

**Manipulation radioaktiver Ionenstrahlen
mit Hilfe einer Paulfalle und
direkte Massenmessungen an neutronenarmen
Quecksilberisotopen mit dem ISOLTRAP-Experiment**

Dissertation
zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

vorgelegt von:
Stefan Schwarz
geboren in Wangen im Allgäu

Mainz 1998

Für meine Eltern

Datum der mündlichen Prüfung: 13.7.1999

Gutachter: Herr Prof. Dr. H.-J. Kluge
Herr Prof. Dr. E. Otten

D77 — Dissertation, Mainz, ISBN 3-8288-0735-6

Inhaltsverzeichnis

i	Einleitung	1
ii	Massenmessungen mit dem ISOLTRAP-Experiment	4
I	Die Paulfalle als Ionenmanipulator	10
1	Grundlagen	11
1.1	Prinzip der Speicherung in einer Paulfalle	11
1.1.1	Die Bewegungsgleichungen	13
1.1.2	Stabilität der Lösungen	13
1.1.3	Bewegung eines geladenen Teilchens in einer Paulfalle	15
1.1.4	Das Dehmeltsche Potentialtopfmodell	17
1.1.5	Beschreibung der Ionenbewegung im Phasenraum	18
1.1.6	Die Verteilung im Phasenraum, Temperatur	22
1.2	Kühlung	24
1.2.1	Energieverlust im Modell der Stöße harter Kugeln	25
1.2.2	Dämpfung und Mobilität	27
1.2.3	Gleichgewichtsverteilungen	29
1.3	Einfang und Akkumulation	32
1.4	Ausschuß der akkumulierten Ionen	34
2	Aufbau der Paulfallenapparatur	36
2.1	Die Paulfalle	37
2.2	Die Ionenquelle	41
2.3	Ionenoptik	43
2.4	Ansteuerung	43
3	Eigenschaften der Paulfalle von ISOLTRAP, Rechnungen	46
3.1	Berechnung der Einfangeffizienz	46
3.1.1	Berechnung der Akzeptanz der Paulfalle, Reibungsansatz	47
3.1.2	Berechnung der Akzeptanz der Paulfalle, Stoßsimulation	49
3.1.3	Berechnung der Strahlemittanz	51
3.1.4	Vergleich von Akzeptanz und Emittanz	52
3.2	Berechnung von Pulseigenschaften	53
3.2.1	Ausschuß bei Anwesenheit des Speicherfelds	54
3.2.2	Ausschuß bei Abwesenheit des Speicherfelds	56
3.3	Fallengeometrie und Einfangeffizienz	57

4	Eigenschaften der Paulfalle von ISOLTRAP, Messungen	60
4.1	Voruntersuchungen	60
4.2	Flugzeitverteilungen, Bestimmung der Temperatur	62
4.3	Optimierung des Pulsformungsvermögens	66
4.3.1	Einschußenergie	66
4.3.2	Speicherfeld	67
4.3.3	Puffergassorte, Gasdruck	70
4.4	Speicherzeit	72
4.5	Gesamteffizienz	74
4.5.1	Kürzung der Ringelektrode	75
5	Weiterentwicklungen	76
5.1	Eine zylindrische Paulfalle als Ionenbuncher	76
5.2	Ein Quadrupol-Massenfilter als Ionenbuncher	78
II	Massenbestimmung von neutronenarmen Quecksilberisotopen	81
1	Durchführung der Strahlzeiten	82
2	Experimentelle Ergebnisse der Strahlzeiten	83
3	Die atomare Massenauswertung	88
3.1	Behandlung der ungeraden Quecksilberisotope	89
3.2	Änderungen am Eingabedatensatz	93
3.3	Ergebnis der Ausgleichsrechnung	95
3.3.1	Massenwerte der von ISOLTRAP untersuchten Isotope	95
3.3.2	Massenwerte weiterer Isotope	98
4	Diskussion der Ergebnisse	100
4.1	Einfluß der ISOLTRAP-Daten auf die Massenlandschaft	100
4.2	Vergleich mit Modellrechnungen	100
4.3	Feinstruktur in der Bindungsenergie	103
4.4	Protonenseparationsenergie und Protonendripline	106
	Zusammenfassung und Ausblick	109

A Streupotentiale	111
A.1 Mobilität und Streupotential	111
A.2 Potentialparameter	112
A.3 Mobilität bei hohen Driftgeschwindigkeiten	113
B Simulation der Stöße von Ionen mit Gasmolekülen	115
C Elektronik	118
C.1 Erzeugung der HF-Wechselspannung	118
C.2 Das spannungsgepulste Driftrohr	119
D Das Strahltransportsystem bis zur Paulfalle	120
E Die Ionenoptik zwischen Paulfalle und Kühlerfalle	125

Abbildungsverzeichnis

ii.1	ISOLTRAP-Aufbau	5
ii.2	Kontinuierlicher und dynamischer Einfang	6
ii.3	Kühlresonanz für ^{128}Xe	7
ii.4	Zyklotronresonanzkurve für ^{208}Pb	9
Teil I		10
1.1	Die Paulfalle	11
1.2	Das Sattelpunktpotential	12
1.3	Stabilitätsdiagramme	14
1.4	Bewegung eines Teilchens in einer Paulfalle	15
1.5	Trajektorien im Phasenraum	18
1.6	Phasenraumellipsen für die Bewegungen in einer Paulfalle	20
1.7	Definition von Ellipsenparametern	22
1.8	Die Breite der Orts- und Impulsverteilungen	24
1.9	Energieverlust bei Stoßprozessen	26
1.10	Kühlung einer Ionenwolke in einer Paulfalle	30
1.11	Gleichgewichtsverteilungen	31
1.12	Phasenabhängigkeit des Einfangprozesses	33
2.1	Funktionsprinzip der Paulfallenapparatur	36
2.2	Die Paulfallenapparatur	38
2.3	Die Paulfalle für ISOLTRAP	39
2.4	Die Ionenquelle	42
2.5	Versorgung der Paulfallenapparatur	44
3.1	Die Akzeptanz der Paulfalle von ISOLTRAP	48
3.2	Vergleich der Akzeptanz der Paulfalle bei Berechnung mit Reibungsansatz und mit Stoßsimulation	50
3.3	Strahlemittanz der Ionenquellen	52
3.4	Berechnete Pulseigenschaften beim Ausschub mit aktivem Speicherfeld	55
3.5	Berechnete Pulseigenschaften beim Ausschub mit deaktiviertem Speicherfeld	57
3.6	Vergleich von Fallengeometrien	58

4.1	Restgasspektrum	61
4.2	HF-Phasenabhängigkeit der Flugzeitspektren	63
4.3	Flugzeitspektren und Temperatur	64
4.4	Einfangeffizienz und Einschubenergie	67
4.5	Detektorsignal und HF-Amplitude	68
4.6	Detektorsignal und HF-Amplitude, hoher Ionenstrom	70
4.7	Detektorsignal, Gassorte und -druck	71
4.8	Detektorsignal, Speicherzeit	73
5.1	Eine zylindrische Paulfalle als Ionenakkumulator	77
5.2	Ein Quadrupol-Massenfilter als Ionenbuncher	79
Teil II		81
2.1	Zyklotronresonanzkurven von $^{185\text{m,g}}\text{Hg}$	84
2.2	Magnetfelddrift	85
3.1	Experimentelle Massenrelationen im Bereich der untersuchten Hg-Isotope	88
3.2	Energieniveaus für ^{185}Hg	90
3.3	Ergebnis der Ausgleichsrechnung für die untersuchten Hg-Isotope	96
3.4	Vergleich von Massenwerten, ISOLTRAP/GSI	97
3.5	Ergebnis der atomaren Massenauswertung	99
4.1	Zweineutronenseparationsenergien, Überblick	101
4.2	Vergleich von experimentellen Zweineutronenseparationsenergien für Hg-Isotope mit Modellvorhersagen	102
4.3	Zweineutronenseparationsenergien für Pt- und Hg-Isotope	104
4.4	Niveausystematiken für Pt- und Hg-Isotope	105
4.5	α -Ketten zu ^{201}Fr und zu ^{200}Rn	107
Anhang		111
A.1	Streuquerschnite	113
A.2	Mobilität von Cs- und Hg-Ionen	114
B.1	Vergleich von Mobilitätsdaten	117
C.1	Erzeugung der HF-Wechselspannung	118
C.2	Ansteuerung des Driftrohrs zur Potentialanpassung	119
D.1	Das Strahltransportsystem zu ISOLTRAP	122
E.1	Ionenoptik zwischen Paulfalle und Kühlerfalle	125

Tabellenverzeichnis

Teil I	10
1.1 Beispiele für Betriebsparameter von Paulfallen	17
1.2 Mobilität und Dämpfungskonstante	28
2.1 Betriebsparameter der Paulfalle	41
3.1 Parameter der Einschußsimulation	47
3.2 Parameter der Ausschußsimulation	54
Teil II	81
1.1 Übersicht über die Strahlzeiten	82
2.1 Spins und Halbwertszeiten von Grundzuständen und isomeren Zuständen.	83
2.2 Frequenzverhältnisse	87
3.1 Vergleich von Anregungsenergien der Isomere $^{185m,191m,193m,197m}\text{Hg}$	89
3.2 Mischungsverhältnisse von Isotopen im isomeren Zustand und im Grundzustand	91
3.3 Bestimmung der Grundzustandsmasse bei $^{187,189,195}\text{Hg}$	92
3.4 Massenwerte für die von ISOLTRAP untersuchten Isotope	95
3.5 Weitere von den ISOLTRAP-Messungen beeinflusste Massenwerte	98
4.1 Einprotonenseparationsenergien	107
Anhang	111
A.1 Parameter für Ion-Molekül Streupotentiale	113
D.1 Betriebsparameter des Strahltransportsystems bis zur Paulfalle	121
E.1 Betriebsparameter der Ionenoptik von der Paulfalle bis zur Kühlerfalle	126

i Einleitung

Die künstliche Erzeugung radioaktiver Isotope erlaubt es, den engen Bereich des Tals der β -Stabilität zu verlassen und die Eigenschaften von Kernen mit exotischen Protonen- zu -Neutronen-Verhältnissen zu untersuchen. Die Anstrengungen in den letzten Jahrzehnten haben dazu geführt, daß zusätzlich zu den über 250 bekannten stabilen Isotopen heute mehr als 2500 instabile Isotope bekannt sind. Ziel der Forschung ist es, die Eigenschaften dieser Kerne zu untersuchen und im Rahmen von theoretischen Modellen zu verstehen. Insbesondere im Hinblick auf grundlegende kernphysikalische Fragestellungen wird derzeit weltweit zum einen daran gearbeitet, mit stärkeren Projektilströmen und leistungsfähigeren Targets sowohl die Zahl der zur Verfügung stehenden Isotope als auch die Strahlintensität weiter zu erhöhen. Zum anderen wird in steigendem Maße auch auf die Verbesserung der Strahlqualität geachtet: Ein „idealer“ Strahl für viele Präzisionsexperimente wäre ein isotopenreiner Ionenstrahl mit verschwindender Energieunschärfe und Strahlemittanz. Da die verschiedenen Methoden zur Produktion der instabilen Teilchen in sehr unterschiedlichen Strahleigenschaften resultieren (Energie, Energieunschärfe, Divergenz, Ladungszustand etc.), werden zur Annäherung der Strahlqualität an das genannte Idealbild unterschiedliche Konzepte verfolgt:

Eine an der GSI Darmstadt beispielsweise genutzte Technik zur Erzeugung instabiler Isotope ist die Fragmentierung der Projektilteilchen. Die mit relativistischen Geschwindigkeiten im Fragmentseparator (FRS) erzeugten und massenseparierten Isotope werden zur Durchführung von Präzisionsexperimenten in den Experimentier-Speicherring ESR eingeschossen und gespeichert. Die aus dem Produktionsmechanismus resultierende hohe Impulsunschärfe der in den ESR injizierten hochgeladenen Teilchen wird dort mittels Elektronenkühlung verringert. Hierzu wird dem Strahl gespeicherter Ionen ein Elektronenstrahl mit sehr niedriger Impulsunschärfe überlagert. Durch Coulomb-Stöße werden die Geschwindigkeitsunterschiede zwischen den gespeicherten Teilchen und den Elektronen abgebaut und die Strahldivergenz verkleinert.

Bei der ISOL-Technik (Isotope Separator On Line)¹ werden instabile Isotope durch Beschuß eines geeigneten Targets mit einem hochenergetischen Primärstrahl (i. d. R. Protonen) durch Spallation oder Spaltung gewonnen. Nach der Extraktion der Reaktionsprodukte aus dem Targetbereich werden die instabilen Teilchen ionisiert, beschleunigt und nach einer on-line Massenseparation den Experimenten mit einer Energie von typisch mehreren zehn keV zur Verfügung gestellt. Auch an den ISOL-Einrichtungen wird für viele Experimente eine Verbesserung der Qualität des vom Separator gelieferten Strahls gewünscht. Aufgrund der relativ niedrigen Strahlenergie können an ISOL-Einrichtungen Strahlkühler verwendet werden, die auf Fallentechniken und der Dämpfung der Ionenbewegung in einer Puffergasatmosphäre beruhen. Für den Nachbeschleuniger REX [Habs98] am Massenseparator ISOLDE beispielsweise wird eine Penningfalle zur Akkumulation, Kühlung und Pulsformung des Ionenstrahls eingesetzt werden [Ames98]. An den ISOL-Einrichtungen in Leuven und Jyväskylä werden im Rahmen eines europäischen Netzwerks [EXOT98] ähnliche Konzepte zur Strahlkühlung und -führung verfolgt.

Die weltweit führende Einrichtung bei der Produktion instabiler Isotope mit der ISOL-Technik ist der on-line Massenseparator ISOLDE am CERN, mit dem bereits radioaktive Ionenstrahlen für über 600 Isotope mit Halbwertszeiten bis unter 10 ms produziert wurden. Die Eigenschaf-

¹Eine Übersicht über ISOL-Einrichtungen sowie Details der ISOL-Technik gibt [EMIS96].

ten des kontinuierlichen Ionenstrahls sind bereits relativ gut, eine Strahlkühlung, d.h. die Verringerung von Strahldurchmesser *und* -divergenz könnte helfen, den Massenseparator ISOLDE effizienter zu nutzen und damit das Potential von ISOLDE voll auszuschöpfen und zu erweitern. Direkt profitieren von einer derartigen Strahlmanipulation könnten beispielsweise Experimente mit kollinearer Laserspektroskopie [Neug92], bei denen die effiziente Anregung der im Ionenstrahl gelieferten Teilchen durch den Laserstrahl vereinfacht würde. Ein anderes Beispiel aus der nuklearen Festkörperphysik ist die Emissions-Channeling Technik [Hofs91], deren Empfindlichkeit beim Einsatz von ortsauflösenden Detektoren mit abnehmendem Strahldurchmesser wächst. Schließlich sei das Transmissions-Massenspektrometer MISTRAL [Lunn96] angeführt, dessen Qualitäten erst bei einer Reduzierung der Emittanz des ISOLDE-Ionenstrahls um eine Größenordnung voll genutzt werden könnten.

Zur Durchführung von Untersuchungen an extern erzeugten Ionen in elektromagnetischen Fallen sollten die Teilchen nicht nur gekühlt, sondern zudem als Puls mit möglichst geringer zeitlicher Unschärfe geliefert werden, da nur dann ein effizienter Einfang der Ionen gelingt. Für Fallen- und andere Präzisionsexperimente werden daher zur Zeit Techniken entwickelt, welche die Strahleigenschaften effizient, schnell und universell anwendbar an die Erfordernisse der Experimente anpassen. Eine im Hinblick auf die abzubauenen Strahlenergie recht drastische Strahlmanipulation wird erforderlich, um die Fallentechnik auch an anderen Separatortypen, wie etwa am Schwerionenseparator SHIP [Münz79] oder gar am Fragmentseparator FRS der GSI Darmstadt einzusetzen. Im Rahmen des Pilotprojekts SHIPTRAP [SHIP98] ist vorgesehen, mit Hilfe eines mehrstufigen Strahlkühlers die Abbremsung der SHIP-separierten Reaktionsprodukte von Energien um 1 MeV/Nukleon sowie deren Pulsformung und Kühlung bis auf Raumtemperatur vorzunehmen.

Auch das Penningfallenmassenspektrometer ISOLTRAP am on-line Separator ISOLDE benötigt einen Strahlmanipulator, der den kontinuierlichen Ionenstrahl in niederenergetische Pulse umformt. Die bisher eingesetzte Technik zur Pulsformung begrenzte die Anwendbarkeit des Spektrometers wegen der Verwendung eines Oberflächenionisationsschritts im Ionenquellenteil der Apparatur auf die Alkali- und Erdalkalielemente. Durch den Einsatz einer Paulfalle zur Akkumulation des ISOLDE-Teilchenstroms und Pulsformung kann die Anwendbarkeit von ISOLTRAP auch auf die übrigen Elemente ausgedehnt werden. Bereits vor einigen Jahren wurde ein Prototyp einer Paulfalle als Ionenakkumulator erfolgreich am ISOLDE-3 Massenseparator getestet. Aufgrund der Erfahrung mit diesem System wurde von unserem Kollaborationspartner R. B. Moore und seinen Mitarbeitern in Montreal ein neuer Paulfallen-Ionenakkumulator für das ISOLTRAP-Experiment konstruiert. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde dieser Ionenakkumulator am ISOLTRAP-Experiment bis zur Einsatzreife weiterentwickelt. Die hierzu erfolgten systematischen experimentellen und rechnerischen Untersuchungen werden im ersten Teil der Arbeit beschrieben.

Der neue Paulfallen-Ionenakkumulator wurde inzwischen in mehreren Strahlzeiten erfolgreich zu Massenmessungen herangezogen; im Rahmen dieser Arbeit erfolgten Massenmessungen an den neutronenarmen Quecksilberisotopen $^{184-197}\text{Hg}$. Diese Untersuchungen sind im zweiten Hauptteil dieser Arbeit dokumentiert. Das Interesse an der Bestimmung von Kerneigenschaften im Bereich der untersuchten Hg-Isotope ist vor allem in der Kernformkoexistenz begründet, die sich hier besonders deutlich zeigt. Erste Hinweise auf das Auftreten konkurrierender Kernzustände mit unterschiedlicher Deformation in dieser Massengegend lieferten sowohl die Beobachtung, daß die Isotope $^{181,183,185}\text{Hg}$ gegenüber ihren benachbarten geraden Hg-Isotopen deutlich erhöhte Kernladungsradien aufweisen, als auch die Messung einer großen Isomerieverschiebung in ^{185}Hg

[Dabk80, Ulm86]. Da aufgrund der Nähe zum Hauptschalenabschluß bei der Protonenzahl $Z = 82$ keine starken Abweichungen von einer sphärischen Kernform erwartet wurden, setzten auf die genannten Messungen hin umfangreiche experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Kernstruktur ein. Diese ließen erkennen, daß nicht nur bei den neutronenarmen Hg-Isotopen, sondern auch bei vielen benachbarten Kernen im Bereich $78 \leq Z \leq 84$ Kerneigenschaften von der Konkurrenz unterschiedlicher erlaubter Kernformen geprägt sind. Die Anregungsspektren der geraden Quecksilber- und Platinisotope beispielsweise lassen im Bereich der Neutronenzahl um $100 \leq N \leq 110$ (Mitte einer Neutronen-Hauptschale) neben einem Anregungsband, das von den schwereren, nur leicht oblat deformierten Kernen bekannt ist, ein zweites, tiefliegendes Anregungsband erkennen, welches als Rotationsspektrum eines stark prolat deformierten Kernes interpretiert wird [Wood92]. Die geraden Isotope $^{178-186}\text{Pt}$ weisen sogar im Grundzustand die stark deformierte Kernform auf. Die theoretische Beschreibung der Lage der Energieniveaus bis hin zum Grundzustand erfordert für die Kerne, bei denen Formkoexistenz beobachtet wird, eine detaillierte Kenntnis der Wechselwirkung zwischen den koexistierenden Konfigurationen [Drac94, Hard97]. Da die Stärke dieser Wechselwirkung empfindlich mit der Protonenkonfiguration variieren und sich zudem im Bereich der geschilderten Formübergänge abrupt ändern sollte, wurden insbesondere im Bereich der neutronenarmen Osmium-, Platin- und Quecksilberisotope Diskontinuitäten bei den Grundzustandsmassen vorhergesagt [Wood81]. In diesem Zusammenhang erscheint es lohnenswert zu untersuchen, ob sich die von [Barb73, Audi93] beobachtete Irregularität der Massenwerte für die Hf-, Ta- und W-Isotope im Bereich der Neutronenzahlen $N = 108, 110$ bis hin zum Quecksilber oder weiter fortsetzt.

Systematische Untersuchungen der Anregungsenergien wurden inzwischen für Isotope bis nahe an die Protonendripline vorangetrieben; so liegen für die Platinisotope inzwischen Messungen bis hin zum ^{170}Pt vor [Sewe98], bei den Hg-Isotopen wurde ^{176}Hg erreicht [Carp97]. Experimentelle Massenwerte für eine große Zahl neutronenarmer Gold-, Platin- und Quecksilberisotope waren dagegen entweder unbekannt, oder die verfügbaren Daten weichen soweit vom systematischen Trend dieser Massengegend ab, daß die Richtigkeit dieser Messungen angezweifelt wird [Audi95]. Um den Einfluß der o.a. Kernstruktureffekte auf die Massenwerte zu untersuchen, ist eine Genauigkeit der Massenbestimmung im Bereich weniger zehn keV erforderlich. Eine Herausforderung bei der Bestimmung der Grundzustandsmassen auf diesem Genauigkeitsniveau stellen die in dieser Massengegend gehäuft auftretenden isomeren Kernzustände mit niedriger Anregungsenergie dar. Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen an den Quecksilberisotopen wurde dieser Schwierigkeit mit einer erhöhten Massenauflösung begegnet, die erlaubte, in einigen Fällen die Grundzustände und die isomeren Kernzustände aufzulösen. Da einige Quecksilberisotope mit $N < 110$ über α -Zerfallsreihen mit weiteren Isotopen im Bereich der Kernladungszahlen $76 \leq Z \leq 88$ verbunden sind und für die meisten Mitglieder dieser Zerfallsreihen präzise Q_α -Werte vorliegen, führt die Massenbestimmung der neutronenarmen Quecksilberisotope direkt zur Festlegung der Massen mehrerer Dutzend weiterer Isotope.

ii Massenmessungen mit dem ISOLTRAP-Experiment

In diesem Kapitel wird auf das Prinzip von Massenmessungen mit Hilfe einer Penningfalle eingegangen. Danach folgen ein Überblick über das Penningfallenmassenspektrometer ISOLTRAP sowie eine Schilderung des Meßablaufs. Die folgenden Ausführungen beschränken sich auf das zum Verständnis der in Teil II wiedergegebenen Massenmessungen Notwendige. Für ausführliche Darstellungen der Theorie einer Penningfalle sei auf [Brow86, Kret92] verwiesen, detaillierte Angaben zum ISOLTRAP-Experiment sind in [Boll96, Raim97] zu finden.

Penningfallenmassenspektrometrie

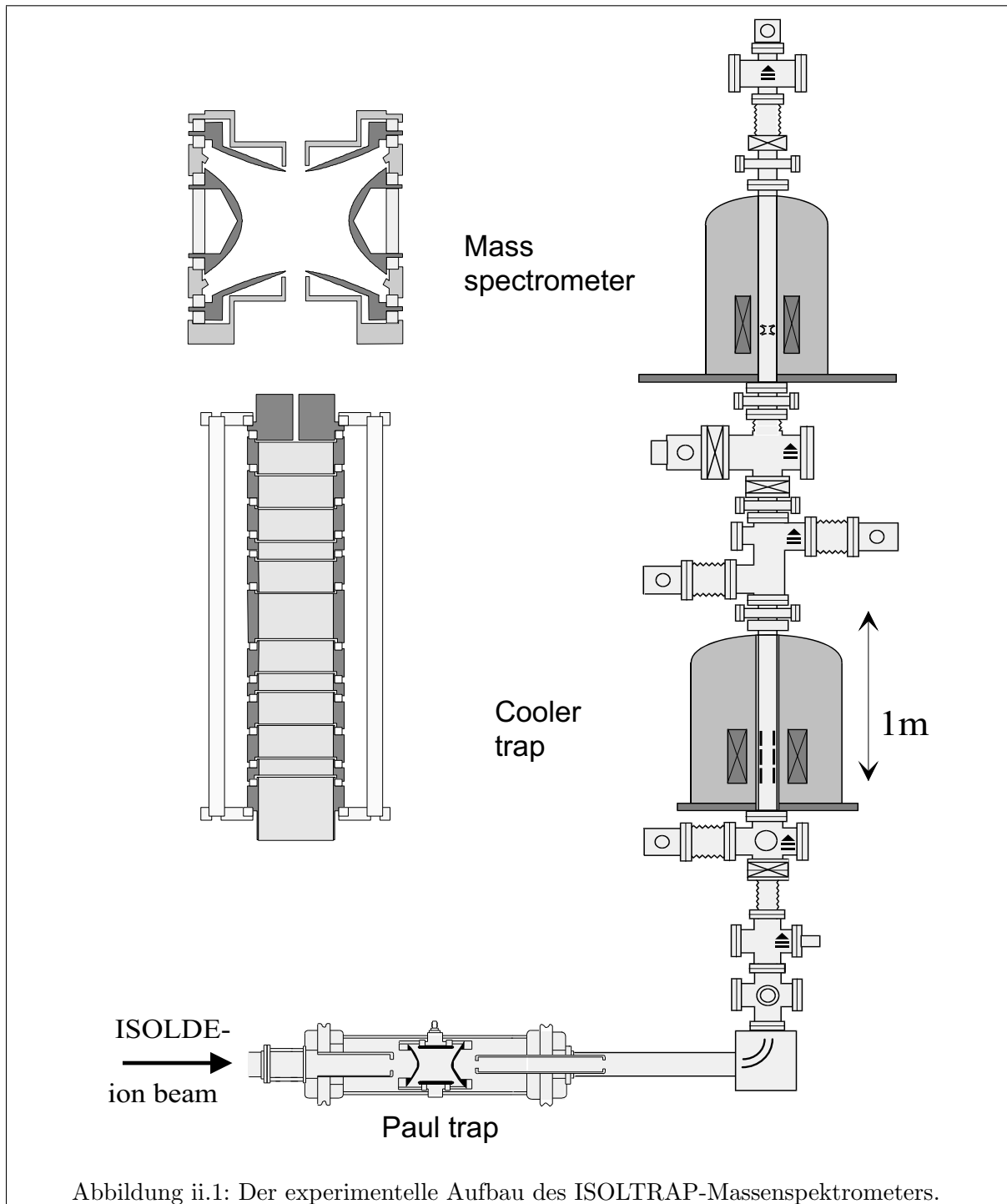
Die bisher genauesten Massenbestimmungen von stabilen Teilchen wurden mit Penningfallenspektrometern durchgeführt und haben eine relative Meßunsicherheit von $\frac{\Delta m}{m} \approx 10^{-10}$ erreicht [Brad97]. Dieser extrem niedrige Fehler resultiert aus der Möglichkeit, die Eigenfrequenzen der gespeicherten Teilchen über einen langen Zeitraum zu beobachten. Die Speicherung geladener Teilchen in einer Penningfalle wird durch die Überlagerung eines homogenen Magnetfeldes in z -Richtung mit einem geeigneten statischen elektrischen Quadrupolfeld erreicht. Während das elektrische Quadrupolfeld nur einen geringen Bewegungsspielraum in axialer Richtung zuläßt, begrenzt das Magnetfeld die Bewegung in radialer Richtung dadurch, daß es die Teilchen zu Kreisbahnen veranlaßt. Die Bewegung eines geladenen Teilchens der Masse m und der Ladung q in einer Penningfalle ist eine Überlagerung dreier unabhängiger Oszillationen: In axialer Richtung zeigt das Teilchen eine harmonische Schwingung, zusätzlich kann es in radialer Richtung sowohl eine langsame Magnetron- als auch eine sog. reduzierte Zyklotronbewegung ausführen. Die Summe der Kreisfrequenzen der beiden Radialbewegungen ist die Zyklotronfrequenz

$$\omega_c = q/m \cdot B,$$

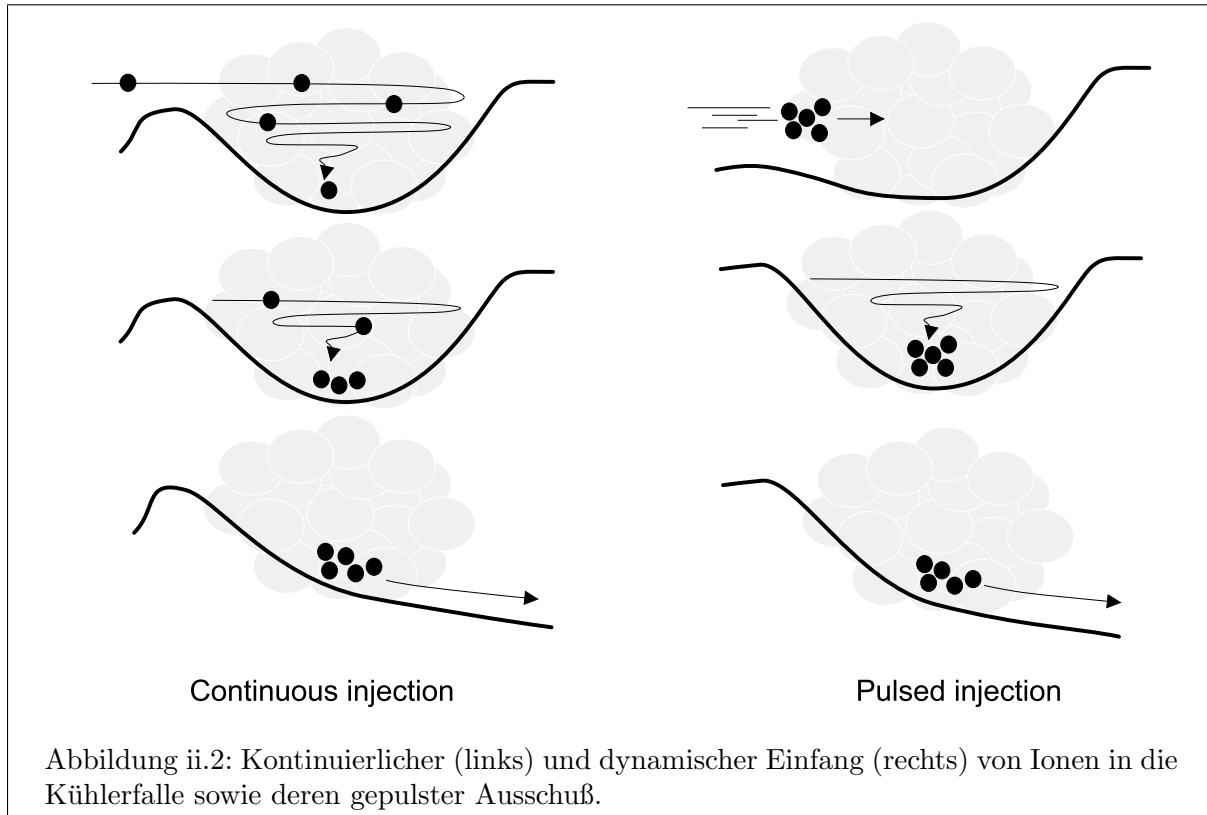
mit der sich das Teilchen im Magnetfeld B bei nicht vorhandenem elektrischen Feld bewegen würde. Eine Massenbestimmung ist demnach über die Messung der Zyklotronfrequenz ω_c möglich, wenn die Stärke des Magnetfelds bekannt ist. Diese Information wird durch die Messung der Zyklotronfrequenz eines Referenzteilchens mit gut bekannter Masse erhalten. Die gesuchte Masse und die des Referenzteilchens sind daher über die Frequenzverhältnisse *direkt* – und ohne Zwischenschritte über weitere Teilchen (wie es beispielsweise bei Massenmessungen über Q -Werte von Kernzerfällen der Fall ist) – miteinander verknüpft.

