\omega_c = \omega_+ + \omega_-. \quad (2.7)$$

Wie in Kap. 7.2 gezeigt wird, kann diese Gleichung genutzt werden, um aus den Messgrößen  $\omega_+$  und  $\omega_-$  die freie Zyklotronfrequenz  $\omega_c$  und somit die Masse des Teilchens präzise zu bestimmen.

### 2.1.1 Das rotierende Bezugssystem

Durch eine Transformation der Teilchenbewegung, in ein mit der halben Zyklotronfrequenz rotierendes Bezugssystem ( $\omega \rightarrow \omega + \omega_c/2$ ), vereinfachen sich die Bewegungsgleichungen und bieten daher einen intuitiven Zugang zur Teilchenbewegung [Tho97]. Im rotierenden Bezugssystem lässt sich Gl. (2.4) schreiben als

$$m\omega_1^2 r = m\omega^2 r, \quad (2.8)$$

mit

$$\omega_1^2 = \frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}. \quad (2.9)$$

Gl. (2.9) beschreibt die Bewegung eines Teilchens in einem zu  $\omega_1$  proportionalen harmonischen Potential der Kraft  $F_1$  (siehe Abb. 2.1 rechts). Das Fallenpotential im rotierenden System enthält eine zusätzliche statische Magnetfeldkomponente  $\omega_c^2/4$ , die durch den elektrostatischen Anteil  $\omega_z^2/2$  reduziert ist. Im rotierenden Bezugssystem wird aus dem radialen elektrostatischen Maximum im Laborsystem (defokussierenden) ein Minimum (fokussierend) [Tho97]. Analog zu Gl. (2.4) bedingt das radiale Kräftegleichgewicht, dass die Zentrifugalkraft diesem effektiven statischen Potential entgegenwirkt, wodurch gemäß Gl. (2.8) zwei stabile Teilchenbewegungen  $\pm\omega_1$  resultieren. Wie in Abb. 2.2 dargestellt, führt die Superposition dieser zwei kreisförmigen Teilchenbewegungen zu einer elliptischen Trajektorie, deren Drehrichtung durch das Verhältnis der jeweiligen Amplituden  $r_+$  und  $r_-$  bestimmt ist<sup>2</sup>. Demnach rotiert das Teilchen z. B. für  $r_+ < r_-$  in einem elliptischen Orbit mit  $-\omega_1$ , d. h. entgegen dem Uhrzeigersinn. Die Darstellung der Teilchenbewegung im rotierenden Bezugssystem vereinfacht die Sichtweise auf die Eigenschaften des Systems insbesondere dann, wenn mehr als ein Teilchen gespeichert wird und kollektive Phänomene auftreten. Dies wird im nächsten Abschnitt deutlich.

### 2.1.2 Nichtneutrale Plasmen

Der Begriff, des nichtneutralen Plasmas zur Charakterisierung der Dynamik eines (kalten) Viel-Teilchen-Systems in einer Penningfalle, wurde erstmalig von [Dav74a] verwendet. Ähnlich wie neutrale Plasmen [Kil99] weisen gespeicherte geladene Plasmen kollektive Eigenschaften wie Plasmaoszillationen auf (siehe Kap. 2.2). Zur Beschreibung dieses Systems sei ein Ensemble aus  $N$  identischen Teilchen in dem mit der halben Zyklotronfrequenz rotierenden Bezugssystem betrachtet. Unter Berücksichtigung des Raumladungspotentials  $\phi_{sc}$  der Ionen lässt sich das effektive Fallenpotential nach Gl. (2.1) und Gl. (2.8) schreiben als

$$q\phi_{\text{eff}} = \frac{m}{2} \left( \frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2} - \omega^2 \right) r^2 + \frac{m}{2} \omega_z^2 z^2 + q\phi_{sc}. \quad (2.10)$$

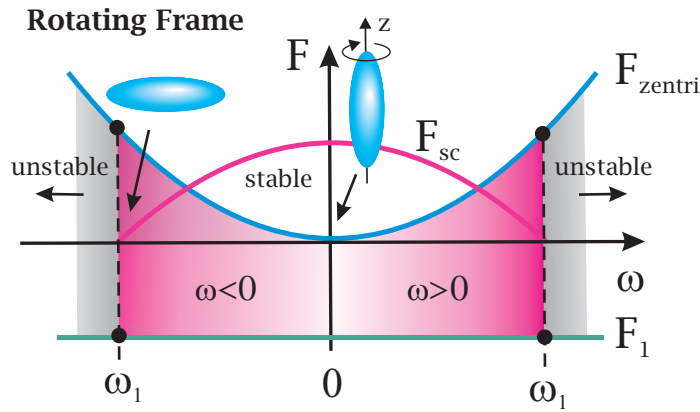
<sup>2</sup>Die Beschreibung der Superposition der unabhängigen Teilchenbewegungen  $\pm\omega_1$  ist analog zur Betrachtung der Überlagerung von polarisiertem Licht.



Der Beitrag der auf den Elektroden der Penningfalle induzierten Spiegelladung zum Gesamtpotential wurde dabei aufgrund seines geringen Einflusses vernachlässigt (siehe Berechnungen in [Bha11]). Das Raumladungspotential  $\phi_{sc}$  gehorcht der Poisson Gleichung

$$\nabla^2 \phi_{sc} = -\frac{qn}{\epsilon_0}, \quad (2.11)$$

wobei  $\epsilon_0$  die Permittivität des Vakuums (elektrische Feldkonstante) definiert und  $n$  die Anzahldichte des Ionenensembles darstellt. Für eine verschwindende Temperatur der Ionen ( $T \rightarrow 0$ ) ordnen sich diese so an, dass ihr Raumladungspotential dem äußeren Feld  $F_1$  entgegenwirkt ( $\phi_{\text{eff}} = 0$ ) [Dav74b]. Wie in Abb. 2.3 für das radiale Kräftegleichgewicht gezeigt ist, führt der Einfluss des Raumladungspotentials zu stabilen Gleichgewichtsbedingungen für  $0 \leq \omega^2 \leq \omega_1^2$ . Die Bewegung der Ionenwolke als Ganzes ist durch eine starre Rotation um die  $z$ -Achse mit einer festen Rotationsfrequenz  $\omega$  gekennzeichnet. Um stets den Einfluss der äußeren Felder zu kompensieren, ordnen sich die Ionen bei einer Änderung der Rotationsfrequenz neu an. Daher ist über die Rotationsfrequenz die Form und die Dichte des



**Abbildung 2.3:** Radiales Kräftegleichgewicht für ein nichtneutrales Plasma ( $T \rightarrow 0$ ) im rotierenden Bezugssystem.  $F_{sc}$  bezeichnet die zum Raumladungspotential assoziierte Kraft.

Plasmas wohldefiniert. Wendet man den Laplace Operator auf Gl. (2.10) an, so ergibt sich

$$q\nabla^2 \phi_{\text{eff}} = -\frac{q^2 n}{\epsilon_0} + m(\omega_c^2/2 - 2\omega^2) = 0. \quad (2.12)$$

Folglich ist die Anzahldichte der Ionenwolke im rotierenden Bezugssystem gegeben durch

$$n = \frac{m\epsilon_0}{q^2}(\omega_c^2/2 - 2\omega^2) \quad (2.13)$$

bzw. durch

$$n = \frac{m\epsilon_0}{q^2} 2\omega(\omega_c - \omega) \quad (2.14)$$

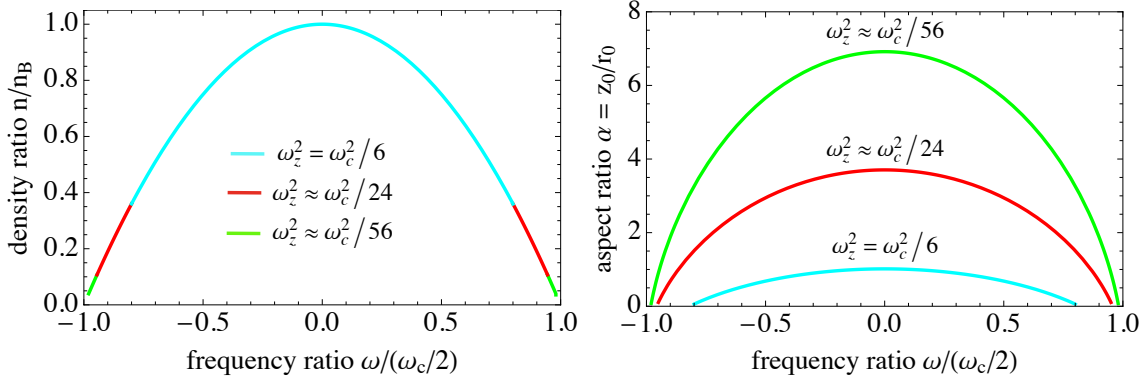
im Laborsystem. Üblicherweise wird Gl. (2.13) als Funktion der Plasmafrequenz

$$\omega_{\text{pl}}^2 = \omega_c^2/2 - 2\omega^2 \quad (2.15)$$

ausgedrückt [Dav91] und lässt sich schreiben als

$$n = \frac{m\epsilon_0}{q^2} \omega_{pl}^2. \quad (2.16)$$

Der Zusammenhang zwischen der Dichte  $n$  und der Rotationsfrequenz  $\omega$  im rotierenden Bezugssystem ist in Abb. 2.4 dargestellt. Als Fallbeispiel seien an dieser Stelle einfach geladene Magnesiumionen ( $^{24}\text{Mg}^+$ ) bei einer Magnetfeldstärke von  $B = 4,09$  T gewählt. Gezeigt



**Abbildung 2.4:** Links: Teilchendichte als Funktion der Rotationsfrequenz im rotierenden Bezugssystem für drei unterschiedliche Fallenpotentiale. Die Fallenfrequenzen genügen der Speicherbedingung  $\omega_1^2 \leq \omega^2$ . Rechts: Seitenverhältnis  $\alpha$  als Funktion der Rotationsfrequenz  $\omega$  im rotierenden Bezugssystem.

ist die Anzahldichte für drei verschiedene axiale Frequenzen  $\omega_z$ , wobei zur übersichtlichen Darstellung für absteigende Werte von  $\omega_z$  nur der jeweilige Bereich dargestellt ist, der sich von den anderen unterscheidet. Für  $\omega = 0$  ist die Anzahldichte maximal (Brillouin-Limit) und hängt ausschließlich von der Stärke des Magnetfeldes ab ( $\omega_{pl}^2 = \omega_c^2/2$ ). Bei den Grenzfrequenzen  $\pm\omega_1$  ist die Dichte minimal und einzig durch den elektrostatischen Anteil des Fallenpotentials bestimmt ( $\omega_{pl}^2 = \omega_z^2$ ).

Die Form des Plasmas ist durch das Verhältnis des radialen ( $\omega_1^2$ ) und des axialen ( $\omega_z^2$ ) Anteils zum Fallenpotential definiert. Beispielsweise ist für  $\omega^2 = \omega_c^2/4 - 3\omega_z^2/2$  das Ionenplasma kugelförmig. Zwischen der relativen Stärke aus axialem und radialem Fallenpotential und dem Seitenverhältnis  $\alpha = z_0/r_0$  des Rotationsellipsoids besteht ein nicht-linearer Zusammenhang.  $z_0$  und  $r_0$  bezeichnen die Länge der axialen bzw. radialen Halbachse des Ellipsoids. Ausgehend von Gl. (2.10) und Gl. (2.12) ergibt sich für das Raumladungspotential [Bol93]

$$\phi_{sc} = -\frac{m}{2q} \left( \left( \frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2} - \omega^2 \right) r^2 + \omega_z^2 z^2 \right) \quad (2.17)$$

$$= -\frac{qn}{6\epsilon_0} \left( \left( \frac{3}{2} - \frac{3\omega_z^2}{2\omega_{pl}^2} \right) r^2 + \frac{3\omega_z^2}{\omega_{pl}^2} z^2 \right) = -\frac{qn}{6\epsilon_0} (ar^2 + bz^2), \quad (2.18)$$

wobei  $a$  und  $b$  Funktionen von  $\alpha$  sind, mit  $2a(\alpha) + b(\alpha) = 3$  und

$$b(\alpha) = \frac{3\omega_z^2}{\omega_{pl}^2} = 3P_1^0 \left( \frac{\alpha}{(\alpha^2 - 1)^{1/2}} \right) / (\alpha^2 - 1). \quad (2.19)$$

Dabei bezeichnet  $P_l^m(x)$  die assoziierten Legendrepoly-nomen zweiter Art. Die Lösung von Gl. (2.19) ist für unterschiedliche Fallenfrequenzen in der rechten Graphik von Abb. 2.4 gezeigt. Wie dargestellt, nimmt das Seitenverhältnis bei konstanter Rotationsfrequenz für ein flacher werdendes axiales Potential zu. Erhöht man den zentrifugalen Anteil zum Fallenpotential ( $\omega \neq 0$ ), so reduziert sich der radiale Kraftanteil und  $\alpha$  nimmt ab.

## 2.2 Plasmafrequenzen

Neben der übergeordneten starren Rotationsbewegung der Plasmawolke können in nicht-neutralen Plasmen kollektive Schwingungen auftreten [Bol93, Dub96]. Experimentell konnten diese z. B. in [Mit98a] beobachtet werden. Die Plasmamoden  $\omega_{l,m}$  werden durch die beiden Größen  $(l,m)$  klassifiziert.  $l$  und  $m$  stellen Entwicklungskoeffizienten des gestörten Potentials der Plasmamode dar [Bol93] und nehmen nur ganzzahlige Werte mit  $l \geq 1$  und  $m \geq 1$  an<sup>3</sup>. Die Moden mit der niedrigsten Ordnung ( $l = 1$ ) sind die bekannten Oszillationen des Massenschwerpunktes mit den Eigenfrequenzen  $\omega_z$  (1,0) und  $\omega_{\pm}$  (1,1) (siehe Kap. 2.1). Die für die weiteren Betrachtungen relevante, nächst höhere Mode ist die (2,1)-Mode. Diese ist durch eine Präzession der relativ zur  $z$ -Achse verkippten Hauptachse des Rotationsellipsoiden gekennzeichnet. Experimentell kann eine Anregung dieser Mode zu einem Aufheizen des Plasmas führen. Die Aufheizeffekte können dabei so stark sein, dass die kollektiven Eigenschaften verloren gehen und das Ionenensemble nicht mehr gezielt extern kontrolliert werden kann. Eine Anregung dieser Mode sollte daher vermieden werden.

Insgesamt gibt es drei Lösungen ( $i = 1, 2, 3$ ) für  $\omega_{2,1}^{(i)}$ , welche die Gleichungen zur Berechnung der (2,1)-Moden erfüllen. In einem mit  $\omega$  rotierenden Bezugssystem sind diese gegeben durch [Bha11]

$$-\omega_{2,1}^2 - (\omega_c - 2\omega)\omega_{2,1} - \frac{\omega_{\text{pl}}^2}{2} \left( \frac{1 - b(\alpha)}{1 - \alpha^2} \right) (\alpha^2 + \eta) = 0 \quad (2.20)$$

und

$$-\omega_{2,1}^2 - \frac{\omega_{\text{pl}}^2}{2} \left( \frac{1 - b(\alpha)}{1 - \alpha^2} \right) \left( \frac{\alpha^2}{\eta} + 1 \right) = 0. \quad (2.21)$$

Löst man beide Gleichungen nach  $\eta$  auf, so ergibt sich eine quadratische Gleichung der Form

$$(\omega_c - 2\omega)^2 \eta + \frac{\omega_{\text{pl}}^2}{2} \left( \frac{1 - b(\alpha)}{1 - \alpha^2} \right) (\eta - 1)^2 = 0. \quad (2.22)$$

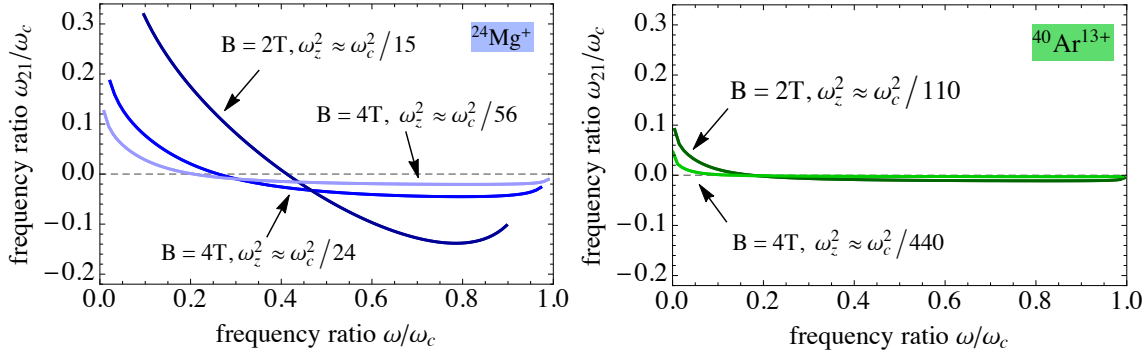
Setzt man wiederum die numerische Lösung von Gl. (2.22) nach  $\eta$  in Gl. (2.20) oder Gl. (2.21) ein, so erhält man einen Ausdruck für die Plasmafrequenzen  $\omega_{2,1}^{(i)}$  als Funktion der Rotationsfrequenz  $\omega$ .

In Abb. 2.5 ist das numerische Ergebnis für die Plasmamode  $\omega_{2,1}^{(3)}$  im Laborsystem dargestellt. Die linke Graphik zeigt den Verlauf von  $\omega_{2,1}^{(3)}$  bei unterschiedlichen Fallenparametern (magnetische Flussdichte  $B$  und axialen Fallenpotential<sup>4</sup>  $\omega_z$ ) für ein einkomponentiges Ionenplasma aus  $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen. In der rechten Graphik ist der analoge Verlauf für  $^{40}\text{Ar}^{13+}$ -Ionen dargestellt. Der Nulldurchgang ( $\omega_{2,1} = 0$ ) kennzeichnet den Punkt, an dem es zu

<sup>3</sup>Negative Werte von  $m$  sind erlaubt, ergeben jedoch keine neuen Moden [Bol93].

<sup>4</sup>Im Rahmen dieser Arbeit wird das axiale Fallenpotential des öfteren in Form der dazugehörigen axialen Frequenz angegeben.

einer Anregung der Plasmamode kommt [Egg87]. Dies resultiert aus statischen Feldfehlern im Fallenpotential. Wie anhand der Abbildungen ersichtlich ist, lässt sich die Position der



**Abbildung 2.5:**  $\omega_{2,1}^{(3)}$  als Funktion der Rotationsgeschwindigkeit für ein einkomponentiges Ionenplasma. Die Frequenzen sind im Laborsystem angegeben. Links:  $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen, rechts:  $^{40}\text{Ar}^{13+}$ -Ionen.

Nulldurchgänge anhand des Fallenpotentials und der Magnetfeldstärke extern vorgeben. Üblicherweise [Bha12] wird die Lage so gewählt, dass bis zur Brillouin-Frequenz ( $\omega_c/2$ ) keine Anregung dieser Mode auftreten kann.

Die Steigung an den Nulldurchgängen stellt in gewisser Weise die Breite der Resonanzen dar. Bei festem Magnetfeld ist die Resonanz umso schmaler, je höher das Fallenpotential gewählt wurde. Desweiteren nimmt die Breite der Resonanz mit steigendem Magnetfeld zu. Insbesondere für Ionen mit einem kleinen Masse-zu-Ladungsverhältnis konvergiert der Verlauf der rotationsfrequenzabhängigen Plasmafrequenz immer stärker gegen Null. Im Extremfall bildet sich ein breites Band von Rotationsfrequenzen aus, in dem die Ionenwolke durch die Anregung der Plasmafrequenz getrieben wird. Experimentelle Ergebnisse weisen auf solch ein Verhalten hin [Bha12]. Deshalb sollten die experimentellen Parameter entsprechend gewählt sein, um diesem Verhalten entgegen zu wirken.

## 2.3 Drehmoment

Wie in Kap. 2.1.2 beschrieben wurde, bildet die Ionenwolke im thermischen Gleichgewicht einen stationären Zustand aus, der im Wesentlichen durch die Rotationsgeschwindigkeit  $\omega$  des Systems bestimmt ist. Zudem sind ein Großteil der Plasmaparameter wie Dichte und Form direkt durch die Rotationsgeschwindigkeit festgelegt. Nach den Ausführungen in [Dub99] und [Jen04] ist zudem der kanonische Drehimpuls  $L$  des  $N$ -Teilchen-Systems im Laborsystem,

$$L = \sum_{i=1}^N (-m\omega r_i^2 + m\omega_c r_i^2/2), \quad (2.23)$$

direkt mit der Rotationsgeschwindigkeit verknüpft. Im Falle einer elliptischen Ionenwolke vereinfacht sich Gl. (2.23) zu

$$L = J_z (\omega_c/2 - \omega) = \frac{1}{5} N m r^2 (\omega_c - 2\omega). \quad (2.24)$$

Hierbei ist  $J_z = 2mr^2/5$  das Trägheitsmoment des Ellipsoids relativ zur  $z$ -Achse. Transformiert man Gl. (2.24) in das rotierende Bezugssystem ( $\omega \rightarrow \omega + \omega_c/2$ ), so folgt

$$L = \frac{2}{5} N m r^2 \omega. \quad (2.25)$$

Für  $\omega < 0$  ist der Drehimpuls negativ und für  $\omega > 0$  positiv. Im Falle von  $\omega = 0$  (Brillouin-Limit) verschwindet der Drehimpuls, da in diesem Fall die Ionenwolke als stationär angesehen werden kann. Für experimentelle Aufbauten bei denen der Durchmesser der Wolke  $2r_0$  den abbildbaren Bereich überschreitet, ist es oftmals hilfreich Gl. (2.24) in Einheiten der axialen Ausdehnung  $z_0$  zu schreiben. Zurück im Laborsystem lässt sich mit dem Volumen des Ellipsoids  $V = N/n = 4\pi z_0 r^2/3$  und der Teilchendichte  $n$  (siehe Gl. (2.14)) der gesamte kanonische Drehimpuls schreiben als<sup>5</sup>

$$L = \frac{3}{40} \frac{N^2 q^2}{\pi z_0 \epsilon_0} \frac{(\omega_c - 2\omega_r)}{\omega_r (\omega_c - \omega_r)}. \quad (2.26)$$

Unter realen Bedingungen führen Fallenfehler [Dub96] sowie externe Einflüsse zu einer Änderung des Drehimpulses ( $dL/dt \neq 0$ ) und somit zu einer Änderung der Rotationsfrequenz. Experimentell sind es hauptsächlich positive Drehmomente,

$$\tau(\omega) = \frac{dL}{dt}(\omega) > 0, \quad (2.27)$$

die sich störend auf den Gleichgewichtszustand des Systems auswirken und zu einer unkontrollierten Änderung der Plasmaeigenschaften führen. Neben statischen Feldfehlern sind es vorwiegend Stöße mit Restgasatomen (Restgas der Masse  $m_{\text{rg}}$  und der Temperatur  $T_{\text{rg}}$ ), die sich durch eine Dämpfung der Rotationsbewegung bemerkbar machen. Folgt man den Ausführungen in [Jen04], so ist das durch die Wechselwirkung mit dem Restgas verursachte Drehmoment pro Ion gegeben durch

$$\tau_{\text{rg}}/N = \frac{2}{15} \frac{m + m_{\text{rg}}}{m_{\text{rg}}} \frac{\omega r^2}{v_{\text{rms}}^2} \left( \frac{dE_{\text{rg}}}{dt} \right)_{\text{coll}}. \quad (2.28)$$

Hierbei bezeichnet  $(dE_{\text{rg}}/dt)_{\text{coll}}$  die mittlere Heizrate pro Ion und  $v_{\text{rms}} = \sqrt{k_B T_{\text{rg}}/m_{\text{rg}}}$  die mittlere Geschwindigkeit der Restgasatome. Der Energieeintrag bedingt durch Stöße mit dem Restgas lässt sich dabei wie folgt abschätzen [Jen04]

$$\left( \frac{dE_{\text{rg}}}{dt} \right)_{\text{coll}} \approx n_{\text{rg}} \frac{m m_{\text{rg}}^2}{m + m_{\text{rg}}} \langle v_{\text{rms}}^3 \sigma_{\text{rg}}(v_{\text{rg}}) \rangle, \quad (2.29)$$

wobei  $n_{\text{rg}}$  die Dichte des Restgases ist,  $\sigma_{\text{rg}}(v_{\text{rg}})$  der Wirkungsquerschnitt für den Streuvorgang und die Mittelung über die Maxwell-Boltzmann-Verteilung erfolgt (siehe [Jen04]).

Um ein Gefühl für die Größenordnung der Wechselwirkung des Restgases mit den Ionen zu bekommen, seien im Folgenden einfach geladene  $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen in einem Helium-Puffergas ( $m_{\text{rg}} = 4 \text{ u}$  und  $T_{\text{rg}} = 4 \text{ K}$ ) betrachtet. Für einen Restgasdruck von  $n_{\text{rg}} = 10^{-10} \text{ mbar}$  und unter der Annahme des Wirkungsquerschnittes für elastische Kollisionen (siehe [Jen04]) beträgt die Heizrate  $(dE_{\text{rg}}/dt)_{\text{coll}}$  einige hundert mK/s. Nach Gl. (2.28) entspricht dies einem Drehmoment von  $\tau_{\text{rg}} \approx 10^{-28} \text{ J}$  bzw. einer Änderung der Rotationsfrequenz von  $0,015 \omega \text{ s}^{-1}$ . Dies entspricht einer Änderung von rund 3 kHz/s für  $\omega = 200 \text{ kHz}$ . In [Jen04]

<sup>5</sup>Beachte: in Referenz [Jen04] ist der kanonische Drehimpuls pro Ion angegeben.

sind Drehmomente mit einer Größenordnung von  $\tau_{\text{rg}} < 10^{-30}$  J gemessen worden, wodurch sich die Änderung der Wolkenform auf einer Zeitskala von mehreren Minuten manifestiert.

Um einer Abnahme der Rotationsfrequenz entgegen zu wirken, wird heutzutage standardmäßig mit Hilfe externer Mechanismen ein Drehmoment auf die Ionenwolke ausgeübt. Dieses gleicht die Einflüsse der Feldfehler und des Restgases aus. Gängige Methoden umfassen das Einstrahlen eines Lichtfeldes in radialer Richtung [Ita88] oder das Aufprägen von rotierenden Dipol- [Bha12] bzw. Quadrupolfeldern [Hua97, Mit98b]. Nachteilig an diesen Methoden ist die Tatsache, dass die Arbeit, die durch diese rotationserhaltenden Prozesse verrichtet wird, zu Wärmeeinträgen und demnach zum Aufheizen der Ionen führt. Zur Erzeugung eines möglichst stabilen und kalten Ionenplasmas müssen demnach die Parameter dieser Mechanismen genau auf die experimentellen Gegebenheiten abgestimmt sein. Für eine ausführliche Zusammenfassung des Themas sei an dieser Stelle auf [Tor16] verwiesen.

## 2.4 Zentrifugale Aufspaltung in mehrkomponentigen Ionenplasmen

Die theoretische Beschreibung des Mechanismus zur zentrifugalen Aufspaltung eines zweikomponentigen Ionenplasmas ist erstmalig in [O'N81] vorgestellt worden. Aus experimenteller Sicht konnten erste Ergebnisse zur Ausbildung räumlich getrennter Strukturen bei der Betrachtung von  $\text{Be}^+\text{-Hg}^+$ ,  $\text{Be}^+\text{-Cd}^+$  und  $^{24-26}\text{Mg}^+$ -Kristallen erzielt werden [Lar86, Ima97, Aff15]. Zudem wurde die zentrifugale Aufspaltung in Systemen mit hochgeladenen Ionen ( $\text{Be}^+\text{-Xe}^{34+}$ ) [Gru01] und Antimaterie ( $\text{Be}^+\text{-e}^+$ ,  $\text{e}^-\text{-}\bar{p}$ ) [Jel03, Gab10, And11] beobachtet.

Um das Ausbilden räumlich getrennter Strukturen in zweikomponentigen Ionenplasmen zu verstehen, sei an dieser Stelle an das effektive Fallenpotential aus Kap. 2.1.2 verwiesen. Nach Gl. (2.10) ist dieses für ein Teilchen mit der Masse  $m_i$  und der Ladung  $q_i$  im Laborsystem gegeben durch

$$\phi_{\text{eff}} = \phi_r + \phi_z + \phi_{\text{sc}}, \quad (2.30)$$

mit

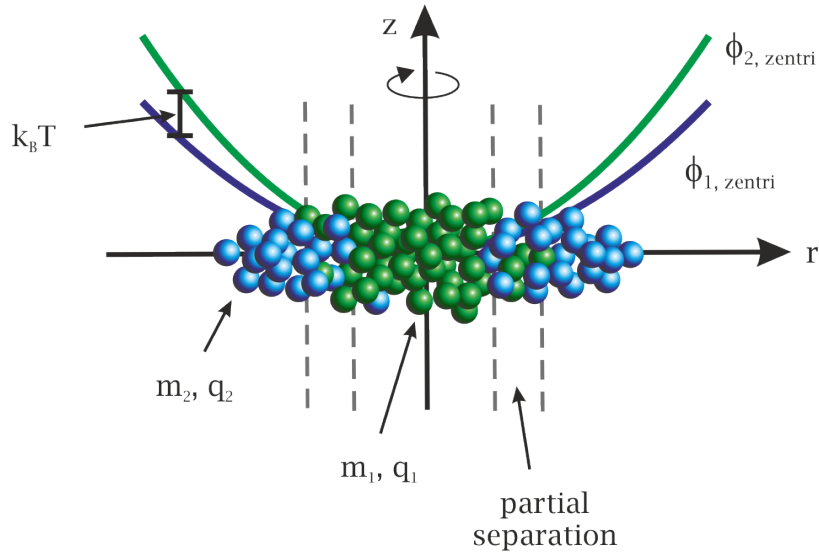
$$\phi_r = \left( -\frac{m_i}{2q_i} \omega^2 + \frac{1}{2} \omega B - \frac{m_i}{2q_i} \frac{\omega_z^2}{2} \right) r^2 \quad \text{und} \quad \phi_z = \frac{m_i}{2q_i} \omega_z^2 z^2. \quad (2.31)$$

Da das Quadrat der axialen Frequenz proportional zum Ladungs-zu-Masse-Verhältnis der Ionen ist ( $\omega_z^2 \propto q_i/m_i$ ), wird ersichtlich, dass für unterschiedliche  $m_i/q_i$ -Werte der Zentrifugalterm in Gl. (2.31) die maßgebliche Größe bei der Beschreibung der zentrifugalen Separation eines mehrkomponentigen Plasmas darstellt. Je größer das Masse-zu-Ladungs-Verhältnis ist, umso stärker wird das radiale Fallenpotential  $\phi_r$  durch den Zentrifugalterm herabgesenkt. Dies führt dazu, dass Ionenspezies mit einem vergleichsweise großen  $m_i/q_i$ -Wert in radialer Richtung schwächer gebunden sind. Für ein aus zwei Ionenspezies ( $i = 1, 2$  und  $m_1/q_1 < m_2/q_2$ ) bestehendes System, ist der radiale Anteil des effektiven Fallenpotentials der ersten Spezies, durch den niedrigeren Beitrag des Zentrifugalterms, relativ zur zweiten Spezies angehoben (siehe Abb. 2.6). Die unterschiedlichen Beiträge des Zentrifugalterms zum Gesamtpotential führen zu der Tendenz räumlich getrennte Strukturen auszubilden. Der Grad der Ausprägung der räumlichen Separation lässt sich anhand des Verhältnisses der Differenz der Energie der Zentrifugalbewegung  $e\Delta\phi_r$  am Ort  $r = r_0$  (Plasmaradius) zur

thermischen Energie bestimmen [O'N81]. Für

$$e \left( \left| \frac{m_1}{q_1} - \frac{m_2}{q_2} \right| \omega^2 r_0^2 \right) / k_B T > 1 \quad (2.32)$$

ist die Energiedifferenz in der Zentrifugalbewegung größer, als der thermische Anteil und somit ist eine Ausprägung räumlich getrennter Strukturen zu erwarten. Dabei bezeichnet  $k_B$  die Boltzmann-Konstante. Die Form des Plasmas ist näherungsweise durch die jeweiligen



**Abbildung 2.6:** Schematische Darstellung der zentrifugalen Separation eines zweikomponentigen Ionenplasmas.

Seitenverhältnisse  $\alpha_i$  vorgegeben.

Als Beispiel sei ein zweikomponentiges Plasma aus  $^{24}\text{Mg}^+$  und  $^{25}\text{Mg}^+$  gewählt und für eine Rotationsgeschwindigkeit von  $\omega = 2\pi \times 12,1 \text{ kHz}$  die Temperatur bestimmt, ab der eine (teilweise) Trennung der beiden Spezies zu erwarten ist. Für einen Plasmaradius von  $r_0 = 1$  und  $r_0 = 10$  ist die Bedingung aus Gl. (2.6) unterhalb einer Temperatur von  $T < 700 \text{ mK}$  bzw.  $T < 70 \text{ K}$  erfüllt. Demnach ist bei einer Iontemperatur von einigen mK eine deutliche Ausprägung der räumlichen Separation beider Isotope zu erwarten.

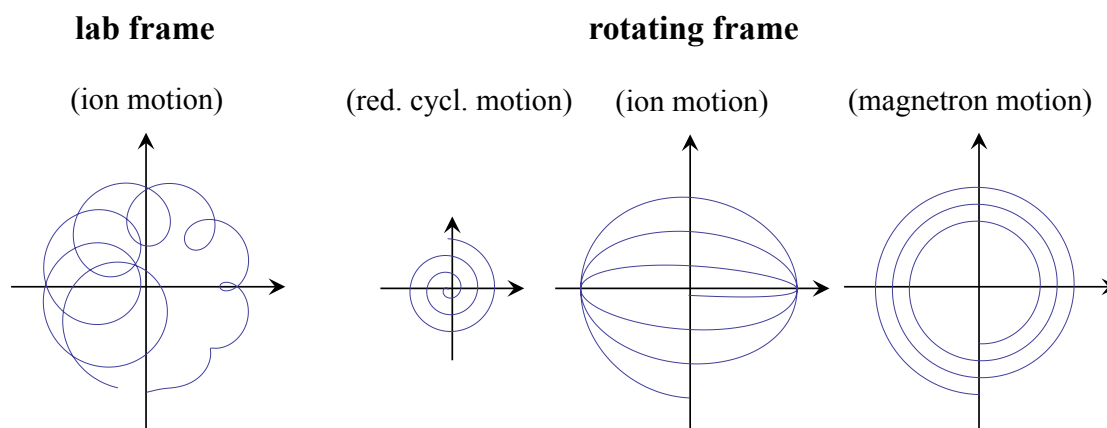
## 2.5 Teilchenmanipulation

Neben der kontrollierten Speicherung der Ionen bietet der Einschluss der Teilchen in einer Penningfalle den Vorteil, die Eigenfrequenzen der Ionen gezielt über externe Wechselfelder beeinflussen zu können. Diese externe Manipulation der Teilchen findet u. a. Anwendung beim zerstörungsfreien Nachweis der Teilchen [Eij99], dem Energieaustausch zwischen den Bewegungsfreiheitsgraden [Wer09] oder dem Entfernen von ungewünschten Ionensorten [Häf03] aus der Falle. Insbesondere in mehrkomponentigen Ionenensembles lassen sich, aufgrund der Selektivität dieser Methoden ( $m/q$ -selektiv), gezielt einzelne Ionenspezies adressieren.

Die einfachste Form der Manipulation stellt die Dipolanregung dar. Bei dieser Methode der Teilchenmanipulation wird eine externe Störung in Form eines rf-Feldes (engl.: radio-frequency) der Frequenz  $\omega_{\text{rf}}$  an das Fallenpotential angelegt. Ist die Resonanzbedingung

$\omega_{\text{rf}} = \omega_{z,\pm}$  erfüllt, so kommt es zu einem Energieübertrag und demnach zu einer Änderung der entsprechenden Bewegungsamplitude. Je nachdem wie die Phasenbeziehung zwischen der Ionenoszillation und der externen Anregung gewählt ist, kann dies im Ein-Teilchen-Fall zu einer Reduktion [Sav91] oder Zunahme [Mav13a] der Bewegungsamplitude führen. Bei Viel-Teilchen-Systemen resultiert die Anregung aufgrund der inkohärenten Bewegung der Ionen stets in einem Aufheizen des gesamten Ensembles [Eij99].

Durch das Einstrahlen eines Quadrupol-Feldes bei der freien Zyklotronfrequenz  $\omega_c = \omega_+ + \omega_-$  lassen sich die Bewegungsfreiheitsgrade der reduzierten Zyklotronbewegung und der Magnetronbewegung aneinander koppeln [Bol96]. Üblicherweise wird diese Methode genutzt, um Energie aus der Magnetronbewegung in die Zyklotronbewegung zu überführen [Pow02b, Sav91]. Anschaulich ist dieser Prozess in Abb. 2.7 gezeigt. Das Ion sei zunächst in



**Abbildung 2.7:** Trajektorie einer Ionenbewegung unter dem Einfluss eines externen Quadrupolfeldes. Die anfängliche Amplitude der Magnetronbewegung ist von Null verschieden. Gezeigt ist die Ionenbewegung in der  $xy$ -Ebene im Labor- und im rotierenden System.

einem Zustand präpariert, in dem Energie ausschließlich in der Magnetronbewegung vorhanden ist. Durch die Kopplung der beiden Freiheitsgrade kommt es zu einem Transfer der kinetischen Energie in die Zyklotronbewegung. Die Änderung der jeweiligen Bewegungsamplitude ist besonders prägnant im rotierenden Bezugssystem zu erkennen (siehe Abb. 2.7). Die Periodendauer für einen vollen Austausch der Energie zwischen den Freiheitsgraden hängt neben der Stärke des Magnetfeldes mit der Amplitude des Quadrupolfeldes zusammen [Sav91]. Damit lässt sich gezielt der Grad der Energiekonversion einstellen.

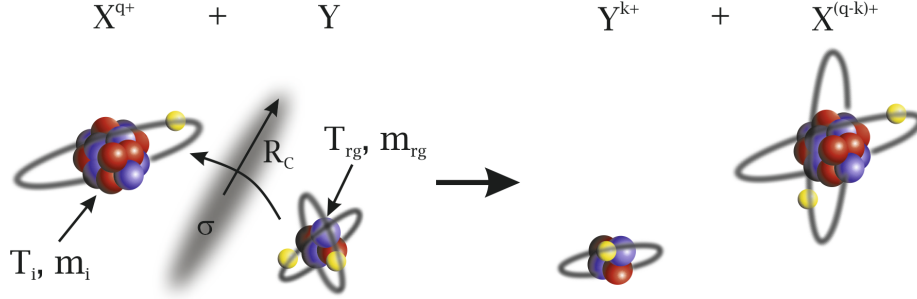
## 2.6 Ladungsaustausch in Atom-Ion-Wechselwirkungen

Kollisionen zwischen gespeicherten hochgeladenen Ionen  $X^{q+}$  und Restgasatomen  $Y$  führen zu Umladungsprozessen, die die Lebensdauer  $t_c$  des Ions in einem bestimmten Ladungszustand  $q$  reduziert<sup>6</sup>. Der Prozess für den Elektronenaustausch ist in Abb. 2.8 dargestellt und die wichtigen Parameter zur Beschreibung der Wechselwirkung sind gekennzeichnet.

<sup>6</sup>Die Bezeichnung der Ladung bzw. des Ladungszustandes der Ionen erfolgt im Rahmen dieser Arbeit in beiden Fällen mit dem Buchstaben  $q$ . Um Verwechslungen zu vermeiden, sei stets auf die Verwendung des Buchstabens hingewiesen, falls nötig.



Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  des Stoßes geht in die Beschreibung der Kollisionsrate ein und hängt u. a. von der Ordnung  $k$  des Elektronenaustausches ab. Hierbei beschreibt  $k = 1$  den Ein-Elektronen-Austausch und  $k > 1$  den Mehr-Elektronen-Austausch pro Stoß.



**Abbildung 2.8:** Schematische Darstellung des Elektronenaustauschprozesses zwischen einem Ion und einem neutralen Teilchen. Die Temperatur und die Massen der beiden Teilchen sind jeweils mit  $T_i, m_i$  und  $T_{rg}, m_{rg}$  gekennzeichnet.  $R_C$  bezeichnet den effektiven Wechselwirkungsradius, der den Wirkungsquerschnitt in einem einfachen Bild [Man86] für den Austauschprozess bestimmt.

### A. Lebensdauer

Nach [And12a] ist die Lebensdauer eines Ladungszustandes  $t_c$  für den Elektronenaustausch zwischen einem Ion und einem Atom gegeben durch

$$t_c = \frac{k_B T_{rg}}{\sigma p} \left( \frac{3k_B T_i}{m_i} + \frac{3k_B T_{rg}}{m_{rg}} \right)^{-1/2}. \quad (2.33)$$

Dabei ist  $k_B$  die Boltzmann-Konstante und  $p$  der Restgasdruck. Anhand von Gl. (2.33) wird ersichtlich, dass sich die Lebensdauer für die beiden Temperaturen  $T_i$  und  $T_{rg}$  gegenläufig verhält. Mit steigender Energie der Ionen  $k_B T_i$  verringert sich die Lebensdauer. Auf der anderen Seite nimmt die Lebensdauer mit zunehmender Energie der Restgasatome  $k_B T_{rg}$  zu. Für  $T_i = T_{rg} = T$  vereinfacht sich Gl. (2.33) zu

$$t_c = \frac{1}{\sigma p} \left( \frac{\mu_m k_B T}{3} \right)^{1/2}, \quad (2.34)$$

wobei  $\mu_m = m_i m_{rm} / (m_i + m_{rm})$  die reduzierte Masse des Systems bezeichnet.

### B. Wirkungsquerschnitt

In [Vog14b] ist eine Zusammenfassung verschiedener Modelle zur Beschreibung der Wirkungsquerschnitte für den Ladungsaustausch gegeben. Dies umfasst ein einfaches Modell (classical barrier model, CB) [Man86], bei dem der Wirkungsquerschnitt durch die Kollisionsfläche  $\sigma_A = \pi R_C^2$  gegeben ist:

$$\sigma = \frac{1}{2} \sigma_A \quad \text{mit} \quad R_C = 27,2 a_0 \cdot (2\sqrt{q} + 1) I_p^{-1}. \quad (2.35)$$

Dabei bezeichnet  $I_p$  das Ionisationspotential des Neutralteilchens in eV,  $q$  den Ladungszustand des Ions und  $a_0$  den Bohr'schen Radius.

Müller und Salzborn [Mül77] verfolgen einen anderen Ansatz zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes, indem sie anhand von experimentellen Werten der Wirkungsquerschnitte von Ion-Atom-Wechselwirkungen bei hohen Energien (keV - MeV) [Kli75, Mül75, Kli76, Mül77, Cra77] eine semi-empirische Formel zur Beschreibung des Wirkungsquerschnittes darlegen. Für  $k = 1, 2, 3$  und  $4$  lässt sich der Wirkungsquerschnitt für die meisten Prozesse beschreiben durch [Mül77]

$$\begin{aligned} \sigma[\text{cm}^2] \approx & 1,43 \cdot 10^{-12} (q/e)^{1,17} I_p^{-2,67} \\ & + 1,08 \cdot 10^{-12} (q/e)^{0,71} I_p^{-2,80} \\ & + 5,50 \cdot 10^{-14} (q/e)^{2,10} I_p^{-2,89} \\ & + 3,57 \cdot 10^{-16} (q/e)^{4,20} I_p^{-3,03}. \end{aligned} \quad (2.36)$$

Im Vergleich dazu gibt es im Bereich niedriger Energien ( $< \text{keV}$ ) eine Reihe von Messungen, aus denen der Wirkungsquerschnitt für eine Vielzahl an Ionenspezies abgeschätzt werden kann [Man86, Knu81, Wei98].

Ausgehend von diesen Betrachtungen soll im Folgenden die Lebensdauer gespeicherter hochgeladener Ionen in einer kryogenen Penningfalle als Funktion der Ionenenergie und dem Restgasdruck für verschiedenen Ionenspezies abgeschätzt werden. Das Restgas setzt sich bei kryogenen Temperaturen der Apparatur im Wesentlichen aus Wasserstoff ( $\text{H}_2$ ) und Helium ( $\text{He}$ ) zusammen. Die entsprechenden Ionisationspotentiale sind  $I_p^{\text{He}} = 24,5874 \text{ eV}$  und  $I_p^{\text{H}_2} = 15,4257 \text{ eV}$ . Wie in Kap. 3.1 ersichtlich wird, kann im Falle des SpecTrap-Experiments der Restgasdruck von  $\text{H}_2$  vernachlässigt werden.

Als Beispiel für den Bereich mittlerer Ladungszustände sei  $^{40}\text{Ar}^{13+}$  gewählt und die Lebensdauer des Ladungszustandes bei der Wechselwirkung mit  $^4\text{He}$ -Restgas untersucht. Die Temperatur des Restgases sei  $T_{\text{rg}} = 4 \text{ K}$ . Die berechneten Wirkungsquerschnitte sind in Tab. 2.1 zusammengefasst. Zur Abschätzung des Wirkungsquerschnittes sei der Mittelwert  $\bar{\sigma}$

**Tabelle 2.1:** Wirkungsquerschnitte für den Ladungsaustausch zwischen Helium und  $\text{X}^{q+}$ .

Spezies $\text{X}^{q+}$	Müller-Salzborn [ $\text{cm}^2$ ]	CB-Modell [ $\text{cm}^2$ ]	Exp. Daten [ $\text{cm}^2$ ]
$\text{Ar}^{13+}$	$5,02 \cdot 10^{-15}$	$3,63 \cdot 10^{-15}$	$6,50 \cdot 10^{-15}$ [Knu81] (100 eV/q) $3,25 \cdot 10^{-15}$ [Man86] (200 eV/q)
$\text{Ar}^{4+}$	$1,49 \cdot 10^{-15}$	$1,34 \cdot 10^{-15}$	$1,00 \cdot 10^{-15}$ [Jus84] (100 eV/q)
$\text{Ar}^{3+}$	$1,05 \cdot 10^{-15}$	$1,07 \cdot 10^{-15}$	$0,05 \cdot 10^{-15}$ [Jus84] (100 eV/q)
$\text{Ar}^{2+}$	$0,69 \cdot 10^{-15}$	$0,79 \cdot 10^{-15}$	$0,23 \cdot 10^{-15}$ [Jus84] (100 eV/q)
$\text{Bi}^{82+}$	$3,91 \cdot 10^{-14}$	$1,96 \cdot 10^{-14}$	

aus den zwei Modellen und den experimentellen Werten gebildet. Mit  $\bar{\sigma} = 4,60 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ , einer Temperatur von  $75 \cdot 10^6 \text{ K}$  (500 eV/q) bzw. 4 K und einem Restgasdruck von  $p = 10^{-8} \text{ mbar}$  beträgt die Lebensdauer  $t_c \approx 0,5 \text{ ms}$  bzw.  $t_c \approx 725 \text{ ms}$ . Aufgrund des linearen Zusammenhangs zwischen der Lebensdauer und dem Restgasdruck wird deutlich, dass für eine Lebensdauer von  $t_c > 10 \text{ s}$  ein Restgasdruck von mindestens  $5 \cdot 10^{-13}$  erreicht werden muss.

Die Wirkungsquerschnitte für den Ladungsaustausch zwischen Helium  $^4\text{He}$  und  $\text{Ar}^{q+}$  mit  $q < 9$  sind für moderate Energie von einigen hundert eV pro Ladung in [Jus84] gemessen

worden. Auffällig ist, dass insbesondere für die Ladungszustände  $q = 2$  und  $q = 3$  die gemessenen Wirkungsquerschnitte stark von den Vorhersagen nach Müller-Salzborn und dem CB-Modell abweichen. Zudem zeigt sich eine Anomalie in den Wirkungsquerschnitten, da der Wirkungsquerschnitt für  $\text{Ar}^{3+}$  ca. fünf mal kleiner ist, als der für  $\text{Ar}^{2+}$ . Ausgehend von den experimentellen Werten ergeben sich Lebensdauern von  $t_c \approx 5$  ms, 100 ms und 30 ms für  $\text{Ar}^{4+}$ ,  $\text{Ar}^{3+}$  und  $\text{Ar}^{2+}$  bei Energien von 500 eV und einem Restgasdruck von  $p = 10^{-8}$  mbar. Bei Iontemperaturen um 4 K ist eine Lebensdauer von einigen Sekunden zu erwarten.

Im Extremfall des wasserstoffähnlichen Bismuts ( $\text{Bi}^{82+}$ ) liegt der mittlere Wirkungsquerschnitt bei rund  $3 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$ . Entsprechend muss bei kinetischen Energien von einigen hundert eV pro Ladung der Restgasdruck unterhalb von  $10^{-14}$  mbar liegen, um Lebensdauern von mehreren zehn Sekunden zu erzielen.



## Kapitel 3

# Das SpecTrap-Experiment – Die experimentelle Apparatur zur Spektroskopie von hochgeladenen Ionen

In diesem Kapitel wird die experimentelle Apparatur des SpecTrap-Experiments [Vog05, And12a] zur Realisation der Laserspektroskopie an hochgeladenen Ionen vorgestellt. Die grundlegenden Prinzipien der einzelnen Komponenten werden besprochen und charakterisierende Messungen gezeigt. Diesbezüglich wird zunächst in Kap. 3.1 ein Teil der HITRAP-Anlage vorgestellt und ihre Funktionsweise als Ionenquelle zur Bereitstellung mittelschwerer, hochgeladener Ionen, wie z. B.  $^{40}\text{Ar}^{13+}$  oder  $^{40}\text{Ca}^{14+}$ , diskutiert. In diesem Zusammenhang wird das Funktionsprinzip einer Elektronenstrahl-Ionenquelle (engl.: electron beam ion source, EBIS) kurz erläutert. Insbesondere wird auf die Transporteigenschaften der Niederenergie-Strahllinie eingegangen. Anschließend wird die SpecTrap-Strahllinie und das supraleitende Magnetsystem vorgestellt. Als eigentliches Medium zur Speicherung und Manipulation der Ionen wird der in Kap. 3.3 gezeigte Fallenaufbau verwendet. Die Experimentsteuerung und die Fallenelektronik wird in den Kapiteln 3.4 und 3.5 beschrieben. Die Implementierung verschiedener Kühlverfahren im experimentellen Schema zur Umsetzung laserspektroskopischer Untersuchungen bietet im Vergleich zu aktuellen Speicherringexperimenten [Loc14] die Möglichkeit die Energie der Ionen in der Penningfalle deutlich zu reduzieren und damit die bisherige Messgenauigkeit zu erhöhen. Ein Ziel, dass in diesem Zusammenhang verfolgt werden soll, ist das sympathetische Kühlen hochgeladener Ionen mittels lasergekühlten Magnesiumionen. Das hierbei verwendete Faserlaser-System wird in Kap. 3.6 vorgestellt und die wichtigsten Eigenschaften des Systems werden erläutert. Abschließend werden in Kap. 3.7 Messergebnisse gezeigt, die auf optischen Nachweismethoden basieren und der Charakterisierung des Fallenaufbaus dienen.

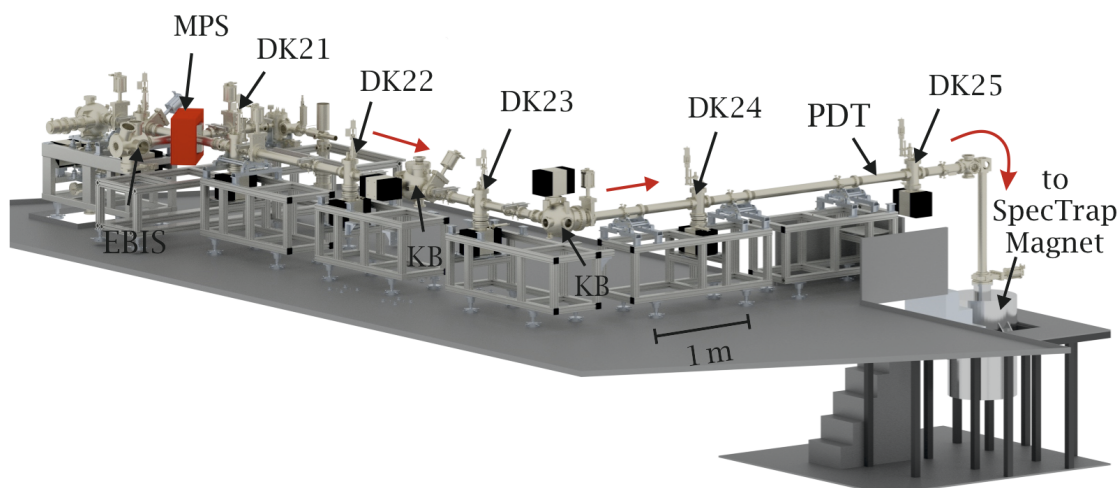
### 3.1 Die HITRAP-Anlage – Von der EBIS bis zur SpecTrap-Penningfalle

Als eigenständiger Teil der HITRAP-Anlage [Her06a, Klu08] stellt die Niederenergie-Strahllinie [And15b] die Verbindung zwischen den Ionenquellen (HITRAP-Entschleuniger sowie SPARC-EBIS [Sok10]) und den Experimenten [Vog05, Vog12, Lin13, Göt12] dar. Ge-

genwärtig bietet die Niederenergie-Strahllinie über die Anbindung an die SPARC-EBIS Zugang zu mittelschweren, hochgeladenen Ionen mit mittleren Ladungszuständen ( $q < 45$ ). Durch den Bau der neuen Stockholm-EBIT (S-EBIT) [Sch10] sollen mittelfristig Ionen höherer Ladungszustände erzeugt und den Experimenten zur Verfügung gestellt werden. Langfristig ist die Bereitstellung von schweren, hochgeladenen Ionen, wie z. B.  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  oder  $^{209}\text{Pb}^{80+}$ , durch den HITRAP-Entschleuniger [Klu08, And15a] geplant.

### 3.1.1 Die Niederenergie-Strahllinie

Die Niederenergie-Strahllinie [And15b] ist in zwei Sektionen aufgeteilt, die vertikale und die horizontale Strahllinie. Der vertikale Teil verbindet die HITRAP-Kühlerfalle am Ende des HITRAP-Entschleunigers mit dem horizontalen Teil der Strahllinie, welcher in Abb. 3.1 dargestellt ist. Die Anbindung beider Sektionen an die Elektronenstrahl-Ionenquellen (SPARC-EBIS und S-EBIT) ist über einen magnetischen Vier-Wege-Umlenker (engl.: multi-passage spectrometer, MPS) realisiert. Beginnend mit der Produktion hochgeladener (Argon-)Ionen in der SPARC-EBIS, erfolgt der Transport einzelner Ionenpakete durch die 20 Meter lange Vakuumapparatur der horizontalen Strahllinie bis hin zur SpecTrap-Ionenfalle. Eine

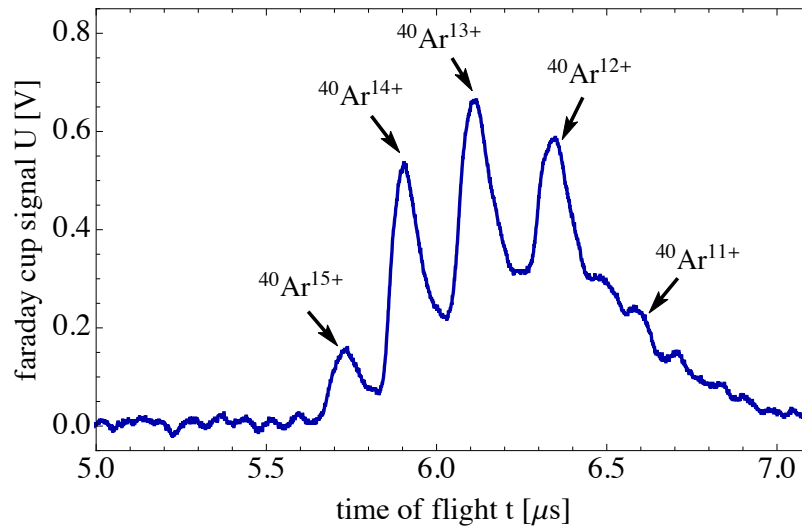


**Abbildung 3.1:** Aufbau des horizontalen Teils der HITRAP-Niederenergie-Strahllinie. Einige Teile der SpecTrap-Strahllinie (ab DK25) sind entweder nicht bzw. vereinfacht dargestellt. Folgende Abkürzungen werden in der Graphik verwendet: EBIS: Elektronenstrahl-Ionenquelle, MPS: magnetischer Vier-Wege-Umlenker, DKxx: Strahl-Diagnoseeinheit, KB: elektrostatischer 90°-Umlenker, PDT: gepulste Driftröhre.

ausführliche Beschreibung des Funktionsprinzips sowie der Betriebsparameter der EBIS ist in [Sok10] und [Kön14] gegeben. Kurz zusammengefasst werden durch eine geeignete Elektrodengeometrie und das Raumladungspotential eines intensiven Elektronenstrahls, die aus der Gasphase erzeugten Ionen in der EBIS gespeichert. Kollisionen zwischen den Elektronen und den Ionen sorgen für eine mehrfache Ionisation der Teilchen. Das jeweilige Verhältnis der Intensitäten der Ladungszustände wird über die Energie des Ionenstrahls und die Verweildauer der Ionen in der Quelle, der sogenannten Brutzeit  $t_b$ , bestimmt. Experimentell werden diese beiden Parameter für das sogenannte Ladungsbrüten genutzt, ein Prozess bei dem der gewünschte Ladungszustand generiert wird. Die Extraktion einzelner Ionenpakete

aus der Quellenregion erfolgt durch das einseitige Absenken des axialen Fallenpotentials. Üblicherweise werden die Ionen mit einer Energie von 4 keV pro Ladung aus der Quelle ausgestoßen.

Nach dem Durchlaufen des magnetischen Umlenkers werden die Ionenpakete in den horizontalen Teil der Niederenergie-Strahllinie injiziert und entsprechend ihres Ladungszustandes beim Durchlaufen des Vier-Wege-Umlenkers räumlich separiert. Mit Hilfe mehrerer Strahl-Diagnoseeinheiten (DKxx) werden relevante Strahl-Parameter des Teilchenstrahls, wie Strahlage, Strahlprofil oder Intensität, an verschiedenen Stellen der Niederenergie-Strahllinie erfasst. Darüber hinaus lässt sich mit Hilfe der an den Diagnoseeinheiten ermittelten Flugzeitspektren die Komposition des Ionenstrahls ermitteln. Zur Strahlendiagnose werden stets repetitive Ionensignale verwendet, deren Signalstärke destruktiv mit Hilfe eines Faraday-Bechers gemessen wird. Abb. 3.2 zeigt exemplarisch ein Flugzeitspektrum von  $^{40}\text{Ar}^{q+}$ -Ionen gemessen an der Strahl-Diagnoseeinheit DK21. Die Brutzeit in der EBIS betrug 170 ms und die Strahlenergie 4 keV pro Ladung. Die Einstellungen wurden so optimiert, dass eine maximale Anzahl an  $^{40}\text{Ar}^{13+}$ -Ionen erzeugt wurde. Die Identifikation der einzel-



**Abbildung 3.2:** Flugzeitspektrum von  $^{40}\text{Ar}^{q+}$ -Ionen gemessen an DK21. Durch die unterschiedlichen Flugzeiten sind die Ionen unterschiedlicher Ladungszuständen zeitlich separiert.

nen Ionenspezies konnte anhand der jeweiligen Flugzeiten durchgeführt werden [Kön14]. Aufgrund der räumlichen Separation der einzelnen  $^{40}\text{Ar}^{q+}$ -Zustände beim Durchlaufen des magnetischen Umlenkers und die dadurch bedingten spektralen Transporteffizienzen der Strahllinie, lässt sich an DK23 nur noch eine Ionenspezies nachweisen. Dieser Effekt ist gewünscht und wird zur Präparation eines einkomponentigen Ionenpakets genutzt.

Um die Emittanz des aus der EBIS extrahierten Ionenstrahls von ca.  $5 \pi \text{ mm mrad}$  auszugleichen und eine Refokussierung des Ionenstrahls zu erzielen, werden entlang der Strahllinie insgesamt vier wiederkehrende Einheiten aus elektrostatischen ionenoptischen Elementen verwendet. Diese bestehen jeweils aus einem Paar von Quadrupoldupletts und sind so angeordnet, dass eine Fokussierung des Ionenstrahls am Ort der nachfolgenden Diagnoseeinheit erreicht wird. Aufgrund ihres speziellen Designs (siehe z. B. [Sti10]) ermöglichen die Quadrupoldupletts eine starke Fokussierung und Ausrichtung des Ionenstrahls bei mode-

raten Spannungen. Diese betragen üblicherweise 5-10% der Ionenenergie pro Ladung in Volt [And15b]. Darüber hinaus sind entlang der Strahllinie zwei elektrostatische Umlenker (engl.: kicker bender, KB) integriert. Diese werden zur Verteilung der Ionenpakete auf die einzelnen Experimente verwendet. Durch schnelles Schalten der Elektroden Spannungen und der damit verbundenen Richtungsvorgabe des Ionen transportes, lassen sich mehrere Experimente quasi simultan mit Ionen aus der Niederenergie-Strahllinie versorgen. Aufgrund des geringen Restgasdrucks von  $< 1 \cdot 10^{-9}$  mbar innerhalb der Strahllinie und Transportzeiten von einigen zehn Mikrosekunden können signifikante Transportverluste durch den Ladungsaustausch zwischen den Ionen und dem Restgas vernachlässigt werden. Die Vakuumbedingungen werden mittels einer Vielzahl von Ionengetterpumpen aufrecht erhalten.

Zur Bestimmung der Transporteffizienz der Niederenergie-Strahllinie wurde mit Hilfe der Faraday-Becher an den einzelnen Strahl-Diagnoseeinheiten die Teilchenzahl der  $^{40}\text{Ar}^{13+}$ -Ionen bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tab. 3.1 zusammengefasst. Bei Teilchenanzahlen um  $2,5 \cdot 10^5$  Ionen beträgt die Transporteffizienz zwischen DK21 und DK25 rund 57%. Die Verluste beim Transport der Ionen sind auf Raumladungseffekte zurückzuführen [And15b]. Folglich nehmen die Verluste mit geringeren Paketdichten ab. Für Ionenpakete mit Teilchenanzahlen von  $N \approx 0,4 \cdot 10^5$  konnte eine Transporteffizienz von bis zu 96% erreicht werden. Zudem zeigte sich, dass die Transporteffizienz mit zunehmender kinetischer Ener-

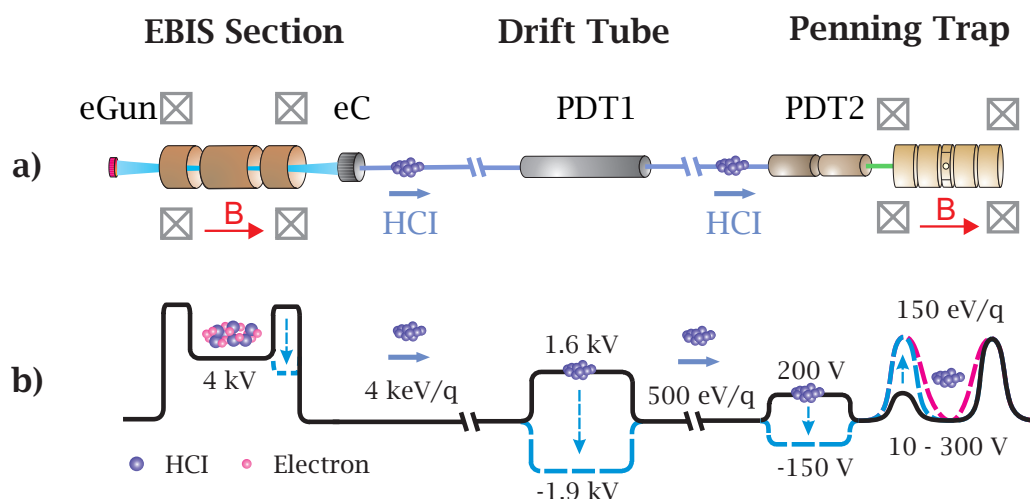
**Tabelle 3.1:** Absolute Teilchenzahl an  $^{40}\text{Ar}^{13+}$ -Ionen entlang der Niederenergie-Strahllinie. Die Ionenanzahl wurde an den einzelnen Diagnoseeinheiten (DK21-DK25) mit einem Faraday-Becher gemessen. Die Transporteffizienz relativ zur Ionenanzahl an DK21 ist gezeigt.

Diagnoseeinheit	DK21	DK22	DK23	DK24	DK25
Ionenanzahl [ $10^3$ ]	245(12)	227(11)	225(11)	144(7)	138(7)
Transporteffizienz [%]	-	93	92	59	57

gie der Ionen begünstigt ist. Bedingt durch die elektrostatische Auslegung der Strahllinie ist die Transporteffizienz nahezu unabhängig vom Ladungszustand der Ionen, insofern eine Anpassung des Vier-Wege-Umlenkers erfolgt ist. Zum Wechsel auf eine andere Ionenspezies ( $^{40}\text{Ar}^{q+}$ ) müssen lediglich die Parameter der Elektronenstrahl-Ionenquelle und des magnetischen Umlenkers angepasst werden (siehe Messungen in [Kön14]). Dies erfolgt in der Regel innerhalb weniger Minuten.

An die Niederenergie-Strahllinie ist über einen elektrostatischen Umlenker die experimentelle Apparatur des SpecTrap-Experiments angeschlossen. Zur Anpassung der Ionenenergie zwischen den Transportstrecken beider Anlagen ist vor DK25 eine gepulste Driftröhre (engl.: pulsed drift tube, PDT) im Strahlengang integriert. Aufgrund der Spannungsbegrenzungen der ionenoptischen Elemente der SpecTrap-Strahllinie sowie der Fallenelektroden der Penningfalle darf die Transportenergie 1 keV pro Ladung nicht überschreiten (siehe [Bha11] oder [And12a]). Typischerweise wird die Ionenenergie deshalb mit Hilfe der Driftröhre auf 500 eV pro Ladung, d. h. 12% der Anfangsenergie von 4 keV pro Ladung, reduziert. Die Verluste beim Abbremsvorgang betragen rund 20%. Anschließend erfolgt die Einkopplung der Ionen in die SpecTrap-Strahllinie. Zur weiteren Reduktion der Ionenenergie vor dem Einschuss in die Penningfalle ist oberhalb der Falle eine weitere Driftröhre angebracht (siehe Kap. 3.2). Zur Übersicht sind das Transportschema und die wichtigsten Komponenten des experimentellen Aufbaus zum Transport und zur Speicherung, der in der EBIS erzeugten ( $^{40}\text{Ar}^{q+}$ -)Ionen, in Abb. 3.3 zusammengefasst. Die Ionenenergie wird, falls nötig, mit Hilfe



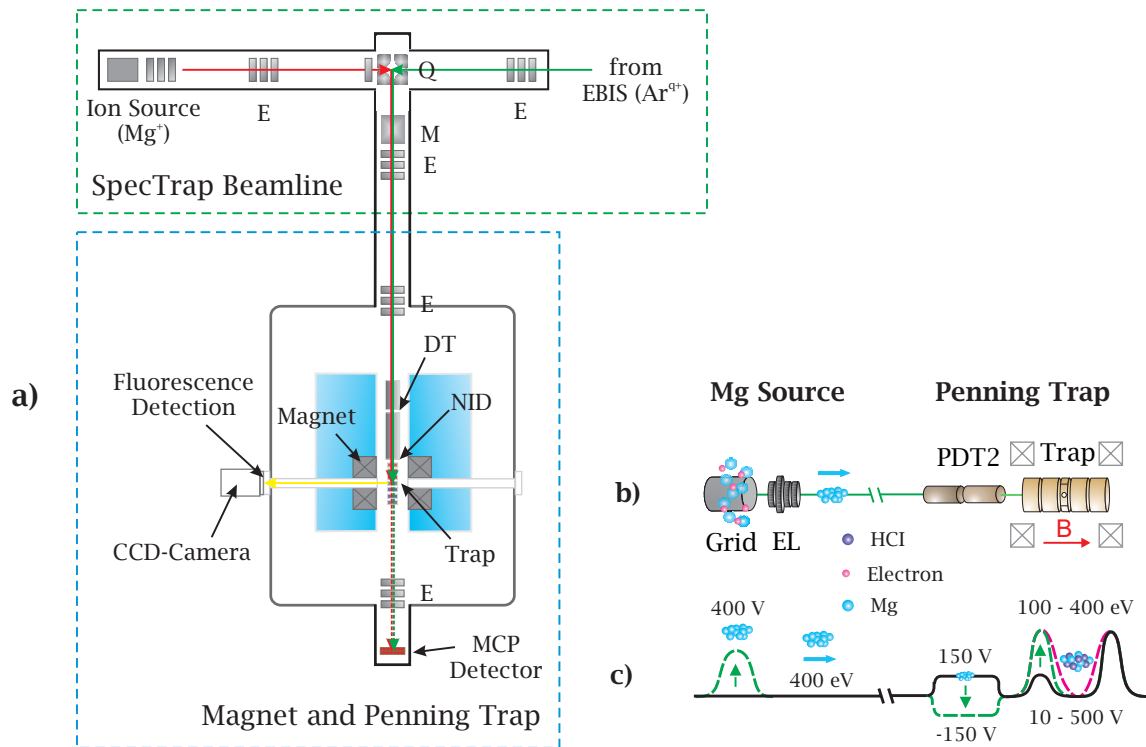


**Abbildung 3.3:** a) Illustration des experimentellen Aufbaus zur Erzeugung und zum Transport sowie der Speicherung hochgeladener Ionen. In der Abbildung werden folgende Abkürzungen verwendet: eC: Elektronen-Kollektor, eGun: Elektronenkanone und DT: Driftröhre. b) Transportschema. Die Schaltvorgänge an den ionenoptischen Komponenten sind durch gestrichelte Linien gekennzeichnet.  $q$  bezeichnet den Ladungszustand der Ionen.

der zweiten gepulsten Driftröhre auf rund 150 eV pro Ladung reduziert. Anschließend erfolgt der Einfang und die Speicherung der Ionen durch schnelles Schalten der äußersten Elektroden der Penningfalle in die eigentliche Messapparatur der SpecTrap-Anlage. Nach dem Einschuss der Ionenpakete wird in einem letzten Schritt ein harmonisches Fallenpotential (rot gestrichelte Linie) erzeugt.

### 3.2 Die SpecTrap-Strahllinie und das supraleitende Magnetsystem

Die SpecTrap-Strahllinie verbindet die Niederenergie-Strahllinie mit dem supraleitenden Magnetsystem (siehe Abb. 3.4). Sie beinhaltet eine Ionenquelle zur Produktion einfach geladener Ionen (vorwiegend  $Mg^+$ ). Zur Strahlformung sind entlang der Strahllinie mehrere ionenoptische Elemente, u. a. mehrere Einzellinsen und ein Multipol, angebracht. Je nach Wahl der Vorzugsrichtung des elektrostatischen Quadrupols im Zentrum der Strahllinie lassen sich entweder Ionen von den HITRAP-Ionenquellen oder der Elektronenstoß-Ionisationsquelle zur Falle hin transportieren. Das Transportschema ähnelt dem der Niederenergie-Strahllinie: nach der Produktion der  $Mg^+$ -Ionen kann je nach Anwendung die Energie durch die gepulste Driftröhre oberhalb der Falle angepasst werden. Anschließend werden die Ionen in der Falle gespeichert. Der Einfangprozess wird wiederum durch schnelles Schalten der äußersten Fallenelektroden realisiert. Die Schaltzeit für den Einfang entspricht der Flugzeit der Ionen von der Ionenquelle bis hin zur Falle. Diese liegt bei rund  $44,8 \mu s$  bei einer kinetischen Energie von 400 eV. Typischerweise beträgt die Breite des Einfangpulses (engl.: capture-gate) ca.  $2,5 \mu s$ , wodurch die Speicherung der Ionen sichergestellt wird. Durch eine kontinuierliche Repetition des Messzyklus lassen sich auch mehrere Ionenpakete in der Falle akkumulieren.



