

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Jan Kleinert
aus Grünstadt

2002

Ultrakalte Atome als Target in einem Schwerionenspeicherring

Die Diplomarbeit wurde von Jan Kleinert am Max-Planck-Institut
für Kernphysik unter der Betreuung von
Herrn Priv.-Doz. Dr. M. Weidemüller
ausgeführt.

Zusammenfassung

Eine magneto-optische Falle ist in den Speicherring TSR integriert worden. Die Position der gefangenen Atomwolke kann relativ zum Ionenstrahl verschoben werden. In dieser Arbeit werden die ersten Messungen und zugehörigen Auswerteverfahren zur Bestimmung von totalen Wechselwirkungsquerschnitten von im TSR gespeicherten Ionenstrahlen (C^{3+} bis C^{6+}) und magneto-optische gefangenen Atomen (Cs) beschrieben. Die Möglichkeiten einer hochauflösenden Strahlprofildiagnose mit der Magneto-optischen Falle für besonders schwache Ionenstrahlen sind ebenfalls untersucht worden. Des Weiteren wird die Planung und Realisierung eines neuen Ionendetektors dargestellt, der bei erfolgreicher Integration ein deutlich vereinfachtes Detektionsschema, geringere Messzeiten, höhere Präzision und die Bestimmung partieller Wechselwirkungsquerschnitte ermöglichen soll.

Abstract

A magneto-optical trap has been installed inside the storage ring TSR. The position of the stored atoms can be controlled relatively to the ion beam. First measurements and corresponding analysis of cross sections between the ion beam and the magneto-optically trapped atoms are presented. The possibilities of the magneto-optical trap for high resolution beam profile diagnostics of extremely weak ion beams have been explored. The design of a new ion detector is presented. A successful implementation will result in a simpler detection scheme, a shorter measuring time, as well as a higher precision. Additionally the determination of partial cross sections should become possible.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die Magneto-optische Falle im Speicherring TSR	5
2.1	Der Heidelberger Speicherring TSR	5
2.2	Die Magneto-optische Falle	6
2.3	Charakterisierung der Magneto-optischen Falle	9
2.4	Neuerungen am Versuchsaufbau	12
2.4.1	Magnetfeldabschirmung für den Geschwindigkeitsfilter . .	12
2.4.2	Auswaschung der Interferenzmuster	14
2.4.3	Stereoskopische Bildaufnahme	15
2.4.4	Verbesserte Laserstabilisierung	17
2.4.5	Cäsiumreserve im Ofen	17
2.4.6	Experimentsteuerung	18
3	Ultrakalte Atome als Strahlprofilmonitor und Target	19
3.1	Messung der Speicherzeit in der Magneto-optischen Falle	20
3.2	Überlapp von Ionenstrahl und Atomwolke	22
3.3	Ultrakalte Atome als Strahlprofilmonitor	24
3.3.1	Messprozedur	24
3.3.2	Auswertung und Ergebnisse	26
3.3.3	Vergleich der Ergebnisse mit den Daten des BPM	31
3.4	Ultrakalte Atome als Target	34
3.4.1	Messprozedur	34
3.4.2	Auswertung und Ergebnisse	35
3.4.3	Vergleich der Ergebnisse mit der Theorie	38
4	Projektstudien für einen neuen Ionendetektor	43
4.1	Motivation	43
4.2	Simulationen	45
4.2.1	Ionendetektor mit einfacher Einzellinse	46
4.2.2	Quadrupolfilter	47

4.2.3	Wienfilter	51
4.3	Zusammenfassung	53
4.4	Umsetzung	53
4.5	Abschätzungen der Signal-zu-Untergrund-Verhältnisse und Zähl- raten	54
5	Ausblick	57
A	Einzelmessungen der Wechselwirkungsquerschnitte	59
B	Konstruktionszeichnungen des Ionendetektors	63

Kapitel 1

Einleitung

Was passiert, wenn ein Ion und ein Atom miteinander stoßen?

Eine grundlegende Frage, die weit über die Grundlagenforschung der Physik hinaus große Bedeutung hat: So sind Ion-Atom-Stöße für die Beschreibung von astrophysikalischen Plasmen genauso wie für die Atmosphärenphysik von zentraler Bedeutung. Aber auch für viele Anwendungen z.B. in der Halbleiterindustrie, in der Wafer mit Hilfe von Niedertemperaturplasmen bearbeitet werden, in der Tumorbehandlung mit Schwerionen [GSI, 1996] oder in der Reaktionskinetik chemischer Prozesse ist ein Verständnis von Ion-Atom-Stößen notwendig.

Die vier wahrscheinlichsten Prozesse werden durch ihren Endkanal unterschieden und haben je nach Schwerpunktsenergie des Stoßsystems unterschiedliche Bedeutung. Diese Prozesse sind: der elastischen (Coulomb-) Stoß, der Elektroneneinfang, bei dem das Atom ein Elektron an das Ion abgibt, das Ion Stripping, bei dem das Ion ein Elektron verliert und das Target Stripping, bei dem das Atom ein Elektron verliert.

In der Detektion dieser Prozesse sind in den letzten Jahren große Fortschritte gelungen, insbesondere durch die Recoil Ion Momentum Spectroscopy (RIMS) [Ullrich et al., 1997], bei der der vollständige Impuls des ionisierten Atoms in allen drei Raumrichtungen bestimmt werden kann. So werden die einzelnen Prozesse kinematisch vollständig rekonstruierbar und mehrfach differentielle Wechselwirkungsquerschnitte können bestimmt werden. Für eine gute Auflösung sind kalte Targetatome von besonderer Bedeutung, da so der gemessene Impuls des Rückstoßions nicht durch die vorherige thermische, und damit zufällige, Bewegung des Atoms beeinflusst wird. Eine logische Weiterentwicklung von RIMS war daher COLTRIMS (Cold Target RIMS) [Dörner et al., 2000] und innerhalb dieser die MOTRIMS (Magneto-optical Trap-Target RIMS), in der die in einer Magneto-optischen Falle gespeicherten Atome als Target für die Ionen dienen. Da die so gespeicherten Atome eine thermische Energie in der Größenordnung von neV haben, kann die thermische Bewegung der Atome vollständig vernachlässigt werden.

Diese Vernachlässigbarkeit erlaubt hochpräzise Messungen des Impulsübertrags durch das Ion auf das ionisierte Targetatom. Ein weiterer Vorteil der Magneto-optischen Falle liegt in der vollständigen Kontrolle des quantenmechanischen Zustands der gefangenen Atome: Stöße mit Atomen in metastabilen Zuständen können so ausgeschlossen werden.

Inzwischen untersuchen mehrere Gruppen die Wechselwirkungen zwischen Ionen bei keV-Energien und magneto-optisch gefangenen Atomen [Flechard et al., 2001, van der Poel et al., 2001, Turkstra et al., 2001]. Dabei sind insbesondere Umladungsprozesse („Elektroneneinfang“), die unter anderem in astrophysikalischen Plasmen relevant sind, Gegenstand des gegenwärtigen Interesses.

Betrachtet man die Wechselwirkungen von Ionen und Atomen bei Energien im Bereich von MeV bis GeV, ist der totale Wechselwirkungsquerschnitt so klein, dass die Nutzung eines Speicherrings auf Grund der hohen Ereignisrate bei sehr kontrolliertem Ionenstrom günstiger als eine einfache Beam Line wird. Am Experimentierspeicherring (ESR) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt konnte so z.B. die Wechselwirkung eines einzelnen gespeicherten Ions mit Atomen aus einem Gasjet beobachtet werden [Kollmus et al., 1999]. Da die meisten Atomsorten in einem Gasjet zur Clusterbildung neigen, beschränkt man sich auf kalte Atomstrahlen aus Edelgasen.

Am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg ist eine Magneto-optische Falle in den Speicherring TSR integriert worden [Luger, 1999, Eike, 1999, Herrmann, 2000]. Damit werden die Eigenschaften eines Speicherrings mit denen einer Magneto-optischen Falle verbunden. Es war nicht von Anfang an klar, ob ein solches Unterfangen Erfolg haben würde, da die Falle zum einen nicht das Vakuum des Speicherrings beeinträchtigen durfte, und zum anderen den starken Störungen einer typischen Speicherringumgebung ausgesetzt war. Auch musste unter anderem die Positionskontrolle der Magneto-optischen Falle so gestaltet werden, dass ein Überlapp zwischen Ionenstrahl und gespeicherter Atomwolke in kontrollierter Art und Weise erreicht werden kann.

Neben dem Einsatz als Target besteht die Möglichkeit der Verwendung der Magneto-optischen Falle als hochauflösender Strahlprofilmonitor. Eine solche Verwendung kann zum Beispiel beim Nachweis einer „Ionenstrahlkristallisation“¹ hilfreich sein, da der konventionelle Strahlprofilmonitor (Beam Profile Monitor, BPM) des Speicherrings bei den dabei verwendeten sehr schwachen und kalten Ionenstrahlen ein zu begrenztes Auflösungsvermögen zeigt. Des Weiteren ist auch die Vermessung der Randbereiche von sehr intensiven Ionenstrahlen, wie sie der

¹Dies ist ein Ordnungseffekt in sehr kalten Ionenstrahlen, in denen harte strahlinterne Stöße (intrabeam scattering IBS) stark unterdrückt werden. Er lässt sich durch einen plötzlich stark reduzierten Strahldurchmesser diagnostizieren. Die Ionenstrahlkristallisation in Speicherringen ist ein zentrales Ziel der auch am TSR betriebenen Laserkühlung von Ionenstrahlen.

Hochstrominjektor zur Verfügung stellen soll, von Interesse, da dieser Bereich ebenfalls nicht mit dem konventionellen Strahlprofilmonitor zugänglich ist.

Beide Aspekte der Magneto-optischen Falle — Profilmonitor wie Target — sind im Rahmen dieser Arbeit erstmals eingehend untersucht worden. Durch das Verschieben der gespeicherten Atomwolke mit zusätzlichen Magnetfeldern können, bei gleichzeitiger Kompensation dieser Felder für den Ionenstrahl, Profile von Ionenstrahlen erstellt werden. Der derzeitige Schwerpunkt liegt in der Untersuchung von Wechselwirkungsquerschnitten. Zur Zeit wird die Wechselwirkung zwischen Ionen und Atomen optisch über die Fluoreszenzentwicklung der Atomwolke nachgewiesen, welches die Bestimmung von *absoluten* Wechselwirkungsquerschnitten erlaubt, da bei dieser Detektionsmethode sämtliche Verlustprozesse berücksichtigt werden. Auf diese Weise ist die Wechselwirkung von verschiedenen geladenen Kohlenstoffionen bei unterschiedlichen Energien mit in der Magneto-optischen Falle gespeicherten Cäsiumatomen untersucht worden. Die Ergebnisse wurden mit theoretischen Vorhersagen für die zu erwartenden Wechselwirkungsquerschnitte verglichen.

Um auch partielle Wechselwirkungsquerschnitte bestimmen zu können — etwa für Target Stripping oder Elektroneneinfang — ist eine Detektion der ionisierten Cäsiumatome notwendig. Dafür ist im Rahmen dieser Arbeit ein Ionendetektor konstruiert worden, der derzeit eingebaut wird und voraussichtlich in einer Strahlzeit im März 2002 zum ersten Mal eingesetzt werden wird. Eine Betrachtung von differentiellen Wechselwirkungsquerschnitten wird auf Grund der derzeitigen Position der Magneto-optischen Falle im Speicherring jedoch nicht möglich werden. Um dies zu erreichen, müsste der Versuchsaufbau an einer Stelle des Speicherrings implementiert werden, die weitestgehend frei von magnetischen Störfeldern ist.

Die vorliegende Arbeit ist folgendermaßen aufgebaut: Kapitel 2 gibt eine kurze Einführung in den experimentellen Aufbau und fasst die daran vorgenommenen technischen Veränderungen des letzten Jahres zusammen. Im dritten Kapitel werden die inzwischen entwickelten Messprozeduren sowie die erzielten Messergebnisse dargestellt und mit den Messdaten des BPM (Profilmessung) bzw. mit der Theorie (Wechselwirkungsquerschnitte) verglichen. Anschließend wird in Kapitel 4 die Entwicklung und Realisierung eines neuen Ionendetektors beschrieben, der den alten Ionendetektor ersetzt. Kapitel 5 enthält eine kurze Zusammenfassung und gibt einen kleinen Ausblick auf künftige Zielsetzungen.

Kapitel 2

Die Magneto-optische Falle im Speicherring TSR

In diesem Kapitel wird kurz der Versuchsaufbau der Magneto-optischen Falle skizziert, der bereits in [Luger, 1999, Eike, 1999, Herrmann, 2000] detailliert beschrieben ist. Anschließend wird auf die im Jahr 2001 stattgefundenen technischen Veränderungen näher eingegangen.

2.1 Der Heidelberger Speicherring TSR

Der Heidelberger Testspeicherring (TSR) des MPI-K ist ein Schwerionenspeicherring, der 1988 seinen Betrieb aufnahm. Er ist in der Lage, Ionen aus einem breiten Spektrum des Periodensystems — von Protonen bis zu fünfzigfach geladenem Gold — mit einer maximalen Energie von ca. 30 MeV pro Nukleon zu speichern. Die speicherbaren Ströme können mehrere mA (z.B. mit Kohlenstoff) erreichen [Grieser, 2002]. Nach unten ist der Stromstärke der gespeicherten Ionen prinzipiell keine Grenze gesetzt, allerdings sind die Diagnosesysteme des TSR nicht für Ströme deutlich unter $1\mu\text{A}$ ausgelegt worden. Die Lebensdauer der gespeicherten Ionen ist in erster Linie durch Stöße mit dem Restgas limitiert und liegt je nach Ionensorte und Qualität des Vakuums zwischen einigen Sekunden (insbesondere bei negativen Ionen z.B. D^- mit 3 Sekunden) und mehreren Tagen (z.B. Protonen mit 60 Stunden Lebensdauer). Abbildung 2.1 zeigt ein Schema des Speicherrings sowie die Position unseres Versuchsaufbaus. Die 8 eingezeichneten Dipole krümmen die Ionentrajektorien um jeweils 45° . Die 20 Quadrupole werden zur Fokussierung des Ionenstrahls benötigt. Die Physik der Speicherringe ist in [Hinterberger, 1997] näher erläutert und soll hier nicht weiter diskutiert werden.

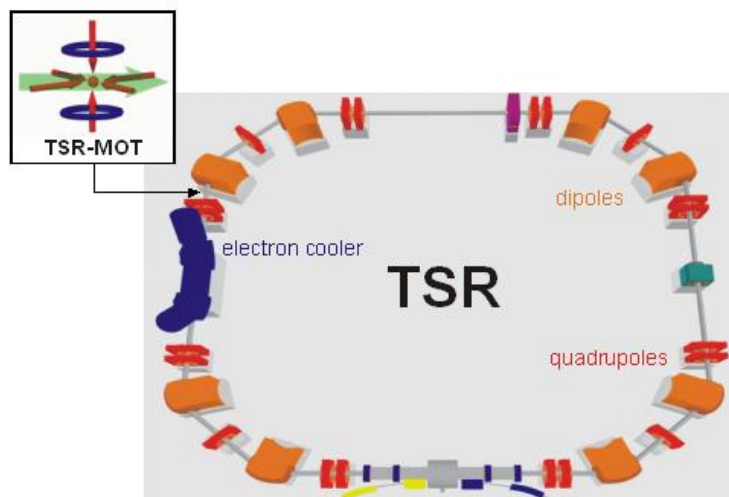


Abbildung 2.1: Position der Magneto-optischen Falle im TSR

2.2 Die Magneto-optische Falle

Die Magneto-optische Falle ist eine Atomfalle, die auf der geschickten Ausnutzung von Doppler- und Zeemaneffekt zur Kühlung und Speicherung von Atomen beruht. Sie besteht aus drei jeweils antiparallelen Paaren zueinander senkrechter Laserstrahlen sowie einem Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Konfiguration, welches ein magnetisches Quadrupolfeld erzeugt. Die sechs Laserstrahlen haben eine Frequenz leicht unter der des zum Kühlen verwendeten Übergangs der Atome (Für den Fall einer Magneto-optischen Falle mit Cäsium, wie im vorliegenden Aufbau, wird die D2 Linie ($F = 4 \rightarrow F' = 5$) verwendet; siehe Abbildung 2.2.). Die Atome absorbieren von den Photonen der Laser bevorzugt jene entgegengesetzt ihrer Flugrichtung, weil diese im Bezugssystem des Atoms auf Grund des Dopplereffekts näher an der Resonanz liegen.

Da alle aus dieser einen Richtung absorbierten Photonen anschließend spontan in beliebige Richtungen emittiert werden, erhalten die Atome im statistischen Mittel einen Impulsübertrag entgegen ihrer jeweiligen Flugrichtung (siehe Abbildung 2.3). Dies führt zu einer geschwindigkeitsabhängigen Reibungskraft auf die Atome.

Um die Atome zu fangen, ist noch eine ortsabhängige, rüctreibende Kraft erforderlich. Dies wird über ein magnetische Quadrupolfeld erreicht, welches bei den Atomen zu einem ortsabhängigen Zeemanshift führt (siehe Abbildung 2.4 a)). Die gleichen sechs Laserstrahlen, die schon die Kühlung der Atome durch den Dopplereffekt übernehmen, führen bei geeigneter Wahl der jeweiligen Polarisationen (siehe Abbildung 2.4 b)) in Kombination mit dem Quadrupolfeld zu

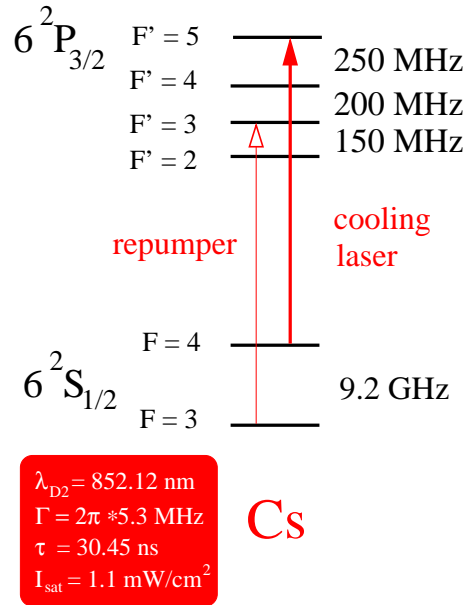


Abbildung 2.2: Der relevante Ausschnitt des Termschemas von ^{133}Cs . Es sind der zum Kühlen sowie der zum Entleeren des $F=3$ Grundzustandes des Cäsiums benutzte Übergang explizit eingezeichnet.

einer in allen drei Raumdimensionen rücktreibenden Kraft, die die Atome im Minimum des Quadrupolfeldes fängt. Entsprechend ist es möglich, die gefangene Atomwolke innerhalb des Überlapps der sechs Laserstrahlen zu verschieben, indem man den Ort des Minimums des Quadrupolfeldes mit zusätzlich angelegten Magnetfeldern verschiebt. Für eine detailliertere Beschreibung der Funktionsweise der Magneto-optischen Falle, die ein Standardwerkzeug der Atomphysik geworden ist, wird auf die umfangreiche Literatur zu diesem Thema verwiesen (z.B. [Raab et al., 1987], [Townsend, 1995] oder [Metcalf and van der Straten, 1999]).

Die spezifischen Daten der Falle sind im nächsten Kapitel 2.3 zusammengefasst.

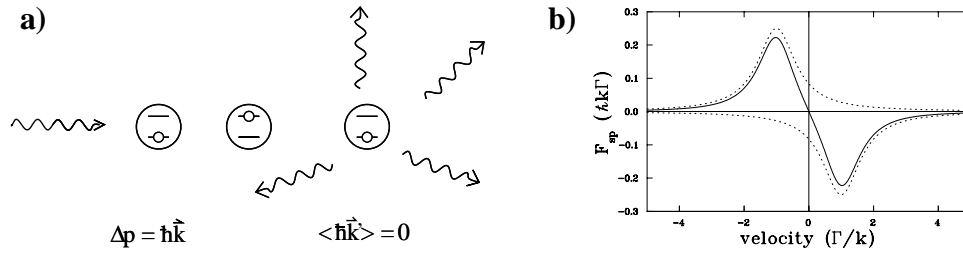


Abbildung 2.3: a) Gerichtete Absorption und ungerichtete spontane Emission führen im statistischen Mittel zu einer gerichteten Impulübertragung. b) Dopp-lerkühlkraft auf ein Atom durch das Lichtfeld zweier antiparalleler nahresonanter Laser. Die gepunkteten Linien zeigen jeweils die Kraft durch einen Laser an, die durchgezogene ihre Summe.

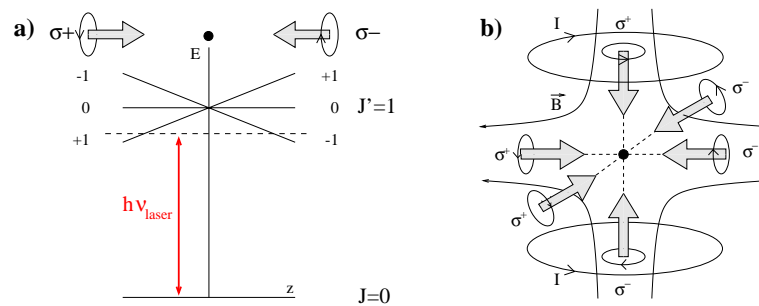


Abbildung 2.4: a) Prinzip des Fangens (Zeemaneffekt und Dipolauswahlregel) eines zwei-Niveau Atoms entlang einer Achse. b) schematische Konfiguration der Magneto-optischen Falle

2.3 Charakterisierung der Magneto-optischen Falle

Hier sind kurz die wichtigsten aktuellen Betriebs- und Kenndaten der Magneto-optischen Falle zusammengefasst. Diese variieren teilweise im Vergleich zu den Angaben aus [Herrmann, 2000], da am Versuchsaufbau einige Veränderungen vorgenommen worden sind, die im nächsten Kapitel dargestellt werden.

gespeicherte Atome	Cäsium
benutzter Übergang zum Kühlen	D2 Linie (siehe Abb. 2.2)
Verstimmung des Kühllasers	5MHz $\hat{=}$ 1Γ
Regime der Falle	temperaturlimitiert ^a
Gradient des magn. Quadrupolfeldes	24 Gauß/cm
Temperatur der Atome	100 μ K
Durchmesser der Atomwolke	200 – 300 μ m ^b
gespeicherte Teilchenzahl	30000
Dichte der Atomwolke	$5 \cdot 10^9$ Teilchen/cm ³
typ. Lebensdauer	2 Minuten ^c
Vakuum Ofen	10^{-4} mbar ^d
Vakuum Ladesektion	10^{-9} mbar
Vakuum MOT-Kammer	$5 \cdot 10^{-11}$ mbar

Tabelle 2.1: Daten zur Magneto-optischen Falle im Speicherring TSR.

