

Fakultät für Physik und Astronomie
Universität Heidelberg

Bachelorarbeit in Physik

von

Ilja Zebergs

geboren in Tallinn, Estland

2019

Charakterisierung der Ionenspeicherung im Projekt TrapRemi

Diese Bachelorarbeit wurde angefertigt von Ilja Zebergs am
Max-Planck-Istitut für Kernphysik in Heidelberg
unter der Betreuung von
Priv.-Doz. Dr. Robert Moshhammer

Zusammenfassung

Das Projekt TrapRemi kombiniert ein Reaktionsmikroskop mit einer elektrostatischen Ionenfalle, um molekulare Prozesse in Molekülionen zeit-, winkel- und impuls aufgelöst zu untersuchen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Vervollständigung sowie die Charakterisierung des Aufbaus vorangetrieben. Hierbei ging es hauptsächlich um das Erzeugen und das Speichern von Ionenpulsen.

Eine zuverlässige Methode zum Pulsen des Ionenstrahls nach der Quelle wurde identifiziert. Die Charakterisierung des Ionenstrahls ergab ein ausreichend homogenes transversales Strahlprofil und ein relativ rechteckiges longitudinales Profil.

Das Signal der Pickup-Elektrode eignet sich für eine Abschätzung der Größenordnung der Anzahl der gespeicherten Ionen.

Es konnte eine Fallenkonfiguration gefunden werden, bei welcher der sogenannte *self-bunching* Modus eintritt und die Form eines gespeicherten Ionenpulses wesentlich länger erhalten bleibt als im gewöhnlichen dispersiven Modus. Die Breite des Ionenpulses bleibt im *self-bunching* Modus über 70ms im Rahmen der Messfehler erhalten.

Die Zajfman-Falle des TrapRemi eignet sich für die Anwendung als ein Flugzeit-Massenspektrometer, wobei der *self-bunching* Modus für eine höhere Auflösung sorgt. Die relative Umlauffrequenz-Auflösung ist von der Größenordnung 10^{-3} ... 10^{-4} .

Aufgrund des nicht-kompensierten Erdmagnetfeldes verliert die Zajfman-Falle Akzeptanz. Dennoch stellt dies ab einer Masse von mindestens 40 *a.m.u.* für die Anwendungen des TrapRemi kein Problem dar.

Der gespeicherte Ionenstrahl weist einen überexponentiellen Verlust der Ionenanzahl auf, wodurch die Streuung und Neutralisation am Restgas keine dominierenden Verlustmechanismen sein können. Zum Identifizieren genauer Verlustmechanismen müssten weitere Messungen durchgeführt werden. Die genaue Kenntnis dieser ist für die Untersuchung molekularer Prozesse im TrapRemi jedoch nicht relevant.

Abstract

The TrapRemi experiment combines a reaction microscope with an electrostatic ion trap for a kinematically complete observation of molecular processes in molecular ions. This thesis describes the made improvements to the experimental setup as well as the characterisation measurements. The main focus laid on the generation and storing of ion bunches.

A functioning method was found for pulsing the ion beam. The characterisation of the pulses yielded a sufficiently homogeneous transversal profile and a relatively rectangular longitudinal profile.

The pickup electrode signal was proven to be suitable for the estimation of the order of magnitude of the stored ion number.

A certain ion trap configuration was found that results in a so called self-bunching mode: the stored ions synchronise their movement through the Coulomb interaction and the bunch preserves its form over a longer time period as in the common dispersive mode. The width of the bunch stays constant within the estimated errors over $70ms$ and increases marginally afterwards in the self-bunching mode.

The electrostatic Zajfman trap of the TrapRemi can be used as a time-of-flight mass spectrometer. The self-bunching mode increases the precision of this application. The relative frequency resolution was estimated to be of the order of $10^{-3} \dots 10^{-4}$.

The not compensated earth magnetic field reduces the acceptance of the ion trap. Nevertheless, a simulation has shown that this impact is tolerable in reaction microscope experiments with the ions with a mass of at least 40 a.m.u.

An over-exponential loss of the stored ions was observed. This leads to a conclusion that neutralisation and scattering on the residual gas are not the dominating loss mechanisms. For a more precise identification of the loss mechanisms further measurements of the stored ion number should be carried out. This is, however, not necessary for the intended reaction microscope experiments.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Experimenteller Aufbau	2
2.1	Übersicht des TrapRemi Aufbaus	2
2.2	Zajfman-Falle	3
2.2.1	Motivation	3
2.2.2	Aufbau und Funktionsprinzip	4
2.2.3	Zajfman-Falle am TrapRemi	7
2.3	Reaktionsmikroskop	9
2.3.1	Funktionsprinzip eines Reaktionsmikroskops	9
2.3.2	Reaktionsmikroskop am TrapRemi	10
2.4	Ionenquellen	12
2.5	Strahlführung	13
2.5.1	Elektrostatisher Ablenker als Ladungs- und Energiefilter	14
3	Charakterisierungsmessungen	16
3.1	Charakterisierung des injizierten Strahls	18
3.1.1	Pulsen des Ionenstrahls	18
3.1.2	Strahlprofil	20
3.2	Bestimmung der Ionenanzahl mit Pickup-Elektrode	21
3.3	Dynamik der Form des gespeicherten Ionenpulses	23
3.3.1	Dispersion und Synchronisation des Ionenpulses	23
3.3.2	Synchronisation des Ionenpulses im TrapRemi	25
3.4	Anwendung der Zajfman-Falle als Massenspektrometer	30
3.4.1	Funktionsprinzip	30
3.4.2	Anwendung im TrapRemi	31
3.5	Ionenverluste in der Falle	33
3.5.1	Einfluss der äußeren Magnetfelder auf die Akzeptanz	33
3.5.2	Ionenverluste im gespeicherten Strahl	35
4	Fazit und Ausblick	38

1 Einleitung

Bereits in der Antike beobachteten Menschen molekulare Prozesse in Form von chemischen Reaktionen. Die Entwicklung der Quantenmechanik am Anfang des 20. Jahrhunderts hat eine theoretische Beschreibung molekularer Prozesse ermöglicht. Dennoch wurde aufgrund der technischen Herausforderung eine experimentelle Untersuchung erst in der zweiten Hälfte des 20. Jahrhunderts möglich.

Im Jahre 1995 wurde in der GSI in Darmstadt das erste sogenannte Reaktionsmikroskop entwickelt, welches es ermöglichte, Impulse mehrerer geladener Produkte einer molekularen Reaktion koinzident zu messen [1]. Die verwendete Messmethode ermöglicht es, mithilfe eines elektrischen und eines magnetischen Exktraktionsfeldes eine Akzeptanz des vollen Raumwinkels für Ionen und Elektronen zu erreichen.

Im Jahre 1996 wurde am Weizmann Institut in Rehovot eine sogenannte Zajfman-Falle entwickelt [2]. Diese Falle nutzt ausschließlich elektrostatische Felder zum Speichern eines Ionenstrahls, wodurch unterschiedlich schwere Ionen prinzipiell unabhängig von deren Masse-zu-Ladung-Verhältnis gespeichert werden können. Die Falle verfügt außerdem über einen feldfreien Bereich, in dem der gespeicherte Ionenstrahl sich gleichförmig bewegt.

Das TrapRemi kombiniert zum ersten Mal ein Reaktionsmikroskop mit einer Zajfman-Falle, um molekulare quantendynamische Prozesse in Moleküllionen zu untersuchen. Die gespeicherten Ionen dienen dabei dem Reaktionsmikroskop als Targetstrahl.

Zu Beginn dieser Arbeit befand sich das Projekt in der späten Montagephase und es wurden bereits Simulationen sowie Charakterisierungsmessungen mit den meisten Elementen des Aufbaus durchgeführt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde an Montage, Vervollständigung sowie der Charakterisierung des Aufbaus mitgearbeitet. Hauptfokus lag auf dem Untersuchen des Injizierens sowie des Speicherns eines Ionenpulses. Im Laufe dessen wurden auch unterschiedliche Messmethoden zum Charakterisieren des Ionenstrahls getestet.

2 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau des TrapRemi vorgestellt und das Funktionsprinzip der wichtigsten Bauteile erklärt. Außerdem werden alle Modifikationen und Vervollständigungen des Aufbaus, welche im Rahmen dieser Arbeit erfolgten, detailliert beschrieben und motiviert.

2.1 Übersicht des TrapRemi Aufbaus

Der gesamte Aufbau des TrapRemi ist in Abb. 1 dargestellt.

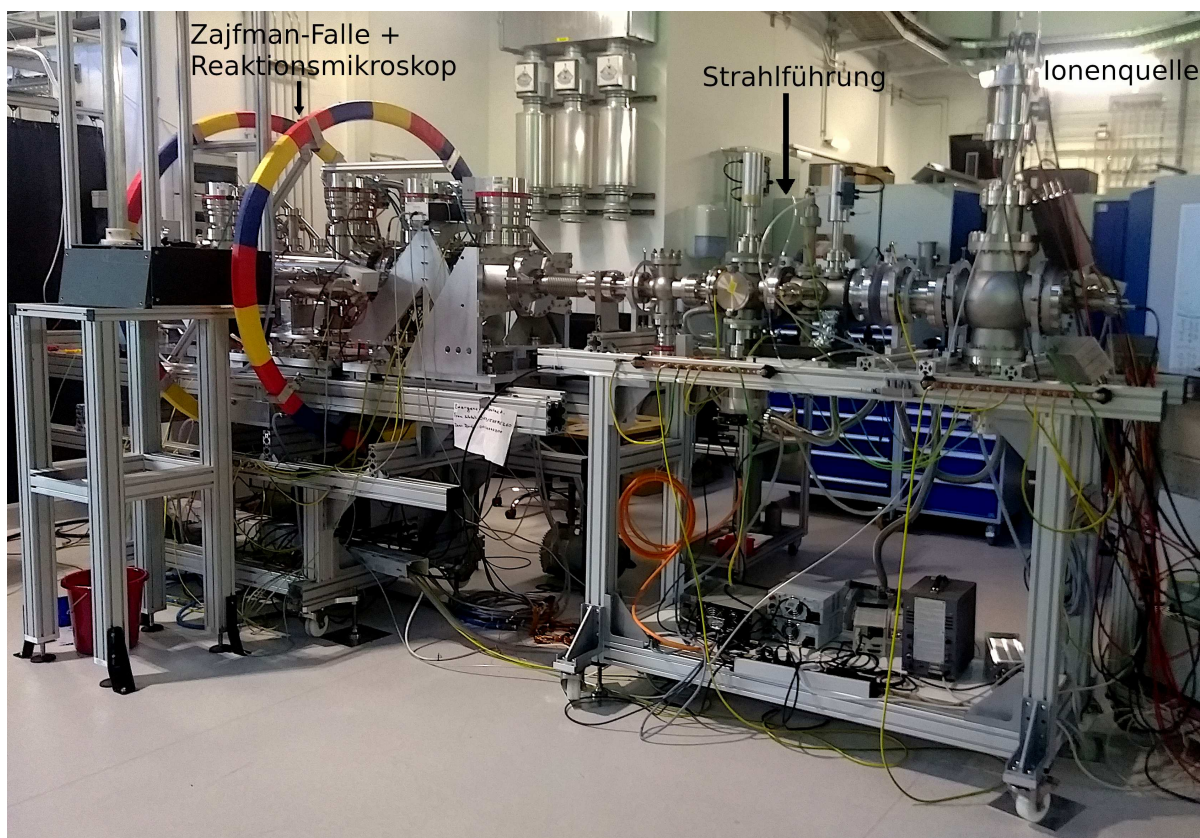


Abbildung 1: Experimenteller Aufbau des TrapRemi.

In einer Ionenquelle erzeugte Ionen werden durch die Strahlführung in die Zajfman-Falle eingekoppelt und dort gespeichert. Innerhalb der Falle befindet sich das Reaktionsmikroskop, in welchem atomare bzw. molekulare Prozesse mit gespeicherten Ionen untersucht werden.

2.2 Zajfman-Falle

2.2.1 Motivation

Unter einer Ionenfalle versteht man einen Aufbau, welcher es ermöglicht, die Bewegung der Ionen auf ein wohldefiniertes Volumen einzuschränken. Ionenfallen finden Anwendung in unterschiedlichsten physikalischen Experimenten von der Massenspektroskopie [3] bis zur Entwicklung von Quantencomputern [4].

Der Bereich der Falle, in dem sich das Reaktionsmikroskop befindet, muss feldfrei sein. Komplexe feldabhängige Trajektorien würden die Untersuchung der Ionendynamik schwer realisierbar machen. Dadurch sind alle Ionenfallen, welche die Ionen um einen festen Stabilitätspunkt speichern und gemäß Earnshaw-Theorem dynamische elektromagnetische Felder nutzen, für das TrapRemi ungeeignet. Die elektrostatische Zajfman-Falle zum Speichern von Ionenstrahlen erfüllt diese Bedingung und wird deswegen in TrapRemi eingesetzt.

Das Ziel bei der Entwicklung der ersten Zajman-Falle war, die Vorteile eines Speicherrings mit den Vorteilen einer Ionenfalle zu kombinieren [2]. Ähnlich wie ein Speicherring besitzt die Falle einen beliebig skalierbaren feldfreien Bereich, in dem sich der gespeicherte Ionenstrahl (Target-Strahl für Remi-Experimente) gleichförmig, mit einer wohldefinierten kinetischen Energie und Richtung bewegt. Des Weiteren ist die Zajfman-Falle simpel in Aufbau und Funktionsweise, kann kompakt konstruiert werden und ist vergleichsweise kostengünstig herstellbar, was typischerweise ein Vorteil der Ionenfallen gegenüber Speicherringen ist.

Die Falle nutzt ausschließlich elektrostatische Felder, wodurch die Ionen prinzipiell unabhängig vom Masse-zu-Ladung-Verhältnis gespeichert werden können. Die Speicherzeiten in einer solchen Falle betragen bis zu einigen hundert Millisekunden bei Zimmertemperatur [5] und bis zu einigen Sekunden in kryogener Version der Falle [6].

2.2.2 Aufbau und Funktionsprinzip

Der Aufbau der ersten Zajfman-Falle aus dem Jahre 1996 ist in Abb. 2 dargestellt. Die Falle besteht im Wesentlichen aus zwei koaxialen Ringelektrodenreihen, getrennt durch einen feldfreien Bereich.

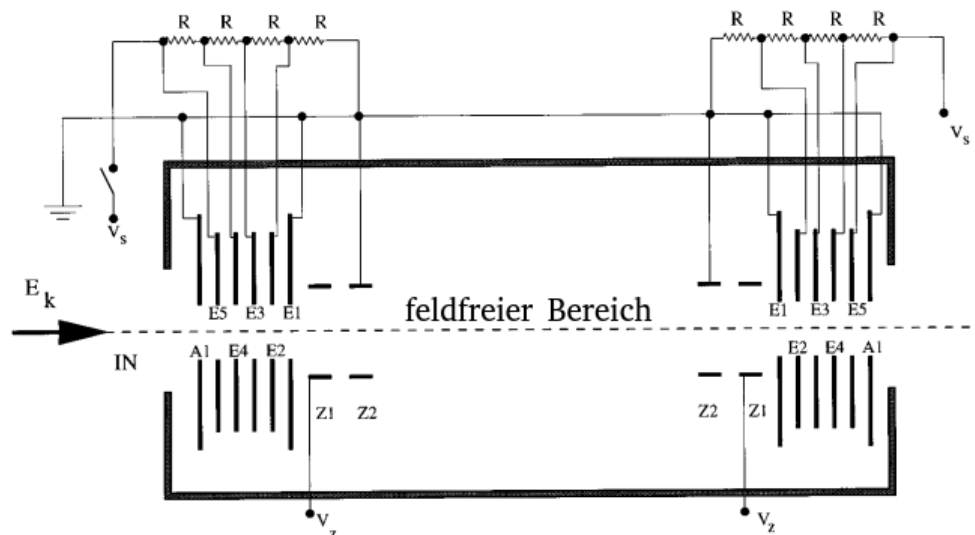


Abbildung 2: Aufbau einer Zajfman-Falle. Quelle: [2]

Ein beispielhafter entsprechender Potentialverlauf entlang der Symmetrieachse ist in Abb. 3 zu sehen. Die gespeicherten Ionen führen im erzeugten Potential eine Oszillationsbewegung entlang der Symmetrieachse der Falle aus.