Der experimentelle Aufbau und seine Funktionsweise

Der experimentelle Aufbau des ISOLTRAP-Experiments ist schematisch in Abb. ii.1 wiedergegeben. Hauptbestandteile der Apparatur sind eine Paulfalle sowie zwei Penningfallen. Mit der Paulfalle und der unteren der beiden Penningfallen („Kühlerfalle“) wird eine Ionenpräparation vorgenommen, bevor in der oberen Penningfalle die Massenmessung der gespeicherten Ionen über die Bestimmung der Zyklotronfrequenz erfolgt. Aufgabe der Paulfallenapparatur ist es, den kontinuierlichen ISOLDE-Ionenstrahl direkt in niederenergetische Ionenpulse umzuformen, die



effizient in der Kühlerfalle eingefangen werden können. Die Paulfalle, die im Rahmen dieser Arbeit installiert wurde, löst die bisher verwendete Oberflächenionisationsquelle ab und erweitert so die Anwendbarkeit von ISOLTRAP auch auf nicht oberflächenionisierbare Elemente. Eine detaillierte Beschreibung der Paulfallenapparatur ist Gegenstand von Kap. I-2.



Präzisionsmassenmessungen mit der Meßfalle setzen voraus, daß die Ionen gekühlt, isotopenrein und als Puls mit gleichbleibenden ionenoptischen Eigenschaften geliefert werden. All diese Vorgaben werden durch den Einsatz der Kühlerfalle, einer großen zylindrischen Penningfalle erfüllt [Raim97]. Diese erlaubt, extern produzierte Ionen entweder als Puls oder kontinuierlich einzufangen, massenselektiv zu kühlen und als Puls auszuschießen. Die beiden durch die Dämpfung der Ionenbewegung in Anwesenheit eines Puffergases unterstützten Einfangtechniken sind in Abb. ii.2 verdeutlicht. Beim kontinuierlichen Einfang müssen die einlaufenden Ionen während der ersten axialen Oszillation genügend Energie verlieren, um die Falle nicht mehr verlassen zu können. Entscheidend für die Effizienz des kontinuierlichen Einfangs ist das Verhältnis der Energieunschärfe des Ionenstrahls zum Energieverlust während des ersten Umlaufs: Erst wenn dieser größer als die Energieunschärfe wird, kann ein verlustfreier Einfang stattfinden. Nach dem Einfang werden die Ionen in weiteren Oszillationen zum Fallenzentrum hin gekühlt. Durch geeignete Veränderung des Fallenpotentials wird die kalte Ionenwolke nach Abschluß einer Akkumulationszeit als Puls aus der Kühlerfalle extrahiert. Beim dynamischen Einfang wird das Potential der einschußseitigen Endkappen solange abgesenkt, bis der Ionenpuls in die Falle eingelaufen ist. Danach wird das Potential der unteren Endkappen wieder auf das Speicherpotential erhöht, wodurch der Ionenpuls gefangen wird.

Die Kühlung der Radialbewegung in einer Penningfalle gestaltet sich wegen des instabilen Charakters der Magnetronbewegung aufwendiger als die Kühlung der axialen Bewegung. Ohne weitere Maßnahmen würde die dämpfende Kraft zu einer Aufweitung der Magnetronbewegung und damit zum Verlust der Ionen führen. Durch den Einsatz eines azimuthalen Quadrupol-Wechselfelds mit der Frequenz ω_c der gespeicherten Ionen kann jedoch erreicht werden, daß die Magnetronbewegung an die Zyklotronbewegung gekoppelt wird und damit beide Radialbe-

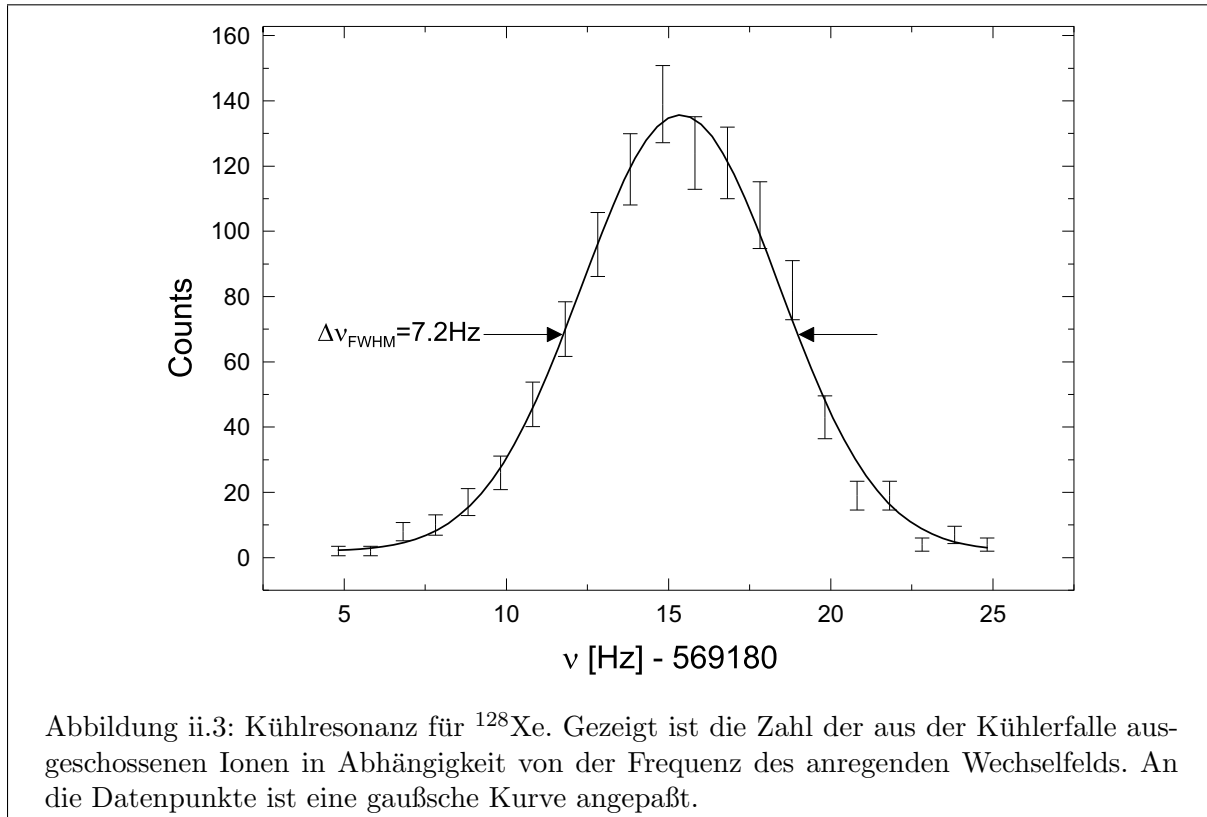


Abbildung ii.3: Kühlresonanz für ^{128}Xe . Gezeigt ist die Zahl der aus der Kühlerfalle ausgeschossenen Ionen in Abhängigkeit von der Frequenz des anregenden Wechselfelds. An die Datenpunkte ist eine gaußsche Kurve angepaßt.

wegungen gekühlt werden [Sava91]. Da die Zyklotronfrequenz ω_c von der Masse abhängt, ist dieses Puffergaskühlverfahren massenselektiv. Die Massenauflösung dieses Verfahrens zeigt sich bei der Aufnahme einer sog. Kühlresonanz (vgl. Abb. ii.3). Hierzu wird die Anzahl der aus der Kühlerfalle ausgeschossenen Ionen als Funktion der Anregungsfrequenz registriert. Ionen, die vor Beginn der Anregung eine Position außerhalb der Fallennachse eingenommen haben, relaxieren in das Fallenzentrum, wenn die Anregungsfrequenz den Wert der Zyklotronfrequenz erreicht. Beim nachfolgenden Ausschub können nur solche Ionen die Falle durch eine kleine Austrittsblende in der oberen Endkappe verlassen und mit einem Teilchendetektor nachgewiesen werden, die sich nahe der Fallennachse befunden haben. Die mit der Kühlerfalle erreichte Massenauflösung beträgt etwa $\frac{m}{\Delta m} = 10^5$; dies ist zur Abtrennung isobarer Kontaminationen in der Regel ausreichend.

Die zweite Falle, eine kompensierte hyperbolische Penningfalle [Stol92], dient der Bestimmung der Zyklotronfrequenz ω_c mit dem Ziel der Massenmessung. Hierzu wird wie schon in der Kühlerfalle die Ionenbewegung mit einem azimuthalen Quadrupolfeld der Frequenz ω_d angeregt. Wenn die Anregungsfrequenz mit der Zyklotronfrequenz übereinstimmt, kann eine anfängliche reine Magnetronbewegung in eine reine Zyklotronbewegung überführt werden. In einem solchen Resonanzfall erfahren die gespeicherten Ionen eine deutliche Steigerung an Radialenergie. Diese Zunahme an Radialenergie resultiert beim Durchflug durch das inhomogene Magnetfeld in der Driftstrecke zum Teilchendetektor in einer Flugzeitverkürzung: Die Radialenergie wird beim Durchlaufen der Driftstrecke in axiale Energie konvertiert, weshalb sich eine hohe Radialenergie beim Ausschub aus der Falle in einer kurzen Laufzeit zum Detektor äußert. Auf diese Weise kann aus der Messung der Flugzeit in Abhängigkeit der Anregungsfrequenz die Zyklotronfrequenz bestimmt werden [Gräf80].

Der Meßablauf

Der Meßablauf einer Flugzeitmessung zur Bestimmung der Zyklotronfrequenz in der Meßfalle gespeicherter Ionen setzt sich wie folgt zusammen: Die Messung beginnt mit der Umformung des kontinuierlichen, vom ISOLDE-Separator mit einer Energie von 30 keV gelieferten Ionenstrahls in niederenergetische Ionenpulse mit Hilfe der Paulfalle. Hierzu wird der Ionenstrahl zunächst elektrostatisch vor der auf nahezu 30 kV betriebenen Paulfalle retardiert. Die in die Paulfalle eintretenden Ionen werden mit Hilfe eines Puffergases kontinuierlich eingefangen und akkumuliert. Auf die Besonderheiten beim kontinuierlichen Einfang in eine Paulfalle wird in Kap. I-1.3 näher eingegangen. Je nach Stärke des Ionenstroms und der Halbwertszeit der zu untersuchenden Isotope werden Sammelzeiten zwischen 60 ms und 1 s eingesetzt. Der Gasdruck des Puffergases beträgt in der Paulfalle etwa $p_{Ar} = 2 \cdot 10^{-4}$ mbar. Nach Abschluß der Akkumulation wird die gesammelte Ionenwolke durch ein starkes axiales Feld unter Synchronisation mit einer geeigneten Phase des speichernden hochfrequenten Feldes aus der Paulfalle extrahiert und als Puls zur Kühlerfalle mit einer mittleren Energie von 2.2 keV transportiert. Bei diesem Transfer wird mit Hilfe zweier spannungsgepulster Driftröhren eine zweimalige Anpassung von Strahlpotentialen vorgenommen, um den Ionenpuls von der auf ISOLDE-Strahlpotential arbeitenden Paulfalle in die auf nahezu Erdpotential betriebene Kühlerfalle zu überführen. Wegen der hohen Energieunschärfe des von der Paulfalle gelieferten Ionenpulses ($\Delta E \approx 100$ eV) werden die Ionen vor dem Eintritt in die Kühlerfalle nur bis auf eine mittlere Energie von wenigen hundert eV abgebremst und anschließend in der Kühlerfalle in einen axialen Potentialtopf von nahezu 700 eV Tiefe dynamisch eingefangen. Nach dem Einfang wird die Energie der gespeicherten Ionen in der axialen Bewegung und der reduzierten Zyklotronbewegung durch Stöße in einer Helium-Puffergasatmosphäre bei einem Druck von etwa $p_{He} = 1 \cdot 10^{-4}$ mbar abgebaut.

Mit den nächsten beiden Schritten werden mögliche isobare Kontaminationen durch das masseselektive Puffergaskühlen vom Transfer in die Präzisionsfalle ausgeschlossen: Zunächst wird die Amplitude der Magnetronbewegung *aller* gespeicherten Ionen soweit erhöht, daß ein Ausschluß durch das Austrittsloch in der oberen Endkappe der Falle nicht mehr möglich ist. Diese Maßnahme erfolgt unselektiv durch Anregung der Ionenbewegung mit einem azimuthalen Dipolwechselfeld der Magnetronfrequenz. Während der nachfolgenden resonanten Anregung der Radialbewegung mit einem azimuthalen Quadrupolwechselfeld der Frequenz ω_c werden die Ionen einer ausgewählten Sorte wieder in das Fallenzentrum zurückgebracht. Die derart selektierten und gekühlten Ionen werden danach durch Anlegen geeigneter, in Richtung der Ausschlußendkappe abnehmender Spannungen an die Fallenelektroden aus der Kühlerfalle extrahiert. Mit Hilfe einer Transferoptik wird das Ionenpaket bis auf eine Energie von 1 keV beschleunigt und in die Präzisionsfalle überführt, wo es nach erneuter Retardierung dynamisch eingefangen wird.

Die Zunahme der Radialenergie bei der Konversion der Magnetronbewegung in die Zyklotronbewegung fällt umso deutlicher aus, je größer die anfängliche Amplitude der Magnetronbewegung ist. Um eine große Radialenergieerhöhung und damit einhergehend eine signifikante Abnahme der Flugzeit zum Detektor zu erhalten, wird die Magnetronbewegung gezielt angeregt. Wie schon bei der Vorbereitung des masseselektiven Puffergaskühlens wird dies wiederum durch Anregung der Ionenbewegung mit einem azimuthalen Dipolwechselfeld der Frequenz der Magnetronbewegung erreicht. Nach dieser Präparation folgt die Umwandlung der Magnetronbewegung in die reduzierte Zyklotronbewegung durch resonante Anregung der Ionenbewegung mit einem azimuthalen Quadrupolwechselfeld. Anschließend werden die Ionen mit Hilfe geeigneter Spannungspulse an der oberen Endkappe aus der Meßfalle extrahiert und mit geringer axialer Energie in die Drift-

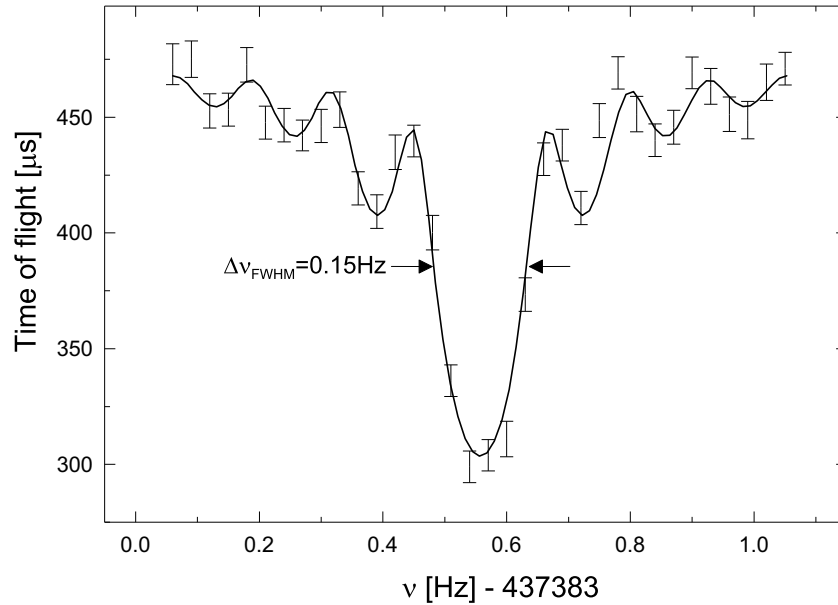


Abbildung ii.4: Zyklotronresonanzkurve für ^{208}Pb -Ionen. Das Diagramm zeigt die mittlere Flugzeit der Ionen von der Präzisionsfalle zum Detektor in Abhängigkeit der Frequenz des anregenden Quadrupolfelds. An die Datenpunkte ist das theoretische Linienprofil angepaßt. Die Anregungszeit beträgt 8 s, die Auflösung nahezu $\nu/\Delta\nu_{FWHM} = 3 \cdot 10^6$.

strecke im inhomogenen Teil des Magnetfelds überführt. Die dort beginnende Konversion von radialer in axialer Energie schlägt sich entsprechend der bei der Anregung aufgenommenen Radialenergie in einer deutlichen Flugzeitänderung nieder. Die Teilchen erreichen schließlich einen Teilchendetektor und werden mit einem Vielkanalanalysator zeitaufgelöst registriert, welcher zeitgleich mit den Ausschußpulsen gestartet wurde.

Zur Bestimmung der Zyklotronfrequenz wird die Flugzeitmessung unter Variation der Anregungsfrequenz bei der Konversion der Magnetronbewegung in die reduzierte Zyklotronbewegung in der Präzisionsfalle wiederholt. Dabei wird eine sog. Zyklotronresonanzkurve erhalten; ein Beispiel hierfür ist in Abb. ii.4 für ^{208}Pb -Ionen gezeigt. Das theoretisch zu erwartende Linienprofil ist aus der Fouriertransformierten der zeitlichen Energieaufnahme der Zyklotronbewegung in den Frequenzraum unter Berücksichtigung der nichtlinearen Abbildung der Radialenergie in die Flugzeit zu erhalten [Köni95]. Die durchgezogene Linie in Abb. ii.4 stellt eine Anpassung dieses Linienprofils an die Meßwerte dar. Die Halbwertsbreite der Resonanzkurve $\Delta\nu$ wird vom Fourierlimit bestimmt, das eine hohe Auflösung nur zusammen mit einer langen Konversionszeit T_d zwischen den beiden Radialbewegungen zuläßt

$$\Delta\nu \propto 1/T_d.$$

Im Beispiel der gezeigten Zyklotronresonanz für ^{208}Pb -Ionen beträgt die Anregungszeit 8 s, dabei wird eine Auflösung von $\nu/\Delta\nu_{FWHM} = 3 \cdot 10^6$ erreicht.

Teil I

Die Paulfalle als Ionenmanipulator

1 Grundlagen

Im Folgenden wird die Bewegung geladener Teilchen in der Paulfalle, einem elektrischen Hochfrequenz-Quadrupolkäfig, beschrieben. Des weiteren wird untersucht, wie Ionen aus einem kontinuierlichen Teilchenstrahl in eine Paulfalle eingefangen und nach einer Zeit der Akkumulation als Puls abgegeben werden können. Die zum Einfang erforderliche Kühlung der Ionen bildet mit einigen Modellrechnungen den dritten Schwerpunkt dieses Kapitels.

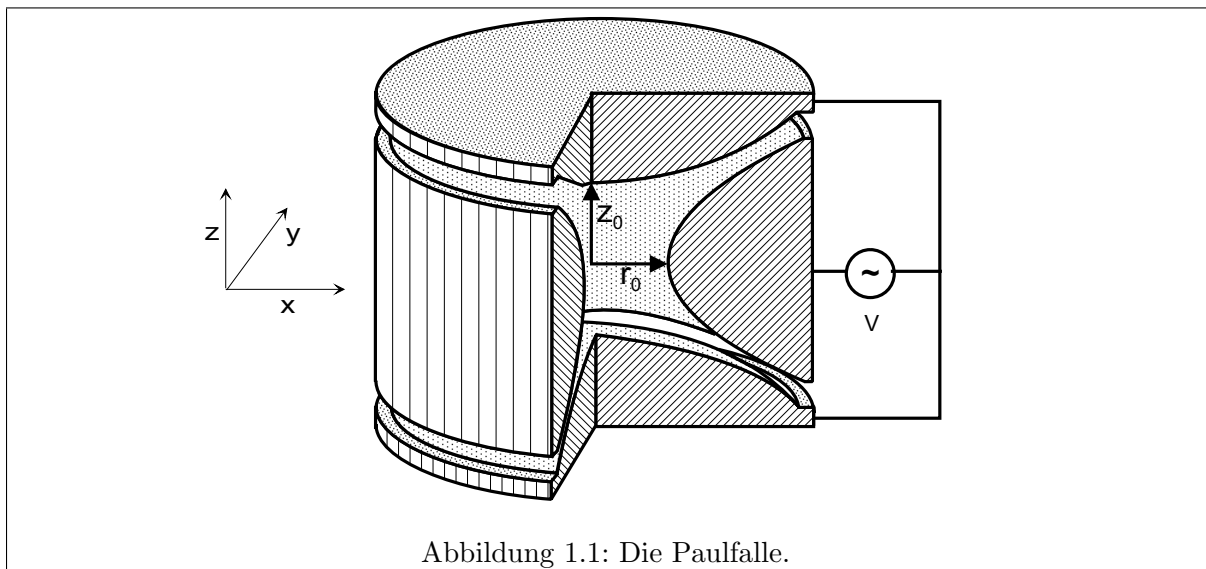
1.1 Prinzip der Speicherung in einer Paulfalle

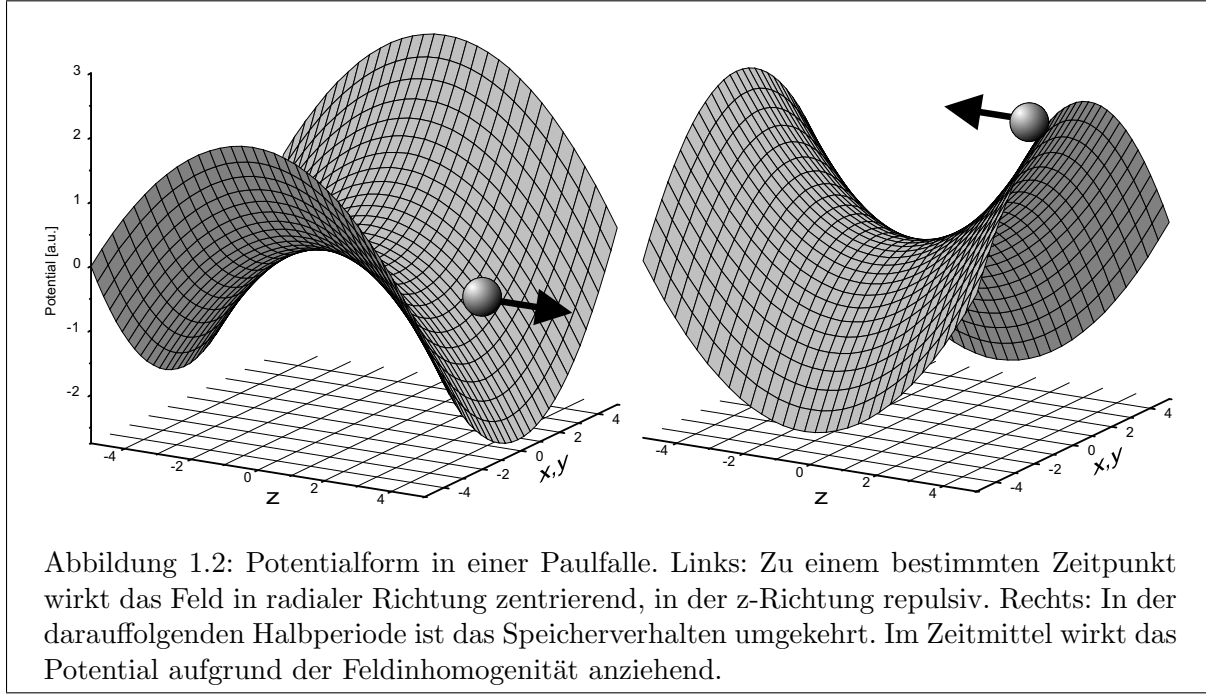
Die Bewegung eines geladenen Teilchens kann allein unter Zuhilfenahme elektrostatischer Felder nicht in allen drei Dimensionen auf einen kleinen Raumbereich begrenzt werden. Nachdem E. D. Courant 1952 entdeckt hatte, daß eine räumlich alternierende Abfolge statischer Felder zur Stabilisierung einer Teilchenbahn führen kann [Cour52], wurde bald darauf erkannt, daß auch mit einem oszillierenden elektrischen inhomogenen Feld im Zeitmittel eine fokussierende Kraft in Richtung abnehmender Feldstärke zu erhalten ist [Paul53]. Das einfachste Potential, mit dem in mehreren Raumrichtungen x, y, z eine Speicherung von Ionen erreicht werden kann, ist das Quadrupolpotential, welches sich allgemein als

$$V(t, x, y, z) = V_t(\Omega t) \cdot (c_x x^2 + c_y y^2 + c_z z^2) \quad (1.1)$$

angeben läßt. Darin beschreibt $V_t(\Omega t)$ den von der Zeit t abhängigen, mit der Kreisfrequenz Ω oszillierenden Anteil. Die Konstanten c_x, c_y, c_z werden durch die Geometrie der felderzeugenden Elektroden und durch die Laplacegleichung $\Delta V = 0$ bestimmt, welche $c_x + c_y + c_z = 0$ fordert.

Eine zur Erzeugung eines dreidimensionalen Quadrupolfeldes geeignete Elektrodengeometrie ist in Abb. 1.1 wiedergegeben. Diese nach Wolfgang Paul [Paul58] als Paulfalle bezeichnete An-





ordnung besteht aus zwei Endkappen und einer Ringelektrode, deren Oberflächen Rotationshyperboloiden bilden. Mit den Bezeichnungen r_0 für den Innenradius des Rings und $2z_0$ für den Abstand der Endkappen lauten die Gleichungen der Oberflächen

$$z^2 = \frac{r^2}{2} - \frac{r_0^2}{2} \quad (1.2)$$

für die Ringelektrode und

$$z^2 = \frac{r^2}{2} + z_0^2 \quad (1.3)$$

für die Endkappen. Definiert man die charakteristische Fallengröße d durch

$$d^2 = (z_0^2 + \frac{r_0^2}{2})/2, \quad (1.4)$$

lassen sich die in (1.1) verwendeten Konstanten mit

$$c_z = 1/(2d^2), c_x = c_y = -\frac{1}{2}c_z. \quad (1.5)$$

angeben [Knig83] und das Potential von (1.1) lautet in Zylinderkoordinaten

$$V(t, r, z) = V_t(\Omega t)(z^2 - r^2/2)/(2d^2). \quad (1.6)$$

In Abb. 1.2 sind Potentialflächen in der x - z bzw. y - z -Ebene gezeigt, wie sie zu einer bestimmten Phase $\Omega \cdot t$ der Hochfrequenz und eine Halbperiode später auftreten. Im ersten Fall wirkt das Sattelpunktpotential in radialer Richtung zur Fallennitte hin anziehend, in der Richtung der Symmetrieachse (z) dagegen abstoßend. Eine Halbperiode später ist die Situation genau umgekehrt. Wie in Kap 1.1.4 näher untersucht wird, heben sich im zeitlichen Mittel die Kräfte nicht auf und es verbleibt eine auf das Fallenzentrum gerichtete rücktreibende Kraft.

1.1.1 Die Bewegungsgleichungen

Um Ionen in einer Paulfalle zu speichern, wird ein zeitlich schnell oszillierendes Potential verwendet. Durch Einsatz eines zusätzlichen Gleichspannungspotentials lassen sich die Speichereigenschaften der Falle ändern. Zur Herleitung der Bewegungsgleichungen läßt sich der zeitabhängige Anteil $V_t(\Omega t)$ des Potentials aus (1.1) in der Form

$$V_t(\Omega t) = U - V \cos(\Omega t) \quad (1.7)$$

angegeben, wobei U einen Gleichspannungsanteil und V die Wechselspannungsamplitude bezeichnen. Damit erhält man für ein einzelnes Teilchen der Masse m und Ladung e aus (1.6) die ungekoppelten Bewegungsgleichungen

$$\ddot{r} = \frac{e}{m} \frac{U - V \cos(\Omega t)}{2d^2} \cdot r \quad (1.8)$$

$$\ddot{z} = -\frac{e}{m} \frac{U - V \cos(\Omega t)}{d^2} \cdot z. \quad (1.9)$$

Diese Differentialgleichungen lassen sich durch Einführung der dimensionslosen Stabilitätsparameter

$$a_z = -2a_r = \frac{e}{m} \frac{4U}{\Omega^2 d^2} \quad (1.10)$$

$$q_z = -2q_r = \frac{e}{m} \frac{2V}{\Omega^2 d^2} \quad (1.11)$$

und einer Phasenvariablen

$$\xi = \Omega t/2 \quad (1.12)$$

in eine einheitliche vereinfachte Form überführen:

$$\frac{d^2 s}{d\xi^2} + (a - 2q \cos 2\xi)s = 0. \quad (1.13)$$

Diese Differentialgleichung ist als normierte Mathieusche Differentialgleichung¹ bekannt. In ihr ist s für r bzw. z eingesetzt, entsprechend a für a_r, a_z und q für q_r, q_z . Durch Anwendung des Floquet-Theorems [McLa51] erhält man als allgemeine Lösung der Differentialgleichung (1.13) eine unendliche Reihe harmonischer Funktionen:

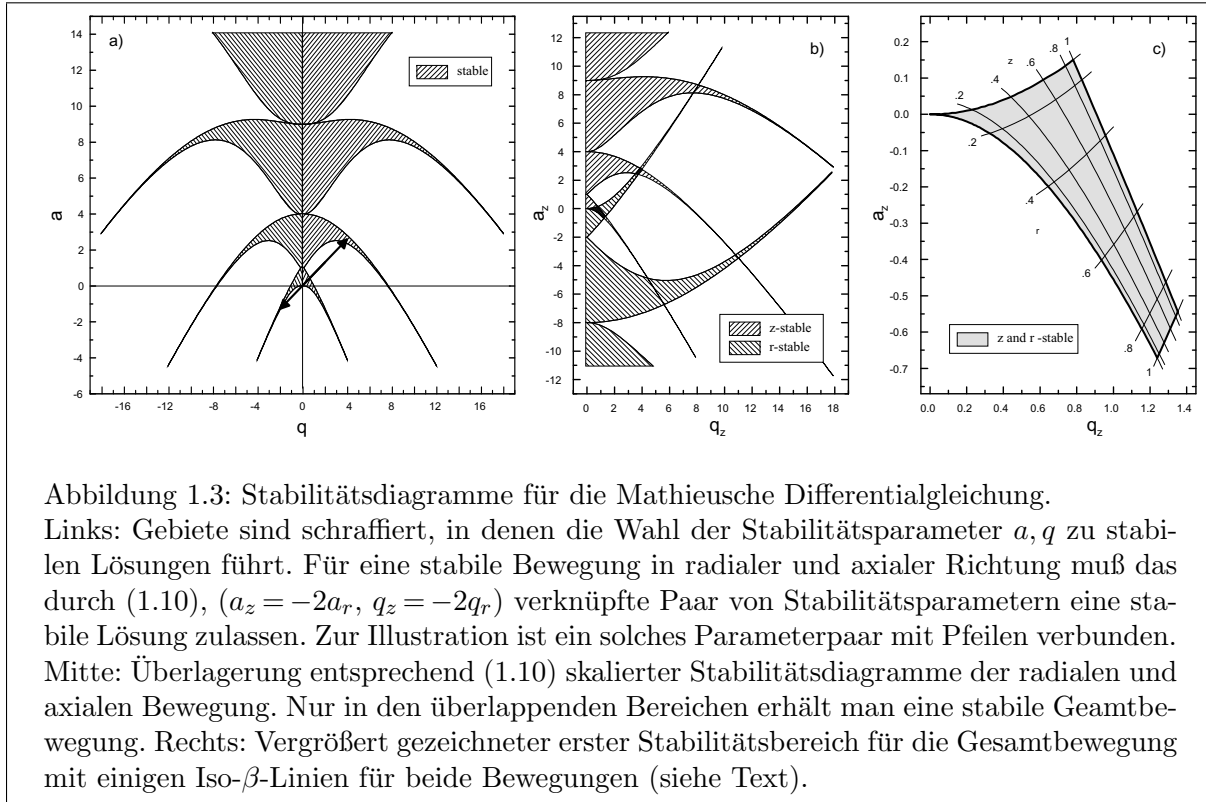
$$s(\xi) = a' e^{\mu\xi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_{2n} e^{i2n\xi} + b' e^{-\mu\xi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_{2n} e^{-i2n\xi}. \quad (1.14)$$

Die Konstanten a', b' in dieser Reihe werden durch die Anfangsbedingungen der Ionenbewegung bestimmt. Die Entwicklungskoeffizienten c_{2n} und der Faktor μ im Exponenten hängen in komplizierter Weise von den Stabilitätsparametern a, q ab.

