An abstract illustration of a fountain. A central grey sphere emits numerous thin, white, curved lines that resemble water jets. These jets rise and then curve back down, creating a sense of motion. The background is a gradient of purple and blue. In the upper left and lower right corners, there are clusters of large, light-colored spheres with dark outlines, some of which have smaller spheres around them, suggesting a particle distribution or a specific fountain design. The overall style is artistic and scientific.

Felix Stopp

**Aufbau
eines deterministischen
Ionenspringbrunnens**



JOHANNES GUTENBERG
UNIVERSITÄT MAINZ

Aufbau eines deterministischen Ionenspringbrunnens

Dissertation

Zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Naturwissenschaften

am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz

vorgelegt von

Felix Stopp

geboren in Dippoldiswalde



JOHANNES GUTENBERG
UNIVERSITÄT MAINZ

Mainz, November 2020

Zusammenfassung

Die Dissertation stellt zunächst die Konstruktion einer neuen Ionenfallenapparatur vor. Das Design basiert auf einer Zusammensetzung von Ionenfallen- und -strahlführungsmodulen, welche eine hohe Kontrolle über deterministische Ionentrajektorien inner- und außerhalb einer Paulfalle als Einzelionenquelle ermöglichen. Die Konstruktion bietet eine hohe elektrische und mechanische Stabilität, welches das Fokussieren im Nanometerbereich ermöglicht. Der Schwerpunkt der Arbeit liegt in der Verbindung unterschiedlicher Anwendungsgebiete, wie der mikroskopischen Untersuchung von Materiewellen und der Vernetzung von Knoten eines Quantenprozessors durch den Transport einzelner Ionen zwischen Paulfallen. Es werden Arbeiten zur Implantation von ^{141}Pr zur Produktion von skalierbaren Festkörper-Quantenprozessoren und massenspektroskopische Messungen an ^{232}Th präsentiert.

Zur Charakterisierung der Apparatur und der Prozeduren wurden deterministische $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen bei Spannungen von -30 V bis -100 V extrahiert. Wellenpakete einzelner Ionen in thermischen und kohärenten Bewegungszuständen wurden in der Falle präpariert und extrahiert. Das Spektrum der Ankunftszeitverteilung nach ca. $22\ \mu\text{s}$, gemessen in einer Entfernung von 27 cm , zeigt den Einfluss des elektrischen Wechselfeldes der Paulfalle. Dieser Effekt wird genutzt, um Wellenpakete mikroskopisch vergrößert darzustellen. Damit wird eine neue Methode der Heizratenmessung realisiert, mit welcher $\langle \dot{n} \rangle = 2(1)\text{ ph/ms}$ gemessen wurde. Kohärent angeregte Wellenpakete können mit dieser neuartigen Methode aus dem Flugzeitspektrum extrahierter Ionen nachgewiesen werden. Darauf aufbauend wurde ein Ionenspringbrunnen entwickelt. Unter Einsatz eines Reflektors wurden einzelne Ionen aus der Falle extrahiert, in ihrer Bahn invertiert und in die Falle zurück transportiert. Dabei konnten von 752 Ionen $95(4)\%$ nach einer Flugstrecke von 11 cm wieder erfolgreich eingefangen und gekühlt werden.

Perspektivisch steht diese Apparatur für zukünftige Untersuchungen zu Stern-Gerlach-Aufspaltungen mit Ionen zur Verfügung. In einer Machbarkeitsstudie werden verschiedene geometrische Anordnungen aus Permanentmagneten und stromdurchflossenen Drähten mit Gradienten von 10^4 T/m vorgestellt. Die aufgebaute Apparatur und die neuartigen Methoden erlauben es des Weiteren, Ionen als Sensor auch außerhalb der Falle zu nutzen und Änderungen in ihren internen und externen Quantenzuständen nachzuweisen. Genaue Messungen von Flugzeiten werden aktuell für genaue Tests der Quantenmechanik untersucht.

Abstract

This dissertation first presents the construction of a new ion trap apparatus. The design is based on a combination of ion trap and beam guidance modules which enable a high level of control over deterministic ion trajectories inside and outside of a Paul trap, which is used as a single ion source. The construction offers high electrical and mechanical stability in order to achieve nanometer-sized foci. The main emphasis of this work lies on the connection between different areas of application, including, but not limited to, microscopic investigations of matter waves and the networking of nodes of a quantum processor through the transport of individual ions between Paul traps. Work in the area of ^{141}Pr implantation for the production of scalable solid-state quantum processors and mass spectroscopic measurements of ^{232}Th are also presented. To characterize the apparatus, and the procedures, deterministic $^{40}\text{Ca}^+$ ions at voltages from -30 V to -100 V were extracted. Wave packets of individual ions in thermal and coherent states of motion were prepared in the trap and extracted. The spectrum of the arrival time distribution after approximately $22\ \mu\text{s}$, measured at a distance of 27 cm , shows the influence of the alternating electric field of the Paul trap. The effect is used to display wave packets microscopically enlarged. A new method of heating rate measurement was established, with which $\langle \dot{n} \rangle = 2(1)\text{ ph/ms}$ was measured. This new method can be used to detect coherent excitations from the time-of-flight spectrum of extracted ions. Finally an ion fountain was developed. Using a reflectron, single ions were extracted from the trap, inverted in their orbit and transported back into the trap. Thereby $95(4)\%$ of 752 ions were successfully trapped and cooled again after a flight distance of 11 cm .

In the future, this apparatus is available for investigations into Stern-Gerlach splitting with ions. Different geometric arrangements of permanent magnets and current-carrying wires, with gradients of 10^4 T/m , are introduced in a feasibility study. This apparatus in combination with the new methods henceforth allow ions to be used as sensors outside the trap and for changes in their internal and external quantum states to be detected. Furthermore, the measurements of flight times are currently being investigated in order to enable tests of quantum mechanics.

Inhaltsverzeichnis

1. Diskussion über die grundsätzlichen Anwendungen von Ionentrajektorien	1
1.1. Fundamentale und technische Anwendungen von deterministisch extrahierten Ionen	1
1.2. Physikalische und technische Anwendungen von eingefangenen Ionen .	8
1.3. Physikalische und technische Anwendungen des Transportes zwischen mehreren Fallen	11
1.4. Struktur dieser Arbeit	13
2. Versuchsaufbau	15
2.1. Vortüberlegungen an die technischen Anforderungen des experimentellen Aufbaus	15
2.2. Modulares System als Kernelement des Experiments	19
2.3. Details des Aufbaus zur Berechnung von Trajektoriensimulationen . .	30
2.4. Aufbau der Ultrahochvakuumkammer	30
2.5. Dynamische Kontrolle von Fallenspannungen und Experimentsteuerung	33
2.6. Kontrolle von Lichfeldern für $^{40}\text{Ca}^+$	37
3. Theoretische Grundlagen des Versuchsaufbaus	47
3.1. Ionentrajektorien in einer Paulfalle	47
3.2. Laserkühlen von einzelnen Ionen	51
3.3. Exzessive Mikrobewegung in dynamischen Fallen und ihre Kompensation	51
3.4. Inkohärente und kohärente Bewegungszuständen von Ionenwellenpaketen	53
3.5. Ionenoptik zur Reflexion und Fokussierung von Ionenstrahlen	56
3.6. Verlet-Algorithmus zur numerischen Bestimmung von Ionentrajektorien	58
4. Grundlegende Charakterisierungsmessungen	61
4.1. Ionenkristalle in der Falle	61
4.2. Qualität der Detektion	68
4.3. Ausrichtung der Trajektorienbahn	70
4.4. Bestimmung der optimalen Spannungspulse für Flugzeitspektroskopie	73
4.5. Flugzeitverlauf durch Nachbeschleunigen und Abbremsen der Ionen . .	77
4.6. Flugzeitverlauf in Abhängigkeit verschiedener Extraktionsspannungen	78
4.7. Einfluss des dynamischen Wechselfeldes der Paulfalle auf die Flugzeit .	83

5. Flugzeitmessungen von Ionenwellenpaketen	89
5.1. Heizratenmessungen durch Flugzeitspektroskopie	89
5.2. Abbildung eines Wellenpakets mit kohärenter Anregung	97
6. Experimentelle Realisierung eines Ionenspringbrunnens	103
6.1. Vorüberlegungen und Simulationen	103
6.2. Einstellung der Einfangparameter	107
6.3. Einfluss des dynamischen Wechselfeldes	109
6.4. Fokussierung des Ionenstrahls durch die Reflektronspannung	110
6.5. Präzisionsmessung des Ionenspringbrunnens und Diskussion	113
7. Vorschlag eines Stern-Gerlach-Experiments	115
7.1. Anforderungen an den Versuchsaufbau	115
7.2. Konfigurationen zur Erzeugung von magnetischen Gradienten	117
8. Ausblick	125
8.1. Erweiterung der experimentellen Infrastruktur	125
8.2. Untersuchungen durch Energieverlustspektroskopie	127
8.3. Flugzeitmessungen als präzise Messmethode von quantenmechanischen Voraussagen	128
A. Wissenschaftliche Publikationen	I
Literaturverzeichnis	III

Abbildungsverzeichnis

1.1. Schematische Darstellung eines Silizium-Hybrid-Quantenprozessors . . .	2
1.2. Mikroskopische Aufnahme eines YAG-Kristalls mit implantierten Praseodym	3
1.3. Bohmsche Trajektorien am Doppelspalt	7
1.4. Logo TACTICa	9
1.5. Graphische Darstellung der Flugzeit- und in-situ-Identifikation von Ionenmassen	10
1.6. Entwurf eines Moduls zum Einsatz von skalierbaren Quantencomputerarchitekturen	11
2.1. Schnitt in die CAD-Konstruktion des modularen Systems	21
2.2. CAD-Konstruktion und Fotografie des Fallenmoduls	22
2.3. Fotografie eines RF- und DC-Fallenchips	23
2.4. Fotografie der Bondverbindungen zwischen Fallenchip und Filterboard	24
2.5. Schnitt in die CAD-Konstruktion des Reflexions- und Korrekturmodul	26
2.6. CAD-Konstruktion des Probenmodul mit Fokussierungsoptik	27
2.7. Schnitt in die CAD-Konstruktionen von zwei Spiegelmodulen	28
2.8. CAD-Konstruktion des Detektionsmodul	29
2.9. Schnitt in die CAD-Konstruktion eines vereinfachten Modells des Versuchsaufbau	31
2.10. Schnitt in die CAD-Konstruktion der kompletten Vakuumapparatur .	32
2.11. Schematische Darstellung der Ansteuerung zum Schalten des RF-Signals	34
2.12. Schematische Darstellung der Ansteuerung zur Kontrolle von Ionenstrahljektorien	36
2.13. Niveaustuktur von ^{40}Ca und $^{40}\text{Ca}^+$	38
2.14. Schematische Darstellung des Lasersystems zur Ionisation eines Calciumatoms	39
2.15. Schematische Darstellung des Lasersystems zur Dopplerkühlung und Minimierung der exzessiven Mikrobewegung	40
2.16. Schematische Darstellung des Lasersystems zum Rückpumpen	41
2.17. Schematische Darstellung der Laserstrahlgeometrie innerhalb der Vakuumkammer	42
2.18. Schematische Darstellung des Abbildungssystems zum Nachweis von Fluoreszenzlicht	44

3.1. Schematische Darstellung einer linearen Paulfalle	49
3.2. Schematische Darstellung eines Reflektrons	57
4.1. Simuliertes harmonisches Potential entlang der axialen Achse innerhalb der Falle	62
4.2. Nomenklatur zum Fangen, Kühlen und Extrahieren eines einzelnen Ions	63
4.3. Aufnahme des Fluoreszenzlevels zur Minimierung der exzessiven Mikro- bewegung	65
4.4. EMCCD-Aufnahme eines Zweiionenkristalls zur Bestimmung der Ver- größerung des Abbildungssystems	66
4.5. Graphische Darstellung der Ionenabbildung in Abhängigkeit der axialen Fallenfrequenz zur Bestimmung der Punktspreizfunktion	67
4.6. Histogramm einer Flugzeitmessung zur Bestimmung der Qualität des Detektors	69
4.7. Graphische Darstellung eines Detektionssignals	70
4.8. Graphische Darstellung eines Korrekturspannungsscans zur Ausrich- tung des Ionenstrahls	71
4.9. Numerisch bestimmte Trajektorie eines extrahierten Ions mit Ablen- kung durch Kompensationselektroden	72
4.10. Graphische Darstellung der relativen Energieverbreiterung und Flugzeit in Abhängigkeit der Extraktionspulsdauer	74
4.11. Graphische Darstellung der ausgegebenen Rechteckpulse vom Hoch- spannungsschalter	75
4.12. Graphische Darstellung der Flugzeit in Abhängigkeit der Pulslänge, an- gelegt an der Endkappe	76
4.13. Graphische Darstellung der Flugzeit in Abhängigkeit der Pulslänge, an- gelegt an Endkappe und Nachbeschleunigungselektrode	78
4.14. Simuliertes Potential entlang der axialen Achse innerhalb der Falle mit verschiedenen angelegten Extraktionsspannungen	79
4.15. Numerisch bestimmte axiale Bahnkurven innerhalb der Falle	80
4.16. Graphische Darstellung des Flugzeitmodells	82
4.17. Graphische Darstellung der Flugzeit in Abhängigkeit der RF-Phase . .	84
4.18. Graphische Darstellung des abschaltenden RF-Signals	85
4.19. Graphische Darstellung der Flugzeit und axialen Energieverbreiterung in Abhängigkeit der RF-Phase	86

5.1. Numerisch bestimmte relative Energieverbreiterung in Abhängigkeit der Temperatur	90
5.2. Graphische Darstellung der Temperatur in Abhängigkeit des eingestrahlten Rauchens	91
5.3. Graphische Darstellung der relativen Energieverbreiterung in Abhängigkeit der Temperatur	92
5.4. Graphische Darstellung der relativen Energieverbreiterung in Abhängigkeit der Heizdauer	94
5.5. Graphische Darstellung der Temperatur und mittleren Phononenanzahl in Abhängigkeit der Heizdauer	95
5.6. Heizratenmessung in Abhängigkeit der axialen Fallenfrequenz für verschiedene Filterkombinationen	96
5.7. Numerisch bestimmte Flugzeit in Abhängigkeit der Modulationsphase	98
5.8. Graphische Darstellung der Flugzeit in Abhängigkeit der Modulationsphase	99
5.9. Graphische Darstellung der Flugzeitverschiebung in Abhängigkeit der kohärenten Anregungsspannung	100
5.10. Graphische Darstellung des RF-Abschaltsignals für verschiedene Restfelder	101
6.1. Graphische Darstellung des RF-Feldes, das herunter- und hochgefahren wird	104
6.2. Numerisch bestimmte Bewegung und Geschwindigkeitsverlauf eines einzelnen Ions, welches reflektiert wird	106
6.3. Simulierte Potentialform des Reflektrons entlang der axialen Richtung	107
6.4. Graphische Darstellung der Einfangwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von Pulslänge und Einschaltzeit	108
6.5. Graphische Darstellung der Einfangwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Phase des RF-Feldes	110
6.6. Histogramm für die Einfangwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der gewählten Reflektronspannung	111
6.7. Graphische Darstellung der Korrekturspannungsmessung für verschiedene Reflektronspannungen	112
6.8. Histogramm für die Einfangwahrscheinlichkeit bei den optimalen Parametern	114

7.1. Geometrische Anordnung von Permanentmagneten zur Erzeugung eines magnetischen Feldgradienten	118
7.2. Geometrische Anordnung eines Drahtpaars zur Erzeugung eines magnetischen Feldgradienten	120
7.3. Geometrische Anordnung eines Drahtgitters zur Erzeugung eines magnetischen Feldgradienten	123
7.4. Simulierte Trajektorie eines Ions, das sich über ein stromdurchflossenes Drahtgitter bewegt	124
8.1. Design der neuen Paulfalle	126
8.2. Flugzeitverteilung durch Bohmsche Trajektorien	128

Tabellenverzeichnis

7.1. Charakteristische Werte der Ionenquelle	117
7.2. Realisierbare Werte für stromdurchflossenes Drahtpaar und Drahtgitter	121



Diskussion über die grundsätzlichen Anwendungen von Ionentrajektorien

Das Wort Trajektorie stammt vom lateinischen Wort *trajectoria* ab und bedeutet Flugbahn. Sie bildet die zeitliche Entwicklung eines Systems in einem N -dimensionalen Phasenraum mit den Zustandsgrößen ab. Ist das System zusätzlich deterministisch, kann bei einer stetigen Bewegung durch jeden Punkt im Phasenraum nur eine Trajektorie verlaufen [Dem15]. Ziel dieser vorliegenden Dissertation ist es, einen neuen Experimentaufbau vorzustellen, der in der Lage ist, Ionentrajektorien zu kontrollieren und für verschiedene Anwendungen bereitzustellen. Hierbei wird in verschiedene Applikationen differenziert. Zum einen in der Observation aus einer Ionenfalle extrahierter Ionen und der Kontrolle der Trajektorien außerhalb einer Falle. Zum anderen das Monitoring der Kurve in die Falle hinein, wo die Trajektorie stabile Flugbahnen einnimmt. Die Arbeit konzentriert sich auf Bewegungen, bei denen Ionen als klassische Punktteilchen betrachtet werden und nahe des Quantenregimes verlaufen. Letztendlich ist das Bestreben, ein einzelnes Ion über den Transport aus der Falle hinaus bis zum Einfang in derselben vollständig zu kontrollieren und so einen deterministischen Ionenspringbrunnen zu erhalten. Quanteneffekte der Trajektorien werden schließlich wichtig, bei denen spinabhängige Kräfte zu einer Stern-Gerlach-Aufspaltung führen.

1.1. Fundamentale und technische Anwendungen von deterministisch extrahierten Ionen

Implantation von diversen Elementen in Festkörper

Eine hohe Bedeutung von deterministischen Trajektorien kommt der Injektion von Dotierungionen in Festkörpern für skalierbare Quanteninformationsverarbeitung zu. Geeignete Kandidaten sind zum Beispiel Phosphoratome in Silizium [Koc19]. Ein

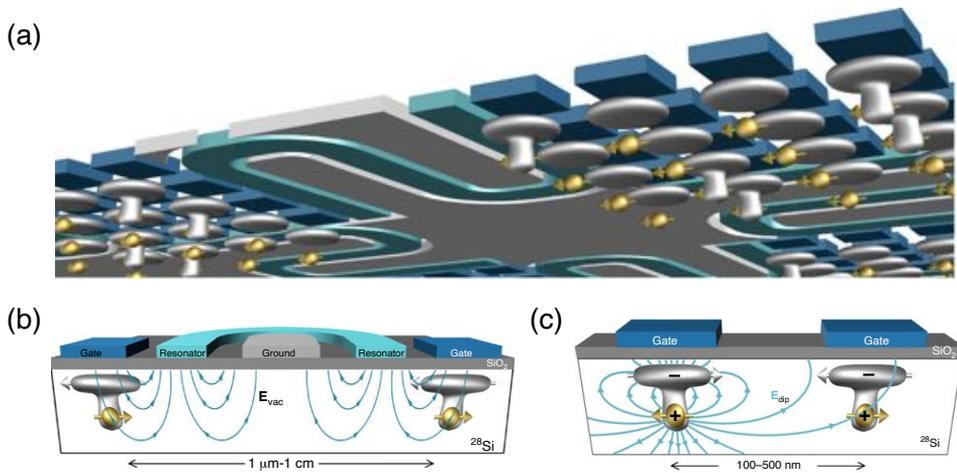


Abbildung 1.1.: Schematische Darstellung eines Silizium-Hybrid-Quantenprozessors. (a) Architektur mit hoher Skalierbarkeit basierend auf ^{31}P implantiert in ^{28}Si . (b) Kopplung eines Qubits an ein elektrisches Feld E_{vac} , kontrolliert durch einen angrenzenden Mikrowellenresonator. (c) Kopplung von Qubits durch elektrische Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Bild entnommen aus [Tos17]

Design für einen skalierbaren Quantenprozessoren, basierend auf ^{31}P implantiert in ^{28}Si , wird in [Tos17] beschrieben. Der Vorteil dieses Entwurfs liegt darin, dass Dotieratomen im Vergleich zu anderen Modellen nicht präzise platziert werden müssen [Kan98]. Qubitoperationen können über elektrische Mikrowellenfelder realisiert werden, die über Resonatorelektroden in den Kristall eingestrahlt werden (siehe Abbildung 1.1). Weitere Anwendungen von Implantationen finden sich in Silizium- und Stickstoff-Farbzentren (engl.: *vacancy center*) [Gru97, Eng10, Lem18] sowie in seltenen Erden (eng.: *rare earth ions*, REI), wie Praseodym [Kol12, Mar15], Erbium [Yin13, Dib18], Neodym [Zho18] und Cer [Kol13, Kor20]. Es zeigt sich ein breiter Bereich, der mit deterministischen Implantationen abgedeckt werden kann. Es bietet sich die Möglichkeit, das Forschungsgebiet der Extraktion in beliebige Substrate mit hoher Erfolgsrate zu erweitern. Erste Erfolge werden in [Lüh19] präsentiert. Diamantproben wurden mit verschiedenen Donorelementen wie Sauerstoff und Schwefel präpariert, bevor Stickstoff in den Kristall implantiert wurde. Es zeigen sich insbesondere für die mit Schwefel aufbereitete Probe eine Erzeugungsrate für Stickstofffarbzentren von 75 %.

Eine weitere Möglichkeit der deterministischen Implantation stellt die Arbeit von K. Groot-Berning, T. Kornher, G. Jacob, F. Stopp, S.T. Dawkins, R. Kolesov, J. Wrachtrup, K. Singer und F. Schmidt-Kaler in der Publikation

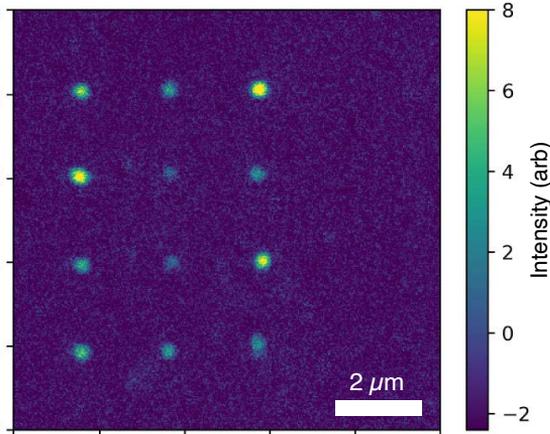


Abbildung 1.2.: Mikroskopische Aufnahme eines YAG-Kristalls mit implantierten Praseodym. In jeder der zwölf Positionen sind acht einzeln extrahierte Ionen implantiert worden. Die farbliche Skalierung gibt an, wieviele Farbzentren anschließend detektiert wurden. Bild entnommen aus [GB19a].

Deterministic Single-Ion Implantation of Rare-Earth Ions for Nanometer-Resolution Color-Center Generation

Phys. Rev. Lett. **123**, 106802 (2019)

vor, welche auf der Verwendung von Praseodym in einem Yttrium-Aluminium-Granat-Kristall (YAG-Kristall) beruht. Der detaillierte Experimentaufbau ist in [GB19a] beschrieben. Die einzeln extrahierten Ionen werden in ihrer Bahn so kontrolliert, dass sie in einer sichtbaren angeordneten Struktur implantiert werden konnten (siehe Abbildung 1.2). Die Positionsgenauigkeit, mit der das Ion in den Kristall implantiert wurde, beträgt 72 nm und ist durch thermische Drifts und technische Limitierungen begrenzt. Die Präzision beträgt 34 nm. Die Erfolgsrate, dass ein implantiertes Fremdion in der Gitterstruktur ein Y^{3+} -Ion als P^{3+} -Ion ersetzt, liegt dabei bei 50(5) %. Die Charakterisierung erfolgte dabei durch die Verwendung von konfokaler Mikroskopie [Kor16]. Diese Techniken der Einzelionen-Implantation stellen bedeutende Vorarbeiten für das neue Experiment dar und werden in dem neuem Aufbau übernommen.

Mikroskopische Untersuchungen von Materiewellen

Schon im 19. Jahrhundert stellte Ernst Abbe einen Zusammenhang zwischen der optischen Auflösung und der Wellenlänge des verwendeten Lichts her [Abb73]. Um höhere Auflösungen im Nanometerbereich zu erzielen, setzt man heutzutage auf Materiewel-

len. So werden Elektronen für mikroskopische Untersuchungen eingesetzt, die mit gepulsten Laserstrahlen von einer Metallspitze abgetragen wurden [Hom06, Krü11]. Diese Elektronen erzeugen zeitaufgelöste Bilder im Nanometer-Bereich. Ebenfalls werden monochromatische Atomstrahlen mit geringen Geschwindigkeiten eingesetzt [Blo99]. Um im Vergleich zu Poissonquellen ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erhalten, kann auf eine deterministische Quelle zurückgegriffen werden, wie sie in [Jac16a] beschrieben ist. Hierbei dient eine Paulfalle als Quelle einzelner $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen, die extrahiert und mit Ionenoptiken auf 6(1) nm fokussiert werden. Proben können schrittweise durch den Fokus gefahren und mikroskopisch gescannt werden. Einen alternativen Ansatz stellt [Tri20] mit der Erzeugung von Geisterbildern vor. Der Aufbau, wie in [Lop19] beschrieben, erzeugt Paare aus Cäsiumionen und Elektronen, die miteinander korrelieren. Während eines der Teilchen mit einem zeit- und positionssensitiven Detektor registriert wird, durchläuft das korrelierte Teilchen eine Maske, bevor es von einem zeitsensitiven Detektor erfasst wird. Wenn beide registriert werden, wird aus dem gegenläufigen Teilchen die Positionsinformation gezogen und so ein Geisterbild der Maske erstellt. Weitere deterministische Quellen basieren auf Messung der erzeugten Spiegelladung beim Durchflug eines hohlzylindrischen Detektors [Räc19].

Nicht nur in der bildgebenden Mikroskopie finden Materiewellen Anwendungen. So kommt ihnen eine hohe Bedeutung bei der fundamentalen Untersuchung der Wellennatur durch Interferenzmessungen zu [Ger11], von kleinen Atomgrößen, wie Helium [Kur97] bis hin zu schweren Fullerenen und Molekülen [Arn99, Hac03]. Vorhersagen sind hier an ein abgeschlossenes System gebunden, während reelle Systeme immer unter einem Einfluss der Umgebung stehen. Makroskopische Objekte können hierbei Energie speichern, die wiederum in thermische Strahlung umgewandelt werden kann [Hac04] und zu Dekohärenzeffekten führt [Mya00]. **Kapitel 5** stellt die ersten Ergebnisse einer deterministischen, aus $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen bestehenden Materiewelle vor, welche auf wenige Millikelvin in seinen Bewegungsmoden gekühlt wurde, bevor sie in thermische und kohärente Zustände angeregt wurde. Es soll anschließend die Möglichkeit präsentiert werden, durch Flugzeitmessungen die Ionenwellenpakete abzubilden.

Stern-Gerlach-Aufspaltung mit Ionenstrahlen

Im Gegensatz zu der technische Anforderung der Implantation, bei denen Ionen mit hohen Energien von > 1 keV extrahiert werden, können Niedrigenergiestrahlen von < 1 eV genutzt werden, um physikalisch fundamentale Fragen zu beantworten [Hen19]. Schon 1922 wurde von Otto Stern und Walther Gerlach mit neutralen Silberatomen eine Kraft nachgewiesen, die sich auf das magnetische Moment μ auswirkt [Ger22b,

Ger22a]. Experimente mit geladenen Teilchen, um den Stern-Gerlach-Effekt zu demonstrieren, wurden bis heute noch nicht durchgeführt. Hier wirken weitere Kräfte wie Coulomb- und Lorentzkraft auf die Teilchen. Als Ansatz kann man die spinabhängige Kraft $\mathbf{F}_{\text{SG}}(\mathbf{r})$, die in einem magnetischen Feld $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ auf ein Teilchen mit magnetischen Moment¹

$$\mathbf{F}_{\text{SG}}(\mathbf{r}) = -\nabla(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r})) = \frac{g_s e \hbar}{2m_e} \sum_{i \in \{x, y, z\}} S_i \nabla B_i(\mathbf{r}) \quad (1.1)$$

wirkt, mit der Lorentzkraft als Wechselwirkung auf bewegte, einfach geladene Teilchen mit Impuls \mathbf{p}

$$\mathbf{F}_{\text{L}}(\mathbf{r}) = \frac{e}{m} \mathbf{p} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}) \quad (1.2)$$

vergleichen. Unter der Annahme eines gerichteten Ionenstrahls in z -Richtung mit Impuls p_z und einer transversalen Verbreiterung Δx , der sich durch ein nichthomogenes Magnetfeld bewegt, lässt sich die transversale Verbreiterung der Lorentzkraft als

$$\Delta F_{\text{L}} = \frac{e}{m} p_z \Delta B = \frac{e}{m} p_z B' \Delta x \quad (1.3)$$

darstellen. Mit der Heisenbergschen Unschärferelation [Hei27] $\Delta x \Delta p_x \geq \hbar/2$ folgt

$$\Delta F_{\text{L}} \geq \frac{e \hbar}{2m} \frac{p_z}{\Delta p_x} B' > \frac{m_e}{m} \frac{e \hbar}{2m_e} B' = \frac{m_e}{m} F_{\text{SG}}, \quad (1.4)$$

wobei für einen gerichteten Strahl $p_z > \Delta p_x$ angenommen wird. Für Elektronen mit $m = m_e$ ist die Lorentzkraft der dominierende Effekt und überwiegt der Stern-Gerlach-Aufspaltung. Eine aktuelle Version der schon von Pauli geführten Diskussion findet sich in [Bat02, Gar02]. Für Ionen mit einer Masse $m \gg m_e$, wie zum Beispiel das ca. 40 u schwere $^{40}\text{Ca}^+$, muss diese untere Grenze nicht mehr allein durch die spinabhängige Kraft bestimmt sein. So sollte es geometrische Anordnungen für magnetische Gradienten geben, die es ermöglichen sollen, eine gequantelte Spinaufteilung für geladenen Teilchen zu erzeugen. Dieser Sachverhalt wird in **Kapitel 7** weiter detailliert untersucht.

Insgesamt stellen diese Strahlteiler einen Grundbaustein für ein Interferometer im freien Raum für geladene Teilchen dar, so wie sie für Elektronen [Son07] und neutrale Teilchen existieren [Mac13, Mar19, Ami19]. Es wird angenommen, dass so eine Anordnung die Kohärenz einer Spinaufspaltung messen kann und *Humpty Dumpty* wieder

¹ Wobei $S_i = \pm 1/2$ die Eigenwerte des Spinoperators \hat{S}_i sind.

zusammensetzen kann² [Sch88, Eng88, Scu89]. Dies öffnet einen weiten Bereich von Möglichkeiten für präzise Messungen, zum Beispiel in der Untersuchung schwacher Messungen (engl.: *weak measurements*) [Tam13] und Bohmschen Trajektorien, die im nächsten Abschnitt näher erklärt werden.

Untersuchungen zur Bohmschen Mechanik

Eine alternative Interpretation der Quantenmechanik, im Gegensatz zur Kopenhagener Deutung, bietet die Interpretation von David Bohm [Boh52a] und häufig als Bohmsche Mechanik bezeichnet. Hierbei wird angenommen, dass sich nichtrelativistische Quantenteilchen auf deterministischen Bahnen bewegen. Sie folgen der Bewegungsgleichung

$$m\dot{\mathbf{r}}(t) = \nabla S(\mathbf{r}, t), \quad (1.5)$$

wobei S die reellwertige Phase der komplexen Wellenfunktion

$$\psi(\mathbf{r}, t) = R(\mathbf{r}, t) \exp\left(i\frac{S(\mathbf{r}, t)}{\hbar}\right) \quad (1.6)$$

ist, die wiederum aus der Schrödingergleichung

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = \hat{H}\psi \quad (1.7)$$

bestimmt werden kann. Insgesamt kann der Formalismus auf die beiden Gleichungen

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{\partial P}{\partial t} + \nabla \cdot \left(P \frac{\nabla S}{m} \right) && \text{Kontinuitätsgleichung} \\ 0 &= \frac{\partial S}{\partial t} + \frac{(\nabla S)^2}{2m} + V(\mathbf{r}) + U(\mathbf{r}) && \text{Führungsgleichung} \end{aligned} \quad (1.8)$$

reduziert werden. Es liegt hierbei ein statistisches Ensemble von Teilchenpositionen mit der Wahrscheinlichkeitsdichte $P = R^2 = |\psi|^2$ vor. Dies gibt die Wahrscheinlichkeit an, wo ein Teilchen sich innerhalb des Führungsfelds aufhält und wird Quantengleich-

² *Humpty Dumpty*, auch bekannt aus Lewis Carrolls *Alice hinter den Spiegeln*, ist ein vierzeiliger Kinderreim:

*Humpty Dumpty sat on a wall,
Humpty Dumpty had a great fall.
All the king's horses and all the king's men
Couldn't put Humpty together again.*

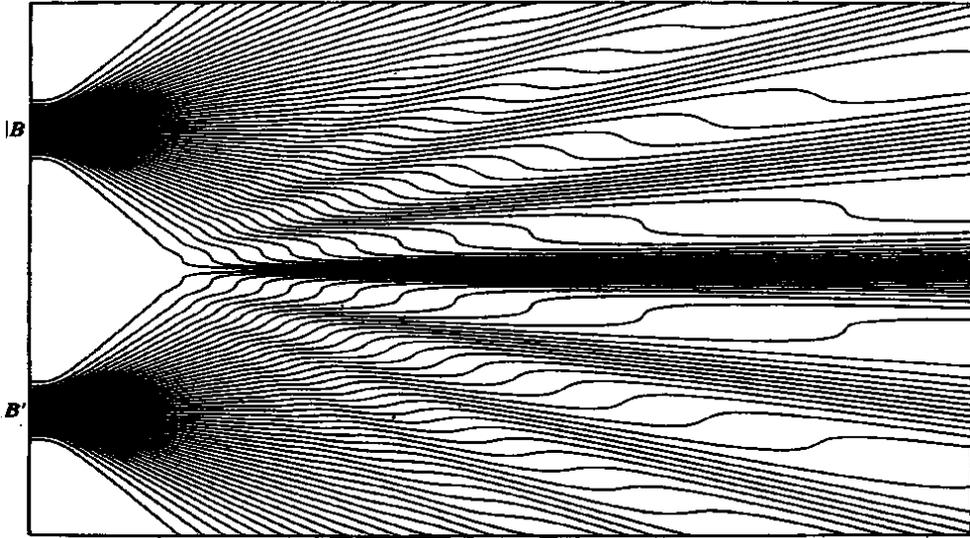


Abbildung 1.3.: Bohmsche Trajektorien am Doppelspalt. Als Wellenfunktion wurde eine Superposition aus Gaußschen Wellenpaket in Spaltrichtung mit Zentrum in B und B' , sowie einer ebener Welle in Ausbreitungsrichtung verwendet. Bild entnommen aus [Hol03].

gewichtshypothese genannt [Boh52b]. Weiterhin sind V das klassische und

$$U(\mathbf{r}) = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\Delta R}{R} \quad (1.9)$$

das quantenmechanische Potential. Im klassischen Grenzfall mit $\hbar \rightarrow 0$ ist S eine Lösung der Hamilton-Jacobi-Gleichung, sodass die Gleichung (1.9) die Grundlage für quantenmechanische Erscheinungen bildet. Damit können Phänomene wie Interferenzmuster am Doppelspalt erklärt werden [Phi79]. Die Muster entstehen allein durch die deterministische Bewegung der Teilchen, welche sich durch einen der beiden Spalten bewegen. Sie hängen nur von der Verteilung der Anfangspositionen ab (siehe Abbildung 1.3). Da die Gleichungen zeitreversibel sind, kann genau bestimmt werden, durch welchen Spalt sich das Teilchen bewegt hat. Weil die Bahnkurve deterministisch ist, ist weiterhin die genaue Anfangsposition eines Teilchens nicht bekannt. Man spricht von sogenannten versteckten Variablen. Ein interessantes Gebiet sind experimentelle Untersuchungen zu theoretisch bestimmten Ankunftszeitverteilungen von Spin- $1/2$ -Teilchen auf der Grundlage der bohmschen Mechanik [Das19a, Das19b]. Im Gegensatz zu der räumlichen Verteilungsfunktion eines Partikels zum festen Zeitpunkt

t_0 , die durch $|\psi(\mathbf{r}, t_0)|^2 d^3r$ gegeben ist, gibt es weiterhin offene Fragen, wie die Verteilung für einen festen Ortspunkt \mathbf{r} im Zeitintervall $[t, t + dt]$ aussieht. Das wird in **Kapitel 8** wieder aufgegriffen.

Ionensensorik von Oberflächen

Ein großes Forschungsgebiet von deterministisch extrahierten Ionen bietet die Sensorik zur Untersuchung von Oberflächen. Hierbei werden Ionen mit festen Geschwindigkeiten über definierte Strukturen geschickt. So können einzelne Ionen als Sensor für Quantenreibung eingesetzt werden, die durch dissipative Wechselwirkung mit den Quantenfluktuationen des elektromagnetischen Feldes entsteht [Int15, Oel18, Int19]. Ebenso führen Wechselwirkungen von Ionen mit metallischen Oberflächen zu möglich messbaren Dekohärenzeffekten [Sch12] von vorher kohärent aufgeteilten Strahlen [Has09]. Weitere zu untersuchende Effekte können Van-der-Waals- und Casimir-Polder-Kräfte [Spe03, Sus11, GS12], sowie gravitative Kräfte sein [Beh14]. Hierbei sind Flugzeitmessungen, wie sie in **Kapitel 5** vorgestellt werden, der erste Schritt zur detaillierten Bestimmung von Ion-Oberflächen-Wechselwirkungen.

1.2. Physikalische und technische Anwendungen von eingefangenen Ionen

Experimente mit Thoriumisotopen

In den letzten Jahren ist das Element Thorium immer weiter in den Fokus aktueller Forschung gerückt. Dies liegt vor allem daran, dass ^{229}Th das bisher einzig bekannte Isotop ist, welches mit seinem isomerischen ersten angeregten Zustand einen nuklearen Übergang besitzt, der direkt mit einem Laser angesprochen werden kann. So kann dieses Isotop für Nuklearlaser [Tka11] und -quantenoptik [Bür06] verwendet werden, sowie als Referenz für optische Uhren dienen. Die Übergänge im Atomkern hängen nur sehr wenig von externen Feldern ab. Daher wird der Kernübergang als neuer Frequenzstandard diskutiert, mit der bessere relative Genauigkeiten als $9.4 \cdot 10^{-19}$ [Bre19] erreicht werden. Der direkte Zerfall wurde bereits über innere Konversion [Wen16] detektiert und die Messung der Übergangsenergie stetig verbessert [Sei17, Sei20]. Aktuelle Messungen liefern Werte von 8.32(17) eV [Sei19]. Auf der Grundlage dieses speziellen Elements hat sich die Kollaboration TACTICa³ (siehe Abbildung 1.4)

³ Trapped And Cooled Thorium Ion spectroscopy via Calcium



Abbildung 1.4.: Logo zur Kollaboration TACTICa. Anfänglich vom Autor dieser Arbeit gestaltet und von weiteren Mitgliedern modifiziert, stellt es ein harmonisches Potential dar, indem sowohl ein Calcium- (rot) als auch ein Thoriumion (blau) eingefangen sind. Die Ionen sind über den jeweiligen Buchstaben des Akronymes gesetzt, der das jeweilige Element repräsentiert.

zum Ziel gesetzt, mit der Untersuchung verschiedener Thoriumisotope und hohen Ladungszuständen die spektroskopische Genauigkeit, wie zum Beispiel durch Quantenlogikspektroskopie [Sch05] mit Calcium als Ausselement, zu verbessern. Dies dient zum einen dem besseren Verständnis von Drifts fundamentaler Konstanten [Fla06], zum anderen der Untersuchung der Isotopieverschiebung, darstellbar in King-Plots [Geb15, Saf18, Ber18, Cou20]. Als erste Realisierung wurden in einer Paulfalle gemeinsam $^{40}\text{Ca}^+$ und $^{232}\text{Th}^+$ Ionen eingefangen. Die schweren Ionen wurden dabei in ihrer Flugbahn und -zeit durch elektrostatische Felder kontrolliert, um ein simultanes Laden mit Calcium innerhalb des Fallenvolumens zu ermöglichen. Die anschließende Identifizierung von Thorium wurde zum einen über Flugzeitmessungen mit Extraktion des Ions durchgeführt, zum anderen durch eine in-situ Bestimmung innerhalb der Falle. Die Ergebnisse wurden in den Publikationen

Trapping and sympathetic cooling of single thorium ions for spectroscopy

Phys. Rev. A **99**, 023420 (2019)

Catching, trapping and in-situ-identification of thorium ions inside

Coulomb crystals of $^{40}\text{Ca}^+$ ions

Hyperfine Interact. **240:33** (2019)

von K. Groot-Berning, F. Stopp, G. Jacob, D. Budker, R. Haas, D. Renisch, J. Runke, P. Thörle-Pospiech, Ch.E. Düllmann und F. Schmidt-Kaler veröffentlicht. Besonders in [GB19b] wird gezeigt, dass es möglich ist, Ionen auch mit Massen von 232 u anhand der Flugzeit mit einer Auflösung von $m/\Delta m > 500$ genau zu bestimmen. Dennoch

liefert das hier verwendete Flugzeitmodell für Thorium eine Verschiebung von 1.38 u (siehe Abbildung 1.5 (a) und (b)). Der offensichtliche Nachteil dieser Identifizierung liegt in ihrer destruktiven Messmethode. Eine in-situ-Identifizierung, wie in [Sto19] beschrieben, erlaubt hingegen eine direkte Bestimmung der Masse durch einen Vergleich der Positionen eines fluoreszierenden Calciumionenkristalls. Ionen mit einer von $^{40}\text{Ca}^+$ verschiedenen Masse und Ladung, die Plätze innerhalb des Wignerkristalls einnehmen, sorgen für eine Verschiebung der Calciumpositionen. Diese können mit einer Kamera aufgelöst werden (siehe Abbildung 1.5 (c) und (d)). Die Auflösung liegt hierbei für Massen $m > 200$ u bei ca. $m/\Delta m \simeq 50$, was nicht ausreichend ist, um Thoriumisotope voneinander zu identifizieren. Es muss auf die bereits selektive Ionenquellen vertraut werden [Haa20]. Die Verwendung eines Massenspektrometers unter Einsatz eines Reflektrons kann dabei beide Techniken vereinen. Dies setzt eine präzise Kontrolle der deterministischen Flugbahn voraus und bildet die Grundlage der in **Kapitel 6** vorgestellten Ergebnisse eines Ionspringbrunnens.

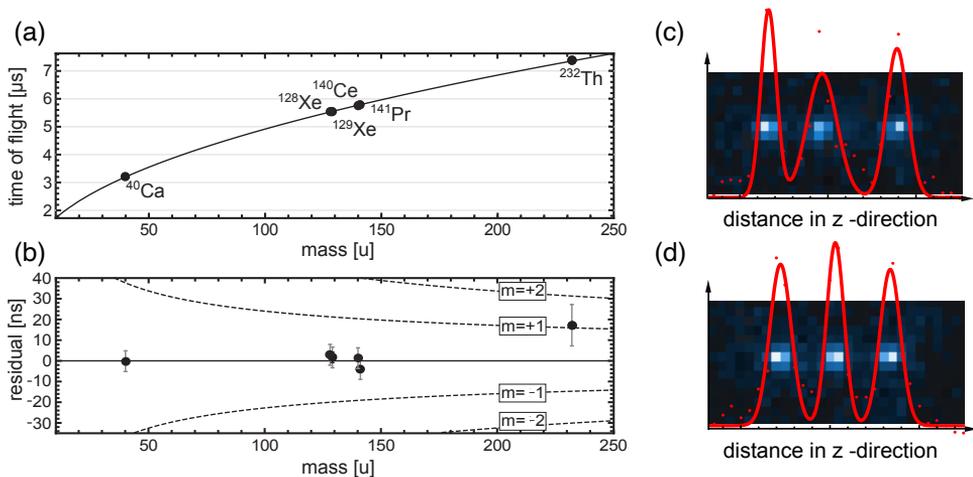


Abbildung 1.5.: (a) Graphische Darstellung der Flugzeitidentifikation von verschiedenen Ionenmassen, die aus einer linearen Paulfalle extrahiert wurden. (b) Zugehörige Residuen der Flugzeitidentifikation, Bilder entnommen aus [GB19b]. (c) Gemischter Kristall bestehend aus drei $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen und einem $^{232}\text{Th}^+$ -Ion. Das Thoriumisotop wurde durch die Gleichgewichtslagen der Calciumionen bestimmt. (d) Vergleich der Gleichgewichtspositionen eines reinen Calciumkristalls. Bilder entnommen aus [Sto19].

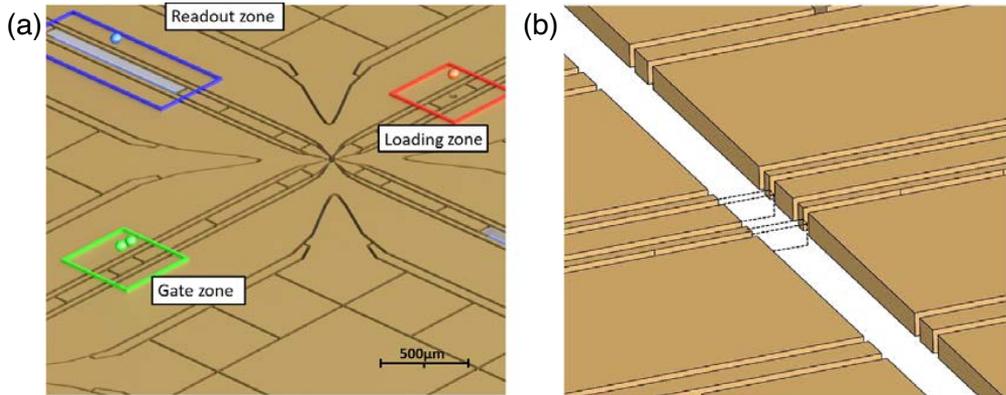


Abbildung 1.6.: (a) Modul einer Ionenfalle in X-Anordnung mit verschiedenen Zonen zum Laden (rot), Durchführen von Gatteroperationen (grün) und Zustandsauslesen (blau). (b) Mehrere Module können miteinander verbunden werden und eine große skalierbare Quantencomputerarchitektur bilden. Bild entnommen aus [Lek17].

1.3. Physikalische und technische Anwendungen des Transportes zwischen mehreren Fallen

Verbindung von Quantenprozessoren

In den letzten Jahren sind Quantencomputer immer mehr in das Interesse der Wissenschaft geraten. Eine detaillierte Beschreibung ihrer Funktionsweise findet sich in [Nie09]. Ein wichtiges Kriterium eines universellen Quantencomputers ist dabei nach DiVincenzo die Skalierbarkeit hin zu sehr vielen einzelnen Qubits [DiV00]. Eine Herausforderung stellt die immer weiter fortschreitende Erweiterung von Qubits und ihrer Implementierung dar. So führt eine Adressierung jedes als Qubit dienenden Ions mit Lichtfeldern zu einer Vielzahl von Laserstrahlen, die alle präzise auf die Ionenkristalle einjustiert werden und einzeln ansteuerbar sein müssen. Eine Alternative bietet die Adressierung mit einem globalen Mikrowellenfeld in Kombination mit lokalen magnetischen Gradienten [Wel18]. Einen Entwurf eines solchen Quantencomputers mit langwelligem Strahlen, basierend auf mehreren zusammengesetzten Modulen als Prozessoreinheiten, liefert [Lek17]. Jedes Modul ist eine individuelle Ionenfalle in einer X-Anordnung und hat mehrere Zonen zum Laden, Durchführen von Gattern und Auslesen (siehe Abbildung 1.6 (a)). Das System kann durch Zusammensetzen mehrerer Module auf eine breite Größe ausgedehnt werden und stellt damit ein vollständiges

skalierbares Design dar. Ein Ion kann direkt von einem Modul zum nächsten transportiert werden. Diese sind so gestaltet, dass RF- und statische Felder über den Rand hinausgehen und mit den Feldern des nächsten Moduls überlappen. Fehlausrichtungen müssen mit einem Piezoelement ausgeglichen werden (Abbildung 1.6 (b)).

In **Kapitel 6** dieser Arbeit wird der Transport von einer Falle zur nächsten über makroskopische Distanzen von mehr als 100 mm präsentiert. Ionen werden dabei ohne das RF-Führungspotential transportiert. Für zukünftige Anwendungen ergibt sich dadurch eine Erweiterung von Quantenprozessoren, die auf unterschiedlichen Bauweisen gestützt sein können. Die Korrektur der Ionenflugbahn aufgrund von mechanischen Ungenauigkeiten erfolgt mithilfe statisch elektrischer Felder.

Untersuchungen von Antiwasserstoff

Die Möglichkeit, kontrolliert geladene Teilchen verlustfrei von einer Falle zu einer anderen zu transportieren, findet sich in der Untersuchung der Beschleunigung von Antimaterie in einem Gravitationsfeld wieder [Wal04]. So untersucht im Speziellen die GBAR-Kollaboration⁴ die Beschleunigung von Antiwasserstoff in einem freien Fall im Schwerfeld der Erde [Per12]. Die direkte Messung unter Verwendung von Antiwasserstoff kann neue Aussagen über die Gültigkeit von Einsteins schwachen Äquivalenzprinzip geben.

Der Aufbau ist hierbei wie folgt gegliedert [Wol19]: Antiprotonen p^- werden in eine Positroniumwolke e^+e^- eingestrahlt. Durch den Einfang von je zwei Positronen e^+ werden Antiwasserstoffionen \bar{H}^+ gebildet. Diese bis zu 10000 K heiße Antimaterie wird über magnetische und elektrische Felder in eine erste Paulfalle geführt, wo die Ionen vorgekühlt werden. Das ist nötig, da diese Temperaturen es nicht ermöglichen, einen gravitativen Effekt zu beobachten. Die Senkung der Temperatur erfolgt über sympathetische Kühlung in einer Berylliumwolke [Wüb12]. Die Be^+ -Ionen können dabei durch Laserfelder gekühlt werden, deren Strahlungsdruck ebenfalls für eine örtliche Sortierung von Beryllium- und Antiwasserstoffionen innerhalb der Falle sorgt. Um ein Antiwasserstoffion in den Bewegungsgrundzustand des Fallenpotentials zu kühlen, muss eine Wechselwirkung mit allen Bewegungsmoden erfolgen. Deshalb ist es nötig, das Ion in eine zweite Falle umzuladen, in der sich nur ein zweites zusätzliches Berylliumion befindet. Somit wird die Anzahl der Bewegungsmoden auf ein Minimum reduziert. Es folgt der Transport in eine Präzisionsfalle. Mithilfe eines Laserpulses wird ein Positron entfernt, sodass der anschließend neutrale Antiwasserstoff nur noch den Einfluss des Schwerfeldes wahrnimmt. Durch Annihilation mit der Vakuumapparatur

⁴ Gravitational Behaviour of Anti hydrogen at Rest

entstehen Pionen π , die detektiert werden können. Die Detektionszeiten geben Rückschlüsse über die genaue Fallhöhe und -zeit.

Die Schwierigkeit liegt darin, das bis maximal ins Dopplerlimit gekühlte Ion aus der ersten Falle zu extrahieren und in einer weiteren Falle möglichst mit einer hohen Wiederholungsrate erneut einzufangen. **Kapitel 6** untersucht hierbei den Einfang eines dopplergekühlten $^{40}\text{Ca}^+$ -Ions in einer baugleichen Falle. Die Techniken zum Schießen von Ionen aus der Falle und der Realisierung eines Ionenspringbrunnens sind daher ein sehr wichtiger Bestandteil für ein erfolgreiches Bestehen des GBAR-Projekts.

1.4. Struktur dieser Arbeit

Das in dieser Arbeit vorgestellte Experiment stellt eine Plattform für eine Vielzahl von Anwendungen dar. Als universelles Experiment ermöglicht es aus physikalischen Sicht einen Aufbau für eine vielfältige Einsetzbarkeit. Das Anwendungsspektrum ist dabei enorm breit gestaltet, von vielseitigen Erkenntnissen in den Strukturen von Oberflächen und einzelnen atomaren Elementen bis zum Verständnis von quantenmechanischen Prozessen und Tests in neuartiger Weise. Hier eine zusammengefasste Liste der Anwendungen:

- (i) **Stern-Gerlach-Untersuchungen mit geladenen Teilchen:** Mittels von Permanentmagneten mit Polschuhen oder auf einen Mikrochip gemusterten Strukturen werden Magnetfeldgradienten in der Größenordnung von 10^4 T/m erzeugt, die zu einer spinabhängigen Kraft auf geladene Teilchen führt. Das stellt das erste Stern-Gerlach-Experiment für geladene Teilchen dar.
- (ii) **Deterministische Implantation in Festkörper:** Mit Nanometer-Genauigkeit sollen verschiedenartige Elemente implantierbar sein. Dabei soll ein großer Bereich abgedeckt werden, von Stickstoff, Silizium und Phosphor bis hin zu seltenen Erden und so grundsätzlich neue Möglichkeiten in der Fabrikation von Quantenprozessoren aufzeigen.
- (iii) **Neuartige Analysemethoden zur Untersuchung von Ionenwellenpaketen:** Durch Flugzeitmessungen und daraus resultierenden Ankunftszeitverteilungen von deterministisch extrahierten Ionen werden Materiewellen im Bereich niedriger Quantenzustände abgebildet. Ein oszillierendes dynamisches Feld sorgt für eine zusätzliche mikroskopische Vergrößerung der Aufnahme.
- (iv) **Spektroskopische Untersuchungen von exotischer Materie:** Es werden Thoriumisotope, inklusive des einzigartigen ^{229}Th -Isomers, in ihrer inneren Zu-

sammensetzung untersucht. Dazu muss möglich sein, auch einzelne schwere Elemente kontrolliert einzufangen, simultan zu laden und durch indestruktive massenspektroskopische Verfahren mit hoher Auflösung zu identifizieren. Zusätzlich ermöglicht der Aufbau vorbereitende Tests an Antiwasserstoff.

- (v) **Untersuchungen zur Flugzeit in der Quantenmechanik:** Durch experimentelle Flugzeitmessungen werden Voraussagen über die Ankunftszeitverteilung von Spin- $1/2$ -Teilchen getestet, die auf der Grundlage von Bohmschen Trajektorien erstellt wurden. Diese stellen einen neuartigen Test der Quantenmechanik dar und ist insbesondere eine einzigartige neue Möglichkeit in der Untersuchung der Zeitparametrisierung.
- (vi) **Ionensensorik von Oberflächen:** Einzelne Ionen eignen sich als Messsonde von Strukturen durch die Wechselwirkung mit Oberflächenatomen und -elektronen. Die zu untersuchenden Effekte sind vielfältig, von Quantenreibung bis hin zu Casimir-Polder-Kräfte.
- (vii) **Verbindung zwischen Quantenprozessoren:** Mehrere im Aufbau inkludierte Ionenfallen als individuelle Quantenprozessoren sollen zur Untersuchung von skalierbaren Quantencomputerarchitekturen dienen.

Es sei hervorgehoben, dass diese Aufstellung über den Umfang einer Dissertation hinausgeht. Viel mehr liegt der Schwerpunkt dieser Doktorarbeit auf der Planung und Entwicklung des neuen Aufbaus, wie er in **Kapitel 2** vorgestellt wird. Zusätzlich werden in **Kapitel 4** Auswertungen primärer Charakterisierungsmessungen vorgestellt, die die Qualität des Apparates widerspiegeln, Ionenbahnen in ihrer Bewegung zu kontrollieren und nachzuweisen. Dazwischen werden in **Kapitel 3** die theoretischen Grundlagen hergeleitet und skizziert, welche zum Verständnis der folgenden Kapitel notwendig sind. Zwei weitere Pfeiler dieser Arbeit sind schließlich **Kapitel 5** und **6**, in denen die ersten Flugzeitmessungen zu Extraktionen von Ionenwellenpaketen mit thermischer und kohärenter Anregung und die Ergebnisse über die Kontrolle eines deterministischen Ionenspringbrunnens präsentiert werden. Den Abschluss bildet **Kapitel 7** mit einer ausführlichen Darlegung, wie an diesem Aufbau das neuartige Stern-Gerlach-Experiment mit Ionen realisiert werden soll, bevor die weitere Entwicklung des Experiments durch einen Ausblick in **Kapitel 8** abgerundet wird.



2

Versuchsaufbau

Für die in Abschnitt 1.4 beschriebenen Anwendungen wurde ein neuer Aufbau modelliert, mit welchem die geplanten Experimente durchführbar sein werden. Die darin genannten physikalisch-fundamentalen und -technischen Untersuchungen setzen bestimmte Anforderungen an die Konstruktionen voraus. Im ersten Abschnitt wird auf diese eingegangen und es werden Vorüberlegungen angestellt, bevor im zweiten Abschnitt der eigentliche Versuchsaufbau in seinen einzelnen Bestandteilen beschrieben wird. Dabei wird zuerst das modulare System im Ganzen vorgestellt und anschließend durch die einzelnen Bauteile und ihre Verwendung geführt. Nachfolgend wird der ergänzende Aufbau beschrieben, beginnend mit der Vakuumkammer und deren Bestandteilen, sowie der benötigten elektrischen Experimentsteuerung. Im Abschluss wird auf die Kontrolle und den Nachweis der Laserfelder, die erforderlich sind, eingegangen.