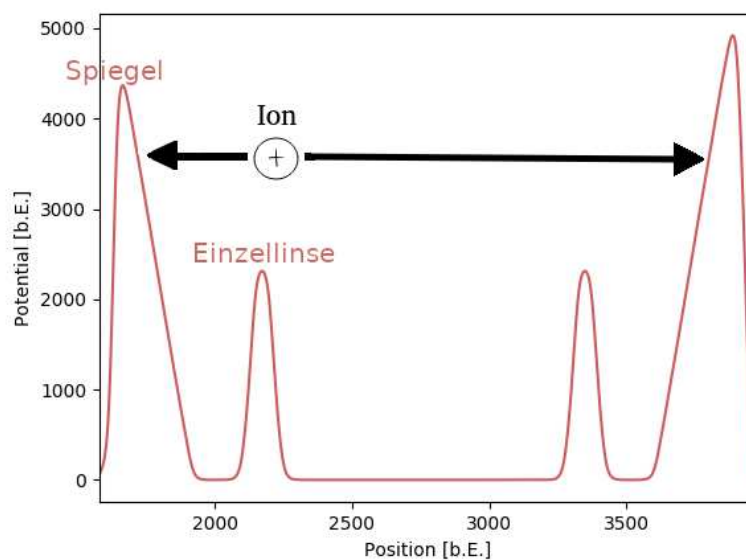


Abbildung 3: Potentialverlauf entlang der Symmetrieachse in einer Zajfman-Falle.

Spiegelpotential

Die beiden linear ansteigenden Potentiale an den Rändern der Falle (Spiegelpotentiale) reflektieren die Ionen und schränken ihre Bewegung entlang der Symmetriachse ein. Diese Potentiale werden mithilfe einiger coaxialer Ringelektroden in gleichmäßigen Abständen erzeugt. Die Spiegelpotentiale agieren zusätzlich als schwache Einzellinsen.

Einzellinse

Vor dem jeweiligen Spiegelpotential befindet sich eine elektrostatische Einzellinse. Diese dient zum Fokussieren des Strahls transversal zur Fallachse und wird typischerweise mit drei coaxialen Ringelektroden realisiert: die mittlere befindet sich auf einem höheren Potential Φ_2 und die beiden äußeren auf einem niedrigeren Potential Φ_1 (siehe Abb. 4).

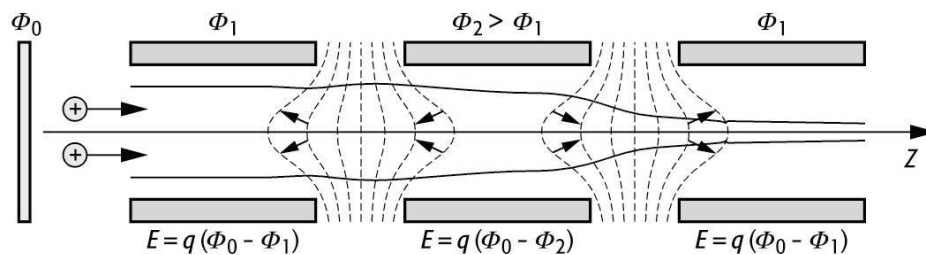


Abbildung 4: Aufbau und Funktionsprinzip einer elektrostatischen Einzellinse: Punktierte Linien bezeichnen die Äquipotenzlinien des elektrischen Potentials und die Pfeile bezeichnen die Richtung des elektrischen Feldes. Die durchgezogenen Linien bezeichnen die Trajektorie von zwei positiv geladenen Ionen, welche die Linse mit einer Anfangsgeschwindigkeit in z-Richtung entern. Quelle: Lexikon der Physik (Spektrum der Wissenschaft) unter: <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/einzellinse/3836> (abgerufen am 15.8.2019) .

Stabilitätsbedingungen

Die Anordnung aus einem Spiegelpotential und einer Einzellinse kann effektiv als ein fokussierender Spiegel betrachtet und durch dessen Brennweite f beschrieben werden. Die Brennweite hängt von zwei Parametern ab, nämlich dem Potential der letzten Spiegelelektrode sowie dem Potential der mittleren Elektrode der Einzellinse. Die Falle funktioniert wie ein ionenoptisches Analogon eines optischen Resonators [2]. Das Stabilitätskriterium für das Speichern eines Strahls mit gaußförmiger Intensitätsverteilung im Querschnitt in einem optischen Resonator lautet [2]:

$$0 \leq \left(1 - \frac{L}{2f}\right)^2 \leq 1 \quad (1)$$

wobei L den effektiven Abstand zwischen den beiden bezeichnet. Dies kann in eine Bedingung für die Brennweite f umgeschrieben werden [2]:

$$\frac{L}{4} \leq f \leq \infty \quad (2)$$

Zusätzlich muss das Potential der letzten Spiegelelektroden U hoch genug sein, damit die Ionen mit einer Ladung q und Energie E nicht durch die Spiegel die Falle verlassen [2].

$$qU > E \quad (3)$$

2.2.3 Zajfman-Falle am TrapRemi

Die Konstruktion der Zajfman-Falle im experimentellen Aufbau von TrapRemi ist in Abb. 5 dargestellt. Die Falle besteht aus zwei coaxialen Elektrodenreihen mit jeweils 26 baugleichen Ringelektroden in gleichmäßigen Abständen. Zwischen den Elektrodenreihen befindet sich der feldfreie Bereich für das Reaktionsmikroskop.

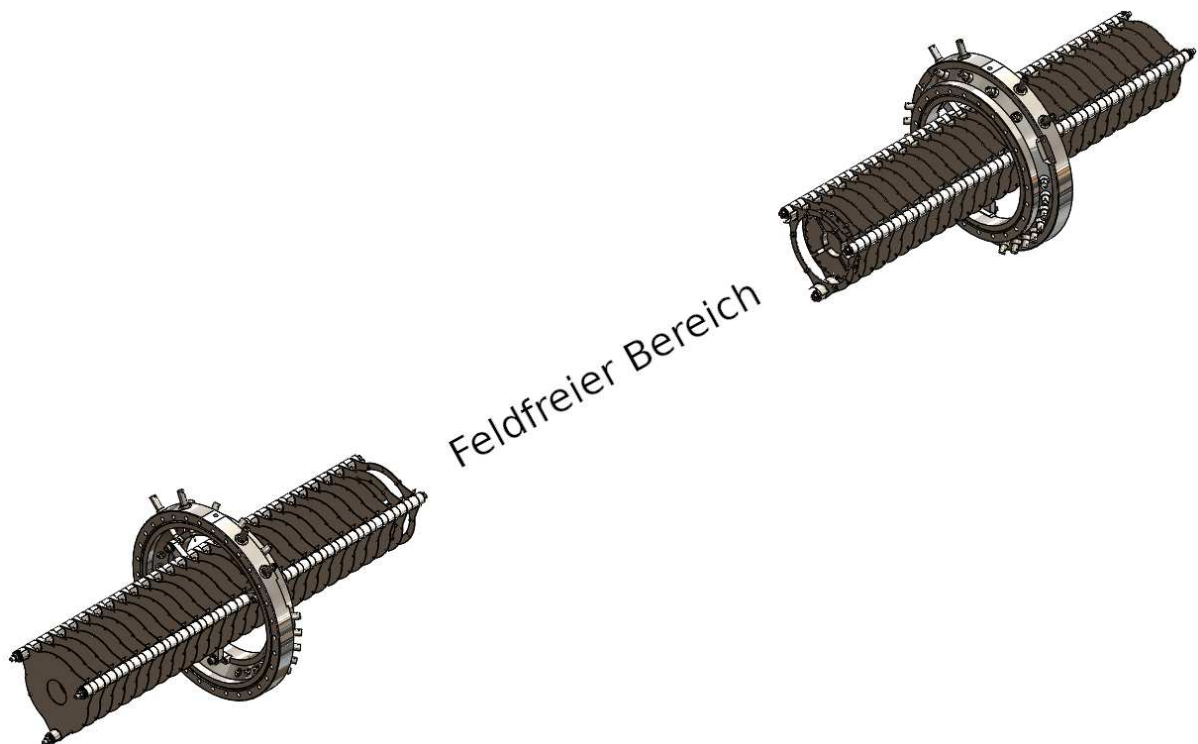


Abbildung 5: Aufbau der Zajfman-Falle am TrapRemi.

Ionenoptische Elemente der Falle

Die Ringelektrodenreihen werden zum Erzeugen der Spiegel- und Linsenpotentiale benutzt. Da die Ringelektroden baugleich sind, kann die Lage der ionenoptischen Elemente innerhalb der Elektrodenreihe variiert werden.

Quadrupolablenker

Die jeweils erste Elektrode von innen ist in vier identische isolierte Sektoren aufgeteilt und dient als Quadrupolablenker zum Kompensieren der Imperfektionen von Strahlführung und Falle. Durch Anlegen von Spannungen zwischen den gegenüberliegenden Elektroden werden zwei senkrechte Komponenten eines ablenkenden elektrischen Feldes erzeugt.

Pickup-Elektrode

Um die Ionendichte im gespeicherten Strahl zu verfolgen, ist eine zylinderförmige Pickup-Elektrode (siehe Abb. 6) koaxial vor einer Elektrodenreihe eingebaut (siehe Abb. 7). Befindet sich eine Ladung im inneren Hohlraum der Elektrode, so induziert sie eine Spiegelladung. Fliegt eine Ladung durch die Elektrode, so entsteht aufgrund der veränderlichen Spiegelladung ein Stromsignal, welches mit einem Oszilloskop ausgelesen werden kann.

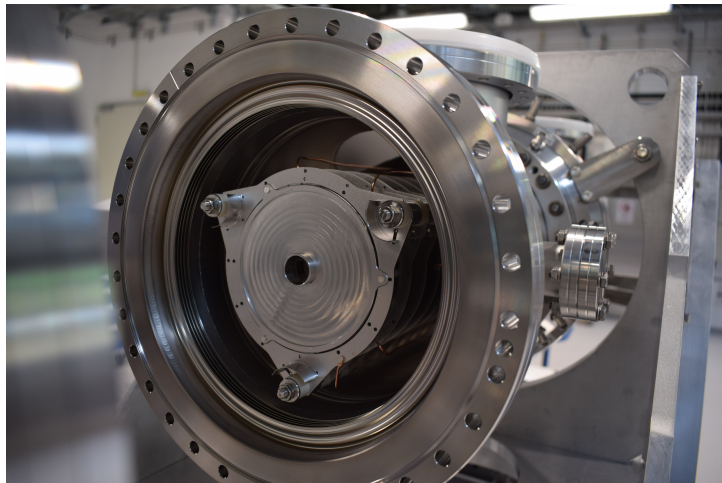


Abbildung 6: Aufbau der Pickup-Elektrode.

Neutraldetektor

Hinter der Falle befindet sich ein zeit- und positionssensitiver Detektor zum Registrieren der in der Falle neutralisierten Ionen (Neutraldetektor) (siehe Abb. 7). Aus der Information über die Rate der Neutralisation und der Trefferposition der neutralisierten Teilchen können Schlussfolgerungen über die Ionendichte sowie die Trajektorien im gespeicherten Strahl gezogen werden.

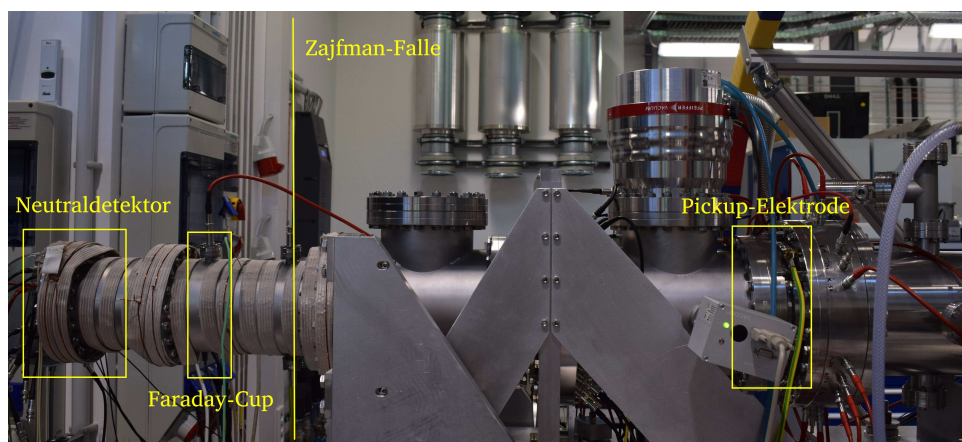


Abbildung 7: Messinstrumente im hinteren Teil der Zajfman-Falle

Hinter der Falle befindet sich außerdem ein Faraday-Cup zum Messen des Ionenstroms (siehe Abb. 7).

2.3 Reaktionsmikroskop

Als Reaktionsmikroskop (Remi) bezeichnet man ein Messinstrument zum Untersuchen unterschiedlicher atomarer und molekularer Reaktionen. Entscheidend ist die Möglichkeit, Koinzidenz-Messungen durchzuführen, das heißt mehrere Produkte derselben Reaktion zu detektieren und anhand physikalischer Erhaltungsgrößen einander zuzuordnen.

2.3.1 Funktionsprinzip eines Reaktionsmikroskops

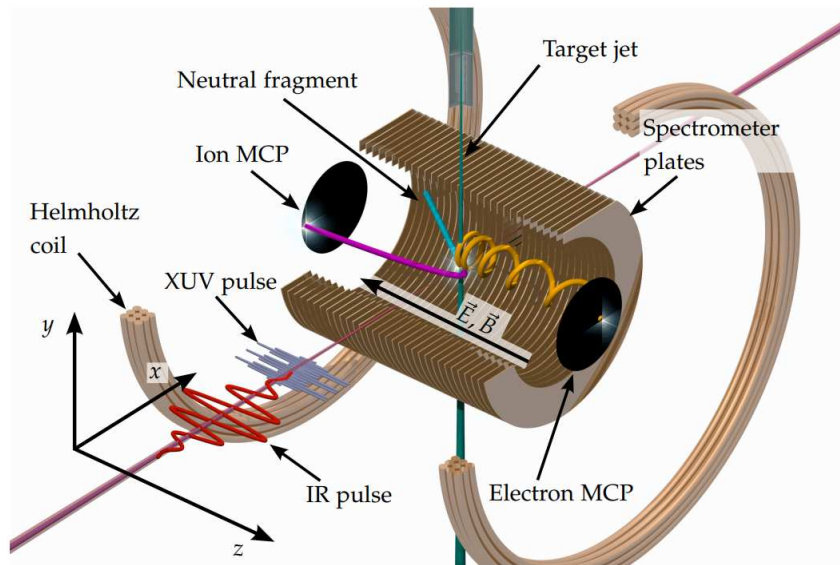


Abbildung 8: Ein IR-XUV-Pump-Probe Experiment in einem Reaktionsmikroskop. Quelle: [7]

Aufbau und Funktionsweise eines typischen Reaktionsmikroskops ist in Abb. 8 anhand eines Beispiels experimenten veranschaulicht:

Im Ultrahochvakuum werden Atome eines ultrakalten Gasstrahls durch Laserpulse ionisiert. Das homogene elektrische Feld der Spektrometerelektroden extrahiert die geladenen Reaktionsprodukte auf zeit- und positionssensitive Detektoren. Diese bestehen typischerweise aus einer Kombination aus MCP und *delay lines*.