1.1.2 Stabilität der Lösungen

Die Forderung nach dauerhafter Speicherung von Ionen in der Paulfalle bedeutet, daß die Amplitude der Ionenbewegung für alle Zeiten beschränkt bleiben muß. Aus (1.14) ist ersichtlich,

¹Eine Sammlung von Anwendungen der Mathieuschen Differentialgleichung, wie z.B. das inverse Pendel oder die elliptische Membran, findet sich in [Ruby96].



daß dies nur für ein rein imaginäres μ erfüllt werden kann, folglich definiert man zur Charakterisierung des Lösungsverhaltens einen reellen Säkularparameter $\beta = i\mu$. Die Abhängigkeit des Parameters β von a und q läßt sich allgemein nicht in geschlossener Form angeben, für kleine Werte a und q kann jedoch eine Näherung [Carr72]

$$\beta = \sqrt{a - \frac{(a-1)q^2}{2(a-1)^2 - q^2} - \frac{(5a+7)q^4}{32(a-1)^3(a-4)} - \frac{(9a^2 + 58a + 29)q^6}{64(a-1)^5(a-4)(a-9)}} \quad (1.15)$$

verwendet werden. Der Verlauf der Kurven in der Parameterfläche (a, q) , die Bereiche stabiler Lösungen von Gebieten instabiler Lösungen trennen, folgt aus der Forderung, daß β natürlich wird. In dem in Abb. 1.3 a gezeigten Stabilitätsdiagramm sind Bereiche in der Parameterfläche (a, q) schraffiert gezeichnet, die zu stabilen Lösungen führen. Die Begrenzungslinien dieser Gebiete wurden für $q \leq 0.5$ aus Potenzreihenentwicklungen nach [McLa51] berechnet, für höhere Werte von q wurde eine Nullstellenbestimmung von Kettenbrüchen gemäß [Tabl67] durchgeführt. Die Stabilitätsparameter für die axiale Bewegung (a_z, q_z) haben nach (1.10) den (-2) -fachen Wert der Parameter für die radiale Bewegung (a_r, q_r) . Ein Stabilitätsdiagramm für die Gesamtbewegung besteht daher aus den Schnittflächen überlagerter, entsprechend skalierten Stabilitätsdiagramme der axialen und radialen Bewegung. Eine solche Überlagerung ist in Abb. 1.3 b für die Parameter (a_z, q_z) gezeichnet. In dem gezeigten Bereich der Stabilitätsparameter erkennt man fünf Schnittflächen, in denen eine stabile Gesamtbewegung zu erhalten ist. Der flächenmäßig größte und experimentell am einfachsten zu erreichende stabile Bereich liegt nahe am Ursprung. Er ist in Abb. 1.3 c vergrößert gezeigt. Für $a=0$, d.h. kein Gleichspannungsanteil, erstreckt er sich von $q_z=0$ bis $q_z=0.91$. Wie in Kap. 1.1.3 gezeigt wird, bestimmt der Parameter β die Grundfrequenz der Bewegung in der Paulfalle. In Abb. 1.3 c sind daher zusätzlich einige Linien gleicher β -Werte eingezeichnet, die sog. Iso- β -Linien. Letztere wurden analog dem in [Marc89] beschriebenen Verfahren berechnet.

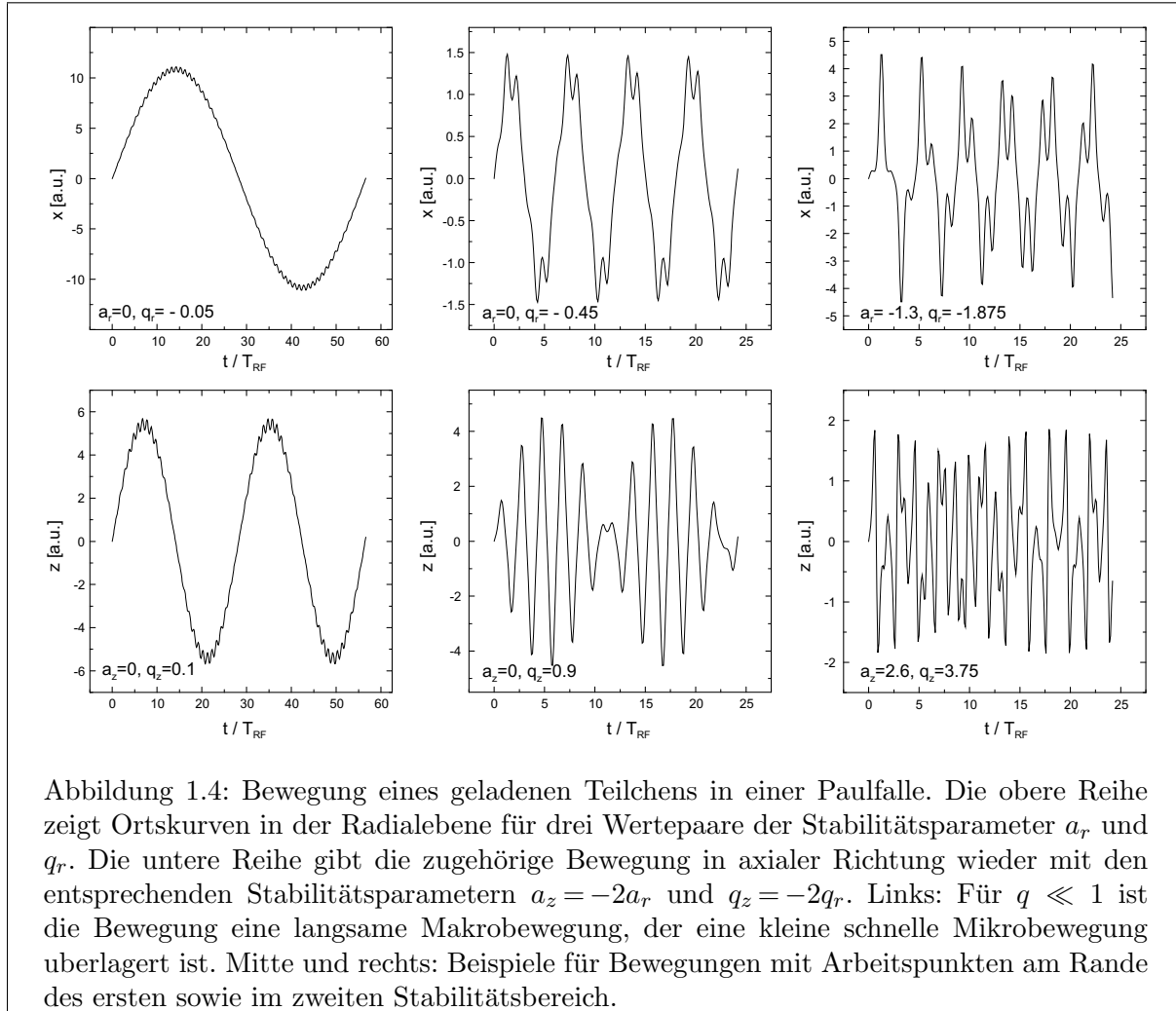


Abbildung 1.4: Bewegung eines geladenen Teilchens in einer Paulfalle. Die obere Reihe zeigt Ortskurven in der Radialebene für drei Wertepaare der Stabilitätsparameter a_r und q_r . Die untere Reihe gibt die zugehörige Bewegung in axialer Richtung wieder mit den entsprechenden Stabilitätsparametern $a_z = -2a_r$ und $q_z = -2q_r$. Links: Für $q \ll 1$ ist die Bewegung eine langsame Makrobewegung, der eine kleine schnelle Mikrobewegung überlagert ist. Mitte und rechts: Beispiele für Bewegungen mit Arbeitspunkten am Rande des ersten sowie im zweiten Stabilitätsbereich.

1.1.3 Bewegung eines geladenen Teilchens in einer Paulfalle

Aus der Lösung (1.14) der Mathiegleichung ist ersichtlich, daß die Bewegung eines geladenen Teilchens in der Paulfalle im allgemeinen als eine Summe von Schwingungen vieler verschiedener Frequenzen geschrieben werden muß. Liegen die Stabilitätsparameter a, q allerdings nahe bei 0, so können Beiträge mit $|n| > 1$ in (1.14) vernachlässigt werden. Dann nimmt die Lösung der Mathiegleichung eine einfache Form an: Die Bewegung $s(t)$ setzt sich zusammen aus einer langsamen Makrobewegung $S(t)$ mit großer Amplitude und einer hochfrequenten Mikrobewegung $\delta(t)$ mit kleiner Amplitude. Anhand der in Abb. 1.4 (links) für den Fall $q \ll 1$ wiedergegebenen Ortskurven lassen sich die zwei genannten Komponenten der Bewegung leicht erkennen. Zum Vergleich sind in Abb. 1.4 Bewegungen mit Arbeitspunkten am Rande des ersten Stabilitätsbereichs (Mitte) sowie im flächenmäßig zweitgrößten Stabilitätsbereich am Punkt $q_z=3.75, a_z=2.6$ gezeigt (rechts). Deutlich zu sehen ist, daß für die Fälle mit hohen Stabilitätsparametern höhere Frequenzkomponenten wesentlich beitragen.

Im Folgenden soll die Bewegung für Arbeitspunkte nahe des Ursprungs des Stabilitätsdiagramms näher betrachtet werden. Ausgehend von dem Ansatz

$$s(t) = S(t) + \delta(t) \quad (1.16)$$

erhält man aus (1.13) mit $\delta \ll S$ und der auf dem großen Frequenzunterschied der Bewegungskomponenten beruhenden Näherung $\dot{\delta} \gg \dot{S}$

$$\frac{d^2\delta}{d\xi^2} = -(a - 2q \cos 2\xi)S. \quad (1.17)$$

Läßt man weiterhin nur einen geringen Gleichspannungsanteil U zu, d.h. $a \ll q$ und berücksichtigt, daß die Makrobewegung S für die Betrachtung der Mikrobewegung δ als zeitlich konstant angesetzt werden kann, ist die Lösung von (1.17) eine harmonische Bewegung :

$$\delta = -\frac{qS}{2} \cos(2\xi). \quad (1.18)$$

Ein Vergleich mit dem Gradienten des Potentials nach Gln. (1.6) zeigt, daß die Mikrobewegung gegenüber dem elektrischen Feld um 180° außer Phase ist; weiterhin ist ersichtlich, daß sich die Amplitude der Mikrobewegung proportional zu der der Makrobewegung verhält. Die Zeitabhängigkeit von S erhält man durch Einsetzen von (1.18) in die Mathieugleichung (1.13)

$$\frac{d^2s}{d\xi^2} = -aS + a\frac{qS}{2} \cos 2\xi - 2qS \cos 2\xi - q^2S \cos^2 2\xi \quad (1.19)$$

und einer anschließenden Mittelung von s über eine Periode der Mikrobewegung:

$$\frac{d^2S}{d\xi^2} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{d^2s}{d\xi^2} d\xi = -(a + \frac{q^2}{2})S. \quad (1.20)$$

Wird diese Gleichung von der Phasenvariablen ξ nach der Zeit t rücktransformiert

$$\frac{d^2S}{dt^2} = -(a + \frac{q^2}{2})\frac{\Omega^2}{4}S, \quad (1.21)$$

läßt sich ablesen, daß auch die Makrobewegung eine harmonische Schwingung darstellt

$$S(t) \propto \sin(\omega t + \phi) \quad (1.22)$$

mit einer beliebigen Phase ϕ und der Kreisfrequenz

$$\omega = \frac{1}{2} \sqrt{a + \frac{q^2}{2}} \Omega. \quad (1.23)$$

Verwendet man die Näherung $\beta = \sqrt{a + q^2/2}$, die sich aus (1.15) für $a, q \ll 1$ ergibt, wird ersichtlich, daß der Säkularparameter β das Verhältnis der Makrofrequenz zur Hochfrequenz des Feldes angibt

$$\beta = 2\frac{\omega}{\Omega}. \quad (1.24)$$

Addiert man entsprechend dem oben genannten Ansatz Makro- und Mikrobewegung zusammen, erhält man für die Gesamtbewegung

$$s(t) = s_0 \cdot \sin(\omega t + \phi) \cdot (1 - \frac{q}{2} \cos(\Omega t)), \quad (1.25)$$

wobei die Phase ϕ und die Amplitude s_0 von den Anfangsbedingungen festgelegt werden.

1.1.4 Das Dehmeltsche Potentialtopfmodell

Wie oben gezeigt, wird für kleine Stabilitätsparameter a , q die Bewegung eines geladenen Teilchens in einer Paulfalle von der harmonischen Makrobewegung dominiert. Eine solche Bewegung läßt sich aus einem Parabelpotential herleiten. Dieses sog. Pseudopotential [Dehm67] erhält man, wenn man die Gleichung

$$m \frac{d^2 S}{dt^2} = -e \frac{dD}{dS} \quad (1.26)$$

auf (1.21) anwendet, (ohne Gleichspannungsanteil), und anschließend über S integriert:

$$D(S) = \frac{\Omega^2}{4} \frac{m}{e} \frac{q^2}{4} S^2. \quad (1.27)$$

In drei Dimensionen lautet dieses Potential nach Einsetzen der Stabilitätsparameter q_r, q_z

$$D(r, z) = \frac{e}{m} \frac{V^2}{4\Omega^2 d_0^4} \left(\frac{r^2}{4} + z^2 \right). \quad (1.28)$$

Durch Einsetzen der entsprechenden Dimensionen der Falle berechnen sich die Potentialtiefen D_r in radialer bzw. D_z in axialer Richtung zu

$$D_r = \frac{e}{m} \frac{V^2}{16\Omega^2 d_0^4} r_0^2, \quad D_z = \frac{e}{m} \frac{V^2}{4\Omega^2 d_0^4} z_0^2. \quad (1.29)$$

Wie in [Dehm67] gezeigt wird, kann allgemein für ein inhomogenes Speicherfeld \vec{E}

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}_0(x, y, z) \cdot \cos(\Omega t) \quad (1.30)$$

mit Raumanteil \vec{E}_0 das Pseudopotential angegeben werden

$$D = \frac{e}{m} \frac{1}{4\Omega^2} \vec{E}_0^2. \quad (1.31)$$

Auf diese Formulierung wird in Kap. 3.3 zurückgegriffen, um das Speicherverhalten der in dieser Arbeit eingesetzten, von der hyperbolischen Form abweichenden Paulfalle zu untersuchen.

Abschließend sollen anhand einiger Zahlenwerte die Größenordnungen der wichtigsten Kenngrößen von Paulfallen vermittelt werden. Tab. 1.1 gibt hierzu einige Beispieldaten aus der Literatur an, zum Vergleich sind typische in dieser Arbeit verwendete Betriebsparameter angefügt.

Tabelle 1.1: Beispiele für Betriebsparameter von Paulfallen

r_0 [mm]	z_0 [mm]	U [V]	V [V]	$\Omega/2\pi$ [kHz]	Teilchen	a_z	q_z	β_r	β_z	D_r [V]	D_z [V]	Referenz
10	7.1	-100	700	1000	Kr ⁺	-0.27	0.95	0.47	0.53	41.4	82.8	[Paul58]
8.98	6.35	0	707	0.2	Al [§]	0	0.23	0.08	0.17	10.2	20.5	[Wuer59]
0.39†	0.25 †	0	200	18000	¹³⁸ Ba ⁺	0	0.27	0.13	0.27	5.7	9	[Neuh78]
20	14.14	-15	600	500	⁸⁸ Sr ⁺	-0.03	0.66	0.27	0.48	24.8	49.6	[Pech86]
20.32	14.37	0	375	650	²³ Na ⁺	0	0.9	0.34	0.96	21.2	42.4	[Lunn92]
7.2	5	-10	375	2000	⁴⁰ Ca ⁺	-0.02	0.44	0.19	0.28	10.3	20.6	[Gudj95]
64 †	53 †	0	2300	983	¹³³ Cs ⁺	0	0.03	0.01	0.02	4.6	9.2	Diese Arbeit

§ Makroskopische Al-Körnchen mit $e/m = .0053 C/kg$

† z_0 und r_0 bezeichnen hier den halben Abstand der Endkappen bzw. den Radius der Ringelektrode, wobei die Elektrodengeometrien deutlich von der idealen hyperbolischen Form abweichen.

1.1.5 Beschreibung der Ionenbewegung im Phasenraum

Wie in den vorangegangenen Kapiteln hergeleitet wurde, bewegt sich ein einzelnes geladenes Teilchen in einer Paulfalle auf einer recht komplizierten Bahn. Die Untersuchung der Dynamik einer Vielzahl von Teilchen mag daher zunächst als schwieriges Unterfangen erscheinen. Wenn die Beschreibung jedoch nicht im Ortsraum, sondern in dem aus Orts- und Impulskoordinaten aufgespannten Phasenraum durchgeführt wird, lassen sich die Eigenschaften eines Ensembles von Teilchen in eleganter und einfacher Weise darstellen.

Da die Bewegungen in den drei Raumrichtungen nach Gln. (1.8) und (1.9) ungekoppelt sind, genügt eine separate Betrachtung der Flächen (s, \dot{s}) , $s = s_x, s_y, s_z$ im Phasenraum. In Abb. 1.5 sind Trajektorien für eine radiale Bewegung am Arbeitspunkt $q_r = -0.02$ und für eine axiale Bewegung bei $q_z = .8$ im Phasenraum gezeigt. Es fällt auf, daß die Teilchenbahnen zu Zeiten gleicher Hochfrequenzphasen Ellipsen schneiden. Dies läßt sich herleiten, wenn man die Orte $(s, \dot{s}) = (s, \dot{s})(\xi_0)$ im Phasenraum bei einer festen Phase ξ_0 des Führungsfeldes für alle Teilchen berechnet, die auf ihrer Bahn dieselbe maximale Auslenkung s_{max} erreichen. Dazu wird die stabile Lösung der Mathieugleichung (1.13) analog (1.14) mit den Konstanten A' , B' sowie den Entwicklungskoeffizienten C_{2n} als unendliche reellwertige Reihe

$$s(\xi) = A' \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} \cos(2n + \beta)\xi + B' \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} \sin(2n + \beta)\xi \quad (1.32)$$

angegeben. Zum Zeitpunkt der Phase ξ_0 lautet diese Lösung und ihre Ableitung

$$s(\xi_0) = A' s_1(\xi_0) + B' s_2(\xi_0) \quad (1.33)$$

$$\dot{s}(\xi_0) = A' \dot{s}_1(\xi_0) + B' \dot{s}_2(\xi_0), \quad (1.34)$$

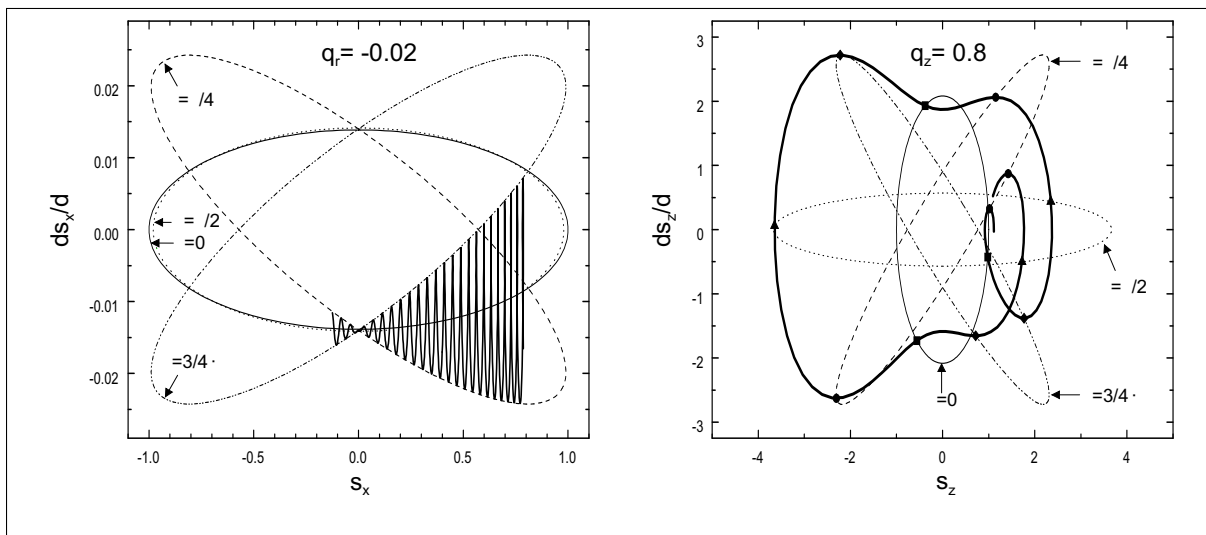


Abbildung 1.5: Zu Zeiten gleicher Phase der Hochfrequenz erreichen die Trajektorien von Ionen in einer Paulfalle immer wieder dieselben Ellipsen im Phasenraum. Links: Eine Trajektorie (fett gezeichnet) für die radiale Bewegung, $q_r = -0.02$, sowie vier Ellipsen für $\xi = 0, \pi/4, \pi/2$ und $3\pi/4$. Rechts: Dasselbe für die axiale Bewegung bei $q_z = 0.8$. Man beachte, daß im Vergleich zur Radialbewegung die Lage der Ellipsen für $\xi = 0$ und $\pi/2$ sowie $\pi/4$ und $3\pi/4$ vertauscht ist.

wobei die auftretenden unendlichen Summen durch

$$s_1(\xi_0) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} \cos(2n + \beta)\xi_0 \quad (1.35)$$

$$\dot{s}_1(\xi_0) = -\sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n}(2n + \beta) \sin(2n + \beta)\xi_0 \quad (1.36)$$

$$s_2(\xi_0) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} \sin(2n + \beta)\xi_0 \quad (1.37)$$

$$\dot{s}_2(\xi_0) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n}(2n + \beta) \cos(2n + \beta)\xi_0 \quad (1.38)$$

abgekürzt wurden. Nach Berechnung der Konstanten A' und B' aus (1.33) und (1.34) läßt sich zeigen [Todd80], daß alle Punkte $(s, \dot{s}) = (s, \dot{s})(\xi_0)$ im Phasenraum auf einer Ellipse mit dem Flächeninhalt $\pi\epsilon$ liegen. Die Gleichung dieser Ellipse lautet

$$\epsilon = \Gamma s^2 + 2As\dot{s} + B\dot{s}^2, \quad (1.39)$$

wobei die Parameter Γ , A und B von der Phase ξ_0 sowie den Entwicklungskoeffizienten C_{2n} und damit von den Stabilitätsparametern abhängen. Unter Verwendung der Determinanten

$$W = \begin{vmatrix} s_1(\xi_0) & \dot{s}_1(\xi_0) \\ s_2(\xi_0) & \dot{s}_2(\xi_0) \end{vmatrix} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} (2n + \beta)C_{2n} \quad (1.40)$$

lauten diese Abhängigkeiten explizit

$$\Gamma = (\dot{s}_1^2(\xi_0) + \dot{s}_2^2(\xi_0))/W \quad (1.41)$$

$$B = (s_1^2(\xi_0) + s_2^2(\xi_0))/W \quad (1.42)$$

$$A = -(s_1(\xi_0)\dot{s}_1(\xi_0) + s_2(\xi_0)\dot{s}_2(\xi_0))/W, \quad (1.43)$$

zusätzlich gilt die Relation

$$B \cdot \Gamma - A^2 = 1. \quad (1.44)$$

Die Längen der Halbachsen $h_{1,2}(\xi_0)$ der Ellipse sind aus den Parametern ϵ, Γ, A, B über

$$h_{1,2}(\xi_0) = \sqrt{2\epsilon/(\Gamma + B \pm \sqrt{(\Gamma + B)^2 - 4})} \quad (1.45)$$

zu bestimmen. Der Winkel $\theta(\xi_0)$, den die eine Halbachse der Ellipse h_1 mit der s -Achse bildet, berechnet sich gemäß

$$\tan(2\theta(\xi_0)) = -2A/(B - \Gamma). \quad (1.46)$$

Der mit der Fläche der Ellipse verknüpfte Parameter ϵ wird nach

$$\epsilon = W \cdot s_{max}^2 / \left| \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} \right|^2 \quad (1.47)$$

von der maximalen Auslenkung s_{max} bestimmt, die das Teilchen auf seiner Bahn in der Paulfalle erreicht. Somit ist eine Ellipse nach (1.39) als die Menge aller Startpunkte anzusehen, die sämtlich zu Teilchenbahnen mit denselben Maximalamplituden und damit auch denselben mittleren Energien führen. Nach jeder weiteren Hochfrequenzphase hat sich das Teilchen deshalb wieder auf derselben Phasenraumellipse einzufinden. Ein solcher eine Periode später auftretender Punkt $(s, \dot{s})(\xi + \pi)$ läßt sich in einfacher Weise aus dem Punkt $(s, \dot{s})(\xi)$ mit Hilfe einer Transfermatrix ermitteln [Goui68]:²

$$\begin{pmatrix} s \\ \dot{s} \end{pmatrix}_{\xi_0+\pi} = \begin{pmatrix} \cos(\beta\pi) + A \sin(\beta\pi) & B \sin(\beta\pi) \\ -\Gamma \sin(\beta\pi) & \cos(\beta\pi) - A \sin(\beta\pi) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} s \\ \dot{s} \end{pmatrix}_{\xi_0}. \quad (1.48)$$

²Es sei hier daran erinnert, daß keine allgemeine geschlossene Lösung für die Mathieugleichung bekannt ist.

Für die Berechnung eines Punktes $(s, \dot{s})(\xi + \Delta\xi)$, $\Delta\xi \neq \pi$ aus $(s, \dot{s})(\xi)$ muß auf Näherungsmethoden zurückgegriffen werden, möchte man nicht auf eine numerische Integration der Mathiegleichung ausweichen. Ein Ausweg ist es, den Anteil der zu überbrückenden Phase $\Delta\xi$, der nicht mit (1.48) behandelt werden kann, in viele Abschnitte zu zerteilen, in denen der Faktor $f = a - 2q \cos 2\xi$ in der Mathiegleichung als konstant angenommen werden kann [Daws74]. Für jedes Phasenstückchen δ ist dann entsprechend dem Vorzeichen von f die Bewegungsgleichung

$$\frac{d^2 s}{d\xi^2} \pm h^2 s = 0 \quad (1.49)$$

zu integrieren, wobei h^2 dem über den Phasenabschnitt gemittelten Wert von f entspricht. Als Lösung dieser Gleichung ergibt sich für das positive Vorzeichen in (1.49)

$$\begin{pmatrix} s \\ \dot{s} \end{pmatrix}_{\xi+\delta} = \begin{pmatrix} \cos(h\delta) & \sin(h\delta)/h \\ -h \sin(h\delta) & \cos(h\delta) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} s \\ \dot{s} \end{pmatrix}_{\xi} \quad (1.50)$$

bzw. für das negative

$$\begin{pmatrix} s \\ \dot{s} \end{pmatrix}_{\xi+\delta} = \begin{pmatrix} \cosh(h\delta) & \sinh(h\delta)/h \\ h \sinh(h\delta) & \cosh(h\delta) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} s \\ \dot{s} \end{pmatrix}_{\xi}. \quad (1.51)$$

Vielfachmultiplikation der entsprechenden Matrizen aus (1.50) und (1.51) ergibt dann die gewünschte Transfermatrix für den Übergang $(s, \dot{s})(\xi) \rightarrow (s, \dot{s})(\xi + \Delta\xi)$.

Der besondere Vorteil der Untersuchung der Bewegung im Phasenraum ist bereits an diesem Punkt für die Betrachtung der Eigenschaften eines Ensembles von Teilchen sichtbar: Für eine statistische Verteilung von Teilchen, die alle dieselbe mittlere Energie besitzen, kann ohne Kenntnis der Anfangsbedingungen und der recht komplexen Ortskurven die Verteilung der Orts- und Impulskoordinaten angegeben werden - eine einfache Ellipse im Phasenraum, die mit der Zeit ihre Lage, aber nicht die Fläche ändert.