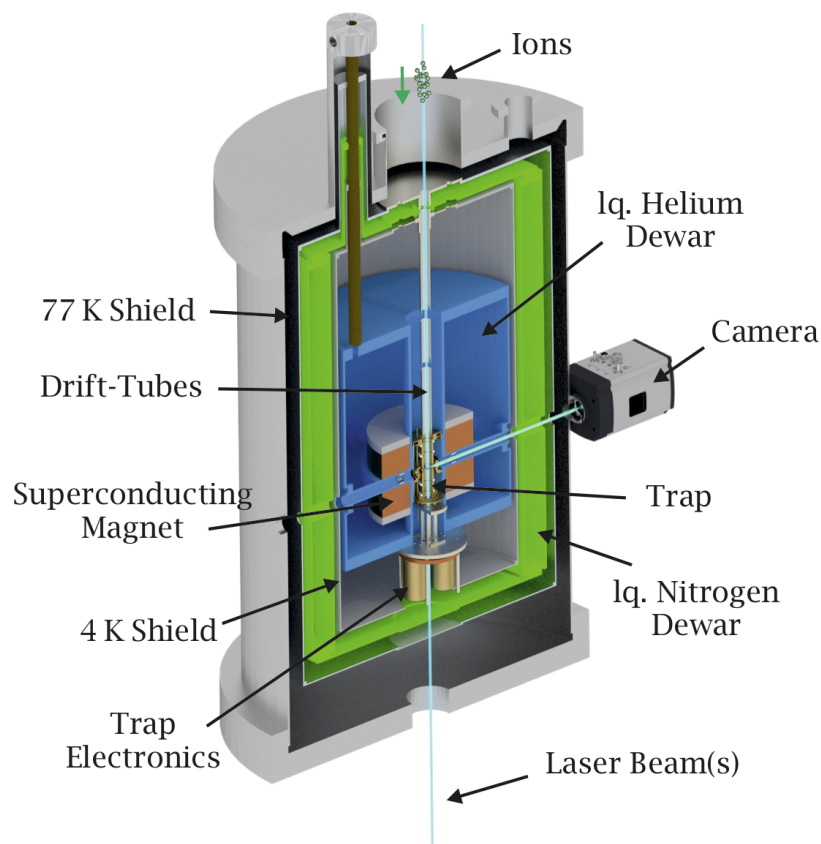
**Abbildung 3.4:** a) Skizze des Aufbaus der Spectrap-Strahllinie und des supraleitenden Magnetsystems. b) Vereinfachte Darstellung der Apparatur zum Transport von  $\text{Mg}^+$ . c) Transportschema von  $\text{Mg}^+$ . Zeitlich variierende Potentiale sind gestrichelt dargestellt. Folgende Abkürzungen werden verwendet: EL: Einzellinse, M: Multipol, NID: zerstörungsfreier Teilchendetektor, MCP: Mikrokanalplatte, Q: Quadrupol, PDT: gepulste Driftröhre.

Zur Detektion der produzierten Ionenpakete ist an der obersten Fallenelektrode ein zerstörungsfreier Detektor (engl.: non-destructive ion detector, NID) angebracht. Die Funktionsweise des Detektors ist Gegenstand von Kap. 4. Eine weitere Nachweismöglichkeit ist durch eine unterhalb der Falle angebrachte zweilagige Mikrokanalplatte (engl.: two-layer Chevron-type micro-channel plate, MCP) gegeben. Zur Bestimmung der Teilchenzahl wurde das MCP ohne die sonst übliche Betriebsspannung von einigen keV verwendet und der Ionenstrom mit Hilfe eines zeitauflösenden Verstärkers (DHPCA-100, Femto) gemessen. Mit dem Verstärkungsfaktor  $\alpha_F$  berechnet sich die Ionenanzahl pro Paket  $N_{\text{MCP}}$ , wie folgt aus dem gemessenen Spannungssignal  $U_F(t)$ :

$$N_{\text{MCP}} = \int_a^b \frac{\eta}{\alpha_F \cdot q} U_F(t) dt, \quad (3.1)$$

wobei die Integration über ein geeignetes Zeitintervall  $[a, b]$ , welches die zeitliche Information des Ionenpakets beinhaltet, erfolgt. Dabei berücksichtigt der Faktor  $\eta$  Verluste, die durch die Emission von Sekundärelektronen beim Auftreffen der Ionen auf die Oberfläche des MCPs entstehen. Eine Kalibrierung des MCPs ergab einen Wert von  $\eta = 0,48(0,04)$  [Kön14].

Die experimentelle Apparatur des Magnetsystems besteht im Wesentlichen aus zwei Teilen: einem supraleitenden Magneten und einer zylindrischen Penningfalle. Eine schematische Darstellung des Aufbaus ist in Abb. 3.5 gezeigt. Die Ionenfalle stellt den Kern der Anlage



**Abbildung 3.5:** Schematische Darstellung des supraleitenden Magnetsystems der SpecTrap-Anlage. Details sind im Text gegeben. Zudem finden sich ausführliche Informationen zu den einzelnen Komponenten in [And12a].

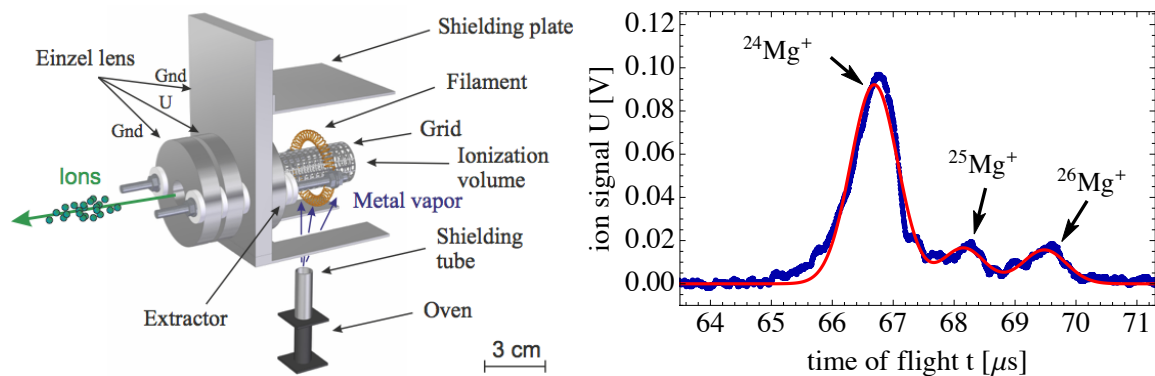
dar und ist zur thermischen Ankopplung in die kalte Bohrung ( $\varnothing = 76,2$  mm) des supraleitenden Magnetsystems (Nalorac Cryogenic Corporation) eingefasst. Die Magnetspulen in Helmholtzkonfiguration werden durch ein geeignetes Kryosystem auf einer Temperatur von 4 K gehalten und typischerweise bei einer Magnetfeldstärke von 4,1 T betrieben. Zur thermischen Ankopplung der Magnetspulen an die 4 K-Stufe der Anlage sind diese direkt in den Heliumtank der Anlage eingebettet. Durch die schalenförmige Geometrie aus Hitzeschildern und Kältereservoirs (77 K-Schild, Tank mit flüssigem Stickstoff, 4 K-Schild, Tank mit flüssigem Helium) wird das Zentrum der Apparatur gegenüber Wärmeeinträgen der 300 K-Umgebung thermisch isoliert. Insgesamt sorgen die Wärmeeinträge für einen Heliumverbrauch von rund 10 l pro Tag [And12a]. Der größte Beitrag wird dabei durch Wärmeeinträge entlang der optischen Zugänge zum Fallenzentrum verursacht.

Die Vielzahl an optischen Zugängen ist ein besonderes Merkmal der Anlage. In radialer Richtung werden die gespeicherten Ionen mit Hilfe eines geeigneten Linsensystems optisch auf eine Kamera abgebildet (siehe Kap. 3.7.2). Entlang der Magnetfeldachse (axial) dient der optische Zugang zur Einkopplung von kohärenten Lichtfeldern zur Kühlung gespeicherter Ionen und zur Spektroskopie atomarer Übergänge. Die Apparatur besitzt ein nach oben offenes Vakuumsystem zur Anbindung der Anlage an die Ionenquellen. Die an die

Magnetkammer angeschlossenen Vakuumkomponenten umfassen zwei Turbopumpen, eine Ionengetterpumpe und zwei Kryopumpen zur Erzeugung des Ultrahoch-Vakuums. Im warmen Zustand der Anlage (300 K) beträgt der Druck in der Fallenregion ca.  $5 \cdot 10^{-9}$  mbar. Die vergleichsweise mäßigen Vakuumbedingungen sind nachweislich auf ein Leck in der Anlage zurückzuführen. Insbesondere im kalten Zustand der Anlage beträgt der Helium-Restgasdruck ca.  $1 \cdot 10^{-8}$  mbar. Mehrere Versuche das Leck zu lokalisieren scheiterten, da die Leckraten erst im kryogenen Zustand der Anlage signifikant anstiegen. Wie in Kap. 2.6 gezeigt wurde, sind demnach für gespeicherte, hochgeladene Ionen Lebensdauern von einigen Millisekunden zu erwarten und die Möglichkeiten zur Untersuchung dieser einzigartigen Systeme stark limitiert.

### 3.2.1 Die Elektronenstoß-Ionisationsquelle

Die kompakte Ionenquelle [And12a, Caz12, Mur16b] zur Erzeugung niederenergetischer Ionenpakete basiert auf dem Prinzip der Elektronenstoß-Ionisation von neutralen Atomen (hier Magnesium) aus der Gasphase. An dieser Stelle wird eine kurze Übersicht über den in Abb. 3.6 gezeigten Aufbau gegeben. Zur Erzeugung der einfach geladenen Ionen wird die zu ionisierende Substanz zunächst in einem Tantal-Ofen durch thermisches Aufheizen der Probe in die Gasphase überführt. Dazu werden kleine Metallkugeln aus Magnesium mit einer Körnung von weniger als zwei Millimetern in einem Ofen auf rund 600 K erhitzt. Die Temperatur des Ofens wird durch einen Heizstrom von rund 25 A aufrecht erhalten. Innerhalb des Metallgitters, der sogenannten Ionisationsregion, treten die neutralen Magnesiumatome mit einem Elektronenstrahl in Wechselwirkung und werden ionisiert. Die Elektronen werden durch ein geheiztes Filament (6 A Filamentstrom) erzeugt. Um eine hohe Ionisationseffizienz zu erreichen, beträgt die kinetische Energie des Elektronenstrahls, welche durch die an dem Filament angelegte Spannung definiert ist, zwischen 6 V und 16 V. Dieser Bereich ist durch den Spannungsabfall am Filament festgelegt. Damit ist die mittlere Elektronenener-



**Abbildung 3.6:** Links: Schematischer Aufbau der Eigenbau Elektronenstoß-Ionisations-Quelle. Der Aufbau basiert auf dem ursprünglichen Design von [Caz12] und [And12a]. Rechts: Flugzeitspektrum gemessen mit der Mikrokanalplatte unterhalb der Falle. Die Extraktionspulsdauer betrug  $2 \mu\text{s}$  und der Filamentstrom 6 A. Die rote Kurve stellt ein

gie ca. zwei mal höher als das Ionisationspotential von Magnesium (7,65 eV). Ein Vergleich mit der Ionisationswahrscheinlichkeit zeigt, dass diese bei ca. 20 V ein Maximum aufweist [Boi98].

Nach der Ionisation werden die Ionen mit Hilfe eines elektrischen Feldes aus der Erzeugungsregion herausbeschleunigt. Typische Extraktionsenergien liegen zwischen zwei- bis vierhundert Elektronenvolt. Zusätzlich zum Extraktionsfeld sorgen die elektrostatischen Felder an der Extraktionselektrode und der Einzellinse für eine Fokussierung der Ionen beim Austritt aus der Quellenregion und erleichtern den weiteren Ionentransport durch die SpecTrap-Strahllinie. Eine Übersicht der typischen Betriebsparameter der Ionenquelle ist in Tab. 3.2 gegeben. Zur Erzeugung zeitlich schmaler Ionenpakete hoher Dichte wurde das elektrische Feld zur Extraktion der Ionen aus der Ionisationsregion lediglich für einige  $\mu\text{s}$  erzeugt. Dazu wurde ein Hochspannungspuls an das Extraktionsgitter der Ionenquelle angelegt.

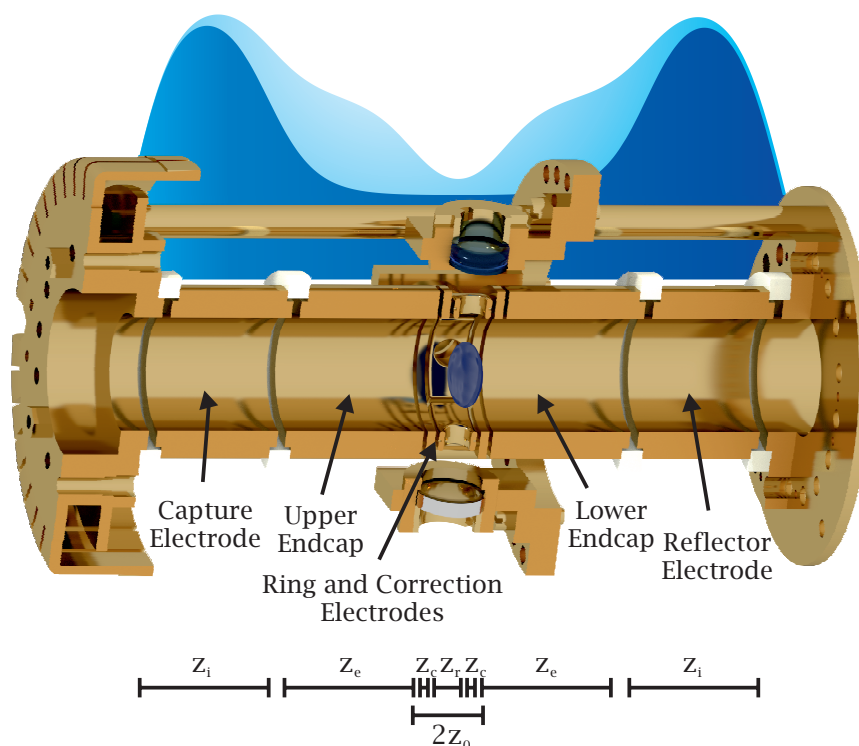
Zur Detektion des Ionensignals wurde die Mikrokanalplatte unterhalb der Falle verwendet. Verschiedene Tests der Extraktionseffizienz in Abhängigkeit von u. a. der Extraktionsdauer und des Ofenstroms wurden durchgeführt und sind detailliert in [Mur16b] beschrieben. Exemplarisch ist in der rechten Graphik von Abb. 3.6 ein Flugzeitspektrum der erzeugten  $\text{Mg}^+$ -Ionen gezeigt. Wie zu erkennen ist, sind die einzelnen  $\text{Mg}^+$ -Isotope ( $^{24-26}\text{Mg}^+$ ) deutlich voneinander getrennt. Die aus dem Fit (rote Kurve) ermittelten Signalstärken entsprechen ungefähr dem natürlichen Isotopenverhältnis von  $^{24}\text{Mg}$ : 78,60 %,  $^{25}\text{Mg}$ : 10,11 % und  $^{26}\text{Mg}$ : 11,29 % [Whi48]. Die Ionenanzahl innerhalb des  $^{24}\text{Mg}^+$ -Paketes konnte nach Gl. (3.1) auf ca.  $5 \cdot 10^5$  Ionen bestimmt werden. Für optimale Quellenparameter konnten Ionenzahlen in der Größenordnung von  $10^6$  Ionen pro Paket erreicht und zur Falle transportiert werden.

**Tabelle 3.2:** Auflistung typischer Betriebsparameter der Eigenbau Elektronenstoß-Ionisationsquelle.

Filamentstrom	6,2 A
Filamentspannung	6-16 V
Ofenstrom	26 A
Spannung Einzellinse	-1000 V
Spannung Extraktionslinse	0 V
Spannung Extraktionspuls	0 V / 400 V
Pulsbreite Extraktionspuls	3 $\mu\text{s}$
Ionen pro Paket ( $^{24}\text{Mg}^+$ )	$\sim 10^6$

### 3.3 Die zylindrische Ionenfalle

Abb. 3.7 zeigt den schematischen Aufbau der SpecTrap-Penningfalle [And13, Sch14]. Die Falle besteht aus einer Anordnung von insgesamt sieben zylindrischen Elektroden: einer vierfach-segmentierten Ringelektrode (Länge  $z_r$ ), zweier Korrektorelektroden ( $z_c$ ), zweier Endkappenelektroden ( $z_e$ ) und zweier Einfangelektroden ( $z_k$ ). Der Abstand zwischen den beiden Endkappenelektroden beträgt  $2z_0$ . Die Abmessungen der Falle sind in Tab. 3.3 zusammengefasst. Die einzelnen Elektroden sind mit MACOR-Ringen bzw. Saphir-Kugeln gegeneinander isoliert, so dass die maximale Spannungsfestigkeit der Elektroden ca. 1 kV beträgt. Mit einem Fallendurchmesser von  $2r_0 = 21,2\text{mm}$  und einer Gesamtlänge von 109,6 mm ist die Ionenfalle für den Einfang von extern produzierten Ionen ausgelegt. Damit hat die Falle einen vergleichsweise [Jr89, Häf03] hohen Wert für die charakteristische



**Abbildung 3.7:** Schematische Darstellung der zylindrischen Penningfalle. Das Fallenpotential für den Einfangprozess und die harmonische Falle sind jeweils in blau dargestellt.

Fallendimension  $d^2 = z_0^2/2 + r^2/4$  von 7,062 mm und eignet sich für die Speicherung von großen Ionenwolken mit Teilchenzahlen von einigen zehntausend bis einigen hunderttausend Ionen. Die segmentierte Ringelektrode ermöglicht die Einstrahlung eines rotierenden

**Tabelle 3.3:** Abmessungen der zylindrischen Penningfalle des SpecTrap-Experiments.

Bezeichnung	Länge
$z_r$	6,8 mm
$z_c$	1,5 mm
$z_e$	25 mm
$z_k$	22 mm
$2z_0$	13,2 mm
$2r_0$	21,2 mm
$d$	7,062 mm

Dipolfeldes zur Manipulation der Form und Dichte der Ionenwolke. Der optische Zugang zum Fallenzentrum in radialer Richtung ist durch 4,8 mm große Bohrungen (Löcher) in den Ringsegmenten realisiert. Zur Auskopplung der von den Ionen emittierten Strahlung sind an der Halterung der Falle mehrere optische Komponenten angebracht. Eine ausführliche Beschreibung des optischen Abbildungssystems ist in Kap. 3.7.2 gegeben.

Die Falle ist so ausgelegt, dass der Einfang extern produzierter Ionen mittels der beiden äußersten Elektroden realisiert werden kann. Das Elektrodenpaar bildet ein sogenanntes

Reflektron, dessen Fallenpotential für eine Elektrodenspannung von je 500 V in Abb. 3.7 schematisch dargestellt ist (dunkelblaue Fläche). Wie in Abb. 3.4 gezeigt wurde, wird beim Einschuss der Ionen das Fallenpotential am Eingang (obere Einfangelektrode) abgesenkt und, sobald die Ionen sich in der Fallenregion aufhalten, wieder geschlossen. Bei moderaten Ionenenergien von einigen hundert eV pro Ladung beträgt die Zeit für einen Umlauf in dem Reflektron einige Mikrosekunden und ist damit ausreichend für den Einfang von dichten Ionenpaketen mit einer zeitlichen Breite von ungefähr einer Mikrosekunde.

Das Quadrupolfeld der Penningfalle wird durch geeignete Spannungen an den Endkappenelektroden erzeugt. Aufgrund der offenen Geometrie der Falle sind im Potential der Endkappenelektroden stets anharmonische Anteile enthalten. Zur Kompensation dieser anharmonischen Anteile werden die Korrektorelektroden verwendet. Das entsprechende Fallenpotential ist schematisch in Abb. 3.7 (hellblaue Fläche) gezeigt. Mathematisch lässt sich das Fallenpotential gemäß der Ausführungen in [vL10] als lineare Superposition der Potentiale  $\phi^{(i)}$  der Fallenelektroden beschreiben

$$\phi(r, z) = \sum_i U_i \phi^{(i)}(r, z). \quad (3.2)$$

Für  $r = 0$  kann Gl. (3.2) geschrieben werden als

$$\phi(0, z) = \sum_j C_j \left(\frac{z}{d}\right)^j, \quad (3.3)$$

mit  $C_j = \sum_i U_i C_j^i$ . Aufgrund der Spiegelsymmetrie des Fallenaufbaus zur radialen Ebene bei  $z = 0$  tragen nur gerade Terme von  $C_j$  zur Potentialentwicklung bei, falls die Spannungen der entsprechenden Elektodenpaare identisch sind. Der führende Term der Potentialentwicklung  $C_2$  beschreibt dabei die Stärke des elektrostatischen Quadrupolanteils zum Fallenpotential. Üblicherweise wird die axiale Frequenz  $\omega_z$  als Funktion des idealen, ungestörten Quadrupolanteils dargestellt

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2qC_2^i U_i}{md^2}}, \quad (3.4)$$

und höhere Terme ( $C_4, C_6, \dots$ ) als Frequenzverschiebung relativ zu dem ungestörten Potential in Abhängigkeit von der axialen Energie der Ionen  $E_z$  in der Form [Mur16a]

$$\frac{\Delta\omega_z}{\omega_z} \approx -\frac{3}{2} C_4^i U_i \frac{r^2}{d^2} + \left( \frac{3}{2} \frac{C_4^i U_i}{C_2^i U_i} - \frac{45}{2} \frac{C_6^i U_i}{C_2^i U_i} \frac{r^2}{d^2} \right) \frac{E_z}{2qC_2^i U_i} \quad (C_4 \neq 0, C_{j \neq 2,4} = 0) \quad (3.5)$$

bzw.

$$\frac{\Delta\omega_z}{\omega_z} \approx +\frac{15}{4} \frac{C_6^i U_i}{C_2^i U_i} \left( \frac{E_z}{2qU_i C_2^i} \right)^2 \quad (C_6 \neq 0, C_{j \neq 2,6} = 0) \quad (3.6)$$

angegeben. Der Einfluss des Quadrupolanteils der Korrektur- und der Einfangelektroden zur axialen Frequenz ist mit typischen Werten im Bereich von 1 Hz/V bis 50 Hz/V relativ gering, so dass Gl. (3.4) genähert werden kann zu

$$\omega_z \approx \sqrt{\frac{2qC_2^e U_e}{md^2}}. \quad (3.7)$$

Zum Vergleich, der Einfluss der Endkappenelektrode bezüglich der axialen Frequenz liegt bei einigen kHz/V. In einem solchen Fall, bei dem die axiale Frequenz quasi unabhängig von der Spannung an der Korrektur­elektrode ist, spricht man von einer orthogonalen Penningfalle.

Abhängig von der Geometrie der Elektrode kann sich das Verhältnis aus  $C_2^i$  zu  $C_4^i$  für die jeweiligen Fallenelektroden um einige Größenordnungen sowie im Vorzeichen unterscheiden. Durch das spezielle Design der SpecTrap Penningfalle wird dieses Verhalten genutzt, um den führenden anharmonischen Term zum Fallenpotential ( $C_4$ -Term) über die Einstellungen der Fallenspannungen zu eliminieren. Dies kann z. B. dadurch erreicht werden, indem man die Verhältnisse so wählt, dass  $C_2^c/C_4^c \gg 1$  und  $0 < C_2^c/C_4^c \ll 1$  sind. Unter Vernachlässigung der Beiträge der Einfangelektroden zum anharmonischen Teil des Fallenpotentials muss dazu folgende Relation erfüllt sein:  $U_e C_4^e = -U_c C_4^c$ . Üblicherweise wird das Verhältnis aus  $C_4^c$  zu  $C_4^e$  durch den Parameter  $\kappa$  ausgedrückt. Damit vereinfacht sich die Relation zu  $U_e = -\kappa U_c$ . In Kap. 3.8.1 wird gezeigt, unter welchen Voraussetzungen diese Relation für die SpecTrap-Penningfalle erfüllt ist.

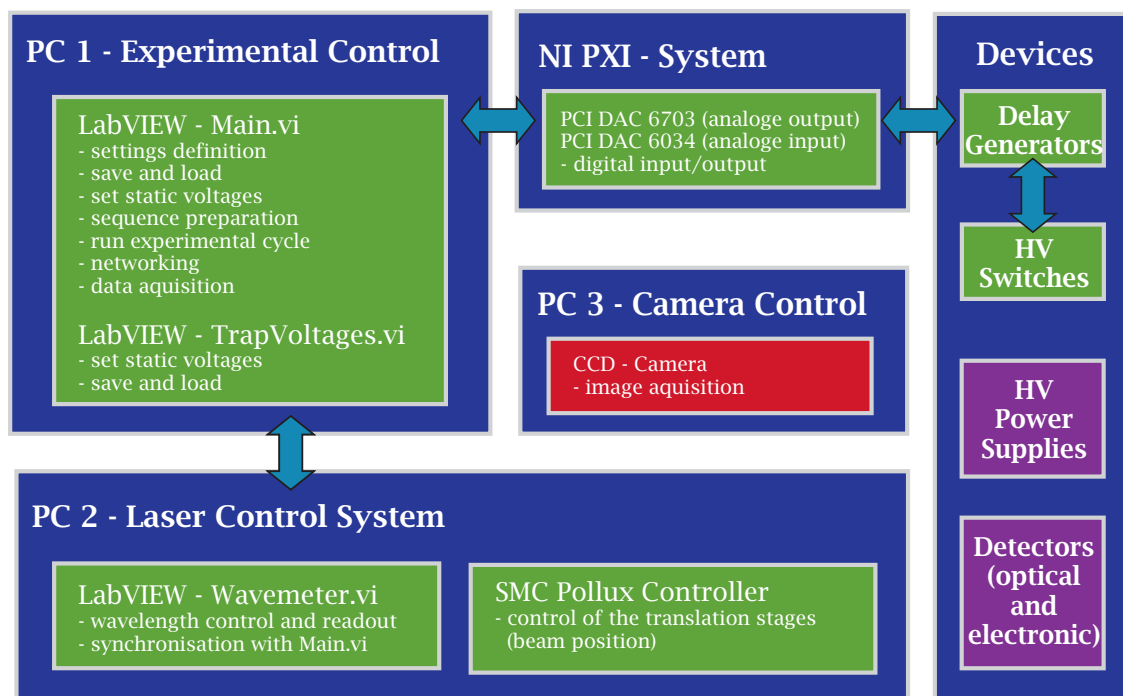
### 3.4 Die Experimentsteuerung und Datenaufnahme

Die Ansteuerung und die Datenaufnahme ist über ein NI PXI-System (NI PXI 1036, National Instruments) umgesetzt worden. In dem System sind u. a. eine analoge Ausgangs­karte (NI PCI 6703) und eine analoge Eingangs­karte (NI PCI 6034) mit jeweils 16 analogen und 8 digitalen I/O Kanälen integriert. Über die analoge Ausgangskarte lassen sich die Spannungen der Hochspannungsnetz­teile (1-5 kV) für die ionenoptischen Elemente einstellen. Die Zeitdauer für das Setzen der Spannungswerte an den einzelnen Elementen ist dabei durch die Geschwindigkeit der jeweiligen Netz­teile limitiert. Diese kann von einigen Milli­sekunden bis zu einigen Sekunden variieren. Zum schnellen Schalten der Fallenelektroden oder der Driftröhren ist zwischen den Netz­teilen und den entsprechenden Fallenelektroden jeweils ein Hochspannungsschalter integriert.

Eine schematische Darstellung der einzelnen Bestandteile des Kontrollsystems ist in Abb. 3.8 gezeigt. Im Vergleich zu den Ausführungen in [And12a] wurde die Software für die Experimentsteuerung in der Entwicklungsumgebung LabVIEW neu konzipiert und umgesetzt. Ein wesentlicher Unterschied liegt in der Flexibilität und der Bedienbarkeit des neuen Kontrollprogrammes sowie der Implementierung neuer Funktionalitäten wie u. a. dem Ansteuern der Verzögerungseinheiten (engl.: delay generator) oder eines Netzwerkanalysators über GPIB.

Zudem lässt sich in der Software der experimentelle Messzyklus generieren und über die digitalen Kanäle ausgeben. Mit einer Taktrate von typischerweise einem kHz werden nach Wahl bis zu zwei Zyklen erzeugt, der Mg-Ladezyklus und der Ladezyklus für Ionen aus der EBIS. Dabei generiert das Programm zunächst eine Liste mit dem gewünschten Timing und übergibt dieses anschließend an das PXI-System. Um unterschiedliche Ionenspezies aufeinander folgend aus den beiden Ionenquellen (der Elektronenstoßionisations-Quelle und der EBIS) in die Falle zu laden, sind die entsprechenden digitalen Signale für die dynamischen Schaltprozesse in der vertikalen Strahl­line, z. B. für das Schalten der Einfang­elektrode, über Logikoperationen zusammengeführt (siehe [Mur16a]). Um eine zeitliche Auflösung der Schalt­pulse im ns-Bereich zu erzielen, werden externe Verzögerungseinheiten vom Typ DS535 (Stanford Research Systems) verwendet. Die Verzögerungseinheiten werden über eine GPIB-Verbindung angesprochen. Nach dem Ablauf des Lade­prozess lässt sich das Timing für die Ionenmanipulation über die identischen Eingabeparameter der digita-





**Abbildung 3.8:** Schematische Übersicht der einzelnen Komponenten der neu entwickelten Experimentsteuerung.

len Kanäle erzeugen. Zudem ist die Ansteuerung des optischen Wellenlängenmessgerätes in dem LabVIEW-Programm realisiert und erfolgt synchron über einen externen Messrechner.

Die Datenaufnahme erfolgt über die analogen Eingangskanäle und lässt sich nach Wahl unabhängig oder synchron zum experimentellen Zyklus ausführen. Die Kanäle sind je nach Bedarf mit bis zu 10 MHz getaktet. Typischerweise wird eine Auflösung von 1 ms verwendet. Die Ansteuerung des Kamerasystems erfolgt autark auf einem eigenständigen Rechner.

### 3.5 Die Fallenelektronik

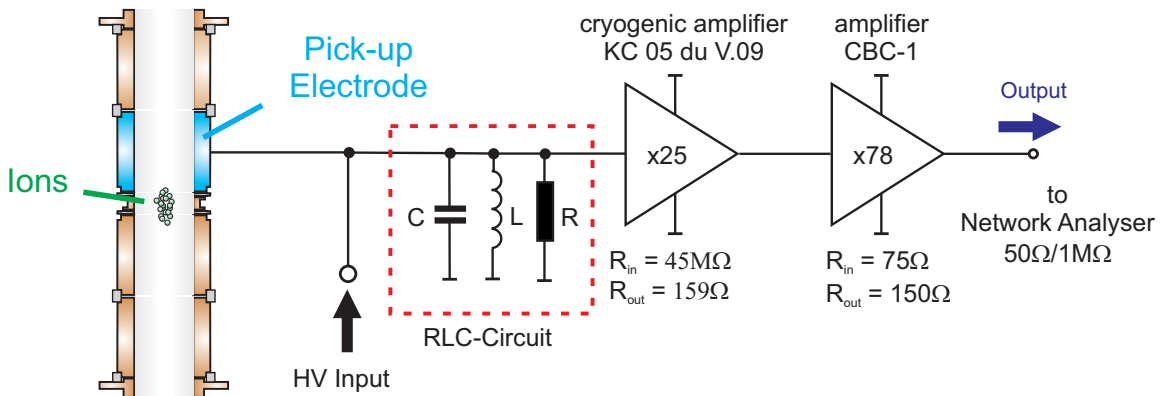
Die an den Fallenelektroden angebrachten elektronischen Bauteile umfassen eine Reihe elektronischer Tiefpassfilter zum Abschneiden hochfrequenter Störsignale, verschiedene kryogene und resonante Verstärker zum radialen und axialen Teilchennachweis sowie einen Detektor für den zertörungsfreien Nachweis des ankommenden Ionenpaketes. Die detektierten Signale werden zusätzlich über eine externe 300 K-Verstärkereinheit (CBC-1, Stahl Electronics) nachverstärkt. Die Ansteuerung der Fallenspannung erfolgt über ein hochpräzises Spannungsnetzteil (8-Kanal HV Spannungsnetzteil, Stahl Electronics), wobei die Gleichspannung durch geeignete Hochpassfilter von der Detektionselektronik, d. h. den kryogenen Verstärkern, kapazitiv entkoppelt ist. Typische Schaltzeiten für die Fallenspannungen liegen im Bereich einiger Mikrosekunden für die Ring- und die Einfangelektroden und bei 200  $\mu\text{s}$  bzw. 85  $\mu\text{s}$  für die Endkappen- und Korrektorelektroden [And12a].

### 3.5.1 Elektronischer Teilchennachweis

Der elektronische Nachweis gespeicherter Ionen sowie das Kühlen ihrer Bewegungsamplitude erfolgt heutzutage standardmäßig über einen an den Fallenelektroden angebrachten elektronischen Schwingkreis [Bro86]. Dabei wird das in einer der Pick-up-Elektroden induzierte Ladungssignal verstärkt und das entsprechende Spannungssignal frequenzselektiv ausgelesen. Aufgrund der Resonanzüberhöhung durch den Schwingkreis lassen sich sogar kleinste Signale nachweisen, falls die (axiale) Oszillationsfrequenz  $\omega_z$  mit der Zentralfrequenz  $\omega_R$  des Resonanzkörpers übereinstimmt. Bedingt durch die hohe Güte  $Q$  des Schwingkreises ist, im Vergleich zu einem einfachen ohm'schen Widerstand, das Signal-zu-Rauschverhältnis ausreichend, um sogar ein einzelnes Ion nachweisen zu können [Win75, Stu13]. Typischerweise reicht die Güte der Resonatoren je nach Art der Anwendung von einigen hundert [And13] oder einigen tausend [Vog14a] bis hin zu einigen hunderttausend [Rai04, Kal11]. In dem hier beschriebenen Fallenaufbau sind zwei axiale Schwingkreise integriert (siehe auch Kapitel 6.2). Dabei wird wegen der geometrischen Lage sowie der unterschiedlichen Resonanzfrequenzen zwischen dem oberen und dem unteren axialen Schwingkreis unterschieden. Neben der Güte  $Q$  lassen sich beide Schwingkreise über ihre Induktivität  $L$  sowie ihre Kapazität  $C$  charakterisieren. Im Resonanzfall ( $\omega_R = 1/\sqrt{LC}$ ) weist der Schwingkreis einen realen ohm'schen Widerstand von  $R = \omega_R L Q$  auf.

#### A. Design der Teilchendetektoren

Da die Güte  $Q'$  eines ungeordneten Ensembles aus Ionen aufgrund der starken Energieabhängigkeit der axialen Frequenzbreite  $\Delta\omega_z(E)$  zwischen einigen zehn bis einigen hunderttausend liegen kann, sind die Resonatoren so konzipiert, dass selbst bei hohen Teilchenenergien ( $10 \text{ eV} < E < 50 \text{ eV}$ ) eine Vielzahl an Ionen resonant mit dem Schwingkreis sind (siehe Diskussionen in Kap. 6). Folglich wurde als Designvorgabe die Konzeption ei-



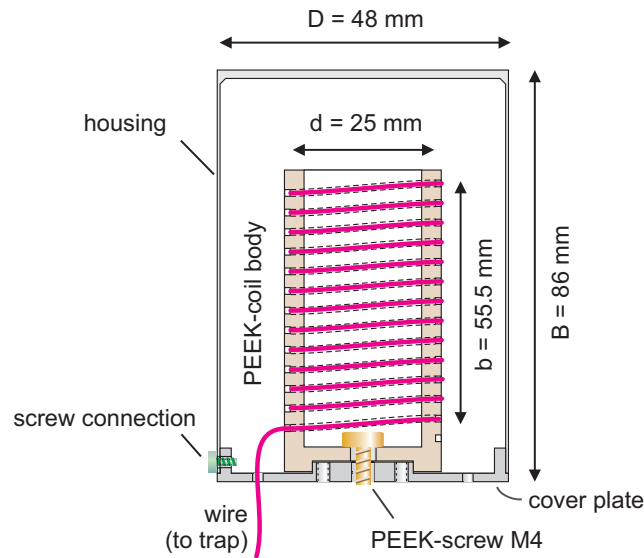
**Abbildung 3.9:** Schematische Darstellung des axialen Ladungsdetektors inklusive Anbindung an die Falle und die Verstärkerelektronik.

nes Resonanzkörpers mit einer moderaten Güte von  $Q \approx 300$  gewählt. Die Resonatoren wurden in Zusammenarbeit mit der Firma Stahl-Electronics entworfen und gebaut. Eine schematische Darstellung des oberen axialen Teilchendetektors ist in Abb. 3.9 gezeigt. Das induzierte Ionensignal wird über die Pick-up-Elektrode abgegriffen und im Schwingkreis verstärkt. Anschließend erfolgt eine zweistufige Verstärkung des Signals mit Hilfe eines kryogenen (4 K) und eines 300 K-Nachverstärkers. Die erste Verstärkereinheit ist zur kryo-

genen Anbindung und zur Abschirmung von externen (Rausch-)Einflüssen direkt an die Halterung der Falle gekoppelt und sorgt für eine rauscharme Nachverstärkung des resonanzüberhöhten Signals. Die zweite Stufe befindet sich außerhalb des Magnetsystems und ist im CBC-1 Nachverstärkermodul integriert. Unter Berücksichtigung der Impedanzanpassung der einzelnen Stufen ergibt sich eine Gesamtverstärkung von  $\alpha = 156,25$ .

## B. Design des Spulenkörpers

Der schematische Aufbau der Resonatoren ist in Abb. 3.10 gezeigt. Beim unteren Schwingkreis besteht der zylindrische Spulenkörper aus drei Segmenten mit jeweils  $n = 3 \times 52$  Windungen aus OFE-Kupferdraht mit einer Teflon-(PFA-PTFE)-Ummantelung (Durchmesser  $d_{Cu} = 0,4 \text{ mm}$ ). Der Resonator des oberen Schwingkreises ist ähnlich aufgebaut,



**Abbildung 3.10:** Design des Resonators mit Spulenkörper und Resonatorgehäuse. Die Gesamtlänge des Spulenkörpers beträgt  $b = 55,5 \text{ mm}$ , bei einer Breite von  $d = 25 \text{ mm}$ . Der Spulenkörper besteht dabei aus drei Segmenten der Länge  $l = d/3 = 18,5 \text{ mm}$ .

besitzt im Vergleich aber nur zwei Drittel an Windungen. Zur Abschirmung ist der Spulenkörper von einem Gehäuse umschlossen. Anhand der Designparameter lässt sich, gemäß der Wheeler-Formel [Hor15] zur Beschreibung der Induktivität eines mehrlagigen Hohlzylinders, die Induktivität des Resonators wie folgt abschätzen

$$L [\mu\text{H}] = 0,031 \cdot \frac{(d/2)^2 \cdot n^2}{3d + 9b + 30d_{Cu}}, \quad (3.8)$$

wobei  $d$  den Durchmesser des Spulenkörpers beschreibt und  $b$  dessen Länge. Eine ähnliche Abschätzung der Induktivität ist in den Referenzen [Sch03] und [Ter43] beschrieben:

$$L [\mu\text{H}] = 10^{-4} \cdot \frac{\pi^2 n^2 d^2}{b + 0,45d} \quad (3.9)$$

$$L [\mu\text{H}] = 10^{-4} \cdot \frac{\pi^2 n^2 d^2}{b + 0,45d} \cdot \left(1 - \left(\frac{d}{D}\right)^3\right) \left(1 - \left(\frac{b}{2B}\right)^2\right). \quad (3.10)$$

Dabei wird in Gl. (3.10) der Einfluss des Resonatorgehäuses auf die Induktivität berücksichtigt. In den Gleichungen (3.8) bis (3.10) sind alle Längen in Millimeter anzugeben. Die Werte für die theoretisch abgeschätzten Induktivitäten der beiden Resonatoren sind in den unteren Zeilen von Tab. 3.4 zusammengefasst.

**Tabelle 3.4:** Fit-Parameter und berechnete Induktivität des jeweiligen Resonators. Zum Vergleich sind die theoretischen Designwerte für die Induktivität angegeben.

Parameter	unterer Schwingkreis	oberer Schwingkreis
Güte $Q$	302	267
Resonanzfrequenz $\omega_R$	536,2 kHz	1139,0 kHz
Verstärkungsfaktor $\alpha$	156,25	156,25
Widerstand $R$	1,70 M $\Omega$	1,61 M $\Omega$
Kapazität $C$	52 pF	26 pF
Induktivität $L$	1,70 mH	0,75 mH
Wheeler-Formel: $L$	1,73 mH	0,77 mH
Gl. (3.9): $L$	2,02 mH	0,89 mH
Gl. (3.10): $L$	1,56 mH	0,69 mH

### C. Charakterisierung der Resonatoren

Die Eigenschaften der beiden Resonatoren lassen sich über das thermisch bedingte Rauschen des Resonators bestimmen. Mit dem Realteil  $\text{Re}(Z)$  der Impedanz  $Z$  des Resonators gilt für die spektrale Rauschdichte [Sta98], d. h. für den quadratischen Mittelwert (engl.: „root mean square“, kurz: rms) der thermisch bedingten Spannungsschwankungen,

$$u_n = \alpha \sqrt{4k_B T \cdot B \cdot \text{Re}(Z)}, \quad (3.11)$$

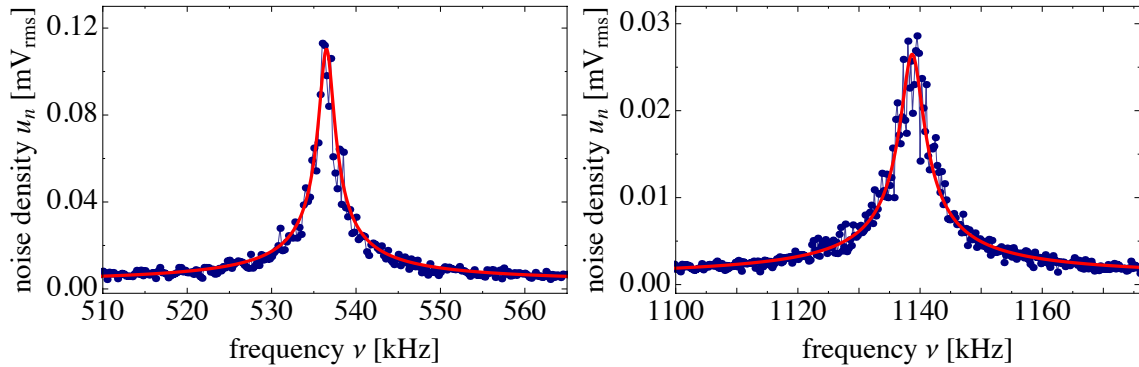
wobei  $T$  und  $B$  die Umgebungstemperatur des Schwingkreises bzw. die spektrale Breite (Auflösungsbandbreite) bezeichnen. Der Realteil der Impedanz des Schwingkreises ist gegeben durch

$$\text{Re}(Z) = R \cdot \left( 1 + \frac{Q^2 \left( \frac{\omega^2}{\omega_R^2} - 1 \right)^2 \omega_R^2}{\omega^2} \right)^{-1}, \quad (3.12)$$

so dass im Resonanzfall gilt

$$\text{Re}(Z) = R. \quad (3.13)$$

Die spektrale Rauschdichte wurde mit Hilfe eines Netzwerkanalysators (HP 3589A) gemessen und ist in Abb. 3.11 für beide Resonatoren dargestellt. Die Sweep-Zeit für den Frequenzscan betrug in beiden Fällen 2 s. Die Spektren wurden im kryogenen Zustand (4 K) mit einer Bandbreite von jeweils 1200 Hz bzw. 73 Hz im Falle des unteren und des oberen Schwingkreises aufgenommen. Insgesamt wurde über zehn Spektren gemittelt. Anhand des Fits wurde nach Gl. (3.11) die Güte, die Resonanzfrequenz und der Widerstand im Resonanzfall ermittelt. Die Ergebnisse sind in Tab. 3.4 zusammengefasst und mit den theoretischen Abschätzungen gemäß den Gleichungen (3.8) bis (3.10) verglichen. Die Kapazität



**Abbildung 3.11:** Links: Spektrale Rauschdichte des unteren Resonators gemessen mit einer Bandbreite von 1200 Hz, einer Sweep-Zeit von 2 s und einer Mittelung über zehn Spektren. Rechts: Spektrale Rauschdichte des oberen Resonators. Bei der Messung betrug die eingestellte Bandbreite 73 Hz.

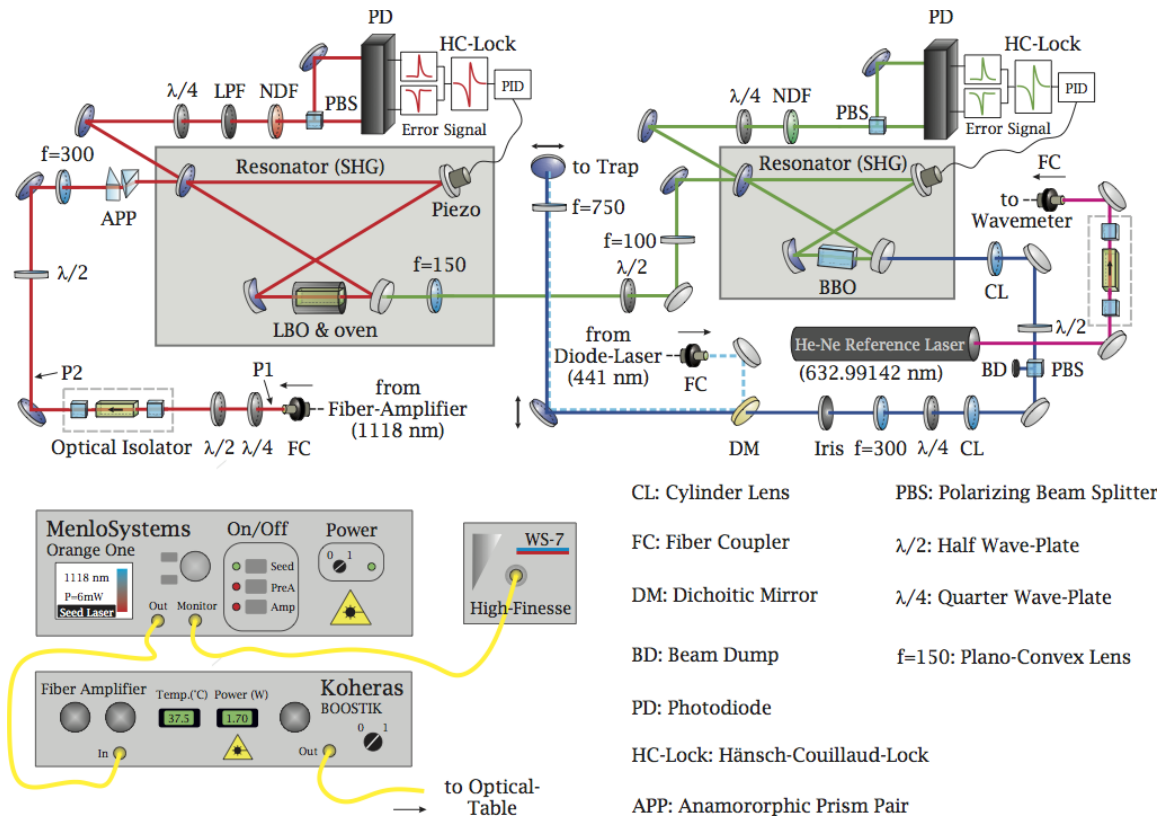
sowie die Induktivität wurden über  $C = Q/(R \cdot \omega_R)$  und  $L = R/(Q \cdot \omega_R)$  bestimmt. Es zeigt sich, dass die berechneten Werte die experimentell bestimmten Werte für die Induktivität recht gut wieder geben. Aufgrund der thermischen Schwankung der Bauteileigenschaften zwischen den einzelnen Kühl- und Aufwärmphasen beim Betrieb des Magnetsystems ist eine detaillierte Fehlerrechnung für die einzelnen Parameter schwierig. Deshalb wird im Folgenden ein (konservativer) Fehler von zehn Prozent für den Widerstand  $R$  angenommen.

## 3.6 Das Faserlaser-System

### 3.6.1 Aufbau und Frequenzvervierfachung

Das Faserlaser-System basiert auf dem Prinzip der Frequenzvervierfachung (engl.: fourth-harmonic-generation, FHG) eines einmodigen Laserstrahls bei 1118,5 nm mit Hilfe eines zweistufigen Systems aus Ringresonatoren. Das fundamentale Laserlicht mit einer Ausgangsleistung von ca. 2 W bei 1118,5 nm wird durch einen kommerziellen Laser (Koheras Boostik) in einem zweistufigen Verstärkungsprozess erzeugt. Eine schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus ist in Abb. 3.12 gezeigt. Ein diodengepumpter Ytterbium-dotierter Faserlaser mit verteilter Rückkopplung (engl.: distributed feedback, DFB) dient als Master-Oszillator. Aufgrund von Komplikationen mit dem alten Master-Oszillator, z. B. zweimodiger Betrieb bei hohen Leistungen, konnten lediglich Ausgangsleistungen  $< 1$  W erreicht werden [Caz12]. Deshalb wurde der Master-Oszillator durch die Seed-Einheit eines neuen externen Faserlasers (Orange one, Menlo Systems GmbH) ersetzt. Das Lichtfeld des neuen Master-Oszillators ist mit einer Ausgangsleistung von rund 16,3 mW und einer Linienbreite von  $< 100$  kHz spezifiziert und wird über eine optische Faser in die Verstärkereinheit eingekoppelt. Dort wird durch zweimaliges Verstärken der Seed-Leistung ein intensives Lichtfeld mit einer maximal Leistung von 2 W erzeugt.

Der Transport des Laserlichtes der Verstärkereinheit zum optischen Tisch ist über eine optische Faser realisiert. Um Rückreflexe in die Verstärkereinheit zu vermeiden, durchläuft der Strahl zunächst eine Anordnung aus einer  $\lambda/4$ - und  $\lambda/2$ -Platte sowie einem optischen Isolator (IO-5-1118-HP, Thorlabs). Zudem wird durch diese Anordnung eine Korrektur des

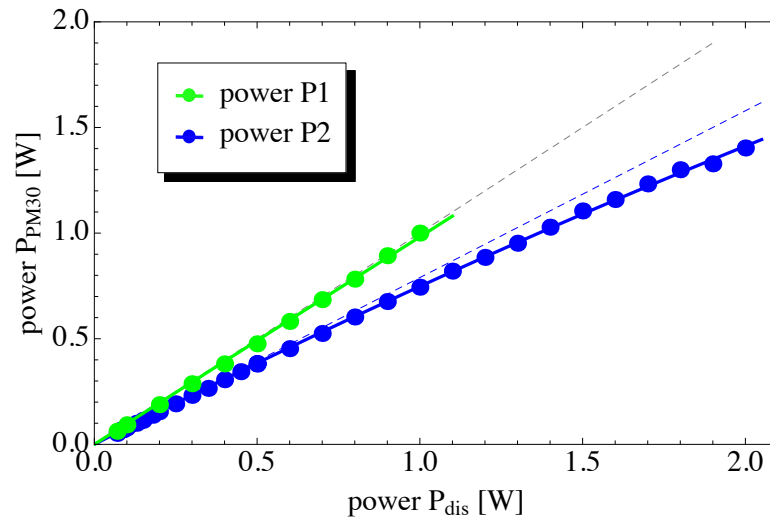


**Abbildung 3.12:** Schematische Darstellung des Faserlaser-Systems zur Erzeugung eines Lichtfeldes bei 280 nm. Detaillierte Informationen sind im Text gegeben.

elliptisch polarisierten Strahls vorgenommen, wodurch der Strahl anschließend eine lineare Polarisation aufweist. Die Ausgangsleistung der Verstärkereinheit wurde an den Positionen P1 und P2 mit einem Leistungsmessgerät (Coherent Field Max II, PM30 Sensor) bestimmt und mit der Leistungsanzeige an der Verstärkereinheit verglichen. Die Ergebnisse sind graphisch in Abb. 3.13 gezeigt. Das an P1 gemessene Leistungsverhältnis beträgt in einem Bereich bis 1 W ca. 98 %. Die volle Leistungskurve (P2) zeigt für Leistungen  $\gtrsim 1$  W eine leichte Abweichung vom linearen Trend. Dies ist vermutlich auf Sättigungseffekte in der Verstärkereinheit zurückzuführen. Die relative Transmission zwischen den beiden Punkten P1 und P2 liegt bei 75(5) % (je nach Zentrierung durch den optischen Isolator) und entspricht, unter Berücksichtigung diverser Verluste an den Oberflächen der Verzögerungsplatten und dem Spiegel, ungefähr dem spezifizierten Wert des optischen Isolators.

Nach dem optischen Isolator erfolgt die Einkopplung des Laserstrahls in den ersten optischen Resonator in Bow-Tie-Konfiguration. Die Modenanpassung ist über eine plankonvexe Linse ( $f = 300$  mm) und ein anamorphes Prismenpaar realisiert. Der Resonator dient der Verstärkung des Lichtfeldes innerhalb des Lithiumtriborat-Kristalls (LBO), wo die Dreiwellenmischung (siehe u. a. [Sal08]) zur Erzeugung der zweiten Harmonischen von 1118 nm stattfindet. Zur nicht-kritischen Phasen Anpassung der kollinearen Typ-I-Frequenzverdopplung im LBO-Kristall wird dieser mit Hilfe eines Ofens auf  $96^\circ\text{C}$  geheizt. Darüber hinaus wird durch das Aufheizen des Kristalls das Ausbilden größerer Wasserablagerung auf der Kristalloberfläche vermieden, wodurch eine vorschnelle Alterung des Kristalls verhindert wird.

Der frequenzverdoppelte Gauß-Strahl bei 559 nm wird über einen dichroitischen Spiegel aus dem Resonator ausgekoppelt und für die Einkopplung in einen zweiten Resonator vorbereitet. Für die dazu notwendige Modenanpassung wird ein Zwei-Linsen-System ( $f = 150$  mm und  $f = 100$  mm) verwendet. Zur Erzeugung der vierten Harmonischen wird ein  $\beta$ -Bariumborat-Kristall (BBO) mit kritischer Phasenanpassung bei einem Phasenanpasswinkel von  $59,1^\circ$  verwendet. Zusätzlich wird der Kristall auf ca.  $50^\circ\text{C}$  geheizt, um auch hier eine Wasseraufnahme des hygroskopischen Kristalls zu vermeiden. Bevor der Laser-



**Abbildung 3.13:** Ausgangsleistung des Faserlaser-Systems  $P_{\text{PM30}}$  relativ zum Leistungswert der Anzeige am Faserverstärker  $P_{\text{dis}}$ . Gemessen wurde jeweils vor und nach dem optischen Isolator. Die grau gestrichelte Linie repräsentiert ein Verhältnis von 1.

strahl bei 279 nm nach der Auskopplung aus dem zweiten Resonator zur Falle transportiert wird, erfolgt eine Anpassung des elliptischen Strahlprofils am Ausgang des Resonators durch ein Zylinderlinsenpaar und eine Kollimation durch ein Teleskop mit sphärischen Linsen der Brennweite  $f = 300$  mm und  $f = 750$  mm. Das Teleskop ist so justiert, dass der Strahldurchmesser in der Falle ungefähr 2 mm ( $1/e^2$ ) beträgt. Insgesamt stehen bei mittleren Ausgangsleistungen von  $P \approx 1,2$  W in der Fundamentalen mehr als 10 mW bei 279 nm zum Laserkühlen der  $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen zur Verfügung. Eine Anpassung der Laserleistung am Ausgang des Resonators an die experimentellen Anforderungen wird über ein System aus  $\lambda/2$ -Platte und einem polarisierenden Strahlteilerwürfel vorgenommen. Zudem wurden zwei Verschiebevorrichtungen zur Strahljustage (SMC pollux SMC-Serie) an den letzten beiden Spiegeln vor der Falle eingebaut, um die Justage des Überlapps zwischen Laserstrahl und Ionenwolke zu erleichtern.

Die Stabilisation beider Resonatoren ist nach der Hänsch-Couillaud-Methode [Hän80] umgesetzt worden. Hierzu wird die Polarisation des Lichtstrahls vor der Einkopplung in den Resonator über eine  $\lambda/2$ -Platte um ca.  $5^\circ$  relativ zur Vorzugsachse des Resonators gedreht. Der doppelbrechende Kristall dient als polarisationsselektives Element, wodurch der Anteil des zur Vorzugsrichtung senkrecht polarisierten Lichtes am Einkoppelspiegel reflektiert wird und als Phasenreferenz dient. Der parallel polarisierte Anteil wird in den Resonator eingekoppelt und durchläuft diesen  $n$ -mal. Bei jedem Umlauf wird ein kleiner Teil durch den Einkoppelspiegel transmittiert und mit dem zuvor reflektierten Anteil zu einem Lichtstrahl elliptischer Polarisation überlagert. Der Polarisationsgrad hängt von der relativen Phase

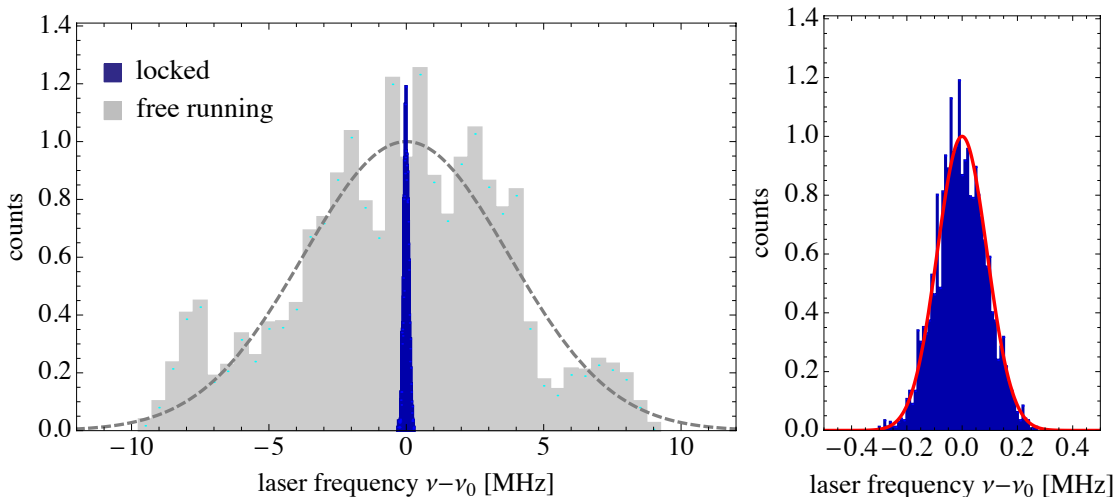


beider Strahlen und somit von der Länge des Resonators ab. Analog zur Ionenbewegung im rotierenden Bezugssystem (siehe Kap. 2.1.1) lässt sich das elliptisch polarisierte Licht als Superposition zweier entgegengesetzter zirkular polarisierter Komponenten vorstellen. Die Amplituden der beiden Anteile werden relativ zueinander über eine Anordnung aus einer  $\lambda/4$ -Platte, einem polarisierendem Strahlteilerwürfel und zweier Photodioden mit Differenzverstärker bestimmt (siehe Abb. 3.12). Die Messung des Polarisationsgrads in Abhängigkeit von dem relativen Phasenversatz erzeugt ein typisches Fehlersignal. Das Fehlersignal wird mit Hilfe einer Regelschleife (PID-Regler) an ein Piezoelement gegeben, welches an einem der Spiegel angebracht ist und somit der Stabilisation der Armlänge des Resonators dient.

In Abb. 3.12 ist zusätzlich die Überlagerung der beiden Strahlen zum Laserkühlen von  $\text{Mg}^+$  und zur Spektroskopie von  $\text{Ar}^{13+}$ , wie es zukünftig realisiert werden soll, eingezeichnet. Das Diodenlasersystem zur optischen Anregung von  $\text{Ar}^{13+}$  bei 441 nm ist auf einem separaten optischen Tisch aufgebaut. Über eine optische Faser und einen dichroitischen Spiegel wird das Licht in den Strahlengang des Faserlasersystems eingekoppelt und anschließend zur Falle transportiert. Eine detaillierte Darstellung des Aufbaus des Diodenlasersystems ist in [Mar16] beschrieben.

### 3.6.2 Frequenzstabilisierung und Frequenzregulierung

Die Frequenzstabilisierung ist über die Stabilisierung des Master-Oszillators realisiert. Dazu wird ein Teil der Seed-Leistung über den Monitor-Ausgang des Faserlasers direkt in ein Wellenlängenmessgerät (WS Ultimate 10, High-Finesse) zur Frequenzmessung eingekoppelt. Dies bietet den Vorteil, dass das Stabilisationsschema unabhängig von Leistungsschwankungen der zweiten Harmonischen bei 559 nm ist und somit unabhängig von der Stabilität des ersten optischen Resonators. Das Regelsignal zum Ausgleich der Regelabweichung wird mit Hilfe eines in der Software des Wellenlängenmessgeräts verankerten digitalen PID-Reglers generiert und über einen externen HV-Verstärker an das Piezoelement des Faserverstärkers gegeben. Der Regelbereich des Piezoelements liegt bei 0 - 200 V, mit einer Auflösung von 1 MHz/mV. Abb. 3.14 zeigt die Frequenzfluktuationen des Seed-Lasers nach



**Abbildung 3.14:** Frequenzschwankungen des Faserlaser-Systems mit und ohne Stabilisierung des Seed-Lasers auf ein präzises Wellenlängenmessgerät. Die Häufigkeitsverteilung wurde relativ zur Fitfunktion auf eins normiert.



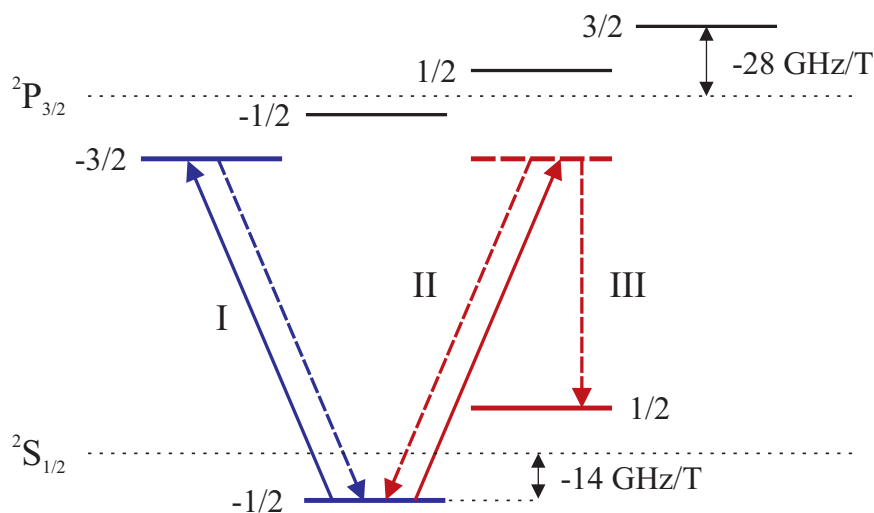
Stabilisation des Lasers auf eine feste Laserfrequenz sowie ohne aktivem Stabilisationsschema. Die Messungen wurden mit einer Repetitionsrate von 0,1 kHz in einem Zeitintervall von neun Minuten aufgenommen. Die optimalen Einstellungen des PID-Reglers ( $P = 3,0$ ,  $I = 2,1$ ,  $D = 0,02$ ,  $t_a = 0,22$  und  $dt = 0,7$ ) wurden durch die Anpassung der Sprungantwort des Systems ermittelt. Die (stabilisierte) Linienbreite beträgt ca. 210 kHz, was nach der Frequenzvervierfachung einer Stabilität unter 1 MHz bei 279 nm entspricht. Hierin sind mögliche Frequenzschwankungen (Drifts) bei der Bestimmung der Wellenlänge durch das Wavemeter nicht enthalten. Um diese zu bestimmen, wurden die Frequenzschwankungen eines Helium-Neon Referenz-Lasers über einen längeren Zeitraum gemessen. Innerhalb eines Intervalls von fünf Stunden wurden Schwankungen von weniger als 10 MHz gemessen. Experimentell ist die Änderungsrate der vierten Harmonischen auf rund 200 MHz pro Sekunde durch die Stabilität der Resonatoren während eines Scans der Fundamentalen begrenzt.

### 3.7 Optischer Teilchennachweis und Termschema

Das optische Nachweissystem muss so ausgelegt sein, dass ein Wellenlängenbereich von 240 nm - 1600 nm abgedeckt wird. Dies bedingt neben einem geeigneten Linsensystem eine Vielzahl verschiedener Detektoren. Der Aufbau und die Charakterisierung des optischen Nachweises wird im Folgenden diskutiert. Zuvor wird allerdings das Termschema der zum sympathetischen Kühlen verwendeten  $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen gezeigt.

#### 3.7.1 $^{24}\text{Mg}^+$ -Termschema und optisches Pumpen

Das Termschema des  $S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}$  Übergangs von  $^{24}\text{Mg}^+$  in einem externen Magnetfeld ist in Abb. 3.15 dargestellt. In einem äußeren Magnetfeld kommt es zu einer Aufhebung der Entartung der Zustände mit der magnetischen Quantenzahl  $m_j$ . Die sogenannte Zeeman-

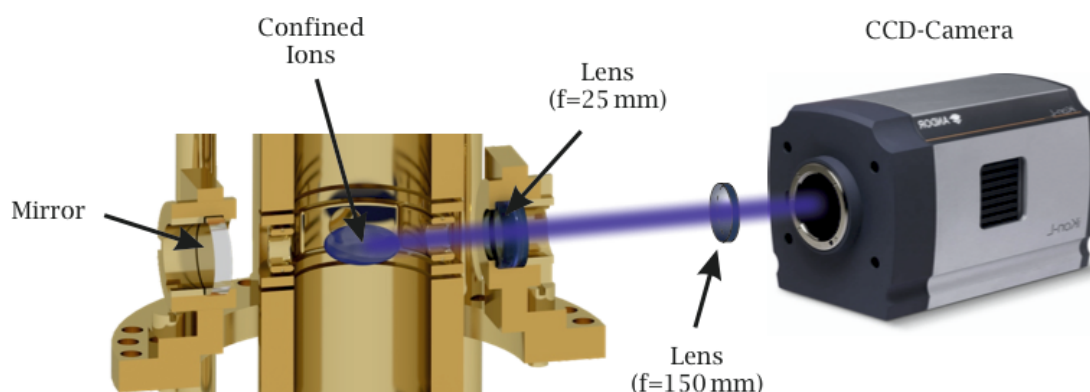


**Abbildung 3.15:** Termschema von  $^{24}\text{Mg}^+$  in einem starken äußeren Magnetfeld (Zeeman-Bereich). Im Vergleich zu den ungestörten Niveaus beträgt die Verschiebung des (I) Kühlübergangs 57,31 GHz bei einer Magnetfeldstärke von 4,09 T. (II) und (III) bezeichnen den nicht-resonanten Übergang in den  $P_{3/2}$  ( $m_j = 1/2$ ) Zustand sowie den Zerfall in das  $S_{1/2}$  ( $m_j = 1/2$ ) Niveau.

Aufspaltung der  $S_{1/2}$  ( $m_j = \pm 1/2$ ) Zustände ( $g_j \approx 2$ ) beträgt  $14,012 \text{ GHz/T}$  und für die  $P_{3/2}$  ( $m_j = \pm 1/2$ ) und  $P_{3/2}$  ( $m_j = \pm 3/2$ ) Zustände  $9,336 \text{ GHz/T}$  bzw.  $28,009 \text{ GHz/T}$ . Der Kühlübergang (I) besitzt eine Wellenlänge von  $279,8 \text{ nm}$  und eine natürliche Linienbreite von  $\Gamma = 2\pi \times 41,8 \text{ MHz}$  [Ans89]. Die Sättigungsintensität  $I_s$  beträgt  $2,5 \text{ mW}$ . Der Kühlübergang wird mittels  $\sigma^-$ -Licht getrieben. Unter der Annahme, dass das System zunächst im  $S_{1/2}$  ( $m_j = 1/2$ ) Grundzustand präpariert wurde und das Lichtfeld einen nicht verwindenden Beitrag an  $\sigma^+$ -Licht enthält, kann es über die nicht-resonante Anregung (II) und den anschließenden Zerfall (III) in den  $S_{1/2}$  ( $m_j = 1/2$ ) Zustand zu einer Entvölkerung des Grundzustandes kommen. Da der Laser nur schwach an den  $S_{1/2}$  ( $m_j = 1/2$ ) Zustand koppelt, wird dieser auch als Dunkelzustand bezeichnet. Die Rückführung in den Kühlzyklus erfolgt nicht-resonant über den  $P_{3/2}$  ( $m_j = -1/2$ ) Zustand. Die relative Stärke zwischen der Anregung des Kühlübergangs und dem nicht-resonanten Übergang (II) in das  $P_{3/2}$  ( $m_j = 1/2$ ) Niveau ist bedingt durch den Anteil an  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -Polarisation im Lichtfeld. Bei Wenig-Teilchen-Systemen lässt sich die Entvölkerung des Grundzustandes über dunkle Abschnitte im Fluoreszenzsignal nachweisen. Dieser Effekt war Gegenstand einer Vielzahl von Untersuchungen sogenannter Quanten-Sprünge und Experimenten zum optischen Pumpen [Win80, Hul87, Hul88, Sau86, Pow02a]. Um den Anteil an Atomen (Ionen) im  $S_{1/2}$  ( $m_j = 1/2$ ) Zustand abzuschätzen, sei angenommen, dass sich das Strahlungsfeld zu  $> 95\%$  aus  $\sigma^-$ -Licht und zu  $5\%$  aus  $\sigma^+$ -Licht zusammensetzt. Berücksichtigt man zusätzlich die relative Stärke der Pumprate der Entvölkerung und der Rückführung in den Kühlkreislauf (1:4), so ist eine Besetzungswahrscheinlichkeit des  $S_{1/2}$  ( $m_j = -1/2$ ) Zustandes von nahezu  $100\%$  zu erwarten. Daher kann dieser Effekt bei der Berechnung der Photonenstreureate vernachlässigt werden (siehe nächster Abschnitt).

### 3.7.2 Aufbau und Detektionseffizienz

Der optische Aufbau des Detektionssystems ist in Abb. 3.16 gezeigt. Die Abbildung der Ionenwolke auf eine CCD-Kamera (EM-CCD C9100-24B, Hamamatsu) erfolgt in radialer Richtung mit Hilfe eines Zwei-Linsen-Systems. Die Detektionseffizienz  $\xi_0$  des Systems, d. h. das Verhältnis aus detektierten und emittierten Photonen, ist im Wesentlichen durch den Raumwinkel limitiert, der durch die numerische Apertur der Ringelektrode bestimmt ist. Da das Linsensystem keine achromatischen Fehler ausgleicht, sind der Abbildungsmaßstab  $A$  sowie die Detektionseffizienz  $\xi_0$  im Allgemeinen wellenlängenabhängig. Der Durchmesser



**Abbildung 3.16:** Schematische Darstellung des Abbildungssystems. Die Abstände sind nicht maßstabsgetreu.

der Öffnung in der Ringlektrode beträgt 4,8 mm und hat eine radiale Entfernung von 14 mm zum Fallenzentrum. Damit ergibt sich ein Raumwinkel von 0,09 sr. Dies entspricht einem Anteil von 0,7% bezüglich des gesamten Raumwinkels von  $4\pi$ . Nach dem Durchqueren der Ringöffnung wird das Licht durch eine Linse (Edmund Optics 48-024 UV Fused Silica,  $f_1 = 25$  mm) kollimiert und entlang der radialen Bohrung durch den Magneten transportiert. Außerhalb des Magneten erfolgt die Abbildung des Strahls auf eine CCD-Kamera durch eine zweite Linse (Edmund Optics Lens PCX UV FS 30 X 150 UV-AR TS,  $f_2 = 150$  mm bzw.  $f_2 = 250$  mm). Simulationen des optischen Strahlengangs haben gezeigt, dass der maximal abzubildende Bereich durch den Durchmesser des Magnetsystems sowie den Durchmesser der Bohrung auf ca. 1 mm begrenzt ist.