2.1. Vorüberlegungen an die technischen Anforderungen des experimentellen Aufbaus

Im Folgenden werden grundsätzlich technische Anforderungen an das neue Experimentdesign zusammengetragen. Diese entstehen in Folge der umfangreichen Anwendungsmöglichkeiten, die in Kapitel 1 präsentiert wurden.

- (i) **Hohe mechanische Stabilität:** Der komplette Aufbau muss so gestaltet sein, dass mechanische Kräfte (z. B. Gravitation, Scher- und Zugkräfte) minimalen Einfluss auf den Versuchsaufbau haben, um ein Durchbiegen und Vibrieren der mechanischen Elemente zu verhindern. Implantationsexperimente, wie in [GB19a] beschrieben, haben gezeigt, dass ein fokussierender Ionenstrahl (engl.: *focused ion beam*, FIB), bestehend aus deterministisch extrahierten Praseodymionen, Strahlgrößen von 30(9) nm erreichen kann und dies auch mit der Präzision

in der Implantation in einem YAG-Kristall korreliert. Es wird angenommen, dass mechanische Vibrationen im Nanometer-Bereich der limitierende Faktor sein können. Dagegen benötigen Quantencomputer, welche auf dem nuklearen Spin von ^{31}P in Silizium basieren, Abstände von 10 – 20 nm zwischen den einzelnen Donatoren, um eine signifikante Kopplung zu erreichen [Kan98]. Die räumliche Genauigkeit sollte kleiner als 5 nm sein, damit die Kopplungsstärken ähnlich stark zueinander sind.

- (ii) **Optische Zugänge:** Optische Elemente innerhalb der evakuierten Umgebung sollten vermieden werden, weil sie von außerhalb der Kammer später nicht mehr zugänglich und lediglich mit großen Aufwand, wie der Verwendung von Piezoansteuerungen, kontrollierbar sind. Der Aufbau muss so gestaltet sein, dass manipulative Laserfelder optischen Zugang zu den nötigen Bereichen haben. Gleiche Voraussetzung gilt für optische Ausgänge, wie der Detektion durch Fluoreszenzstreuung. Die Geometrie muss so gestaltet sein, dass es eine Bandbreite an Operationen zulässt, wie Zustandsinitialisierung, -manipulation, Kühlung im Dopplerlimit [Phi98], Seitenband- und Sisyphuskühlung [Dal89].
- (iii) **Elektrische Zugänge:** Es werden Zugänge für diverse elektrische Leitungen benötigt, sowohl statische und dynamische Spannungen, als auch Hochspannungen bis ± 20 kV und Durchführungen für kommerzielle Bauteile, wie der später beschriebene Piezopositioniertisch. Zum einen müssen sie ohne gegenseitige Beeinflussung die jeweiligen Elektroden versorgen, zum anderen müssen auch weitere Anschlüsse für spätere Anwendungen eingeplant sein.
- (iv) **Verwendung einer deterministischen Ionenquelle:** Wie in Kapitel 1 beschrieben, wird eine deterministische Ionenquelle benötigt. Es gibt verschiedene Ansätze, eine solche zu realisieren. Dazu gehört die Auslese der Rückkopplungsinformation, durch die bei der Ionisation entstehenden Elektronen, die aufgrund ihrer Ladung und Masse in elektrischen Felder in die entgegengesetzte Richtung schneller beschleunigt werden [Lop19]. Es gibt alternative Bestrebungen, die auf der Detektion von erzeugten Spiegelladungen [Räc19] basieren. Diese Arbeit verfolgt den Ansatz einer miniaturisierten und segmentierten Paulfalle, mit der Ionenkristalle bis hin zu einzelnen Ionen detektiert und in ihrer Bewegung kontrolliert werden können [Kau17a, Kau17b].
- (v) **Abschirmung von äußeren Einflüssen:** Es müssen im Vorfeld verschiedene magnetische und elektrische Einflüsse, sowie Feldfluktuationen beachtet werden,

ob diese für die physikalischen Experimente ins Gewicht fallen. Diese sollten nicht die Präzision der Oberflächenuntersuchungen überlagern, die durch Flugzeitmessungen [Int15, Oel18] oder Dekohärenzmessungen [Sch12] durchgeführt werden können. Zweiteres erfolgt durch Auswertung in derselben (durch Reflexion des Sensor-Ions) oder einer weiteren eingebauten Paulfalle.

- (vi) **Langfristige experimentellen Planung:** Es muss die Möglichkeit gegeben sein, weiterentwickelte Module schnell in den bereits bestehenden Aufbau zu integrieren, zum Beispiel der Einsatz eines Sekundärionen-Massenspektrometers (engl.: *secondary ion mass spectrometry*, SIMS) [Esw19] oder weitere Fallenmodule, ohne bereits bestehende Bauteile umzugestalten und modifizieren zu müssen.

- (vii) **Flexibler Probenwechsel:** Der schnelle Austausch zu untersuchender Proben, die sich zum implantieren anbieten (z.B. Diamant [Dol13], YAG-Kristall [Kol12] und reines ^{28}Si [Pla12, Pla13]), muss gewährleistet sein, ohne das Vakuum in der Kammer durch Druckausgleich zu beeinträchtigen. Hinzu kommt, dass es möglich sein muss, sowohl Experimente in hohen energetischen Bereichen durchführen zu können (genannt sei hier Implantationen in Silizium mit Injektionstiefen von 20 nm, bei denen Donorenergien von 12 keV für Phosphor benötigt werden [Don15]), als auch bei sehr niedrigen Energien von 0.1 eV zur Untersuchung des Stern-Gerlach-Experiments mit geladenen Teilchen [Hen19]. Gerade bei Zweitem liegt die dafür benötigte Spannung inner- oder unterhalb der Größenordnung von angelegten Potentialen, sodass eine Möglichkeit der Geschwindigkeitskontrolle des Ions unabhängig der Extraktionsspannung gegeben sein muss.

- (viii) **Komplexität des Versuchsaufbaus:** Der gedachte Aufbau soll viele individuelle Elemente beinhalten, angefangen bei Ionenquellen, Korrektorelektroden und Ionenoptiken (Reflektron und Einzellinsen), sowie einer Probenregion. Es muss genügend Raum für jedes Bauteil eingeplant sein. Ein Verschachteln der Geometrie führt zu schlechterer Pumpleistung, da Restgaseinschlüsse weniger effizient abgepumpt werden können und den Druck innerhalb der Kammer verschlechtern.



Aufgrund dessen wurde ein experimenteller Aufbau gestaltet, welcher diesen Anforderungen gerecht wird. Es beruht auf der Zusammensetzung einzelner Modulbauteile, die aufeinander gestapelt werden können. Sie werden im nächsten Abschnitt ausführlich beschrieben¹.

2.2. Modulares System als Kernelement des Experiments

Das Experiment besteht aus aufeinandergesetzten, individuellen Modulen. Soweit es sich um metallische Bauteile handelt und keine anderweitige Beschreibung erfolgt, wurden sie aus dem Material Titan angefertigt. Im Vergleich zu Stahl hat Titan eine geringere magnetische Permeabilität von $\mu_m = 1.00018$, was es unanfälliger gegenüber magnetischen Einflüssen macht. Auch ist die Dichte mit $\rho_{\text{mat}} = 4.5 \text{ g/cm}^3$ ungefähr halb so groß wie von Stahl [Eki06]. Es gibt Materialien, die eine bessere elektrische Leitfähigkeit besitzen, jedoch ist die Härte deutlich höher als zum Beispiel bei Stahl [Sam68], zum Vorteil der Stabilität. Nachteil ist, dass Titan eine TiO_2 -Schicht bildet [Vaq99], was zu lokalen elektrischen Oberflächenladungen (engl.: *patch potentials*) führen kann.

Die Module bieten mit ihrem Design eine hohe Flexibilität. Jedes Modul erfüllt dabei seine entsprechende Anforderung, sehen aber in ihrer Grundstruktur gleich aus. Sie haben einen Durchmesser von 150 mm und sind über 3 mm hohe und 5 mm breite Schienen am Rand jedes Moduls aufeinander gestapelt, sodass sie eine geringe Auflagefläche besitzen, dennoch aber passgenau und starr aufeinandersitzen. Sie wurden mit einer CNC-Fräsmaschine aus einem monolithischen Block gefräst². Eine Einschränkung besteht in den seitlichen, optischen Zugängen, die auf zwei Positionen innerhalb der Module ausgerichtet sind und einen Abstand von 230 mm zueinander haben. Diese beiden Fixpunkte legen die späteren Fallenzentren fest und können in ihrer Position nicht verändert werden. Abbildung 2.1 zeigt einen Schnitt in den kompletten Modul-aufbau. Der gesamte Block hat eine Länge von ca. 45 cm. Die vertikale Achse wird im weiteren Verlauf der Arbeit als z -Achse oder axiale Achse referenziert, in der horizontalen Ebene liegen x - und y -Richtung oder die radialen Achsen.

Der ganze modulare Aufbau ist vertikal ausgerichtet, um zu Verhindern, dass Verformungen durch gravitativen Einfluss zu mechanischen Spannungen innerhalb des

¹ Die für diese Arbeit angefertigten Konstruktionen wurden ausschließlich mit dem Programm SolidWorks 2015 geplant und entworfen.

² Mechanische Werkstatt, CNC-Technik und Sonderverfahren, Institut für Physik, Universität Mainz, Deutschland.

Materials führt. Die Module haben jeweils acht Bohrungen, durch welche Gewindestangen³ geführt werden. Oben befindet sich der Deckenflansch der Vakuumkammer, in dem die Gewindestangen verschraubt werden. Am unteren Ende werden die Gewindestangen mit Muttern mit gleichem Drehmoment angezogen. Alle Bohrungen sind mit Entlüftungslöchern und alle Schrauben mit Entlüftungsschlitzen versehen.

Seitlich der Module sind je vier Kabelhalter aus Peek angebracht, die den nötigen Abstand zwischen den Kabeln⁴ wahren. Die Halter führen die Kabel auf jeweils kürzesten Weg zu dem obersten Flansch, durch den alle elektrische Durchführungen nach außen führen. Die Kabel sind somit weit genug von den jeweiligen Experimentierbereichen entfernt, sodass der Skin-Effekt, der die Eindringtiefe δ in metallische Materialien durch oszillierende Felder mit Frequenz ν angibt, keinen Einfluss hat. Für typische Frequenzen, wie der Antriebsfrequenz bei ca. 20 MHz, beträgt in Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes $\rho_{el} = 43.1 \mu\Omega\text{cm}$ und der magnetischen Permeabilität μ_m von Titan die Eindringtiefe $\delta \simeq 100 \mu\text{m}$. Sie ist bei minimalen Moduldicken von 10 mm vernachlässigbar.

Quellen, die einen Wärmefluss produzieren, sind bewusst außerhalb der Module montiert und werden auf konstanter Temperatur gehalten. So wird eine mechanische Ausdehnung über den Experimentierzeitraum verhindert und gleichbleibende Bedingungen geschaffen. In den folgenden Abschnitten werden die Module, wie sie in Abbildung 2.1 dargestellt sind, im Detail vorgestellt:

- (i) Fallenmodul

- (ii) Reflexions- und Korrekturmodul

- (iii) Probenmodul mit Fokussierungsoptik

- (iv) Weitere Module zur vollen Kontrolle von Ionenbahnen

- (v) Detektionsmodul

³ M8 DIN 975 Titan Gewindestangen Gr.5, SELFAN Fine+Metal GmbH, Köln, Deutschland.

⁴ Allectra GmbH, Mühlenbecker Land, Deutschland.

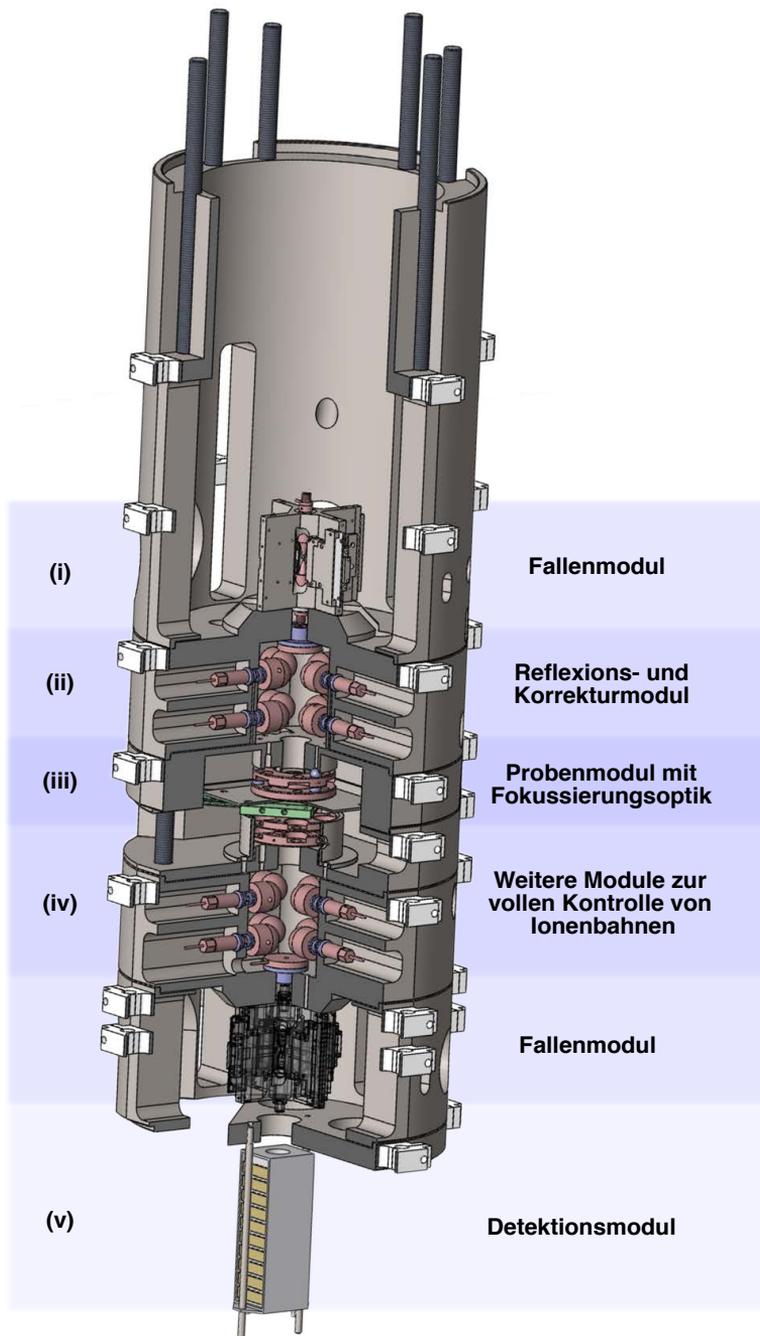


Abbildung 2.1.: Schnitt in die CAD-Konstruktion des modularen Systems, bestehend aus mehreren aufeinander gesetzten Bausteinen. Ein zweites bereits eingeplantes Fallenmodul ist transparent eingezeichnet.

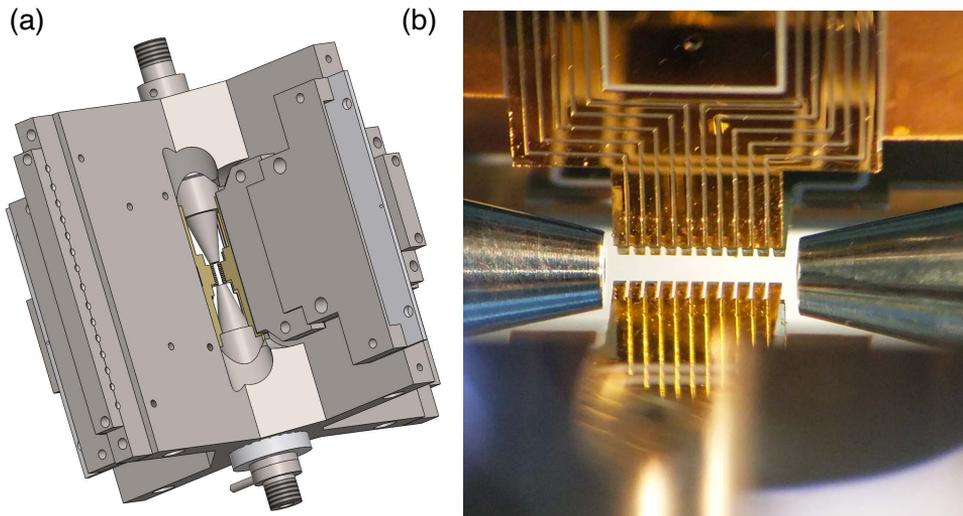


Abbildung 2.2.: (a) CAD-Konstruktion des Fallenhalters. (b) Fotografie ins Fallenzentrum mit Fallenchips (gold) und den beiden konusförmigen Endkappen.

Design der Paulfalle

Das erste Modul ist das sogenannte Fallenmodul. Im Gegensatz zu allen anderen Modulen hat es nicht die grundlegenden Maße und bildet so einen Ausnahmefall im Aufbau. Es wurde ein bewährtes Design verwendet. Der Vorteil liegt darin, dieses gegen modifizierte Fallengeometrie austauschen zu können, wie sie zum Beispiel bei Rydberganregungen von einzelnen Ionen genutzt werden [Fel15]. Die Falle ist mit nur drei Tianschrauben im Aufbau befestigt und kann schnell von der restlichen Installation gelöst werden. Das in diesem Aufbau verwendete Design der Falle wurde bereits in mehreren Experimenten verwendet und charakterisiert [Keh11, Jac16a, Wol20, Mok20]. Ein neues Design ist bereits in der Entwicklung und wird im abschließenden Kapitel 8 näher beschrieben.

Das Fallenmodul ist eine lineare Paulfalle. Sie besteht aus vier Fallenchips mit einer Dicke von $125\ \mu\text{m}$, welche auf einem Titanhalter befestigt sind (siehe Abbildung 2.2 (a)). Die Fallenchips bestehen aus Aluminiumoxid und sind mit einer Goldschicht beschichtet. Ein detaillierter Fertigungsprozess ist in [Wol19] beschrieben. Jeweils zwei gegenüberliegende Fallenchips im Abstand von $960\ \mu\text{m}$ bilden die DC-Elektroden. Axial um 90° gedreht befinden sich die RF-Elektroden. Beide DC-Elektroden sind dabei in elf $200\ \mu\text{m}$ -breite Segmente unterteilt, und können mit dem gegenüberliegenden Seg-

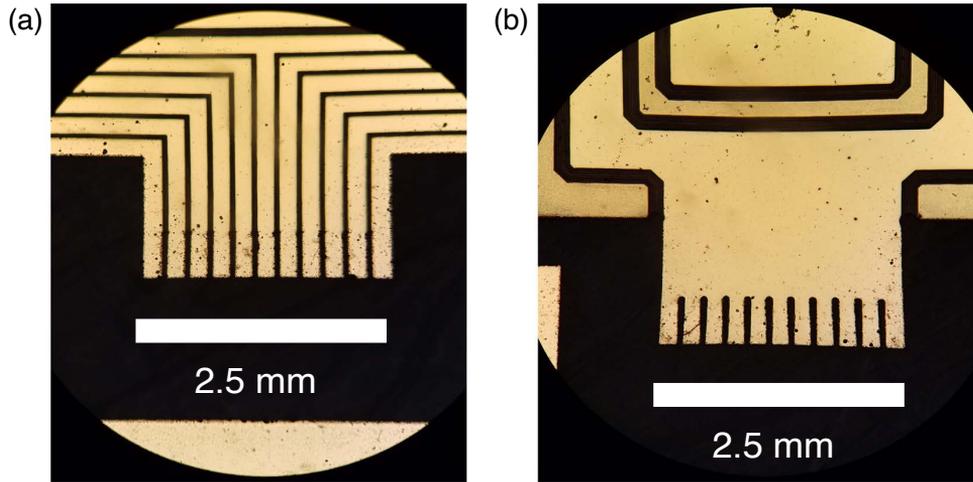


Abbildung 2.3.: Fotografie der Fallenchips mit (a) segmentierten DC-Elektroden und (b) eines symmetrisch gleich geschnittenen Fallenchips mit einer RF-Elektrode.

ment zusammen unabhängig von den verbleibenden zehn Segmenten mit einer Kontrollspannung angesteuert werden. So wird der axiale Einschluss ermöglicht. Um eine größtmögliche Symmetrie zu wahren, sind die RF-Elektroden und die DC-Elektroden (siehe Abbildung 2.3) gleich geschnitten. Ein oszillierendes Wechselfeld gewährleistet den radialen Einschluss. Über Zugentlastungen werden angelötete gleichlange Kupferkabel außerhalb der Module gezogen und für die DC-Elektroden entlang von Kabelführungen weiter zu Mikro-Sub-D-Durchführungen⁵ geführt. Beide RF-Elektroden werden zu getrennten Pin-Durchführungen⁶ am oberen Kammerflansch geleitet und symmetrisch außerhalb der Kammer zusammengeführt. Exzessive Mikrobewegung, wie in Kapitel 3 ausführlich beschrieben, soll durch diese symmetrische Anordnung unterdrückt werden, da beide Zuleitung die gleiche Impedanz besitzen. Alle Chips haben zusätzlich eine rechteckige Elektrode, vom Fallenzentrum aus gesehen hinter den Segmentfingern sitzend, die für die Kompensation der restlichen Mikrobewegung dient. Da hier Spannungen um $|U_{\text{comp}}| \approx 200 \text{ V}$ benötigt werden, führt auf allen vier Seiten ein separates Kabel zu einer SMA-Durchführung⁷ am Deckenflansch. Hinter jedem

⁵ P/N 23052-01-W Micro D Type, 25 pin, Hositrad Holland B.V., Hoevelaken, Niederlande.

⁶ P/N 8177-04-W Feedthrough Power 3kV - 27A, 4 pin, Hositrad Holland B.V., Hoevelaken, Niederlande.

⁷ P/N 19604-01-W SMA 50 Ohm double ended floating shield, Hositrad Holland B.V., Hoevelaken, Niederlande.

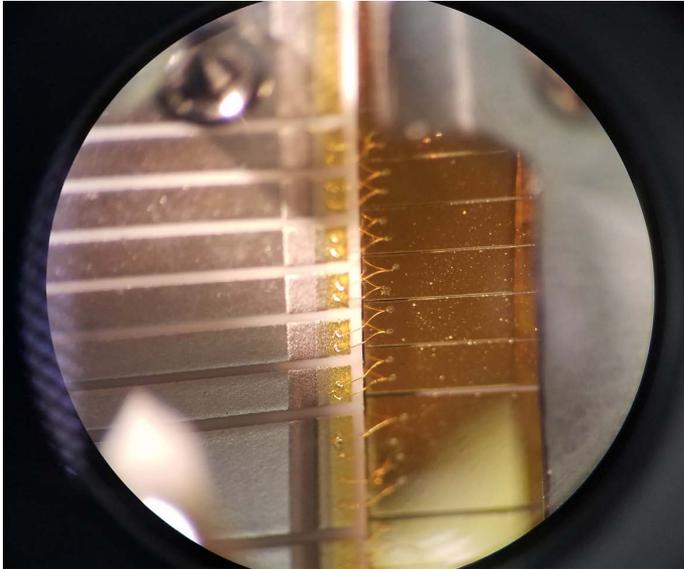


Abbildung 2.4.: Fotografie der Bondverbindungen zwischen einem Fallenchip und dem zugehörigen Filterboard.

Chip liegt auf dem Titanhalter ein Filterboard aus Keramik auf. Je zwei Golddrähte der Dicke $25\ \mu\text{m}$ verbinden diese über Ballbonds mit den Segmenten der Fallenchips (siehe Abbildung 2.4). Jede DC-Elektrode besitzt einen Tiefpassfilter, realisiert durch einen $10\ \text{nF}$ Kondensator und den inneren Widerstand der Leiterbahnen. Zusätzlich wird eine Titanbehausung über Filterboard und Fallenchips gelegt, um diese elektrisch abzuschirmen. Axial befinden sich jeweils am oberen und untere Ende der Falle eine Elektrode mit einer $400\ \mu\text{m}$ durchsetzten Bohrung⁸ (siehe Abbildung 2.2 (b)). Diese Endkappen dienen zum einem dafür, ein extrahiertes Ion aus der Falle zu transportieren, zum anderen um von der gegenüberliegenden Seite andersartige Elemente in die Falle zu transportieren. Dies kann mit einer kommerziellen Ionenquelle⁹ realisiert werden. Beide Endkappen können individuell geschaltet und mit beliebigen Pulsformen mit Spannungsamplituden von $\pm 5\ \text{kV}$ ¹⁰ belegt werden. Die Endkappen sind zusammen mit ihrer elektrischen Isolierung, einem Zirkonium-Zylinder¹¹, in dem Fallenhalter

⁸ C.F.K. CNC-Fertigungstechnik Kriftel GmbH, Kriftel, Deutschland.

⁹ Ionenquelle IQE 12/38, SPECS Surface Nano Analysis GmbH, Berlin, Deutschland. Im ersten Aufbau nicht mit eingesetzt, aber für spätere Anwendungen bereits eingeplant. Durch Austausch des oberen Viewports mit der Ionenquelle entsprechende der spezifizierte Arbeitsabstand genau der Distanz zum Fallenzentrum.

¹⁰ P/N 8030-02-W SHV 5kV, Hositrade Holland B.V., Hoevelaken, Niederlande.

¹¹ JBC6-10 Zentrierbuchse, MISUMI Europa GmbH, Schwalbach am Taunus, Deutschland.

eingeklebt. Um ein Verziehen zu verhindern, wurde beim Trocknungsprozess eine Schablone zwischen den Endkappen eingeschraubt, um den Abstand von 2.9 mm zueinander zu gewähren. Die untere Endkappenisolierung steht 2 mm nach außen hervor, um die Falle gegenüber dem nächsten Modul auszurichten.

Außerhalb der Falle wird in zwei geheizten Metallstäbchen Calciumgranulat¹² gelagert. Um einen Wärmekontakt mit den Modulen zu verhindern, ist ein Ofen direkt am Deckenflansch befestigt, der andere seitlich an der Vakuumkammer¹³. Von dem erhitzten Granulat abgetragene Teilchen gelangen, als Atomstrahl geführt, in Richtung Fallenzentrum. Zwischen zwei Flügeln des Halters ist eine Blende mit zwei Schlitzen (50 mm × 0.3 mm) angebracht. Sie dienen als Apertur, damit der Atomstrahl nur direkt ins Fallenzentrum gelangt und nicht in Kontakt mit dem gegenüberliegenden Fenster der optischen Durchföhrung und Fallenelektroden tritt. Das kann ansonsten zu Patch-Potentialen föhren. Mehrere optische Durchföhrungen¹⁴ (engl.: *viewports*) ermöglichen den Zugang von Lichtfeldern unter verschiedenen Winkeln ins Fallenvolumen. Dabei ist der Fallenhalter an diesen Stellen ausgespart, um optimal in das Zentrum fokussieren zu können. Um gleichzeitig Licht durch gestreute Fluoreszenz effektiv mit hoher Apertur einsammeln zu können, föhrt ein invertierter Viewport bis auf 40 mm an die Fallenmitte heran.

Reflexions- und Korrekturmodul

Das Fallenmodul ist fest verbunden mit dem 66 mm langen Reflexions- und Korrekturmodul (siehe Abbildung 2.5). Es erföllt mehrere Aufgaben. Das Modul beinhaltet Elektroden, an denen mit geeignet gewählten Spannungen die Trajektorie eines Ions in Winkel und Versatz geändert werden kann. Der Strahl wird so auf den Detektor oder auf zu untersuchende Proben ausgerichtet. Ebenfalls kann das Ion gezielt in seiner Bewegungsbahn umgelenkt werden. Die Elektroden sind auf einem mit Gewinde versehenen Stab angeschraubt und schnell gegen komplexere Geometrien für Ionenreflektoren mit gekrümmten Felder (engl.: *curved-field reflectron*, CFR) [Cot07] austauschbar. Aktuell wird eine Anordnung aus acht halbkugelförmigen Elektroden gewählt. Der Abstand der gegenüberliegenden Elektroden wurde so ausgesucht, dass nahe der Symmetrieachse ein perfekter Quadrupol entsteht. Das Verhältnis von Durchmesser d_{ref} zu Abstand der gegenüberliegenden Elektrode a_{ref} ist $d_{\text{ref}}/a_{\text{ref}} = 1.147$ [Kjæ05]. Zusammen

¹² Calcium granules redistilled, -16 mesh, 99.5% metals basis, Alfa Aesar GmbH & Co KG, Kandel, Deutschland.

¹³ Es wird nur ein Ofen betrieben, der andere ist für Reservezwecke eingebaut.

¹⁴ Fused Silica UHV Laser Viewport with Anti-Reflective Coating, Hositrad Holland B.V., Hoevelaken, Niederlande.

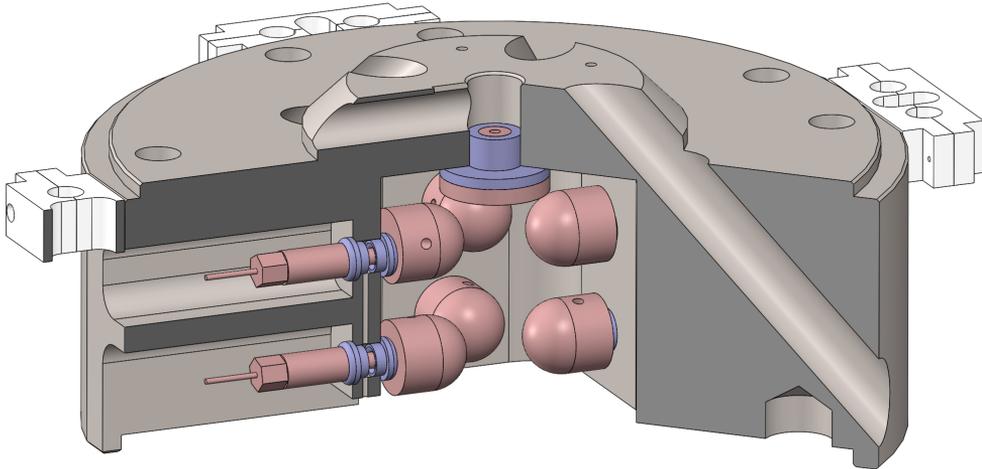


Abbildung 2.5.: Schnitt in die CAD-Konstruktion des Reflexions- und Korrekturmoduls. Farblich (rot) hervorgehoben sind die halbkugelförmigen Elektroden zur Strahlausrichtung und Bahnkorrektur, sowie die Nachbeschleunigungselektrode, um die Ionenenergie einzustellen. In Kombination bilden sie die Anordnung eines Ionenreflektors. Blau unterlegt sind die elektrischen Isolierungen, um das ± 20 kV-Potential von den Erdungsflächen zu entkoppeln. Seitlich sind die Kabelführungshalter in weiß gehalten. Die diagonale Durchführung dient als Zugang für Laserfelder ins Fallenmodul.

mit der im Modul enthaltene Nachbeschleunigungselektrode können die Elektroden als Reflektoren eingesetzt werden. Die Nachbeschleunigungselektrode ist eine 11 mm lange, mit einer $\varnothing 2$ mm großen Bohrung versehene Elektrode, an der Spannungen bis ± 20 kV¹⁵ angelegt werden können. Diese Limitierung ergibt sich wegen der gewählten elektrischen Durchführung und der Kabeldicke, welche zu der Elektrode führen. Elektrisch isoliert ist sie durch einen Hohlzylinder aus Zirkonium¹⁶ und mit UV-härtendem Kleber¹⁷ befestigt. Mit ihr kann zusätzlich zur Funktion der Ionenreflektion die Energie des Ions unabhängig von der Extraktionsspannung eingestellt werden. Genau wie die Endkappe kann die Nachbeschleunigungselektrode mit einem Hochspannungsschalter zeitlich geschaltet werden. Es können beliebige Pulsformen angelegt werden.

¹⁵ P/N 18089-01-W SHV 20kV, Hositrad Holland B.V., Hoevelaken, Niederlande.

¹⁶ JBC6-8 Zentrierbuchse/PCEAV-20-10-2 Keramikscheibe, MISUMI Europa GmbH, Schwalbach am Taunus, Deutschland.

¹⁷ Epoxy Technology, Billerica, USA.

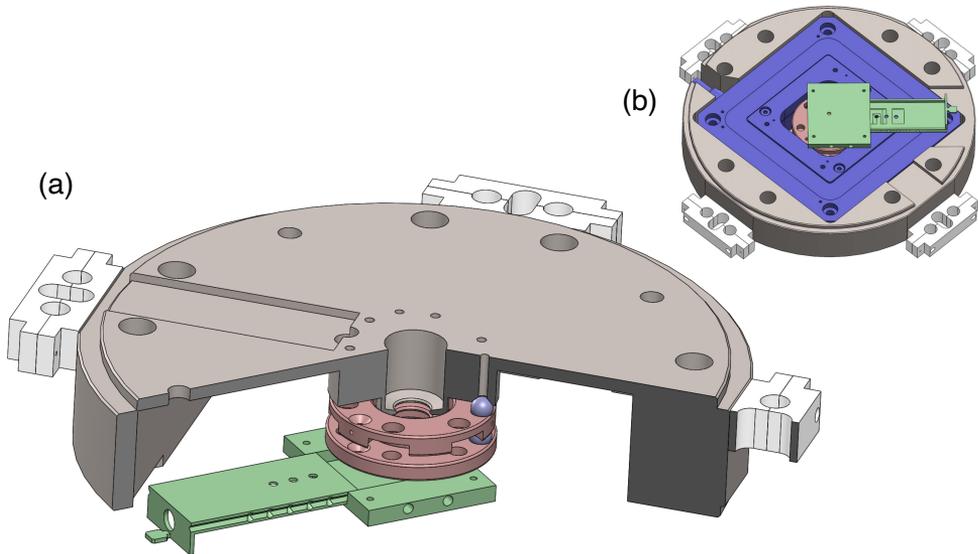


Abbildung 2.6.: (a) Schnitt in die CAD-Konstruktion des Probenmoduls mit Fokussierungsoptik. Die Einzellinse (rot) besteht aus drei axialsymmetrischen Elektroden, an der eine Spannung bis ± 20 kV angelegt werden kann, um den Ionenstrahl innerhalb der Probenregion (grün) zu fokussieren. Saphirkugeln (blau) isolieren die einzelnen Elektroden voneinander und richten sie gegeneinander aus. (b) CAD-Konstruktion des Probenmoduls mit Piezonanopositionierer, der die Fokussierungsoptik umgibt.

Probenmodul mit Fokussierungsoptik

Das Probenmodul schließt eine integrierte Einzellinse ein. Diese besteht aus drei ringförmigen Elektroden (siehe Abbildung 2.6 (a) rot), die über Saphirkugeln¹⁸ (blau) zueinander ausgerichtet und elektrisch isoliert sind. Eine detaillierte Beschreibung der Konstruktion, sowie umfassende Charakterisierungen von sphärischen und chromatischen Abbildungsfehlern findet sich in [Jac16b]. Für eine bessere mechanische Stabilität wurde die erste Elektrode monolithisch mit dem Grundmodul verbunden. Die mittlere kann mit Spannungen bis ± 20 kV angesteuert werden. Die Einzellinse kann so einen Strahl aus deterministischen Ionen auf 5 mm hinter der dritten Elektrode fokussieren, wo sich die Probenregion befindet. Die Ionenlinse ist umgeben von einem Piezonanopositionierer¹⁹ (siehe Abbildung 2.6 (b)), der entlang der beiden radialen Richtungen um $100 \mu\text{m}$ und in axiale Richtung um $10 \mu\text{m}$ verfahren werden kann.

¹⁸ Saphir (Al_2O_3) $\varnothing 5$ mm, Saphirwerk AG, Brügg, Schweiz.

¹⁹ P-733.3 Piezonanopositionierer, Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG, Karlsruhe, Deutschland.

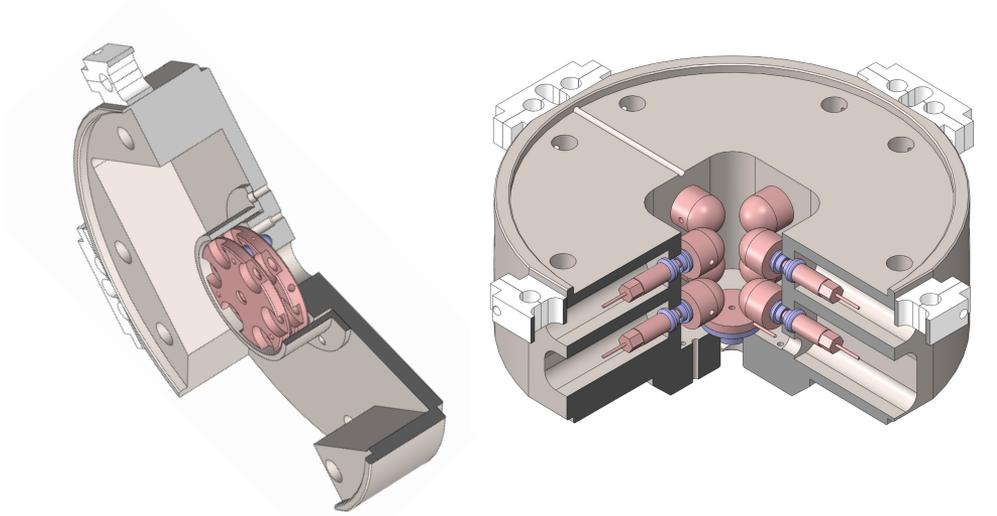


Abbildung 2.7.: Schnitt in die CAD-Konstruktionen von zwei Modulen, um eine vollständige Kontrolle über die Iontrajektorie zu erhalten und ein geladenes Teilchen in eine zweite Quadrupolfalle zu führen. Sie sind in ihrer Bauweise teilweise modifiziert worden, um passgenau auf weitere Bausteine des modularen Designs gesetzt zu werden. Sie erfüllen dennoch die selben Anwendungen wie ihre an der Probeebene gespiegelten Geschwistermodule.

Es ist eine Spezialanfertigung aus Aluminium für UHV-Anwendungen, um Ausgasungsprozesse zu verhindern und um die Vakuumqualität zu verbessern [Gri17]. Die elektrischen Anschlüsse sind die einzigen des Aufbaus, welche nicht über den obersten Flansch aus der Kammer, sondern seitlich versetzt durch einen CF63-Flansch, hinauslaufen.

Auf dem Positionierer befindet sich der Probenhalter, welcher zusammen mit dem Probenstisch die gesamte Probenmontage bildet (grün). Auf dem Tisch wird die Probe befestigt und mit diesem zusammen in den schlitzförmigen Halter hineingeschoben, bis er in eine von drei festen Positionen einrastet. Dies wird über seitliche Kugelrastungen sichergestellt, die vor jeweils einer Druckfeder sitzen und so die Kugeln in Einkerbungen des Tisches drücken. Der Tisch kann von einem magnetisch gekoppelten Greifer erfasst und von außerhalb der Vakuumkammer bewegt werden²⁰.

²⁰ Der Greifer kann komplett zurückgezogen werden, sodass sein erzeugtes Magnetfeld keinen Einfluss auf durchgeführte Experimente hat.

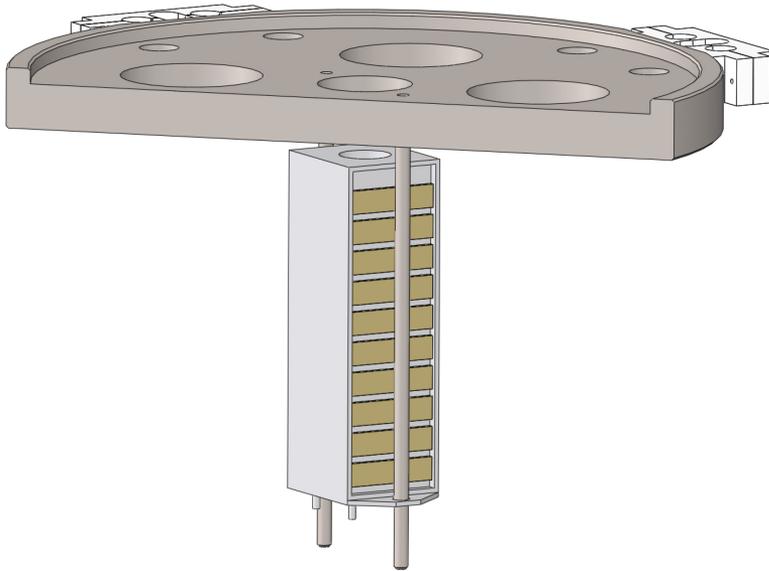


Abbildung 2.8.: CAD-Konstruktion des Detektionsmoduls, welches den abschließenden Baustein bildet. Es beinhaltet einen SEM-Detektor mit 20 Dynoden zur Verstärkung der Ionenenergie des ankommenden Teilchens. Am unteren Ende des Detektors befinden sich drei Anschlüsse für die Spannungsversorgung der Dynode, die Auslese des ausgehenden Signals und zur Änderung des Potentials auf der eingehenden Apertur Elektrode.

Weitere Module zur vollen Kontrolle von Ionenbahnen

Um Ionen bis zur Observation durch einen Detektor oder durch Fluoreszenzlicht nach Wiedereinfang in einer Falle in ihrer Bahn kontrollieren zu können, werden das Reflexionsmodul und die Fokussierungsoptik in umgekehrter Reihenfolge in den Aufbau eingegliedert. Ihre technischen Anwendungen sind die gleichen wie der vorherig beschriebenen Module. Sie sind in ihrem äußeren Aussehen jedoch leicht modifiziert, um die Kabel in andere Richtungen aus dem Modul zu führen (siehe Abbildung 2.7). Weiterhin ist bereits Raum für ein zweites Fallenmodul eingeplant, wurde aber für erste experimentelle Charakterisierungen nicht mit eingesetzt.

Detektionsmodul

Das Detektionsmodul am unteren Ende der Modulsäule beinhaltet den Sekundärelektronenvervielfacher²¹ (engl.: *secondary electron multiplier*, SEM), der mit zwei

²¹ AF533 Electron Multiplier, ETP Ion Detect Pty Ltd, Clyde New South Wales, Australien.

Gewindestangen auf einer Titanplatte befestigt ist (siehe Abbildung 2.8). Mit seinem System aus 20 Dynoden erreicht der Detektor bei einer Eingangsenergie von 20 eV eine Elektronenverstärkung von $4.9 \cdot 10^5$. Die Quanteneffizienz liegt bei ca. 80 % [Sch10]. Aufgrund seiner großen Apertur von $\varnothing 11$ mm muss dieser nur von Hand ausgerichtet und kann schnell gegen einen beliebig anderen Detektor ausgetauscht werden. Der Detektor hat mehrere Anschlüsse. An der obersten Dynode können über einen SHV-Anschluss bis -3 kV hohe Spannungen angelegt werden, die Potentialdifferenz zu den restlichen Dynoden wird über interne Widerstände erzeugt. Zusätzlich können an die Apertur des SEM-Detektor bis ± 5 kV-Potentiale angelegt werden, um die Eingangsenergie des Ions zu modifizieren. Über einen BNC-Anschluss am oberen Flansch kann das detektierte Signal ausgelesen werden. Kreisförmige Schnitte innerhalb der Titanplatte ermöglichen den Zugang für Laserfelder zum unteren Fallenmodul.

2.3. Details des Aufbaus zur Berechnung von Trajektorienimulationen

Für das Experiment im Labor wurde, um für anschließende numerische Kalkulationen der Potentiale und damit verbundene Simulation der Ionentrajektorien zu verwenden, zusätzlich ein vereinfachtes Modell des Aufbaus mit SolidWorks konstruiert (siehe Abbildung 2.9). Der Aufbau wurde bis zur Position des Probehalters verkürzt, da ab hier die Installation in der Elektrodenform gespiegelt ist und sich die verbundenen Potentialfeldgeometrien wiederholen. Für die ab Kapitel 4 beschriebenen Experimente werden alle Elemente außerhalb des vereinfachten Modells auf gleiches Potential gelegt. Ionenbewegungen außerhalb dieser räumlichen Geometrie können als gleichförmige Bewegung numerisch extrapoliert werden.

2.4. Aufbau der Ultrahochvakuumkammer

Der Vakuumaufbau besteht aus zwei Kammern, dargestellt in Abbildung 2.10. Die erste²² enthält die modulare Installation einschließlich Paulfalle und einem CF200-Flansch mit elektrischen Durchführungen. Der Mantel der Kammer besteht aus 316LN-Stahl mit einer Permeabilität von $\mu_m = 1.4429$, angebrachte Rohre und Flanschhalter bestehen aus 316L-Stahl ($\mu_m = 1.4404$). Seitlich befestigt ist eine Vakuumpumpe²³.

²² Spezialanfertigung, Hositrad Holland B.V., Hoevelaken, Niederlande.

²³ D1000-10 NEX Torr, SAES Getters S.p.A., Lainate MI, Italien.

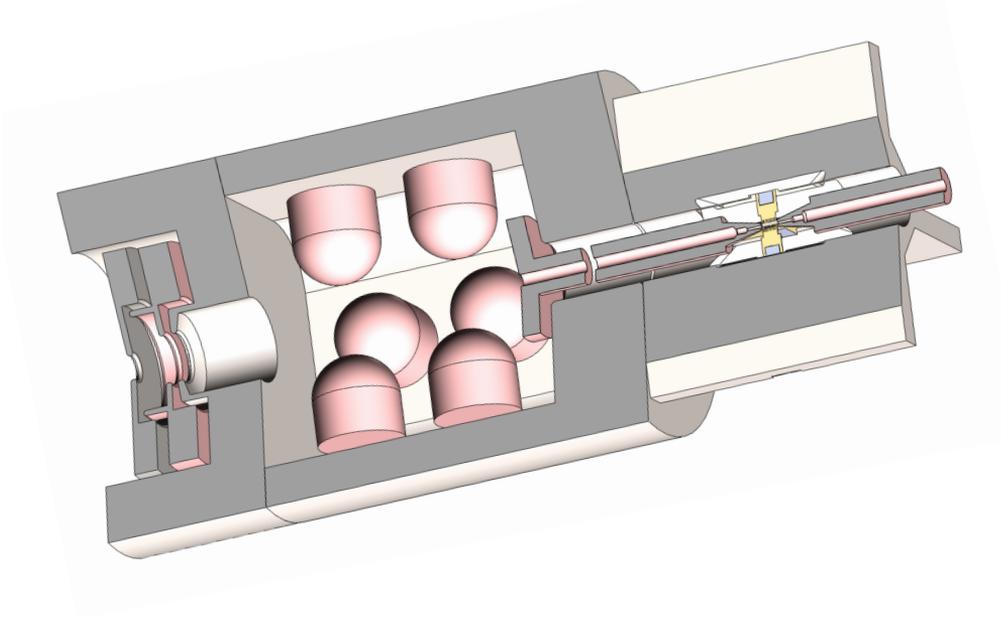


Abbildung 2.9.: Schnitt in die CAD-Konstruktion eines vereinfachten Modells des Versuchsaufbaus bis zur Position des Probenhalters. Dieses Modell wird verwendet, um mit dem Program COMSOL die elektrischen Felder innerhalb der Titansäule zu berechnen. Alle in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen von Ionentrajektorien basieren auf dieser Konstruktion.

Sie setzt sich zum einen aus einer Ionengetterpumpe, die durch Elektronenstöße Restgase ionisiert und auf Oberflächen zieht, zum anderen aus einem nicht verdampfbaaren Gettermaterial (engl.: *non-evaporable getter*, NEG), das durch chemische Reaktionen Moleküle wie H_2 an sich bindet, zusammen. Seitlich befindet sich weiterhin eine Bayard-Alpert-Messzelle²⁴, geeignet zur Messung von Drücken bis $6 \cdot 10^{-12}$ mbar. Der Druck innerhalb der Kammer beträgt $2.5 \cdot 10^{-9}$ mbar. Die zweite Kammer dient für die zu untersuchenden Proben als Schleuse und besteht aus einem schnell öffnenden Viewport²⁵ und einem magnetisch gekoppelten Greifer²⁶, der um 300 mm linear verfahren und um $\pm 22^\circ$ verkippt werden kann. Dabei ist er frei um 360° rotierbar. Mit einem seitlichen Sichtfenster ist gewährleistet, den in Abschnitt 2.2 beschriebenen Probenstisch in den Probenhalter manuell und passgenau hineinzufahren. Beide Kammern sind durch ein Ventil mit Handrad voneinander getrennt²⁷. Die Schleu-

²⁴ UHV-24P Ion Gauge, Agilent Technologies, Santa Clara, USA.

²⁵ NW63CF Quick Access Door, Hositrad Holland B.V., Hoevelaken, Niederlande.

²⁶ Magnetically-coupled Wobble Stick, UHV Design Ltd, East Sussex, Großbritannien.

²⁷ Mini UHV Gate Valve Series 010, VAT Group, Sennwald, Schweiz.

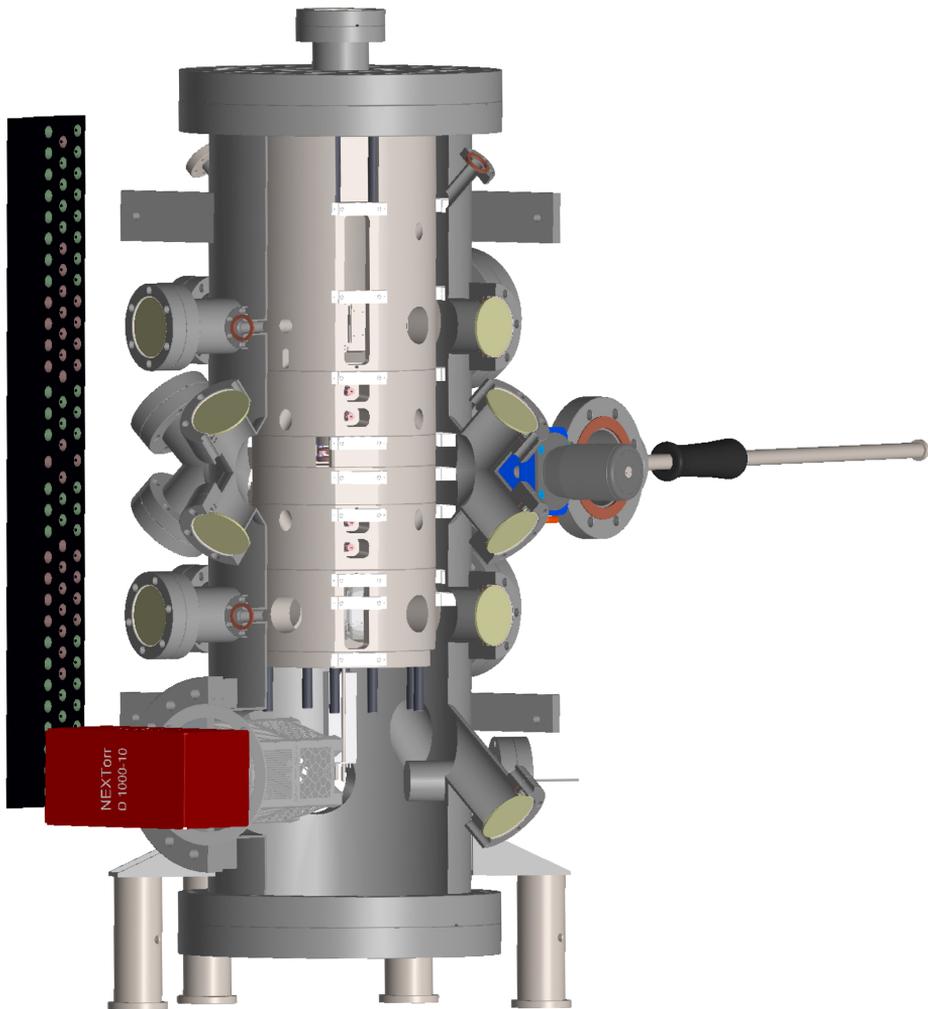


Abbildung 2.10.: Schnitt in die CAD-Konstruktion der kompletten Vakuumapparatur. Die Module im Inneren nehmen nicht den vollen Raum bis zum Bodenflansch ein, sondern sparen Platz für mögliche Modifikationen aus und bieten Raum für Druckmesszelle und Vakuumpumpe (rot). Rechts seitlich befindet sich ein magnetisch gekoppelter Greifer (schwarz), angebracht an einer zweiten evakuierten Kammer, die mit die Modulkammer über ein Handventil (blau) getrennt ist. Auf der linken Seite ist eine Aluminiumplatte (schwarz) dargestellt, die die Permanentmagnete zur Erzeugung des homogenen Magnetfeld enthält. Optische Zugänge (gelb) ermöglichen es, Laserfelder zu den Fallenpositionen zu führen.

se wird dabei zur Zeit nicht gepumpt, die Spezifikation des Ventils erlaubt Drücke bis $1 \cdot 10^{-10}$ mbar. Außerhalb befinden sich zwei eloxierte Aluminiumplatten, die mit je 92 Bohrungen der Größe $\varnothing 10$ mm versetzt sind, in die zylinderförmige NdFeB-Magnete²⁸ unterschiedlicher Anordnung eingesetzt werden können. So kann mit einer geeigneten Anordnung ein konstantes, in radiale Richtung zeigendes, magnetischen Feld mit der Stärke $B_{\text{hom}} \approx 3.5$ G erzeugt werden. Es ist über die ganze Flugstrecke des Ions konstant. Für Untersuchungen zu Stern-Gerlach-Aufspaltungen [Hen19] kann das Bias-Feld auf 10 – 30 G innerhalb der Probenregion erweitert werden. Eine detaillierte Untersuchung der Magnetfeldgeometrien ist im Rahmen einer Master-Thesis an diesem Experiment entstanden und in [Met18] dokumentiert.

Zu beiden Zentren der Fallenmodule führen durch die Vakuumkammer je neun optische Durchführungen²⁹. Zwei Breadboards³⁰, welche direkt mit der Kammer verbunden sind, ermöglichen es, die zugehörige Optik zu halten. Das hat zum Vorteil, dass Fehlausrichtungen durch langfristiges Verziehen vermieden und Laserfelder mittig durch die Viewports geführt werden können.

2.5. Dynamische Kontrolle von Fallenspannungen und Experimentsteuerung

Ansteuerung der Antriebs-Radiofrequenz der Paulfalle

Für bestimmte Anwendungen, wie der Untersuchung kohärent angeregter Wellenpakete, welche aus der Falle extrahiert werden, sowie für den Wiedereinfang einzelner Ionen, ist es notwendig, die Spannungen an den RF-Elektroden ab- und anzuschalten (die genaue Untersuchung erfolgt ab Kapitel 4). Dabei sollte der Abschaltvorgang schneller erfolgen, als das Ion von Fallenmitte bis Endkappe benötigt. Dies liegt in der Größenordnung von 500 ns.

Das RF-Signal, welches als Antriebsspannung U_{RF} der dynamischen Falle eingesetzt wird, stellt ein Signal-Generator³¹ bereit (siehe Abbildung 2.11). Ein nachgeschalteter analoger Abschwächer³² kann das +10 dBm starke Ausgangssignal, durch Anlegen einer Kontrollspannung bis +20 V, um bis zu -40 dB absenken. Drei anschließende elektrische Schalter erlauben das RF-Signal sowohl ab-, als auch anzuschalten. Sie

²⁸ NE110, Dauermagnet aus Neodymium-Eisen-Bor, IBS Magnet, Berlin, Deutschland

²⁹ P/N 8030-02-W SHV 5kV, Hositrad Holland B.V., Hoevelaken, Niederlande.

³⁰ MB1545/M Aluminium Breadboard, Thorlabs GmbH, Bergkirchen, Deutschland.

³¹ 3390 50MHz Arbitrary Waveform/Function Generator, Keithley Instruments, Cleveland Ohio, USA.

³² ZX73-2500+ Voltage Variable Attenuator, Mini-Circuits, New York, USA.