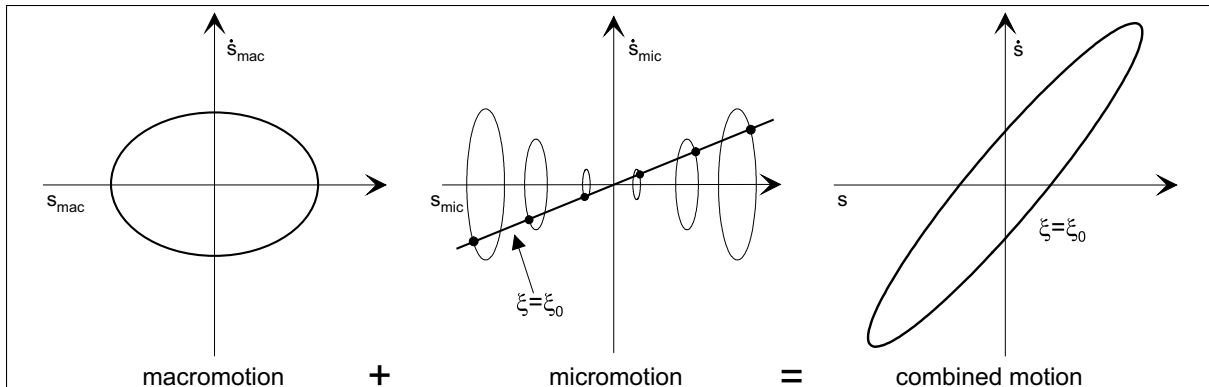


Abbildung 1.6: Für kleine Mathieparameter läßt sich die für eine bestimmte Hochfrequenzphase $\xi=\xi_0$ gezeichnete Ellipse der Gesamtbewegung (rechts) als eine unter dem Einfluß der Mikrobewegung (mitte) verzerrte Ellipse der harmonischen Makrobewegung (links) beschreiben. Man beachte, daß bei den Ellipsen der Mikrobewegung zu jedem Zeitpunkt nur der Punkt angenommen wird, bei dem die Auslenkung und die Feldamplitude entgegengesetzter Phase sind. Daher hat die Ellipse der Gesamtbewegung die gleiche Fläche wie die der Makrobewegung.

Für die in dieser Arbeit relevanten Arbeitspunkte $q \ll 1$, $a = 0$ erweist sich eine einfache Beschreibung des Phasenraumverhaltens nach Moore [Moor93] geeignet. Wie in Abb. 1.6 gezeigt, sind die Phasenraumellipsen zum Zeitpunkt der Phase ξ durch den Einfluß der Mikrobewegung modifizierte Ellipsen einer harmonischen Bewegung, der Makrobewegung. Anhand der Gln. (1.21) und (1.23) lassen sich Ort S und Geschwindigkeit \dot{S} der Makrobewegung als Funktion der Phase ξ zu

$$S = S_0 \sin(\beta\xi + \phi), \quad \dot{S} = S_0\beta \cos(\beta\xi + \phi) \quad (1.52)$$

angeben mit einer durch die Anfangsbedingung bestimmten Amplitude S_0 und einer statistisch verteilten Phase ϕ . Nach Elimination der Variablen ξ erhält man hieraus die Gleichung der in Abb. 1.6 links gezeichneten Ellipse

$$\frac{S^2}{S_0^2} + \frac{\dot{S}^2}{\beta^2 S_0^2} = 1. \quad (1.53)$$

Der Flächeninhalt dieser Ellipse läßt sich hieraus als $\pi\beta S_0^2$ ablesen. Auch die Mikrobewegung wird durch Ellipsen im Phasenraum repräsentiert. Im Unterschied zu der Ellipse der Makrobewegung nach Gln. (1.53), bei der zu jedem Zeitpunkt die Phasen ϕ statistisch gleichverteilt sind, wird bei der kohärenten Mikrobewegung zu einem Zeitpunkt nur der Punkt erreicht, bei dem die Auslenkung δ gemäß Gln. (1.18) mit dem elektrischen Feld 180° außer Phase ist. Zu einem bestimmten Zeitpunkt liegen daher die Punkte im Phasenraum auf einer Linie, wie in Abb. 1.6 Mitte angedeutet. Dieser Umstand hat zur Folge, daß die Ellipse der Mikrobewegung der der Gesamtbewegung keine weitere Fläche zufügt.

Die gesamte Transformation kann in folgender Weise formuliert werden: Unter Beibehaltung der Fläche wird die Ellipse der Makrobewegung zunächst in Richtung der s -Achse um einen Faktor γ gestreckt und anschließend mit einer kombinierten Streck- und Drehoperation um den Winkel $\theta'(\xi_0)$ zwischen der s -Achse und der Geraden vom Nullpunkt durch den Punkt maximaler Auslenkung s_{top} in die richtige Form überführt. Zur Verdeutlichung der verwendeten Parameter ist in Abb. 1.7 links für den Fall einer axialen Bewegung bei $\xi = \pi/4$ die Lage einer Ellipse im Phasenraum (s_z, \dot{s}_z) mit einigen charakteristischen Größen wiedergegeben, während im rechten Teil die Schritte der genannten Transformation veranschaulicht werden.

Mit Hilfe zweier Matrizen M_{elong} und M_{tilt} läßt sich die Transformation von den Punkten der reinen Makrobewegung $(s, \dot{s})_{mac}$ auf die Punkte (s, \dot{s}) in einfacher Weise angeben

$$\begin{pmatrix} s \\ \dot{s} \end{pmatrix} = M_{elong} M_{tilt} \begin{pmatrix} s \\ \dot{s} \end{pmatrix}_{mac} \equiv \begin{pmatrix} \gamma & 0 \\ 0 & 1/\gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \tan \theta' & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s \\ \dot{s} \end{pmatrix}_{mac} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 \\ \gamma \tan \theta' & 1/\gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s \\ \dot{s} \end{pmatrix}_{mac}. \quad (1.54)$$

Wie aus Abb. 1.7 abzulesen, hängen die in den Matrizen M_{elong} und M_{tilt} verwendeten Parameter γ und θ' in einfacher Weise mit den bereits eingeführten Ellipsenparametern zusammen:

$$\gamma = \sqrt{B \cdot \beta} \quad (1.55)$$

$$\tan(\theta') = -A/B. \quad (1.56)$$

Eine Methode, den Streckungsparameter γ und den Winkel θ' zu ermitteln, besteht darin, die Mathieugleichung für bestimmte Phasen ξ und Mathieuparameter q numerisch zu integrieren und die erhaltenen Phasenraumpunkte mit der Ellipsengleichung zu vergleichen. Bei derartigen Rechnungen konnten für die Parameter γ und θ' bei der Phase $3\pi/4$, bei der θ' sein Extremum annimmt, auf empirischem Weg Formeln gewonnen werden [Moor95]:

$$\gamma|_{\xi=3\pi/4} = 1 + 3.3 \cdot 10^{-3} \cdot e^{|q|/1.75} \quad (1.57)$$

$$\tan(\theta')|_{\xi=3\pi/4} = -q \cdot (1 + 0.66 \cdot |q|^{2.5}). \quad (1.58)$$

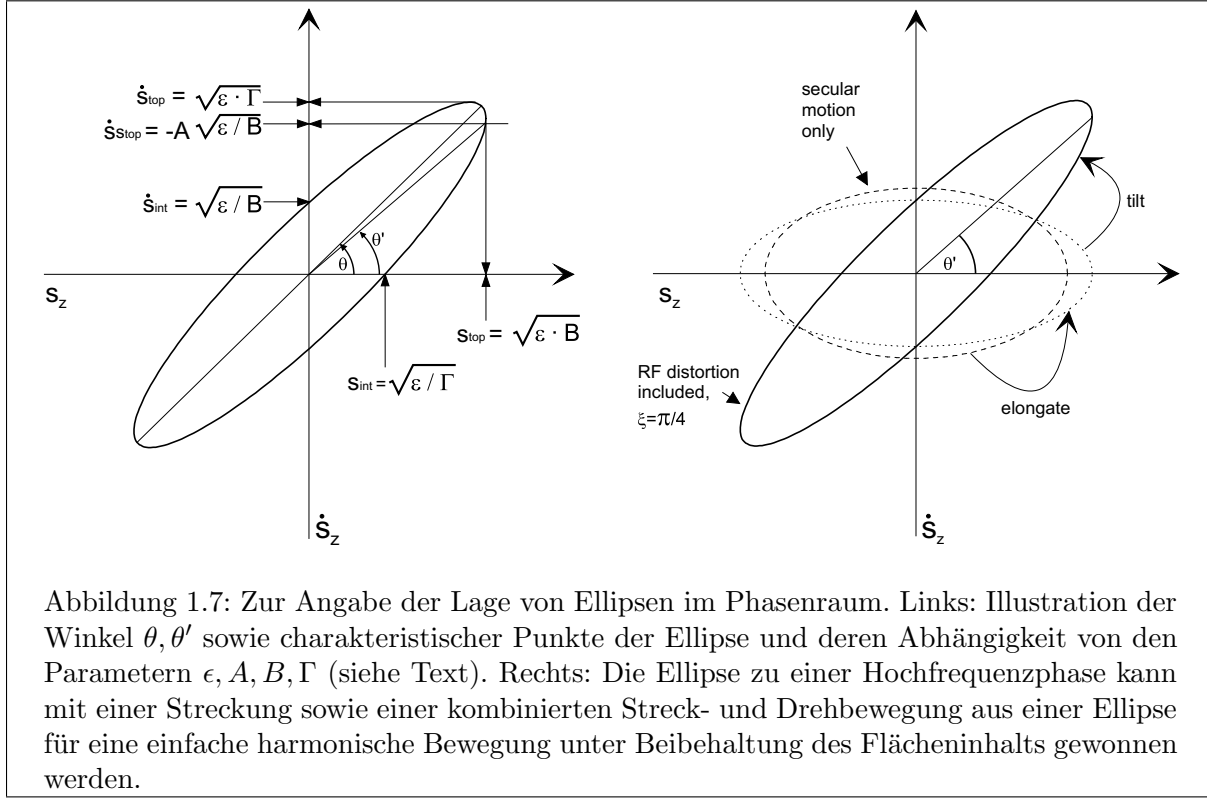


Abbildung 1.7: Zur Angabe der Lage von Ellipsen im Phasenraum. Links: Illustration der Winkel θ, θ' sowie charakteristischer Punkte der Ellipse und deren Abhängigkeit von den Parametern ϵ, A, B, Γ (siehe Text). Rechts: Die Ellipse zu einer Hochfrequenzphase kann mit einer Streckung sowie einer kombinierten Streck- und Drehbewegung aus einer Ellipse für eine einfache harmonische Bewegung unter Beibehaltung des Flächeninhalts gewonnen werden.

Vergleicht man die hieraus berechenbaren Näherungswerte mit den exakten Werten, die sich recht aufwendig nach Gln. (1.41) bis (1.43), (1.55) und (1.56) berechnen lassen [Bonn79], erhält man im Bereich $|q| < 0.8$ Übereinstimmung von besser als 1%. Für beliebige Phasen ξ konnten im Rahmen dieser Arbeit die beiden zuletzt zitierten Formeln erweitert werden

$$\gamma = 1 + 1.57 \cdot 10^{-3} \cdot e^{8|q|} - 0.531 \cdot q \cdot \cos(2\xi) \quad (1.59)$$

$$\tan(\theta') = q \cdot (1 + 0.611|q|^{2.16}) \cdot \sin(2\xi + q \cdot 0.3 \cdot \sin(2\xi)) \quad (1.60)$$

und geben die exakten Werte im gesamten Bereich $|q| < 0.4$, $0 \leq \xi < \pi$ mit einer Abweichung von höchstens 0.01 wieder. Zusammen mit Gln. (1.54) erlauben die beiden letztgenannten Beziehungen, mit geringem Rechenaufwand die Lage der Phasenraumellipse für alle Phasen festzulegen.

1.1.6 Die Verteilung im Phasenraum, Temperatur

Um Aussagen über die beim Ausschub der Teilchen aus der Paulfalle zu erwartende Pulsform zu erhalten, ist eine Kenntnis der Verteilung der Teilchen im Orts- und Impulsraum erforderlich. Diese Verteilungen und die angemessene Zuordnung einer Temperatur für ein Ensemble von N Teilchen erhält man aus der Betrachtung der Teilchendichte im Phasenraum. Unter der Annahme, daß sich die gespeicherte Ionenwolke in einem thermodynamischen Gleichgewichtszustand befindet, hängt die Teilchendichte im 6-dimensionalen Phasenraum der Ortskoordinaten X und Impulse P mit der Energie E und der Temperatur T über die Beziehung

$$\frac{d^6 N(X, P)}{dX^3 dP^3} \propto e^{-\frac{E}{kT}} \quad (1.61)$$

zusammen; k bezeichnet die Boltzmann-Konstante. Wegen der bereits diskutierten Unabhängigkeit der Bewegungen in den drei Raumrichtungen zerfällt Gln. (1.61) in die drei Beziehungen

$$\frac{d^2 N}{ds d\dot{s}} \propto e^{-\frac{E}{kT}}, \quad s = (x, y, z), \quad (1.62)$$

wobei zur Vereinfachung der Notation wieder auf die phasenabhängigen Variablen s, \dot{s} übergegangen wurde. Die Gesamtenergie der harmonischen Makrobewegung nach Gln. (1.52) ist gegeben durch

$$E = \frac{m\Omega^2}{8}(\dot{s}^2 + \beta^2 s^2), \quad (1.63)$$

woraus für die Phasenraumdichte folgt:

$$\frac{d^2 N}{ds d\dot{s}} = A \exp\left(-\frac{m\Omega^2(\dot{s}^2 + \beta^2 s^2)}{8kT}\right). \quad (1.64)$$

Der Proportionalitätsfaktor A wird durch die Forderung bestimmt, daß die Integration über die gesamte (s, \dot{s}) -Fläche die Teilchenzahl N liefert. Eine Integration von Gln. (1.64) über die Variable \dot{s} bzw. s ergibt eine gaußsche Dichteverteilung in den konjugierten Variablen s bzw. \dot{s} mit Standardabweichungen $\sigma_{s,mac}$ und $\sigma_{\dot{s},mac}$ für die Makrobewegung

$$\frac{dN}{ds} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^2 N}{ds d\dot{s}} d\dot{s} = A\sqrt{2\pi}\sigma_{\dot{s},mac} \exp\left(-\frac{s^2}{2\sigma_{s,mac}^2}\right), \quad \sigma_{s,mac} = \frac{2}{\beta\Omega} \sqrt{\frac{kT}{m}} \quad (1.65)$$

$$\frac{dN}{d\dot{s}} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^2 N}{ds d\dot{s}} ds = A\sqrt{2\pi}\sigma_{s,mac} \exp\left(-\frac{\dot{s}^2}{2\sigma_{\dot{s},mac}^2}\right), \quad \sigma_{\dot{s},mac} = \frac{2}{\Omega} \sqrt{\frac{kT}{m}}. \quad (1.66)$$

Eine weitere Integration einer der letzten beiden Gleichungen legt den Proportionalitätsfaktor zu $A = 1/(2\pi\sigma_{s,mac}\sigma_{\dot{s},mac})$ fest.

Die Phasenraumdichte für die Gesamtbewegung folgt als Anwendung des Satzes von Liouville. Dieser verlangt, daß die lokale Phasenraumdichte bei linearen Transformationen in den Koordinaten s, \dot{s} erhalten bleibt, wie sie die Abbildung der Ellipse der Makrobewegung auf die der Gesamtbewegung sowie deren zeitliche Entwicklung darstellen. Daher ist die Phasenraumdichte zu einem bestimmten Zeitpunkt durch Umkehrung der Transformation (1.54) und Einsetzen des Ergebnisses in die Gleichung für die Phasenraumdichte der Makrobewegung (1.64) zu erhalten

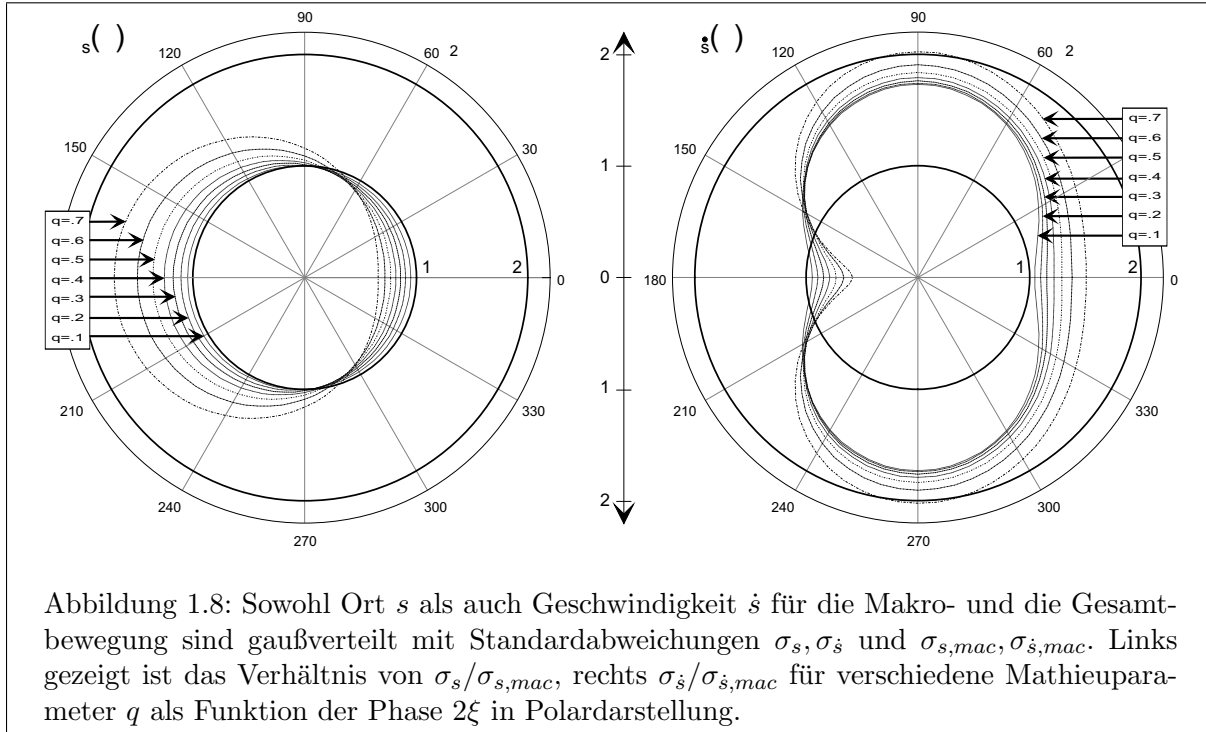
$$\frac{d^2 N(\xi)}{ds d\dot{s}} = A \exp\left(-\frac{s^2}{2\gamma^2\sigma_{s,mac}^2} - \frac{(\dot{s}\gamma - s\gamma \tan^2 \theta')^2}{2\sigma_{\dot{s},mac}^2}\right). \quad (1.67)$$

Wie bereits für die Makrobewegung gezeigt, sind in entsprechender Weise für die Gesamtbewegung die Orts- und Geschwindigkeitsverteilungen zu erhalten. Nach einigen Umformungen gelangt man wiederum zu gaußschen Verteilungen mit Standardabweichungen σ_s und $\sigma_{\dot{s}}$:

$$\frac{dN(\xi)}{ds} = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma_s} \exp\left(-\frac{s^2}{2\sigma_s^2}\right), \quad \frac{\sigma_s}{\sigma_{s,mac}} = \gamma = \sqrt{B \cdot \beta} \quad (1.68)$$

$$\frac{dN(\xi)}{d\dot{s}} = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\dot{s}}} \exp\left(-\frac{\dot{s}^2}{2\sigma_{\dot{s}}^2}\right), \quad \frac{\sigma_{\dot{s}}}{\sigma_{\dot{s},mac}} = \sqrt{1 + \frac{\tan^2 \theta'}{\beta^2} \gamma^4} = \sqrt{\frac{\Gamma}{\beta}}. \quad (1.69)$$

In Abb. 1.8 ist das Verhältnis der Standardabweichungen $\sigma_s/\sigma_{s,mac}$ und $\sigma_{\dot{s}}/\sigma_{\dot{s},mac}$ für verschie-



dene Mathieuparameter q als Funktion der Phase 2ξ in Polardiagrammen aufgetragen. Man erkennt, daß sich für kleine q das Verhältnis für σ_s kaum von 1 unterscheidet. Die Breiten $\sigma_{\dot{s}}$ nehmen jedoch auch bei kleinsten q im Zeitmittel schon fast das Zweifache des Wertes für $\sigma_{\dot{s},mac}$ an.

Es sei betont, daß die Mikrobewegung wegen ihrer nicht-statistischen Natur im Phasenraum kein Volumen einnimmt und daher zu der Temperatur als Maß für die Energie einer *ungeordneten* Bewegung nicht beiträgt. In der Literatur werden gelegentlich die Gln. (1.65) und (1.66) der Orts- und Geschwindigkeitsverteilungen nicht wie hier auf die Makrobewegung bezogen, sondern auf *über die HF-Zyklen gemittelte* Verteilungen. Derartige Zuordnungen beziehen die Energie der Mikrobewegung in die Temperatur ein und führen daher im Vergleich zu der hier verwendeten Temperaturdefinition zu höheren Temperaturwerten. Wird die Temperatur aus Messungen von räumlichen Dichteverteilungen bestimmt [Scha81], ergibt sich für kleine q kein nennenswerter Unterschied aufgrund solcherlei unterschiedlicher Temperaturdefinitionen, da als Konsequenz aus Gln. (1.68) das über die Phase ξ gemittelte Verhältnis $\langle \sigma_s/\sigma_{s,mac} \rangle = \langle \gamma \rangle$ kaum von 1 abweicht. Im Fall der Geschwindigkeitsverteilung unterscheiden sich die Temperaturwerte aufgrund der verschiedenen Definitionen aber um mindestens einen Faktor 1.93, wie man aus dem nach Gln. (1.69) folgenden Verhältnis $\langle \sigma_{\dot{s}}/\sigma_{\dot{s},mac} \rangle = \langle \sqrt{\Gamma/\beta} \rangle$ berechnen kann.

1.2 Kühlung

Die Kühlung von Ionen in einer Paulfalle, d.h. eine Reduzierung der Breite der Teilchenverteilung im Orts- und Impulsraum, ist im Hinblick auf die Verwendung der Paulfalle als Ionenbuncher aus zwei Gründen notwendig: Zum einen führt der Einschuß extern erzeugter Ionen in eine Paulfalle ohne Energieentzug zum Verlust der Ionen an den Fallenelektroden, da die Maximal-

amplitude der Bewegung in einer Paulfalle dann stets größer als die anfängliche Auslenkung ist. Zum anderen ist für einen einfachen Strahltransport und einen effektiven Einfang in der nachfolgenden Apparatur eine gespeicherte Ionenwolke möglichst geringen Phasenraumvolumens wünschenswert.

Zum Kühlen der Ionen in der Paulfalle des ISOLTRAP-Experiments wird ein Puffergaskühlverfahren angewandt. Dieses zeichnet sich im Vergleich zu anderen Kühlverfahren (wie etwa Laserkühlen) durch relativ geringe experimentelle Anforderungen, großen Einsatzbereich und kurze Kühlzeiten aus.

1.2.1 Energieverlust im Modell der Stöße harter Kugeln

Das Puffergaskühlverfahren beruht auf dem Energieverlust der Ionen durch die Wechselwirkung mit Gasmolekülen. Die Stöße zwischen den Ionen und den Gasmolekülen führen in einer Paulfalle nur dann zu einer effektiven Kühlung, wenn die Masse des Puffergasteilchens niedriger ist als die des Ions. Dieser Sachverhalt soll im Folgenden näher betrachtet werden.

Wie bereits in Kap. 1.1.3 gezeigt wurde, führt ein geladenes Teilchen in der Paulfalle für $q \ll 1$ in einer Dimension eine Bewegung gemäß Gln. (1.25) aus:

$$s(t) = s_0 \cdot \sin(\omega t + \phi) \cdot \left(1 - \frac{q}{2} \cos(\Omega t)\right). \quad (1.70)$$

Unmittelbar nach einem Stoß mit einem Gasteilchen hat sich der Ort $s(t)$ praktisch nicht geändert, aber die Phase ϕ und die Amplitude s_0 wechseln aufgrund der Geschwindigkeitsänderung zu ϕ' bzw. s'_0 :

$$s'(t) = s(t) = s'_0 \cdot \sin(\omega t + \phi') \cdot \left(1 - \frac{q}{2} \cos(\Omega t)\right). \quad (1.71)$$

Für die Geschwindigkeiten v, v' vor und nach dem Stoß gilt entsprechend

$$v(t) = s_0 \left(\cos(\omega t + \phi) \omega \left(1 - \frac{q}{2} \cos(\Omega t)\right) + \sin(\omega t + \phi) \frac{q}{2} \Omega \cos(\Omega t) \right) \quad (1.72)$$

$$v'(t) = s'_0 \left(\cos(\omega t + \phi') \omega \left(1 - \frac{q}{2} \cos(\Omega t)\right) + \sin(\omega t + \phi') \frac{q}{2} \Omega \cos(\Omega t) \right) \quad (1.73)$$

Die relative Änderung der Gesamtenergie der Bewegung $\mathcal{E} = (E'_{ges} - E_{ges})/E_{ges}$ bei einer Kollision unter Berücksichtigung möglicher Energieaufnahme aus dem elektrischen Feld wird durch das Verhältnis $(s'_0/s_0)^2 - 1$ gegeben. Elimination der Phase ϕ' aus den Gln. (1.70) bis (1.73) ergibt

$$\begin{aligned} \mathcal{E} = \left(\frac{s'_0}{s_0}\right)^2 - 1 = & - 1 + \left(\frac{v'}{v}\right)^2 \cos^2(\omega t + \phi) + \sin^2(\omega t + \phi) \\ & + \frac{\frac{v'}{v} \sin(2(\omega t + \phi)) \left(\frac{v'}{v} - 1\right) \frac{q}{2} \Omega \sin(\Omega t)}{\omega \left(1 - \frac{q}{2} \cos(\Omega t)\right)} \\ & + \left(\frac{\sin(\omega t + \phi) \left(\frac{v'}{v} - 1\right) \frac{q}{2} \Omega \sin(\Omega t)}{\omega \left(1 - \frac{q}{2} \cos(\Omega t)\right)} \right)^2 \end{aligned} \quad (1.74)$$

Eine Mittelung über die Mikro- und die Makrobewegung unter Mitnahme des ersten nichtverschwindenden Terms in q ergibt nach einigen Umformungen

$$\langle \mathcal{E} \rangle = \frac{1}{2} \left(\left(\frac{v'}{v}\right)^2 + \left(\frac{v'}{v} - 1\right)^2 \cdot \left(1 + \frac{3}{16} q^2\right) - 1 \right). \quad (1.75)$$

Für zentrale elastische Stöße harter Kugeln lautet der relative Energieübertrag $\Delta E/E$ bei einem Stoß

$$\frac{\Delta E}{E} = \left(\frac{v'}{v}\right)^2 - 1 = -4 \frac{\kappa}{(1 + \kappa)^2}. \quad (1.76)$$

Hierbei wurde das Verhältnis der Massen der Stoßpartner m_{gas}/m_{ion} mit κ abgekürzt. Setzt man diesen Energieübertrag in Gleichung (1.75) ein und vernachlässigt den Term mit q^2 , erhält man das Ergebnis

$$\langle \mathcal{E} \rangle = \kappa \frac{2\kappa - 2}{(1 + \kappa)^2}. \quad (1.77)$$

Für Werte $0 < \kappa < 1$ ist dieser Ausdruck stets negativ, es ist also ein Kühleffekt zu erwarten. Für $\kappa > 1$ hingegen wird der Ausdruck positiv, es wird also im Mittel mehr Energie aus dem HF-Feld absorbiert als durch die Stöße verloren geht. Bei gleichen Massen tritt keine Energieänderung auf, wie bereits von H. Dehmelt für diesen Fall argumentiert wurde [Dehm67].

In Abb. 1.9 links und Mitte ist gezeigt, wie eine Kollision zu einer Änderung der Gesamtenergie der Bewegung führt. Die Stöße finden bei der willkürlich gewählten HF-Phase $\xi = 3/4\pi$ und nahe der maximal positiven Auslenkung statt. Zur Vereinfachung der Zeichnung ist nicht, wie in Abb. 1.5, die komplette Trajektorie im Phasenraum wiedergegeben, sondern es sind nur die Ellipsen gezeigt, die die Ionenbahn bei der HF-Phase $\xi = 3/4\pi$ berührt. Wenn nur wenig Impuls übertragen wird, führen die Stöße mehrheitlich auf kleinere Ellipsenbahnen, wie im linken Bild illustriert. In diesem Fall tritt im Mittel ein Kühleffekt ein. Bei großen Impulsüberträgen hingegen führen die Stöße vermehrt auch auf größere Ellipsenbahnen, hier kann das Ion im Mittel Energie aus dem HF-Feld aufnehmen. Dies ist im mittleren Bild gezeigt, wo für $\kappa = 1$ das Ion direkt nach dem Stoß ruht, dann aber eine größere Bahn verfolgt.

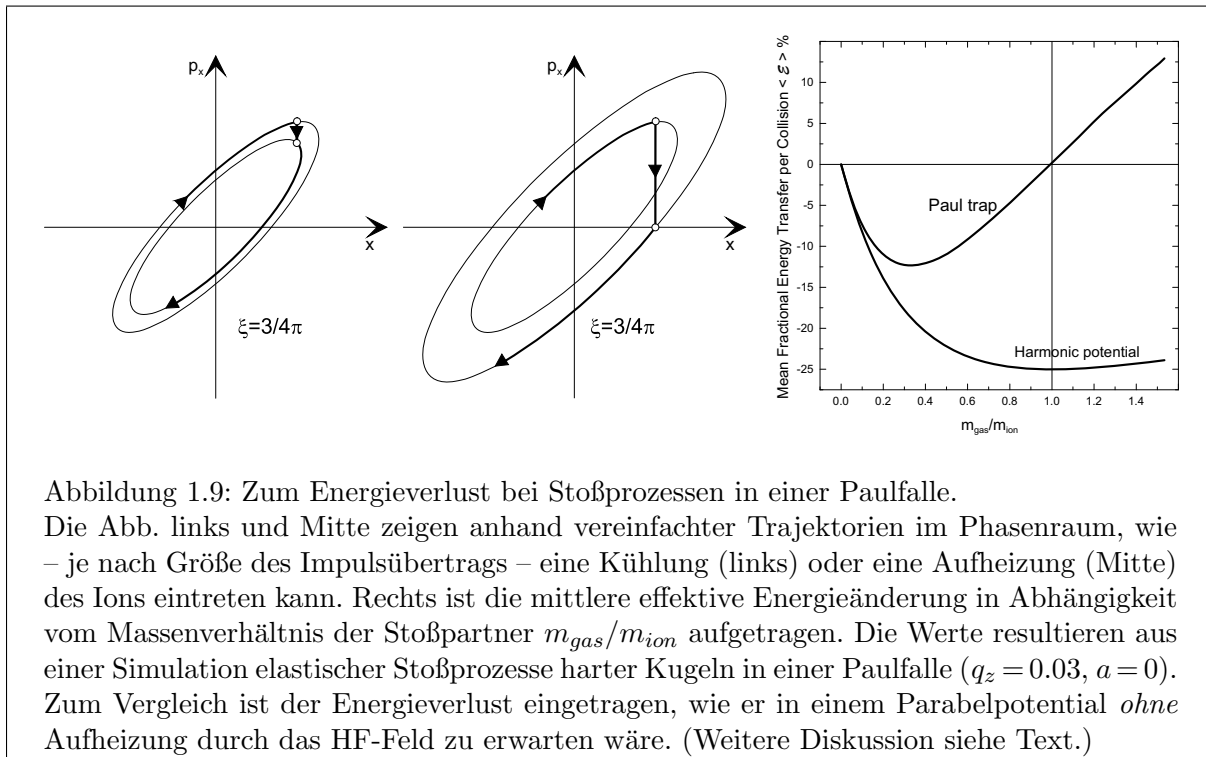


Abbildung 1.9: Zum Energieverlust bei Stoßprozessen in einer Paulfalle.