Elektronen, deren Anfangsgeschwindigkeitsvektor einen großen Winkel zur Spektrometerachse haben, würden aufgrund ihrer kleinen Masse das Remi verlassen, ohne detektiert zu werden. Um dies zu verhindern, wird mithilfe einer Helmholtz-Spule ein homogenes Magnetfeld erzeugt, welches die Elektronen in eine Zychlotronbewegung versetzt. Dadurch wird die Akzeptanz des vollen Raumwinkels erreicht.

In einem Remi können Reaktionen unterschiedlicher Art erzeugt werden: Kollisionen von beliebiger atomaren oder molekularen Spezies untereinander sowie mit Ionen, Elektronen oder Photonen. Wie in diesem Beispiel können durch ein Pump-Probe-Schema Quantenprozesse zeitaufgelöst untersucht werden.

Rekonstruktion des Anfangsimpulses

Aus der Trefferposition von Ionen und Elektronen an Detektoren sowie deren Flugzeit können dreidimensionale Anfangsimpulsvektoren rekonstruiert werden. Die Flugzeit t eines geladenen Reaktionsprodukts mit Masse m , Ladung q und longitudinalem Anfangsimpuls p_{\parallel} bis zum Detektor ist gegeben durch [8]:

$$t_{\pm}(p_{\parallel}) = \frac{2am}{\sqrt{p_{\parallel}^2 + 2mq\Delta U} \pm p_{\parallel}} \quad (4)$$

wobei a den Abstand zwischen dem Reaktionsort und dem Detektor und ΔU den Potentialunterschied zwischen den beiden äußeren Spektrometerelektroden bezeichnet. Denominator "±" dient zum Unterscheiden, ob der longitudinale Anfangsimpuls parallel ("+") oder antiparallel ("−") zu \vec{E} orientiert ist. Der longitudinale Anfangsimpuls kann aus der Flugzeit durch Lösen dieser Gleichung für Ionen sowie Elektronen berechnet werden. Im Allgemeinen muss diese Gleichung numerisch gelöst werden, aber für den häufigen Fall $p_{\parallel} \ll \sqrt{2mq\Delta U}$ ergibt sich eine Näherungslösung [8]

$$p_{\parallel}(t) \approx \frac{q\Delta U}{a}(t_0 - t) \quad (5)$$

mit

$$t_0 := t(p_{\parallel} = 0) = a\sqrt{\frac{2m}{q\Delta U}} \quad (6)$$

Der transversale Anteil des Impulses (in Polarkoordinaten) (p_{\perp}, ϕ_p) wird aus der Trefferposition (r, ϕ) (in Polarkoordinaten) bestimmt. Für die Ionen, deren transversaler Impuls unverändert bleibt, gilt:

$$p_{\perp} = \frac{rm}{t} \quad (7)$$

$$\phi_p = \phi \quad (8)$$

Für die Elektronen, die eine Zychlotronbewegung mit der Frequenz $\omega = qB/m$ ausführen, ergibt sich aus einer geometrischen Überlegung [8]:

$$p_{\perp} = \frac{mr\omega}{2|\sin(\omega t/2)|} \quad (9)$$

$$\phi_p = \phi - \frac{\omega t - 2\pi N}{2} \quad (10)$$

wobei N die Anzahl der vollen Drehungen, die das Elektron vor dem Treffen am Detektor ausführt, bezeichnet. Eine detaillierte Beschreibung befindet sich in [8].

Neutrale Reaktionsprodukte werden von elektromagnetischen Feldern nicht extrahiert und deren Anfangsimpulsvektor kann folglich nicht direkt gemessen werden. Dieser kann aber in vielen Fällen aus den gemessenen Impulsen aller anderen Produkten derselber Reaktion rekonstruiert werden.

2.3.2 Reaktionsmikroskop am TrapRemi

Die Position des Reaktionsmikroskops ist auf den feldfreien Bereich der Zajfman-Falle festgelegt. Um den Einfluss des Remi auf die gespeicherten Ionen zu minimieren, müssen das elektrische und das magnetische Extraktionsfeld parallel zur Fallenachse (ggf. dem Target-Strahl) verlaufen. Wir bezeichnen diese

Konfiguration des Remi als longitudinal. Im Gegensatz zum typischen Aufbauschema eines Reaktionsmikroskops in Abb. 8 entspricht dies einem Target-Strahl entlang der z-Achse, statt der y-Achse.

Die longitudinale Konfiguration führt zu einer technischen Herausforderung: Die Bahn der gespeicherten Ionen verläuft durch die Detektoren. Die Detektoren müssen also über eine Öffnung entlang der Trajektorie der gespeicherten Ionen verfügen. Dies führt jedoch zum Verlust der Detektorfläche. Um diesen Verlust zu minimieren, haben die Remi-Detektoren eine hexagonale Anordnung aus drei *delay lines*.

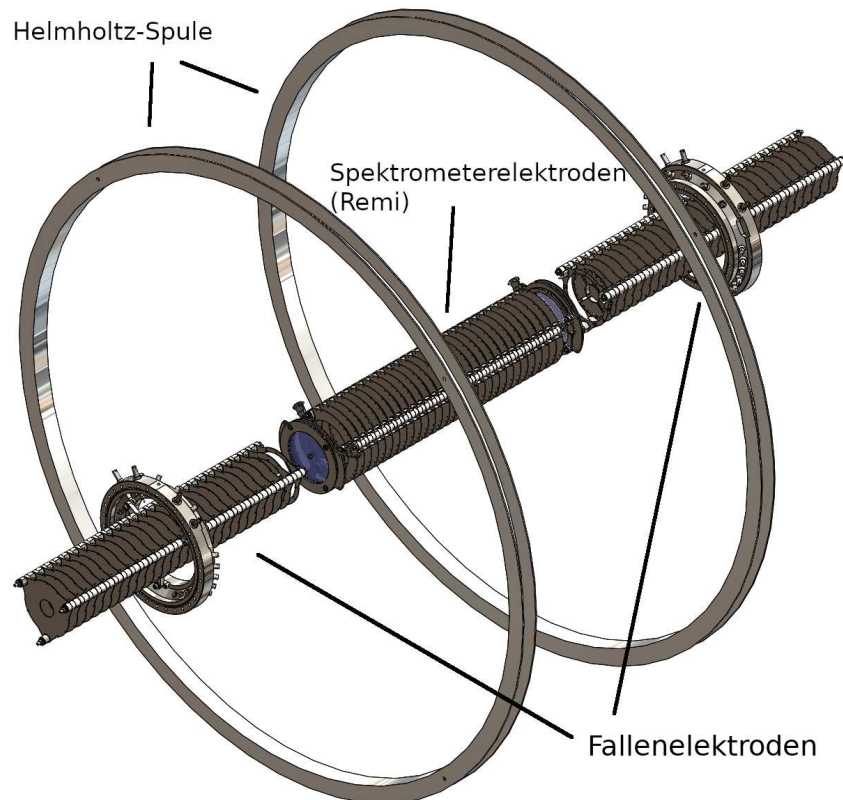


Abbildung 9: Komplette Anordnung zum Erzeugen der elektromagnetischen Felder (Falle und Remi)

Der Aufbau des Reaktionsmikroskops von TrapRemi (ohne Detektoren) ist in Abb. 9 dargestellt. Das elektrische Extraktionsfeld wird mithilfe einer Anordnung aus zylinderförmigen Spektrometerelektroden erzeugt, welche sich im freien Raum zwischen den beiden Elektrodenreihen der Falle befindet. Das magnetische Feld wird mit einer Helmholtz-Spule erzeugt.

2.4 Ionenquellen

Zum Erzeugen der Ionen wurden in dieser Arbeit zwei unterschiedliche Quellen benutzt.

Thermionische Cs^+ -Quelle

Die erste ist eine thermionische HeatWave Labs Model 101142 Cs^+ -Quelle. Ionen werden durch Erhitzen eines Emitters erzeugt, welcher aus einem Cs-haltigem Aluminosilikat besteht. Der genaue Aufbau ist in Abb. 10 zu sehen. Bei einer Operationstemperatur zwischen $950^{\circ}C$ und $1100^{\circ}C$ beträgt die spezifizizierte Emissionsstromdichte $1 - 10mA/cm^2$ [9].

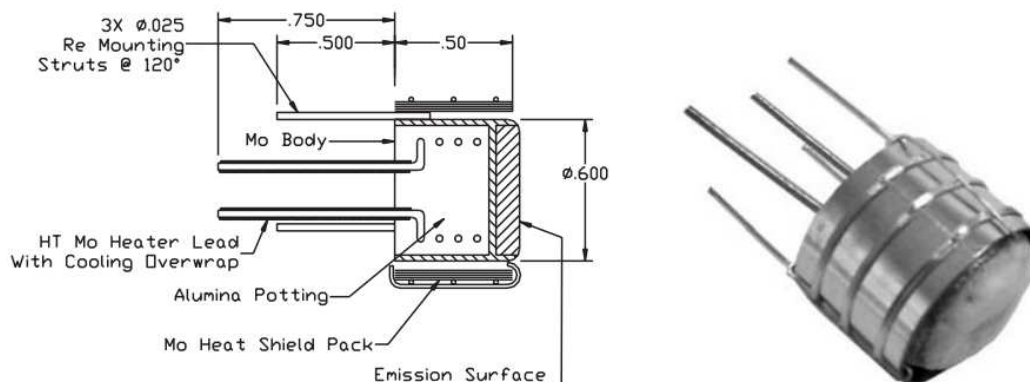


Abbildung 10: Aufbau der Cs^+ -Ionenquelle. Quelle:[9]

Gas-Stoßionisationsquelle

Die zweite benutzte Quelle wurde nach Balzers BK543070-T am MPIK nachgebaut. Diese basiert auf Stoßionisation. Die Ionisationskammer wird mit einem Gas gefüllt, das Filament wird erhitzt und emittiert thermionisch Elektronen. Diese Elektronen haben eine hohe kinetische Energie und ionisieren das Gas durch Stöße. Die entstandenen Ionen werden mit einer Elektrode in die Strahlführung extrahiert. Die Quelle wurde im Rahmen dieser Arbeit zum Erzeugen von Ar^+ -Ionen verwendet.

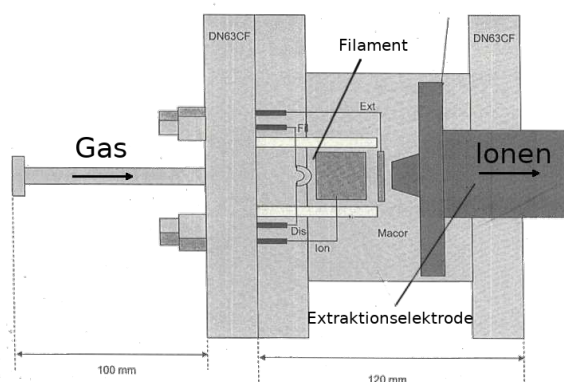


Abbildung 11: Aufbau der Gas-Ionenquelle.

2.5 Strahlführung

Die Aufgabe der Strahlführung ist, den Ionenstrahl aus der Quelle bis zu einer gewünschten kinetischen Energie zu beschleunigen, möglichst gut auf die Symmetrieachse der Falle zu bringen, und zu kollimieren. Dies ist nötig, damit der Strahl eine hinreichend hohe Ionendichte und eine Phasenraumverteilung möglichst in dem Akzeptanzbereich der Falle besitzt. Der Aufbau der Strahlführung ist in Abb. 12 dargestellt.

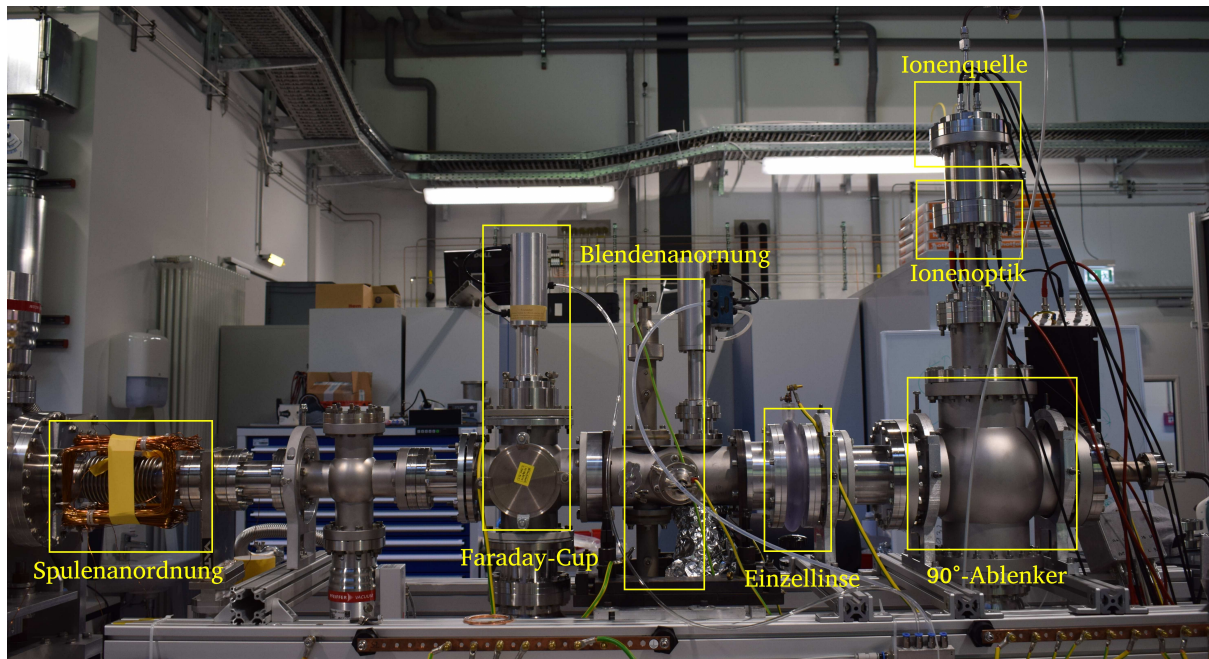


Abbildung 12: Aufbau der Strahlführung

Die Quelle befindet sich auf einem Potential, das gleich der gewünschten Gesamtenergie der Ionen ist. Direkt hinter der Quelle ist eine ionenoptische Anordnung bestehend aus einer Beschleunigungselektrode, einer fokussierenden Einzellinse und einem Quadrupol-Ablenker platziert. Diese koppelt den Ionenstrahl in einen 90°-Ablenker (siehe Abschnitt 2.5.1) ein, der den Strahl auf die Symmetrieachse der Falle bringt. Am Ende der Strahlführung befindet sich eine Anordnung aus zwei Helmholtz-Spulen zum Ausrichten des Strahls.

In der Strahlführung befindet sich eine Anordnung aus vier Blenden, die den Strahl auf ein einstellbares rechteckiges Fenster einschränken lässt. Zum Messen des Stroms, welcher durch die Strahlführung fließt, ist kurz nach der Blendenanordnung ein Faraday-Cup eingebaut.

2.5.1 Elektrostatischer Ablenker als Ladungs- und Energiefilter

Ionenquellen emittieren abhängig von deren Funktionsweise unterschiedliche unerwünschte Teilchen. Zum Beispiel lieferte die Gas-Ionenquelle, welche mit Ar betrieben wurde, eine relative hohe Menge von neutralen Teilchen. Beim Speichern eines Ionenbunches aus dieser Quelle (ohne 90° -Ablenker im Aufbau) konnte am Neutraldetektor hinter der Falle ein starker konstanter Hintergrund gemessen werden. Höchstwahrscheinlich waren es ionisierte Ar -Atome, welche zuerst in der Quelle beschleunigt wurden und im relativ dichten Restgas direkt hinter der Quelle neutralisierten.