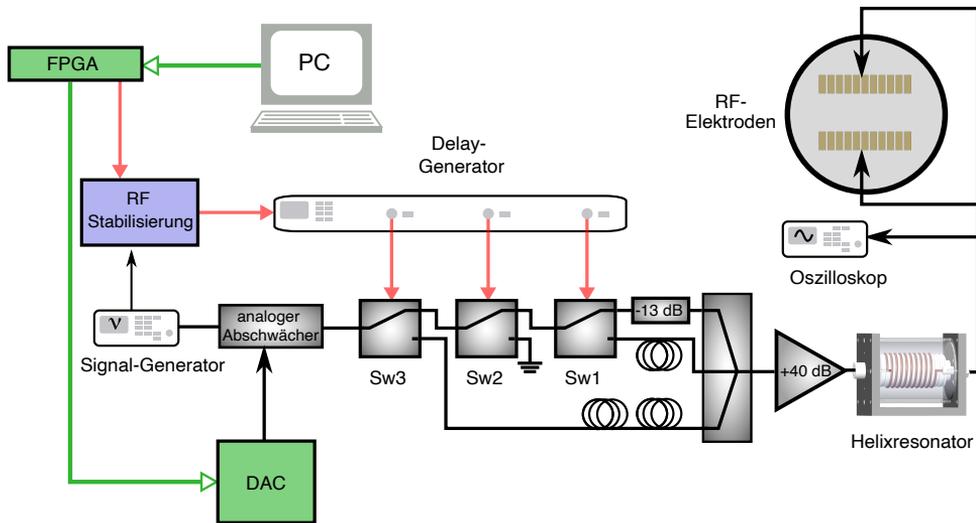


Abbildung 2.11.: Schematische Darstellung der Ansteuerung zum Schalten des RF-Signals. TTL-Signale sind rot eingezeichnet, digitale Signale grün, analoge und RF-Signale schwarz.

werden dafür im experimentellen Ablauf mit dem selben TTL-Signal angesteuert, welches von einem FPGA generiert wird. Es ist zum Zeitpunkt t_{trig} auf die Phase des RF-Signals³³ getriggert. Zusätzlich werden die Schalter mit einem Delay-Generator³⁴ zeitversetzt und koordiniert ausgelöst.

Der zuerst ausgelöste Schalter Sw1³⁵ lenkt das Signal auf einen $T_{\text{RF}}/2$ -zeitlich längeren Kabelweg um. Destruktive Interferenz mit dem verbleibenden, jetzt langsam abfallenden Signal und dem 13 dB stärkeren ansteigenden und um π in Phase verschobenen Signal führt zu einem Abfall des dynamischen Wechselfeldes zwischen 300 ns und 400 ns. Sobald das Wechselfeld auf ein Minimum abgefallen ist, wird Schalter Sw2³⁶ ausgelöst und das Signal über einen Lastwiderstand auf GND Potential geführt. Der dynamische Anteil der Paulfalle ist somit ausgeschaltet. Zum Hochrampen der Spannung wird Sw3 geschaltet. Das RF-Signal durchläuft einen T_{RF} längeren Kabelweg als ursprünglich. Das Signal benötigt die gleiche Zeit, um auf sein Maximum anzusteigen, da es aber nicht um -13 dB abgeschwächt ist, steigt seine Amplitude schneller an als im Vergleich mit der Abschwächung. Sobald die ursprüngliche Amplitude erreicht ist, werden Sw1,

³³ OP40 RF-sync, Heinz Lenk, Universität Mainz, Deutschland.

³⁴ DG535 Digital Delay Generator, Stanford Research Systems, Sunnyvale California, USA.

³⁵ ZYSW-2-50DR RF Switch, Mini-Circuits, New York, USA.

³⁶ ZASWA-2-50DR High Isolation Switch, Mini-Circuits, New York, USA.

Sw2 und Sw3 geschaltet, sodass das RF-Feld seinen anfänglichen Signalweg durchläuft. Konstruktive Interferenz zwischen dem ansteigenden und abfallenden Signals gleichen sich aus und halten die Amplitude konstant. Ein Kombiniierer³⁷ führt alle drei elektrischen Laufwege wieder zusammen. Anschließend wird das Signal mit einem wassergekühlten Verstärker³⁸ um 40 dB erhöht und zum Helixresonator geleitet, dessen Design aus [Jac16a] nachempfunden ist. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [Mac59]. Nach einem kapazitiven Spannungsteiler kann mit einem Oszilloskop³⁹ die Spannungskurve ausgelesen werden. Hinter dem Helixresonator wird das Signal symmetrisch aufgeteilt und zu einfachen Pin-Durchführungen auf den oberen Flansch der Vakuumkammer geführt.

Ansteuerung der Kontrollspannungen der DC-Segmente

Die Segmente der Falle werden von einem mehrkanäligen Funktionsgenerator mit frei programmierbarer Kurvenform⁴⁰ angesteuert, welcher bereits am Experiment von [Ros16a] genutzt wurde. Dieser wurde innerhalb unserer Arbeitsgruppe erarbeitet [Zie12] und stetig weiterentwickelt [Kau20, Kau19]. Ein zwölf-kanaliger Digital-zu-Analog-Konvertierer (engl.: *digital-to-analog converter*, DAC), der über einen FPGA programmierbar ist, liefert hierbei Spannungen $U_{\text{seg}} \in [-10 \text{ V}, 10 \text{ V}]$ mit einer 16-bit Auflösung. Die Spannungen werden anschließend um den Faktor vier verstärkt⁴¹ und über Mikro-Sub-D-Anschlüsse auf zwei Seiten des Deckenflansches in die Kammer eingespeist. Zwischen der Spannungsversorgung und den Anschlüssen an der Kammer sind Tiefpassfilter geschaltet, um elektrisches Rauschen auf den Elektroden zu reduzieren. Basierend auf Messungen aus [Wol19] werden Filter mit einer Grenzfrequenz von 50 kHz und 7 kHz verwendet. Die Spannungen für die vier Kompensationselektroden werden von einer Hochspannungsquelle⁴² geliefert und über SMA-Anschlüsse ins Innere der Vakuumkammer geführt.

Ansteuerung der Spannungen zur Kontrolle von Ionentrajektorien

Die komplette Verschaltung der elektrischen Elemente außerhalb der Falle ist in Abbildung 2.12 dargestellt. Für die Kontrolle der Ionentrajektorien werden verschiedene Elektrodenelemente verwendet. Die in Abschnitt 2.2 beschriebene Endkappe zur Ex-

³⁷ ZCSC-3-R3 Power Combiner, Mini-Circuits, New York, USA.

³⁸ ZHL-5W-1+ High Power Amplifier, Mini-Circuits, New York, USA.

³⁹ TDS1002 Oszilloskop, Tektronix, Beaverton, USA.

⁴⁰ Op40 DC Segment Controller, Heinz Lenk, Universität Mainz, Deutschland.

⁴¹ Op44 DCSC-Booster, Heinz Lenk, Universität Mainz, Deutschland.

⁴² EHQ 8210p-F $8 \times 1 \text{ kV}$, ISEG Spezialelektronik GmbH, Rossendorf, Deutschland.

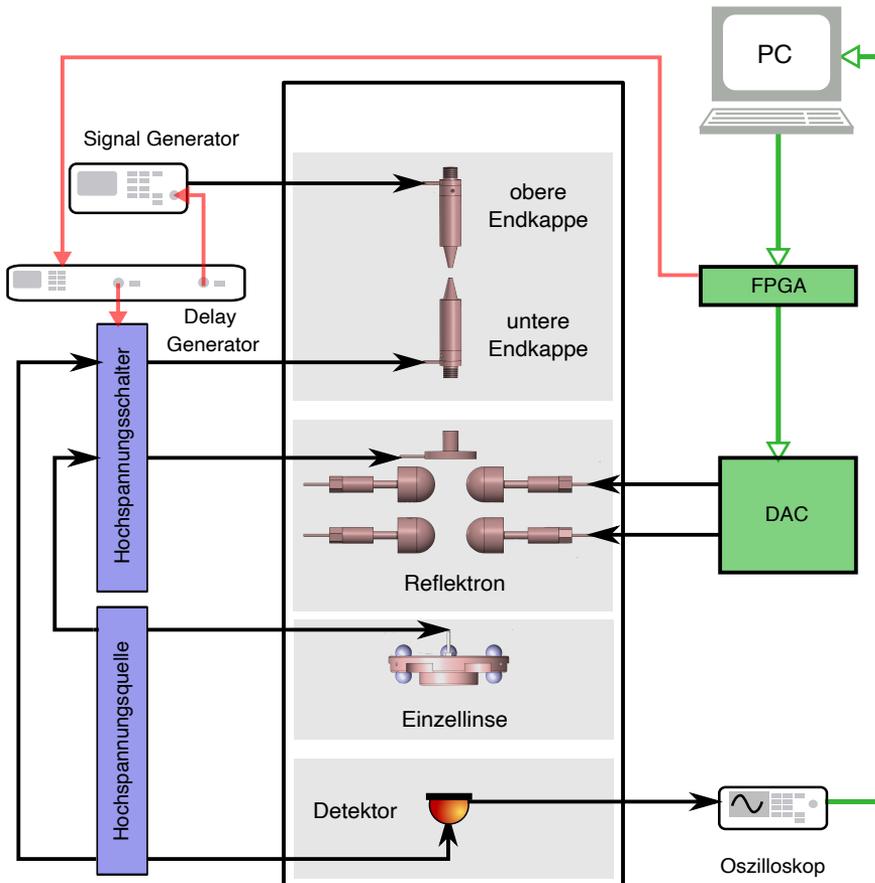


Abbildung 2.12.: Schematische Darstellung der Ansteuerung zur Kontrolle von Ionen-
trajektorien. TTL-Signale sind rot eingezeichnet, digitale Signale grün, analoge Signale
schwarz.

traktion der Ionen wird über einen Hochspannungsschalter⁴³ geschaltet. Dieser hat eine Verzögerung von ca. 200 ns und eine Anstiegszeit von ca. 100 ns. Ein zweiter Kanal des Gerätes schaltet die Nachbeschleunigungselektrode. Die Versorgung beider Elektroden erfolgt durch eine Hochspannungsquelle⁴⁴. Die Auslösung der Spannungspulse erfolgt mit dem selben TTL-Signal wie die Kontrolle der ab- und anschaltenden Antriebs-

⁴³ HS1000 Fast Low Noise High Voltage Switch, Stahl-Electronics, Mettenheim, Germany.

⁴⁴ EBS 8030 8 × 3 kV bipolar, ISEG Spezialelektronik GmbH, Rossendorf, Deutschland.

frequenz, zeitlich beherrscht durch einen Delay-Generator, um einen reproduzierbaren und fehlerunanfälligen Experimentierablauf zu garantieren. Das TTL-Signal wird von einem der 30 möglichen Ausgängen bereitgestellt, die von einem FPGA generiert werden und über die Computersoftware programmierbar sind. Zur kohärenten und inkohärente Anregung der Ionen, wie in Kapitel 5 beschrieben, wird ein Generator⁴⁵ an die zweite Endkappe angeschlossen, der Signale in periodischer Form sowie als Rauschen ausgeben kann. Die in Abschnitt 2.2 beschriebene Anordnung von Elektroden zur Korrektur der Bewegungsbahn werden mit einem zweiten zwölf-kanaligen DAC angesteuert und in vier Mikro-Sub-D-Anschlüsse aufgeteilt, bevor sie symmetrisch zu dem Korrekturmodul geführt werden. Einzellinse und Detektor hingegen werden über eingehende SHV-Anschlüsse von der Hochspannungsquelle versorgt, während ein BNC-Anschluss das ausgehende Detektionssignal an ein Oszilloskop⁴⁶ weitergibt. Die Ansteuerung des Positioniertisches erfolgt über ein Kontrollgerät des Herstellers. Die einzelnen Anschlüsse befinden sich nicht auf dem Deckenflansch, sondern einen vom Hersteller mitgelieferten CF63-Flansch mit der entsprechenden elektrischen Durchführung, der seitlich an der Vakuumkammer angebracht wurde.

2.6. Kontrolle von Lichfeldern für $^{40}\text{Ca}^+$

Energieniveaus und -übergänge von ^{40}Ca

Für die ab Kapitel 5 beschriebenen Experimente zur Extraktion von Ionwellenpaketen und Untersuchungen eines Ionenspringbrunnens wird ausschließlich das Isotop ^{40}Ca verwendet. Es zeichnet sich darin aus, dass sein Kernspin $I = 0$ ist und somit keine Hyperfeinstruktur besitzt [Dem14]. Der Übergang 4^1S_0 nach 4^1P_1 des neutralen Calciums mit einer Wellenlänge von 423 nm kann dazu verwendet werden, um isotopelektiv anzuregen und anschließend bei 375 nm zu photoionisieren. Das Calciumion zeichnet sich durch einen kurzlebigen Dipolübergang zwischen $4^2\text{S}_{1/2}$ und $4^2\text{P}_{1/2}$ aus. Mit einer Lebensdauer $\tau = 6.9 \text{ ns}$ [Het15] bietet er sich aufgrund seiner großen Photonenstreurate pro Schwingungsperiode ($\omega_{\text{sec}} \ll \Gamma$) innerhalb der Paulfalle zum Laserkühlen nahe des Dopplerlimits (siehe Kapitel 3) und zur Fluoreszenzdetektion an. Um einen geschlossenen Zyklus zu erreichen, muss beachtet werden, dass das Ion mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 6% in den Zustand $3^2\text{D}_{3/2}$ zerfallen kann. Sowohl dieser, als auch der Zustand $3^2\text{D}_{5/2}$ zeichnen sich durch ihre Langlebigkeit $> 1 \text{ s}$ aus [Kre05]. Letzterer kann zum einen zum Seitenbandkühlen eingesetzt werden, da

⁴⁵ WW1074 Arbitrary Waveform Generator, Tabor Electronics, Neshar, Israel.

⁴⁶ DSO7054B 500 MHz Oszilloskop, Agilent Technologies, Santa Clara, USA.

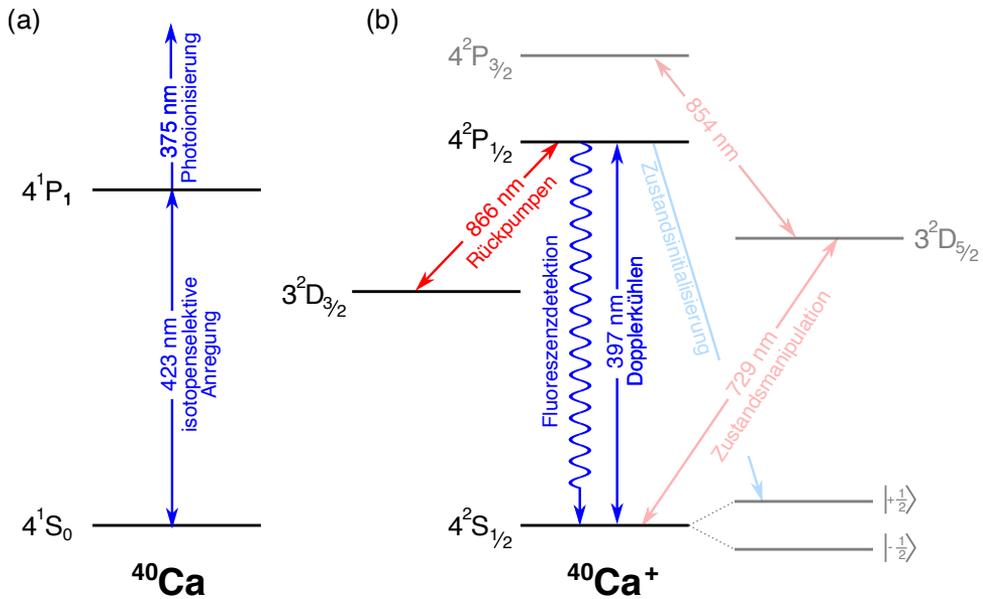


Abbildung 2.13.: Energieniveaustruktur von (a) ^{40}Ca und (b) $^{40}\text{Ca}^+$. Genutzte Laserübergänge sind farblich mit rot und blau dargestellt, weitere zukünftig nutzbare Übergänge sind transparent gehalten.

hier die natürliche Linienbreite Γ deutlich kleiner als die Fallenfrequenz ω_{sec} ist und Seitenbänder spektroskopisch aufgelöst werden können. Zum anderen bietet sich der Quadrupolübergang zwischen $4^2S_{1/2}$ und $3^2D_{5/2}$ zur kohärenten Zustandsmanipulation an. Alle wichtigen Übergänge sind im Energieniveauschema in Abbildung 2.13 eingezeichnet. Übergänge, die noch nicht mit einem Laserfeld angeregt werden, zum Beispiel zum optischen Pumpen in einen magnetisches Unterniveaus $|\pm \frac{1}{2}\rangle$, erzeugt durch den Zeeman-Effekt, sind transparent unterlegt.

Lichtfelder zur Ionisation eines Calciumatoms

Zur resonanten Ionisation des ^{40}Ca Atoms wird eine Zweiphotonenanregung genutzt. Dazu werden Laserstrahlen bei 423 nm und 375 nm verwendet, um den Dipolübergang zwischen 4^1S_0 und 4^1P_1 isotopenselektiv anzuregen und anschließend zu ionisieren. Dafür stehen ein kommerzieller gitterstabilisierter Diodenlaser⁴⁷ und eine freilaufende Diode zur Verfügung. Der stabilisierte 423er-Laser hat eine Ausgangsleistung von

⁴⁷ DL 100 pro design, TOPTICA Photonics AG, Gräfelfing, Deutschland.

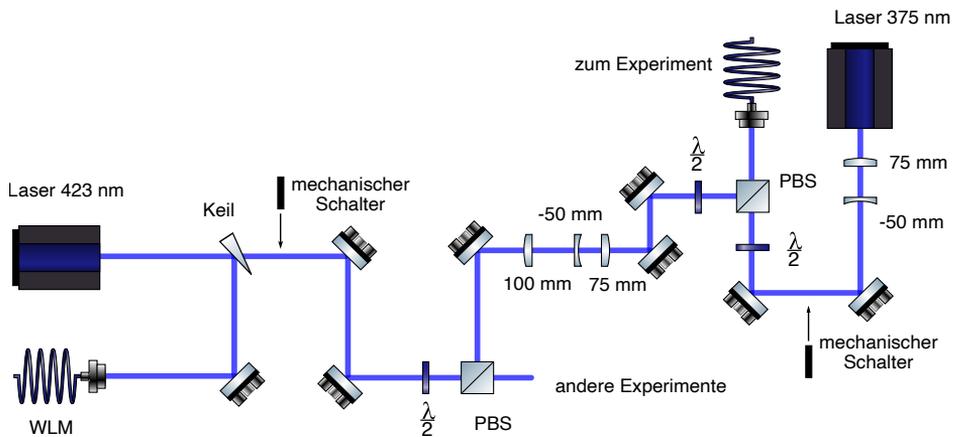


Abbildung 2.14.: Schematische Darstellung des Lasersystems zur Ionisation eines Calciumatoms über eine Zweiphotonenanregung mit den Wellenlängen 423 nm und 375 nm.

30 mW. Davon wird ein Teil mit einem Keil auf das Wellenlängenmessgerät⁴⁸ (WLM) geführt. Die Wellenlänge wird so dauerhaft überwacht und stabilisiert. Dafür wird bei Verstimmungen zu der gewählten Wellenlänge ein Signal an das über ein Piezoelement kontrollierte Gitter übergeben, der die Frequenz auf den Sollwert verschiebt [Gha20]. Mit einer Kombination aus Verzögerungsplatte ($\lambda/2$) und polarisationsabhängigen Strahlteiler (engl.: *polarizing beam splitter*, PBS) wird die Leistung für mehrere Experimente aufgeteilt (siehe Abbildung 2.14). Mit einem weiteren Strahlteiler wird die verbleibende Leistung mit 20 mW der freilaufenden Laserdiode überlagert. Jeweils ein Linsensystem in jedem Strahlgang passt die Strahlqualität an, um beide Lichtfelder in eine Glasfaser einzukoppeln und zum Experimentaufbau zu leiten. Eine achromatische Linse mit Brennweite $f = 250$ mm fokussiert die überlagerten Strahlen mit jeweils einer Leistung von ca. 1 mW ins Fallenzentrum. Kontrolliert werden die Lichtfelder über mechanische Schalter, bestehend aus Computerlautsprechern [Sin02], die mit einem TTL-Signal angesteuert werden können.

Lichtfelder zur Kühlung und Detektion eines Calciumions

Zur Dopplerkühlung des Ions und Kompensation von exzessiver Mikrobewegung wird die Anregung des Dipolübergangs $4^2\text{S}_{1/2}$ nach $4^2\text{P}_{1/2}$ verwendet. Das benötigte Laser-

⁴⁸ WSU Wavelength Meter, HighFinesse GmbH, Tübingen, Deutschland.

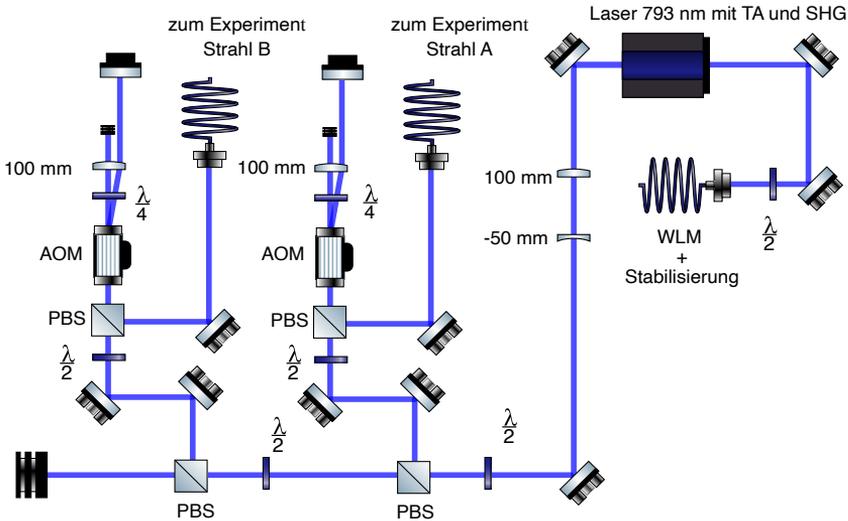


Abbildung 2.15.: Schematische Darstellung des Lasersystems zur Dopplerkühlung und Minimierung der exzessiven Mikrobewegung mit der Wellenlänge 397 nm, die durch eine Frequenzverdopplung mit einem Kristall erfolgt.

feld bei einer Wellenlänge von 397 nm wird von einer kommerziellen Laserdiode⁴⁹ bei 793 nm bereitgestellt, dessen Licht durch einen Trapezverstärker (engl.: *tapered amplifier*, TA) und anschließender Frequenzverdopplung mit einem Lithiumtriborat-Kristall (LBO) in einem Resonator (engl.: *second harmonic generation*, SHG) auf eine Ausgangsleistung von 200 mW bei 397 nm gebracht wird [Ros16a]. Die Stabilisierung des Lasers erfolgt über das Pound-Drever-Hall-Verfahren [Dre83]. Nach einer Strahlanpassung mit zwei Zylinderlinsen (siehe Abbildung 2.15) wird der Strahl mit einem PBS in zwei Pfade aufgeteilt. Strahlgang A dient zur Dopplerkühlung eines bereits gefangenen Ions in der Falle, während Strahlgang B bei der Kompensation und beim Laden eines Ions in die Falle genutzt wird. Über je eine Doppelpasskonfiguration [Don05] kann die Frequenz der Lichtfelder verstimmt werden. Dafür werden akustooptische Modulatoren⁵⁰ (AOM) mit einem Tellurdioxid-Kristall (TeO_2) bei einer Modulationsmittelfrequenz von 200 MHz eingesetzt. Über eine Steuerschaltung⁵¹ können die AOMs zum einen über ein TTL-Signal geschaltet werden, zum anderen die Frequenz der Laserfelder angepasst werden. Glasfaser leiten die Lichtfelder zum Experiment. Zusätzlich zur Dopplerkühlung wird ein Rückpumpplaser benötigt, da zum oben be-

⁴⁹ TA-SHG 110, TOPTICA Photonics AG, Gräfelfing, Deutschland.

⁵⁰ 3200-125 AOM, Gooch & Housego, Ilminster, Großbritannien.

⁵¹ Op5 AOM-Driver, Heinz Lenk, Universität Mainz, Deutschland.

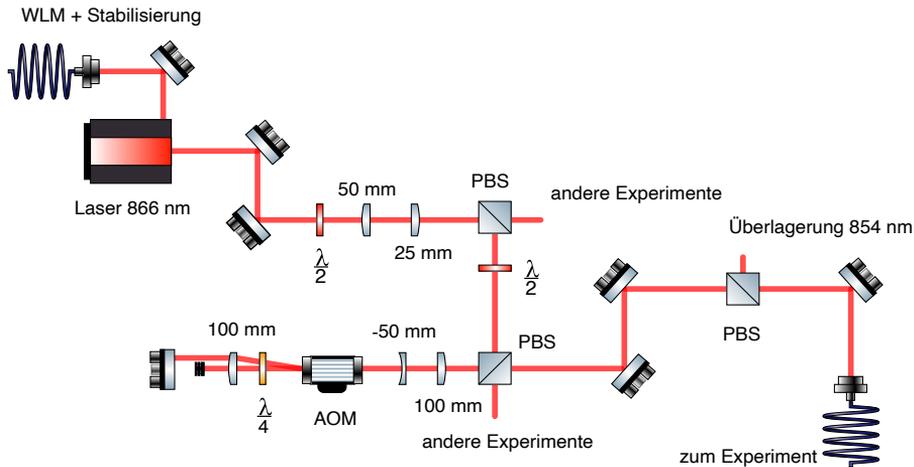


Abbildung 2.16.: Schematische Darstellung des Lasersystems zum Rückpumpen aus dem $3^2\text{D}_{3/2}$ -Zustand mit der Wellenlänge 866 nm.

schriebenen Dipolübergang das Ion in den metastabilen Zustand $3^2\text{D}_{3/2}$ zerfallen kann. Aufgrund seiner Zerfallswahrscheinlichkeit von ca. 1 s^{-1} [Kre05] kann das Ion nicht mehr gekühlt werden. Die Einstrahlung eines Lasers mit der Wellenlänge von 866 nm depopularisiert den D-Zustand zurück zu dem kurzlebigen P-Zustand. Es wird ein gitterstabilisierter Diodenlaser⁵² mit einer Ausgangsleistung von 300 mW verwendet, dessen Anteile durch mehrere PBSs auf drei verschiedene Experimente aufgeteilt wird (siehe Abbildung 2.16). Mit einer Doppelpasskonfiguration, einschließlich eines akustooptischen Frequenzverschiebers⁵³ mit einer Verschiebefrequenz von 270 MHz, kann das Lichtfeld schnell geschaltet werden. Ein weiterer PBS ist bereits im Aufbau eingesetzt, um den Strahl mit einem 854 nm-Laserfeld zu überlagern. Die Laserfelder für Dopplerkühlen und Rückpumpen werden am Experimentaufbau mit einem dichroidischen Spiegel überlagert und mit einem Achromaten mit Brennweite $f = 250\text{ mm}$ ins Fallenzentrum fokussiert. Die Leistung des UV-Lichtes beträgt dabei $15\text{ }\mu\text{W}$ und des IR-Lichtes $200\text{ }\mu\text{W}$. Die Polarisation kann über Verzögerungsplatten direkt nach der Auskopplung aus der Lichtfaser eingestellt werden.

⁵² DL 100, TOPTICA Photonics AG, Gräfelfing, Deutschland.

⁵³ TEF-270-100 AOM, Brimrose Corp., Sparks Glencoe, USA.

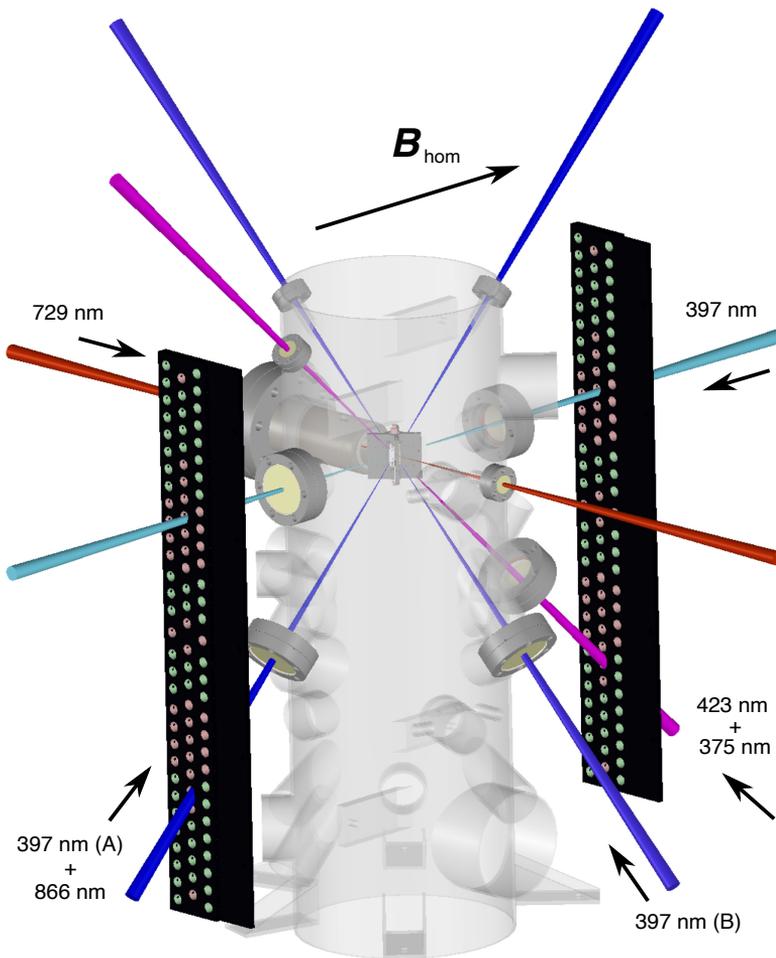


Abbildung 2.17.: Schematische Darstellung der Laserstrahlgeometrie innerhalb der Vakuumkammer (transparent). Das Magnetfeld verläuft dabei zwischen den schwarzen Aluminiumplatten. Dieses ist homogen und verläuft radial, wenn die grünen Positionen innerhalb der Platte mit gleich polarisierten Permanentmagneten besetzt sind. Parallel dazu verläuft der Initialisierungslaser, um das Calciumion optisch in einen der beiden Zeemanzustände $4^2S_{1/2} | \pm 1/2 \rangle$ zu pumpen (türkis). Beide Kühllaser (blau) verlaufen zu den Flügeln des Fallenhalters und der axialen Achse unter 45° , um alle Moden gleichermaßen zu kühlen und Mikrobewegung zu minimieren. Um eine hohe Intensität an der Position des Ions zu erreichen, wird rotes Licht zur kohärenten Zustandsmanipulation durch den invertierten Viewport mit großer numerischen Apertur geschickt. Der Ionisationslaser (violett) wird unter einen Winkel von 157° zum Atomstrahl in die Kammer eingestrahlt.

Geometrie zur Einstrahlung der Lichtfelder

Um die Laserstrahlen stabil in die Falle zu leiten, sind alle relevanten optomechanischen Elemente auf Aluminiumboards verschraubt, welche fest mit der Vakuumkammer verbunden sind. Glasfaser führen die Lichtfelder zu den Boards, um den experimentellen Aufbau von den einzelnen Lasersystemen zu entkoppeln. Danach werden sie mittels optische Durchführungen ins Fallenzentrum gelenkt. Dabei müssen bestimmte Geometrien eingehalten werden, die in Abbildung 2.17 graphisch dargestellt sind und kurz näher erläutert werden sollen:

- (i) **Resonante Ionisation von ^{40}Ca mit 423 nm und 375 nm:** Es muss berücksichtigt werden, dass die Atome, welche durch Erhitzen eines Granulats in Richtung der Falle gestreut werden, einer maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung folgen und Laserfrequenzen um $\Delta = -\mathbf{k}\mathbf{v}$ verschoben sehen [Dem10]. Diese Dopplerverschiebung muss je nach Einstrahlungsrichtung des Ionisationslasers in seiner Wellenlänge berücksichtigt werden. Da der hierfür verwendete kommerzielle Laser von mehreren Experimenten genutzt wird [Wol19, GB19a], ist seine Einstrahlungsrichtung gegenüber dem Atomstrahl unter einen Winkel von 157° gewählt.
- (ii) **Dopplerkühlung und Rückpumpen von $^{40}\text{Ca}^+$ mit 397 nm und 866 nm:** Zur Verringerung der Temperatur mittels Dopplerkühlung wird ein Laserfeld (Strahl A) benötigt, dessen Wellenvektor \mathbf{k} eine Projektion auf alle drei Fallenrichtungen hat, damit alle Bewegungsmoden effektiv gekühlt werden. Um ein optimales Rückpumpen zu garantieren, sind beide Laser bereits vor der Kammer parallel überlagert. Das Lichtfeld sollte gegenüber dem Magnetfeld π und σ^\pm -Anteile besitzen, damit nicht selektiv abhängig vom Zeemanzustand gepumpt wird.
- (iii) **Kompensation der exzessiven Mikrobewegung mit 397 nm:** Der zweite Kühllaser (Strahl B), zusätzlich zur Kompensation eingesetzt, darf nicht parallel zu dem ersten Kühllaser laufen, aber muss weiterhin eine Projektion auf alle drei Fallenachsen aufweisen.
- (iv) **Zustandsinitialisierung von $4^2\text{S}_{1/2} | \pm 1/2 \rangle$ mit 397 nm:** Für spätere Anwendungen mit Untersuchungen der Spinausrichtung in Zeemanzuständen wird ein Lichtfeld mit σ^\pm -Polarisation zur Initialisierung benötigt. Der \mathbf{k} -Wellenvektor des Feldes muss parallel zum homogenen Magnetfeld \mathbf{B}_{hom} ausgerichtet sein, welches die Quantisierungsachse vorgibt.

- (v) **Quadrupolübergang mit 729 nm:** Für die spätere kohärente Zustandsmanipulation und das Seitenbandkühlen sind bereits zwei optische Zugänge eingeplant. Eine detaillierte Analyse der Anforderung findet sich in [Roo00].
- (vi) **Nachweis von Ionen in der Falle:** Dieser erfolgt über gestreutes Fluoreszenzlicht. Um möglichst viele Photonen Richtung Kamerasensor zu leiten, muss ein Linsensystem nah an die Ionen gebracht werden.

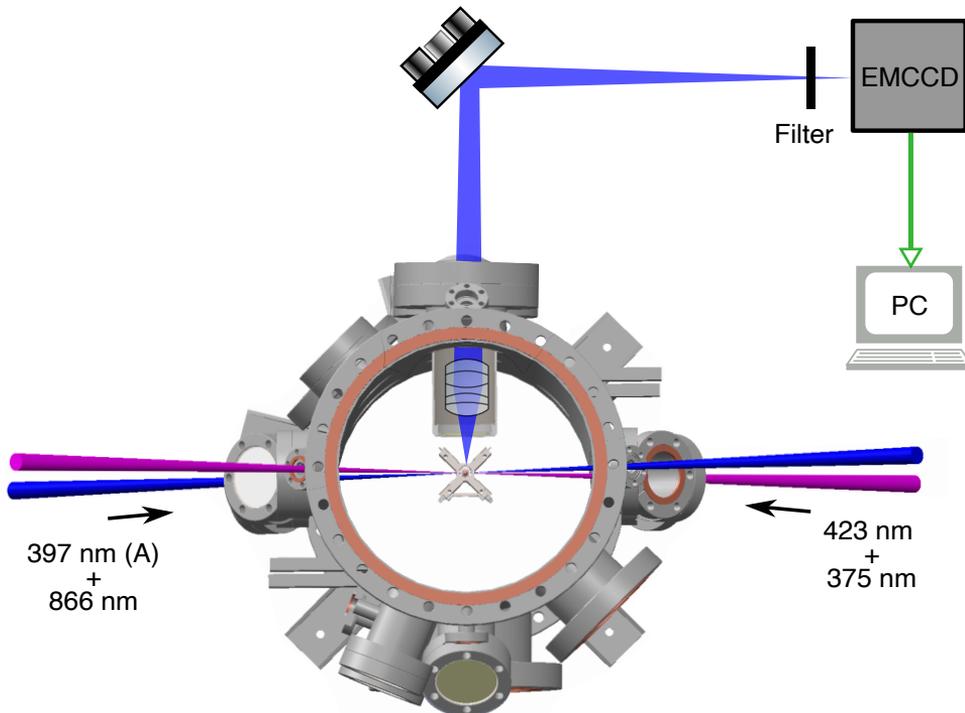


Abbildung 2.18.: Schematische Darstellung des Abbildungssystems zum Nachweis von Fluoreszenzlicht.

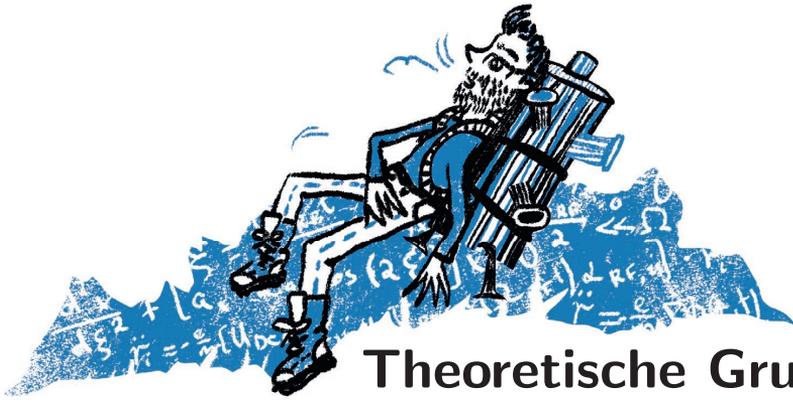
Abbildung und Nachweis der Ionenfluoreszenz

Das Abbildungssystem basiert auf der Fluoreszenzstreuung des Ions beim Übergang von $4^2P_{1/2}$ nach $4^2S_{1/2}$. Ein System aus fünf Quarzglaslinsen mit einer Brennweite von $f = 66.8\text{ mm}$ und einer numerischen Apertur von 0.26 [Ebl11] kann durch einen invertierten Viewport nah an die Position des Ions gebracht werden. Die Position des

Objektives wird über einen Drei-Achsen-Mikrometertisch eingestellt, um das Fluoreszenzlicht auf einen ca. 80 cm entfernten Sensor einer EMCCD-Kamera⁵⁴ zu lenken. Ihr ist ein Filter⁵⁵ für 397 nm vorgeschaltet. Durch die Vergrößerung des Linsensystems können einzelne Ionen aufgelöst werden, sobald diese eingefangen sind. Die Kamera hat eine Pixelanzahl von 512×512 px, wobei jedes eine Größe von $16 \mu\text{m}$ besitzt. Das komplette Abbildungssystem ist schematisch in Abbildung 2.18 dargestellt.

⁵⁴ iXon Ultra 897 Electron multiplying charge-coupled device, Andor Technology, Belfast, Nordirland.

⁵⁵ 65-131, 394.0 nm Bandpassfilter, 85% Transmission, Edmund Optics GmbH, Mainz, Deutschland.



3

Theoretische Grundlagen des Versuchsaufbaus

Das Kapitel stellt eine Überleitung des in Kapitel 3 vorgestellten Versuchsaufbaus und den in den nächsten Kapiteln beschriebenen Experimenten und ihrer Auswertung dar. Zuerst wird die stabile Bewegung eines Ions innerhalb einer Ionenfalle beschrieben, bevor im zweiten Abschnitt näher erläutert wird, wie durch geeignete Wahl von Laserfeldern zusätzlich das Ion gekühlt werden kann. Es folgt eine quantenmechanische Beschreibung des Ionenwellenpakets für inkohärente und kohärente Anregungen, wie sie in Kapitel 5 umgesetzt werden. Abschließend werden in Kapitel 6 die theoretischen Aspekte eines Ionenreflektrons als Grundlage für einen Ionenspringbrunnen diskutiert.

3.1. Ionentrajektorien in einer Paulfalle

Um einzelne Ionen zu speichern, bieten sich elektrische und magnetische Kräfte auf deren Ladung an. Die bekanntesten Beispiele sind zum einen die Penningfalle, benannt nach Frans Michel Penning [Pen36], zum anderen die Paulfalle, deren Namensgeber Wolfgang Paul [Pau90] ist. Eine geeignete geometrische Wahl von oszillierenden elektrischen Feldern erzeugt hierbei einen örtlichen Einschluss durch einwirkende Wechselwirkungskräfte und dient somit als Ionenfalle. Die Herleitung für die Bewegung von geladenen Teilchen in einer Quadrupolfalle, wie sie in dieser Arbeit verwendet wurde, ist aus [Lei03] entnommen. Unter der Annahme, dass der Einschluss durch einen statischen und einen oszillierenden Anteil erzeugt wird, folgt für das Potential Φ am Ort $\mathbf{r} = (x, y, z)^T$

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \frac{U_{\text{DC}}}{2} (\alpha_{\text{DC}} x^2 + \beta_{\text{DC}} y^2 + \gamma_{\text{DC}} z^2) + \frac{U_{\text{RF}}}{2} \cos(\Omega_{\text{RF}} t) (\alpha_{\text{RF}} x^2 + \beta_{\text{RF}} y^2 + \gamma_{\text{RF}} z^2). \quad (3.1)$$

Das zeitabhängige Potential ist notwendig, da für statische Potentiale nur ein Einschluss in zwei Dimensionen möglich wäre. Aufgrund der im ladungsfreien Raum gültigen Laplace-Gleichung $\Delta\Phi(\mathbf{r}, t) = 0$ würde zwangsläufig einer der geometrischen Krümmungskoeffizienten α , β oder γ negativ werden, sodass sich die Kraft in einer Dimension abstoßend gegenüber dem Teilchen verhalten würde. Durch den zweiten Term in Gleichung (3.1) entsteht ein dynamischer Wechsel zwischen repulsiven und attraktiven Potential mit der Frequenz Ω_{RF} . Die Geometrie legt die Abhängigkeit der Koeffizienten fest. Für eine lineare Paulfalle mit einem dynamischen Einschluss in radialer und einem statischen in axialer Richtung, wie in Abbildung 3.1 dargestellt, ergibt sich näherungsweise

$$\begin{aligned}\gamma_{\text{DC}} &= -(\alpha_{\text{DC}} + \beta_{\text{DC}}) > 0 \\ \alpha_{\text{RF}} &= -\beta_{\text{RF}} \\ \gamma_{\text{RF}} &= 0.\end{aligned}\tag{3.2}$$

Die Trajektorie eines Teilchen mit einfach positiver Ladung $q = +e$ und Masse m werden dadurch bestimmt, dass das Ion als ein klassisches Teilchen betrachtet wird. Die Bewegungsgleichung kann wie folgt aus der Newtonschen Mechanik abgeleitet werden,

$$\begin{aligned}\ddot{\mathbf{r}} &= -\frac{e}{m}\nabla\Phi(\mathbf{r}, t) \\ \ddot{r}_i &= -\frac{e}{m}[U_{\text{DC}}\alpha_{\text{DC},i} + U_{\text{RF}}\cos(\Omega_{\text{RF}}t)\alpha_{\text{RF},i}] \cdot r_i,\end{aligned}\tag{3.3}$$

mit $r_i \in \{x, y, z\}$ und $\alpha_i \in \{\alpha, \beta, \gamma\}$. Es handelt sich dabei um drei entkoppelte Differentialgleichungen.

Die weitere Betrachtung wird auf die radiale x -Dimension beschränkt und kann analog auf y übertragen werden. In z -Richtung vereinfacht sich Gleichung (3.3) mit $\gamma_{\text{RF}} = 0$ zur trivialen zeitunabhängigen Differentialgleichung eines harmonischen Oszillators. Durch die Substitutionen

$$\begin{aligned}\xi &= \frac{\Omega_{\text{RF}}t}{2} \\ a_x &= \frac{4eU_{\text{DC}}\alpha_{\text{DC}}}{m\Omega_{\text{RF}}^2} \\ q_x &= -\frac{2eU_{\text{RF}}\alpha_{\text{RF}}}{m\Omega_{\text{RF}}^2},\end{aligned}\tag{3.4}$$

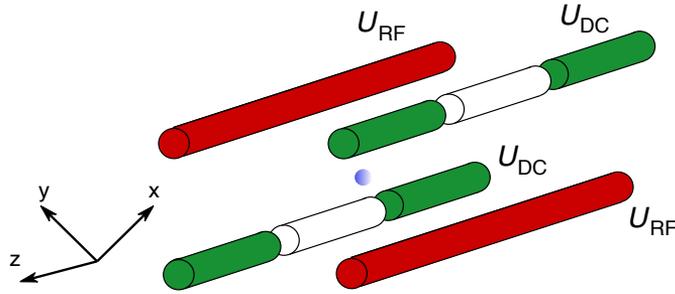


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung einer linearen Paulfalle. In rot dargestellt sind die RF-Elektroden mit angelegter Wechselspannung der Amplitude U_{RF} zum Einschluss in x - und y -Richtung, sowie in weiß und grün DC-Elektroden mit diversen Spannungen U_{DC} , die einen Einschluss in z -Richtung erzeugen.

mit der dimensionslosen Bewegungsparametrisierung ξ und den Stabilitätsparametern a_x und q_x folgt die Matthieusche Differentialgleichung

$$\frac{d^2 x}{d\xi^2} + [a_x - 2q_x \cos(2\xi)]x = 0. \quad (3.5)$$

Die Lösung der Differentialgleichung kann mithilfe des Floquet-Theorem [Flo83] hergeleitet werden und lautet

$$x(\xi) = Ae^{i\beta_x \xi} \sum_{n \in \mathbb{Z}} C_{2n} e^{2in\xi} + Be^{-i\beta_x \xi} \sum_{n \in \mathbb{Z}} C_{2n} e^{-2in\xi} \quad (3.6)$$

mit den durch Randbedingungen bestimmten Konstanten A und B ¹. Ein Teilchen gilt als stabil, wenn in alle Dimensionen die Bedingung $\beta_i \in [0, 1]$ erfüllt ist. Die in dieser Arbeit verwendete Ionenfalle erfüllt die Bedingung $|a_x|, q_x^2 \ll 1$, sodass β_x durch

$$\beta_x \approx \sqrt{a_x + \frac{q_x^2}{2}} \quad (3.7)$$

¹ Die reellwertigen und rekursiven Koeffizienten β_x und C_{2n} sind nur von den Stabilitätsparametern abhängig.

angenähert werden kann. Die Bahnkurve innerhalb des oszillierenden Feldes wird durch [Ber98]

$$x(t) = x_0 \cos \left(\beta_x \frac{\Omega_{\text{RF}} t}{2} + \varphi \right) \left[1 - \frac{q_x}{2} \cos(\Omega_{\text{RF}} t) \right] \quad (3.8)$$

angegeben. Die Bewegung setzt sich zusammen aus einer harmonischen Oszillation mit einer Amplitude x_0 und einer Frequenz

$$\omega_{\text{sec},x} = \beta_x \cdot \frac{\Omega_{\text{RF}}}{2} \ll \Omega_{\text{RF}}, \quad (3.9)$$

welche als Sekulärfrequenz bezeichnet wird und einer $q_x/2$ -kleineren Mikrobewegung, die durch φ in der Phase zur Antriebsfrequenz verschoben ist. Amplitude und Phase werden durch Anfangsgeschwindigkeit und -position des Ions bestimmt. Für die axiale Richtung z mit $q_z = 0$ reduziert sich die Bewegung auf eine harmonische Bewegung mit ω_z ohne Mikrobewegung. Die über eine Periode gemittelte kinetische Energie ist

$$E_{\text{kin}} = \frac{1}{4} m x_0^2 \omega_{\text{sec},x}^2 \left(1 + \frac{q_x^2}{q_x^2 + 2a_x} \right). \quad (3.10)$$

Sekuläre Bewegung entsteht durch thermische, inkohärente Anregung, welche durch Kühlprozesse reduziert werden kann. Durch Reduzieren der Amplitude x_0 verringert sich auch die Amplitude der Mikrobewegung. Befinden sich zwei Ionen innerhalb des harmonischen Potentials, so setzen diese sich für $\omega_z < \omega_{\text{sec},x,y}$ entlang der axialen Richtung auf die Positionen $z_{i,0}$, bei der die Bedingungen

$$\left(\frac{\partial U}{\partial z_i} \right) \Big|_{z_{i,0}} \stackrel{!}{=} 0 \quad (3.11)$$

erfüllt sind. Das Potential setzt sich aus dem harmonischen Potential und der Coulombabstoßung zwischen den zwei Teilchen

$$U(z_1, z_2) = \frac{1}{2} m \omega_z^2 [z_1(t)^2 + z_2(t)^2] + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{|z_1(t) - z_2(t)|} \quad (3.12)$$

zusammen. Der Abstand der Gleichgewichtspositionen $\Delta z_0 = |z_{1,0} - z_{2,0}|$ beträgt [Jam98]

$$\Delta z_0 = \sqrt[3]{\frac{2 \cdot e^2}{4\pi\epsilon_0 m_{\text{Ca}} \omega_z^2}}. \quad (3.13)$$

Dies wird im späteren Verlauf ausgenutzt, um die Vergrößerung des Abbildungssystems zu bestimmen.

3.2. Laserkühlen von einzelnen Ionen

Grundsätzlich kann, wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, mithilfe einer Ionenfalle ein geladenes Teilchen auf stabile Bahnen geführt werden. Möchte man zusätzlich seine kinetische Energie minimieren, werden Kühlmechanismen benötigt. An diesem Experiment wird hierfür die Wechselwirkung zwischen Lichtfeldern und Teilchen ausgenutzt, bei der gerichtete Photonimpulse am Ion statistisch verteilt gestreut werden. Es wirkt die Kraft

$$\mathbf{F} = \hbar \mathbf{k} \Gamma \cdot \frac{\frac{\Omega^2}{\Gamma^2}}{1 + \frac{2\Omega^2}{\Gamma^2} + \left(\frac{2(\Delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})}{\Gamma}\right)^2}, \quad (3.14)$$

mit dem Wellenvektor \mathbf{k} , auf das Ion. Die Zerfallsrate aus dem angeregten Zustand in den Grundzustand wird durch Γ , die Rabi-Frequenz mit Ω ausgedrückt. Weiterhin ist die Verstimmung zwischen Laserfrequenz ω_L und Übergangsresonanzfrequenz ω_{ge} der Zustände $|e\rangle$ und $|g\rangle$ des ruhenden Ions mit $\Delta = \omega_L - \omega_{ge}$ gegeben. Um eine hohe Streurrate am Ion zu erhalten, bietet sich ein kurzlebiger Dipolübergang mit $\omega_{\text{sec}} \ll \Gamma$ an. Weiterhin muss das Potential der Paulfalle berücksichtigt werden. Eine ausführliche Beschreibung der Kühlmechanismen eines gefangenen Ions findet sich in [Ste86, Lei03]. Die erreichbare Temperatur ist

$$T = \frac{\hbar \Gamma}{8k_B} (1 + \xi) \left((1 + s) \frac{\Gamma}{2|\Delta|} + \frac{2|\Delta|}{\Gamma} \right), \quad (3.15)$$

mit dem Sättigungsparameter $s = 2\Omega^2/\Gamma^2$ und einem Geometriefaktor $\xi = 2/5$. Sie wird minimal für $\Delta = \sqrt{1+s} \cdot \Gamma/2$ mit

$$T_{\min} = \frac{\hbar \Gamma \sqrt{1+s}}{4k_B} (1 + \xi). \quad (3.16)$$

3.3. Exzessive Mikrobewegung in dynamischen Fallen und ihre Kompensation

Die im ersten Abschnitt beschriebene Mikrobewegung ist eine unvermeidbare Erscheinung aufgrund eines dynamischen Antriebs. Zusätzlich kann das Ion durch weitere

statisch elektrische Felder \mathbf{E}_{dc} aus dem elektrischen Zentrum des RF-Wechselfeldes gezogen sein, was die Mikrobewegung exzessiv erhöht. Gleichung 3.8 modifiziert sich so zu [Ber98]

$$x(t) = \left[x_{\text{E}} + x_0 \cos \left(\beta_x \frac{\Omega_{\text{RF}} t}{2} + \varphi \right) \right] \left[1 - \frac{q_x}{2} \cos(\Omega_{\text{RF}} t) \right] \quad (3.17)$$

mit $x_{\text{E}} = (e\mathbf{E}_{\text{dc}}\mathbf{e}_x)/(m\omega_{\text{sec},x}^2)$, was eine Verschiebung aus der ursprünglichen Position darstellt und die Mikrobewegung um $x_{\text{E}} \cdot q_x/2$ erhöht. Durch ein kompensierendes Feld kann das Ion in die zentrale Position verrückt werden. Ebenfalls kann exzessive Mikrobewegung durch Phasenunterschiede $\Delta\varphi_{\text{ac}} \ll 1$ in der Zuleitung der oszillierenden Felder auf den RF-Elektroden erfolgen. Dies führt zu einer zusätzlichen dynamischen Mikrobewegung

$$x_{\varphi} \propto q_x \Delta\varphi_{\text{ac}} \sin(\Omega_{\text{RF}} t), \quad (3.18)$$

welche explizit in Richtung der beiden RF-Elektroden zeigt und nicht durch ein angelegtes statisches elektrisches Feld kompensierbar ist. Exzessive Mikrobewegung kann das Anregungsspektrum zwischen den Zuständen $|g\rangle$ und $|e\rangle$ so verändern, dass das gefangene Ion nicht mehr optimal gekühlt werden kann. Die Population des angeregten Zustands hat unter Einfluss von Mikrobewegung die Form [Blü89]

$$\rho_{\text{ee}} \propto \sum_{n \in \mathbb{Z}} \frac{J_n^2(\beta)}{(\omega_{\text{ge}} - \omega_{\text{L}} + n\Omega_{\text{RF}})^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (3.19)$$

mit den Besselfunktionen J_n und dem von der Mikrobewegung abhängigen Parameter

$$\beta = \sqrt{\left(\frac{1}{2} \sum_{u \in \{x,y\}} \mathbf{k} \mathbf{e}_u u_0 q_u \right)^2 + \left(\frac{1}{4} \mathbf{k} \mathbf{e}_x q_x \delta \Delta\varphi_{\text{ac}} \right)^2}, \quad (3.20)$$

wobei δ ein geometrischer Faktor ist. Für $\Omega_{\text{RF}} \leq \Gamma$ stellt es für kleine Werte β eine Verbreiterung des Anregungsspektrums dar, sodass das Fluoreszenzlevel der gestreuten Photonen für optimale Kühlung bei $\Delta = \Gamma/2$ erhöht wird. Eine genaue mathematische Untersuchung des Einflusses von Mikrobewegung auf Laserkühlprozesse findet sich in [Cir94]. Es gibt verschiedene Möglichkeiten, Mikrobewegung durch Detektion der Fluoreszenz zu minimieren. Eine Methode ist, die Amplitude des oszillierenden elektrischen Feldes mit einer Frequenz ω_{mod} zu modulieren. Bei Resonanz mit der Fallenfrequenz wird unter Vorhandensein von Mikrobewegung das Ion weniger effizient gekühlt und

die Fluoreszenz steigt an. Durch geeignete Wahl von Kompensationsspannungen kann die Fluoreszenzintensität gesenkt werden. Diese technische Praktik setzt nur ein anregendes Laserfeld voraus, unabhängig von der Propagationsrichtung [Iba11]. Andere Techniken, wie auch in dieser Arbeit angewendet, benötigen zwei Laserstrahlen, deren \mathbf{k} -Vektoren einen von 0° verschiedenen Winkel zueinander und einen parallelen Anteil in Richtung der Mikrobewegung haben [Ber98].

3.4. Inkohärente und kohärente Bewegungszustände von Ionenwellenpaketen

Thermische Anregung von Bewegungsmoden

Dekohärenz in den Bewegungsmoden, oder auch thermische Anregung, kann durch verschiedene Mechanismen verursacht oder begünstigt werden, wie zum Beispiel Stöße mit dem verbleibenden Hintergrundgas oder Fluktuationen von lokalen Streupotentialen (engl.: *patch potentials*) auf den Elektroden. Der Hauptursprung kann jedoch im elektrischen Rauschen angenommen werden, hervorgerufen durch instabile Fallenparameter, externe Strahlung, Johnson-Nyquist-Rauschen (Widerstandsverlust durch thermisches Rauschen) und fluktuierenden Patch-Potentialen auf nahen Oberflächen [Win04]. Daraus folgt, dass die Information, in welchem genauen Zustand sich das Ion innerhalb des Fallenpotentials aufhält, verloren geht und nur die jeweilige Wahrscheinlichkeit angegeben werden kann. Das Ion befindet sich dann in einem gemischten Zustand, was mathematisch durch den Dichteoperator

$$\hat{\rho} = \sum_{n \in \mathbb{N}} p_n |n\rangle \langle n| \quad (3.21)$$

mit den Vibrationsmoden $|n\rangle$ des harmonischen Potentials mit den Eigenenergien $E_n = \hbar\omega(n + 1/2)$ beschrieben werden kann. Im thermischen Gleichgewicht ist die Wahrscheinlichkeit p_n durch

$$p_n = \frac{e^{-\frac{E_n}{k_B T}}}{\sum_{n \in \mathbb{N}} e^{-\frac{E_n}{k_B T}}} = \left[1 - e^{-\frac{\hbar\omega}{k_B T}} \right] e^{-\frac{n\hbar\omega}{k_B T}} \quad (3.22)$$

gegeben. Eingesetzt in Gleichung (3.21) folgt für die Besetzungswahrscheinlichkeit p_n

$$p_n = \frac{\langle n \rangle^n}{(\langle n \rangle + 1)^{n+1}}, \quad (3.23)$$

wobei die mittlere Phononenanzahl

$$\langle n \rangle = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_{\text{B}}T}\right) - 1} \quad (3.24)$$

ist. Eine ausführliche mathematische Herleitung findet sich in [Ors16]. Elektrisches Rauschen verursacht ein zeitliches Ansteigen der mittleren Phononenanzahl. Im Fall, dass die Mikrobewegung vernachlässigbar ist und das Ion sich nahe dem Grundzustand befindet, kann diese Heizrate als

$$\langle \dot{n} \rangle \simeq \frac{e^2}{4m\hbar\omega_z} S_{\text{E}}(\omega_z) \quad (3.25)$$

ausgedrückt werden². Für die spektrale Dichte des elektrischen Rauschens $S_{\text{E}}(\omega_z)$ kann dabei ein Potenzgesetz

$$S_{\text{E}} \propto \omega^{-\alpha} d^{-\beta} T^{+\gamma}, \quad (3.26)$$

abhängig von Frequenz ω , Abstand d zwischen Ion und Oberflächen, sowie Temperatur T , angenommen werden [Bro15]. Die Exponentialkoeffizienten α , β und γ hängen dabei von den experimentellen Bedingungen ab, d. h. nicht nur in thermischen Effekten, die die Bewegung von den Ladungsträgern beeinflussen und so effektiv zu einer Änderung der Leitfähigkeit führen, sondern auch im Rauschen in elektrischen Geräten und Amplitudenschwankungen von eingestrahlten Laserfeldern [Win04].