^aDie Klassifizierung und Bedeutung der verschiedenen Regimes einer MOT ist in [Townsend, 1995] erklärt.

^bVor der Verringerung des Gradienten: 100 μ m

^cDie Lebensdauer der Atomwolke in unserer Magneto-optischen Falle ist positionsabhängig (näheres dazu in Kapitel 3); 2 Minuten sind ein Richtwert, der typisch für einen Restgasdruck von 10^{-11} mbar ist.

^dDas Vakuum ist aufgrund der Dampfdruckkurve stark temperaturabhängig. Dieser Druck gilt für eine Ofentemperatur von 80°C.

Man möchte einen möglichst hohen Gradienten benutzen, um die Atomwolke klein zu halten, da mit einer kleineren Sonde (Atomwolke) eine höhere Auflösung zu erreichen ist. Die Reduzierung von ursprünglich 45 Gauß/cm auf 24 Gauß/cm war notwendig geworden, um das Channeltron zu betreiben. Dann erkannte man, dass eine Kompensation des MOT-Magnetfeldes erforderlich ist, um die Strahlänge konstant zu halten. Die Netzgeräte für die Kompensationsspulen wurden daraufhin so dimensioniert, dass die Magnetfelder bei Gradienten bis 24 Gauß/cm kompensiert werden konnten. Als das Channeltron funktionsunfähig wurde, konnte deshalb aufgrund der Netzgeräte der Gradient nicht wieder auf 45 Gauß/cm erhöht werden.

Einfluss der Streumagnetfelder auf die gespeicherte Atomwolke

Durch Verschieben des Feldminimums des Quadrupoldfeldes der Magneto-optischen Falle kann die gespeicherte Atomwolke verschoben werden. Zwei Spulenpaare (“Verschiebespulen”) ermöglichen im Versuchsaufbau das Verschieben der Atomwolke in einer Ebene fast senkrecht¹ zum gespeicherten Ionenstrahl des TSR. Der Fahrbereich der Atomwolke ist begrenzt durch den Überlapp der sechs Laserstrahlen. Der Überlapp der Laser ist inzwischen so weit optimiert, dass ein Verfahren der Atomwolke sowohl in horizontaler als auch vertikaler Richtung um ca. 1,5 cm möglich ist. Der Strahldurchmesser der Laser beträgt 2 cm.

Die Streumagnetfelder des Dipols verschieben ebenfalls die Magnetfeldnull der Magneto-optischen Falle und müssen über das vertikale Verschiebespulenpaar kompensiert werden (siehe Abbildung 2.6). Der räumliche Fahrbereich der Atomwolke ändert sich für verschiedene Dipoleinstellungen nahezu nicht. Da die Magnetfeldlinien des Streufeldes des Dipols in erster Linie vertikal durch die MOT-Kammer greifen, ist eine horizontale Kompensation nicht nötig (siehe Abbildung 2.5). Das Streufeld des Quadrupols hat bis zu einer Stromstärke von 300 A nur minimalen Einfluss auf den Fahrbereich der Atomwolke. Ab 400 A verschwindet die Atomwolke jedoch vollständig. Da für die bisher untersuchten Ionensorten keine Notwendigkeit für Quadrupolströme jenseits von 300 A bestand, ist der Grund dafür noch nicht näher untersucht worden.

¹Es sind 73° und nicht 90°.

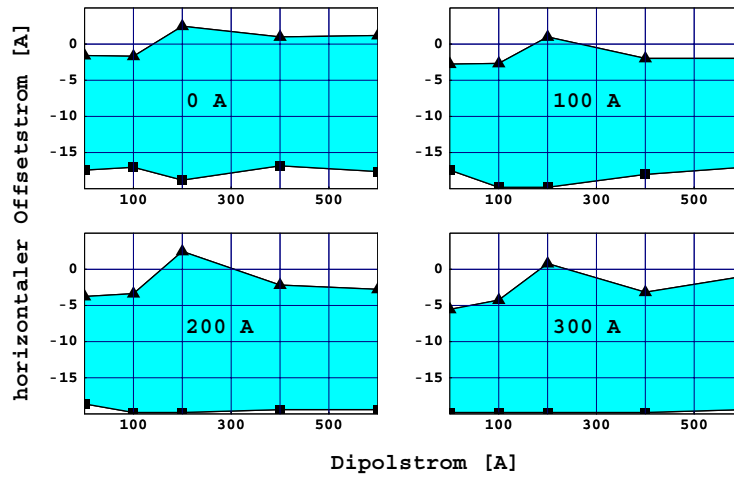


Abbildung 2.5: Einfluss des benachbarten Quadrupols und Dipols des TSR auf den Betriebsbereich der Magneto-optischen Falle. Aufgetragen ist der Offsetstrom durch die horizontalen Verschiebespulen gegen den Dipolstrom für verschiedene Quadrupolströme (0 A, 100 A, 200 A und 300 A). Die grau schraffierte Fläche gibt den Bereich an, innerhalb dessen die Atomwolke sichtbar ist. 20 A des Offsetstroms entsprechen etwa einer Verschiebung von 1,5 cm der Atomwolke.

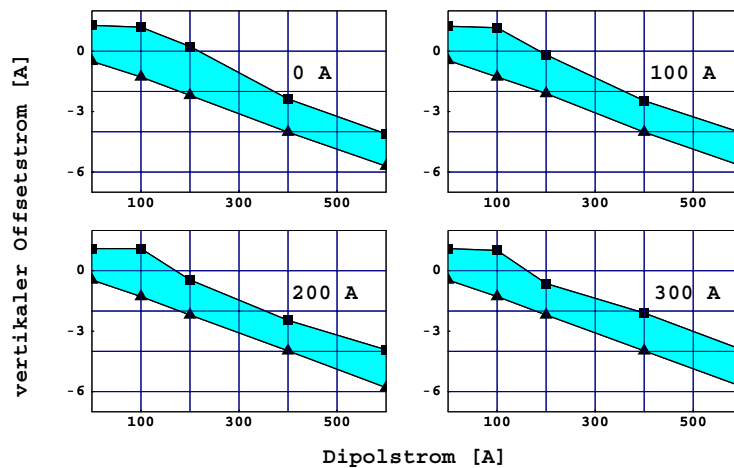


Abbildung 2.6: Wie Abbildung 2.5, allerdings ist hier der vertikale Fahrbereich der Falle dargestellt.

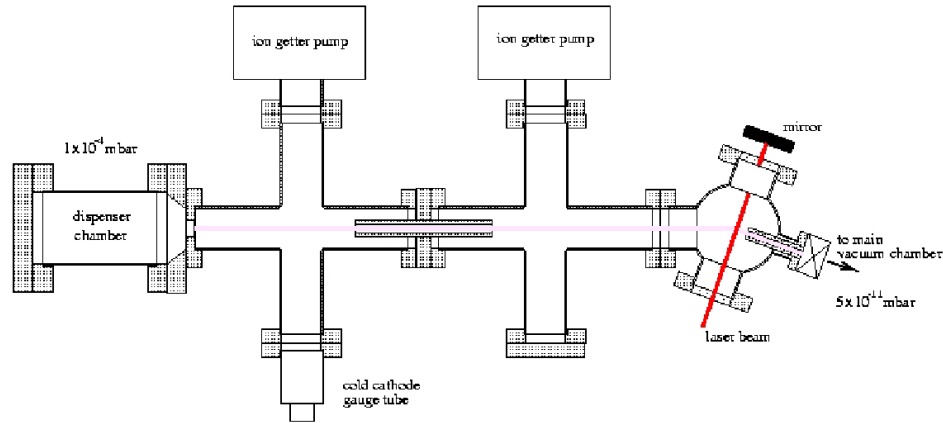


Abbildung 2.7: Die Ladesektion: Cäsiumatome gelangen aus dem Ofen über zwei differentielle Pumpsektionen zum Geschwindigkeitsfilter, der die langsamen Cäsiumatome in die MOT-Kammer ablenkt.

2.4 Neuerungen am Versuchsaufbau

Die Realisierung des Versuchsaufbaus ist in [Luger, 1999], [Eike, 1999] und [Herrmann, 2000] beschrieben. Hier soll nur auf die seitdem erfolgten Änderungen am Versuchsaufbau eingegangen werden.

2.4.1 Magnetfeldabschirmung für den Geschwindigkeitsfilter

Um zu verhindern, dass aus dem Cäsiumofen Atome in den Speicherring gelangen, die so schnell sind, dass sie von der Magneto-optischen Falle nicht gefangen werden können und so eventuell das Vakuum des Rings beeinträchtigen würden, gibt es einen Geschwindigkeitsfilter am Ende der Ladesektion (siehe Abbildung 2.7). Dieser besteht aus einem in sich zurückreflektierten Laserstrahl, der den Atomstrahl unter einem Winkel von 70° kreuzt und senkrecht zum Röhrchen, das in die MOT-Kammer führt, steht. Der Laserstrahl bildet für die hindurchfliegenden Cäsiumatome eine eindimensionale optische Melasse. Da die Geschwindigkeit der Atome parallel zur optischen Melasse ungleich Null ist, findet aufgrund der Lichtkraft ein Impulsübertrag auf die Atome statt. Während schnelle Atome nur sehr kurz mit der optischen Melasse wechselwirken und deshalb geradeaus weiterfliegend an die Wand der Geschwindigkeitsfilterkammer prallen, werden die langsamen Atome aufgrund ihrer längeren Wechselwirkungszeit mit dem Laser abgelenkt und fliegen durch ein dünnes Röhrchen in die MOT-Kammer im TSR. Eine detailliertere Beschreibung ist in [Eike, 1999] zu finden.

Da sich die Ladesektion in unmittelbarer Nachbarschaft eines Dipols des

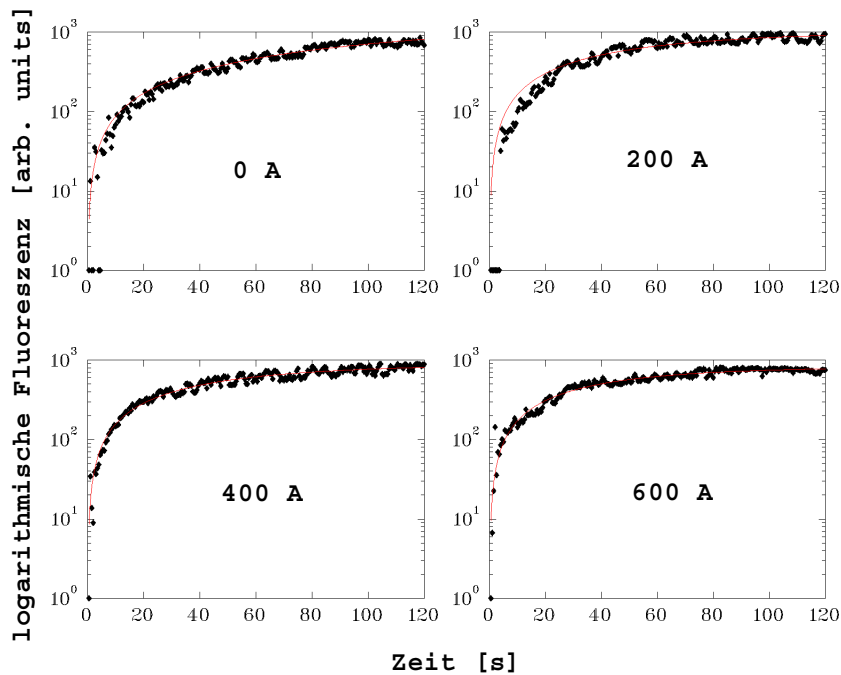


Abbildung 2.8: Ladeverhalten der Magneto-optischen Falle mit magnetischer Abschirmung des Geschwindigkeitsfilters für verschiedene Stromstärken des benachbarten Dipols des TSR bei einer Verstimmung des Lasers von 5 MHz (entspricht einer Linienbreite) und einem Sättigungsparameter von etwa 25.

TSR befindet (siehe Abbildung 2.1), sind magnetische Streufelder, die durch die Kammer des Geschwindigkeitsfilters führen, unvermeidlich. Die Kombination von Magnetfeld und nahresonantem Licht führt genauso wie bei der Magneto-optischen Falle selbst (siehe Kapitel 2.2) zu magneto-optischen Kräften, die hier allerdings unerwünscht und unkontrolliert sind. Diese variieren mit der Einstellung des Dipolmagneten und verhindern den Betrieb als Geschwindigkeitsfilter bei kanonischer Justage. Es gibt dennoch die Möglichkeit, den Geschwindigkeitsfilter so zu justieren, dass für einen weiten (ca. 0 - 500 A) Bereich des Dipolstroms stets eine ausreichende Zahl an Cäsiumatomen den Weg in die MOT-Kammer findet. Jedoch ist diese Justage nicht einfach (ein notwendigerweise iteratives Verfahren): Der Laser muss, anders als in Abbildung 2.7 gezeigt, einen Winkel ungleich 90° gegenüber dem Röhrchen zur MOT-Kammer einnehmen. Der mit dieser Einstellung erreichte Ladefluss ist im Allgemeinen nicht konstant für verschiedene Magnetfeldeinstellungen.

Eine Abschirmung aus μ -Metall um die Kammer des Geschwindigkeitsfilters hat die Justage stark vereinfacht: Der Laser wird genau so justiert, wie in Abbil-

dung 2.7 gezeigt. Der daraus resultierende Ladefluss bei verschiedenen Dipoleinstellungen ist in in Abbildung 2.8 gezeigt. Das Ladeverhalten wird durch die Gleichung

$$n(t) = \frac{A}{\Gamma}(1 - e^{-\Gamma t}) \quad (2.1)$$

beschrieben. Dabei ist n die von der CCD-Kamera aufgenommene Fluoreszenz in beliebigen Einheiten (“Counts”), welche proportional zur Teilchenzahl ist, Γ die Zerfallsrate der Atomwolke in $\frac{1}{s}$ und A die Laderate in $\frac{\text{Counts}}{s}$. Aus den Parametern der an die Daten angepassten Gleichung ergeben sich Laderaten von 14 bis 19 $\frac{\text{Counts}}{s}$. Eine Umrechnung der Laderate in Atome/s ist erst nach der Eichung der CCD-Kamera, welche noch aussteht, möglich.

2.4.2 Auswaschung der Interferenzmuster

Da die sechs Kühllaserstrahlen der Magneto-optischen Falle aus einer einzelnen Laserdiode stammen, ist das Licht kohärent und es gibt Interferenzen. Durch eine leichte Verkippung der rückreflektierten gegenüber den einlaufenden Laserstrahlen (zur Geometrie der Laserstrahlen siehe Abbildung 2.9), tritt ein Interferenzmuster mit sehr großer Periode — größer als der Durchmesser der Atomwolke — auf. Die örtlich schwankende Intensität des Lichts führt zu variierenden Lichtkräften, welche auf der Skala der Periode der Interferenzmuster die magneto-optische Kraft der Falle verändern.

Die Folge ist zum einen eine nichtlineare Reaktion in der Position der Atomwolke auf kleine Verschiebungen der Magnetfeldnull der Falle [Luger, 1999]. Zum anderen gibt es auch Regionen innerhalb des Fahrbereichs der Atomwolke, in denen die Atome zwar gefangen sind, aber nicht fluoreszieren. Eine experimentell fundierte Erklärung haben wir dafür noch nicht, vermuten aber, dass aufgrund der genauso vorhandenen Interferenzen des Rückpumperlichts die Atome optisch in nicht fluoreszierende (“dunkle”) Zustände gepumpt werden. Sie bleiben dennoch gefangen, da die Atome, sobald sie aus dem Minimum der Intensität des Rückpumperlichts herausgedriftet sind, wieder durch die regulären Pumpzyklen ins Zentrum der Falle zurückgedrückt werden.

Um dieses Problem zu lösen, kann man die Interferenzmuster auf der Zeitskala der Reaktionszeit der Atomwolke, welche einige ms beträgt, auswaschen. Da dieser Effekt schon lange bekannt ist, geschah der erste Ansatz zur Lösung bereits während des Testaufbaus. Dazu wurden Spiegel mit Hilfe von Piezokristallen mit hoher Frequenz (bis zu 20 kHz) bewegt. Die genaue Position der beiden Spiegel im Versuchsaufbau sowie die damit erfolgten Messungen sind in [Herrmann, 2000] aufgeführt. Letzten Endes stellten sich die Spiegel als zu schwer für die Piezokristalle heraus, so dass der Hub der Kristalle zu klein war,

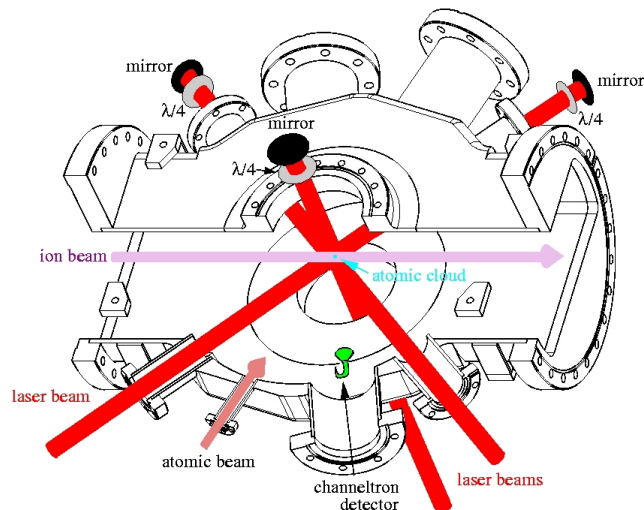


Abbildung 2.9: Aufrisszeichnung der MOT-Kammer. Der eingezeichnete (defekte) Channeltron-Detektor wird im Januar 2002 durch einen neuen Ionendetektor ersetzt (siehe Kapitel 4)

um die Interferenzmuster vollständig auszuwaschen. Ein positiver Effekt war jedoch klar zu erkennen.

Um diesen Effekt zu vergrößern haben wir die Piezokristalle durch handelsübliche PC-Lautsprecher ersetzt, die zwar mit einer geringeren Frequenz dafür aber mit einem größeren Hub betrieben werden können. Da die Lautsprecher keine Hochspannung zum Betrieb benötigen, sehr billig und einfach zu handhaben sind, haben wir gleich vier Spiegel mit Lautsprechern bestückt: den ersten Spiegel hinter der Glasfaserauskopplung (“Masterspiegel”), sowie die drei rückreflektierenden Spiegel der MOT-Strahlen, die in Abbildung 2.9 eingezeichnet sind. (Der genaue optische Aufbau ist in [Herrmann, 2000] dargestellt.)

Bei parallelem Betrieb der vier Spiegel mit jeweils unterschiedlichen Frequenzen und Amplituden der aufmodulierten Oszillationen konnte der Einfluss der Interferenzmuster auf die Atomwolke weiter reduziert werden (Abbildungen 2.10 und 2.11). Es sind jedoch nach wie vor Intensitätsschwankungen und Nichtlinearitäten vorhanden.

2.4.3 Stereoskopische Bildaufnahme

Zur Positionsbestimmung der Atomwolke wurde bisher über die Daten aus der Magnetfeldeichung der Verschiebespulen interpoliert. Diese Eichung entstand über die Aufnahme stereoskopischer Bilder der Atomwolke. Dazu musste die

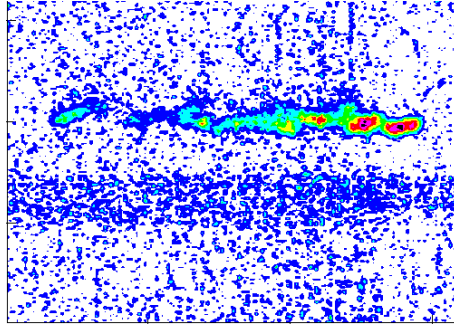


Abbildung 2.10: Verschiebung der Atomwolke mit ausgeschalteten Lautsprechern

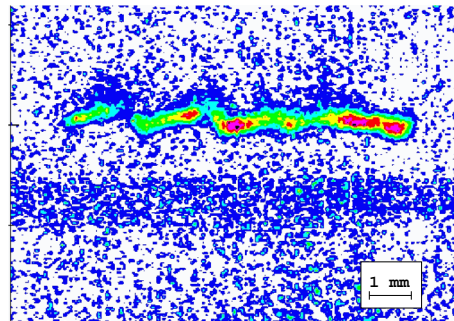


Abbildung 2.11: Verschiebung der Atomwolke mit eingeschalteten Lautsprechern

CCD-Kamera erst Bilder aus einer Position aufnehmen und dann ummontiert werden, um aus einer zweiten Perspektive Bilder zu bekommen.

Mittlerweile ist eine zweite CCD-Kamera in den Versuchsaufbau integriert worden, um zu jedem Zeitpunkt stereoskopische Bilder der Atomwolke aufnehmen zu können. Auf diese Weise ist es nicht mehr notwendig, auf die Magnetfeldrichtung der Verschiebespulen zurückgreifen zu müssen. Diese ist aufgrund des im vorherigen Abschnitts beschriebenen nichtlinearen Verhaltens der Atomwolke auf kleine, lineare Magnetfeldänderungen der Verschiebespulen recht ungenau.