Um die Einflüsse neutraler Teilchen oder Ionen mit einer unerwünschten Energie oder Ladung auf die Messdaten zu reduzieren, wurde die Quelle senkrecht zur Symmetrieachse der Falle platziert und mit einem 90° -Zylinderablenker mit der weiteren Strahlführung verbunden. Der benutzte Ablenker ist in [10] ausführlich beschrieben. Der Ablenker besteht aus zwei konzentrischen Viertelkreis-Zylinderelektroden unterschiedlicher Radien (siehe Abb. 13).

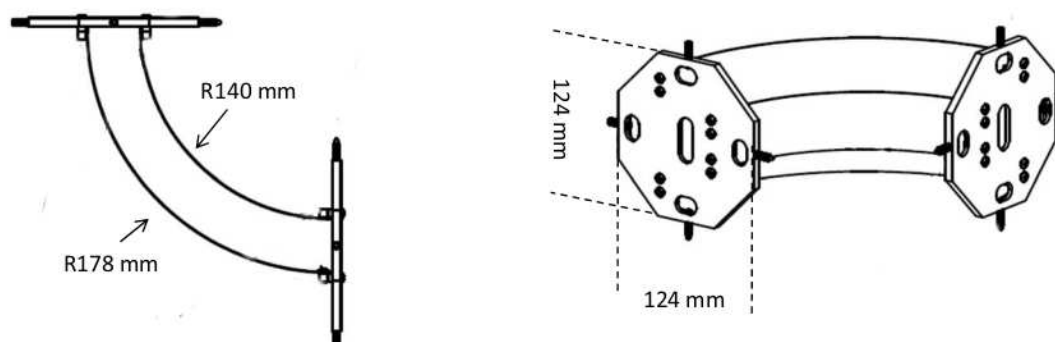


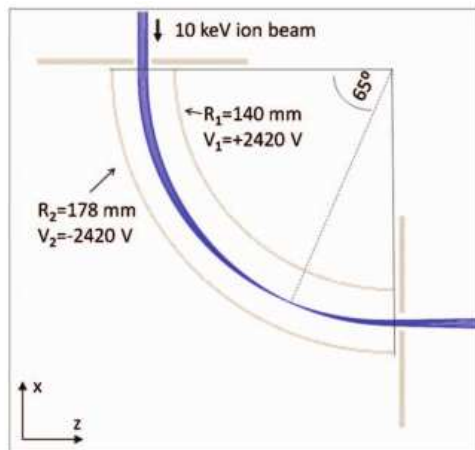
Abbildung 13: Konstruktion des Ablenkers. Quelle:[10]

Zum Ablenken eines Ions mit Ladung q und einer kinetischen Energie E_{kin} um 90° auf einer Kreisbahn mit dem Krümmungsradius R_0 benötigt man ein radiales elektrisches Feld der Stärke E , gegeben durch [10]:

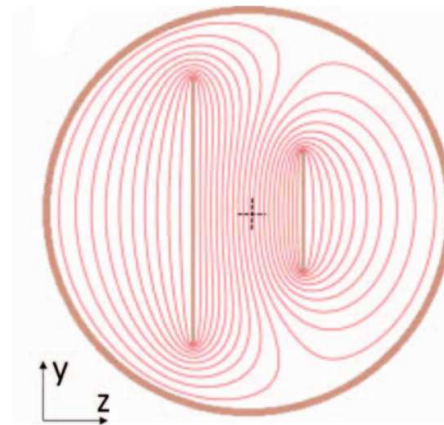
$$E = \frac{E_{kin}}{qR_0} \quad (11)$$

Die radiale Feldstärke E ist proportional zum Potentialunterschied zwischen den beiden Elektroden. Aus dieser Bedingung ergibt sich die Tatsache, dass bei einer festen Konfiguration der Ablenker auch als ein Energie- und Ladungsfilter agiert. Stimmt das Verhältnis $\frac{E_{kin}}{q}$ für ein Teilchen nicht mit dem gewünschtem Wert überein, so entspricht die Bahn der Teilchen nicht der Form des Ablenkers und das Teilchen erreicht die Falle nicht.

Der Ablenker ist zusätzlich eine fokussierende zylindrische ionenoptische Linse. Diese fokussierende Eigenschaft kann man beispielsweise aus dem in [10] simulierten Verlauf der Feldlinien ablesen (siehe Abb. 14b). Ein Beispiel der Dynamik des Ionenstrahls in dem Ablenker ist in Abb. 14a zu sehen. Die zusätzliche Fokussierung wird in unserem Aufbau mithilfe von Einzellinsen vor und nach dem Ablenker kompensiert.



(a) Simulation der Bewegung eines 10keV Ionenstrahls



(b) Feldlinien im Querschnitt des Ablenkers

Abbildung 14: Ergebnisse einer SIMION-Simulation für den Ablenker. Quelle: [10]

3 Charakterisierungsmessungen

In diesem Kapitel werden die durchgeführten Charakterisierungsmessungen am Aufbau von TrapRemi beschrieben. Hauptfokus der Charakterisierungsmessungen lag auf dem Beschreiben und Optimieren des Injizierens und des Speicherns eines Ionenpulses in der Zajfman-Falle sowie Testen der Messinstrumente und -methoden.

Lage der ionenoptischen Elemente der Falle

In Rahmen dieser Arbeit wurde durchgehend folgende Zuordnung der Ringelectroden der Zajfman-Falle (siehe Abb. 5) verwendet: jeweils 8. bis 13. Elektrode (von außen gezählt) erzeugen das Spiegelpotential und jeweils 17. bis 19. Elektrode erzeugen das Linsenpotential. Das Ergebnis einer Simulation des entsprechenden Potentialverlaufs entlang der Fallenachse ist in Abb. 15 dargestellt.

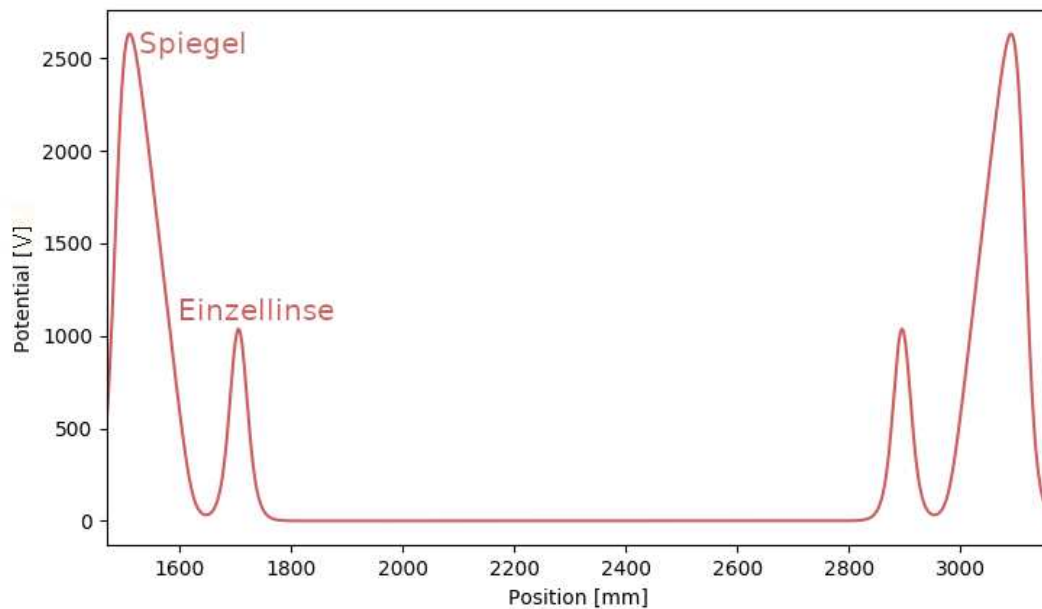


Abbildung 15: Potentialverlauf entlang der Fallenachse während des Speicherns.

Einstellen der Strahlführung und der Falle

Die Strahlführung wird durch Maximieren des Stroms auf den Faraday-Cup in der Strahlführung und darauffolgend des Stroms auf den Faraday-Cup hinter der Falle optimiert.

Zum Abschätzen der benötigten Elektrodenpotentiale wurden Simulationen in SIMION durchgeführt, welche genauer in einer früheren Bachelorarbeit in Rahmen dieses Projekts beschrieben sind [11]. Mit den Simulationsergebnissen als Startpunkt wird das Speichern iterativ durch Variation der Potentiale der Fallenelektroden optimiert.

Injektion des Ionenstrahls

Das Spiegelpotential blockiert den einfallenden Ionenstrahl aus der Strahlführung. Deswegen muss für die Injektion des Ionenstrahls die Falle geöffnet werden. Dies bedeutet Schalten des Potentials der letzten Spiegelelektrode auf der Seite der Quelle auf GND, wofür ein Hochspannungsschalter (Behlke HTS 1L1-01) verwendet wird.

Das "offene" Spiegelpotential blockiert den Ionenstrahl nicht, agiert aber als eine Einzellinse. Um deren fokussierende Eigenschaften zu kompensieren, befindet sich vor der Falle eine weitere Einzellinse. Anhand der Simulationen in SIMION wurde in [11] festgestellt, dass die Speichereffizienz theoretisch 1 ist, solange die Einzellinse vor der Falle den Ionenstrahl auf das teilweise gesenkte Spiegelpotential fokussiert. Der simulierte Potentialverlauf entlang der Fallenachse während der Injektion ist in Abb. 16 dargestellt.

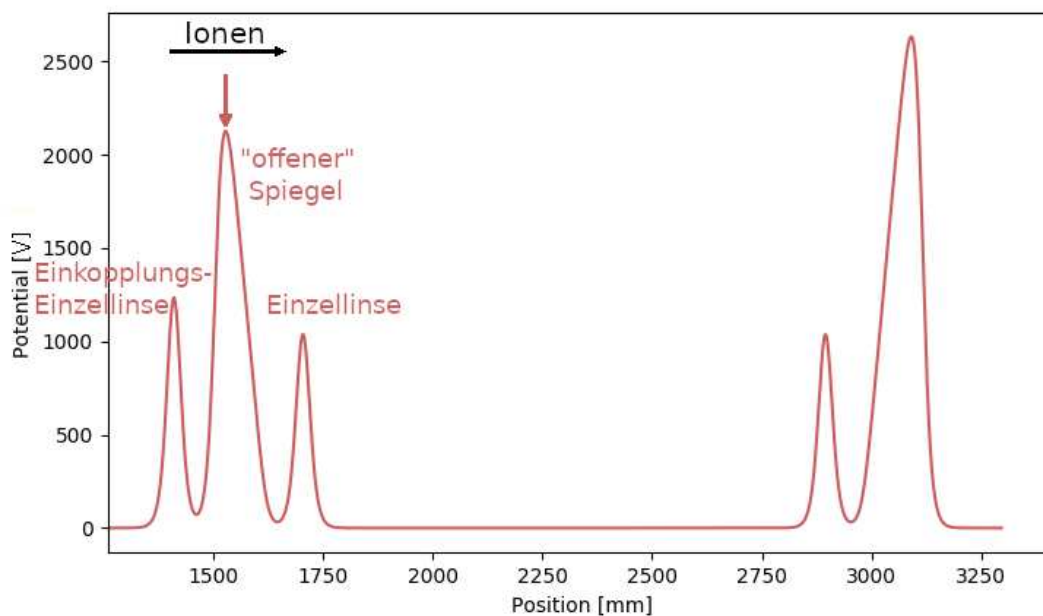


Abbildung 16: Potentialverlauf entlang der Fallenachse während der Injektion: der quellseitige Spiegel ist geöffnet, die Einzellinse vor der Falle verbessert die Einkopplung des Ionenstrahls.

Restgas

Als Restgas befindet sich in der Falle Restluft mit einem geringeren Anteil von N_2 sowie aller Moleküle und Atomen ähnlicher Masse. Dies kommt dadurch zustande, dass die Turbomolekularpumpen N_2 und Moleküle oder Atome ähnlicher Masse am effizientesten pumpen. Aufgrund der asymmetrischen Positionierung der Pumpen (siehe Abb. 1) entsteht ein Restgasdruck-Gradient. Druck wird an beiden Rändern der UHV-Kammer der Falle gemessen. Die beiden Werte unterscheiden sich ungefähr um den Faktor 4. In dieser Arbeit wird als Restgasdruck der Mittelwert beider angegeben. Dieser beträgt ungefähr $1.4 \times 10^{-9} \text{ mbar}$, wenn nicht anders angegeben.

3.1 Charakterisierung des injizierten Strahls

3.1.1 Pulsen des Ionenstrahls

Üblicherweise speichert man den Ionenstrahl in Pulsen, um die Oszillationsbewegung in der Falle besser beobachten zu können. Solche Pulse werden durch die ionenoptische Anordnung direkt nach der Quelle erzeugt. Zwei Methoden der Pulserzeugung wurden untersucht. In beiden Fällen erfolgte das Schalten von Potentialen mit einem Hochspannungsschalter (Behlke HTS 1L1-01). Für die Messung wurde die Ar^+ -Quelle verwendet.

Zum Charakterisieren der gespeicherten Pulse wurde das Verlustsignal am Neutraldetektor analysiert. Der Verlust aufgrund der Neutralisation ist proportional zur Ionendichte im Strahl (siehe Abschnitt 3.5.2). Das erwartete Signal ist also ein Neutrapuls mit vergleichbarer zeitlicher Struktur wie der injizierte Ionenpuls.

Pulsen mit einer Potentialbarriere

Man kann Ionenpulse erzeugen, indem man Teile des Strahls mit einer Potentialbarriere blockiert. Dafür wird das Potential einer Elektrode am Ende der ionenoptischen Anordnung zwischen GND und einem hinreichend hohem Wert zum Blockieren des Strahls geschaltet. Im Laufe der Testmessungen hat sich herausgestellt, dass diese Methode keine sauberen Rechteckpulse liefert. Wie in Abb. 17 zu sehen ist, hat das Verlustsignal einen stark ausgeprägten Peak und der Abfall der Ionendichte am Ende des Pulses ist zu langsam, um den Puls als rechteckig anzusehen.

Der scharfe Peak entsteht, wenn die Ionen am Ort der Potentialbarriere während der Potentialerhöhung beschleunigt werden. Beschleunigte Ionen haben genug kinetische Energie, um die Falle durch das hintere Spiegelpotential zu verlassen, und werden am Neutraldetektor gemessen.

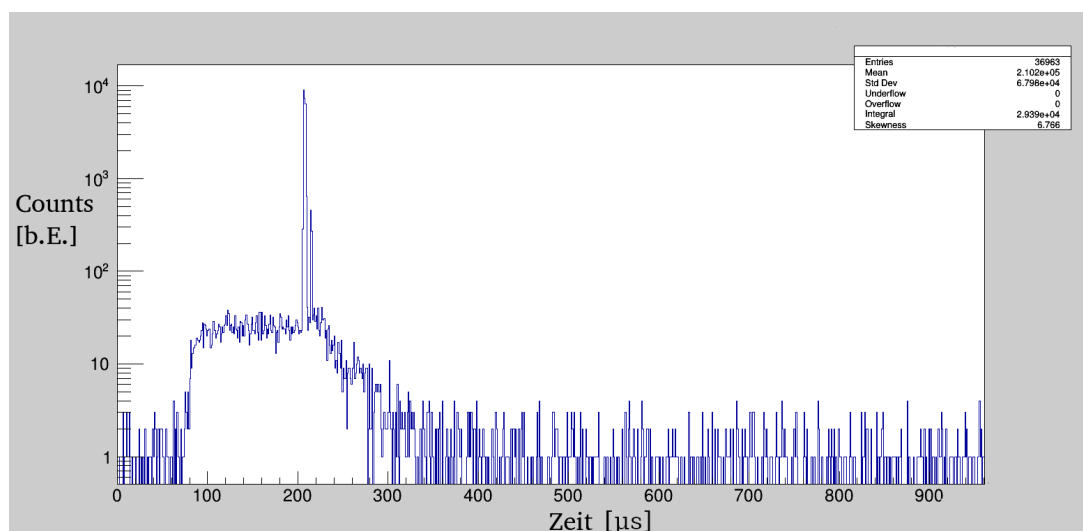


Abbildung 17: Pulsen mit einer Potentialbarriere (Neutraldetektor-Signal).