Die Abb. links und Mitte zeigen anhand vereinfachter Trajektorien im Phasenraum, wie – je nach Größe des Impulsübertrags – eine Kühlung (links) oder eine Aufheizung (Mitte) des Ions eintreten kann. Rechts ist die mittlere effektive Energieänderung in Abhängigkeit vom Massenverhältnis der Stoßpartner m_{gas}/m_{ion} aufgetragen. Die Werte resultieren aus einer Simulation elastischer Stoßprozesse harter Kugeln in einer Paulfalle ($q_z = 0.03$, $a = 0$). Zum Vergleich ist der Energieverlust eingetragen, wie er in einem Parabelpotential ohne Aufheizung durch das HF-Feld zu erwarten wäre. (Weitere Diskussion siehe Text.)

Läßt man auch nicht-zentrale Stöße zu, ist gegenüber Gln. (1.77) ein um die Hälfte reduzierter Energieübertrag zu erwarten, da die zulässigen Energieüberträge gleichverteilt von 0 bis zum Maximalwert für zentrale Stöße variieren können. Diese Überlegung wird bestätigt durch eine Simulation der Stoßprozesse in einer (dreidimensionalen) Paulfalle mit Betriebsparametern $q_z = .03$, $\Omega = 2\pi \cdot 1$ MHz. Die Rechnung erfolgte in Analogie zu dem in Anhang B beschriebenen Verfahren zur Stoßsimulation mit realistischen Streupotentialen. Um den statistischen Fehler der Simulation für den Energieverlust $\langle \mathcal{E} \rangle$ auf etwa 10^{-3} einzuengen, wurden pro Molekülmasse 10^6 Stoßprozesse verfolgt. Die Energie des Ions vor dem Stoß beträgt 10 eV. Die hierbei gefundenen Werte $\langle \mathcal{E} \rangle$ (κ) sind in Abb. 1.9 rechts gezeigt. Im gesamten gezeigten Bereich von κ beträgt der Unterschied zu den halben Werten aus Gln. (1.77) nicht mehr als 0.3%. Zum Vergleich ist der Energieverlust eingetragen, wie er in einem idealisierten Parabelpotential *ohne* Aufheizung durch das HF-Feld zu erwarten wäre.

Obwohl das Modell der Stöße harter Kugeln für ein Verständnis des Kühlprinzips geeignet ist, sollte dennoch nicht versucht werden, daraus quantitative Aussagen z.B. über Kühlzeiten abzuleiten. Die Wechselwirkung zwischen dem Ion und den Gasteilchen wird nur für hohe Energien des Ions realistisch durch dieses einfache Modell angenähert. Die langreichweitige Wechselwirkung des Ions mit den vom Ion polarisierten Puffergasmolekülen läßt das Gas vielmehr als ein viskoses Medium wirken, durch das das Ion eine dämpfende Kraft erfährt.

1.2.2 Dämpfung und Mobilität

Zur Beschreibung der Bewegung eines geladenen Teilchens in einer Paulfalle unter dem Einfluß einer dämpfenden Kraft wird die Mathieugleichung (1.13) um einen Reibungsterm mit einer Dämpfungskonstanten γ erweitert:

$$\frac{d^2s}{dt^2} + \gamma \frac{ds}{dt} + \frac{\Omega^2}{4}(a - 2q \cos 2\xi)s = 0. \quad (1.78)$$

Diese Differentialgleichung läßt sich durch die Transformation

$$s = w \cdot \exp -\frac{\gamma t}{2} \quad (1.79)$$

auf die Mathieugleichung (1.13) für die Variable w zurückführen, wobei jedoch a durch $a - (\gamma/\Omega)^2$ zu ersetzen ist. Für starke Dämpfung (d.h. $\gamma/\Omega \approx 1$) werden die Stabilitätsbereiche beträchtlich vergrößert, aber auch verzerrt und verschoben [Hase95]. Dann können Arbeitspunkte, die im ungedämpften Fall stabile Ionenbahnen erwarten lassen, sogar zu instabilen Bahnen führen. Weiterhin ist zu beachten, daß die Makrofrequenzen mit wachsender Dämpfung zunehmend von den aus Gln. (1.13) resultierenden Frequenzen abweichen. Für die in diesem Experiment relevanten niedrigen Dämpfungskonstanten können die beiden genannten Effekte allerdings vernachlässigt werden. Im Bereich schwacher Dämpfung ($\gamma/\Omega \ll 1$) führt das Ion die aus der Lösung der Mathieugleichung bekannten Oszillationen aus, wobei Orts- und Geschwindigkeitsamplitude exponentiell mit der Zeitkonstante $2/\gamma$ gedämpft werden.

Realistische Dämpfungskonstanten γ für spezielle Ion/Puffergas-Kombinationen lassen sich aus Mobilitätsmessungen erhalten. Dabei wird untersucht, mit welcher Driftgeschwindigkeit \vec{v}_d sich ein Ion in einer Gasatmosphäre unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes \vec{E}_{el} bewegt. Die Beziehung zwischen Driftgeschwindigkeit und Feldstärke wird durch die Mobilität K des Ions ausgedrückt:

$$\vec{v}_d = K \cdot \vec{E}_{el}. \quad (1.80)$$

Die Dämpfungskonstante γ läßt sich nach einem Vergleich des stationären Limits der Bewegungsgleichung

$$\frac{d\vec{v}_d}{dt} + \gamma\vec{v}_d = \frac{q}{m}\vec{E}_{el}, \quad \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{d\vec{v}_d}{dt} = 0 \quad (1.81)$$

mit Gln. (1.80) durch die Mobilität ausdrücken:

$$\gamma = \frac{q}{m} \cdot \frac{1}{K}. \quad (1.82)$$

Da die Mobilität K sowohl mit dem Druck p als auch der Temperatur T skaliert, findet man in der Literatur die reduzierte Mobilität K_0 tabelliert, aus der die genannten Abhängigkeiten herausdividiert sind:

$$K_0 = K \cdot \frac{273.16 \text{ Kelvin}}{T} \cdot \frac{p}{1013 \text{ mbar}}. \quad (1.83)$$

Wenn die kinetische Energie des Ions einige eV nicht überschreitet, kann die Mobilität im Rahmen einiger Prozent Abweichung als konstant betrachtet werden. In Tabelle 1.2 sind für einige ausgewählte Stoßpartner Mobilitätsdaten für kleine Driftgeschwindigkeiten aus der Literatur wiedergegeben [Elli76, Elli78]. Weiterhin wurden Dämpfungskonstanten nach Gln. (1.82) für Raumtemperatur ($T = 300 \text{ K}$) und einen Druck von $p = 10^{-4} \text{ mbar}$ eingetragen. Wie bereits aus der Theorie der Stöße harter Kugeln zu erwarten ist, zeigt sich für gleiche Ionen eine Abnahme der Mobilität mit steigender Masse des Stoßpartners. Zu einer weitergehenden Beschreibung des experimentell gefundenen Verhaltens ist die Hinzunahme von Polarisierungseffekten erforderlich, hierzu sei auf Anhang A verwiesen.

Tabelle 1.2: Mobilität und Dämpfungskonstante

Ion/Molekül	K_0 [cm ² /Vs]	γ [1/s]
K ⁺ /He	21.6	103
K ⁺ /Ne	7.45	298
K ⁺ /Ar	2.66	836
K ⁺ /N ₂	2.53	879
Cs ⁺ /He	18.3	35.6
Cs ⁺ /Ne	6.0	109
Cs ⁺ /Ar	2.11	309
Cs ⁺ /N ₂	2.21	295
Cs ⁺ /Kr	1.3	502
Cs ⁺ /Xe	0.89	733
Hg ⁺ /He	19.7	21.9
Hg ⁺ /Ne	5.96	72.5
Hg ⁺ /Ar	1.85	234

1.2.3 Gleichgewichtsverteilungen

In der vorangegangenen Beschreibung des Kühlprozesses blieb unberücksichtigt, daß das Puffergas eine endliche Temperatur besitzt. Im thermischen Gleichgewicht mit den Puffergasmolekülen kann die gekühlte Ionenwolke daher kein verschwindendes Phasenraumvolumen haben, wie es die Lösung der Gleichung (1.78) fordert. Eine Bestimmung der Gleichgewichtsverteilungen der Ionen erfordert eine realistische Beschreibung der Bewegung geladener Teilchen in der Paulfalle unter dem Einfluß statistisch erfolgender Stöße mit den Puffergasmolekülen.

Zur Beschreibung einer derartigen Bewegung in Analogie zur Brownschen Bewegung wird die Mathieugleichung (1.13) um zwei Terme erweitert [Blat86] und erhält dann die Form der Langevin-Gleichung [Chan43]:

$$\frac{d^2s}{dt^2} + \gamma \frac{ds}{dt} + \frac{\Omega^2}{4}(a - 2q \cos \Omega t)s = \frac{F(t)}{m}. \quad (1.84)$$

Der Effekt der Stöße mit den Gasmolekülen äußert sich wie in Gln. (1.78) in einem Reibungsterm mit der Dämpfungskonstanten γ und einem Term mit der fluktuierenden Kraft $F(t)$, der die Diffusion des Ions im Gas beschreibt. Eine Untersuchung der Lösung der Langevin-Gleichung (1.84) zeigt, daß sich für $t \rightarrow \infty$ eine Orts- und Geschwindigkeitsverteilung einstellt, die einer Gaußverteilung nahekommt, sofern die Parameter a, q, γ eine stabile Ionenbewegung zulassen [Blat86].

Eine ähnliche Analyse der Stoßprozesse für Cäsium-Ionen [Vede83], die ebenfalls auf der Untersuchung statistisch erfolgender Stöße mit den Puffergasmolekülen beruht, kommt zu folgendem Ergebnis. Für leichte Gasatome (Helium, Neon) sollten die Endverteilungen der gaußschen Form nahekommen mit Standardabweichungen, wie sie für eine Ionenwolke in Kap. 1.1.6 hergeleitet wurden. Abweichungen von der gaußschen Form sollten umso signifikanter werden, je schwerer die Gasmoleküle sind und je weiter der Arbeitspunkt (a, q) vom Ursprung der Parameterebene entfernt ist.

Im Folgenden soll der Kühlprozeß einer Cs-Ionenwolke in Gasatmosphären von Helium, Argon und Xenon anhand einer Simulation veranschaulicht werden. Die den einzelnen Streuprozessen zugrundeliegenden Streupotentiale wurden nach einem in Anhang A beschriebenen Verfahren aus experimentellen Mobilitätsdaten gewonnen. Für Details der Simulation sei auf Anhang B verwiesen. Als Ergebnis dieser Simulation zeigt Abb. 1.10 die zeitliche Entwicklung der Phasenraumpunkte für die x -Bewegung, betrachtet jeweils bei der HF-Phase $\xi = 0$. Für die Simulation wurde ein Gasdruck von $p = 5 \cdot 10^{-4}$ mbar sowie eine Temperatur von $T_{gas} = 300$ K angenommen. Der Arbeitspunkt der Paulfalle liegt bei $q_z = .03$, $a = 0$, die Frequenz $\Omega/2\pi$ beträgt 1 MHz. Zum Zeitpunkt $t=0$ (oberste Reihe) starten die Cs-Ionen mit einer willkürlich gewählten Gesamtenergie von 10 eV und statistisch verteilter Phase in der Makrobewegung. In allen drei Fällen werden nach einiger Zeit Verteilungen erreicht (unterste Reihe), deren Form bei einer weiteren Simulation der Stoßprozesse keine Änderung mehr zeigt. Die Form dieser Gleichgewichtsverteilungen hängt von der Wahl der Stoßpartner, der Gastemperatur und dem Arbeitspunkt der Paulfalle ab. Die zeitliche Entwicklung zum Gleichgewicht hin ist in den drei Fällen unterschiedlich. Während bei Cs^+ in He ein Gleichgewicht erst bei etwa 80 ms erreicht wird, erfolgt dies bei den Stoßpartnern Cs^+/Ar bei 24 ms und bei Cs^+/Xe bereits nach 10 ms. Weiterhin läßt die Simulation erkennen, daß die Ionen in den schweren Gasen deutlich weiter gestreut werden, als es bei Helium der Fall ist.

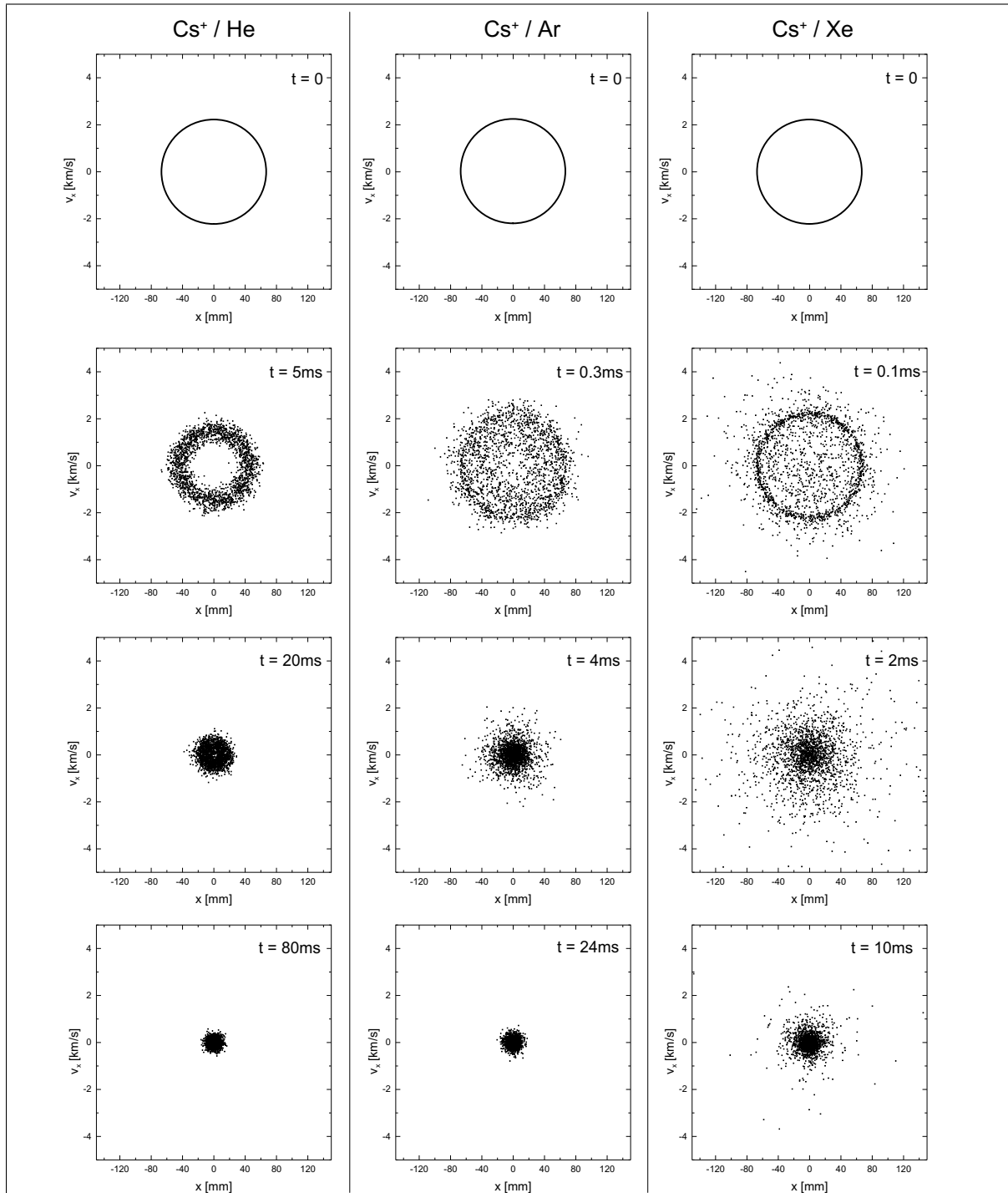


Abbildung 1.10: Simulation der Kühlung einer Cs-Ionenwolke in einer Paulfalle durch Stöße mit Puffergasatomen (links: Helium, Mitte: Argon, rechts: Xenon). Dargestellt ist die zeitliche Entwicklung der Phasenraumpunkte für die x -Bewegung, betrachtet jeweils bei der HF-Phase $\xi = 0$. Alle Ionen haben zur Zeit $t = 0$ eine Gesamtenergie der Makrobewegung von 10 eV (oberste Reihe). In allen drei Fällen ist ein Gasdruck von $p = 5 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ angenommen. Die Temperatur des Gases ist $T_{gas} = 300 \text{ K}$. Der Arbeitspunkt der Paulfalle liegt bei $q_z = 0.03$, $a = 0$.

Da in einer realen Falle die maximale Bewegungsamplitude durch die Fallenelektroden begrenzt wird, führt eine starke Diffusion schnell zum Verlust der Teilchen. Somit sollten die schweren Gasmoleküle trotz der zunächst vorteilhaft erscheinenden kurzen Kühlzeiten für eine dauerhafte Speicherung von Ionen weniger geeignet sein. Experimentell wird diese Rechnung bestätigt durch die Beobachtung, daß mit Xenon im Gegensatz zu den anderen Gassorten keine Speicherung von Ba-Ionen in einer Paulfalle beobachtet werden konnte [Cout82]. In die gleiche Richtung geht die Beobachtung einer anderen Gruppe, daß die Speicherzeiten von Barium-Ionen in einer Paulfalle in Anwesenheit von Xenon als Puffergas deutlich kürzer ausfielen als bei He und N₂ [Yoda89].

Die Verteilungen von Ort z und Geschwindigkeit v_z nach Erreichen des Gleichgewichtszustands sind in Abb. 1.11 für die HF-Phase $\xi = 0$ wiedergegeben. An die Werte aus der Simulation wurde jeweils eine Gaußkurve angepaßt. In Übereinstimmung mit den zitierten Rechnungen aus der Theorie der Stoßprozesse werden für Helium nahezu gaußförmige Verteilungen erreicht. Gemäß den Überlegungen aus Kap. 1.1.6 sollten für eine Cs-Ionenwolke im thermodynamischen Gleichgewicht mit sich selbst bei den gewählten Fallenparametern Standardabweichungen $2\sigma_z \approx 2\sqrt{kT/m}/\omega_z = 4.1 \text{ mm}$ und $2\sigma_{dz/dt} \approx 2\sqrt{kT/m} = 274 \text{ m/s}$ erreicht werden. Für Argon und besonders Xenon sind die berechneten Verteilungen deutlich breiter und weichen von der gaußschen Form ab. Die Ursache dieser Verbreiterungen ist in der Abnahme des mittleren Kühleffekts in Anwesenheit schwerer Gasmoleküle zu sehen, die bereits in Kap. 1.2.1 behandelt wurde.

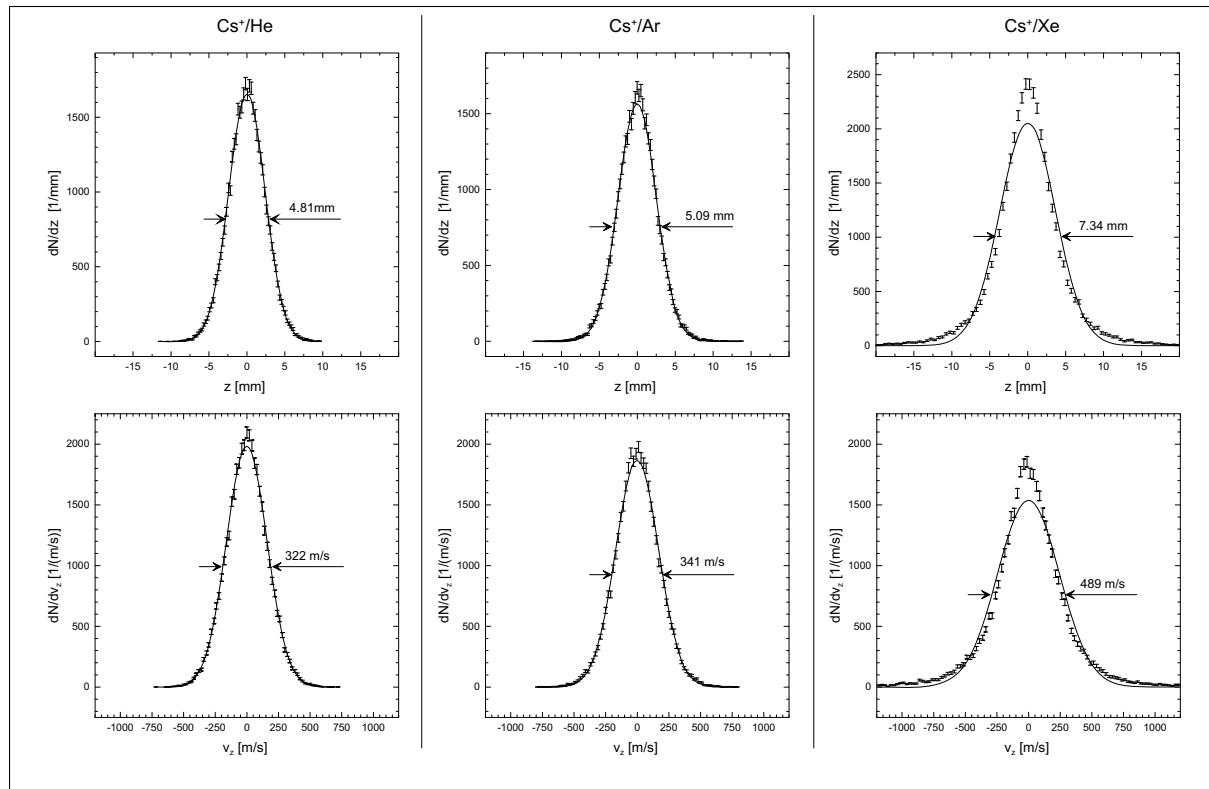


Abbildung 1.11: Simulierte Gleichgewichtsverteilungen einer Cs-Ionenwolke nach Ende des Kühlprozesses durch Stöße mit Puffergasatomen (links: Helium, Mitte: Argon, rechts: Xenon). Gezeigt ist die Ortsverteilung der Punkte (oben) sowie die Geschwindigkeitsverteilung (unten) für die z -Bewegung, betrachtet jeweils bei der HF-Phase $\xi = 0$. An die Werte aus der Simulation wurde jeweils eine Gaußkurve angepaßt. Weitere Parameter wie in Abb. 1.10.

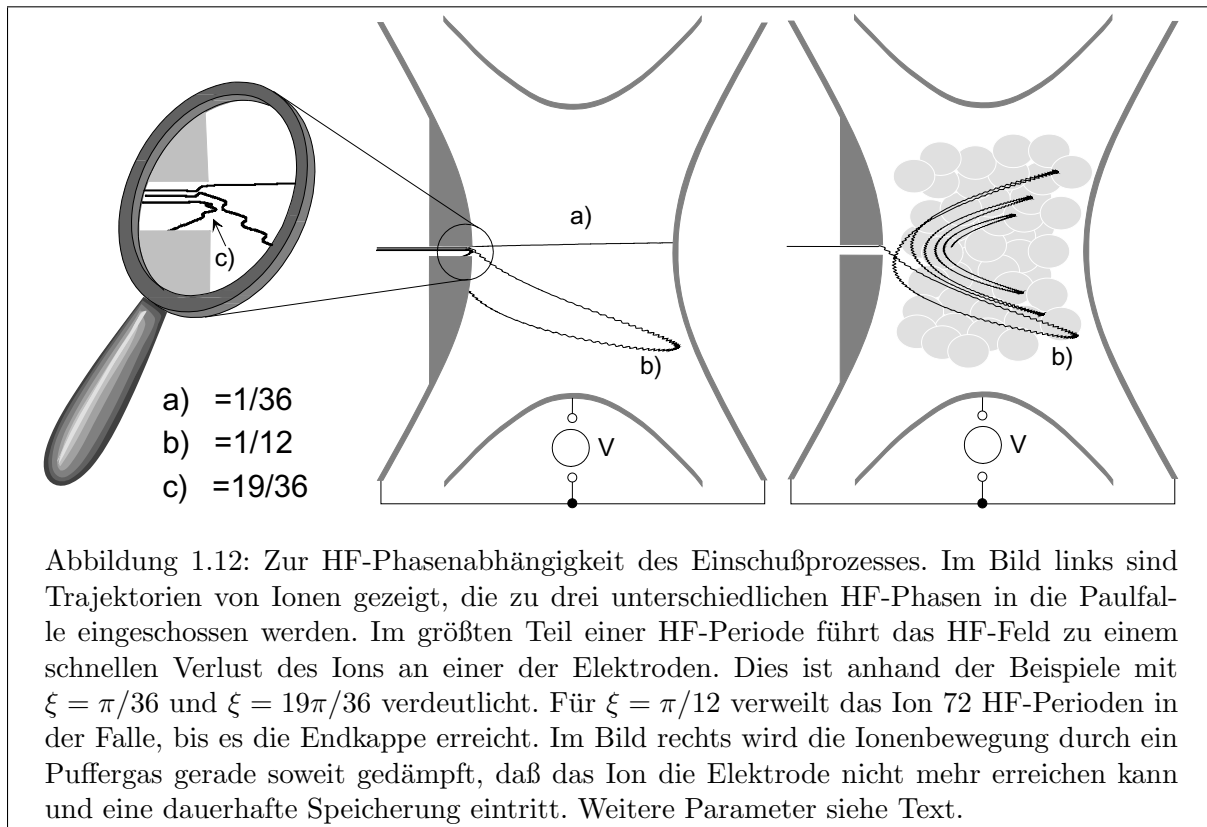
1.3 Einfang und Akkumulation

Extern erzeugte Ionen können mit einer der beiden im Folgenden beschriebenen Einfangmethoden in einer Paulfalle gespeichert werden: Beim dynamischen Einfang wird das speichernde HF-Feld erst dann eingeschaltet, wenn ein Großteil der in die Falle einlaufenden Ionen das Fallenzentrum erreicht hat. Dagegen bleibt beim kontinuierlichen Einfang das HF-Feld permanent angeschaltet.

Die dynamische Einfangmethode läßt sich wegen der begrenzten Abmessungen und Tiefe des effektiven Potentials einer Paulfalle nur für niederenergetische Ionenpulse kurzer zeitlicher Dauer anwenden. Nach dem Anschalten des Feldes werden die Ionen *dauerhaft* gespeichert, deren Phasenraumkoordinaten innerhalb des (6-dimensionalen) Phasenraumellipsoids liegen, das zu Teilchenbahnen mit Amplituden führt, die kleiner sind als die Fallendimensionen. Wie in Kap. 1.1.5 gezeigt wurde, ändert dieses Ellipsoid periodisch mit der Frequenz des HF-Felds seine Lage im Phasenraum. Die Einfangeffizienz, definiert als die Zahl der Ionen, die dauerhaft gespeichert werden, im Verhältnis zur Gesamtzahl der in die Falle einlaufenden Ionen, wird daher mit der Phase variieren, bei der das Speicherfeld angeschaltet wird. Bei richtig gewählter HF-Phase kann die Einfangeffizienz sehr hoch werden: Simulationen zum Einfang von Ionenpulsen mit realistischen Energieverteilungen und Pulslängen und idealisierten Einschußbedingungen lassen Einfangeffizienzen von 0.3 bis hin zu 1 erwarten [O82]. In einem Experiment, bei dem extern erzeugte laserdesorbierte Kohlenstoffcluster-Ionen in eine Paulfalle dynamisch eingefangen wurden, konnten Einfangeffizienzen von etwa 25% beobachtet werden [Craw93]. Wie aus der o.a. Phasenraumbetrachtung zu erwarten ist, zeigte sich auch im Experiment eine deutliche Variation der Einfangeffizienz mit der HF-Phase, bei der das HF-Feld aktiviert wurde. Für die Akkumulation von Ionen ist die dynamische Einfangmethode nur bedingt geeignet. Um einen weiteren Ionenpuls in die Falle einzulassen, ist das speichernde HF-Feld kurzzeitig, in Bruchteilen einer HF-Periode phasenrichtig ab- und wieder anzustellen. Dabei kann die bereits gespeicherte Ionenwolke expandieren, ein Teil der Ionen wird an den Fallenelektroden verloren gehen.

Für die Speicherung und Akkumulation von Ionen aus einem kontinuierlichen Strahl bietet sich eine andere, experimentell einfachere Einfangmethode an, bei der das speichernde HF-Feld permanent angeschaltet bleibt. Bei dieser, als kontinuierlichen Einfang bezeichneten Methode, kann im Gegensatz zum gepulsten Einfang ohne Kühlung der Ionen keine dauerhafte Speicherung erreicht werden. Die Zeit, die das Ion vom Eintritt in die Falle bis zum Auftreffen auf einer der Fallenelektroden verbringt, hängt von mehreren Faktoren ab. Unter den möglichen Einschußorten führt ein Einschuß durch den Spalt zwischen der Ringelektrode und einer der Endkappen zu den kürzesten Speicherzeiten. Die zwei weiteren naheliegenden Möglichkeiten, Einschuß durch ein Loch in einer der Endkappen entlang der z -Achse, oder durch ein Loch in der Ringelektrode, sind im Hinblick auf Speicherzeiten ungefähr gleichwertig, wie aus Ionenbahnsimulationen hervorgeht [Schu81]. Weiterhin entscheiden Einschußwinkel und -energie über die Verweildauer des Ions in der Falle. Wichtigster Parameter für die Speicherzeit ist die HF-Phase, bei der das Ion in die Falle einläuft. Je nach HF-Phase kann die Speicherzeit zwischen 0 und einigen tausend HF-Perioden betragen. In letzterem Fall genügt eine geringe Dämpfung der Ionenbewegung, damit das Ion nicht mehr die Elektroden erreichen kann und somit eine dauerhafte Speicherung eintritt.