Die Positionen der beiden Kameras (“tv1” und “tv2”) relativ zur Geometrie der Magneto-optischen Falle sind in Abbildung 2.12 dargestellt. Die Genauigkeit, mit der die Position der Atomwolke bestimmt werden kann, ist jetzt durch die Auflösung der CCD-Kameras gegeben und damit von ca. $500\mu\text{m}$ — der Genauigkeit der Magnetfeldrichtung — auf $120\mu\text{m}$ verbessert worden.

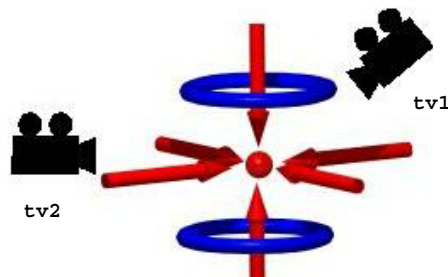


Abbildung 2.12: Die Positionen der CCD-Kameras relativ zur Magneto-optischen Falle.

2.4.4 Verbesserte Laserstabilisierung

Die Bedingungen für den Aufbau einer Magneto-optischen Falle in der Beschleunigerhalle sind rauh und stellen eine der großen Herausforderungen dieses Experiments dar. Neben starken Streufeldern und akustischem Lärm spielen auch starke, kurzfristige Temperaturschwankungen, wie sie zum Beispiel beim Öffnen des großen Hallentors der Experimentierhalle entstehen, eine Rolle. Die Abschirmung durch die Wände der Laserhütte, einer kleinen Hütte innerhalb des Beschleunigergebäudes, die unseren Optikaufbau zur Laserstabilisierung enthält, hat sich als unzureichend herausgestellt. Da die Regelung des Lasersystems empfindlich auf Temperaturänderungen reagiert, haben wir eine kleine Klimaanlage in die Laserhütte gestellt. Zusammen mit neuen selbstoptimierenden PID-Temperaturcontrollern für die Cäsiumzellen, die Teil des Regelsignalsystems der Laser sind, sowie einem optimierten Laserlock, konnte die Stabilität des Lasersystems enorm gesteigert werden. Eine Messung der Entwicklung der Fluoreszenz der Atomwolke, die empfindlich auf Frequenzänderungen der Laser reagiert, vor und nach den vorgenommenen Veränderungen über einen Zeitraum von ca. einer halben Stunde zeigt Abbildung 2.13.

2.4.5 Cäsiumreserve im Ofen

Das Cäsium für die Magneto-optische Falle entstammt sogenannten Cäsiumdispensern. Das sind kleine Metallstreifen mit Cäsiumdichromat, aus denen atomares Cäsium abgedampft wird, wenn ein Strom von typischerweise 2 bis 5 A durch die Metallstreifen fließt. Es gibt laut Hersteller keine in situ Methode, um festzustellen, wie viel Cäsium noch in einem Dispenserstreifen vorhanden ist. Daher empfiehlt es sich, die acht Dispenserstreifen, die sich im Ofen befinden, in zwei separat ansteuerbare Gruppen zu teilen. Auf diese Weise kann man eine Reserve sicherstellen, so dass immer genügend Cäsium für die nächste Strahlzeit im Ofen

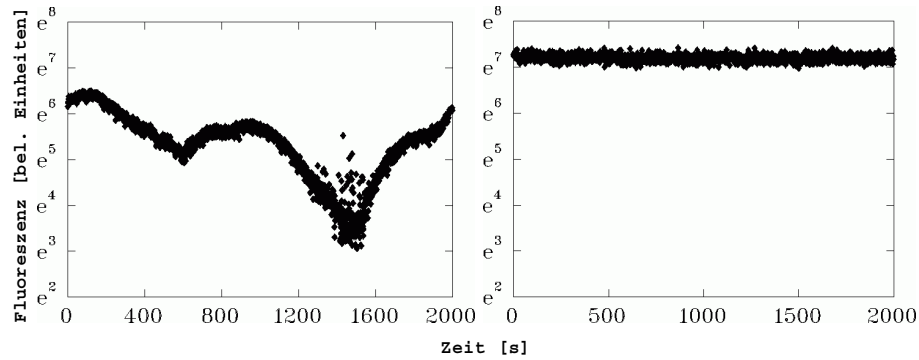


Abbildung 2.13: Links ist eine Aufnahme der typischen Fluoreszenzentwicklung der Atomwolke vor, rechts die Fluoreszenzentwicklung der Atomwolke nach den Verbesserungen zur Laserfrequenzstabilität dargestellt.

ist.

Dies soll in Kürze implementiert werden.

2.4.6 Experimentsteuerung

Innerhalb des letzten Jahres ist das Experiment so weit automatisiert worden, dass es nach Inbetriebnahme prinzipiell über das Internet von einem beliebigen PC aus steuerbar ist: Der an das Intranet angeschlossene Messrechner “TSRMOT” ist über zwei serielle und eine parallele Schnittstelle mit allen für die Datenaufnahme relevanten Systemen verbunden. Durch die direkte Ansteuerbarkeit des TSR (Injektion, Elektronenkühler, BPM-Datenaufnahme, Entleerung des Speicherrings²) sowie der Komponenten der Magneto-optischen Falle (Geschwindigkeitsfilter, Verschiebespulen, CCD-Kameras) können nun ganze Gruppen von Datenpunkten automatisch aufgenommen werden. Dies optimiert die Messzeit und reduziert mögliche, später nicht mehr nachvollziehbare, menschliche Fehler während der Datenaufnahme, die bereits für ein einzelnes Profil mehrere Stunden dauert.

²Das zuverlässige und schnelle Entleeren des Speicherrings war bisher nur über das Hereinfahren eines Quarzes oder Ventils im Ring möglich. Da wir für unsere Referenzmessungen den Ring mitunter alle fünf Minuten entleeren wollten, war diese Methode nicht praktikabel. Die Lebensdauer des benutzten Vakuumbalgs eines Quarzes würde bei einer solch hohen Nutzungsfrequenz drastisch reduziert werden. Stattdessen geben wir nun ein Rauschen wohlgeählter Bandbreite auf die Pickups des Rings, welches zu einer Aufschwingung der Betatronoszillation der Ionen führt. Diese Oszillation ist so stark, dass die Ionen an die Strahlrohrwand prallen und entsprechend nicht länger gespeichert werden. Inzwischen wird diese neue Funktionalität auch von anderen Experimentatoren gerne genutzt.

Kapitel 3

Ultrakalte Atome als Strahlprofilmonitor und Target

Die Magneto-optische Falle wurde ursprünglich mit dem Ziel in den Speicherring eingebaut, transversale Profile von sehr schwachen, insbesondere lasergekühlten, Ionenstrahlen (siehe [Eisenbarth, 2001]) zu vermessen, da in diesem Regime der konventionelle Beam Profile Monitor (BPM) an seine Grenzen stößt. Es ist inzwischen gelungen, erste Strahlprofile des elektronengekühlten Ionenstrahls mit Hilfe der Magneto-optischen Falle zu gewinnen und diese mit den Daten des BPM zu vergleichen. Auf Grund der Komplexität der beiden Experimente, sowohl der Laserkühlung von Ionenstrahlen als auch dem Betrieb der Magneto-optischen Falle, ist es bisher nicht zu einer gemeinsamen Strahlzeit gekommen.

Da die Laserkühlung von Ionenstrahlen am TSR inzwischen ihren Abschluss gefunden hat, wurde begonnen, das Potential der Magneto-optischen Falle in anderer Richtung auszuloten. Wie in [Herrmann, 2000] dargelegt, eignet sich die Atomwolke im Speicherring vorzüglich als Target für den Ionenstrahl: Die geringe Targetdicke und ein in keiner Weise beeinträchtigtes Vakuum des Speicherrings verhindern eine Verringerung der Lebensdauer des Ionenstrahls. Dennoch ist die Wechselwirkung mit dem Target stark genug, um ein klares Signal dieser Wechselwirkung zu bekommen. Die für alle Wechselwirkungsprozesse völlig vernachlässigbare Temperatur der gefangenen Atome und die geringe Targetdicke, die die Berücksichtigung von Mehrfachwechselwirkungen unnötig macht, vereinfachen die Interpretation der Messdaten.

Das Vermessen eines Profils mit der Magneto-optischen Falle hat sich auch hinsichtlich der Verwendung der Atomwolke als Target als sehr hilfreich herausgestellt: vermisst man zuerst ein Profil des Ionenstrahls, kann man auf Grund der gewonnenen Informationen danach die Atomwolke exakt in der Mitte des Ionenstrahls positionieren.

Im Folgenden werden die verschiedenen Messprozeduren und Auswertever-

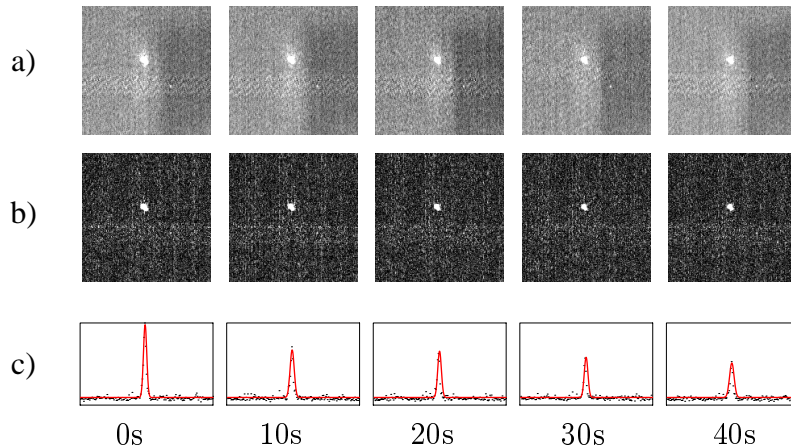


Abbildung 3.1: Auswertung der Cäsiumwolkenbilder. a) die ursprünglichen Bilder nach 0, 10, 20, 30 und 40 s; b) nach Abzug des Untergrunds; c) die integrierten Helligkeitswerte entlang einer Achse und ein daran angepasster Gaußfit.

fahren, sowie die erzielten Messergebnisse dargestellt.

3.1 Messung der Speicherzeit in der Magneto-optischen Falle

Sowohl zur Bestimmung von Strahlprofilen als auch von Wechselwirkungsquerschnitten mit Hilfe der Magneto-optischen Falle ist die zugrunde liegende Messgröße die Lebensdauer (bzw. ihr Inverses, die Zerfallsrate) der Atomwolke. Es gibt zwei zueinander komplementäre Möglichkeiten, die Zerfallsrate zu ermitteln: zum einen über einen Ionendetektor, der die ionisierten und damit aus der Falle verlorenen Cäsiumatome zählt, zum anderen über die Messung des Fluoreszenzlichts der jeweils noch vorhandenen Atome in der Falle mit einer CCD-Kamera¹. Diese zwei Verfahren sind natürlich nur dann äquivalent, wenn elastische Stöße als Verlustprozess keine Rolle spielen; dies ist aber, wie in 3.4 gezeigt, gegeben. Nachdem es keinen funktionsfähigen Ionendetektor in der MOT-Kammer mehr gibt, muss die Bestimmung der Zerfallsrate über das Fluoreszenzlicht der Atomwolke erfolgen. Da dies, wie im weiteren erläutert werden wird, sehr zeitaufwendig ist und Probleme aufwirft, die ansonsten vermieden werden könnten, ist ein neuer Ionendetektor im Aufbau, dessen Entwicklung in Kapitel 4 näher beschrieben wird.

¹In dem von uns betriebenen temperaturlimitierten Regime der Magneto-optischen Falle ist die Fluoreszenz proportional zur Anzahl der gefangenen Atome. Zur Definition und den Eigenschaften der verschiedenen Regimes einer Magneto-optischen Falle siehe [Townsend, 1995]

Um die Lebensdauer der Atome in der Falle über ihr Fluoreszenzlicht zu ermitteln, hat sich folgendes Schema als sinnvoll erwiesen: Nachdem die Fluoreszenz der Atomwolke einen gesetzten Schwellenwert überschritten hat, wird der Umlenkklaser der Ladesektion (Geschwindigkeitsfilter) mit Hilfe einer relaisgesteuerten Irisblende geblockt, um den Ladefluss von Cäsiumatomen zu stoppen². Danach nimmt eine CCD-Kamera eine Bilderserie der Cäsiumwolke über einen

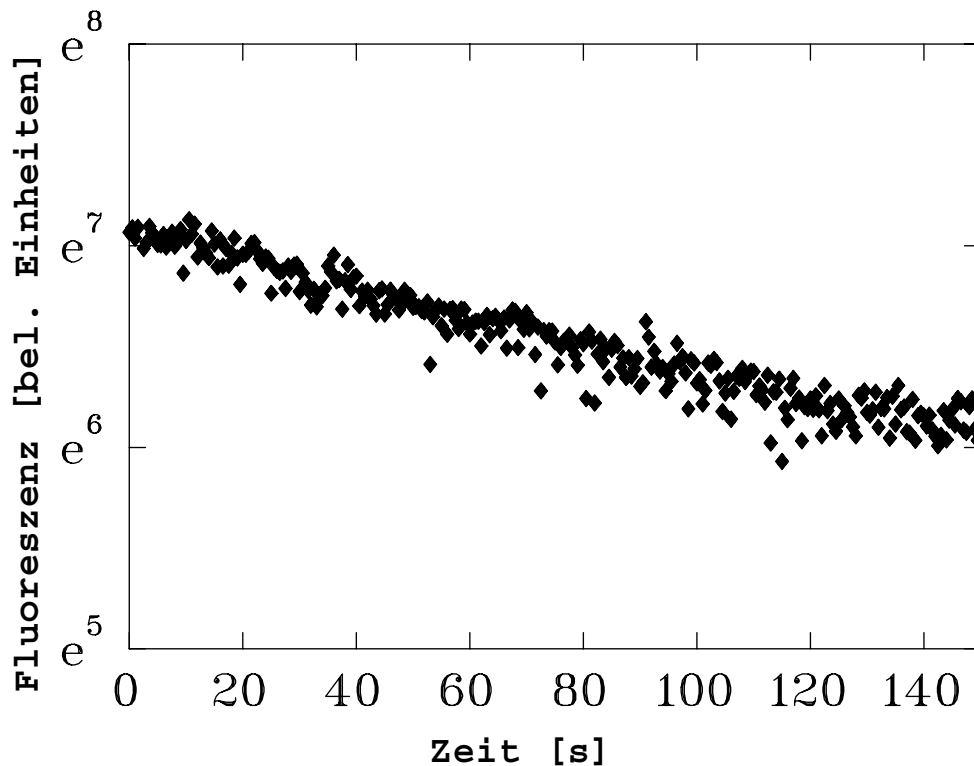


Abbildung 3.2: Fluoreszenz der Cäsiumwolke gegen die Zeit.

Zeitraum von typischerweise einer Minute auf (siehe Abbildung 3.1 a)). Von diesen Bildern subtrahiert man ein Untergrundbild, d.h. ein Bild ohne Cäsiumwolke welches das Rauschen deutlich reduziert (Abbildung, da Laserlichtreflexe an den Fenstern der MOT-Kammer sowie anderes permanentes Streulicht auf diese Weise bei der weiteren Auswertung keine Rolle mehr spielen 3.1 b)). In diesen untergrundbereinigten Bildern werden die Helligkeitswerte der Pixel entlang einer beliebigen Achse integriert (bei uns standardmäßig entlang der x-Achse). Die

²Dieser Schwellenwert stellt sicher, dass sich das Fluoreszenzsignal der Atomwolke über einen ausreichend langen Zeitraum (normalerweise ungefähr eine Lebensdauer der Atomwolke) deutlich vom Untergrund abhebt, um aus der zeitlichen Entwicklung des Fluoreszenzsignals eine Zerfallsrate bestimmen zu können.

daraus folgenden Profile spiegeln die zeitliche Entwicklung der Teilchenzahl in der Magneto-optischen Falle wider (Abbildung 3.1 c)). Werden die Amplituden der durch die jeweiligen Punkte gelegten Gaußfits logarithmisch gegen die Zeit aufgetragen (Abbildung 3.2), so liefert die Steigung der durch diese Punkte gelegten Geraden direkt die Lebensdauer τ der Cäsiumwolke, da diese gemäß

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} \quad (3.1)$$

zerfällt.

3.2 Überlapp von Ionenstrahl und Atomwolke

Da der Fahrbereich der Atomwolke im Ring nicht größer als der Überlapp der sechs Laserstrahlen der Falle werden kann³ — ca. 20 mm im Durchmesser im Vergleich zu einem Strahlrohrdurchmesser von 200 mm —, ist es notwendig, die Bahn des Ionenstrahls im Ring so anzupassen, dass die Ionen möglichst durch den geometrische Mittelpunkt des Fahrbereichs der Atomwolke fliegen. Über die Erfahrung von mehreren Strahlzeiten hat sich folgende Vorgehensweise als effektiv erwiesen:

Zuerst überprüft man den Fahrbereich der Cäsiumwolke, der je nach Justage der Optik und nach eingestelltem Ringmagnetfeld variiert. Anschließend wird die Atomwolke in die geometrische Mitte gesetzt. Injiziert man nun Ionen bei verschiedenen Gradienten des magnetischen Fallenquadrupolfeldes in den Ring, stellt man im Allgemeinen fest, dass sich die horizontale und vertikale Position des Strahls jeweils verändert. Die Position und das Wandern des Ionenstrahls kann auf dem BPM verfolgt werden. Auch wenn das magnetische Feld der Falle im Vergleich zu den Dipolen des Speicherrings sehr schwach ist, führt der kumulierte Effekt aus mehreren einhunderttausend Durchgängen pro Sekunde zu einer insgesamt verschobenen stabilen Bahn. Hängt die Trajektorie der Ionen vom Gradienten des Fallenmagnetfeldes ab, so ist dies also ein Zeichen dafür, dass der Ionenstrahl nicht exakt durch die Magnetfeldnull des Quadrupolfeldes führt.

Durch Variation der Stromstärke der Elektromagneten KV12 (Korrekturmagnet Vertikal) und LB11 (Langsamer Bumper) kann man den Strahl innerhalb eines gewissen Rahmens am Ort der Magneto-optischen Falle vertikal und horizontal verschieben. Leider sind die Freiheitsgrade von KV12 und LB11 nicht vollständig entkoppelt, so dass ein iteratives Vorgehen notwendig ist. Ziel der Variation ist es, eine Einstellung zu finden, bei der die stabile Ionenbahn im Speicherring (fast) nicht mehr vom Gradienten des MOT-Magnetfeldes abhängt, denn

³Die maximal erreichbaren Magnetfelder durch die Verschiebespulen sind so dimensioniert, dass diese nicht limitierend für den Fahrbereich sind.

dies ist ein Indiz dafür, dass der Ionenstrahl ungefähr durch das Zentrum des Quadrupolfeldes der Magneto-optischen Falle führt, und damit durch den Fahrbereich der Atomwolke. Dies ist die erste Näherung an den Überlapp zwischen Atomwolke und Ionenstrahl.

Als nächstes sucht man den Überlapp zwischen ungekühltem Ionenstrahl, der normalerweise 1 bis 2 cm breit ist, und Atomwolke. Je besser der Überlapp zwischen gespeicherten Ionen und Atomen wird, desto häufiger stoßen sie miteinander und desto kleiner wird die Lebensdauer der Atomwolke. Die Lebensdauer der gespeicherten Ionen ändert sich dabei nicht messbar. Durch systematisches Verfahren der beiden Magnete KV12 und LB11 lässt sich nun der Bereich eines globalen Minimums der Lebensdauer der Atomwolke — unter Berücksichtigung der Stromschwankungen von Injektion zu Injektion — bestimmen, welcher den Parameterbereich für KV12 und LB11 einschränkt. Dies ist die zweite Näherung an den Überlapp zwischen Atomwolke und Ionenstrahl.

Nun wird diese Prozedur mit einem elektronengekühlten Ionenstrahl wiederholt. Die Elektronenkühlung hat zur Folge, dass der Ionenstrahl nur noch einen Durchmesser von ca. 1 mm hat. Der Überlapp lässt sich so genauer bestimmen. Kommt man dem Überlapp von Ionenstrahl und Atomwolke sehr nahe, empfiehlt es sich, die Transfereffizienz in den Ring über das magnetische Septum⁴ zu verringern. Ein resultierender Strahlstrom von einigen 100 nA gegenüber einem maximalen Strahlstrom von (z.B. für C⁶⁺) einigen 10 μ A pro Injektion ist optimal. Eine Veränderung der Einstellung des magnetischen Septums verändert nicht den Closed Orbit des Ionenstrahls im Speicherring und ist daher am besten zur Verringerung des Strahlstroms geeignet. Über die mechanische Blende an der Ionenquelle ist eine solch drastische Reduzierung der Stärke einer Injektion nicht zu erreichen: selbst bei "geschlossener" Blende ist der resultierende Strahlstrom einer einzelnen Injektion in den Ring noch zu stark. Die Verkleinerung des Ionenstroms ist notwendig, da sonst die Lebensdauer der Cäsiumwolke an verschiedenen Orten so kurz wird (Sekunden oder weniger), dass eine genaue Bestimmung des Ortes der minimalen Lebensdauer nicht mehr möglich ist und daher zwischen einem vollständigen und einem teilweisen Überlapp nicht mehr unterschieden werden kann.

Sind die Magneteinstellungen und damit die stabile Bahn der Ionen verhältnismäßig stark verändert worden, verliert der Elektronenkühler aufgrund eines verringerten Überlapps von Ionen und Elektronen einen Teil seiner Kühlkraft. Dadurch erhöht sich die Temperatur des Strahls und damit sein Durchmesser. Dies kann durch ein Nachoptimieren des Elektronenkühlers wieder korrigiert werden. Prinzipiell müsste der ganze Vorgang der Überlappsuche mehrfach iteriert werden. Es hat sich aber gezeigt, dass eine Iteration ausreicht.

⁴Zur Funktionsweise des magnetischen Septums siehe z.B. [Hinterberger, 1997].