In einem Winkel von 90 Grad relativ zur optischen Achse des Abbildungssystems erfolgt ein weiterer Nachweis gestreuter Photonen mit Hilfe eines Photomultipliers. Hierbei wird das Licht durch eine Linse mit einer Brennweite von  $f = 600$  mm auf die aktive Fläche des Detektors fokussiert. Eine Zusammenfassung der zur Verfügung stehenden Detektoren zur Messung der Photonenstreureate findet sich in Tab. 3.5. Zudem gibt diese Tabelle eine Übersicht zur erwarteten Fluoreszenzrate der interessanten Kandidaten hochgeladener Ionen und stellt diese in Relation zu der Dunkelzählrate der einzelnen Detektoren. Im Vergleich zu gewöhnlichen CCD-Kameras liegt der Vorteil in der Verwendung eines Photomultipliers in der niedrigen Dunkelzählrate. Bei den in dieser Arbeit gezeigten Messungen wurde standardmäßig ein Photomultiplier (engl.: channel photomultiplier, PMT) von Perkin Elmer verwendet. Zum Nachweis von gestreuten Photonen im roten bzw. infraroten Spektral-

**Tabelle 3.5:** Vergleich der unterschiedlichen Fluoreszenzdetektoren. <sup>(1)</sup>Die erwartete Anzahl an Photonen pro Sekunde ist unter der Annahme von 2000 gekühlten Ionen, einer Besetzungswahrscheinlichkeit von  $\rho = 0.25$  und einer Detektionseffizienz von  $\xi_0 = 3,5 \cdot 10^{-3}$  (siehe Gl. (3.14)) berechnet worden. <sup>(2)</sup> Abschätzung der Messdauer um ein Signal-zu-Rauschverhältnis größer als  $1\sigma$  zu erhalten.

Typ	Channel PMT	APD	NIR PMT
Firma	Perkin Elmer	RMD	Hamamatsu
Modell	C1993P	S0223	H10330A-75
Wellenlänge [nm]	200-700	400-1050	950-1650
Pixelgröße [ $\mu\text{m}^2$ ]	$4.65 \times 4.65$	$13 \times 13$	$13 \times 13$
Aktive Fläche	$\varnothing=15$ mm	$2 \times 2$ mm	$\varnothing=1.6$ mm
Quanteneffizienz [%]	18 (280 nm)	20-70	$> 9$ (1500 nm)
Dunkelzählrate [Hz]	20	10-100	150 k
Ionenspezies	$^{209}\text{Bi}^{82+}$	$^{207}\text{Pb}^{81+}$	$^{209}\text{Bi}^{80+}$
erwartete Zählrate <sup>(1)</sup> [Hz]	1000	4	2
notwendige Messdauer <sup>(2)</sup>	einige Sekunden	einige Minuten	$\sim 1$ Tag

bereich soll zukünftig ein Avalanche-Photodioden-Detektor (engl.: avalanche photodiode, APD) [Jöh12] verwendet werden.

Neben dem Öffnungswinkel bestimmen optische Verlustmechanismen, wie Absorption oder Reflexion an den optischen Elementen im Strahlengang die Transporteffizienz der von

den Ionen emittierten Strahlung. Dies beinhaltet die Verluste an den optischen Fenstern, die an den Öffnungen der Bohrung durch den Helium-Dewar angebracht sind. Insgesamt ergibt sich für den hier verwendeten Aufbau eine (theoretische) Detektionseffizienz  $\xi_0$  von

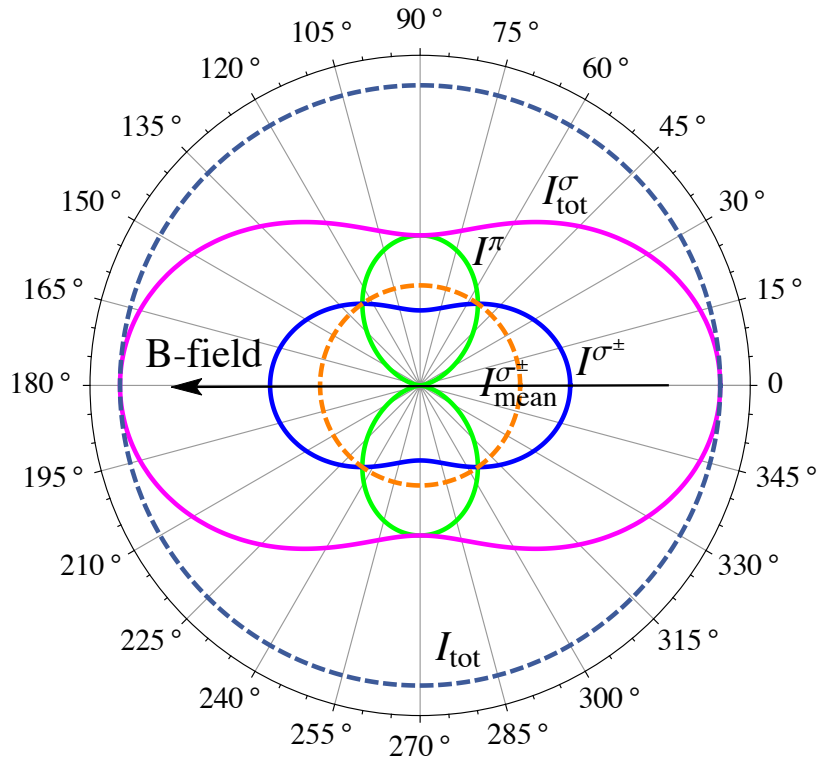
$$\xi_0 = \underbrace{0,007}_{\text{Öffnungswinkel}} \times \underbrace{0,96^{10}}_{\text{Fresnel-Reflexion}} \times \underbrace{0,95^5}_{\text{Absorption}} \quad (3.14)$$

$$\Rightarrow \xi_0 = 3,6 \cdot 10^{-3},$$

wobei der Wert der Exponenten in Gl. (3.14) durch die Anzahl an optischen Fenstern und Linsen bestimmt ist. Mit der Besetzungswahrscheinlichkeit  $\rho$  des angeregten Zustandes, ist die gesamte Anzahl der auf der aktiven Fläche der Kamera auftreffenden Photonen pro Ion gegeben durch

$$\frac{dN_{\text{ph}}}{dt} = \chi \cdot \Gamma \rho \cdot \xi_0 \cdot \rho_{\text{gs}}. \quad (3.15)$$

$\rho_{\text{gs}}$  berücksichtigt dabei die Bevölkerung des Grundzustandes und der Faktor  $\chi$  die Abstrahlcharakteristik der emittierten Strahlung. Diese ist für einen elektrischen Dipolübergang in Abb. 3.17 dargestellt. Für die Emission von  $\sigma^+$ -Licht ist, im Vergleich zum Mittel-



**Abbildung 3.17:** Abstrahlcharakteristik des Kühlübergangs (I) in  $^{24}\text{Mg}^+$  als Funktion des Polarwinkels relativ zur Quantisierungsachse des Magnetfeldes ( $180^\circ$ ).  $I^i$  bezeichnet die Intensität der emittierten Strahlung bezogen auf ihre Polarisation normiert auf die Gesamtintensität  $I_{\text{tot}} = I^\pi + I_{\text{tot}}^\sigma$ , mit  $I_{\text{tot}}^\sigma = I^{\sigma^+} + I^{\sigma^-}$ .

wert  $I_{\text{mean}}^{\sigma^{\pm}}$  bei isotroper Verteilung (orange Kurve), die Fluoreszenzrate in radialer Richtung (Polarwinkel von  $90^\circ$  bzw.  $270^\circ$  zur Magnetfeldachse) um einen Faktor  $3/4$  unterdrückt. Demnach ist nach Gl. (3.15) für ein einzelnes  $\text{Mg}^+$ -Ion mit  $\chi = 0,75$ ,  $\rho_{\text{gs}} = 1$ ,  $\Gamma = 2,57 \cdot 10^8$  1/s und  $\rho = 0,25$  eine Photonenstreuerate von rund 145 kPhotonen pro Sekunde zu erwarten. Aus experimenteller Sicht ist es wertvoll über die gemessenen Anzahl an AD-Counts der Kamera, d. h. der Anzahl an Ereignissen des Analog-Digital-Wandlers, die Anzahl an gespeicherten Ionen  $N$  bestimmen zu können. Unter Berücksichtigung der Quanteneffizienz (QE) der Kamera, der Belichtungszeit von  $t_{\text{exp}}$  und dem Umsetzungsfaktor der Verstärkung des AD-Wandlers  $\kappa_{\text{AD}}$ , lässt sich die Ionenanzahl bestimmen durch

$$N = \frac{N_{\text{AD}} \cdot \kappa_{\text{AD}}}{(dN_{\text{ph}}/dt)_{\text{sp}} \cdot \text{QE} \cdot t_{\text{exp}}}, \quad (3.16)$$

mit der Ein-Teilchen-Zählrate  $(dN_{\text{ph}}/dt)_{\text{sp}}$  nach Gl. (3.15).

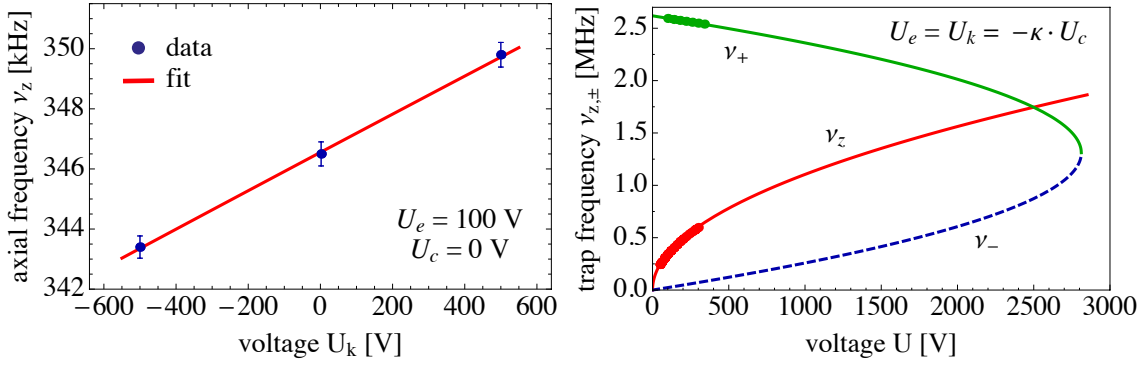
## 3.8 Kenngrößen der experimentellen Apparatur

### 3.8.1 Das Fallenpotential

Zur Charakterisierung der Fallensegmente wurden die Entwicklungskoeffizienten des Fallenpotentials ( $C_2^i$ -Koeffizienten) anhand der axialen Bewegungsfrequenz  $\nu_z = \omega_z/(2\pi)$  (siehe Gl. (3.4)) bestimmt. Dazu wurde zunächst eine kalte Ionenwolke in der Falle präpariert und die axiale Schwerpunktsmode  $\omega_{1,0} = \omega_z$  durch eine sinusförmige Modulation des Fallenpotentials der oberen Einfangelektrode abgefragt. Während des Durchstimmens der Anregungsfrequenz  $\omega_{\text{rf}}$  wurde die axiale Frequenz durch eine Änderung des Fluoreszenzsignals identifiziert. Die Anregungsamplitude betrug typischerweise  $< 1$  V<sub>pp</sub> bei einer Rate von 0,1 Hz und einem Scanbereich zwischen 30 kHz und 100 kHz um den erwarteten Wert. Die Werte wurden so gewählt, dass ein signifikantes Aufheizen der Wolke vermieden wurde zur Erhöhung der Messgenauigkeit. Je nach Laserverstimmung  $\Delta$  verursachte das Aufheizen der Wolke eine Zunahme bzw. eine Abnahme des Fluoreszenzsignals.

Zunächst wurde die axiale Frequenz und damit der gemeinsame  $C_2^i$ -Koeffizient der Endkappenelektroden bestimmt. Anschließend wurde die Messung bei konstanter Endkappenspannung wiederholt und der Einfluss der anderen Fallenelektroden untersucht. Exemplarisch ist die Bestimmung der axialen Frequenz in Abhängigkeit der Spannung an den Einfangelektroden in der linken Graphik von Abb. 3.18 gezeigt. Für Spannungen  $U_k$  von -500 V, 2 V und 500 V wurde die axiale Frequenz ermittelt. Die Auflösung ist dabei durch die Breite des Einbruchs/Anstiegs im Fluoreszenzsignal gegeben und beträgt bei geeigneten Parametern der Anregungsfrequenz nur einige hundert Hz. Dies ist ausreichend, um selbst den geringen Einfluss der Einfang- oder Korrekturode zum Fallenpotential aufzulösen. Wegen der Abhängigkeit der axialen Frequenz von den Entwicklungskoeffizienten konnte anhand der Steigung des Fits in Abb. 3.18 der gemeinsame Fallenkoeffizient  $C_2^{2k} = 2C_2^k = C_2^{k_1} + C_2^{k_2}$  bestimmt werden, wobei  $k_1$  und  $k_2$  die obere und untere Einfangelektrode bezeichnen. Wenn nicht explizit erwähnt, so wurden die Spannungen stets symmetrisch an die jeweiligen Elektrodenpaare angelegt und die Ringsegmente auf Erdpotential gehalten. Die Ergebnisse sind in Tab. 3.6 zusammengefasst.

Der Fehler bei der Bestimmung von  $C_2^k$  und  $C_2^c$  ergibt sich aus der Unsicherheit des Fits. Der Fehler von  $C_2^c$  ist deutlich größer, da bei den Messungen systematische Schwankungen zu beobachten waren. Diese können u. a. durch eine unterschiedliche Präparation der Ionenwolke bei den repetitiven Messungen der axialen Frequenz verursacht sein, bei der es,



**Abbildung 3.18:** Links: Axialfrequenz  $\nu_z$  in Abhängigkeit von der Spannung an den Einfangelektroden  $U_k$ . Die Spannungen der anderen Segmente betragen  $U_e = 100$  V und  $U_r = U_c = 0$  V. Rechts: Fallenfrequenzen für eine harmonische Falle bei  $U_e = 240$  V.

**Tabelle 3.6:** Zusammenfassung der Entwicklungskoeffizienten  $C_j^i$  des Fallenpotentials. Die  $C_j^i$ -Koeffizienten wurden aus den gemeinsamen  $C_j^{2i}$ -Koeffizienten bestimmt.  
<sup>1</sup>Experimentell bestimmte Werte.

Fallensegment	$C_1^i$	$C_2^i$	$C_4^i$	$C_6^i$
Endkappenelektrode	0,2501	<b>0,1445(25)</b> <sup>(1)</sup>	-0,0256	-0,0031
Korrektorelektrode	0,0988	<b>-0,0020(1)</b> <sup>(1)</sup>	-0,0296	-0,0171
Einfangelektrode	0,00083	<b>0,00054(4)</b> <sup>(1)</sup>	-0,00014	-0,000012
Ring	0	-0,2837	-0,1112	-0,0294

bedingt durch die unterschiedliche Zusammensetzung der Ionenspezies in der Wolke (Anteile von Fremdionen), zu einer Verschiebung der Eigenfrequenz des Schwerpunktes kommen kann (siehe Diskussionen in [Eij99]). Da die Messungen der Entwicklungskoeffizienten der Einfang- bzw. Korrektorelektroden an nur einer Ionenwolke durchgeführt wurden, lassen sich, wie in Abb. 3.18 gezeigt, sogar die Einflüsse dieser Elektroden auf das Fallenpotential nachweisen. Eine mögliche Verschiebung der axialen Frequenz durch Fremdionen hat in diesem Falle keinen Einfluss auf die Steigung der in Abb. 3.18 gezeigten Geraden.

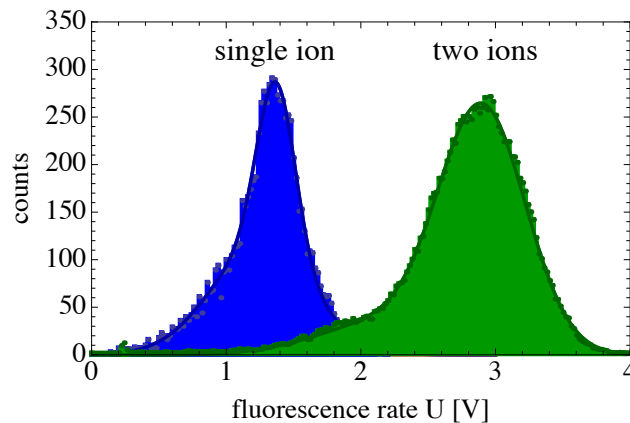
Die rechte Graphik von Abb. 3.18 zeigt eine Messung der reduzierten Zyklotronfrequenz  $\omega_{1,1} = \omega_+$  sowie der Axialfrequenz für ein harmonisches Fallenpotential  $U_e = U_k = -\kappa U_c$ . Zusätzlich ist der entsprechende Verlauf der Magnetronfrequenz  $\omega_{1,1} = \omega_-$  eingezeichnet. Wie zu erkennen ist, ist die Speicherbedingung oberhalb einer Fallenspannung von ca. 2,7 kV nicht mehr erfüllt. Durch Variation der Fallenspannungen lässt sich extern die axiale Frequenz der  $\text{Mg}^+$ -Ionen gezielt in einem Bereich bis ca. 1 MHz einstellen (man beachte die Spannungsbegrenzung der Fallenelektroden von 1 kV.). Diese Form der Manipulation kann genutzt werden, um die axiale Frequenz auf die Schwingkreise abzustimmen oder die Form der Ionenwolke zu beeinflussen.

### 3.8.2 Detektionseffizienz und Einzelionensignale

Um die Detektionseffizienz der optischen Abbildung anhand einer Einzelionenmessung zu bestimmen, wurden die Parameter der Elektronenstoß-Ionisationsquelle so gewählt, dass

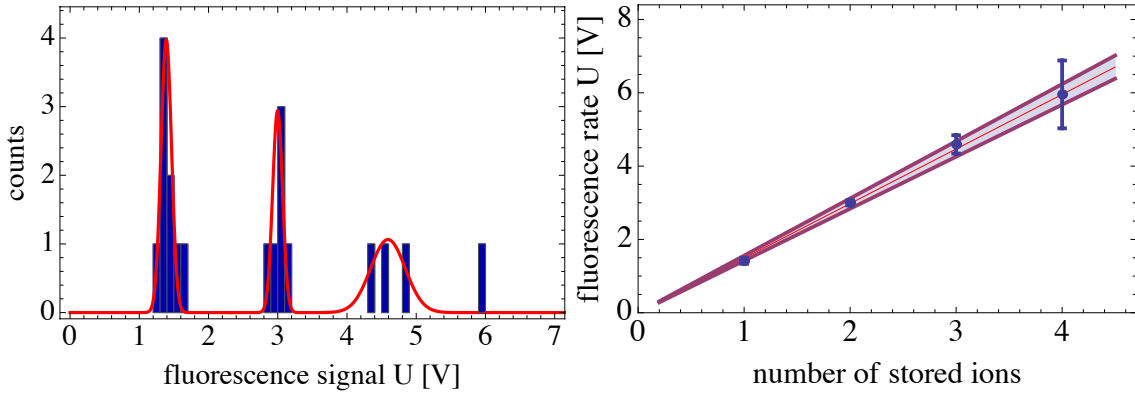
möglichst wenige Magnesiumionen pro Paket erzeugt und zur Falle transportiert wurden. Als Parameter der Wahl hat sich aus experimenteller Sicht der Filamentstrom herausgestellt, da über den Filamentstrom die Ionisationswahrscheinlichkeit in der Quellenregion gezielt gesteuert werden kann. Nach dem Kühlen der Ionen in der Falle und dem Erreichen eines thermischen Gleichgewichtszustandes (konstantes Fluoreszenzsignal), wurde bei konstanter Laserfrequenz die Fluoreszenzrate am Photomultiplier gemessen. Anschließend wurde die Falle geleert und der Messzyklus erneut durchgeführt. Die mit dem Photomultiplier detektierten zeitlichen Photonensignale sind mittels eines Ratemeters (ORTEC-449-Log-Lin-Ratemeter) in eine Fluoreszenzrate übersetzt worden. Der Verstärkungsfaktor betrug  $10^4$  und die Zeitaufösung 0,3 s.

Insgesamt wurde der Messzyklus 19 mal wiederholt. Die gesamte Messdauer betrug ca. zwei Stunden, um Schwankungen der Fluoreszenzrate durch Drifts in der Laserfrequenz und Laserleistung möglichst gering zu halten. Die Laserleistung  $P$  und die Verstimmung  $\Delta$  des Lasers betragen 0,5 mW bzw.  $-2\pi \times 32$  MHz. Exemplarisch ist die Häufigkeitsverteilung der Photonenstreureate zweier Messzyklen in Abb. 3.19 gezeigt. Die jeweilige Lage der Maxima



**Abbildung 3.19:** Häufigkeitsverteilung der gemessenen Fluoreszenzrate für ein (lasergekühltes) Ion und zwei (lasergekühlte) Ionen.

der Verteilungsfunktionen wurde in einem Histogramm zusammengefasst (siehe Abb. 3.20). Um die Asymmetrie der Verteilung zu berücksichtigen wurde eine doppelte Gaußverteilung angenommen. Die Asymmetrie resultiert aus Signaleinbrüchen während der Messung, die entweder durch Quantensprünge oder Leistungsschwankungen am Laser hervorgerufen wurden (siehe Diskussion in [Mur16a]). Insgesamt zeigen die Daten, dass die Fluoreszenzrate in diskreten Sprüngen auftritt. Dadurch ist eine statistisch signifikante Zuordnung der Fluoreszenzraten zu einer bestimmten Ionenanzahl (ein bis vier Ionen) möglich. Um aus den Daten die Abbildungseffizienz der Apparatur zu bestimmen, ist in der rechten Graphik von Abb. 3.20 die Fluoreszenzrate als Funktion der Ionenanzahl aufgetragen. Der Fit ergibt eine Fluoreszenzrate von  $1.49(3)$  V pro Ion pro Sekunde. Dies entspricht, unter Berücksichtigung der jeweiligen Fehler der Laserparameter, einer Anzahl von  $1490(230)$  Photonen pro Sekunde, die auf den Detektor treffen. Somit beträgt die Detektionseffizienz des Abbildungssystems  $\xi_0 \approx 3,9 \cdot 10^{-4}$ . Damit ist die experimentell bestimmte Detektionseffizienz im Vergleich mit dem theoretischen Wert aus Gl. (3.14) ca. zehn mal kleiner. Die relativ große Abweichung ist u. a. auf eine Fehljustage im Magnetsystem zurückzuführen. Dadurch stimmt die optische Achse, welche durch das Fallenzentrum und die erste fokussierende Lin-



**Abbildung 3.20:** Links: Häufigkeitsverteilung der Fluoreszenzrate für eine Messreihe von 19 Messzyklen. Rechts: Fluoreszenzrate als Funktion der Teilchenanzahl mit Fit und einem Vertrauensintervall von 95 %

se definiert ist, nicht mit der geometrischen Achse des Magnetsystems überein. Dies kann zu einer starken Reduktion des Fluoreszenzsignals führen. Zudem führt die chromatische Aberration zu einer Verringerung der Detektionseffizienz. Die Bestimmung der Detektionseffizienz erlaubt eine Abschätzung der in der Falle gespeicherten Ionen.

### 3.8.3 Axialen Verschiebung und Abbildungsmaßstab

In Kapitel 3.3 wurde gezeigt, dass zur Beschreibung des elektrostatischen Fallenpotentials dieses als lineare Superposition der Potentiale  $\phi^{(i)}$  der Fallenelektroden angesehen werden kann. Aufgrund der zum Fallenzentrum symmetrischen Bauart der Fallengeometrie ist es notwendig, ein asymmetrisches Feld an die Fallenelektroden anzulegen, um die Position der Ionen in axialer Richtung zu beeinflussen. Dies wird zum Beispiel durch das Anlegen einer Spannungsdifferenz zwischen den Endkappenelektroden  $\Delta U_e = U_{e,2} - U_{e,1}$  erreicht, wobei  $U_{e,2}$  und  $U_{e,1}$  die Spannungen an der oberen bzw. unteren Endkappenelektrode bezeichnet. Dies führt zu einer axialen Verschiebung der Ionen relativ zum Fallenmittelpunkt um  $\Delta z$ . Wie in Anhang A gezeigt ist, lässt sich unter Vernachlässigung von höheren Termen in der Potentialentwicklung ( $j \geq 4$ ) die axiale Verschiebung wie folgt angeben:

$$\Delta z = \frac{1}{2} \frac{C_1^e}{2C_2^i} \frac{d^2}{d} \frac{\Delta U_e}{U_{0,i}}, \quad (3.17)$$

wobei  $U_{0,i}$  der Mittelwert der Fallenspannung zweier Elektrodenpaare (z. B. der Endkappen) ist.

Durch einen Vergleich der axialen Verschiebung der Ionen im Fallenzentrum relativ zur axialen Verschiebung der Abbildung der Ionen auf der Kamera, lässt sich der Vergrößerungsfaktor  $A$  der optischen Abbildung ermitteln. Anhand der genauen Kenntnis des Abbildungsmaßstabs ist es möglich, u. a. die Größe der Ionenwolke exakt zu bestimmen. Die Messung der axialen Verschiebung dient daher der Kalibration des optischen Nachweissystems. Der Vergrößerungsfaktor des Zwei-Linsen-Systems ist, unter Annahme einer idealen Kollimation der emittierten Strahlung durch die erste Linse, gegeben durch

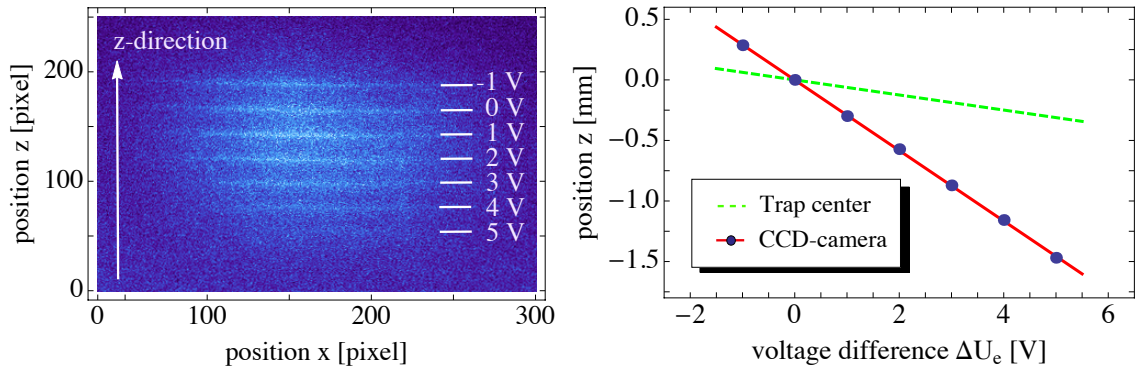
$$A = \frac{f_2 = 150 \text{ mm}}{f_1 = 25 \text{ mm}} = 6. \quad (3.18)$$



Allerdings bedingen die dispersiven Eigenschaften der Quartz-Linse eine Verringerung der Brennweite der Linse im UV-Bereich. Gemäß der Ausführung in [Sal08] kann gezeigt werden, dass die Änderung der Brechkraft  $D = 1/f$  einer dünnen Linse als Funktion des Brechungsindex gegeben ist durch

$$\frac{\Delta D}{D} = \frac{\Delta n}{n-1}. \quad (3.19)$$

Mit  $n_{280,3} = 1,4940$  und  $n_{643,8} = 1,4567$  ergibt sich eine Brennweite von 23,11 mm bei 280 nm. Dieser (ungewünschte) Fokussierungseffekt begünstigt den Strahltransport der emittierten Strahlung zur Kamera. Allerdings lässt sich dadurch, zusammen mit der Unsicherheit in der Kenntnis der exakten Linsenpositionen, der Abbildungsmaßstab nur schlecht abschätzen. Um den Vergrößerungsfaktor des Abbildungssystems zu bestimmen wurde eine



**Abbildung 3.21:** Links: Akkumulierte Darstellung der Kamerabilder für unterschiedliche axiale Positionen der Ionen. Rechts: Axiale Position als Funktion der Spannungsdifferenz an den Endkappenelektroden. Die grüne Kurve repräsentiert die erwartete Positionsverschiebung im Fallenzentrum.

Spannungsdifferenz von  $\Delta U_e/V$  von 0,  $\pm 1$ , 2, 3, 4 und 5 zwischen den Endkappenelektroden angelegt und nach Gl. (3.17) der axiale Versatz der Magnesiumionen auf dem CCD-chip relativ zum Versatz im Fallenzentrum gemessen. Dazu wurden die Ionen zunächst in einer planaren zwei-dimensionalen Anordnung präpariert und die axiale Position für die unterschiedlichen Spannungsdifferenzen bestimmt. Der Mittelwert der Fallenspannungen  $U_{0,e}$  beider Endkappenelektroden betrug 50 V. Die linke Graphik in Abb. 3.21 zeigt eine akkumulierte Darstellung der einzelnen Bilder. Die axiale Position der Ionen auf der aktiven Fläche der Kamera ist als Funktion der Spannungsdifferenz in der rechten Graphik von Abb. 3.21 aufgetragen. Zudem ist der axiale Versatz im Fallenzentrum nach Gl. (A.3) (grüne Linie) dargestellt. Ein Vergleich der beiden Steigungen zwischen der Verschiebung in der Falle  $\Delta z = 62,3(1,3) \mu\text{m}/V$  und auf der aktiven Fläche der Kamera  $\Delta z = 291,1(1,8) \mu\text{m}/V$  ergibt einen Vergrößerungsfaktor von

$$A = 4,69(8). \quad (3.20)$$

Die größten Beiträge zum Fehler ergeben sich aus der Ungenauigkeit der Positionsbestimmung (Fehler des Fits) sowie der Ungenauigkeit des  $C_2^e$ -Koeffizienten.



## Kapitel 4

# Rauscharmer Teilchennachweis - Der zerstörungsfreie Ionendetektor

In diesem Kapitel wird der Aufbau und die Funktionsweise des zerstörungsfreien Detektors [Sch15a] zum Nachweis des Durchflugs geladener Teilchen durch eine Pick-up-Elektrode beschrieben. Das Detektionsprinzip beruht auf der nicht-resonanten Verstärkung induzierter Ladungssignale über eine kapazitive Eingangsstufe.

Zur theoretischen Beschreibung des induzierten Ladungssignals wird zunächst in Kap. 4.1 der zugrundeliegende mathematische Formalismus vorgestellt und ein analytischer Ausdruck für das integrierte Ladungssignal gegeben. Anschließend werden in Kap. 4.2 der Aufbau des Detektors und dessen Eigenschaften diskutiert. Erste Messungen der Ionensignale werden in Kap. 4.3 gezeigt und mögliche Anwendungen der Verstärker als Zeitgeberschaltung diskutiert. Abschließend werden in Kap. 4.4 die Bestimmung der Teilchenanzahl vorgestellt und die Fehlerbeiträge diskutiert. Wegen der erhaltenen Zeitinformation wird der Detektor auch als *Arrival-Detector* bezeichnet. Aufgrund der hohen Nachweisempfindlichkeit eignet er sich für Anwendungen in Ionenfallen-Experimenten, Niederenergie-Strahlröhren oder Transferstrahlröhren großer Beschleunigeranlagen.

### 4.1 Beschreibung des induzierten Ladungssignals

Ein Ionenpaket sei beschrieben durch  $N$  identische Teilchen der Ladung  $q$ , die sich mit der konstanten Geschwindigkeit  $v$  in  $z$ -Richtung fortbewegen. Die anfängliche Lage ( $t = 0$ ) in Zylinderkoordinaten des  $i$ -ten Teilchens sei bestimmt durch dessen axiale und radiale Position  $z_i$  und  $r_i$ . Mathematisch lässt sich jedes einzelne Ion durch eine Delta-Funktion der Form  $q \cdot \delta_i(z_i - z' - z, r_i)$  beschreiben, mit den Identitäten  $\int_a^b q \cdot \delta_i(z_i - z' - z, r_i) dz = q$  und  $z' = v \cdot t$ . Aus mathematischer Sicht erfolgt die Integration über den Raum der reellen Zahlen. Vom experimentellen Standpunkt aus betrachtet ist es ausreichend über ein Intervall  $[a, b]$  zu integrieren, welches die Zeitinformation des Ionenpaketes enthält. Zur Vereinfachung wird im Folgenden bei der Integralschreibweise auf die Integrationsvariablen  $a$  und  $b$  verzichtet. Die Gesamtladung des Ionenpaketes ist gegeben durch

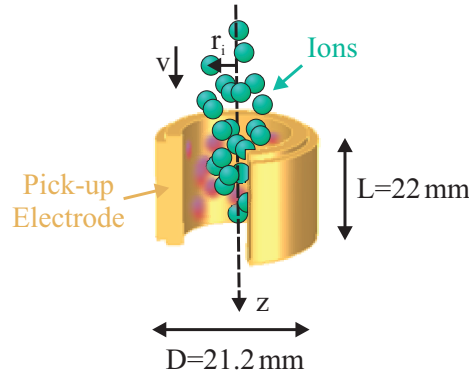
$$Q_{\text{ges}} = N \cdot q = \int \Gamma(z' - z, r) dz, \quad (4.1)$$

wobei

$$\Gamma(z' - z, r) = \sum_i^N q \cdot \delta_i(z_i - z' - z, r_i) \quad (4.2)$$

die Ladungsverteilung des Ionenpakets darstellt. Zur Vereinfachung erfolgt in Gl. (4.1) die Integration für jeden einzelne Ion entlang der zur radialen Lage  $r_i$  gehörigen eindimensionalen Bewegungsrichtung ( $z$ -Achse).

Beim Durchflug des Ionenpaketes durch eine Pick-up-Elektrode wird eine Spiegelladung in dieser induziert, deren Signalstärke ortsabhängig ist. Eine schematische Darstellung der im Rahmen des SpecTrap-Experimentes verwendeten Pick-up-Elektrode inklusive eines Ionenpaketes ist in Abb.4.1 dargestellt. Das induzierte Ladungssignal lässt sich, wie in Kap. 4.2 beschrieben wird, mit Hilfe einer geeigneten Verstärkerschaltung nachweisen. Die Geometrie der Pick-up-Elektrode mit dem Radius  $R = D/2$  und der Länge  $L = z_r - z_l$  hat maßgeblichen Einfluss auf die Form des induzierten Signals und sei durch die Geometriefunktion  $\Xi(z,r)$  definiert.  $z_l$  und  $z_r$  stellen die Positionen der Ränder der Elektrode dar. Mit der



**Abbildung 4.1:** Schematische Darstellung des Ionenpakets  $\Gamma(z' - z, r)$  und der Pick-up-Elektrode. Der Durchmesser der verwendeten Pick-up Elektrode beträgt  $D = 21,2$  mm und die Länge  $L = 22$  mm.

Geometriefunktion  $\Xi(z,r)$  der Elektrode lässt sich das induzierte Signal einer Punktladung  $Q_{pl}$  als Funktion der axialen und radialen Position des Teilchens beschreiben durch [Ste15]

$$Q_{pl}(z,r) = \frac{-q}{\pi R} \int_0^\infty \frac{I_0(x \cdot \frac{r}{R})}{I_0(x)} \cdot \left[ \text{sinc} \left( x \frac{z - z'}{\pi R} \right) (z - z') \right]_{z'=z_l}^{z'=z_r} dx = -q \cdot \Xi(z,r). \quad (4.3)$$

Die Integration erfolgt über alle Frequenzkomponenten des induzierten Signals, mit  $x$  als geeigneter Integrationsvariable (siehe [Ste15]).  $I_0(x)$  bezeichnet die modifizierte Besselfunktion nullter Ordnung und  $\text{sinc}(x)$  die normierte Form des Sinus cardinalis. Anschaulich stellt die Geometriefunktion das in der Elektrode induzierte Ladungssignal eines Punktteilchens der Ladung  $q = 1$  dar. Somit ist die Funktion einheitslos. Für  $r_i = R$  lässt sich die Geometriefunktion aus Gl. (4.3) in der analytischen Form

$$\begin{aligned} \Xi(z,R) &= \frac{1}{\pi R} \int_0^\infty \left[ \text{sinc} \left( x \frac{z - z'}{\pi R} \right) (z - z') \right]_{z'=z_l}^{z'=z_r} dx \\ &= \frac{1}{2} \text{sgn}(z - z_l) - \frac{1}{2} \text{sgn}(z - z_r) \end{aligned} \quad (4.4)$$

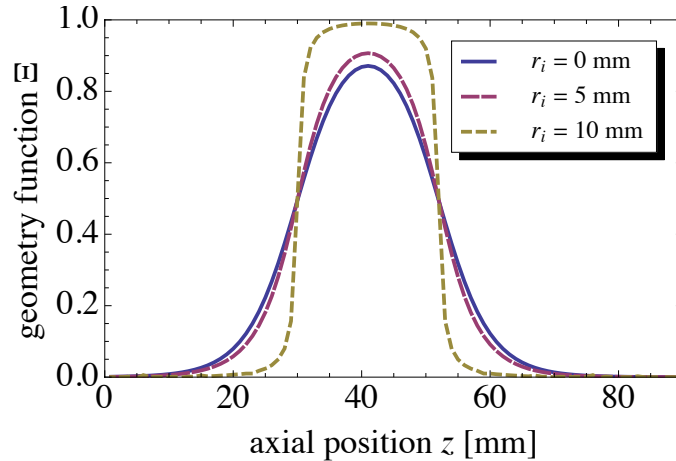
schreiben. Die Signumfunktion  $\text{sgn}(x)$  ist wie folgt definiert [Kön04]

$$\text{sgn}(x) := \begin{cases} -1 & \text{für } x < 0, \\ 0 & \text{für } x = 0, \\ 1 & \text{für } x > 0. \end{cases} \quad (4.5)$$

Gl. (4.4) stellt eine Stufenfunktion mit der Eigenschaft

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Xi(z, R) dz = L \quad (4.6)$$

dar. Numerisch lässt sich diese Identität auch für  $R \neq r_i$  mit  $r_i < R$  beweisen. Die Geometriefunktion  $\Xi(z, r)$  ist exemplarisch für die verwendete Pick-up-Elektrode in Abb. 4.2 dargestellt. Gezeigt ist die numerische Lösung für drei verschiedene radiale Positionen  $r_i = 0$  mm,



**Abbildung 4.2:** Geometriefunktion  $\Xi(z, r)$  als Funktion der axialen Position  $z$ . Die Geometriefunktion ist für drei verschiedene radiale Positionen dargestellt. Der Mittelpunkt der Elektrode wurde willkürlich gewählt und liegt bei 40 mm. Die Ränder der Elektrode liegen entsprechend bei  $z_l = 29$  mm und  $z_r = 51$  mm.

5 mm und 10 mm. Offensichtlich geht für  $r_i \rightarrow R$  die Funktion in die Stufenfunktion nach Gl. (4.4) über.

Gl. (4.3) wurde ausgehend von der Poisson-Gleichung unter der Bedingung hergeleitet, dass die Pick-up-Elektrode von zwei unendlich langen Zylindern mit einem Radius  $R$  umgeben ist (siehe [Ste15]). Diese notwendige Bedingung dient dazu, die theoretische Beschreibung der induzierten Ladung dahingehend zu vereinfachen, dass elektrische Streufelder an den Rändern der Elektrode vernachlässigt werden können. Wie anhand der in Kap. 3.1 gegebenen Beschreibung des Fallenaufbaus ersichtlich wird, ist diese Bedingung durch die benachbarten Fallenelektroden sowie die an die Einfangelektrode angrenzende Driftröhre weitestgehend erfüllt. Damit ist Gl. (4.3) hinreichend, um das induzierte Signal zu beschreiben.

Nach Gl. (4.2) und Gl. (4.3) ist die induzierte Ladung  $Q_i(z, r)$  im Viel-Teilchen-Fall gegeben durch

$$Q_i(z, r) = - \int \Gamma(z' - z, r) \cdot \Xi(z, r) dz. \quad (4.7)$$

Die Form von  $Q_i(z, r)$  hängt im Allgemeinen von der radialen und axialen Verteilung der Ionen ab. Hingegen lässt sich die Anzahl an Teilchen pro Ionenpaket  $N$  unabhängig von der Betrachtung der radialen Lage der Ionen bestimmen, insofern  $r_i$  als konstant angenommen wird. Um dies zu zeigen führen wir die zeitliche Integration über die induzierte Ladung

$Q_i(t)$  aus und erhalten

$$\begin{aligned} \int Q_i(t) dt &= - \int \left( \int \Gamma(z' - z, r) \cdot \Xi(z, r) dz \right) dt \\ &= - \int \left( \Xi(z, r) \underbrace{\int \Gamma(z' - z, r) dt}_{=N \cdot q/v} \right) dz. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Mit Gl. (4.6) folgt

$$\int Q_i(t) dt = -N \cdot q \cdot \frac{L}{v}. \quad (4.9)$$

Anschaulich ist das integrierte Ladungssignal durch die Gesamtladung  $Q_{\text{ges}} = N \cdot q$  multipliziert mit der Zeitdauer  $T = L/v$ , die ein Teilchen für den Durchflug durch die Elektrode benötigt, gegeben.

## 4.2 Aufbau und Eigenschaften des NID-Detektors

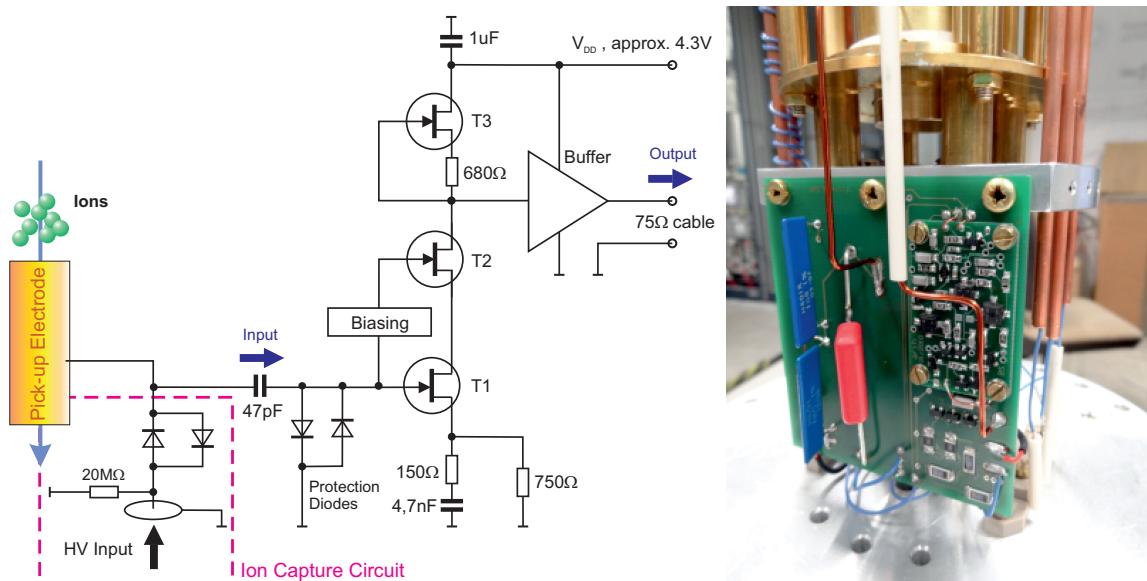
### 4.2.1 Die elektronische Schaltung des rauscharmen Verstärkers

Die Verstärkerschaltung des rauscharmen, zerstörungsfreien Detektors wurde in Zusammenarbeit mit der Firma Stahl Electronics entwickelt. Der Verstärker ist an der obersten Fallenelektrode der Penningfalle (siehe Kap. 3.3) angebracht und stellt ein hochempfindliches Gerät zum zerstörungsfreien Nachweis von Ionen dar. Die höchste Empfindlichkeit kann durch den Betrieb des Verstärkers im kryogenen Bereich (4 K)<sup>1</sup> erreicht werden. Dennoch eignet sich die Schaltung auch für Anwendungen bei Raumtemperatur, wodurch beim Einsatz des Detektors in z. B. Beschleunigeranlagen der Umgang mit kryogenen Flüssigkeiten vermieden werden kann. Unabhängig von der Umgebungstemperatur gleicht eine interne Schaltung zur Einstellung des Regel- und Arbeitspunktes temperaturbedingte Schwankungen aus. Das Schaltbild des Detektors ist in Abb. 4.3 dargestellt. Um den thermischen Kontakt zur kalten Bohrung des Magnetsystems sicherzustellen, ist der Detektor direkt an der Halterung der Falle angebracht. Durch die kurze Verdrahtung zwischen der Eingangsstufe des Detektors und der Pick-up-Elektrode (obersten Fallenelektrode) wird der Einfluss von parasitären Kapazitäten reduziert. Dadurch verringert sich die Eingangskapazität  $C_{\text{in}}$  (siehe Abschnitt 4.2.2) und man erreicht eine hohe Empfindlichkeit der Eingangsstufe.

Wie in Abb. 4.3 dargestellt, besitzt der Verstärker eine hochohmige Eingangsstufe mit einem rauscharmen Galliumarsenid (GaAs) Feldeffekttransistor (T1), einer Kaskodenschaltung (T2) um die Eingangsimpedanz zu verringern, einer aktiven Last zur Erhöhung des Verstärkungsfaktors (T3) und einer Pufferstufe zur Impedanzanpassung. Der Detektor besteht hauptsächlich aus einer Reihe von GaAs-Transistoren (T1: NE6510179A, T2 und T3: NE651R479A), Dünnschichtwiderständen sowie Polymer- und Keramik-C0G-Kondensatoren. Alle Bauteile weisen bis in den kryogenen Bereich eine relativ geringe Temperaturabhängigkeit auf.

Über einen Hochpassfilter ist die hochempfindliche Eingangsstufe (T1) von dem Hochspannungseingang (roter Kasten in Abb. 4.3) kapazitiv entkoppelt. Die Eingangsstufe wandelt das induzierte Ionensignal  $Q_i(t)$ , durch das an der effektiven Eingangskapazität  $C_{\text{in}}$

<sup>1</sup>Zur Vereinfachung stehen im Folgenden 300 K, 77 K und 4 K als Synonym für Raumtemperatur, Temperatur von flüssigem Stickstoff und flüssigem Helium.



**Abbildung 4.3:** Links: Schaltbild des zerstörungsfreien Detektors. Alle Bauteile sind kompatibel für den Einsatz in kryogener Umgebung. Rechts: Fotografie des elektronischen Aufbaus des Detektors. Der Verstärker besteht aus einer Platine aus einem kältebeständigen Epoxidharz-Substrat und oberflächenmontierten Bauelementen (engl.: surface mount devices).

abfallende Spannungssignal, in eine Wechsellspannung

$$U_i(t) = -Q_i(t)/C_{in} \quad (4.10)$$

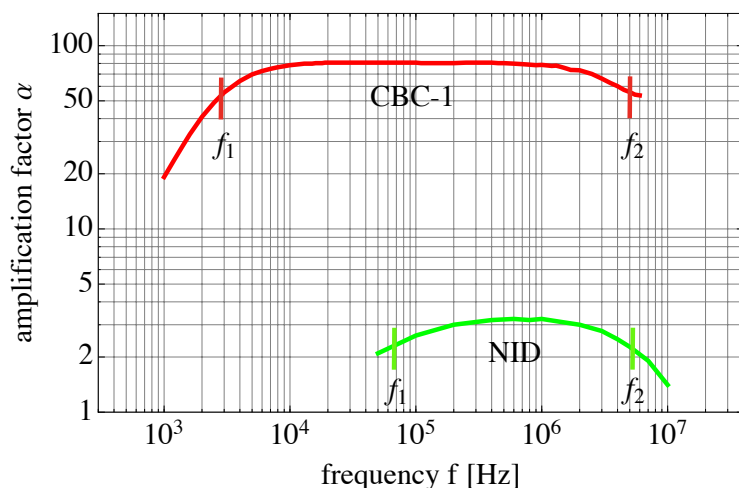
um und verstärkt diese anschließend. Der Verstärkungsfaktor der Eingangsstufe ist über einen weiten Frequenzbereich konstant und sorgt für eine Verstärkung des Signals um ein dreifaches. Im Falle positiv geladener Ionen wird eine negative Spiegelladung in der Elektrode induziert. Diese fließt vom Verstärkereingang weg, wodurch der Detektor ein positives Signal (Zufluß von positiver Ladung) sieht. Dadurch lässt sich das negative Vorzeichen in Gl. (4.10) begründen. Da sich die beiden Vorzeichen aus Gl. (4.10) und Gl. (4.3) aufheben, ist ein positives Spannungssignal zu erwarten. Die effektive Eingangskapazität  $C_{in}$  setzt sich insgesamt aus folgenden Termen zusammen: der Kapazität der Pick-up-Elektrode, der Kapazität der Verdrahtung zwischen der Eingangsstufe des Detektors und der Pick-up-Elektrode, der Eingangskapazität des Verstärkers und der Kapazität der Schutzdioden an der Eingangsstufe. Die Dioden dienen zum Schutz der empfindlichen Verstärkerelektronik vor Hochspannungspulsen, die während des Schaltvorgangs beim Einfangprozess auftreten können.

Die Pufferstufe am Ausgang sorgt für eine Impedanzanpassung zwischen der Ausgangsstufe des Detektors und dem Eingang einer nachfolgenden (externen) Verstärkerschaltung (CBC-1, Stahl Electronics). Der externe Verstärker dient der Nachverstärkung des Ausgangssignals und besitzt analog zur axialen Detektorschaltung (siehe Abb. 3.9) einen hohen Verstärkungsfaktor.

## 4.2.2 Charakterisierung des Detektors

### A. Frequenzantwort

Zur Bestimmung der Frequenzantwort (Amplitudenverstärkung) des Detektors wurde an der Eingangsstufe ein künstliches Signal angelegt und bei unterschiedlichen Frequenzen der Verstärkungsfaktor bestimmt. Für den 300 K-Nachverstärker wurde analog vorgegangen. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.4 dargestellt, wobei der Absolutbetrag der Spannungsverstärkung  $\alpha$  in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen ist. Die Frequenzantwort wurde in beiden Fällen bei Raumtemperatur aufgenommen. Das Frequenzverhalten beider



**Abbildung 4.4:** Frequenzantwort des rauscharmen Verstärkers (NID) und dem externen Nachverstärker (CBC-1).

Geräte gleicht einem Bandpassfilter mit einer Frequenzbreite  $\Delta f = f_2 - f_1$ , wobei  $f_1$  die untere und  $f_2$  die obere Grenzfrequenz darstellen. Die entsprechenden Eigenschaften sind in Tab. 4.1 zusammengefasst. Dabei bezeichnet  $\alpha$  den maximalen Wert des frequenzabhängigen Verstärkungsfaktors. Da beide Verstärker invertierende Verstärker sind, ergibt sich eine positive Gesamtverstärkung bei Raumtemperatur von  $\alpha \approx 250$ .

**Tabelle 4.1:** Frequenzverhalten des NID-Detektors und des externen Nachverstärkers.

Gerätebezeichnung	$f_1$	$f_2$	$\alpha$
CBC-1 Verstärkereinheit	3 kHz	6 MHz	78
NID-Detektor	60 kHz	5,5 MHz	3,2 (300 K) / 4 (4 K)

Neben der kapazitiven Entkopplung der Eingangsstufe von dem HV-Eingang sorgt das Abschneiden der niederfrequenten Anteile für eine signifikante Reduktion des  $1/f$ -Rauschens der verwendeten GaAs-Feldeffekttransistoren bei kleinen Frequenzen. Allerdings führt dies zu einer Reduktion des induzierten Signals (siehe Diskussionen in Kap. 4.4). Die obere Grenzfrequenz im MHz-Bereich wurde so gewählt, dass es zu keiner weiteren Reduktion des induzierten Signals kommt und der Einfluss des hochfrequenten Rauschens minimal ist.



## B. Bestimmung der Eingangskapazität

Um die effektive Eingangskapazität  $C_{\text{in}}$  des Detektors zu bestimmen, wurde der Eingangsstufe eine Testkapazität von 1 pF hinzugefügt. Anschließend wurde das Verstärkungsverhältnis dieses kapazitiven Teilers gemessen und daraus die Eingangskapazität zu  $C'_{\text{in}} = 41,9(7)$  pF bestimmt. Um Zugang zur Verstärkerelektronik zu erhalten, war bei den Testmessungen die Falle inklusive Fallenelektronik nicht in die (kalte) Bohrung des Magnetsystems integriert. Daher bezeichnet  $C'_{\text{in}}$  die effektive Eingangskapazität im ausgebauten Zustand der Falle. Diese setzt sich zu 7,8(1) pF aus der Kapazität der Schutzdioden und zu 34,1(7) pF aus den restlichen Beiträgen zur effektiven Eingangskapazität zusammen. Etwaige parasitäre Einflüsse sind in den beiden Termen bereits enthalten. Im eingebauten Zustand muss noch der Einfluss der Umgebung, d. h. die Lage der Verdrahtung zwischen der Elektrode und der Eingangsstufe relativ zu den Wänden des Helium-Dewars, berücksichtigt werden. Im Allgemeinen führt dies zu einem Anstieg der effektiven Kapazität. Hier konnte eine Erhöhung von 17 %, d. h. eine Zunahme um 7,3 pF, gemessen werden. Insgesamt ergibt sich eine effektive Eingangskapazität von  $C_{\text{in}} = 49,2(8)$  pF.

## C. Spektrale Rauschdichte

Das wesentliche Merkmal für die Empfindlichkeit des Detektors ist die spektrale Rauschdichte  $u$ , anhand derer das Rauschniveau bestimmt werden kann. Als Kenngröße für das Rauschniveau dient die effektive Rauschamplitude  $a$ , die im Falle eines diskreten Spektrums der Rauschdichte wie folgt definiert ist

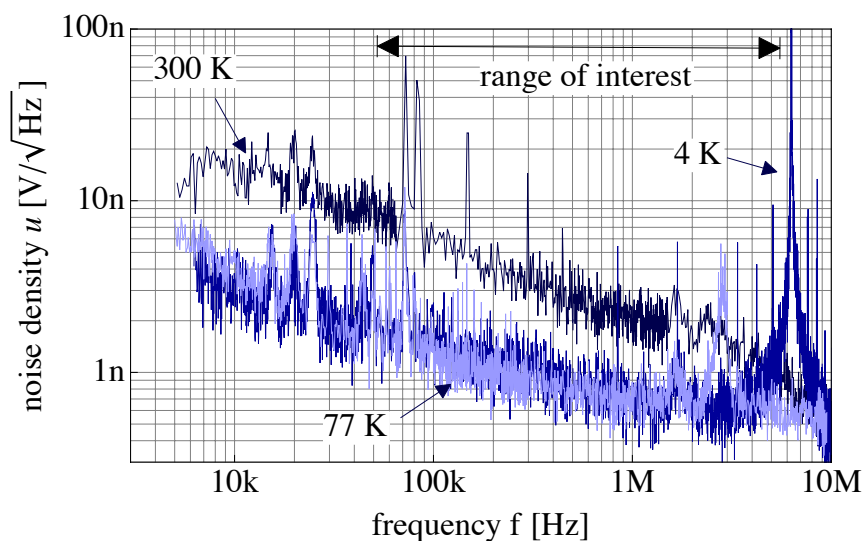
$$a = \alpha \cdot \sqrt{\sum_{\text{ROI}} u^2 \cdot \delta f}, \quad (4.11)$$

wobei  $\delta f$  die Auflösung des Frequenzspektrums bezeichnet. Um eine hinreichende Abschätzung der Rauschamplitude zu erhalten, erfolgt die Summation in Gl. (4.11) über die Bandbreite  $\Delta f \approx 5,5$  MHz des zerstörungsfreien Detektors. Diese stellt somit den relevanten Spektralbereich (engl.: range of interest, ROI) dar.

Die spektrale Rauschdichte des Systems ist für drei verschiedene Betriebstemperaturen gemessen worden. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.5 dargestellt. Die Daten repräsentieren überwiegend das Rauschen des NID-Detektors, d. h. die Spannungs- und Stromfluktuationen die an der Eingangstufe (T1) vorliegen. Akkumuliert man die Rauschdichte über den relevanten Frequenzbereich, so lässt sich anhand der gemessenen Rauschamplituden die Empfindlichkeit des Detektors in Einheiten der Elementarladung angeben. Als echtes Signal gilt dabei jedes gemessene Spannungssignal, welches eine Schwelle von  $4\sigma$  überschreitet. In Tab. 4.2 sind die Ergebnisse zusammengefasst.

Gegenwärtig wird an einer neuen Version des Detektors gearbeitet bei der die MESFET-Transistoren der Eingangsstufe durch Transistoren mit hoher Elektronenbeweglichkeit (engl.: high-electron-mobility transistors, HEMTs) [Don14] ersetzt werden sollen. Dadurch ist zu erwarten, dass die Rauschamplitude bei 4 K um ungefähr eine Größenordnung reduziert werden kann.

Die Rauschüberhöhungen bei 3 MHz bzw. 8 MHz in den Rauschspektren bei 77 K und bei 4 K sind auf Schwingungen der Verstärkerelektronik zurückzuführen. Diese werden durch das Schalten der Hochspannung am HV-Eingang induziert und lassen sich im Betrieb nur selten vermeiden. Nach dem Abklingen der Schwingungen ergibt sich ein flaches Rausch-



**Abbildung 4.5:** Spektrale Rauschdichte  $u$  des rauscharmen Verstärkers. Das Rauschen setzt sich aus der Spannungsrauschdichte und der Stromrauschdichte zusammen. Die Messungen wurden mit einem Netzwerkanalysator (HP3598A) bei einer Bandbreite von 1,2 kHz und einer Sweep-Zeit von 2,82 s durchgeführt.

**Tabelle 4.2:** Übersicht über die Empfindlichkeit des rauscharmen Verstärkers bei verschiedenen Betriebstemperaturen. Die Empfindlichkeit ist in Einheiten der Elementarladung angegeben. Die Schwellwertbedingung beträgt  $4\sigma$ . <sup>(1)</sup>Empfindlichkeit bei Mittelung (64-fach) des Signals. <sup>(2)</sup>Zu erwartende Rauschamplitude bei Verwendung von rauscharmen HEMT Transistoren [Sta15]. Ein solches Design des NID-Detektors befindet sich gegenwärtig in der Testphase im Rahmen des HILITE-Experiments [Rin15].

Temperatur	Rauschamplitude	Empfindlichkeit
Raumtemperatur (300 K)	$\sim 2,7 \text{ mV}_{\text{rms}}$	$\sim 16000 e$
Raumtemperatur (300 K) <sup>(1)</sup>	$\sim 0,2 \text{ mV}_{\text{rms}}$	$\sim 1300 e$
flüssiger Stickstoff (77 K)	$\sim 1,8 \text{ mV}_{\text{rms}}$	$\sim 10000 e$
flüssiges Helium (4 K)	$\sim 1,9 \text{ mV}_{\text{rms}}$	$\sim 10000 e$
flüssiges Helium (4 K) <sup>(2)</sup>	$\sim 0,2 \text{ mV}_{\text{rms}}$	$\sim 1000 e$

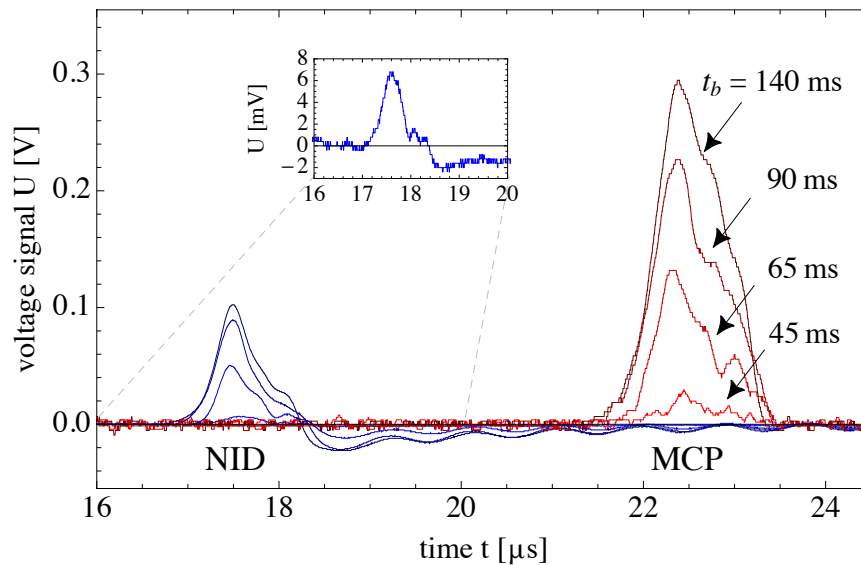
spektrum im MHz-Bereich und die Rauschamplitude ist im Vergleich zu den Werten aus Tab. 4.2 um ca.  $0,2 \text{ mV}_{\text{rms}}$  reduziert.

### 4.3 Induzierte Ionensignale und Timing-Information

Zum Testen des zerstörungsfreien Detektors wurden wohldefinierte Pakete von  $^{40}\text{Ar}^{13+}$ -Ionen in der HITRAP-Niederenergie-Strahllinie (siehe Ausführungen in Kap. 3.1) präpariert und zur SpecTrap-Falle transportiert. Über die Verweildauer  $t_b$  der Ionen in der EBIS wurde die

Anzahl an Ionen pro Paket kontrolliert. Um für die spätere Spezifikation der Empfindlichkeit des Detektors (siehe Kap. 4.4) eine Abschätzung der Ionenzahl pro Paket zu bestimmen, wurde der Ladungspuls zunächst mit einem Faraday-Becher an der Diagnoseeinheit (DK 5) gemessen. Nach dem Abbremsen der Ionen mit Hilfe der ersten Driftröhre erfolgte der Transport der Ionen durch die Falle und somit durch die Pick-up-Elektrode bis hin zur Mikrokanalplatte unterhalb des Magnetsystems. Durch den zerstörungsfreien Nachweis der Ionen mit dem NID-Detektor konnte das Ionensignal parallel mit beiden Detektoren (dem NID und dem MCP) aufgenommen werden.

Exemplarisch sind in Abb. 4.6 Ionensignale bei unterschiedlicher Teilchenanzahl gezeigt. Die Signale bei  $t \approx 17,5\text{s}$  wurden mit dem zerstörungsfreien Detektor und die Signale bei  $t \approx 22,5\text{s}$  mit der Mikrokanalplatte gemessen. Die Brutzeiten  $t_b$  wurden variiert, wo-

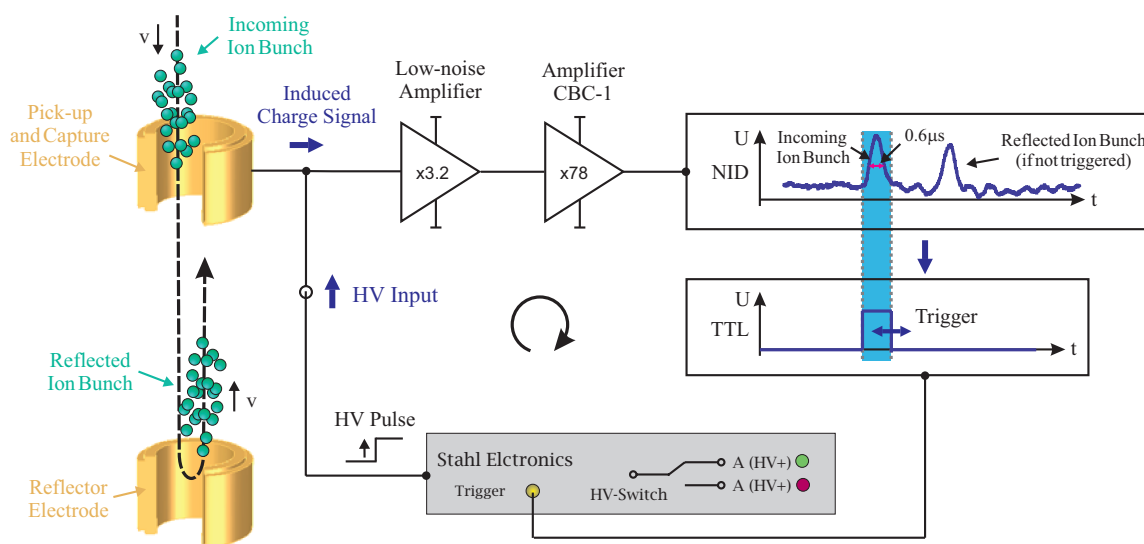


**Abbildung 4.6:** Gemittelte Ionensignale am zerstörungsfreien Detektor (blau) und an der Mikrokanalplatte (rot). Zusätzlich ist das Signal des NID-Detektors bei einer Brutzeit von  $t_b = 45\text{ ms}$  vergrößert dargestellt. Mit einer Amplitude von 8 mV ist es ca. 100 mal kleiner, als das Signal bei  $t_b = 140\text{ ms}$ , weist aber immer noch ein sehr gutes Signal-zu-Rausch Verhältnis auf.

bei die Einstellungen der optischen Elemente der Strahllinie konstant gehalten wurden. Um Fluktuationen bei der Teilchenzahlerzeugung in der EBIS zu berücksichtigen, wurden die Signale über 64 Extraktionen gemittelt. Anhand der Flugzeitdifferenz (ca.  $4,7\ \mu\text{s}$  auf  $0,9\text{ m}$ ) wurde die Ionenenergie auf  $545(5)\text{ eV}$  pro Ladung bestimmt. Die Information über die Teilchenenergie ist notwendig zur exakten Berechnung der Teilchenzahl nach Gl. (4.9). Die Asymmetrie in der Verteilung der Ionenpakete bei längeren Flugzeiten ist ein Ergebnis des Abbremsvorgangs, bei dem die Ionen ca. 85 % ihrer kinetischen Energie verlieren. Wie in Kap. 3.1 gezeigt wurde, ist die Ionenverteilung vor dem Abbremsvorgang noch symmetrisch. In den Spektren sind zudem Überschwinger (Oszillationen) in den Signalen des zerstörungsfreien Detektors nach dem Durchlaufen der Ionen durch die Elektrode zu erkennen. Diese resultieren aus dem Abschneiden der niederfrequenten Anteile des Frequenzspektrums durch die Bandpass-Charakteristik des rauscharmen Verstärkers.

Neben dem Nachweis der Teilchen besteht eine Anwendung des zerstörungsfreien Detektors darin, die Zeitinformationen der Signale als Schaltimpuls für die Einfangelektrode zu

nutzen. Dazu wird das induzierte Ionensignal in ein TTL-Signal umgewandelt und als Trigger-Signal für den HV-Schalter der Einfangelektrode verwendet. Um dies zu verdeutlichen ist in Abb. 4.7 der Vorgang schematisch dargestellt. Zudem sind die induzierten Ladungssignale von  $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen, die nach dem einmaligen Durchlauf durchs Fallenzentrum an der unteren Elektrode reflektiert wurden, gezeigt. Um die gesamte Verweildauer der Ionen innerhalb des Reflektrons zu ermitteln, wurde die Einfangelektrode stets auf Erdpotential gehalten und die Ionensignale beim zweimaligen Durchflug durch den Detektor gemessen. Zur Refle-



**Abbildung 4.7:** Schematische Darstellung des Einfangprozesses der Ionen. Die Einfangelektrode wird durch das induzierte Ionensignal getriggert und sorgt für eine Speicherung der Ionen zwischen der Einfang- und Reflektorelektrode. Das in der Abbildung dargestellte NID-Signal wurde mit  $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen aufgenommen und zeigt die Ionen beim zweimaligen Durchflug durch die Einfangelektrode. Um das reflektierte Ionenpaket beobachten zu können, wurde die Einfangelektrode auf Erdpotential gehalten.

xion der  $\text{Mg}^+$ -Ionen (400 eV) wurde die Spannung der untersten Fallenelektrode auf 500 V eingestellt. Die gesamte Verweildauer der Ionen in dem Reflektron beträgt ca.  $3,5 \mu\text{s}$ . Dies ist ausreichend um die Einfangelektrode auf ein positives Potential zu legen (typischerweise 500 V), bevor die Ionen die Fallenregion nach dem Einschuss wieder verlassen. Um die Ionen nach dem Einschuss in der Falle zu speichern, wird der HV-Schalter bei dem Einfangprozess auf die fallende Flanke des TTL-Signals getriggert.

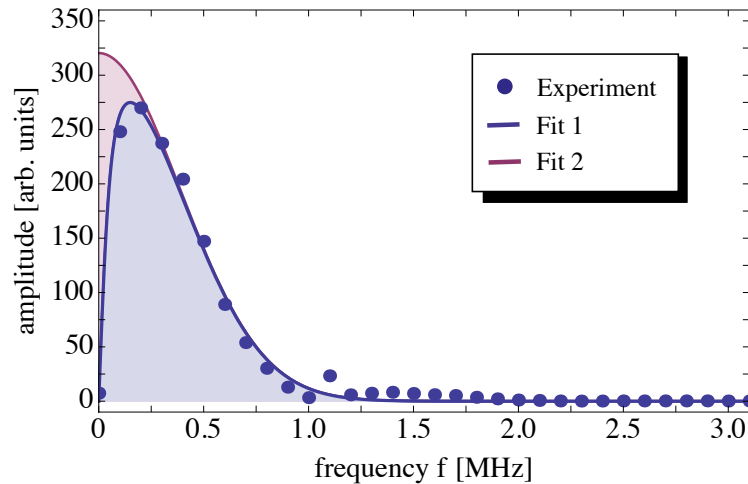
Die minimale Schaltzeit des HV-Signals der Einfangelektrode ist durch das Frequenzverhalten des Detektors bestimmt. Intrinsisch ist die Anstiegszeit des Signals durch die Bandbreite des Verstärkers auf 180 ns begrenzt. Ein Vergleich mit der üblichen Breite des Ionensignals zeigt, dass unter normalen Bedingungen (Paketbreiten von 1-2  $\mu\text{s}$ ) der Detektor die Schaltzeit nicht begrenzt und diese einzig durch die Anstiegszeit der Ionensignale ( $> 180 \text{ ns}$ ) gegeben ist.

## 4.4 Teilchenzahlbestimmung

Nach Gl. (4.9) und Gl. (4.10) ist das integrierte Spannungssignal des NID-Detektors gegeben durch

$$\int_a^b U_i(t) dt = \frac{\alpha \cdot N \cdot q \cdot L}{\kappa \cdot v \cdot C_{\text{in}}}. \quad (4.12)$$

Dabei ist  $\alpha \approx 250$  der Verstärkungsfaktor der gesamten Verstärkerschaltung. Um das Abschneiden des Frequenzspektrums des induzierten Ionensignals durch die Bandpasscharakteristik des Verstärkers zu berücksichtigen, wurde in Gl. (4.12) der Korrekturfaktor  $\kappa$  eingeführt. Durch das Abschneiden bestimmter Frequenzbereiche kommt es zu einer Reduktion des integrierten Ionensignals. Um dies zu korrigieren gilt  $\kappa \geq 1$ . Zur Bestimmung des Korrekturfaktors wurde das zeitliche Ionensignal in den Fourierraum überführt und die Abweichung des Frequenzspektrums von einer Gaußkurve berechnet (siehe Abb. 4.8). Die Fitfunktion des Frequenzspektrums (Fit 1) ist eine Kombination aus einer Gaußverteilung multipliziert mit der Frequenzantwort des zerstörungsfreien Detektors aus Abb. 4.4. Offensichtlich gibt die Fitfunktion die Daten gut wieder. Die Gaußverteilung wurde gewählt, da die Teilchen innerhalb des Ionenpakets näherungsweise normalverteilt sind. Die Flächendifferenz zwischen der modifizierten Gaußverteilung (Fit 1) und der ungestörten Gaußfunktion (Fit 2) definiert den Korrekturfaktor  $\kappa$ . Für die Messungen aus Kap. 4.3 nimmt der Korrekturfaktor typische Werte um 1,1 an.