Pulsen mit einem ablenkendem Potential

Darauffolgend wurde das Pulsen mithilfe einer der Elektroden des Quadrupol-Ablenkers (nach der Quelle) untersucht. Das Potential dieser Elektrode wird zwischen GND und ca 1000V geschaltet. Das gemessene Verlustsignal am Neutraldetektor ist in Abb. 18 dargestellt. Man beobachtet einen klareren Rechteckpuls mit scharfen Kanten. Diese Methode wurde für alle weiteren Messungen mit einem gepulsten Ionenstrahl im Rahmen dieser Arbeit verwendet.

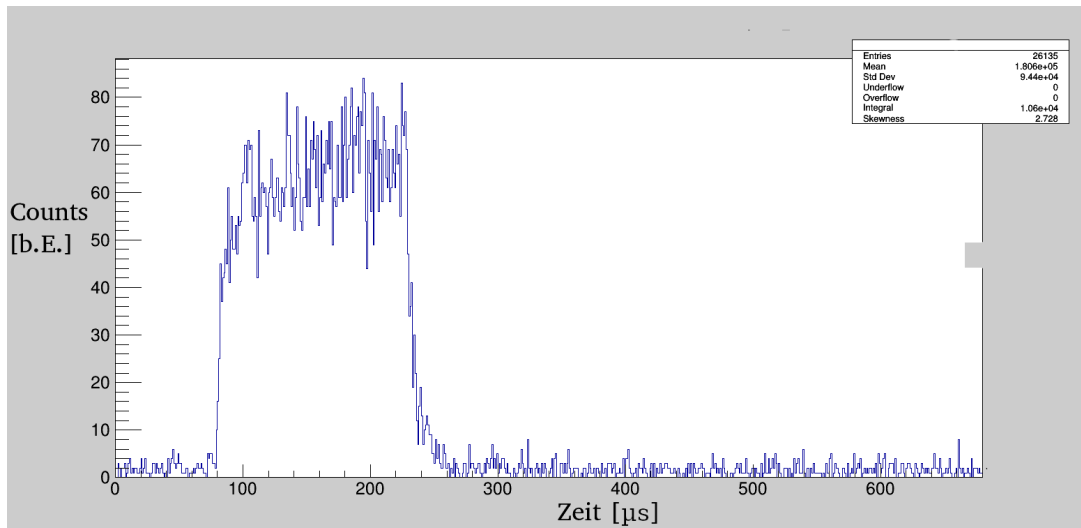


Abbildung 18: Pulsen mit einer Potentialbarriere (Neutraldetektor-Signal).

3.1.2 Strahlprofil

Um zu überprüfen, dass in der Strahlführung keine unerwünschten Strukturen im Strahlprofil entstehen, wurde dieses am Ort der Blendenanordnung untersucht. Gemessen wurde der Strom auf den Faraday-Cup direkt nach der Blendenanordnung (siehe Abb. 12).

Der Strahl wurde abschnittsweise mit horizontalen (bzw. vertikalen) Blenden blockiert und aus der Änderung des Stroms auf den Faraday-Cup konnte die horizontale (bzw. vertikale) Ionendichteverteilung gewonnen werden. Aus den beiden eindimensionalen Ionendichteverteilungen wurde das zweidimensionale Querschnittsprofil rekonstruiert (siehe Abb. 19).

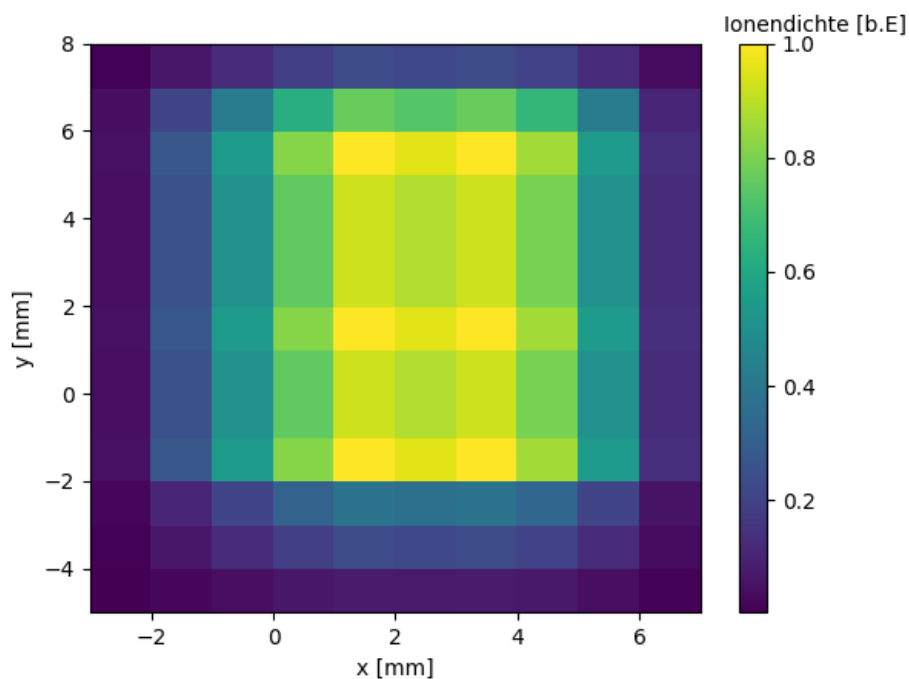


Abbildung 19: Strahlprofil am Ort der Blende.

Die Dichteverteilung im mittleren Bereich des Strahlquerschnitts ist relativ homogen. Es wurden keine ausgeprägte unerwünschte Strukturen beobachtet.

3.2 Bestimmung der Ionenanzahl mit Pickup-Elektrode

Stromsignal in der Pickup-Elektrode

Die Pickup-Elektrode wird zum Bestimmen der Anzahl der gespeicherten Ionen sowie der Form der Ionenpulse verwendet. Beim Durchflug der Ionen wird in der Pickup-Elektrode eine Spiegelladung induziert, welche identisch zur Ladung im inneren Hohlraum der Elektrode ist. Das Stromsignal in der Pickup-Elektrode I_{PU} ist damit die zeitliche Ableitung der Ladung im inneren Hohlraum.

$$I_{PU}(t) = \frac{d}{dt}qN_{PU}(t) \quad (12)$$

wobei q die Ladung des einzelnen Ions und N_{PU} die Ionenanzahl im inneren Hohlraum der Pickup-Elektrode bezeichnet.

Die gespeicherten Ionenpulse sind typischerweise länger als die Pickup-Elektrode und haben eine annähernd rechteckige Form. Das induzierte Stromsignal besteht also theoretisch aus einem positiven Rechteckpuls, während der Zeit, in welcher der Ionenpuls die Pickup-Elektrode mit einer konstanten Geschwindigkeit füllt, und einem negativen Rechteckpuls, während der Puls die Elektrode verlässt. Aufgrund der kapazitiven Kopplung der Pickup-Elektrode mit dem Halterungsring sowie der Vakuummkammer wird die Pickup-Elektrode auf typischen Zeitskalen eines Kondensators der Kapazität von Größenordnung $100pF$ aufgeladen und man beobachtet einen positiven und einen negativen Peak statt der Rechteckpulse.

Die Ionenanzahl im Pulsabschnitt der gleichen Länge wie die Pickup-Elektrode L_{PU} kann durch Integration des Aufladungs- oder Entladungsstrompeaks gewonnen werden und das Ergebnis kann auf die volle Länge des Bunches L_B umgerechnet werden.

$$qN_B = \frac{L_B}{L_{PU}} \int_{Peak} I_{PU}(t) dt \quad (13)$$

Test-Messung im TrapRemi

Eine Testmessung mit der Pickup-Elektrode wurde durchgeführt. Mehrere Ionenpulse der Länge $\tau = 10\mu s$ aus der Cs^+ -Quelle wurden bei ausgeschaltetem Spiegelpotential durch die Falle geschossen und das induzierte Stromsignal der Pickup-Elektrode wurde mit einem Stromverstärker (Femto DLPCA-200) verstärkt und in ein Spannungssignal umgewandelt. Anschließend wurde das Signal mit einem Oszilloskop (Rohde & Schwarz HMO 3004) aufgenommen. Das gemessene Signal wurde über 1024 Messungen gemittelt. Für einen Referenzwert wurde der Strom des Ionenstrahls (ohne Pulsen) durch den Faraday-Cup hinter der Falle gemessen.

Das Signal der Pickup-Elektrode (siehe Abb. 20) wurde mit einem Python-Skript analysiert. Die Gesamtladung des Pulses wurde gemäß (13) für den Auf- sowie Entladungsstrom numerisch berechnet. Als Endergebnis wurde der Mittelwert der beiden genommen.

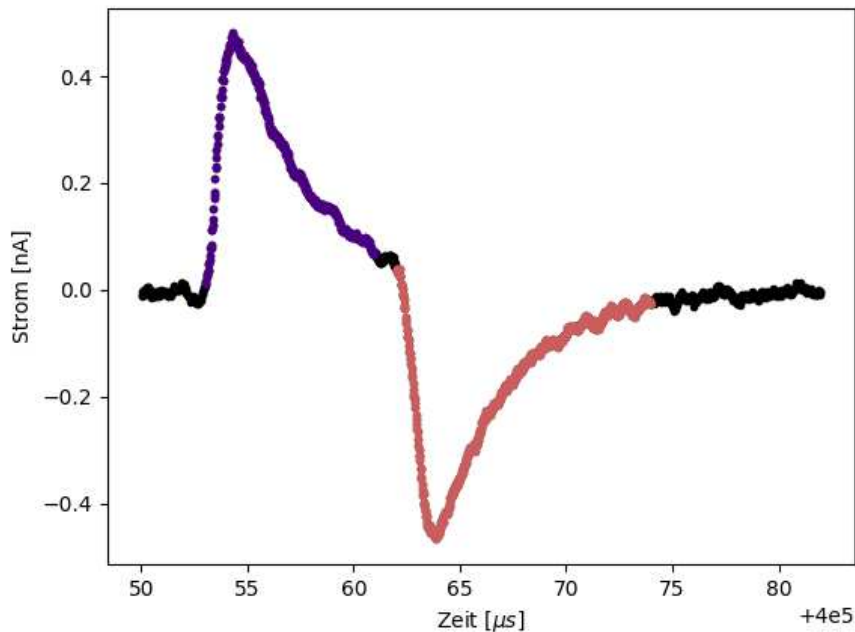


Abbildung 20: Pickup-Signal eines Ionenpulses: mit blau ist der Aufladungsstrompeak und mit rot ist der Entladungstrompeak markiert.

Aus dem Pickup-Signal wurde die Gesamtladung des Pulses von $1.15 \times 10^{-13} C$ gewonnen, dies entspricht ca 717 000 Cs^+ -Ionen. Der gemessene Strom durch den Faraday-Cup betrug $13 nA$, was einer Ladung von $1.3 \times 10^{-13} C$ (ca 811 000 Ionen) pro Puls entspricht.

Fehlerquellen

Das Pickup-Signal wird von vielen Elementen des Aufbaus unerwünschterweise beeinflusst. Die verwendete Elektronik, vor allem die Hochspannungsschalter, induziert unterschiedliche Störsignale, Teile der elektronischen Schaltung agieren als elektromagnetische Schwingkreise. Außerdem ist die induzierte Spiegelladung in der Pickup-Elektrode nicht perfekt identisch mit der Ladung im inneren Hohlraum und hängt von der genauen Trajektorie des Ionenstrahls ab. Dadurch beinhaltet das Pickup-Signal folgende Störungen: einzelne ausgeprägte Störpulse, nicht-konstanter Offset und periodische Modulationen zu bestimmten Zeiten.

Die Strommessung ist mit den Messfehlern des Amperemeters behaftet. Des Weiteren hat der Faraday-Cup keine Sekundärelektronen-Unterdrückung, wodurch einige Ionen doppelt gezählt werden können.

Aufgrund komplexer Beiträge der oben genannten sowie weiterer unbekannter Fehlerquellen ist eine Fehlerabschätzung der Ergebnisse der beschriebenen Messung im Rahmen dieser Arbeit unmöglich. Das Pickup-Signal eignet sich dennoch für eine Abschätzung der Größenordnung der Ionenanzahl im gespeicherten Puls.

3.3 Dynamik der Form des gespeicherten Ionenpulses

3.3.1 Dispersion und Synchronisation des Ionenpulses

Bei der Injektion in die Falle sind die Ionenpulse relativ scharfe Rechteckpulse. Dennoch besitzen Ionen nach dem Verlassen der Quelle leicht unterschiedliche Impulse und erfahren zusätzlich leicht unterschiedliches Potential entlang deren Trajektorie in der Falle. Dies kann zu einer Dispersion der Pulse führen. Dennoch ist es möglich, eine Fallenkonfiguration zu finden, bei der aufgrund der elektromagnetischen Wechselwirkung zwischen den Ionen wesentlich langsamere Dispersion beobachtet wird.

In einer Zajfman-Falle hängt die Umlaufzeit T von der Energie E des Ions ab und diese Abhängigkeit kann durch die Dispersionsrelation $\frac{dT}{dE}$ beschrieben werden. Die Dispersionsrelation hängt hauptsächlich vom Potentialverlauf in der Falle ab.

Dispersion des Ionenpulses

Im Falle einer negativen Dispersionsrelation findet eine Dispersion des Ionenpulses statt: schnellere Teilchen sammeln sich im vorderen Teil und die langsameren Teilchen im hinteren Teil. Elektromagnetische Wechselwirkung zwischen den Ionen sorgt dafür, dass die schnelleren Ionen beschleunigt und die langsameren Ionen gebremst werden [13]. Der Puls wird länger und verliert die Rechteckstruktur über die Zeit.

Synchronisation des Ionenpulses

Es wurde experimentell beobachtet, dass die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen den Ionen bei einer positiven Dispersionsrelation zu einer Synchronisation der Bewegung in einer Zajfman-Falle führen kann [5]. Die Synchronisation bedeutet in diesem Kontext, dass die Pulse ihre Form über eine lange Zeit erhalten, man bezeichnet dies auch als *self-bunching* Modus.

Bedingungen für die Synchronisation

Eine theoretische Betrachtung der Folgen der Wechselwirkung zwischen Ionen zum genaueren Verständnis der mikroskopischen Mechanismen der Synchronisation in einer Zajfman-Falle erfolgt in [12]. Dafür wird die Dynamik von zwei identischen Ionen in einer eindimensionalen Zajfman-Falle untersucht.

Die Wechselwirkung findet hauptsächlich im Spiegelbereich in der Nähe des Wendepunktes statt, wo die Ionen sich bei einer geringen kinetischen Energie zeitlich am längsten aufhalten. Man kann den Mechanismus der Synchronisation folgendermaßen veranschaulichen: das schnellere Ion nähert sich dem langsameren Ion von hinten, beschleunigt es dadurch und verliert selbst kinetische Energie [13].

Aus der theoretischen Stabilitätsanalyse mithilfe des o.g. Modells wurden in [12] folgende Kriterien für die Synchronisation erhalten. Das Endergebnis der Wechselwirkung während des gesamten Aufenthalts im Spiegelpotential kann effektiv durch eine Zeitverzögerung τ_m in der Zeitentwicklung der relativen Koordinate (ohne Berücksichtigung der Wechselwirkung) beschrieben werden. Wir bezeichnen die Zeit, welche

ein Ion im Spiegelbereich verbringt mit T_m und die Zeit, die das Ion im feldfreien Bereich verbringt, mit T_f . Gilt entweder $T_m > T_f$ und $\tau_m > 0$ oder $T_m < T_f$ und $\tau_m < 0$, so sind die zwei Ionen synchronisiert. Gilt dies nicht, so entfernen sich die Ionen voneinander. Ein einfaches Beispiel der Dynamik für einen konstanten positiven Wert von τ_m , instantane Ionenstöße und ein lineares Spiegelpotential aus [12] ist in Poincare-Abbildungen in Abb. 21 zu sehen.