Die Temperatur und somit die mittlere Phononenanzahl beeinflussen die räumliche Größe des Wellenpakets eines Ions. Innerhalb des harmonischen Potentials der Paulfalle entlang der axialen Richtung hängt diese vom Zustand $\psi_n(z) = \langle z|n \rangle$ ab. Es folgt

$$\Psi(z) = \sum_{n \in \mathbb{N}} p_n \cdot |\psi_n(z)|^2 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta z_{\text{th}}} e^{-\frac{z^2}{2\Delta z_{\text{th}}^2}} \quad (3.27)$$

unter Verwendung der Mehler's-Hermite-Formel $\sum \frac{H_n^2(z)w^n}{2^n n!} = (1-w^2)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{2zw}{w+1}\right)$ [Wat33]. Die Varianz kann für hohe Temperaturen $k_{\text{B}}T \gg \hbar\omega_z$ zu

$$\Delta z_{\text{th}}^2 = \left(\langle n \rangle + \frac{1}{2}\right) \frac{\hbar}{m\omega_z} \approx \frac{k_{\text{B}}T}{m\omega_z^2} \quad (3.28)$$

² Es wird sich auf die Heizrate in axiale Richtung beschränkt. Theoretische Untersuchungen zu Heizraten in radiale Richtung kann [Win04] entnommen werden.

approximiert werden [Knü12]. Analog lässt sich die Wahrscheinlichkeitsdichte für den Impuls und ihre Varianz zu

$$\Delta p_{z,\text{th}}^2 = \left(\langle n \rangle + \frac{1}{2} \right) \hbar m \omega_z \quad (3.29)$$

bestimmen. Dies wird in Kapitel 5 für die Flugzeituntersuchungen von thermisch angeregten Ionenwellenpaketen wieder aufgegriffen.

Kohärente Anregung von Bewegungsmoden

Kohärente Anregung lässt sich mit speziellen Zuständen beschreiben, wie sie von R.J. Glauber formuliert wurden [Gla63]. Sie sind definiert als die Eigenzustände $|\alpha\rangle$ des Vernichtungsoperators \hat{a}

$$\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle \quad (3.30)$$

mit den Eigenwerten $\alpha \in \mathbb{C}$. Sie können als Superposition der Fockzustände

$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \sum_{n \in \mathbb{N}} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle \quad (3.31)$$

dargestellt werden. Die Wahrscheinlichkeit dabei, n Phononen in einem kohärenten Zustand zu haben, folgt einer Poissonverteilung

$$p_n = |\langle n|\alpha\rangle|^2 = e^{-\langle n \rangle} \frac{\langle n \rangle^n}{n!}, \quad (3.32)$$

wobei die mittlere Phononenzahl $\langle n \rangle = |\alpha|^2$ und die Standardabweichung $\Delta n = \sqrt{\langle n \rangle}$ sind. In der Koordinatendarstellung ergibt sich für einen kohärenten Zustand in einem harmonischen Oszillatorpotential

$$\psi_\alpha(z) = \langle z|\alpha\rangle = \sqrt[4]{\frac{m\omega_z}{\pi\hbar}} \exp\left(-\left[\sqrt{\frac{m\omega_z}{2\hbar}}z - \alpha\right]^2\right), \quad (3.33)$$

was einer verschobenen Grundzustandswellenfunktion entspricht. Mit der Polardarstellung $\alpha = |\alpha| \exp(i\phi)$ folgt für die Erwartungswerte z und p_z

$$\begin{aligned}
 \langle z \rangle &= \langle \alpha | \hat{z} | \alpha \rangle = \sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega_z}} \Re(\alpha) \\
 &= \sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega_z}} |\alpha| \cos(\phi) \\
 \langle p_z \rangle &= \langle \alpha | \hat{p}_z | \alpha \rangle = \sqrt{\frac{2\hbar\omega_z}{m}} \Im(\alpha) \\
 &= \sqrt{\frac{2\hbar\omega_z}{m}} |\alpha| \sin(\phi)
 \end{aligned} \tag{3.34}$$

Das Ion führt somit eine harmonische Schwingung mit der Amplitude $\langle z_0 \rangle = \sqrt{2\hbar/m\omega_z} |\alpha|$ aus. Auch dies wird in Kapitel 5 näher untersucht.

3.5. Ionenoptik zur Reflexion und Fokussierung von Ionenstrahlen

Um Ionen in ihrer Bewegung zu reflektieren, bietet sich ein Ionenspiegel, auch Reflekttron genannt, an. Ursprünglich als Massenspektrometer mit hoher Auflösung vorgestellt [Mam73], bietet es sich als ideales Instrument an, Ionen gezielt in ihrer Flugzeitverteilung ins Fallenzentrum zu fokussieren. Der Idee liegt zugrunde, dass Ionen in ein Spannungsfeld einfliegen und die Teilchen in ihrer Bewegung umkehren. Energiereichere Ionen gelangen dabei tiefer in das Spannungsfeld und haben somit eine längere Aufenthaltszeit. In der Rückwärtsbewegung holen diese dann die energieärmeren Ionen ein. Ein einstufiges Reflekttron (engl.: *single-stage reflectron*) mit einem linearen Spannungsfeld kann dabei nur Schwankungen der Anfangsgeschwindigkeit erster Ordnung korrigieren, wobei doppelstufige Reflektoren (engl.: *double-stage reflectron*) Korrekturen zweiter Ordnung [Dor99] in der Ionenenergie erlauben. Diese sollen hier näher betrachtet werden. Die Herleitung bezieht sich dabei auf [Mos91]. Wie in Abbildung 3.2 dargestellt, durchläuft das Ion zeitlich drei verschiedene Regionen: (i) einen feldfreien Driftbereich t_{free} , (ii) einen Abbremsbereich t_{dec} und (iii) einen Reflektionsbereich t_{ref} . Wird ein Strahl aus deterministisch extrahierten Ionen betrachtet, bei dem jedes individuelle Ion eine kinetische Energie eU besitzt, so ist der Mittelwert dieser Verteilung $e\langle U \rangle$, sowie $k = U/\langle U \rangle$ das Verhältnis dieser beiden Energien. Als geometrische Längen sind L als die Strecke innerhalb der feldfreien Umgebung, sowie d_{dec} und d_{ref} als die Weiten des Abbrems- und Reflektionsbereich festgelegt. Die gesamte Laufzeit beträgt dann $t(k) = t_{\text{free}} + t_{\text{dec}} + t_{\text{ref}}$ mit

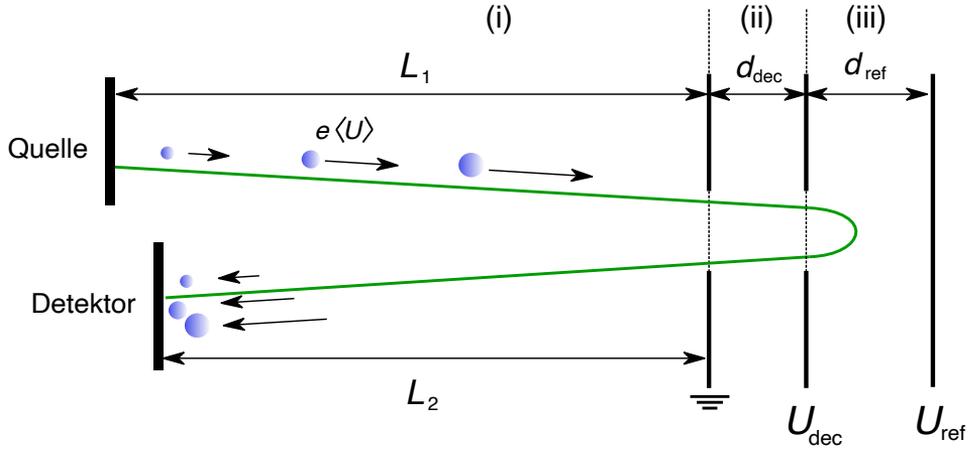


Abbildung 3.2.: Schematische Darstellung eines Reflektrons. Ionen durchlaufen drei verschiedene Bereiche: (i) einen feldfreien Driftbereich $L = L_1 + L_2$, (ii) einen Abbremsbereich d_{dec} und (iii) einen Reflektionsbereich d_{ref} . Ein Ionenstrahl mit mittlerer kinetischer Energie $e\langle U \rangle$ kann bei geeigneten Spannungen U_{dec} und U_{ref} in seiner Energie auf die Position des Detektors fokussiert werden.

$$\begin{aligned}
 t_{\text{free}} &= \frac{L}{\sqrt{\frac{2e\langle U \rangle}{m}}} \left[\frac{1}{\sqrt{k}} \right] \\
 t_{\text{dec}} &= \frac{4d_{\text{dec}}}{\sqrt{\frac{2e\langle U \rangle}{m}}} \frac{\langle U \rangle}{U_{\text{dec}}} \left[\sqrt{k} - \sqrt{k - \frac{U_{\text{dec}}}{\langle U \rangle}} \right] \\
 t_{\text{ref}} &= \frac{4d_{\text{ref}}}{\sqrt{\frac{2e\langle U \rangle}{m}}} \frac{\langle U \rangle}{U_{\text{ref}}} \sqrt{k - \frac{U_{\text{ref}}}{\langle U \rangle}}.
 \end{aligned} \tag{3.35}$$

Hierbei sind U_{dec} und U_{ref} die angelegten Spannungen zur gezielten Trajektorienumlenkung. Um den Strahl in seiner kinetischen Energie zu fokussieren und somit die Schwankung in seiner Auftrittszeit am Detektor zu minimieren, müssen die Bedingungen

$$\left(\frac{\partial^i t(k)}{\partial k^i} \right) \Big|_{k=1} \stackrel{!}{=} 0 \tag{3.36}$$

für $i \in \{1, 2\}$ erfüllt sein. Dies wird durch eine geeignete Wahl der Elektrodengeometrie erreicht. Es gibt verschiedene Ansätze, die Auflösung durch Korrekturen von höheren Ordnungen zu verbessern. Dabei wäre ein quadratisches Potential mit $V(z) = az^2$ die

perfekte Fokussierung in jeder Ordnung, da die Flugzeit komplett energieunabhängig wäre, aber schwer zu realisieren ist [Mam01]. Eine Möglichkeit, die dieser Geometrie am nächsten kommen, ist ein Krümmungsfeldreflektor (engl.: *curved-field reflectron*), bei dem das Spannungsfeld kreisbogenförmig verläuft [Cot07].

3.6. Verlet-Algorithmus zur numerischen Bestimmung von Iontrajektorien

Numerische Berechnungen von Iontrajektorien innerhalb von elektrischen Feldern, wie sie ab Kapitel 4 präsentiert werden, wurden ausschließlich mit einem Algorithmus nach Loup Verlet durchgeführt [Ver67]. Zur schrittweisen Berechnung der Bahnkurven aus Bewegungsgleichungen der Form

$$\ddot{\mathbf{r}} = -\frac{e}{m} \nabla \Phi(\mathbf{r}, t) \quad (3.37)$$

werden Position $\mathbf{r}(t)$, Beschleunigung $\mathbf{a}(t)$ und Position $\mathbf{r}(t - \delta t)$ von vorherigen Zeitschritt benötigt [All86]. Die Position zum nächsten Zeitpunkt $t + \delta t$ mit dem Zeitschritt δt folgt dann aus

$$\mathbf{r}_{n+1} = 2\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_{n-1} + \mathbf{a}_n \delta t^2. \quad (3.38)$$

Für Simulationen in dieser Arbeit werden Anfangsposition $\mathbf{r}(t_0)$ und -geschwindigkeit $\mathbf{v}(t_0)$ so abgeschätzt, dass für die Verlet-Anfangsbedingungen

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_0 &= \mathbf{r}(t_0) \\ \mathbf{r}_{-1} &= \mathbf{r}(t_0) - \mathbf{v}(t_0) \delta t \end{aligned} \quad (3.39)$$

gelten. Die numerische Position hat von dem korrekten Wert eine Abweichung in der Größenordnung $\mathcal{O}(\delta t^4)$, wie aus der Summation der beiden Gleichungen

$$\begin{aligned} \mathbf{r}(t + \delta t) &= \mathbf{r}(t) + \mathbf{v}(t) \delta t + \frac{a(t)}{2} \delta t^2 + \frac{\dot{a}(t)}{6} \delta t^3 + \mathcal{O}(\delta t^4) \\ \mathbf{r}(t - \delta t) &= \mathbf{r}(t) - \mathbf{v}(t) \delta t + \frac{a(t)}{2} \delta t^2 - \frac{\dot{a}(t)}{6} \delta t^3 + \mathcal{O}(\delta t^4), \end{aligned} \quad (3.40)$$

abgeleitet aus Taylor-Entwicklungen, sofort offensichtlich wird. Die numerisch berechnete Geschwindigkeit,

$$\mathbf{v}_n = \frac{\mathbf{r}_{n+1} - \mathbf{r}_{n-1}}{2\delta t}, \quad (3.41)$$

hat dagegen eine Abweichung in der Größenordnung $\mathcal{O}(\delta t^2)$ und folgt aus der Subtraktion der Gleichungen (3.40). Der Algorithmus ist zeitreversibel. Die Beschleunigung zum Zeitpunkt $t_0 + n \cdot \delta t$ kann aus den elektrischen Feldern am Ort \mathbf{r}_n mit

$$\mathbf{a}_n = \frac{e}{m_{Ca}} \mathbf{E}(\mathbf{r}_n) \quad (3.42)$$

bestimmt werden. Hierfür wurde zuerst das elektrische Potential konstruiert. Ausgehend vom vereinfachten SolidWorks-Modell des Aufbaus (siehe Abschnitt 2.3) wurden mit dem Programm COMSOL die einzelnen Oberflächen als konstante Potentialflächen definiert. Dafür wurden nacheinander zusammenhängende Elektrodenoberflächen i mit dem Potential 1 V belegt, die restlichen Oberflächen $\{1, \dots, i - 1, i + 1, \dots, N\}$ mit 0 V. Das Programm kann dieses Dirichlet-Randwertproblem numerisch lösen und auf einen Gitter mit Vektoren \mathbf{R}_g und Gitterpunktabständen (g_x, g_y, g_z) in allen drei Raumrichtungen die jeweiligen Potentialstärke $\Phi_i(\mathbf{R}_g)$ ausgeben. Aufgrund der Linearität der Maxwell-Gleichungen folgt das Potential des Gitters bei Veränderung des Potentialwertes auf eine beliebige dimensionslosen Spannung α_i der Superposition

$$\Phi(\mathbf{R}_g) = \sum_{i \in \{1, N\}} \alpha_i \cdot \Phi_i(\mathbf{R}_g). \quad (3.43)$$

Das elektrische Feld $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)^T$ entlang der Richtung $u \in \{x, y, z\}$ kann dann an den Gittervektoren über den Differenzenquotient

$$E_u(\mathbf{R}_g) = -\left. \frac{\partial \Phi_i(\mathbf{r})}{\partial u} \right|_{\mathbf{R}_g} \approx -\frac{\Phi(\mathbf{R}_g + g_u \mathbf{e}_u) - \Phi(\mathbf{R}_g - g_u \mathbf{e}_u)}{2g_u} \quad (3.44)$$

bestimmt werden. Werte für elektrische Felder von Punkten, die nicht auf Gittervektoren liegen, werden linear interpoliert.



4

Grundlegende

Charakterisierungsmessungen

Bevor in den Kapiteln 5 und 6 die Untersuchungen zu deterministischen Extraktionen von Ionenwellenpaketen und des Ionenspringbrunnens vorgestellt werden, sind vorab Charakterisierungsmessungen nötig. Den Anfang machen dabei Messungen innerhalb der Paulfalle mit einzelnen Ionen und Ionenkristallen, um die optimalen Betriebsparameter und die Vergrößerung des Abbildungssystems zu bestimmen. So lassen sich Aussagen über die Temperatur machen. Anschließend werden ein Flugzeitmodell für extrahierte Ionen und die Untersuchungen des Einflusses des oszillierenden Wechselfeldes auf die Bewegung des Ions vorgestellt.

4.1. Ionenkristalle in der Falle

Detektion eines einzelnen Ions in einer deterministischen Ionenquelle

Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, wird in diesem Aufbau eine miniaturisierte, lineare Paulfalle eingesetzt, die durch die Erweiterung einer modifizierten kommerziellen Ionenquelle [GB19b] zum Einfangen von verschiedenartigen Elementen mit Massen von mindestens 232 u eingesetzt werden kann. Elemente können aufgrund ihrer geeigneten Niveaustruktur lasergekühlt [Wol18, Wel18] oder sympathetisch unter Verwendung eines Coulombkristalls gekühlt werden [Sch15, GB19b], wobei die Effizienz von dem Massen- und Ladungsverhältnis abhängig ist [Wüb12]. In beiden Fällen kann ein einzelnes Ion in der Quadrupolfalle eingefangen, beobachtet und somit als einzelnes Ion identifiziert werden. Schließlich kann dieses deterministisch extrahiert werden. Diese Flexibilität in der Wahl des chemischen Stoffes ist zum einem bei Implantationsexperimente von Vorteil, um verschiedene Kandidaten für Qubits mit Kohärenzzeiten von mehreren Stunden zu erzeugen [Zho15, Xia15], zum anderen bei Isotopenuntersuchun-

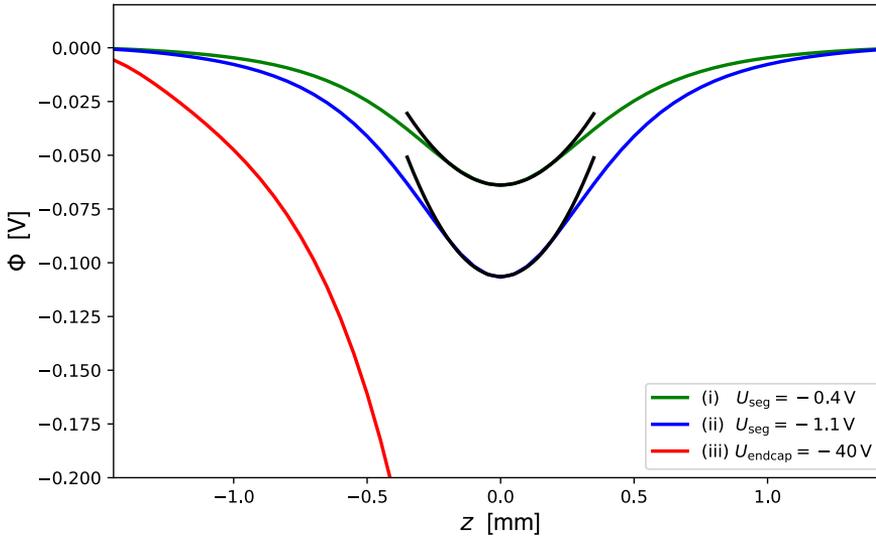


Abbildung 4.1.: Simulation des Potentialverlaufs Φ in Richtung der axiale Achse z mit angelegter Spannung am mittelsten Segment (i) $U_{\text{seg}} = -0.4\text{ V}$ und (ii) $U_{\text{seg}} = -1.1\text{ V}$. Das Potential kann für axiale Auslenkungen bis ca. $z = \pm 200\ \mu\text{m}$ mit einer Fallenfrequenz zwischen 140 kHz und 210 kHz als harmonisch betrachtet werden (schwarz). (iii) Potentialverlauf mit einer zusätzlich angelegter Extraktionsspannung von $U_{\text{endcap}} = -40\text{ V}$ an der Endkappe.

gen eines einzelnen Elementes [Geb15, Ber18]. In den weiteren Experimentbeschreibungen wird ausschließlich $^{40}\text{Ca}^+$ verwendet.

Der Laser zum Ionisieren der Atome hat eine Wellenlänge von 422.79190 nm . Anschließend werden die Ionen aus verschiedenen Richtungen mit zwei Strahlen des selben Lasers mit je $15\ \mu\text{W}$ und $100\ \mu\text{W}$, die auf die Fallenmitte fokussiert sind, gekühlt. Die Wellenlänge des Kühllasers vor der Frequenzverdopplung durch einen LBO beträgt 793.91850 nm , die des Rückpumplasers 866.45030 nm ¹. Der radiale Einschluss wird von einem oszillierenden Wechselfeld mit der Frequenz $\Omega_{\text{RF}} = 2\pi \cdot 17.836\text{ MHz}$ und über einen analog betriebenen Abschwächer mit einstellbarer Amplitude bis maximal $U_{\text{RF}} = 200\text{ V}$ generiert. Für den axialen Einschluss wird an das mittelste der elf Segmente auf beiden gegenüberliegenden DC-Elektroden eine Spannung zwischen $U_{\text{seg}} = -0.4\text{ V}$ und $U_{\text{seg}} = -1.1\text{ V}$ angelegt. Die axiale Fallenfrequenz beträgt damit ca.

¹ Die Wellenlängen werden von einem Wellenlängenmessgerät abgelesen, welches nicht auf eine spezielle Wellenlänge kalibriert ist. Die Frequenz kann somit über mehrere Tage um 100 MHz driften und ist hier nur als Richtwert angegeben.

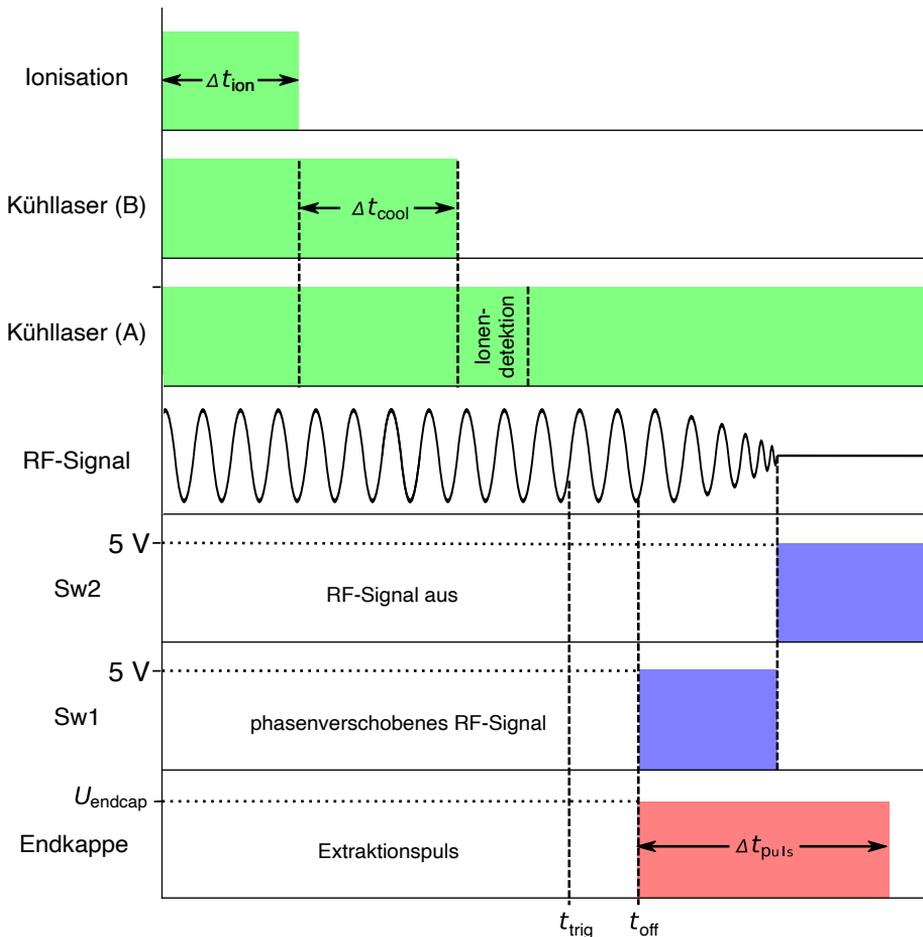


Abbildung 4.2.: Nomenklatur zum Fangen, Kühlen und Extrahieren eines einzelnen Ions. In grün dargestellt sind die Einstrahlungen für Ionisationslaser und Kühlaser A und B. Zu einer festen RF-Phase t_{trig} beginnt der Experimentierablauf zum Extrahieren. Mit der variablen Zeit t_{off} startet der Extraktionspuls U_{endcap} (rot), sowie das Abschalten des Wechselfeldes durch die elektrischen Schalter Sw1 und Sw2 (blau).

zwischen 140 kHz und 210 kHz (siehe Abbildung 4.1). Am Anfang eines jeden Experiments wird der Photoionisationsprozess gestartet und zusätzlich die Kühl- und Rückpumpplaser eingestrahlt, bis ein Ion auf der EMCCD-Kamera beobachtbar ist. Das Ion wird durch gestreute Fluoreszenz, abgebildet auf dem Kamerasensor, sichtbar gemacht. Die Belichtungszeit eines jeden Kamerabildes beträgt dabei im Video-Modus 30 ms. Dieser Wert ist gewählt, um ein Signal-Rausch-Verhältnis von $SNR \simeq 2$ zu erhalten.

Sobald ein Ion gefangen wurde, wird der stärkere Kühllaser (Strahl B) ausgeschaltet, der eine hohe Intensität überhalb des Sättigungsparameters mit $s > 1$ hat. Die Kühlrate ist dadurch verbessert, das Kühllimit aber verschlechtert (Vergleich Gleichung (3.16)). Um die bestmögliche Kühlung zu erhalten, wird der entsättigte Kühllaser in seiner Frequenz mit einem AOM durchgefahren und die Fluoreszenzstärke gemessen. Sobald das Maximum als die genaue Übergangsfrequenz erreicht ist, vergleicht die Computer-Software die maximale Fluoreszenz mit dem Hintergrundstreulicht bei ausgeschaltetem Rückpumlaser. Anschließend wird die Verstimmung des Lasers bei 397 nm auf die halbe Fluoreszenzstärke gesetzt, sodass optimales Dopplerkühlen erzielt wird (Vergleich Abschnitt 3.2). Dieser Wert wird der Software als Level für ein einzelnes Ion übergeben und in ihr gespeichert. Das Programm kann ab dieser Stelle eigenständig ein neues Ion nachladen und anhand der gemessenen Fluoreszenz genau ein Ion identifizieren. Dafür wird der Ionisationslaser für ca. $\Delta t_{\text{ion}} \approx 350$ ms eingestrahlt mit anschließender Einstrahlung der Kühllaser für $\Delta t_{\text{cool}} \approx 500$ ms (siehe Abbildung 4.2). Wird anschließend genau ein Ion detektiert, wird der weitere Experimentierablauf zur Zeit t_{trig} bei einer festen RF-Phase durchfahren. Das Ion wird zum variablen Zeitpunkt t_{off} mit einer Spannung U_{endcap} aus der Falle extrahiert. Werden zuvor mehr als ein Ion durch erhöhte Fluoreszenzwerte detektiert, werden diese durch Verformung des axialen Potentials aus den stabilen Gleichgewichtslagen der Falle entfernt und die Einfangprozedur wird wiederholt.

Minimierung der exzessiven Mikrobewegung

Statisch elektrische Felder erhöhen die exzessive Mikrobewegung unter Verlust der Kühlleistung und das Dopplerlimit kann nicht mehr erreicht werden (Vergleich Abschnitt 3.3). Durch zusätzliche Kompensationsfelder kann das Ion in das Minimum zurückgeschoben werden. Dafür werden in diskreten Spannungsschritten die Kompensationselektroden, welche auf den DC- und RF-Fallenchips platziert sind, durchgefahren. Das Fluoreszenzlevel wird mit der Kamera aufgenommen. Bei minimaler Mikrobewegung in radiale Richtung befindet sich die Photonenstreurate in einem lokalen Fluoreszenzminimum. Da das Anregungsspektrum vom Wellenvektor \mathbf{k} (Vergleich Gleichung 3.20) des eingestrahlt Lasers abhängig ist, ist die gemessene Fluoreszenz eine Funktion der Projektion der Mikrobewegung auf den Wellenvektor. Für jede konstant angelegte Kompensationsspannung $U_{\text{comp}}^{\text{DC}}$ entlang der DC-Fallenchips gibt es eine davon abhängige Kompensationsspannung $U_{\text{comp}}^{\text{RF}}$ der RF-Fallenchips mit minimaler Fluoreszenz. Es wird somit nacheinander mit den Kühllasern eine Kompensation durchgeführt, welche aus zwei verschiedenen Richtungen in das Fallenzentrum ein-

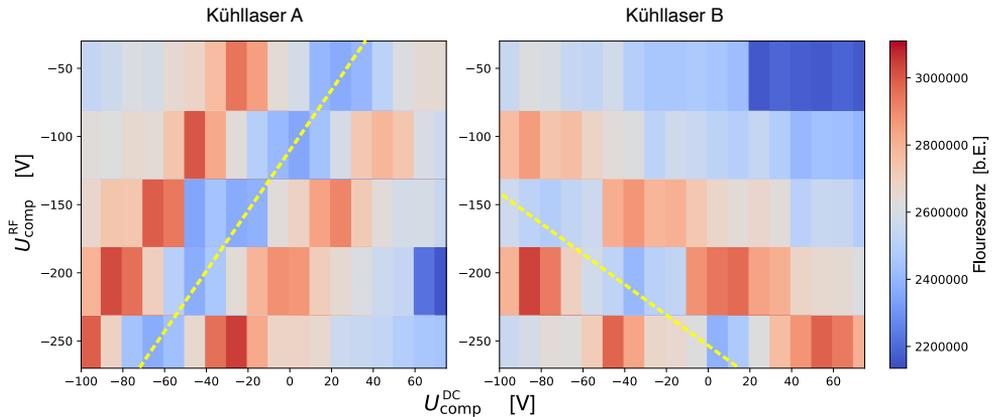


Abbildung 4.3.: Aufnahme des Fluoreszenzlevels zur Minimierung der exzessiven Mikrobewegung in radiale Richtung. Für eine konstant angelegte Kompensationsspannung $U_{\text{comp}}^{\text{DC}}$ entlang der DC-Fallenchips gibt es eine abhängige Kompensationsspannung der RF-Fallenchips $U_{\text{comp}}^{\text{RF}}$ mit minimaler Fluoreszenz (gelb). Durch die Verwendung beider Kühllaser A und B mit unterschiedlicher Projektion des Wellenvektors \mathbf{k} auf die Mikrobewegung kann ein Satz an Spannungswerten gefunden werden, für die die Mikrobewegung minimal wird.

strahlt werden (siehe Abbildung 4.3). Der Satz an Spannungswerten, an dem aus beiden Richtungen die minimale Mikrobewegung erreicht wird, stellt das kompensierende Optimum in radiale Richtung dar und wird im weiteren Versuchsablauf verwendet. Die zusätzliche axiale Kompensation der Mikrobewegung wird durch Potentialänderung am ersten Segment des DC-Fallenchips realisiert. Dieses liegt auf der gegenüberliegenden Seite der unteren Endkappe, da es ansonsten bei der späteren Extraktion zu Veränderungen der Bewegungsbahn führen kann. Das Ion wird solange entlang seiner axialen Position verschoben, bis, wie in [Jun17] beschrieben, eine Anhebung und Absenkung der Fallenfrequenz ω_z einen minimalen Effekt auf die Positionsänderung des Ions hat.

Bestimmung des Abbildungsmaßstabes des Kamerasystems

Der basalen Idee, Informationen durch ein transportiertes Ion außerhalb des Fallenpotentials durch Flugzeitmessungen auszulesen, setzen eine geeignete Kalibrierung durch bereits bekannte Messmethoden voraus, um sie qualitativ vergleichen zu können. Im Fall einer Heizratenmessung, wie im nächsten Kapitel genauer beschrieben, ist dies die Bestimmung seiner zur Phononenzahl zugeordneten Temperatur. Eine Methode zur Bestimmung der Temperatur ist, die Größe des Wellenpakets des gefangenen Ions

abzuschätzen [Knü12]. Dies setzt voraus, dass die Vergrößerung der Ionenausdehnung auf dem EMCCD-Sensor bekannt ist. Die Vergrößerung des Kamerasystems kann über das Verhältnis des theoretischen Abstands von zwei Ionen im Kristall zu deren Abbild auf dem Kamerasensor bestimmt werden. Der Abstand der Gleichgewichtspositionen nach Gleichung (3.13) bei einer eingestellten Fallenfrequenz von $\omega_z = 2\pi \cdot 192(1)$ kHz beträgt $\Delta z_0 = 16.83(6)$ μm . Die Resonanzfrequenz wurde über die Einstrahlung einer elektrischen RF-Welle, angelegt an der Endkappe, bestimmt. Der Abstand der Ionenabbildung beträgt 12.15(13) px (siehe Abbildung 4.4), wobei die Größe eines Pixel von der verwendeten Kamera 16 μm entspricht. Die Vergrößerung des Kamerasystems kann auf $M = 11.55(13)$ bestimmt werden. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird somit angenommen, dass ein Kamerapixel 1.38(2) μm repräsentiert.

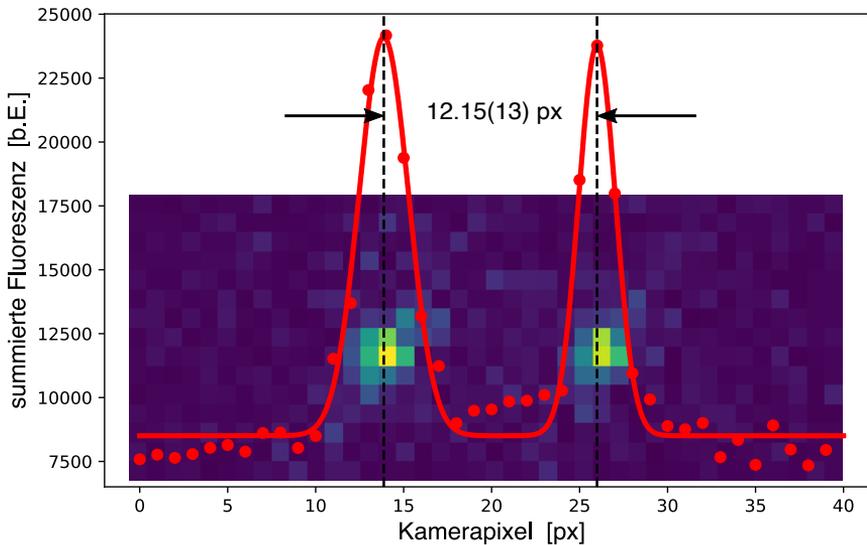


Abbildung 4.4.: EMCCD-Bild eines Zweiionenkristalls, aufgenommen mit einer Belichtungszeit von 30 ms. Der Abstand zwischen beiden Gleichgewichtspositionen wird durch einen Gaußfunktion an das summierte Fluoreszenzlevel bestimmt und beträgt 12.15(13) px. Das entspricht bei einer Fallenfrequenz von $\omega_z = 2\pi \cdot 192$ kHz einer Vergrößerung von $M = 11.55(13)$.

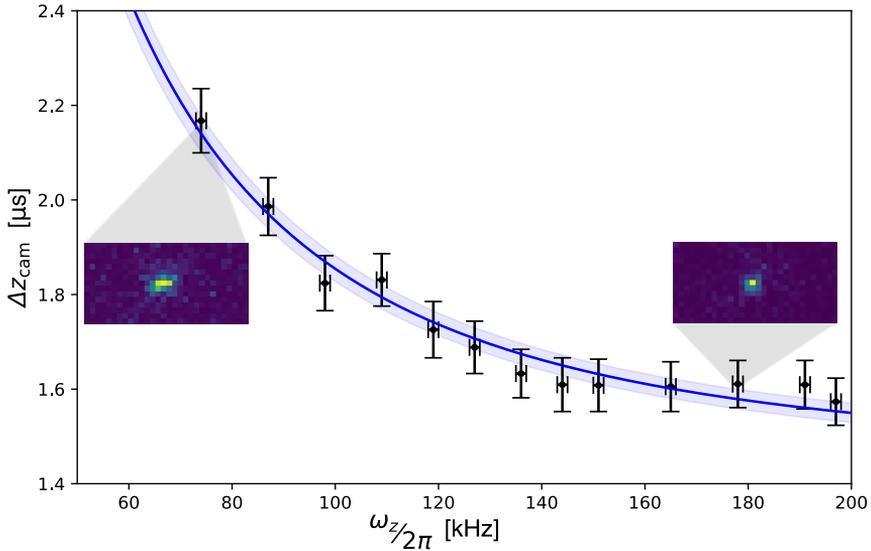


Abbildung 4.5.: Messdaten zur Bestimmung der Punktspreizfunktion Δz_{PSF} . Die Größe des Ionenabbilds Δz_{cam} auf dem Kamerasensor wird für verschiedene Fallenfrequenzen $\omega_z/2\pi$ aufgetragen. Mit zunehmender Fallenfrequenz nähert sich die Ionengröße asymptotisch der Punktspreizfunktion an. Mittels Fitfunktion aus Gleichung (4.1) kann die Punktspreizfunktion auf $\Delta z_{\text{PSF}} = 1.44(2) \mu\text{m}$ und das Kühllimit auf $T = 2.4(2) \text{mK}$ bestimmt werden.

Bestimmung der Punktspreizfunktion und Temperaturlimit eines einzelnen Ions

Zusätzlich zur Vergrößerung durch das Kamerasystem wird zur Temperaturbestimmung die Punktspreizfunktion (engl.: *point spread function*, PSF) benötigt. Sie gibt an, wie gut das Ion als punktförmige Quelle auf einem Kamerasensor abgebildet werden kann und hängt von einzelnen Beugungsprozessen an Linsen und optischen Aperturen ab, sodass ein ausgedehntes Abbild entsteht [Nas10]. Die PSF lässt sich über die Größe des Kameraabbilds eines einzelnen Ions bestimmen, das sich aus dem verbreiterten Kameraabbild Δz_{PSF} und der thermischen Wellenpaketgröße Δz_{th} des Ions zusammensetzt [Knü12]. Die Wellenpaketgröße eines thermischen Zustandes, wie in Abschnitt 3.4 beschrieben, ist sowohl von der Temperatur T des Ions abhängig, als auch der Fallenfrequenz ω_z des harmonischen Potentials, in dem es gefangen ist. Es

folgt

$$\begin{aligned}\Delta z_{\text{cam}} &= \sqrt{\Delta z_{\text{PSF}}^2 + \Delta z_{\text{th}}^2} \\ &= \sqrt{\Delta z_{\text{PSF}}^2 + \frac{k_{\text{B}}T}{m\omega_z^2}}.\end{aligned}\tag{4.1}$$

Unter der Annahme, dass die Temperatur des Ions konstant bleibt, kann die axiale Fallenfrequenz durch eine Änderung der Segmentspannung variiert und das Ionenabbild aufgenommen werden (siehe Abbildung 4.5). Aus dem Verhalten der Fitfunktion für $\omega_z \rightarrow \infty$ lässt sich die Punktspreizfunktion auf $\Delta z_{\text{PSD}} = 1.44(2) \mu\text{m}$ bestimmen. Das untere Temperaturlimit kann auf $2.4(2) \text{mK}$ abgeschätzt werden. Dies ist fünfmal höher als das theoretische Dopplerlimit für ein einfach geladenes Calciumion. Das kann auf nicht perfekte Mikrokomensation vor allem entlang der axialen Richtung und noch vorhandenes elektrisches Rauschen zurückgeführt werden.

4.2. Qualität der Detektion

Nach der deterministischen Extraktion zu einer festen RF-Phase t_{trig} (siehe Abbildung 4.2) axial aus der Falle, muss das Ion nach der Flugzeit (engl.: *time of flight*, TOF) von dem Detektor registriert werden, an dem eine Spannung von $U_{\text{det}} = -2950 \text{V}$ anliegt. Die Detektion erfolgt durch einen kurzen Spannungsabfall über das Dynodensystem des SEM-Detektors. Die Effizienz ist auf $69(3) \%$ bestimmt worden, wobei eine Messung mit 1000 einzeln extrahierten Ionen bei $U_{\text{endcap}} = -40 \text{V}$ durchgeführt wurde (siehe Abbildung 4.6). Die Ursache für die geringere Effizienz als die erwarteten 80% [Sch10] wird wie folgt begründet: Der Spannungspuls muss ein elektrisches Rauschen überschreiten, damit es im Versuchsaufbau als detektiertes Teilchen gewertet werden kann. Abbildung 4.7 zeigt jeweils ein Beispiel für ein detektiertes (b) und ein nicht detektiertes Ion (a), obwohl es den Detektor erreicht hat. Das Untergrundrauschen liegt bei mindestens -1.5mV , sodass der Schwellwert darauf festgelegt wird. Nachteilig ist, dass die BNC-Verbindung vom Detektor zum Oszilloskop direkt neben einigen anderen elektrischen Verbindungen verläuft und elektrisch nicht ausreichend entkoppelt ist. Störsignale werden über den ca. 1m langen Signalweg eingestreut. Das RF-Antriebsfeld muss prinzipiell zum Zeitpunkt der Detektion ausgeschaltet sein, da dieses sonst das gewünschte Signal überdeckt. Zusätzlich muss noch das Kriterium erfüllt werden, dass der Puls eine Halbwertsbreite von mindestens 2ns haben muss, damit es von vereinzelt kurzen Rauschschlägen unterschieden werden kann. Die

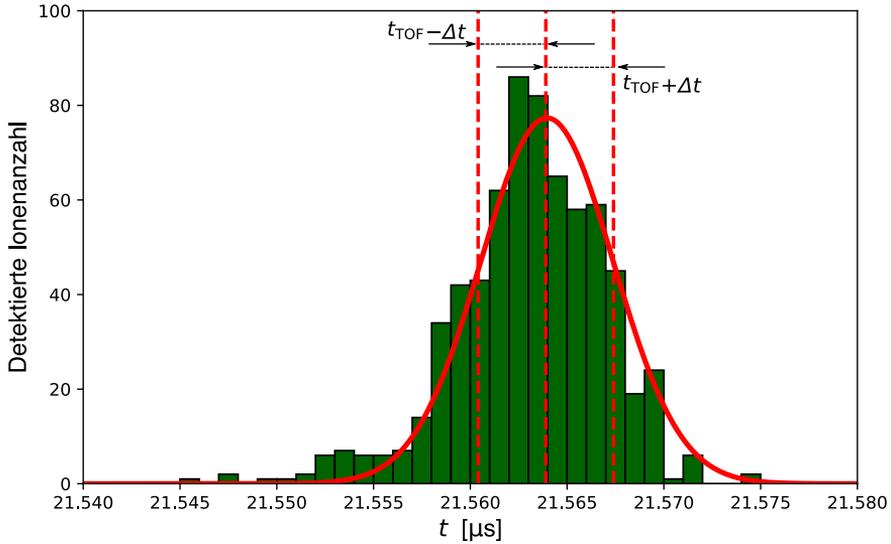


Abbildung 4.6.: Das Histogramm zeigt die Ankunftszeiten von detektierten Ionen. An jedes ausgewertete Flugzeitspektrum wird eine Gaußfunktion angepasst und Mittelwert t_{TOF} und Standardabweichung Δt bestimmt. Die Messung wurde mit 1000 Einzelextraktionen durchgeführt. Als Extraktionsspannung an der Endkappe wurde $U_{\text{endcap}} = -40$ V mit einer Pulslänge von $t_{\text{puls}} = 1600$ ns gewählt. Dabei zeigt die Verteilung einen TOF-Mittelwert von $t_{\text{TOF}} = 21.5640(2)$ μs und $\Delta t = 3.4(2)$ ns. Angegebene Werte in Klammer sind die Fitungenauigkeiten.

Wahrscheinlichkeit, dass fälschlicherweise ein nicht ankommendes Ion als detektiert gewertet wird, ist $< 1\%$. Da sich das Ion innerhalb der Paulfalle in einem thermischen Mischzustand befindet (Vergleich Gleichung (3.27)), werden statistische Messungen von Flugzeitverteilungen, wenn nicht anders beschrieben, mit einer Gaußfunktion

$$N_{\text{det}} = N_0 \exp\left(-\frac{(t - t_{\text{TOF}})^2}{2\Delta t^2}\right) \quad (4.2)$$

ausgewertet, um die mittlere Flugzeit t_{TOF} und die Standardabweichung Δt zu ermitteln. Als Messunsicherheiten werden die jeweiligen Standardabweichungen der Fitgenauigkeit der Parameter angegeben. Die Verbreiterung Δt hängt von drei Parametern ab: (i) Schwankungen um den Zeitpunkt t_{trig} , der auf eine feste Phase des oszillierenden Wechselfelds der Paulfalle gesetzt ist: Diese ist < 1 ns und kann für Anwendungen innerhalb dieser Arbeit vernachlässigt werden. (ii) Die Ausgangsgeschwindigkeit des Ions zum Zeitpunkt seiner Extraktion aus der Paulfalle: Diese steht im direkten Zu-

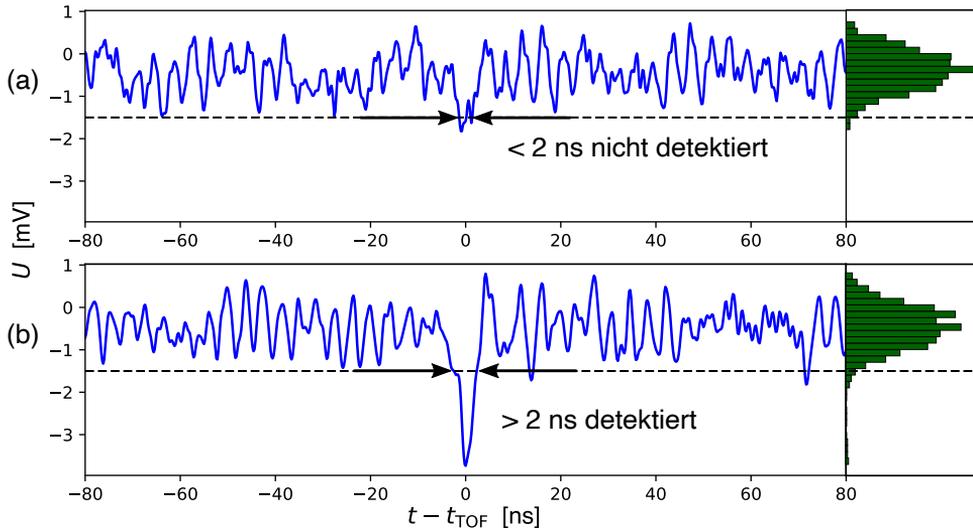


Abbildung 4.7.: Detektionssignal eines deterministisch extrahierten Ions welches (a) nicht als Treffer detektiert und (b) als Treffer detektiert wurde. Das Signal muss eine Halbwertsbreite von 2 ns ausweisen, sowie einen Spannungsabfall von -1.5 mV überschreiten, damit es vom Untergrundrauschen (Histogramm) unterschieden werden kann.

sammenhang mit der Iontemperatur und wird im nächsten Kapitel ausführlich betrachtet. (iii) Schwankungen von Elektrodenspannungen geben das technische Limit vor. Für eine Extraktionsspannung von $U_{\text{endcap}} = -40$ V liegen diese unterhalb der Temperaturverbreiterung.

4.3. Ausrichtung der Trajektorienbahn

Ionen, welche mit einer an der Endkappe angelegten Spannung aus der Paulfalle extrahiert wurden, bewegen sich anschließend mit konstanter Geschwindigkeit geradlinig zu dem SEM-Detektor. Durch Ungenauigkeiten im mechanischen Aufbau, sowie elektrischen Feldern, verursacht durch die Kompensationselektroden, bewegen sich die Ionen auf einer Bahn, die von der Achse zwischen Falle und Detektor um den Winkel θ abweicht. Um dies auszugleichen, werden acht Elektroden, eingesetzt im Korrekturmodul, verwendet. Auf der jeweils gegenüberliegenden Seite wird der gleiche Nennwert

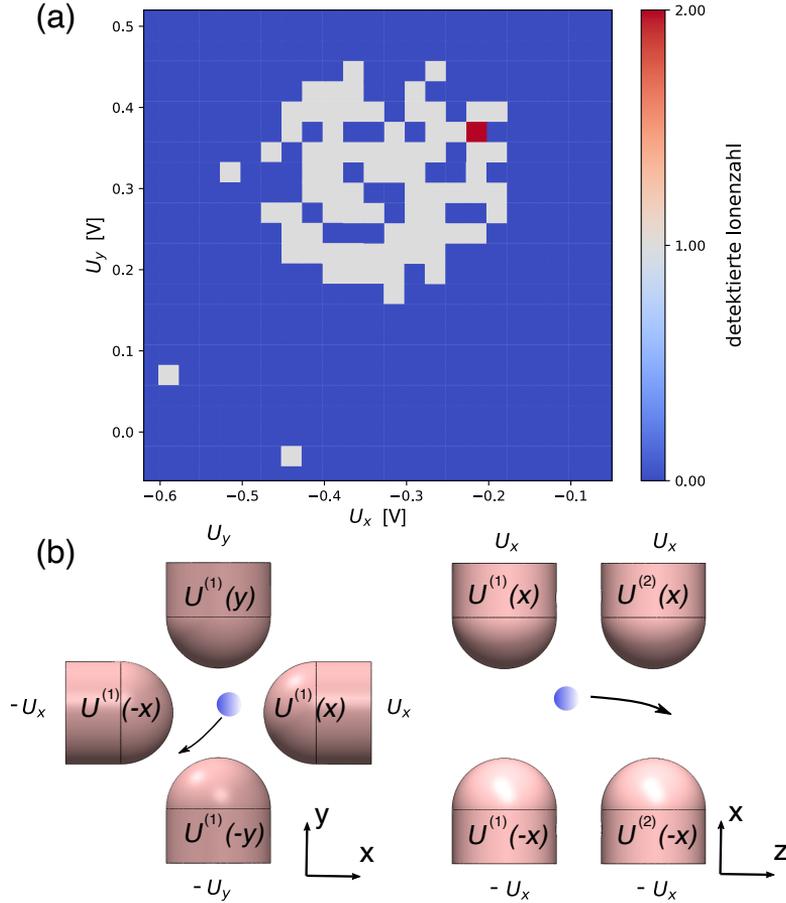


Abbildung 4.8.: (a) Graphische Darstellung eines Korrekturspannungsscans zur Ausrichtung des Ionenstrahls. Jedes Pixel repräsentiert einen deterministischen Schuss eines Calciumions aus der Paulfalle mit einer Extraktionsspannung $U_{\text{endcap}} = -40$ V mit den an den Ablenkelektroden angelegten Spannung U_x und U_y . (b) Nomenklatur und Zuweisung der Spannungen U_x und U_y an den acht Korrektorelektroden.

angelegt, aber mit entgegengesetztem Vorzeichen,

$$\begin{aligned} U^{(1,2)}(x) &= +U_x \\ U^{(1,2)}(-x) &= -U_x, \end{aligned} \quad (4.3)$$

schemenhaft dargestellt in Abbildung 4.8 (b). Dabei werden die Spannungen durchgeföhrt und überprüft, ob das Ion den Detektor erreicht hat. Dadurch erhält man den

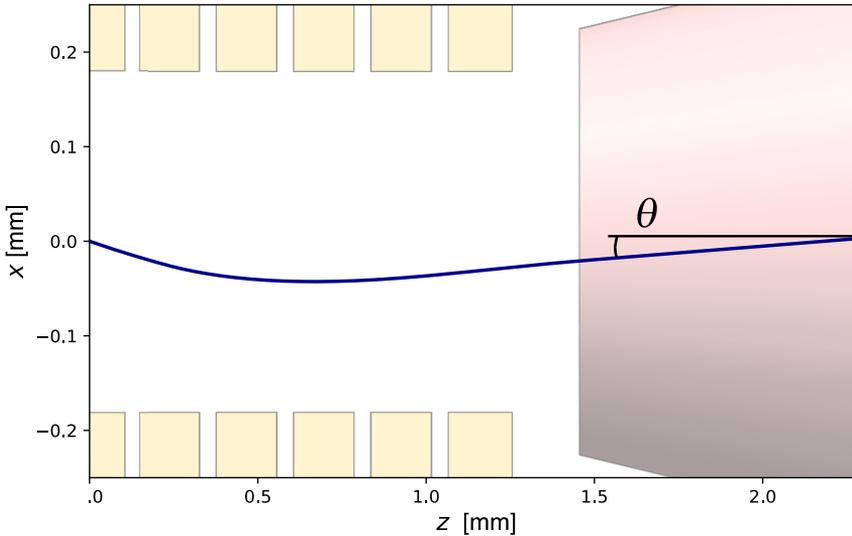


Abbildung 4.9.: Numerisch mit Verlet-Algorithmus bestimmte Trajektorie eines einzelnen Ions, das aus dem Fallenzentrum heraus in axiale Richtung z mit $U_{\text{endcap}} = -40 \text{ V}$ extrahiert wird. Eine radiale Kraft, verursacht durch eine Spannung $U_{\text{comp}} = 200 \text{ V}$ an einer der Kompensationselektroden, führen das Ion auf eine gekrümmte Bahn gegenüber der axialen Achse unter dem Winkel θ . Die eingefügte Fallengeometrie ist nur maßstabgetreu in z -Richtung.

Parameterraum für die radialen Spannungen U_x und U_y (siehe Abbildung 4.8 (a)). Sind die Spannungen so gesetzt, dass ihre Werte außerhalb des Parameterraums liegen, wird der deterministische Strahl soweit abgelenkt, dass die Ionen nicht mehr die erste Elektrode im Detektor erreichen. Dabei sind die Spannungen nicht durch die $\varnothing 11 \text{ mm}$ große Öffnung des Detektors limitiert, sondern durch Elektrodenaperturen, wie der Ionenlinse und der Nachbeschleunigungselektrode innerhalb der Flugstrecke. Zweimal wurde fehlerhaft ein Ion außerhalb des Parameterraums als detektiert bewertet, was auf elektrisches Rauschen zurückzuführen ist. Innerhalb des Parameterraums wurde an einer Position zwei Ionen als detektiert wahrgenommen. Auch hier kann es zum einem an elektrischen Untergrundrauschen liegen, oder ein noch nicht gekühltes Calciumion hat sich bereits im Fallenvolumen aufgehalten. Andere Calciumisotope oder -verbindungen würden eine andere Flugzeit bis zum Detektor haben und können ausgeschlossen werden. Auffällig ist, dass beide radiale Richtungen mit $|U_x| = |U_y| \approx 0.3 \text{ V}$ ausgeglichen werden müssen und vom Betrag genau so angelegt werden, dass sie den Winkel, verur-

sacht durch die Kompensation der Mikrobewegung, korrigieren. Abbildung 4.9 stellt die Trajektorie als simulierte Bahn nach. Hierfür wurde der in Abschnitt 3.6 beschriebene Verlet-Algorithmus verwendet. Das elektrische Feld innerhalb der Falle ist auf einem Gitter mit Gitterkonstanten $\mathbf{g} = (15 \mu\text{m}, 15 \mu\text{m}, 5 \mu\text{m})$ bestimmt, sowie die Simulation in Zeitschritten von $\delta t = 2 \text{ ns}$ durchgeführt. Die Beschleunigungsspannung wird an der unteren Endkappe angelegt und beträgt $U_{\text{endcap}} = -40 \text{ V}$. Zusätzlich erfährt das Ion eine radiale Kraft, welche es auf eine gekrümmte Bahn gegenüber der axialen Achse unter dem Winkel θ führt. Diese Kraft wird durch die Spannungen an den Kompensationselektroden verursacht. Für die Simulation wurde eine Spannung von $U_{\text{comp}} = 200 \text{ V}$ verwendet. Es muss beachtet werden, dass diese Spannung andere elektrische Felder kompensieren soll und die Ablenkung dadurch nicht so ausschlaggebend ist, wie in der Simulation dargestellt.