In Abb. 1.12 links ist die genannte Abhängigkeit von der HF-Phase anhand einer Simulation verdeutlicht. Cs-Ionen werden mit einer Energie von 8 eV bei unterschiedlichen HF-Phasen parallel zur Fallennachse durch ein Loch in einer Endkappe in eine willkürlich dimensionierte Paulfalle eingeschossen ($r_0 = \sqrt{2}z_0 = 40$ mm, $\Omega/2\pi = 1$ MHz, $V = 3$ kV). Die Trajektorien der Ionen, die



bei den Phasen $\xi = 19\pi/36$ und $\xi = \pi/36$ starten, enden sehr bald an den Endkappen. Im ersten Fall läßt das elektrische Feld das Ion gar nicht in die Falle hinein, dagegen erfährt das Ion im zweiten Fall eine starke Beschleunigung. Das Ion, das bei $\xi = \pi/12$ startet, verweilt dagegen 72 HF-Perioden in der Falle, bis es die Endkappe erreicht. Bei der im Bild rechts gezeigten Ionenbahn wird die Oszillation des bei $\xi = \pi/12$ startenden Ions durch ein Puffergas gerade soweit geschwächt, daß das Ion nicht mehr bis zur Endkappe ausgelenkt wird und so dauerhaft gespeichert wird.

Die Größe der Phasenfenster einer HF-Periode, in denen die Dämpfung der Bewegung zu einer permanenten Speicherung führt, nimmt mit steigender Dämpfung zu. Die im Experiment erreichbare Einfangeffizienz richtet sich demnach wesentlich nach dem Puffergasdruck, der in der Paulfallenapparatur unter Vakuumgesichtspunkten und unter Vermeidung von Überschlügen angewandt werden kann. Auch die Eigenschaften des kontinuierlichen Ionenstrahls beeinflussen die Einfangeffizienz. Die Qualität des Strahls wird von der Energieunschärfe in Strahlrichtung und der Größe der beanspruchten Flächen im Phasenraum der Koordinaten senkrecht zur Bewegungsrichtung bestimmt. Dieser Flächeninhalt, ausgedrückt als Produkt der Winkeldivergenz und der Breite des Strahls, wird als Emittanz bezeichnet. Nur wenn die Paulfalle (zusammen mit der für den Einschuß notwendigen Ionenoptik) die Strahlemittanz und die Energieunschärfe aufnehmen kann, ist die Strahlqualität für die Einfangeffizienz kein begrenzender Faktor.

Die genannten Abhängigkeiten erlauben keine pauschale Angabe der beim kontinuierlichen Einschuß in eine hyperbolische Paulfalle erreichbaren Einfangeffizienz. Als Obergrenze erscheint jedoch aufgrund der begrenzten Größe der Phasenfenster ein Wert von einigen Prozent realistisch.

Als Möglichkeit die Effizienz zu erhöhen, bietet sich an, die Ionen zeitlich in ein HF-Phasenfenster zu fokussieren. In einem Experiment, in dem der Einschub von Ionenpulsen mit den HF-Phasenfenstern synchronisiert wurde, konnte eine Einfangeffizienz von bis zu 50% erreicht werden [Moor88].

1.4 Ausschub der akkumulierten Ionen

Zum Ausschub der in einer Paulfalle gespeicherten Ionen sind inzwischen einige Techniken entwickelt worden. Zum einen können die Mathieuparameter durch geeignete Wahl der Spannungen U und V so gewählt werden, daß die Bewegung von Ionen mit einem bestimmten Bereich von Ladungs- zu Massenverhältnissen in axialer Richtung instabil wird. Für diese Ionen nimmt die Amplitude der z -Bewegung exponentiell zu, bis die Teilchen die Paulfalle durch ein Loch in einer der Endkappen verlassen. Dieses massenselektive Ausschubverfahren wird bevorzugt angewandt bei Paulfallen, die in kommerziellen Massenspektrometern eingesetzt werden [Marc89]. Eine ähnliche Methode beruht darauf, die z -Bewegung gezielt durch ein axiales Dipol-Wechselfeld resonant anzuregen. Diese als „Tickle“ bekannte Anregung wird durch Anlegen einer zusätzlichen Wechselfeldspannung mit der Frequenz der axialen Makrobewegung an die Endkappen der Falle erreicht. Wegen der Abhängigkeit der Frequenz der Makrobewegung von der Masse der geladenen Teilchen ist auch dieses Ausschubverfahren massenselektiv. Daher wird diese Methode neben dem Nachweis der gespeicherten Ionen mit Hilfe eines Teilchendetektors [Fulf80] auch zur Entfernung einer unerwünschten Ionensorte aus einer Paulfalle verwendet [Vede95]. Für einen Einsatz der Paulfalle als Ionenbuncher sind die beiden bisher genannten Ausschubmethoden wenig geeignet. Zum einen geht stets die Hälfte der Ionen beim Ausschub verloren, da die Ionen gleichverteilt zu *beiden* Endkappen getrieben werden. Zum anderen ist die zeitliche Ausdehnung des erzeugten Ionenpulses (einige zehn bis hundert μs) für einen effizienten Einfang der Ionen in der Kühlerfalle des ISOLTRAP-Experiments zu groß.

Zur Erzeugung sehr kurzer Ionenpulse mit einer Zeitunschärfe von $1\mu\text{s}$ und weniger können die Ionen durch ein starkes axiales elektrisches Feld aus der Falle getrieben werden. Ein solches Feld läßt sich mit geeigneten Spannungspulsen erzeugen, die an eine der beiden Endkappen (oder beide) angelegt werden. Diese Methode stellt praktisch die Umkehrung des in Kap. 1.3 beschriebenen dynamischen Einfangs dar. Wie beim Einfangprozeß ist auch beim Ausschub zu unterscheiden, ob das Speicherfeld beim Auslaufen der Ionen aus der Falle angeschaltet bleibt oder nicht.

Bleibt das Speicherfeld angeschaltet, werden sowohl Energie- und Zeitunschärfe als auch die mittlere Energie des Ionenpulses wesentlich von der HF-Phase bestimmt, bei der der Ausschubpuls ausgegeben wird. Nur bei bestimmten HF-Phasen, die von der Ionenmasse abhängen, wird eine für einen effizienten Ionentransport geeignete Phasenraumverteilung erreicht. Diese Verteilung wird weiterhin von der Stärke und Dauer der zum Ausschub verwendeten Spannungspulse beeinflusst. Aufgrund dieser Abhängigkeiten werden bei einer Flugzeitanalyse der aus einer Paulfalle erzeugten Ionenpulse unter Variation der Ausschubparameter recht komplexe Flugzeitspektren beobachtet [Wald79]. Diese Flugzeitspektren gestatten im Vergleich mit Flugzeitverteilungen, die aus simulierten Phasenraumverteilungen hervorgehen, Rückschlüsse auf die Ionenverteilung in der Falle vor dem Ausschub zu ziehen [Lunn92a]. Auch für die im ISOLTRAP-Experiment eingesetzte Paulfalle wurde im Rahmen dieser Arbeit ein derartiger Vergleich angestellt, dieser ist in Kap. 4.2 beschrieben. Auf die hierzu erforderliche Simulation der Phasenraumverteilungen

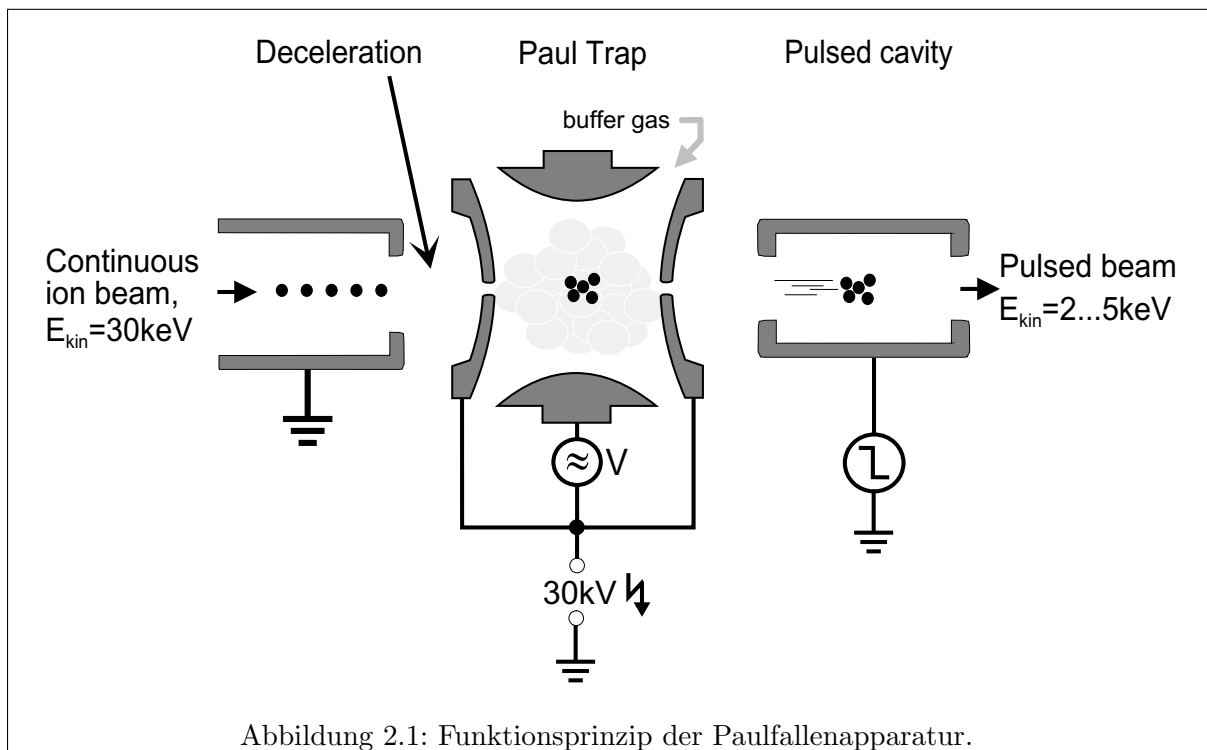
wird in Kap. 3.2 näher eingegangen.

Wenn das Speicherfeld für die Dauer des Ausschusses deaktiviert werden könnte, sollte die mittlere Energie der Ionen im Puls unabhängig von Masse der Ionen und der HF-Phase sein, bei der der Ausschuss eingeleitet wird. Im Hinblick auf eine Reduzierung der beim Strahltransport zu beachtenden Parameter der Ionenoptik wäre diese Ausschussmethode zu bevorzugen, wenn es gelänge, die hochfrequente Speicherspannung in hinreichend kurzer Zeit abzustellen. Siehe hierzu auch Kapitel 3.2.2.

2 Aufbau der Paulfallenapparatur

Das Funktionsprinzip der Paulfallenapparatur des ISOLTRAP Massenspektrometers zur Umformung eines kontinuierlichen Ionenstrahls in kurze niederenergetische Ionenpulse ist in Abb. 2.1 dargestellt. Um die vom Massenseparator ISOLDE im kontinuierlichen Strahl mit einer Energie von 30 bis 60 keV gelieferten Ionen in die Paulfalle einfangen zu können, werden die Ionen zunächst auf eine Energie von einigen eV abgebremst. Dies erfolgt im elektrischen Feld zwischen einer geerdeten Strahlröhre und der ISOLDE zugewandten Endkappe der Paulfalle. Die Paulfalle wird hierzu auf einem Potential betrieben, das der Strahlenergie von ISOLDE entspricht. In der Paulfalle werden die einlaufenden Ionen durch Energieverlust aufgrund von Stößen mit Puffergasatomen eingefangen und gekühlt, wie in Kap. 1.3 diskutiert wurde. Anschließend wird die gesammelte Ionenwolke durch geeignete Spannungspulse an den Endkappen der Paulfalle mit einer Energie- und Zeitverteilung ausgeschossen, die von der Phase der HF-Wechselspannung abhängt, bei der der Ausschubspuls ausgegeben wird. Durch geeignete Wahl dieser Phase kann die Phasenraumverteilung des ejizierten Pulses entsprechend den Anforderungen von ISOLTRAP gewählt werden. Um diesen Puls in die Kühlerfalle einfangen zu können, die sich auf nahezu Erdpotential befindet, durchläuft der Ionenpuls ein Strahlrohr, dessen Potential während des Durchflugs des Ionenpulses um die Spannung der Paulfallenapparatur erniedrigt wird.

Vor einigen Jahren wurde bereits ein Prototyp einer Paulfalle als Ionenakkumulator erfolgreich am ISOLDE-3 Massenseparator getestet [Moor92]. Aufgrund der Erfahrung mit diesem System wurde von R.B. Moore und seinen Mitarbeitern in Montreal ein komplett neuer Paulfallen-Ionenakkumulator für das ISOLTRAP-Experiment konzipiert. Der Aufbau der Paulfalle zusammen mit einer Testionenquelle und erste Testmessungen daran erfolgten im Rahmen der



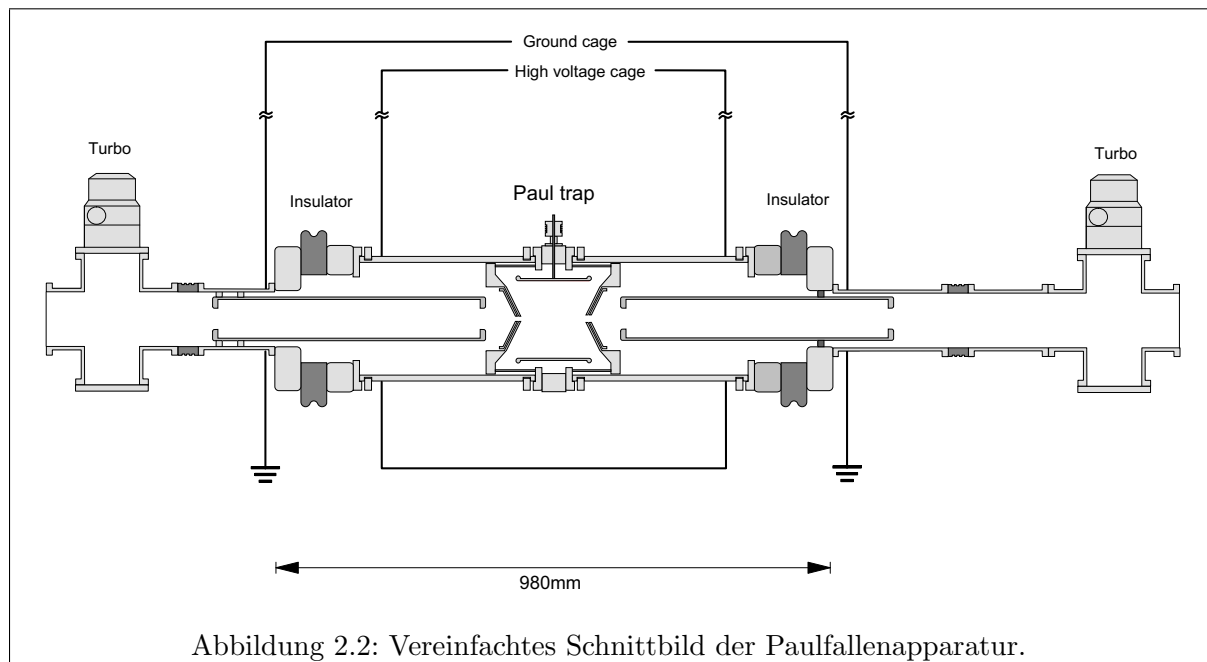
Doktorarbeit von M. Ghalambor [Ghal96a]. Nach Abschluß dieser Testmessungen erfolgte der Umzug der Paulfalle zum CERN im Frühjahr 1996, worauf die Paulfallenapparatur im Dezember 1996 erstmalig in einer Strahlzeit eingesetzt werden konnte.

Da seit der Anfertigung der genannten Dissertation einige Modifikationen und Erweiterungen an der Paulfallenapparatur vorgenommen wurden, werden die Paulfalle sowie die Ionenquelle in den folgenden Kapiteln im Detail beschrieben. Auf die Steuerung der Paulfallenapparatur, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit in die Steuerung des ISOLTRAP-Experiments integriert wurde, wird in Kapitel 2.4 eingegangen.

2.1 Die Paulfalle

Die Neukonstruktion der Paulfalle für das ISOLTRAP-Experiment sollte folgenden Anforderungen genügen:

- Die Falle sollte größtmögliches Phasenraumvolumen bieten. Mit der im Jahr 1990 an ISOLDE-3 zum Einsatz gekommenen Paulfalle als Ionenakkumulator wurde eine Einfangeffizienz von $4 \cdot 10^{-4}$ mit Xe-Ionen erreicht [Moor92]. Die damals verwendete hyperbolische Falle hatte einen Ringradius von $r_0 = \sqrt{2}z_0 = 20.3$ mm. Mit einer größeren Falle und der damit einhergehenden Steigerung des verfügbaren Phasenraumvolumens sollte eine Erhöhung der Einfangeffizienz erreichbar sein. Im Hinblick auf die bei gleicher Speichertiefe mit der Fallendimension steigende HF-Amplitude (vgl. Gln. (1.29)) erschienen Paulfallen mit Ringdurchmessern von etwa 10 cm realisierbar.
- Der Aufbau der Fallenelektroden sowie deren Versorgung sollten hohe HF-Amplituden zulassen. Die Einfangeffizienz der 1990 verwendeten Paulfallenapparatur stieg etwa mit der dritten Potenz der HF-Amplitude an, um bei der höchstmöglichen HF-Amplitude von 1150 V den genannten Maximalwert von $4 \cdot 10^{-4}$ zu erreichen. Dieses Verhalten ließ eine weitere Steigerung der Einfangeffizienz erwarten, wenn eine höhere HF-Amplitude eingesetzt werden könnte. Um auch bei der gewünschten Vergrößerung der Falle noch Potentialtiefen von einigen eV zu erreichen, sollte die HF-Amplitude etwa 10 kV betragen können.
- Es ist ein Retardierungssystem vorzusehen, das den Ionenstrahl möglichst verlustfrei in das Falleninnere führt. Aufgrund der endlichen Emittanz des ISOLDE-Ionenstrahls (etwa 35π mm mrad [StSi98]) geht mit einer Reduzierung der Energie der Ionen um einen Faktor von etwa 500 eine starke Aufblähung des Strahls einher. Diese Strahlverbreiterung ist beim Design der Ionenoptik zu beachten.
- Die im Bereich der Paulfalle auftretenden hohen Spannungen zusammen mit dem Einsatz eines Puffergases erfordern einen sorgfältigen Entwurf der Ionenoptik unter Vermeidung übermäßiger Feldstärken. Neben der Offsetspannung der Paulfalle, die der Strahlenergie von ISOLDE entspricht (bis zu 60 kV), sind die hohe HF-Amplitude sowie die zum Ausschub nötigen Spannungspulse im Bereich einiger kV an den Endkappen zu beachten, um Überschläge zu vermeiden.
- Im Hinblick auf den Fertigungsaufwand sollte eine möglichst einfache Elektrodenstruktur angestrebt werden.



Das unter diesen Gesichtspunkten gewählte Design der Paulfallenapparatur ist anhand des vereinfachten Schnittbilds in Abb. 2.2 gezeigt. Die Paulfalle ist in einen Haltering eingesetzt, welcher zusammen mit den zwei angrenzenden Rohrstücken den hochspannungsführenden Teil der Vakuumapparatur bildet. Die Trennung dieses Abschnitts von den zwei benachbarten geerdeten Strahlrohren erfolgt mit zwei Plexiglisolatoren (4 cm Breite, 30.9 cm Außendurchmesser, ca. 10 cm Kriechstrecke). Für die Vakuumkomponenten der Paulfallenapparatur kommen speziell gefertigte Aluminiumwerkstücke zum Einsatz. Die Abdichtung erfolgt mit Vitondichtringen. Zwei ebenfalls speziell angefertigte Durchführungen an der Oberseite des 4.2 cm breiten Halterings dienen neben dem elektrischen Anschluß auch der mechanischen Fixierung der Ringelektrode. Zur Versorgung der übrigen Elektroden sind als Durchführungen Zündkerzen aus dem Motorsportbedarf verwendet.¹ Auch das Regelventil für den Puffergaseinlaß ist an diesem Haltering angebracht. Zur Evakuierung der Vakuumapparatur sind zwei Turbomolekularpumpen mit einem Saugvermögen von jeweils 450 l/s eingesetzt.

Zur Verdeutlichung der Elektrodenstruktur der Paulfalle ist eine Fotografie und eine Ausschnittzeichnung in Abb. 2.3 wiedergegeben. Ein zylindrisches Rohrstück mit abgerundeten Kanten bildet die Ringelektrode. Die Form der Endkappen wurde mit zwei konischen Abschnitten grob einem Rotationshyperboloid angenähert. Mit einem Ringdurchmesser von 12.8 cm und einem Abstand der Endkappen von 10.6 cm ist diese Elektrodenanordnung m.E. die bisher größte Paulfalle. Die deutlich von der idealerweise hyperbolischen Form abweichende Geometrie wurde neben Kostengründen aus folgender Überlegung heraus gewählt. Besonders im Bereich der Öffnungen in den Endkappen treten neben dem Quadrupolanteil am elektrischen Feld auch höhere Multipolanteile auf, die eine Kopplung der axialen Bewegung an die radiale bewirken. Die damit mögliche Nutzung des radial verfügbaren Phasenraums der Paulfalle sollte einen effizienten Einfang erleichtern [Moor92a]. Wie im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Simulationen zeigen, ist die Wahl der Fallengeometrie im Hinblick auf eine hohe Einfangeffizienz nicht optimal. Ein

¹Bei der Wahl der Zündkerzen für die Verwendung als Durchführung ist darauf zu achten, daß die Zündkerze eine durchgehende, gut leitende Verbindung aufweist. Die Erfahrung zeigte, daß bei manchen Zündkerzentypen die Verbindung hochohmig ausgeführt ist.

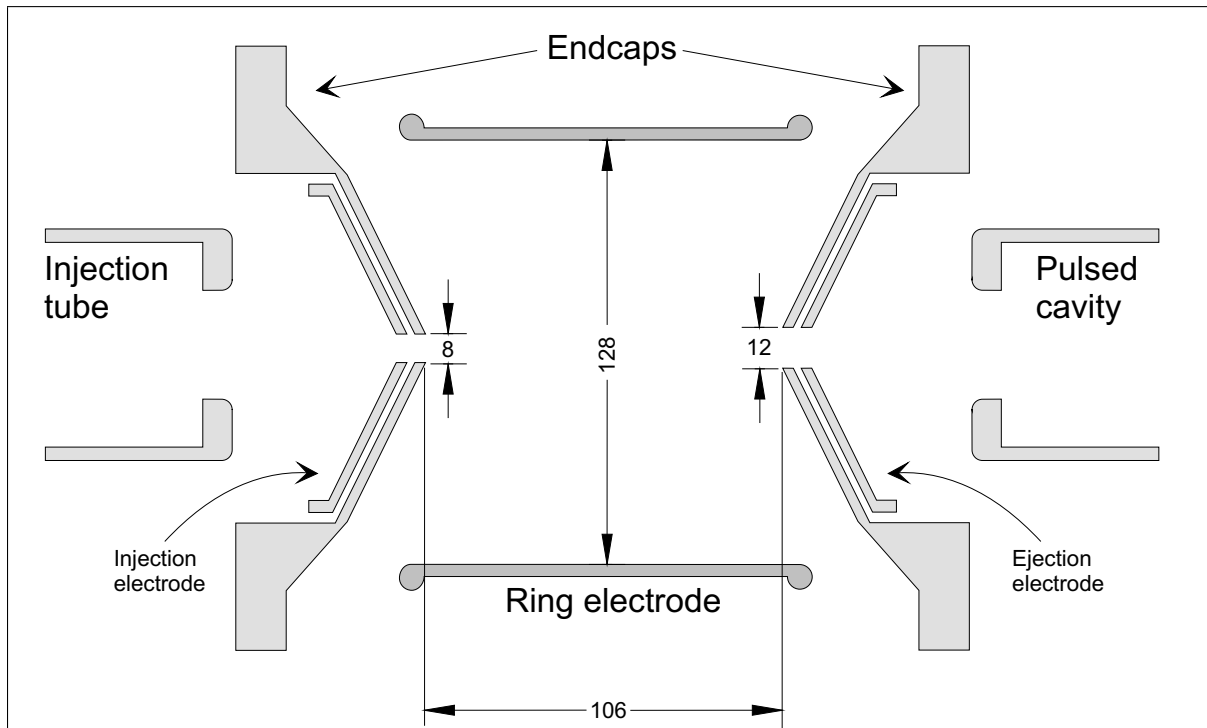


Abbildung 2.3: Die Paulfalle für ISOLTRAP. Schnittbild und Fotografie.

Vergleich berechneter Einfangeffizienzen bei verschiedenen Fallengeometrien findet sich in Kap. 3.3

Die Ionenoptik zum Einschub besteht aus einer geerdeten Driftröhre, der einschubseitigen Endkappe der Paulfalle und einer in die Endkappe eingesetzten Einschubelektrode. Die Einschubelektrode ist erforderlich, um den Ionenstrahl auch unter dem Einfluß des HF-Felds an der Eintrittsöffnung der Endkappe ins Fallennere zu fokussieren. Die Ionenoptik für den Ausschub der Ionen entspricht bis auf zwei Modifikationen der Einschuboptik. Zum einen ist die Ausschubelektrode leitend mit der Ausschubendkappe verbunden, da sich keine Notwendigkeit für eine von der Endkappe separate Versorgung gezeigt hatte. Zum anderen ist die auf die Ausschubelektrode folgende Driftröhre isoliert montiert und kann über eine im Selbstbau gefertigte, mittels Transformatoröl hochspannungsfest gemachte Durchführung angesteuert werden. Die Länge der Driftröhre ist mit 50 cm großzügig gewählt um sicherzustellen, daß ein von der Paulfalle gelieferter Ionenpuls nur einen kleinen Bruchteil des Rohrs füllt. Wird die Spannung der Driftröhre auf Erdpotential gebracht, während der Ionenpuls das Zentrum der Röhre passiert, können Felddurchgriffe praktisch keine Beschleunigung des Ionenpulses bewirken.

Sämtliche Elektroden der Paulfallenapparatur waren zunächst aus Aluminium gefertigt worden. Während einer Teststrahlzeit im Sommer 1996 wurde bemerkt, daß bis auf die einer Umladung mit Restgasmolekülen gegenüber weitgehend unempfindlichen Alkalien keine von ISOLDE gelieferten Ionen in der Paulfalle gespeichert werden konnten. (Alle Testmessungen vorher waren mit Cs-Ionen erfolgt.) Ursache dieses Mißstands war ein hoher Restgasanteil von Wasser, wie eine daraufhin durchgeführte Restgasanalyse erbrachte. Es lag nahe zu vermuten, daß der hohe Wasseranteil seine Ursache in dem im Aluminium eingeschlossenen Wasser hatte, das wegen der Oxidschicht der Aluminiumoberflächen nur langsam heraus diffundierte. Mit Rücksicht auf die verwendeten Plexiglas- und Plastikisolatoren konnte die Apparatur nicht bei hohen Temperaturen effektiv ausgeheizt werden. Als Radikalmaßnahme wurden darauf mit Ausnahme der Einschub- und Ausschubelektroden alle anderen Elektroden aus Edelstahl neu angefertigt sowie die im Vakuum eingesetzten Plastikisolatoren durch keramische ersetzt. Nach vorsichtigem Ausheizen war danach der Restgasdruck niedrig genug, daß keine Umladungen mehr beobachtet wurden.

Bei erwähntem Umbau wurden außerdem die Ein- und Ausschuböffnungen in den Endkappen sowie den darin integrierten Elektroden vergrößert und mit Innengewinden versehen. Dazu passend wurde ein Satz konischer, einschraubbarer Ringe mit Innendurchmessern von 8,10 und 12 mm gefertigt. Es war geplant, mit diesem Satz von Ringen experimentell die günstigste Kombination von Öffnungsdurchmessern der Fallenelektroden im Hinblick auf folgende einander widersprechende Anforderungen zu ermitteln. Zum einen sind möglichst geringe Durchmesser erwünscht, um den Puffergasdruck in der Falle hoch und außerhalb der Falle niedrig zu halten. Andererseits erlauben große Durchmesser sowohl den Einlaß des ISOLDE-Ionenstrahls als auch den Ausschub der akkumulierten Ionen, ohne Verluste an den Elektroden in Kauf zu nehmen. Wegen der unterschiedlichen Strahldurchmesser wurden auf der Einschubseite die Ringe mit 8 mm und auf der Ausschubseite diejenigen mit 12 mm Durchmesser verwendet; aus Zeitmangel wurde keine weitere Kombination getestet. Simulationsrechnungen zum Ein- und Ausschub der Ionen zeigen, daß die gewählte Kombination für einen effizienten Transfer eine gute Wahl darstellt (vgl. Kap. 3.2).

In Tabelle 2.1 sind Betriebsparameter der Paulfalle aufgelistet, wie sie typischerweise in den Strahlzeiten verwendet wurden. Als Strahlpotential wurde ein gegenüber dem an ISOLDE üblichen Wert von 60 keV um die Hälfte reduzierter Wert gewählt, da die Vakuumdurchführung

zum Anschluß des gepulsten Driftrohrs noch nicht die entsprechende Spannungsfestigkeit erreicht hat. Zur Messung des Puffergasdrucks in der Paulfalle wurde vorübergehend eine Meßröhre zusätzlich am Haltering der Paulfalle angeflanscht.

Tabelle 2.1: Betriebsparameter der Paulfalle.

Abmessungen:

Abstand der Endkappen	10.6 cm
Innendurchmesser der Ringelektrode	12.8 cm
Durchmesser Einsschußloch	8 mm
Durchmesser Ausschußloch	12 mm

HF-Spannung:

an Ringelektrode 2.3 kV, 980 kHz

Gleichspannungen: [kV]

Element	beim Einfang	beim Ausschuß
Einschußröhre	0	0
Einschußelektrode	27.9	27.9
Einschußendkappe	30	33
Ringelektrode	30	30
Ausschußendkappe	30	27
Ausschußelektrode	30	27
Gepulstes Driftrohr	27	27 → 0

Puffergasdruck:

Im Fallinneren ca. 10^{-4} mbar

2.2 Die Ionenquelle

Um auch außerhalb der Strahlzeiten von ISOLDE Testmessungen mit der Paulfalle durchführen zu können, wurde zusammen mit der Paulfalle eine 60 keV Oberflächenionisationsquelle entwickelt [Ghal96]. In Abb. 2.4 ist ein vereinfachtes Schnittbild dieser Ionenquelle wiedergegeben. Das Kernstück der Quelle ist ein konisch geformtes Heizröhrchen aus Spezialstahl², das mit Cäsium-Zeolith gefüllt ist. Das Röhrchen wird direkt durch einen starken elektrischen Strom geheizt, wobei sich wegen der konischen Form ein Temperaturgefälle von der dünnsten Stelle an der Vorderseite zum dickeren rückwärtigen Ende bildet. Die niedrigere Temperatur im dickeren Teil des Röhrchens reicht aus, um das Cäsium aus dem Zeolith herauszuheizen. Im heißen vorderen Teil sind Wolframdrähte in das Röhrchen gestopft, an denen das Cäsium ionisiert wird.