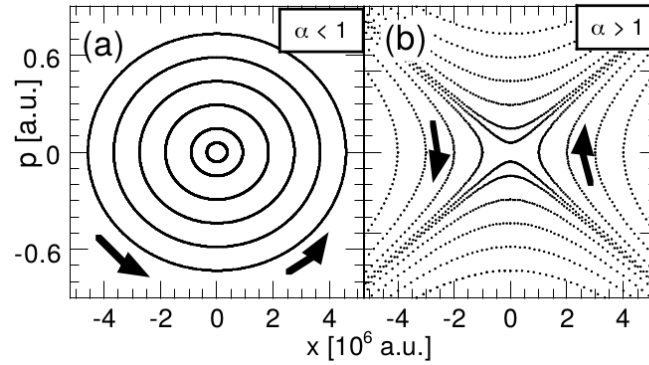


Abbildung 21: Poincaré-Schnitt bei konstantem positivem τ_m für instantane Ionenstöße bei einem linearen Spiegelpotential im Falle der Synchronisation (a) und der Dispersion (b). Die Pfeile zeigen die Richtung des Phasenraumflusses. Quelle: [12]

Im Falle der Synchronisation bewegen sich beide Ionen auf einer stabilen Kreisbahn um 0 im Phasenraum aus der relativen Koordinate und dem relativen Impuls. Im Falle der Dispersion bewegen sich die Ionen auf einer instabilen Hyperbel-Trajektorie.

3.3.2 Synchronisation des Ionenpulses im TrapRemi

Die Auswirkungen des Spiegelpotentials auf die zeitliche Entwicklung der Pulse wurden im TrapRemi untersucht. Dafür wurde die Wechselwirkungszeit der Ionen am Wendepunkt sowie die Dispersionsrelation durch das Ändern des Potentials der letzten Spiegelelektrode variiert. Für alle Messungen wurden Cs^+ -Ionen mit einer Energie von $2.5keV$ bei gleicher Quellenkonfiguration erzeugt. Die Messung wurde für 9 unterschiedliche Werte des Potentials der letzten Spiegelelektrode im Bereich zwischen $2800V$ und $3300V$ für jeweils mehrere tausend Injektionen durchgeführt. Die schematische Darstellung der benutzten Spiegelkonfiguration ist in Abb. 22 zu finden.

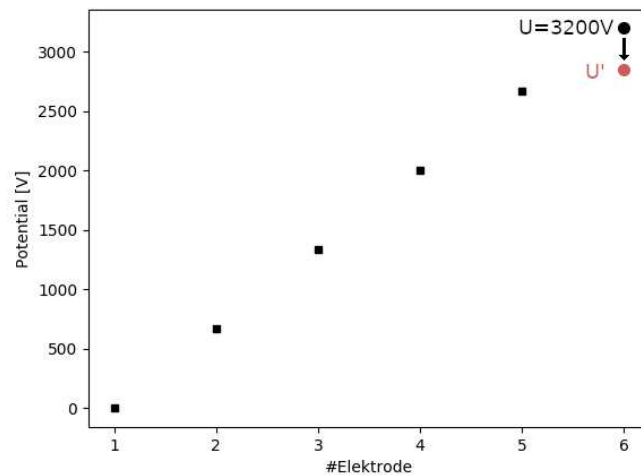


Abbildung 22: Potentiale der Spiegelelektroden: U bezeichnet das Potential der 6. (letzten) Spiegelelektrode für lineares Spiegelpotential, U' bezeichnet das variierte Potential der gleichen Spiegelelektrode

Entwicklung der Pulsform

Die zeitliche Entwicklung der Form des Pulses wurde anhand des zeitlichen Verlaufs des Verlustsignals an einem Remi-Detektor beobachtet.

Am besten bleibt die Form des Pulses bei $U' = 3030V$ erhalten und bei dieser Einstellung wurde der *self-bunching* Modus erreicht. Für den Wert $U' = 3000V$ wurde eine ähnliche Entwicklung des Ionenpulses beobachtet, aber für alle andere Einstellungen konnte eine wesentlich schnellere Dispersion beobachtet werden.

Um dies zu veranschaulichen, befindet sich in Abb. 23 ein Vergleich der Form des Pulses zwischen dem *self-bunching* Modus und dem dispersiven Modus zu den Zeiten $5ms$, $50ms$ und $95ms$ nach der Injektion.

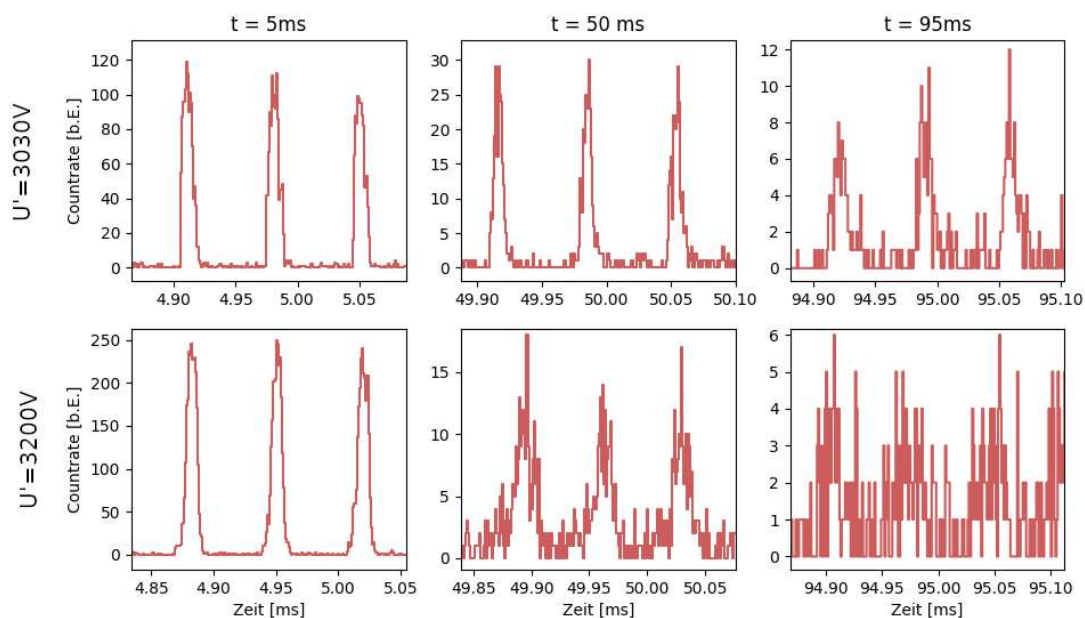


Abbildung 23: Vergleich der Form des Bunches bei $U' = 3030V$ und $U' = U = 3200V$ anhand des Verlustsignals am Remi-Detektor

Es kann klar gesehen werden, dass die longitudinale Struktur des Pulses bei $U' = 3030V$ wesentlich besser über die Zeit erhalten bleibt als bei $U' = 3200V$.

Des Weiteren wurde die zeitliche Entwicklung der Pulsbreite für die beiden Messungen quantitativ untersucht. Die Halbwertsbreite der Peaks wurde jeweils für zehn unterschiedliche Zeiten zwischen 5ms und 95ms bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abb. 24 zu sehen.

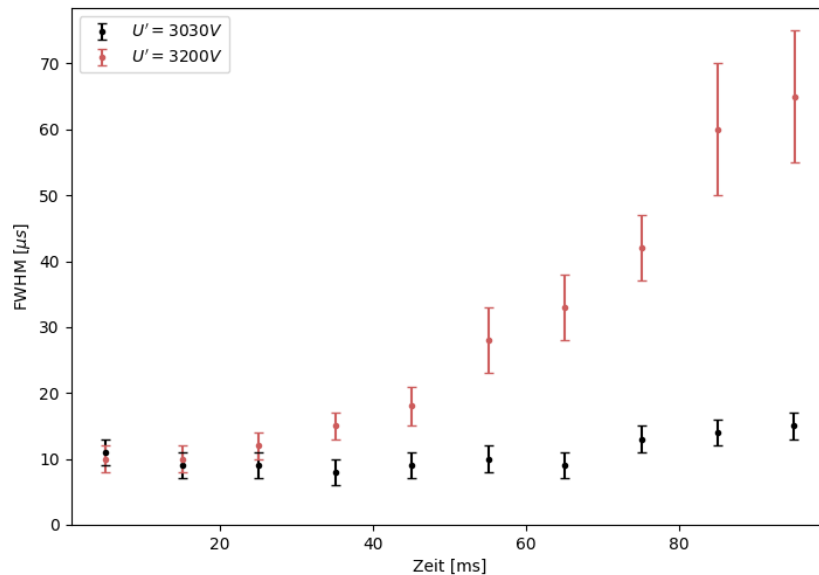


Abbildung 24: Zeitliche Entwicklung der Halbwertsbreite des Ionenpulses für $U' = 3200\text{V}$ und $U' = 3030\text{V}$

Im dispersiven Modus steigt die Halbwertsbreite des Pulses erwartungsgemäß monoton über die Zeit. Im *self-bunching* Modus bleibt die Halbwertsbreite des Pulses bis ca 70ms unter Berücksichtigung der Messfehler konstant und steigt danach marginal. Es ist möglich, dass bei niedrigen Ionendichten die Einflüsse der Wechselwirkung zwischen Ionen nicht mehr ausreichend sind für die Erhaltung der Synchronisation.

Entwicklung des Frequenzspektrums

Zeitliche Entwicklung des Frequenzspektrums wurde mithilfe der Fourier-Transformierten kurzer Abschnitte des Verlustsignals beobachtet. Die Berechnungen erfolgten mithilfe der Funktion *short-time Fourier transformation* aus der Python-Bibliothek *scipy.signal*. Vergleich des zeitlichen Verlaufs des Frequenzspektrums zwischen dispersiven und *self-bunching* Modus ist in Abb. 25 zu sehen.

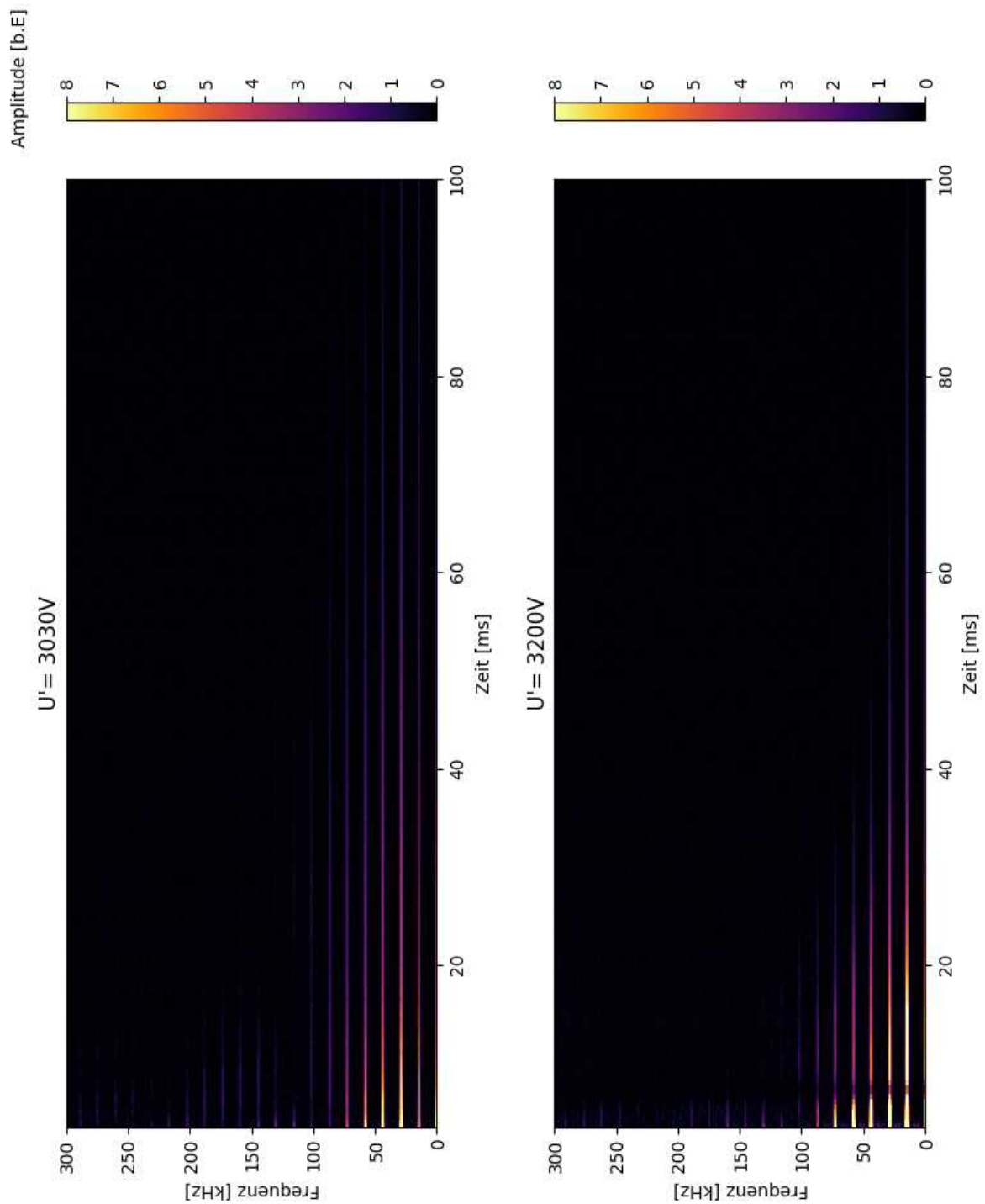
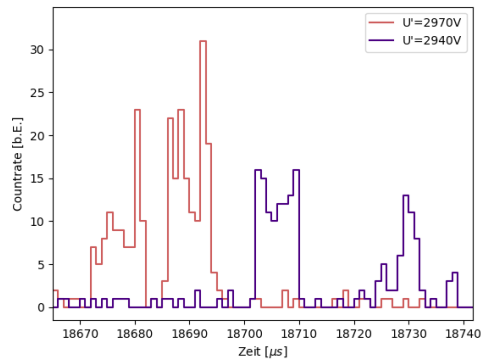


Abbildung 25: Zeitliche Entwicklung des Frequenzspektrums vom Verlustsignal für $U' = 3200V$ und $U' = 3030V$. Der kurzzeitige Abfall der Amplitude bei $U' = 3200V$ nach ca $7ms$ ist durch die Totzeit des Detektors bedingt und hat keine physikalische Bedeutung.

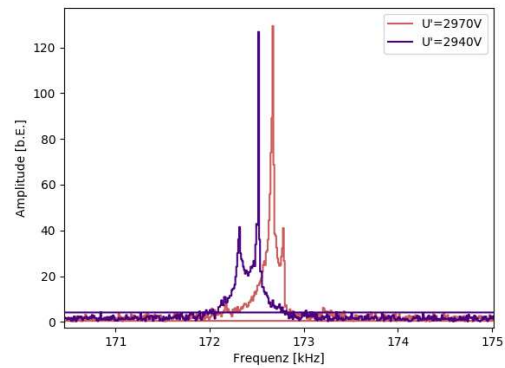
Die Amplituden der höheren Harmonischen, welche für die scharfe Kanten der Pulsstruktur sorgen, bleiben bei $U' = 3030V$ wesentlich länger als bei $U' = 3200V$ erhalten.