4.4. Bestimmung der optimalen Spannungspulse für Flugzeitspektroskopie

Die Anforderungen für spätere Experimente mit deterministisch extrahierten Ionen liegen darin, dass die Energieverbreiterung ΔE des über viele Durchführung gemittelten Ionenstrahls klein gegenüber dessen Energie $\langle E \rangle$ ist (siehe Kapitel 7). Der Energiezugewinn des Ions erfolgt über die Beschleunigung von Fallmitte in Richtung der Endkappe, an der eine negative Spannung U_{endcap} angelegt ist. Die höchste Qualität der relativen Energieverbreiterung $\Delta E / \langle E \rangle \ll 1$ wird erreicht, wenn das Ion vollständig beschleunigt ist und sich innerhalb der 28.55 mm langen Endkappe aufhält. Hier ist die Umgebung feldfrei². Auch bei zeitlichen Veränderungen der Spannungen wie dem Abschalten des Potentials, wird die Richtung und Geschwindigkeit des Ions nicht verändert. Verdeutlicht wird dies mit Abbildung 4.10 (a). Diese zeigt die Messung der relativen Energieverbreiterung in Abhängigkeit der Zeit Δt_{puls} , die gewählt wird, um das Ion auf die Geschwindigkeit v_{end} zu beschleunigen. Die Beschleunigungsspannung ist ein -40V -Rechteckpuls. Es ist erkennbar, dass im Zeitintervall von 1000 ns bis 2500 ns keine Veränderung der Energieverbreiterung erfolgt und das Ion sich somit innerhalb der Endkappe unabhängig von äußeren Einflüssen aufhält. Für kürzere Pulszeiten steigt die Energieverbreiterung deutlich an. Das Ion ist noch nicht vollständig beschleunigt, während der Spannungspuls heruntergefahren wird. Es befindet sich noch vor der Endkappe und nimmt den Abschaltvorgang in Form einer zeitli-

² Das folgt sofort aus den Maxwellgleichungen, da der Raum von einem konstanten Potential umgeben ist.

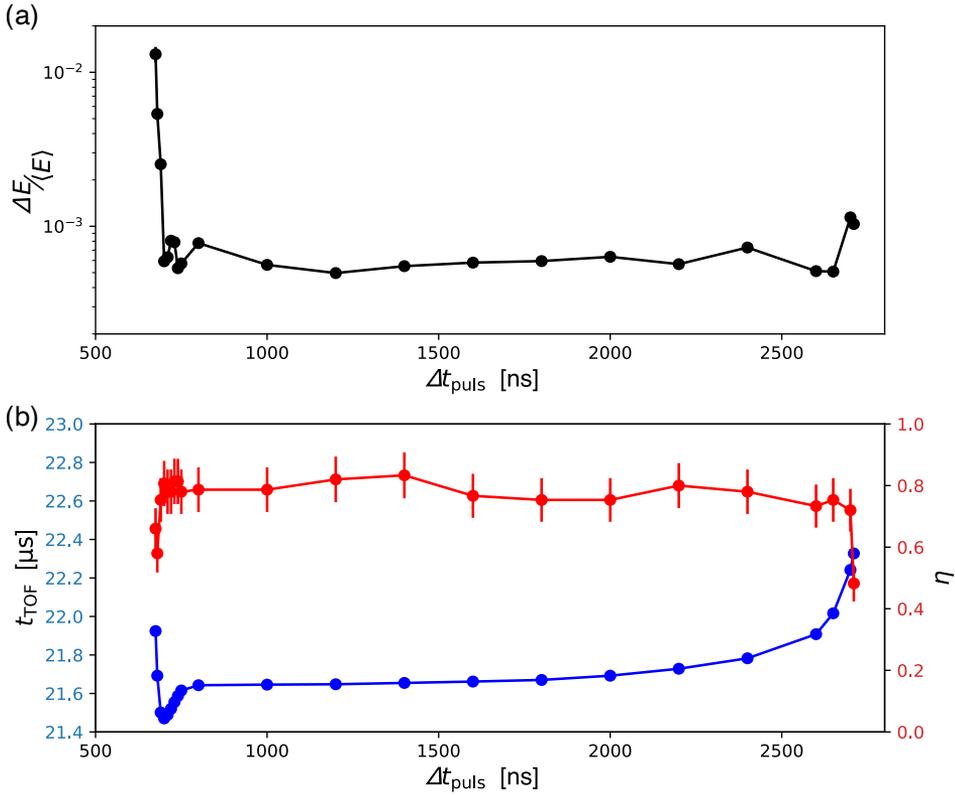


Abbildung 4.10.: (a) Graphische Darstellung der relativen Energieverbreiterung $\Delta E_{\langle E \rangle}$ in Abhängigkeit der Extraktionspulsdauer Δt_{puls} . (b) Graphische Darstellung der Flugzeit t_{TOF} und der Detektionseffizienz η in Abhängigkeit der Extraktionspulsdauer Δt_{puls} . Für Pulslängen von $1000 \text{ ns} < \Delta t_{\text{puls}} < 2500 \text{ ns}$ zeigen die Parameter einen konstanten Verlauf. Während dieses Zeitintervalls befindet sich das Ion innerhalb der Endkappe. Jeder Messpunkt wurde mit 150 deterministischen Extraktionen bei $U_{\text{endcap}} = -40 \text{ V}$ bestimmt.

chen Potentialänderung wahr. Technische Limitierungen, wie die endliche Abschalt-dauer von 95(10) ns (Abbildung 4.11), sowie Phasenänderungen beim Abschalten des RF-Signals (siehe Abschnitt 4.7) und Schwankungen um den Auslösezeitpunkt t_{trig} , gegeben durch ein TTL-Signal, verursachen eine Verbreiterung der Endgeschwindigkeit. Zusätzlich kommt es zu einem Verlust in der Effizienz, wie in Abbildung 4.10 (b) gezeigt ist. Die Ionen befinden sich auf keiner deterministisch bestimmten Bahn mehr

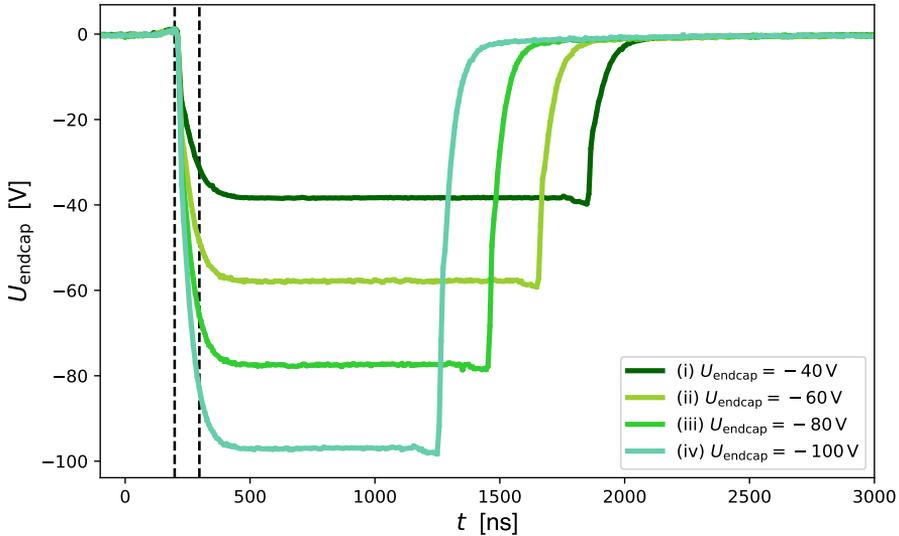


Abbildung 4.11.: Ausgegebene Rechteckpulse durch den Hochspannungsschalter für die Paarung $(U_{\text{endcap}}, \Delta t_{\text{puls}})$: (i) $(-40 \text{ V}, 1600 \text{ ns})$, (ii) $(-60 \text{ V}, 1400 \text{ ns})$, (iii) $(-80 \text{ V}, 1200 \text{ ns})$ und (iv) $(-100 \text{ V}, 1000 \text{ ns})$. Es wurde jeweils über 10 Pulse gemittelt. Die lineare Anstiegszeit kann auf $95(10) \text{ ns}$ angenähert werden (gestrichelte Linien). Die Pulse werden $198(5) \text{ ns}$ nach t_{trig} ausgelöst, die bei dem zeitlichen Auslösen von TTL-Signalen beachten werden muss.

und werden von den zeitabhängigen Feldern vom Detektor weggeführt.

Die durchgeführte Messung wurde für verschiedene Extraktionsspannungen wiederholt und mit Simulation der Ionentrajektorien verglichen. Das ist notwendig, um die Qualität der Simulation zu bewerten. Diese werden im späteren Verlauf der Arbeit verwendet, um geeignete Startparameter für die Reflexion der Ionen zu erhalten. In Abbildung 4.12 sind die gemessenen Flugzeiten sowie zugehörige numerisch bestimmten Flugzeiten in Abhängigkeit der Pulsdauer für Extraktionsspannungen (i) $U_{\text{endcap}} = -40 \text{ V}$, (ii) $U_{\text{endcap}} = -60 \text{ V}$, (iii) $U_{\text{endcap}} = -80 \text{ V}$ und (iv) $U_{\text{endcap}} = -100 \text{ V}$ dargestellt. Für betragsmäßig höhere Spannungen wird der Beginn der konstanten Flugzeit für kleinere Pulsdauern erreicht, da das Ion eine höhere Endgeschwindigkeit besitzt. Zusätzlich nimmt die Länge des konstanten Plateaus ab, da es sich in kürzerer Zeit durch die Endkappe bewegt. Im Bereich vor dem Plateau jeder Spannungsmessung ist ein kurzer Ausschlag zu erkennen, bei dem die Flugzeit abnimmt. Dieser Ausschlag ist ebenfalls in den Spannungspulsen (Abbildung 4.11) erkennbar und auf diesen zurückzuführen.

Dadurch weichen hier die Simulationen von den experimentellen Werten ab. Sowohl die experimentellen Messwerte als auch die Simulationen zeigen, dass die Flugzeit vor dem Plateau zunimmt. Mit dem Verlassen der Endkappe wird das Ion wieder abgebremst, wenn der Spannungspuls bis zu diesem Zeitpunkt noch nicht heruntergefahren wurde. Die Simulation stimmt für lange Pulsdauern nicht mehr mit den experimentellen Daten überein. Der Grund ist ebenfalls im technisch verursachten Spannungsausschlag des Extraktionspulses zu finden, da mit Abschalten das Ion noch einmal kurzzeitig nachbeschleunigt wird. Zusätzlich wird eine Verbreiterung der Energieverteilung verursacht.

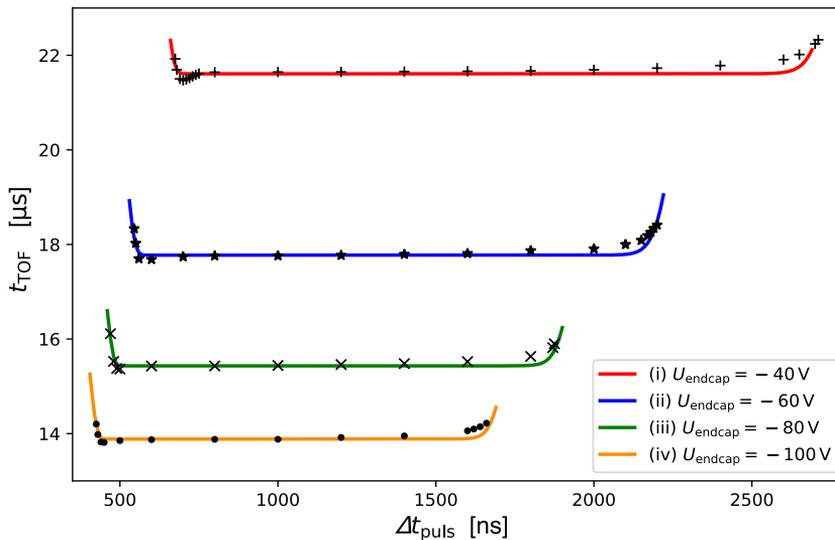


Abbildung 4.12.: Graphische Darstellung der Flugzeit t_{TOF} in Abhängigkeit der Pulslänge Δt_{puls} für verschiedenen Extraktionsspannungen U_{endcap} : (i) -40 V, (ii) -60 V, (iii) -80 V und (iv) -100 V. Markierungen stellen die gemessenen Werte dar, während die durchgehende Linien numerisch bestimmte Flugzeiten ($\delta t = 2$ ns) unter Verwendung eines Spannungspulses mit einer linearen Anstiegszeit von 95 ns sind.

4.5. Flugzeitverlauf durch Nachbeschleunigen und Abbremsen der Ionen

Für Oberflächenuntersuchungen oder Untersuchungen von kohärenter Spinaufspaltung [Hen19] ist es vorteilhaft, Ionengeschwindigkeiten von ca. 1 km/s und Energieverbreiterungen von ca. 0.1% zu haben. Versucht man einzelne Ionen aus der Falle bei Energien von ca. 0.1 eV zu extrahieren, kommt man an einige technische Grenzen, sodass die Beschleunigung nicht mehr allein durch die Endkappe realisiert werden kann. Elektrische Felder, verursacht durch Spannungen an den Segmenten und Kompensations Elektroden, haben einen höheren Einfluss auf das Ion als das Extraktionsfeld, sodass das Ion nicht mehr durch die Endkappe geleitet werden würde. Um dies zu umgehen, besteht die Möglichkeit, das Ion mit den Segmenten aus der Falle zu extrahieren, wobei es zuerst durch Verformung der Potentialform [Wal12, Für14, Tob17] zu dem äußersten Segment transportiert werden würde. Eine Möglichkeit, die Ionenenergie unabhängig von der Extraktionsspannung einzustellen, ist, eine zweite Elektrode hinter die Endkappe zu schalten und mit dieser die gewünschte Energie einzustellen (Vergleich Abschnitt 2.2). Für den ersten Test der Nachbeschleunigungselektrode wurde jeweils eine Messreihe mit angelegten (i) $U_{\text{acc}} = 0 \text{ V}$, (ii) $U_{\text{acc}} = -100 \text{ V}$ und (iii) $U_{\text{acc}} = -200 \text{ V}$ durchgeführt. Die Endkappe wurde für alle drei Messreihen mit $U_{\text{endcap}} = -100 \text{ V}$ beschaltet. Abbildung 4.13 zeigt die Flugzeiten für die Messreihen (i)-(iii) in Abhängigkeit der Pulsdauer Δt_{puls} , die angibt, wie lange beide Elektroden mit dem Rechteckpuls belegt werden. Messreihe (i) unterscheidet sich hierbei nicht von den Werten in Abschnitt 4.4, da die erreichte Energie von 100 eV nicht ausreicht, die Potentialdifferenz zu überwinden und in die Nachbeschleunigungselektrode zu gelangen. Für (ii) -100 V an beiden Elektroden sollte sich das in Abschnitt 4.4 bestimmte Plateau zeitlich verlängern. Dennoch ist eine Verschiebung zu einer längeren Flugzeit erkennbar, was darauf hindeutet, dass die Verwendung der beiden Hochspannungskanäle als Zulieferer der Spannung nicht das gleiche Potential besitzen, obwohl die Einstellungen gleich gewählt wurden. Dazwischen zeigen sich erneut die signifikanten Ausschläge der Rechteckpulse (Abbildung 4.11). Für (iii) -200 V an der Nachbeschleunigungselektrode wird das Ion beim Verlassen der Endkappe noch einmal beschleunigt. Der Detektor kann diese hohen Energien aber nicht mehr detektieren, sodass erst mit Verlassen der Nachbeschleunigungselektrode und des damit verbundenen Abbremsens die Ionen wieder im Graph bei Werten größer als $2.25 \mu\text{s}$ erscheinen. Da bei diesen Werten die Effizienz innerhalb der Messunsicherheit nicht gefallen ist, werden die Ionen beschleunigt und verlustfrei durch die Nachbeschleunigungselektrode geführt. Zusätzlich zu den

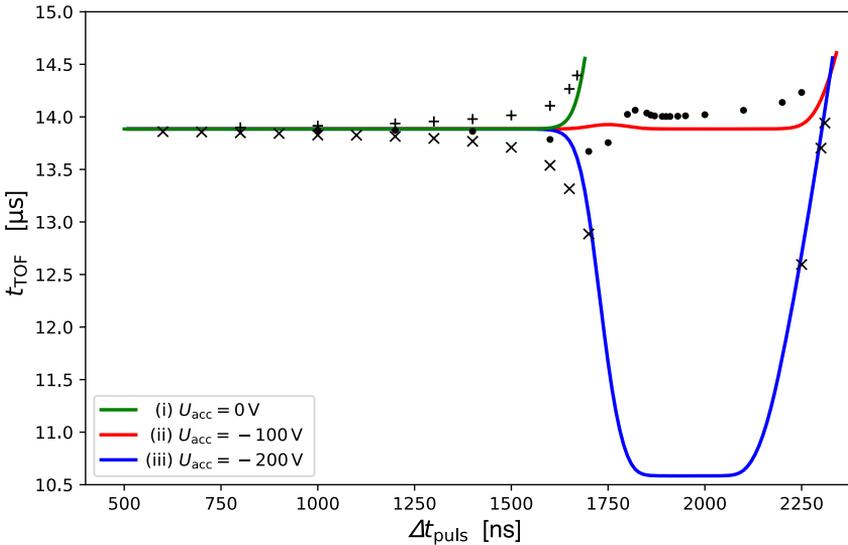


Abbildung 4.13.: Graphische Darstellung der Flugzeit t_{TOF} in Abhängigkeit der Pulslänge Δt_{puls} , während der an der Endkappe eine Spannung von $U_{\text{endcap}} = -100 \text{ V}$ und an der Nachbeschleunigungselektrode eine Spannung (i) $U_{\text{acc}} = 0 \text{ V}$, (ii) $U_{\text{acc}} = -100 \text{ V}$ und (iii) $U_{\text{acc}} = -200 \text{ V}$ anliegt. Markierungen stellen die gemessenen Werte dar, während durchgehende Linien numerisch bestimmte Flugzeiten unter Verwendung eines Spannungspulses mit einer linearen Anstiegszeit von $95(10) \text{ ns}$ sind. Es wird die Bewegung des Ions abgebildet. Abweichungen von Messwerten und numerisch bestimmten Flugzeiten ($\delta t = 2 \text{ ns}$) sind auf die Form des Rechteckpulses und Ungenauigkeiten der Elektrodenpotentiale zurückzuführen.

Messwerten sind in Abbildung 4.13 numerisch bestimmte Flugzeiten eingezeichnet. Es wurde ein Gitter mit Gitterkonstanten $g = (15 \mu\text{m}, 15 \mu\text{m}, 5 \mu\text{m})$ sowie Zeitschritte von $\delta t = 2 \text{ ns}$ verwendet. Abweichungen von den Messwerten sind auf die Form des Rechteckpulses und Ungenauigkeiten der Elektrodenpotentiale zurückzuführen.

4.6. Flugzeitverlauf in Abhängigkeit verschiedener Extraktionsspannungen

Mit den in vorherigen Abschnitten bestimmten Parametern und Messwerten lässt sich abschließend ein vollständiges Modell für den Flugzeitverlauf aufstellen. Die Zeit, die das Ion bis zum Detektor benötigt, setzt sich somit aus insgesamt drei Teilen zusammen: (i) Zuerst erfolgt für die Zeitdauer t_{acc} eine Beschleunigung durch ein elektrisches

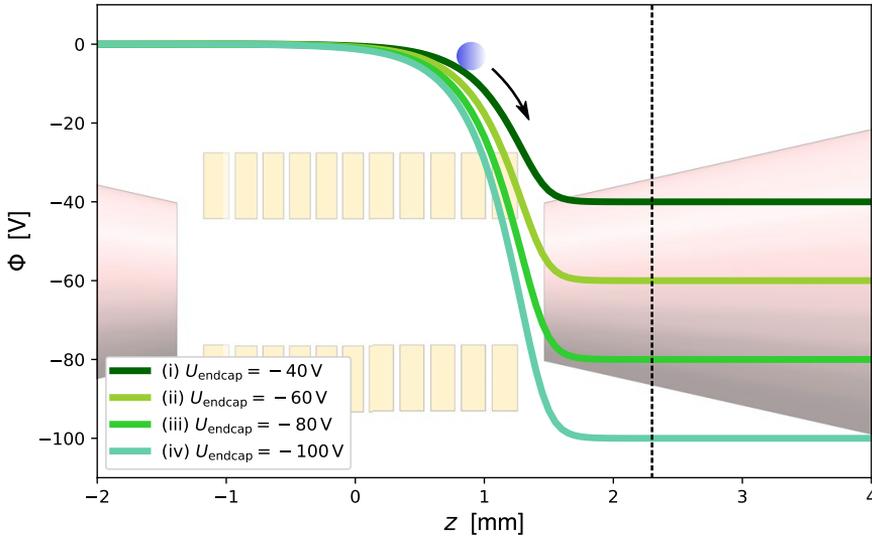


Abbildung 4.14.: Simuliertes Potential Φ innerhalb der Paulfalle entlang der axialen Achse z mit verschiedenen angelegten Extraktionsspannungen: (i) $U_{\text{endcap}} = -40$ V, (ii) $U_{\text{endcap}} = -60$ V, (iii) $U_{\text{endcap}} = -80$ V und (iv) $U_{\text{endcap}} = -100$ V. Aufgrund der komplexen geometrischen Fallenstruktur lässt sich kein exakter analytischer Ausdruck für den Potentialverlauf finden, sodass er mithilfe des Programms COMSOL simuliert wurde. Obwohl die Endkappe ab $z_{\text{endcap}} = 1.45$ mm anfängt, fällt die Potentialänderung erst ab $z = 2.3$ mm vollständig auf Null ab (gestrichelte Linie).

Feld, verursacht durch eine angelegte Spannung an der Endkappe, bis es sich soweit in dieser befindet, dass keine Potentialänderung mehr vorliegt. Die Geschwindigkeit des Ions bleibt ab diesem Punkt konstant. (ii) Es folgt eine freie Bewegung t_{free} bis zum Detektor, ohne Berücksichtigung von Bewegungskorrekturen durch die Reflexionselektroden. (iii) Der dritte Anteil ist die energieunabhängige Zeit t_{det} , während der das Ion den Einfluss der Felder im Inneren des Detektors wahrnimmt, sowie Elektronenvervielfachung und Signalwege.

- (i) Zur Bestimmung der Beschleunigungszeit wurde das Potential innerhalb des Fallenvolumens numerisch rekonstruiert (siehe Abschnitt 3.6). Das Potential hat dabei eine Gitterkonstante von $50 \mu\text{m}$. Die Werte dazwischen wurden linear interpoliert. In Abbildung 4.14 sind die Potentialverläufe für verschiedene Extraktionsspannungen entlang der axialen Richtung dargestellt. Es ist erkennbar, dass sich erst nach 2.3 mm aus dem Fallenzentrum heraus das Potential

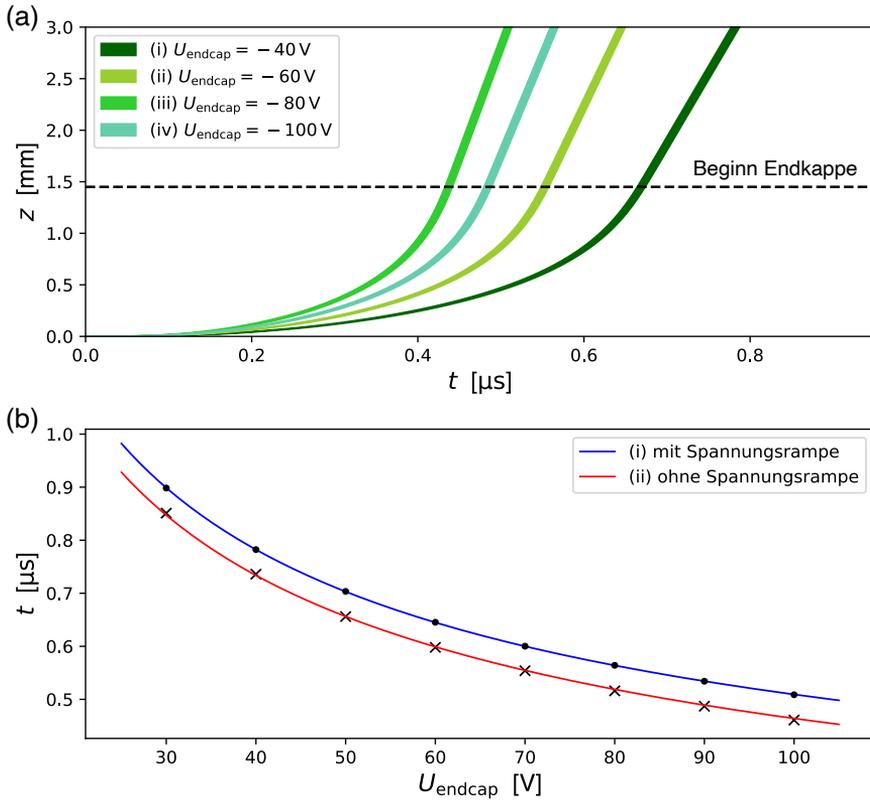


Abbildung 4.15.: (a) Numerisch mit Verlet-Algorithmus bestimmte axiale Bahnkurven $z(t)$ innerhalb der Falle für verschiedene Extraktionsspannungen U_{endcap} : (i) -40 V, (ii) -60 V, (iii) -80 V und (iv) -100 V die mit einer linearen Spannungsrampe mit Anstiegszeit von $95(10)$ ns geschaltet werden. (b) Daraus abgeleitete Flugzeiten in Abhängigkeit der Extraktionsspannung bis das Ion die Position $z_{\text{acc}} = 3$ mm erreicht hat, mit (i) einer linearen Spannungsrampe und (ii) ohne Spannungsrampe.

nicht mehr ändert, obwohl die Endkappe bereits 1.45 mm vom Zentrum entfernt beginnt. Der Durchmesser des Endkappenlochs beträgt $\varnothing 400 \mu\text{m}$, sodass das elektrische Feld in dieser Größenordnung auch bis ins Innere der Endkappe vordringt. Somit kann erst nach 0.85 mm innerhalb der Endkappe die Umgebung als feldfrei betrachtet werden. Zur Vereinfachung wird die Beschleunigungsstrecke mit $z_{\text{acc}} = 3$ mm angegeben. Die Potentialform ist aufgrund der geometrischen Komplexität der Paulfalle nicht trivial. Anstatt durch das Anfitzen einer Ver-

laufskurve und analytischen Lösens der Newtonschen Bewegungsgleichung wurde ein Verlet-Algorithmus verwendet, um den Trajektorienverlauf des Ions in Zeitschritten von $\delta t = 2$ ns zu ermitteln. Ebenso wurde die Zeit bestimmt, die das Ion benötigt, den axialen 3 mm-Punkt außerhalb des Zentrums in Abhängigkeit der Extraktionsspannung zu erreichen (Abbildung 4.15). Es wird angenommen, dass eine zeitabhängige Beschleunigung $t_{\text{acc}} \propto \sqrt{U_{\text{endcap}}^{-1}}$ gilt. Abbildung 4.15 (b, ii) zeigt, dass dieser Zusammenhang für instantan gefahrene Spannungspulse zutrifft. Für die Simulation wurde eine weitaus realistischere lineare Spannungsrampe von 95(10) ns gefahren, bis die maximale Negativspannung erreicht wurde. Dadurch benötigt das Ion bis ins Innere der Endkappe eine längere Zeit (siehe Abbildung 4.15 (b, i)) und die Fitfunktion muss zu

$$t_{\text{acc}} = \sqrt{\frac{1}{U_{\text{endcap}}}} \cdot f(U_{\text{endcap}}) \simeq \sqrt{\frac{1}{U_{\text{endcap}}}} \cdot (\alpha U_{\text{endcap}} + \beta) \quad (4.4)$$

modifiziert werden. Für die Fitparameter erhält man $\alpha = 0.00242(2) \text{ s}/\sqrt{\text{V}}$ und $\beta = 4.850(3) \text{ s}\sqrt{\text{V}}$ und spiegeln den Verlauf innerhalb des Spannungsintervalls $U_{\text{endcap}} \in [-100, -30] \text{ V}$ sehr gut wieder.

- (ii) Nachdem das Ion den Punkt $z_{\text{acc}} = 3$ mm erreicht hat, bewegt es sich mit konstanter Geschwindigkeit weiter, bis es den Detektor an der Stelle z_{det} erreicht. Die Zeit t_{free} folgt aus

$$\begin{aligned} m \frac{v_{\text{max}}^2}{2} &= eU_{\text{endcap}} \\ \rightarrow t_{\text{free}} &= \sqrt{\frac{m}{2eU_{\text{endcap}}}} (z_{\text{det}} - z_{\text{acc}}). \end{aligned} \quad (4.5)$$

- (iii) In der Nähe des Detektors wirkt das Feld der Elektroden, die radial angeordnet sind, auf das Ion. Dieses wird dadurch seitlich abgelenkt. Da für die angelegte Spannung $U_{\text{det}} \gg U_{\text{endcap}}$ gilt und zudem die Richtungsänderung senkrecht zur Bewegungsrichtung zeigt, wird für die Detektionszeit, inklusive der Elektronenvervielfachungen im Dynodensystem und des Signalwegs, eine konstante Zeit t_{det} unabhängig der Endkappenspannung angenommen. In der konstanten Zeitverschiebung ist mit berücksichtigt, dass der Spannungspuls zum auslösenden TTL-Signal ca. 200 ns versetzt gestartet wird.

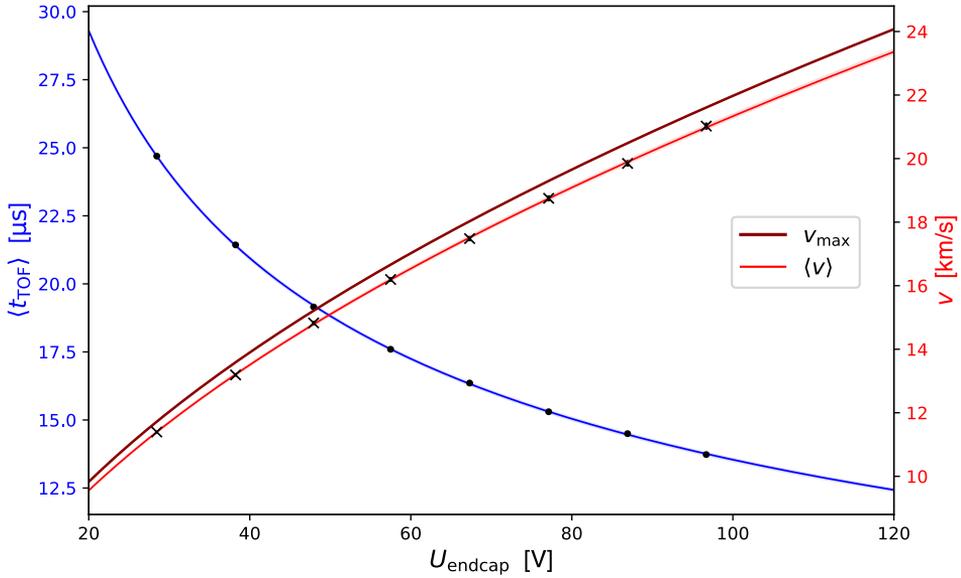


Abbildung 4.16.: Graphische Darstellung des Flugzeitmodells. Dargestellt sind mittlere Flugzeit $\langle t_{\text{TOF}} \rangle$ und mittlere Ionengeschwindigkeit $\langle v \rangle$ in Abhängigkeit von angelegter Extraktionsspannung U_{endcap} . Zusätzlich ist die nach Gleichung (4.5) maximale Ionengeschwindigkeit v_{max} mit eingezeichnet. Mit der Fitfunktion aus Gleichung (4.6) folgt für die Position des Detektors $z_{\text{det}} = 272(1)$ mm und ein technisch bedingter Zeitversatz von $t_{\text{det}} = 935(56)$ ns. Der im nächsten Abschnitt beschriebene dynamische Einfluss des Antriebsfeldes wurde in den Messdaten mit berücksichtigt.

Das Flugzeitmodell³ kann wie folgt dargestellt werden

$$\begin{aligned} \langle t_{\text{TOF}} \rangle &= t_{\text{acc}} + t_{\text{free}} + t_{\text{det}} \\ &= (\alpha \cdot U_{\text{endcap}} + \beta) \sqrt{\frac{1}{U_{\text{endcap}}}} + \sqrt{\frac{m}{2eU_{\text{endcap}}}} (z_{\text{det}} - z_{\text{acc}}) + t_{\text{det}}. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Im nächsten Abschnitt wird auf den zusätzlichen Einfluss des RF-Feldes auf die Flugzeit eingegangen. Abbildung 4.16 zeigt die gemessenen Flugzeiten für verschiedene Extraktionsspannungen, wobei berücksichtigt wurde, dass die Pulse nicht ihren vorgegebenen Nennwert erreichen (siehe Abbildung 4.11) und diese um ca. 2 V unterschreiten. Die Spannungen wurden hierbei direkt vor der Einspeisung in die Vakuumkammer gemessen. Aus der Fitkurve erhält man den Abstand, ab den das Ion mit der ange-

³ Der im nächsten Abschnitt beschriebene dynamische Einfluss des oszillierenden RF-Feldes auf die Flugdauer ist bereits in der Modellrechnung berücksichtigt.

legten Detektorspannung wechselwirkt. Er beträgt $z_{\text{det}} = 272(1)$ mm und ist in sehr guter Übereinstimmung mit den technischen Plänen des Versuchsaufbaus. Der zeitliche Versatz der Detektion kann auf $t_{\text{det}} = 935(56)$ ns bestimmt werden. Diese Zeit darf bei der Ermittlung der mittleren Geschwindigkeit des Ions nicht mit einfließen. Es folgt

$$\langle v \rangle = \frac{z_{\text{det}}}{\langle t_{\text{TOF}} \rangle - t_{\text{det}}} < v_{\text{max}}. \quad (4.7)$$

4.7. Einfluss des dynamischen Wechselfeldes der Paulfalle auf die Flugzeit

Bis jetzt wurde nicht berücksichtigt, dass das dynamische Wechselfeld, welches für den Einschluss des Ions sorgt, bei der Extraktion heruntergefahren werden muss. Der Abschaltvorgang muss schneller als t_{acc} erfolgen. Ansonsten wird abhängig von der Phase des Antriebfeldes in Bewegungsrichtung ein beschleunigender oder abbremsender Kick übertragen, da in der Nähe der Endkappe die Feldlinien parallel zum Normalenvektor der Elektrode verlaufen⁴. Das spiegelt sich in der Flugzeit wider, wie in den Messwerten von Abbildung 4.17 (i) dargestellt ist. Das Wechselfeld hat je nach Phase einen beschleunigenden oder abbremsenden Effekt auf das thermische Wellenpaket. Diese Kräfte sind insbesondere bei Extraktionsenergien $U_{\text{endcap}} < U_{\text{RF}}$ signifikant und können dazu führen, dass Ionen seitlich abgelenkt werden und bei bestimmten Phasen den Detektor gar nicht mehr treffen. Der Helixresonator ist ein Schwingkreis, der seine Energie exponentiell mit der Zeitkonstante τ entlädt, wobei der Abschaltvorgang länger dauert als die typische Flugzeit t_{acc} . Deshalb wird ein zusätzliches um π -phasenverschobenes Signal U_{inc} eingestrahlt, um den Abschaltvorgang zu beschleunigen (Vergleich Abschnitt 2.5). Der zeitlichen Verlauf des Abschaltens zum Zeitpunkt t_{off} lässt sich durch ($\tilde{t} = t - t_{\text{off}}$)

$$\begin{aligned} U(\tilde{t}) &= U_{\text{dec}}(\tilde{t}) + U_{\text{inc}}(\tilde{t}) \\ &= \frac{U_{\text{RF}}}{\sqrt{20}} e^{-\frac{\tilde{t}}{\tau}} \sin(\Omega_{\text{RF}} \tilde{t}) + U_{\text{RF}} \left(1 - e^{-\frac{\tilde{t}}{\tau}}\right) \sin(\Omega_{\text{RF}} \tilde{t} + \pi) \end{aligned} \quad (4.8)$$

⁴ Ebenso ist der Abschaltvorgang notwendig, um das Detektionssignal auslesen zu können, da das RF-Signal durch die parallel verlaufenden Kabel übertragen wird und den Spannungspuls des auftreffenden Ions überdeckt.

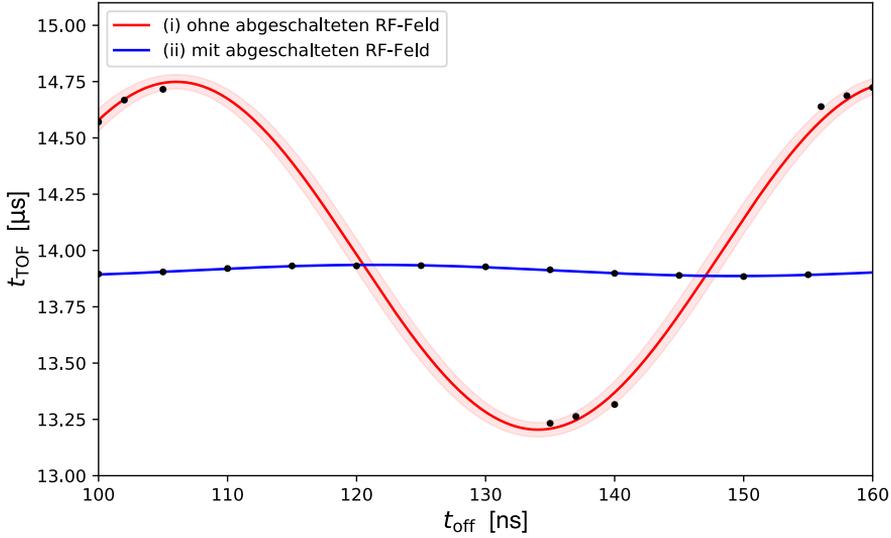


Abbildung 4.17.: Graphische Darstellung der Flugzeit t_{TOF} eines Ions zu verschiedenen Wartezeiten t_{off} nach dem auf feste Phase gesetzten Zeitpunkt t_{trig} . (i) Messung bei einer Extraktionsenergie von $U_{\text{endcap}} = -100$ V, ohne das RF-Feld abzuschalten. Das Ion erreicht die Endkappe zu unterschiedlichen Phasen φ_{RF} des RF-Feldes, wodurch seine Geschwindigkeit moduliert wird. Während die mittlere Flugzeit $\langle t_{\text{TOF}} \rangle = 13.96(3)$ μs beträgt, wird seine Flugzeit bis zu $t_{\text{push}} = 0.77(2)$ μs variiert. Für manche Phasen ist kein Signal detektiert worden, da zusätzlich das Wechselfeld einen stauchenden und streckenden Effekt auf das thermische Wellenpaket hat. (ii) Messung der Flugzeit mit einem RF-Feld, das zeitlich abgeschaltet wird. Es bleibt ein schwaches RF-Feld zurück, dass die Flugzeit noch um $t_{\text{push}} = 24.84(7)$ ns variiert.

ermitteln. Der Abschwächungsfaktor entsteht durch einen -13 dB-Abschwächer im Aufbau. Die Einhüllende ist dann

$$U_{\text{env}}(\tilde{t}) = U_{\text{RF}} \left(\frac{e^{-\frac{\tilde{t}}{\tau}}}{\sqrt{20}} - \left(1 - e^{-\frac{\tilde{t}}{\tau}} \right) \right). \quad (4.9)$$

Abbildung 4.18 zeigt den Verlauf für (i) einfaches und (ii) phasenverschobenes Abschalten. Nach $\tau \approx 2$ μs ist die Resonatorenenergie auf e^{-1} abgefallen, während durch das schnelle Abschalten der Helixresonator zwischen 300 ns und 400 ns entleert werden kann. Sind die Abschaltparameter ungenügend eingestellt, bleibt ein geringes RF-Feld zurück, dass sich nur langsam abbaut. Dieses wird vom Ion weiterhin als Variation der Flugzeit wahrgenommen (Abbildung 4.17 (ii)). Das schwache RF-Restfeld kann zur

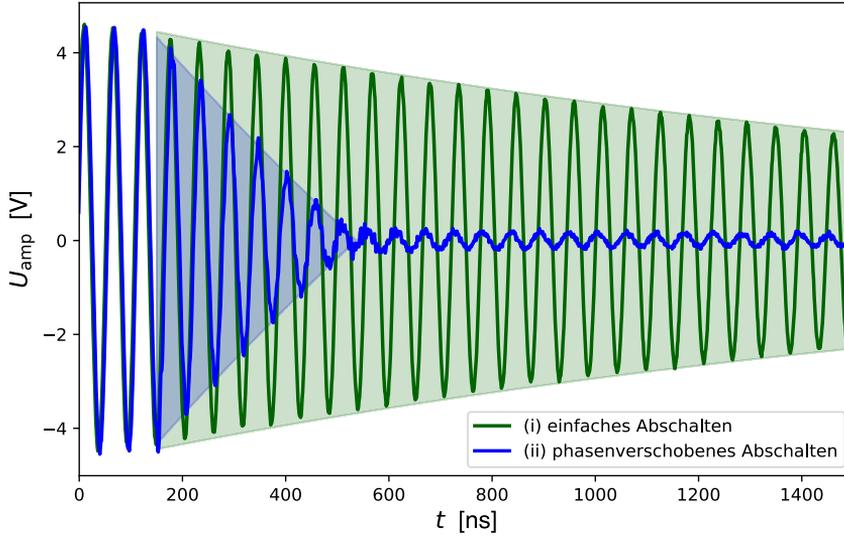


Abbildung 4.18.: Graphische Darstellung des Abschaltsignals, ausgelesen nach dem Helixresonator mit kapazitiven Teiler. (i) Abschalten ohne eingespeistes phasenverschobenes Signal. Es dauert rund $\tau \approx 2 \mu\text{s}$, bevor das Signal auf e^{-1} abgefallen ist. (ii) Abschalten mit eingespeistes phasenverschobenes Signal zwischen 300 ns und 400 ns. Das Signal fällt nicht komplett auf Null ab, sondern technisch bedingt bleibt ein schwaches oszillierendes Feld zurück, das sich auf die Flugzeit des Ions auswirkt.

Modulation des TOF-Signals verwendet werden. Zum einen kann das Signal zu jeder Phase φ_{RF} des RF-Feldes

$$\varphi_{\text{RF}} = \Omega_{\text{RF}} \cdot t_{\text{off}} + \varphi_t \quad (4.10)$$

detektiert werden⁵, wobei das Ion den Detektor zur Zeit

$$t_{\text{TOF}}(\varphi_{\text{RF}}) = \langle t_{\text{TOF}} \rangle + t_{\text{mod}} \sin(\varphi_{\text{RF}}) \quad (4.11)$$

erreicht. Zum anderen wird abhängig von der Phase die zeitliche Verbreiterung Δt mit Ω_{RF} variiert. Die relative Energieverbreiterung $\Delta E / \langle E \rangle$ ist somit

$$\frac{\Delta E}{\langle E \rangle} = 2 \cdot \frac{\Delta v}{\langle v \rangle} = 2 \cdot \frac{\Delta t(\varphi_{\text{RF}})}{t_{\text{TOF}}(\varphi_{\text{RF}}) - t_{\text{det}}}. \quad (4.12)$$

⁵ Mit einer nicht weiter betrachteten Anfangsphase φ_t .

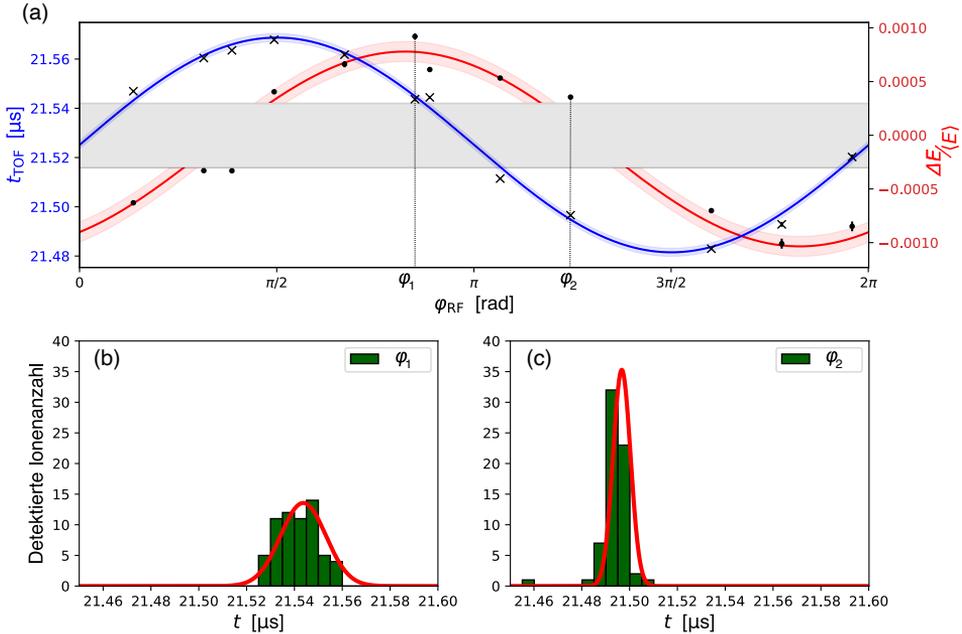


Abbildung 4.19.: (a): Graphische Darstellung der Flugzeit t_{TOF} und der axialen Energieverbreiterung $\Delta E/\langle E \rangle$ bei einer Extraktionsspannung von $U_{\text{endcap}} = -40$ V, gemessen in Abhängigkeit des Auslösezeitpunkts t_{off} und somit über eine komplette Phase φ_{RF} des oszillierenden RF-Feldes. Die Flugzeit als auch die axiale Energieverteilung werden mit der Antriebsfrequenz $\Omega_{\text{RF}}/2\pi$ moduliert. Der graue Bereich gibt das untere Limit des Fokus an, auf den der Ionenstrahl gestaucht werden kann. (b-c) Histogramme der TOF-Verteilung für die RF-Phasen φ_1 und φ_2 . Beide Messungen wurden mit je 100 Einzelextraktionen durchgeführt. Es ist sowohl die Verschiebung in der Flugzeit erkennbar, als auch die Veränderung der Breite der Ankunftszeitverteilung.

Abbildung 4.19 zeigt in Abhängigkeit der RF-Phase φ_{RF} die Flugzeit sowie die Energieverbreiterung bei einer Extraktionsspannung $U_{\text{endcap}} = -40$ V. Die mittlere Flugzeit beträgt $\langle t_{\text{TOF}} \rangle = 21.525(1)$ μs und hat eine Modulation von $t_{\text{mod}} = 44(2)$ ns. Der Ionenstrahl wird dagegen an den Phasen der maximalen und minimalen Flugzeit soweit in seiner Flugzeitverteilung fokussiert, dass die Energieverbreiterung auf $\Delta E/\langle E \rangle = 0.0003(1)$ gestaucht wird. Dieses Limit ist für Extraktionsspannungen zwischen -30 V und -100 V reproduzierbar. Negative Werte können dadurch erklärt werden, dass Ionen, die mit weniger Energie aus der Falle extrahiert werden, einen stärkeren Kick erhalten und den Detektor schneller erreichen als energiereichere Ionen. Beide Effekte, Fokussierung und Defokussierung der Flugzeitverteilung, als auch die

TOF-Verschiebung, werden im nächsten Kapitel als Messmethode eingesetzt. Dabei wird das Wellenpaket eines einzelnen gefangenen Ion durch kohärente und thermische Anregungen manipuliert. Anschließend wird dieses nach einer Flugstrecke von ca. 270 mm über das TOF-Spektrum analysiert.



5

Flugzeitmessungen von Ionenwellenpaketen

Dieses Kapitel stellt die deterministische Extraktion von Materiewellen in thermischen und kohärenten Zuständen dar. Mittels statistischer Flugzeitmessungen können die Eigenschaften der Materiewellen, wie Temperatur und Amplitude der kohärenten Anregung, zum Zeitpunkt der Extraktion bestimmt werden, wobei eine Vergrößerung des Wellenpakets, analog einer optischen Linse, über ein oszillierendes RF-Feld erreicht wird. Es wird eine neue Messmethode präsentiert, die es ermöglicht, Heizraten und kohärent angeregte Wellenpakete durch das Flugzeitspektrum auszuwerten.

5.1. Heizratenmessungen durch Flugzeitspektroskopie

Verhalten der Ankunftszeitverteilung durch Simulation

Wie in Abschnitt 4.7 beschrieben, hat die Phase φ_{RF} des dynamischen Wechselfeldes der Paulfalle einen Einfluss auf die Flugzeit $t_{\text{TOF}}(\varphi_{\text{RF}})$ einzelner Ionen und ihrer Streuung $\Delta t(\varphi_{\text{RF}})$. Auf dieser Grundlage kann die temperaturabhängige Geschwindigkeitsverteilung von einzelnen gekühlten Ionen bei der Extraktion vergrößert abgebildet werden. Zunächst wurde die zu erwartende Ankunftszeitverteilung durch numerische Simulationen (Vergleich Abschnitt 3.6) berechnet. Die Flugzeit der Ionen wird dabei durch die RF-Phase zum Zeitpunkt der Extraktion beeinflusst. Abbildung 5.1 (a) zeigt die Ankunftszeitverteilung als Energieverbreiterung in Abhängigkeit der Ionentemperatur T für zwei verschiedene Extraktionsphasen. (i) Phase $\varphi_{\text{RF}} = 0$ entspricht nach Gleichung (4.11) der Flugzeit $t_{\text{TOF}}(0) = \langle t_{\text{TOF}} \rangle$, bei der die Verteilung linear gestreckt wird. (ii) Zur Phase $\varphi_{\text{RF}} = 3\pi/2$ erhält das Ion den größtmöglichen Impulstoß in Flugrichtung und resultiert in einem TOF-Minimum $t_{\text{TOF}}(3\pi/2) = \langle t_{\text{TOF}} \rangle - t_{\text{mod}}$. Beide Phasen wurden durch ein schwaches RF-Feld generiert, das während der Ionenbewegung durch die Falle eingeschaltet bleibt (siehe Abbildung 4.18).

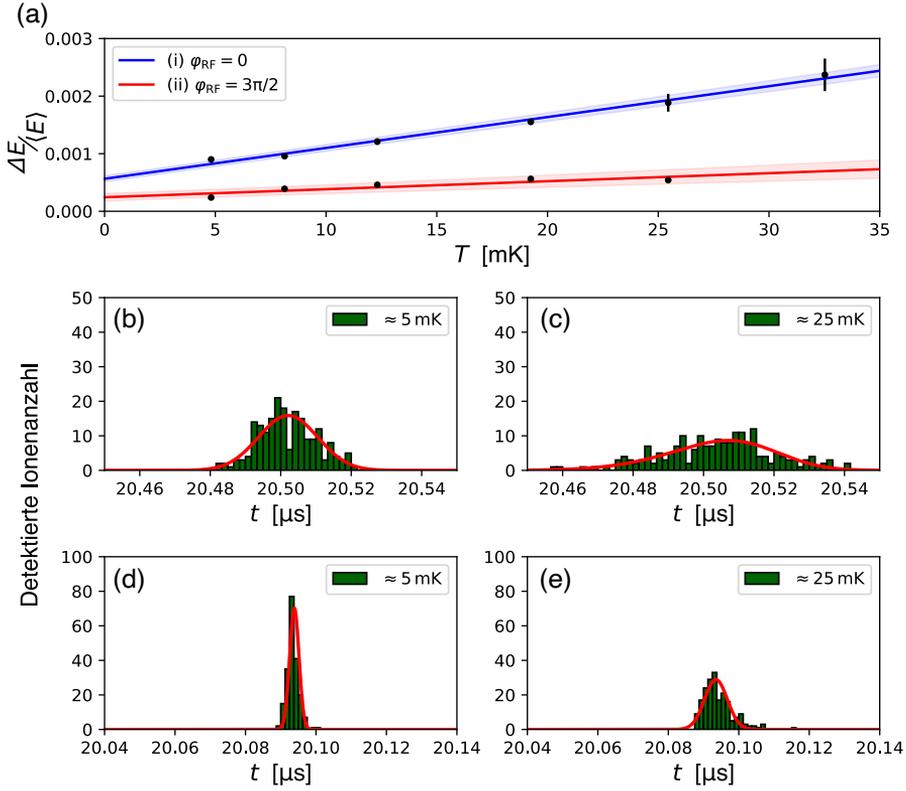


Abbildung 5.1.: (a) Numerisch bestimmte relative Energieverbreiterung $\Delta E / \langle E \rangle$ in Abhängigkeit der Temperatur T des Ions für die Flugzeiten (i) $t_{\text{TOF}}(0) = \langle t_{\text{TOF}} \rangle$ und (ii) $t_{\text{TOF}}^{(3\pi/2)} = \langle t_{\text{TOF}} \rangle - t_{\text{mod}}$. (b), (c) Für $\varphi_{\text{RF}} = 0$ werden die Ankunftszeitverteilungen linear gestreckt, während (d) und (e) die Ankunftszeitverteilungen mit $\varphi_{\text{RF}} = 3\pi/2$ kaum eine Veränderung erfahren.

Der Iontemperatur ist nach Gleichung (3.29) zum Zeitpunkt der Extraktion eine Geschwindigkeitsverteilung zugeordnet, welche als Gaußverteilung in die Simulation eingeht. Radiale Komponenten wurden bei der Simulation nicht berücksichtigt. Für jeden Simulationspunkt wurden 200 einzeln extrahierte Ionen verwendet. Es ist zu erkennen, dass die Flugzeitverteilung für die Phase $\varphi_{\text{RF}} = 0$ gestreckt wird (Abbildung 5.1 (b) und (c)), während mit zunehmender Temperatur für $\varphi_{\text{RF}} = 3\pi/2$ kaum eine Veränderung auftritt (Abbildung 5.1 (d) und (e)). Für eine konstante RF-Phase zur Extraktion wird ein linearer Zusammenhang zwischen Energieverbreiterung $\Delta E / \langle E \rangle$ und Iontemperatur T angenommen.

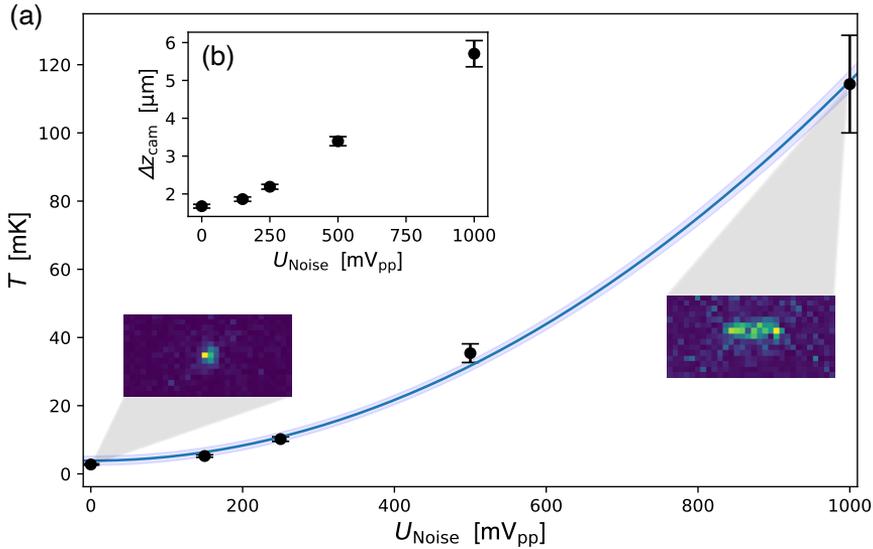


Abbildung 5.2.: (a) Graphische Darstellung der Temperatur T des Ions in Abhängigkeit des eingestrahlten Rauschens U_{Noise} . Die Kalibrierungsfunktion $T = T_0 + \alpha \cdot U_{\text{Noise}}^2$ liefert die Parameter $T_0 = 3.9(1.3)$ mK und $\alpha = 0.000111(3)$ mK/mV². Die Temperatur wurde über das Ionenabbild auf dem Kamerasensor (b) bestimmt.