**Abbildung 4.8:** Frequenzspektrum des Ionenpaketes mit  $t_b = 140$  ms (siehe Abschnitt 4.3). Nähere Informationen sind im Text gegeben.

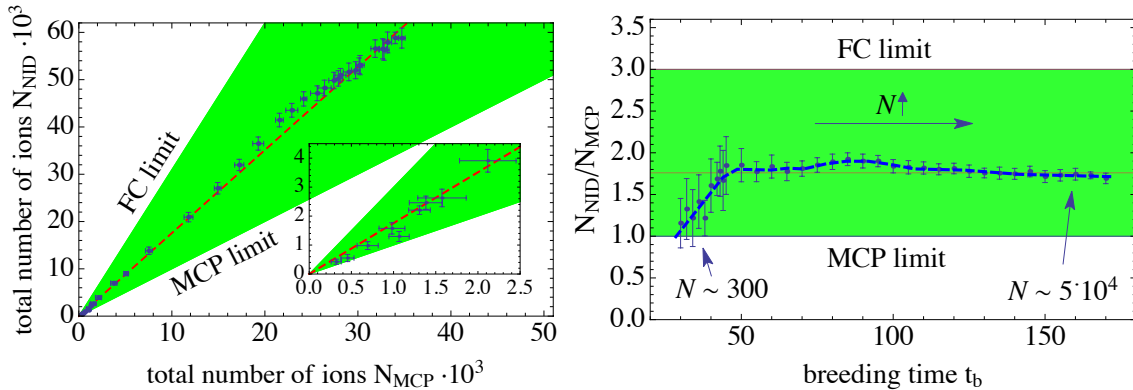
Durch Umstellen von Gl. (4.12) nach  $N$  lässt sich die Teilchenanzahl pro Ionenpaket aus dem gemessenen Spannungssignal  $U_i(t)$  ermitteln:

$$N_{\text{NID}} = N = \frac{\kappa v C_{\text{in}}}{\alpha L q} \int_a^b U_i(t) dt \approx 8,9 \cdot 10^{11} \int_a^b U_i(t) dt, \quad (4.13)$$

mit  $q = 13 e$ ,  $C_{\text{in}} = 49,2(8)$  pF,  $L = 22$  mm und  $v = 1,85 \cdot 10^5$  m/s. Um die Bestimmung der Ionenanzahl mittels NID-Detektor quantitativ zu überprüfen, wurden die Messungen aus

Kap. 4.3 verwendet und mit der Teilchenzahlbestimmung via Mikrokanalplatte verglichen. Die Ergebnisse des Vergleichs der Teilchenzahlen zwischen beiden Detektionssystemen sind in Abb. 4.9 dargestellt. Zum einen sind in der linken Graphik die jeweiligen Teilchenzahlen gegeneinander aufgetragen. Darüber hinaus zeigt die rechte Graphik das Verhältnis beider Teilchenzahlen als Funktion der Brutzeit  $t_b$ .

Ausgehend von der Bestimmung der Teilchenanzahl mit dem Faraday-Becher an DK 5 ist zu erwarten, dass die Messpunkte innerhalb der grünen Bereiche liegen. Die obere Grenze (engl.: FC limit) repräsentiert eine Transporteffizienz von 100 % zwischen dem Faraday-Becher und dem zerstörungsfreien Teilchendetektor. Aufgrund der Verluste beim Ionen-



**Abbildung 4.9:** Links: Vergleich zwischen der Ionenanzahl gemessen mit dem zerstörungsfreien Teilchendetektor und der Mikrokanalplatte. Die Datenpunkte entsprechen Ionenpaketen unterschiedlicher Größe. Die Paketgröße wurde über die Brutzeit in einem Intervall von 30 ms bis 170 ms eingestellt. Rechts: Teilchenzahlverhältnis der beiden Messmethoden als Funktion der Brutzeit. Die gestrichelte Kurve stellt den gleitenden Mittelwert der Datenpunkte dar.

transport entlang der 2,5 m langen Flugstrecke zwischen dem Faraday-Becher und dem NID-Detektor (z. B. beim Transport durch den elektrostatischen Umlenker), ist diese Eingrenzung recht konservativ, wie man anhand der Lage der Datenpunkte sehen kann. Die untere Grenze ist durch eine Transporteffizienz von 100 % zwischen dem NID-Detektor und dem MCP bestimmt. Für relativ große Ionenpakete ( $N \gtrsim 5000$ ) ergibt sich eine Transporteffizienz zwischen den beiden Detektoren von ca. 57 % (rot gestrichelte Linie) und konvergiert für kleine Ionenpakete ( $N \lesssim 5000$ ) gegen 100 %. Dies ist insbesondere in der rechten Graphik von Abb. 4.9 gut zu erkennen. Die Abbildung verdeutlicht, dass für kleine Ionenpakete das Verhältnis  $N_{NID}/N_{MCP}$  gegen eins strebt. Darüber hinaus ist bei mittelgroßen Ionenpaketen eine leichte Abweichung vom linearen Trend zu erkennen. Dies ist vermutlich auf die Tatsache zurückzuführen, dass die Einstellung der ionenoptischen Elemente sich bei diesen Paketgrößen nachteilig auf den Transport auswirken.

Die eingezeichneten Fehlerbalken resultieren aus systematischen und statistischen Unsicherheiten der Messungen. Die größten Beiträge zu den systematischen Fehlern liefern die Ungenauigkeit in der Bestimmung der Eingangskapazität  $C_{in}$ , die über die Flugzeit ermittelte Ionengeschwindigkeit und der Fehler des Korrekturfaktors  $\kappa$ . Der statistische Fehler resultiert aus der ungenauen Bestimmung des integrierten Ionensignals aufgrund der Fluktuationen im Messsignal. Die einzelnen Beiträge der systematischen und statistischen Unsicherheiten zum Gesamtfehler sind in Tab. 4.3 für zwei unterschiedliche Ionenanzahlen

aufgelistet. Je nach Paketgröße macht der Gesamtfehler zwischen 3-25 % der Ionenanzahl

**Tabelle 4.3:** Auflistung der statistischen und systematischen Beiträge zum Gesamtfehler für  $10^5$  und  $10^3$  Ionen pro Paket. Je nach Paketgröße macht der statistische Fehler bis zu 25 % des Gesamtfehlers aus.

Ionenanzahl	Gesamtfehler [%]	systematischer Fehler [%]	statistischer Fehler [%]
$10^5$	3	1.6	1.4
$10^3$	13	1.5	11.5

aus.

Das kleinste detektierte Signal entspricht einer Ionenanzahl von 230(53)  $\text{Ar}^{13+}$ -Ionen. Die Länge des Ionenpakets entsprach etwa dem dreifachen der Elektrodenlänge. Dies entspricht einer Empfindlichkeit von ungefähr 100  $\text{Ar}^{13+}$ -Ionen bzw. einer effektiven Rauschamplitude von 0,22(2)  $\text{mV}_{\text{rms}}$ . Zusammengefasst lässt sich festhalten, dass der allgemeine Verlauf der Datenpunkte aus Abb. 4.9 die Richtigkeit der quantitativen Bestimmung der Teilchenzahl mit dem zerstörungsfreien Detektor bestätigt, da das Verhältnis der beiden gemessenen Teilchenzahlen für kleine Pakete gegen eins strebt. Für größere Ionenpakete bedeutet dies entsprechend, dass die Transporteffizienz bei dem Vergleich der beiden Detektoren berücksichtigt werden muss. Die maximale Empfindlichkeit des Detektors liegt bei rund 16000 Elementarladungen. Durch die Mittelung repetitiver Signale lässt sich die Empfindlichkeit nachweislich auf 1300 Elementarladungen steigern. Solange die Breite des Ionenpakets die Länge der Elektrode nicht überschreitet, ist man beim Nachweis hochgeladener Ionen wie z. B.  $\text{Bi}^{81+}$  auf einige zehn bis einige hundert Teilchen pro Ionenpaket empfindlich.





## Kapitel 5

# Präparation mesoskopischer Coulomb-Kristalle aus einfach geladenen Magnesiumionen

Um hochpräzise Laserspektroskopie an hochgeladenen Ionen durchzuführen, ist es zweckmäßig die Energie der einzelnen Bewegungsfreiheitsgrade der Teilchen so zu reduzieren, dass die thermische Energie des Systems kleiner, als die Coulomb-Energie zwischen den Ionen wird. Zur Erzeugung solcher sogenannter Coulomb-Kristalle aus hochgeladenen Ionen benötigt man ein geeignetes Kühlverfahren. Ein Kühlechema, welches im Rahmen des SpecTrap-Experimentes verfolgt wird, ist das sympathetische Kühlen mittels lasergekühlter  $\text{Mg}^+$ -Ionen in einer Penningfalle.

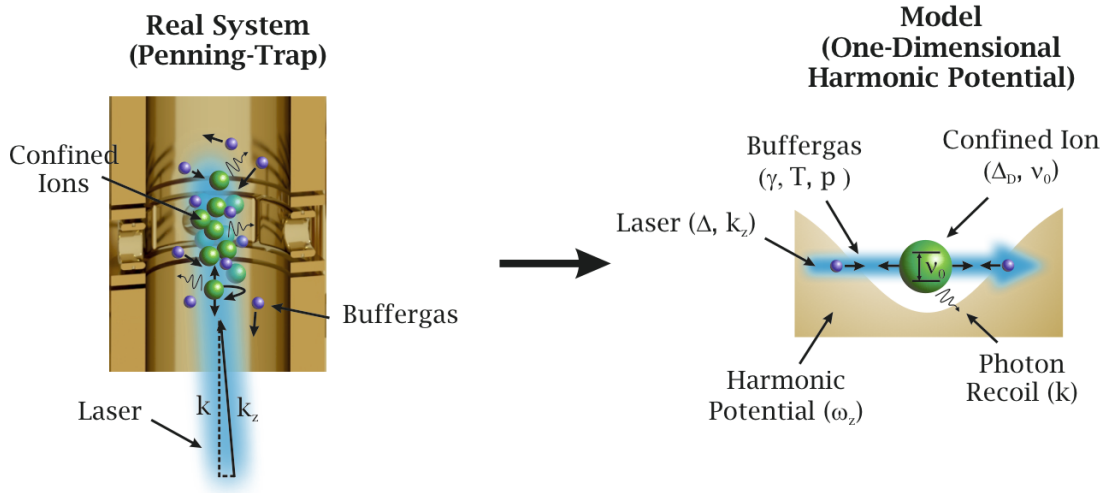
In diesem Kapitel werden Mechanismen zur Präparation kalter  $\text{Mg}^+$ -Ionen diskutiert und die Dynamik des Ionenensembles in der Penningfalle untersucht. Dazu wird zunächst in Kap. 5.1 auf die theoretische Beschreibung des Laserkühlens eingegangen. Insbesondere wird der Energieverlauf direkt mit der Streurate verknüpft, anhand derer Vorhersagen über die Iontemperatur möglich sind. Experimentelle Ergebnisse zum Fluoreszenzverlauf während des Kühlprozesses sind in Kap. 5.2 dargestellt. In Kap. 5.3 wird speziell die Bildung kristalliner Strukturen untersucht und diskutiert. Durch die Verknüpfung der experimentellen Ergebnisse mit den Modellvorhersagen wird ein umfassendes Bild über die zeitliche Entwicklung des Fluoreszenzsignals während des Kühlens gegeben. Bevor in Kap. 5.5 auf das sympathetische Kühlen und auf Systeme aus mehrkomponentigen Ionenplasmen eingegangen wird, werden in Kap. 5.4 Untersuchungen zum Ausbilden planarer, mesoskopischer Coulomb-Kristalle vorgestellt. Sowohl die zugrundeliegende Theorie, als auch experimentelle Ergebnisse werden diskutiert.

## 5.1 Theoretische Beschreibung des Kühlverfahrens

### 5.1.1 Modellannahmen

Die Ionendynamik von Viel-Teilchen-Systemen in einer Penningfalle ist insbesondere im nichtthermischen Gleichgewicht sehr komplex und analytisch schwer zu beschreiben. Neben den drei Eigenbewegungen müssen, u. a. Ion-Ion-Wechselwirkungen zur Beschreibung des Energieaustauschs zwischen den Ionen [Hub04] berücksichtigt werden. Der Komplexitätsgrad wird weiter erhöht, wenn externe Prozesse, wie z. B. Kühlmechanismen [Ita95] oder rotierende Wechselfelder [Tor16] Einfluss auf die Ionenenergie nehmen. Um dennoch

eine Lösung für die Beschreibung der zeitlichen Entwicklung des Systems zu erhalten, ist es zweckmäßig das System auf einige wenige Freiheitsgrade zu reduzieren (siehe Abb. 5.1). Dazu werden an dieser Stelle die Überlegungen in [Wes07] aufgegriffen und das dort vorgestellte semiklassische Modell zur Beschreibung des Doppler-Kühlens, eines in einem harmonischen Potential schwach gebundenen Atoms (Ions), verwendet. Das Modell dient der Beschreibung der zeitlichen Entwicklung des Fluoreszenzsignals während des Ausbildens geordneter Strukturen im Viel-Teilchen-System. Als Ausgangspunkt der Untersuchungen soll zunächst der in [Wes07] dargestellte Formalismus genutzt werden, um den Kühlprozess der Axialbewegung eines hochenergetischen  $\text{Mg}^+$ -Ions unter der Einwirkung eines externen Lichtfeldes zu untersuchen. Zudem werden Stöße mit einem Puffergas berücksichtigt. Darüber hinaus soll der zeitliche Verlauf der Photonenstreurrate mit experimentellen Werten von Viel-Teilchen-Systemen verglichen werden. Ausgehend von einer Ratengleichung zur Beschreibung der Energie des Atoms ergeben sich numerische Lösungen, die den Energieverlauf und die zeitliche Entwicklung der Photonenstreurrate wiedergeben. Zu diesem Zweck wird die Ratengleichung in [Wes07] um zwei Terme erweitert (einem Rückstoßterm und einem exponentiellen Kühlterm) und für hohe Anfangsenergien (einige hundert eV) gelöst. Bei



**Abbildung 5.1:** Schematische Darstellung der Ionendynamik in einer Penningfalle unter externen Einflüssen.

der theoretischen Beschreibung wird, neben der Reduktion des Systems auf eine Dimension, der Ein-Teilchen-Fall betrachtet, so dass Ion-Ion-Wechselwirkungen ausgeschlossen werden können.

### A. Photonenstreurrate

Die am leichtesten experimentell zugängliche Größe, bei der Beschreibung der Wechselwirkung zwischen einem Atom mit der Geschwindigkeit  $v_z$  und einem äußeren Lichtfeld mit dem Wellenvektor  $k_z$  und dem Impuls  $\hbar k_z$  ist die Photonenstreurrate  $dN_{\text{ph}}/dt(E)$ . Aufgrund der Abhängigkeit der Photonenstreurrate von der Energie erhält man direkten Zugang zur instantanen Temperatur<sup>1</sup>  $T$  des Atoms (Ions). Mit der Besetzungswahrscheinlichkeit des

<sup>1</sup>Wie üblich auf dem Gebiet der ultrakalten Atome und Quantengase (siehe u.a. [Met07]) wird der Begriff der Temperatur eines einzelnen Teilchens verwendet, um dessen mittlere kinetische Energie zu kennzeichnen.

angeregten Zustandes  $\rho_{ee}(v_z)$  und dem Sättigungsparameter  $s$  ergibt sich die Photonenstreurate für ein Zwei-Niveau-System zu [Met07]

$$\frac{dN_{\text{ph}}}{dt} = \Gamma \rho_{ee}(v_z) = \Gamma \frac{s/2}{1 + s + (2(\Delta + \Delta_D(v_z))/\Gamma)^2}. \quad (5.1)$$

Dabei bezeichnet  $\Delta_D(v_z) = -k_z v_z$  die, durch die Teilchengeschwindigkeit verursachte Dopplerverschiebung der Resonanzfrequenz  $\nu_0$  des atomaren Übergangs und  $\Delta/(2\pi) = \nu_{\text{Laser}} - \nu_0$  die Verstimmung der Laserfrequenz  $\nu_{\text{Laser}}$  relativ zu  $\nu_0$ . Im Folgenden werden die beiden Größen  $\Delta$  und  $\Delta_D$  zur effektiven Verstimmung  $\Delta_{\text{eff}} = \Delta + \Delta_D$  zusammengefasst. Mit Gl. (5.1) ist der Kraftübertrag  $F_z(v_z)$  auf ein Atom sowie die Energieänderung pro Streuvorgang  $dE/dN_{\text{ph}}$  gegeben durch [Met07]

$$F_z(v_z) = \hbar k_z \frac{dN_{\text{ph}}}{dt} \quad (5.2)$$

bzw.

$$\frac{dE}{dN_{\text{ph}}} = \hbar k_z v_z = 2\sqrt{RE} = -\hbar\Delta_D, \quad (5.3)$$

wobei in Gl. (5.3) die Energie des Impulsübertrags eines Streuevents  $R = (\hbar k_z)^2/2m$  eingeführt wurde.

Der Laserstrahl habe ein gaußförmiges Strahlprofil mit dem Strahldurchmesser  $2w_0$  ( $1/e^2$ ), so dass der Sättigungsparameter  $s = I_0/I_{\text{sat}}$  und damit die Intensität des Lichtfeldes  $I(r,z)$  durch die optische Leistung des Strahls  $P$  gegeben ist zu  $P = \int_0^\infty I(r,z) 2\pi\rho d\rho$  [Sal08]. Des weiteren sei im Folgenden angenommen, dass der Laserstrahl entlang der  $z$ -Achse ausgerichtet sei ( $k_z/k = 1$ ) und das Atom die volle Strahlintensität  $I_0 = 2P/(\pi w_0^2)$  erfährt<sup>2</sup>.

An dieser Stelle erscheint es sinnvoll die Nomenklatur von [Wes07] einzuführen,

$$\{\epsilon, \delta, r, \tau\} = \{E/E_0, \hbar\Delta/E_0, R/E_0, t/t_0\}, \quad (5.4)$$

indem die Zeit mit  $t_0 = (\Gamma \frac{s/2}{1+s})^{-1}$  skaliert wird und alle Größen, die eine Energie darstellen mit  $E_0 = \frac{\hbar\Gamma}{2}\sqrt{1+s}$ . Unter Berücksichtigung des maximalen Energieübertrags pro Streuevent  $\delta_M = 2\sqrt{\epsilon r}$  (siehe Gl. (5.3)) und der Verteilung der momentanen Dopplerverschiebung  $P_D(\delta_M; \delta_D)$  (Geschwindigkeitsverteilung des Atoms) in einem harmonischen Potential der Form  $m\omega_z^2 z^2/2$  [Wes07],

$$P_D(\delta_M; \delta_D) = \frac{1}{\pi} \frac{1}{\sqrt{\delta_M^2 - \delta_D^2}} \text{ falls } |\delta_D| < \delta_M \text{ und } 0 \text{ sonst,} \quad (5.5)$$

ergibt sich nach Gl. (5.1), die über eine Oszillation gemittelte Streurate als Funktion der Energie  $\epsilon$  zu [Wes07]

$$\frac{dN_{\text{ph}}}{d\tau} = \int P_D(\delta_M; \delta_D) \frac{1}{1 + (\delta + \delta_D)^2} d\delta_D = \frac{1}{2\sqrt{\epsilon r}} \text{Im}(Z), \quad (5.6)$$

mit  $Z = i/\sqrt{1 - (\delta + i)^2/4\epsilon r}$ . Gl. (5.6) stellt die Verknüpfung zwischen der Photonenstreurate und der Energie des Systems dar.

<sup>2</sup>Für räumlich ausgedehnte Ionenwolken muss die mittlere Intensität entlang der Ausdehnung der Ionenwolke berücksichtigt werden.

## B. Energie

Analog zu Gl. (5.6) lässt sich die Ratengleichung zur Beschreibung der mittleren Energieänderung pro Oszillationsbewegung für die Wechselwirkung zwischen einem Atom und einem Lichtfeld schreiben zu [Wes07]

$$\left(\frac{d\epsilon}{d\tau}\right)_{\text{Laser}} = \int -\delta_D P_D(\delta_M; \delta_D) \frac{1}{1 + (\delta + \delta_D)^2} d\delta_D = \frac{1}{2\sqrt{\epsilon r}} (\text{Re}(Z) + \delta \text{Im}(Z)). \quad (5.7)$$

Da für eine negative Verstimmung  $\delta$  des Lasers (rotverstimmt) die Energieänderung negativ ist, spricht man bei diesem Mechanismus im Allgemeinen vom Doppler-Kühlen. Bedingt durch den Photonenrückstoß beim Emissionsprozess erfährt das Atom zusätzlich zu Gl. (5.7) eine Kraft, die zu einem Energiebeitrag (Aufheizen) der Form

$$\left(\frac{d\epsilon}{d\tau}\right)_{\text{Rückstoß}} = (1 + \xi)r \frac{dN_{\text{ph}}}{d\tau} \quad (5.8)$$

führt, wobei der Geometriefaktor  $\xi$  die Abstrahlcharakteristik des Dipol-Übergangs berücksichtigt [Ste86].  $\xi = 1$  für einen isotropen Emissionsprozess und  $\xi = 2/5$  für eine Abstrahlcharakteristik der Form  $1 + \cos(\theta)^2$  (siehe Ausführungen in Kap. 3.7.2). Zusätzlich zur Wechselwirkung des Atoms mit dem Lichtfeld sei eine exponentielle Abnahme der Energie des Atoms durch den Term

$$\left(\frac{d\epsilon}{d\tau}\right)_{\text{exp.}} = -\gamma_z(-\epsilon_1 + \epsilon) \quad (5.9)$$

berücksichtigt. Hierbei bezeichnet  $\gamma_z$  die (Kühl-)Rate und  $\epsilon_1$  die Energieuntergrenze des Mechanismus. Dieser Term dient der Beschreibung eines zusätzlichen Kühlmechanismus, dessen Verlauf durch eine exponentielle Abnahme der kinetischen Energie geprägt ist. Dies gilt, u. a. für das Puffergaskühlen und unter bestimmten Voraussetzungen für das Widerstandskühlen, welches als weitere Kühlmethode in diesem Experiment eingesetzt werden soll (siehe Kap. 6.1).

Setzt man Gl. (5.6) in Gl. (5.8) ein, so lässt sich unter Hinzunahme von Gl. (5.7) und Gl. (5.9) der Energieverlauf des Atoms beschreiben durch

$$\frac{d\epsilon}{d\tau} = \underbrace{-\gamma(-\epsilon_1 + \epsilon)}_{\text{exp. Kühlverlauf}} + \underbrace{\frac{4}{3}r \frac{1}{2\sqrt{\epsilon r}} (\text{Im}(Z))}_{\text{Rückstoßterm}} + \underbrace{\frac{1}{2\sqrt{\epsilon r}} (\text{Re}(Z) + \delta \text{Im}(Z))}_{\text{Atom-Laser-Wechselwirkung}}. \quad (5.10)$$

Gl. (5.10) lässt sich mit einfachen Methoden numerisch lösen und dient der Vorhersage des zeitlichen Verlaufs der Energie eines Atoms in einem eindimensionalen, harmonischen Potential unter dem Einfluss externer Kräfte.

Unter der Annahme der Anwesenheit eines Puffergases erfährt das Atom eine Rückstellkraft der Form  $F = -2m\delta_z v$ . Damit ist die Rate<sup>3</sup> aus Gl. (5.9) gegeben durch  $\gamma_z = 2\delta_z$ , mit [Kre08]

$$\delta_z = \frac{q}{2m} \frac{1}{\mu_0} \frac{p_b/p_0}{T_b/T_0}, \quad (5.11)$$

wobei der Dämpfungskoeffizient von der Mobilität  $\mu_0$ , dem Restgasdruck  $p_b/p_0$  und der Temperatur  $T_b/T_0$  abhängt. Der Druck und die Temperatur des Puffergases sind jeweils relativ zu den Normwerten von  $p_0 = 1013$  mbar und  $T_0 = 293$  K angegeben.

<sup>3</sup>Anmerkung: nach [Geo11] sind die Kühlraten für die Radialbewegungen  $\omega_{\pm}$  eines Ions in einer Penningfalle bestimmt durch  $\gamma_{\pm} = \pm\gamma_z\omega_{\pm}/\omega_1$ .

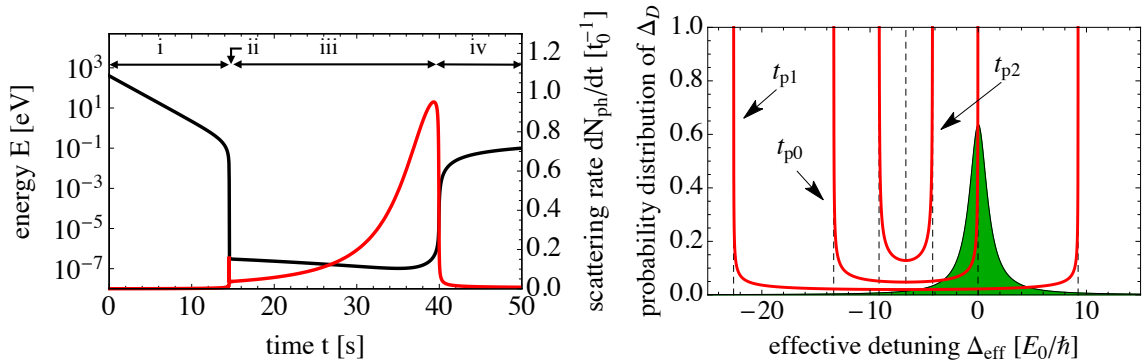
### 5.1.2 Numerische Ergebnisse

#### A. Modellvorhersagen Teil I

Im Folgenden wurde der Energieverlauf und die Photonenstreureate nach Gl. (5.10) und Gl. (5.6) für ein einzelnes  $^{24}\text{Mg}^+$ -Ion (siehe Termschema in Kap. 3.7) numerisch berechnet. Als Restgas sei Helium gewählt, dessen thermische Energie  $\epsilon_1 E_0 = 4\text{K} \cdot k_B$  beträgt. Da  $\omega_z \gg \gamma_z$  sind Verschiebungen der axialen Frequenz, bedingt durch die Präsenz des Puffergases, zu vernachlässigen. Da Gl. (5.10) unabhängig von der axialen Frequenz ist, wäre eine Verschiebung der axialen Frequenz ohnehin irrelevant für den Kühlprozess. Die (thermische) Ionenmobilität einfach geladener Magnesium-Ionen in einem Heliumgas liegt typischerweise bei  $23 \cdot 10^{-4} \text{m}^2\text{s}^{-1}/\text{V}$  [Cha57]. Dementsprechend ist die Kühlrate des Puffergases bei einem Druck von  $p_b = 8 \cdot 10^{-9} \text{mbar}$  gleich  $\gamma_z \approx 1 \text{s}^{-1}$ . Anders ausgedrückt, erst ab einem Restgasdruck von  $p_b \lesssim 1 \cdot 10^{-12} \text{mbar}$  ist ein signifikanter Einfluss des Puffergases zu vernachlässigen.

Die Laserverstimmung in Gl. (5.10) sei im Allgemeinen in der Form  $\Delta = \Delta_i + \Delta_m \times t$  angegeben, wobei  $\Delta_i$  die anfängliche Verstimmung des Lasers bezeichnet und  $\Delta_m$  dessen lineare Änderungsrate.

Die linke Graphik von Abb. 5.2 zeigt exemplarisch die zeitliche Entwicklung der Energie (schwarz) sowie der dazugehörigen Photonenstreureate (rot) als Funktion der Zeit, für  $s = 2/5$ ,  $\Delta_i = -2\pi \times 200 \text{MHz}$ ,  $\Delta_m = 2\pi \times 5 \text{MHz/s}$ ,  $\gamma_z = 0,5 \text{s}^{-1}$ ,  $E_1/k_B = 4 \text{K}$  und einer anfänglichen kinetischen Energie des Atoms von  $E_i = 400 \text{eV}$ . Der zeitliche Verlauf ist durch vier Phasen gekennzeichnet: der erste Bereich (i) ist geprägt durch eine exponentielle Abnahme der Energie. Der Verlauf ist bedingt durch die Abgabe der Energie des Atoms an das Puffergas mit der Zeitkonstante von  $t_z = 1/\gamma_z = 2 \text{s}$ . Aufgrund der anfänglichen



**Abbildung 5.2:** Links: Zeitliche Entwicklung der Energie und der Photonenstreureate für  $s = 2/5$ ,  $\Delta_i = -2\pi \times 200 \text{MHz}$ ,  $\Delta_m = 2\pi \times 5 \text{MHz/s}$ ,  $\gamma_z = 0,5 \text{s}^{-1}$ ,  $E_1/k_B = 4 \text{K}$  und  $E_i = 400 \text{eV}$ . Rechts: Wahrscheinlichkeitsdichte der Doppler-Verschiebung  $\Delta_D$  für  $t_{p0,p1,p2} = 0 \text{ms}$ ,  $-0,5 \text{ms}$  und  $0,5 \text{ms}$  relativ zum Zeitpunkt des Auftretens des lokalen Fluoreszenzmaximums  $t_p$ .

(extrem großen) Breite der Geschwindigkeitsverteilung  $P_D$  des Atoms, wirkt der Laser in diesem Energiebereich ( $E \gg 1 \text{eV}$ ) nur auf einen relativ kleinen Anteil der Geschwindigkeitsklassen. Falls, wie hier angenommen, die Frequenzbreite des Lasers klein gegenüber der natürlichen Linienbreite des Übergangs ist, so wird die Kühlkraft des Lasers durch den Überlapp zwischen der Linienbreite des Übergangs und der Breite der Geschwindigkeits-

verteilung charakterisiert (siehe Abb. 5.2 rechts). Sobald das Atom einen Großteil seiner Energie an das Puffergas abgegeben hat, nimmt der Wirkungsbereich des Lasers zu und die Kühlrate des Lichtfeldes steigt instantan an. Dieser Vorgang ist ab einer kinetischen Energie von ungefähr einem eV zu beobachten und beschreibt den Übergang zu Phase (ii). Diese ist geprägt durch eine rapide Energieabnahme, um bis zu sechs Größenordnungen innerhalb eines Zeitbereichs von weniger als einer Sekunde. Ein wesentliches Merkmal dieser Phase ist das Ausbilden eines lokalen Fluoreszenzmaximums. Bei einer bestimmten Energie ist der Überlapp zwischen der Wahrscheinlichkeitsdichte der Doppler-Verschiebung und der Linienbreite des Übergangs lokal maximal, was zu einer Überhöhung der Streurrate führt. Dieser Vorgang ist für drei verschiedene Zeiten relativ zum Zeitpunkt des Maximums  $t_p$  in der rechten Graphik von Abb. 2.2 dargestellt. Die Frage nach dem Ausbilden eines lokalen Fluoreszenzmaximums während der Kühlphase ist demnach hauptsächlich bedingt durch die anfängliche kinetische Energie  $E_i$  und durch die momentane Laserverstimmung  $\delta$ .

In Phase (iii) folgt der Energieverlauf dem Doppler-Limit [Lei03]

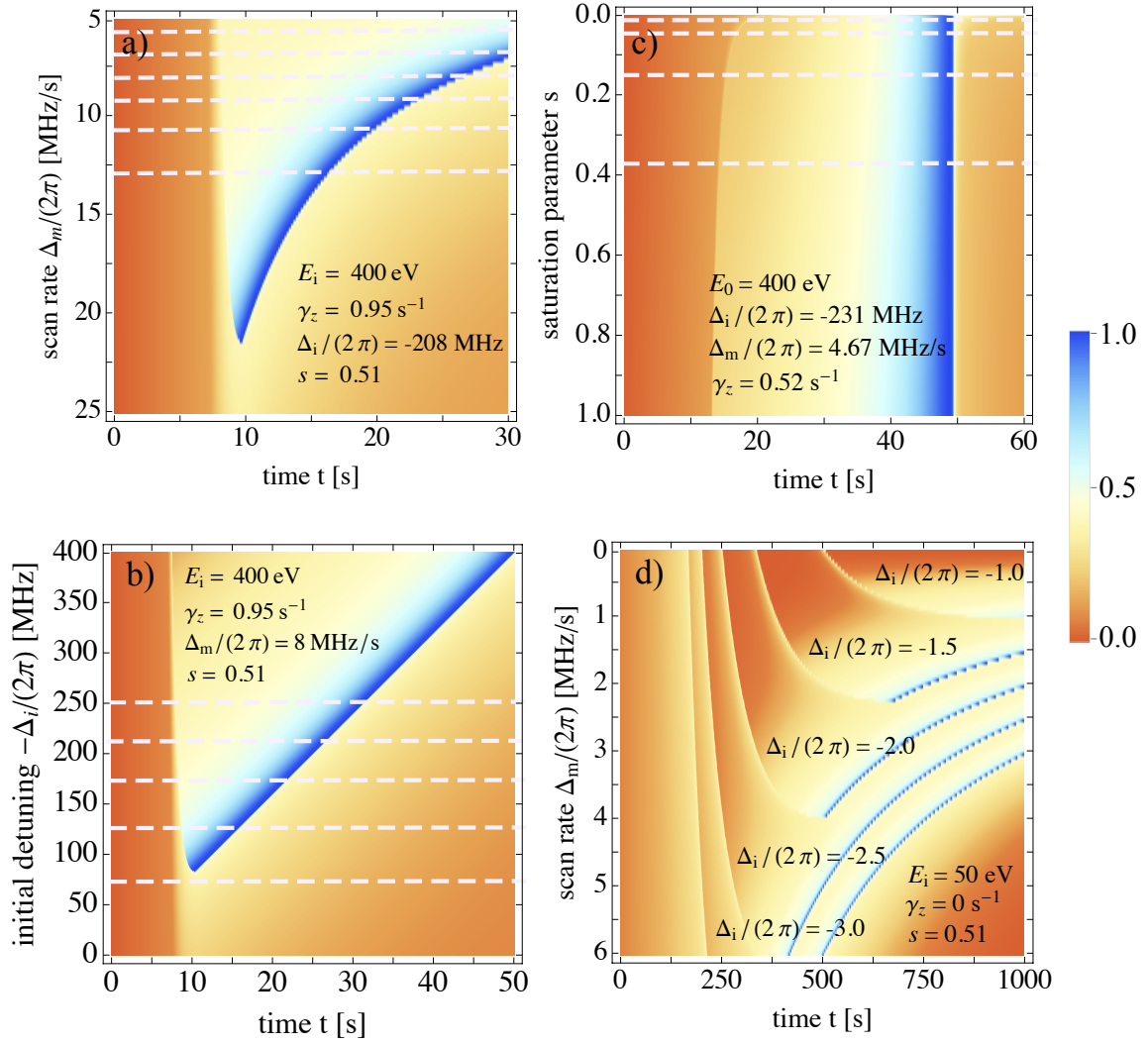
$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{8k_B}(1 + \xi) \left( (1 + s) \frac{\Gamma}{2|\Delta|} + \frac{2|\Delta|}{\Gamma} \right) \quad (5.12)$$

und die Streurrate steigt kontinuierlich an. Bei einer Laserverstimmung von  $\Delta = \Delta_{\min} = \Gamma/2\sqrt{1+s}$  wird die Minimaltemperatur von  $T_{\min} = \hbar\Gamma(1 + \xi)\sqrt{1+s}/4k_B \approx 0.83 \text{ mK}$  erreicht. Der Fluoreszenzverlauf folgt aufgrund der geringen Doppler-Verbreiterung dem sättigungsverbreiterten Linienprofil des Übergangs. In Phase (iv) führt die positive Verstimmung des Lasers relativ zur Resonanzfrequenz zu einer Zunahme der kinetischen Energie (Heizen). Experimentell wird dies durch eine starke Abnahme der Photonenstreurrate sichtbar.

## B. Modellvorhersagen Teil II

In Abb. 5.3 sind die numerischen Ergebnisse der zeitlichen Entwicklung der Photonenstreurrate und damit des Kühlverhaltens unter Variation der Laserparameter  $\Delta_m$ ,  $\Delta_i$  und  $s$  gezeigt. Die entsprechenden Konturdiagramme zeigen auf der  $y$ -Achse den jeweiligen Laserparameter und auf der  $x$ -Achse die Zeit. Die Farbskalierung entspricht der normierten Photonenstreurrate (null bis eins) und wurde so gewählt, dass die blauen Bereiche einer hohen Streurrate und somit einem kalten Atom entsprechen. Die zeitliche Entwicklung der Photonenstreurrate lässt sich für einen fixen Satz von Lasereinstellungen durch den Verlauf entlang einer horizontalen Linie ablesen. Das Auftreten des lokalen Fluoreszenzmaximums ist durch die scharfe Kante im Übergangsbereich zwischen 5 s und 20 s in den Graphen a) bis c) zu erkennen. In Graphik d) ist die Lage durch die hellen Streifen besonders prägnant. Anhand der Konturgraphen lassen sich für die Startparameter  $E_i$  und  $\gamma_z$  die optimalen Kühlparameter (Lasereinstellungen) ablesen bzw. für einen gegebenen Satz an Laserparametern, die zeitliche Entwicklung prognostizieren. Als Ausgangspunkt für die Wahl der Parameter in den Graphen a) bis c) dienen die Standardbedingungen unter denen das Experiment durchgeführt wurde:  $E_i = 400 \text{ eV}$  und einem Druck zwischen  $10^{-9} \text{ mbar}$  und  $10^{-8} \text{ mbar}$ . Die weißen Linien kennzeichnen die Parametersätze bei denen experimentelle Untersuchungen vorgenommen wurden (siehe Kap. 5.2).

In Abb. 5.3a ist der zeitliche Verlauf der Photonenstreurrate für unterschiedliche Scangeschwindigkeiten  $\Delta_m$  gezeigt. Mit zunehmender Scangeschwindigkeit verschiebt sich die Lage des lokalen Maximums zu späteren Zeitpunkten hin, die Resonanz und somit die maximale Streurrate wird früher erreicht. Ab  $\Delta_m \approx 2\pi \times 21,5 \text{ MHz/s}$  reicht die Phase (i)-(iii), in welcher der Laser rotverstimmt ist, nicht aus, um die Ionen ausreichend zu kühlen. Der



**Abbildung 5.3:** Konturdiagramme der Photonenstreureate in Einheiten von  $t_0^{-1}$  (normierte Photonenstreureate) als Funktion der Zeit für unterschiedliche Parameter. In Abbildung d) ist die anfängliche Verstimmung  $\Delta_i$  in GHz angegeben. Die weißen Linien kennzeichnen die Parametersätze bei denen experimentelle Untersuchungen vorgenommen wurden und sind nicht Teil der Modellvorhersagen. Weitere Informationen sind im Text gegeben.

Bereich mit  $\Delta_m > 2\pi \times 21,5$  MHz/s sollte daher im Experiment vermieden werden. Um ein möglichst schnelles und effizientes Kühlen zu ermöglichen, sollte die Scangeschwindigkeit auf ca.  $2\pi \times 20$  MHz/s gesetzt werden.

Ähnlich sieht der Konturgraph b) unter der Variation der anfänglichen Verstimmung  $\Delta_i$  aus. Je niedriger die anfängliche Verstimmung, umso schneller werden die Ionen gekühlt, da der Energieübertrag pro Photon linear mit dem Betrag der Verstimmung zunimmt. Liegt  $\Delta_i$  zu nahe an der Übergangswellenlänge  $\nu_0$  (ab  $\Delta_i \approx 2\pi \times 75$  MHz), so wird Phase ii)-iii) während des Kühlprozesses nicht erreicht und das Ion wird nicht vollständig gekühlt, bevor Phase iv) erreicht wird.

Variiert man den Sättigungsparameter  $s$  (Abb. 5.3c), so nimmt die Kühlrate mit steigender Laserleistung zu. Dies führt zu einer Verschiebung des lokalen Fluoreszenzmaximums zu früheren Zeiten hin, was durch den Verlauf der Farbkante zwischen 10s und 20s zu erkennen ist. Allerdings bedingt eine Zunahme des Sättigungsparameters eine Erhöhung der Sättigungsverbreiterung. Dies ist durch eine Zunahme der Breite des blauen Bereichs ersichtlich (hier um maximal einen Faktor  $\sqrt{2}$ ).

In Abb. 5.3d ist ein akkumulierter Konturgraph für  $\gamma_z = 0 \text{ s}^{-1}$ ,  $s = 0,51$  und  $E_0 = 50 \text{ eV}$  dargestellt. Die Verstimmung  $\Delta_i$  ist in GHz angegeben. Wie zu erkennen ist, können für experimentell zugängliche Laserparameter und einer anfänglichen kinetischen Energie des Atoms von einigen zehn eV Kühlzeiten von einigen Minuten erreicht werden. Um den Kühlprozess noch effizienter zu gestalten, müsste eine nichtlineare Änderung der Laserverstimmung  $\Delta$  vorgenommen werden.

Im Fall einer konstanten Laserverstimmung  $\Delta = \Delta_i$  lässt sich eine asymptotische Näherung für den Energieverlauf nach Gl. (5.7) angeben [Wes07]. Diese lautet im Grenzfall  $\epsilon \gg (1 + \delta^2)/r$

$$E(t) \approx \left( E_i^{3/2} + \frac{3 \hbar \Delta}{4 \sqrt{R}} \frac{E_0}{t_0} t \right)^{2/3}. \quad (5.13)$$

Gl. (5.13) kann genutzt werden, um die Kühldauer bei einer festen Laserfrequenz abzuschätzen. Löst man Gl. (5.13) für  $s = 1$ ,  $E_i = 50 \text{ eV}$  und  $\Delta = \Delta_{\min}$ , so ist eine Kühlzeit von ca. 5h zu erwarten. Dies ist für die meisten Anwendungen impraktikabel.

## 5.2 Die Dynamik des Fluoreszenzsignals im Experiment

In Abb. 5.4 ist der zeitliche Verlauf experimenteller Ergebnisse der Photonenstreurrate für drei verschiedene Einstellungen der Laserparameter dargestellt und direkt mit den numerischen Ergebnissen des Ein-Teilchen-Systems verglichen. Zur Erhebung der Daten wurde zunächst ein Ionenpaket von einigen zehntausend  $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen in die Falle geladen. Gleichzeitig zur Injektion der Ionen in die Falle ( $t = 0$ ) wurde der Kühllaser durchgestimmt und der zeitliche Verlauf der Photonenstreurrate mit Hilfe des PMT-Detektors gemessen. Da die Laserparameter im Allgemeinen experimentell sehr genau kontrollierbar sind, bleiben als offene Parameter zur Beschreibung der Prozesse die anfängliche Energie der Ionen  $E_i$  und der (Helium-)Restgasdruck  $p_b$  übrig.

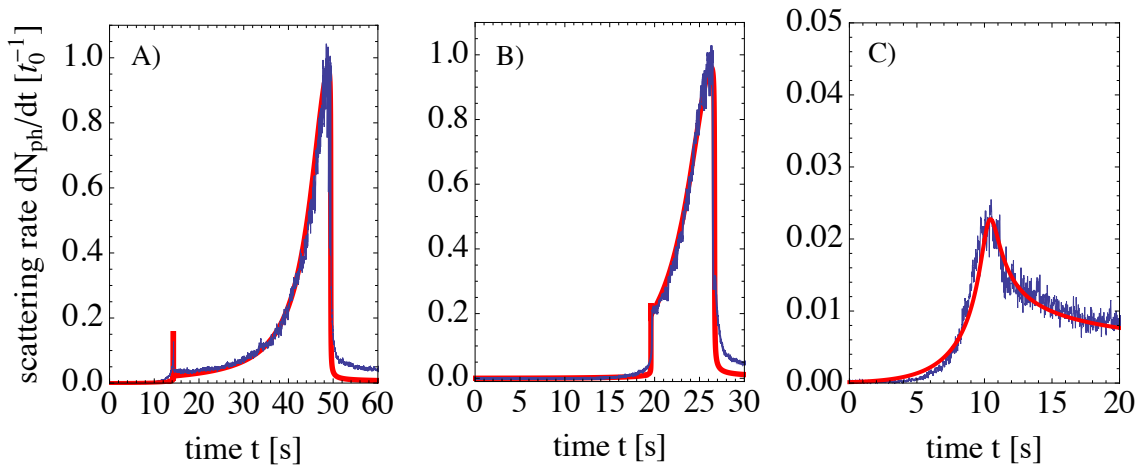
Die anfängliche kinetische axiale Energie der Ionen ist im Experiment durch das Potential der Ionenquelle ( $E = 400 \text{ eV}$ ) und dem relativen Winkel  $\theta$  der Ionenflugbahn zur Magnetfeldachse bestimmt. Legt man die Geometrie der Falle zugrunde, so ist ein maximaler Einschusswinkel von  $\theta_{\max} \approx 20^\circ$  möglich. Allerdings kann anhand der Transmissionsmessungen der Ionen durch die Falle angenommen werden, dass der Eintrittswinkel der Ionen in die Falle kleiner als  $5^\circ$  ist. Durch den kleinen Winkel der Ionenflugbahn zur Magnetfeldachse macht der anfängliche radiale Anteil der kinetischen Energie maximal einige eV der Gesamtenergie aus. Allerdings kann es bedingt durch Fallenfehler während der Oszillationsbewegung für  $t > 0$  zu einem stetigen Austausch der Energie zwischen den Freiheitsgraden kommen. Der Einfluss von Fehlern im Fallenpotential und der dadurch bedingte Energietransfer zwischen den einzelnen Bewegungsfreiheitsgraden wurde im Folgenden vernachlässigt.

Der Restgasdruck in der Falle wurde durch eine Messung der Helium-Leckrate unterhalb der Magnetkammer auf  $3 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$  bis  $1 \cdot 10^{-8} \text{ mbar}$  abgeschätzt. Bedingt durch die Unsicherheiten in der Bestimmung von  $E_i$  und  $\gamma_z$ , ist eine eindeutige Vorhersage des



Kühlverlaufs anhand der Messparameter daher nicht möglich. Dennoch lassen sich innerhalb der Unsicherheiten von  $E_i$  und  $\gamma_z$  geeignete Parameter finden, die den Kurvenverlauf widerspiegeln. Zur Beschreibung des Kühlverlaufs und um energie- und druckunabhängige Einflüsse des Viel-Teilchen-Systems auf den Kurvenverlauf untersuchen zu können, wurde eine konstante Anfangsenergie angenommen ( $E_i = 400$  eV) und der Restgasdruck als freier Parameter gewählt. Anhand des freien Parameters wurde die Rate des Puffergases im Modell so angepasst, dass der Kurvenverlauf die Daten möglichst gut wiedergibt.

Graphik A) zeigt einen Kühlverlauf, bei dem im Experiment die Laserparameter so gewählt wurden, dass ein starkes Ausbilden des lokalen Fluoreszenzmaximums bei  $t \approx 14$  s sichtbar ist. Nach ca. 50 s überschreitet die Laserfrequenz die Resonanzfrequenz  $\omega_0$  und das Ionenensemble wird geheizt. Bei dieser Wahl der Laserparameter werden alle vier Phasen ((i)-(iv), siehe Kap. 5.1.2) durchlaufen. Die Modellvorhersagen geben den Kurvenverlauf sehr gut wieder. In Fall B) sind die Laserparameter so angepasst worden, dass die



**Abbildung 5.4:** Photonenstreureate als Funktion der Zeit für verschiedene Parameter. Die Signalamplituden wurden auf den Ein-Teilchen-Fall normiert. Die Werte für  $s$ ,  $\Delta_i$  und  $\Delta_m$  ergeben sich jeweils direkt aus den experimentellen Bedingungen. A)  $s = 0,38$ ,  $\Delta_i = -2\pi \times 231$  MHz,  $\Delta_m = 2\pi \times 4,67$  MHz/s und  $\gamma_z = 0,52$  s $^{-1}$ , B)  $s = 0,25$ ,  $\Delta_i = -2\pi \times 178$  MHz,  $\Delta_m = 2\pi \times 6.67$  MHz/s und  $\gamma_z = 0,42$  s $^{-1}$ , C)  $s = 0,51$ ,  $\Delta_i = -2\pi \times 82$  MHz,  $\Delta_m = 2\pi \times 8$  MHz/s und  $\gamma_z = 0,95$  s $^{-1}$ . In allen Fällen ist  $E_1/k_B = 4$  K und  $E_i = 400$  eV. Die Stoßrate  $\gamma_z$  wurde angepasst, um den Kurvenverlauf zu reproduzieren. Man beachte die veränderte Achsenskalierung in Fall C).

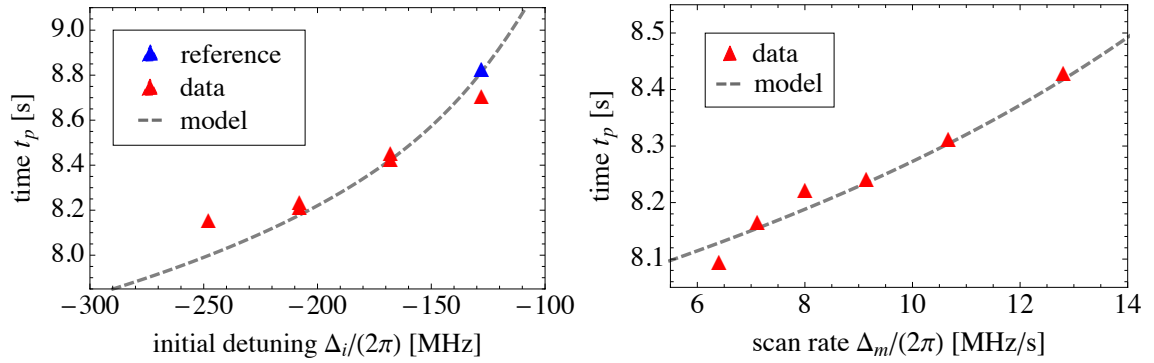
momentane Verstimmung beim Erreichen von Phase (ii) nahe der sogenannten kritischen Verstimmung (siehe [Wes07]) liegt und somit das lokale Maximum nur schwach ausgeprägt ist. Die kritische Verstimmung bestimmt dabei diejenige Laserverstimmung, oberhalb derer sich kein lokales Maximum mehr ausbildet. Graphik C) zeigt den Fall, bei dem durch eine zu schnelle Verstimmung der Laserfrequenz Phase (iii) nicht erreicht wird und die Iontemperatur maximal auf rund 100 K abfällt, bevor Phase (iv) erreicht wird. Die Resonanzbedingung ( $\Delta = 0$  MHz) ist bei ca. 10 s erreicht.

Insgesamt lässt sich festhalten, dass bei geeigneter Wahl von  $E_i$  und  $\gamma_z$  das Modell den Kurvenverlauf recht gut wiedergibt. Es eignet sich demnach zur Vorhersage möglicher Kühlzeiten. Einzig im blauverstimmten Bereich ( $\nu_{\text{Laser}} > \nu_0$ ) weicht die Photonenstreureate von dem Modellverlauf ab. Die Abweichung weist darauf hin, dass eine tatsächliche Iontem-

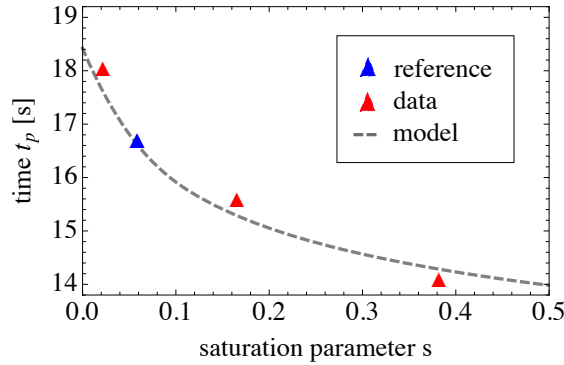
peratur vorliegt, die niedriger ist, als die durch das Modell vorhergesagte. Um die Abweichung verstehen zu können, wurden im Modell verschiedene Mechanismen getestet, die solch ein Verhalten verursachen können. Eine mögliche Erklärung wäre die Kühlung durch Ion-Ion-Stöße mit lasergekühlten  $^{25}\text{Mg}^+$ - und  $^{26}\text{Mg}^+$ -Ionen. Um allerdings den Kurvenverlauf anhand dieses Mechanismus reproduzieren zu können, wäre ein Isotopenverhältnis zwischen  $^{24}\text{Mg}$  und  $^{25}\text{Mg}$  von 1:60 notwendig. Die Experimente zeigen jedoch, dass eine Zusammensetzung des Ionenensembles mit diesem Verhältnis sehr unwahrscheinlich ist. Somit reichen die Kühlraten der Isotope, für die der Laser oberhalb von  $\nu_0$  weiterhin rotverstimmt ist (siehe Isotopieverschiebung in [Win79]), unter normalen experimentellen Bedingungen (Ionengemisch ähnlich dem natürlichen Isotopenverhältnis) nicht aus, um diesen Effekt zu erklären. Messungen haben hingegen gezeigt, dass die Ausprägung der erhöhten Streurrate für kleine Ionenwolken nicht signifikant ist. Dies deutet darauf hin, dass bei großen Ionenwolken die puffergasgekühlten Ionen außerhalb des Wirkungsbereiches des Lasers, eine Kühlwirkung auf die Ionen im Fallenzentrum haben, da diese nicht durch den Laser aufgeheizt werden. Unter der Annahme einer Gesamtgröße der Ionenwolke von  $r = 10\text{ mm}$  lässt sich das Verhältnis zwischen Ionen im Randbereich und Ionen im Bereich des Lasers auf ca. 50:1 beziffern. Ordnet man diesen Ionen im Modell eine Kühlrate von  $50 \times \gamma_z$  zu, so wird der Kurvenverlauf deutlich besser wiedergegeben. Allerdings verlangt der Mechanismus, dass die Kopplung zwischen den Ionen (Ion-Ion-Wechselwirkung) stets aufrecht erhalten wird. Den besten Überlapp findet man für eine Kühlrate von  $150 \times \gamma_z$ . Die Abschätzung hat gezeigt, dass dieser Prozess durchaus zu einem signifikanten Anstieg der Kühlleistung führt. Dennoch reicht dieser Effekt alleine nicht aus, um die Abweichung erklären zu können. Um ein einheitliches Bild der beteiligten Mechanismen und somit über die Dynamik des realen Systems zu erhalten, müssten u. a. aussagekräftige Messungen bei unterschiedlichen Restgasdrücken und Wolkengrößen durchgeführt werden. Dies würde Helfen die zugrundeliegenden Effekte vollständig verstehen zu können.

### 5.2.1 Systematische Untersuchungen

Neben dem allgemeinen Vergleich des zeitlichen Verlaufs der Photonenstreurrate anhand der Modellvorhersage und dem Experiment, wurden systematische Untersuchungen zur Überprüfung der Anwendbarkeit des Ein-Teilchen-Modells auf den hier zugrundeliegenden komplexeren Viel-Teilchen-Fall durchgeführt. Dazu wurde zunächst anhand einer Referenzmessung die Dämpfungskonstante  $\gamma_z$  unter der Annahme einer konstanten Anfangsenergie von  $E_i = 400\text{ eV}$  bestimmt und anschließend mehrere Messzyklen unter Variation der Laserparameter ( $\Delta_i$ ,  $\Delta_m$  und  $s$ ) ausgeführt (vgl. Abb. 5.3). Als Kenngröße zur Überprüfung der Modellvorhersage dient der Zeitpunkt des Ausbildens des lokalen Fluoreszenzmaximums  $t_p$ , dessen Lage im Experiment auf einige Millisekunden genau bestimmt werden kann. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.5 und Abb. 5.6 dargestellt. Abb. 5.5 zeigt die Lage des lokalen Fluoreszenzmaximums  $t_p$  in Abhängigkeit der Laserparameter  $\Delta_i$  und  $\Delta_m$ . Als Referenz zur Bestimmung der Kühlrate  $\gamma_z$  dient die Messung bei  $\Delta/(2\pi) = -128\text{ MHz} + 8\text{ MHz/s} \times t$ . Die erwartete Lage des lokalen Maximums gemäß der Modellvorhersage ist als gestrichelte Kurve dargestellt. Wie zu erkennen ist, geben die Daten den erwarteten Kurvenverlauf recht gut wieder. Die leichte Streuung lässt sich durch statistische Schwankungen in der Reproduzierbarkeit der Messzyklen erklären. Der anhand der Streuung des Datenpunktes relativ zum Referenzwert in Abb. 5.5 abgeschätzte mittlere Fehler von 0,1s bestätigt die gute Übereinstimmung der Datenpunkte mit den Modellvorhersagen. Ähnlich sieht das Verhalten unter Variation des Sättigungsparameters  $s$  aus (siehe Abb. 5.6). Insgesamt wurden



**Abbildung 5.5:** Lage des lokalen Fluoreszenzmaximums  $t_p$  als Funktion der Laserparameter  $\Delta_i$  und  $\Delta_m$  für  $s = 0,51$ ,  $\gamma_z = 0,95 \text{ s}^{-1}$ ,  $E_1/k_B = 4 \text{ K}$  und  $E_i = 400 \text{ eV}$ . Die Unsicherheiten sind kleiner als die Symbole. Links:  $\Delta_m = 2\pi \times 8 \text{ MHz/s}$ . Rechts:  $\Delta_i = -2\pi \times 208 \text{ MHz}$ .



**Abbildung 5.6:** Lage des lokalen Fluoreszenzmaximums  $t_p$  als Funktion der Sättigungsintensität  $s$  für  $\Delta_i = 2\pi \times 231 \text{ MHz}$ ,  $\Delta_m = 2\pi \times 4.67 \text{ MHz/s}$ ,  $\gamma_z = 0,52 \text{ s}^{-1}$ ,  $E_1/k_B = 4 \text{ K}$  und  $E_i = 400 \text{ eV}$ . Die Fehlerbalken sind kleiner als die Symbole.

vier Messungen durchgeführt, wobei die Messung mit  $s = 0,06$  wiederum als Referenz zur Bestimmung der Dämpfungskonstante herangezogen wurde. Die Einstellung der Verstimmung des Lasers war für alle Messpunkte identisch. Trotz der jeweils leichten Abweichung von der Modellvorhersage, ist der erwartete Wert recht gut vorhergesagt. Die hier diskutierten systematischen Untersuchungen zeigen, dass das vereinfachte Modell recht gut zur Beschreibung des Kühlprozesses geeignet ist und Vorhersagen über die zu erwartende Kühlzeit erlaubt.

## 5.3 Ionenkristalle

### 5.3.1 Kopplungsparameter und Phasenübergänge

Der thermodynamische Zustand eines einkomponentigen Plasmas ist durch den Kopplungsparameter  $\Gamma_p$  gekennzeichnet.  $\Gamma_p$  ist ein Maß für die Korrelationsstärke zwischen den Teilchen des Plasmas und ist definiert als das Verhältnis aus der Coulomb-Energie, bezogen auf den mittleren Abstand nächster Nachbarn (Wigner-Seitz Radius  $a_{WS} = (3/4\pi n)^{1/3}$ ), und

der thermischen Energie des Systems  $k_B T$  [Mal77]:

$$\Gamma_p = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 a_{WS} k_B T}. \quad (5.14)$$

Ist die thermische Energie der Teilchen kleiner, als die Coulomb-Energie ( $\Gamma_p > 1$ ), so spricht man von einem stark gekoppelten Plasma. Theoretische Untersuchungen sagen voraus, dass für  $\Gamma_p > 2$  das System in einen flüssigkeitsähnlichen Zustand [Dub99, Han73] und für  $\Gamma_p \simeq 170 - 174$  in einen kristallähnlichen Zustand [Dub99, Han73, Ich97] übergeht. Die Korrelation zwischen den Teilchen äußert sich vornehmlich durch das Ausbilden von Dichteoszillationen und damit dem Ausbilden lokal geordneter Strukturen. Allerdings gibt es im Vergleich zu den Eigenschaften klassischer Flüssigkeiten keine diskontinuierlichen Phasenübergänge, da die attraktive Kraft zwischen den Teilchen fehlt [Dub99, Ald57]. Dennoch bedient man sich bei der Betrachtung der Physik der nichtneutralen Plasmen oft diesem Sprachgebrauch und spricht in diesem Zusammenhang von Phasenübergängen [Die87, Bol00, Jen05]. Experimentell konnte das Auftreten des fest-flüssig Phasenübergangs bei  $\Gamma \sim 170$  beobachtet werden [Jen05].

Historisch gesehen wurde in Paulfallen das Auftreten von Phasenübergängen erstmalig 1987 unter Berücksichtigung des Effektes des rf-Heizens [Blü89] mit speziellen Merkmalen im Fluoreszenzspektrum verknüpft [Die87]. Spätere Studien [Hor02, Oka09] griffen das Thema auf und schlussfolgerten, dass das Auftreten des sogenannten *Fluoreszenzdips* im Fluoreszenzspektrum (Einbruch der Fluoreszenz nach Auftreten eines lokalen Maximums) weder eine notwendige, noch eine hinreichende Bedingung für das Ausbilden von Coulomb-Kristallen darstellt. Die Beobachtungen in [Hor02] legen jedoch nahe, dass die strukturelle Änderung im Fluoreszenzspektrum den Übergang zu einem flüssigkeitsähnlichen Zustand markiert und die Bildung kristalliner Strukturen als kontinuierliche Fortsetzung des Kühlprozesses ab diesem Punkt einsetzt.

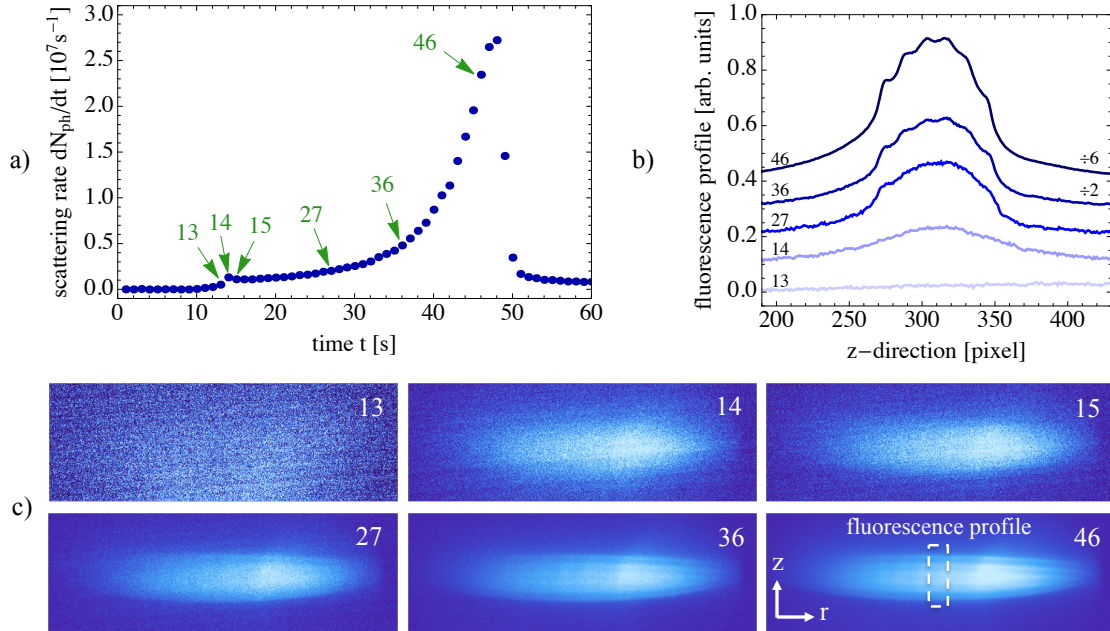
Im Vergleich dazu ist der zeitliche Verlauf der Photonenstreurrate (siehe Kap. 5.1) im Zusammenhang mit kollektiven Phänomenen des Ionenplasmas in Penningfallen nur wenig diskutiert. So weist [Tho86] noch vor den Beobachtungen in [Die87] darauf hin, dass die abrupte Änderung des Fluoreszenzsignals impliziert, dass die Ionenwolke eine bestimmte Temperatur erreicht hat und als *kalt* angenommen werden kann. Hinweise auf geordnete Ionenstrukturen werden aber nicht gegeben. Deshalb sei das Thema an dieser Stelle aufgegriffen und anhand der hier gemachten Beobachtungen diskutiert.

Als Ausgangspunkt für die Betrachtungen dient das Modell aus Kap. 5.1. Aus theoretischer Sicht wird klar, dass das Auftreten des lokalen Fluoreszenzmaximums unabhängig von kollektiven Eigenschaften des Systems ist, da Gl. (5.10) für den Ein-Teilchen-Fall hergeleitet wurde. Dennoch bedingt im Viel-Teilchen-Fall die rapide Abnahme der Iontemperatur auf einige mK (Doppler-Limit) nach dem Auftreten des lokalen Maximums eine Zunahme der Korrelation zwischen den Teilchen und unter der konservativen Annahme einer Teilchendichte von  $n_{\min}^{T \rightarrow T_D} = \epsilon_0 m \omega_z^2 / q^2 \approx 5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$  ( $\omega_z = 2\pi \times 100 \text{ kHz}$ ,  $B = 4 \text{ T}$ ,  $m = 24 \text{ u}$  und  $q = 1 \text{ e}$ ) sogar das Ausbilden von Coulomb-Kristallen ( $\Gamma_p > 170$ ) für  $T \rightarrow T_D(\Delta) \approx 2 \text{ mK}$ .

### 5.3.2 Experimentelle Ergebnisse

Um der Frage aus experimenteller Sicht nachzugehen, sei die integrale und orts aufgelöste Photonenzählrate als Funktion der Zeit unter den bereits in Abb. 5.4 A angegebenen experimentellen Bedingungen in Abb. 5.7 a und c betrachtet. Während dort die mit dem PMT gemessene Photonenstreurrate dargestellt war, sind hier die Zählraten mit einer CCD-Kamera

gemessen worden. Abb. 5.7 b zeigt die dazugehörige Projektion einzelner Bildausschnitte (siehe gestrichelter Kasten in Abb. 5.7 c Bild 46) auf die  $z$ -Achse. Die Bildnummerierung entspricht dem Zeitpunkt der Messung in Sekunden. Wie die Bilder zeigen, sind die Ionen



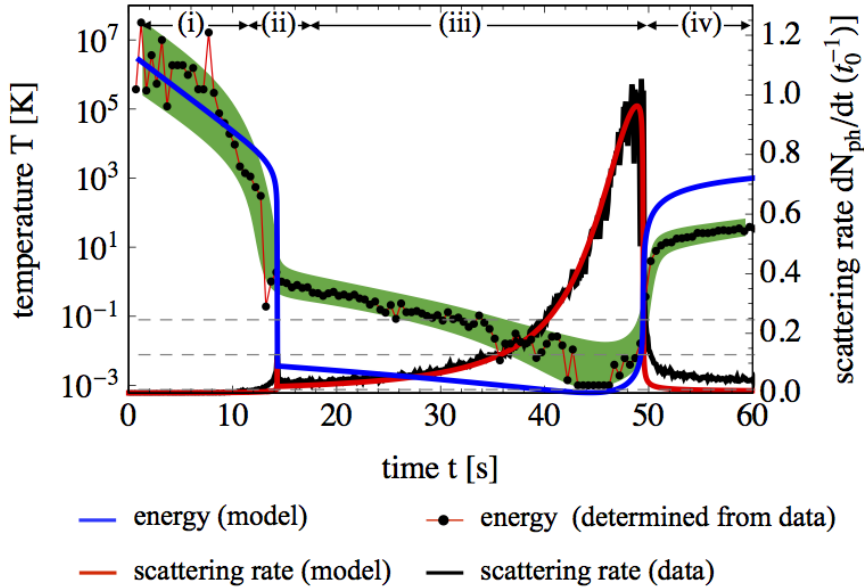
**Abbildung 5.7:** a) Integrale und ortsaufgelöste Photonenstreureate als Funktion der Zeit. Die Wiederholungsrate der Kamera betrug ein Bild pro Sekunde. Die dazugehörige Streureate gemessen mit dem PMT ist in Abb. 5.4 A dargestellt. b) Projektion eines Ausschnittes des Kamerabildes auf die  $z$ -Achse. c) Abbildungen der Wolke von einigen tausend  $\text{Mg}^+$ -Ionen in radialer Richtung für unterschiedlichen Zeitpunkte nach Einschuss der Ionen in die Falle. Die Asymmetrie in der Ausleuchtung der Wolke ist durch das Abbildungssystem bedingt. Um die Ionenwolke auf allen Bilder erkennen zu können, sind die Bilder unterschiedlich skaliert.

zum Zeitpunkt  $t = 13\text{ s}$  sehr diffus verteilt, bevor bei  $t = 14\text{ s}$  das lokale Fluoreszenzmaximum auftritt und sich eine elliptische Ionenwolke formt. Das Volumen der Wolke ist nach dem lokalen Maximum deutlich kompakter. Die Kontraktion der Ionenwolke macht sich, sowohl in radialer, als auch axialer Richtung bemerkbar. Allerdings kann wegen des begrenzten abbildbaren Bereichs ( $\varnothing \approx 1\text{ mm}$ ) des optischen Systems (siehe Kap.3.7.2) nur der zentrale Ausschnitt der Projektion der Ionenwolke in radialer Richtung untersucht werden.

Mit fortschreitender Zeitdauer ist zunächst das Ausbilden lokaler Ordnungseffekte im Randbereich der Ionenwolke zu erkennen ( $t = 27\text{ s}$ ). Ausgeprägte Ordnungseffekte über die gesamte Wolke hinweg zeigen sich ab  $t \approx 34\text{ s}$ . Zur besseren Darstellung der Dichteoszillationen im Ionenkristall sind in Abb. 5.7 b) die Fluoreszenzprofile der Ionenwolke für einen gewählten Ausschnitt des Kamerabildes gezeigt. Die Profile bei  $t = 36\text{ s}$  und  $t = 46\text{ s}$  wurden zur besseren Vergleichbarkeit mit verschiedenen Faktoren skaliert. Die erhaltenen Fluoreszenzprofile zeigen, dass spätestens ab  $t \approx 20\text{ s}$  ein fluidähnlicher Zustand ( $\Gamma_p > 2$ ) erreicht ist. Bei  $t = 46\text{ s}$  sind sechs Maxima im Fluoreszenzprofil zu erkennen. Der Grund, weshalb das Fluoreszenzniveau zwischen den Maxima nicht auf Null abfällt, ist hauptsächlich auf das Abbildungssystem und die räumliche Ausdehnung der Wolke zurückzuführen. Des-

halb lässt sich nicht zweifelsfrei festhalten, ob die Ionen zu diesem Zeitpunkt bereits die kritische Temperatur für den Übergang in die kristalline Phase erreicht haben. Unter der Annahme der minimalen Dichte von  $n \approx 3 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$  zum entsprechenden Fallenpotential  $\omega_z = 2\pi \times 270 \text{ kHz}$ , ist der Zustand  $\Gamma_p > 170$  für  $T < 5 \text{ mK}$  zu erwarten. Dennoch zeigen die Simulationen in [Dub88], dass sich bereits bei einem Plasmamparameter von  $\Gamma_p \approx 140$  ausgeprägte Dichteoszillationen über das komplette Plasma hinweg ausbilden, was durchaus mit den Profilen in Abb. 5.7 b) für  $t = 36 \text{ s}$  und  $t = 46 \text{ s}$  vertretbar ist. Nach [Dub88] ist der Übergangszustand ( $\Gamma_p \approx 140$ ) zwischen flüssiger und fester Phase gekennzeichnet durch eine starke Diffusion der Teilchen in radialer Richtung und einem geringfügigen Teilchenaustausch zwischen den einzelnen Schalen. Eine endgültige Aufschlüsselung des erreichten Plasmamparameters würde nur eine direkte Temperaturmessung [Jen04, Knü12] ermöglichen.