3.3 Ultrakalte Atome als Strahlprofilmonitor

3.3.1 Messprozedur

Um ein Profil des Ionenstrahls aufzunehmen, haben wir folgende Messprozedur angewandt, deren Ablauf in Abbildung 3.3 skizziert ist:

Zuerst lädt man die Magneto-optische Falle an einem Ort außerhalb des Ionenstrahls auf eine vorgegebene Mindestfluoreszenz. Eine CCD-Kamera misst alle zwei Sekunden die Fluoreszenz der Magneto-optischen Falle. Überschreitet diese einen vorgegebenen Schwellenwert, wird der Ionenstrahl in den Ring injiziert und 10 Sekunden lang vom permanent eingeschalteten Elektronenkühler gekühlt. Anschließend wird der Ablenklaser der Ladesektion geblockt, um ein Nachladen von Cäsiumatomen zu verhindern, und die Atomwolke mit Hilfe der Verschiebespulen zur gewünschten Messposition gefahren. Zeitgleich wird der BPM für 60 Sekunden eingeschaltet, aus dessen Daten später Strahlstrom, Position und Profil des Ionenstrahls bestimmt werden können. Nachdem die zwei CCD-Kameras ein stereoskopisches Bild zur dreidimensionalen Positionsbestimmung der Atomwolke gemacht haben, wird der Zerfall der Cäsiumwolke über einen Zeitraum von normalerweise 60 Sekunden mit je zwei Bildern pro Sekunde von einer der Kameras aufgenommen⁵. Danach wird die Messprozedur ohne Ionenstrahl wiederholt, um eine Referenz der Lebensdauer der Cäsiumwolke am jeweiligen Ort zu bekommen. Es hat sich als notwendig herausgestellt, die natürliche Lebensdauer der Atomwolke zu messen, da sie nicht vollständig unabhängig vom jeweiligen Ort der Atomwolke ist. Der Grund dafür liegt in den komplexen Interferenzmustern der sechs MOT-Laserstrahlen⁶.

Dieses Verfahren wiederholt man für alle gewünschten Messpositionen.

Die Aufnahme eines Messpunkts inklusive der Zeit, die die Falle zum Laden benötigt, liegt im Bereich einiger Minuten. Daher haben wir es für ungünstig erachtet, die Profilmessung an einem einzelnen gespeicherten Ionenstrahl, dessen Lebensdauer im Bereich einiger Minuten (C^{3+}) bis zu einer halben Stunde (C^{6+}) liegt, durchzuführen. Statt dessen wurde für jeden Messpunkt ein neuer Ionenstrahl in den Speicherring injiziert. Dies ist auf Grund der hohen Stabilität und Reproduzierbarkeit der Strahlposition im TSR möglich, wie später noch gezeigt werden wird.

⁵Die Rate von zwei Bildern ist ein Kompromis zwischen Messgenauigkeit und Datenvolumen. Eine höhere Rate führt zu einem entsprechend größeren Datenvolumen bei normalerweise nur unwesentlicher Steigerung der Messgenauigkeit. Dies gilt nicht für sehr kurze Lebensdauern (einige Sekunden).

⁶Zum Zeitpunkt dieser Profilmessungen haben wir noch nicht die in Kapitel 2.4.2 beschriebenen Lautsprecher zur Auswaschung der Interferenzen benutzt.

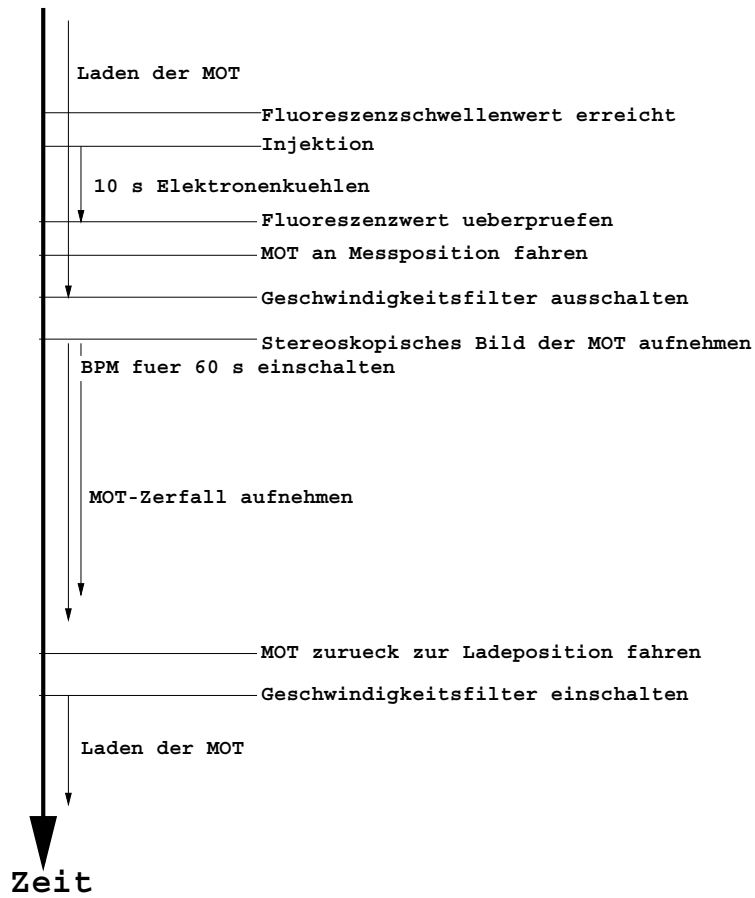


Abbildung 3.3: Schematischer Ablauf bei der Messung einer Lebensdauer der Atomwolke.

3.3.2 Auswertung und Ergebnisse

Um ein Profil des Ionenstrahls aus den mit der Magneto-optischen Falle gewonnenen Daten zu bekommen, sind folgende Schritte zur Auswertung notwendig:

1. Rohdatenanalyse,
2. Bestimmung der jeweiligen Position der Cäsiumwolke mit Hilfe des aufgenommenen stereoskopischen Bildes,
3. Aufbereitung der BPM-Daten,
4. Bestimmung des Profils aus den aufbereiteten Messdaten.

1. Rohdatenanalyse

Zuerst werden die aufgenommenen Bilderserien wie in Kapitel 3.1 beschrieben ausgewertet. Unter der Annahme, dass sich die Position der Atomwolke linear mit der Steuerspannung der Netzteile und damit linear zum Strom durch die Verschiebespulen ändert, kann man ein vorläufiges Bild zeichnen. Dieses Bild ist noch sehr rudimentär und zeigt vor allem, ob überhaupt irgendwo eine Wechselwirkung der Atomwolke mit dem Ionenstrahl stattgefunden hat (Abbildung 3.4).

2. Bestimmung der Position der Cäsiumwolke

Wie in Kapitel 2.4.2 beschrieben, ändert sich die Position der Atomwolke bei kleinen Magnetfeldänderungen der Verschiebespulen nichtlinear. Um die Position genauer als über eine Eichung der Magnetfelder der Verschiebespulen zu ermitteln, nimmt man von der Cäsiumwolke ein stereoskopisches Bild auf und errechnet aus den Objektiven der Kameras, der am Versuchsaufbau gemessenen Winkeln und Abstände relativ zur Falle die Position der Atomwolke (siehe dazu auch Kapitel 2.4.3). Dazu können die folgenden Gleichungen benutzt werden, die nach x , y und z aufzulösen sind:

$$\begin{pmatrix} x_{tv1} \\ y_{tv1} \end{pmatrix} = a \begin{pmatrix} \cos(\beta) & \sin(\alpha) \sin(\beta) & \cos(\alpha) \sin(\beta) \\ -\sin(\beta) & \sin(\alpha) \cos(\beta) & \cos(\alpha) \cos(\beta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

$$\begin{pmatrix} x_{tv2} \\ y_{tv2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sin(\gamma) & 0 & \cos(\gamma) \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

mit den Winkeln $\alpha = 38^\circ$, $\beta = 80^\circ$, $\gamma = 34^\circ$

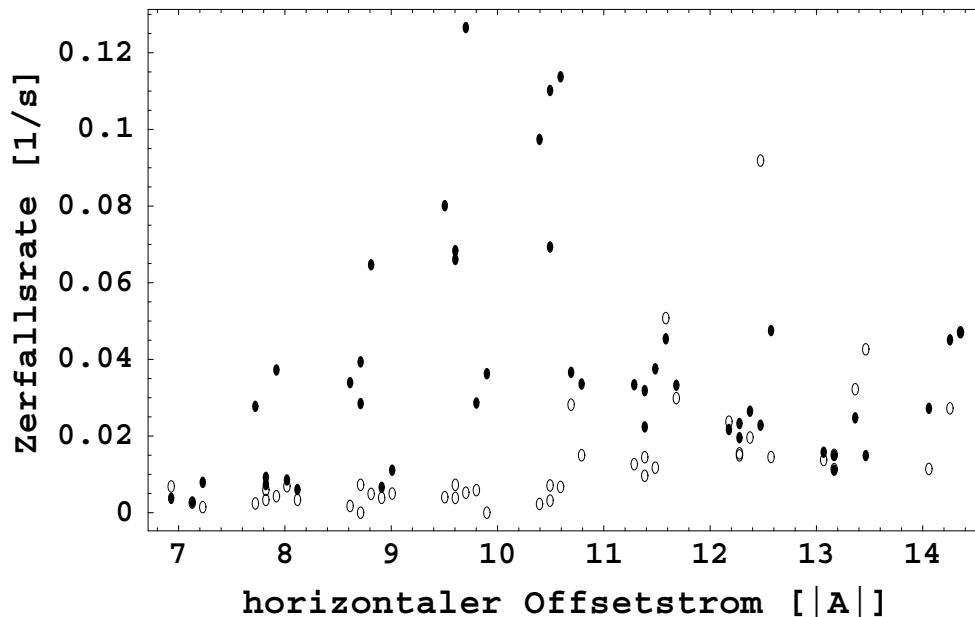


Abbildung 3.4: Rohdaten einer Profilmessung mit (volle Kreise) und ohne (leere Kreise) Ionenstrahl. In der Mitte, dort wo die Zerfallsrate am höchsten ist, ist die Wechselwirkung der Atomwolke mit dem Ionenstrahl am größten.

und einem Skalierungsfaktor von $a = 1.05$, der die unterschiedlichen Vergrößerungen der beiden Kameras berücksichtigt: Bei der mit tv1 bezeichneten Kamera, die auf das obere Fenster der MOT-Kammer gerichtet ist, entsprechen 8.60 CCD-Pixel 1 mm an der Position der Magneto-optischen Falle, während es bei der Kamera tv2 9.03 CCD-Pixel sind. x_{tv1} und y_{tv1} bezeichnen die Pixelposition der Cäsiumwolke auf dem Bild der Kamera tv1 und x_{tv2} sowie y_{tv2} die entsprechenden Werte für die zweite Kamera. Die gesuchten relativen Koordinaten der Atomwolke im Speicherring sind x , y und z , wobei die z -Achse in Richtung des Ionenstrahls orientiert ist. Um x , y und z in Millimetern zu erhalten, müssen ihre Werte, die auf die Größe der Bildpunkte von tv2 skaliert sind, noch durch 9.03 Pixel/mm dividiert werden. Die Winkel α und β sind die Verkippungswinkel von tv1, γ der von tv2 relativ zum Strahlrohr. In Bild 3.5 sind die Positionsdaten aus einer Messung mit C^{5+} – Ionen zu sehen.

3. Aufbereitung der BPM-Daten

Normalerweise misst der Current Transformer des Speicherrings den gespeicherten Strahlstrom. Die Genauigkeit des Current Transformers ist jedoch mit 1 bis $2 \mu A$ ungenügend für die von uns verwendeten Strahlströme im Nanoampe-

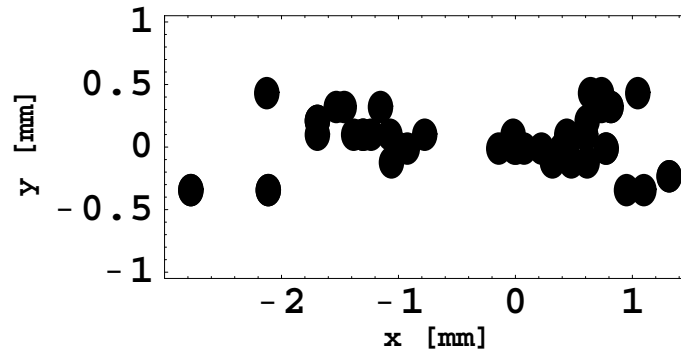


Abbildung 3.5: Aus den stereoskopischen Bildern bestimmte Messpositionen der Cäsiumwolke in der Ebene senkrecht zum Ionenstrahl. Die Abszisse x entspricht der horizontalen, die Ordinate y der vertikalen Position. Die Größe der Punkte spiegelt die Größe der Atomwolke wider.

rebereich. Daher wird zuerst der BPM über den Current Transformer bei großen Strömen geeicht, indem die über alle Kanäle und einen festen Zeitraum (üblicherweise einige zehn Sekunden) integrierte Zählrate des BPM gegen den mit dem Current Transformer gemessenen Strahlstrom aufgetragen wird (siehe Abbildung 3.6). Auf diese Weise kann man den BPM danach durch Extrapolation als Strommesser für kleinere Ströme verwenden.

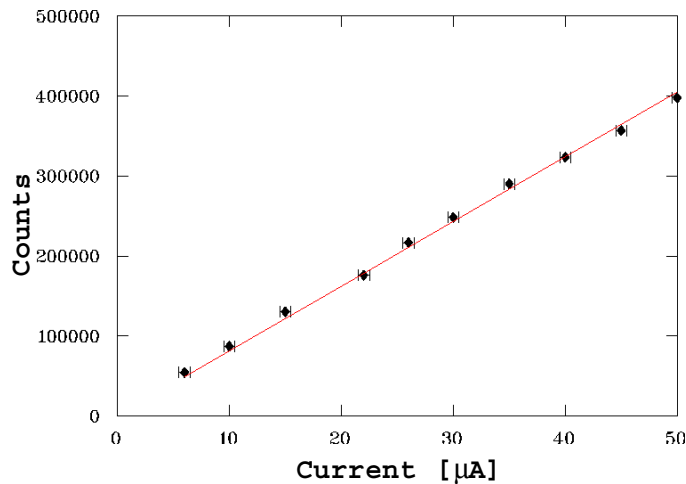


Abbildung 3.6: Eichmessung für den (horizontalen) BPM: Der über den Current Transformer im TSR gemessene gespeicherte Strom (C^{6+}) wird gegen die integrale Zählrate des (horizontalen) BPM aufgetragen.

Eine Extrapolation ist gerechtfertigt, da die Zählrate des BPM auf der Ionisie-

rungsrate des Restgases basiert und diese bei den von uns verwendeten Strömen (sowohl im Nano- als auch im Mikroamperebereich) linear mit dem Ionenstrom skaliert. Des Weiteren liefert der BPM ein Strahlprofil, welches später als Vergleichsmessung dient.

Bei der Auswertung der Profildaten hat sich herausgestellt, dass auf Grund elektronischer Probleme des BPM manchmal das Profil um einige Kanäle verschoben ist, wie Abbildung 3.7 zeigt. Ob und in wie weit dies auch die Zählrate reduziert (die Maxima der verschobenen Datensätze sind alle vergleichsweise niedrig) oder ob dies hauptsächlich bei schwachen Strahlströmen geschieht, ist nicht bekannt.

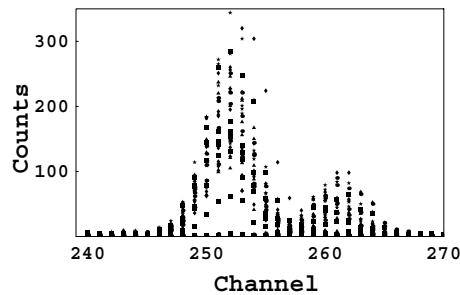


Abbildung 3.7: Die Rohdaten des BPM aller für die Auswertung relevanter Messungen. Die Symbole einer Injektion sind jeweils gleich.

Da es keine Möglichkeit gibt, zurück zu verfolgen, um wie viele Kanäle genau die Profildaten verschoben wurden, sind die Daten zu den Messungen, die einen Peak um Channel 261 zeigen, herausgenommen worden. Die anderen Injektionen zeigen eine leichte Variation der horizontalen Strahlposition von zwei bis drei Kanälen, welches in Anbetracht der Größe der Maschinerie des Speicherrings eine beeindruckende Genauigkeit darstellt.

Ein typisches Profil eines elektronengekühlten Ionenstrahls ist in Abbildung 3.8 zu sehen.

4. Bestimmung des Profils aus den aufbereiteten Messdaten

Der Zerfall der Atomwolke erfolgt nach Gleichung (3.1) mit

$$1/\tau = 1/\tau_{ion} + 1/\tau_{nat}, \quad (3.4)$$

wobei τ_{nat} der natürlichen, d.h. durch Stöße mit dem Restgas induzierten, und τ_{ion} der ionenstrahlinduzierten Lebensdauer entspricht. Um die reine Ionenstrahl-abhängigkeit der Lebensdauer zu erhalten, subtrahiert man die natürliche Zerfallsrate von der Zerfallsrate mit Ionenstrahl:

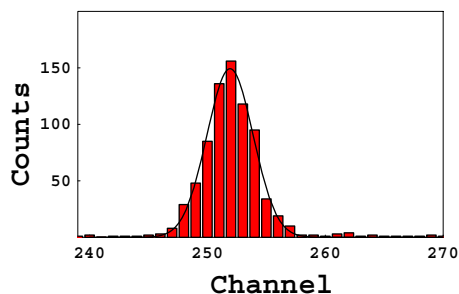


Abbildung 3.8: Typisches horizontales Profil des Ionenstrahls aufgenommen mit dem BPM und einem durch die Daten gelegten Gaußfit.

$$1/\tau_{ion} = 1/\tau - 1/\tau_{nat} \quad (3.5)$$

Da die Injektionsstärken variieren (normalerweise im Bereich von 10 bis 40%) und manchmal nahe Null liegen, hängt die gemessene Lebensdauer nicht nur von der Position relativ zum Ionenstrahl ab, sondern auch vom Gesamtstrom, der durch den Ring fließt. Da bei einer Profilmessung aber nur die Position zum Ionenstrahl eine Rolle spielen sollte, muss man die Schwankungen, die auf die variierenden Strahlströme für die einzelnen Messpunkte zurückzuführen sind, herausrechnen. Die Lebensdauer der Atomwolke hängt mit dem Strahlstrom über die folgende Gleichung zusammen:

$$\tau_{ion} = \frac{1}{\Gamma_{ion}} = \frac{1}{j\sigma} \quad (3.6)$$

wobei j die Stromdichte und σ der Wechselwirkungsquerschnitt ist. Die integrale BPM-Zählrate jeder Messung liefert den jeweils im Ring herrschenden Strom. Man kann also über die Gleichung

$$\tau_{normiert} = \tau_{ion} \cdot \frac{j}{j_0} \quad (3.7)$$

alle Lebensdauern auf einen Strahlstrom normieren. (j ist der jeweilige Strahlstrom, der auf j_0 normiert wird.) Die Datensätze zu den leeren Injektionen werden herausgenommen.

Fordert man nun noch eine minimale Anfangsfluoreszenz der Cäsiumwolke an der Messposition, um einen verlässlichen Fit der Lebensdauer zu gewährleisten, so erhält man die Datenpunkte in Bild 3.9. Die Fehler in den Zerfallsraten sind auf folgende Weise abgeschätzt worden: Wie man in Abbildung 3.4 sieht, streuen die natürlichen Zerfallsraten bei horizontalen Offsetströmen unter 10,7 A deutlich weniger, als bei höheren. Es wurde daher die statistische Standardabweichung der natürlichen Zerfallsraten auf den jeweiligen Hälften über bzw. unter

10,7 A als Fehler angenommen. Danach wurden sie mit dem jeweils gleichen Gewichtungsfaktor skaliert, mit dem auch die Zerfallsraten aufgrund der unterschiedlichen Strahlströme skaliert wurden.

Die große Lücke auf der linken Flanke des Profils in Abbildung 3.9 ist auf das in Kapitel 2.4.2 besprochene Problem der Interferenzen zurückzuführen.

3.3.3 Vergleich der Ergebnisse mit den Daten des BPM

Da die integrale BPM-Information zur Normierung der Lebensdauern der Atomwolke verwendet wurde, sind die Messungen nicht vollständig unabhängig voneinander. In Bild 3.9 sind das mit der Magneto-optischen Falle gemessene horizontale Profil, sowie die BPM-Daten der zugehörigen Injektionen aufgetragen. Dabei muß zweierlei berücksichtigt werden:

1. ein Kanal des BPM in horizontaler Richtung entspricht einer Länge von 0,128 mm (vertikal: 0,072 mm),
2. die Amplitude der horizontalen β -Funktion des Speicherrings⁷ ist am Ort des BPM 1,68 (vertikal: 1,07) -fach kleiner als am Ort der Magneto-optischen Falle; um die beiden Profile vergleichen zu können, wurde also das vom BPM gemessene Profil um den Faktor 1.68 gedehnt.

Um die beiden Graphen zu überlagern, wurde an die Daten jeweils eine Gaußfunktion angepasst und die Position und Höhe des Maximums der BPM-Daten auf die der MOT-Daten skaliert. Berechnet man die statistischen Halbwertsbreiten so erhält man eine gute Übereinstimmung:

$$\sigma_{\text{MOT}} = (0,6 \pm 0,1) \text{ mm}$$

und

$$\sigma_{\text{BPM}} = (0,5 \pm 0,1) \text{ mm}.$$

Der Fehler für die mit der Magneto-optischen Falle bestimmte Halbwertsbreite ist über eine Regression unter Berücksichtigung der jeweiligen Fehler in der Zerfallsrate bestimmt worden. Der Fehler für die mit dem BPM gemessene Halbwertsbreite ist durch Differenz der Breiten der inneren und äusseren Envelope-Funktion (0,2 mm) bestimmt worden, die in Abbildung 3.9 a) zu sehen sind. Da die Breite des gesamten Profils aus den Einzelinjektionen deutlich breiter als die Auflösungsbegrenzung des BPM (0,3 mm) ist, wurde hier auf diese Problematik nicht näher eingegangen. Dies wird in Kapitel 3.4.2 nachgeholt.