Aufspaltung des Pulses

Als ein interessantes Nebenergebnis konnte bei zwei noch tieferen Potentialwerten der letzten Spiegellektrode eine Aufspaltung in zwei Pulse mit unterschiedlichen durchschnittlichen kinetischen Energien erreicht werden. Abb. 26a zeigt die örtliche Aufspaltung des Pulses im Verlustsignal und Abb. 26b die entsprechende Aufspaltung im Frequenzspektrum. Dieses Ergebnis ist von keiner praktischen Bedeutung für dieses Projekt, dennoch weist es darauf hin, dass es möglich ist, unterschiedliche Modi des dispersiven Verhaltens der Pulse zu erreichen.



(a) örtliche Aufspaltung
(Verlustsignal am Remi-Detektor)



(b) Aufspaltung der 12. Harmonischen
im Frequenzspektrum

Abbildung 26: Aufspaltung von einem Ionenpuls bei $U' = 2970\text{V}$ (rot) und $U' = 2940\text{V}$ (blau).

3.4 Anwendung der Zajfman-Falle als Massenspektrometer

3.4.1 Funktionsprinzip

Bei einer festgelegten Gesamtenergie der Ionen ist die Umlaufzeit in einer elektrostatischen Falle proportional zur Wurzel des Masse-zu-Ladung-Verhältnisses [13].

$$T \propto \sqrt{\frac{M}{q}} \quad (14)$$

Deswegen liegt die Anwendung der Falle als Flugzeit-Massenspektrometer, einer der ersten Spektromertypen, nahe.

Diese Anwendung wird durch Berechnung des Frequenzspektrums eines Signals, welches die Periodizität aufgrund der Oszillationsbewegung der Ionen enthält, realisiert. Typischerweise wird dafür das Verlustsignal am Neutraldetektor oder das Pickup-Signal ausgewertet. Das Frequenzspektrum enthält hauptsächlich die Harmonischen der Umlauffrequenzen. Die Methodik ist ausführlich in [13] beschrieben.

Das dispersive Verhalten des Ionenpulses verringert wesentlich die Genauigkeit dieser Methode. Deswegen ist das Erreichen der Synchronisation (siehe Abschnitt 3.3) notwendig für eine hohe Auflösung [13].

3.4.2 Anwendung im TrapRemi

Im TrapRemi kann diese Methode zum Identifizieren oder Untersuchen der gespeicherten Ionen verwendet werden. Zum Beispiel kann man die (Isotopen-) Zusammensetzung des gespeicherten Ionenstrahls bestimmen.

Um diese Methode im TrapRemi zu testen und deren Genauigkeit abzuschätzen, wurde das Frequenzspektrum des Verlustsignals an einem der Remi-Detektoren untersucht (aus technischen Gründen war es unmöglich, das Signal der Pickup-Elektrode oder des Neutraldetektors zu verwenden).

Da die Verlustprozesse im gespeicherten Strahl auf wesentlich längeren Zeitskalen stattfindet als die zeitliche Länge des Ionenpulses, entspricht die Form des Verlustsignalpulses der Form des Ionenpulses. Die relativen Amplituden entsprechen nicht unbedingt dem eigentlichen Verlauf der Ionenanzahl im gespeicherten Strahl, was aber kein relevantes Problem für diese Methode darstellt.

Die Berechnung der Fourier-Transformierten erfolgte mit der Funktion *fast Fourier-transformation* aus der Python-Bibliothek *NumPy*. In Abb. 27a kann man das komplette berechnete Frequenzspektrum bei $U' = 3200V$ (dispersiver Modus) und $U' = 3030V$ (*self-bunching* Modus) sehen. Die jeweilige erste Harmonische ist in Abb. 27b näher dargestellt.

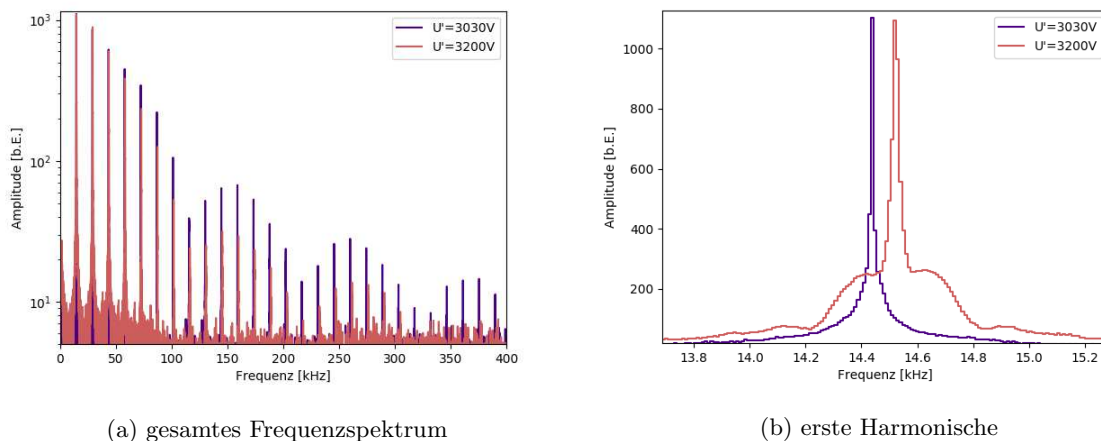


Abbildung 27: Frequenzspektrum des Verlustsignals.

Auflösungsvermögen

Zum Abschätzen des Auflösungsvermögens $\Delta f/f$ wurden die Halbwertsbreiten der ersten 5 harmonischen Peaks bestimmt. Die erhaltene Auflösungen der Frequenz unterschiedlicher Peaks im *self-bunching* ($U' = 3030V$) und im dispersiven ($U' = 3200V$) Modus sind in der Tabelle 1 zusammengefasst.

Tabelle 1: Die relative Auflösung der Frequenz für einzelne Peaks im *self-bunching* und im dispersiven Modus.

Harm. Ordnung	1	2	3	4	5
$\Delta f/f$ bei $U' = 3030V$	1.4×10^{-3}	7×10^{-4}	7×10^{-4}	5×10^{-4}	2.4×10^{-4}
$\Delta f/f$ bei $U' = 3200V$	2.4×10^{-3}	9×10^{-4}	9×10^{-4}	9×10^{-4}	7×10^{-4}

Die obigen Werte sind mit Vorsicht zu genießen und sollen nur als eine Abschätzung dienen, denn die Halbwertsbreiten der Peaks waren in der Größenordnung der Frequenzauflösung der expliziten Fast-Fourier-Transformation. Diese Frequenzauflösung ist durch die Aufnahmezeit des Verlustsignals (100ms bei dieser Messung) beschränkt.

Ein relevanter Unterschied der Schärfe der Peaks wurde zwischen dem dispersiven Modus der Falle und dem *self-bunching* Modus festgestellt. Erwartungsgemäß sind die Peaks im dispersiven Modus schärfer, da die Struktur des Ionenpulses über die Zeit besser erhalten bleibt und die Abweichung der Ionenenergien vom Durchschnittswert geringer sind.

Mithilfe der Gaußschen Fehlerfortpflanzung ergibt sich aus (14) für die Massenauflösung:

$$\frac{\Delta M}{M} = 2 \frac{\Delta f}{f} \quad (15)$$

In beiden Fällen ist die Massenauflösung hinreichend für die Bestimmung der Massenzahl aller bekannter Elementen anhand einer Referenzfrequenz.

Wie es auch bereits im letzten Abschnitt zu sehen war, haben die höheren Harmonischen im dispersiven Modus wesentlich geringere Amplituden als im *self-bunching* Modus. Die Anzahl der harmonischen Peaks, deren Frequenz mit geringen Fehler bestimmt werden kann, ist im dispersiven Modus dadurch niedriger.

Isotopenzusammensetzung des Strahls

Aus der Tatsache, dass in dem Frequenzspektrum nur ein periodischer Peak beobachtet wurde, wurde festgestellt, dass der gespeicherte Ionenstrahl aus der Cs^+ -Quelle nur ein Isotop enthält. Dies entspricht der Erwartung, denn es existiert nur ein stabiles Caesium-Isotop, nämlich ^{133}Cs .

Die Messung hat es bestätigt, dass man die Zajfman-Falle des TrapRemi als ein Flugzeit-Massenpektrometer benutzen kann, wobei der *self-bunching* Modus besonders vorteilhaft für die Auflösung ist.

3.5 Ionenverluste in der Falle

3.5.1 Einfluss der äußeren Magnetfelder auf die Akzeptanz

Da die Ionen eine Ladung q besitzen und sich in der Falle mit einer Geschwindigkeit \vec{v} bewegen, wirkt auf sie in einem Magnetfeld \vec{B} eine Lorentzkraft \vec{F}_L , deren Richtung senkrecht zur Fallachse ist.

$$\vec{F}_L = q\vec{B} \times \vec{v} \quad (16)$$

Magnetfeld am Ort der Falle

Es wird erwartet, dass die Einflüsse des Erdmagnetfelds dominieren. Die Stärke kann am Ort des Experiments als homogen und zeitlich konstant angesehen werden, also hängt der Krümmungsradius der Trajektorie nur vom Masse-zu-Ladung-Verhältnis des Ions ab. Bei einer festen Ladung werden leichtere Ionen stärker von der Fallachse abgelenkt.

Weitere Magnetfelder entstehen hauptsächlich um die elektronischen Geräte im Aufbau oder durch Magnetisierung einzelner Bauteile im Erdmagnetfeld. Um diese Einflüsse abzuschätzen, wurde die Magnetfeldstärke senkrecht zur Fallachse um die UHV-Kammer mit einem Gaußmeter gemessen. Fast überall beträgt diese ungefähr $0.4Gs$. Um die UHV-Pumpen wurde eine etwas höhere Feldstärke gemessen, welche an einzelnen Stellen bis zu $2.1Gs$ beträgt, dennoch in der Nähe der Falle beträgt sie nur bis zu $0.8Gs$ an einzelnen Stellen. Die Stellen mit einem stärkeren Magnetfeld sind stark lokalisiert ($< 2cm$ entlang der Fallachse), wodurch die Einflüsse dieser vernachlässigbar im Vergleich zur Auswirkung des homogenen Erdmagnetfeldes ist.

Simulation der Akzeptanz in SIMION

Um die Einflüsse des Erdmagnetfelds abzuschätzen, wurde die Akzeptanz im Mittelpunkt der Falle in einem homogenen transversalen Magnetfeld der Stärke $B_{\perp} = 0.4Gs$ mit der entsprechenden Akzeptanz ohne das äußere Magnetfeld verglichen. Dafür wurde eine Simulation in SIMION durchgeführt.

Die Teilchen starten mit einer Anfangsgeschwindigkeit parallel zur Fallachse aus dem feldfreien Bereich. Die Entfernung der Anfangsposition von der Symmetriachse der Falle wird variiert um den Phasenraum zu scannen. Für alle stabilen Trajektorien wird der Winkel zwischen dem Geschwindigkeitsvektor und der Fallachse sowie die Entfernung von der Fallachse beim Durchfliegen durch den Mittelpunkt der Falle aufgenommen und in ein Phasenraumdiagramm eingetragen. Die äußersten Punkte dienen als eine Abschätzung des Akzeptanzbereichs, d.h. des Phasenraumanteils, welcher erfolgreich in der Falle gespeichert werden kann.

Diese Simulation wurde für $^{133}Cs^+$, $^{40}Ar^+$ und $^1H_2^+$ Ionen durchgeführt. Das Ergebnis für $^{40}Ar^+$ -Ionen ist in Abb. 28 dargestellt.

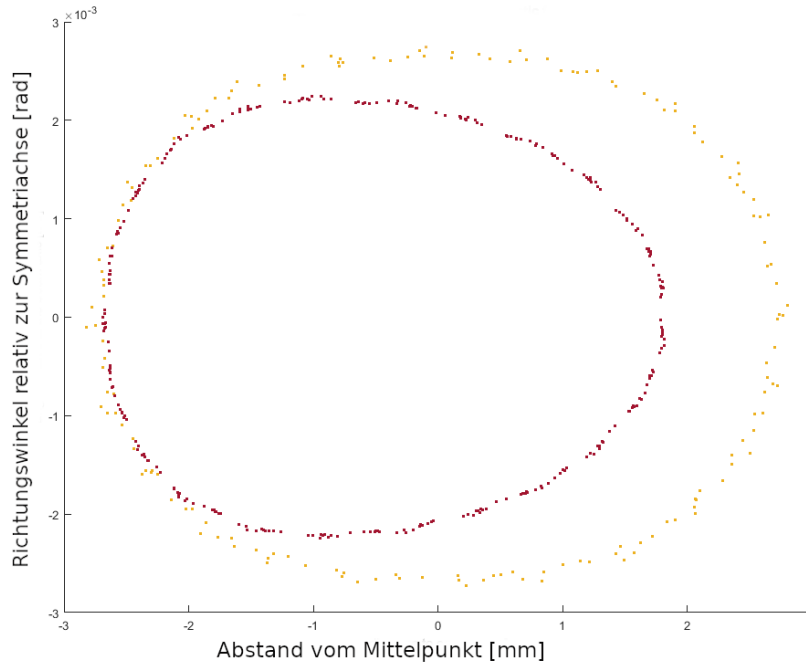


Abbildung 28: Mit der Simulation abgeschätzte Akzeptanz in der Mitte der Falle für $^{40}\text{Ar}^+$ -Ionen im senkrechten Magnetfeld von 0.4Gs (rot) und ohne Magnetfeld (gelb)

Ohne Magnetfeld ist diese Akzeptanz massenunabhängig, da es sich um eine elektrostatische Falle handelt. Für die beiden schwereren Ionen $^{133}\text{Cs}^+$ und $^{40}\text{Ar}^+$ sinkt die Akzeptanz im Magnetfeld auf entsprechend ca 70% und ca 65% des ursprünglichen Akzeptanzbereichs. Ein Verlust der Akzeptanz dieser Größenordnung stellt kein Problem für TrapRemi dar. Es hat kaum Einfluss auf die bereits gespeicherten Ionen und eine hinreichend große Ionendichte im Strahl kann immer noch erreicht werden. Also Ionen mit einer Masse von mindestens $40a.m.u.$ können im TrapRemi verwendet werden.

Für H_2^+ gab es unter dem Einfluss des Magnetfelds keine stabile Bahn. Sehr leichte Ione wie H_2^+ werden wesentlich stärker beeinflusst und können im TrapRemi nicht untersucht werden.

3.5.2 Ionenverluste im gespeicherten Strahl

Erwartete Verluste

Die Anzahl der gespeicherten Ionen fällt über die Zeit ab. Dies passiert hauptsächlich, wenn ein Ion sich neutralisiert oder die Akzeptanz der Falle verlässt.

In einer elektrostatischen Falle bei Raumtemperatur und Druck von der Größenordnung $10^{-8} \dots 10^{-10} \text{ mbar}$ erwartet man, dass die Stoßneutralisation und unterschiedliche Streuungen am Restgas dominieren [6]. Für solche Prozesse gilt in guter Näherung, dass der Ionenverlust proportional zur Ionendichte und damit der Ionenanzahl N in dem Puls ist [6].

$$\frac{d}{dt}N(t) = -kN(t) \quad (17)$$

Lösung dieser Differentialgleichung ist ein exponentieller Abfall

$$N(t) = N_0 \exp(-kt) \quad (18)$$

mit der Ionanzahl N_0 zum Zeitpunkt $t = 0$ und dem Verlustkoeffizient k .

Die Wechselwirkung zwischen gespeicherten Ionen kann dazu führen, dass die Ionen sich gegenseitig aus dem Akzeptanzbereich der Falle herausstoßen. Wie bereits im Abschnitt 3.3 diskutiert wurde, findet diese Wechselwirkung hauptsächlich am Wendepunkt statt und deren Stärke hängt hauptsächlich von der Form des Spiegelpotentials ab. Für solche Verluste gilt annähernd [6]:

$$\frac{d}{dt}N(t) = -\alpha N(t)^2 \quad (19)$$

mit einer Konstante α .

Außerdem beobachtet man zu früheren Zeiten typischerweise einen Verlust der Teilchen, welche sich auf metastabilen Trajektorien bewegen.