Aufgrund des relativ schlechten Signal-zu-Rauschverhältnisses bei Zeiten unterhalb von  $t = 30 \text{ s}$  lässt sich anhand der Bilder nicht zweifelsfrei ausschließen, dass die Ionenwolke bereits nach Ausbilden des lokalen Fluoreszenzmaximums deutliche Korrelationseffekte aufweist. Betrachtet man hingegen den Fluoreszenzverlauf relativ zur Modellvorhersage für den Ein-Teilchen-Fall, so deutet das erhöhte Fluoreszenzsignal zwischen  $t = 15 \text{ s}$  und  $t \approx 30 \text{ s}$  darauf hin, dass die Ionenwolke nach Ausbilden des lokalen Maximums noch eine endliche, vom Doppler-Limit abweichende, Temperatur aufweist. Dies würde den allgemeinen Eindruck der optischen Abbildungen der Ionenwolke bestätigen. Zur besseren Anschauung ist die zeitliche Entwicklung der Fluoreszenzrate sowie der dazugehörige Energieverlauf in Abb. 5.8 erneut dargestellt. Dabei wurde angenommen, dass Teilchenverluste während des



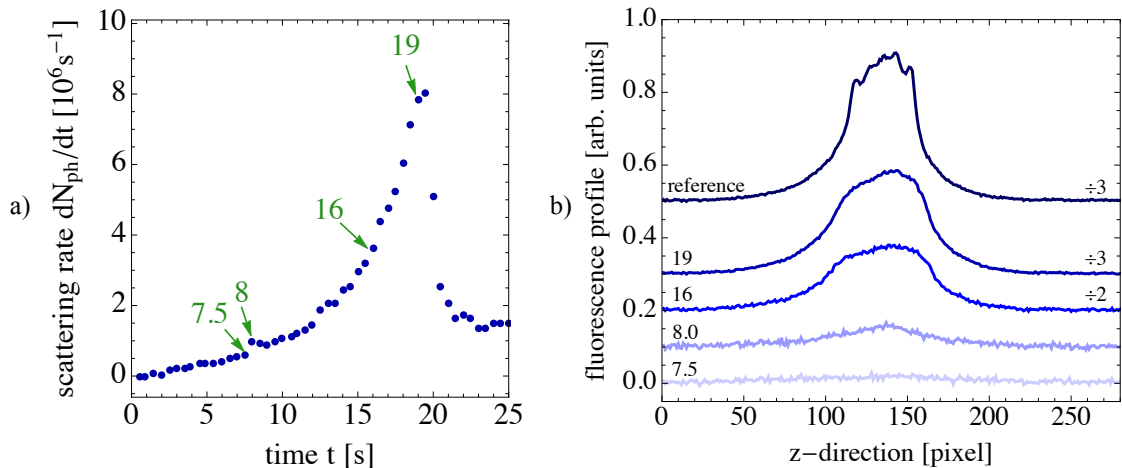
**Abbildung 5.8:** Zeitlicher Verlauf der Photonenstreurrate und der Energie des Ionenensembles. Zudem sind die Vorhersagen für das Ein-Teilchen-Modell eingezeichnet. Die Punkte um  $t = 45 \text{ s}$  wurden als  $T = 0 \text{ K}$  identifiziert (siehe Diskussion in Anhang B). Der grüne Bereich dient der optischen Führung der Datenpunkte der momentanen Energie der Ionen.

Kühlprozesses vernachlässigt werden können. Die momentane Energie der Ionen wurde nach Gl. (5.3) aus der normierten Photonenstreurrate berechnet (siehe auch Diskussion in Anhang

B). In Phase (i) sind die Schwankungen der berechneten Energien relativ stark und eine verlässliche Prognose der Anfangsenergie  $E_i$  ist nicht möglich. In Phase (iii) ist zu erkennen, dass die Iontemperatur zunächst deutlich über dem Doppler-Limit liegt. Nach Ausbilden des lokalen Fluoreszenzmaximums beträgt die Iontemperatur einige hundert mK und fällt langsam auf einen Bereich um 10 mK ab. Für den Bereich  $t \gtrsim 20$  s ist die Iontemperatur von  $T \lesssim 200$  mK verträglich mit einem Plasmaparameter von  $\Gamma_p \gtrsim 2$ , was in Einklang mit den Beobachtungen in Abb. 5.7 zu einer Zunahme der Ionendichte an der Plasmakante führt. Bei  $t \approx 27$  s beträgt die Iontemperatur ungefähr 100 mK ( $\Gamma_p \approx 10$ ) und es kommt in Übereinstimmung mit den Kamerabildern zum Auftreten von ausgeprägten Dichteoszillationen am Rand der Wolke. Mit fortschreitender Kühlung nimmt der Plasmaparameter weiter zu. Allerdings lässt sich anhand der Daten ab  $t = 30$  s nicht eindeutig feststellen, ob der flüssig-fest Phasenübergang erreicht wird. Die aus der Streurate bestimmte Iontemperatur ist mit Werten zwischen 1-10 mK zu ungenau für ein eindeutige Aussage.

Die zusätzliche Heizrate für den Bereich nach dem lokalen Maximum, die dem Laserkühlen entgegensteht und ein direktes Ausbilden kristallähnlicher Strukturen verhindert, lässt sich u. a. durch einen Energieübertrag von radialer in axiale Energie und/oder durch Fehler im Fallenpotential begründen. Zudem führen Stöße mit Ionen außerhalb des Wechselwirkungsvolumens des Lasers zu einem stetigen Heizeintrag.

Dass die Heizeinträge während des anfänglichen Kühlverlaufs nach dem Einschuss der Ionen in die Falle relativ prägnant sein können, zeigt das Beispiel in Abb. 5.9. Wiederum ist



**Abbildung 5.9:** a) Integrierte Photonenstreurrate als Funktion der Zeit und die entsprechenden Fluoreszenzprofile b) für bestimmte Zeitpunkte. Die Wiederholungsrate der Kamera betrug zwei Bilder pro Sekunde. Die dazugehörigen Parameter sind  $\Delta_i = -2\pi \times 161$  MHz,  $\Delta_m = 2\pi \times 8$  MHz/s,  $s = 0,51$ ,  $\gamma_z = 0,95$  s $^{-1}$ ,  $E_1/k_B = 4$  K und  $E_i = 400$  eV.

nach dem Ausbilden des lokalen Maximums eine deutliche Änderung im Fluoreszenzprofil ( $t = 8$  s) zu erkennen. Hingegen zeigt sich nahe der Resonanz  $\tau = 19$  s kein Ausbilden von Dichteoszillationen in der Ionenwolke. Das dies auf eine heiße Ionenwolke und nicht auf ein schlechtes Signal-zu-Rauschverhältnis des Abbildungssystems zurückzuführen ist, zeigt ein Vergleich mit dem Referenzprofil in Abb. 5.9 b). Dieses wurde zu einem späteren Zeitpunkt an der gleichen Wolke bei ähnlichem Fluoreszenzniveau aufgenommen. Insbesondere am



Rand sind eindeutige Oszillationen im Profil zu erkennen. Zudem ist die axiale Ausdehnung der Wolke geringer.

Zusammengefasst lässt sich anhand der dargestellten Messdaten zeigen, dass selbst unmittelbar nach dem Erscheinen des lokalen Fluoreszenzmaximums der Energieeintrag auf die Ionenwolke so hoch sein kann, dass das Auftreten eines Phasenübergangs und somit das Ausbilden einer geordneten Kristallstruktur nicht zwingend gegeben ist. Dementsprechend lässt sich für lasergekühlte Ionen in einer Penningfalle schlussfolgern, dass das Ausbilden des lokalen Maximums im Fluoreszenzspektrum keine hinreichende Bedingung für einen Phasenübergang ist. Die Bedingung ist zudem nicht notwendig, da unterhalb einer kritischen Verstimmung kein lokales Maximum mehr zu beobachten ist.

## 5.4 Mesoskopische Coulomb-Kristalle

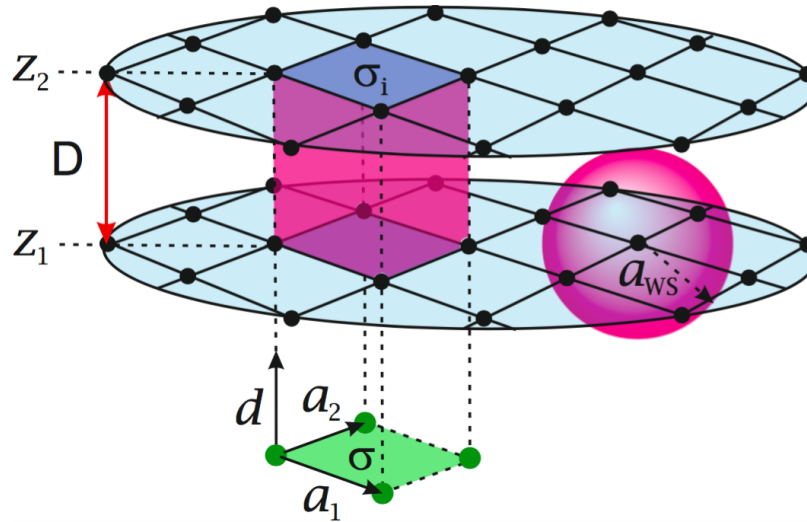
Folgt man den Ausführungen in [Dub99], so unterscheidet man im Allgemeinen zwischen drei Arten nichtneutraler Plasmen, die aufsteigend nach ihrer Größe klassifiziert werden in Coulomb-Cluster [Mav13b, Die87], mesoskopischen Plasmen [Bir92, Mit98b] und großen Plasmen [Dre98, Jen04]. Mesoskopische Plasmen sind im Vergleich zu großen Plasmen überwiegend geprägt durch Oberflächeneigenschaften, wodurch es zum Ausbilden unterschiedlicher Gitterstrukturen kommen kann [Mit98b]. Bei ausreichend großen Teilchenzahlen bilden sich raumzentrierte (engl.: body centered cubic, bcc) Strukturen aus und der Kristall ist durch seine Festkörpereigenschaften bestimmt. Dies definiert den Bereich der großen Ionenplasmen [Dub99]. Die in Kap. 5.3 dargestellten Coulomb-Kristalle sind mesoskopisch in ihrer Größe und zeichnen sich durch ihre planare Kristallstruktur (axiale zu radiale Ausdehnung  $\alpha < 1$ ) aus. Die Dynamik solcher Systeme soll im Folgenden genauer untersucht werden.

### 5.4.1 Der planare Grenzfall

1989 entwickelte Dubin [Dub89] ein Modell zur Beschreibung von Gitterstrukturen aus gebundenen Coulomb-Systemen mit einer planaren Geometrie. Im Ansatz geht das Modell von der Speicherung eines Ionenkristalls in einem harmonischen Potential entlang des axialen Bewegungsfreiheitsgrades aus. In radialer Richtung sei das System unendlich und homogen. Darüber hinaus erlaubt das Modell Vorhersagen über reale Systeme (Coulomb-Kristalle in einer Penningfalle), insofern der Krümmungsradius der Plasmaoberfläche groß im Vergleich zum Wigner-Seitz-Radius  $a_{\text{WS}}$  ist ( $\alpha \ll 1$ ). Der Grenzfall  $\alpha \rightarrow 0$  wird auch als planares Limit oder planarer Grenzfall bezeichnet. Die nachfolgenden Ausführungen entsprechen weitestgehend dem theoretischen Formalismus in [Dub89] und [Dub99].

Die wichtigsten Größen zur Charakterisierung der planaren Gitterstrukturen sind in Abb 5.10 dargestellt. Im Grenzfall  $\alpha \rightarrow 0$  ordnen sich die Ionen so an, dass sich ein Coulomb-Kristall bestehend aus  $S$  Kristallebenen formt. Die Flächenladungsdichte der  $i$ -ten Ebene sowie der einheitliche Ebenenabstand sind mit  $\sigma_i$  und  $D$  gekennzeichnet. Die primitive Einheitszelle des Gitters  $V = (\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2) \cdot \mathbf{d}$  ist durch die Gittervektoren  $\mathbf{a}_1$ ,  $\mathbf{a}_2$  und  $\mathbf{d}$  aufgespannt, wobei das Ausbilden einer favorisierten Gitterstruktur von der Flächendichte  $\sigma = S/(|\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2|)$  abhängt. Die Flächendichte ergibt sich nach  $\sigma = \sum_{i=1}^S \sigma_i$  aus der Summe der Flächendichte  $\sigma_i$  der einzelnen Gitterebenen. Das zur primitiven Einheitszelle äquivalente Volumen ist durch den mittleren Abstand benachbarter Ionen und somit durch die Wigner-Seitz-Kugel ( $V = 4/3\pi a_{\text{WS}}^3$ ) gegeben. Nach Gl. (2.16) und  $\omega_{\text{pl}}^2 \stackrel{\alpha \rightarrow 0}{=} \omega_z^2$  ist der





**Abbildung 5.10:** Schematische Darstellung eines Ionenkristalls bestehend aus zwei Kristallebenen.

mittlere Abstand im planaren Limit einzig durch die axiale Fallengeometrie bestimmt und somit durch  $\omega_z$

$$a_{\text{WS}} = \left( \frac{3q^2}{4\pi\epsilon_0 m\omega_z^2} \right)^{1/3} \approx 0,62 \cdot \left( \frac{q^2}{\epsilon_0 m\omega_z^2} \right)^{1/3}. \quad (5.15)$$

Die Lage der Gitterebenen in axialer Richtung wird mit  $z_i$  bezeichnet,

$$z_i = D \left( i - \frac{S+1}{2} \right), \quad i = 1, 2, 3, \dots, S, \quad (5.16)$$

wobei der Abstand  $D$  zwischen den Gitterebenen über

$$D = \frac{\sigma}{nS} \quad (5.17)$$

mit der Flächendichte verknüpft ist. Unter Vernachlässigung der Wechselwirkung zwischen den Teilchen in unterschiedlichen Gitterebenen, ist die Energie des Kristalls pro Teilchen im CGS-System gegeben durch [Dub99]

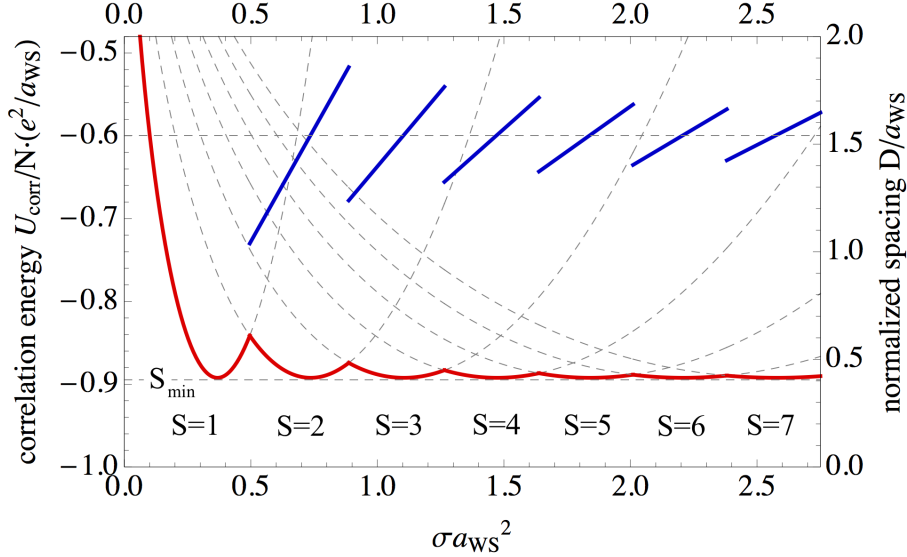
$$\frac{E}{N} = \pi e^2 \left[ L\sigma - \frac{1}{6} \frac{\sigma^2}{n} \right] + \frac{U_{\text{corr}}}{N}, \quad (5.18)$$

mit

$$\frac{U_{\text{corr}}}{N} = \frac{e^2}{a_{\text{WS}}} \left[ \frac{2\pi^2}{9} \left( \frac{\sigma a_{\text{WS}}^2}{S} \right)^2 - \frac{\eta}{2} \left( \frac{\sigma a_{\text{WS}}^2}{S} \right)^{1/2} \right]. \quad (5.19)$$

In Gl. (5.18) bezeichnet  $2L$  die axiale Ausdehnung des Systems und  $\eta = 3,921$  berücksichtigt die Madelung-Energie für ein zweidimensionales hexagonales Gitter. Gl. (5.18) beschreibt die mittlere Energie pro Teilchen einer homogen geladenen Scheibe unter Berücksichtigung der Korrelationsenergie  $U_{\text{corr}}$ . Der erste Term in Gl. (5.18) setzt sich aus der Energie

des elektrischen Feldes und der Energie des externen Potentials ( $\propto \omega_{\text{pl}}^2 z^2$ ) zusammen. Mit Gl. (5.17) lässt sich durch Minimieren der Korrelationsenergie in Bezug auf die Anzahl an Gitterebenen  $S$ , der Abstand zwischen zwei Ebenen  $D/a_{\text{WS}}$  als Funktion der normierten Flächendichte  $\sigma a_{\text{WS}}^2$  angeben. Die Korrelationsenergie und der normierte Abstand zwischen zwei Gitterebenen sind in Abb. 5.11 dargestellt. Offensichtlich verringert sich mit abneh-



**Abbildung 5.11:** Korrelationsenergie (rot) und Gitterabstand (blau) als Funktion der auf  $a_{\text{WS}}^2$  normierten Flächendichte  $\sigma a_{\text{WS}}^2$ . Bei minimaler Energie des Systems ( $S_{\text{min}} = -0,08923$ ) beträgt der Abstand zwischen zwei Ebenen  $D = 1,54 a_{\text{WS}}$  (horizontal gestrichelte Linie). Die Fortsetzungen des Verlaufs der Korrelationsenergie zu einer bestimmten Schale sind gestrichelt dargestellt.

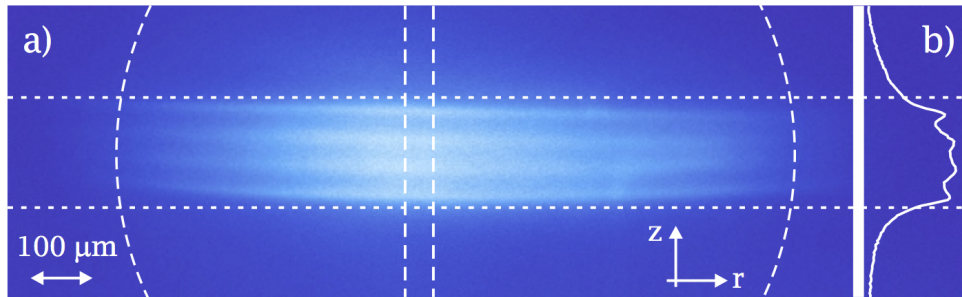
mender Flächendichte der Abstand zwischen den Gitterebenen, bis das System in einen Zustand mit  $S - 1$  Gitterebenen übergeht.

Berücksichtigt man zusätzlich in Gl. (5.19) Korrelationseffekte zwischen Teilchen in unterschiedlichen Ebenen, so lassen sich neben der Anzahl an Ebenen auch verschiedene Kristallstrukturen vorhersagen [Dub99] und direkt mit dem Experiment vergleichen [Mit98b]. So stellt für  $\sigma a_{\text{WS}}^2 \gtrsim 20$  das bcc-Gitter die energetisch günstigste Struktur dar. Dies kennzeichnet den Übergang von mesoskopischen zu großen Plasmen und entspricht ungefähr einem Kristall mit 56 Lagen. Auf der anderen Seite kommt es für  $\sigma a_{\text{WS}}^2 \lesssim 0,5$  zum Ausbilden einer zweidimensionalen Kristallstruktur (siehe auch Abb. 3.21). Diese Strukturen sind u. a. von besonderem Interesse für Quanten-Logik Experimente [Boh15, Bie09]. Als Grenzwert zur Beschreibung des Übergangs zwischen einer planaren zweidimensionalen Gitterstruktur zu einem dreidimensionalen Coulomb-Kristall, gibt [Dub99] einen kritischen Wert  $a_{\text{krit}}$  an, oberhalb dessen die Coulomb-Abstoßung zwischen den Ionen zu groß wird und die Ionen sich, beginnend im Zentrum der Ionenwolke, in z-Richtung ausbreiten. Nach den Ausführungen in [Dub13] und mit  $N \gg 1$  lässt sich die Bedingung  $\sigma a_{\text{WS}}^2 \lesssim 0,5$  ersetzen durch

$$1 - \frac{\omega_z^2}{\omega_{\text{pl}}^2} < \frac{1,33}{N^{1/2}}. \quad (5.20)$$

### 5.4.2 Zeitliche Untersuchung der Coulomb-Kristalle

Zur Untersuchung der Form und der Dynamik der Coulomb-Kristalle, wurden diese zunächst in einem Zustand niedriger Rotationsfrequenz  $\omega \approx 2\pi \times 12,3 \text{ kHz}$ <sup>4</sup> und niedriger Temperatur  $T \lesssim 10 \text{ mK}$  präpariert. Dazu wurde ein einzelnes Ionenpaket aus der  $\text{Mg}^+$ -Quelle in die Falle geladen. Die Ionen wurden bei konstanter Laserfrequenz ( $\nu_{\text{Laser}} \approx \Gamma/2$ ) gekühlt, bis sich ein quasi-Gleichgewichtszustand einstellte. Das Fallenpotential betrug  $\omega_z \approx 2\pi \times 247 \text{ kHz}$ . Bedingt durch die niedrige Rotationsgeschwindigkeit sind die Ionen in radialer Richtung nur schwach gebunden. Dies führt zu einer starken radialen Ausdehnung des Kristalls ( $\alpha \approx 0,04$ ). Wie exemplarisch in Abb. 5.12 a gezeigt ist, kommt es unter diesen Speicherbedingungen zu einem Ausbilden eines planaren Ionenkristalls. In Abb. 5.12 b lassen sich die Gitterebenen ( $S = 4$ ) leicht anhand der radialen Projektion des zentralen Bildausschnittes erkennen. Die Auflösung des Bildes beträgt  $2,8 \mu\text{m}$  pro Pixel. Wegen des gaußförmigen Strahlprofils des Lasers nimmt die Fluoreszenzrate in radialer Richtung ab.

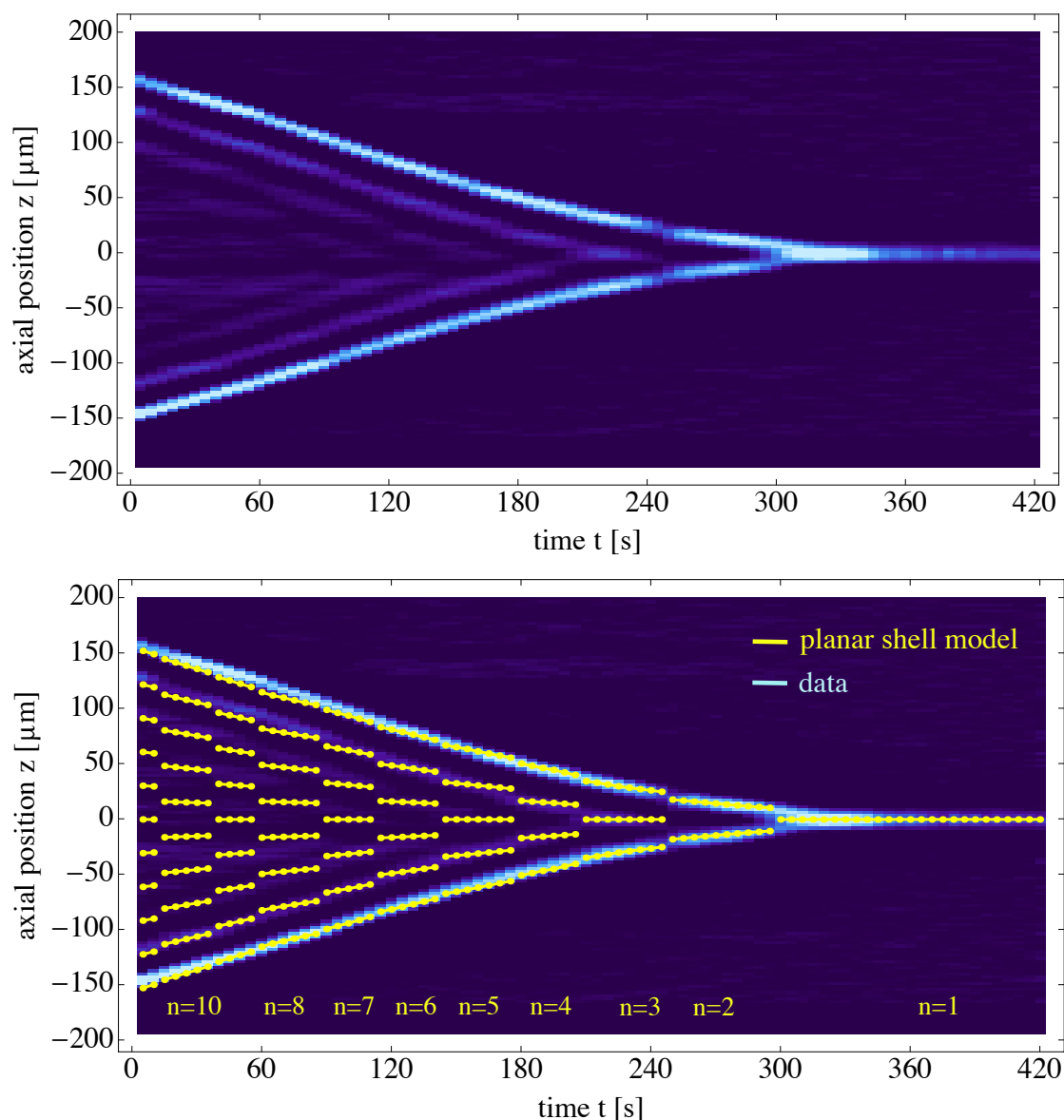


**Abbildung 5.12:** a) Radiale Abbildung eines  $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionenkristalls bestehend aus vier planaren Gitterebenen. Aufgrund des limitierten abbildbaren Bereichs (gestrichelter Kreis) ist nur der zentrale Teil des Kristalls dargestellt. Die Belichtungszeit betrug 5 s. b) Projektion des zentralen Bildausschnittes (senkrecht gestrichelte Linien) auf die  $z$ -Achse. Die Graphik ist aus [Mur16c] entnommen.

Um die Kristallstrukturen mit den Modellvorhersagen aus Kap. 5.4.1 zu vergleichen, wurde der zeitliche Verlauf der Kristallstruktur untersucht. Abb. 5.13 zeigt die modifizierte Projektion<sup>5</sup> des zentralen Bildausschnittes eines Ionenkristalls als Funktion der Zeit nach dem Ausbilden erster Kristallstrukturen ( $S = 11$ ). Wie zu erkennen ist, nimmt zunächst der Abstand zwischen den einzelnen Lagen ab, bevor es zu einer Reduktion der Anzahl an Gitterebenen kommt ( $S \rightarrow S - 1$ ). Insgesamt ist der Verlauf von  $S = 11$  bis  $S = 1$  gezeigt. Die Verschmierung der Positionen der einzelnen Gitterebenen zwischen den Schalenübergängen sowie die Unschärfe der inneren Kristallebenen bei einer hohen Anzahl von Schalen, ist u. a. durch die endliche Temperatur sowie die radiale Ausdehnung des Kristalls als auch die lange Belichtungszeit der CCD-Kamera von 5 s bedingt. Der in Abb. 5.13 beobachtete Teilchenverlust ist durch eine Zunahme des Wolkenradius und somit dem Auftreffen der Ionen an den Wänden der Falle zurückzuführen. Die beobachtete Zeitkonstante stimmt recht gut mit der erwarteten Zeitkonstante für eine Zunahme des Magnetronradius überein ( $50 \text{ s} < \tau_- < 100 \text{ s}$ ).

<sup>4</sup>Die Rotationsfrequenz wurde nach Gl. (2.14) über der Dichte des Systems bestimmt. Die Dichte wiederum wurde aus dem zeitlichen Verlauf der Position der einzelnen Kristalllagen extrahiert.

<sup>5</sup>Zur besseren Auflösung der Dichteoszillationen wurden die Profile durch ihren gleitenden Mittelwert geteilt.



**Abbildung 5.13:** Zeitliche Entwicklung der Lage der Kristallebenen als Funktion der Zeit ohne (oben) und mit (unten) dem Vergleich zu den Modellvorhersagen. Zur besseren Auflösung der Kristallebenen wurde der Algorithmus zur Kontrasterhöhung angewandt.

Zusätzlich ist in Abb. 5.13 die Modellvorhersage gezeigt. Für den Vergleich wurde die Flächenladungsdichte  $\sigma$  über die zeitliche Entwicklung des Fluoreszenzsignals bestimmt. Dies ist möglich, da im Grenzfall großer Wolken das Fluoreszenzsignal entsprechend dem Wirkungsbereich des Lasers proportional zur axialen Ausdehnung und somit proportional zur Flächenladungsdichte ist. Wegen des fehlenden Proportionalitätsfaktors wurde in einem letzten Schritt der Skalierungsfaktor zwischen  $\sigma$ -Achse und der Zeit-Achse so angepasst, dass ein möglichst guter Überlapp zwischen dem Modellverlauf und den experimentellen Daten gegeben ist. Insgesamt geben die Vorhersagen des Schalenmodells die experimentellen Werte sehr gut wieder.

Aus dem zeitlichen Verlauf des Ebenenabstandes wurde der mittlere Abstand zwischen den Schalen  $a_{WS} = 19,2(1) \mu\text{m}$  extrahiert und damit die Dichte der Ionenwolke bestimmt. Diese beträgt  $n_0 \approx 3,37 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$  und erfüllt demnach die Relation  $n_{\min}(\omega_-) \approx n_0 \ll n_B$ , wobei  $n_B$  die maximale Dichte am Brillouin-Limit ( $\omega = \omega_c/2$ ) ist ( $n_B = \epsilon_0 B^2/2m = 1.85 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ). Ab  $t \approx 300 \text{ s}$  geht das System in eine zweidimensionale Kristallgeometrie über. Mit  $\omega_z \approx 2\pi \times 247 \text{ kHz}$  und  $\omega_{\text{pl}} \approx 2\pi \times 249 \text{ kHz}$  lässt sich nach Gl. (5.20) abschätzen, dass der Übergang in die 2D-Struktur bei einigen tausend Ionen erfolgt. Insgesamt lässt sich die (anfängliche) Ionenanzahl des gesamten Kristalls auf einige zehntausend Ionen abschätzen.

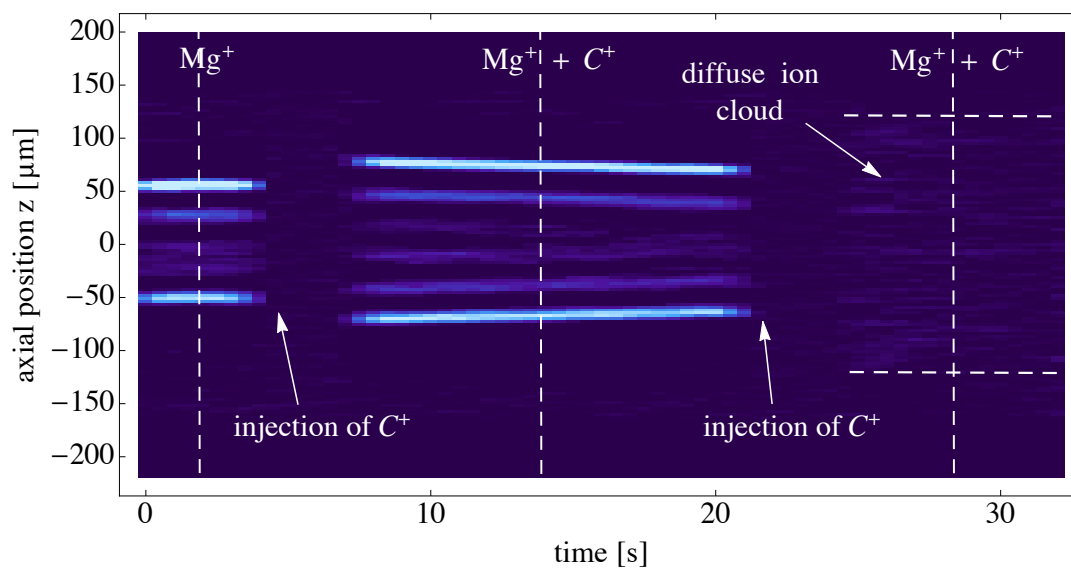
## 5.5 Mehrkomponentige Ionenkristalle

In diesem Abschnitt ist die Erzeugung und die Struktur mehrkomponentiger Ionenkristalle diskutiert. Dazu wurden externe Ionen in einen Coulomb-Kristall aus  $\text{Mg}^+$ -Ionen implantiert und untersucht. Hinweise auf das Ausbilden räumlich getrennter Strukturen werden gegeben.

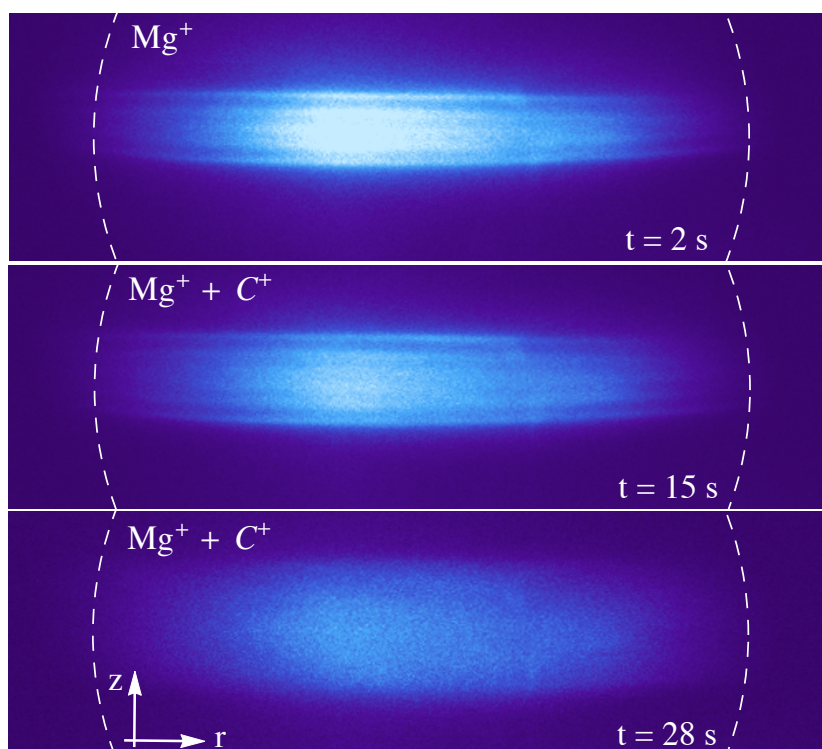
### 5.5.1 Sympathetisches Kühlen einfach geladener Ionen

Als Zwischenschritt zum sympathetischen Kühlen hochgeladener Ionen wurden erste Untersuchungen zum Kühlen hochenergetischer, einfach geladener Ionen mit Hilfe eines planaren  $\text{Mg}^+$ -Ionenkristalls ( $\alpha < 1$ ) durchgeführt. Als extern produzierte Ionenspezies wurden  $\text{H}_2^+$  ( $m = 2 \text{ u}$ ),  $\text{C}^+$  ( $m = 12 \text{ u}$ ),  $\text{N}_2^+$  ( $m = 28 \text{ u}$ ) und  $\text{CO}_2^+$  ( $m = 44 \text{ u}$ ) gewählt, da diese keine Umladungseffekte in Helium aufweisen und einfach mit der Elektronenstoß-Ionisationsquelle (siehe Kap. 3.2.1) erzeugt werden können. Im Vergleich zu  $^{40}\text{Ar}^{13+}$  ( $m/q \approx 3$ ) oder  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  ( $m/q \approx 2,6$ ) repräsentiert  $\text{H}_2^+$  die Spezies mit einem vergleichbaren Wert für das Masse-zu-Ladungsverhältnis. Zunächst wurde eine kalte  $\text{Mg}^+$ -Wolke in der Falle präpariert. Das Fallenpotential betrug  $\omega_{z,\text{Mg}} = 2\pi \times 250 \text{ kHz}$  und die Laserverstimmung wurde konstant auf  $\Delta \approx \Gamma/2$  gehalten. Die Laserleistung betrug einige mW. Anschließend wurde ein einzelnes Paket einer bestimmten Ionenspezies mit einer Ionenanzahl zwischen einigen tausend bis einigen zehn tausend Teilchen und einer kinetischen Energie von 400 eV, durch das Absenken des Potentials an der Einfangelektrode, in die Falle geladen und die zeitliche Entwicklung der Ionenwolke beobachtet.

In Abb. 5.14 ist der zeitliche Verlauf der modifizierten Projektion der Ionenwolke vor und nach dem Einschuss extern produzierter  $\text{C}^+$ -Ionen gezeigt. Die dazugehörigen radialen Abbildungen der Ionenwolke für die Zeitpunkte  $t = 2 \text{ s}$ ,  $15 \text{ s}$  und  $28 \text{ s}$  sind in Abb. 5.15 dargestellt. Vor dem Einschuss der  $\text{C}^+$ -Ionen betrug die axiale Ausdehnung der  $\text{Mg}^+$ -Ionenwolke rund  $100 \mu\text{m}$ . Insgesamt zeichnet sich die axiale Ausdehnung durch den Übergang von  $S = 5$  nach  $S = 4$  aus. Durch den Einschuss der  $\text{C}^+$ -Ionen kommt es zu einem Aufheizen der  $\text{Mg}^+$ -Ionen was durch eine Dunkelphase in Abb. 5.14 gekennzeichnet ist. Da durch den Schaltvorgang an den Einfangelektroden die Ionenwolke beeinflusst wird (Heizen), lässt sich der Energieeintrag der  $\text{C}^+$ -Ionen nach der Injektion nicht anhand der Dauer der Dunkelphase quantifizieren. Die Dauer der Phasen ohne eine signifikante Menge an Fluoreszenzlicht stellt somit eine obere Grenze für die Zeitdauer des Kühlprozesses dar (typischerweise zwischen ein und zwei Sekunden). Sobald das Kristallgemisch aus  $\text{Mg}^+$ - und  $\text{C}^+$ -Ionen ausreichend gekühlt wurde, ist (ab  $t \approx 7 \text{ s}$ ) eine deutliche Zunahme der axialen Ausdehnung zu erkennen ( $S=6$ ). Die Ionenquelle wurde so eingestellt, dass beim Einschuss nur eine vergleichsweise



**Abbildung 5.14:** Modifizierte Projektion des zeitlichen Verlaufs des Ionenkristalls. Zu den Zeitpunkten  $t \approx 4,5$  s und  $t \approx 22$  s wurden externe  $C^+$ -Ionen mit einer Energie von 400 eV in den Kristall implantiert.

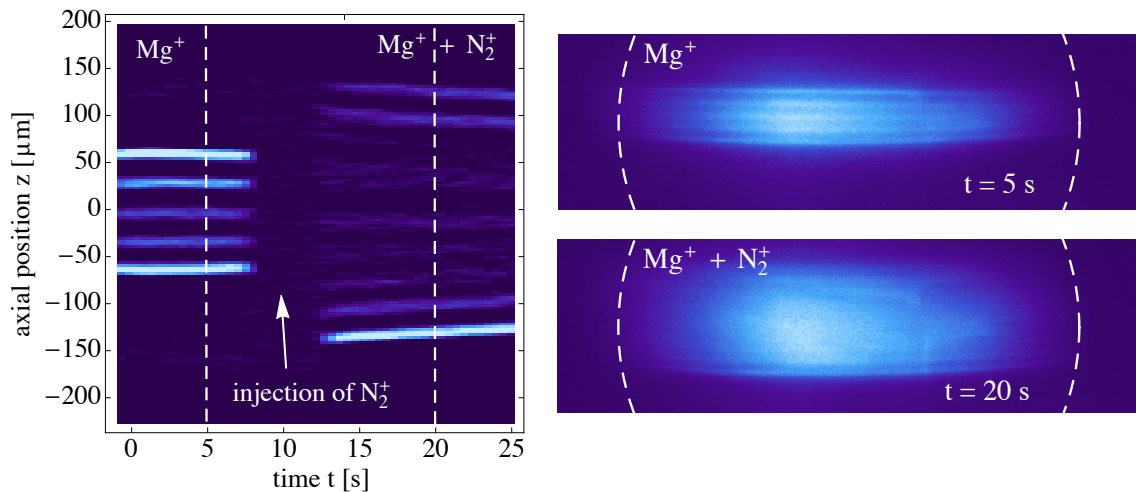


**Abbildung 5.15:** Radiale Projektionen der Ionenwolke auf der CCD-Kamera. Die Belichtungszeit betrug 0,5 s. Der Skalierungsfaktor der Projektion bei  $t = 28$  wurde zur besseren Darstellung der Ionen im Vergleich zu den beiden anderen Abbildungen geändert.



geringe Anzahl an  $C^+$ -Ionen in die Falle geladen wurde. Durch die Zunahme der axialen Ausdehnung zusammen mit einem nahezu konstanten Fluoreszenzniveau (vgl. der Intensitäten in Abb. 5.15, nicht gezeigt), lässt sich schlussfolgern, dass eine Einbettung der  $C^+$ -Ionen in den  $Mg^+$ -Kristall erfolgt ist. In welcher Geometrie sich die beiden Ionenspezies anordnen und ob es zu (teilweise) zentrifugal separierten Strukturen kommt, lässt sich nicht eindeutig erkennen. Dennoch deutet eine Zunahme der axialen Ausdehnung sowie ein nahezu konstantes Fluoreszenzniveau auf eine Anreicherung der Ionen im Zentrum der Falle hin (hier: abbildbarer Bereich). Gemäß der Ausführungen in Kap. 2.4 wäre eine Ansammlung der  $C^+$ -Ionen im Zentrum bedingt durch den Mechanismus der zentrifugalen Separation zu erwarten. Bei der erneuten Injektion von  $C^+$ -Ionen wurden die Parameter der Ionenquelle geändert und somit sichergestellt, dass eine Vielzahl an Ionen in die Falle geladen wurden. Wie anhand der Abbildungen 5.14 und 5.15 zu erkennen ist, beträgt die axiale Ausdehnung nach dem erneuten Hinzuladen ca.  $260\ \mu\text{m}$ . Das Fluoreszenzniveau reduzierte sich um bis zu 80 % und die Abbildung der Ionenwolke wurde diffus. Dies deutet auf eine erhöhte Anzahl an  $C^+$ -Ionen im Zentrum der Wolke hin. Die Kristallstruktur ist durch das deutlich reduzierte Signal-zu-Rauschverhältnis der optischen Abbildung nicht mehr aufzulösen bzw. geht durch einen gesteigerten Heizeintrag in der Ionenwolke durch die Präsenz der  $C^+$  verloren.

Berücksichtigt man zusätzlich die Daten der anderen Ionenspezies,  $H_2^+$ ,  $N_2^+$  und  $CO_2^+$ , so lässt sich eine qualitative Signifikanz in den Strukturen der Mischkristalle feststellen. Abb. 5.16 zeigt exemplarisch die Form der Kristalle nach dem Hinzuladen von  $N_2^+$ -Ionen. Wie zu erkennen ist, nimmt die Anzahl an Kristallebenen von  $S = 5$  auf  $S = 9$  zu. Die Kristallstruktur ist selbst für eine große Anzahl an injizierten Ionen deutlich aufgelöst. Dies und die Zunahme des gesamten Fluoreszenzniveaus um ca. 60 % weisen auf eine erhöhte Anzahl an  $Mg^+$ -Ionen innerhalb des abbildbaren Bereichs hin. Dies lässt sich dadurch erklären,



**Abbildung 5.16:** Modifizierte Projektion des zeitlichen Verlaufs des Ionenkristalls und radiale Projektionen der Ionenwolke auf der CCD-Kamera. Die Belichtungszeit betrug 0,5 s.

dass sich gemäß der Vorhersagen der zentrifugalen Aufspaltung die schwereren  $N_2^+$ -Ionen im (nicht sichtbaren) äußeren Bereich der Wolke ansammeln und die  $Mg^+$ -Ionen ins Zentrum der Falle drängen. Ähnliche Strukturen wurden für  $CO_2^+$  ( $m > 24$  u) beobachtet (siehe [Mur16a]) und bestätigen die Aussage einer räumlichen Separation.

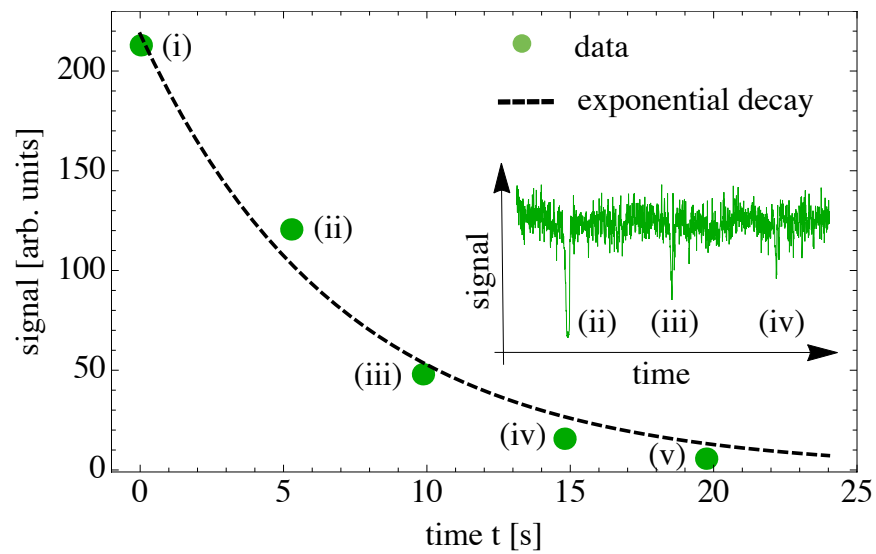
Im Falle von  $\text{H}_2^+$  ( $m < 24 \text{ u}$ ) konnte, analog zu den Strukturen der  $\text{Mg}^+\text{-C}^+$ -Mischkristallen, nach dem Hinzuladen ein starker Rückgang der Fluoreszenz beobachtet werden, bei gleichzeitiger Zunahme bzw. konstanter axialer Ausdehnung des gesamten Ionenensembles. Dennoch konnte nach der Injektion in keinem der Versuche eine kristalline Struktur beobachtet werden. Dies deutet wiederum auf eine Ansammlung der Ionen im Zentrum der Ionenwolke hin. Somit legen die Messergebnisse nahe, dass für Ionenspezies deren Masse-zu-Ladungsverhältnis kleiner (größer) als das der  $\text{Mg}^+$ -Ionen ist, sich Hinweise für eine Ansammlung der Ionen im Zentrum (Randbereich) der Ionenwolke finden. Dennoch können Einflüsse auf die geometrische Struktur durch ein Aufheizen des Ionenensembles nicht komplett ausgeschlossen werden. Eine eindeutige Untersuchung der Vorgänge und damit der Struktur der Ionenwolke wäre nur durch einen vergrößerten Abbildungsbereich oder durch die direkte Spektroskopie (Abbildung) beider Ionenspezies möglich (siehe Anmerkungen in Kap. 9). Zudem würde eine gezielte Messung der Iontemperatur weitere Informationen bringen. Insgesamt legen die Messergebnisse eine (teilweise) zentrifugale Aufspaltung der Ionenspezies nahe und es konnte die simultane Speicherung zweier Ionenspezies gezeigt werden.

### 5.5.2 Implantation von $\text{Ar}^{3+}$ -Ionen

Um Informationen über die Einbettung mehrfach geladener Ionen in eine kalte  $^{24}\text{Mg}^+$ -Wolke zu gewinnen, wurden für die folgenden Untersuchungen  $\text{Ar}^{3+}$ -Ionen gewählt, da die erwartete Lebensdauer des Ladungszustandes in experimentell zugänglichen Größenordnungen liegt. Die  $\text{Ar}^{3+}$ -Ionen wurden indirekt durch Anregung ihrer reduzierten Zyklotronfrequenz nachgewiesen. Dazu wurde analog zur Messung der Axialfrequenz in  $\text{Mg}^+$  (siehe Kap. 3.8.1) ein rf-Feld an eine der Ringelektroden angelegt. Während die reduzierte Zyklotronfrequenz ( $\omega_+ = 2\pi \times 4,61 \text{ MHz}$ ) durch das Durchstimmen der Anregungsfrequenz abgefragt wurde, erfolgte der Nachweis der Eigenfrequenz durch die Beobachtung einer Änderung im Fluoreszenzsignal der  $\text{Mg}^+$ -Ionen. Die Zyklotronfrequenz wurde mit einer Rate von  $0,2 \text{ Hz}$  und einer Signalamplitude von  $0,8 \text{ V}_{\text{pp}}$  zwischen  $4,5 \text{ MHz}$  und  $4,7 \text{ MHz}$  abgetastet. Bei  $\omega_{\text{rf}} = 2\pi \times 4,60(1) \text{ MHz}$  konnte jeweils ein Rückgang der Fluoreszenzrate beobachtet werden (siehe ergänzende Graphik in Abb. 5.17). Der Einbruch im Fluoreszenzsignal resultiert aus dem Heizen der reduzierten Zyklotronfrequenz der  $\text{Ar}^{3+}$ -Ionen und dem Energieübertrag an die axialen Freiheitsgrade der  $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen. Aufgrund des ungeraden Masse-zu-Ladungs-Verhältnis sind Anregungen von höheren Harmonischen der reduzierten Zyklotronfrequenz von  $^{24-26}\text{Mg}^+$  auszuschließen. Mit einer Differenz von  $120 \text{ kHz}$  liegt die Resonanz der zweiten Harmonischen von  $^{26}\text{Mg}^+$  außerhalb des durchgestimmten Bereichs.

Als Maß für die Anzahl an Fremdionen wurde die Stärke (Tiefe) der Einbrüche interpretiert. Das Ergebnis ist in Abb. 5.17 dargestellt. Gezeigt ist die zeitliche Abnahme des Signaleinbruchs und die damit verbundene Reduktion der Teilchenanzahl an  $\text{Ar}^{3+}$ -Ionen. Zusätzlich ist der Verlauf einer exponentiellen Zerfallskurve an die Daten gezeigt. Die erhaltene Lebensdauer beträgt  $\tau_c = 7,2(1,5) \text{ s}$  und ist damit um einige Größenordnungen höher, als die erwartete Lebensdauer bei einer kinetischen Energie der Ionen von  $500 \text{ eV/q}$ . Vergleicht man die gemessene Lebensdauer mit der aus Kap. 2.6 abgeschätzten Lebensdauer bei einer Temperatur unterhalb von  $4 \text{ K}$ , so stimmt die Größenordnung (einige Sekunden) mit dem erwarteten Wert überein. Die Ergebnisse zeigen, dass durch die Bildung eines Mischkristalls aus  $\text{Mg}^+$  und  $\text{Ar}^{3+}$  die Iontemperatur der Argon-Ionen signifikant reduziert werden konnte, was zu einer Reduktion der Ladungsaustauschprozesse zwischen den  $\text{Ar}^{3+}$ -Ionen und dem Restgas führt. Anhand der Dunkelphase (Fluoreszenzeinbruch) bei der





**Abbildung 5.17:** Stärke der Signaländerung in der  $^{24}\text{Mg}^+$ -Fluoreszenz zu verschiedenen Zeitpunkten während der Anregung der reduzierten Zyklotronfrequenz von  $^{40}\text{Ar}^{3+}$ . Zudem ist der zeitliche Verlauf des Fluoreszenzsignals gezeigt.

Injektion der  $\text{Ar}^{3+}$ -Ionen lässt sich eine obere Grenze für das Kühlen der externen Ionen angeben, da neben dem Heizeintrag der Ionen auch die Schaltprozesse an den Fallenelektroden zu einem Aufheizen des Ensembles führen. Die Zeitdauer für das Wiederkehren des Fluoreszenzsignals beträgt typischerweise ein bis zwei Sekunden. Für mittlere und schwere hochgeladenen Ionen sind deutlich schnellere Kühlzeiten zu erwarten, da die Kühlrate mit dem Quadrat des Ladungszustandes skaliert. Um eine genauere Untersuchung der Kühlzeiten zu ermöglichen, sollte der Ladezyklus dahingehend optimiert werden, dass durch den Injektionsprozess auftretende Heizeffekte vernachlässigt werden können.



## Kapitel 6

# Elektronischer Teilchennachweis und Widerstandskühlen

Die grundlegenden Prinzipien des Widerstandskühlen und der elektronischen Detektion der axialen Bewegungsfrequenz werden in diesem Kapitel behandelt. Entsprechende experimentelle Ergebnisse werden vorgestellt und ausgiebig diskutiert. Bedingt durch die Präsenz des Puffergases liegt das Hauptaugenmerk der Untersuchungen auf der Detektion von Magnesiumionen.

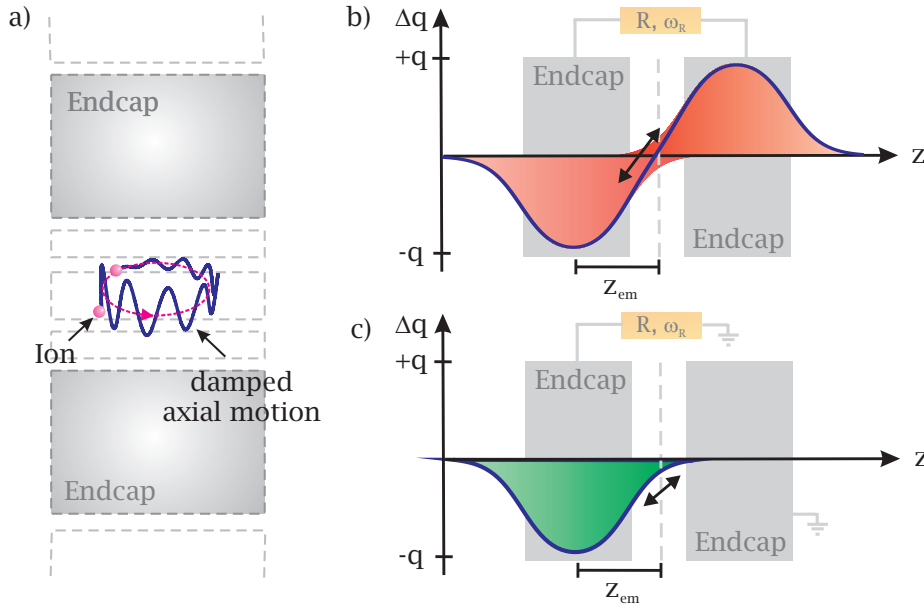
Zunächst wird in Kap. 6.1 der Mechanismus zur frequenzselektiven Detektion der axialen Bewegungsfrequenz vorgestellt. Aufbauend auf diesen Grundlagen wird das Widerstandskühlen als passive Kühlmethode im Ein- und Viel-Teilchen-Fall diskutiert und die für die SpecTrap-Ionenfalle charakteristischen Größen, wie z. B. der effektive Elektrodenabstand, hergeleitet. In Kap. 6.2 wird eine kurze Übersicht zum spannungsabhängigen Frequenzverhalten unterschiedlicher Ionenspezies gegeben und erörtert, unter welchen Umständen die Resonanzbedingung erfüllt ist. Dazu werden die Eigenschaften der beiden axialen Schwingkreise aus Kap. 3.5 aufgegriffen und ein harmonisches mit einem anharmonischen Fallenpotential verglichen. Anschließend werden in Kap. 6.2.2 experimentelle Ergebnisse zum frequenzselektiven Nachweis unterschiedlicher Ionenspezies gezeigt. Abschließend werden in Kap. 6.3 Messungen zur zeitlichen Entwicklung der induzierten Spannungssignale präsentiert. Unter Berücksichtigung der Kühlzeitkonstante des Puffergaskühlens wird eine Interpretation des Signalverlaufs gegeben und anhand der dissipierten Energie ein Vergleich zwischen den beteiligten Kühlmechanismen gezogen.

## 6.1 Widerstandskühlen

### 6.1.1 Grundlagen und theoretische Beschreibung

Das Widerstandskühlen als passive Kühlmethode ist direkt mit dem frequenzselektiven Nachweis der axialen Frequenz der Ionen verknüpft und beruht auf dem Prinzip der Dämpfung der Bewegungsamplitude eines zwischen zwei Endkappenelektroden oszillierenden geladenen Teilchens. Durch den in einem externen Schwingkreis induzierten Ladungsstrom erfährt das Ionen durch die Rückkopplung des induzierten Signals eine Rückstellkraft, wodurch es folgerichtig zu einer Reduktion der Oszillationsamplitude kommt. Der Vorgang ist schematisch in Abb. 6.1 a dargestellt. Wie später gezeigt wird, nimmt die Energie, die bei diesem Prozess pro Zeit in dem externen Schwingkreis dissipiert wird, quadratisch mit dem

Ladungszustand der Ionen zu. Demnach ist diese Methode insbesondere für hochgeladenen Ionen geeignet.



**Abbildung 6.1:** Schematische Darstellung des Prinzips des Widerstandskühlens. Durch die in einer Elektrode induzierten Spiegelladung wird durch die Rückkopplung über einen Schwingkreis die axiale Bewegungsamplitude des Ions gedämpft.

Eine einheitliche und vollständige analytische Beschreibung des Kühlmechanismus im  $N$ -Teilchen-Fall steht aufgrund des enormen Komplexitätsgrades noch aus. In [Vog14a] ist ein erstes vereinfachtes Modell beschrieben (engl.: energy-transfer model), welches die Kopplung zwischen den einzelnen Freiheitsgraden berücksichtigt. [Mur16a] geht noch einen Schritt weiter, indem der Temperaturabgleich zwischen den einzelnen Freiheitsgraden durch ein gekoppeltes System aus Differentialgleichungen repräsentiert wird. Computergestützte Simulationen des Widerstandskühlens sind u. a. in [Mae12] und [Ste15] beschrieben. An dieser Stelle wird auf die wichtigsten Grundlagen zur Beschreibung des Widerstandskühlens eingegangen und Vorhersagen über die zu erwarteten Kühlzeiten gemacht.

### A. Resonante Detektion und Ein-Teilchen-Kühlzeitkonstante

Zur vereinfachten, analytischen Beschreibung der Ein-Teilchen-Kühlzeitkonstante  $\tau_1$  sei die gedämpfte Bewegung eines Ions in einem harmonischen Potential der Form  $\omega_z$  betrachtet. Zudem sei zunächst angenommen, dass beide Endkappenelektroden über einen resonanten Schwingkreis mit dem reellen Widerstand  $R$  miteinander verbunden sind (siehe Abb. 6.1 b). Die axiale Position  $z(t)$  der Oszillationsbewegung ist nach [Vog14a] gegeben durch

$$z(t) = z_a \cdot \sin(\omega_z t + \phi), \quad (6.1)$$

wobei  $z_a = \sqrt{(2E/m)}/\omega_z$  die Amplitude der Bewegung und  $\phi$  dessen Phasenlage kennzeichnet. Für jede nicht verschwindende Auslenkung des Ions aus dem Fallenzentrum ( $z(t) \neq 0$ ) erzeugt das Ion eine Ladungsdifferenz  $\Delta q(t)$  zwischen den beiden Endkappenelektroden,

mit

$$\Delta q(t) = q_{\text{ue}}(t) - q_{\text{le}}(t), \quad (6.2)$$

wobei  $q_{\text{ue}}(t)$  und  $q_{\text{le}}(t)$  die in der oberen bzw. unteren Endkappenelektrode induzierte Spiegelladung bezeichnet. Die in den jeweiligen Elektroden induzierten Ladungssignale lassen sich näherungsweise nach Gl. (4.3) berechnen und sind in Form der Ladungsdifferenz  $\Delta q$  als Funktion des Ortes in Abb. 6.1 b und c (farbige Fläche) dargestellt. Abb. 6.1 c beschreibt dabei den Fall, bei dem eine der beiden Elektroden mit der Masse verbunden ist. Weiterhin sei die Ladungsdifferenz  $\Delta q$  aus Gl. (6.2) in einen zeitabhängigen Term  $\tilde{q}(t)$  und einen stationären Term  $q_0$  entwickelt, wobei der zeitabhängige Anteil durch

$$G(t) := \frac{\tilde{q}(t)/q}{z(t)} \quad (6.3)$$

mit der Oszillationsbewegung verknüpft ist.  $G(t)$  sei im Folgenden als reziproker effektiver Elektrodenabstand bezeichnet. Damit lässt sich nach Gl. (6.2) der für den Ladungsstrom relevante Anteil schreiben als

$$\Delta q = \tilde{q}(t) + q_0 = qG(t)z(t) + q_0. \quad (6.4)$$

Ausgehend von der auf den Elektroden induzierten Ladungsdifferenz berechnet sich der induzierte Ladungsstrom  $i_1$  durch den Widerstand wie folgt [Ste15]

$$i_1 = \frac{d\Delta q}{dt} = q \left( \frac{dG(t)}{dt} z(t) + G(t) \frac{dz(t)}{dt} \right). \quad (6.5)$$

Wie ausführlich in Anhang C anhand eines einzelnen Magnesiumions für die Geometrie der SpecTrap-Penning Falle gezeigt wird, ist für eine Bewegungsamplitude von  $z_a < z_{\text{ce}}/2$ , mit  $z_{\text{ce}} = z_0 + z_e/2 = 19,2$  mm, der reziproke effektive Elektrodenabstand  $G(t)$  nahezu konstant. In dieser Näherung ( $G(t) \approx G = \text{konst.}$ ) verschwindet der erste Term in Gl. (6.5) und es gilt

$$i_1 \approx qG \frac{dz(t)}{dt}. \quad (6.6)$$

Da in dieser Näherung  $G^{-1}$  durch den effektiven Elektrodenabstand<sup>1</sup>  $D = d/2C_1^e$  [Sta98, Gab89] ersetzt werden kann, lässt sich Gl. (6.6) schreiben als

$$i_1 \approx \frac{q}{D} \sqrt{\frac{2E}{m}} \cos(\omega_z t + \phi). \quad (6.7)$$

An dieser Stelle folgen wir der Diskussion in [Vog14a] und betrachten das Quadrat des Ladungsstroms gemittelt über eine Oszillationsperiode  $T = 2\pi/\omega_z$ ,

$$I_1^2 = \langle i_1(t^2) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T i_1(t)^2 dt. \quad (6.8)$$

<sup>1</sup>Man beachte die Notation zur Entwicklung des Fallenpotentials in dieser Arbeit im Vergleich zur Notation in [Gab89].

Da die Dauer einer Oszillationsperiode viel kleiner als die Dauer des gesamten Kühlprozesses ist ( $T \ll \tau_1$ , mit der Ein-Teilchen-Kühlzeitkonstante  $\tau_1$ ), lässt sich mit Gl. (6.7) der mittlere Ladungsstrom nach Gl. (6.8) schreiben als

$$I_1^2 \approx \frac{q^2 E}{mD^2}. \quad (6.9)$$

Im Resonanzfall ( $\omega_R = \omega_z$ ) ist mit Gl. (6.9) die im Schwingkreis dissipierte Leistung gegeben durch  $P_1 = I_1^2 R$ , wodurch sich für die zeitliche Änderung der Ionenenergie folgende Ratengleichung ergibt

$$\frac{dE}{dt} = -I_1^2 R = -U^2/R = -\frac{q^2 R}{mD^2} E. \quad (6.10)$$

Für eine nichtverschwindende Bewegungsamplitude (Ionenenergie) lässt sich, durch eine Messung des induzierten Spannungssignals  $U$ , ein zwischen zwei Endkappen gespeichertes Ion zerstörungsfrei nachweisen. Da die axiale Frequenz von der Masse und der Ladung des Ions abhängt, ist für verschiedene Ionenspezies die Resonanzbedingung bei unterschiedlichen Fallenspannungen erfüllt (siehe Kap. 6.2). Demnach lässt sich für ein Gemisch aus unterschiedlichen Ionenspezies, unter Variation der Fallenspannung, die Komposition des Ionenensembles frequenzselektiv nachweisen.

Die Lösung von Gl. (6.10) beschreibt eine exponentielle Abnahme der kinetischen Energie des Ions der Form

$$E(t) = E_1 \cdot \exp(-\gamma_1 t), \quad \text{mit } \tau_1 = \gamma_1^{-1} = \frac{mD^2}{q^2 R}, \quad (6.11)$$

der Ein-Teilchen-Kühlzeitkonstante des Systems. Im Resonanzfall erfolgt demzufolge eine kontinuierliche Kühlung des Ions. Gl. (6.11) dient daher der grundlegenden Beschreibung des Widerstandskühlens. Die minimal erreichbare Temperatur des Ions ist dabei im Wesentlichen durch das thermische Rauschen des Schwingkreises limitiert, da es, bedingt durch die temperaturbedingten Spannungsfuktuationen im Resonanzkörper, zu einem stochastischen Aufheizen des Ions kommt und sich dementsprechend ein thermisches Gleichgewicht einstellt.

Unter der Annahme, dass die axiale Frequenz des Ions resonant zum unteren Schwingkreis ist, sind die Kühlzeitkonstanten für verschiedene Ionenspezies in Tab. 6.1 zusammengefasst. Mit  $C_1^e = 0,2501(28)$  und  $d = 7,062$  ist der effektive Elektrodenabstand für den in Abb. 6.1 b dargestellten Fall gegeben zu  $D = 14,2(4)$  mm. Vergleicht man diesen Wert mit den für kleine Auslenkungen aus Gl. (4.3) und Gl. (6.5) berechneten Werten von  $14,5 < D < 15,5$  (siehe Anhang C), so ist eine gute Übereinstimmung gegeben. Darüber hinaus ist in Tab. 6.1 die Ein-Teilchen-Kühlzeitkonstante  $\tau_1^e$  angegeben. Diese repräsentiert den Fall bei dem der Schwingkreis, wie in Abb. 6.1 c gezeigt ist, zwischen einer Endkappenelektrode und dem Erdpotential angebracht ist. Dies entspricht dem in Abb. 3.9 gezeigten Aufbau der beiden elektronischen Schaltungen. Der effektive Elektrodenabstand lässt sich nach [Fen96] analog durch  $D = d/C_1^e = 28,4(8)$  mm nähern. Allerdings ist aufgrund der Symmetriebrechung des Systems relativ zum Fallenzentrum die Flanke des induzierten Signals nicht mehr linear, wodurch der induzierte Ladungsstrom selbst für kleine Auslenkungen zusätzliche Frequenzkomponenten enthält (siehe Diskussion in [Ste15] und in Anhang C).

Für den nicht-resonanten Fall ist keine bzw. nur eine schwache Kühlung zu erwarten. Für Ionen mit einer endlichen Energie ist wegen der vorliegenden Inhomogenität des Fallenspotentials bei einer konstanten Fallenspannung ein kontinuierliches Einhalten der Resonanzbedingung nicht zwingend gegeben. Um die Energieabhängigkeit der axialen Frequenz

**Tabelle 6.1:** Ein-Teilchen-Kühlzeitkonstante für verschiedene Ionenspezies im Resonanzfall ( $\omega_z = \omega_R = 526$  kHz und  $R = 1,7$  M $\Omega$ ).  $\tau_1$  repräsentiert die Kühlzeitkonstante unter der Annahme, dass beide Endkappenelektroden über einen Widerstand miteinander verbunden sind. Ist der reelle Widerstand  $R$  des Schwingkreis gegen Masse verbunden, so ergibt sich eine Kühlzeitkonstante von  $\tau_1'$ . Diese ist wegen der quadratischen Abhängigkeit des effektiven Elektrodenabstandes in der Beschreibung der Kühlzeitkonstante im Vergleich zu  $\tau_1$  um einen Faktor vier erhöht.

Ionenspezies	Ein-Teilchen-Kühlzeitkonstante $\tau_1$	Ein-Teilchen-Kühlzeitkonstante $\tau_1'$
$^{24}\text{Mg}^+$	184 s	736 s
$^{40}\text{Ar}^{13+}$	1,8 s	7,2 s
$^{209}\text{Bi}^{82+}$	0,2 s	0,9 s

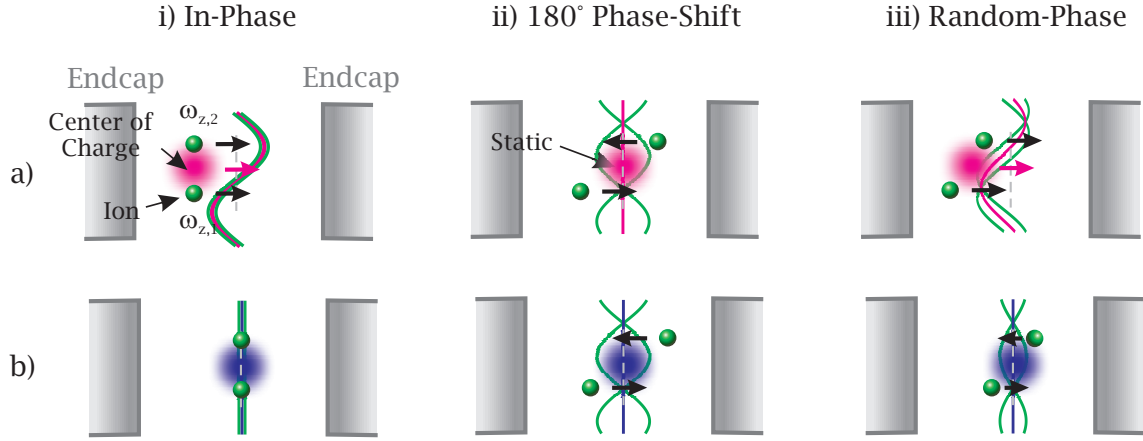
zu kompensieren, sollte zur Aufrechterhaltung der Kühlung, ähnlich dem Prinzip eines Zeeman-Abbremsers [Met07], stets eine Anpassung der Resonanzbedingung erfolgen. Wie in Kap. 6.3 diskutiert wird, erschwert die Energieabhängigkeit der axialen Frequenz zudem die Interpretation der gemessenen Spektren.

## B. Viel-Teilchen-Dynamik

Das System mit dem nächst höheren Komplexitätsgrad, bei der Beschreibung des Widerstandskühlens, stellt das Zwei-Teilchen-System dar. Dieses eignet sich zur anschaulichen Deutung der Viel-Teilchen-Prozesse und soll zunächst behandelt werden, bevor eine Verallgemeinerung auf den  $N$ -Teilchen-Fall gegeben wird.

In Abb. 6.2 a und b ist die Ionenbewegung im Zwei-Teilchen-System vor und nach dem Kühlprozess dargestellt. Die Frequenzen der Axialbewegung beider Teilchen seien identisch mit  $\omega_{z,1} = \omega_{z,2}$ . In der Graphik sind die Amplituden der einzelnen Ionenbewegung (interne Freiheitsgrade) durch die Länge der Pfeile gekennzeichnet. Zusätzlich ist der Ladungsschwerpunkt des Systems (engl.: center of charge) gekennzeichnet. Im Viel-Teilchen-Fall koppelt einzig der Ladungsschwerpunkt über die Endkappenelektroden an den Schwingkreis und erfährt demnach eine Dämpfung. Im Idealfall einer kohärenten Ionenbewegung ( $\phi_1 = \phi_2$ , siehe Abb. 6.2 i) entspricht eine Reduktion der Amplitude des Ladungsschwerpunktes einer Abnahme der Energie der internen Freiheitsgrade und die (individuelle) Ionenbewegung wird effizient gekühlt. Für den Fall, dass die Ionen gegenphasig ( $\phi_1 = \phi_2 + \pi$ , siehe Abb. 6.2 ii) oszillieren, wird dem System keine Energie entzogen. Ausgangs- und Endsituation sind identisch. Bewegen sich die Ionen mit unterschiedlicher Phase ( $\phi_1 \neq \phi_2$  und  $\phi_1 \neq \phi_2 + \pi$ ) oder Amplitude (siehe Abb. 6.2 iii), so wird ein Teil der Energie über die Dämpfung des Ladungsschwerpunktes an den Schwingkreis abgegeben. Der Prozess hält so lange an, bis keine Energie mehr im Ladungsschwerpunkt vorhanden ist und die Ionen gegenphasig oszillieren ( $\phi_1 = \phi_2 + \pi$ ). Zusammengefasst lässt sich schlussfolgern, dass die anfängliche Phasenbeziehung zwischen den Ionen vorgibt, wie viel Energie dem System entzogen werden kann.