Die Abbildung 3.9 b) zeigt die zu den Punkten in Abbildung 3.9 a) gehörenden zweidimensionalen Positionen der Atomwolke in der Ebene senkrecht zum

⁷Die β -Funktion beschreibt die Betatronoszillation des Ionenstrahls im Speicherring (siehe auch [Hinterberger, 1997]).

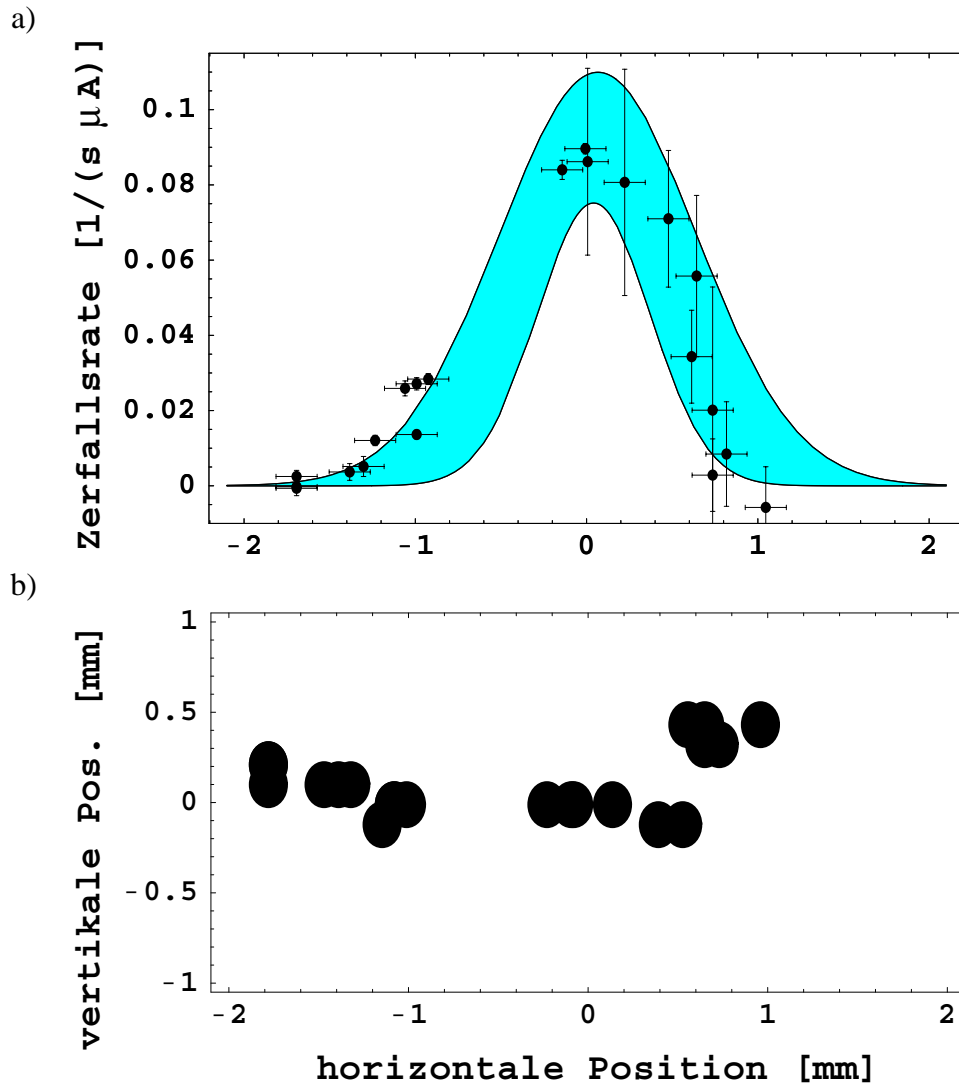


Abbildung 3.9: a) Mit der Magneto-optischen Falle gemessenes Strahlprofil von C^{5+} (Kreise) im Vergleich zu den Messungen des BPM (grau hinterlegte Fläche). Die Fehler in der Positionsbestimmung sind durch das Auflösungsvermögen der CCD-Kameras, die Fehler in der Zerfallsrate durch die Streuung der natürlichen Lebensdauern abgeschätzt worden. Die Variation der BPM-Werte rührt von der Überlagerung vieler normierter BPM-Strahlprofile her. b) Die entsprechenden zweidimensionalen Messpositionen. Insbesondere auf der rechten Seite gibt es eine starke Abweichung in vertikaler Richtung von der gewünschten Linie.

Ionenstrahl. Aufgrund der Interferenzen, auf die in Kapitel 2.4.2 näher eingegangen wurde, sind vertikale Positionsänderungen der Atomwolke zu beobachten, obwohl nur die Magnetfelder der horizontalen Verschiebespulen verändert worden sind. Diese Abweichung ist nicht in die Auswertung des Profils eingegangen.

3.4 Ultrakalte Atome als Target

Ziel der Verwendung der Atomwolke als Target ist es, Wechselwirkungsquerschnitte von den gespeicherten Ionen mit den gefangenen Cäsiumatomen zu gewinnen. Da zur Zeit die Wechselwirkung des Ionenstrahls mit der Atomwolke nur optisch über den Abfall der Intensität des Fluoreszenzlichts messbar ist, kann nur der totale Wechselwirkungsquerschnitt bestimmt werden. Zur Unterscheidung der verschiedenen Verlustprozesse (siehe Kapitel 3.4.3) aus der Atomwolke (damit könnten partielle Wechselwirkungsquerschnitte bestimmt werden), werden zusätzliche Informationen benötigt, etwa die Ionisationsrate der Cäsiumatome oder die Umladerate der Ionen des gespeicherten Strahls. Mit dem im Aufbau befindlichen Ionendetektor (siehe Kapitel 4) sollte dies zumindest ansatzweise möglich werden. Jedoch existieren für den verwendeten Energiebereich der Ionen (MeV) bisher keinerlei vergleichbare Messungen, welches auch die vorliegenden Ergebnisse für totale Wechselwirkungsquerschnitte bisher einzigartig macht.

3.4.1 Messprozedur

Um quantitative Messungen mit der Atomwolke als Target für den Ionenstrahl durchzuführen, ist die relative Position der Wolke zum Ionenstrahl von zentraler Bedeutung. Nur so lässt sich die Ionendichte am Ort der Atomwolke bestimmen. Deshalb hat es sich als sinnvoll erwiesen, zuerst ein Profil des Ionenstrahls mit Hilfe der Magneto-optischen Falle aufzunehmen, wie im Kapitel 3.3 erläutert. Für die anschließenden Messungen der Zerfallsraten der Atomwolke in Abhängigkeit des Strahlstroms kann die Atomwolke dann im Zentrum des Ionenstrahls positioniert werden.

Die darauf folgende Messprozedur ähnelt stark derjenigen zur Profilmessung. Der hauptsächliche Unterschied ist, dass statt der Position der Atomwolke nun die Stromstärke des Ionenstrahls variiert wird. Die Veränderung der Ionenstromdichte am Ort der Atomwolke für die verschiedenen Messpunkte lässt sich am leichtesten durch Warten erreichen: Ist die Speicherzeit groß (wie bei C^{6+} mit ca. einer halben Stunde), so kann eine Injektion für mehrere Lebensdauer-messungen der Atomwolke verwendet werden. Durch den langsamen Zerfall des Ionenstrahls findet jede Messung bei einem etwas kleineren Strahlstrom statt; ist die Speicherzeit des Ionenstrahls klein (wie bei C^{3+} mit wenigen Minuten), so können pro Injektion nur eine bis maximal zwei Lebensdauer-messungen der Atomwolke durchgeführt werden. Um Lebensdauern bei verschiedenen Strahlströmen aufzunehmen, wartet man jeweils unterschiedlich lange, bevor man mit der ersten Lebensdauer-messung beginnt.

Alle Messungen finden mit einem elektronengekühlten Ionenstrahl statt; der Elektronenkühler ist also permanent eingeschaltet. Die Thermalisierungszeit für

den Ionenstrahl liegt normalerweise im Bereich unter 10 s. Diese Zeit wird abgewartet, bevor eine Messung an einem frisch injizierten (und damit noch ungekühltem) Ionenstrahl beginnt. Die Magneto-optische Falle wird ausserhalb der Bahn des Ionenstrahls bis zu einem definierten Fluoreszenzschwellenwert geladen. Danach wird die Atomwolke an die aus der vorher erfolgten Profilmessung bestimmte Position maximaler Ionenstromdichte verschoben. Der wie in Kapitel 3.3.2 beschrieben geeichte BPM wird nun für 60 s eingeschaltet. Aus den BPM-Daten lässt sich später die Ionenstromdichte rekonstruieren. Zeitgleich beginnt eine Lebensdauermessung der Atomwolke, wie in Kapitel 3.1 erklärt. Die Messung des BPM und der Lebensdauer der Atomwolke bilden die Grundlage eines Datenpunktes. Diese Messung wird bei verschiedenen Strahlströmen wiederholt.

3.4.2 Auswertung und Ergebnisse

Die totalen Wechselwirkungsquerschnitte von Cs mit C^{q+} lassen sich über die Gleichung

$$\sigma^{Cs+C^{q+}} = \frac{1}{\tau \cdot \eta} \quad (3.8)$$

bestimmen. Dies folgt direkt aus der Definition des Wechselwirkungsquerschnittes und ist in [Herrmann, 2000] detailliert motiviert. Dabei ist τ die Lebensdauer der Atomwolke und η die Teilchenstromdichte des Ionenstrahls am Ort der Atomwolke. Das Ermitteln der Zerfallsraten der Cäsiumatome aus den jeweiligen Bilderserien wurde bereits in 3.1 erläutert.

Die Teilchenstromdichte gewinnt man aus den Daten des geeichten BPM: Aus dem horizontalen und vertikalen Profil lässt sich die Querschnittsfläche und durch die (über den Current Transformer geeichte, siehe Abbildung 3.6) integrale Zählrate die Stromstärke des Ionenstrahls bestimmen. Die Teilchenstromdichte η ist somit:

$$\eta = \frac{I}{q \cdot a} \quad (3.9)$$

wobei I der im Ring gespeicherter elektrischer Strom, q der Ladungszustand der gespeicherten Ionen und a die Querschnittsfläche des Ionenstrahls ist. Trägt man die Zerfallsraten der Atomwolke gegen die so bestimmten Teilchenstromdichten auf (siehe Abbildung 3.10 bzw. Anhang A), erhält man nach Gleichung (3.8) aus der Steigung den totalen Wechselwirkungsquerschnitt (siehe Tabelle 3.1).

Fehlerdiskussion

Die Messungen der Wechselwirkungsquerschnitte fanden bei sehr kleinen Strömen in der Größenordnung von 10 nA statt. In diesem Regime wird der Ionenstrahl so schmal, dass der Querschnitt an oder unter der Auflösungsgrenze

Ion	C ³⁺	C ⁴⁺	C ⁵⁺	C ⁶⁺
Strahlenergie ^a /MeV	18, 37	32, 63	50, 95	73, 30
$\sigma_{hor}^{C^{q+}+Cs}/\text{cm}^2$	$1,3 \cdot 10^{-15}$	$2,9 \cdot 10^{-15}$	$5,3 \cdot 10^{-15}$	$6,5 \cdot 10^{-15}$
$\sigma_{ver}^{C^{q+}+Cs}/\text{cm}^2$	$1,5 \cdot 10^{-15}$	$2,8 \cdot 10^{-15}$	$5,0 \cdot 10^{-15}$	$6,0 \cdot 10^{-15}$
$\sigma^{C^{q+}+Cs}/\text{cm}^2$	$1,4 \cdot 10^{-15}$	$2,9 \cdot 10^{-15}$	$5,2 \cdot 10^{-15}$	$6,3 \cdot 10^{-15}$
$\sigma_{max}^{C^{q+}+Cs}/\text{cm}^2$	$2,9 \cdot 10^{-15}$	$6,0 \cdot 10^{-15}$	$7,2 \cdot 10^{-15}$	$8,7 \cdot 10^{-15}$

Tabelle 3.1: Die mit der Magneto-optischen Falle bestimmten totalen Wechselwirkungsquerschnitte für C³⁺, C⁴⁺, C⁵⁺ und C⁶⁺. $\sigma_{hor}^{C^{q+}+Cs}$ ist der Wechselwirkungsquerschnitt, der aus den horizontalen Profildaten des BPM gewonnen wurde, $\sigma_{ver}^{C^{q+}+Cs}$ der aus den vertikalen und $\sigma^{C^{q+}+Cs}$ ist der Mittelwert. $\sigma_{max}^{C^{q+}+Cs}$ gibt die jeweilige obere Grenze des Vertrauensintervalls wieder. Eine klare untere Grenze gibt es wegen des begrenzten Auflösungsvermögens des BPM nicht (siehe Text).

^aDie Wahl der Strahlenergie von 73,30 MeV für C⁶⁺ hat vor allem historische Gründe. Die Strahlenergien für die anderen Ionensorten wurden so gewählt, dass die Steifigkeit des Rings im Vergleich zu den Einstellungen für C⁶⁺ nicht geändert werden musste, welches eine vereinfachte Überlappsuche zwischen Ionenstrahl und Atomwolke ermöglichte.

(ca. 300 μm) des BPM liegt. Daher sind alle aus den Daten bestimmte Wechselwirkungsquerschnitte lediglich obere Abschätzungen. Als Abschätzung für den Fehler für größere Wirkungsquerschnitten wurde eine Kanalbreite (horizontal: 128 μm , vertikal 72 μm) angenommen. Der Vergleich der Profilmessung mit der Magneto-optischen Falle und dem BPM in Kapitel 3.3 legt jedoch nahe, dass die Daten des BPM der Realität sehr nahe kommen, auch wenn es formal notwendig ist, einen so großen Fehler anzunehmen⁸

Die Fehler aus der Stromrechnung des BPM über den Current Transformer und der Bestimmung der jeweiligen Zerfallsraten liegen jeweils im Bereich einiger Prozent und sind daher völlig vernachlässigbar. Nicht zu vernachlässigen ist dagegen eine mögliche Fehlpositionierung der Atomwolke, so dass sich diese während der Messungen eventuell nicht im Zentrum des Ionenstrahls befand. Für C⁶⁺ und C⁵⁺ ist dies auszuschließen, da für diese Ionensorten in der jeweiligen Strahlzeit auch ein Profil mit der Atomwolke aufgenommen wurde und so eine exakte Positionskontrolle möglich war. Für C³⁺ und C⁴⁺ ist diese Sicherheit dagegen nicht gegeben. Es besteht also durchaus die Möglichkeit, dass sich die Atomwolke während der Messungen für die Wechselwirkungsquerschnitte lediglich auf der

⁸Die gespeicherten Ströme während der Profilmessung waren vergleichbar mit denen der Wechselwirkungsquerschnittsmessung. Dass die resultierende Halbwertsbreite mit ca. 600 μm weit von der Auflösungsbreite des BPM entfernt ist, liegt nicht an größeren Strömen, sondern an der Mittelung über viele verschiedene gespeicherte Ionenstrahlen, welche in der Position ihrer Bahn leicht variiert haben.

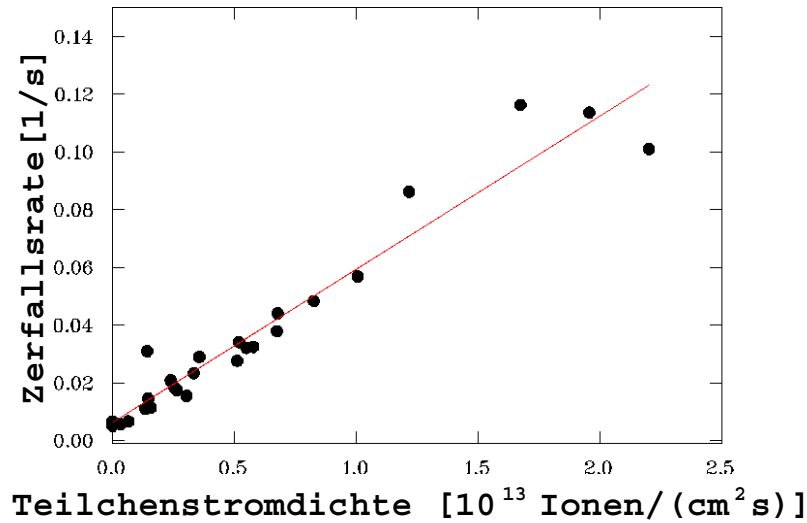


Abbildung 3.10: Beispiel einer Messung eines Wechselwirkungsquerschnitts: Die Lebensdauer der Atomwolke wurde für verschiedene Strahlströme gemessen. Die Steigung der Fitgeraden ist der Wechselwirkungsquerschnitt zwischen in der Magneto-optischen Falle gefangenen Atomen und im Ring gespeicherten Ionen (siehe Gleichung (3.8)). Der Ordinatenabschnitt entspricht der natürlichen Lebensdauer der Atomwolke.

Flanke des Ionenstrahls befanden. Daher sind für C^{3+} und C^{4+} auch doppelt so große Wirkungsquerschnitt möglich.

3.4.3 Vergleich der Ergebnisse mit der Theorie

Theoretische Betrachtung der Wechselwirkungsprozesse in Ion-Atom-Stößen

Es gibt vier (bzw drei für nackte Kerne wie C^{6+}) prinzipielle Wechselwirkungsmöglichkeiten der gespeicherten Ionen im Ring mit den gefangenen Atomen der Magneto-optischen Falle, die in Abbildung 3.11 skizziert sind.

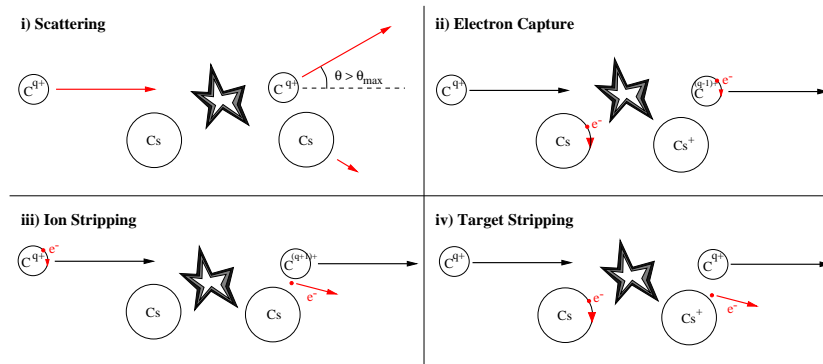


Abbildung 3.11: Überblick über die im Speicherring möglichen Ion-Atom Wechselwirkungen.

Coulomb Stöße (1.), (elastische Stöße zwischen den Ionen des gespeicherten Strahls und den gefangenen Atomen) sind insofern von besonderer Bedeutung, als dieser Prozess zwar zum Verlust von gefangenen Cäsiumatomen aus der Falle führt, diese jedoch nicht ionisiert werden. Sie sind daher nur optisch über den Verlust an Fluoreszenzlicht detektierbar und nicht über einen Ionendetektor.

Die Wechselwirkungsquerschnitte für Coulomb Stöße lassen sich durch folgende Formel abschätzen, die in [Schünemann, 1994] motiviert worden ist:

$$\sigma_{Coulomb} = \pi \sqrt{\frac{3}{16\epsilon_0} \frac{\alpha_{dyn} q^2 e^2}{v_0} \frac{1}{\sqrt{2mE_0}}} \quad (3.10)$$

Dabei ist α_{dyn} die dynamische Polarisierbarkeit, q der Ladungszustand des Projektils, v_0 seine Geschwindigkeit, m die Masse des Targets (132,9 u) und E_0 die Falltiefe (ca. 50 μ eV). Die Projektilgeschwindigkeit ist im TSR ebenfalls sehr genau bekannt (siehe Tabelle 3.4.3). Die größte Unsicherheit liegt in der dynamischen Polarisierbarkeit des Cäsiums. Bisher gab es in allen Arbeiten zur magneto-optischen Falle im TSR stets nur eine obere Schranke für den Wechselwirkungsquerschnitt von elastischen Stößen, da stets die statische Polarisierbarkeit des Cäsiums ($\alpha_{stat} = 5,96 \cdot 10^{-23} \text{cm}^3$, [Weast, 1988]) statt der dynamischen benutzt worden war. Der daraus resultierende Wirkungsquerschnitt liegt in der

Größenordnung von ca. 10^{-15}cm^2 . Inzwischen ist in [Shevelko, 2000] eine Entwicklung der dynamischen Polarisierbarkeit für den Grenzfall hoher Frequenzen abgeleitet worden. Danach ist die dynamische Polarisierbarkeit nur vom Quadrat der Wechselwirkungszeit des Ions mit dem Atom abhängig; damit ergibt sich α_{dyn} in SI-Einheiten zu:

$$\alpha_{dyn} = t_{WW}^2 \cdot \frac{e^2}{16\pi^3\epsilon_0 m_e} \quad (3.11)$$

mit

$$t_{WW} = \frac{r_{Cs}}{v_{ion}} \quad (3.12)$$

Unter Verwendung von $r_{Cs} = 2,98 \text{ \AA}$ als Radius des Cäsiumatoms erhält man die folgenden dynamischen Polarisierbarkeiten und Wechselwirkungsquerschnitte:

Projektil	Projektilenergie/MeV	v_{ion}/c	α_{dyn}/cm^3	$\sigma_{Coulomb}/\text{cm}^2$
C^{3+}	18,4	0,06	$1,9 \cdot 10^{-27}$	$1,7 \cdot 10^{-17}$
C^{4+}	32,6	0,08	$1,1 \cdot 10^{-27}$	$1,5 \cdot 10^{-17}$
C^{5+}	51,0	0,10	$7,0 \cdot 10^{-28}$	$1,3 \cdot 10^{-17}$
C^{6+}	73,3	0,11	$4,9 \cdot 10^{-28}$	$1,2 \cdot 10^{-17}$

Tabelle 3.2: Übersicht über die mit Gleichung (3.11) berechneten dynamischen Polarisierbarkeiten und die daraus mit Gleichung (3.10) bestimmten Wechselwirkungsquerschnitte für elastische Stöße.