Elektrische Anregung der Vibrationsmoden zur Temperaturerhöhung des Ions

Die Heizrate $\langle \dot{n} \rangle$ eines einzelnen Ions innerhalb der Paulfalle soll durch die Verteilungskurven der Flugzeitverteilung bestimmt werden. Um die Temperatur der extrahierten Ionen zu bestimmen, muss zuvor eine Kalibrierung durchgeführt werden. Dazu werden Ionen in ein Gleichgewicht von Laserkühlung und inkohärenter elektrischer Anregung gebracht [Ros15, Ros16b], indem ein elektrisches Rauschen als Spannung U_{Noise} an die Endkappe angelegt wird, die nicht zur Extraktion eingesetzt wird. Die mittlere Phononenanzahl $\langle n \rangle$ folgt dabei, wie in Gleichung (3.24) beschrieben, einer thermischen Verteilung. Anhand der Größe des Ionenabbilds auf der Kamera kann die Temperatur abgeleitet und in Abhängigkeit des weißen Rauschens dargestellt werden. Abbildung 5.2 (b) zeigt die über 20 Kamerabilder gemittelte Ionengröße Δz_{cam} , aufgetragen gegen das elektrische Rauschen U_{Noise} . Durchgeführt wurde die Messung bei einer axialen Fallenfrequenz von $\omega_z = 2\pi \cdot 149(1)$ kHz. Mithilfe der in Abschnitt 4.1 bestimmten Punktspreizfunktion von $\Delta z_{\text{PSF}} = 1.44(2)$ μm und Gleichung (4.1)

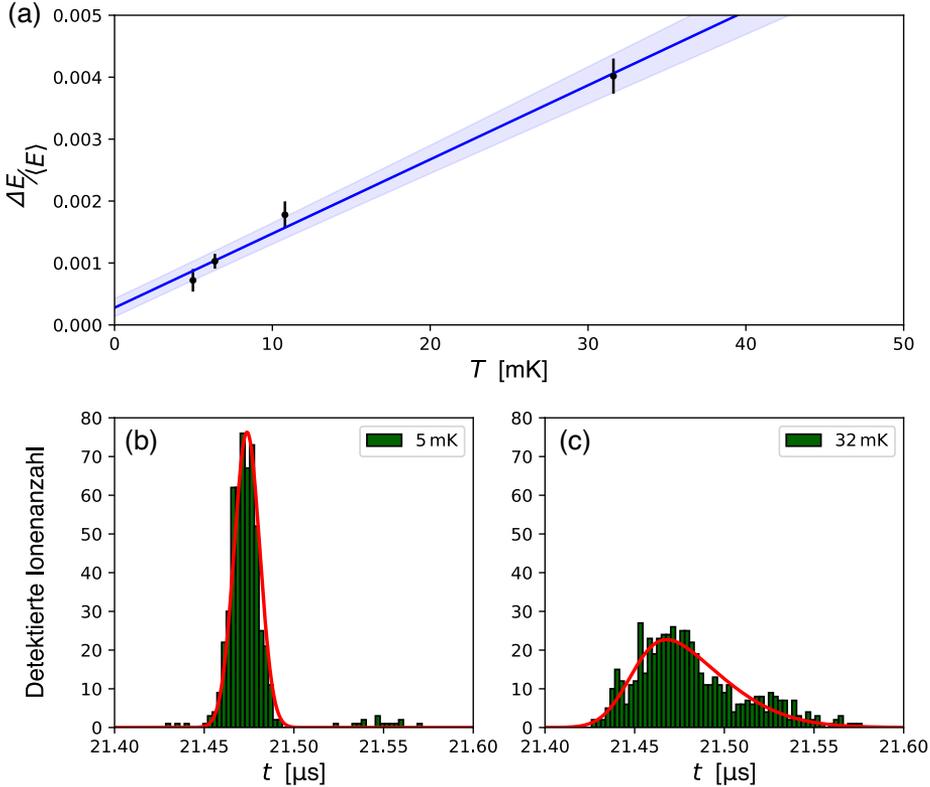


Abbildung 5.3.: (a) Graphische Darstellung der relativen Energieverbreiterung $\Delta E / \langle E \rangle$ der Flugzeitverteilung in Abhängigkeit der Temperatur T mit linearer Fitfunktion. Die bestimmte Parameter sind $a = 0.000120(9) \text{ } 1/\text{mK}$ sowie $b = 0.00022(15)$. (b) Ankunftszeitverteilung für $T = 5$ mK und (c) $T = 25$ mK. Die Asymmetrie der Flugzeitverteilung basiert auf dem Einfluss des dynamischen Wechselfeldes.

lässt sich eine Kalibrierungskurve aufnehmen. Dafür wurde die Iontemperatur T mittels $T = T_0 + \alpha \cdot U_{\text{Noise}}^2$ in Abhängigkeit des Rauschens angepasst (siehe Abbildung 5.2 (a)). Das untere Temperaturlimit konnte auf $T_0 = 3.9(1.3)$ mK bestimmt werden, sowie der Anstiegsparameter auf $\alpha = 0.000111(3) \text{ mK/mV}^2$. Das in Gleichung (3.16) hergeleitete Dopplerlimit wurde nicht erreicht. Das homogene magnetische Feld führt zu Zeemanunterzuständen der Niveaustuktur von $^{40}\text{Ca}^+$, welche in der theoretischen Betrachtung nicht mit berücksichtigt wurden. Des Weiteren kann eine unzureichende axiale Kompensation der exzessiven Mikrobewegung das Kühllimit anheben.

Flugzeitmessungen nach elektrischer Anregung

Die im vorherigen Abschnitt bestimmte Temperaturkurve wird verwendet, um der Verbreiterung des Flugzeitspektrums eine Temperatur zuzuordnen. Nach dem Aufheizen des Ions für $50 \mu\text{s}$ mit weißem Rauschen in einen Zustand mit mittlerer Besetzungszahl $\langle n \rangle$, wird dieses bei $U_{\text{endcap}} = -40 \text{ V}$ aus der Falle extrahiert. Das Flugzeitspektrum wird anschließend mit einer statistisch signifikanten Anzahl von Wiederholungen aufgenommen. Aufgrund des Einflusses des dynamischen Wechselfeldes (siehe Abschnitt 4.7) wird das Flugzeitspektrum mit zunehmender Iontemperatur asymmetrisch. Die Fitfunktion der ursprünglichen Gaußfunktion muss deshalb auf die Form

$$N_{\text{det}} = N_0 \exp\left(-\frac{(t - t_{\text{TOF}})^2}{2\Delta t^2}\right) \cdot [1 - \text{erf}(\alpha(t - t_{\text{TOF}}))], \quad (5.1)$$

modifiziert werden. Die Fehlerfunktion $\text{erf}(\alpha(t - t_{\text{TOF}}))$ ist hierbei als

$$\text{erf}(\tau) \propto \int_0^\tau e^{-z^2} dz \quad (5.2)$$

definiert, mit α als Maß für die Schiefe der Gaußfunktion um den Erwartungswert t_{TOF} der mittleren Flugzeit. In Abbildung 5.3 (b) und (c) sind beispielhaft zwei Ankunftszeitverteilungen mit zunehmenden asymmetrischen Verhalten dargestellt. Die gemessene relative Energieverbreiterung $\Delta E/\langle E \rangle$ in Abhängigkeit der Iontemperatur T wird in Abbildung 5.3 (a) gezeigt. Zwischen beiden Größen wird ein linearer Zusammenhang basierend auf den zuvor durchgeführten Simulationen mit

$$\frac{\Delta E}{\langle E \rangle} = a \cdot T + b \quad (5.3)$$

modelliert. Die Fitparameter wurden auf $a = 0.000120(9) \text{ 1/mK}$ und $b = 0.00022(15)$ bestimmt. Die Messwerte der Temperatur T werden im nächsten Abschnitt mit einer Heizzeit t_{H} verglichen, woraus die Heizrate $\langle \dot{n} \rangle$ abgeleitet wird.

Flugzeitmessung nach Variation der Wartezeit

Im Gegensatz zu den vorangegangenen Messungen wird nun kein externes Rauschen verwendet, um das Ionenwellenpaket aufzuheizen. Allerdings haben Elektroden und Spannungsversorgungen ein Rauschen, welches teilweise durch die Filter transmittiert wird und dadurch das Ion anregt. Um die zeitliche Anstiegsrate der mittlere Phononenzahl $\langle \dot{n} \rangle$ und damit verbundene Temperaturänderung zu bestimmen, wird das

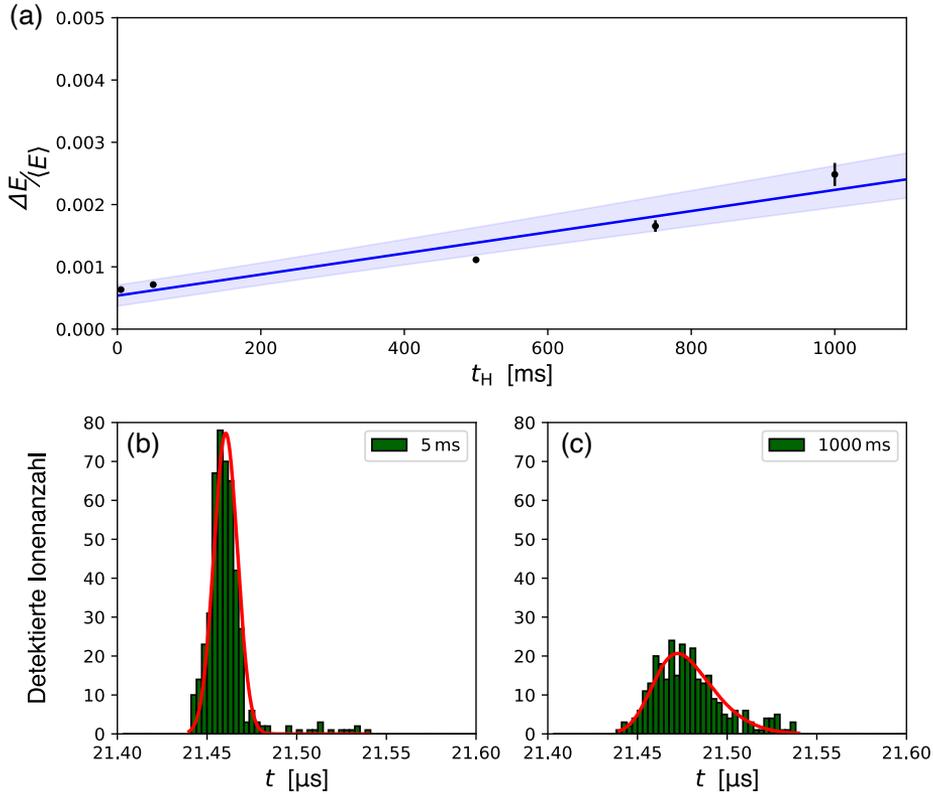


Abbildung 5.4.: (a) Graphische Darstellung der relativen Energieverbreiterung $\frac{\Delta E}{\langle E \rangle}$ der Flugzeitverteilung in Abhängigkeit der Heizdauer t_H mit linearer Fitfunktion. Die bestimmte Parameter sind $c = 1.7(3) \cdot 10^{-6} 1/\text{ms}$ und $d = 0.00054(17)$. (b) Ankunftszeitverteilung für $t_H = 5$ ms und (c) $t_H = 1000$ ms. Die Asymmetrie der Flugzeitverteilung basiert auf dem Einfluss des dynamischen Wechselfeldes.

Ion nach einer variablen Heizzeit t_H extrahiert, währenddessen das Ion nicht durch Laserlicht gekühlt wird. Dafür werden für diese Dauer die Kühllaser ausgeschaltet. Abbildung 5.4 (a) zeigt die Energieverbreiterung in Abhängigkeit dieser Heizzeit. Ebenso wie bei gezielten Aufheizen in Abschnitt 5.1 wird ein linearer Zusammenhang

$$\frac{\Delta E}{\langle E \rangle} = c \cdot t_H + d \quad (5.4)$$

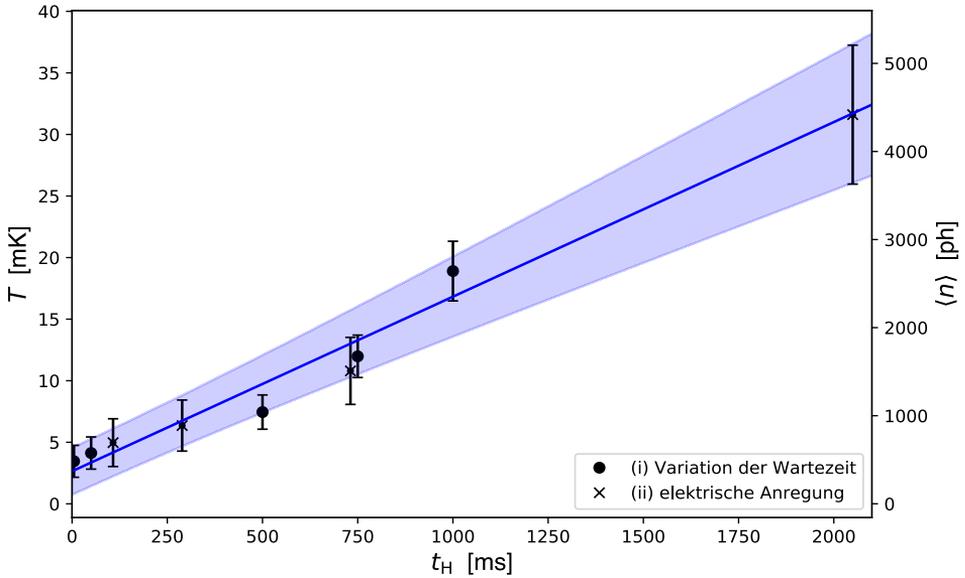


Abbildung 5.5.: Graphische Darstellung der Temperatur T und mittleren Phononenanzahl $\langle n \rangle$ in Abhängigkeit der Heizdauer t_H . (i) Messwerte aus Abbildung 5.4 sind mit \bullet eingezeichnet, (ii) Messwerte aus Abbildung 5.3 mit \times . Aus dem Anstieg folgt die Heizrate mit $\langle \dot{n} \rangle = 2(1) \text{ ph/ms}$.

modelliert. Die zugehörigen Fitparameter sind für den Anstieg $c = 1.7(3) \cdot 10^{-6} \text{1/ms}$ und für den Schnittpunkt $d = 0.00054(17)$. Die Flugzeitverteilung zeigt für lange Wartezeiten aufgrund des periodischen Wechselfeldes (Abbildung 5.4 (b) und (c)) ebenfalls ein asymmetrisches Verhalten. Der direkte Vergleich beider Kurven gibt den Zusammenhang zwischen der Heizdauer t_H und der Iontemperatur T , sowie seiner mittleren Phononenanzahl $\langle n \rangle$, wieder. Dies ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Abschließend folgt für die mittlere Phononenheizrate $\langle \dot{n} \rangle$

$$\langle \dot{n} \rangle = \frac{d}{dT} \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} \cdot \frac{dT}{dt} = 2(1) \frac{\text{ph}}{\text{ms}}. \quad (5.5)$$

Das Ergebnis wird im nächsten Abschnitt näher diskutiert.

Diskussion zur Heizrate

Wie in Gleichung (3.26) beschrieben, ist die Heizrate abhängig vom elektrischen Rauschen $S_E(\omega_z)$, welches auf das Ion wirkt. Für eine zweite Messung wurden gezielt die

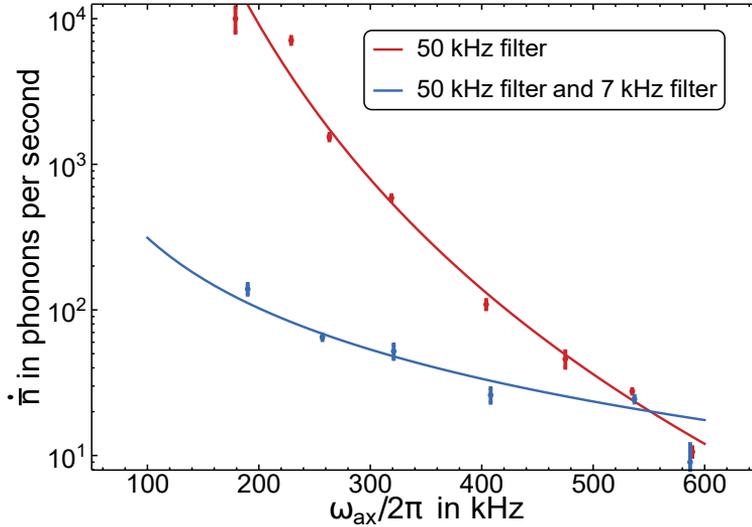


Abbildung 5.6.: Heizratenmessung in Abhängigkeit der axialen Fallenfrequenz $\omega_z/2\pi$ für verschiedene Filterkombinationen. Bild entnommen aus [Wol19].

Filter vor der elektrischen Vakuumdurchführung entfernt. Die Tiefpassfilter mit Grenzfrequenzen 50 kHz und 7 kHz sind hauptverantwortlich, dass das elektrische Rauschen auf den Segmenten der Ionenfalle unterdrückt wird. Dieses wird durch verschiedene Quellen verursacht: Johnson-Nyquist-Rauschen, elektromagnetisches Aufsammeln, Patch-Potentialen und generelles Rauschen auf DAC-Karten [Bro15]. Die Heizrate konnte ohne Filter zu $2300(700) \text{ ph/ms}$ bestimmt werden. Wie erwartet zeigt sich ein deutlicher Anstieg der mittleren Phononenanzahl auf kurzen Zeitskalen. Während mit unterdrücktem Rauschen Flugzeitspektren mit Wartezeiten bis 1 s aufgenommen und qualitativ ausgewertet werden konnten, ist dies für Messungen ohne Filter schon ab Wartezeiten von mehr als 15 ms nicht mehr möglich. Die Verbreiterungen im Flugzeitspektrum können so direkt auf die Größe des Ionenwellenpakets innerhalb der Falle zurückgeführt werden.

Ebenso ist der Abstand zwischen Oberflächen und Ion maßgeblich für den Effekt des Rauschens auf das Ion. Aus diesem Grund wird die vorgestellte Heizratenmessung mit einer spektroskopischen Messung verglichen, welche von S. Wolf in einer baugleichen Falle durchgeführt wurde [Wol19]. Durch Messung der Populationsdynamik durch kohärente Anregung des Quadrupolübergangs von $^{40}\text{Ca}^+$ konnten für verschiedene axiale Fallenfrequenzen die Heizraten bestimmt werden. Diese sind in Abbildung 5.6 dargestellt. Die Messung mit Filter (blaue Linie) ergibt für $\omega_z/2\pi \simeq 150 \text{ kHz}$ eine Heizrate

von ca. 0.2 ph/ms und liegt damit nur eine Größenordnung unterhalb des durch Flugzeitmessung bestimmten Werts. Auch hier lässt sich ein deutlicher Anstieg der Heizrate beim Entfernen eines Filters erkennen (rote Linie).

Abschließend lassen sich die durch Flugzeitmessung bestimmten Heizraten als obere Grenze interpretieren, da zusätzliche Rauschquellen während der Flugzeit die Ankunftszeitverteilung weiter verbreitern können. Eine Verifizierung mit einer anderen Messmethode innerhalb des selben Aufbaus steht noch aus. Ob der Unterschied der Heizraten zur baugleichen Falle auf zusätzliche Rauschquellen zurückzuführen ist oder ob sich in der Messmethode Ungenauigkeiten ergeben, konnte bis zur Abgabe der Dissertation nicht ausreichend untersucht werden. Insgesamt verspricht die Messmethode der Flugzeitmessung ein hohes Potential, da sie ohne spektroskopische Messungen der inneren Zustände des Ions auskommt und so nicht auf zusätzliche frequenzstabilisierte Laserfelder angewiesen ist und hohe Phononenanzahlen auflösen kann.

5.2. Abbildung eines Wellenpakets mit kohärenter Anregung

Eine kohärente Anregung des Ions kann als eine harmonische Schwingung um seine Gleichgewichtslage beschrieben werden. Diese verursacht eine Modulation der Zeit mit der Frequenz $\omega_z/2\pi$, die das extrahierte Ion benötigt, sich durch die Falle zu bewegen. Nach Gleichung (4.10) führt dies ebenso zur Modulation der RF-Phase, bei welcher das Ion extrahiert wird. Das kann durch

$$\tilde{\varphi}_{\text{RF}} = \varphi_{\text{mod}} \sin(\omega_z t) \quad (5.6)$$

dargestellt werden. Es gilt somit für die Flugzeit

$$\begin{aligned} t_{\text{TOF}}(\varphi_{\text{RF}}) &= \langle t_{\text{TOF}} \rangle + t_{\text{mod}} \sin(\tilde{\varphi}_{\text{RF}} + \varphi_{\text{RF}}) \\ &= \langle t_{\text{TOF}} \rangle + t_{\text{mod}} [\sin(\tilde{\varphi}_{\text{RF}}) \cos(\varphi_{\text{RF}}) + \cos(\tilde{\varphi}_{\text{RF}}) \sin(\varphi_{\text{RF}})]. \end{aligned} \quad (5.7)$$

Für $\varphi_{\text{RF}} \simeq 0$ führt dies zu einer Verstärkung der Flugzeitabbildung des kohärenten Zustands. Dabei wird angenommen, dass die kohärente Anregung gegenüber der Phasenänderung klein ist, $\sin(\tilde{\varphi}_{\text{RF}}) \approx \tilde{\varphi}_{\text{RF}}$ und somit

$$t_{\text{TOF}}(0) \simeq \langle t_{\text{TOF}} \rangle + t_{\text{mod}} \varphi_{\text{mod}} \sin(\omega_z t) \quad (5.8)$$

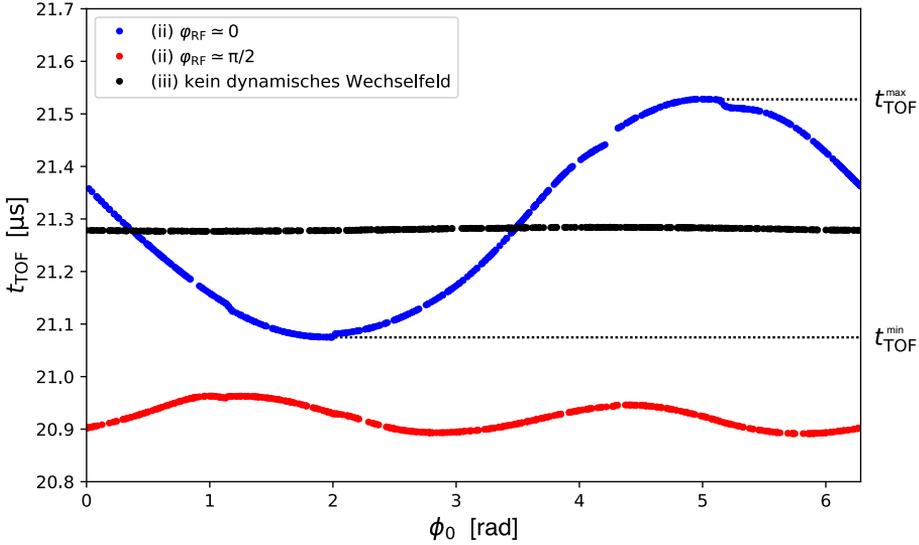


Abbildung 5.7.: Numerisch bestimmte Flugzeit t_{TOF} in Abhängigkeit der Modulationsphase ϕ_0 für (i) $\varphi_{\text{RF}} \simeq 0$, (ii) $\varphi_{\text{RF}} \simeq -\pi/2$ und (iii) ohne dynamisches RF-Wechselfeld. (i) und (ii) folgen dabei den in Gleichungen (5.8) und (5.9) dargestellten Verlauf. Als Anregungsamplitude wurde $\langle z_0 \rangle = 5.5 \mu\text{m}$ gewählt, die ohne dynamisches Wechselfeld zu einer Flugzeitverschiebung von ca. 5 ns führt.

gilt. Die Verstärkung beträgt hierbei t_{mod} . An den Extrema $\varphi_{\text{RF}} = \pm\pi/2$ der RF-Modulation mit $\cos(\tilde{\varphi}_{\text{RF}}) \approx 1 - \tilde{\varphi}_{\text{RF}}^2/2$ vereinfacht sich Gleichung (5.7) zu

$$t_{\text{TOF}}(\pm\pi/2) \simeq \langle t_{\text{TOF}} \rangle \pm t_{\text{mod}} \left[1 - \frac{(\varphi_{\text{mod}} \sin(\omega_z t))^2}{2} \right]. \quad (5.9)$$

Abbildung 5.7 zeigt Simulationen der Flugzeit t_{TOF} für die Phasen (i) $\varphi_{\text{RF}} \simeq 0$, (ii) $\varphi_{\text{RF}} \simeq -\pi/2$, sowie (iii) ohne dynamisches RF-Wechselfeld. Letzteres verdeutlicht, dass die kohärente Anregung in der Flugzeitverteilung nur sehr schwach erkennbar ist. Obwohl eine kohärente Anregung von $\langle z_0 \rangle = 5.5 \mu\text{m}$ verwendet wird, führt das lediglich zu einer zeitlichen Verschiebung von ca. 5 ns. Für eine axiale Fallenfrequenz von $\omega_z = 2\pi \cdot 178 \text{ kHz}$ entspricht das bereits einer mittleren Phononenanzahl von mehr als $\langle n \rangle = 70000$ ph und kann somit als rein klassisches Problem betrachtet werden. Die Flugzeiten wurden numerisch für 500 Ionen bestimmt, die mit $U_{\text{endcap}} = -40 \text{ V}$ aus der Fallenmitte extrahiert wurden. Die Phase der kohärenten Anregung $\omega_z t$ wurde statistisch zwischen $[0, 2\pi]$ gleichverteilt und für jede einzelne Extraktion neu ausge-

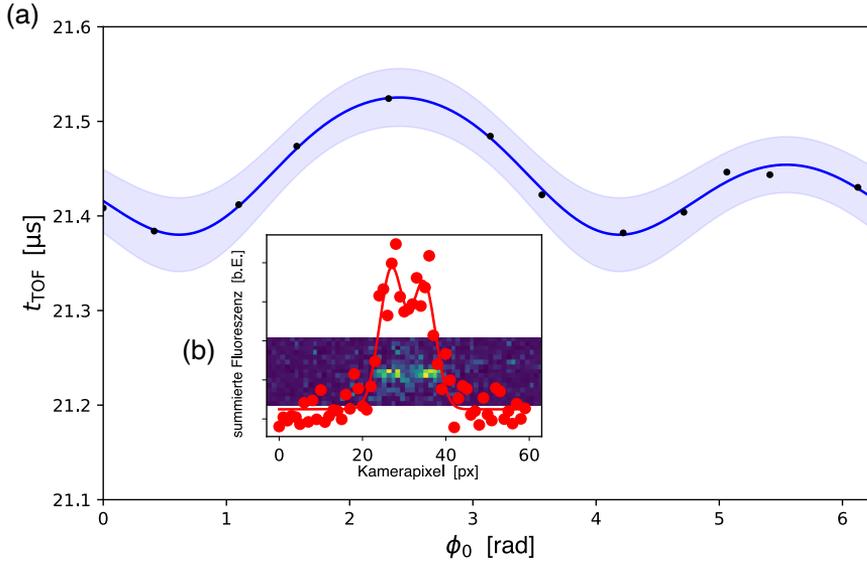


Abbildung 5.8.: (a) Graphische Darstellung der Flugzeit t_{TOF} in Abhängigkeit der Modulationsphase ϕ_0 für die RF-Phase $\varphi_{\text{RF}} = 1.92(8)$ rad. Zwei Maxima innerhalb des Intervalls $[0, 2\pi]$ lassen auf eine Modulation des dynamischen RF-Feldes schließen. (b) Ionen wurden vor der Extraktion kohärent mit einer Amplitude von $\langle z_0 \rangle = 5(1)$ μm angeregt.

wählt. Die Flugzeiten geben die Gleichungen (5.8) und (5.9) wieder.

Um erste Messungen mit kohärenten Anregungen durchzuführen, wurde ein oszillierendes Wechselfeld $U_{\text{tickle}} \sin(\omega_z t + \phi_0)$ an der Endkappe angelegt und das Ion in seiner Bewegung angeregt. Die Amplitude der harmonischen Schwingung in axialer Richtung mit der Frequenz $\omega_z = 2\pi \cdot 178(1)$ kHz wurde zuvor über 20 gemittelte EMCCD-Kamerabilder ausgewertet (siehe Abbildung 5.8 (b)) und auf $\langle z_0 \rangle = 5(1)$ μm bestimmt. Nach einer Anregung von $t_{\text{exc}} = 9 \cdot 2\pi/\omega_z$ wird das Ion mit $U_{\text{endcap}} = -40$ V bei konstanter RF-Phase φ_{RF} aus der Falle extrahiert. Abbildung 5.8 (a) zeigt die Flugzeit t_{TOF} in Abhängigkeit der angelegten Anfangsphase ϕ_0 der erzwungenen Schwingung. Es sind deutlich zwei lokale Maxima im Intervall $\phi_0 \in [0, 2\pi]$ erkennbar, die durch die Modulation des RF-Feld begründet sind. Die Anpassung der Gleichung (5.7) an die Messwerte liefern eine mittlere Flugzeit $\langle t_{\text{TOF}} \rangle = 21.48(3)$ μs und $t_{\text{mod}} = 0.10(3)$ μs . Die RF-Phase, bei der das Ion extrahiert wird, ist $\varphi_{\text{RF}} = 1.92(8)$ rad, sowie eine Modulation $\varphi_{\text{mod}} = 0.8(3)$ rad, als Maß für die Amplitude der angeregten Schwingung. Für eine zweite Messreihe wurde jedes einzelne Ion ausschließlich zur RF-Phase

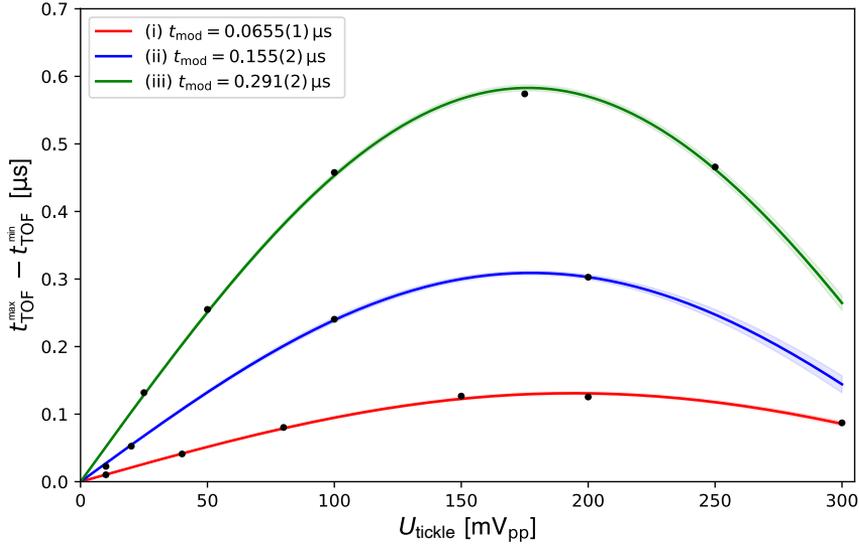


Abbildung 5.9.: Graphische Darstellung der Flugzeitverschiebung $t_{\text{TOF}}^{\text{min/max}}$ in Abhängigkeit der kohärenten Anregungsspannung U_{tickle} . Es wurden verschiedene Vergrößerungen gewählt, (i) $t_{\text{mod}} = 0.0655(1) \mu\text{s}$, (ii) $t_{\text{mod}} = 0.155(2) \mu\text{s}$ und (iii) $t_{\text{mod}} = 0.291(2) \mu\text{s}$. Alle drei Kurven zeigen den gleichen Verlauf mit $\varphi_{\text{mod}} = 0.0085(5) \text{ rad/mV}_{\text{pp}} \cdot U_{\text{tickle}}$.

$\varphi_{\text{RF}} = 0$ extrahiert, um eine lineare Verstärkung der kohärenten Anregung zu erhalten. Es wird die Differenz zwischen maximaler und minimaler Flugzeit $t_{\text{TOF}}^{\text{min/max}}$ in Abhängigkeit der Phasenmodulationsamplitude φ_{mod} verglichen. Speziell hierfür gilt nach Gleichung (5.7)

$$\begin{aligned}
 t_{\text{TOF}}^{\text{max}} &= \langle t_{\text{TOF}} \rangle + t_{\text{mod}} \sin(\varphi_{\text{mod}}) \\
 t_{\text{TOF}}^{\text{min}} &= \langle t_{\text{TOF}} \rangle + t_{\text{mod}} \sin(-\varphi_{\text{mod}}) \\
 t_{\text{TOF}}^{\text{max}} - t_{\text{TOF}}^{\text{min}} &= 2 \cdot t_{\text{mod}} \sin(\varphi_{\text{mod}}), \tag{5.10}
 \end{aligned}$$

wobei φ_{mod} im direkten Zusammenhang zur Amplitude $\langle z_0 \rangle$ der kohärenten Schwingung innerhalb des Fallenpotentials steht. Abbildung 5.9 zeigt die Differenz zwischen den extremen Flugzeiten in Abhängigkeit von der Spannungsamplitude U_{tickle} , mit der die Phasenmodulation variiert werden kann. Durch Einstellen der Restamplitude des dynamischen Wechselfeldes zum Zeitpunkt der Extraktion (siehe Abbildung 5.10) lassen sich verschiedene Verstärkungen wählen, (i) $t_{\text{mod}} = 0.0655(1) \mu\text{s}$, (ii) $t_{\text{mod}} = 0.155(2) \mu\text{s}$ und (iii) $t_{\text{mod}} = 0.291(2) \mu\text{s}$. Alle drei Kurven zeigen den erwarteten

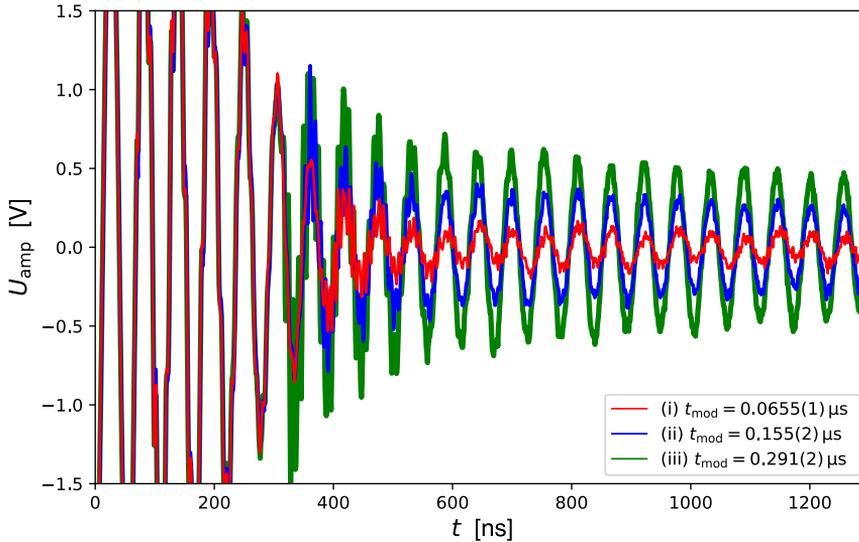


Abbildung 5.10.: Graphische Darstellung des RF-Abschaltsignals mit verschiedenen Restfeldern, die zu einer Modulation der Ankunftszeit führen, (i) $t_{\text{mod}} = 0.0655(1) \mu\text{s}$, (ii) $t_{\text{mod}} = 0.155(2) \mu\text{s}$ und (iii) $t_{\text{mod}} = 0.291(2) \mu\text{s}$.

Verlauf nach Gleichung (5.10) mit dem linearen Zusammenhang

$$\varphi_{\text{mod}} = 0.0085(5) \text{ rad/mV}_{\text{pp}} \cdot U_{\text{tickle}}. \quad (5.11)$$

Es ist somit deutlich gezeigt, dass die hier vorgestellte Apparatur kohärente Zustände durch Flugzeitmessungen sowohl abbilden, als auch durch das dynamischen Wechselfeld vergrößert darstellen kann. Für zukünftige Anwendungen können hohe Anregungen genutzt werden, um Potentialfelder innerhalb der Falle zu bestimmen, welche zu anharmonischen Anteilen der Ionenschwingung führen. Weiterhin können quantenmechanische Vibrationszustände erzeugt werden [Zie13, Alo16]. Diese können durch vergrößernde Flugzeitmessung und ohne hochstabile Laserfelder [Lei96] ausgewertet werden.



6

Experimentelle Realisierung eines Ionenspringbrunnens

Das Kapitel präsentiert die Ergebnisse des ersten deterministischen Ionenspringbrunnens. Hierbei wird ein einzelnes Ion aus einer Paulfalle extrahiert, mit einem Reflektron in seiner Bewegungsbahn umgelenkt und wieder in derselben Ionenfalle eingefangen. Bemerkenswert ist, dass die Bewegungsbahn des Ions über mehrere Zentimeter außerhalb der Paulfalle exakt kontrolliert und das Ion mit einer hohen Präzision deterministisch wieder eingefangen werden kann. Dies eröffnet neue Möglichkeiten, zum Beispiel im Bereich der Quantenkommunikation [Lek17] und der Untersuchung des gravitativen Verhaltens von Antiwasserstoff [Wol19].

6.1. Vorüberlegungen und Simulationen

Mit einer geeigneten Geometrie von Elektroden kann ein geladenes Teilchen in seiner Bewegung gespiegelt und zusätzlich in seiner Flugzeitverteilung fokussiert werden (siehe Abschnitt 3.5). Der in diesem Aufbau verwendete Reflektron setzt sich aus der Nachbeschleunigungselektrode und den Elektroden zur Strahlausrichtung zusammen. Der Unterschied zu üblichen Reflektrons, welche Verwendung in der Massenspektroskopie finden [Cor97], ist, dass kein Detektor verwendet wird, der mit einem Verlust der Teilchen einhergeht. Das Ion wird stattdessen in der Paulfalle eingefangen, aus der es zuvor deterministisch extrahiert wurde. Die wichtigsten technischen Parameter zur Realisierung eines neuartigen Reflektrons werden hier vorgestellt:

- (i) **Pulsspannung** U_{puls} : Die an der Endkappe und Nachbeschleunigungselektrode (Vergleich Abbildung 2.9) angelegten Spannungen werden im Folgenden als Pulsspannung bezeichnet. Beide Elektroden erhalten zu Beginn das gleiche Spannungspotential, um beschleunigende oder bremsende Effekte im 1.8 mm großen Zwischenbereich zu minimieren.

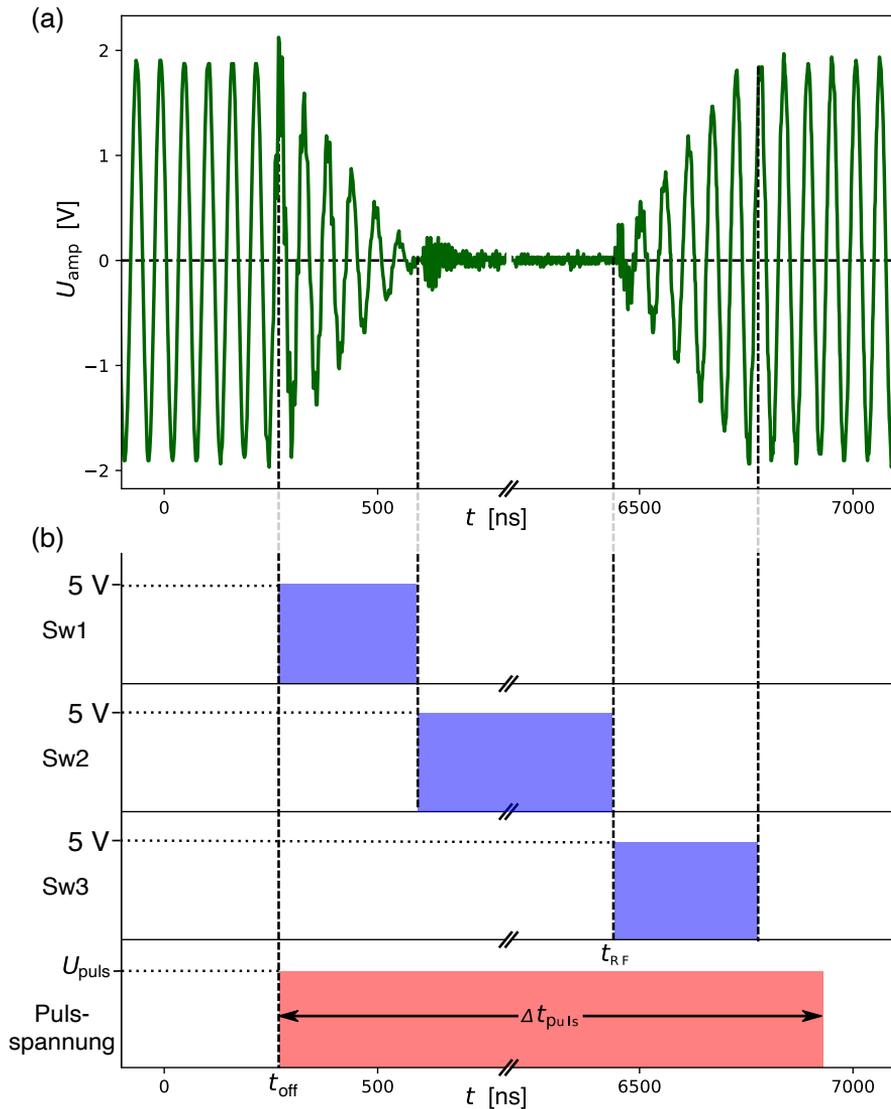


Abbildung 6.1.: (a) Graphische Darstellung des RF-Feldes, das herunter- und hochgefahren wird. (b) Zugehörige Triggersignale, um das RF-Feld zu schalten. Mit Einspeisung des phasenverschobenen RF-Feldes wird zeitgleich der Spannungspuls U_{puls} an Endkappe und Nachbeschleunigungselektrode gestartet, bis sich das Ion nach Δt_{puls} wieder im Fallenzentrum befindet. Sw1 schaltet das RF-Feld komplett ab, während es mit Sw3 innerhalb von 300 ns – 400 ns wieder hochgefahren wird.

- (ii) **Pulsdauer** Δt_{puls} : Die Dauer des Pulses muss so gewählt werden, dass dieser mit dem Wiedereintreffen des Ions im Fallenzentrum endet (siehe Abbildung 6.1 (b)). Aus der Symmetrie der Flugbahn wird dabei die Energie des Ions auf seine Ausgangsenergie reduziert. Im Gegensatz zu vorherigen Experimenten werden die Elektroden nicht geschaltet, während das Ion sich innerhalb der Endkappe aufhält. Zu beachten ist, dass die zeitlichen Spannungsrampen sowie Spannungsausschläge (Vergleich Abbildung 4.11 in Abschnitt 4.4) mit dem Ion interagieren.
- (iii) **Reflektronspannung** U_{ref} : Das Ion wird nach Verlassen der Nachbeschleunigungselektrode von dieser abgebremst, bis es zum Stillstand kommt und wieder in Richtung Falle beschleunigt wird. Um den Umkehrpunkt präzise zu bestimmen, wird an die acht Ablenkelektroden (Vergleich Abbildung 2.9) ein repulsives Potential angelegt, welches nicht geschaltet wird. Der Umkehrpunkt des Ions liegt dann in der Region zwischen diesen Elektroden.
- (iv) **Korrekturspannungen** U_x/U_y : Zusätzlich zu der Reflektronspannung muss wie bereits bei TOF-Experimenten eine Korrekturspannung an die Elektroden angelegt werden, um mechanische Ungenauigkeiten und Versätze zu kompensieren.
- (v) **Ab-/Anschalten des dynamischen Wechselfeldes** t_{RF} : Um dynamische Effekte auf das Ion in Form von Mikrobewegung zu kompensieren, wird abweichend von Kapitel 5 das Antriebsfeld der Paulfalle bei der Extraktion des Ions heruntergefahren und beim Wiedereintritt des Ions in das Fallenvolumen wieder hochgefahren. Dabei müssen Aus- und Einschaltvorgang auf der gleichen Zeitskala erfolgen (Abbildung 6.1 (a)). Hierfür wird zunächst mit höherer Amplitude viel Energie in den Helixresonator gepumpt und sobald das Ausgangslevel erreicht ist, gleichphasig auf ursprüngliche Amplitude geschaltet. Ab- und anschaltendes RF-Feld sind weiterhin phasenstarr zueinander.
- (vi) **Phase des dynamischen Wechselfeldes** φ_{RF} : Auch wenn bei höheren Extraktionsenergien im Vergleich zu Extraktionen von -40 V die verbleibende Energie im Helixresonator keinen großen Einfluss mehr auf die Bewegung des Ions hat, so ist die Einfangwahrscheinlichkeit dennoch abhängig von der Phase des Wechselfeldes, bei der das Ion wieder in die Falle einfliegt. Da das Ion zeitlich schneller die Distanz zwischen Endkappe und Fallenmitte zurücklegt als der Einschaltvorgang dauert, wird es den Einfluss des Wechselfeldes und einen zusätzlichen Impulsstoß wahrnehmen.

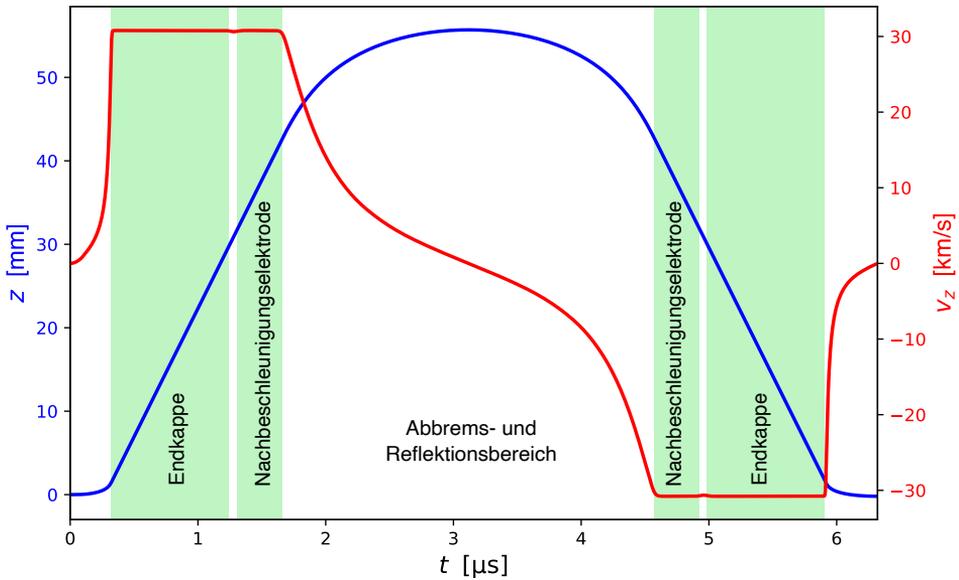


Abbildung 6.2.: Numerisch mit Verlet-Algorithmus bestimmte Bewegungsbahn eines einzelnen Ions axial aus dem Fallenzentrum heraus (blau), sowie dessen axialer Geschwindigkeit v_z (rot). Die Zeiten, während denen sich das Ion in Endkappe und Nachbeschleunigungselektrode aufhält, sind grün hinterlegt. Das Ion wird ca. 55 mm transportiert, bevor es vollständig abgebremst ist und in Richtung Fallenzentrum zurück beschleunigt wird. Dabei befindet sich das Ion mehr als 5 μs außerhalb der Falle. Als geeignete Startparameter bieten sich $U_{\text{puls}} = -200 \text{ V}$, $\Delta t_{\text{puls}} = 6.3 \mu\text{s}$ und $U_{\text{ref}} = +7.9 \text{ V}$ an, wobei beschleunigende Effekte durch die Wechselwirkung mit dem dynamischen RF-Felds noch nicht berücksichtigt sind.

- (vii) **Einfangpotential ω_z :** Um das Einfangen zu erleichtern, wird eine geringe Fallentiefe und Antriebsamplitude gewählt, was einer axialen Fallenfrequenz von $\omega_z = 2\pi \cdot 147 \text{ kHz}$ entspricht.

Um das Wiedereinfangen eines extrahierten Ions zu bestätigen, wird die Fluoreszenz des Ions auf der Kamera detektiert. Das erste Signal erhält man also nur, wenn alle oben genannten Parameter weitgehend richtig eingestellt sind und das Ion wieder im Potential eingefangen und lasergekühlt wird. Aus diesem Grund wurde die Trajektorie wie bereits in vorherigen Abschnitten beschrieben, simuliert, um geeignete Werte für U_{puls} , Δt_{puls} und U_{ref} zu erhalten. Dargestellt ist dies in Abbildung 6.2, wobei eine Gitterkonstante von $50 \mu\text{m}$ und Zeitschritte von $\delta t = 2 \text{ ns}$ verwendet wurden. Während sich das Ion innerhalb der Endkappe oder der Nachbeschleunigungselektrode befindet, ist die Geschwindigkeit des Ions konstant. Dazwischen befindet sich der Reflexions- und

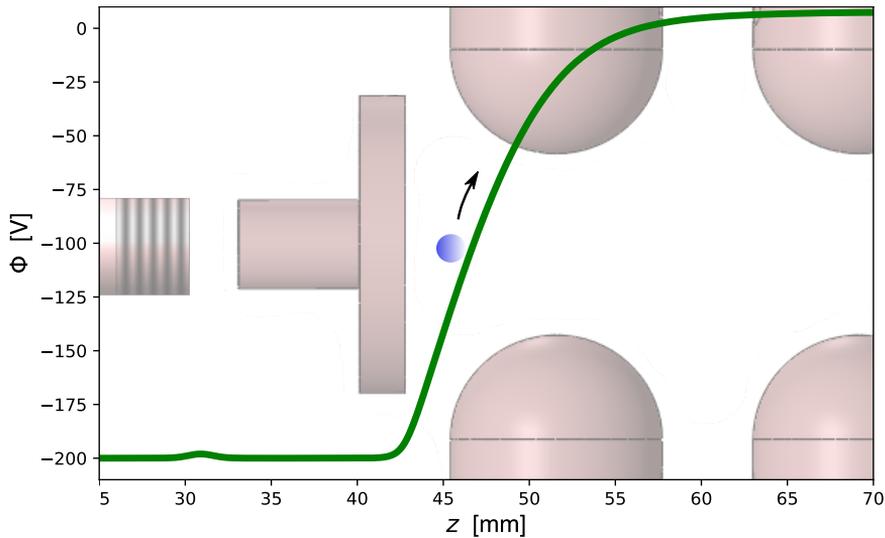


Abbildung 6.3.: Simulierte Potentialform des Reflektrons entlang der axialen Richtung z für die angelegten Spannungen $U_{\text{puls}} = -200 \text{ V}$ und $U_{\text{ref}} = +7.9 \text{ V}$. Energiereichere Ionen werden den Potentialberg weiter hinaufsteigen und damit eine weitere Strecke z zurücklegen. Die Potentialerhöhung bei $z = 31 \text{ mm}$ ist der Übergang zwischen Endkappe und Nachbeschleunigungselektrode, die rot hinterlegt sind.

Abbremsbereich. Ohne Berücksichtigung des oszillierenden Wechselfeldes können als Startparameter $U_{\text{puls}} = -200 \text{ V}$, $\Delta t_{\text{puls}} = 6.3 \mu\text{s}$ und $U_{\text{ref}} = +7.9 \text{ V}$ festgesetzt werden. Dabei muss berücksichtigt werden, dass die anliegenden Spannungen an Endkappe und Nachbeschleunigungselektrode unterhalb des Sollwertes liegt, sodass die Flugzeit etwas höher liegen wird. In Abbildung 6.3 ist der Verlauf der Potentialform entlang der axialen Richtung für genannte Spannungen dargestellt. Hier wird noch einmal verdeutlicht, dass Ionen mit einer höheren Energie, die gegen das Potential anlaufen, eine weitere Strecke zurücklegen müssen als energieärmere Ionen.

6.2. Einstellung der Einfangparameter

Um das erste Signal in Form eines eingefangenen Ions zu erhalten, wurden Spannungspuls, Pulslänge und Reflektronspannung auf $U_{\text{puls}} = -200 \text{ V}$, $\Delta t_{\text{puls}} = 7.0 \mu\text{s}$ und $U_{\text{ref}} = +7.9 \text{ V}$ gesetzt. Im nächsten Schritt wurden an den Korrektorelektroden zusätzlich zu der Reflektronspannung asymmetrische Korrekturspannungen U_x und

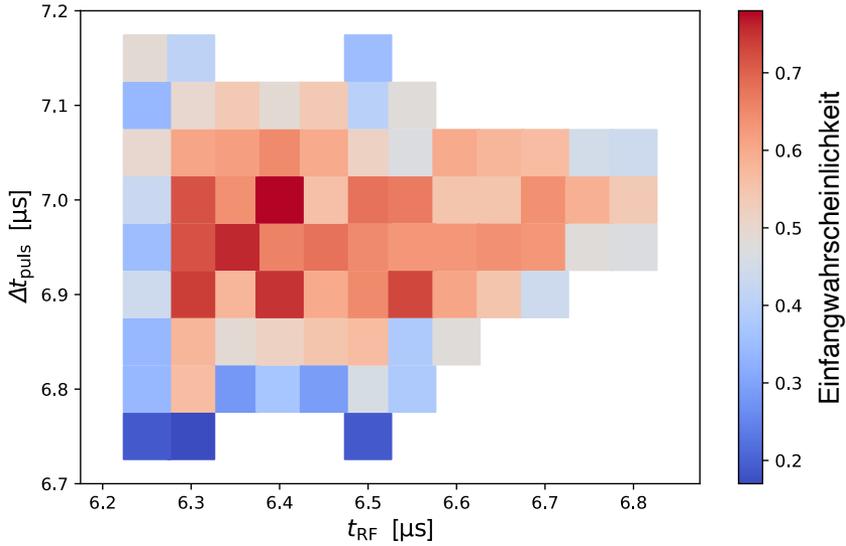


Abbildung 6.4.: Bestimmung der besten Kombination von Pulslänge Δt_{puls} und Einschaltzeit t_{RF} des RF-Signals der Paulfalle. Für jeden Messpunkt wurden 100 einzelne deterministischen Extraktionen durchgeführt und überprüft, wieviele Ionen in die Falle wiedereingefangen wurden.

U_y durchgeföhren, um den Ionenstrahl axial in die Falle zurückzurefektieren,

$$\begin{aligned} U_{+x}^{(1,2)} &= U_{\text{ref}} + U_x \\ U_{-x}^{(1,2)} &= U_{\text{ref}} - U_x. \end{aligned} \quad (6.1)$$

Die Phase des ab- und anschaltenden dynamischen Feldes ist nicht festgehalten und variiert zufällig für jede Extraktion. Nach der Zeitdauer Δt_{puls} wird für die Zeitdauer von $\Delta t_{\text{det}} = 1 \text{ s}$ überprüft, ob das Ion in die Falle zurückgekehrt und eingefangen wurde. Die Detektion eines eingefangene Ions erfolgt über die Fluoreszenzmessung auf der Kamera. Es wird beim Wiedereingfangen des Ions zusätzlich zum Dopplerkühlstrahl bei 397 nm auch der Laserstrahl mit hoher Sättigung verwendet.

Die ersten Signale wurden bei einer Phase, ausgedrückt durch die Wartezeit t_{off} nach dem Starttrigger, $140 \pm 3 \text{ ns}$, und Ablenkspannungen $U_x = 1.65 \text{ V}$ und $U_y = -1.75 \text{ V}$ entdeckt, sodass diese festen Parameter genutzt wurden, um die Einfangwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von Pulslänge Δt_{puls} und Zeitpunkt des wachsenden RF-Feldes t_{RF} zu untersuchen. Abbildung 6.4 stellt diese Messung dar. Von 100 de-

terministischen Einzelextraktionen je Messpunkt bei gleicher Phasenextraktion wird die Anzahl der eingefangenen Ionen graphisch dargestellt. Das Maximum liegt bei $\Delta t_{\text{puls},0} = 6.95 \mu\text{s}$ und $t_{\text{RF},0} = 6.35 \mu\text{s}$. Für spätere Zeiten $t_{\text{RF}} > t_{\text{RF},0}$ beginnt die Einfangwahrscheinlichkeit langsam abzufallen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass das RF-Feld noch nicht wieder seine maximale Amplitude erreicht hat und somit weniger Ionen stabil eingefangen werden. Die Ionen werden von den ansteigenden Feld auf Bahnen innerhalb der Falle geführt, die Wechselwirkung mit dem Laserfeld ist dabei maßgeblich, ob das Ion gefangen wird oder nicht. Im Gegensatz fällt die Anzahl der eingefangenen Ionen für $t_{\text{RF}} < t_{\text{RF},0}$ schnell ab. Das RF-Feld ist zu früh eingeschaltet worden, sodass hereinkommende Ionen in Wechselwirkung mit dem oszillierenden Feld treten, sobald sie die Endkappe verlassen. Diese ändern dadurch ihre Bahnkurve und ihre Geschwindigkeit und können nicht ins Fallenzentrum gelangen. Ist die Pulslänge zeitlich zu kurz eingestellt $\Delta t_{\text{puls}} < \Delta t_{\text{puls},0}$, ist das Ion noch nicht ausreichend abgebremst, und seine kinetische Energie reicht aus, um dem Fallpotential zu entkommen. Für zu lange Pulslängen $\Delta t_{\text{puls}} > \Delta t_{\text{puls},0}$ wird das Ion bereits wieder in der Bewegungsrichtung umgekehrt und zurück Richtung Endkappe beschleunigt. Spannungen an den Kompensationselektroden können eine zusätzliche Ablenkung in radiale Richtung verursachen.