Im  $N$ -Teilchen-Fall ( $N \gg 1$ ) unterscheidet man demnach im Allgemeinen zwischen den Grenzfällen der korrelierten und unkorrelierten Ionenbewegung. Der induzierte Ladungs-



**Abbildung 6.2:** Schematische Darstellung des Widerstandskühlens in einem Zwei-Teilchen-System. Die Bewegungsamplituden der Ionen und die des Ladungsschwerpunktes sind in grün bzw. rot und blau dargestellt. Die anfänglichen Phasenlagen und Amplituden sind in a) dargestellt. In b) sind die Teilchenbewegungen nach dem Kühlprozess gezeigt.

strom lässt sich für ein Ensemble aus  $N$  Teilchen schreiben als [Vog14a]

$$I_N^2 = \left\langle \left( \sum_{k=0}^N i_k(t) \right)^2 \right\rangle = I_1^2 + \sum_{\substack{k,l=1, \\ k \neq l}}^N \langle i_k i_l \rangle. \quad (6.12)$$

Unter der Annahme, dass die Ionen mit gleicher Frequenz und gleicher Phase oszillieren, vereinfacht sich Gl. (6.12) zu [Ita95, Vog14a]

$$I_N^2 = I_1^2 + (N-1)I_1^2 = \frac{Nq^2}{mD^2} E, \quad (6.13)$$

wobei  $E$  die Gesamtenergie des Systems ist. Im Vergleich zu der Kühlzeitkonstante des Ein-Teilchen-Systems resultiert aus Gl. (6.13) eine Kühlzeitkonstante von  $\tau_N = \tau_1/N$ . Die Reduktion der Ein-Teilchen-Kühlzeitkonstante um  $N$  stellt den kohärenten Grenzfall dar. Einzig für den Fall gleicher Phasenlage (und Frequenz) erfolgt ein rapides Kühlen des Ionenensembles relativ zum Ein-Teilchen-System.

Das der kohärente Grenzfall für ein Ensemble aus  $N$  extern produzierten Teilchen nicht zwangsläufig vorliegt, zeigen Messungen der Projektion der Ionenverteilung in der SpecTrap Penningfalle als Funktion der Zeit. Experimentell konnte anhand der Extraktion hochgeladener  $\text{Ar}^{13+}$ -Ionen und anschließendem Nachweis der Teilchenanzahl auf der Mikrokanalplatte unterhalb der Falle ein Auseinanderlaufen des Ionenpaketes gemessen werden. Die Kohärenzzeit dieses Prozesses beträgt einige zehn  $\mu\text{s}$  und wurde relativ zum Zeitpunkt der Injektion der Ionen in die Falle gemessen. Selbst für Ionenpakete mit einer Teilchenzahl von  $10^4$  Ionen ist die Zeit, in der die Ionen als Paket zwischen den Fallenelektroden oszillieren klein, im Vergleich zur  $N$ -Teilchen-Kühlzeitkonstante von  $\tau_{N=10^4} \approx 700 \mu\text{s}$ . Somit ist eine schnelle Kühlung durch den Grenzfall korrelierter Teilchenbewegung nahezu auszuschließen. Vielmehr muss die Teilchenbewegung innerhalb des Ensembles als unkorreliert angenommen werden, wodurch der zweite Term in Gl. (6.12) verschwindet. In diesem Fall ist nach



Gl. (6.12) das Quadrat des Ladungsstroms gegeben durch

$$I_N^2 = I_1^2 = \frac{q^2}{mD^2} E. \quad (6.14)$$

Gl. (6.14) lässt sich auf zwei Arten interpretieren: zum einen kann die Relation als eine Reduktion der Gesamtenergie mit der Kühlzeitkonstante  $\tau_N = \tau_1$  angesehen werden. Zum anderen beschreibt Gl. (6.14) die Situation, in der dem System mit einer Rate von  $\tau_N = \tau_1/N$  die Ein-Teilchen-Energie  $E_1 = E/N$  entzogen wird. Aus der Sicht des Zwei-Teilchen-Systems entspricht dies dem Fall iii), bei dem die anfängliche Phasenlage willkürlich gewählt wurde. Demnach kann nur ein Teil der Gesamtenergie an den Schwingkreis abgegeben werden. Eine weitere Reduktion der Energie der internen Freiheitsgrade ist nur dann möglich, wenn es durch eine Änderung der relativen Beziehung der einzelnen Teilchenbewegungen zu einer Ausbildung einer Schwerpunktsbewegung kommt. Es benötigt daher einen Mechanismus, der den Kühlprozess aufrecht erhält [Ita95, Ste15]. Eine Aufrechterhaltung des Kühlprozesses erfolgt genau dann, wenn die Ionen unterschiedliche Fallenfrequenzen aufweisen ( $\omega_{z,1} \neq \omega_{z,2}$ ). Anders ausgedrückt, ein inhomogenes Fallenpotential begünstigt die Weiterführung des Kühlprozesses. In diesem Fall eines  $N$ -Teilchen-Systems mit einer endlichen Frequenzverteilung und einer willkürlichen anfänglichen Phasenlage ist nach [Ita95] oder [Mur16a] der induzierte Ladungsstrom identisch zu Gl. (6.14), mit dem Unterschied, dass durch die unterschiedlichen Frequenzkomponenten der Ladungsschwerpunkt eine nicht-verschwindende Amplitude besitzt und demnach kontinuierlich Energie aus dem System genommen wird. Je nach anfänglicher Frequenzverteilung ist demnach eine Kühlung des Ionenensembles mit einer Kühlzeit von  $\tau_N \geq \tau_1$  zu erwarten.

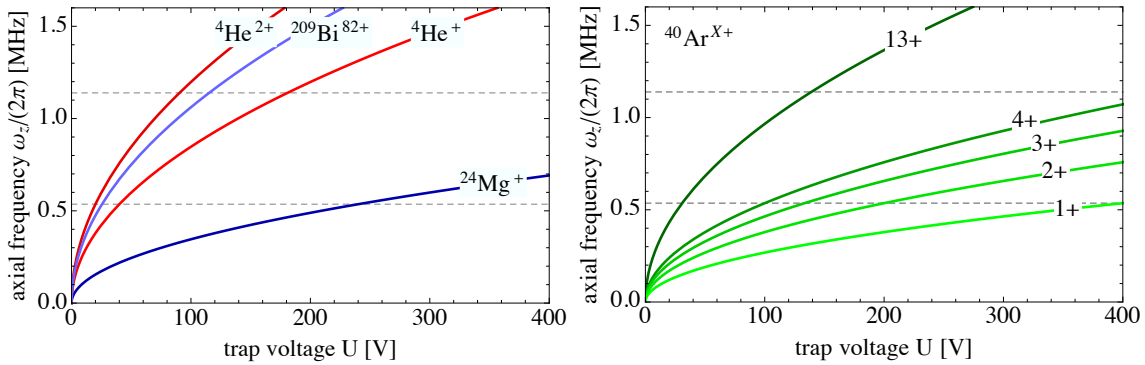
Berücksichtigt man zusätzlich die Kopplung zwischen den radialen (Magnetron- und Zyklotronbewegung) und den axialen Freiheitsgraden durch Ion-Ion-Wechselwirkungen (Spitzer self-collision time [Hub07]) oder Fehler im Fallenpotential, so bedingt die analytische Beschreibung des Prozesses eines Modells, in dem der Energieaustausch zwischen den einzelnen Freiheitsgraden berücksichtigt wird. Ein erster Ansatz ist in [Vog14a] gegeben, bei dem der Energieaustausch durch entsprechende Kühlzeitkonstanten realisiert ist. [Mur16a] verwendet anstelle eines Energieaustausches zwischen den Freiheitsgraden den Begriff des Temperaturangleichs und beschreibt die Kopplung der einzelnen Freiheitsgrade durch gekoppelte Differentialgleichungen erster Ordnung. Zur weiterführenden Beschreibung des Widerstandskühlens und Modellierung möglicher Signalformen sei an dieser Stelle auf [Mur16a], [Ste15] oder [Vog14a] verwiesen.

## 6.2 Detektion der axialen Bewegungsfrequenz

### 6.2.1 Verschiebung der axialen Frequenz

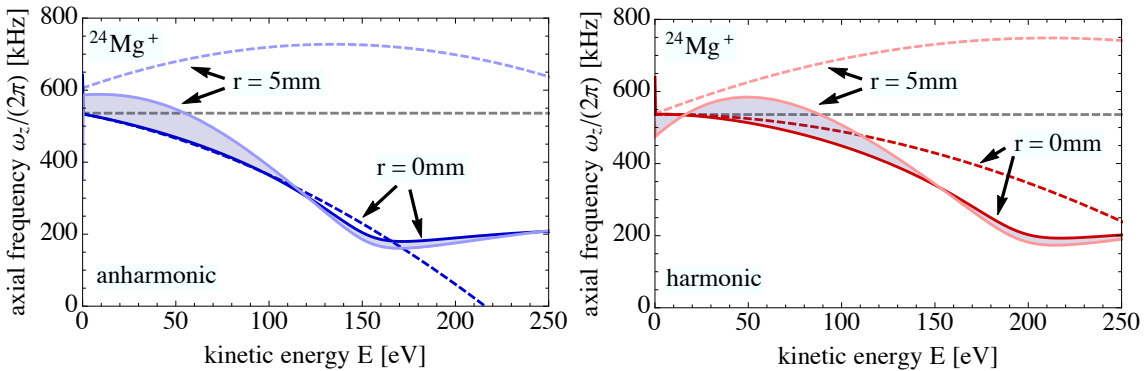
Anhand der induzierten Spannungssignale im Resonanzfall lassen sich unterschiedliche Ionenspezies frequenzselektiv nachweisen. Um eine hohe Akzeptanz des Penningfallen-Systems auf ein breites Spektrum an  $m/q$ -Werten zu gewährleisten, wurden, wie in Kap. 3.5 beschrieben, zwei axiale Schwingkreise im Fallenaufbau implementiert. Zur Veranschaulichung der vorliegenden Akzeptanz ist in Abb. 6.3 der Verlauf der axialen Frequenz  $\omega_z$  als Funktion der Fallenspannung  $U$  für verschiedene Ionenspezies dargestellt. Offensichtlich lässt sich für den Bereich zwischen 0 V und 400 V und  $m/q \leq 40$  mindestens eine Fallenspannung und somit eine axiale Frequenz finden, bei der die Eigenfrequenz der Ionen bzw. der Plasmawolke resonant zu einer der beiden Schwingkreise ist. Das Auflösungsvermögen bezogen auf den

Abstand zweier axialer Frequenzen ist, für unterschiedliche Ladungszustände eines Isotops im oberen Schwingkreis relativ zum unteren Schwingkreis erhöht.



**Abbildung 6.3:** Axialfrequenz  $\omega_z$  als Funktion der Fallenspannung  $U = U_e = U_k = -\kappa U_c$ . Die gestrichelten Linien repräsentieren die Resonanzfrequenzen der beiden Schwingkreise ( $\omega_R = 536$  kHz und  $\omega_R = 1139$  kHz).

Ordnet man den Ionen eine endliche kinetische Energie zu, so ist wegen der anharmonischen Anteile des Fallenpotentials die axiale Frequenz im Fallenzentrum ( $r = 0$  mm) reduziert. Außerhalb des Fallenzentrums ( $r \neq 0$  mm) kann es zu einer Anhebung der Eigenfrequenz kommen. Die Energieabhängigkeit der Axialfrequenz  $\omega_z(E)$  lässt sich gemäß Gl. (3.5) und Gl. (3.6) approximieren. Der entsprechende Verlauf ist in Abb. 6.4 für  ${}^{24}\text{Mg}^+$  dargestellt (blau und rot gestrichelte Linien). Die Fallenspannungen wurden so gewählt, dass die Io-



**Abbildung 6.4:** Axialfrequenz  $\omega_z(E)$  als Funktion der kinetischen Energie der  ${}^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen für  $U_e = 240$  V und  $U_k = 500$  V. Die grau gestrichelten Linien repräsentieren die Resonanzfrequenz des unteren Schwingkreises ( $\omega_R = 536$  kHz). Die durchgezogenen Kurven repräsentieren den Verlauf der axialen Frequenz des realen Potentialverlaufs, wohingegen die gestrichelten Kurven (blau und rot) eine Approximation darstellen. Links:  $U_c = 0$  V (anharmonisches Fallenpotential). Rechts:  $U_k = -\kappa \cdot 240$  V (harmonisches Fallenpotential).

nen bei verschwindender Energie resonant zum unteren Schwingkreis sind (grau gestrichelte Linie). Zudem ist in Abb. 6.4 der Verlauf der Axialfrequenz für das reale Fallenpotential gemäß numerischer Berechnungen gezeigt (durchgezogene Linien). In der linken Graphik

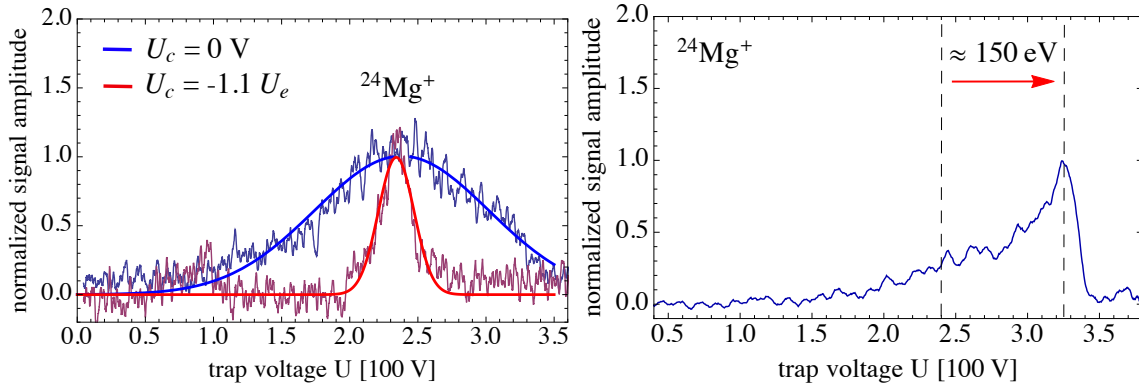
wurde das (anharmonische) Potential so gewählt, dass die Beiträge der  $C_4^i$ -Koeffizienten zum Fallenpotential nicht durch die Korrektorelektroden kompensiert wurden ( $U_c = 0$  V). Der harmonische Fall ( $U_e = -\kappa U_c$ ) ist in der rechten Graphik dargestellt. Darüber hinaus ist der energieabhängige Verlauf der Axialfrequenz für eine Ionenposition von  $r = 5$  mm gezeigt. Anhand der Graphik wird ersichtlich, dass für moderate Ionenenergien von einigen zehn eV und  $r = 0$  mm der Verlauf relativ gut durch Gl. (3.5) und Gl. (3.6) genähert werden kann.

Betrachtet man ein Ionenensemble aus  $N$ -Teilchen mit unterschiedlichen Energien und radialen Positionen, so ist die mittlere Abweichung von der ungestörten Frequenz für unterschiedliche radiale Zusammensetzungen unterhalb von 50 eV relativ gering. Die Frequenzbreite kann je nach Zusammensetzung des Ensembles (im anharmonischen Fall) bis zu 100 kHz betragen. Für radiale Positionen  $5 \text{ mm} < r < r_t$  sind durchaus höhere Frequenzverschiebungen möglich.  $2r_t$  bezeichnet dabei den Innendurchmesser der Falle. Im Vergleich dazu lässt sich für ein harmonisches Potential bei einer Energie von rund 20 eV eine minimale Frequenzbreite finden. Im Allgemeinen ist aufgrund der komplexen Zusammensetzung des Ionenensembles nicht offensichtlich, welche Form die Frequenzverteilung der Ionen annehmen wird. Hinzu kommt, dass sich die Verteilung dynamisch mit der Iontemperatur verändert. Einzig im Grenzfall niedriger Energien ( $E \rightarrow 0$ ) und kompakter Ionenwolken ( $r \ll r_t$ ) ist die Verteilung der axialen Frequenzen im Ionenensemble kleiner als die Frequenzbreite des Schwingkreises, wodurch alle Ionen die Resonanzbedingung nahezu erfüllen. In diesem Fall, lässt sich das induzierte Ionensignal weitestgehend durch Gl. (6.10) beschreiben und die  $N$ -Teilchen-Kühlzeitkonstante nach Gl. (6.14) behält ihre Gültigkeit.

## 6.2.2 Nachweis verschiedener Ionenspezies

### A. Magnesiumionen

Zur frequenzselektiven Detektion und um das Auflösungsvermögen des elektronischen Nachweises experimentell zu untersuchen, wurden anhand einfach geladener Magnesiumionen verschiedene Messprotokolle getestet. Dazu wurde nach dem Einschuss der Ionen in das Reflekttron eine lineare Spannungsrampe an die Endkappen- und die Korrektorelektroden angelegt und die Zusammensetzung der axialen Frequenzkomponenten des Ionenensembles mit 100 V/s abgetastet. In der linken Graphik von Abb. 6.5 sind die induzierten elektronischen Signale als Funktion der Fallenspannung für einen harmonischen (Methode (i)) und einen anharmonischen (Methode (ii)) Verlauf des Fallenpotentials aufgetragen. Die Signale weisen ein Maximum bei 231 V und 235 V auf. Somit weicht die Resonanz nur geringfügig vom erwarteten Wert von  $U_{R,Mg} = 239$  V ab. Nach den Ausführungen in Kap. 6.2.1 ist die relativ gute Übereinstimmung nicht zwingend zu erwarten, da die anfängliche kinetische Energie der Ionen einige hundert eV beträgt. Berücksichtigt man allerdings die Anwesenheit des Puffergases, so ist nach 2 s die Ionenenergie bereits unter 50 eV gefallen und somit in einem Bereich, bei dem die Frequenzverteilung relativ verträglich mit der Resonanzfrequenz ist (siehe Abb. 6.4). Vergleicht man die vollen Halbwertsbreiten  $\Delta U$  der beiden Resonanzen miteinander, so ist im harmonischen Fall die Frequenzbreite um das fünffache reduziert. Die Ergebnisse sind in Tab. 6.2 zusammengefasst. Überträgt man das Ergebnis auf die Spannungsdifferenz die erforderlich ist um  $^{40}\text{Ar}^{13+}$  und  $^{40}\text{Ar}^{12+}$  im oberen Schwingkreis aufzulösen, so wird ersichtlich, dass zur Trennung der beiden Ionenspezies die Frequenzbreite und somit die Temperatur der Ionen weiter reduziert werden muss.



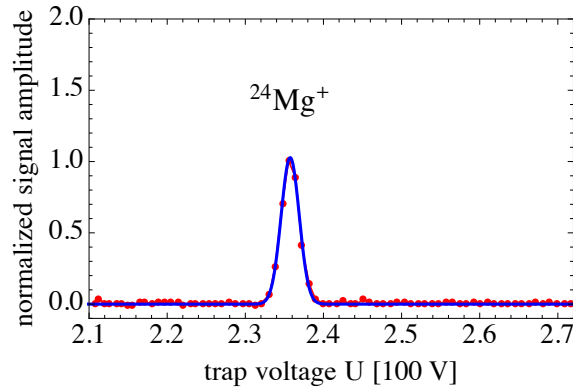
**Abbildung 6.5:** Induzierte Ionensignale im unteren Schwingkreis bei harmonischen und anharmonischen Fallenpotential (links) und einer Spannungsrampe von  $100\text{ V/s}$  (links) und  $800\text{ V/s}$  (rechts) an Endkappen und Korrektorelektroden. Gemessen wurde das induzierte Ionensignal im unteren Schwingkreis mit Hilfe eines Spektrum-Analysators (HP 3589A) im Zero-Span-Modus. Die Bandbreite des Spektrum-Analysators wurde an die Frequenzbreite des Resonators angepasst und betrug  $2,3\text{ kHz}$ . Die anfängliche Ionenenergie und die Spannungen an den Einfangelektroden betrug  $400\text{ eV}$  bzw.  $500\text{ V}$ .

Die rechte Graphik von Abb.6.5 zeigt den Fall, bei dem die axialen Frequenzen mit einer Geschwindigkeit von  $800\text{ V/s}$  deutlich schneller abgetastet wurden. Demnach ist beim Erreichen der Resonanz die Kühlung durch das Puffergas noch nicht so weit fortgeschritten und es ist eine Verschiebung der Resonanzfrequenz um ca.  $90\text{ V}$  zu erkennen. Dies entspricht einer kinetischen Ionenenergie von rund  $150\text{ eV}$ , was bei den typischen Puffergaskühlzeiten verträglich mit den Erwartungen aus Abb. 6.4 ist.

Um eine deutlich verbesserte Auflösung der Resonanz zu erhalten, wurde eine kalte Ionenwolke von  $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen in der Falle präpariert, resonant über die Einfangelektrode angeregt und im Schwingkreis abgefragt. Zur Sicherstellung eines möglichst hohen Energieübertrags des Anregungssignals auf die Ionen, erfolgte die Anregung resonant zum unteren Schwingkreis. Mit einer Maximalamplitude von  $5\text{ V}$  war das Anregungssignal wegen des geringen Einflusses ( $C_2$ -Koeffizient) der oberen Einfangelektrode ansonsten zu schwach, um mit diesem Vorgehen den Ionen die zum Nachweis erforderliche Energie zuzuführen. Das Ergebnis dieser induzierten Abfrage (Methode (iii)) ist in Abb. 6.6 gezeigt. Mit dieser Technik konnte die Frequenzbreite deutlich reduziert werden. Zudem ist eine Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses zu erkennen. Die Spannung im Resonanzfall von  $U_R = 236,0(2,3)\text{ V}$  stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem erwarteten Wert von  $U_{R,\text{Mg}} = 236,5\text{ V}$  überein.

**Tabelle 6.2:** Gegenüberstellung der unterschiedlichen Messmethoden zur Detektion der Ionen über ihre axiale Fallenfrequenz.

Method	Breite der Spektren $\Delta U$ [V]	Signal-zu-Rauschverhältnis
(i)	$\sim 30$	$\sim 5$
(ii)	$\sim 150$	$\sim 5$
(iii)	$\sim 4$	$\sim 50$



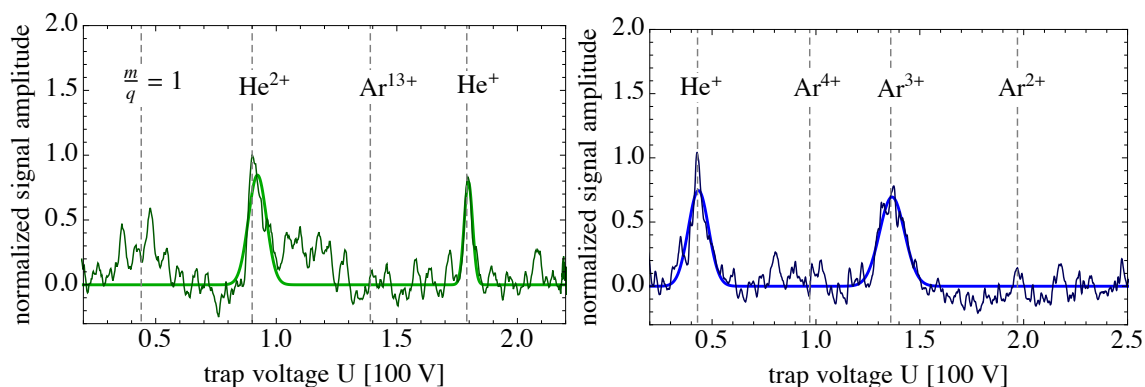
**Abbildung 6.6:** Ionensignal im unteren Schwingkreis nach der induzierten Anregung einer kalten  $\text{Mg}^+$ -Ionenwolke. Die Fallenspannungen betragen  $U_e = -1,63 U_c$  und  $U_k = 500 \text{ V}$ .

### B. Argon- und Heliumionen

Zum Nachweis hochgeladener Argonionen (Signalstärke skaliert mit der Ionenladung zum Quadrat) wurden u. a.  $^{40}\text{Ar}^{13+}$ -Ionen mit einer Energie von rund  $500 \text{ eV}$  pro Ladung in die Falle geladen und die axialen Frequenzen abgetastet. Dazu wurden die Endkappenspannung mit einer Scangeschwindigkeit von  $1000 \text{ V/s}$  in einem Bereich von  $0 \text{ V}$  bis  $250 \text{ V}$  variiert<sup>2</sup>. Der entsprechende Kurvenverlauf ist in der linken Graphik von Abb. 6.7 dargestellt. Es sind ausgeprägte Resonanzen zu erkennen, die  $^4\text{He}^+$  und  $^4\text{He}^{2+}$  zugeordnet werden können. Eine leichte Überhöhung im Frequenzspektrum ist zudem bei der entsprechenden Resonanzfrequenz von  $\text{H}^+$  (Restgas) zu beobachten. An der Stelle, an der die Resonanz der  $^{40}\text{Ar}^{13+}$ -Ionen zu erwarten ist, konnte nur ein Untergrundsignal gemessen werden. Die Messergebnisse weisen auf einen schnellen Ladungsaustausch zwischen den Argonionen und dem (Helium-)Restgas hin. Durch eine vergleichbare Messung, bei der die zeitabhängige Zusammensetzung der Ionen durch den destruktiven Nachweis auf dem MCP unterhalb der Falle ermittelt wurde, konnte die Lebensdauer der  $^{40}\text{Ar}^{13+}$ -Ionen auf einige wenige ms abgeschätzt werden. Vergleicht man diese Resultate mit den Berechnungen aus Kap. 2.6, so ist eine gute Übereinstimmung für die relevanten Zeiten des Ladungsaustauschprozesses gegeben. Der elektronische Nachweis ionisierten Restgases bestätigt somit die Aussagen einer geringen Lebensdauer der  $^{40}\text{Ar}^{13+}$ -Ionen unter den gegebenen Vakuumbedingungen. Unter diesen Voraussetzungen ist ersichtlich, dass bei den vorliegenden Vakuumbedingungen ein elektronischer Nachweis nur für niedrig geladene Ionen vielversprechend erscheint. Dementsprechend wurden die Messungen mit  $^{40}\text{Ar}^{4+}$ -Ionen wiederholt.

Bei der Durchführung der Messung mit  $^{40}\text{Ar}^{4+}$ -Ionen konnte eine Resonanz bei der zu  $^{40}\text{Ar}^{3+}$  resonanten Spannung gemessen werden (siehe Abb. 6.7 rechts). Darüber hinaus erfolgte erneut der Nachweis des ionisierten Helium-Restgases. Die in [Jus84] gefundene Anomalie der Lebensdauern von  $^{40}\text{Ar}^{3+}$  (siehe Diskussion in Kap. 2.6) könnte erklären, warum lediglich  $^{40}\text{Ar}^{3+}$  in den Spektren beobachtet werden konnte. Mit einer Lebensdauer von rund  $100 \text{ ms}$  ist die Zeitdauer des Ladungsaustausches unter den gegebenen Vakuumbedingungen vergleichsweise lang und vergleichbar mit der Zeitdauer des Messzyklus. Demnach ist zu vermuten, dass es nach dem Einschuss von  $^{40}\text{Ar}^{4+}$ -Ionen, auf einer Zeitskala von einigen zehn ms, zu einer Anreicherung von  $^{40}\text{Ar}^{3+}$ -Ionen in der Falle gekommen ist, wodurch diese

<sup>2</sup>Maximale Scangeschwindigkeit des verwendeten Spannungsnetzteils.

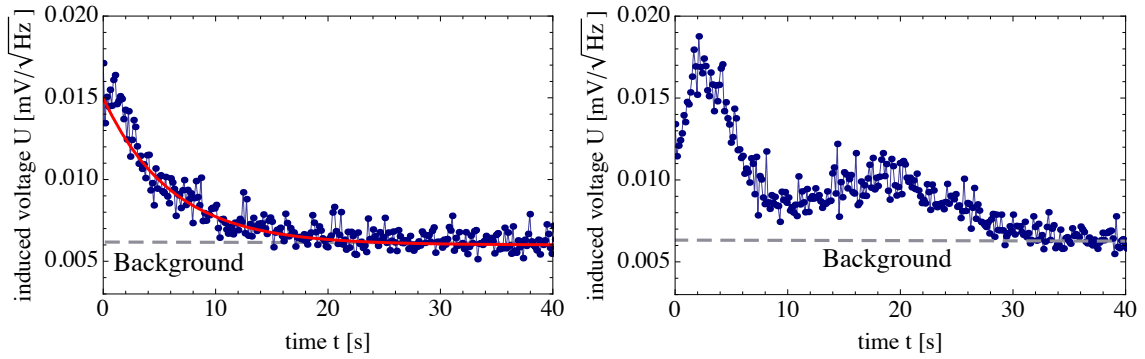


**Abbildung 6.7:** Induzierte Ionensignale im oberen (links) und im unteren (rechts) Schwingkreis. Links: Die Abfrage der Komposition des Ionenensembles erfolgte innerhalb von 250 ms nach der Ionjektion von rund zehntausend  $^{40}\text{Ar}^{13+}$ -Ionen. Rechts: Nach der Injektion von  $^{40}\text{Ar}^{4+}$ -Ionen ist bei der zu  $^{40}\text{Ar}^{3+}$  resonanten Spannung von  $U_R = 133\text{ V}$  eine ausgeprägte Resonanz zu erkennen.

nachgewiesen werden konnten. Wegen der wiederum vergleichsweise kurze Lebensdauer von  $^{40}\text{Ar}^{2+}$  ist nur  $^{40}\text{Ar}^{3+}$  in ausreichenden Mengen in der Falle zu beobachten.

### 6.3 Induzierte Spannungssignale

Zur Untersuchung des Widerstandskühlens wurden erste Messungen an einfach geladenen Magnesiumionen durchgeführt. Dazu wurde ein einzelnes Ionenpaket in die Falle injiziert und bei festen Fallenspannungen die zeitliche Entwicklung der im Schwingkreis induzierten Spannungssignale gemessen. Abb. 6.8 zeigt zwei unterschiedliche Verläufe des induzierten Spannungssignals. Die in Abb. 6.8 links dargestellten Messungen wurden mit einem harmonischen Fallenpotential durchgeführt. Der Verlauf ähnelt in erster Linie einem exponentiellen Zerfall (rote Kurve) mit einer Zeitkonstante von rund sechs Sekunden. Damit ist die Abnahme des Signals um zwei Größenordnungen schneller, als der nach Tab. 6.1 erwartete Zeitfaktor vermuten lässt. Dies kann auf die Präsenz des Puffergases ( $\tau_b \ll \tau_1$ ) zurückgeführt werden. Im Bereich bis 4 s ist eine leichte Abweichung von einem exponentiellen Verhalten zu erkennen. Deutlicher zeigt sich dies bei Verwendung eines anharmonischen Fallenpotentials in der rechten Graphik von Abb. 6.8. Nach dem Einschuss der Ionen in die Falle kommt es zunächst zu einem Anstieg des induzierten Signals, gefolgt von einem Signalabfall mit einer Zeitkonstante von ca. 2 s. Diese Zerfallszeit stimmt recht gut mit der des Puffergaskühlens überein. Die Ergebnisse lassen vermuten, dass nach einer anfänglichen Reduktion der kinetischen Energie der Ionen und dem darauffolgenden Hineinkühlen eines Teils des Ionenensembles in den Frequenzbereich des Schwingkreises, die Abnahme des Signals einer Beobachtung des Puffergaskühlens entspricht ( $\tau_b \ll \tau_1$ ). Im hinteren Bereich des Spektrums ( $t > 10\text{ s}$ ) ist ein weiteres Maximum zu erkennen. Der zweite Anstieg könnte durch Ionen bei unterschiedlichem Radien und daraus folgend, unterschiedlichen axialen Frequenzen resultieren, da diese erst zu späteren Zeitpunkten die Resonanzbedingungen erfüllen. Die zusätzliche Energie könnte aus den radialen Freiheitsgraden bereitgestellt werden. Eine genaue Aufschlüsselung der Prozesse ist allerdings aufgrund der Anwesenheit des Puffergases und der Komplexität des Signalverlaufs nicht möglich. Da nur ein geringer Teil



**Abbildung 6.8:** Exemplarische Verläufe der zeitlichen Entwicklung des induzierten Spannungssignals. Die anfängliche Energie der Ionen betrug 400 eV. Die Auflösungsbandbreite des Netzwerkanalysators betrug 2,3 kHz um eine Zentralfrequenz von  $\omega_R = 536$  kHz. Die Signale wurde mit der Option 'peak detektion (on)' gemessen. Links: harmonisches Fallenpotential ( $U_e = -\kappa U_c$ ,  $U_e = 242$  V und  $U_k = 500$  V). Rechts: anharmonisches Fallenpotential ( $U_e = 0$ ).

der Ionenenergie an den Schwingkreis abgegeben wird, lassen die vorliegenden Vakuumbedingungen keine detaillierten Studien zum Widerstandskühlen zu. Diese müssten bei gutem Restgasdruck ( $p \lesssim 10^{-13}$  mbar) erfolgen und würden einen direkten Vergleich mit den in Kap. 6.1 berechneten Kühlzeitkonstanten ermöglichen und als Test der Modellvorhersagen aus [Mur16a] dienen.

Neben der Zeitdauer des Kühlprozesses bietet die im Schwingkreis dissipierte Energie einen direkten Zugang zu den dominierenden Kühlmechanismen. Die in dem Zeitintervall  $[0, t]$  dissipierte Energie berechnet sich nach Gl. (6.10) zu

$$E = \int_0^t \frac{U^2}{\alpha^2 R} dt, \quad (6.15)$$

mit dem Verstärkungsfaktor  $\alpha$  der Verstärkerschaltung. Für den Kurvenverlauf in der linken Graphik von Abb. 6.8 beträgt die an den Schwingkreis abgegebene Energie ca. 1 keV bzw. 2 keV für den Signalverlauf in Abb. 6.8 rechts. Mit der Annahme einer Ionenanzahl von rund  $10^4$  Ionen (typische Ionenanzahl in der Falle), entspricht dies im Mittel einer Energieabgabe an den Schwingkreis von einigen zehn bis einigen hundert meV pro Ion. Für eine Vereinfachung des Kühlmodells ließe sich die Energieänderung durch

$$\frac{dE}{dt} = (\gamma_b + \gamma_N)E(t) \quad (6.16)$$

approximieren. Dadurch entspricht die durch den jeweiligen Prozess entzogene Energie dem Verhältnis der entsprechenden Raten  $\gamma_b : \gamma_N \approx 1 : 500$ . Da unter realen Bedingungen experimentell eine Kühlzeitkonstante von  $\tau_N \leq \tau_1$  zu erwarten ist, stellt das angegebene Verhältnis mit  $\gamma_b = 1,5$  s eine obere Grenze dar. Berücksichtigt man zudem, dass die Resonanzbedingung nicht kontinuierlich während des Kühlprozesses erfüllt ist, so erscheint einer Energieabgabe an den Schwingkreis von einigen hundert meV pro Ion, bei einer anfänglichen Ionenenergie von 400 eV, als plausibel. Die an den Schwingkreis abgegebene Energie bestätigt somit, dass das Puffergaskühlen den dominierenden Kühlprozess darstellt und die an den Schwingkreis abgegebene Energie nur eine untergeordnete Rolle spielt.





## Kapitel 7

# Das SHIPTRAP-Experiment - hochpräzise Massenspektrometrie

In diesem Kapitel wird die experimentelle Apparatur zur hochpräzisen Massenspektrometrie an  $^{123}\text{Te}$  und  $^{123}\text{Sb}$  vorgestellt. In Kap. 7.1 wird dazu eine Übersicht über das SHIPTRAP Penningfallen-Massenspektrometer gegeben. Es werden die wichtigsten Komponenten zur Erzeugung und Präparation der Ionen beschrieben. Dies beinhaltet die Laserablations-Ionenquelle (Kap. 7.1.1), das Penningfallen-System (Kap. 7.1.2) und eine Beschreibung des positionsempfindlichen Detektors zur Messung der Phasenlage der Ionen (Kap. 7.1.3). Der experimentelle Messzyklus sowie eine Darstellung der Technik zur phasensensitiven Messung der Zyklotronfrequenz ist in Kap. 7.2 beschrieben. Hierbei werden insbesondere das Messprotokoll zur Bestimmung der relativen Phasenlage der Magnetron- und Zyklotronbewegung und mögliche Messunsicherheiten diskutiert.

### 7.1 Der experimentelle Aufbau zur off-line Massenmessung

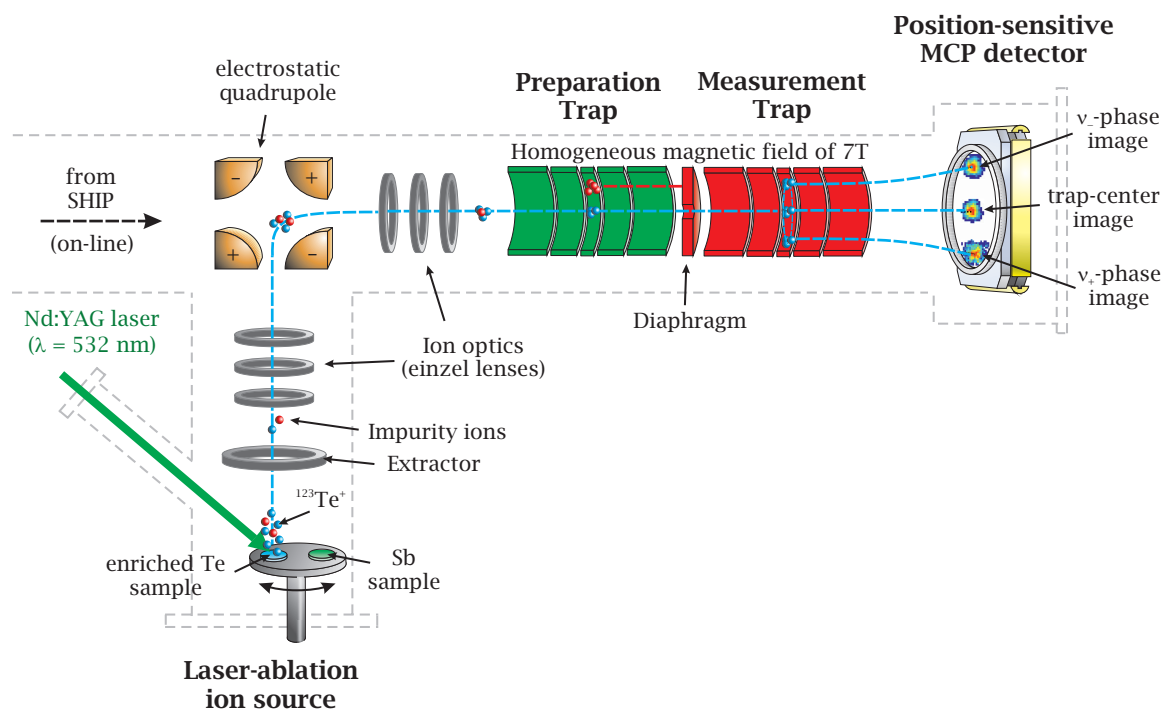
Das SHIPTRAP Penningfallen-Massenspektrometer [Blo07] wurde entwickelt, um hochpräzise Massenmessungen an Transuranen, wie z. B. Nobelium [Blo10] oder Lawrencium [Ram12] durchzuführen. Die Anbindung an die Beschleunigereinrichtung UNILAC des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung (siehe u. a. [Klu08]) ist über den Geschwindigkeitsfilter SHIP (engl.: Separator for Heavy Ion reaction Products) [Mün79] realisiert. Der Geschwindigkeitsfilter SHIP dient der effizienten, untergrundfreien und selektiven Bereitstellung von superschweren Radionukliden. Eine detaillierte Übersicht des on-line Aufbaus zur Massenmessung von Transuranen ist in [Kal16] dargestellt.

Neben den Untersuchungen der Eigenschaften der schwersten (instabilen) Elemente wird die Massenmessung von stabilen Kandidaten, wie Tellur [Fil16] oder Holmium [Eli15] mit Hilfe einer off-line Ionenquelle ermöglicht. Der zu diesem Zweck verwendete Messaufbau ist schematisch in Abb. 7.1 gezeigt. Die Apparatur des Massenspektrometers setzt sich im Wesentlichen aus vier Komponenten zusammen: der Laserablations-Ionenquelle, einer Strahllinie zum Transport der Ionen, dem Penningfallen-System und einem positionsempfindlichen Teilchendetektor (engl.: position-sensitive micro-channel-plate, PS-MCP).

#### 7.1.1 Die Laserablations-Ionenquelle

Die Erzeugung einfach geladener  $^{123}\text{Te}$  und  $^{123}\text{Sb}$  Ionen erfolgt mit Hilfe einer kompakten off-line Laserablations-Ionenquelle. Neben der ursprünglichen Anwendung der Ionenquel-

le zur Herstellung von Kohlenstoff-Clustern  $^{12}\text{C}_n^+$  [Cha07], konnte zudem die Produktion eines breiten Spektrums von Ionenspezies, wie z. B.  $\text{Ho}^+$ ,  $\text{Au}^+$ ,  $\text{Pb}^+$  oder  $\text{Gd}^+$  realisiert werden [Eli15, Kal16, Eli11]. Die Quelle besteht aus einem gepulsten, frequenzverdoppelten Nd:YAG Laser ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ), einem drehbaren Probenhalter inklusive der Proben und einer Extraktionselektrode (siehe Abb. 7.1). Als  $^{123}\text{Sb}$ -Probe wurde ein ca. 3 mm großer Metallkristall aus natürlichem Antimon (Isotopenhäufigkeit: 42,64 %  $^{123}\text{Sb}$ ) verwendet. Im



**Abbildung 7.1:** Schematische Darstellung des SHIPTRAP Penningfallen-Massenspektrometers. Details siehe Text.

Falle von  $^{123}\text{Te}$  (natürliches Isotopieverhältnis von 0,9 %) wurde zunächst aus ein paar Milligramm eines zu 70 % angereichertem Puders in Kristallform, ein Pellet ( $\varnothing = 2 \text{ mm}$ ) hergestellt und auf dem Probenhalter angebracht. Der Laserstrahl hat eine typische Pulsdauer von 3 ns bis 5 ns und eine Pulsenergie von bis zu 12 mJ. Die Fokussierung des Strahls auf die Probe ist durch ein geeignetes Linsensystem realisiert. Durch laserinduzierte Desorption, Fragmentierung und anschließende Ionisation der Probe wurden einzelne Ionenpakete erzeugt. Zur selektiven Produktion der Ionen betrug der Probenabstand auf der drehbaren Probenhalterung einige Zentimeter. Dadurch wird eine isobare Kontamination des Ionenpakets weitestgehend vermieden. Die Teilchenzahl pro Paket wurde dabei selektiv über die Laserleistung eingestellt (typischerweise 1 bis 5 Ionen pro Paket). Die Startenergie der Ionen ist durch das Potential des Probenhalters und der Extraktionslinse definiert. Dieses wurde so gewählt (einige zehn Volt), dass ein optimaler Transport der Ionen durch die Strahllinie bis hin zur Falle sichergestellt werden konnte. Eine Übersicht der elektrostatischen Komponenten der Strahllinie ist in [Rou13] gegeben und soll im Weiteren nicht ausführlich behandelt werden. Der Messzyklus zur Produktion und dem Transport der Ionen ist in Abb. 7.3i gezeigt (siehe Kap. 7.2). Kurz zusammengefasst definiert der Trigger für den Laserpuls den Startzeitpunkt des gesamten Zyklus. Gleichzeitig wird damit der Zeitpunkt

für die Speicherung der Ionen im Penningfallen-System bestimmt. Typische Flugzeiten zur Falle betragen einige  $\mu\text{s}$ .

### 7.1.2 Das Penningfallen-System

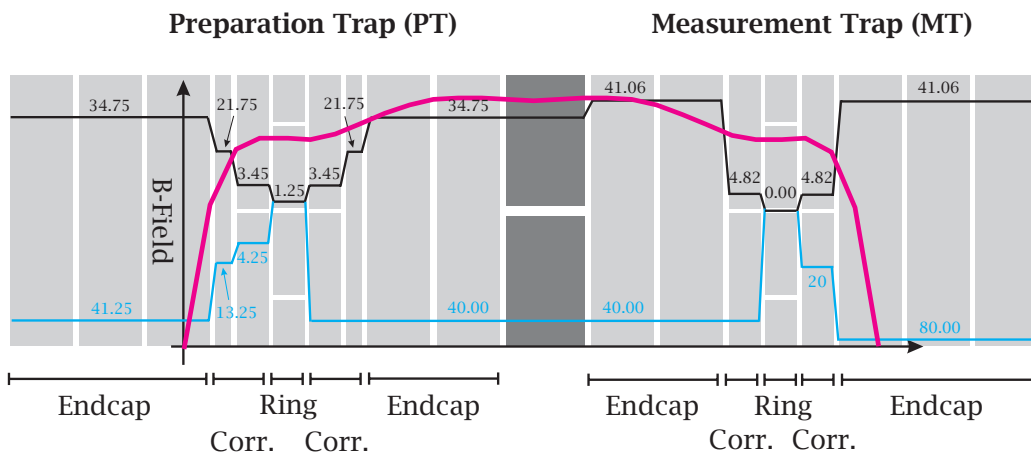
Die SHIPTRAP Penningfalle [Sik03] ist nach dem Zwei-Fallen-Prinzip konzipiert worden. In einer ersten Falle, der Reinigungsfalle (engl.: preparation trap, PT), werden die Ionen zum Transport in die Messfalle (engl.: measurement trap, MT) vorbereitet. Die Reinigungsfalle ist eine zylindrische Penningfalle bestehend aus zwei in axialer Richtung segmentierter Endkappenelektroden, zweier radial geteilter Korrektorelektrodenpaare und einer achtfach segmentierten Ringelektrode. Der Innendurchmesser der Elektroden beträgt 32 mm. Die Falle weist eine Gesamtlänge von ca. 210 mm und eine charakteristische Fallengröße von  $d = 26,8 \text{ mm}$  auf. Die Magnetfeldstärke in der Reinigungsfalle beträgt 7 T. Für weitere Details sei an dieser Stelle auf [Sik03] verwiesen.

Die in der Reinigungsfalle verwendete Technik zur Präparation der Ionen ist das massenselektive Puffergaskühlen [Sav91]. Durch eine Kombination aus externer Manipulation und Puffergaskühlen wird gezielt eine Ionenspezies (hier  $^{123}\text{Te}$  bzw.  $^{123}\text{Sb}$ ) (massenselektiv) in der Falle axialisiert. Fremdionen, wie  $\text{H}_2^+$  oder  $\text{H}_2\text{O}^+$  werden in der Reinigungsfalle folgerichtig aussortiert. Im Detail werden dazu die Ionen in einer ersten Kühlphase im Zentrum der Falle akkumuliert. Bei einem Helium-Restgasdruck im Bereich von  $10^{-5}$  mbar bis  $10^{-6}$  mbar (entsprechend einer Flussrate von  $2 \cdot 10^{-3}$  mbar l/s) und einer Restgastemperatur von  $T = 300 \text{ K}$  beträgt, gemäß der Ausführungen in Kap. 5.1, die Kühlzeitkonstante zur Reduktion der Axial- und Zyklotronbewegung für ein Ion mit der Massenzahl  $A = 123$  ( $\mu_0 \approx 19,5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-1}/\text{V}$ ) einige hundert ms. Aufgrund der deutlich größeren Kühlzeitkonstante der Magnetronbewegung (um ca. zwei Größenordnungen relativ zur Kühlzeitkonstante der Axialbewegung) bleibt diese nahezu unbeeinflusst. Die Gesamtdauer der ersten Kühlphase wurde zur ausreichenden Kühlung auf ca. 200 ms eingestellt. Anschließend werden alle Ionenspezies mittels Dipol-Anregung auf einen großen Magnetronradius gehoben. Um die Tellur bzw. Antimon Ionen abermals in der Falle zu zentrieren, wird durch eine Quadrupol-Anregung bei der entsprechenden freien Zyklotronfrequenz zur Massenzahl  $A = 123$  die Energie der Magnetronbewegung in die Zyklotronbewegung überführt. Diesem Prozess der Axialisierung schließt sich eine weitere Kühlphase ( $t = 60 \text{ ms}$ ) an, um die Energie, die zuvor in die Magnetronbewegung überführt wurde, aus der Zyklotronbewegung zu nehmen. Durch diese Abfolge von Kühl- und Anregungsprozessen wird erreicht, dass sich ausschließlich Ionen der Massenzahl  $A = 123$  im Zentrum der Falle aufhalten (siehe Abb. 7.1). Experimentell wurde der Helium-Restgasdruck in der Falle anhand der Flussrate so eingestellt, dass der Prozess des massenselektiven Puffergaskühlens möglichst effizient ablief, ohne den Helium-Restgasdruck in der Messfalle über ein bestimmtes Signifikanzniveau von  $10^{-7}$  mbar [Eli14] zu heben. Eine Zusammenfassung des Anregungsschemas in der PT ist Abb. 7.3 ii gezeigt. Der Präparationsschritt ist allerdings nicht selektiv genug, um nach dem Transport der Ionen in die Messfalle eine isobare Kontamination ausschließen zu können. Deshalb sollte bereits die Produktion der Ionen in der Laserablations-Quelle möglichst isobarenfrei erfolgen (siehe Kap. 7.1.1).

Die Reinigungs- und die Messfalle sind durch ein Diaphragma mit einer Gesamtlänge von 50 mm voneinander getrennt. Bedingt durch den kleinen Öffnungsdurchmesser von 1,5 mm dient das Diaphragma als differentielle Pumpstufe und ermöglicht darüber hinaus den selektiven Transfer der Ionen zwischen der Reinigungs- und der Messfalle. Wie in Abb. 7.1

gezeigt, passieren im Wesentlichen nur die axialisierten Ionen das Diaphragma. Nach dem Transfer werden die Ionen in der Messfalle gespeichert.

Die Messfalle ist ähnlich zur Reinigungsfalle aufgebaut [Sik03], besitzt im Vergleich aber nur zwei radial geteilte Korrektorelektroden. Die Längenverhältnisse sind so angepasst, dass die axiale Frequenz in erster Linie unabhängig von dem Potential der Korrektorelektroden ist. Die Messfalle besitzt eine charakteristische Fallendimension von  $d = 18,7\text{ mm}$  und eine Gesamtlänge von  $185\text{ mm}$ . Aufgrund der differentiellen Pumpstufe ist der Helium-Restgasdruck in der Messfalle typischerweise kleiner als  $10^{-7}\text{ mbar}$  [Nei08, Gon11], so dass Atom-Ion-Stöße weitestgehend vernachlässigt werden können [Eli14]. In Abb. 7.2 ist eine schematische Übersicht der an den Elektroden der SHIPTRAP Penningfallen angelegten Spannungen gezeigt. Zudem sind die Fallenspannungen während des Transports und des Ausschusses der Ionen dargestellt. Die Magnetfeldstärke in der Messfalle beträgt eben-



**Abbildung 7.2:** Potentialverlauf der SHIPTRAP Penningfallen mit den dazugehörigen Fallenspannungen in Volt. Die zum Ionentransport verwendeten negativen Fallenspannungen sind in blau dargestellt. Die rote Kurve repräsentiert die Feldstärke des magnetischen Feldes.

falls 7T. Anhand einer geeigneten Druck- und Temperaturstabilisierung des Magnetsystems konnte eine relative Unsicherheit bedingt durch Magnetfeldschwankungen von bis zu  $7(6) \cdot 10^{-11}$  pro Stunde erreicht werden [Dro11].

Da die Ionen durch den Transport zwischen der Reinigungs- und der Messfalle üblicherweise aufgeheizt werden, erfolgt in der Messfalle zunächst eine Dämpfung ihrer Axial- und Magnetronbewegung durch das kohärente Einstrahlen zweier Dipol-Felder bei  $\nu_z$  und  $\nu_-$ . Anschließend werden die radialen Bewegungsfreiheitsgrade (Magnetron- und Zyklotronbewegung) durch den Ausschuss der Ionen auf einen positionsempfindlichen Detektor projiziert (siehe Abb. 7.1). Um eine schnelle Extraktion der Ionen aus der Messfalle sicher zu stellen, werden die Ionen durch eine geeignete Anordnung von Driftelektroden zum Detektor geleitet (siehe u. a. [Eli14]). Durch die im nächsten Abschnitt diskutierte zeit- und orts aufgelöste Detektion, lässt sich die Phasenlage der Ionenbewegungen und damit die freie Zyklotronfrequenz ermitteln. Ausführlich wird das Anregungsschema zur Bestimmung der Zyklotronfrequenz in Kap. 7.2 vorgestellt.

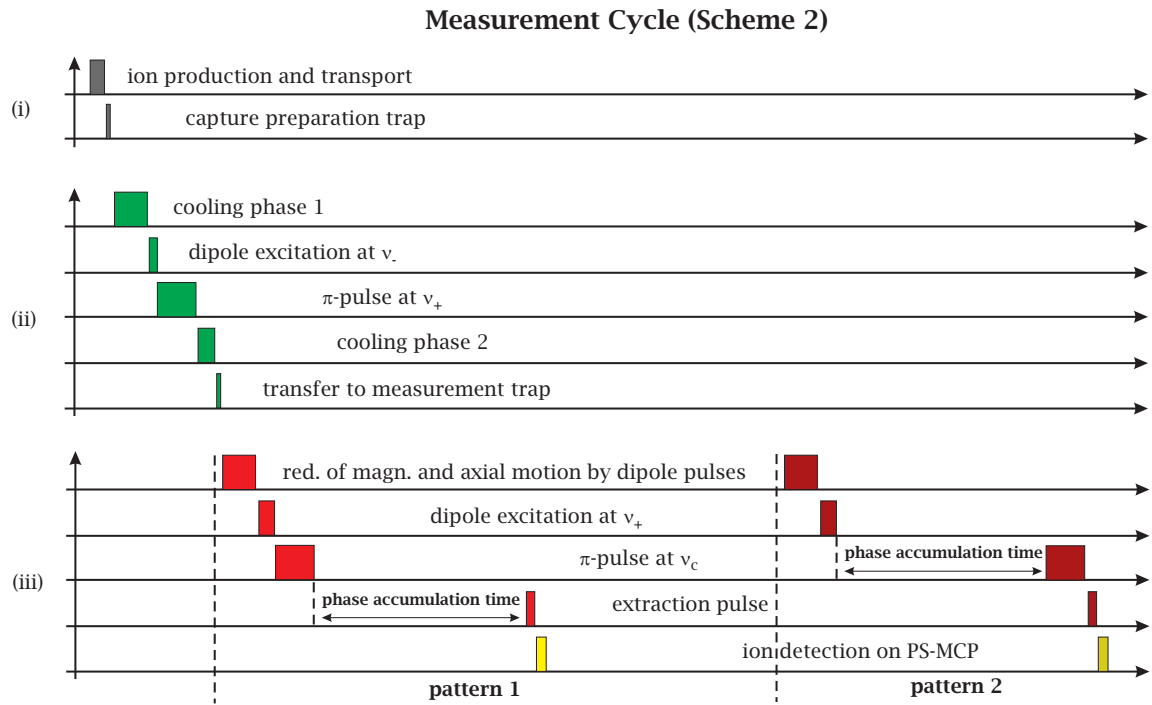
### 7.1.3 Zeit- und orts aufgelöste Teilchendetektion

Der destruktive Nachweis, der in der Messfalle gespeicherten Ionen, ist durch die Projektion der radialen Bewegungsfreiheitsgrade auf eine positionsempfindliche Mikrokanalplatte (DLD40 RoentDek GmbH [Roe]) umgesetzt worden (siehe Abb. 7.1). Der Abstand zwischen dem Detektor und der Falle beträgt ca. 800 mm und ist durch die maximal zulässige magnetische Flussdichte am Ort des Detektors von maximal einigen zehn mT bestimmt. Zusammen mit der, an der Driftstrecke angelegten Spannung von 1,3 kV, ergibt sich ein Vergrößerungsfaktor der Projektion der Teilchenbewegung, auf die 42 mm große aktive Fläche des Detektors, von rund 21. Die Vergrößerung der Ionenbewegung ist durch das Durchlaufen des Gradienten des magnetischen Feldes zwischen dem Fallenzentrum und dem Ort des Detektors begründet (siehe Ausführungen in [Eli14]). Durch die spezielle Anordnung der Verzögerungsleitungen (engl.: delay lines) auf der Rückseite des MCPs, wird, wie spezifiziert, eine Ortsauflösung von üblicherweise  $70 \mu\text{m}$  erreicht. Aus der Sicht der Ionen im Zentrum der Penningfalle lässt sich aufgrund des Vergrößerungsfaktors die Teilchenbewegung mit einer Genauigkeit von rund  $3,5 \mu\text{m}$  auflösen. Die Zeitauflösung des Detektors beträgt rund 10 ns. Anhand des gemessenen Flugzeitspektrums lassen sich Fremdionenanteile in den gemessenen Daten identifizieren und bei der anschließenden Datenanalyse selektiv berücksichtigen (ausschließen) (siehe Kap. 8).

## 7.2 Messzyklus und PI-ICR Methode

Der experimentelle Messzyklus (siehe Abb. 7.3) setzt sich aus insgesamt drei Phasen zusammen: der Ionenproduktion sowie dem Transport der Ionen zur Reinigungsfalle (i), der isobaren Selektion in der Reinigungsfalle (ii) und der Messung der Zyklotronfrequenz durch die Projektion der Ionenbewegung auf einen positionsempfindlichen Detektor (iii). Die Phasen (i) und (ii) wurden bereits ausführlich in Kap. 7.1 diskutiert. Deshalb soll an dieser Stelle im Wesentlichen auf die Methodik zur phasensensitiven Messung der Zyklotronfrequenz (engl.: phase-imaging ion-cyclotron-resonance technique, PI-ICR) und somit der Ionenmasse eingegangen werden. Eine ausführliche Darstellung der PI-ICR Technik ist in [Eli13] und [Eli14] gegeben.

Phase (iii) besteht aus zwei voneinander unabhängigen Messvorschriften (engl.: pattern 1 and pattern 2) zur alternierenden Bestimmung der Phasenlage der Magnetron- und Zyklotronbewegung eines Ions und dient damit der direkten Bestimmung der freien Zyklotronfrequenz. Um genügend Statistik zu sammeln, werden aufgrund der destruktiven Nachweismethodik die Messabläufe (i)-(ii)-(iii)-1 und (i)-(ii)-(iii)-2  $n$ -mal nacheinander ausgeführt. Die Abläufe zur Bestimmung der jeweiligen Phasenlagen sind wie folgt: nach dem Transfer des Ions in die Messfalle wird zunächst die Amplitude der Magnetron- sowie der Axialbewegung durch das Einstrahlen eines Dipol-Pulses auf rund 0,01 mm bzw. 0,4 mm gedämpft. Dieser Schritt ist notwendig, um mögliche Einflüsse von Feldfehlern bei der Bestimmung der Zyklotronfrequenz zu reduzieren [Eli15]. Anschließend wird bei Messvorschrift (iii)-1 der Magnetronbewegung mittels einer Abfolge eines Dipol-Pulses bei  $\nu_+$  und eines Quadrupol-Pulses ( $\pi$ -Puls) bei  $\nu_c$  (Energiekonversion) Energie zugeführt. Der Zeitpunkt der Anregung des Ions auf einen Magnetronradius von ca. 0,5 mm legt die anfängliche Phasenlage der Magnetronbewegung fest. Im Vergleich zur Methode der unabhängigen Bestimmung der jeweiligen Bewegungsfrequenzen  $\nu_+$  und  $\nu_-$  (siehe Schema 1 in [Eli14]), ist bei dem hier verwendeten Messschema eine direkte Bestimmung (Projektion) der anfänglichen Phasenlage nicht erforderlich, wie später gezeigt wird. Nach einer festen Zeit  $t_-$  (engl.: phase



**Abbildung 7.3:** Messschema zur Bestimmung der finalen Phasenlage der Zyklotron- und Magnetronbewegung eines Ions in einer Penningfalle.

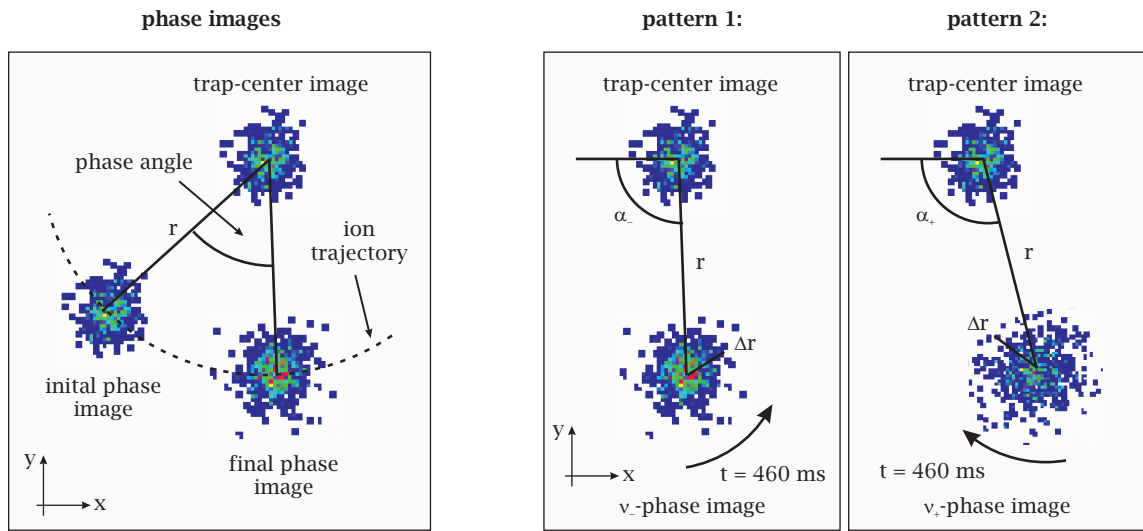
accumulation time) hat das Ion die Phase  $\alpha_- + 2\pi n_-$  gewonnen, wobei  $n_-$  die Anzahl an vollen Umläufen bezeichnet. Die finale Phasenlage  $\alpha_-$  ist durch den Winkel zwischen der Lage des anfänglichen (engl.: initial phase image) und des finalen Phasenbildes (engl.: final phase image) relativ zum Fallenzentrum (engl.: trap-center image) festgelegt (siehe Abb. 7.4 links). Da zur direkten Bestimmung der Zyklotronfrequenz die Lage der anfänglichen Phase nicht bekannt sein muss, ist im Folgenden der Winkel  $\alpha_-$  relativ zu einer willkürlichen anfänglichen Phasenlage (hier: horizontale Achse) zu verstehen und wird durch eine Extraktion der Ionen auf das PS-MCP gemessen (siehe Abb. 7.4 pattern 1). Experimentell wird die zentrale Position der Ionen ein mal pro Messperiode (typischerweise ein bis zwei mal pro Tag) bestimmt und dient als Referenzpunkt zur Ermittlung der Phasenlage. Dazu wird die Position des Ions nach der Dämpfung der Amplituden der Magnetron- und der Axialbewegung auf das PS-MCP projiziert.

Messvorschrift (iii)-2 verläuft analog zu (iii)-1, allerdings wird der  $\pi$ -Puls zur Kopplung der radialen Freiheitsgrade erst kurz vor dem Ausschuss der Ionen eingestrahlt. Durch den veränderten Messzyklus wird die relative Phasenlage der Zyklotronbewegung  $\alpha_+$  indirekt durch eine Abbildung der Magnetronbewegung bestimmt (siehe Abb. 7.4 pattern 2). Eine direkte Projektion der reduzierten Zyklotronfrequenz ist aufgrund der Relation  $\nu_+ > \nu_z$  nicht präzisionsgetreu möglich (siehe Messungen in [Eli14]), da es, durch die Energieverteilung der Axialbewegung bei der Abbildung der Zyklotronfrequenz zu einer Verschmierung des Phasenbildes kommen würde. Dadurch wäre die Messgenauigkeit stark beeinträchtigt (reduziert). Die Gesamtdauer des Messschemas beträgt typischerweise zwischen ein und zwei Sekunden.

Mit dem in Abb. 7.3 dargestellten Messschema (iii) lässt sich die wahre Zyklotronfrequenz  $\nu_c = \omega_c/(2\pi)$  des Ions direkt anhand der Messung der relativen Phasenlage

$$\alpha_c = \alpha_- - \alpha_+ \quad (7.1)$$

zwischen den beiden radialen Bewegungsmoden  $\nu_{\pm}$  bestimmen. Die jeweilige Messung der Phasenlage  $\alpha_{\pm}$  relativ zum Fallenmittelpunkt ist anschaulich in Abb. 7.4 rechts dargestellt. Das Referenzbild beschreibt die Lage der Ionen im Zentrum der Falle. Gezeigt ist ein akkumuliertes Spektrum der Ionenverteilung auf dem PS-MCP mit  $t_+ = t_- = t = 460$  ms. Die Breite (FWHM) der Ionenverteilung auf dem Detektor  $2\Delta r$  ist hauptsächlich auf die



**Abbildung 7.4:**  $xy$ -Projektion der Phasenlagen auf dem positionsempfindlichen Detektor akkumuliert über eine Zeitdauer von rund fünf Minuten. Links: Relative Lage der drei Phasenbilder. Rechts: Referenzbild der Ionen im Fallenzentrum sowie das Phasenbild der Magnetronbewegung (Zyklotronbewegung), nach dem Ausführen von Messvorschrift (iii)-1 (2). Die Häufigkeit der Ereignisse pro Pixel ist in Falschfarben dargestellt.

endliche Temperatur der Ionen (Boltzmann-Verteilung), Ion-Ion-Wechselwirkungen sowie durch Stöße mit dem Restgas zurückzuführen.

Anhand der Messung der jeweiligen Phasenlage

$$\alpha_{\pm} = \mp(2\pi\nu_{\pm}t - 2\pi n_{\pm}) \quad (7.2)$$

lässt sich mit  $n_- + n_+ = n$  durch Einsetzen von Gl. (7.2) in Gl. (7.1) die freie Zyklotronfrequenz

$$\nu_c = (\alpha_c + 2\pi n)/2\pi t \quad (7.3)$$

direkt aus den Messdaten bestimmen. Das  $\mp$ -Zeichen in Gl. (7.2) resultiert aus der Invertierung des Phasenbildes der reduzierten Zyklotronfrequenz während des Energieübertrags zwischen der Zyklotron- und der Magnetronbewegung ( $\pi$ -Puls bei  $\nu_c$ ). Die Messungenauigkeit bei der Bestimmung der Zyklotronfrequenz ist gegeben durch [Eli13]

$$\delta\nu_c = \frac{1}{\pi t \sqrt{N}} \frac{\Delta r}{r}, \quad (7.4)$$

wobei  $N$  die Anzahl an Ereignissen (Ionen) auf dem PS-MCP bezeichnet. Demnach ist die relative Messgenauigkeit im Wesentlichen durch die Zeitdauer  $t$  der Phasengewinnung bestimmt. Experimentell beträgt diese üblicherweise zwischen 0,4 s und 1 s bei einer gesamten Anzahl von ca. 150 Repetitionen des Messprotokolls. Längere Intervalle zur Gewinnung des Phasenbildes würden nur begrenzt zu einer höheren Messgenauigkeit beitragen, da die Breite der Ionenverteilung  $\Delta r$ , durch eine erhöhte Anzahl an Ion-Ion(Atom)-Stößen, zunehmen würde. Hinzu kommt, dass durch ein längeres Messprotokoll u. a. Magnetfeldschwankungen weniger effektiv durch eine alternierende Messung der beiden Ionenspezies kompensiert werden können (siehe Datenanalyse in Kap. 8). Zudem sorgen zeitliche Schwankungen im Fallenpotential zu einer Verschmierung der Phasenlage  $\alpha_{\pm}$ .

Mit Hilfe der PI-ICR Technik lässt sich die Zyklotronfrequenz eines Ions sehr genau bestimmen. Allerdings ist, für das Ausführen der Messvorschrift, eine gewisse Information über die zu untersuchende Ionenspezies notwendig. Die Masse des Ions muss hinreichend genau bekannt sein, um die Ionen extern manipulieren zu können. Zudem erfordert Gl. (7.3) eine hinreichend genaue Kenntnis der Zyklotronfrequenz zur Bestimmung der Anzahl an Umläufen  $n$ . Wie im nächsten Kapitel gezeigt wird, wurde mit dieser Methode die Massendifferenz von  $^{123}\text{Te}$  und  $^{123}\text{Sb}$  bestimmt.



## Kapitel 8

# Direkte Bestimmung der Massendifferenz von $^{123}\text{Te}$ und $^{123}\text{Sb}$

Eine genaue Kenntnis über die Massendifferenz von  $^{123}\text{Te}$  und  $^{123}\text{Sb}$  ermöglicht theoretische Voraussagen der effektive Lebensdauer von  $^{123}\text{Te}$  unter bestimmten astrophysikalischen Bedingungen [Tak16]. Die Bestimmung der Massendifferenz ist Kernthema dieses Kapitels. Kap. 8.1 widmet sich der Datenauswertung sowie der Fehleranalyse zur Ermittlung der Massendifferenz mittels der PI-ICR Methode. Ausgehend von der Messung der relativen Phasenlage  $\alpha_c$  wird in Kap. 8.1.2 das Frequenzverhältnis der jeweiligen Zyklotronfrequenzen berechnet, bevor in Kap. 8.1.3 der ermittelte Q-Wert diskutiert wird. Die in diesen Kapiteln verwendeten Methoden zur Datenanalyse stützen sich weitestgehend auf die Ausführungen in [Rou13]. Basierend auf dem Q-Wert der neutralen Isobare  $^{123}\text{Te}$  und  $^{123}\text{Sb}$ , wird in Kap. 8.2 die Massendifferenz unter extremen Bedingungen, d. h. in Systemen hochgeladener Ionen, berechnet. In Kap. 8.3 werden die Auswirkungen stellarer Bedingungen auf die Zefallsdauer von  $^{123}\text{Te}$  zusammengefasst.

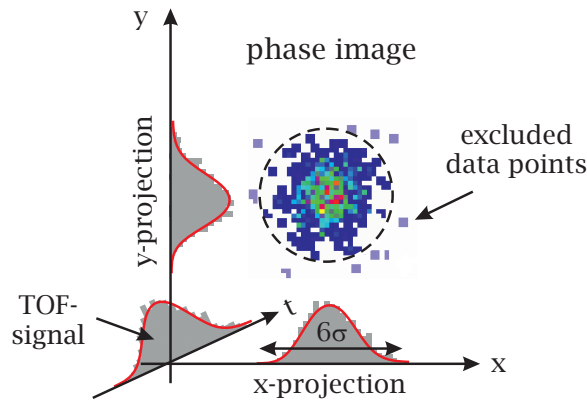
### 8.1 Frequenzmessung und Datenanalyse

Zur Bestimmung der Massendifferenz und damit des Q-Wertes zwischen  $^{123}\text{Te}$  (Mutternuklid) und  $^{123}\text{Sb}$  (Tochternuklid) wurden die Zyklotronfrequenzen  $\nu_c$  beider Spezies anhand alternierender Messungen der relativen Phasenlage  $\alpha_c$  bestimmt. Insgesamt wurden die hier vorgestellten Daten in fünf Messperioden, verteilt auf drei Tage, aufgenommen. Jede Messperiode besteht aus ca. 40 fünfminütigen Messungen der akkumulierten Phasenbilder der Magnetron- und Zyklotronbewegung (siehe Abb. 7.4). Um eine mögliche Verschiebung der Zyklotronfrequenz aufgrund von Ion-Ion-Stößen zu reduzieren, wurden Ereignisse mit mehr als fünf detektierten Ionen pro Zyklus bei der Datenanalyse verworfen.