Das resultierende Verlustsignal setzt sich aus den oben beschriebenen sowie möglicherweise weiteren unbekanntem Verlusten zusammen. Es ist möglich, dass unterschiedliche Mechanismen gleichzeitig auf ähnlichen Größenskalen auftreten. Dann hat das Verlustsignal eine entsprechend komplizierte Form und Ionendichte-Abhängigkeit: unterschiedliche Mechanismen dominieren zu unterschiedlichen Zeiten.

Verluste im TrapRemi

Zum Untersuchen der Verluste in der Zajfman-Falle von TrapRemi wurde das Verlustsignal an einem der Remi-Detektoren aufgenommen. Für die Messungen wurde die Cs^+ -Quelle verwendet. Um den relativen zeitlichen Verlauf der Verlustrate zu gewinnen, wird der Mittelwert der Counts für Zeitintervalle, welche mehrere Oszillationen vom Ionenpuls erhalten, berechnet.

Die Verluste wegen Neutralisation und Streuung am Restgas hängen von der Restgasdichte ab, also wurde der Restgasdruck in der Falle mithilfe eines UHV-Gasventils variiert, um solche Verluste zu untersuchen. Die Messung wurde für jeweils mehrere tausend Injektionen bei jedem Druckwert wiederholt und das Verlustsignal wurde auf die Anzahl der Injektionen normiert. Ergebnisse dieser Messung sind in Abb. 29 dargestellt.

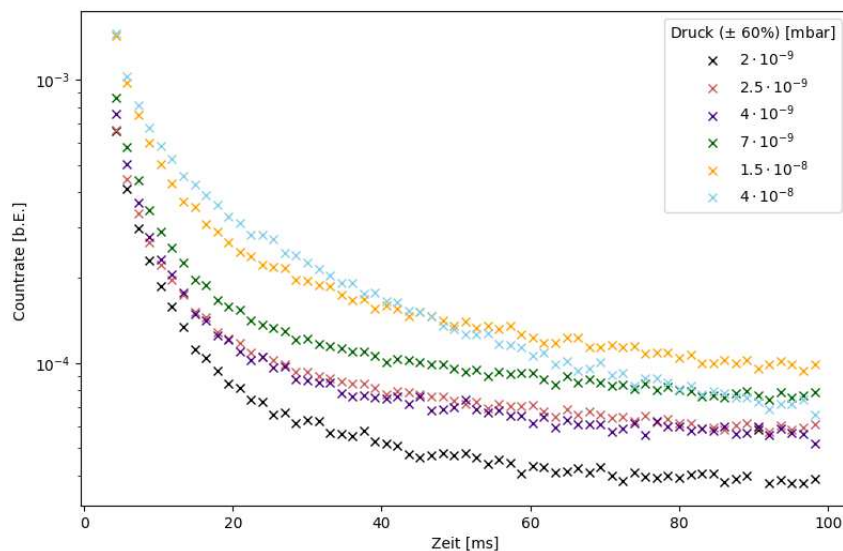


Abbildung 29: Verlustsignal an einem Remi-Detektor bei unterschiedlichem Druck

Für alle Druckhöhen beobachtet man einen überexponentiellen Abfall der Verlustrate. In der Regel steigt die Verlustrate mit steigender Ionendichte monoton. Dies bedeutet, dass die Ionenanzahl im Puls auch überexponentiell abfällt. Daraus folgt, dass Streuung und Neutralisation am Restgas keine alleine dominierenden Verlustmechanismen sind.

Der überexponentielle Verlust setzt sich höchstwahrscheinlich aus dem Verlust der Teilchen, welche sich auf metastabilen Bahnen bewegen, dem Verlust der Teilchen aufgrund der Wechselwirkung zwischen den Ionen untereinander, Streuung und Neutralisation am Restgas sowie weiteren unbekanntem Mechanismen zusammen. Es ist möglich, dass kompliziertere Verlustmechanismen wegen des niedrigen Wirkungsquerschnitts von Cs^+ für Neutralisation am Restgas, auch bei Zimmertemperatur ersichtlich werden.

Es war dennoch möglich, einzelne Zeitintervalle zu finden, in den die Verluste am Restgas dominieren. Man kann nach ungefähr 25ms bei dem höchsten Druckwert einen relativ klaren Bereich des exponentiellen Abfalls beobachten. Bei dem zweit- und dritthöchsten Werten befindet sich nach ungefähr 50ms auch ein ähnlicher Bereich; aufgrund der großen Schwankungen der Countraten kann man nicht genau sagen, ob es sich tatsächlich um einen exponentiellen Abfall handelt. Für die drei höchste Druckwerte wurde ein Fit des exponentiellen Abfalls gemäß (18) in den Zeitintervallen $25 - 95\text{ms}$, $50 - 95\text{ms}$ und $50 - 95\text{ms}$ durchgeführt. Die Fit-Ergebnisse sind graphisch in Abb. 30 dargestellt und in Tabelle 2 zusammengefasst.

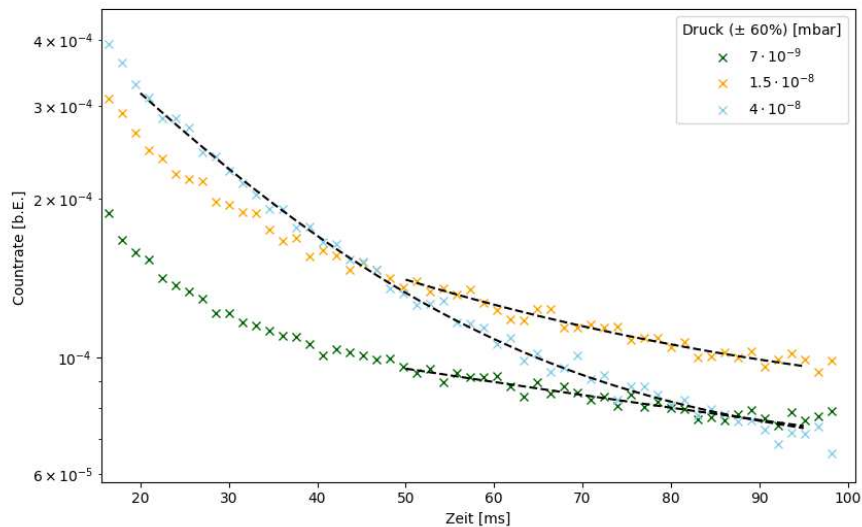


Abbildung 30: Exponentieller Fit an die Verlustsignale

Tabelle 2: Ergebnisse des exponentiellen Fits an die Verlustsignale.

Druck ($\pm 60\%$) [mbar]	4×10^{-8}	1.5×10^{-8}	7×10^{-9}
Verlustkoeffizient $k [s^{-1}]$	43.4 ± 1.1	25 ± 9	8 ± 11
Lebenszeit $\tau = \frac{1}{k} [ms]$	23.0 ± 0.6	40 ± 14	125 ± 170

Als Fehler sind statistisch abgeschätzte Fit-Fehler angegeben. Diese Fit-Ergebnisse sollen nur als eine Abschätzung dienen und können stärker fehlerbehaftet sein, da der gesamte zeitliche Verlauf kein exponentieller Abfall ist.

Erwartungsgemäß ist der Verlustkoeffizient k für höhere Druckwerte höher, die Skalierung von k mit dem Druck ist anhand der Werte aus Tabelle 2 grob linear. Eine genauere Aussage kann aufgrund der Knappheit der genauen Daten nicht getroffen werden.

Gleichzeitig durchgeführte Messung am Neutraldetektor konnte nicht ausgewertet werden, da das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis zu gering war. Vermutlich ist es aufgrund des niedrigen Wirkungsquerschnitts für die Neutralisation am Restgas der Fall.

4 Fazit und Ausblick

Vervollständigung des Aufbaus

Im Rahmen dieser Arbeit wurde bei der Verbesserung und Vervollständigung des experimentellen Aufbaus des TrapRemi mitgearbeitet. Für eine höhere Reinheit des injizierten Ionenstrahls wurde die Strahlführung mit einem elektrostatischen 90°-Ablenker erweitert, welcher als Ladungs- und Energiefilter agiert. Für eine Kontrolle über Restgasdruck und -spezies wurde der UHV-Kammer der Falle ein UHV-Gasventil hinzugefügt.

Charakterisierung des injizierten Strahls

Es wurden Messungen zum Charakterisieren des injizierten Ionenstrahls durchgeführt. Man konnte feststellen, dass der Ionenstrahl erfolgreich mit einem ablenkenden Potential gepulst werden kann. Die longitudinale Ionendichte entspricht in diesem Fall ungefähr einem Rechteckpuls.

Das transversale Strahlprofil ist hinreichend homogen und keine unerwartete ausgeprägte Strukturen konnten beobachtet werden. Die Genauigkeit dieser Messung war durch die örtliche Auflösung (betrug 1mm , aber kann prinzipiell erhöht werden) sowie die Fehler der Strommessung beschränkt.

Bestimmung der Ionenanzahl aus dem Pickup-Signal

Die Anwendung der Pickup-Elektrode zur Bestimmung der Ionenanzahl im gespeicherten Ionenpuls wurde getestet. Man konnte mithilfe einer Referenzmessung mit dem Faraday-Cup feststellen, dass das Pickup-Signal sich zumindest für eine Abschätzung der Größenordnung der Ionenanzahl gut eignet. Die Genauigkeit dieser Methode konnte aufgrund komplexer Beiträge unterschiedlicher Fehlerquellen im Rahmen dieser Arbeit nicht abgeschätzt werden.

Zeitliche Entwicklung der Pulsform

Die Einflüsse des Spiegelpotentials auf die Form des gespeicherten Ionenpulses wurden beobachtet. Es konnte eine Falleneinstellung gefunden werden, bei welcher der sog. *self-bunching* Modus auftritt: die Ionen synchronisieren ihre Bewegung mittels elektromagnetischer Wechselwirkung untereinander. Dies führt zu einer längeren Erhaltung der Form des Ionenpulses. Die Breite der Ionenpulse bleibt im Gegensatz zum dispersiven Modus über ca 70ms unverändert und erhöht sich danach marginal.

Anwendung der Zajfman-Falle als Flugzeit-Massenspektrometer

Die Zajfman-Falle kann zusätzlich als ein Flugzeit-Massenspektrometer verwendet werden, wobei der *self-bunching* Modus eine höhere Auflösung garantiert. Im TrapRemi wurde relative Umlauffrequenzauflösung von Größenordnung 10^{-4} ... 10^{-3} beobachtet, welche zur Bestimmung der Massenzahl aller bekannter Elemente anhand einer Referenzfrequenz ausreicht.

Einflüsse äußerer Magnetfelder

Es wurde festgestellt, dass das Erdmagnetfeld die Akzeptanz der Zajfman-Falle verringert. Dieser Effekt ist umso stärker, je leichter das Ion ist. Anhand einer Simulation wurde festgestellt, dass die Einflüsse des Erdmagnetfelds auf die Akzeptanz der Falle für schwere Ionen (mehr als 40 *a.m.u.*) tolerierbar sind. Sehr leichte Ionen wie H_2^+ können ohne zusätzliche Kompensation des Erdmagnetfelds am TrapRemi nicht untersucht werden.

Verlustprozesse im gespeicherten Ionenstrahl

Des Weiteren wurden die Verluste der Ionen aus dem gespeicherten Strahl untersucht. Dafür wurde der Restgasdruck in der Falle variiert und das Verlustsignal an einem der Remi-Detektoren gemessen. Bei allen durchgeführten Messungen mit einem gespeicherten Ionenpuls wurde ein überexponentieller Abfall der Ionenanzahl beobachtet. Die dominierenden Verlustmechanismen konnten nicht identifiziert werden. Der Verlust aufgrund der Neutralisation und Streuung am Restgas konnte erst bei hohem Druck und geringer Ionendichte beobachtet werden. Für eine weitere Untersuchung der Verlustmechanismen kann eine Messung mit der Pickup-Elektrode durchgeführt werden, um den zeitlichen Verlauf der Ionenanzahl im Ionenpuls direkt zu messen und unterschiedliche Mechanismen zu unterschiedlichen Zeiten zu beobachten. Zusätzlich kann die Abhängigkeit der Verlustrate von den Restgasspezies untersucht werden.

Ausblick

Zur Zeit der Abgabe dieser Arbeit (September 2019) ist die Montage sowie die vorläufige Charakterisierung der Zajfman-Falle beendet und eine Laserführung aus einem Laserlabor wird an TrapRemi montiert. Nachdem die Justierung des Laserstrahls beendet ist, sind die ersten Test-Messungen mit dem Reaktionsmikroskop geplant.

Literatur

- [1] Moshhammer, R. et al. *A 4π recoil-ion electron momentum analyzer: a high-resolution "microscope" for the investigation of the dynamics of atomic, molecular and nuclear reactions* (1996)
in Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B 108
- [2] Zajfman, D. et al. *Electrostatic bottle for long-time storage of fast ion beams* (1997)
in Phys. Rev. A 55
- [3] Van Berkel, G. J., Glish, G. L. und McLuckey, S. A. *Electrospray Ionization Combined with Ion Trap Mass Spectrometry* (1990)
in Anal. Chem. 62
- [4] Hensinger, W. *Microwave ion-trap quantum computing* (2011)
in Nature 476
- [5] Pedersen, H. B. et al. *Ion Motion Synchronization in an Ion-Trap Resonator* (2001)
in Phys. Rev. Lett. 87
- [6] Froese, M. W. et al. *The decay of ion bunches in the self-bunching mode* (2012)
in New J. Phys. 14
- [7] Cörlin, P. *Tracing ultra-fast molecular dynamics in O_2^+ and N_2^+ with XUV-IR pump-probe experiments* (2015) PhD Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg
- [8] Moshhammer, R., Fischer, D. und Kollmus, H. *Recoil-ion Momentum Spectroscopy and "Reaction Microscopes"* S. 33-55 in
Ullrich, J. und Shevelko, V. *Many-Particle Quantum Dynamics in Atomic and Molecular Fragmentation* (2003) Springer-Verlag Berlin Heidelberg
- [9] Spezifikationen der thermionischen Aluminosilikatquellen HeatWave Labs TB-118:
<https://www.cathode.com/> (abgerufen am 10.8.2019)
- [10] Kreckel, H. et al *A simple double-focusing electrostatic ion beam deflector* (2010)
in Rev. Sci. Instrum. 81
- [11] Hoibl, L. *Design und Simulationen der Ionenstrahlführung im Projekt TrapRemi* (2017)
Bachelorarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg
- [12] Geyer, T. und Tannor, T. J. *A mapping approach to synchronization in the "Zajfman trap": stability conditions and the synchronization mechanism* (2004)
in J. Phys. B 37
- [13] Zajfman, D. et al. *Dynamics of stored ions in an electrostatic ion beam trap* (2004)
in Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A 532
- [14] Zajfman, D. et al. *High resolution mass spectroscopy using a linear electrostatic ion beam trap* (2003)
in Int. J. Mass Spectrom. 229

Danksagung

Ich möchte mich bei dem Max-Planck-Institut für Kernphysik und Prof. Dr. Thomas Pfeifer für die Möglichkeit, meine Bachelorarbeit in seiner Abteilung zu schreiben, bedanken.

Des Weiteren möchte ich mich bei Priv.-Doz. Dr. Robert Moshhammer, in dessen Gruppe ich diese Arbeit schreiben durfte, für die Betreuung bedanken. Vielen Dank an Dich sowie die gesamte Gruppe für eine gemütliche Arbeitsatmosphäre und Hilfe in Sachen, mit welchen ich wenig Erfahrung hatte!

Ein besonderer Dank geht an Frans Schotsch, an dessen Projekt ich mitarbeiten durfte, für ausführliche Erklärungen, hilfreiche Diskussionen und vielseitige Unterstützung bei der Anfertigung dieser Arbeit.

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 6. September 2019