Electron Capture (2.) wird der Prozess genannt, bei dem ein Cäsiumatom mit einem Ion stößt und dabei ein Elektron abstreift, welches vom positiv geladenen Ion eingefangen wird. Wird das Elektron zwar vom Cäsiumatom abgegeben, aber nicht vom Ion eingefangen, spricht man vom **Target Stripping (4.)**.

Professor V.P. Shevelko vom Lebedev Institut in Moskau hat die differentiellen Wechselwirkungsquerschnitte von Cs mit C^{3+} , C^{4+} , C^{5+} und C^{6+} für die am Testspeicherring üblichen Energien für **Elektroneneinfang** und **Target Stripping** bestimmt.

Die Wirkungsquerschnitte für den Elektroneneinfang wurden in der Stoßparameter-Darstellung mit dem CAPTURE Programm ([Tolstikhina and Shevelko, 2000a]) berechnet. Abbildung 3.12 zeigt den Einfluss der einzelnen Schalen von Cäsium auf den Wechselwirkungsquerschnitt. Wie man sieht, liefert für Ionenstrahlenergien einiger MeV pro Nukleon nicht das äussere, lose gebundene 6s Elektron, sondern die stärker gebundenen 3d und 3p Elektronen den Hauptbeitrag zum Wechselwirkungsquerschnitt des Elektroneneinfangs. Dies lässt sich qualitativ so veranschaulichen: Die stärker gebundenen

Elektronen kreisen mit einer höheren Geschwindigkeit um den Atomkern als die schwach gebundenen und fliegen daher länger parallel zum vorbeifliegenden Ion, können also länger mit ihm wechselwirken und müssen ihre Geschwindigkeit nur leicht ändern, um sich vom Cäsiumatom zu lösen und mit dem Ion mitzufiegen.

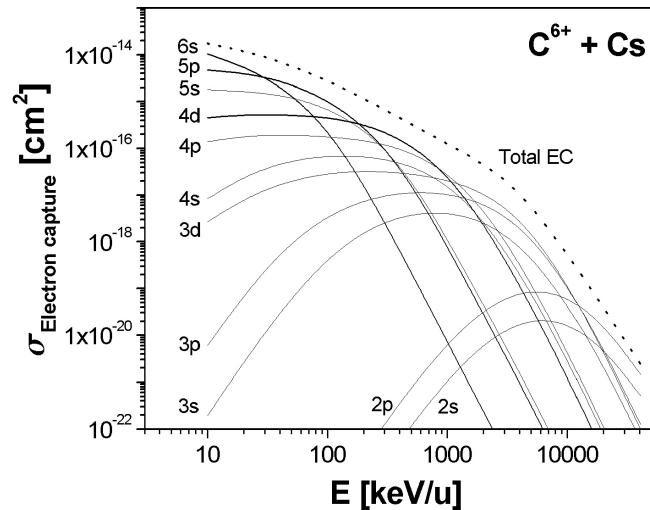


Abbildung 3.12: Einfluss der verschiedenen Schalen von Cäsium auf den differentiellen Wechselwirkungsquerschnitt des Elektroneneinfangs nach einer Rechnung von Prof. V.P. Shevelko.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt des Target Stripping wurde durch Störungstheorie erster Ordnung mit dem LOSS Programm ([Tolstikhina and Shevelko, 2000b]) berechnet. Die dafür notwendigen Wellenfunktionen sind über eine numerische Lösung der radialen Schrödingergleichung bestimmt worden ([Shevelko et al., 2001]). Abbildung 3.13 zeigt den Verlauf der Wechselwirkungsquerschnitte für Target Ionisation und Elektroneneinfang bei C^{6+} . Wie man sieht, differieren diese zwei Wechselwirkungsquerschnitte bei den am Speicherring üblichen Energien von einigen MeV pro Nukleon um mehr als zwei Größenordnungen, daher spielt Elektroneneinfang in dieser Betrachtung keine Rolle.

Beim **Ion Stripping** stoßen Atom und Ion, wobei das Ion ein Elektron verliert. Eine gute Abschätzung für das Ion Stripping steht noch aus. Berücksichtigt man jedoch die Übereinstimmung von Theorie und Experiment, vor allem unter dem Aspekt, dass Ion Stripping bei C^{6+} -Ionen, deren experimentell bestimmter Wirkungsquerschnitt nach oben am stärksten von der Theorie abweicht, auf Grund nicht vorhandener Elektronen nicht stattfinden kann, wird klar, dass Ion Stripping

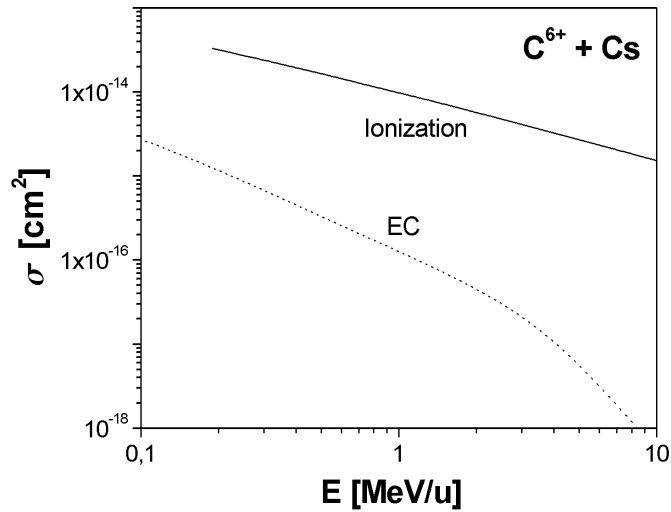


Abbildung 3.13: Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte von Elektroneneinfang zu Target Stripping für C^{6+} mit Cäsium nach einer Rechnung von Prof. V.P. Shevelko.

nicht der dominierende Prozess ist.

Target Stripping ist also der stärkste und in Anbetracht der bisher erzielten Genauigkeit der experimentellen Daten der für einen Vergleich einzig relevante Prozess.

Vergleich der Rechnung mit den experimentellen Daten

In Abbildung 3.14 sind die vier experimentell bestimmten sowie die aus den theoretischen Rechnungen erhaltenen totalen Wechselwirkungsquerschnitte aufgetragen. Energie und Wirkungsquerschnitt wurden auf den Ladungszustand der Strahlionen normiert, um den Einfluss der Schalenstruktur des Projektils auf den Wirkungsquerschnitt sichtbar zu machen.

Die Größenordnung der experimentellen Daten stimmt mit der der Theorie überein.

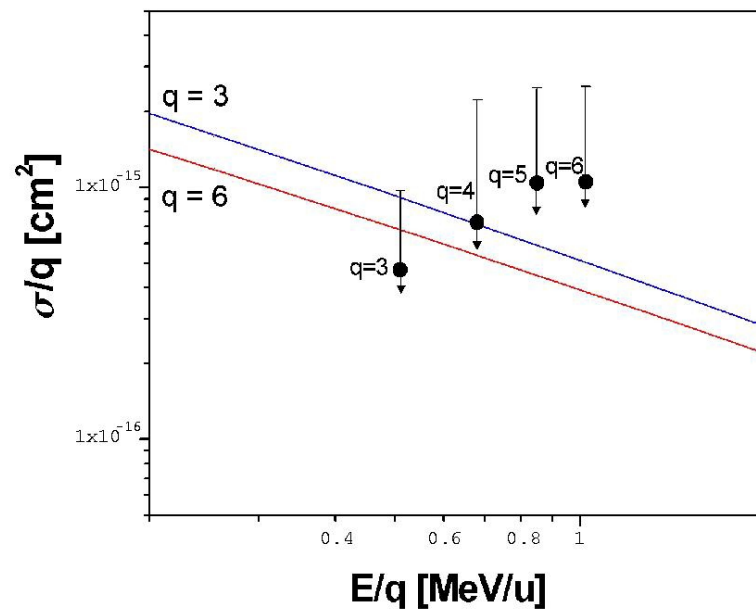


Abbildung 3.14: Vergleich der experimentell bestimmten Wechselwirkungsquerschnitte mit den gerechneten. Energie und Wechselwirkungsquerschnitt sind auf den Ladungszustand der Strahlionen normiert, um den Einfluss der Schalenstruktur des Projektils zu zeigen.

Kapitel 4

Projektstudien für einen neuen Ionendetektor

4.1 Motivation

Die theoretischen Abschätzungen aus Kapitel 3.4 sagen für den am TSR üblichen Energiebereich der Ionen vorher, dass praktisch alle Cs-Atome, die auf Grund von Stößen mit dem Ionenstrahl den Einfangbereich der Magneto-optischen Falle verlassen, ionisiert werden. Deshalb sollte man in der Lage sein, sämtliche Verlustprozesse, die optisch beobachtbar sind, auch mit einem Ionendetektor messen zu können. Aus diesem Grund wurde ein Channeltron zur Ionendetektion von Beginn an mit eingebaut.

Bei dessen Inbetriebnahme ([Herrmann, 2000]) zeigte sich eine deutliche Abhängigkeit der Zählrate von der Stärke des Magnetfeldes der Magneto-optischen Falle. Der Grund könnte im Aufbau des Channeltrons (siehe Abbildung 4.1) liegen: Seine Schneckenform in Kombination mit einem dazu senkrechten Magnetfeld kann die Sekundärelektronenlawine innerhalb des Channeltrons zum Stillstand bringen. Auf diese Weise würde der Nachweis der Ionen verhindert.

Nachdem der ursprünglich eingebaute Channeltron - Ionendetektor bereits während seines ersten Einsatzes funktionsuntüchtig wurde, besteht nun der dringende Bedarf eines Ionennachweises.

Mit einem Ionennachweis wird die Profilmessung, die in Kapitel 3.3 beschrieben wurde, deutlich einfacher: Da nicht mehr Lebensdauern der Atomwolke für jeden Messpunkt bestimmt werden müssen, kann die Atomwolke kontinuierlich nachladend durch den Ionenstrahl gefahren werden. Die Ionenzählrate wird direkt aufgenommen. Eine Aufnahme des Ionenstrahlprofils wird so mit einer einzelnen Injektion in den Speicherring möglich, welches Probleme wie schwankende Stromstärken und leicht variierende Strahlpositionen verhindert. Damit wird die

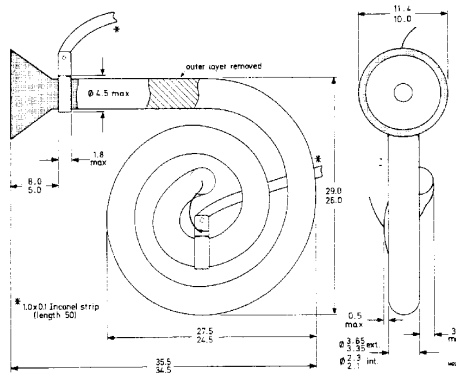


Abbildung 4.1: Geometrie des defekten Channeltrondetektors.

Profilmessung auch unabhängig vom BPM. Außerdem entfällt die speicherplatz- und zeitaufwendige Auswertung der Bilderserien der CCD-Kameras. Ob eine Profilmessung geglückt ist, sollte daher innerhalb weniger Minuten anstatt nach mehreren Tagen Auswertung offensichtlich sein. Für die Messung der Wechselwirkungsquerschnitte wird ein Ionendetektor besonders interessant, da die Identifikation verschiedener Prozesse und damit die Bestimmung differentieller Wirkungsquerschnitte möglich werden könnten. So wäre zum einen eine Kombination von Ionendetektion und Fluoreszenzmessung denkbar, welche eine Messung der oberen Schranke für den Wirkungsquerschnitt von elastischen Stößen des Ionenstrahls mit den Cäsiumatomen ermöglichen würde. Zum anderen könnte die Kombination der Ionendetektion mit dem Umladungsdetektor¹ des Speicherrings ([Miersch, 1994]) den partiellen Wirkungsquerschnitt für den Elektroneneinfang liefern.

Im Verlauf einiger Diskussionen kristallisierten sich folgende Eigenschaften eines zukünftigen Ionendetektors als wünschenswert heraus:

1. **Unempfindlichkeit gegenüber umgebenden Magnetfeldern**, um eine Abhängigkeit der Sensitivität des Detektors von den am Ring herrschenden, und insbesondere denen durch die MOT verursachten, Streumagnetfeldern zu vermeiden.
2. **Hohe Sensitivität des Detektors für Cäsiumionen.**
3. **Unterdrückung der Restgasionen**, insbesondere von H_2^+ , um ein klares Cäsiumionensignal zu bekommen

¹Der Umladungsdetektor des TSR ist hinter dem nächsten Dipolmagneten relativ zur Magneto-optischen Falle positioniert und weist Ionen nach, die auf Grund des Einfangs von Elektronen durch den Dipol weniger abgelenkt werden als die regulären Ionen des gespeicherten Strahls.

4. **Robustheit des Detektors** sowie die Möglichkeit, den Detektor aus der MOT-Kammer auszubauen, ohne den Ring belüften zu müssen, um nicht wieder über einen langen Zeitraum ohne Ionendetektor auskommen zu müssen (wie beim Channeltron geschehen),
5. **Gute Zeitauflösung**, erreichbar über eine scharf definierte, kurze Flugzeit der Ionen, um Umladungsprozesse studieren zu können.
6. Natürlich soll der Detektoraufbau **kostengünstig** sein.

Um die ersten beiden Punkte zu erfüllen, wurde beschlossen, für den neuen Ionendetektor ein Micro-Channel-Plate in Chevron-Konfiguration zu verwenden.

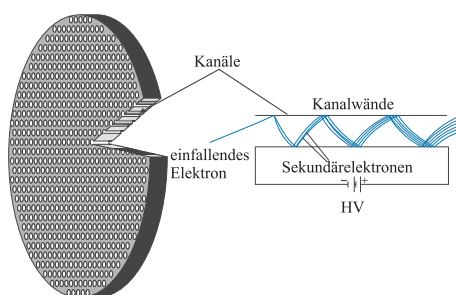


Abbildung 4.2: Aufbau und prinzipielle Funktionsweise eines Micro-Channel-Plate.

Dieses verbindet Magnetfeldunabhängigkeit mit hoher Sensitivität und großem Verstärkungsfaktor. Abbildung 4.2 zeigt den schematischen Aufbau eines Micro-Channel-Plate. Die Funktionsweise eines MCP ist in [Wiza, 1979] näher erläutert.

4.2 Simulationen

Es sind drei Vorschläge für ein neues Ionendetektordesign mit MCP ausgearbeitet worden, die die verschiedenen Aspekte — Unterdrückung der Restgasionen, Robustheit des Detektors sowie eine gute Zeitauflösung — unterschiedlich stark adressieren. Grundlage dafür war das Simulationsprogramm SIMIONTM. Es kann die Laplacegleichung für beliebige Elektrodengeometrien auf einem Raster numerisch lösen. Damit ist es deutlich weniger umfangreich als MAFIATM, welches die Maxwellgleichungen löst, und so Dielektrika, Raumladungseffekte, Ströme etc. berücksichtigen kann. Der Vorteil von SIMIONTM liegt darin, dass sich Ionen-trajektorien sehr einfach generieren und verfolgen lassen und der Rechenaufwand im Vergleich zu MAFIATM sehr viel kleiner ist. Magnetfelder lassen sich ebenfalls

in die Simulation integrieren, allerdings müssen diese in Form skalarer Magnetpotentiale angegeben werden (zur Theorie skalarer Magnetpotentiale siehe z.B. [Jackson, 1962]), da sich so die Rechnung wieder auf die Lösung der Laplacegleichung reduziert. Die Angabe von Vektorpotentialen oder stromdurchflossenen Spulen ist nicht möglich.

Basis aller drei Vorschläge ist eine Implementierung der MOT-Kammer, sowie der Magnetfelder der MOT und des Streufeldes des benachbarten Dipols des TSR bei einem Strom von 521A in die Simulation². Das verwendete Raster besteht aus Würfeln der Kantenlänge 1 mm. Die Trajektorien der Cäsiumionen beginnen stets in der Mitte der MOT-Kammer in einer Kugel von 20 mm Durchmesser. Dies ist der Bereich des Überlapps der sechs Laserstrahlen der Falle. Da über 90% des Restgases im Speicherring aus Wasserstoffmolekülen besteht, wurde neben dem Verhalten der Cäsiumionen in erster Linie das von H_2^+ -Ionen untersucht. Die Trajektorien der ionisierten Wasserstoffmoleküle beginnen entlang der Strahlachse der gespeicherten Ionen mit einem Durchmesser von 2.0 mm, welches ungefähr der Breite eines gekühlten Ionenstrahls entspricht.

Platz für den geplanten Ionendetektor ist zum einen an der Stelle des bisher eingebauten Channeltrons, zum anderen am gegenüberliegenden Flansch (siehe Abbildung 2.9). Soll der Ionendetektor ohne Belüftung des Rings verändert oder repariert werden können, muss der Platz an der Ringaussenseite (gegenüber der Position des bisherigen Ionendetektors) gewählt werden. Auf der Ringinnenseite ist aufgrund des Dipolmagneten des Rings kein Platz für ein Ventil.

4.2.1 Ionendetektor mit einfacher Einzellinse

Diese Studie betrachtet nur eine ionenoptischen Einzellinse (Elektroden 3, 4 und 5, siehe Abb. 4.3) und ein MCP (Elektrode 6) am Ort des früheren Ionendetektors. Das gegenüberliegende Rohr könnte für diesen Aufbau genauso gut benutzt werden. Die Funktionsweise einer Einzellinse ist z.B. in [Hinterberger, 1997] erklärt. Ziel ist es, sämtliche Cs-Ionen auf das MCP zu führen, und gleichzeitig die durch Stöße mit dem Restgas entstandenen Ionen daran zu hindern, auf das MCP zu gelangen. Da in diesem Aufbau nur statische elektrische Felder zum Einsatz kommen, sind die Möglichkeiten des Filterns begrenzt. Das magnetische Streufeld des nächsten Dipols des TSR krümmt die Bahnen leichter Ionen wie H_2^+ nur unwesentlich. So ist die einzige Möglichkeit den Untergrund zu reduzieren, eine geometrische Einschränkung des Einfangbereichs durch die Ionenoptik. Dies erreicht man zum einen durch verhältnismäßig enge Eintrittsöffnungen der Ringe der Einzellinse, zum anderen durch das der Einzellinse gegenüberliegende Elek-

²StandardEinstellung des Rings bei unseren bisherigen Messungen mit C^{6+} , C^{5+} , C^{4+} und C^{3+} .

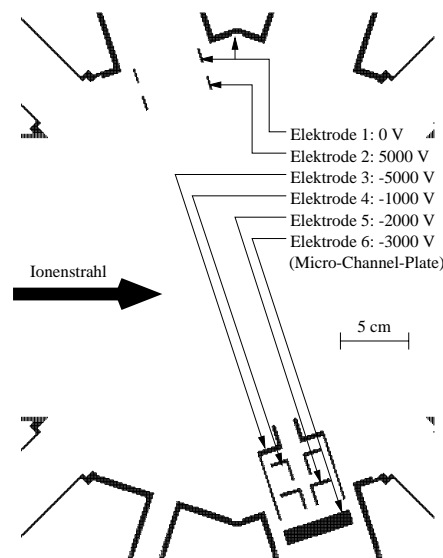


Abbildung 4.3: Schnitt durch die Simulation des Ionendetektor mit einfacher Einzellinse. Zu sehen sind die Umriss der MOT-Kammer sowie der Ionendetektor.

trodenpaar. Dieses homogenisiert das elektrische Feld und drückt die Restgasionen, die weiter weg vom Zentrum gebildet werden, auf die äußere Elektrode der Einzellinse. Wie in Abbildung 4.4 zu sehen, werden laut Simulation sämtliche Cäsium-Ionen auf das MCP fokussiert. Die Flugzeit beträgt im Durchschnitt etwa $8 \mu\text{s}$, mit einer Variation von etwa 80 ns . Koinzidenzmessungen mit dem Umladungsdetektor des Speicherrings zur Messung der Rate von Elektroneinfängen durch Ionen des Strahls (siehe Kapitel 3.4) werden bei einer solch breiten Verteilung vermutlich schwierig werden. Der Erfassungsbereich der H_2^+ -Ionen wird auf eine Länge von $2,8 \text{ cm}$ eingeschränkt (Abbildung 4.5); die restlichen Ionen treffen auf die Elektroden der Einzellinse auf und werden nicht detektiert.

4.2.2 Quadrupolfilter

Dieser Aufbau ist deutlich komplexer als der vorherige. Die Idee besteht darin, einen empfindlichen Massenfilter zu benutzen, um ein Signal von Cäsiumionen zu bekommen, das durch Massenselektion frei von Untergrundrauschen durch Restgasionen ist. Ein Quadrupolmassenspektrometer erfüllt diese Anforderung. Die Funktionsweise beruht auf der Anwendung von Radiofrequenzfeldern. Je nach angelegter Frequenz und Amplitude der Felder an den vier Quadrupolstäben können Ionen eines — je nach Wunsch schmalen ($\ll 1 \text{ amu}$) oder breiten ($\geq 1 \text{ amu}$) — Massenbereiches das Quadrupolfeld passieren und auf ein MCP gelenkt werden. Die Ionen mit Massen außerhalb des gewählten Akzeptanzbereichs verlassen die

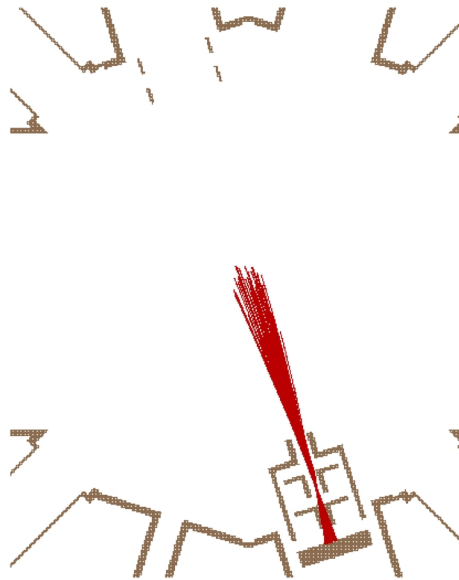


Abbildung 4.4: Einfacher Ionendetektor. Die simulierten Trajektorien von einfach ionisierten Cäsiumatomen führen von ihrem Entstehungsort (dem Fahrbereich der Magneto-optischen Falle) durch die Einzelzelle zum Micro-Channel-Plate.