#### 8.1.1 Bestimmung der Zyklotronfrequenz $\nu_c$ aus der Phasenlage $\alpha_c$

Ausgangspunkt bei der Bestimmung der Phasenlage der Magnetron- und Zyklotronbewegung  $\alpha_{\pm}$  ist die Ermittlung der zentralen Position der Häufigkeitsverteilung aus den Phasenbildern. Dazu wurden die jeweiligen Verteilungen der  $x$ - und  $y$ -Projektionen in einem Bereich von  $6\sigma \approx 2,55$  FWHM um das Maximum durch eine Gaußfunktion beschrieben (siehe Abb. 8.1) und die entsprechenden Fitparameter bestimmt. Da bei der Ermittlung der zentralen Lage des Phasenbildes Verzerrungen durch gestreute Ionen auftreten können, wurden alle Datenpunkte außerhalb eines kreisförmigen Fensters mit dem Radius  $R1$  (Magnetron-

bewegung) bzw.  $R2$  (Zyklotronbewegung) von  $6\sigma$  nicht berücksichtigt. Ebenso wurden nur Ereignisse innerhalb des  $6\sigma$ -Bereichs des Flugzeitspektrums (TOF) bei der Datenanalyse beachtet. Die für die Analyse der Phasenbilder aus einem vorläufigen Gaußfit ermittelten Fensterbreiten sind in Tab. 8.1 zusammengefasst. Um Fehler bei der Wahl der Fensterbreiten zu berücksichtigen, wurde die Datenauswertung jeweils für die insgesamt 27 unterschiedlichen Kombinationen der Fensterbreiten pro Phasenbild ausgeführt und bei der Berechnung des Gesamtfehlers berücksichtigt. Die Fensterbreiten zur Ermittlung der Phasenlage der Magnetron- bzw. Zyklotronbewegung wurden für jede Kombinationsmöglichkeit in gleicher Weise variiert. Die Schrittweite wurde aus dem Fehler der ermittelten Fensterbreite sowie dem Fehler der Lage des Maximums errechnet. Sie wurde so gewählt, dass ohne einen gesteigerten Zeitaufwand bei der Datenanalyse, die aus den Fensterbreiten resultierende Fehler entsprechend berücksichtigt werden.



**Abbildung 8.1:**  $xy$ -Projektion der Phasenlage auf dem PS-MCP.

Durch einen Vergleich der zentralen Lage der Phasenbilder der Magnetron- und Zyklotronbewegung mit der Position des Referenzbildes wurde anhand von Gl. (7.1) die relative Phasenlage  $\alpha_c$  bestimmt (siehe Abb. 7.4 rechts). Die Lage der jeweiligen Phasenbilder wurde im Experiment so gewählt, dass die Differenz der entsprechenden Phasenlagen  $\alpha_c$  nicht mehr als einige Grad ausmacht. Dies ist notwendig, um phasenlagenabhängige Verzerrungen bei der Projektion der Ionenbewegung auf das PS-MCP zu reduzieren [Eli14]. Im nächsten Schritt wurde nach Gl. (7.3), aus der gesuchten relativen Phasenlage  $\alpha_c$ , die Zyklotronfrequenz  $\nu_c$  bestimmt.

### 8.1.2 Bestimmung des Frequenzverhältnisses $R$

Um aus der alternierenden Abfolge der Messung der Zyklotronfrequenzen von  $^{123}\text{Te}^+$  und  $^{123}\text{Sb}^+$  den Q-Wert zu bestimmen, wurde zunächst das Frequenzverhältnis

$$R = \frac{\nu_{c,\text{Sb}}}{\nu_{c,\text{Te}}} \quad (8.1)$$

berechnet. So wurde konkret aus zwei benachbarten Messpunkten der Zyklotronfrequenz von Tellur ( $\nu_{c,\text{Te}}(t_{i-1})$  und  $\nu_{c,\text{Te}}(t_{i+1})$ ), mit Hilfe der Methode der linearen Interpolation, die Zyklotronfrequenz  $\tilde{\nu}_{c,\text{Te}}(t_i)$  zum Zeitpunkt  $t_i$  ermittelt [Rou13],

$$\tilde{\nu}_{c,\text{Te}}(t_i) = \nu_{c,\text{Te}}(t_{i-1}) + \frac{\nu_{c,\text{Te}}(t_{i+1}) - \nu_{c,\text{Te}}(t_{i-1})}{t_{i+1} - t_{i-1}}(t_i - t_{i-1}), \quad (8.2)$$

**Tabelle 8.1:** Optimale Fensterbreiten zur Bestimmung der zentralen Position der Phasenbilder. X1(2)/Y1(2)/R1(2) bezeichnet die ungefähre Lage des Maximums des Phasenbildes der Magnetronbewegung (Zyklotronbewegung) auf dem Detektor. CalX und CalY repräsentieren zwei Parameter, die zur Kalibration des Detektors notwendig sind (siehe [Gon14]).

Parameter	Wert	Min.	Mittelw.	Max.	Schritte	Schrittweite
TOF1	$37,35 \pm 1,61$ u	1,54 u	1,61 u	1,69 u	3	0.07
TOF2	$27,37 \pm 2,17$ u	2,07 u	2,17 u	2,28 u	3	0.1
CalX	$1254,9 \pm 66$	57	66	76	3	9
CalY	$1301,2 \pm 65$	57	65	74	3	8
X1	$-3,697 \pm 5,27$ mm	5,18 mm	5,27 mm	5,80 mm		
Y1	$-0,289 \pm 5,53$ mm	5,27 mm	5,53 mm	5,80 mm		
X2	$-4,167 \pm 8,54$ mm	8,14 mm	8,54 mm	8,94 mm		
Y2	$0,387 \pm 8,75$ mm	8,34 mm	8,75 mm	9,16 mm		
R1	2,68 mm	2,55 mm	2,68 mm	2,81 mm	3	0,13
R2	4,32 mm	4,12 mm	4,32 mm	4,53 mm	3	0,21

und direkt mit der Zyklotronfrequenz von Antimon  $\nu_{c,\text{Sb}}(t_i)$  verglichen

$$R = \frac{\nu_{c,\text{Sb}}(t_i)}{\tilde{\nu}_{c,\text{Te}}(t_i)}. \quad (8.3)$$

Anhand dieses Verfahrens werden lineare Schwankungen der magnetischen Flussdichte bei der Datenanalyse berücksichtigt. Dies ist notwendig, um die gewünschte Genauigkeit zu erreichen. Instabilitäten höherer Ordnung werden mit dieser Methode nicht erfasst. Die Unsicherheit der interpolierten Zyklotronfrequenz  $\tilde{\nu}_{c,\text{Te}}(t_i)$  ist gegeben durch

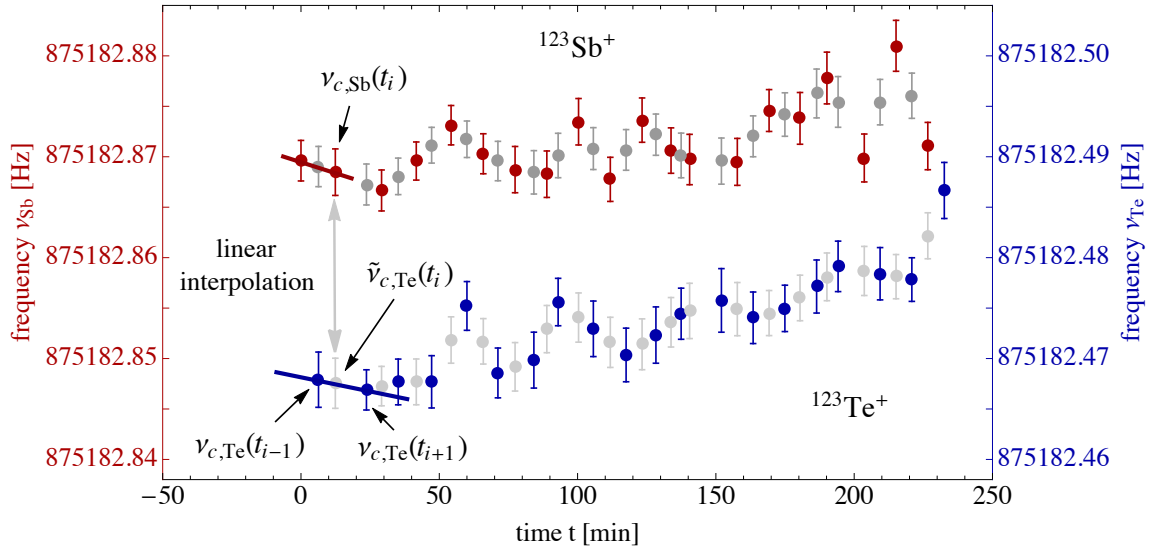
$$\delta\tilde{\nu}_{c,\text{Te}}(t_i) = \left[ \left( \frac{t_{i+1} - t_i}{t_{i+1} - t_{i-1}} \right)^2 (\delta\nu_{c,\text{Te}}(t_{i-1}))^2 + \left( \frac{t_i - t_{i-1}}{t_{i+1} - t_{i-1}} \right)^2 (\delta\nu_{c,\text{Te}}(t_{i+1}))^2 \right]^{1/2} \quad (8.4)$$

und wurde für jeden Datenpunkt individuell berechnet.

Abb. 8.2 zeigt exemplarisch, die aus den Phasenbildern bestimmten Zyklotronfrequenzen  $\nu_{c,\text{Te}}$  und  $\nu_{c,\text{Sb}}$  einer vierstündigen Messreihe. Darüber hinaus ist die verwendete Methodik zur linearen Interpolation der Frequenzwerte anschaulich dargestellt. Die absolute Schwankung der jeweiligen Zyklotronfrequenzen beträgt innerhalb des gezeigten Zeitraums ca. 20 mHz. Zudem ist ersichtlich, dass die zeitliche Entwicklung der Schwankungen für beide Isotope einen ähnlichen Kurvenverlauf beschreibt. Demnach lassen sich, durch die Berechnung des Frequenzverhältnisses  $R$  nach Gl. (8.3), die im Wesentlichen durch Magnetfeldinstabilitäten auftretenden Fluktuationen teilweise kompensieren. In Abb. 8.3 sind die entsprechenden Werte für das Frequenzverhältnis gezeigt, wobei die linke Graphik eine Interpolation der Frequenzen von  $^{123}\text{Te}^+$  und die rechte Graphik eine Interpolation der Frequenzwerte von  $^{123}\text{Sb}^+$  zeigt.

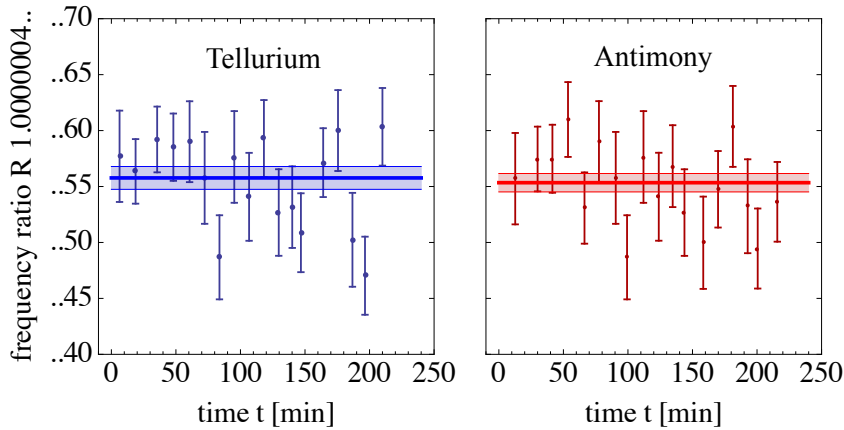
Der gewichtete Mittelwert  $\bar{R}$  der je 18 Messungen der Frequenzverhältnisse  $R_j$  lässt sich nach [Bir32] wie folgt berechnen:

$$\bar{R} = \frac{\sum_j^N \frac{R_j}{\delta R_j^2}}{\sum_j^N \frac{1}{\delta R_j^2}}. \quad (8.5)$$



**Abbildung 8.2:** Zyklotronfrequenzen von  $^{123}\text{Te}^+$  (blau) und  $^{123}\text{Sb}^+$  (rot) einer vierstündigen Messreihe. Die einzelnen Datenpunkte wurden aus einer fünfminütigen Messung der relativen Phasenlage gewonnen. Der jeweilige Fehler bei der Bestimmung der Zyklotronfrequenz  $\nu_c$  beträgt ca. 3 mHz.

Die Summation erfolgt dabei über die maximale Anzahl an Messwerten  $N$ . Der inverse quadratische Fehler  $\delta R_j^{-2}$  der Frequenzverhältnisse  $R_j$  dient als Gewichtungsfaktor zur Berechnung des Mittelwertes. Folgt man den Ausführungen in [Bir32], so gibt es zwei Arten



**Abbildung 8.3:** Frequenzverhältnis  $R$  zwischen  $^{123}\text{Te}^+$  und  $^{123}\text{Sb}^+$  als Funktion der Zeit. Das Frequenzverhältnis wurde aus den in Abb. 8.2 gezeigten Messdaten bestimmt. In der linken Graphik wurden die Frequenzwerte von  $^{123}\text{Te}^+$  interpoliert und daraus  $R = \nu_{c,\text{Sb}}(t_i)/\tilde{\nu}_{c,\text{Te}}(t_i)$  bestimmt. Zum Vergleich ist in der rechten Graphik das Frequenzverhältnis  $R = \tilde{\nu}_{c,\text{Sb}}(t_i)/\nu_{c,\text{Te}}(t_i)$  gezeigt.

den Fehler des Mittelwertes zu bestimmen: die eine Methode prüft auf interne Konsistenz und die andere auf externe Konsistenz der Messwerte  $R_j \pm \delta R_j$ . Insgesamt erlaubt ein

Vergleich der beiden Fehlergrößen eine Abschätzung der Streuung der Messwerte und dient daher als Maß für den Grad statistisch bedingten Fluktuationen in der Verteilung der Messwerte.

Der externe Fehler  $\delta\bar{R}_{\text{ext}}$  berechnet sich aus der Summe der gewichteten Residuen  $(R_j - \bar{R})^2/\delta R_j^2$  und ist gegeben durch [Rou13]

$$\delta\bar{R}_{\text{ext}} = \sqrt{\left(\sum_j^N \frac{(R_j - \bar{R})^2}{\delta R_j^2}\right) \left((N-1) \sum_j^N \frac{1}{\delta R_j^2}\right)^{-1}}. \quad (8.6)$$

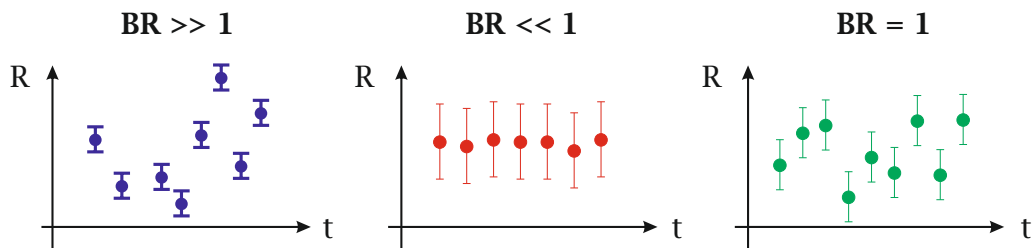
Der interne Fehler  $\delta\bar{R}_{\text{int}}$  ergibt sich aus der Fehlerfortpflanzung der einzelnen Fehlerwerte  $\delta R_j$  zu

$$\delta\bar{R}_{\text{int}} = \left(\sqrt{\sum_j^N \frac{1}{\delta R_j^2}}\right)^{-1}. \quad (8.7)$$

Um den Grad statistisch bedingten Fluktuationen anzugeben, wird üblicherweise das Verhältnis der beiden Fehlergrößen, der sogenannte BR-Wert (engl.: Birge Ratio, BR), verwendet. Für  $\text{BR} := \delta\bar{R}_{\text{ext}}/\delta\bar{R}_{\text{int}} < 1$  sind die Fehlerwerte  $\delta R_j$  deutlich größer, als die Schwankungen der Messwerte  $R_j$  um den Mittelwert  $\bar{R}$  und die einzelnen Fehlerwerte  $\delta R_j$  gelten als überschätzt. Auf der anderen Seite bezeichnet man die Fehlerwerte  $\delta R_j$  als unterschätzt, falls das Verhältnis aus externem und internem Fehler größer ist als eins. Dementsprechend gelten bei einer endlichen Anzahl an Messungen  $N$  die Messwerte als rein statistisch verteilt, falls der BR-Wert innerhalb des folgenden Intervalls liegt [Rou13]

$$1 - \frac{0,477}{\sqrt{N}} \leq \text{BR} \leq 1 + \frac{0,477}{\sqrt{N}}. \quad (8.8)$$

Anschaulich sind die drei Fälle ( $\text{BR} = 1$ ,  $\text{BR} \gg 1$  und  $\text{BR} \ll 1$ ) in Abb. 8.4 dargestellt. Bei



**Abbildung 8.4:** Unterschiedliche Verteilungsformen der Messwerte  $R_j \pm \delta R_j$ . Für  $\text{BR} \gg 1$  ( $\text{BR} \ll 1$ ) gelten die Fehler  $\delta R_j$  als unterschätzt (überschätzt).

einer mittleren Anzahl von 18 Messpunkten ergibt sich folgendes Intervall innerhalb dessen die Messwerte als statistisch verteilt gelten:  $0,89 < \text{BR} < 1,11$ .

Eine Übersicht der BR-Werte der jeweiligen Messperioden ist in Tab. 8.2 gegeben. In der Datenanalyse wurden für die Werte, die innerhalb des Intervalls liegen, der größere Wert von  $\delta\bar{R}_{\text{int}}$  und  $\delta\bar{R}_{\text{ext}}$  als Fehler gewählt. Dies ist recht konservativ, stellt aber sicher, dass die Fehler im Allgemeinen nicht unterschätzt werden. Im Falle von Messperiode 3 wurde der externe Fehler und bei Messperiode 5 der interne Fehler gewählt. Ausgehend von den gewichteten Mittelwerten  $\bar{R}$  beider Interpolationen (Tellur und Antimon) wurden

**Tabelle 8.2:** Verhältnis der internen und externen Fehler der fünf Messperioden. Für Messperiode 3 und 5 liegen die ermittelten Werte (leicht) außerhalb des nach Gl. (8.8) bestimmten Bereichs.

Messperiode	1	2	3	4	5
Interpolation	BR-Wert				
Te	1,03	1,00	1,16	1,04	0,88
Sb	0,97	1,09	1,15	0,95	0,85

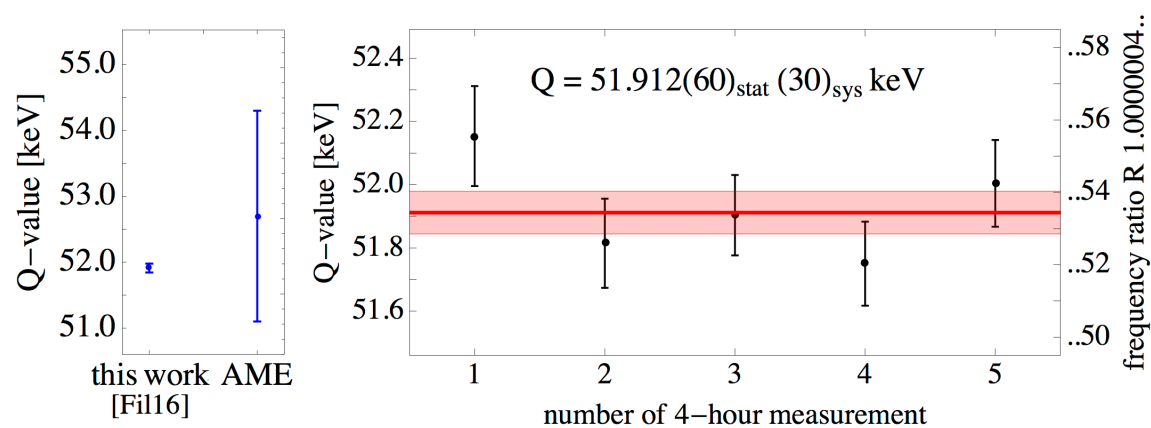
die erhaltenen fünf Frequenzverhältnisse statistisch gemittelt. Zusätzlich wurde die Unsicherheit, die sich aus der Auswertung mit unterschiedlichen Fensterbreiten ergab, zu dem internen bzw. externen Fehler quadratisch addiert. Das Ergebnis ist in Abb. 8.5 gezeigt. Der aus der Datenanalyse erhaltene Wert für das Frequenzverhältnis der fünf Messperioden beträgt  $R = 1,00000045344(52_{\text{stat}})(26_{\text{sys}})$ . Die systematische Unsicherheit resultiert aus Verzerrungen der Projektion der Ionen auf dem Detektor, Fehlern bei der Umwandlung der Magnetron- in Zyklotronbewegung sowie Inhomogenitäten der magnetischen und elektrischen Felder (siehe Diskussion in [Eli14]) und entspricht etwa 50 % des statistischen Fehlers.

### 8.1.3 Bestimmung der Massendifferenz $Q/c^2$

Der Q-Wert von  $^{123}\text{Te}$  und  $^{123}\text{Sb}$  ist definiert als die Massendifferenz der beiden Nuklide

$$Q/c^2 = M_{\text{Te}} - M_{\text{Sb}}, \quad (8.9)$$

wobei  $M_{\text{Te}}$  bzw.  $M_{\text{Sb}}$  die Masse des neutralen Atoms bezeichnet. Da man bei der Massenspektrometrie in einer Penningfalle ausschließlich Zugang zur Masse des Ions erhält, erscheint es sinnvoll den Q-Wert in Einheiten der Ionenmassen  $M_{\text{Te}}^+ = M_{\text{Te}} - m_e + E_{\text{b,Te}}$  und  $M_{\text{Sb}}^+ = M_{\text{Sb}} - m_e + E_{\text{b,Sb}}$  auszudrücken. Dabei ist  $m_e$  die Masse des fehlenden Elektrons



**Abbildung 8.5:** Massendifferenz (Q-Wert) und Frequenzverhältnis  $R$  zwischen  $^{123}\text{Te}$  und  $^{123}\text{Sb}$ . Der Q-Wert wurde aus den Werten der fünf Messperioden bestimmt (rote Kurve). Der BR-Wert beträgt 1,02.

( $m_e = 0,000548579909067(14)(9)(2)$  u [Stu14]) und  $E_b$  die dazugehörige Bindungsenergie. Mit  $R = \nu_{c,\text{Sb}}/\nu_{c,\text{Te}} = M_{\text{Te}}^+/M_{\text{Sb}}^+$  folgt aus Gl. (8.9)

$$Q/c^2 = (M_{\text{Sb}} - m_e)(R - 1) + R \cdot E_{b,\text{Sb}} - E_{b,\text{Te}}. \quad (8.10)$$

Berücksichtigt man zusätzlich, dass die Differenz der Bindungsenergien im sub-eV Bereich liegt ( $E_{b,\text{Te}} = 9,00966$  eV [Sta, Can83],  $E_{b,\text{Sb}} = 8,608389$  eV [Sta, San05]), so vereinfacht sich Gl. (8.10) zu

$$Q/c^2 = (M_{\text{Sb}} - m_e)(R - 1). \quad (8.11)$$

Mit dem auf das neutrale Atom bezogenen Massenexzess von  $^{123}\text{Sb}$

$$M_{d,\text{Sb}} = M_{\text{Sb}} - A u \quad (8.12)$$

lässt sich Gl. (8.11) wie folgt ausdrücken:

$$Q/c^2 = (A u + M_{d,\text{Sb}} - m_e)(R - 1), \quad (8.13)$$

wobei  $A$  die Nukleonenzahl in Einheiten der atomaren Masseneinheit  $u$  bezeichnet. Der Fehler des  $Q$ -Wertes ergibt sich aus der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung und ist gegeben durch

$$\frac{\delta Q}{Q} = \sqrt{\left(\frac{\delta M_{d,\text{Sb}}}{A u + M_{d,\text{Sb}} - m_e}\right)^2 + \left(\frac{\delta m_e}{A u + M_{d,\text{Sb}} - m_e}\right)^2 + \left(\frac{\delta R}{R - 1}\right)^2}. \quad (8.14)$$

Obwohl der Massenexzess von Antimon nur auf einige keV genau bekannt ist ( $M_{d,\text{Sb}}/c^2 = -89224,8(2,1)$  keV [Wan12]), trägt dessen Fehler  $\delta M_{d,\text{Sb}}$  nur marginal zum Gesamtfehler des  $Q$ -Wertes bei. Die relativen Unsicherheiten des Massenexzesses (erster Term in Gl. (8.14)) und der Elektronenmasse (zweiter Term in Gl. (8.14)) liegen in der Größenordnung von  $10^{-8}$  bzw.  $10^{-14}$  und sind damit einige Größenordnungen kleiner, als die relative Unsicherheit des Frequenzverhältnisses  $\delta R/(R - 1) \approx 10^{-3}$ . Demnach können die beiden führenden Terme in Gl. (8.14) vernachlässigt werden und die Genauigkeit bei der Bestimmung der Massendifferenz resultiert aus dem Fehler des Frequenzverhältnisses  $\delta R$ , mit

$$\frac{\delta Q}{Q} = \frac{\delta R}{R - 1}. \quad (8.15)$$

Wie in Abb. 8.5 gezeigt ist, beträgt die gemessene Massendifferenz von  $^{123}\text{Te}$  und  $^{123}\text{Sb}$   $51,912(60_{\text{stat}})(30_{\text{syst}})$  keV. Mit

$$Q/c^2 = 51,912(67) \text{ keV} \quad (8.16)$$

(Fehlerwerte wurden quadratisch addiert) bestätigt der gemessene  $Q$ -Wert das Ergebnis aus [Wan12] (AME-Wert). Allerdings ist der im Rahmen dieser Arbeit ermittelte Wert mit einer relativen Unsicherheit von  $1,2 \cdot 10^{-3}$  ca. 40 mal genauer, als der AME-Wert (siehe Abb. 8.5) und stellt damit den genauesten Wert für die Massendifferenz der beiden Isobare dar.

## 8.2 Q-Wert in hochgeladenen Ionen

Der gemessene Q-Wert bestätigt den möglichen Zerfallskanal von Tellur zu Antimon durch Elektroneneinfang (engl.: K-electron capture) (siehe Abb. 1.2) der Form

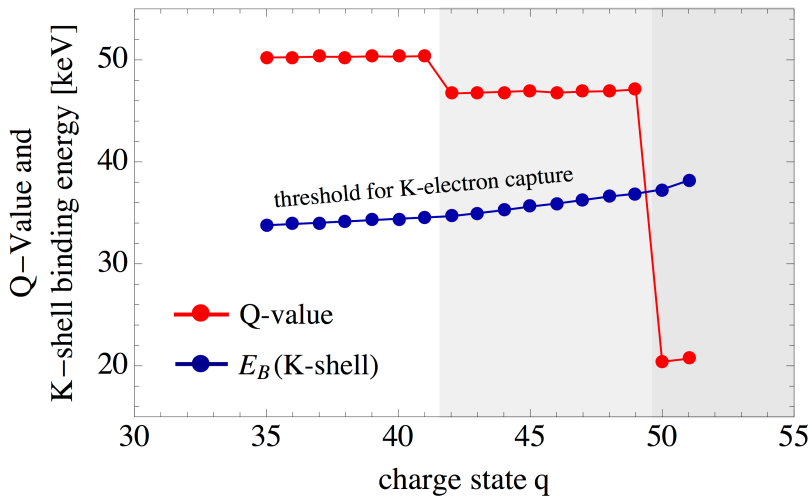


Mit 31,8 keV [Gmb08] ist die Bindungsenergie der 1s-Elektronen kleiner, als die Massendifferenz der beiden Isobare. Somit ist der Zerfall via Elektroneneinfang energetisch begünstigt und damit erlaubt. Die in [Gmb08] angegebenen Werte der Bindungsenergien (siehe Abb. 8.6) beruhen auf MCDF-Berechnungen (engl.: Multiconfigurational Dirac-Fock-calculations).

Ausgehend von der Massendifferenz der neutralen Atome lässt sich die Massendifferenz in hochgeladenen Ionen berechnen. Mit der Ionenmasse  $M_i^{q+} = M_i - q \cdot m_e + E_{b,i}^{\text{tot}} - E_{b,i}^{Z-q} + \epsilon_i^* + E_i^*$  ist der Q-Wert des  $q$ -ten Ladungszustandes gegeben durch [Fil16]

$$Q^{q+}/c^2 = Q^{\text{neut}}/c^2 + E_{b,\text{Te}}^{\text{tot}} - E_{b,\text{Sb}}^{\text{tot}} - E_{b,\text{Te}}^{52-q} + E_{b,\text{Sb}}^{51-q} + \epsilon_{\text{Te}}^* - \epsilon_{\text{Sb}}^* + E_{\text{Te}}^* - E_{\text{Sb}}^*, \quad (8.18)$$

wobei  $E_i^*$  die Energie des angeregten Kernzustandes,  $E_{b,i}^{\text{tot}}$  die gesamte Bindungsenergie aller Elektronen im neutralen Atom,  $E_{b,i}^{Z-q}$  die Bindungsenergie der verbleibenden Elektronen in  $X^{q+}$  und  $\epsilon_i^*$  die Energie angeregter atomarer Zustände bezeichnet. Unter Vernachlässigung angeregter atomarer Zustände, sind die Ergebnisse der Q-Werte für unterschiedliche Ladungszustände in Abb. 8.6 dargestellt und direkt mit der Bindungsenergie der 1s-Elektronen (K-Schale) verglichen. Wie ausführlich in [Fil16] gezeigt ist, konnte anhand der hier gezeigten Messungen der Zerfallskanal durch Elektroneneinfang nur für wasserstoffähnliches Tellur ( $^{123}\text{Te}^{51+}$ ) und heliumähnliches Tellur ( $^{123}\text{Te}^{50+}$ ) ausgeschlossen werden. Für alle anderen (Ladungs-)Zustände stellt der Elektroneneinfang aus der K-Schale den maßgeblichen Zerfallskanal zur Umwandlung von Tellur zu Antimon dar.



**Abbildung 8.6:** Massendifferenz (Q-Wert) und 1s-Bindungsenergie (K-Schale) von  $^{123}\text{Te}^{q+}$  und  $^{123}\text{Sb}^{q+}$ . Die Unsicherheiten sind kleiner als die Größe der Datenpunkte. Die jeweiligen Bindungsenergien zur Berechnung der Q-Werte sind [Joh85, Rod04, Art05] entnommen.



### 8.3 Zerfallsdauer von $^{123}\text{Te}$ unter astrophysikalischen Bedingungen

Basierend auf der gemessenen Massendifferenz von  $^{123}\text{Te}$  und  $^{123}\text{Sb}$  wurden Berechnungen zur Zerfallsdauer des ersten angeregten Zustandes in  $^{123}\text{Te}$  ( $E_{\text{Te}}^* = 159 \text{ keV}$ ) durchgeführt [Fil16] und die Nukleosynthese von Elementen in der Region um  $120 \leq A \leq 124$  genauer untersucht [Tak16]. Die Ergebnisse betreffend des Tellur Isotops  $A = 123$  seien an dieser Stelle kurz zusammengefasst. Wie in der Einleitung erörtert (siehe Kap. 1), beträgt die erwartete Halbwertszeit des ersten angeregten Zustandes in  $^{123}\text{Te}$  unter terrestrischen Bedingungen mehr als  $10^{17}$  Jahre [Ben13]. Demnach ist die Zerfallsdauer größer als das Alter des Universums von  $1,38 \cdot 10^{10}$  Jahren. Bezogen auf diese Zeitskala gilt das Tellur-Isotop  $^{123}\text{Te}$  als stabil.

Unter bestimmten astrophysikalischen Bedingungen (hohe Temperaturen von  $T = 1 \cdot 10^8 - 5 \cdot 10^8 \text{ K}$  und Dichten von  $\rho \approx 10^4 \text{ g/cm}^{-3}$ ), wie sie z. B. in massiven Sternen vorkommen, kann die Halbwertszeit signifikant abnehmen. Gemäß des in [Tak83] und [Tak87] beschriebenen Formalismus zur Berechnung der Eigenschaften des  $\beta$ -Zerfalls hochgeladener Ionen unter stellaren Bedingungen, kommt es, durch die unter extremen Bedingungen vorherrschende hohe Elektronendichte und die Präsenz benachbarter (hochgeladenen) Ionen, zu einer Modifizierung des Kernpotential und somit der Elektronenhülle. Diese Auswirkungen führen im Mittel zu einer Störung der internen Zustände, welche nach [Tak83] durch eine Absenkung des Kontinuums (Ionisationspotentials) beschrieben werden können. Dies hat zur Folge, dass durch die Wechselwirkung mit der ionisierten Umgebung, der nach Gl. (8.18) gegebene  $Q$ -Wert modifiziert ist und die Zerfallsrate um einen entsprechenden Faktor korrigiert werden muss. Wie ausführlich in [Fil16] und [Tak16] gezeigt wird, kann dies im Falle von  $^{123}\text{Te}$  soweit führen, dass die entsprechende Halbwertszeit um bis zu vierzehn Größenordnungen auf ca.  $10^3$  Jahre für  $T \approx 3 \cdot 10^8 \text{ K}$  und  $\rho \approx 4 \cdot 10^4 \text{ g/cm}^{-3}$  herabgesenkt ist. Desweiteren führt der unter diesen Bedingungen begünstigte Einfang freier Elektronen zu einer zusätzlichen Reduktion der Halbwertszeit. Damit ist die Halbwertszeit deutlich geringer als die typische Lebensdauer massiver Sterne ( $\approx 10^6$  Jahre), wodurch es während der Entwicklungsphase in massiven Sternen zu einem konkurrierenden Prozess bei der Nukleosynthese (s-Prozess) von  $^{123}\text{Te}$  kommen kann. Deshalb kann in Abhängigkeit von den jeweiligen stellaren Bedingungen  $^{123}\text{Te}$  als instabil angesehen werden, was eine Verschiebung der Isotopenhäufigkeit von Tellur bedingt. Die im Rahmen dieser Arbeit gemessene Massendifferenz von  $^{123}\text{Te}$  und  $^{123}\text{Sb}$  hat somit detaillierte Analysen zu den Zerfallseigenschaften schwerer Isotope in der Region um  $120 \leq A \leq 124$  ermöglicht und trägt zu einem besseren Verständnis der Entstehung schwerer Elementen in massiven Sternen bei.



## Kapitel 9

# Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Dissertation wurde erstmals im Rahmen des SpecTrap-Experiments die Erzeugung von mesoskopischen Coulomb-Kristallen zum sympathetischen Kühlen hochgeladener Ionen untersucht und die Dynamik dieser Systeme studiert. Dies umfasst die Präparation mehrkomponentiger Ionenkristalle sowie den Nachweis von hochgeladenen Ionen. Die Studien stellen einen wichtigen Schritt auf dem Weg zur hochpräzisen Laserspektroskopie von exotischen Systemen wie  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  dar. In einem zweiten Projekt wurde am SHIPTRAP Penningfallen-Massenspektrometer die Massendifferenz des Massendubletts  $^{123}\text{Te}$  und  $^{123}\text{Sb}$  mit Hilfe der erst kürzlich entwickelten Technik zur phasensensitiven Messung der Zyklotronfrequenz erstmalig direkt bestimmt. Der gemessene Wert ist mit  $Q/c^2 = 51,912(67)$  keV ca. 40 mal genauer als der bisher auf Basis von verfügbaren Daten aus  $(n,\gamma)$ -Reaktionen ermittelte AME-Wert. Das Ergebnis bietet tiefgreifende Erkenntnisse über die Lebensdauer des Isotops  $^{123}\text{Te}$  unter verschiedenen astrophysikalischen Bedingungen und ermöglicht somit Prognosen zur Isotopenhäufigkeit der *s-only* Nuklide  $^{122-124}\text{Te}$  während der Evolutionsphase von massiven Sternen.

Der technische Teil der Arbeit wurde am SpecTrap-Experiment umgesetzt und beinhaltete u. a. die Neukonzeption sowie die Implementierung eines LabVIEW-basierten Kontrollsystems. Das System ist auf einer NI PXI-Plattform umgesetzt worden und ermöglicht die präzise Ansteuerung der Messabläufe einschließlich der Schritte zur Präparation eines kalten Ionenensembles und dessen Manipulation. Ein weiterer Schwerpunkt lag auf der Charakterisierung und dem Test eines neuartigen, rauscharmen Teilchendetektors. Basierend auf der nicht-resonanten Verstärkung von induzierten Ladungssignalen, dient der Detektor dem Nachweis von Ionenpaketen beim Durchflug durch eine Pick-up-Elektrode. Er ermöglicht eine Reihe von Anwendungen in Ionenfallen-Experimenten, Niederenergie-Strahlröhren oder Transferstrahlröhren in großen Beschleunigereinrichtungen. Selbst bei Raumtemperatur weist der Detektor eine hohe Nachweisempfindlichkeit auf. Die entsprechende spektrale Rauschamplitude konnte zu  $2,7 \text{ mV}_{\text{rms}}$  bestimmt werden. Durch das niedrige Rauschniveau des Detektors konnte der Nachweis von Ionenpaketen mit einer minimalen Ladungsanzahl von 3000 Elementarladungen pro Ionenpaket demonstriert werden. Vielmehr wurde durch den Einsatz bei kryogenen Temperaturen gezeigt, dass es zukünftig möglich sein wird, schwere, hochgeladene Ionen ( $q > 80e$ ) mit einer Empfindlichkeit von einigen zehn Ionen pro Paket nachzuweisen. Zudem ist die Anwendbarkeit des Detektors als Zeitgeberschaltung diskutiert. Weiterhin konnte das zum Laserkühlen der  $\text{Mg}^+$ -Ionen verwendete Lasersystem gezielt verbessert werden. Dies umfasste den Einbau eines neuen Seed-Lasers, die direkte Stabilisation der Fundamentalen auf ein hochpräzises Wellenlängenmessgerät und die Im-

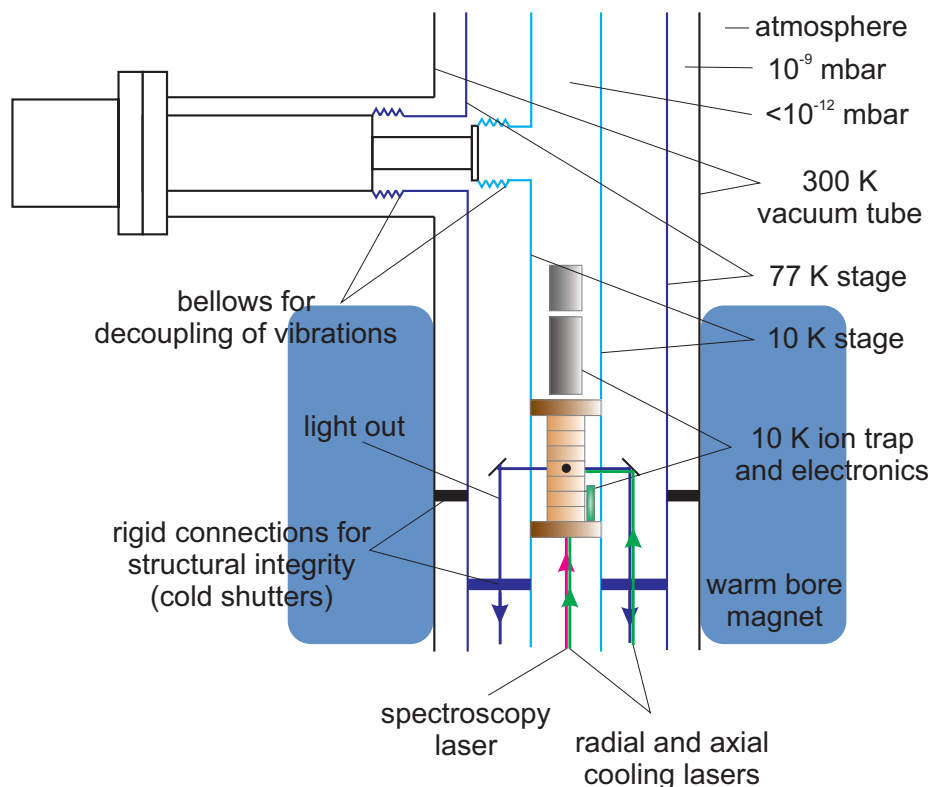
plementierung einer Strahllagestabilisierung. Insgesamt konnte eine Ausgangsleistung der vierten Harmonischen bei 280 nm von mehreren zehn mW erreicht werden. Um den Einfluss externer Schwankungen auf die Frequenzstabilität des Faserlasers zu untersuchen, wurde eine Linienbreitenmessung vorgenommen. Die im Rahmen der Messgenauigkeit des Wellenlängenmessgerätes gemessene Linienbreite beträgt ca. 1 MHz bei 280 nm. Der experimentelle Umgang mit dem neuen System hat gezeigt, dass das Lasersystem über mehrere Stunden die gewünschten Vorgaben erfüllt und einen zuverlässigen Teil des Experimentes darstellt.

Aus wissenschaftlicher Sicht wurden systematische Untersuchungen zur Erzeugung mesoskopischer Coulomb-Kristalle aus  $\text{Mg}^+$ -Ionen durchgeführt. Um die zeitliche Entwicklung des Fluoreszenzsignals während des Kühlprozesses beschreiben zu können, ist in dieser Arbeit ein semiklassisches (Kühl-)Modell vorgestellt. Ausgehend von den numerischen Lösungen zur Beschreibung der Dynamik der Photonenstreurrate ist ein direkter Vergleich mit den experimentellen Beobachtungen gegeben. Die Ergebnisse haben gezeigt, dass die Modellvorhersagen den experimentellen Verlauf recht gut wiedergeben. Experimentelle Untersuchungen an Viel-Teilchen-Systemen haben gezeigt, dass das Auftreten eines lokalen Fluoreszenzmaximums während der Kühlphase nicht zwangsläufig mit dem Auftreten von geordneten Ionenstrukturen korreliert und weder eine hinreichende noch notwendige Bedingung für einen Phasenübergang darstellt. Die Kombination von Puffergas- und Laserkühlen stellte sich als besonders effektiver Mechanismus zur Reduktion der kinetischen Ionenenergie heraus. Es konnte gezeigt werden, dass auf einer Zeitskala von einigen Sekunden die Ionenenergie, um mehr als acht Größenordnungen von einigen hundert eV auf weniger als  $10^{-6}$  eV, reduziert werden konnte. Die Beschreibung der bei diesen Temperaturen erzeugten planaren Kristallstrukturen stimmen mit den theoretischen Vorhersagen des Schalenmodells überein. Die Ergebnisse haben gezeigt, dass für radial schwach gebundene Ionenplasma das Ausbilden von planaren Gitterstrukturen energetisch günstig ist. Weiterhin sind erste Ergebnisse zum sympathetischen Kühlen gezeigt und die Lebensdauer von  $\text{Ar}^{3+}$ -Ionen bei unterschiedlichen Bedingungen untersucht worden. Die Ergebnisse legen nahe, dass die Lebensdauer hochgeladener Ionen um ca. drei Größenordnungen zunimmt, wenn die Ionenenergie um mehr als sieben Größenordnungen reduziert werden kann. Damit stimmen die Beobachtungen relativ gut mit den theoretischen Prognosen überein.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde direkte Massenspektrometrie an  $^{123}\text{Te}$  und  $^{123}\text{Sb}$  mit Hilfe der erst kürzlich entwickelten Technik zur phasensensitiven Messung der Zyklotronfrequenz eines Ions (PI-ICR) durchgeführt. Die Messungen wurden im Rahmen des SHIPTRAP-Experimentes durchgeführt und stellen die erste direkte Messung der Massendifferenz dieses Massendoublets dar. Motiviert wurden die Messungen durch die theoretische Astrophysik, da detaillierte Prognosen über die Zerfalleigenschaften von  $^{123}\text{Te}$  unter stellaren Bedingungen erst durch eine genaue Kenntnis der Massendifferenz dieser beiden Isobaren möglich ist. Insgesamt wurden die Datensätze aus fünf vierstündigen Messperioden ausgewertet und statistisch gemittelt. Das Frequenzverhältnis  $R = \nu_{c,\text{Sb}}/\nu_{c,\text{Te}}$  konnte mit einer relativen Genauigkeit von  $6 \cdot 10^{-10}$  zu  $R = 1,00000045344(58)$  bestimmt werden. Dies entspricht einer Massendifferenz (Q-Wert) von  $51,912(67)$  keV/ $c^2$ . Der gemessene Massenunterschied zwischen  $^{123}\text{Te}$  und  $^{123}\text{Sb}$  stimmt mit dem AME-Wert überein, ist aber um einen Faktor 40 genauer. In diesem Zusammenhang wurde der Einfluss der Massendifferenz auf die Zerfalleigenschaften von  $^{123}\text{Te}$  in exotischen Systemen, d. h. hochgeladenen Tellur-Ionen, untersucht. Zudem hat das Ergebnis neue Einblicke in die Abbauprozesse von  $^{123}\text{Te}$  während der Nukleosynthese durch den s-Prozess in massiven Sternen ermöglicht [Fil16, Tak16]. Unter bestimmten astrophysikalischen Bedingungen (hohe Temperaturen

von  $T = 1 \cdot 10^8 - 5 \cdot 10^8$  K und Dichten von  $\rho \approx 10^4$  g/cm<sup>-3</sup>) ist die effektive Lebensdauer des ersten angeregten Zustandes in Tellur deutlich reduziert im Vergleich zur Lebensdauer unter terrestrischen Bedingungen ( $> 10^{17}$  Jahre). Deshalb kann, in Abhängigkeit von den jeweiligen stellaren Bedingungen, <sup>123</sup>Te als instabil angesehen werden. Die Messung des Q-Wertes von <sup>123</sup>Te und <sup>123</sup>Sb bietet demnach neue Erkenntnisse im Verständnis zur Bildung schwerer Elemente in der fortschreitenden Entwicklungsphase von massiven Sternen.

Aufgrund der limitierenden Vakuumbedingungen ist gegenwärtig mit der SpecTrap-Apparatur das Erreichen aktueller Ziele des Forschungsvorhabens zur Untersuchung von Systemen aus hochgeladenen Ionen nur begrenzt und unter erschwerten Bedingungen möglich. Daher ist der Aufbau eines neuen Magnetsystems geplant. Das Design des neuen Magneten ist dabei so ausgelegt, dass eine zeitnahe Inbetriebnahme der SpecTrap-Anlage in Verbindung mit der Ionenquelle HITRAP erfolgen kann. Ein mögliches Konzept der neuen Anlage ist in Abb. 9.1 dargestellt. Wesentlicher Unterschied in der Auslegung des Designs stellt der supraleitende Magnet mit warmer Bohrung dar, in dem die Penningfalle samt Kryoelektronik eingebettet ist. Eine Neukonzeption des Fallensystems ist Teil gegenwärtiger Überlegungen. Bei dem gezeigten Entwurf erfolgt die Kühlung der Ionenfalle inklusive Fallenelek-



**Abbildung 9.1:** Schematische Zeichnung eines Entwurfs des neuen Magnetsystems. Abstände sind nicht maßstabsgetreu.

tronik auf kryogene Temperaturen (4 K-10 K) über einen doppelstufigen Pulsröhrenkühler (engl.: pulse tube cryocooler). In Verbindung mit dem Wegfallen der radialen Bohrungen im Magnetsystem werden durch den Gebrauch des Pulsröhrenkühlers Betriebskosten gespart. Dies ermöglicht zukünftig einen kontinuierlichen Betrieb der Anlage. Insgesamt

wird durch den Einsatz geeigneter differenzieller Pumpstufen und Kälteventile ein Restgasdruck von  $\ll 10^{-12}$  mbar in der Fallenregion angestrebt. Die Ein- und Auskopplung der Laserstrahlen sowie des Fluoreszenzlichtes sind entlang der axialen Bohrung des Magneten vorgesehen. Die Neuerungen stellen ein umfassendes Upgrade der SpecTrap-Anlage dar und sollen die laserspektroskopischen Untersuchungen an hochgeladenen Ionen vorantreiben. Erste charakterisierende Messungen des neuen Systems sind für Mitte 2018 geplant. In diesem Zusammenhang soll ein neuer optischer Detektor [Jöh12] im sichtbaren und im infraroten Wellenlängenbereich getestet werden. Anschließend soll die Spektroskopie an einer Vielzahl von mittelschweren, hochgeladenen Ionen (u. a.  $\text{Ar}^{13+}$  oder  $\text{Ca}^{14+}$ ) erfolgen. Im Vordergrund stehen hierbei vor allem isoelektronische Sequenzen, wie z. B. borähnliche Systeme [Art13]. In diesen Systemen soll der  $2p_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$ -Übergang spektroskopisch untersucht werden, um ein einheitliches Bild über die Vorhersagen der BS-QED im Bereich dieser mittelschweren, hochgeladenen Ionen zu erlangen.

Parallel zum Umbau des SpecTrap-Experiments wird im Rahmen des HITRAP-Projekts an der Umgestaltung der HITRAP-Kühlerfalle [And15a] gearbeitet. Der aktuelle Aufbau der Penningfalle stellt das begrenzende Element bei der finalen Inbetriebnahme der HITRAP-Anlage dar. Sobald die HITRAP-Anlage vollständig einsatzfähig ist, sollen vorrangig spektroskopische Untersuchungen an schweren, hochgeladenen Bismut-Ionen erfolgen. Genaue Messungen der Übergangswellenlängen der Hyperfeinstruktur-Aufspaltung des Grundzustandes dieser beiden Isotope  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  und  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  sollen neue Perspektiven zum Test der BS-QED in starken Feldern ermöglichen [Sha00].

Hinsichtlich des LIBELLE-Experiments zur präzisen Laserspektroskopie hochgeladener Ionen an relativistischen Ionenstrahlen sind neue Ergebnisse zur Bestimmung der spezifischen Energiedifferenz  $\Delta'E$  bis zum Ende dieses Jahres zu erwarten. Ein komplementärer Ansatz um detaillierte Informationen über die QED-Beiträge zur Hyperfeinstruktur-Aufspaltung aus den experimentellen Daten zu extrahieren, ist in [Kar15] vorgeschlagen. Dieser basiert auf der Berücksichtigung des Bohr-Weisskopf-Effekts und erlaubt eine vom Kernmodell unabhängige Behandlung der Hyperfeinstruktur-Aufspaltung. Um eine präzise Vorhersage zur BS-QED zu ermöglichen, werden allerdings weitere experimentelle Daten benötigt, um ein einheitliches Bild von den Kernbeiträgen zur Hyperfeinstruktur-Aufspaltung zu erlangen. Insbesondere im Falle von magnetischen Anomalien in atomaren Systemen [Gal07] wird nach zusätzlichen spektroskopischen Daten einer Isotopenreihe verlangt. Dahingehend gibt es in unserer Arbeitsgruppe im Rahmen des LIBELLE-Experiments Bestrebungen, in naher Zukunft Studien zur Hyperfeinstruktur-Aufspaltung in wasserstoffähnlichem- und lithiumähnlichem-Bismut am Isotop  $^{207}\text{Bi}$  am Experimentierspeicherring ESR oder am CRYRING [Stö14] durchzuführen.

Um weiterführende Prognosen zur Lage und Ausdehnung der *Insel der Stabilität* zu ermöglichen, soll an der Präzisionswaage SHIPTRAP die Vermessung superschwerer Elemente vorangetrieben werden. Zur Verbesserung der Ionenausbeute nach dem Geschwindigkeitsfilter SHIP, wurde im vergangenen Jahr eine neue kryogene Gaszelle in Betrieb genommen und eine grundlegende Umstrukturierung der SHIPTRAP-Anlage vorgenommen [Kal16]. Die Bemühungen sollen erste direkte Massenmessungen von Rutherfordium ( $Z=104$ ) erlauben und somit die vergangenen Studien zu den Transuranen Nobelium ( $Z=102$ ) und Lawrencium ( $Z=103$ ) komplementieren. Die Untersuchungen der Stärke der Schaleneffekte in Rutherfordium sollen es ermöglichen, theoretische Modelle zur Beschreibung der Kerneigenschaften superschwerer Elemente zu testen und weitere Perspektiven zur Entdeckung neuer Elemente [Khu14] auf dem Weg zur *Insel der Stabilität* liefern.

## Anhang A

# Theoretische Beschreibung der axialen Verschiebung

Die axiale Verschiebung der Ionen relativ zum Fallenmittelpunkt lässt sich wie folgt herleiten: mit  $\Delta U_e \neq 0$  ist nach Gl. (3.3) das Fallenpotential gegeben durch

$$\begin{aligned}\phi(0,z) &= C_1 \left( \frac{z - z_{z=0}}{d} \right) + C_2 \left( \frac{z - z_{z=0}}{d} \right)^2 + \dots \\ &= C_1^e (U_{e,2} - U_{e,1}) \left( \frac{z - z_{z=0}}{d} \right) + \sum_j C_j \left( \frac{z - z_{z=0}}{d} \right)^j \\ &= C_1^e \Delta U_e \left( \frac{z - z_{z=0}}{d} \right) + \sum_j C_j \left( \frac{z - z_{z=0}}{d} \right)^j, \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

wobei  $j$  nur gerade Werte annehmen kann und  $C_1^{e,2} = C_1^{e,1} = C_1^e$  aus Symmetriegründen gesetzt wurde. Wie in Tab. 3.6 gezeigt ist, ist die Annahme von symmetrischen  $C_j$ -Koeffizienten nicht zwingend gerechtfertigt. Dennoch ist diese Annahme für die weiteren Betrachtungen hinreichend genau. Durch die Berechnung des Minimums des Fallenpotentials aus Gl. (A.1)

$$\frac{\partial \phi(0,z)}{\partial z} \stackrel{!}{=} 0 = C_1^e \Delta U_e \frac{1}{d} + \sum_j j C_j \left( \frac{\Delta z}{d} \right)^{j-1} \quad (\text{A.2})$$

lässt sich die axiale Verschiebung relativ zum Fallenzentrum bestimmen. Analog zu [Gab84] ist unter Vernachlässigung von höheren Termen in der Potentialentwicklung ( $j \geq 4$ ) die axiale Verschiebung gegeben durch

$$\Delta z = \frac{1}{2} \frac{C_1^e}{2C_2^i} \frac{d^2}{d} \frac{\Delta U_e}{U_{0,i}}, \quad (\text{A.3})$$

wobei  $U_{0,i}$  der Mittelwert der Fallenspannung zweier Elektrodenpaare (z. B. der Endkappelelektroden) ist.

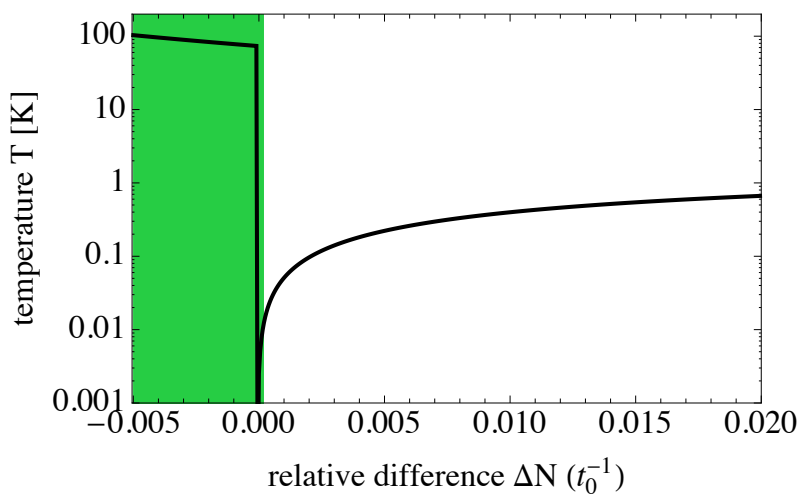




## Anhang B

# Bestimmung der Energie aus der Photonenstreurate

In Kap. 5.3 wurde die Bestimmung der Energie aus der Photonenstreurate anhand eines zeitlichen Verlaufs der Photonenstreurate während dem Kühlprozess diskutiert. Dazu wurde die momentane Energie der Ionen nach Gl. (5.3) aus der normierten Photonenstreurate berechnet. Allerdings gilt bei dieser Methode zu beachten, dass für große negative Abweichungen vom theoretischen Modellverlauf  $\Delta N$ , die Transferfunktion eine Unstetigkeit aufweist. Dies ist anschaulich in Abb. B.1 gezeigt. Für  $\Delta N > 0$  lässt sich die Iontemperatur anhand der Abweichung eindeutig zuordnen. Auf der anderen Seite ist dies für  $\Delta N < 0$  nur in einem kleinen Intervall möglich. Überschreitet die relative Abweichung einen kritischen Wert, so ist die beobachtete Streurate nur mit einer vergleichsweise hohen Iontemperatur verträglich. Da oftmals aus der Historie des Fluoreszenzverlaufs ein signifikanter Anstieg



**Abbildung B.1:** Relative Abweichung der gemessenen Streurate von der Modellvorhersage. Der Verlauf wurde exemplarisch für die in Abb. 5.8 gezeigten Daten ermittelt. Die dazugehörigen Parameter sind  $s = 0,38$ ,  $\gamma_z = 0,52 \text{ s}^{-1}$ ,  $E_1/k_B = 4 \text{ K}$ ,  $E_i = 400 \text{ eV}$  und  $\Delta = -2\pi \times 140 \text{ MHz}$ .

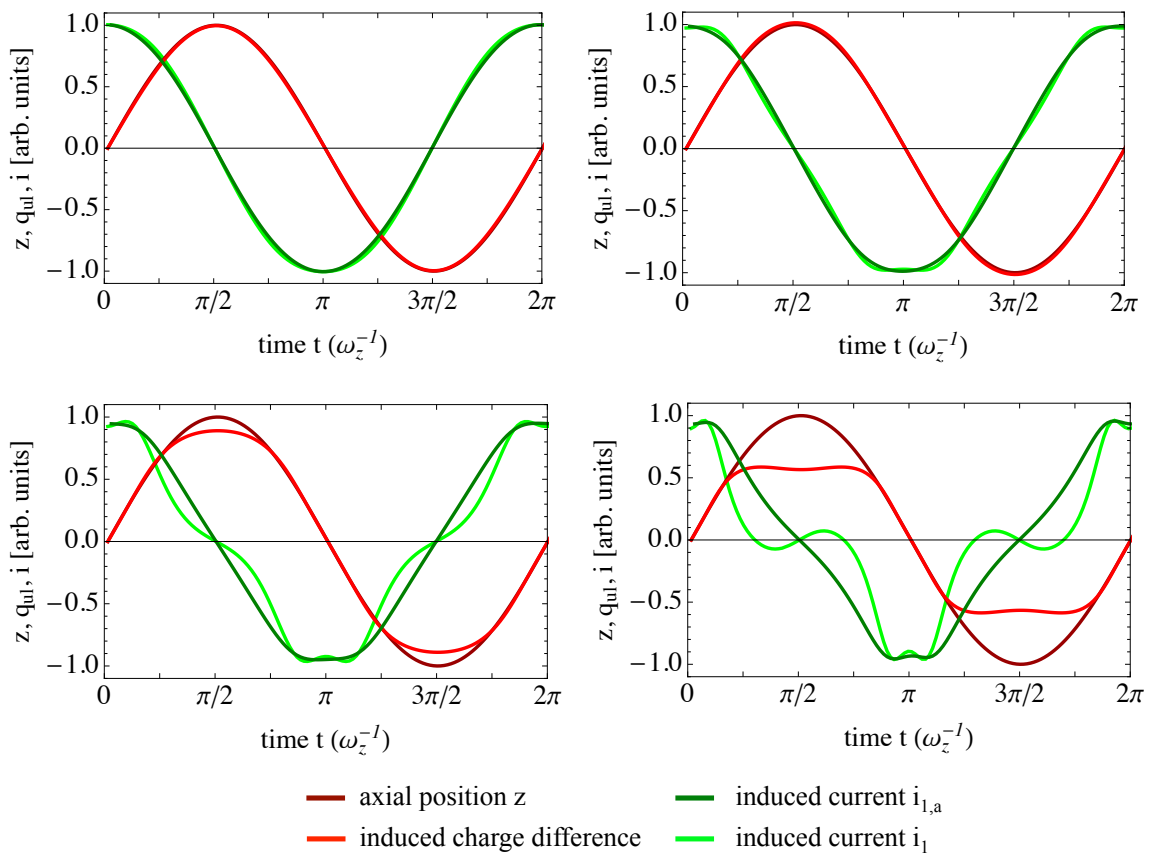
der Iontemperatur auszuschließen ist, sind in Abb. 5.8 alle Datenpunkte mit einer negati-

ven relativen Abweichung unterhalb der Unstetigkeit, als unphysikalisch angesehen worden. Diesen Messpunkten wurde eine Iontemperatur von 0 K zugeordnet.

## Anhang C

# Induzierte Ladungs- und Stromsignale

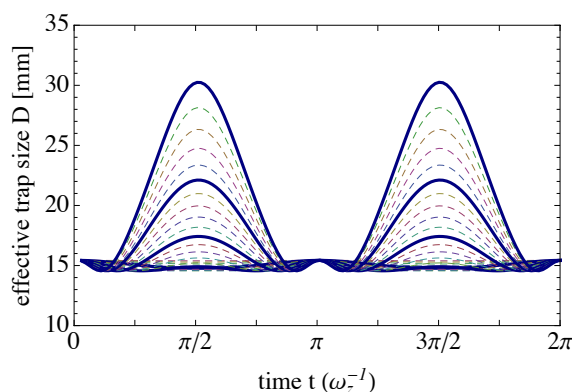
Mit den Gleichungen (4.3), (6.4) und (6.5) wurden in Abhängigkeit der axialen Position  $z(t)$  der Oszillationsbewegung  $\omega_z$  (hier in skalierten Einheiten von 0 bis  $2\pi$ ) die induzierten Ladungs- und Stromsignale berechnet. Die entsprechenden (normierten) Signalformen



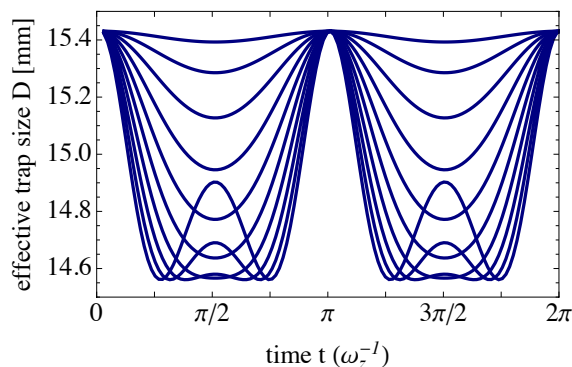
**Abbildung C.1:** Normierte Signalformen für die axiale Position eines Ions der Ladung  $q$ , die induzierte Ladungsdifferenz und den entsprechenden Strom. Die Amplituden der axialen Oszillationsbewegung sind  $z_a = 4$  mm, 9 mm, 14 mm und 23 mm. Die Signale wurden für die Parameter der SpecTrap Penningfalle berechnet.

sind für unterschiedliche Amplituden  $z_a$  in Abb. C.1 dargestellt. Die Signale beschreiben den Fall, bei dem beide Endkappenelektroden gegenüber einen reellen Widerstand miteinander verbunden sind. Als  $q_{ul}$  ist die induzierte Ladungsdifferenz zwischen der oberen und der unteren Endkappenelektrode bezeichnet. Dabei stellt  $i_{1,a}$  den induzierten Strom nach Gl. (6.5) dar, wobei nur der zweite Term berücksichtigt wurde. Wie zu erkennen ist, sind ab  $z_a \approx 10$  mm Nichtlinearitäten nicht mehr zu vernachlässigen und der induzierte Strom ist eine komplexe Funktion der axialen Position.

Die Transferfunktion  $G^{-1} = D$  zwischen der axialen Position und dem induzierten Strom ist für unterschiedliche Amplituden  $z_a$  in den Abb. C.2 und C.3 gezeigt.

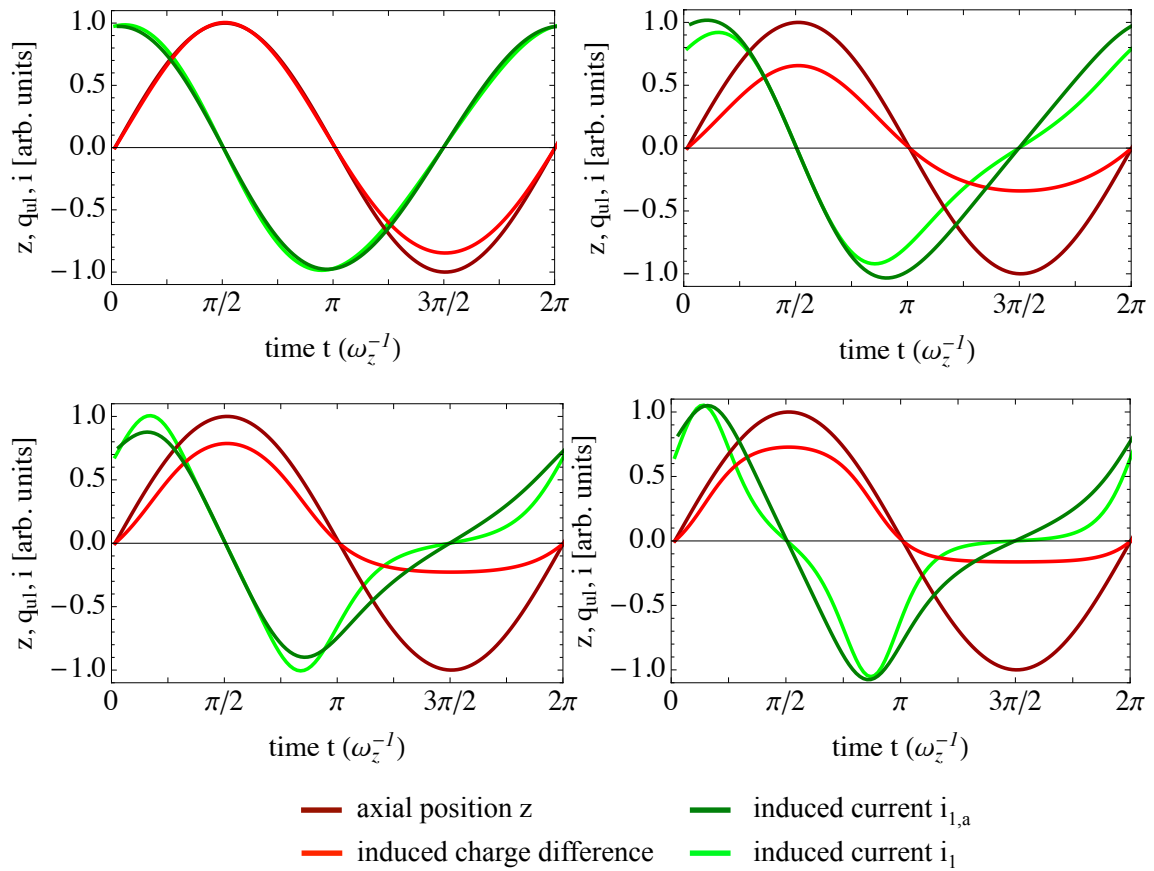


**Abbildung C.2:** Effektiver Elektrodenabstand  $D = G^{-1}$  für unterschiedliche Amplituden  $z_a = 1$  mm bis 25 mm. Die blauen Kurven sind den Amplituden  $z_a = i \cdot 5$  mm, mit  $i = 0, 1, 2, 3, 4$  zuzuordnen.

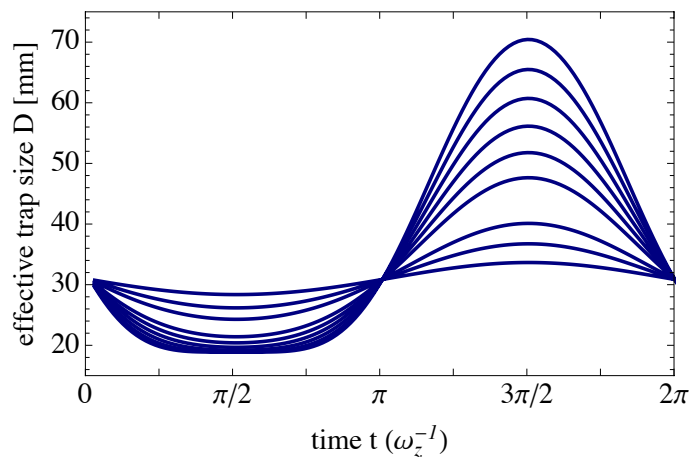


**Abbildung C.3:** Effektiver Elektrodenabstand  $D = G^{-1}$  für unterschiedliche Amplituden  $z_a = 1$  mm bis 10 mm.

Die entsprechenden Signale sind für den Fall, dass das Signal nur über eine Endkappe abgegriffen wird in den Abbildungen C.4 und C.5 gezeigt. Schon für kleine axiale Auslenkungen  $z = 1$  mm ist das induzierte Ladungssignal asymmetrisch zum Ursprung. Das Ladungssignal für  $z = 0$  mm (Offset) wurde dem induzierten Signal abgezogen.



**Abbildung C.4:** Normierte Signalformen für die axiale Position eines Ions der Ladung  $q$ , die induzierte Ladungsdifferenz und den entsprechenden Strom. Die Amplituden der axialen Oszillationsbewegung sind  $z_a = 1$  mm, 4 mm, 9 mm und 14 mm. Die Signale wurden für die Parameter der SpecTrap Penningfalle berechnet.



**Abbildung C.5:** Effektiver Elektrodenabstand  $D = G^{-1}$  für unterschiedliche Amplituden  $z_a = 1$  mm, bis 10 mm.



# Literaturverzeichnis

- [Aff15] M. Affolter, F. Anderegg, D.H.E. Dubin, und C.F. Driscoll, *Cyclotron mode frequencies and resonant absorption in multi-species ion plasmas*, Physics of Plasmas (1994-present) **22** (2015), no. 5, 055701.
- [Ald57] B.J. Alder und T.E. Wainwright, *Phase transition for a hard sphere system*, The Journal of chemical physics **27** (1957), no. 5, 1208.
- [ALP16] ALPHATRAP, <https://www.mpi-hd.mpg.de/blaum/gfactor/silicon/index.de.html>.
- [Amo12] C. Amole, M.D. Ashkezari, M. Baquero-Ruiz, W. Bertsche, P.D. Bowe, E. Butler, A. Capra, C.L. Cesar, M. Charlton, A. Deller, et al., *Resonant quantum transitions in trapped antihydrogen atoms*, Nature **483** (2012), no. 7390, 439–443.
- [And11] G.B. Andresen, M.D. Ashkezari, M. Baquero-Ruiz, W. Bertsche, P. Bowe, W. Butler, C.L. Cesar, S. Chapman, M. Charlton, A. Deller, et al., *Centrifugal separation and equilibration dynamics in an electron-antiproton plasma*, Physical Review Letters **106** (2011), no. 14, 145001.
- [And12a] Z. Andelkovic, *Setup of a Penning trap for precision laser spectroscopy at HITRAP - Trapping, cooling and electronic detection of externally produced ions*, Dissertation (2012).
- [And12b] O.V. Andreev, D.A. Glazov, A.V. Volotka, V.M. Shabaev, und G. Plunien, *Evaluation of the screened vacuum-polarization corrections to the hyperfine splitting of Li-like bismuth*, Physical Review A **85** (2012), no. 2, 022510.
- [And13] Z. Andelkovic, R. Cazan, W. Nörtershäuser, S. Bharadia, D.M. Segal, R.C. Thompson, R. Jöhren, J. Vollbrecht, V. Hannen, und M. Vogel, *Laser cooling of externally produced Mg ions in a Penning trap for sympathetic cooling of highly charged ions*, Physical Review A **87** (2013), no. 3, 033423.
- [And15a] Z. Andelkovic, G. Birkel, S. Fedotova, V. Hannen, F. Herfurth, K. König, N. Kotovskiy, B. Maaß, J. Vollbrecht, T. Murböck, et al., *Status of deceleration and laser spectroscopy of highly charged ions at HITRAP*, Hyperfine Interactions (2015), 1–8.
- [And15b] Z. Andelkovic, F. Herfurth, N. Kotovskiy, K. König, B. Maaß, T. Murböck, D. Neidherr, S. Schmidt, J. Steinmann, M. Vogel, und G. Vorobjev, *Beamline for low-energy transport of highly charged ions at HITRAP*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **795** (2015), 109–114.