6.3. Einfluss des dynamischen Wechselfeldes

Die Phase der Antriebsfrequenz φ_{RF} , bei der das Ion erneut die Endkappe verlässt, ist entscheidend, ob das Ion einen beschleunigenden Kick erhält oder abgebremst wird. Direkt beim Austritt aus der Endkappe zeigen die elektrischen Feldlinien in axiale Richtung und haben ihren größten Absolutbetrag. Mit Fortschreiten in Richtung Fallmitte kommen radiale Komponenten hinzu. Für den gegebenen Parametersatz U_{puls} , Δt_{puls} und U_{ref} gibt es nur einen kleinen Phasenbereich und somit Auslösezeit t_{off} , bei dem das Ion wieder eingefangen werden kann, da die Laufzeit, die das Ion für einen Durchlauf benötigt, von allen drei Größen abhängt. Abbildung 6.5 zeigt diesen Zusammenhang qualitativ. Es wird deutlich, dass das Ion nur wieder eingefangen werden kann, wenn es die Falle zur RF-Phase, korrelierend zur Startzeit $t_{\text{off}} = 139.13(8) \text{ ns}$, erreicht. Die Verteilungskurve der Einfangwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Startzeit entspricht einer Gaußverteilung mit $\Delta t_{\text{off}} = 1.96(8) \text{ ns}$. Dies entspricht einer Phasenabweichung von $\Delta\varphi_{\text{RF}} = 0.21(1) \text{ rad}$.

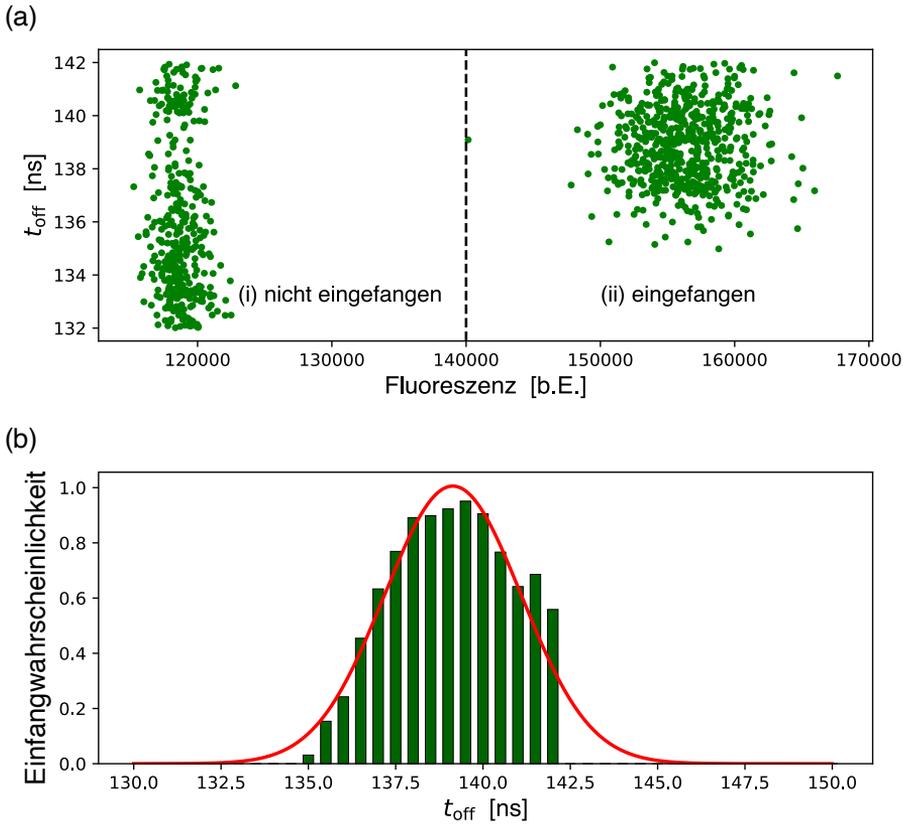


Abbildung 6.5.: (a) Aufgenommene Fluoreszenz nach der Zeit Δt_{puls} an der Position des Ions in Abhängigkeit einer zufällig Auslösezeit t_{off} . Jeder Punkt repräsentiert eine Messung mit einem deterministisch extrahierten Ion. Eine Fluoreszenz von mehr als 140000 bedeutet, dass das Ion wieder eingefangen wurde. (b) Die Einfangwahrscheinlichkeit eines Ions in Abhängigkeit der Auslösezeit t_{off} und somit der Phase φ_{RF} des dynamischen Wechselfeldes, bei der die Extraktion gestartet wurde. Der rechte Bereich des Histogramms ist abgeschnitten, da der Messbereich nicht ausreichend groß gewählt wurde. Die maximale Einfangwahrscheinlichkeit liegt bei $t_{\text{off}} = 139.13(8)$ ns mit $\Delta t_{\text{off}} = 1.96(8)$ ns.

6.4. Fokussierung des Ionenstrahls durch die Reflektronspannung

Analog wie ein Hohlspiegel in der Strahlenoptik kann ein Ionenreflektron nicht nur das Ion um 180° in seiner Bewegungsrichtung drehen, sondern auch einen fokussierenden

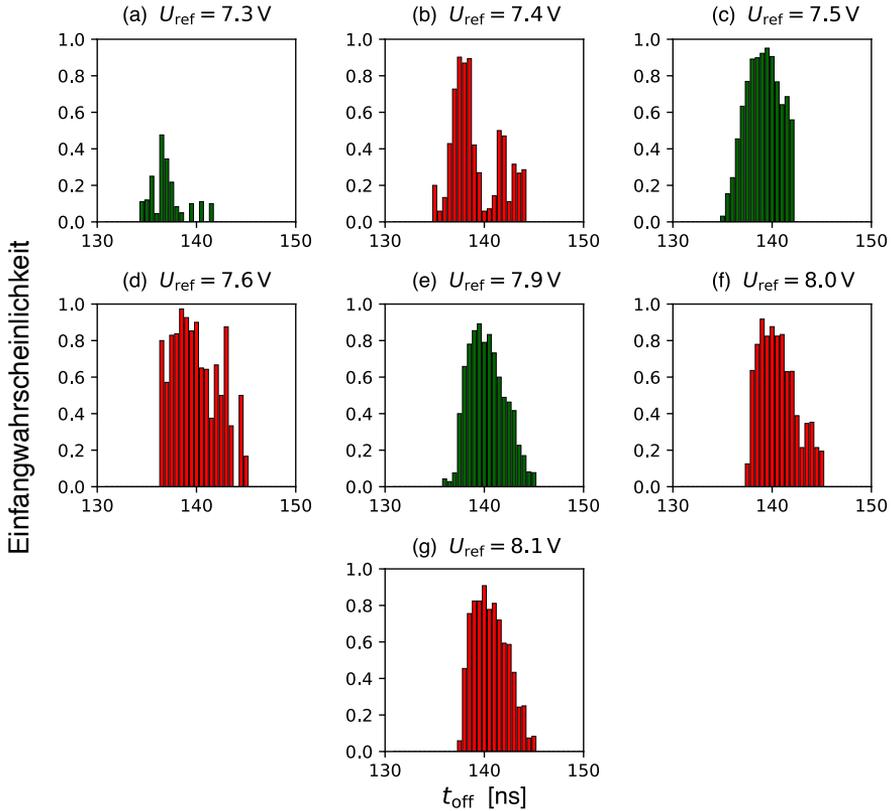


Abbildung 6.6.: Histogramm für die Einfangwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der gewählten Reflektronspannung (a) $U_{\text{ref}} = 7.3 \text{ V}$ bis (g) $U_{\text{ref}} = 8.1 \text{ V}$. Für Spannungen kleiner als $< 7.4 \text{ V}$ nimmt Einfangwahrscheinlichkeit schnell ab. Das Maximum wird bei (c) $U_{\text{ref}} = 7.5 \text{ V}$ und (d) $U_{\text{ref}} = 7.6 \text{ V}$ erreicht.

Effekt haben. Das kann auf die energieabhängige Flugzeit zurückgeführt werden, die einen kritischen Punkt in Form eines Horizontalwendepunktes besitzt (siehe Abschnitt 3.5). Der ideale Fokus wird dadurch erreicht, dass die Reflektronspannung angepasst wird. Dadurch erhöht sich die Einfangwahrscheinlichkeit, da Teilchen mit unterschiedlicher axialer Anfangsenergie dennoch die selbe Zeit bis zum Fallenzentrum zurück benötigen. Es muss dabei beachtet werden, dass die Phase, bei der das Ion losgeschickt wird, zusätzlich auf das Optimum angepasst wird. Das folgt daraus, wenn die Reflektronspannung verändert wird, dass sich ebenfalls die Gesamtflugzeit verschiebt und das Ion somit eine andere RF-Phase beim Eintreffen wahrnimmt. Verdeutlicht

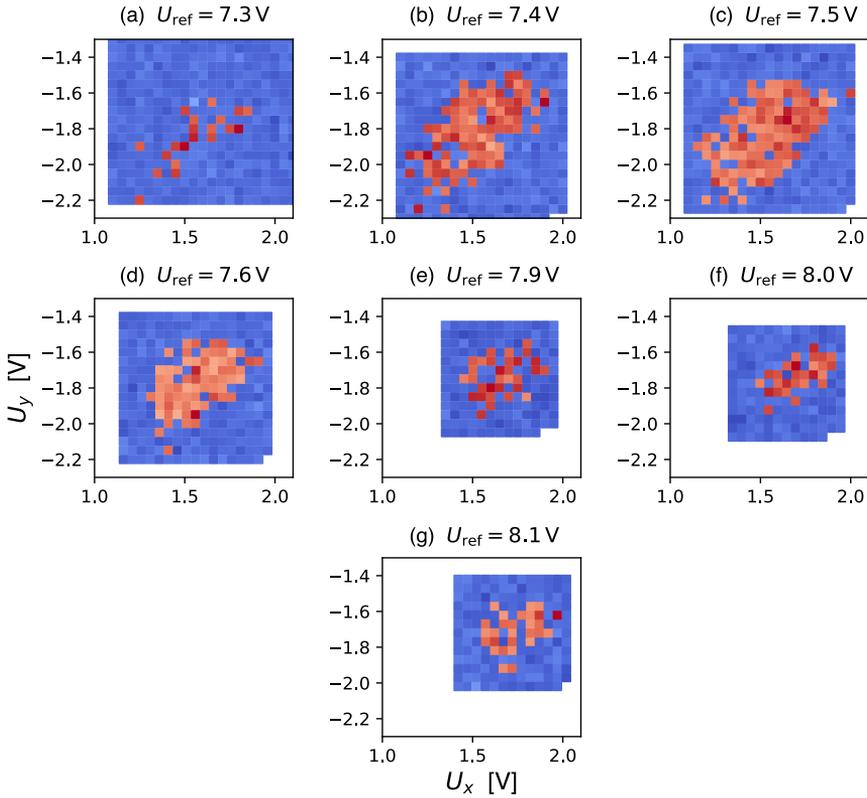


Abbildung 6.7.: Messungen der Korrekturspannungen $U_{x,y}$ für verschiedene Reflektorspannungen (a) $U_{\text{ref}} = 7.3 \text{ V}$ bis (g) $U_{\text{ref}} = 8.1 \text{ V}$. Für jede Kombination wurde eine deterministische Extraktion durchgeführt. Wurde das Ion wieder eingefangen, ist es mit rot markiert, ansonsten blau. Der größte Einfangparameteraum wird bei $U_{\text{ref}} = 7.5 \text{ V}$ mit den mittleren Werten bei ca. $U_x = 1.55 \text{ V}$ und $U_x = -1.85 \text{ V}$ erreicht.

wird das in Abbildung 6.6. Es zeigt die Einfangwahrscheinlichkeit für verschiedene Reflektorspannungen. Für Spannungen $< 7.4 \text{ V}$ nimmt die Einfangwahrscheinlichkeit schnell ab. Der Strahl ist vermutlich sehr stark auf das Fallenzentrum defokussiert. Auch kann angenommen werden, dass die Spannung zu gering ist, um alle Teilchen umzulenken und zurück durch die Nachbeschleunigungselektrode zu führen. Zusätzlich lässt sich eine starke Asymmetrie in der Phasenverteilung erkennen, sodass das Ion für spätere Phasen mit einer geringeren Wahrscheinlichkeit eingefangen wird. Für Reflektorspannungen $\geq 7.9 \text{ V}$ verschiebt sich die Asymmetrie auf die andere Seite.

Der optimale Bereich befindet sich bei zwischen $U_{\text{ref}} = 7.5 \text{ V}$ und 7.6 V .

Darüber hinaus können für jede feste Reflektronspannung die Korrekturspannungen durchgeföhren werden, um den Ionenstrahl mittig durch Nachbeschleunigungselektrode und Endkappe zu föhren. Hierfür wird für jede Kombination U_x und U_y ein Ion extrahiert. Dies ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Ein fokussierter Ionenstrahl bildet mikroskopisch die $400 \mu\text{m}$ große Apertur der Endkappe nahe des Fallenzentrums ab und kann somit genutzt werden, die Spannungen des Reflektrons auf die Fallennitte zu optimieren. Die Apertur, bei dem der höchste Kontrast zwischen den Spannungsbereichen mit eingefangenen Ionen und nicht detektierten Ionen vorliegt, wurde mit $U_{\text{ref}} = 7.5 \text{ V}$ gemessen. Die Korrekturspannungen können mittig auf $U_x = 1.55 \text{ V}$ und $U_y = -1.85 \text{ V}$ festgesetzt werden.

6.5. Präzisionsmessung des Ionenspringbrunnens und Diskussion

Um die bestmögliche Einfangwahrscheinlichkeit zu bestimmen, wurden die aus Abschnitt 6.2 bis 6.3 optimalen Parameter verwendet. Insgesamt wurden 752 deterministische Einzelextraktionen durchgeföhrt und nach der Zeit $\Delta t_{\text{puls}} + \Delta t_{\text{det}}$ die Fluoreszenz an der Position des Ions gemessen. Dabei wurde in 715 Durchföhungen eine Erhöhung der Fluoreszenz festgestellt. In 37 Fällen wurde nur das Hintergrundstreulicht gemessen (siehe Abbildung 6.8). Das entspricht einer Einfangwahrscheinlichkeit von $95(4)\%$. Wurde das Ion wieder in der Falle detektiert, ist es für die nächste Extraktion wiederverwendet worden. So ist es gelungen, das selbe Ion 65 mal ohne Unterbrechung sowohl deterministisch aus der Falle zu extrahieren, als auch wieder einzufangen.

Dies ist ein bis dato großer Beitrag in der Kontrolle von Ionenbahnen, welchen es in dieser Form vorher noch nicht gegeben hat. Weitere Untersuchungen, die noch ausstehen und welche die Ergebnisse qualitativ besser bewerten können, sind der Einfluss der Potentialform entlang der axialen Richtung auf die Phasenverteilung und Einfangwahrscheinlichkeit. So könnte zum einen ein harmonisches Potential, das von mehreren Segmenten erzeugt wird, die Sensibilität der Phase verringern, da das Ion in einem größeren Fallenvolumen eingefangen werden kann. Zum anderen sind in der jetzigen Betrachtung nicht die Ionen mit in die Statistik der eingefangenen Ionen eingegangen, die während der einsekündigen Wartezeit das Fallenvolumen irreversibel verlassen haben. Eine genaue Analyse der Kühlkurven über Fluoreszenzmessungen beim Wiedereinfangen könnte die Statistik hierbei signifikant verbessern.

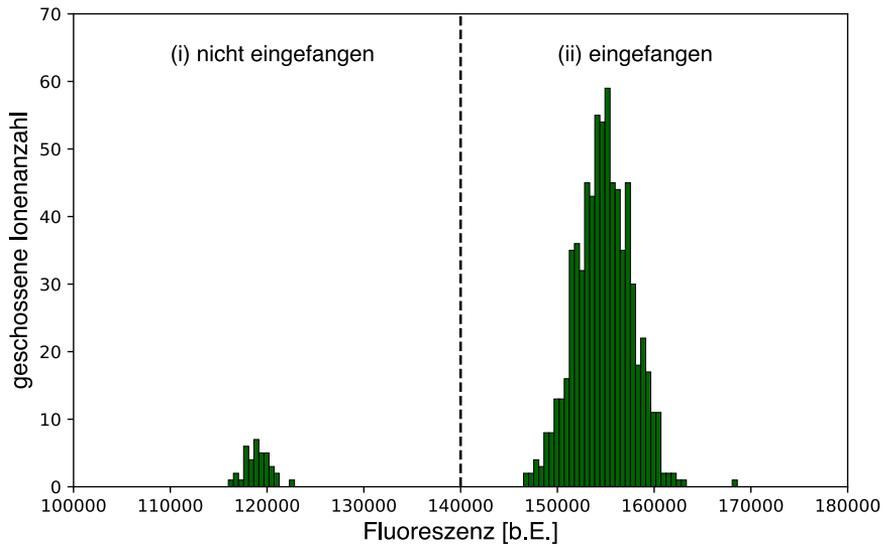
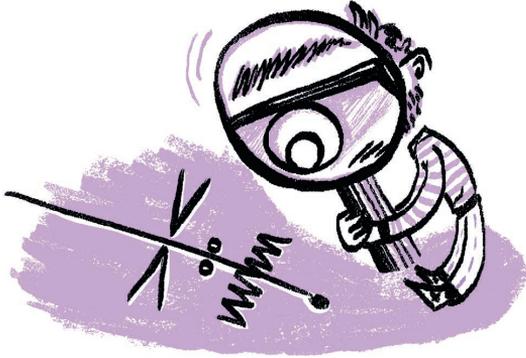


Abbildung 6.8.: Histogramm für die Einfangwahrscheinlichkeit bei den optimalen Parametern $U_{\text{ref}} = 7.5 \text{ V}$, $U_x = 1.55 \text{ V}$, $U_y = -1.85 \text{ V}$, $\Delta t_{\text{puls}} = 6.95 \text{ }\mu\text{s}$, $t_{\text{RF}} = 6.35 \text{ }\mu\text{s}$ und $t_{\text{off}} = 139.13(8) \text{ ns}$. 752 deterministisch extrahierte Ionen, von denen (i) bei 37 keine erhöhte Fluoreszenz gemessen wurde und das Ion nicht als eingefangen gezählt, während (ii) 715 Ionen wieder in der Falle eingefangen und durch Streufluoreszenz detektiert wurden.



7

Vorschlag eines Stern-Gerlach-Experiments

Im Rahmen der gemeinsamen Arbeit von C. Henkel, G. Jacob, F. Stopp, F. Schmidt-Kaler, M. Keil, Y. Japha und R. Folman entstandenen Publikation

Stern-Gerlach splitting of low-energy ion beams

New. J. Phys. **21**, 083022 (2019)

sind Berechnungen und Vorüberlegungen zu der technischen Realisierbarkeit entstanden, das mit neutralen Teilchen durchgeführte Stern-Gerlach-Experiment mit geladenen Teilchen zu wiederholen. Die Ergebnisse, basierend auf [Hen19], sollen in diesem Kapitel wiedergegeben werden. Wie bereits in Kapitel 1 eingeführt, müssen weitere Einflüsse berücksichtigt werden, die erst auf geladene Teilchen entstehen, wie die Lorentzkraft und erzeugte Spiegelladungen. Um Limitierungen durch fundamentale Grenzen zu umgehen, sollen anstatt Elektronen geladene Teilchen mit hoher Masse verwendet werden.

7.1. Anforderungen an den Versuchsaufbau

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Anforderungen zur Realisierung einer Stern-Gerlach-Aufspaltung mit geladenen $^{40}\text{Ca}^+$ basieren auf dem in Kapitel 2 vorgestellten Aufbau. Der Strahl ist hierbei in die Zustände $4^2\text{S}_{1/2}|\pm 1/2\rangle$ mit $\Delta S = 1$ initialisiert. Eine der größten Herausforderungen stellt die Ionenenergie dar. Geringe Energien von $< 1\text{eV}$ und damit einhergehende langsame Geschwindigkeiten von 0.7 km/s haben zum einen den Vorteil, dass die geschwindigkeitsabhängige Lorentzkraft gegenüber der magnetischen Kraft weiter unterdrückt wird, zum anderen werden die Wechselwirkungszeiten mit den im nächsten Abschnitt beschriebenen magnetischen Proben signifikant erhöht. Das bisherige untere Limit der axialen Geschwindigkeit und deren Streuung wurde durch Flugzeitmessungen in dieser Arbeit gemessen. Es

liegt bei ca. $v_z = 12 \text{ km/s}$ mit $\Delta v_z \approx 2.5 \text{ m/s}$ (siehe Kapitel 4). Der bereits angesprochene Nachteil der wachsenden Wechselwirkung mit dem RF-Feldern der Ionenfalle soll zukünftig durch eine zusätzliche unabhängige Nachbeschleunigungselektrode umgangen werden. Die Streuung ist von technischer Seite durch das Rauschen auf den Hochspannungsschaltern limitiert, die für diese Anwendungen gegen Niederspannungsschalter getauscht werden können. Dagegen liegt das fundamentale Limit der axialen Geschwindigkeitsstreuung in der Energie des Bewegungszustands, in dem sich das Ion vor der Extraktion befindet. Der Bewegungsgrundzustand kann durch weitere Kühlmechanismen wie Seitenbandkühlen erreicht werden.

Die Winkeldivergenz $\Delta\theta$ wurde im Rahmen der Dissertation noch nicht gemessen, sodass sich die Werte aus Tabelle 7.1 auf die Messungen aus [Jac16a] mit baugleicher Falle beziehen. Hier wurde zur Bestimmung der Divergenz schrittweise eine Schneidkante in den Ionenstrahl gefahren und die Detektionseffizienz ankommender Ionen gemessen. Die dabei gemessene Divergenz von $24(3) \mu\text{rad}$ wird zuvor durch eine Einzellinse beeinflusst, die den Ionenstrahl fokussieren kann. Mit gleicher Bauweise ist eine elektrostatische Linse in den in dieser Arbeit beschriebenen Aufbau eingesetzt. Es kann angenommen werden, dass sich die Divergenz mit sinkender Strahlgeschwindigkeit erhöht. Der in Tabelle 7.1 modifizierte Wert von $215 \mu\text{rad}$ basiert auf einem Ion mit Temperatur $T \approx 44 \mu\text{K}$ und einer mittleren Phononenzahl von $\langle n \rangle = 0.24$, was durch Seitenbandkühlen in einer 1.6 MHz steifen Falle erreicht wurde [Pos09]. Das Verhalten einer Ionentrajektorie durch Beschleunigen, Abbremsen und Fokussieren lässt sich mit der Emittanz als Erhaltungsgröße darstellen. Sie ist in eindimensionaler Richtung als

$$\eta = \sqrt{(\langle y^2 \rangle \langle \theta_y^2 \rangle - \langle y \theta_y \rangle^2) \cdot E_{\text{kin}}} \quad (7.1)$$

mit den jeweiligen Erwartungswerten für die radiale Position y und Winkel θ_y zur axialen Achse, sowie der kinetische Energie E_{kin} des Ions definiert [McC16]. Unter der Annahme, dass innerhalb der Falle keine Korrelation zwischen Winkel und Position vorliegt, sowie die Temperatur der dominante Grund für Bewegung in transversale Richtung ist, vereinfacht sich die Emittanz zu

$$\eta = \Delta y_{\text{th}} \sqrt{\frac{k_{\text{B}} T}{2}}. \quad (7.2)$$

Hierbei wird von einer thermischen Verteilung ausgegangen, wie sie in Abschnitt 3.4 beschrieben ist. Für Temperaturen $T \rightarrow 0$ nähert sich die Emittanz ihrem unteren

	aktuelle Ausführung	erwartete Ausführung
Geringste Geschwindigkeit v_z	12 km/s	0.7 km/s
Axiale Geschwindigkeitsverb. Δv_z	2.5 m/s	0.7 m/s
Winkeldivergenz $\Delta\theta$	24(3) μ rad	215 μ rad
Emittanz (2D) η^2	2.6 nm ² mrad ² eV	0.13 nm ² mrad ² eV

Tabelle 7.1.: Charakteristische Werte der Ionenquelle der sowohl aktuellen als auch der zukünftig erwartenden Ausführung.

Limit von

$$\eta = \frac{\hbar}{2\sqrt{2}m} \quad (7.3)$$

an. Der in Tabelle 7.1 angegebene Wert von 0.13 nm²mrad²eV bezieht sich hierbei auf die minimale Unschärfe der zweidimensionalen Emittanz eines ⁴⁰Ca⁺-Ions. Es wird angenommen, dass dieses Limit bei vollständiger adiabatischer Extraktion vom Bewegungsgrundzustand $|n = 0\rangle$ erreicht wird. Die Größen bilden die Grundlage für die im nächsten Abschnitt vorgestellte Stern-Gerlach-Aufspaltung in verschiedenen Gradientenkonfigurationen.

7.2. Konfigurationen zur Erzeugung von magnetischen Gradienten

Magnetische Substrukturen

Die erste von insgesamt drei vorgestellten Konfigurationen beruht auf der Verwendung von magnetischen Substrukturen und kommt somit der Anordnung, wie sie am originalen Stern-Gerlach-Experiment verwendet wurde, am nächsten. Hierbei wird ein stark ansteigender magnetischer Gradient erzeugt. Realisiert wird dies durch magnetische Nanostrukturen aus HCo₃Fe(Co)₁₂, welche durch induzierte Abscheidung mit einem fokussierten Elektronenstrahl erzeugt werden (eng.: *focused electron beam induced deposition*, FEBID) [Fow16, Mam18]. Zum anderen kann auf die Verwendung von Polschuhen mit scharfen Kanten aus FeCo und SmCo zurückgegriffen werden, wie

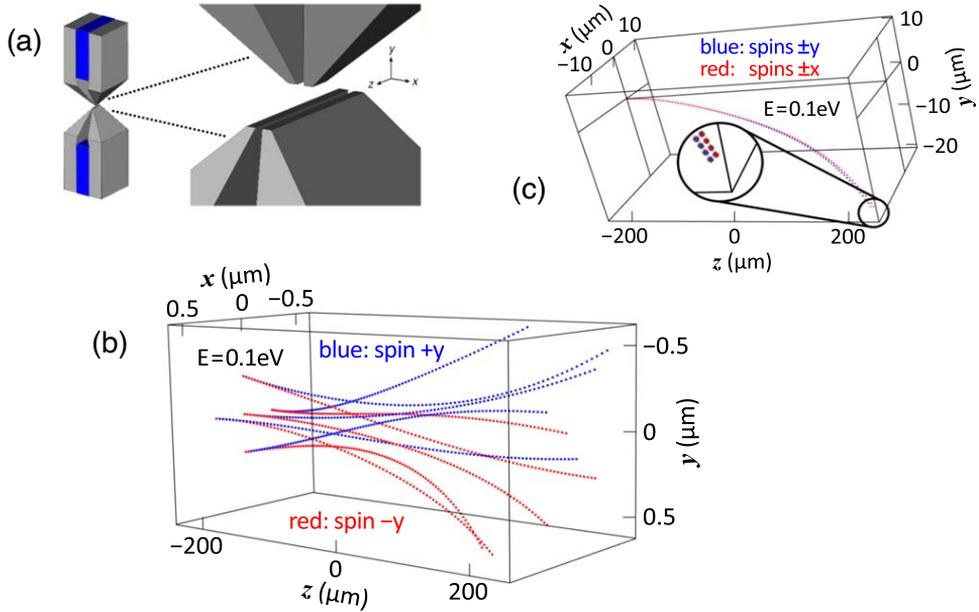


Abbildung 7.1.: (a) Geometrische Anordnung von Permanentmagneten mit scharfen Kanten aus FeCo und SmCo zur Erzeugung eines magnetischen Feldgradientens, Bild entnommen aus [Hsu16]. (b) Numerisch bestimmte Trajektorien, die eine Stern-Gerlach-Kraft erfahren. (c) Numerisch bestimmte Trajektorien, die zusätzlich eine Lorentzkraft erfahren und die SG-Aufspaltung überdecken.

sie in [Hsu16] benutzt werden, um eine gravito-magnetische Falle für diamagnetische Nanodiamanten zu erzeugen (siehe Abbildung 7.1 (a)). Bei Letzterem lässt sich das statisch magnetische Feld außerhalb der magnetischen Strukturen aus einem skalaren Potential $\mathbf{B} = -\nabla\Phi$ bestimmen, welches durch eine Multipolentwicklung dargestellt werden kann. Bei geeigneter Wahl der Anordnung kann ein Feld erzeugt werden, bei dem der Quadrupolterm überwiegt und somit

$$\Phi(\mathbf{r}) \propto B'xy \quad (7.4)$$

gilt, wobei Gradienten bis $B' \sim 10^4 \text{ T/m}$ erzeugt werden können. Dies führt zu einer Kraft

$$\mathbf{F}_{\text{mag}} = \mu B'(S_y \mathbf{e}_x + S_x \mathbf{e}_y), \quad (7.5)$$

sodass ein Teilchen, welches in eine transversale Richtung polarisiert ist, eine Kraft 90° gedreht zur Spinausrichtung wahrnimmt. Ein zusätzlich homogenes Feld \mathbf{B}_{hom} , durch makroskopische Permanentmagnete erzeugt, kann dabei die Quantisierungsachse vorgeben [Blo62].

Es ist zu beachten, dass dies einer semiklassischen Beschreibung folgt, bei welcher der Erwartungswert der Spinoperatoren $\hat{\mathbf{S}}_{x,y}$ betrachtet wird. Dem Ehrenfest-Theorem nach ist die Bewegung deterministisch und die Aufspaltung erfolgt über die anfängliche Spinorientierung. Die Trajektorien wurden unter Verwendung der Gleichungen (1.1) und (1.2) numerisch bestimmt. Unter der vereinfachten Annahme einer endlichen Wechselwirkungslänge L ohne jegliche Randeffekte kann für die Aufspaltung

$$\Delta\theta_{\text{SG}} \simeq \frac{\mu B' L}{m v_z^2} \simeq 0.2 \text{ mrad} \frac{L}{100 \mu\text{m}} \quad (7.6)$$

abgeschätzt werden. Bei einer Wechselwirkungslänge von mehr als ca. $100 \mu\text{m}$ ist eine auflösbare Aufspaltung zu erwarten (siehe Abbildung 7.1 (b)). Auch wenn diese Anordnung ein relativ einfaches Design bietet, werden hier Abweichungen durch weitere Multipolterme vernachlässigt. So führt bereits ein Hexapolterm $\Phi_{\text{hex}} \propto z^2$ zu einer Lorentzkraft, die eine SG-Aufspaltung überdeckt (siehe Abbildung 7.1 (c)). Das wird in den nächsten zwei Konfigurationen mit berücksichtigt.

Stromdurchflossenes Drahtpaar

Die in diesem und dem nächsten Abschnitt vorgestellten Geometrien basieren auf mikrometergroßen Drähten, welche aus einem planaren Substrat hergestellt sind [Kei16]. Der Gradient wird durch zwei parallele Drähte erzeugt, durch die ein Strom I fließt. Sie sind räumlich durch den Abstand $2d$ voneinander getrennt und haben eine Länge $L \gg d$, wie in Abbildung 7.2 dargestellt. Der Strom fließt in beiden Drähten in die gleiche Richtung, sodass sich zwischen den Drähten die jeweils induzierten Magnetfelder aufheben und die Lorentzkraft minimal wird. Aus dem Amperschen Gesetz

$$\oint \mathbf{B} d\mathbf{r} = \mu_0 I \quad (7.7)$$

folgend, kann der magnetische Gradient im Zentrum zwischen den beiden Drähten zu

$$B' = \frac{\mu_0 I}{\pi d^2} \quad (7.8)$$

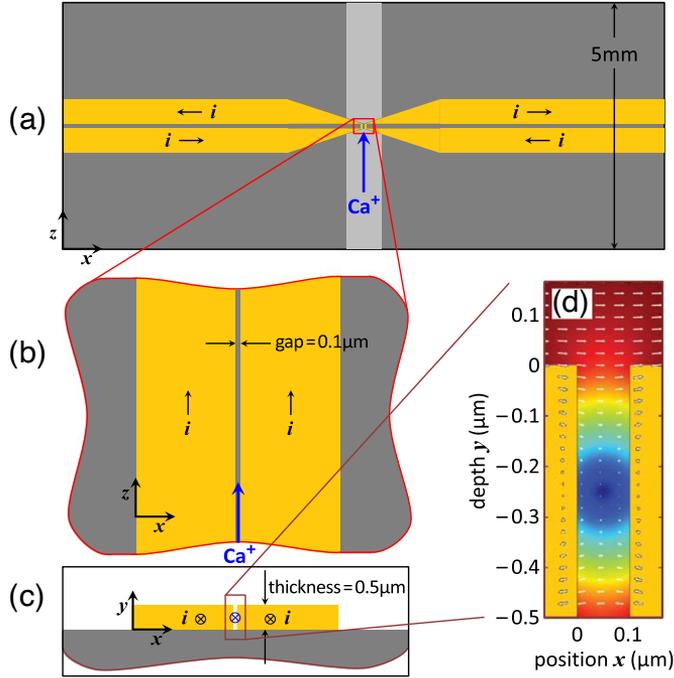


Abbildung 7.2.: (a) Schematische Darstellung eines parallelen Drahtpaares (gelb) auf einem Siliziumsubstrat (grau). Der hellere Bereich ist weiter ausgefräst, um anziehende Oberflächenkräfte auf $^{40}\text{Ca}^+$ zu vermeiden. Der Fluss des Stromes i ist mit Pfeilen angegeben. (b) Vergrößerter Ausschnitt des Zentralbereiches als Draufsicht, sowie (c) als Querschnitt. (d) Magnetisches Feld zwischen den zwei Drähten in Richtung (weiße Pfeile) und Stärke (blau ist schwach, rot ist stark). Bild entnommen aus [Hen19].

bestimmt werden und mit realistischen Parametern aus Tabelle 7.2 einen Wert von ca. $4 \cdot 10^4 \text{ T/m}$ annehmen. Für einen Strahl, der axial zwischen den Drähten geführt wird, erfolgt eine Aufspaltung in transversale Richtung, wenn dessen Spin radial polarisiert ist. Je nach Spinausrichtung verläuft die Ablenkung in eine andere Richtung. Die durch die magnetische Kraft verursachte Ablenkung $\Delta\theta_{\text{SG}}$ ist

$$\Delta\theta_{\text{SG}} \simeq \frac{\Delta v_{\text{SG}}}{v_z}, \quad (7.9)$$

wobei die transversale Geschwindigkeitskomponente Δv_{SG} durch

$$\Delta v_{\text{SG}} \simeq \frac{L}{mv_z} (\Delta\boldsymbol{\mu} \cdot \nabla) B \sim \frac{g_S \mu_B L \Delta S}{mv_z} \frac{\mu_0 I}{\pi d^2} \quad (7.10)$$

	Drahtpaar	Drahtgitter
Strom I	100 mA	1 A
Querschnitt	$2 \times 0.5 \mu\text{m}^2$	$40 \times 2 \mu\text{m}^2$
Stromdichte j	10^7 A/cm^2	$1.25 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$
Abstand d	1 μm	$\geq 20 \mu\text{m}$
Länge L	100 μm	20 mm
Mag. Gradient B'	$4 \cdot 10^4 \text{ T/m}$	640 T/m
SG Aufspaltung $\Delta\theta_{\text{SG}}$	2.1 mrad	11 mrad
Verbreiterung	0.32 mrad	5 – 18 mrad

Tabelle 7.2.: Realisierbare Werte für ein stromdurchflossenes Drahtpaar und ein Drahtgitter. Die Aufspaltungen sind für einen Ionenstrahl mit einer Energie von 0.1 eV und einer Divergenz von 0.2 mrad abgeschätzt.

beschrieben ist. Für einen Ionenstrahl mit Geschwindigkeiten von $< 700 \text{ m/s}$ können bei Wechselwirkungslängen $L = 100 \mu\text{m}$ (siehe Tabelle 7.2) Aufspaltungen von $\Delta\theta_{\text{SG}} \geq 2 \text{ mrad}$ ermöglicht werden. Die Aufspaltung ist größer als die mit magnetischen Substrukturen. Die Berechnung erfolgt hierbei aus unendlich dünnen Drähten. Numerische Berechnungen erzielen einen etwas höheren Gradienten, wenn die Lücke schmaler ist als die Abmessungen der Drähte selbst (siehe Abbildung 7.2 (d)). Die Spinaufspaltung sollte in $\pm y$ -Richtung erfolgen, um zu verhindern, dass die Ionen in die Drahtwände stürzen. Die Probe muss gegenüber dem in Kapitel 2 vorgestellten homogenen Magnetfeld so ausgerichtet sein, dass eine Spininitialisierung in $\pm x$ -Richtung vorliegt. Dieses zusätzliche magnetische Feld stellt ebenfalls das adiabatische Verhalten des Spins beim Durchlaufen der Drähte sicher.

Zusätzlich muss die differentielle Lorentzkraft berücksichtigt werden. Ausgehend von der Emittanz $\eta = 1.6 \text{ nm mrad } \sqrt{\text{eV}}$ hat ein Strahl mit der Energie 0.1 eV und Strahldivergenz von $\Delta\theta_y \simeq 0.2 \text{ mrad}$ eine Strahltaile in y -Richtung von

$$\Delta y = \frac{\eta}{\sqrt{E} \Delta\theta_y} \approx 25 \text{ nm}. \quad (7.11)$$

Das überträgt sich in eine transversale Geschwindigkeit, die in die selbe Richtung verläuft wie die Stern-Gerlach-Aufteilung

$$\Delta v_L \sim \frac{L}{m} e B' \Delta y. \quad (7.12)$$

Die Winkelverbreiterung ist mit oben genannten Werten $\Delta\theta_L \approx 0.32 \text{ mrad}$ deutlich kleiner als die Aufspaltung der Stern-Gerlach-Kraft. Eine SG-Aufspaltung sollte somit beobachtbar sein.

Eine große Herausforderung stellen bei dieser Konfiguration die kleinen Abmessungen des Spalts zwischen den Drahtbahnen dar, zum einen in der Nanofabrikation, zum anderen für die Ionenoptiken, welche den Strahl durchführen. Nicht mit berücksichtigt sind bisher Reibungskräfte [Vol17, Oel18]. Diese entstehen durch Spiegelladungen, wenn das Ion die Oberfläche der Drähte polarisiert. Umso notwendiger ist es, dass der Strahl gegenüber dem Drahtpaar mittig ausgerichtet ist. Die Kräfte bremsen den Strahl ab oder können zu Dekohärenzeffekten führen [Sch12]. Weiterhin wurde angenommen, dass durch das inhomogene Feld die transversale Geschwindigkeit proportional zur Flugzeit ist und oszillierende Kräfte ignoriert werden. Die letzte Anordnung wird das mit einbeziehen.

Stromdurchflossene Drahtgitter

Die letzte vorgestellte Geometrie beruht auf der Verwendung von einer parallelen stromdurchflossenen Drahtserie, wie zum Beispiel in [Cog99] beschrieben, welche ein magnetisches Feld oberhalb ihrer Anordnung erzeugen (siehe Abbildung 7.3)¹. Der Ionenstrahl erreicht die Geometrie dabei in der yz -Ebene. Entlang der Bewegungsrichtung z in einer konstanten Höhe y_0 rotiert das magnetische Feld in der yz -Ebene, sodass der Gradient in y -Richtung eine spinabhängige Kraft in dieselbe Richtung hervorruft. Ungeachtet des oszillierenden Feldes ergibt sich für die Bewegung eine nichtverschwindende Stern-Gerlach-Kraft [Blo67], die durch Lösen der Bewegungsgleichungen

$$\begin{aligned} \frac{d\langle \hat{\mathbf{S}} \rangle}{dt} &= -\frac{g_S \mu_B}{\hbar} \langle \hat{\mathbf{S}} \rangle \times \mathbf{B}(\mathbf{r}) \\ m \frac{d\mathbf{v}}{dt} &= -g_S \mu_B (\langle \hat{\mathbf{S}} \rangle \cdot \nabla) \mathbf{B}(\mathbf{r}) + e\mathbf{v} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}) - \nabla V_{\text{im}}(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (7.13)$$

bestimmt wurde [McG11]. Das Ion erzeugt dabei in den leitenden Materialien Oberflächenladungen, die eine zusätzliche Kraft auf das Ion ausüben. Die Kraft kann durch das Spiegelpotential $V_{\text{im}}(\mathbf{r})$ ausgedrückt werden,

$$V_{\text{im}}(\mathbf{r}) = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 y}. \quad (7.14)$$

Für $y = 10 \mu\text{m}$ oberhalb der Gitteroberfläche ergibt sich ein Spiegelpotential von ca. $36 \mu\text{eV}$, was vergleichbar mit der transversalen Energie des Ions bei geringen Geschwindigkeiten ist². Das Teilchen muss aufgrund des schnell abfallenden Magnetfelds nah

¹ Eine ähnliche Anordnung könnte mit magnetischen Strukturen realisiert werden [Roa95, Hin99], sodass auftretende Probleme durch Joulesche Wärme vermieden werden können.

² Die verzögerte Antwort der Spiegelladung durch die Bewegung des Ions wird vernachlässigt.

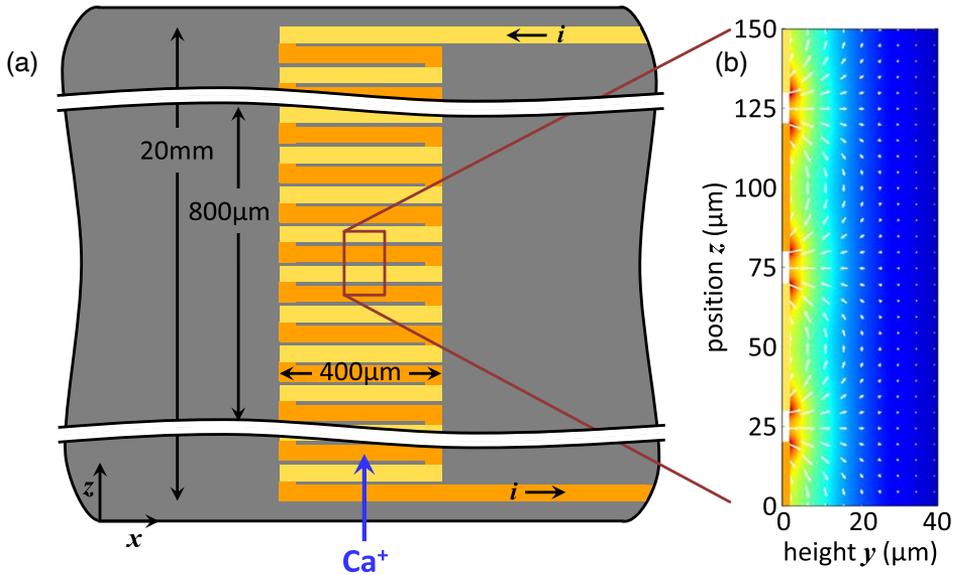


Abbildung 7.3.: (a) Schematische Darstellung eines Drahtgitters mit alternierendem Stromfluss (gelb und orange). Insgesamt gibt es 200 Drahtpaare auf einer Länge von 20 mm. Der Querschnitt eines Drahtes ist $40 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$. (b) Magnetisches Feld oberhalb des Drahtgitters in Richtung (weiße Pfeile) und Stärke (blau ist schwach, rot ist stark). Bild entnommen aus [Hen19].

oberhalb der Oberfläche geführt werden. Die Spiegelkraft zieht das Ion in Richtung der Oberfläche. Um einen vorzeitigen Verlust des Ions zu verhindern, kann ein zusätzliches Kompensationsfeld genutzt werden, das wiederum repulsiv auf das Ion wirkt. Es bietet sich ein homogenes Magnetfeld an, dass in x -Richtung orientiert ist und gleichzeitig die Quantisierungsachse außerhalb der Geometrie vorgibt. Das benötigte Feld muss die Ungleichung

$$ev_z B_{\text{hom}} > \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 y} \quad (7.15)$$

erfüllen, was bei den typischen Werten für Ionengeschwindigkeit und Oberflächenabstand zu Feldstärken von 10 – 30 G führt.

Die Ergebnisse der numerischen Simulation sind in Abbildung 7.4 dargestellt. Das Ion fliegt dabei unter einem Winkel gegenüber der Gitteroberfläche ($y = 0$) ein und vollführt aufgrund des homogenen Feldes eine halbkreisförmige Bahn. Spürt es zusätzlich die Spiegelkraft, wird das Ion Richtung Oberfläche gezogen. Sobald die Bedingung aus

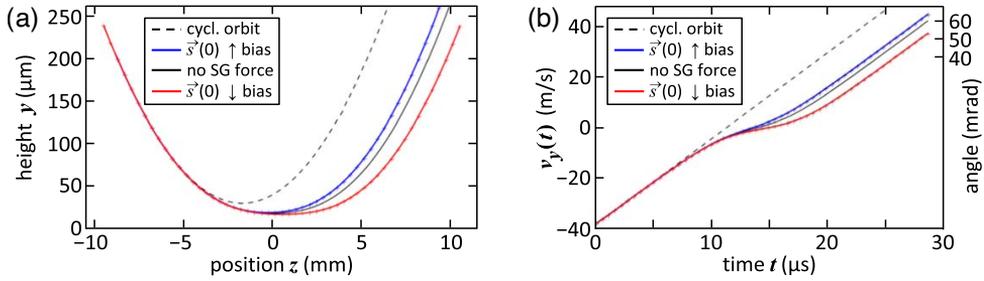


Abbildung 7.4.: (a) Simulierte Trajektorien eines Ions, das sich über ein stromdurchflossenes Drahtgitter bewegt für jeweilige Spininitialisierung parallel und antiparallel zu einem homogenen Bias-Feld (rot und blau), sowie ohne SG-Kraft (schwarz) und ohne anziehende Spiegelladungskräfte (gestrichelt). (b) Geschwindigkeit senkrecht zur Gitteroberfläche und Winkeldivergenz aufgetragen gegenüber der Zeit. Es wurde ein homogenes Magnetfeld von $B_{\text{hom}} = 20 \text{ G}$ für die Simulation verwendet. Bild entnommen aus [Hen19].

Gleichung (7.15) erfüllt ist, wird das Ion wieder von der Oberfläche wegbeugt. An der Position, die am nächsten der Oberfläche ist, spaltet die SG-Kraft, abhängig der Polarisierung, den Ionenstrahl auf. Der Strahl hat, sobald die Ionen die Gittergeometrie verlassen, eine Aufspaltung von ca. 10 mrad und eine räumliche Aufspaltung von mehr als 50 μm .

Alle drei vorgestellten Geometrien zeigen somit eine beobachtbare Aufspaltung, verursacht durch eine spinabhängige magnetische Kraft. Durch die Verwendung von schweren Ionen mit einer scharfen Geschwindigkeitsverteilung kann das fundamentale Problem, verursacht durch die Lorentzkraft, umgangen werden. Das vielversprechendste Ergebnis liefert dabei eine Anordnung aus einem planaren Drahtgitter. In der jetzigen Analyse ist die Kohärenz der spinabhängigen Aufspaltung nicht mit betrachtet worden, welche eine genaue Kontrolle über die magnetischen Felder benötigt und Voraussetzung für die Bestimmung der relativen Phase beider Spinzustände zueinander ist.



8

Ausblick

Das letzte Kapitel dieser Arbeit stellt zum einen die nötigen Erweiterungen der Infrastruktur vor, die für den zukünftigen Experimentierablauf gebraucht werden. Hier wird insbesondere auf den Einbau der zweiten Ionenfalle eingegangen. Zum anderen werden in den letzten beiden Abschnitten Experimentabläufe vorgestellt, welche die nächsten Schritte darstellen.

8.1. Erweiterung der experimentellen Infrastruktur

Einbau einer zweiten Paulfalle

Mit dem Einbau einer zweiten Ionenfalle soll die Infrastruktur des Aufbaus auch auf Schnittstellen von Quantencomputerknoten ausgelegt werden. Hierbei muss die zusätzliche Falle nicht der Bauweise der bereits eingesetzten Paulfalle entsprechen. Ein neues Design befindet sich bereits in der Planung [Lek20]. Dieses beinhaltet zwei aufeinandergesetzte Platten mit je einer Erweiterung auf insgesamt 40 Segmentpaaren, die unabhängig voneinander angesteuert werden können (siehe Abbildung 8.1 (a)). Damit über die lange axiale Strecke das RF-Potential konstant gehalten werden kann, gibt es einige Plagiatsegmente, auf denen ein Erdungspotential anliegt. Alle Segmente haben eine geschrägte Geometrie, um den Zugang durch die Schlitzstruktur mit Laserfeldern zu optimieren. Weiterer Zugänge sind durch die Platten in axiale und radiale Richtung gegeben. Die 3D-Strukturen werden durch selektives, laserinduziertes Ätzen (engl.: *selective laser-induced etching* SLE) erzeugt [Her14]. Dabei wird das verwendete Quarzglasmaterial mit einer Ätzlösung angeschwächt. Durch die Fokussierung eines Laserstrahls an die anvisierte Position wird anschließend Material abgetragen. Das bietet den Vorteil eines besseren Zugangs zu der Architektur, sodass auch überhängende Strukturen erzeugt werden können (siehe Abbildung 8.1 (b)). Elektroden können so besser voneinander isoliert werden. Der Glaskristall wird anschließend mit einer Chrom- und Platinschicht bedampft und bildet so eine haftbare Diffusionsbar-

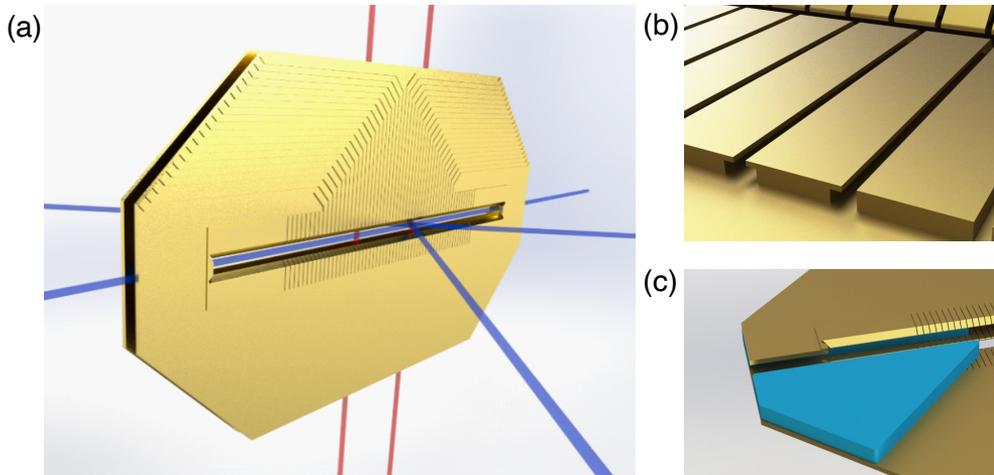


Abbildung 8.1.: Design der neuen Paulfalle. (a) Komplette Ionenfalle mit den Zugängen für Laserstrahlen durch die Schlitzstruktur, sowie zwischen den Platten in axialer und radialer Richtung. (b) Durch SLE erzeugte überhängende Strukturen, um eine bessere Isolierung zu garantieren. (c) Schnitt in das Modell, dass die abgeschrägten Segmente zeigt [Lek20].

riere. Im Abschluss wird durch Galvanotechnik eine Goldschicht von $4 - 5 \mu\text{m}$ erzeugt. Insgesamt wird eine bessere Materialsicht zu der jetzigen Paulfalle erwartet, was die Heizraten innerhalb der Falle noch einmal deutlich verbessern sollte [Bro15]. Die beiden Glasplatten werden mit 500 nm -Lötmaterialschicht, bestehend aus Gold und Germanium, miteinander verbunden. Im Vergleich zu der jetzigen Bauweise, benötigt man zur Fabrikation der Fallenchips keine Maske, sodass durch die SLE-Technik die Geometrie beliebig erweitert werden kann.

Weitere Ergänzungen und Charakterisierungsmessungen

Um erste Experimente zur Implantation durchführen zu können, wird ein SEM-Detektor benötigt, der für hohe Extraktionsenergien von $> 1 \text{ keV}$ ausgelegt ist. Da sich ein frequentieller Wechsel von Detektoren mit verschiedenen Spezifikationen nicht anbietet, muss auf eine andere Variante ausgewichen werden. Es bietet sich an, den Detektor nicht mit dem restlichen Moduldesign zu verbinden, sondern ihn auf dem Bodenflansch inklusive der elektrischer Durchführungen auszulagern, um einen schnellen Zugriff zu gewährleisten. Dieser bietet als CF200-Flansch ausreichend Platz für zwei Detektoren, die für verschiedene Anwendungen eingesetzt werden können. So kann ein Vielkanalanalysator ergänzt werden, um eine räumliche Verteilung der ankommenden Ionen

zu erhalten und die Untersuchungen von Stern-Gerlach-Aufspaltungen voranzutreiben. Es werden zudem die Laserfelder für den Quadrupolübergang zwischen $4^2S_{1/2}$ und $3^2D_{3/2}$ und der Initialisierung durch optisches Pumpen ergänzt. Das ermöglicht spektroskopische Möglichkeiten um Seitenbänder, entstehend durch Kopplung mit den Bewegungsmoden, aufzulösen. Das Ion kann so durch zusätzliche Kühlmechanismen in den Bewegungsgrundzustand der Falle gekühlt werden. Die Notwendigkeit wurde im Detail in Kapitel 7 beschrieben. Ebenda wurde auch die Winkeldivergenz $\Delta\theta$ des Ionenstrahls angesprochen. Diese wurde im Verlauf der Arbeit nicht gemessen. Das Vorgehen dazu ist in [Jac16a] beschrieben. Zur Strahlmessung wird mithilfe des seitlich angebrachten Greifers eine Schneidkante aus gespaltenen Galliumarsenid schrittweise in die Proberegion eingefahren. Im nächsten Schritt wird zusätzlich die Einzellinse zugeschaltet, um Fokusgrößen im Nanometer-Regime zu erzeugen.

8.2. Untersuchungen durch Energieverlustspektroskopie

Erste Oberflächenuntersuchungen sollen auf Grundlage von Energieverlustspektroskopie mit Ionen durchgeführt werden. Analog zur Elektronenenergieverlustspektroskopie (engl.: *electron energy-loss spectroscopy*, EELS) kommt ein monochromatischer Strahl aus geladenen Teilchen zum Einsatz, der in Wechselwirkung mit einem Material tritt. Im Falle von Elektronen, die durch μm -dicke Schichten transmittiert werden können, kommt es zur Streuung am schwereren Atomkern. Der Energieverlust ist gering und die Streuung kann als elastisch angesehen werden. Hingegen kommt es durch Coulomb-Wechselwirkungen zu inelastischen Streuprozessen mit den Elektronen. Da der entstehende Energieabfall abhängig vom Probenmaterial ist, können durch das transmittierte Energiespektrum Aussagen über die strukturellen und chemischen Bestandteile getroffen werden [Ege08]. Ionen können aufgrund ihrer Masse nur bedingt Materialien durchdringen, können aber in Wechselwirkung mit den Atomen der Oberflächen treten. Der Energieverlust ist deutlich geringer als beim Einsatz von leichten Elektronen. Der jetzige Aufbau bietet mit einer schmalen Energieverteilung von deterministisch extrahierten Ionen die Möglichkeit, diesen Energieverlust aufzulösen. Das Verfahren beruht auf der Messung der Kühlkurven beim Wiedereinfangen des Ions. Energiereichere Ionen benötigen einen längeren Kühlprozess, um das ursprüngliche Fluoreszenzlevel wieder zu bekommen. Kommerzielle Photoelektronenvervielfacher (engl.: *photomultiplier tube*, PMT) sind durchaus in der Lage, Kühlkurven von transportierten Ionen in einer segmentierten Paulfalle aufzulösen [Hub08].

8.3. Flugzeitmessungen als präzise Messmethode von quantenmechanischen Voraussagen

In der Quantenmechanik ist jeder Observablen oder Messgröße ein hermitescher Operator zugeordnet, der auf den zugehörigen Hilbertraum wirkt. Prominenteste Beispiele sind der Orts- und Impulsoperator \hat{x} und \hat{p} und die dazugehörige Unschärferelation, die eine untere Grenze zwischen den beiden Messgrößen angibt. Diese ist ungleich Null, weil beide Operatoren nicht kommutieren. Diese Unschärferelation wird in der gängigen Literatur auch zwischen Energie und Zeit angegeben. Dagegen aber stellt die Zeit t keinen Operator da, sondern ist in den Wellenfunktionen und Operatoren als Parameter vorhanden. Die korrekte Behandlung des Zeitbegriffs ist ein Bestandteil der aktuellen Forschung [Aha61]. Während die Zeit in der Kopenhagener Deutung mit dem Kollaps der Wellenfunktion verbunden ist, ist die Zeit in der Bohmschen Mechanik die Parametrisierung der deterministischen Trajektorie eines jeden Teilchen. Ein darauf beruhender Versuchsaufbau, wie in [Das19a, Das19b] beschrieben und als Referenz verwendet, untersucht die Flugzeitverteilung von Spin- $1/2$ -Teilchen.