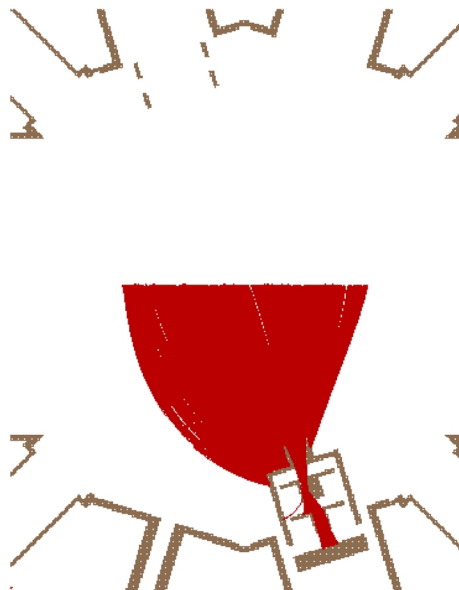


Abbildung 4.5: Einfacher Ionendetektor. Die simulierten Trajektorien von einfach ionisierten Wasserstoffmolekülen führen von ihrem Entstehungsort entlang des Ionenstrahls hauptsächlich auf die äußere, abschirmende Elektrode des Ionendetektors.

Mitte der Quadrupolstäbe auf einer instabilen, d.h. exponentiell wegführenden Bahn und prallen auf einen der Stäbe, wo sie neutralisiert werden. Eine ausführliche Erläuterung der Funktionsweise findet man z.B. in [Demtröder, 1996].

Da Quadrupolmassenspektrometer industriell genutzt werden, ergäbe sich die Möglichkeit, ein ausgiebig getestetes und zuverlässiges kommerzielles System zu verwenden. Ein zusätzlicher Vorteil läge in der Nutzung des Spektrometers zur Analyse der Zusammensetzung des Restgases, da es am Speicherring noch kein Massenspektrometer für den Bereich oberhalb 100 amu gibt. Hier ergibt sich allerdings auch ein Problem: Weil kommerzielle Quadrupolmassenspektrometer im Allgemeinen zur Vakuumanalyse verwendet werden, sind diese so konstruiert, dass Restgatomer mit Hilfe eines kleinen Elektronenstrahls direkt vor dem Eintritt ins Quadrupolfeld ionisiert werden. Es ist nicht vorgesehen, Ionen aus einem großen Raumwinkel zu akzeptieren. Für die Simulation wurden daher die Daten eines kommerziellen Quadrupolmassenspektrometers verwendet. Da die Raumwinkelakzeptanz sehr klein ist, wurde zur Verbesserung der Transmission noch eine Einzellinse davor platziert. Dieser Aufbau ist zu umfangreich für die enge Position des vorigen Ionendetektors (siehe Abbildung 2.9) und müsste entsprechend auf der Ringaussenseite installiert werden. Aufgrund der Komplexität des Aufbaus empfiehlt sich dies sowieso, da dort auch genügend Platz ist, um ein Ventil einzubauen. Auf diese Weise könnte ein defektes Quadrupolmassenspektrometer ausgetauscht oder ein später entwickelter, verbesserter Aufbau ohne Belüftung eines ganzen Speicherringabschnitts eingebaut werden.

Die Abbildungen 4.6 und 4.7 zeigen die simulierten Ionentrajektorien. Die ionisierten Wasserstoffmoleküle werden wie erwartet vollständig von den Cäsiumionen absepariert. Für die Cäsiumionen ergibt sich über den ganzen Entstehungsbereich gemittelt eine Transmission von ca. 30%. Dies erscheint angesichts der zu erwartenden Rate an produzierten Cäsiumionen (siehe Kap. 4.5) durchaus akzeptabel, insbesondere da der Untergrund in erster Linie durch die Dunkelrate des MCPs³ gegeben ist und damit minimal sein sollte. Die Problematik ergibt sich daraus, dass diese Transmissionsrate nicht unabhängig vom Entstehungsort der Cäsiumionen ist: Der Quadrupolfilter akzeptiert nur Ionen aus einer Kugel mit einem Durchmesser von ca. 5 mm, also einem Viertel des tatsächlichen Fahrbereichs der Atomwolke. Die durchschnittliche Flugzeit der Ionen beträgt etwa 21 μs , mit einer Variation von ca. 200 ns. Für die Bestimmung des partiellen Wechselwirkungsquerschnitts vom Elektroneneinfang gilt hier noch mehr als bei dem Ionendetektor mit einfacher Einzellinse, dass diese Variation eine Koinzidenzmessung mit dem Umladungsdetektor sehr schwierig machen wird.

³Die typische Dunkelladerate liegt im Bereich einiger Hz.

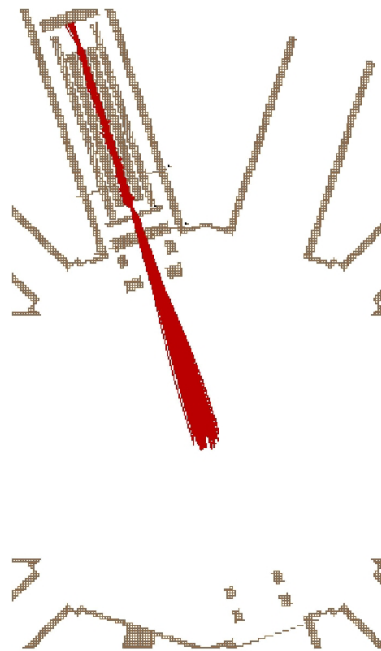


Abbildung 4.6: Quadrupolmassenspektrometer, Iontrajektorien für Cs^+ .

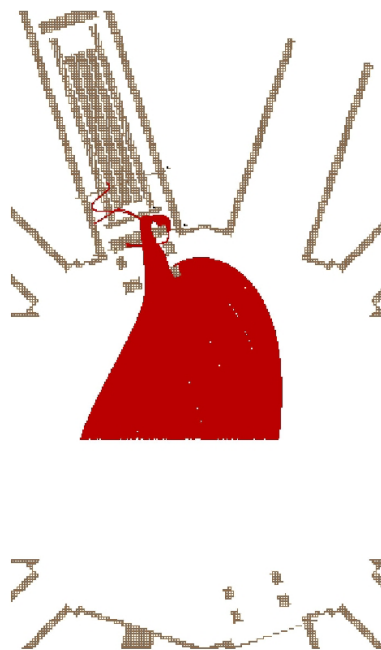


Abbildung 4.7: Quadrupolmassenspektrometer, Iontrajektorien für H_2^+ .

4.2.3 Wienfilter

Diese Studie verbindet die Vorteile der beiden vorherigen: eine nahezu 100%-ige Transmission der Cäsiumionen bei gleichzeitiger Unterdrückung der Wasserstoffionen.

Ein Wienfilter besteht aus zueinander senkrecht stehenden homogenen elektrischen bzw. magnetischen Feldern. Weil die Ablenkung für elektrisch geladene Teilchen in magnetischen Feldern impuls-, in elektrischen dagegen energieabhängig ist, ergibt die Wienkonfiguration einen Geschwindigkeitsfilter mit der Bedingung

$$v = E/B. \quad (4.1)$$

Da die kinetische Energie sowohl der Cäsiumionen als auch der Wasserstoffionen am Ort des Wienfilters nur durch das Potential an ihrem Entstehungsort bestimmt ist (der Energieübertrag während der Ionisation durch die Kohlenstoffionen ist vernachlässigbar klein), ist die jeweilige Geschwindigkeitsverteilung ausreichend schmal, um sicher Cäsium von Wasserstoff trennen zu können. Weil schwere Restgasionen ähnlich große Massen und Energien wie das Cäsium haben können, ist im Gegensatz zum Quadrupolmassenfilter nicht mit einer vollständigen Separation des Untergrunds zu rechnen. Jedoch macht Wasserstoff ca. 90 % des Restgases aus, weshalb der Untergrund zum allergrößten Teil wegfallen sollte. Auf der anderen Seite erlaubt diese Konfiguration im Gegensatz zum Quadrupolmassenspektrometer eine Transmission von fast 100 % für Cäsiumionen (siehe Abbildung 4.8). Die Flugzeit der Cäsiumionen beträgt etwa $11 \mu\text{s}$ mit einer Variation von etwa 80 ns , welches, wie bei den beiden anderen Studien auch, die Bestimmung des Wechselwirkungsquerschnitts für Elektroneneinfang sehr schwierig machen wird.

Ebenso wie bei der zweiten Studie, dem Quadrupolmassenspektrometer, kommt aus Platzgründen als mögliche Position des Detektors nur das Rohr gegenüber dem eingebauten Channeltron in Frage (siehe Abbildung 2.9). Das benötigte Magnetfeld von 800 Gauss ist aufgrund des auch dort sehr begrenzten Platzes nicht über Spulen ausserhalb der MOT-Kammer realisierbar, denn dort sind schon die Spulen für das horizontale Verschieben der Atomwolke angebracht. Es gibt jedoch ausreichend starke und UHV-taugliche Permanentmagneten. Da solche Permanentmagneten eine eklatante Verletzung der TSR-Spezifikationen darstellen würden, muss bei einem solchen Aufbau unbedingt die Möglichkeit gegeben sein, den Ionendetektor vollständig aus dem Speicherring zu entfernen. Der Einbau eines Ventils an der MOT-Kammer ist daher für diesen Aufbau unverzichtbar.

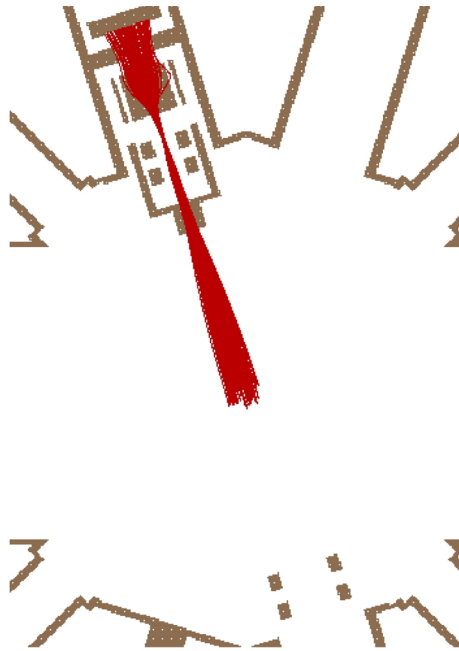


Abbildung 4.8: Wienfilter, Ionentrajektorien für Cs^+ .



Abbildung 4.9: Wienfilter, Ionentrajektorien für H_2^+ .

4.3 Zusammenfassung

Hier werden die Vor- und Nachteile der einzelnen Ionendetektoren noch einmal qualitativ in tabellarischer Form zusammengefasst:

Detektor	Ionendetektor mit Einzellinse	Quadrupolfilter	Wienfilter
Transmission	++	-	++
Hintergrundrauschen	-	++	+
Ionenflugzeit	-	--	-
TSR-Spezifikationen	++	++	--
geringe Komplexität	++	-	-
Kosten	++	-	+

4.4 Umsetzung

Bei der Entscheidung, welcher Typ von Ionendetektor — der Ionendetektor mit einfacher Einzellinse, das Quadrupolmassenspektrometer oder der Wienfilter — letztlich verwirklicht werden soll, stellte sich der zeitliche Druck als wichtigstes Kriterium heraus: Der Ring wird im Januar 2002 geöffnet. Zu diesem Zeitpunkt soll auch der Ionendetektor eingebaut werden. Da für die beiden letzten Vorschläge dieser Termin nicht hätte eingehalten werden können — sowohl aus Gründen der Komplexität der Planung der mechanischen Details des Aufbaus als auch wegen der Lieferzeiten für die benötigten Bauteile — wurde sich für den einfachen Ionendetektor entschieden. Aufgrund dieses Zeitdrucks wird es auch keinen Testaufbau geben. Dieser hätte neben den generellen Vorteilen eines Tests (Überprüfung der Funktionstüchtigkeit des MCPs, der Ionenoptik, der Elektronik) dazu benutzt werden können, die Simulation in einem gewissen Maße zu bestätigen oder zu widerlegen. Mit einem leistungsstarken Laser könnte man örtlich auflösend Ionen aus dem Restgas erzeugen und so den tatsächlichen Einfangbereich der Ionenoptik vermessen. Diese Möglichkeit, eine Kurve der Effizienz des Detektors in Abhängigkeit des Entstehungsortes der Ionen aufzunehmen, ist im Ringaufbau natürlich nicht gegeben.

Sowohl aus zeitlichen als auch aus finanziellen Gründen wurde entschieden, bei der Realisierung auf ein Ventil und eine entsprechende Mechanik zur Abkoppelung des Detektors vom Ring zu verzichten. Im Anhang B dieser Arbeit sind die Konstruktionszeichnungen für den Ionendetektor zu finden.

4.5 Abschätzungen der Signal-zu-Untergrund-Verhältnisse und Zählraten

Eine Abschätzung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses ist insbesondere für die erste Studie, die keinen Filter beinhaltet, interessant. Auf Basis der Simulation, der aus den Messungen im vorherigen Kapitel bestimmten Wechselwirkungsquerschnitte von Cs und C^{q+} , sowie einer Abschätzung für die Produktion von Wasserstoffionen, lässt sich eine grobe Einschätzung des zu erwartenden Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses gewinnen.

Die Wechselwirkungsquerschnitte für Cs sind in Kapitel 3.4 aufgeführt. Die entsprechenden Wechselwirkungsquerschnitte von Kohlenstoff mit Wasserstoff lassen sich laut [Hochadel, 1994] auf folgende Weise abschätzen:

$$\sigma^{C^{q+}+H_2}(E) \approx 2 \cdot \sigma^{C^{q+}+H}(E) \quad (4.2)$$

$$\sigma^{C^{q+}+H}(E) = q^2 \cdot \sigma^{H^++H}(E/A) \quad (4.3)$$

$$\sigma^{H^++H}(E) \approx 2 \cdot 10^{-17} \text{cm}^2 (E/\text{MeV})^{-1} \quad (4.4)$$

mit q als der Ladungszahl, E der Energie und A der Masse der Kohlenstoffionen in amu. Damit erhält man einen für die verschiedenen Ionensorten und Energien einen quasi konstanten Wechselwirkungsquerschnitt für alle vier Ionensorten von

$$\sigma^{C^{q+}+H_2} \approx 2,4 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2 \quad (4.5)$$

Die Anzahl der Atome in der geladenen Magneto-optischen Falle beträgt nach [Eike, 1999] ca. $3 \cdot 10^4$. Die Anzahl der Restgasteilchen (hauptsächlich H_2) im Einfangbereich der Ionenoptik liegt bei ca. $7 \cdot 10^4$ Moleküle unter der Annahme eines Vakuums von $5 \cdot 10^{-11}$ mbar, einem Ionenstrahldurchmesser von 1,5 mm und 28 mm Einfanglänge der Ionenoptik (siehe Kapitel 4.2.1).

Damit ergeben sich folgende zu erwartende Signal-zu-Untergrund-Verhältnisse:

Ion	C^{6+}	C^{5+}	C^{4+}	C^{3+}
S/N	11	9	4	2,5

Die zu erwartende Zählrate N_D lässt sich aus den abgeschätzten Dichten und den Wechselwirkungsquerschnitten ableiten (nach [Hochadel, 1994]):

$$N_D = \frac{I}{qe} \cdot \rho \cdot \sigma^{C^{q+}+H_2}(E) \quad (4.6)$$

mit ρ als Verhältnis von Wasserstoffmolekülen zu Strahlfläche. Für einen Strom von 50 nA ergibt sich eine Untergrundzählrate für Wasserstoff von 12 Counts pro Sekunde. Entsprechend erwartet man für den Ionendetektor mit einfacher Einzellinse über die weiter oben bestimmten Signal-zu-Untergrund-Verhältnisse für Cäsium:

Ion	C ⁶⁺	C ⁵⁺	C ⁴⁺	C ³⁺
Zählrate (1/s)	132	108	48	30

Legt man die Messung der Zählrate des Channeltrons zugrunde (Abbildung 4.15 in [Herrmann, 2000]), die noch vor dem Ausfall des Channeltrons geglückt ist, erhält man eine deutlich niedrigere zu erwartende Zählrate: Es wurde ein ionisiertes Restgasatom pro Sekunde und 50 nA gemessen. Da jedoch im Gegensatz zum nun geplanten Ionendetektor die Einfanglänge der Ionen unbekannt ist, und auch inwieweit magnetische Streufelder die Effizienz des Channeltrons reduziert haben, ist dieser Wert in seiner Relevanz schwer einzuschätzen.

Man kann aber auch über eine gemessene Lebensdauer der Atomwolke bei bekanntem Strom auf die Anzahl der produzierten Ionen schließen. Laut Theorie (siehe Kapitel 3.4) spielen elastische Stöße, bei denen das Cäsium nicht ionisiert wird, für die Verlustprozesse keine Rolle. Die typische Lebensdauer unserer Cäsiumwolke bei einem Strom von 50 nA von C⁶⁺-Ionen beträgt ca. 25 s gegenüber einer natürlichen, d.h. vom Ionenstrahl unbeeinflussten, Lebensdauer von 120 s (siehe Kapitel 3). Nimmt man eine Teilchenzahl von 30000 Atomen in der Falle an ([Eike, 1999]), so erwartet man aufgrund des exponentiellen Zerfalls der Atomwolke gemittelt über eine Minute eine Zählrate für Cäsium von durchschnittlich ca. 430 Hz.

Die Zählraten des BPM sind ebenfalls mit den weiter oben benutzten Formeln in [Hochadel, 1994] abgeschätzt worden. Diese Abschätzung stellte sich dann im Betrieb des BPM als sehr konservative Schätzung heraus. Insofern ist durchaus mit einer Zählrate im Bereich von drei- bis vierhundert Hz für einen Strom von 50 nA zu rechnen.

Kapitel 5

Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit konnte die Bestimmung von Wechselwirkungsquerschnitten zwischen im TSR gespeicherten Ionen und in der Magneto-optischen Falle gefangenen Cäsiumatomen als Target demonstriert werden. Der Vergleich mit den theoretisch bestimmten Wechselwirkungsquerschnitten zeigt eine gute Übereinstimmung innerhalb der bisherigen Messgenauigkeit.

Mit dem jetzt im Einbau befindlichen Ionendetektor können große Fortschritte erzielt werden: Wie in Kapitel 3.4 dargelegt, konnten bisher nur obere Schranken für die Wechselwirkungsquerschnitte von Kohlenstoffionen und Cäsiumatomen angegeben werden. Der Grund dafür liegt am unzureichenden Auflösungsvermögen des BPM für das transversale Strahlprofil schwacher, stark gekühlter Ionenstrahlen, wodurch für den Ionenfluss durch die Atomwolke nur eine untere Schranke angenommen werden konnte. Mit dem Ionendetektor sollten Profilmessungen mit der Atomwolke anstatt mit dem BPM praktikabel werden. Diese Profilmessungen sollten eine höhere Auflösung erreichen und damit die Bestimmung von sowohl unterer als auch oberer Schranken für die Wechselwirkungsquerschnitte erlauben. Der BPM wird weiterhin zur Messung des integralen Stroms im Speicherring benötigt werden.

Für die nahe Zukunft ist geplant, auch partielle Wechselwirkungsquerschnitte zu bestimmen. So sollte etwa eine gleichzeitige Messung der Entwicklung der Fluoreszenz der Atomwolke und der Ionenzählrate Rückschlüsse auf den Wirkungsquerschnitt von elastischen Stößen erlauben. Auch der partielle Wirkungsquerschnitt für Elektroneneinfang könnte studiert werden, wenn zusätzlich die Daten des Umladungsdetektors, der am TSR kurz hinter der Magneto-optischen Falle zur Verfügung steht, in Koinkidenz mit ausgewertet werden.

MOTRIMS wird mit dem derzeitigen Aufbau nicht zu erreichen sein, da die starken Störfelder von den zu der MOT-Kammer benachbarten TSR-Magneten jede Präzisionsmessung von Impulsen zunichte machen würden, wäre aber bei einem Umbau des Experiments an eine andere Stelle im Speicherring, etwa auf

die gerade Sektion gegenüber der Injektion/Extraktion (siehe Abb. 2.1), durchaus realisierbar.

Kleinere Speicherringe in der Art von PALLAS [Schätz et al., 2001] oder elektrostatische Ionenfallen (Zajfmanfalle, Conetrap) kombiniert mit einer Magneto-optischen Falle als Target wären interessante zukünftige Projekte zur Untersuchung von Ion-Atom-Stößen, bei denen sich die bisher gewonnenen Erkenntnisse wie z.B. Positionskontrolle und Stabilität der Magneto-optischen Falle innerhalb eines größeren Systems als wertvoll erweisen könnten. Die nötigen Kenntnisse, um andere Alkaliatome als Cäsium (Li, Rb) in einer Magneto-optischen Falle zu speichern, sind in unserer Gruppe vorhanden. Daher könnten auch andere Targetatome zur Untersuchung eingesetzt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit ist auch die Möglichkeit der Strahlprofilmessung mit der Magneto-optischen Falle untersucht worden. Es wurde gezeigt, wie ein Strahlprofil mit Hilfe der Magneto-optischen Falle nur durch Detektion des Fluoreszenzlichts bestimmbar ist, aber da dies sehr zeitaufwendig ist (mehrere Stunden), stellt es keine echte Alternative zum BPM dar. Allerdings sollte sich die Messzeit mit dem neuen Ionendetektor drastisch reduzieren lassen. Im Gegensatz zum BPM wird jedoch immer eine serielle Rasterung des Ionenstrahls notwendig sein, so dass diese Methode insbesondere für kurzlebige Ionenstrahlen wenig geeignet zu sein scheint.