Im Feld zwischen dem Röhrchen, an dem die Beschleunigungsspannung anliegt, und einer auf Erdpotential gehaltenen Elektrode werden die Ionen beschleunigt; mit einer Extraktionselektrode kann das Strahlprofil beeinflusst werden. Bei Heizströmen von 40-45 A können von der

²Die verwendete Stahlsorte Inconel 601 (61% Ni, 22.5% Cr, 14% Fe) zeichnet sich neben einem hohen spezifischen Widerstand von 1.19 mOhm mm durch hohe Oxidationsfestigkeit bei Temperaturen bis zu 1250 °C aus.

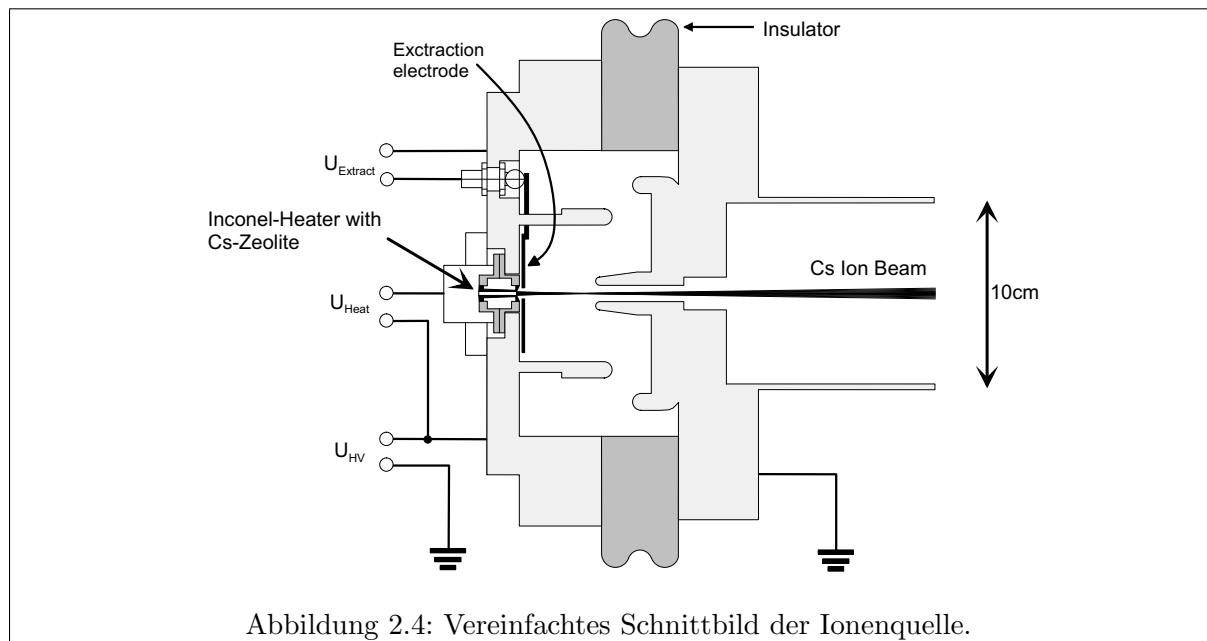


Abbildung 2.4: Vereinfachtes Schnittbild der Ionenquelle.

Quelle Ionenströme von 1-100 pA geliefert werden; für kurze Zeit können bei hohem Heizstrom (55 A) sogar bis zu 50 nA erreicht werden. Eine Zeolithfüllung des Röhrchens reicht bei einem durchschnittlichen Ionenstrom von 100 pA für mehrere Wochen Betrieb.

Die Emittanz der Testionenquelle wurde zu 1.3π mm mrad bestimmt und liegt damit fast einen Faktor 30 unter dem typischen Wert der ISOLDE-Ionenquellen. Diese Unterschiede in der Strahlqualität schlagen sich deutlich in der erreichbaren Einfangeffizienz der Paulfalle nieder, vgl. hierzu Kap. 3.1.4.

Die Testionenquelle ist im Offline-Betrieb anstelle eines kurzen Elements des vom Massenseparator ISOLDE kommenden Strahlrohrs in einem Abstand von 2.95 m vor der Paulfalle eingebaut. Daher muß bei einem Wechsel zum Strahlbetrieb mit ISOLDE unter Brechung des Vakuums die Testionenquelle gegen das erwähnte Stück Strahlrohr getauscht werden und steht dann nicht zur Verfügung. Im Hinblick auf eine Verwendung als Referenzionenquelle bei Massenmessungen und die Vermeidung des zeitraubenden Umbaus wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue Ionenoptik entworfen. Diese sollte alternativ die seitliche Einführung des Strahls der Testionenquelle oder das Passieren des ISOLDE-Strahls ermöglichen, ohne dabei eine mechanische Positionierung eines Strahlführungselements erforderlich zu machen. Im Rahmen der Dissertation von F. Herfurth [Herf] wird das Konzept dieser Ionenoptik derzeit weiterentwickelt. Es ist geplant, ab den für Herbst 1998 geplanten Strahlzeiten eine derartige Ionenoptik einsatzbereit zu haben.

2.3 Ionenoptik

In diesem Abschnitt wird ein Überblick über die ionenoptischen Elemente gegeben, die zum Strahltransport bis zur Paulfalle und zum Transport des Ionenpulses zur Kühlerfalle von ISOLTRAP eingesetzt werden.

Im Offline-Betrieb der Paulfalle mit der Testionenquelle genügt zur Fokussierung des Ionenstrahls auf die Eintrittsöffnung der Paulfalle eine Einzellinse. Diese Linse ist 86 cm vor der Einschubröhre in das Strahlrohr eingesetzt, ihre optimale Betriebsspannung beträgt 10.7 kV für einen 30 keV-Ionenstrahl. Das letzte Quadrupol-Paar der ISOLDE-Strahlführung vor der Paulfalle, das sich direkt an die Testionenquelle anschließt, wird im Offline-Betrieb lediglich als Ablenker betrieben.

Im Strahlzeitbetrieb mit dem ISOLDE-Separator wird das Strahlführungssystem von ISOLDE für einen möglichst verlustfreien Transport und effizienten Einschub der Ionen in die Paulfalle genutzt. Die ionenoptischen Eigenschaften dieses Strahltransportsystems wurden im Rahmen dieser Arbeit neu berechnet. Ziel war dabei, die Emittanz des ISOLDE-Strahls am Ort der Retardierung vor der Paulfalle zu berechnen, um in einem Vergleich mit der Akzeptanz der Paulfalle die theoretisch mögliche Einfangeffizienz zu bestimmen. Diese rechnerische Untersuchung des Strahltransportsystems wird in Anhang D dargestellt. Dort sind auch die im Strahlzeitbetrieb verwendeten Spannungen in einem Vergleich mit berechneten Werten wiedergegeben.

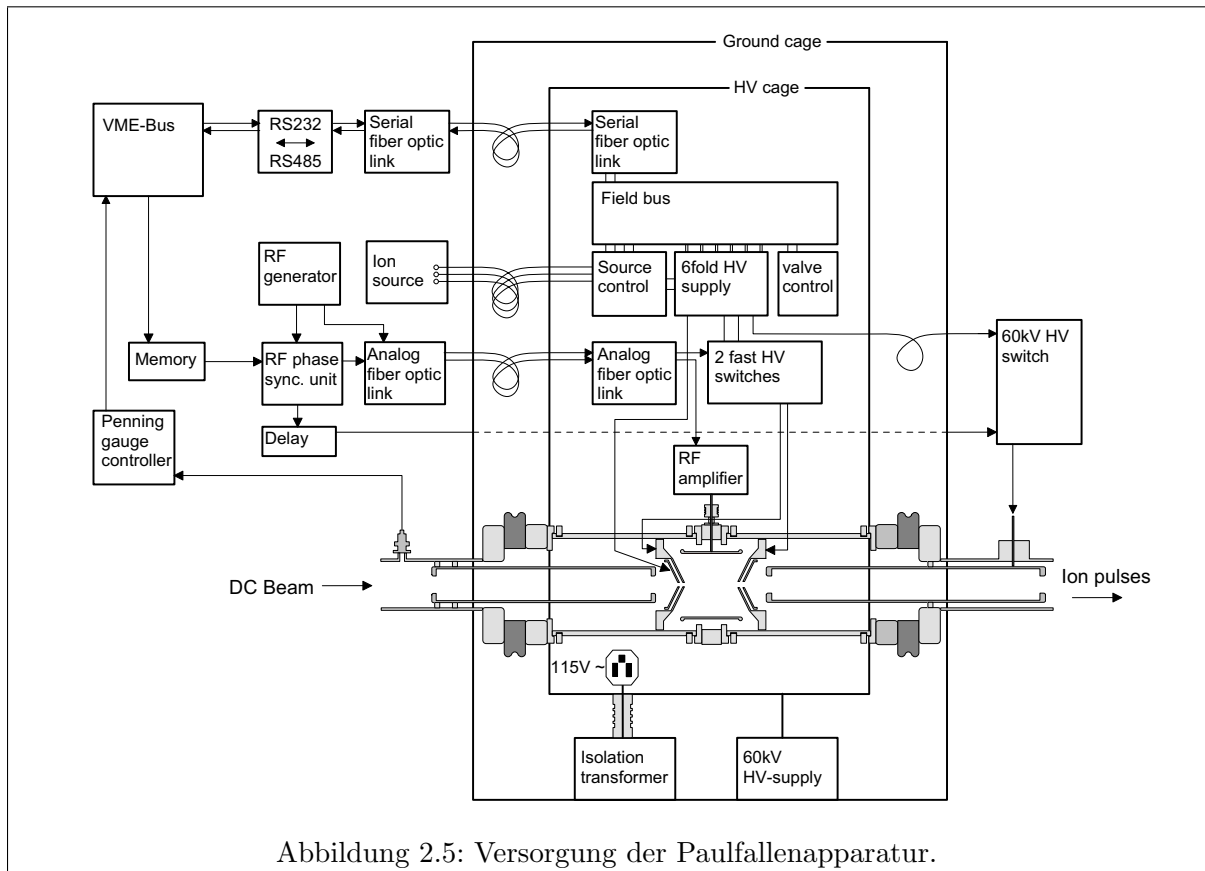
Die wesentlichen Bestandteile des von der Paulfalle zur Kühlerfalle führenden Strahltransportsystems sind ein elektrostatisches Linsensystem, ein ebenfalls elektrostatischer 90°-Ablenker und eine zweite spannungsgepulste Driftröhre. Letztere ist erforderlich, um die Ionen beim Einschub in die praktisch auf Erdpotential arbeitende Kühlerfalle bis auf wenige eV Energie abbremsen zu können. Eine detaillierte Beschreibung der eingesetzten ionenoptischen Elemente von der Paulfalle bis zur Kühlerfalle mit Angabe der Betriebsparameter findet sich in Anhang E.

Zur Untersuchung des zeitlichen Verhaltens der aus der Paulfalle ausgeschossenen Ionenpulse können im Abstand von 0.93 m und 2.76 m vom Fallenzentrum zwei Mikrokanalplattendetektoren (MCPs) in den Strahlengang gefahren werden. Der Einsatz eines *Paars* von MCP-Detektoren nach der Paulfalle ist erforderlich, um aus der Flugzeitdifferenz die mittlere Energie der Ionenpulse zu berechnen. Diese Information erleichtert deutlich die Auffindung der Betriebsparameter für die nachfolgende Ionenoptik, insbesondere für den energieselektiven 90°-Ablenker.

2.4 Ansteuerung

Der Betrieb der Paulfallenapparatur zusammen mit der Testionenquelle stellt folgende Anforderungen an die Experimentsteuerung:

- Für die Ionenoptik der Ionenquelle und der Paulfalle sind mehrere Gleichspannungen in einer Höhe erforderlich, die dem Strahlpotential von ISOLDE entspricht. Diese Spannungen sollten auf wenige Volt genau einstellbar sein.
- Zur Erzeugung des Speicherpotentials der Paulfalle wird eine hochfrequente, um das Strahlpotential oszillierende Speicherspannung mit einer Amplitude von einigen kV benötigt.



- Zum Ausschuß müssen mit der HF-Phase synchronisierte Ausschußpulse von mehreren kV Signalhöhe bereitgestellt werden.
- Die Spannung des Driftrohrs zur Potentialanpassung muß in einer Zeit von Strahlpotential auf Erdpotential gebracht werden können, die gering gegenüber der Flugzeit des Ionenpulses durch das Driftrohr ist.
- Sowohl der Heizstrom der Testionenquelle als auch der Puffergasdruck sollte von einer Regelung konstant gehalten werden.
- Zum Schutz vor Überschlügen ist eine Sicherheitsschaltung vorzusehen, die die Hochspannungen abstellt, wenn der Druck in der Vakuumapparatur unzulässig hoch wird.

Abb. 2.5 zeigt schematisch, wie die Elemente der Paulfallenapparatur angesteuert werden. Sämtliche Spannungen für den Betrieb der Paulfalle und der Ionenquelle weichen maximal wenige tausend Volt von der Spannung der verwendeten Ionenquelle ab. Daher wird mit einem stabilisierten Hochspannungsnetzteil³ zunächst ein Hochspannungskäfig auf die dem Strahlpotential entsprechende Spannung gelegt (typisch 30 kV). Von der Spannung des Käfigs ausgehend werden dann mit weiteren Netzteilen alle notwendigen Betriebsspannungen abgeleitet. Ein Trenntransformator⁴ übernimmt die Stromversorgung der Geräte im Käfig.

³Spellman

⁴DEL Electronics

Während des Einfangs der Ionen wird die Spannung des Käfigs direkt an die Endkappen der Paulfalle gelegt. Zum Ausschluß der Ionen aus der Paulfalle werden mit Hilfe zweier Netzteile und Transistorschalter⁵ Spannungspulse mit Signalhöhen von ± 3 kV und einer Zeitdauer von $10 \mu\text{s}$ erzeugt und an die Endkappen ausgegeben. Die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Ansteuerung des gepulsten Driftrohres zur Potentialanpassung ist in Anhang C im Detail wiedergegeben. Die Synchronisation des Ausschlußpulses mit einer gewählten HF-Phase erfolgt mit einem für diese Anforderung entwickelten Gerät, der „KickBox“⁶. Die Übertragung der Ausschlußsignale von der erdseitig betriebenen KickBox an die in den Hochspannungskäfig eingebauten Transistorschalter erfolgt mit Hilfe einer analogen Lichtleiterverbindung⁷. In gleicher Weise wird das einer Frequenzdekade⁸ entnommene HF-Signal an die Verstärkerschaltung im HV-Käfig weitergeleitet. Diese Verstärkerschaltung, mit der resonant Speicherspannungen bis zu 12 kV Amplitude erzeugt werden können, ist in Anhang C näher beschrieben.

Zur Ansteuerung der Spannungsversorgungen und Regelschaltungen im Hochspannungskäfig wird ein Feldbus⁹ eingesetzt. Mit Hilfe dieses Bussystems können analog Kleinspannungen und digitale Signale ausgegeben und eingelesen werden. Die Ansprache des Bussystems erfolgt über eine serielle Lichtleiterverbindung nach der Schnittstellennorm RS-485.

Während der Testphase der Apparatur in Montreal wurde die Paulfallenapparatur von einem Macintosh Rechner gesteuert, über dessen Schnittstelle der Feldbus direkt programmiert werden konnte. Um bei der Integration der Paulfallenapparatur in das ISOLTRAP-Experiment die bestehende Steuerung nicht mit einem weiteren Rechnersystem zu belasten, wurde die Ansteuerung der Paulfallenapparatur im Rahmen dieser Arbeit zu den Aufgaben des VME-Bussystems der ISOLTRAP-Steuerung hinzugefügt. Das aus einer Kombination von PC und VME-Bus-Rechner beruhende Experimentsteuerungs- und Datenaufnahmesystem von ISOLTRAP ist Gegenstand zweier Diplomarbeiten [Emme93, Rohd93], neuere Entwicklungen daran sind in der Dissertation von D. Beck dokumentiert [Beck97]. Da der VME-Bus-Rechner über die von der RS-485 geringfügig abweichende RS-232 Schnittstelle verfügt, erfolgt die Ansprache des Feldbusses über einen im Selbstbau gefertigten Schnittstellenwandler. Das Startsignal für den Ausschluß der Ionen wird wie die meisten der zeitkritischen Signale an ISOLTRAP einem Memorymodul¹⁰ entnommen.

Bei der Programmierung der Steuerung der Paulfallenapparatur auf den VME-Bus-Rechner wurden unter Ausnutzung der Echtzeitfähigkeit dieses Rechensystems Regelungen zur Konstanthaltung des Heizstroms der Ionenquelle und des Puffergasdrucks eingebaut. Der Heizstrom der Ionenquelle wird mit einem motorgesteuerten Stelltransformator, einem Trenntransformator und einem Hochstromtransformator auf den gewünschten Wert gebracht. Die Einstellung des Puffergasdrucks erfolgt über ein Einlaßventil im HV-Käfig an der Paulfalle, das von einer im Selbstbau gefertigten Steuereinheit versorgt wird. Als Regelgröße wird die Ausgabe einer Penning-Vakuummeßröhre genommen, die den anfallenden Druck im Bereich der Einschubröhre mißt. Mit dieser Meßröhre ist auch eine Sicherheitsschaltung verbunden, die die Versorgung der Paulfallenapparatur unterbricht, falls der Druck für einen sicheren Betrieb zu hoch wird.

⁵HTS 81, Behlke

⁶Elektronik-Labor, McGill Universität Montreal

⁷„CheapLink“, Elektronik-Labor, McGill Universität Montreal

⁸HP3325, Hewlett-Packard

⁹Optomux 7, Transduction Canada

¹⁰Elektronik-Labor Mainz

3 Rechnerische Untersuchungen von Eigenschaften der Paulfalle von ISOLTRAP

In diesem Kapitel wird zunächst die Frage behandelt, welche Einfangeffizienz mit der für ISOLTRAP entwickelten Paulfalle unter realistischen Betriebsbedingungen theoretisch erreichbar ist. Während der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen stellte sich heraus, daß die Effizienz der verwendeten Paulfalle zur Pulsformung nicht den Erwartungen gerecht wurde (vgl. Kap. 4.5). Aufgrund dieser Erfahrung kam der Untersuchung der Verlustmechanismen beim Einfang von Ionen in die verwendete Paulfalle wachsende Bedeutung zu. Den zweiten Schwerpunkt dieses Kapitels bildet die Simulation der Pulseigenschaften der aus der Paulfalle ausgeschossenen Ionen. Diese Rechnung bildet die Grundlage für die in Kap. 4.2 beschriebene Auswertung der beobachteten Flugzeitspektren. Abschließend werden in Abschnitt 3.3 einige Rechnungen zum Einfluß der Fallengeometrie auf die Einfangeffizienz vorgestellt und Möglichkeiten zur Steigerung der Einfangeffizienz aufgezeigt.

3.1 Berechnung der Einfangeffizienz

Wie bereits in Kapitel 1.3 ausgeführt wurde, hängt die Einfangeffizienz sowohl von der Strahlqualität als auch von den Eigenschaften der Paulfalle ab. Wie gut die Paulfalle bei einer bestimmten Wahl von Betriebsparametern geeignet ist Ionen einzufangen, wird quantitativ durch die Akzeptanz der Falle α ausgedrückt. Diese Größe mißt den Anteil der Ionen in einer HF-Periode, die einer dauerhaften Speicherung in der Falle entgegengehen, bezogen auf die Zahl aller Ionen, die die Punkte (x, y, z) einer senkrecht zur Strahlachse gewählten Ebene $z = z_0$ in Richtung der Paulfalle mit Geschwindigkeitskomponenten v_x, v_y verlassen. Wegen der Zylindersymmetrie der Paulfalle kann die Abhängigkeit der Akzeptanz von den Phasenraumkoordinaten x, y, v_x, v_y auch in den Radialkoordinaten r und deren Zeitableitung dr/dt ausgedrückt werden; es tritt keine Winkelabhängigkeit auf. Die Strahlqualität spiegelt sich in der Dichteverteilung des Ionenstrahls im Phasenraum der transversalen Koordinaten x, y wieder. Da im Strahltransportsystem von ISOLDE Dipol- und Quadrupolablenker eingesetzt werden (vgl. Anhang D), ist der vom Massenseparator gelieferte Ionenstrahl nicht symmetrisch um die Strahlachse. Zum Vergleich mit der Akzeptanz der Paulfalle wird die Verteilung des Ionenstrahls ebenfalls in der Ebene $z = z_0$ ermittelt und in Abhängigkeit von den Radialkoordinaten $r, dr/dt$ umgeschrieben. In dieser Notation wird die Dichteverteilung im Folgenden als Emittanz η bezeichnet.

Die Einfangeffizienz ϵ_{inj} ist das Produkt der in der Ebene $z = z_0$ ermittelten Größen α und η , integriert über die vom Ionenstrahl beanspruchte Fläche im Phasenraum:

$$\epsilon_{inj} = \iint \alpha(r, \gamma) \cdot \eta(r, \gamma) dr d\gamma \Big|_{z=z_0}. \quad (3.1)$$

Die Zeitableitung dr/dt steckt hier in der Winkelvariablen γ , welche den Quotienten aus dr/dt und der axialen Geschwindigkeit des Ions v_z bezeichnet. Für die Rechnung soll davon ausgegangen werden, daß der Strahl keine Energieunschärfe aufweist.

3.1.1 Berechnung der Akzeptanz der Paulfalle, Reibungsansatz

Zur Berechnung eines Akzeptanzwertes $\alpha(r, \gamma)$ der Paulfalle wird folgendermaßen vorgegangen. Ausgehend von einer Startebene vor dem Paulfallenzentrum wird numerisch eine Ionenbahn mit den Anfangsbedingungen v_z, r, γ, ξ_0 verfolgt und geprüft, ob ein Ion auf dieser Bahn bei bestimmten Betriebsparametern der Paulfalle dauerhaft gespeichert werden kann. Diese Rechnung wird unter schrittweiser Variation der Startphase ξ_0 wiederholt, um den Zeitanteil einer HF-Periode, der zu einer dauerhaften Speicherung von Ionen zur Verfügung steht, mit ausreichender statistischer Sicherheit zu ermitteln.

Zur Bahnverfolgung wird das für den Einschuß in die Paulfalle relevante elektrische Feld benötigt. Wegen der Zeitabhängigkeit des Speicherpotentials sind auch die Potentialbeiträge *einzelner* Elektroden erforderlich. Die Beiträge aller Elektroden der Paulfalle wurden mit dem Programm SIMION 6 auf einem $0.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$ Gitter in der r, z -Ebene als Lösung der Laplacegleichung ermittelt. Für die Bestimmung eines einzelnen Akzeptanzwertes sind bei geringen Gasdrücken einige tausend Ionenbahnen zu verfolgen. Berechnungen von Ionenbahnen in zeitabhängigen Feldern in diesem Umfang erschienen mit dem Programm SIMION nicht in einem akzeptablen Zeitrahmen durchführbar. Aus diesem Grund wurde die Bahnverfolgung von der Potentialberechnung mit SIMION getrennt und zur Aufgabe eines im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Programms INJECT gemacht. Die von SIMION berechneten Potentialbeiträge werden von INJECT als Grundlage der Feldberechnung genommen.

Zur Simulation der Dämpfung der Ionenbewegung durch ein Puffergas wird bei der numerischen Lösung der Bewegungsgleichung der Reibungsterm aus Gleichung (1.78) eingesetzt. Die Stärke der Dämpfungskonstanten wird aus dem Gasdruck und der reduzierten Mobilität K_0 entsprechend den Gln. (1.81) und (1.82) abgeleitet. Die dämpfende Kraft wirkt in der Simulation ausschließlich und konstant im Falleninneren. In der Simulation wird geprüft, ob das Ion in einer Flugzeit von bis zu 10 ms auf eine Bahn mit Maximalamplituden $r \leq 5 \text{ mm}$ und $|z| \leq 5 \text{ mm}$ um das Fallenzentrum gebracht werden kann und dabei eine kinetische Energie von nicht mehr als 100 meV erreicht. Ist dies der Fall, gilt das Ion als dauerhaft gespeichert.

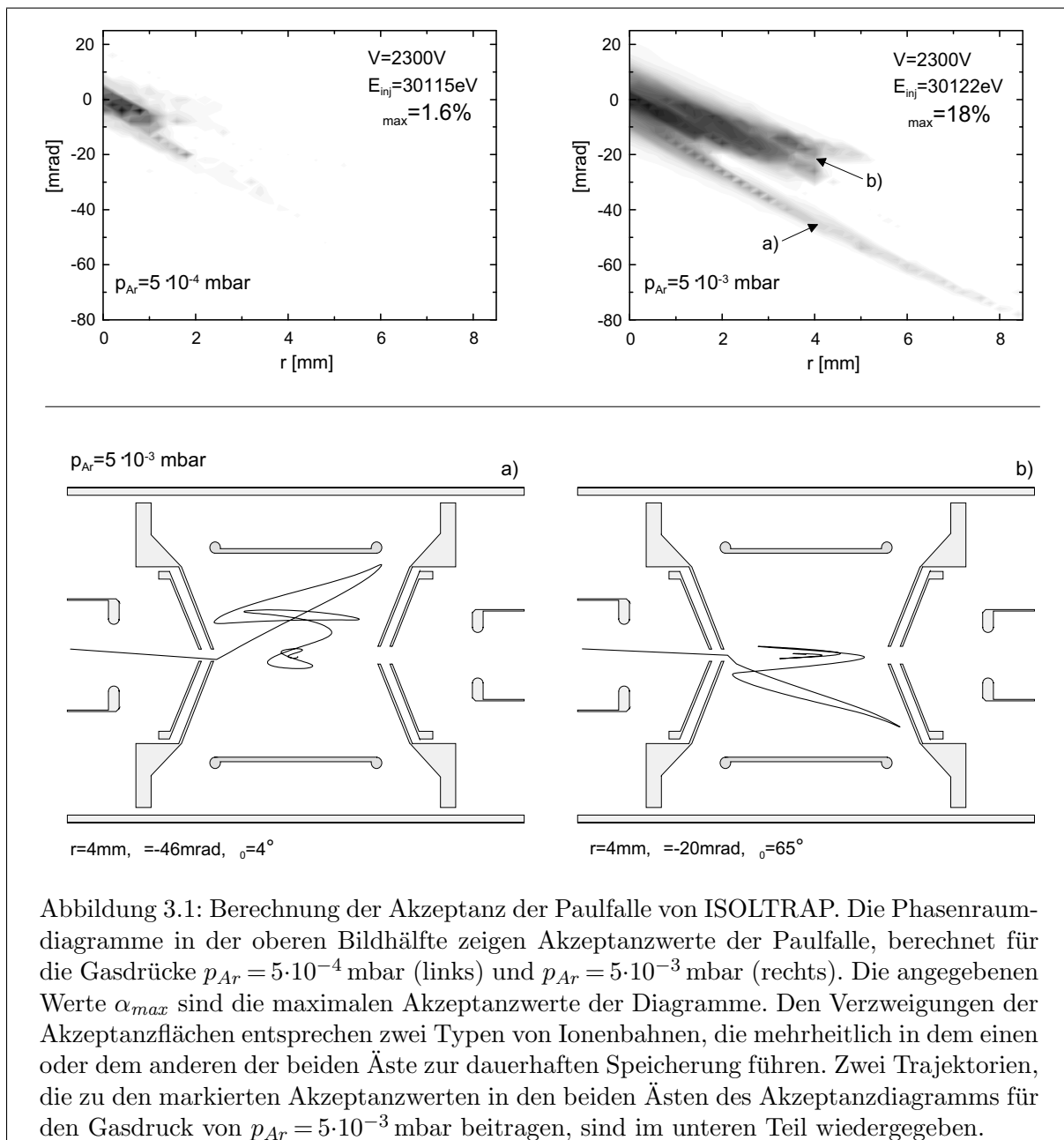
Bereits für einen Satz von Betriebsparametern der Paulfalle muß ein dreidimensionaler Anfangswertbereich (r, γ, ξ_0) durchgegangen werden. Während der Laufzeit des Programms können zudem die Einschußenergie E_{inj} , die HF-Amplitude V , die Spannung der Einschüßelektrode U_{InjEl} und der Puffergasdruck p in frei wählbaren Schrittweiten durchgefahen werden, um die Abhängigkeit der Einfangeffizienz von diesen Parametern rechnerisch zu untersuchen. Feste Pa-

Tabelle 3.1: Feste und variable Parameter der Einschußsimulation zur Berechnung der Akzeptanz.

Konstante	Wert	Parameter	Wert
Ω	984400 Hz	V	2000 bis 6000 V
m_{ion}	133 u	p_{Ar}	$2 \cdot 10^{-4}$ bis $2 \cdot 10^{-2}$ mbar
$U_{Platform}$	30000 V	E_{Inj}	29850 bis 30150 eV
U_{InjEnd}	30000 V	U_{InjEl}	26000 bis 30000 V
U_{EjEnd}	30000 V	r	0 bis 8.2 mm
		γ	-80 bis 20 mrad

parameter der Simulation sind die Frequenz des Speicherfeldes Ω , die Masse des Ions m_{ion} sowie die Spannungen am Hochspannungskäfig $U_{Platform}$ und an den ein- und ausschufseitigen Endkappen der Falle, U_{InjEnd} und U_{EjEnd} . Als Puffergas wird Argon angenommen. Typische Werte für die Parameter der Simulation sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Die Startebene befindet sich 32 mm vor dem Ende der Einschubröhre gerade vor der Retardierungsstrecke vor der Einschubelektrode und bildet dort die Schnittstelle zu den in Kapitel 3.1.3 dargestellten Rechnungen zur Emittanz des Ionenstrahls. Ausgabewerte des Programms sind die erhaltenen Akzeptanzwerte für einen Bereich von Anfangsbedingungen r, γ , der typisch in Schritten von 0.2 mm bzw. 2 mrad durchkämmt wird.



Als Beispiel sind berechnete Akzeptanzwerte für zwei Gasdrücke, $p_{Ar} = 5 \cdot 10^{-4}$ mbar sowie $p_{Ar} = 5 \cdot 10^{-3}$ mbar als Funktion der Phasenraumvariablen r und γ in einer Graustufendarstellung im oberen Teil der Abbildung 3.1 wiedergegeben. In diesen Rechnungen sind als Betriebsparameter der Paulfalle $V = 2300$ V und $U_{InjEl} = 27900$ V angesetzt. Je nach Puffergasdruck ist eine unterschiedliche Einschußenergie zum Erreichen größtmöglicher Akzeptanzwerte erforderlich. Für den Druck von $p = 5 \cdot 10^{-4}$ mbar werden bei der Einschußenergie von $E_{Inj} = 30115$ eV maximal 1.6 Prozent erreicht, bei $p = 5 \cdot 10^{-3}$ mbar steigt der maximale Akzeptanzwert bei der Einschußenergie von $E_{Inj} = 30122$ eV auf 18 Prozent. Auffällig an den Akzeptanzdiagrammen ist die Verzweigung der Akzeptanzbereiche zu hohen Anfangswerten r hin. Den beiden Ästen eines Akzeptanzbereichs entsprechen zwei Typen von Ionenbahnen, die mehrheitlich in dem einen oder dem anderen der beiden Äste zur dauerhaften Speicherung führen. Beispiele dieser Ionenbahnen sind im unteren Teil der Abbildung 3.1 für verschiedene Anfangswerte r, γ bei dem Gasdruck von $p_{Ar} = 5 \cdot 10^{-3}$ mbar dargestellt.