- [Ans89] W. Ansbacher, Y. Li, und E.H. Pinnington, *Precision lifetime measurement for the 3p levels of Mg II using frequency-doubled laser radiation to excite a fast ion beam*, Physics Letters A **139** (1989), no. 3, 165–169.
- [Art05] A.N. Artemyev, V.M. Shabaev, V.A. Yerokhin, G. Plunien, und G. Soff, *QED calculation of the  $n=1$  and  $n=2$  energy levels in He-like ions*, Physical Review A **71** (2005), no. 6, 062104.
- [Art13] A.N. Artemyev, V.M. Shabaev, I.I. Tupitsyn, G. Plunien, A. Surzhykov, und S. Fritzsche, *Ab initio calculations of the  $2p_{3/2}$ - $2p_{1/2}$  fine-structure splitting in boronlike ions*, Physical Review A **88** (2013), no. 3, 032518.
- [Bec11] M. Beck, S. Coeck, V. Kozlov, M. Breitenfeldt, P. Delahaye, P. Friedag, F. Glück, M. Herbane, A. Herlert, I.S. Kraev, et al., *First detection and energy measurement of recoil ions following beta decay in a Penning trap with the WITCH experiment*, The European Physical Journal A **47** (2011), no. 3, 1–9.
- [Bei98] P. Beiersdorfer, AL Osterheld, JH Scofield, JR Crespo López-Urrutia, und K Widmann, *Measurement of QED and Hyperfine Splitting in the  $2s_{1/2}$ - $2p_{3/2}$  X-Ray Transition in Li-like  $^{209}\text{Bi}^{80+}$* , Physical Review Letters **80** (1998), no. 14, 3022.
- [Bei01] P. Beiersdorfer, S.B. Utter, K.L. Wong, J.R. Crespo López-Urrutia, J.A. Britten, H. Chen, C.L. Harris, R.S. Thoe, D.B. Thorn, E. Träbert, et al., *Hyperfine structure of hydrogenlike thallium isotopes*, Physical Review A **64** (2001), no. 3, 032506.
- [Bei05] P. Beiersdorfer, H. Chen, D.B. Thorn, und E. Träbert, *Measurement of the two-loop lamb shift in lithiumlike  $\text{U}^{89+}$* , Physical Review Letters **95** (2005), no. 23, 233003.
- [Bei10] P. Beiersdorfer, *Testing QED and atomic-nuclear interactions with high-Z ions*, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **43** (2010), no. 7, 074032.
- [Bei14] P. Beiersdorfer, E. Träbert, G.V. Brown, J. Clementson, D.B. Thorn, M.H. Chen, K.T. Cheng, und J. Sapirstein, *Hyperfine Splitting of the  $2s_{1/2}$  and  $2p_{1/2}$  Levels in Li- and Be-like Ions of  $^{141}_{59}\text{Pr}$* , Physical Review Letters **112** (2014), no. 23, 233003.
- [Ben13] C.L. Bennett, D. Larson, J.L. Weiland, N N. Jarosik, G Hinshaw, N Odegard, KM Smith, RS Hill, B Gold, M Halpern, et al., *Nine-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations: final maps and results*, The Astrophysical Journal Supplement Series **208** (2013), no. 2, 20.
- [Ber02] I. Bergström, C. Carlberg, T. Fritioff, G. Douysset, J. Schönfelder, und R R. Schuch, *SMILETRAP – Penning trap facility for precision mass measurements using highly charged ions*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **487** (2002), no. 3, 618–651.
- [Ber10] J.C. Berengut, V.A. Dzuba, und V.V. Flambaum, *Enhanced laboratory sensitivity to variation of the fine-structure constant using highly charged ions*, Physical Review Letters **105** (2010), no. 12, 120801.



- [Bey13] Axel Beyer, Ch G Parthey, Nikolai Kolachevsky, Janis Alnis, Ksenia Khabarova, Randolph Pohl, Elisabeth Peters, Dylan C Yost, Arthur Matveev, Katharina Predehl, et al., *Precision spectroscopy of atomic hydrogen*, Journal of Physics: Conference Series, vol. 467, IOP Publishing, 2013, p. 012003.
- [Bha11] S. Bharadia, *Towards Laser Spectroscopy of Highly Charged Ions: Dynamics of  $^{40}\text{Ca}^+$  Ions in a Penning Trap*, Dissertation (2011).
- [Bha12] S. Bharadia, M. Vogel, D.M. Segal, und R.C. Thompson, *Dynamics of laser-cooled  $\text{Ca}^+$  ions in a Penning trap with a rotating wall*, Applied Physics B **107** (2012), no. 4, 1105–1115.
- [Bie09] M.J. Biercuk, H. Uys, A.P. VanDevender, N. Shiga, W.M. Itano, und J.J. Bollinger, *Optimized dynamical decoupling in a model quantum memory*, Nature **458** (2009), no. 7241, 996–1000.
- [Bir32] R.T. Birge, *The calculation of errors by the method of least squares*, Physical Review **40** (1932), no. 2, 207.
- [Bir92] G. Birkl, S. Kassner, und H. Walther, *Multiple-shell structures of laser-cooled  $24\text{Mg}^+$  ions in a quadrupole storage ring*, Nature **357** (1992), no. 6376, 310–313.
- [Bir09] F. Biraben, *Spectroscopy of atomic hydrogen*, The European Physical Journal Special Topics **172** (2009), no. 1, 109–119.
- [Bla06] K. Blaum, *High-accuracy mass spectrometry with stored ions*, Physics Reports **425** (2006), no. 1, 1–78.
- [Bla08] K. Blaum und F. Herfurth, *Trapped charged particles and fundamental interactions*, vol. 749, Springer, 2008.
- [Bla10a] K. Blaum, S. George, und L. Schweikhard, *Atome auf die Waage gestellt-Präzisionsmassenmessungen an Radionukliden in der Penningfalle*, Jahrbuch der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften, MPG, 2010.
- [Bla10b] K. Blaum, Yu.N. Novikov, und G. Werth, *Penning traps as a versatile tool for precise experiments in fundamental physics*, Contemporary Physics **51** (2010), no. 2, 149–175.
- [Bla13] K. Blaum, J. Dilling, und W. Nörtershäuser, *Precision atomic physics techniques for nuclear physics with radioactive beams*, Physica Scripta **2013** (2013), no. T152, 014017.
- [Blo05] M. Block, D. Ackermann, D. Beck, K. Blaum, M. Breitenfeldt, A. Chaudhuri, A. Doemer, S. Eliseev, D. Habs, S. Heinz, et al., *The ion-trap facility SHIPTRAP*, The 4th International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses, Springer, 2005, pp. 49–50.
- [Blo07] M. Block, D. Ackermann, K. Blaum, A. Chaudhuri, Z. Di, S. Eliseev, R. Ferrer, D. Habs, F. Herfurth, F.P. Heßberger, et al., *Towards direct mass measurements of nobelium at SHIPTRAP*, The European Physical Journal D **45** (2007), no. 1, 39–45.

- [Blo10] M. Block, D. Ackermann, K. Blaum, Ch. Droese, M. Dworschak, S. Eliseev, T. Fleckenstein, E. Haettner, F. Herfurth, F.P. Heßberger, et al., *Direct mass measurements above uranium bridge the gap to the island of stability*, *Nature* **463** (2010), no. 7282, 785–788.
- [Blü89] R. Blümel, C. Kappler, W. Quint, und H. Walther, *Chaos and order of laser-cooled ions in a Paul trap*, *Physical Review A* **40** (1989), no. 2, 808.
- [Blu93] S.A. Blundell, P.J. Mohr, W.R. Johnson, und J.J. Sapiirstein, *Evaluation of two-photon exchange graphs for highly charged heliumlike ions*, *Physical Review A* **48** (1993), no. 4, 2615.
- [Boh50] A. Bohr und V.F. Weisskopf, *The influence of nuclear structure on the hyperfine structure of heavy elements*, *Physical Review* **77** (1950), no. 1, 94.
- [Boh15] J.G. Bohnet, B.C. Sawyer, J.W. Britton, M.L. Wall, A.M. Rey, M. Foss-Feig, und J.J. Bollinger, *Quantum spin dynamics and entanglement generation with hundreds of trapped ions*, arXiv preprint arXiv:1512.03756 (2015).
- [Boi98] R. F. Boivin und S. K. Srivastava, *Electron-impact ionization of Mg*, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **31** (1998), no. 10, 2381.
- [Bol93] J.J. Bollinger, D.J. Heinzen, F.L. Moore, W.M. Itano, D.J. Wineland, und D.H.E. Dubin, *Electrostatic modes of ion-trap plasmas*, *Physical Review A* **48** (1993), no. 1, 525.
- [Bol96] G. Bollen, St. Becker, H.-J. Kluge, M. König, R.B. Moore, Th. Otto, H. Raimbault-Hartmann, G. Savard, L. Schweikhard, H. Stolzenberg, et al., *ISOLTRAP: a tandem Penning trap system for accurate on-line mass determination of short-lived isotopes*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **368** (1996), no. 3, 675–697.
- [Bol00] J.J. Bollinger, T.B. Mitchell, X.-P. Huang, W.M. Itano, J.N. Tan, B.M. Jelenković, und D.J. Wineland, *Crystalline order in laser-cooled, non-neutral ion plasmas*, *Physics of Plasmas* (1994-present) **7** (2000), no. 1, 7–13.
- [Bri12] J.W. Britton, B.C. Sawyer, A.C. Keith, C.-C.J. Wang, J.K. Freericks, H. Uys, M.J. Biercuk, und J.J. Bollinger, *Engineered two-dimensional Ising interactions in a trapped-ion quantum simulator with hundreds of spins*, *Nature* **484** (2012), no. 7395, 489–492.
- [Bro86] L.S. Brown und G. Gabrielse, *Geonium theory: Physics of a single electron or ion in a Penning trap*, *Reviews of Modern Physics* **58** (1986), no. 1, 233.
- [Bro11] K.R. Brown, C. Ospelkaus, Y. Colombe, A.C. Wilson, D. Leibfried, und D.J. Wineland, *Coupled quantized mechanical oscillators*, *Nature* **471** (2011), no. 7337, 196–199.
- [Bur57] E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler, und F. Hoyle, *Synthesis of the elements in stars*, *Reviews of modern physics* **29** (1957), no. 4, 547.

- [Bus06] M. Bussmann, U. Schramm, D. Habs, V.S. Kolhinen, und J. Szerypo, *Stopping highly charged ions in a laser-cooled one component plasma of ions*, International Journal of Mass Spectrometry **251** (2006), no. 2, 179–189.
- [Bus07] M. Bussmann, U. Schramm, und D. Habs, *Preparing a laser cooled plasma for stopping highly charged ions*, The European Physical Journal D **45** (2007), no. 1, 129–132.
- [Can83] AM Cantu, M Mazzoni, und YN Joshi, *Rydberg Series in the Absorption Spectrum of Te I Limiting on  $5s^2 5p^3 4S^3/20$  Ionization Limit*, Physica scripta **27** (1983), no. 4, 261.
- [Caz12] R. M. Cazan, *Preparation of cold  $Mg^+$  ion clouds for sympathetic cooling of highly charged ions at SpecTrap*, Dissertation (2012).
- [Cha57] L.M. Chanin und M.A. Biondi, *Mobilities of mercury ions in helium, neon, and argon*, Physical Review **107** (1957), no. 5, 1219.
- [Cha07] A. Chaudhuri, M. Block, S. Eliseev, R. Ferrer, F. Herfurth, A. Martin, G. Marx, M. Mukherjee, C. Rauth, L. Schweikhard, und G. Vorobjev, *Carbon-cluster mass calibration at SHIPTRAP*, The European Physical Journal D **45** (2007), no. 1, 47–53.
- [Cra77] D.H. Crandall, M.L. Mallory, und D.C. Kocher, *Charge exchange between multicharged ions of C, N, and O and molecular hydrogen*, Physical Review A **15** (1977), no. 1, 61.
- [Cri15] S. Cristallo, O. Straniero, L. Piersanti, und D. Gobrecht, *Evolution, Nucleosynthesis, and Yields of AGB Stars at Different Metallicities. III. Intermediate-mass Models, Revised Low-mass Models, and the ph-FRUITY Interface*, The Astrophysical Journal Supplement Series **219** (2015), no. 2, 40.
- [Dav74a] R.C. Davidson, *Theory of nonneutral plasmas*, Research supported by the National Science Foundation and US Navy. Reading, Mass., vol. 43, 1974.
- [Dav74b] R.C. Davidson und C.D Striffler, *Self-consistent Vlasov equilibria for intense hollow relativistic electron beams*, Journal of Plasma Physics **12** (1974), no. 03, 353–364.
- [Dav91] R.C. Davidson, H.-W. Chai, C. Chen, und S. Lund, *Equilibrium and stability properties of intense non-neutral electron flow*, Reviews of modern physics **63** (1991), no. 2, 341.
- [Deh61] H.G. Dehmelt, , unpublished (1961).
- [Der12] A. Derevianko, V.A. Dzuba, und V.V. Flambaum, *Highly charged ions as a basis of optical atomic clockwork of exceptional accuracy*, Physical Review Letters **109** (2012), no. 18, 180801.
- [Die87] F. Diedrich, E. Peik, J.M. Chen, W. Quint, und H. Walther, *Observation of a phase transition of stored laser-cooled ions*, Physical Review Letters **59** (1987), no. 26, 2931.

- [Dil06] J. Dilling, R. Baartman, P. Bricault, M. Brodeur, L. Blomeley, F. Buchinger, J. Crawford, J.R. Crespo López-Urrutia, P. Delheij, M. Froese, et al., *Mass measurements on highly charged radioactive ions, a new approach to high precision with TITAN*, International Journal of Mass Spectrometry **251** (2006), no. 2, 198–203.
- [Don14] Q. Dong, Y.X. Liang, D. Ferry, A. Cavanna, U. Gennser, L. Couraud, und Y. Jin, *Ultra-low noise high electron mobility transistors for high-impedance and low-frequency deep cryogenic readout electronics*, Applied Physics Letters **105** (2014), no. 1, 013504.
- [Dre98] M. Drewsen, C. Brodersen, L. Hornekær, J.S. Hangst, und J.P. Schiffer, *Large ion crystals in a linear Paul trap*, Physical Review Letters **81** (1998), no. 14, 2878.
- [Dro11] Ch. Droese, M. Block, M. Dworschak, S. Eliseev, E. Minaya Ramirez, D.Nesterenko, und L. Schweikhard, *Investigation of the magnetic field fluctuation and implementation of a temperature and pressure stabilization at SHIPTRAP*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **632** (2011), no. 1, 157–163.
- [Dub88] D.H.E. Dubin und T.M. O’Neil, *Computer simulation of ion clouds in a Penning trap*, Physical Review Letters **60** (1988), no. 6, 511.
- [Dub89] D.H.E. Dubin, *Correlation energies of simple bounded Coulomb lattices*, Physical Review A **40** (1989), no. 2, 1140.
- [Dub96] D.H.E. Dubin und J.P. Schiffer, *Normal modes of cold confined one-component plasmas*, Physical Review E **53** (1996), no. 5, 5249.
- [Dub99] D.H.E. Dubin und T.M. O’Neil, *Trapped nonneutral plasmas, liquids, and crystals (the thermal equilibrium states)*, Reviews of Modern Physics **71** (1999), no. 1, 87.
- [Dub13] D.H.E. Dubin, *Structure of two-dimensional plasma crystals in anharmonic Penning traps*, Physical Review A **88** (2013), no. 1, 013403.
- [Egg87] D.L. Eggleston und J.H. Malmberg, *Observation of an induced-scattering instability driven by static field asymmetries in a pure electron plasma*, Physical Review Letters **59** (1987), no. 15, 1675.
- [Eij99] M.A. Van Eijkelenborg, M.E.M. Storkey, D.M. Segal, und R.C. Thompson, *Sympathetic cooling and detection of molecular ions in a Penning trap*, Physical Review A **60** (1999), no. 5, 3903.
- [Eli10] S. Eliseev, Ch. Böhm, D. Beck, K. Blaum, M. Breitenfeldt, V.N. Fedosseev, S. George, F. Herfurth, A. Herlert, H.-J. Kluge, et al., *Direct mass measurements of  $^{194}\text{Hg}$  and  $^{194}\text{Au}$ : A new route to the neutrino mass determination?*, Physics Letters B **693** (2010), no. 4, 426–429.
- [Eli11] S. Eliseev, Ch. Roux, K. Blaum, M. Block, Ch. Droese, F. Herfurth, H.-J. Kluge, M.I. Krivoruchenko, Yu. Novikov, E. Minaya Ramirez, et al., *Resonant Enhancement of Neutrinoless Double-Electron Capture in  $\text{Gd } 152$* , Physical Review Letters **106** (2011), no. 5, 052504.

- [Eli13] S. Eliseev, K. Blaum, M. Block, C. Droese, M. Goncharov, E.M. Ramirez, D.A. Nesterenko, Yu.N. Novikov, und L. Schweikhard, *Phase-imaging ion-cyclotron-resonance measurements for short-lived nuclides*, Physical Review Letters **110** (2013), no. 8, 082501.
- [Eli14] S. Eliseev, K. Blaum, M. Block, A. Dörr, Ch. Droese, T. Eronen, M. Goncharov, M. Höcker, J. Ketter, E.Minaya Ramirez, et al., *A phase-imaging technique for cyclotron-frequency measurements*, Applied Physics B **114** (2014), no. 1-2, 107–128.
- [Eli15] S. Eliseev, K. Blaum, M. Block, S. Chenmarev, H. Dorrer, Ch. E. Düllmann, C. Enss, P.E. Filianin, L. Gastaldo, M. Goncharov, et al., *Direct Measurement of the Mass Difference of Ho 163 and Dy 163 Solves the Q-Value Puzzle for the Neutrino Mass Determination*, Physical Review Letters **115** (2015), no. 6, 062501.
- [Faw75] B.C. Fawcett, *Wavelengths and classifications of emission lines due to  $2s^2 2p^n - 2s 2p^{n+1}$  and  $2s 2p^n - 2p^{n+1}$  transitions,  $Z \leq 28$* , Atomic Data and Nuclear Data Tables **16** (1975), no. 2, 135–164.
- [Feh05] M.A. Fehr, M. Rehkämper, A.N. Halliday, U. Wiechert, B. Hattendorf, D. Günther, S. Ono, und J.L. Eigenbrode and D. Rumble, *Tellurium isotopic composition of the early solar system. A search for effects resulting from stellar nucleosynthesis,  $^{126}\text{Sn}$  decay, and mass-independent fractionation*, Geochimica et cosmochimica acta **69** (2005), no. 21, 5099–5112.
- [Fen96] X. Feng, M. Charlton, M. Holzscheiter, R.A.Lewis, und Y. Yamazaki, *Tank circuit model applied to particles in a Penning trap*, Journal of applied physics **79** (1996), no. 1, 8–13.
- [Fey82] R.P. Feynman, *Simulating physics with computers*, International journal of theoretical physics **21** (1982), no. 6, 467–488.
- [Fil16] P. Filianin, S. Schmidt, K. Blaum, M. Block, S. Eliseev, F. Giacoppo, M. Goncharov, F. Lautenschlaeger, Yu. Novikov, und K. Takahashi, *The decay energy of the pure s-process nuclide  $^{123}\text{Te}$* , Physics Letters B (2016).
- [Gab84] G. Gabrielse und F.C. MacKintosh, *Cylindrical Penning traps with orthogonalized anharmonicity compensation*, International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes **57** (1984), no. 1, 1–17.
- [Gab89] G. Gabrielse, L. Haarsma, und S.L. Rolston, *Open-endcap Penning traps for high precision experiments*, International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes **88** (1989), no. 2, 319–332.
- [Gab10] G. Gabrielse, W.S. Kolthammer, R. McConnell, P. Richerme, J. Wrubel, R. Kalra, E. Novitski, D. Grzonka, W. Oelert, T. Seifick, et al., *Centrifugal separation of antiprotons and electrons*, Physical Review Letters **105** (2010), no. 21, 213002.
- [Gal07] A. Pérez Galván, Y. Zhao, L.A. Orozco, E. Gómez, A.D. Lange, F. Baumer, und G.D. Sprouse, *Comparison of hyperfine anomalies in the  $5S_{1/2}$  and  $6S_{1/2}$  levels of  $^{85}\text{Rb}$  and  $^{87}\text{Rb}$* , Physics Letters B **655** (2007), no. 3, 114–118.

- [Geo07] S. George, S. Baruah, B. Blank, K. Blaum, M. Breitenfeldt, U. Hager, F. Herfurth, A. Herlert, A. Kellerbauer, H.-J. Kluge, et al., *Ramsey method of separated oscillatory fields for high-precision Penning trap mass spectrometry*, Physical Review Letters **98** (2007), no. 16, 162501.
- [Geo11] S. George, K. Blaum, M. Block, M. Breitenfeldt, M. Dworschak, F. Herfurth, A. Herlert, M. Kowalska, M. Kretzschmar, E.M. Ramirez, et al., *Damping effects in Penning trap mass spectrometry*, International Journal of Mass Spectrometry **299** (2011), no. 2, 102–112.
- [Gho] P.K. Ghosh, *Ion traps*, Clarendon Press, Oxford 1995.
- [Gmb08] DREEBIT GmbH, *Electron binding energies for all shells of all charge states for the elements H (Z=1) to Ba (Z=56)*, [http://www.dreebit.com/tl\\_files/dreebit\\_metro/images/dreebit/downloads/tutorial\\_electron\\_binding\\_energies.pdf](http://www.dreebit.com/tl_files/dreebit_metro/images/dreebit/downloads/tutorial_electron_binding_energies.pdf) (2008).
- [Gol10] J. Goldman und G. Gabrielse, *Optimized planar Penning traps for quantum-information studies*, Physical Review A **81** (2010), no. 5, 052335.
- [Gon11] M. Goncharov, K. Blaum, M. Block, C. Droese, S. Eliseev, F. Herfurth, E. Minaya Ramirez, Yu.N. Novikov, L. Schweikhard, und K. Zuber, *Probing the nuclides  $^{102}\text{Pd}$ ,  $^{106}\text{Cd}$ , and  $^{144}\text{Sm}$  for resonant neutrinoless double-electron capture*, Physical Review C **84** (2011), no. 2, 028501.
- [Gon14] M. Goncharov, *High-precision Penning-trap mass spectrometry at SHIPTRAP and PENTATRAP for neutrino physics research*, Dissertation (2014).
- [Göt12] S. Götz, B. Höltkemeier, Ch.S. Hofmann, D. Litsch, B.D. DePaola, und M. Weidemüller, *Versatile cold atom target apparatus*, Review of Scientific Instruments **83** (2012), no. 7, 073112.
- [Gru01] L. Gruber, J.P. Holder, J. Steiger, B.R. Beck, H.E. DeWitt, J. Glassman, J.W. McDonald, D.A. Church, und D. Schneider, *Evidence for highly charged ion coulomb crystallization in multicomponent strongly coupled plasmas*, Physical Review Letters **86** (2001), no. 4, 636.
- [Gru05] L. Gruber, J.P. Holder, und D. Schneider, *Formation of strongly coupled plasmas from multicomponent ions in a penning trap*, Physica Scripta **71** (2005), no. 1, 60.
- [Gui14] N.D. Guise, J.N. Tan, S.M. Brewer, Ch.F. Fischer, und P. Jönsson, *Measurement of the  $\text{Kr XVIII } 3d^2 D_{5/2}$  lifetime at low energy in a unitary Penning trap*, Physical Review A **89** (2014), no. 4, 040502.
- [Gum05] A. Gumberidze, Th. Stöhlker, D. Banaś, K. Beckert, P. Beller, H.F. Beyer, F. Bosch, S. Hagmann, C. Kozhuharov, D. Liesen, et al., *Quantum electrodynamics in strong electric fields: the ground-state lamb shift in hydrogenlike uranium*, Physical Review Letters **94** (2005), no. 22, 223001.
- [Häf03] H. Häffner, T. Beier, S. Djekić, N. Hermanspahn, H.-J. Kluge, W. Quint, S. Stahl, J. Verdú, T. Valenzuela, und G. Werth, *Double Penning trap technique for precise*

- g* factor determinations in highly charged ions, The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics **22** (2003), no. 2, 163–182.
- [Han73] J.P. Hansen, *Statistical mechanics of dense ionized matter. I. Equilibrium properties of the classical one-component plasma*, Physical Review A **8** (1973), no. 6, 3096.
- [Hän80] T. W. Hänsch und B. Couillaud, *Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity*, Optics communications **35** (1980), no. 3, 441–444.
- [Han13] V. Hannen, D. Anielski, C. Geppert, R. Jöhren, T. Kühl, M Lochmann, R. López-Coto, W. Nörtershäuser, H.-W. Ortjohann, R. Sánchez, et al., *Detection system for forward emitted photons at the Experimental Storage Ring at GSI*, Journal of Instrumentation **8** (2013), no. 09, P09018.
- [Her06a] F. Herfurth, Th. Beier, L Dahl, S. Eliseev, S. Heinz, O. Kester, C. Kozhuharov, G. Maero, W. Quint, und the HITRAP collaboration, *Precision measurements with highly charged ions at rest: The HITRAP project at GSI*, International Journal of Mass Spectrometry **251** (2006), no. 2, 266–272.
- [Her06b] R-D Herzberg, PT Greenlees, PA Butler, GD Jones, M Venhart, IG Darby, S Eeckhauudt, K Eskola, T Grahn, C Gray-Jones, et al., *Nuclear isomers in superheavy elements as stepping stones towards the island of stability*, Nature **442** (2006), no. 7105, 896–899.
- [Hom09] J.P. Home, D. Hanneke, J.D. Jost, J.M. Amini, D. Leibfried, und D.J. Wineland, *Complete methods set for scalable ion trap quantum information processing*, Science **325** (2009), no. 5945, 1227–1230.
- [Hor02] L. Hornekær und M. Drewsen, *Formation process of large ion Coulomb crystals in linear Paul traps*, Physical Review A **66** (2002), no. 1, 013412.
- [Hor11] M. Hori, A. Sótér, D. Barna, A. Dax, R. Hayano, S. Friedreich, B. Juhász, T. Pask, E. Widmann, D. Horváth, et al., *Two-photon laser spectroscopy of antiprotonic helium and the antiproton-to-electron mass ratio*, Nature **475** (2011), no. 7357, 484–488.
- [Hor15] P. Horowitz und W. Hill, *The art of electronics*, vol. 3, Cambridge university press, 2015.
- [Hua97] X.-P. Huang, F. Anderegg, E.M. Hollmann, C.F. Driscoll, und T.M. O’Neil, *Steady-state confinement of non-neutral plasmas by rotating electric fields*, Physical Review Letters **78** (1997), no. 5, 875.
- [Hua98] X.-P. Huang, J.J. Bollinger, T.B. Mitchell, W.M. Itano, und D.H.E. Dubin, *Precise control of the global rotation of strongly coupled ion plasmas in a Penning trap*, Physics of Plasmas (1994-present) **5** (1998), no. 5, 1656–1663.
- [Hub04] J.D. Huba, *NRL: Plasma formulary*, Tech. report, DTIC Document, 2004.
- [Hub07] J. D. Huba, *NRL Plasma Formulary*, Beam Physics Branch, Plasma Physics Division, Naval Research Laboratory, Washington DC **20375** (2007).

- [Hul87] R.G. Hulet und D.J. Wineland, *Quantum jumps via spontaneous Raman scattering*, Physical Review A **36** (1987), no. 6, 2758.
- [Hul88] R.G. Hulet, D.J. Wineland, J.C. Bergquist, und W.M. Itano, *Precise test of quantum jump theory*, Physical Review A **37** (1988), no. 11, 4544.
- [Ich97] S. Ichimaru, *Nuclear ferromagnetism and crystallization in Coulombic systems*, Physics Letters A **235** (1997), no. 1, 83–88.
- [Ima96] H. Imajo, K. Hayasaka, R. Ohmukai, U. Tanaka, M. Watanabe, und S. Ura-be, *High-resolution ultraviolet spectra of sympathetically-laser-cooled Cd+ ions*, Physical Review A **53** (1996), no. 1, 122.
- [Ima97] H. Imajo, K. Hayasaka, R. Ohmukai, U. Tanaka, M. Watanabe, und S. Ura-be, *Spatial separation of ion clouds between sympathetically laser-cooled Cd+-ion isotopes in a Penning trap*, Physical Review A **55** (1997), no. 2, 1276.
- [Ita88] W.M. Itano, L.R. Brewer, D.J. Larson, und D.J. Wineland, *Perpendicular laser cooling of a rotating ion plasma in a Penning trap*, Physical Review A **38** (1988), no. 11, 5698.
- [Ita95] W.M. Itano, J.C. Bergquist, J.J. Bollinger, und D.J. Wineland, *Cooling methods in ion traps*, Physica Scripta **1995** (1995), no. T59, 106.
- [Jel03] B.M. Jelenković, A.S. Newbury, J.J. Bollinger, W.M. Itano, und T.B. Mitchell, *Sympathetically cooled and compressed positron plasma*, Physical Review A **67** (2003), no. 6, 063406.
- [Jen04] M.J. Jensen, T. Hasegawa, und J.J. Bollinger, *Temperature and heating rate of ion crystals in Penning traps*, Physical Review A **70** (2004), no. 3, 033401.
- [Jen05] M.J. Jensen, T. Hasegawa, J.J. Bollinger, und D.H.E. Dubin, *Rapid heating of a strongly coupled plasma near the solid-liquid phase transition*, Physical Review Letters **94** (2005), no. 2, 025001.
- [Joh85] W.R. Johnson und G. Soff, *The lamb shift in hydrogen-like atoms,  $1 \ll Z \ll 110$* , Atomic Data and Nuclear Data Tables **33** (1985), no. 3, 405–446.
- [Jöh12] R. Jöhren, R. Berendes, W. Buglak, D. Hampf, V. Hannen, J. Mader, W. Nörtershäuser, R. Sánchez, und C. Weinheimer, *APDs as single-photon detectors for visible and near-infrared wavelengths down to Hz rates*, Journal of Instrumentation **7** (2012), no. 02, P02015.
- [Jr47] W.E. Lamb Jr und R.C. Retherford, *Fine structure of the hydrogen atom by a microwave method*, Physical Review **72** (1947), no. 3, 241.
- [Jr78] R.S. Van Dyck Jr, P.B. Schwinberg, und H.G. Dehmelt, *Electron Magnetic Moment from Geonium Spectra*, in *New Frontiers in High-Energy Physics*, B. Kur-sunoglu, A. Perlmutter, and LF Scott, eds, 1978.
- [Jr89] R.S. Van Dyck Jr, F.L. Moore, D.L. Farnham, und P.B. Schwinberg, *Number dependency in the compensated Penning trap*, Physical Review A **40** (1989), no. 11, 6308.



- [Jun92] M. Jung, F. Bosch, K. Beckert, H. Eickhoff, H. Folger, B. Franzke, A. Gruber, P. Kienle, O. Klepper, W. Koenig, et al., *First observation of bound-state  $\beta$ -decay*, Physical Review Letters **69** (1992), no. 15, 2164.
- [Jus84] E. Justiniano, C.L. Cocke, T.J. Gray, R. Dubois, C. Can, W. Waggoner, R. Schuch, H. Schmidt-Böcking, und H. Ingwersen, *Total cross sections for electron capture and transfer ionization by highly stripped, slow Ne, Ar, Kr, and Xe projectiles on helium*, Physical Review A **29** (1984), no. 3, 1088.
- [Kal11] T. Kaltentbacher, F. Caspers, M. Doser, A. Kellerbauer, und W. Pribyl, *Resistive cooling circuits for charged particle traps using crystal resonators*, Review of Scientific Instruments **82** (2011), no. 11, 114702.
- [Kal16] O. Kaleja, *Mass measurement of  $^{197}\text{Au}$  with SHIPTRAP and the first on-line test of the cryogenic gas stopping cell at SHIP*, Masterarbeit (2016).
- [Kar05] S.G. Karshenboim, *Precision physics of simple atoms: QED tests, nuclear structure and fundamental constants*, Physics reports **422** (2005), no. 1, 1–63.
- [Kar15] F.F. Karpeshin und M.B. Trzhaskovskaya, *The theory of the Bohr–Weisskopf effect in the hyperfine structure*, Nuclear Physics A **941** (2015), 66–77.
- [Khu14] J. Khuyagbaatar, A. Yakushev, C.E. Düllmann, D. Ackermann, L.-L. Andersson, M. Asai, M. Block, R.A. Boll, H. Brand, D.M. Cox, et al.,  *$^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Bk}$  Fusion Reaction Leading to Element  $Z = 117$ : Long-Lived  $\alpha$ -Decaying  $^{270}\text{Db}$  and Discovery of  $^{266}\text{Lr}$* , Physical Review Letters **112** (2014), no. 17, 172501.
- [Kie02] D. Kielpinski, C. Monroe, und D.J. Wineland, *Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer*, Nature **417** (2002), no. 6890, 709–711.
- [Kil99] T.C. Killian, S. Kulin, S.D. Bergeson, L.A. Orozco, C. Orzel, und S.L. Rolston, *Creation of an ultracold neutral plasma*, Physical Review Letters **83** (1999), no. 23, 4776.
- [Kla94] I. Klaft, S. Borneis, T. Engel, B. Fricke, R. Grieser, G. Huber, T. Kühl, D. Marx, R. Neumann, S. Schröder, et al., *Precision Laser Spectroscopy of the Ground State Hyperfine Splitting of Hydrogenlike  $^{209}\text{Bi}^{82+}$* , Physical Review Letters **73** (1994), no. 18, 2425.
- [Kli75] He. Klinger, A. Müller, und E. Salzborn, *Electron capture processes of multiply charged argon ions in argon at energies from 10 to 90 keV*, Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics **8** (1975), no. 2, 230.
- [Kli76] H. Klinger, A. Müller, und E. Salzborn, *Electron capture cross sections for multiply charged argon ions passing through nitrogen and krypton targets at energies from 10 to 110 keV*, The Journal of Chemical Physics **65** (1976), no. 9, 3427–3430.
- [Klu08] H.-J. Kluge, T. Beier, K. Blaum, L. Dahl, S. Eliseev, et al., *HITRAP: a facility at GSI for highly charged ions*, Advances in Quantum Chemistry **53** (2008), 83–98.
- [Knu81] H. Knudsen, H.K. Haugen, und P. Hvelplund, *Single-electron-capture cross section for medium-and high-velocity, highly charged ions colliding with atoms*, Physical Review A **23** (1981), no. 2, 597.

- [Knü12] S. Knünz, M. Herrmann, V. Batteiger, G. Saathoff, T.W. Hänsch, und Th. Udem, *Sub-millikelvin spatial thermometry of a single Doppler-cooled ion in a Paul trap*, Physical Review A **85** (2012), no. 2, 023427.
- [Köh16] F. Köhler, K. Blaum, M. Block, S. Chenmarev, S. Eliseev, D.A. Glazov, M. Goncharov, J. Hou, A. Kracke, D.A. Nesterenko, et al., *Isotope dependence of the Zeeman effect in lithium-like calcium*, Nature communications **7** (2016).
- [Kön95] M. König, G. Bollen, H.-J. Kluge, T. Otto, und J. Szerypo, *Quadrupole excitation of stored ion motion at the true cyclotron frequency*, International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes **142** (1995), no. 1, 95–116.
- [Kön04] Konrad Königsberger, *Analysis 1. Sechste Auflage*, Springer-Lehrbuch. Springer-Verlag, Berlin, 2004.
- [Kön14] K. König, *Commissioning of the HITRAP Low Energy Beamline - capturing highly charged ions in the SpecTrap Penning trap*, Master-Thesis (2014).
- [Kre08] M. Kretschmar, *Calculating damping effects for the ion motion in a Penning trap*, The European Physical Journal D **48** (2008), no. 3, 313–319.
- [Laa14] M. Laatiaoui, H. Backe, M. Block, F.-P. Heßberger, P. Kunz, F. Lautenschläger, W. Lauth, M. Sewtz, und T. Walther, *On laser spectroscopy of the element nobelium ( $Z = 102$ )*, The European Physical Journal D **68** (2014), no. 3, 1–6.
- [Lar86] D.J. Larson, J.C. Bergquist, J.J. Bollinger, W.M. Itano, und D.J. Wineland, *Sympathetic cooling of trapped ions: A laser-cooled two-species nonneutral ion plasma*, Physical Review Letters **57** (1986), no. 1, 70.
- [Lei03] D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe, und D.J. Wineland, *Quantum dynamics of single trapped ions*, Reviews of Modern Physics **75** (2003), no. 1, 281.
- [Lin13] D. Von Lindenfels, M. Wiesel, D.A. Glazov, A.V. Volotka, M.M. Sokolov, V.M. Shabaev, G. Plunien, W. Quint, G. Birkel, A. Martin, et al., *Experimental access to higher-order Zeeman effects by precision spectroscopy of highly charged ions in a Penning trap*, Physical Review A **87** (2013), no. 2, 023412.
- [Lit03] Y.A. Litvinov, F. Attallah, K. Beckert, F. Bosch, D. Boutin, M. Falch, B. Franke, H. Geissel, M. Hausmann, Th. Kerscher, et al., *Observation of a dramatic hindrance of the nuclear decay of isomeric states for fully ionized atoms*, Physics Letters B **573** (2003), 80–85.
- [Lit10] Y.A. Litvinov und F. Bosch, *Beta decay of highly charged ions*, Reports on Progress in Physics **74** (2010), no. 1, 016301.
- [Loc14] M. Lochmann, R. Jöhren, Ch. Geppert, Z. Andelkovic, D. Anielski, B. Botermann, M. Bussmann, A. Dax, N. Frömmgen, Michael M. Hammen, et al., *Observation of the hyperfine transition in lithium-like bismuth  $Bi\ 209\ 80+$ : Towards a test of QED in strong magnetic fields*, Physical Review A **90** (2014), no. 3, 030501.

- [LU98] J.R. Crespo López-Urrutia, P. Beiersdorfer, K. Widmann, B.B. Birkett, A.-M. Mårtensson-Pendrill, und M.G.H. Gustavsson, *Nuclear magnetization distribution radii determined by hyperfine transitions in the 1s level of H-like ions  $^{185}\text{Re}^{74+}$  and  $^{187}\text{Re}^{74+}$* , Physical Review A **57** (1998), no. 2, 879.
- [Mäc11] V. Mäckel, R. Klawitter, G. Brenner, J.R. Crespo López-Urrutia, und J. Ullrich, *Laser spectroscopy on forbidden transitions in trapped highly charged  $\text{Ar}^{13+}$  ions*, Physical Review Letters **107** (2011), no. 14, 143002.
- [Mae12] G. Maero, F. Herfurth, H.-J. Kluge, S. Schwarz, und G. Zwicknagel, *Numerical investigations on resistive cooling of trapped highly charged ions*, Applied Physics B **107** (2012), no. 4, 1087–1096.
- [Mal77] J.H. Malmberg und T.M. O’Neil, *Pure electron plasma, liquid, and crystal*, Physical Review Letters **39** (1977), no. 21, 1333.
- [Man86] R. Mann, *Total one-electron capture cross sections for  $\text{Ar } q+$  and  $\text{I } q+$  ions in slow collisions on  $\text{H}_2$  and  $\text{He}$* , Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters **3** (1986), no. 1, 85–90.
- [Mar16] A. Martin, Dissertation (2016).
- [Mav13a] S. Mavadia, *Motional Sideband Spectra and Coulomb Crystals in a Penning Trap*, Dissertation (2013).
- [Mav13b] S. Mavadia, J.F. Goodwin, G. Stutter, S. Bharadia, D.R. Crick, D.M. Segal, und R.C. Thompson, *Control of the conformations of ion Coulomb crystals in a Penning trap*, Nature communications **4** (2013).
- [Met07] H.J. Metcalf und P. Straten, *Laser cooling and trapping of neutral atoms*, Wiley Online Library, 2007.
- [Mit98a] T. Mitchell, J.J. Bollinger, X.-P. Huang, und W. Itano, *Doppler imaging of plasma modes in a Penning trap*, Optics express **2** (1998), no. 8, 314–322.
- [Mit98b] T.B. Mitchell, J.J. Bollinger, D.H.E. Dubin, X.-P. Huang, W.M. Itano, und R.H. Baughman, *Direct observations of structural phase transitions in planar crystalized ion plasmas*, Science **282** (1998), no. 5392, 1290–1293.
- [Moh98] P.J. Mohr, G. Plunien, und G. Soff, *QED corrections in heavy atoms*, Physics Reports **293** (1998), no. 5, 227–369.
- [Mø100] K. Mølhave und M. Drewsen, *Formation of translationally cold  $\text{MgH}+$  and  $\text{MgD}+$  molecules in an ion trap*, Physical Review A **62** (2000), no. 1, 011401.
- [Mon09] T. Monz, K. Kim, A.S. Villar, P. Schindler, M. Chwalla, M. Riebe, C.F. Roos, H. Häffner, W. Hänsel, M. Hennrich, et al., *Realization of universal ion-trap quantum computation with decoherence-free qubits*, Physical Review Letters **103** (2009), no. 20, 200503.
- [Mül75] A. Müller, H. Klinger, und E. Salzborn, *Multiple-electron transfer to highly charged noble gas ions in single ion-atom collisions*, Physics Letters A **55** (1975), no. 1, 11–12.

- [Mül77] A. Müller und E. Salzborn, *Scaling of cross sections for multiple electron transfer to highly charged ions colliding with atoms and molecules*, Physics Letters A **62** (1977), no. 6, 391–394.
- [Mün79] G. Münzenberg, W. Faust, S. Hofmann, P. Armbruster, K. Güttner, und H. Ewald, *The velocity filter SHIP, a separator of unslowed heavy ion fusion products*, Nuclear Instruments and Methods **161** (1979), no. 1, 65–82.
- [Mur16a] T. Murböck, Dissertation (2016).
- [Mur16b] T. Murböck, S. Schmidt, Z. Andelkovic, G. Birkl, W. Nörtershäuser, und M. Vogel, *A compact source for bunches of singly charged atomic ions*, Review of Scientific Instruments **87** (2016), no. 4, 043302.
- [Mur16c] T. Murböck, S. Schmidt, G. Birkl, W. Nörtershäuser, R.C. Thompson, und M. Vogel, *Rapid crystallization of externally produced ions in a Penning trap*, Physical Review A **94** (2016), no. 4, 043410.
- [Nei08] D. Neidherr, K. Blaum, M. Block, R. Ferrer, F. Herfurth, J. Ketelaer, S. Nagy, und C. Weber, *Measurement and simulation of the pressure ratio between the two traps of double Penning trap mass spectrometers*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms **266** (2008), no. 19, 4556–4559.
- [Nes12] D.A. Nesterenko, K. Blaum, M. Block, C. Droese, S. Eliseev, F. Herfurth, E. Minaya Ramirez, Yu.N. Novikov, L. Schweikhard, V.M. Shabaev, et al., *Double- $\beta$  transformations in isobaric triplets with mass numbers  $A = 124, 130, \text{ and } 136$* , Physical Review C **86** (2012), no. 4, 044313.
- [Ney15] P. Neyskens, S. Van Eck, A. Jorissen, S. Goriely, L. Siess, und B. Plez, *The temperature and chronology of heavy-element synthesis in low-mass stars*, Nature **517** (2015), no. 7533, 174–176.
- [Oka09] K. Okada, T. Takayanagi, M. Wada, S. Ohtani, und H.A. Schuessler, *Observation of ion Coulomb crystals in a cryogenic linear octupole rf ion trap*, Physical Review A **80** (2009), no. 4, 043405.
- [Ome08] C. Omet, *Kollimatorsystem zur Stabilisierung des dynamischen Restgasdruckes im Schwerionensynchrotron SIS18*, Dissertation (2008).
- [O’N81] T.M. O’Neil, *Centrifugal separation of a multispecies pure ion plasma*, Physics of Fluids (1958-1988) **24** (1981), no. 8, 1447–1451.
- [Pau90] W. Paul, *Electromagnetic traps for charged and neutral particles*, Reviews of modern physics **62** (1990), no. 3, 531.
- [Pen36] F.M. Penning, *Die Glimmentladung bei niedrigem Druck zwischen koaxialen Zylindern in einem axialen Magnetfeld*, physica **3** (1936), no. 9, 873–894.
- [Per96] H. Persson, S.M. Schneider, W. Greiner, G. Soff, und I. Lindgren, *Self-energy correction to the hyperfine structure splitting of hydrogenlike atoms*, Physical Review Letters **76** (1996), no. 9, 1433.

- [Pie54] J.R. Pierce, *Theory and design of electron beams*, van Nostrand, 1954.
- [Pow02a] H.F. Powell, M.A. Van Eijkelenborg, W. Irvine, D.M. Segal, und R.C. Thompson, *Quantum jumps in singly ionized magnesium*, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **35** (2002), no. 2, 205.
- [Pow02b] H.F. Powell, D.M. Segal, und R.C. Thompson, *Axialization of laser cooled magnesium ions in a Penning trap*, Physical Review Letters **89** (2002), no. 9, 093003.
- [Rai04] S. Rainvillen, J.K. Thompson, und D.E. Pritchard, *An ion balance for ultra-high-precision atomic mass measurements*, Science **303** (2004), no. 5656, 334–338.
- [Ram12] E. Minaya Ramirez, D. Ackermann, K. Blaum, M. Block, Ch. Droese, Ch.E. Düllmann, M. Dworschak, M. Eibach, S. Eliseev, E. Haettner, et al., *Direct mapping of nuclear shell effects in the heaviest elements*, Science **337** (2012), no. 6099, 1207–1210.
- [Rep12] J. Repp, Ch. Böhm, J.R. Crespo López-Urrutia, A. Dörr, S. Eliseev, S. George, M. Goncharov, Y.N. Novikov, Ch. Roux, S. Sturm, et al., *PENTATRAP: a novel cryogenic multi-Penning-trap experiment for high-precision mass measurements on highly charged ions*, Applied Physics B **107** (2012), no. 4, 983–996.
- [Rin07] R. Ringle, G. Bollen, P. Schury, S. Schwarz, und T. Sun, *Octupolar excitation of ion motion in a Penning trap  $\tilde{\text{Na}}$  study performed at LEBIT*, International Journal of Mass Spectrometry **262** (2007), no. 1, 33–44.
- [Rin09] R. Ringle, M. Brodeur, T. Brunner, S. Ettenauer, M. Smith, A. Lapierre, V.L. Ryjkov, P. Delheij, G.W.F. Drake, J. Lassen, et al., *High-precision Penning trap mass measurements of  $9, 10 \text{ Be}$  and the one-neutron halo nuclide  $11 \text{ Be}$* , Physics Letters B **675** (2009), no. 2, 170–174.
- [Rin15] S. Ringleb, M. Vogel, S. Kumar, W. Quint, G.G. Paulus, und Th. Stöhlker, *HILITE: ions in intense photon fields*, Physica Scripta **2015** (2015), no. T166, 014067.
- [Rod04] G.C. Rodrigues, P. Indelicato, J.P. Santos, P. Patté, und F. Parente, *Systematic calculation of total atomic energies of ground state configurations*, Atomic Data and Nuclear Data Tables **86** (2004), no. 2, 117–233.
- [Roe] RoentDek.
- [Rot06] B. Roth, J.C.J. Koelemeij, H. Daerr, und S. Schiller, *Rovibrational spectroscopy of trapped molecular hydrogen ions at millikelvin temperatures*, Physical Review A **74** (2006), no. 4, 040501.
- [Rou13] Ch. Roux, K. Blaum, M. Block, Ch. Droese, S. Eliseev, M. Goncharov, F. Herfurth, E. Minaya Ramirez, D.A. Nesterenko, Y.N. Novikov, und L. Schweikhard, *Data analysis of  $Q$ -value measurements for double-electron capture with SHIP-TRAP*, The European Physical Journal D **67** (2013), no. 7, 1–9.
- [Saf14] M.A. Safronova, V.A. Dzuba, V.V. Flambaum, U.I. Safronova, S.G. Porsev, und M.G. Kozlov, *Highly charged ions for atomic clocks, quantum information, and search for  $\alpha$  variation*, Physical Review Letters **113** (2014), no. 3, 030801.

- [Sal08] B.E.A. Saleh und M.C. Teich, *Grundlagen der Photonik*, John Wiley & Sons, 2008.
- [San05] J.E. Sansonetti, W.C. Martin, und S.L. Young, *Handbook of basic atomic spectroscopic data*, Carbon **100** (2005), 1634.
- [Sau86] Th. Sauter, R. Blatt, W. Neuhauser, und P.E. Toschek, *Quantum jumps observed in the fluorescence of a single ion*, Optics communications **60** (1986), no. 5, 287–292.
- [Sav91] G. Savard, G. Bollen, H.-J. Kluge R.B., Moore, Th. Otto, L. Schweikhard, H. Stolzenberg, U. Wiess, et al., *A new cooling technique for heavy ions in a Penning trap*, Physics Letters A **158** (1991), no. 5, 247–252.
- [Sch94] D. Schneider, D.A. Church, G. Weinberg, J. Steiger, B. Beck, J. McDonald, E. Magee, und D. Knapp, *Confinement in a cryogenic Penning trap of highest charge state ions from EBIT*, Review of scientific instruments **65** (1994), no. 11, 3472–3478.
- [Sch03] R. Schiffel und A. Köhler, *Werkbuch Hochfrequenz-Technik: Grundlagen, Formelsammlung, Datensammlung, Bauelemente und Diagramme*, Franzis, 2003.
- [Sch05] P.O. Schmidt, T. Rosenband, C. Langer, W.M. Itano, J.C. Bergquist, und D.J. Wineland, *Spectroscopy using quantum logic*, Science **309** (2005), no. 5735, 749–752.
- [Sch06] H. Schatz und K. Blaum, *Nuclear masses and the origin of the elements*, Europhysics News **37** (2006), no. 5, 16–21.
- [Sch07] S. Schiller, *Hydrogenlike highly charged ions for tests of the time independence of fundamental constants*, Physical Review Letters **98** (2007), no. 18, 180801.
- [Sch10] R. Schuch, S. Tashenov, I. Orban, Istvan, M. Hobein, S. Mahmood, O. Kamalou, N. Akram, A. Safdar, P. Skog, A. Solders, et al., *The new Stockholm Electron Beam Ion Trap (S-EBIT)*, Journal of Instrumentation **5** (2010), no. 12, C12018.
- [Sch12] J. Van Schelt, D. Lascar, G. Savard, J.A. Clark, S. Caldwell, A. Chaudhuri, J. Fallis, J.P. Greene, A.F. Levand, G. Li, et al., *Mass measurements near the r-process path using the Canadian Penning Trap mass spectrometer*, Physical Review C **85** (2012), no. 4, 045805.
- [Sch14] S. Schmidt, Ch. Geppert, und Z. Andelkovic, *Laser spectroscopy methods for probing highly charged ions at GSI*, Hyperfine Interactions **227** (2014), no. 1-3, 29–43.
- [Sch15a] S. Schmidt, T. Murböck, Z. Andelkovic, G. Birkel, W. Nörtershäuser, S. Stahl, und M. Vogel, *Non-destructive single-pass low-noise detection of ions in a beamline*, Review of Scientific Instruments **86** (2015), no. 11, 113302.
- [Sch15b] L. Schmöger, O.O. Versolato, M. Schwarz, M. Kohlen, A. Windberger, B. Piest, S. Feuchtenbeiner, J. Pedregosa-Gutierrez, T. Leopold, P. Micke, et al., *Coulomb crystallization of highly charged ions*, Science **347** (2015), no. 6227, 1233–1236.

- [See98] P. Seelig, S. Borneis, A. Dax, T. Engel, S. Faber, M. Gerlach, C. Holbrow, G. Huber, T. Kühl, D. Marx, et al., *Ground State Hyperfine Splitting of Hydrogenlike  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  by Laser Excitation of a Bunched Ion Beam in the GSI Experimental Storage Ring*, Physical Review Letters **81** (1998), no. 22, 4824.
- [Sha97] V.M. Shabaev, M. Tomaselli, T. Kühl, A.N. Artemyev, und V.A. Yerokhin, *Ground-state hyperfine splitting of high-Z hydrogenlike ions*, Physical Review A **56** (1997), no. 1, 252.
- [Sha00] V.M. Shabaev, A.N. Artemyev, O.M. Zherebtsov, V.A. Yerokhin, G. Plunien, und G. Soff, *Calculation of the hyperfine structure of heavy H and Li like ions*, Hyperfine Interactions **127** (2000), no. 1-4, 279–286.
- [Sha06a] V.M. Shabaev, O.V. Andreev, A.N. Artemyev, S.S. Baturin, A.A. Elizarov, Y.S. Kozhedub, N.S. Oreshkina, I.I. Tupitsyn, V.A. Yerokhin, und O.M. Zherebtsov, *QED effects in heavy few-electron ions*, International Journal of Mass Spectrometry **251** (2006), no. 2, 109–118.
- [Sha06b] V.M. Shabaev, D.A. Glazov, N.S. Oreshkina, A.V. Volotka, G. Plunien, H.-J. Kluge, und W. Quint, *g-Factor of heavy ions: a new access to the fine structure constant*, Physical Review Letters **96** (2006), no. 25, 253002.
- [Sik03] G. Sikler, *Massenspektrometrie kurzlebiger Sr- und Sn-Isotope und Aufbau der SPIPTRAP-Penningfallen*, Dissertation (2003).
- [Smi08] M. Smith, M. Brodeur, T. Brunner, S. Ettenauer, A. Lapierre, R. Ringle, V.L. Ryjkov, F. Ames, P. Bricault, G.W.F. Drake, et al., *First Penning-trap mass measurement of the exotic halo nucleus Li 11*, Physical Review Letters **101** (2008), no. 20, 202501.
- [Sok10] A. Sokolov, F. Herfurth, O. Kester, Th. Stöhlker, A. Thorn, G. Vorobjev, und G. Zschornack, *SPARC EBIT- $\tilde{\text{Na}}$  charge breeder for the HITRAP project*, Journal of Instrumentation **5** (2010), no. 11, C11001.
- [Sta] Ground States, National Institute of Standards Ionization Energies, Atomic Spectra Database, und Technology, URL <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>.
- [Sta98] S. Stahl, *Aufbau eines experimentes zur bestimmung elektronischer g-faktoren einzelner wasserstoffähnlicher ionen*, Dissertation (1998).
- [Sta05] S. Stahl, F. Galve, J. Alonso, S. Djekic, W. Quint, T. Valenzuela, J. Verdú, M. Vogel, und G. G. Werth, *A planar Penning trap*, The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics **32** (2005), no. 1, 139–146.
- [Sta15] S. Stahl, *private communication*.
- [Ste86] S. Stenholm, *The semiclassical theory of laser cooling*, Reviews of modern physics **58** (1986), no. 3, 699.
- [Ste15] J. Steinman, *Analytical and numerical investigations of resistive cooling of trapped ion clouds*, Dissertation (2015).

- [Sti10] K.E. Stiebing, V. Alexandrov, R. Dörner, S. Enz, N. Kazarinov, T. Kruppi, A. Schempp, H. Böcking, M. Völp, P. Ziel, et al., *FLSR—The Frankfurt low energy storage ring*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **614** (2010), no. 1, 10–16.
- [Sto06] M.A. Stoyer, *Nuclear physics: Island ahoy!*, Nature **442** (2006), no. 7105, 876–877.
- [Stö14] Th. Stöhlker, Y.A. Litvinov, A. Bräuning-Demian, M. Lestinsky, F. Herfurth, R. Maier, D. Prasuhn, R. Schuch, M. Steck, SPARC Collaboration, et al., *SPARC collaboration: new strategy for storage ring physics at FAIR*, Hyperfine Interactions **227** (2014), no. 1-3, 45–53.
- [Stu11] S. Sturm, A. Wagner, B. Schabinger, J. Zatorski, Z. Harman, W. Quint, G. Werth, Ch.H. Keitel, und K. Blaum, *g-Factor of Hydrogenlike  $^{13+}\text{Si}^{28}$* , Physical Review Letters **107** (2011), no. 2, 023002.
- [Stu13] S. Sturm, A. Wagner, M. Kretschmar, W. Quint, G. Werth, und K. Blaum, *g-factor measurement of hydrogenlike  $28\text{Si } 13+$  as a challenge to QED calculations*, Physical Review A **87** (2013), no. 3, 030501.
- [Stu14] S. Sturm, F. Köhler, J. Zatorski, A. Wagner, Z. Harman, G. Werth, W. Quint, C.H. Keitel, und K. Blaum, *High-precision measurement of the atomic mass of the electron*, Nature **506** (2014), no. 7489, 467–470.
- [Tak83] K. Takahashi und K. Yokoi, *Nuclear  $\beta$ -decays of highly ionized heavy atoms in stellar interiors*, Nuclear Physics A **404** (1983), no. 3, 578–598.
- [Tak87] K. Takahashi und K. Yokoi, *Beta-decay rates of highly ionized heavy atoms in stellar interiors*, Atomic Data and Nuclear Data Tables **36** (1987), no. 3, 375–409.
- [Tak16] K. Takahashi, K. Blaum, und Yu. Novikov, *Synthesis of the S-only  $122,123,124\text{Te}$  Isotopes and the Selective Depletion of  $123\text{Te}$  by Electron Capture Process in Massive Stars*, The Astrophysical Journal **819** (2016), no. 2, 118.
- [Ter43] F.E. Terman et al., *Radio engineer's handbook*.
- [Tho86] R.C. Thompson, G.P. Barwood, und P. Gill, *Laser cooling of magnesium ions confined in a Penning trap*, Journal of Modern Optics **33** (1986), no. 4, 535–543.
- [Tho97] R.C. Thompson und D.C. Wilson, *The motion of small numbers of ions in a Penning trap*, Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters **42** (1997), no. 4, 271–277.
- [Tor16] S.B. Torrisi, J.W. Britton, J.G. Bohnet, und J.J. Bollinger, *Perpendicular laser cooling with a rotating wall potential in a Penning trap*, arXiv preprint arXiv:1602.05144 (2016).
- [Ull15] J. Ullmann, Z. Andelkovic, A. Dax, W. Geithner, Ch. Geppert, Ch. Gorges, M. Hammen, V. Hannen, S. Kaufmann, K. König, et al., *An improved value for the hyperfine splitting of hydrogen-like  $^{209}\text{Bi}^{82+}$* , Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **48** (2015), no. 14, 144022.



- [Ver11] J. Verdú, *Theory of the coplanar-waveguide Penning trap*, New Journal of Physics **13** (2011), no. 11, 113029.
- [vL10] D. von Lindenfels, *Development of an ion trap experiment for the measurement of the electron magnetic moment by double-resonance spectroscopy*, Diploma Thesis (2010).
- [vL14] D. von Lindenfels, M. Vogel, W. Quint, G. Birkl, und M. Wiesel, *Half-open Penning trap with efficient light collection for precision laser spectroscopy of highly charged ions*, Hyperfine Interactions **227** (2014), no. 1-3, 197–207.
- [Vog05] M. Vogel, D.F.A. Winters, D.M. Segal, und R.C. Thompson, *Proposed precision laser spectrometer for trapped, highly charged ions*, Review of scientific instruments **76** (2005), no. 10, 103102.
- [Vog10] M. Vogel und W. Quint, *Trap-assisted precision spectroscopy of forbidden transitions in highly-charged ions*, Physics Reports **490** (2010), no. 1, 1–47.
- [Vog12] M. Vogel, W. Quint, G.G. Paulus, und Th. Stöhlker, *A Penning trap for advanced studies with particles in extreme laser fields*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms **285** (2012), 65–71.
- [Vog14a] M. Vogel, H. Häffner, K. Hermanspahn, S. Stahl, J. Steinmann, und W. Quint, *Resistive and sympathetic cooling of highly-charged-ion clouds in a Penning trap*, Physical Review A **90** (2014), no. 4, 043412.
- [Vog14b] M. Vogel und W. Quint, *Magnetic Moment of the Bound Electron*, Fundamental Physics in Particle Traps, Springer, 2014, pp. 73–135.
- [Vol12] A.V. Volotka, D.A. Glazov, O.V. Andreev, V.M. Shabaev, I.I. Tupitsyn, und G. Plunien, *Test of many-electron QED effects in the hyperfine splitting of heavy high- $Z$  ions*, Physical Review Letters **108** (2012), no. 7, 073001.
- [Vol13] A. V. Volotka, D.A. Glazov, G. Plunien, und V.M. Shabaev, *Progress in quantum electrodynamics theory of highly charged ions*, Annalen der Physik **525** (2013), no. 8-9, 636–646.
- [Vol14] A.V. Volotka, D.A. Glazov, V.M. Shabaev, I.I. Tupitsyn, und G. Plunien, *Many-electron QED corrections to the  $g$  factor of lithiumlike ions*, Physical Review Letters **112** (2014), no. 25, 253004.
- [Wag13] A. Wagner, S. Sturm, F. Köhler, D.A. Glazov, A.V. Volotka, G. Plunien, W. Quint, G. Werth, V.M. Shabaev, und K. Blaum,  *$g$ -Factor of Lithiumlike Silicon  $^{28}\text{Si}^{11+}$* , Physical Review Letters **110** (2013), no. 3, 033003.
- [Wal04] J. Walz und T.W. Hänsch, *A proposal to measure antimatter gravity using ultracold antihydrogen atoms*, General Relativity and Gravitation **36** (2004), no. 3, 561–570.
- [Wan12] M. Wang, G. Audi, A.H. Wapstra, F.G. Kondev, M. MacCormick, X. Xu, und B. Pfeiffer, *The Ame2012 atomic mass evaluation*, Chinese Physics C **36** (2012), no. 12, 1603.

- [Wei98] G. Weinberg, B.R. Beck, J. Steiger, D.A. Church, J. McDonald, und D. Schneider, *Electron capture from H 2 to highly charged Th and Xe ions trapped at center-of-mass energies near 6 eV*, Physical Review A **57** (1998), no. 6, 4452.
- [Wer06] G. Werth, J. Alonso, T. Beier, K. Blaum, S. Djekic, H. Häffner, N. Hermanspahn, W. Quint, S. Stahl, J. Verdú, et al., *Highly charged ions, quantum-electrodynamics, and the electron mass*, International Journal of Mass Spectrometry **251** (2006), no. 2, 152–158.
- [Wer09] G. Werth, V.N. Gheorghe, und F.G. Major, *Charged particle traps II*, Charged Particle Traps II: Applications, Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics, Volume 54. ISBN 978-3-540-92260-5. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009 **1** (2009).
- [Wes07] J.H. Wesenberg, R.J. Epstein, D. Leibfried, R.B. Blakestad, J. Britton, J.P. Home, W.M. Itano, J.D. Jost, E. Knill, C. Langer, et al., *Fluorescence during Doppler cooling of a single trapped atom*, Physical Review A **76** (2007), no. 5, 053416.
- [Whi48] J. R. White und A. E. Cameron, *The natural abundance of isotopes of stable elements*, Physical Review **74** (1948), no. 9, 991.
- [Win75] D.J. Wineland und H.G. Dehmelt, *Principles of the stored ion calorimeter*, Journal of Applied Physics **46** (1975), no. 2, 919–930.
- [Win78] D.J. Wineland, R.E. Drullinger, und F.L. Walls, *Radiation-pressure cooling of bound resonant absorbers*, Physical Review Letters **40** (1978), no. 25, 1639.
- [Win79] D.J. Wineland und W.M. Itano, *Laser cooling of atoms*, Physical Review A **20** (1979), no. 4, 1521.
- [Win80] D.J. Wineland, J.C. Bergquist, W.M. Itano, und R.E. Drullinger, *Double-resonance and optical-pumping experiments on electromagnetically confined, laser-cooled ions*, Optics letters **5** (1980), no. 6, 245–247.
- [Win83] D.J. Wineland, J.J. Bollinger, und W.M. Itano, *Laser-fluorescence mass spectroscopy*, Physical Review Letters **50** (1983), no. 9, 628.

# Danksagung

Aus datenschutzrechtlichen Gründen ist die Danksagung ausschließlich in der gedruckten Version vorhanden.



# Publikationsliste

## Publikationen in begutachteten Zeitschriften:

### 2016

8. **Rapid crystallization of externally produced ions in a Penning trap**

*T. Murböck\**, *S. Schmidt\**, *G. Birkl*, *W. Nörtershäuser*, *R.C. Thompson* und *M. Vogel*

\*Beide Autoren haben in gleichem Maße zu dieser Arbeit beigetragen.

[Phys. Rev. A 94\(4\), 043410 \(2016\)](#)

7. **The decay energy of the pure s-process nuclide  $^{123}\text{Te}$**

*P. Filianin*, *S. Schmidt*, *K. Blaum*, *M. Block*, *S. Eliseev*, *F. Giacoppo*, *M. Goncharov*,  
*F. Lautenschlaeger*, *Yu. Novikov* und *K. Takahashi*

[Phys. Lett. B 758, 407 - 411 \(2016\)](#)

6. **A compact source for bunches of singly-charged atomic ions**

*T. Murböck*, *S. Schmidt*, *Z. Andelkovic*, *G. Birkl*, *W. Nörtershäuser* und *M. Vogel*

[Rev. Sci. Instr. 87, 043302 \(2016\)](#)

5. **Simple nuclear structure in  $^{111-129}\text{Cd}$  from atomic isomer shifts**

*D. T. Yordanov*, *D. L. Balabanski*, *M. L. Bissell*, *K. Blaum*, *I. Budincevic*, *B. Cheal*,  
*K. Flanagan*, *N. Frömmgen*, *G. Georgiev*, *Ch. Geppert*, *M. Hammen*, *M. Kowalska*,  
*K. Kreim*, *A. Krieger*, *J. Meng*, *R. Neugart*, *G. Neyens*, *W. Nörtershäuser*, *M. M.*  
*Rajabali*, *J. Papuga*, *S. Schmidt* und *P. W. Zhao*

[Phys. Rev. Lett. 116, 032501 \(2016\)](#)

### 2015

4. **Non-destructive single-pass low-noise detection of ions in a beamline**

*S. Schmidt*, *T. Murböck*, *Z. Andelkovic*, *G. Birkl*, *W. Nörtershäuser*, *S. Stahl* und *M. Vogel*

[Rev. Sci. Instr. 86, 113302 \(2015\)](#)

3. **Beamline for low-energy transport of highly charged ions at HITRAP**

*Z. Andelkovic*, *F. Herfurth*, *N. Kotovskiy*, *K. König*, *B. Maaß*, *T. Murböck*, *D. Neidherr*,  
*S. Schmidt*, *J. Steinmann*, *M. Vogel* und *G. Vorobjev*

[Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 795, 109-114 \(2015\)](#)

2. **An improved value for the hyperfine splitting of hydrogen-like  $^{209}\text{Bi}^{82+}$**

*J. Ullmann, Z. Andelkovic, A. Dax, W. Geithner, Ch. Geppert, Ch. Gorges, M. Hammen, V. Hannen, S. Kaufmann, K. König, Yu. A. Litvinov, M. Lochmann, B. Maaß, J. Meisner, T. Murböck, R. Sanchez, M. Schmidt, S. Schmidt, M. Steck, Th. Stöhlker, R. C. Thompson, J. Vollbrecht, C. Weinheimer und W. Nörtershäuser*

[J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 48, 144022 \(2015\)](#)

**2013**

1. **Spins, Electromagnetic Moments, and Isomers of  $^{107-129}\text{Cd}$**

*D. T. Yordanov, D. L. Balabanski, J. Bieron, M. L. Bissell, K. Blaum, I. Budincevic, S. Fritzsche, N. Frömmgen, G. Georgiev, Ch. Geppert, M. Hammen, M. Kowalska, K. Kreim, A. Krieger, R. Neugart, W. Nörtershäuser, J. Papuga und S. Schmidt*

[Phys. Rev. Lett. 110, 192501 \(2013\)](#)

**Konferenzbeiträge:**

**2015**

6. **Hyperfine transition in  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  - one step forward**

*R. Sanchez, J. Ullmann, J. Vollbrecht, Z. Andelkovic, A. Dax, W. Geithner, Ch. Geppert, Ch. Gorges, M. Hammen, V. Hannen, S. Kaufmann, K. König, Yu. A. Litvinov, M. Lochmann, B. Maaß, J. Meisner, T. Murböck, W. Nörtershäuser, S. Schmidt, M. Schmidt, M. Steck, Th. Stöhlker, R. C. Thompson und Ch. Weinheimer*

[Phys. Scr. T166, 014021 \(2015\)](#)

5. **Penning-trap experiments for spectroscopy of highly-charged ions at HITRAP**

*M. Vogel, Z. Andelkovic, G. Birkel, S. Ebrahimi, V. Hannen, D. von Lindenfels, A. Martin, T. Murböck, W. Nörtershäuser, W. Quint, S. Schmidt, D. M. Segal, R. C. Thompson, J. Vollbrecht, Ch. Weinheimer und M. Wiesel*

[Phys. Scr. T166, 014066 \(2015\)](#)

4. **Status of deceleration and laser spectroscopy of highly charged ions at HITRAP**

*Z. Andelkovic, G. Birkel, S. Fedotova, F. Herfurth, K. König, N. Kotovskiy, B. Maaß, J. Vollbrecht, T. Murböck, D. Neidherr, W. Nörtershäuser, S. Schmidt, M. Vogel, G. Vorobjev und Ch. Weinheimer*

[Hyp. Int. 2015, 1-8 \(2015\)](#)

**3. Laser spectroscopy of the ground-state hyperfine structure in H-like and Li-like bismuth**

*J. Vollbrecht, Z. Andelkovic, A. Dax, W. Geithner, C. Geppert, C. Gorges, M. Hammen, V. Hannen, S. Kaufmann, K. König, Y. Litvinov, M. Lochmann, B. Maaß, J. Meisner, T. Murböck, W. Nörtershäuser, R. Sanchez, S. Schmidt, M. Schmidt, M. Steck, T. Stöhlker, R. C. Thompson, J. Ullmann und C. Weinheimer*

[J. Phys.: Conf. Ser. 583, 012002 \(2015\)](#)

**2014**

**2. Laser spectroscopy methods for probing highly charged ions at GSI**

*S. Schmidt, Ch. Geppert und Z. Andelkovic*

[Hyp. Int. 227, 29-43 \(2014\)](#)

**2013**

**1. SpecTrap: precision spectroscopy of highly charged ions-status and prospects**

*T. Murböck, S. Albrecht, Z. Andelkovic, R. Cazan, V. Hannen, R. Jöhren, J. Vollbrecht, S. Schmidt, D. M. Segal, R. C. Thompson, M. Vogel, Ch. Weinheimer, W. Nörtershäuser und G. Birkel*

[Phys. Scr. T156, 014096 \(2013\)](#)





# Publikationen

Im Folgenden sind bereits veröffentlichte oder eingereichte Teile dieser Dissertation angehängt. Aus datenschutzrechtlichen Gründen sind die folgende Beiträge ausschließlich in der gedruckten Version vorhanden.



# Lebenslauf

Im Folgenden ist der Lebenslauf angehängt. Aus datenschutzrechtlichen Gründen ist der Lebenslauf ausschließlich in der gedruckten Version vorhanden.