Mit $50 \mu\text{m}$ ist die intrinsische Auflösung deutlich besser als die Auflösung des BPM, die im Bereich von ca. $300 \mu\text{m}$ liegt. Die intrinsische Auflösung ist über eine Erhöhung des Gradienten des Quadrupolfeldes der Magneto-optischen Falle zur Verkleinerung der Atomwolke bei gleichzeitiger Verbesserung der Positionskontrolle durch stärkere Objektive der CCD-Kameras erreichbar. Es mag also auch hier Anwendungen für die Magneto-optische Falle geben, wenn eine hohe transversale Auflösung wichtiger als eine hohe zeitliche Auflösung ist.

Anhang A

Einzelmessungen der Wechselwirkungsquerschnitte

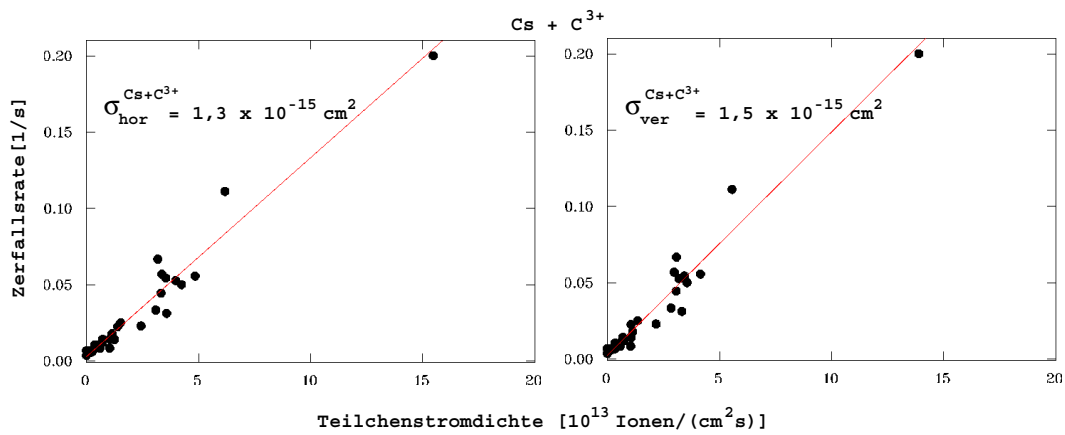


Abbildung A.1: Wechselwirkungsquerschnittsmessung für C^{3+} . Links sind die Daten des horizontalen BPM, rechts die des vertikalen BPM zur Teilchenstromdichtenbestimmung verwendet worden.

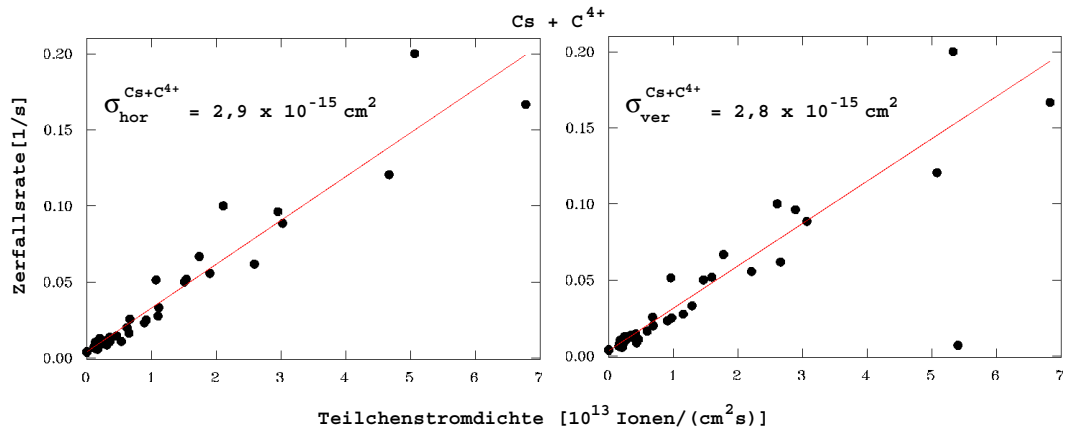


Abbildung A.2: Wechselwirkungsquerschnittsmessung für C⁴⁺. Links sind die Daten des horizontalen BPM, rechts die des vertikalen BPM zur Teilchenstromdichtenbestimmung verwendet worden.

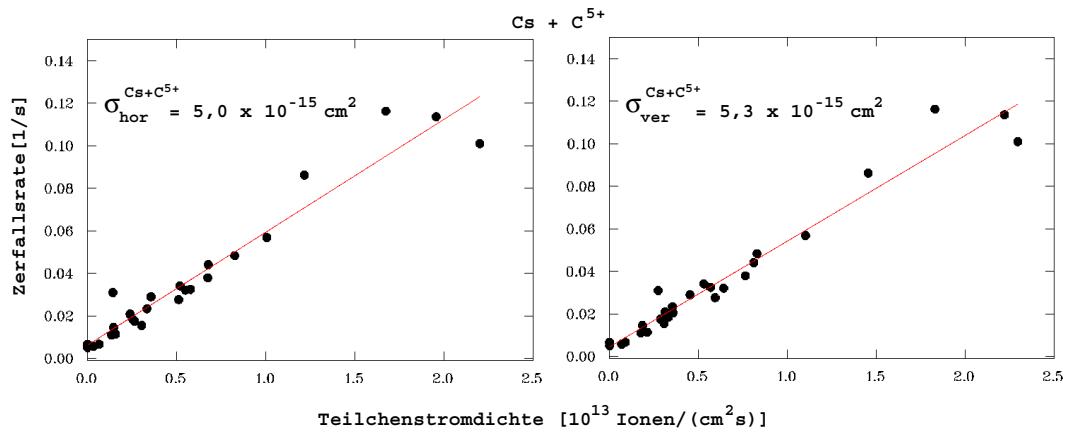


Abbildung A.3: Wechselwirkungsquerschnittsmessung für C⁵⁺. Links sind die Daten des horizontalen BPM, rechts die des vertikalen BPM zur Teilchenstromdichtenbestimmung verwendet worden.

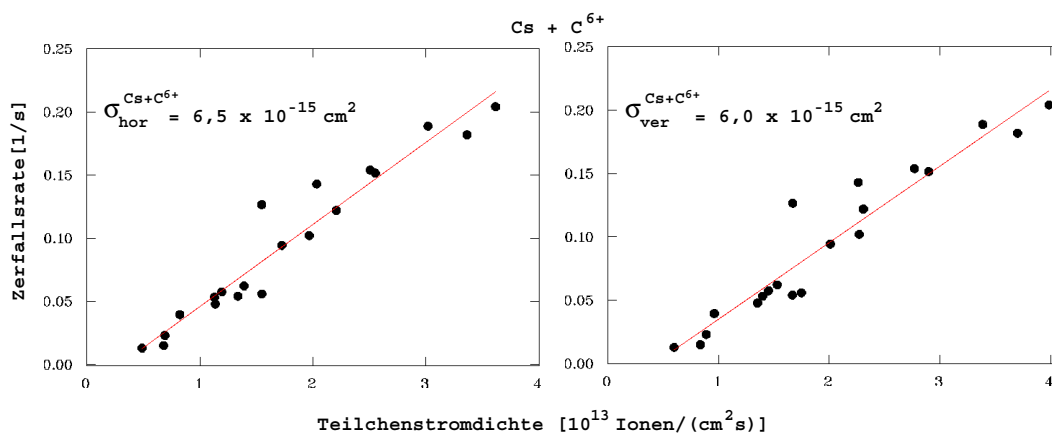
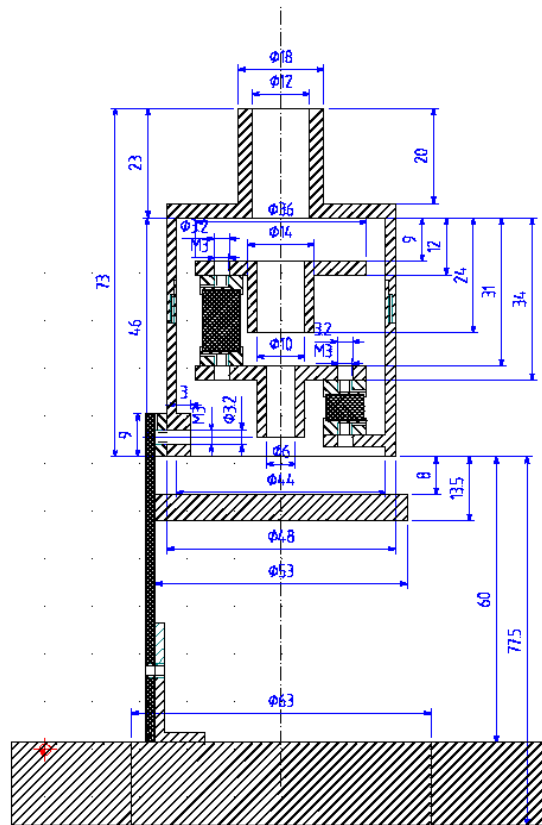


Abbildung A.4: Wechselwirkungsquerschnittsmessung für C^{6+} . Links sind die Daten des horizontalen BPM, rechts die des vertikalen BPM zur Teilchenstromdichtenbestimmung verwendet worden.

Anhang B

Konstruktionszeichnungen des Ionendetektors

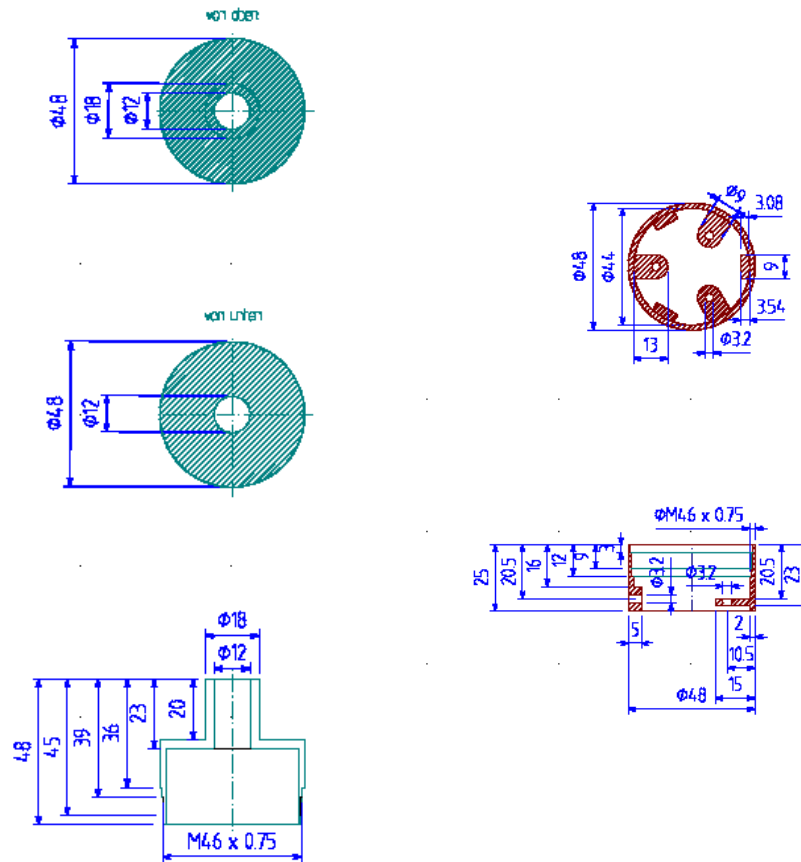
Gesamtansicht des Ionendetektors



Elektrode aussen

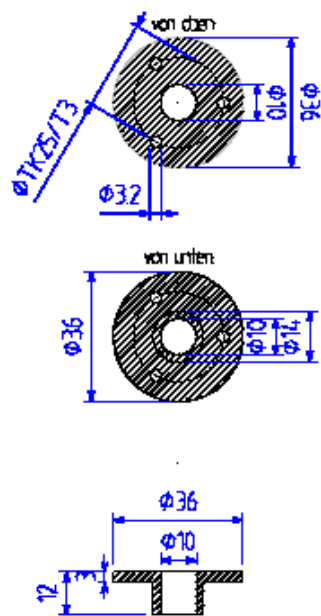
Teil 1

Teil 2

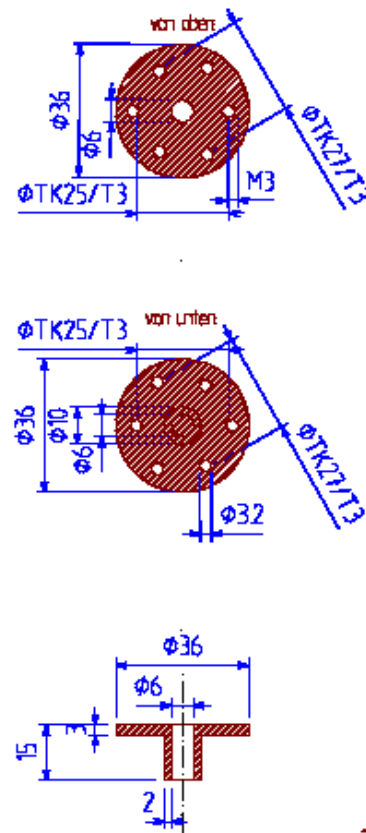


Elektroden innen

Teil 1

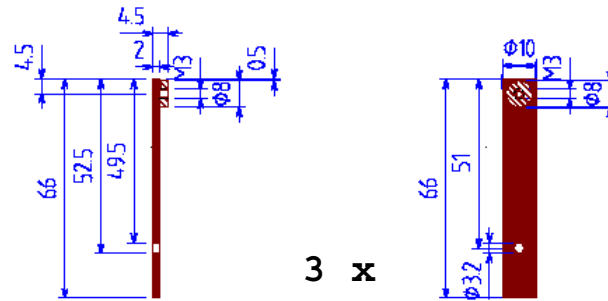


Teil 2

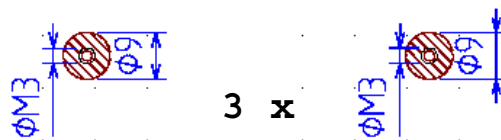
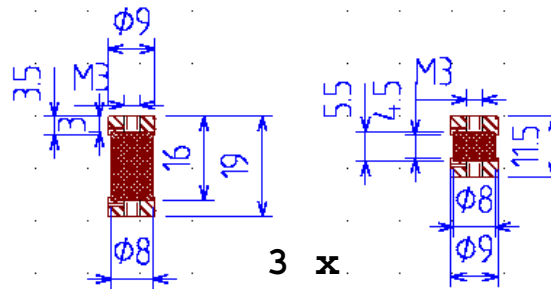


Keramiken

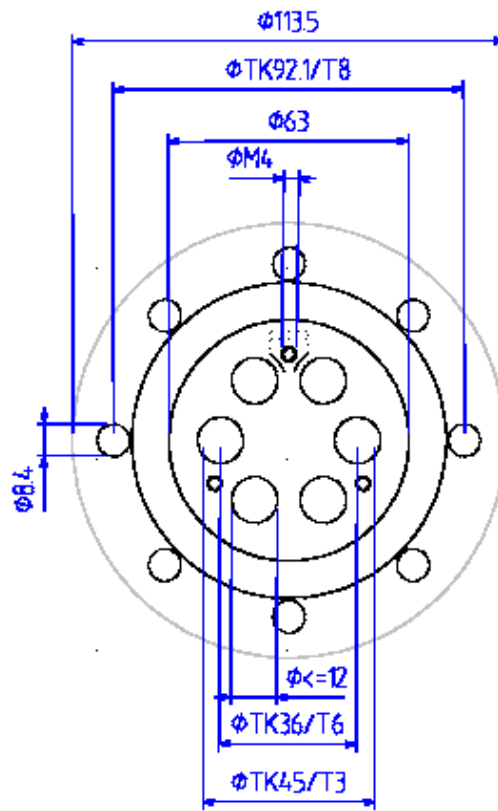
Keramikhalterung aussen



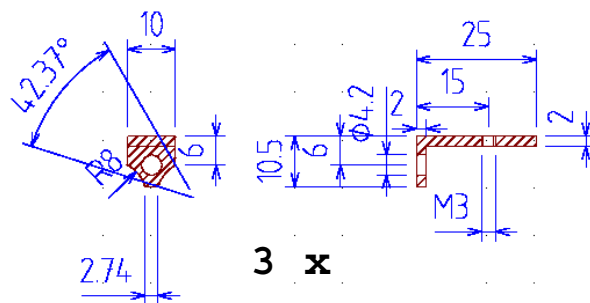
Keramikhalterungen innen



Flansch



Uebergangsstueck Flansch - Keramikhalterung



Die Konstruktionszeichnungen sind mit dem Linux – Programm “QCAD” erstellt worden.

Literaturverzeichnis

- [Demtröder, 1996] Demtröder, W. (1996). *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer.
- [Dörner et al., 2000] Dörner, R., Mergel, V., Jagutzki, O., Spielberger, L., Ullrich, J., Moshhammer, R., and Schmidt-Böcking, H. (2000). Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy: a ‘momentum microscope’ to view atomic collision dynamics. *Physics Reports*.
- [Eike, 1999] Eike, B. (1999). Aufbau eine magnetooptischen Falle zur transversalen Strahldiagnose am Heidelberger Testspeicherring TSR. Diplomarbeit Universität Heidelberg und Max-Planck-Institut für Kernphysik.
- [Eisenbarth, 2001] Eisenbarth, U. (2001). *Laser cooling of fast stored ion beams to high phase-space densities*. Dissertation Max-Planck-Institut für Kernphysik.
- [Flecharde et al., 2001] Flecharde, X., Nguyen, H., Wells, E., Ben-Itzhak, I., and DePaola, B. D. (2001). Kinematically Complete Charge Exchange Experiment in the $\text{Cs}^+ + \text{Rb}$ Collision System Using a MOT Target. *Physical Review Letters* **87**.
- [Grieser, 2002] Grieser, M. (2002). Private Mitteilung.
- [GSI, 1996] GSI (1996). GSI-Nachrichten 4/96.
- [Herrmann, 2000] Herrmann, F. (2000). Magneto-optische Falle als Target im Speicherring: Erste Experimente am Heidelberger TSR. Diplomarbeit Max-Planck-Institut für Kernphysik.
- [Hinterberger, 1997] Hinterberger, F. (1997). *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer.
- [Hochadel, 1994] Hochadel, B. (1994). *Untersuchungen zum Intrabeam Scattering am TSR*. Dissertation Universität Heidelberg und Max-Planck-Institut für Kernphysik.

- [Jackson, 1962] Jackson, J. (1962). *Classical Electrodynamics*. John Wiley & sons.
- [Kollmus et al., 1999] Kollmus, H., Schmitt, W., Moshhammer, R., Mann, R., Cas-simi, A., and Ullrich, J. (1999). Ionization of helium and neon by fast ion impact. *r. Swedish Acad. Sci. Physica Scripta* **T80B**.
- [Luger, 1999] Luger, V. (1999). *Ein Speicherringtarget für hochpräzise Strahlprofil-Diagnose auf Basis einer Magneto-optischen Atomfalle*. Dissertation Universität Heidelberg und Max-Planck-Institut für Kernphysik.
- [Metcalf and van der Straten, 1999] Metcalf, H. and van der Straten, P. (1999). *Laser Cooling and Trapping*. Springer-Verlag. New York, Berlin, Heidelberg.
- [Miersch, 1994] Miersch, G. (1994). Szintillatoren zur Schwerionen-Detektion bei hohen integralen Zählraten. Diplomarbeit Max-Planck-Institut für Kernphysik.
- [Raab et al., 1987] Raab, E., Prentiss, M., Cable, A., Chu, S., and Pritchard, D. (1987). Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631.
- [Schätz et al., 2001] Schätz, T., Schramm, U., and Habs, D. (2001). Crystalline ion beams. *Nature* **412**, 717.
- [Schünemann, 1994] Schünemann, U. (1994). *Ein Diodenlasersystem für das lasergekühlte Lithiumtarget am Heidelberger TSR*. Dissertation Max-Planck-Institut für Kernphysik.
- [Shevelko, 2000] Shevelko, V. (2000). *Photo Processes with Atoms and Ions*. harwood academic publishers.
- [Shevelko et al., 2001] Shevelko, V., Stoehlker, T., and Tolstikhina, I. (2001). Stripping of fast heavy low-charged ions in gaseous targets. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* **184**, 295.
- [Tolstikhina and Shevelko, 2000a] Tolstikhina, I. and Shevelko, V. (2000a). Short Commun. Physics (Lebedev Institute, Moscow).
- [Tolstikhina and Shevelko, 2000b] Tolstikhina, I. and Shevelko, V. (2000b). Short Commun. Physics (Lebedev Institute, Moscow).
- [Townsend, 1995] Townsend, C. G. (1995). *Laser Cooling and Trapping of Atoms*. Dissertation Merton College, Oxford.

- [Turkstra et al., 2001] Turkstra, J. W., Hoekstra, R., Knoop, S., Meyer, D., Morgenstern, R., and Olson, R. E. (2001). Recoil Momentum Spectroscopy of Highly Charged Ion Collisions on Magneto-Optically Trapped Na. *Physical Review Letters* **87**.
- [Ullrich et al., 1997] Ullrich, J., Moshhammer, R., Dörner, R., Jagutzki, O., Mergel, V., Schmidt-Böcking, H., and Spielberger, L. (1997). Recoil-ion momentum spectroscopy. *Journal of Physics B-Atomic Molecular & Optical Physics* **30**.
- [van der Poel et al., 2001] van der Poel, M., Nielsen, C. V., Gearba, M.-A., and Andersen, N. (2001). Fraunhofer Diffraction of Atomic Matter Waves: Electron Transfer Studies with a Laser Cooled Target. *Physical Review Letters* **87**.
- [Weast, 1988] Weast, R. (1988). *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Press, BocaRaton.
- [Wiza, 1979] Wiza, J. L. (1979). Microchannel Plate Detectors. *Nucl. Instr. & Meth.* **162**, 587.