Wie bereits in Kapitel 1 dargestellt, beruht die Bohmsche Mechanik auf einer Bewegungsgleichung eines jeden Teilchen, welche mit der Wellenfunktion aus der Schrödingergleichung gelöst werden kann. Bei Verwendung von Spin- $1/2$ -Teilchen muss die

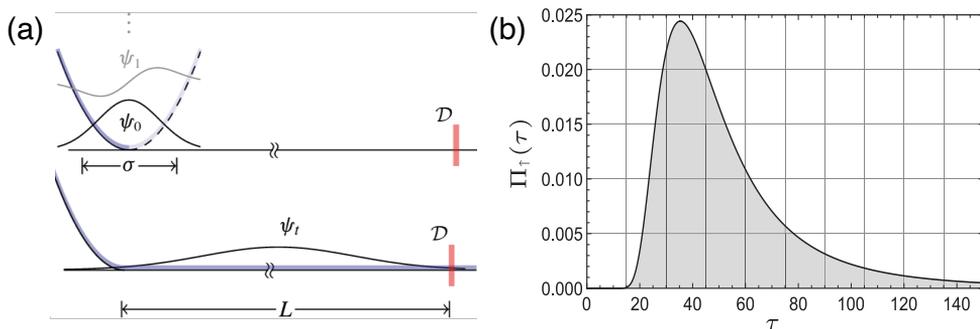


Abbildung 8.2.: (a) Entwurf eines Experiments für Tests der Quantenmechanik. Das Wellenpaket eines Ions der Größe σ befindet sich innerhalb eines harmonischen Potential. Durch Abschalten des Potentials kann das Wellenpaket expandieren. Das Ion wird von einem Detektor \mathcal{D} im Abstand L registriert. (b) Erwartete Flugzeitverteilung für ein Spin-Up-Ensemble, berechnet mit Bohmschen Trajektorien. τ ist als dimensionslose Zeit $\hbar t/m\sigma^2$ angegeben. Die Flugzeitverteilung wurde für einen Abstand $L = 50\sigma$ bestimmt. Bilder entnommen aus [Das19b] und [SK20].

Bohmsche-Theorie auf die Pauligleichung

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\hbar^2}{2m} (\hat{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \nabla)^2 \Psi(\mathbf{r}, t) + V(\mathbf{r}, t) \Psi(\mathbf{r}, t) \quad (8.1)$$

erweitert werden. Die lösende Wellenfunktion bestimmt das Geschwindigkeitsfeld

$$m\dot{\mathbf{r}} = \hbar \Im \left[\frac{\Psi^\dagger \nabla \Psi}{\Psi^\dagger \Psi} \right] + \frac{\hbar}{2} \left[\frac{\nabla \times (\Psi^\dagger \hat{\boldsymbol{\sigma}} \Psi)}{\Psi^\dagger \Psi} \right] \quad (8.2)$$

mit den Paulioperatoren $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$. Die Wellenfunktion $\Psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r}, t)\chi$ besteht dabei aus einem räumlichen Anteil $\psi(\mathbf{r}, t)$ und einem zweikomponentigen Spinor χ . Die Ankunftszeit $\tau(\mathbf{R}_0)$ einer Trajektorie am Punkt L , die bei \mathbf{R}_0 startet, ist

$$\tau(\mathbf{R}_0) = \min\{t \mid z(t, \mathbf{R}_0) = L, \mathbf{R}_0 \in \text{supp}(\Psi_0)\}, \quad (8.3)$$

wobei Ψ_0 die Wellenfunktion zum Startzeitpunkt $t = 0$ darstellt. Die Flugzeitverteilung lautet dann

$$\Pi_{\text{Bohm}}(\tau) = \int_{\text{supp}(\Psi_0)} d^3\mathbf{R}_0 \delta(\tau(\mathbf{R}_0) - \tau) |\Psi_0(\mathbf{R}_0)|^2. \quad (8.4)$$

Abhängig des Spinors

$$\chi = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \\ \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) e^{i\beta} \end{pmatrix} \quad (8.5)$$

mit $\alpha \in [0, \pi] \wedge \beta \in [0, 2\pi[$ und somit der Einstellung des Spins ergeben sich die jeweiligen Flugzeitverteilungen (siehe Abbildung 8.2 (b)).

Auf dieser Grundlage soll ein TOF-Experiment durchgeführt werden, um diese theoretischen Hypothesen zu überprüfen (siehe Abbildung 8.2 (a)) [SK20]. Hierfür soll ein in den Bewegungsgrundzustand gekühltes $^{40}\text{Ca}^+$ -Ion verwendet werden, dessen räumliches Wellenpaket eine Ausdehnung von ca. $\sigma = 10$ nm besitzt. Eine Initialisierung in einen definierten Spinzustand wird vorausgesetzt. Das präzise kontrollierbare harmonische Potential, in dem das Ion gefangen ist, wird auf einer Seite geöffnet, sodass das Wellenpaket frei expandieren kann. Eine Alternative zu elektrischen Potentialen, wie sie in dieser Arbeit beschrieben sind und das Ion aus der Falle extrahieren, bieten optische Potentiale, wie sie mit kohärenten Lichtfeldern zur Licht-Materie-Wechselwirkung erzeugt werden können [Sch16]. Ein sich im Abstand L befindender Detektor misst die Ankunftszeit. Hierbei muss die Detektion nicht zwangsläufig über den SEM-Detektor

erfolgen, da seine Verarbeitungszeit zu Messungenauigkeiten führen kann. Es ergibt sich vielmehr eine neue Möglichkeiten mit dem Einsatz eines zweiten eingestrahlten Laserfeldes, welches als Vorhang wirkt. Entstehende Fluoreszenz kann mit der EMCCD-Kamera oder einem PMT detektiert werden. Das in dieser Arbeit vorgestellte Experiment ist die Voraussetzung mit seiner hohen Wiederholungsrate unter gleichbleibenden Konditionen in der Trajektorienkontrolle, um die Flugzeitverteilung aufzulösen. Dies macht einen Paradigmenwechsel in unserem Blick auf die physikalische Natur möglich.



Wissenschaftliche Publikationen

Spin and motion dynamics with zigzag ion crystals in transverse magnetic field gradients

J. Welzel, F. Stopp und Ferdinand Schmidt-Kaler

Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **52**, 025301 (2019)

Trapping and sympathetic cooling of single thorium ions for spectroscopy

K. Groot-Berning, F. Stopp, G. Jacob, D. Budker, R. Haas, D. Renisch, J. Runke, P. Thörle-Pospiech, Ch. Düllmann und F. Schmidt-Kaler

Physical Review A **99**, 023420 (2019)

Stern-Gerlach splitting of low-energy ion beams

C. Henkel, G. Jacob, F. Stopp, F. Schmidt-Kaler, M. Keil, Y. Japha und R. Folman

New Journal of Physics **21**, 083022 (2019)

Catching, trapping and in-situ-identification of thorium ions inside Coulomb crystals of $^{40}\text{Ca}^+$ ions

F. Stopp, K. Groot-Berning, G. Jacob, D. Budker, R. Haas, D. Renisch, J. Runke, P. Thörle-Pospiech, Ch. Düllmann und F. Schmidt-Kaler

Hyperfine Interaction **240**, 33 (2019)

Deterministic single ion implantation of rare-earth ions for nanometer resolution colour center generation

K. Groot-Berning, T. Kornher, G. Jacob, F. Stopp, S. Dawkins, R. Kolesov, J. Wrachtrup, K. Singer und F. Schmidt-Kaler

Physical Review Letters **123**, 106802 (2019)

Development of a recoil ion source providing slow Th ions including $^{229(m)}\text{Th}$ in a broad charge state distribution

R. Haas, T. Kieck, D. Budker, Ch. Düllmann, K. Groot-Berning, W. Li, D. Renisch, F. Schmidt-Kaler, F. Stopp and A. Viatkina

Hyperfine Interaction **241**, 25 (2020)

Literaturverzeichnis

- [Abb73] E. Abbe, *Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung*, Archiv für Mikroskopische Anatomie **9**, 413 (1873).
- [Aha61] Y. Aharonov and D. Bohm, *Time in the Quantum Theory and the Uncertainty Relation for Time and Energy*, Physical Review **122**, 1649 (1961).
- [All86] M. Allen and D. Tildesley, *Computer simulations of liquids*, Oxford Science Publications, 1986.
- [Alo16] J. Alonso, F. M. Leupold, Z. Solèr, M. Fadel, M. Marinelli, B. C. Keitch, V. Negnevitsky, and J. P. Home, *Generation of large coherent states by bang-bang control of a trapped-ion oscillator*, Nature Communications **7**, 1 (2016).
- [Ami19] O. Amit, Y. Margalit, O. Dobkowski, Z. Zhou, Y. Japha, M. Zimmermann, M. A. Efremov, F. A. Narducci, E. M. Rasel, W. P. Schleich, and R. Folman, *T³ Stern-Gerlach Matter-Wave Interferometer*, Physical Review Letters **123**, 083601 (2019).
- [Arn99] M. Arndt, O. Nairz, J. Vos-Andreae, C. Keller, G. van der Zouw, and A. Zeilinger, *Wave-particle duality of C60 molecules*, Nature **401**, 680 (1999).
- [Bat02] H. Batelaan, *Electrons, Stern-Gerlach magnets, and quantum mechanical propagation*, American Journal of Physics **70**, 325 (2002).
- [Beh14] R. Behunin, D. Dalvit, R. Decca, and C. Speake, *Limits on the accuracy of force sensing at short separations due to patch potentials*, Physical Review D **89**, 051301 (2014).
- [Ber98] D. Berkeland, J. Miller, J. Bergquist, W. Itano, and D. Wineland, *Minimization of ion micromotion in a Paul trap*, Journal of Applied Physics **83**, 5025 (1998).
- [Ber18] J. C. Berengut, D. Budker, C. Delaunay, V. V. Flambaum, C. Frugiuele, E. Fuchs, C. Grojean, R. Harnik, R. Ozeri, G. Perez, and Y. Soreq, *Probing New Long-Range Interactions by Isotope Shift Spectroscopy*, Physical Review Letters **120**, 091801 (2018).
- [Blo62] M. Bloom and K. Erdman, *The Transverse Stern-Gerlach Experiment*, Canadian Journal of Physics **40**, 179 (1962).
- [Blo67] M. Bloom, E. Enga, and H. Lew, *Observation of the transverse Stern-Gerlach effect in neutral potassium*, Canadian Journal of Physics **45**, 1481 (1967).
- [Blo99] I. Bloch, T. W. Hänsch, and T. Esslinger, *Atom Laser with a cw Output Coupler*, Physical Review Letters **82**, 3008 (1999).
- [Blü89] R. Blümel, C. Kappler, W. Quint, and H. Walther, *Chaos and order of laser-cooled ions in a Paul trap*, Physical Review A **40**, 808 (1989).
- [Boh52a] D. Bohm, *A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of Hidden Variables. I*, Physical Review **85**, 166 (1952).
- [Boh52b] D. Bohm, *A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of Hidden Variables. II*, Physical Review **85**, 180 (1952).

- [Bre19] S. M. Brewer, J.-S. Chen, A. M. Hankin, E. R. Clements, C. W. Chou, D. J. Wineland, D. B. Hume, and D. R. Leibbrandt, *$^{27}\text{Al}^+$ Quantum-Logic Clock with a Systematic Uncertainty below 10^{-18}* , Physical Review Letters **123**, 033201 (2019).
- [Bro15] M. Brownnutt, M. Kumph, P. Rabl, and R. Blatt, *Ion-trap measurements of electric-field noise near surfaces*, Reviews of Modern Physics **87**, 1419 (2015).
- [Bür06] T. J. Bürvenich, J. Evers, and C. H. Keitel, *Nuclear Quantum Optics with X-Ray Laser Pulses*, Physical Review Letters **96**, 142501 (2006).
- [Cir94] J. Cirac, L. Garay, R. Blatt, A. Parkins, and P. Zoller, *Laser cooling of trapped ions: The influence of micromotion*, Physical Review A **49**, 421 (1994).
- [Cog99] L. Cогnet, V. Savalli, P. D. Featonby, K. Helmerson, N. Westbrook, C. Westbrook, W. Phillips, A. Aspect, G. Zabow, M. Drndić, C. Lee, R. Westervelt, and M. Prentiss, *Smoothing a current-carrying atomic mirror*, Europhysics Letters **47**, 538 (1999).
- [Cor97] T. Cornish and R. Cotter, *High-Order Kinetic Energy Focusing in an End Cap Reflectron Time-of-Flight Mass Spectrometer*, Analytical Chemistry **69**, 4615 (1997).
- [Cot07] R. Cotter, W. Griffith, and C. Jelinek, *Tandem time-of-flight (TOF/TOF) mass spectrometry and the curved-field reflectron*, Journal of Chromatography B **855**, 2 (2007).
- [Cou20] I. Counts, J. Hur, D. P. L. Aude Craik, H. Jeon, C. Leung, J. C. Berengut, A. Geddes, A. Kawasaki, W. Jhe, and V. Vuletic, *Evidence for Nonlinear Isotope Shift in Yb^+ Search for New Boson*, Physical Review Letters **125**, 123002 (2020).
- [Dal89] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*, Journal of the Optical Society of America B **6**, 2023 (1989).
- [Das19a] S. Das and D. Dürr, *Arrival time distributions of spin-1/2 particles*, Scientific Reports **9**, 1 (2019).
- [Das19b] S. Das, M. Nöth, and D. Dürr, *Exotic Bohmian arrival times of spin-1/2 particles: An analytical treatment*, Physical Review A **99**, 052124 (2019).
- [Dem10] W. Demtröder, *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*, Springer, 2010.
- [Dem14] W. Demtröder, *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, Springer, 2014.
- [Dem15] W. Demtröder, *Experimentalphysik 1: Mechanik und Wärme*, Springer, 2015.
- [Dib18] A. M. Dibos, M. Raha, C. M. Phenicie, and J. D. Thompson, *Atomic Source of Single Photons in the Telecom Band*, Physical Review Letters **120**, 243601 (2018).
- [DiV00] D. DiVincenzo, *The Physical Implementation of Quantum Computation*, Fortschritte der Physik **48**, 9 (2000).
- [Dol13] F. Dolde, I. Jakobi, B. Naydenov, N. Zhao, S. Pezzagna, C. Trautmann, J. Meijer, P. Neumann, F. Jelezko, and J. Wrachtrup, *Room-temperature entanglement between single defect spins in diamond*, Nature Physics **9**, 139 (2013).
- [Don05] E. Donley, T. Heavner, F. Levi, M. Tataw, and S. Jefferts, *Double-pass acousto-optic modulator system*, Review of Scientific Instruments **76**, 063112 (2005).

- [Don15] J. van Donkelaar, C. Yang, A. Alves, J. McCallum, C. Hougaard, B. Johnson, F. Hudson, A. Dzurak, A. Morello, D. Spemann, and D. Jamieson, *Single atom devices by ion implantation*, Journal of Physics: Condensed Matter **27**, 154204 (2015).
- [Dor99] V. Doroshenko and R. Cotter, *Ideal velocity focusing in a reflectron time-of-flight mass spectrometer*, Journal of the American Society for Mass Spectrometry **10**, 992 (1999).
- [Dre83] R. Drever, J. L. Hall, F. Kowalski, J. Hough, G. Ford, A. Munley, and H. Ward, *Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator*, Applied Physics B **31**, 97 (1983).
- [Ebl11] J. Eble, *Versatile operations with calcium and multi-species ion crystals*, Ph.D. thesis, Universität Ulm (2011).
- [Ege08] R. Egerton, *Electron energy-loss spectroscopy in the TEM*, Reports on Progress in Physics **72**, 016502 (2008).
- [Eki06] J. Ekin, *Experimental Techniques for Low-Temperature Measurements*, Oxford University Press, 2006.
- [Eng88] B. Englert, J. Schwinger, and M. Scully, *Is spin coherence like Humpty-Dumpty? I. Simplified treatment*, Foundations of Physics **18**, 1045 (1988).
- [Eng10] D. Englund, B. Shields, K. Rivoire, F. Hatami, J. Vuckovic, H. Park, and M. Lukin, *Deterministic Coupling of a Single Nitrogen Vacancy Center to a Photonic Crystal Cavity*, Nano Letters **10**, 3922 (2010).
- [Esw19] S. Eswara, A. Pshenova, L. Yedra, Q. Hoang, J. Lovric, P. Philipp, and T. Wirtz, *Correlative microscopy combining transmission electron microscopy and secondary ion mass spectrometry: A general review on the state-of-the-art, recent developments, and prospects*, Applied Physics Reviews **6**, 021312 (2019).
- [Fel15] T. Feldker, P. Bachor, M. Stappel, D. Kolbe, R. Gerritsma, J. Walz, and F. Schmidt-Kaler, *Rydberg Excitation of a Single Trapped Ion*, Physical Review Letters **115**, 173001 (2015).
- [Fla06] V. V. Flambaum, *Enhanced Effect of Temporal Variation of the Fine Structure Constant and the Strong Interaction in ^{229}Th* , Physical Review Letters **97**, 092502 (2006).
- [Flo83] G. Floquet, *Sur les équations différentielles linéaires à coefficients périodiques*, Annales scientifiques de l'École normale supérieure **12**, 47 (1883).
- [Fow16] J. D. Fowlkes, R. Winkler, B. B. Lewis, M. G. Stanford, H. Plank, and P. D. Rack, *Simulation-guided 3D nanomanufacturing via focused electron beam induced deposition*, ACS nano **10**, 6163 (2016).
- [Für14] H. Fürst, M. Goerz, U. Poschinger, M. Murphy, S. Montangero, T. Calarco, F. Schmidt-Kaler, K. Singer, and C. Koch, *Controlling the transport of an ion: classical and quantum mechanical solutions*, New Journal of Physics **16**, 075007 (2014).
- [Gar02] B. Garraway and S. Stenholm, *Does a flying electron spin?*, Contemporary Physics **43**, 147 (2002).

- [GB19a] K. Groot-Berning, T. Kornher, G. Jacob, F. Stopp, S. Dawkins, R. Kolesov, J. Wrachtrup, K. Singer, and F. Schmidt-Kaler, *Deterministic Single-Ion Implantation of Rare-Earth Ions for Nanometer-Resolution Color-Center Generation*, Physical Review Letters **123**, 106802 (2019).
- [GB19b] K. Groot-Berning, F. Stopp, G. Jacob, D. Budker, R. Haas, D. Renisch, J. Runke, P. Thörle-Pospiech, C. E. Düllmann, and F. Schmidt-Kaler, *Trapping and sympathetic cooling of single thorium ions for spectroscopy*, Physical Review A **99**, 023420 (2019).
- [Geb15] F. Gebert, Y. Wan, F. Wolf, C. N. Angstmann, J. C. Berengut, and P. O. Schmidt, *Precision Isotope Shift Measurements in Calcium Ions Using Quantum Logic Detection Schemes*, Physical Review Letters **115**, 053003 (2015).
- [Ger22a] W. Gerlach and O. Stern, *Das magnetische Moment des Silberatoms*, Zeitschrift für Physik **9**, 353 (1922).
- [Ger22b] W. Gerlach and O. Stern, *Der experimentelle Nachweis des magnetischen Moments des Silberatoms*, Zeitschrift für Physik **8**, 110 (1922).
- [Ger11] S. Gerlich, S. Eibenberger, M. Tomandl, S. Nimmrichter, K. Hornberger, P. J. Fagan, J. Tüxen, M. Mayor, and M. Arndt, *Quantum interference of large organic molecules*, Nature Communications **2**, 1 (2011).
- [Gha20] M. Ghadimi, E. Bridge, J. Scarabel, S. Connell, K. Shimizu, E. Streed, and M. Lobino, *Multichannel optomechanical switch and locking system for wavemeters*, Applied Optics **59**, 5136 (2020).
- [Gla63] R. Glauber, *Coherent and Incoherent States of the Radiation Field*, Physical Review **131**, 2766 (1963).
- [Gri17] R. Grinham and A. Chew, *A Review of Outgassing and Methods for its Reduction*, Applied Science and Convergence Technology **26**, 95 (2017).
- [Gru97] A. Gruber, A. Dräbenstedt, C. Tietz, L. Fleury, J. Wrachtrup, and C. v. Borczyskowski, *Scanning Confocal Optical Microscopy and Magnetic Resonance on Single Defect Centers*, Science **276**, 2012 (1997).
- [GS12] D. Garcia-Sanchez, K. Y. Fong, H. Bhaskaran, S. Lamoreaux, and H. X. Tang, *Casimir Force and In Situ Surface Potential Measurements on Nanomembranes*, Physical Review Letters **109**, 027202 (2012).
- [Haa20] R. Haas, T. Kieck, D. Budker, C. E. Düllmann, K. Groot-Berning, W. Li, D. Renisch, F. Schmidt-Kaler, F. Stopp, and A. Viatkina, *Development of a recoil ion source providing slow Th ions including $^{229(m)}\text{Th}$ in a broad charge state distribution*, Hyperfine Interactions **241**, 25 (2020).
- [Hac03] L. Hackermüller, S. Uttenthaler, K. Hornberger, E. Reiger, B. Brezger, A. Zeilinger, and M. Arndt, *Wave Nature of Biomolecules and Fluorofullerenes*, Physical Review Letters **91**, 090408 (2003).
- [Hac04] L. Hackermüller, K. Hornberger, B. Brezger, A. Zeilinger, and M. Arndt, *Decoherence of matter waves by thermal emission of radiation*, Nature **427**, 711 (2004).
- [Has09] F. Hasselbach, *Progress in electron- and ion-interferometry*, Reports on Progress in Physics **73**, 016101 (2009).

- [Hei27] W. Heisenberg, *Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik*, Zeitschrift für Physik **43**, 172 (1927).
- [Hen19] C. Henkel, G. Jacob, F. Stopp, F. Schmidt-Kaler, M. Keil, Y. Japha, and R. Folman, *Stern-Gerlach splitting of low-energy ion beams*, New Journal of Physics **21**, 083022 (2019).
- [Her14] M. Hermans, J. Gottmann, and F. Riedel, *Selective, Laser-Induced Etching of Fused Silica at High Scan-Speeds Using KOH.*, Journal of Laser Micro/Nanoengineering **9** (2014).
- [Het15] M. Hettrich, T. Ruster, H. Kaufmann, C. F. Roos, C. T. Schmiegelow, F. Schmidt-Kaler, and U. G. Poschinger, *Measurement of Dipole Matrix Elements with a Single Trapped Ion*, Physical Review Letters **115**, 143003 (2015).
- [Hin99] E. Hinds and I. Hughes, *Magnetic atom optics: mirrors, guides, traps, and chips for atoms*, Journal of Physics D: Applied Physics **32**, R119 (1999).
- [Hol03] P. Holland and C. Philippidis, *Implications of Lorentz covariance for the guidance equation in two-slit quantum interference*, Physical Review A **67**, 062105 (2003).
- [Hom06] P. Hommelhoff, Y. Sortais, A. Aghajani-Talesh, and M. A. Kasevich, *Field Emission Tip as a Nanometer Source of Free Electron Femtosecond Pulses*, Physical Review Letters **96**, 077401 (2006).
- [Hsu16] J.-F. Hsu, P. Ji, C. W. Lewandowski, and B. D’Urso, *Cooling the motion of diamond nanocrystals in a magneto-gravitational trap in high vacuum*, Scientific Reports **6**, 30125 (2016).
- [Hub08] G. Huber, T. Deuschle, W. Schnitzler, R. Reichle, K. Singer, and F. Schmidt-Kaler, *Transport of ions in a segmented linear Paul trap in printed-circuit-board technology*, New Journal of Physics **10**, 013004 (2008).
- [Iba11] Y. Ibaraki, U. Tanaka, and S. Urabe, *Detection of parametric resonance of trapped ions for micromotion compensation*, Applied Physics B **105**, 219 (2011).
- [Int15] F. Intravaia, V. Mkrtchian, S. Buhmann, S. Scheel, D. Dalvit, and C. Henkel, *Friction forces on atoms after acceleration*, Journal of Physics: Condensed Matter **27**, 214020 (2015).
- [Int19] F. Intravaia, M. Oelschläger, D. Reiche, D. A. R. Dalvit, and K. Busch, *Quantum Rolling Friction*, Physical Review Letters **123**, 120401 (2019).
- [Jac16a] G. Jacob, *Ion Implantation and Transmission Microscopy with Nanometer Resolution Using a Deterministic Ion Source*, Ph.D. thesis, Universität Mainz (2016).
- [Jac16b] G. Jacob, K. Groot-Berning, S. Wolf, S. Ulm, L. Couturier, S. Dawkins, U. Poschinger, F. Schmidt-Kaler, and K. Singer, *Transmission Microscopy with Nanometer Resolution Using a Deterministic Single Ion Source*, Physical Review Letters **117**, 043001 (2016).
- [Jam98] D. James, *Quantum dynamics of cold trapped ions with application to quantum computation*, Applied Physics B **66**, 181 (1998).
- [Jun17] K. Jung, Y. Yamamoto, and S. Hasegawa, *Excess micromotion compensation of trapped ions in a linear Paul trap for trace isotope analysis*, Journal of Nuclear Science and Technology **54**, 1261 (2017).

- [Kan98] B. Kane, *A silicon-based nuclear spin quantum computer*, Nature **393**, 133 (1998).
- [Kau17a] H. Kaufmann, T. Ruster, C. T. Schmiegelow, M. A. Luda, V. Kaushal, J. Schulz, D. von Lindenfels, F. Schmidt-Kaler, and U. G. Poschinger, *Fast ion swapping for quantum-information processing*, Physical Review A **95**, 052319 (2017).
- [Kau17b] H. Kaufmann, T. Ruster, C. T. Schmiegelow, M. A. Luda, V. Kaushal, J. Schulz, D. von Lindenfels, F. Schmidt-Kaler, and U. G. Poschinger, *Scalable Creation of Long-Lived Multipartite Entanglement*, Physical Review Letters **119**, 150503 (2017).
- [Kau19] V. Kaushal, *A shuttling-based trapped-ion quantum processing node*, Ph.D. thesis, Universität Mainz (2019).
- [Kau20] V. Kaushal, B. Lekitsch, A. Stahl, J. Hilder, D. Pijn, C. Schmiegelow, A. Bermudez, M. Müller, F. Schmidt-Kaler, and U. Poschinger, *Shuttling-based trapped-ion quantum information processing*, AVS Quantum Science **2**, 014101 (2020).
- [Keh11] A. Kehlberger, *Entwicklung und Aufbau einer neuartigen Ionenfalle*, Master's thesis, Universität Mainz (2011).
- [Kei16] M. Keil, O. Amit, S. Zhou, D. Groswasser, Y. Japha, and R. Folman, *Fifteen years of cold matter on the atom chip: promise, realizations, and prospects*, Journal of Modern Optics **63**, 1840 (2016).
- [Kjæ05] N. Kjærgaard, K. Mølhave, and M. Drewsen, *Design and construction of a linear Paul trap for the study of crystalline beams*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **540**, 209 (2005).
- [Knü12] S. Knünz, M. Herrmann, V. Batteiger, G. Saathoff, T. Hänsch, and T. Udem, *Sub-millikelvin spatial thermometry of a single Doppler-cooled ion in a Paul trap*, Physical Review A **85**, 023427 (2012).
- [Koc19] M. Koch, J. Keizer, P. Pakkiam, D. Keith, M. House, E. Peretz, and M. Simmons, *Spin read-out in atomic qubits in an all-epitaxial three-dimensional transistor*, Nature Nanotechnology **14**, 137 (2019).
- [Kol12] R. Kolesov, K. Xia, R. Reuter, R. Stöhr, A. Zappe, J. Meijer, P. Hemmer, and J. Wrachtrup, *Optical detection of a single rare-earth ion in a crystal*, Nature Communications **3**, 1 (2012).
- [Kol13] R. Kolesov, K. Xia, R. Reuter, M. Jamali, R. Stöhr, T. Inal, P. Siyushev, and J. Wrachtrup, *Mapping Spin Coherence of a Single Rare-Earth Ion in a Crystal onto a Single Photon Polarization State*, Physical Review Letters **111**, 120502 (2013).
- [Kor16] T. Kornher, K. Xia, R. Kolesov, N. Kukharchyk, R. Reuter, P. Siyushev, R. Stöhr, M. Schreck, H.-W. Becker, B. Villa, A. D. Wieck, and J. Wrachtrup, *Production yield of rare-earth ions implanted into an optical crystal*, Applied Physics Letters **108**, 053108 (2016).
- [Kor20] T. Kornher, D.-W. Xiao, K. Xia, F. Sardi, N. Zhao, R. Kolesov, and J. Wrachtrup, *Sensing Individual Nuclear Spins with a Single Rare-Earth Electron Spin*, Physical Review Letters **124**, 170402 (2020).

- [Kre05] A. Kreuter, C. Becher, G. P. T. Lancaster, A. B. Mundt, C. Russo, H. Häffner, C. Roos, W. Hänsel, F. Schmidt-Kaler, R. Blatt, and M. S. Safronova, *Experimental and theoretical study of the $3d^2D$ -level lifetimes of $^{40}\text{Ca}^+$* , Physical Review A **71**, 032504 (2005).
- [Krü11] M. Krüger, M. Schenk, and P. Hommelhoff, *Attosecond control of electrons emitted from a nanoscale metal tip*, Nature **475**, 78 (2011).
- [Kur97] C. Kurtsiefer, T. Pfau, and J. Mlynek, *Measurement of the Wigner function of an ensemble of helium atoms*, Nature **386**, 150 (1997).
- [Lei96] D. Leibfried, D. M. Meekhof, B. E. King, C. Monroe, W. M. Itano, and D. J. Wineland, *Experimental Determination of the Motional Quantum State of a Trapped Atom*, Physical Review Letters **77**, 4281 (1996).
- [Lei03] D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe, and D. Wineland, *Quantum dynamics of single trapped ions*, Reviews of Modern Physics **75**, 281 (2003).
- [Lek17] B. Lekitsch, S. Weidt, A. G. Fowler, K. Mølmer, S. J. Devitt, C. Wunderlich, and W. K. Hensinger, *Blueprint for a microwave trapped ion quantum computer*, Science Advances **3**, e1601540 (2017).
- [Lek20] B. Lekitsch and A. Müller, *persönliche Korrespondenz* (2020).
- [Lem18] M.-A. Lemonde, S. Meesala, A. Sipahigil, M. J. A. Schuetz, M. D. Lukin, M. Loncar, and P. Rabl, *Phonon Networks with Silicon-Vacancy Centers in Diamond Waveguides*, Physical Review Letters **120**, 213603 (2018).
- [Lop19] C. Lopez, A. Trimeche, D. Comparat, and Y. Picard, *Real-Time Trajectory Control of Deterministically Produced Ions*, Physical Review Applied **11**, 064049 (2019).
- [Lüh19] T. Lühmann, R. John, R. Wunderlich, J. Meijer, and S. Pezzagna, *Coulomb-driven single defect engineering for scalable qubits and spin sensors in diamond*, Nature Communications **10**, 4956 (2019).
- [Mac59] W. Macalpine and R. Schildknecht, *Coaxial resonators with helical inner conductor*, Proceedings of the IRE **47**, 2099 (1959).
- [Mac13] S. Machluf, Y. Japha, and R. Folman, *Coherent Stern–Gerlach momentum splitting on an atom chip*, Nature Communications **4**, 1 (2013).
- [Mam73] B. A. Mamyryn, V. I. Karataev, D. V. Shmikk, and V. A. Zagulin, *Mass reflection: a new nonmagnetic time-of-flight high resolution mass spectrometer*, Journal of Experimental and Theoretical Physics **64**, 82 (1973).
- [Mam01] B. Mamyryn, *Time-of-flight mass spectrometry (concepts, achievements, and prospects)*, International Journal of Mass Spectrometry **206**, 251 (2001).
- [Mam18] M. Mamoori, L. Keller, J. Pieper, S. Barth, R. Winkler, H. Plank, J. Müller, and M. Huth, *Magnetic Characterization of Direct-Write Free-Form Building Blocks for Artificial Magnetic 3D Lattices*, Materials **11**, 289 (2018).
- [Mar15] S. Marzban, J. G. Bartholomew, S. Madden, K. Vu, and M. J. Sellars, *Observation of Photon Echoes From Evanescently Coupled Rare-Earth Ions in a Planar Waveguide*, Physical Review Letters **115**, 013601 (2015).
- [Mar19] Y. Margalit, Z. Zhou, S. Machluf, Y. Japha, S. Moukouri, and R. Folman, *Analysis of a high-stability Stern–Gerlach spatial fringe interferometer*, New Journal of Physics **21**, 073040 (2019).

- [McC16] J. McClelland, A. Steele, B. Knuffman, K. Twedt, A. Schwarzkopf, and T. Wilson, *Bright focused ion beam sources based on laser-cooled atoms*, Applied Physics Reviews **3**, 011302 (2016).
- [McG11] S. McGregor, R. Bach, and H. Batelaan, *Transverse quantum Stern-Gerlach magnets for electrons*, New Journal of Physics **13**, 065018 (2011).
- [Met18] K. Mettang, *Aufbauarbeiten für eine universelle Einzelionenquelle*, Master's thesis, Universität Mainz (2018).
- [Mok20] A. Mokhberi, M. Hennrich, and F. Schmidt-Kaler, *Trapped Rydberg ions: A new platform for quantum information processing*, in: *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 233–306, Elsevier, 2020.
- [Mos91] E. Moskovets, *Optimization of the reflecting system parameters in the mass-reflectron*, Applied Physics B **53**, 253 (1991).
- [Mya00] C. Myatt, B. King, Q. Turchette, C. Sackett, D. Kielpinski, W. Itano, C. Monroe, and D. Wineland, *Decoherence of quantum superpositions through coupling to engineered reservoirs*, Nature **403**, 269 (2000).
- [Nas10] M. Nasse and J. Woehl, *Realistic modeling of the illumination point spread function in confocal scanning optical microscopy*, Journal of the Optical Society of America A **27**, 295 (2010).
- [Nie09] M. Nielsen and I. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information*, Cambridge University Press, 2009.
- [Oel18] M. Oelschläger, K. Busch, and F. Intravaia, *Nonequilibrium atom-surface interaction with lossy multilayer structures*, Physical Review A **97**, 062507 (2018).
- [Ors16] M. Orszag, *Quantum Optics: Including Noise Reduction, Trapped Ions, Quantum Trajectories, and Decoherence*, Springer, 2016.
- [Pau90] W. Paul, *Elektromagnetische Käfige für geladene und neutrale Teilchen (Nobel-Vortrag)*, Angewandte Chemie **102**, 780 (1990).
- [Pen36] F. Penning, *Die Glimmentladung bei niedrigem Druck zwischen koaxialen Zylindern in einem axialen Magnetfeld*, Physica **3**, 873 (1936).
- [Per12] P. Perez and Y. Sacquin, *The GBAR experiment: gravitational behaviour of antihydrogen at rest*, Classical and Quantum Gravity **29**, 184008 (2012).
- [Phi79] C. Philippidis, C. Dewdney, and B. Hiley, *Quantum interference and the quantum potential*, Il Nuovo Cimento B Series 11 **52**, 15 (1979).
- [Phi98] W. Phillips, *Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms*, Reviews of Modern Physics **70**, 721 (1998).
- [Pla12] J. Pla, K. Tan, J. Dehollain, W. Lim, J. Morton, D. Jamieson, A. Dzurak, and A. Morello, *A single-atom electron spin qubit in silicon*, Nature **489**, 541 (2012).
- [Pla13] J. Pla, K. Tan, J. Dehollain, W. Lim, J. Morton, F. Zwanenburg, D. Jamieson, A. Dzurak, and A. Morello, *High-fidelity readout and control of a nuclear spin qubit in silicon*, Nature **496**, 334 (2013).

- [Pos09] U. G. Poschinger, G. Huber, F. Ziesel, M. Deiß, M. Hettrich, S. A. Schulz, K. Singer, G. Poulsen, M. Drewsen, R. J. Hendricks, and F. Schmidt-Kaler, *Coherent manipulation of a $^{40}\text{Ca}^+$ spin qubit in a micro ion trap*, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **42**, 154013 (2009).
- [Räc19] P. Räcke, R. Staacke, J. Gerlach, J. Meijer, and D. Spemann, *Image charge detection statistics relevant for deterministic ion implantation*, Journal of Physics D: Applied Physics **52**, 305103 (2019).
- [Roa95] T. M. Roach, H. Abele, M. G. Boshier, H. L. Grossman, K. P. Zetie, and E. A. Hinds, *Realization of a Magnetic Mirror for Cold Atoms*, Physical Review Letters **75**, 629 (1995).
- [Roo00] C. Roos, *Controlling the quantum state of trapped ions*, Ph.D. thesis, Universität Innsbruck (2000).
- [Ros15] J. Rossnagel, K. N. Tolazzi, F. Schmidt-Kaler, and K. Singer, *Fast thermometry for trapped ions using dark resonances*, New Journal of Physics **17**, 045004 (2015).
- [Ros16a] J. Rossnagel, *A Single-Atom Heat Engine*, Ph.D. thesis, Universität Mainz (2016).
- [Ros16b] J. Rossnagel, S. Dawkins, K. Tolazzi, O. Abah, E. Lutz, F. Schmidt-Kaler, and K. Singer, *A single-atom heat engine*, Science **352**, 325 (2016).
- [Saf18] M. S. Safronova, S. G. Porsev, M. G. Kozlov, J. Thielking, M. V. Okhapkin, P. Glowacki, D. M. Meier, and E. Peik, *Nuclear Charge Radii of ^{229}Th from Isotope and Isomer Shifts*, Physical Review Letters **121**, 213001 (2018).
- [Sam68] G. Samsonov (Ed.), *Handbook of the Physicochemical Properties of the Elements*, Springer US, 1968.
- [Sch88] J. Schwinger, M. Scully, and B.-G. Englert, *Is spin coherence like Humpty-Dumpty?*, Zeitschrift für Physik D **10**, 135 (1988).
- [Sch05] P. Schmidt, T. Rosenband, C. Langer, W. Itano, J. Bergquist, and D. Wineland, *Spectroscopy Using Quantum Logic*, Science **309**, 749 (2005).
- [Sch10] W. Schnitzler, G. Jacob, R. Fickler, F. Schmidt-Kaler, and K. Singer, *Focusing a deterministic single-ion beam*, New Journal of Physics **12**, 065023 (2010).
- [Sch12] S. Scheel and S. Y. Buhmann, *Path decoherence of charged and neutral particles near surfaces*, Physical Review A **85**, 030101 (2012).
- [Sch15] L. Schmöger, O. Versolato, M. Schwarz, M. Kohnen, A. Windberger, B. Piest, S. Feuchtenbeiner, J. Pedregosa-Gutierrez, T. Leopold, P. Micke, A. Hansen, T. Baumann, M. Drewsen, J. Ullrich, P. Schmidt, and J. Lopez-Urrutia, *Coulomb crystallization of highly charged ions*, Science **347**, 1233 (2015).
- [Sch16] C. T. Schmiegelow, H. Kaufmann, T. Ruster, J. Schulz, V. Kaushal, M. Hettrich, F. Schmidt-Kaler, and U. G. Poschinger, *Phase-Stable Free-Space Optical Lattices for Trapped Ions*, Physical Review Letters **116**, 033002 (2016).
- [Scu89] M. Scully, B.-G. Englert, and J. Schwinger, *Spin coherence and Humpty-Dumpty. III. The effects of observation*, Physical Review A **40**, 1775 (1989).
- [Sei17] B. Seiferle, L. von der Wense, and P. G. Thirolf, *Lifetime Measurement of the ^{229}Th Nuclear Isomer*, Physical Review Letters **118**, 042501 (2017).

- [Sei19] B. Seiferle, L. der Wense, P. Bilous, I. Amersdorffer, C. Lemell, F. Libisch, S. Stellmer, T. Schumm, C. Düllmann, A. Pálffy, and P. Thirolf, *Energy of the ^{229}Th nuclear clock transition*, *Nature* **573**, 243 (2019).
- [Sei20] B. Seiferle, L. von der Wense, I. Amersdorffer, N. Arlt, B. Kotulski, and P. Thirolf, *Towards a precise determination of the excitation energy of the Thorium nuclear isomer using a magnetic bottle spectrometer*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **463**, 499 (2020).
- [Sin02] K. Singer, S. Jochim, M. Mudrich, A. Mosk, and M. Weidemüller, *Low-cost mechanical shutter for light beams*, *Review of scientific instruments* **73**, 4402 (2002).
- [SK20] F. Schmidt-Kaler, D. Dürr, and S. Das, *persönliche Korrespondenz* (2020).
- [Son07] P. Sonntag and F. Hasselbach, *Measurement of Decoherence of Electron Waves and Visualization of the Quantum-Classical Transition*, *Physical Review Letters* **98**, 200402 (2007).
- [Spe03] C. C. Speake and C. Trenkel, *Forces between Conducting Surfaces due to Spatial Variations of Surface Potential*, *Physical Review Letters* **90**, 160403 (2003).
- [Ste86] S. Stenholm, *The semiclassical theory of laser cooling*, *Reviews of Modern Physics* **58**, 699 (1986).
- [Sto19] F. Stopp, K. Groot-Berning, G. Jacob, D. Budker, R. Haas, D. Renisch, J. Runke, P. Thörle-Pospiech, C. Düllmann, and F. Schmidt-Kaler, *Catching, trapping and in-situ-identification of thorium ions inside Coulomb crystals of $^{40}\text{Ca}^+$ ions*, *Hyperfine Interactions* **240**, 33 (2019).
- [Sus11] A. Sushkov, W. Kim, D. Dalvit, and S. Lamoreaux, *Observation of the thermal Casimir force*, *Nature Physics* **7**, 230 (2011).
- [Tam13] B. Tamir and E. Cohen, *Introduction to weak measurements and weak values*, *Quanta* **2**, 7 (2013).
- [Tka11] E. V. Tkalya, *Proposal for a Nuclear Gamma-Ray Laser of Optical Range*, *Physical Review Letters* **106**, 162501 (2011).
- [Tob17] A. Tobalina, M. Palmero, S. Martínez-Garaot, and J. Muga, *Fast atom transport and launching in a nonrigid trap*, *Scientific Reports* **7**, 1 (2017).
- [Tos17] G. Tosi, F. A. Mohiyaddin, V. Schmitt, S. Tenberg, R. Rahman, G. Klimeck, and A. Morello, *Silicon quantum processor with robust long-distance qubit couplings*, *Nature Communications* **8**, 1 (2017).
- [Tri20] A. Trimeche, C. Lopez, D. Comparat, and Y. Picard, *Ion and Electron Ghost Imaging*, *arXiv preprint arXiv:2003.02186* (2020).
- [Vaq99] I. Vaquila, L. Vergara, M. Passeggi, R. Vidal, and J. Ferrón, *Chemical reactions at surfaces: titanium oxidation*, *Surface and Coatings Technology* **122**, 67 (1999).
- [Ver67] L. Verlet, *Computer Experiments on Classical Fluids. I. Thermodynamical Properties of Lennard-Jones Molecules*, *Physical Review* **159**, 98 (1967).
- [Vol17] A. Volokitin and B. Persson, *Electromagnetic Fluctuations at the Nanoscale*, Springer, 2017.

- [Wal04] J. Walz and T. W. Hänsch, *A Proposal to Measure Antimatter Gravity Using Ultracold Antihydrogen Atoms*, *General Relativity and Gravitation* **36**, 561 (2004).
- [Wal12] A. Walther, F. Ziesel, T. Ruster, S. T. Dawkins, K. Ott, M. Hettrich, K. Singer, F. Schmidt-Kaler, and U. Poschinger, *Controlling Fast Transport of Cold Trapped Ions*, *Physical Review Letters* **109**, 080501 (2012).
- [Wat33] G. Watson, *Notes on Generating Functions of Polynomials: (2) Hermite Polynomials*, *Journal of the London Mathematical Society* **1–8**, 194 (1933).
- [Wel18] J. Welzel, F. Stopp, and F. Schmidt-Kaler, *Spin and motion dynamics with zig-zag ion crystals in transverse magnetic gradients*, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **52**, 025301 (2018).
- [Wen16] L. von der Wense, B. Seiferle, M. Laatiaoui, J. Neumayr, H.-J. Maier, H.-F. Wirth, C. Mokry, J. Runke, K. Eberhardt, C. Düllmann, N. Trautmann, and P. Thirolf, *Direct detection of the ^{229}Th nuclear clock transition*, *Nature* **533**, 47 (2016).
- [Win04] D. Wineland, C. Monroe, W. Itano, B. King, D. Leibfried, D. Meekhof, C. Myatt, and C. Wood, *Experimental Primer on the Trapped Ion Quantum Computer*, in: *Quantum Computing*, 57–84, Wiley-VCH Verlag, 2004.
- [Wol18] S. Wolf, D. Studer, K. Wendt, and F. Schmidt-Kaler, *Efficient and robust photo-ionization loading of beryllium ions*, *Applied Physics B* **124**, 30 (2018).
- [Wol19] S. Wolf, *Ion Crystals for Fundamental Research on Matter-Antimatter Symmetry and on Photon Statistics*, Ph.D. thesis, Universität Mainz (2019).
- [Wol20] S. Wolf, S. Richter, J. von Zanthier, and F. Schmidt-Kaler, *Light of Two Atoms in Free Space: Bunching or Antibunching?*, *Physical Review Letters* **124**, 063603 (2020).
- [Wüb12] J. B. Wübena, S. Amairi, O. Mandel, and P. O. Schmidt, *Sympathetic cooling of mixed-species two-ion crystals for precision spectroscopy*, *Physical Review A* **85**, 043412 (2012).
- [Xia15] K. Xia, R. Kolesov, Y. Wang, P. Siyushev, R. Reuter, T. Kornher, N. Kukharchyk, A. D. Wieck, B. Villa, S. Yang, and J. Wrachtrup, *All-Optical Preparation of Coherent Dark States of a Single Rare Earth Ion Spin in a Crystal*, *Physical Review Letters* **115**, 093602 (2015).
- [Yin13] C. Yin, M. Rancic, G. de Boo, N. Stavrias, J. McCallum, M. Sellars, and S. Rogge, *Optical addressing of an individual erbium ion in silicon*, *Nature* **497**, 91 (2013).
- [Zho15] M. Zhong, M. Hedges, R. Ahlefeldt, J. Bartholomew, S. Beavan, S. Wittig, J. Longdell, and M. Sellars, *Optically addressable nuclear spins in a solid with a six-hour coherence time*, *Nature* **517**, 177 (2015).
- [Zho18] T. Zhong, J. M. Kindem, J. G. Bartholomew, J. Rochman, I. Craiciu, V. Verma, S. W. Nam, F. Marsili, M. D. Shaw, A. D. Beyer, and A. Faraon, *Optically Addressing Single Rare-Earth Ions in a Nanophotonic Cavity*, *Physical Review Letters* **121**, 183603 (2018).
- [Zie12] F. Ziesel, *Quantum State Manipulation and Dynamics in Micro Ion Traps*, Ph.D. thesis, Universität Ulm (2012).
- [Zie13] F. Ziesel, T. Ruster, A. Walther, H. Kaufmann, S. Dawkins, K. Singer, F. Schmidt-Kaler, and U. G. Poschinger, *Experimental creation and analysis of displaced number states*, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **46**, 104008 (2013).

Danksagung

Zum erfolgreichen Gelingen dieser Dissertation haben viele Freunde und Kollegen beigetragen. An erster Stelle möchte ich mich bei meinem Betreuer Ferdinand Schmidt-Kaler bedanken. Er hat mir nicht nur viel Vertrauen entgegengebracht, in dem er mir dieses Thema anbot, sondern mir eine Möglichkeit gegeben, den leeren Platz auf dem optischen Tisch mit meinen eigenen Ideen zu füllen. Hierbei entstand der komplexe, experimentelle Aufbau, dem diese Dissertation zugrunde liegt. Ferdinand hat mir bei der Umsetzung viel Freiraum geboten, dennoch war seine Bürotür immer geöffnet. Er war ein ständiger Motivator, der, wenn man selbst ratlos schien, neue Impulse setzen konnte. Nach unzähligen Gesprächen und konstruktivem Austausch sind wir nun zusammen am Ende dieser Arbeit angelangt.

Dass dieses Experiment seinen Weg von einer digitalen Zeichnung in das Labor geschafft hat, ist der mechanischen Werkstatt am Institut, unter der Leitung von Siegbert Felzer und Rainer Sieben zu verdanken. Besonders hervorheben möchte ich das Team von Matthias Eck aus der Werkstatt für CNC-Technik und Sonderverfahren. Ein Jahr lang haben sie meine technischen Zeichnungen in Bauteile verwandelt, dabei kurzfristig von mir gewünschte Änderungen überarbeitet und sich die Zeit genommen, kleinste Details zu besprechen. Ihnen ist es zu verdanken, dass der Ionenspringbrunnen mit einer so hohen Präzision realisiert werden konnte.

Weiterhin möchte ich Ron Folman, Carsten Henkel, Mark Keil, Francesco Intravaia und allen weiteren Beteiligten der Deutsch-Israelischen Projektkooperation danken. Dabei spielte es keine Rolle, ob das jährliche Treffen in En Gedi mit einem für mich atemberaubenden Blick auf das Tote Meer, oder doch nur 100 km von Mainz entfernt in Bad Honnef stattfand. Es war immer ein konstruktiver Austausch, der das Projekt zielführend vorangebracht hat.

Ich möchte mich auch ganz herzlich bei Christoph Düllmann und Dima Budker für die Ermutigung bedanken, unsere ersten Ergebnisse der TACTICa-Kollaboration als Vortrag, anstatt als Poster, vor einem internationalen Publikum in Traverse City, Michigan zu präsentieren. Diese unvergessliche Erfahrung war eine wahre Bereicherung und eine großartige Möglichkeit, über sich selbst hinauszuwachsen.

Namentlich erwähnen möchte ich auch Christine Best und Elvira Stuck-Kerth, die nicht nur bei bürokratischen Fragen schnell Abhilfe geleistet haben, sondern auch mit charmanten Gesprächen den Arbeitsalltag aufwerten konnten.

Ein besonderer Dank gilt meiner Kollegin am IMPLANT-Experiment Karin Groot-

Berning, der ich es wahrscheinlich zu verdanken habe, dass ich mein Wunschgewicht um zehn Kilogramm überschritten habe. Unabhängig der Tatsache, dass sie mir meistens bereitwillig ihre Essensreste überlassen hat, war es mit ihr immer eine entspannte Arbeitsatmosphäre, sodass selbst stundenlanges Bildschirm anstarren als kurzweiliges Erlebnis gewertet werden kann.

Besonders zwei Kollegen, namentlich Georg Jacob und Sebastian Wolf, haben mit ihrem Wissen und vielen Diskussionen dazu beigetragen, die Entwicklung des Experiments voranzubringen. Ohne ihre Hilfe würde ich heute entweder immer noch über den technischen Zeichnungen sitzen und mich fragen, ob man Schrauben an gewisse Stellen platzieren kann, oder noch nach dem ersten Fluoreszenzlicht suchen.

Auch mein Kollege Henri Lehec soll nicht unerwähnt bleiben. Er ist der lebende Beweis, dass die Entropie in einem geschlossenen System stets zunimmt. Auch ist er eine treibende Kraft und Teil einer engen und konstruktiven Zusammenarbeit gewesen.

Dass ich meine Zeit gerne im Labor verbracht habe, auch wenn im Hintergrund Turbopumpen liefen oder die Musikauswahl an manchen Tagen sehr grenzwertig war, verdanke ich den Doktoranden und Postdocs, die mit mir tagtäglich im Labor aus- und eingegangen sind: Luis Ortiz, Sebastian Wolf, Martín Drechsler, und Wenbing Li. Ich konnte Einblicke in ihre Experimente bekommen, die nicht unterschiedlicher sein könnten, von fundamentaler Materie-Antimaterie-Symmetrie und Photonenstatistik, bis hin zur supraauflösenden Mikroskopie von Ionenwellenfunktionen. Ich konnte meinen physikalischen Horizont somit stets erweitern und einen Blick über den Tellerrand erhalten. Además he podido mejorar mis habilidades en español.

Wenn ich meine Zeit nicht im Labor verbracht habe, saß ich wahrscheinlich vor meinem Bildschirm im Büro. Dass diese Zeit nicht langweilig wurde, verdanke ich Daniel Pijn, Jens Welzel, Jonas Vogel, Matthias Müller, und Martín Drechsler, die diese Zeiten mit mir geteilt haben.

Diejenigen, die sich die meisten Freitage zum Feierabendbier in den engen Raum gesetzt haben, um Labor- und Alltagsgeschichten zu teilen, haben meine Zeit die letzten Jahre bereichert. Und auch wenn uns das letzte Jahr gezwungen hat, diese Tradition online fortzusetzen, bin ich froh, diese mit Jonas Vogel, Jonas Schulz, Matthias Müller, Sebastian Wolf, Max Werner, Andreas Pfister und Karin Groot-Berning fortzusetzen. In Mainz zu leben, hat den Vorteil, dass sich viele Gelegenheiten bieten, sie mit diesen tollen Menschen zu teilen, egal ob Biermesse, ganztägiges Markfrühstück, oder Weinbörse, bei der man es bis zum zweiten Kaufstand schafft.

In schöner Erinnerung wird auch der Ausflug nach Amsterdam mit Abasalt Bahrami und Daniel Pijn bleiben, dessen Familie uns sehr gastfreundlich aufgenommen hat und

mir erlaubt hat, ihr Hausboot über das IJsselmeer zu steuern.

Insgesamt sind mir während meiner ganzen Zeit tolle Menschen auf dem Gang begegnet. Ich bin froh, mich als Teil dieser Arbeitsgruppe bezeichnen zu dürfen.

Einen Dank schulde ich auch meinen Mitstudenten Sarah Schneider und Matthias Bartelmeß, die mich bereits auf meinem Weg durch das Studium begleitet haben. Als fester Bestandteil der Pallaswiesengruppe sind sie noch heute für schöne Abende am Main in Frankfurt oder im Herrngarten in Darmstadt verantwortlich. Die goldene Meile bis zum Herkules werden wir noch bezwingen.

Mein Dank gilt folgenden Personen, die mich bei den Korrekturen meiner Dissertation unterstützt haben: Jonas Vogel für die inhaltliche Korrektur, Alexander Schulze-Makuch für die Korrektur der englischen Zusammenfassung, sowie meiner Schwester Fanny und meinem Papa für eine sehr intensive grammatikalische Korrektur.

Meiner Familie möchte ich für all das danken, was sie für mich getan haben. Insbesondere meiner Mama, die mit ihrer Entscheidung, mich ein Jahr zu früh in die Schule zuschicken und so ein Jahr Kindergarten zu verpassen, dafür verantwortlich ist, dass diese Dissertation bereits fertig ist. Sowohl meine Schwester, Eltern, Großeltern, Nefen und mein Schwager waren während meiner Schulzeit, meines Studiums und in der Zeit während meiner Promotion eine moralische Stütze und immer für mich da.

Ein ganz besonderer Dank geht an meine Freundin den kleinen Wal. Nicht nur hat sie sich während ihres eigenen Studiums die Zeit genommen, unter ihrem richtigen Namen Patrycja Loraj die wunderschönen Illustrationen innerhalb dieser Dissertation anzufertigen und somit diese Arbeit künstlerisch aufzuwerten, auch hat sie mir viel Verständnis entgegengebracht, wenn meine Gedanken noch im Labor waren und ich mal wieder nicht zugehört habe. Sie ist mein größter emotionaler Halt die letzten Jahre gewesen, egal ob auf dem Jakobsweg, in norwegischer Landschaft oder mit bestellter Pizza und Wein bei gemütlichen Abenden zuhause. Ich kann mich glücklich schätzen, so viel Unterstützung und Liebe erfahren zu haben.

Felix Stopp

Persönliche Daten

Geboren 30. Mai 1990 in Dippoldiswalde
Nationalität deutsch
Familienstand ledig

Hochschulstudium

10/2017–09/2020 **Wissenschaftlicher Mitarbeiter**, *Johannes Gutenberg-Universität*, Mainz.
04/2015–09/2017 **Promotionsstipendium**, *Exzellenzcluster PRISMA*, *Johannes Gutenberg-Universität*, Mainz.
seit 04/2015 **Promotion in Physik**, *Johannes Gutenberg-Universität*, Mainz.
10/2014–03/2015 **Wissenschaftlicher Mitarbeiter**, *Technische Universität*, Darmstadt.
10/2012–09/2014 **Studiengang in Physik (Master of Science)**, *Technische Universität*, Darmstadt, Gesamtnote: sehr gut.
04/2010–03/2015 **Assistent für Lehrbeauftragte**, *Technische Universität*, Darmstadt.
10/2009–09/2012 **Studiengang in Physik (Bachelor of Science)**, *Technische Universität*, Darmstadt, Gesamtnote: gut.

Masterarbeit

Titel **Aufbau und Charakterisierung eines phasenstabilisierten Lasersystems zur kohärenten Manipulation kalter Rubidiumatome**
Betreuer **Prof. Dr. Gerhard Birkl**
Note **sehr gut**

Bachelorarbeit

Titel **Aufbau und Charakterisierung von Diodenlasern mit externem Resonator für die Wellenlängen 780nm & 795nm**
Betreuer **Prof. Dr. Gerhard Birkl**
Note **sehr gut**

Schule und Wehrdienst

07/2008–03/2009 **Soldat im Grundwehrdienst**, *Aufklärungsbataillon 13*, Gotha.
06/2008 **Abitur**, *"Glückauf"-Gymnasium*, Dippoldiswalde/ Altenberg.