3.1.2 Berechnung der Akzeptanz der Paulfalle, Stoßsimulation

Bei den bisher vorgestellten Rechnungen zur Akzeptanz der Paulfalle wurde die Kühlung der Ionenbewegung in einer Puffergasatmosphäre durch den einfachen Reibungsterm aus Gleichung (1.78) in der Bewegungsgleichung simuliert. Dieser Dämpfungsansatz ist zum Verständnis des Einfangverhaltens der Paulfalle und der Abhängigkeit der Einfangeffizienz von den Betriebsparametern gut geeignet. Es sollte jedoch nicht versucht werden, daraus einen absoluten Wert für die erreichbare Einfangeffizienz gewinnen, ohne die Grenzen des Modells zu kennen. Wie in den Kapiteln 1.2.1 und 1.2.3 behandelt wurde, führt der Stoß eines Ions mit einem leichten Gasmolekül nur *im Mittel* zu einer Kühlung des Ions. Ein einzelner Stoßvorgang kann aber – insbesondere bei schwereren Gasmolekülen – auch zu einer Aufheizung oder sogar zum Verlust des Ions an einer Elektrode führen. Der einfache Reibungsansatz führt aber nach Gln. (1.79) immer zu einer Kühlung des Ions und eine auf diesem Ansatz beruhende Berechnung der Einfangeffizienz wird daher einen unrealistisch hohen Wert liefern.

Um zu sehen, wie weit die auf dem Reibungsansatz beruhende Simulation die Einfangeffizienz überschätzt, wurde die Akzeptanzrechnung für ausgewählte Stoßpartner wiederholt, wobei die Wechselwirkung des Ions und der Gasmoleküle durch die in Anhang A beschriebenen Streupotentiale angenähert wurde. Die Simulation der einzelnen Stöße erfolgt in Analogie zu dem in Anhang B beschriebenen Vorgehen. Der Einschuß eines Ions mit Startwerten ξ, γ, r kann wegen der zufällig gewählten Stoßparameter in einer Abfolge von Stößen einmal zu einer dauerhaften Speicherung in der Falle führen, ein andermal aber nicht. Deshalb wird die Startphase zufällig gewählt, und der Anteil der eingefangenen Ionen an den mit γ, r gestarteten Ionen wird als Maß für die Akzeptanz genommen.

Im Vergleich zu den auf dem Reibungsansatz beruhenden Simulationen benötigen die Einschußrechnungen unter Verfolgung der Stoßprozesse etwa eine Größenordnung mehr an Rechenzeit¹. Daher wurden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Akzeptanzrechnungen auf die Stoßpartner Cs^+/He , Cs^+/Ar und Cs^+/Kr beschränkt, die auch in den Testmessungen eingesetzt wurden. Als Gasdruck wurde ein Wert von $p = 2 \cdot 10^{-3}$ mbar angesetzt, der einen Kompromiß zwischen dem zum Vergleich mit den experimentellen Werten erwünschten niedrigen Gasdruck und den niedrigen Rechenzeiten bei hohem Gasdruck darstellt.

¹Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen beanspruchten zusammen über vier Monate CPU-Zeit auf den VAX-Rechnern des Mainzer Alpha-Clusters.

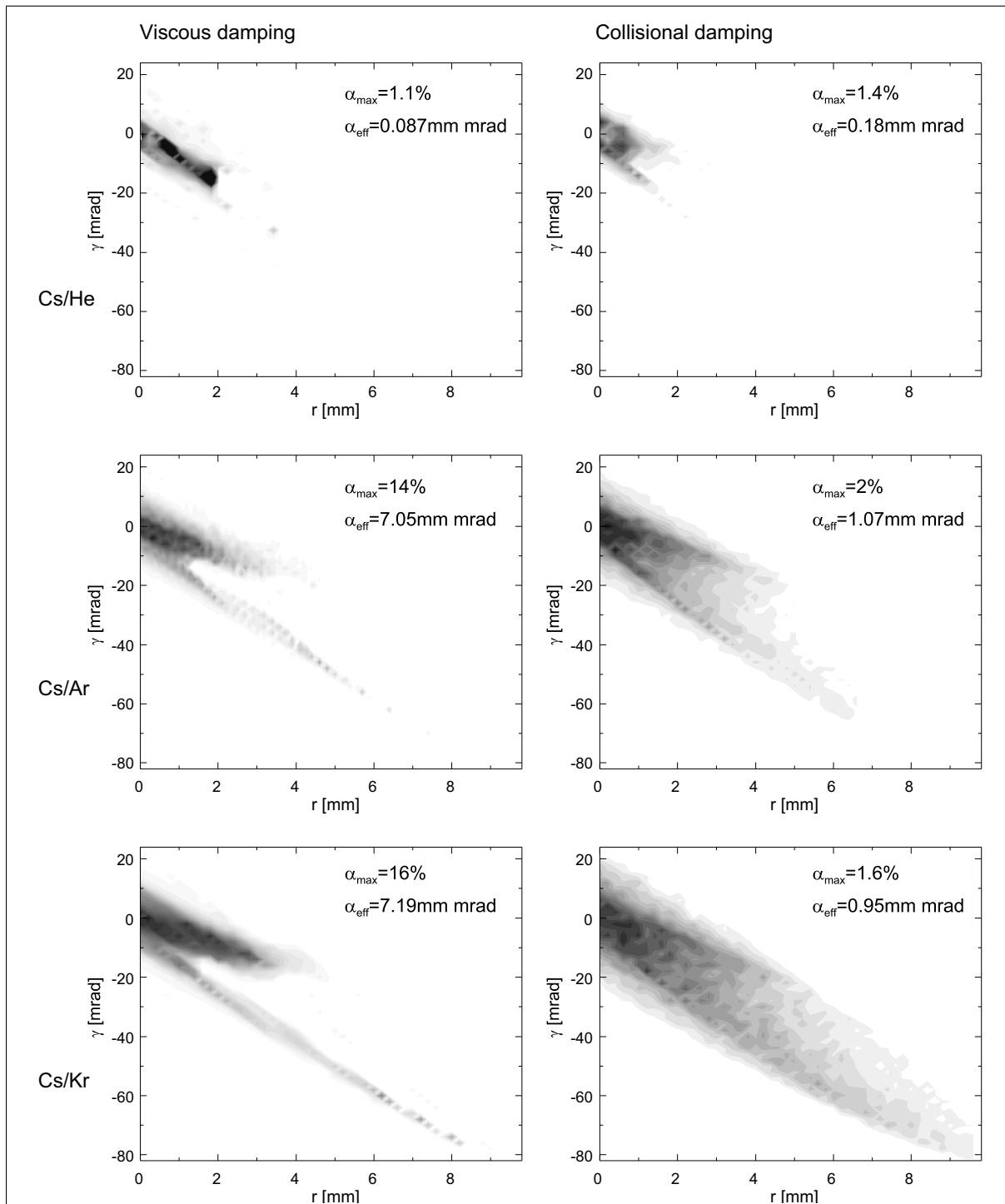


Abbildung 3.2: Vergleich der Akzeptanz der Paulfalle bei Berechnung mit Reibungsansatz (links) und mit Stoßsimulation (rechts) für die Stoßpartner Cs^+/He (oben), Cs^+/Ar (Mitte) und Cs^+/Kr (unten) bei einem Gasdruck von $p = 2 \cdot 10^{-3}$ mbar. Die angegebenen Werte α_{max} sind die maximalen Akzeptanzwerte der Diagramme. Die nach Gln. (3.2) berechnete effektive Akzeptanz α_{eff} gibt den Inhalt einer äquivalenten Phasenraumfläche mit Akzeptanzwerten 1 an.

Die Ergebnisse der Akzeptanzrechnungen mit Stoßsimulation sind in Abbildung 3.2 im Vergleich mit den Resultaten einer Rechnung mit Reibungsansatz gezeigt. Als Betriebsparameter der Paulfalle sind $V = 2300$ V und $U_{InjEl} = 27900$ V angesetzt. Zum Vergleich der einzelnen Akzeptanzdiagramme untereinander ist die Berechnung einer effektiven Akzeptanz α_{eff} hilfreich, welche die Größe einer äquivalenten Phasenraumfläche mit Akzeptanz 1 angibt:

$$\alpha_{eff} = \iint \alpha(r, \gamma) dr d\gamma \Big|_{z=z_0}. \quad (3.2)$$

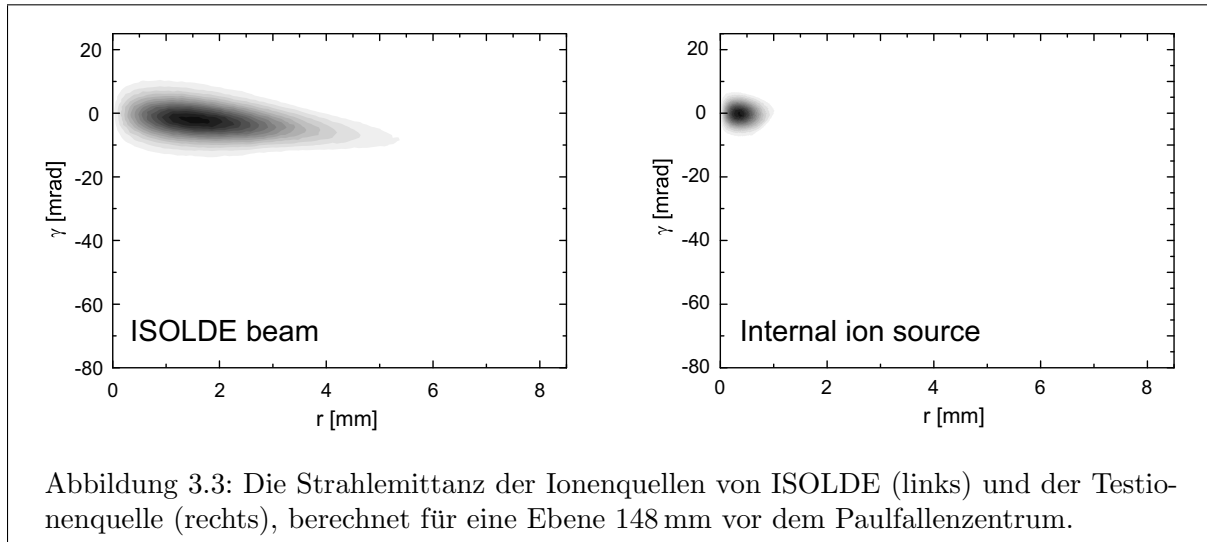
Im Fall des Puffergases Helium liefern die Stoßsimulation und die Rechnung mit Reibungsansatz vergleichbare effektive Akzeptanzwerte, dagegen weichen die Werte bei den Stoßpartnern Cs^+/Ar und Cs^+/Kr deutlich voneinander ab. Die effektiven Akzeptanzwerte α_{eff} bei den Rechnungen mit Stoßsimulation sind für die Stoßpartner Cs^+/Ar einen Faktor 6.6 kleiner als bei der Rechnung mit Reibungsansatz, bei der Kombination Cs^+/Kr beträgt der Unterschied sogar einen Faktor 7.6. Weiterhin ist erkennbar, daß die bereits bei der Diskussion von Abb. 3.1 behandelte Gabelung der Akzeptanzfläche bei der Stoßsimulation weniger scharf ausgeprägt ist als bei der Rechnung mit Reibungsansatz. Zudem bieten die mit Stoßsimulation ermittelten Akzeptanzdiagramme ein umso diffuseres Bild, je schwerer das Puffergasteilchen ist.

Eine Erklärung hierfür bieten die bei den Stößen der Ionen mit den Gasteilchen auftretenden Impulsänderungen und Streuwinkel. Diese Streuparameter werden umso größer, je schwerer die Gasmoleküle sind. Entsprechend führt ein mit der Masse des Gasteilchens wachsender Bereich von Anfangswerten γ, r zu einer Speicherung, der in der Rechnung mit Reibungsansatz nicht zum Einfang beiträgt. Verglichen mit der Rechnung mit Reibungsansatz sind die mit Stoßsimulation ermittelten Akzeptanzwerte bei den Puffergasen Argon und Krypton geringer, da die zufällig auftretenden großen Streuwinkel zur Aufheizung und letztlich zum Verlust der Ionen beitragen. Ein Stoß eines Cäsiumions mit einem leichten Heliumatom führt dagegen nur sehr selten auf eine instabile Bahn.

3.1.3 Berechnung der Strahlemittanz

Zur Bestimmung der Strahlemittanz wurden zunächst die Abbildungseigenschaften der Strahlführungssysteme von den verwendeten Ionenquellen (ISOLDE-Target bzw. Testionenquelle) bis zur Paulfalle bestimmt. Hierzu wurde das Programmpaket GIOSP [Woll87] eingesetzt, das die Transfereigenschaften nach Eingabe der Geometrie und Betriebsparameter der verwendeten ionenoptischen Elemente in eine Transfermatrix umsetzt. Das Strahlführungssystem von ISOLDE bis zur Paulfalle ist in Anhang D näher beschrieben; dort ist auch die verwendete Eingabedatei für GIOSP angefügt. In einem zweiten Schritt wird mit einem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Hilfsprogramm unter Verwendung der von GIOSP berechneten Transfermatrix die Berechnung der Emittanz der Ionenquellen am Ort der gewählten Schnittstelle mit den Akzeptanzrechnungen vorgenommen.

Als Startwert der Rechnungen für den ISOLDE-Ionenstrahl wurde für die Ionenquelle ein elliptisches Strahlprofil im Phasenraum der transversalen Koordinaten mit einer Fläche von 35π mm mrad angesetzt. Dieses Profil resultiert aus Simulationen der Strahleigenschaften von ISOLDE-Ionenquellen [Mart96] und wird von Emittanzmessungen bestätigt [StSi98]. Weiterhin läßt sich mit diesem Profil am besten die mit dem Strahlbeobachtungssystem von ISOLDE in den Fokalebene aufgenommene Form des Ionenstrahls reproduzieren. In Abb. 3.3 links ist die berechnete Emittanz des ISOLDE-Strahls in der gewählten Ebene kurz vor der Retardierung,



34.7 m nach dem Target wiedergegeben. Zum direkten Vergleich mit den Akzeptanzdiagrammen wurde die Verteilung in r, γ -Koordinaten umgerechnet und entsprechend der Abb. 3.1 skaliert.

Bei der analog durchgeführten Rechnung für die Testionenquelle ist für den Strahltransport lediglich eine Einzellinse zu berücksichtigen. Ausgangspunkt dieser Rechnung ist wiederum ein elliptischer Phasenraum, aber mit der viel geringeren, experimentell bestimmten Fläche von $1.5 \pi \text{ mm mrad}$ [Ghal96]. Die resultierende Emittanz der Testionenquelle ist in Abb. 3.3 rechts in gleicher Weise dargestellt wie die Emittanz der ISOLDE-Quelle.

3.1.4 Vergleich von Akzeptanz und Emittanz

Nach der Berechnung der Akzeptanz der Paulfalle und der Emittanz der Ionenquellen kann nun gemäß Gleichung (3.1) die Einfangeffizienz bestimmt werden. Wenn für die Akzeptanzwerte die Ergebnisse der Stoßsimulation verwendet werden, ergibt sich die Einfangeffizienz für den Strahl aus der Testionenquelle bei dem Gasdruck von $p_{Ar} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$ zu 1.6 %. Die Akzeptanzrechnung mit Reibungsansatz ließe sogar einen Wert von 9.5 % erhoffen. Dahingegen berechnet sich für den Strahl aus der ISOLDE-Ionenquelle die Einfangeffizienz zu 0.8 % (Stoßsimulation) bzw. 3.9 % (Reibungsansatz).

Für den Gasdruck von $p_{Ar} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$, der eine obere Grenze des mit dem derzeitigen Aufbau erreichbaren Drucks in der Paulfalle darstellt, berechnet sich die Einfangeffizienz für den Strahl aus der ISOLDE-Ionenquelle zu 0.25 % (Reibungsansatz). Mit der Testionenquelle sollte dagegen eine Einfangeffizienz von 1.05 % erreichbar sein. Berücksichtigt man versuchsweise auch bei diesen Werten den Faktor 5, um den sich bei dem Gasdruck von $p_{Ar} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$ die Effizienzwerte aus den Rechnungen mit Reibungsansatz von denen aus der Stoßsimulation unterscheiden, ist mit dem derzeitigen Aufbau eine Einfangeffizienz von etwa $5 \cdot 10^{-4}$ zu erwarten. Weitere Rechnungen, insbesondere die simulierte Abhängigkeit der Einfangeffizienz von den Betriebsparametern der Falle werden im Vergleich mit den experimentellen Daten in Kapitel 4.3 vorgestellt.

3.2 Berechnung von Eigenschaften der ejizierten Ionenpulse

Wenn die Orts- und Geschwindigkeitssverteilung der gespeicherten Ionenwolke in der Falle vor dem Ausschub bekannt ist, kann die Phasenraumverteilung der ausgeschossenen Ionenpulse ermittelt werden. Dazu werden die Bahnen einer Anzahl von Ionen beim Ausschub verfolgt, deren Anfangswerte entsprechend der Dichteverteilung nach Gln. (1.67) gewählt werden. Der Startzeitpunkt der Bahnverfolgung wird durch die Hochfrequenzphase ξ festgelegt, bei der der Ausschubpuls ausgegeben wird. Wenn die Ionen eine bestimmte Position, z.B. die eines der Teilchendetektoren im Strahlengang, erreicht haben, wird die Bahnberechnung beendet und die Zeit- und Energieverteilung des Pulses ermittelt.

Um einen Wert für die Temperatur T der Ionenverteilung in der Falle zu erhalten, wird die simulierte Flugzeitverteilung mit experimentell bestimmten Flugzeitspektren verglichen, die mit einem Teilchendetektor aufgenommen wurden. Wenn die Simulation das experimentelle Verhalten nicht befriedigend wiedergibt, wird die Rechnung unter Variation der Temperatur in Gln. (1.67) solange wiederholt, bis sich die bestmögliche Annäherung der Flugzeitspektren einstellt. Auf den Vergleich der berechneten mit den gemessenen Flugzeitverteilungen wird in Kapitel 4.2 eingegangen, an dieser Stelle soll ausschließlich das Vorgehen bei der Simulation behandelt werden.

Die Beschreibung der Dichteverteilungen nach Gln. (1.67) vor dem Ausschub wird wegen der Axialsymmetrie der Paulfalle mit Vorteil in Zylinderkoordinaten r, z und mit den Geschwindigkeiten v_r, v_z vorgenommen. In axialer Richtung lautet die Verteilungsfunktion

$$\frac{d^2 N(\xi)}{dz dv_z} \propto \exp \left\{ -\frac{1}{2\sigma_{z,mac}^2} \left(\frac{z^2}{\gamma_z^2} + \frac{\gamma_z^2}{\omega_z^2} (v_z - z \Omega \tan \theta'_z/2)^2 \right) \right\}. \quad (3.3)$$

Zur Bestimmung der Verteilung in radialer Richtung wird zunächst das Produkt der unabhängigen Verteilungen $d^2 N/(dx dv_x)$ und $d^2 N/(dy dv_y)$ nach Gln. (1.67) gebildet und in Radialkoordinaten ausgedrückt. Eine anschließende Integration über die verbleibende Zeitableitung der Winkelvariablen liefert das Ergebnis

$$\frac{d^2 N(\xi)}{dr dv_r} \propto r \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2\sigma_{r,mac}^2} \left(\frac{r^2}{\gamma_r^2} + \frac{\gamma_r^2}{\omega_r^2} (v_r - r \Omega \tan \theta'_r/2)^2 \right) \right\}. \quad (3.4)$$

Die Größen $\sigma_{r,mac}, \gamma_r, \omega_r$ und θ'_r sind dieselben, die in der Verteilungsfunktion nach Gln. (1.67) für die Koordinaten x, y auftreten.

Um Zahlenwerte für die Parameter $\sigma_{mac}, \gamma, \omega$ und θ' in den beiden zuletzt aufgeführten Gleichungen einsetzen zu können, ist die Kenntnis der Mathieuparameter q_r und q_z erforderlich. Wie in Kap. 2.1 beschrieben wurde, weicht die Geometrie der verwendeten Falle von der Idealform einer hyperbolischen Paulfalle deutlich ab. Daher können q_r und q_z nicht direkt aus den Fallengrößen abgeleitet werden, wie es mit den Gleichungen (1.4) und (1.11) für eine hyperbolische Falle möglich wäre. Das von der Elektrodenstruktur erzeugte Potential der Falle V_r unterscheidet sich jedoch in der Nähe des Fallenzentrums nur wenig von einem reinen Hyperbelpotential V_i . Die relative Abweichung $|1 - V_i/V_r|$ beträgt beispielsweise in dem von $|z| < 30$ mm und $r < 30$ mm definierten Bereich um die Fallenmitte weniger als 2.6%. Daher wird für die Berechnung der Ionenverteilung vor dem Ausschub das reale Potential der Falle durch ein Hyperbelpotential ersetzt, dessen Stärke sich aus einem Vergleich des Potentials auf der Symmetrieachse um das Fallenzentrum herum mit einem Parabelpotential gewinnen läßt. Dieser Vergleich liefert nach Gln. (1.6) eine charakteristische Fallengröße für die äquivalente hyperbolische Paulfalle

von $d = 5.21$ cm. Bei den in dieser Arbeit typischerweise verwendeten Betriebsparametern von $\Omega/2\pi = 1$ MHz und $V = 2300$ V erhält man damit für den Mathieuparameter der axialen Bewegung $q_z = 0.031$.

Zur Bahnverfolgung wird das Programm EJECT verwendet, das in gleicher Weise wie das zur Akzeptanzbestimmung eingesetzte Programm INJECT die von SIMION berechneten Potentialbeiträge der Fallenelektroden zur Feldberechnung nutzt. Zusätzlich zu den bereits für die Einschubrechnung relevanten Elektroden berücksichtigt EJECT auch das Feld der Ausschubröhre, deren Spannung während des Durchflugs des Ionenpulses von der Spannung $U_{EjTubeIni}$ auf eine Spannung $U_{EjTubeFin}$ nahe Erdpotential gebracht wird. Die Restspannung $U_{EjTubeFin}$ ist experimentell schwierig zu bestimmen (vgl. Anhang C.2) und wurde als freier Parameter in die Rechnung aufgenommen. Eine weiterer Parameter ist die Position des Teilchendetektors z_{Det} , die bis auf wenige Millimeter genau bekannt ist. In Tabelle 3.2 sind typische Werte für die Parameter der Ausschubsimulation zusammengefaßt.

Tabelle 3.2: Feste und variable Parameter der Ausschubsimulation.

Konstante	Wert	Parameter	Wert
Ω	984400 Hz	2ξ	0 bis 360°
V	2300 V	T	300 bis 1000 K
m_{ion}	133 u	$U_{EjTubeFin}$	0 bis 1000 V
$U_{Platform}$	30000 V	z_{Det}	0.92 bis 0.97 m
U_{InjEl}	27900 V		
U_{InjEnd}	33000 V		
U_{EjEnd}	27000 V		
$U_{EjTubeIni}$	28110 V		

In den zwei folgenden Kapiteln werden Pulseigenschaften vorgestellt, die aus den Ausschubrechnungen unter Verwendung ausgewählter Parameter ξ und T folgen. Im nächsten Kapitel wird zunächst auf die Situation eingegangen, wenn das speichernde HF-Feld während des Ausschubvorgangs angeschaltet bleibt, wie es im Experiment der Fall ist. In Kapitel 3.2.2 werden dagegen Pulseigenschaften diskutiert, die sich einstellen sollten, wenn das speichernde HF-Feld während des Ausschubvorgangs deaktiviert werden könnte.

3.2.1 Ausschub bei Anwesenheit des Speicherfelds

Wenn das Speicherfeld während des Ausschubvorgangs angeschaltet bleibt, sind die Pulseigenschaften je nach HF-Phase, bei der der Ausschubpuls ausgegeben wird, deutlich unterschiedlich. Mehrheitlich wird die Orts- und Impulsverteilung vor dem Ausschub in eine sowohl in der Flugzeit als auch in der Energie breite Verteilung abgebildet. Nur bei bestimmten HF-Phasen kann eine Phasenraumverteilung mit sehr kleiner Flugzeit- und Energieunschärfe erreicht werden, die für einen effizienten Ionentransport geeignet ist.

Zur Verdeutlichung der Phasenabhängigkeit der Pulseigenschaften sind in Abb. 3.4 Beispiele berechneter Verteilungen im Phasenraum der axialen Energie- und Flugzeitvariablen wiedergegeben. Die Projektionen dieser Verteilungen auf die beiden Achsen der Diagramme ergeben die Flugzeit- und Energieverteilungen, welche den Phasenraumdiagrammen oben und rechts hinzu-

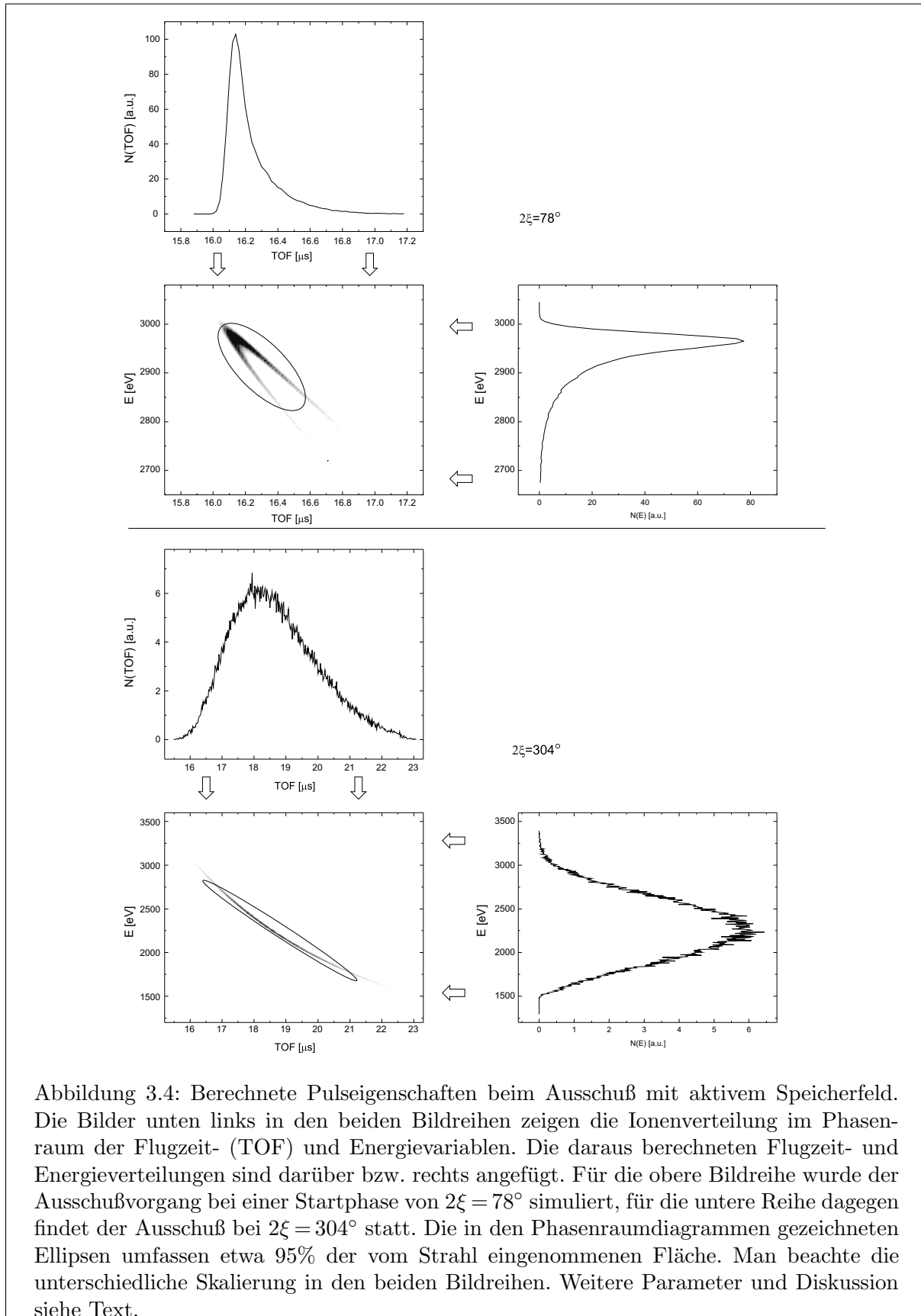


Abbildung 3.4: Berechnete Pulseigenschaften beim Ausschub mit aktivem Speicherfeld. Die Bilder unten links in den beiden Bildreihen zeigen die Ionenverteilung im Phasenraum der Flugzeit- (TOF) und Energievariablen. Die daraus berechneten Flugzeit- und Energieverteilungen sind darüber bzw. rechts angefügt. Für die obere Bildreihe wurde der Ausschubvorgang bei einer Startphase von $2\xi = 78^\circ$ simuliert, für die untere Reihe dagegen findet der Ausschub bei $2\xi = 304^\circ$ statt. Die in den Phasenraumdiagrammen gezeichneten Ellipsen umfassen etwa 95% der vom Strahl eingenommenen Fläche. Man beachte die unterschiedliche Skalierung in den beiden Bildreihen. Weitere Parameter und Diskussion siehe Text.

gefügt sind. Bei den Rechnungen zur oberen Bildreihe beginnt der Ausschub bei der Startphase $2\xi = 78^\circ$, bei denen zur unteren Bildreihe bei $2\xi = 304^\circ$. Für beide Simulationen wurden die Bahnen von jeweils 10^5 Ionen verfolgt, deren Startwerte entsprechend den Verteilungen nach Gln. (3.3) und (3.4) mit einer Temperatur von 540 K erzeugt wurden. Die übrigen freien Parameter nach Tab. 3.2 lauten $U_{EjTubeFin} = 503\text{ V}$ sowie $z_{Det} = 936\text{ mm}$ ². Der *Inhalt* der von der Ionenverteilung im Phasenraum eingenommenen Fläche ist unabhängig von der HF-Phase, wie es der Satz von Liouville fordert und beträgt etwa $22\text{ eV } \mu\text{s}$. Die Verteilung nimmt allerdings je nach HF-Phase eine deutlich andere *Form* an: Bei dem Ausschub bei der Startphase $2\xi = 304^\circ$ stellt sich eine langgestreckte Phasenraumverteilung mit einer großen Zeitunschärfe von etwa $6\text{ } \mu\text{s}$ und einer Energieunschärfe von 1500 eV ein. Ein derartiges Ausschubverhalten wird im überwiegenden Teil der Startphasen ξ beobachtet. Dagegen wird die Verteilung bei einem Ausschub mit der Startphase $2\xi = 78^\circ$ auf einen Bereich konzentriert, der von allen Phasen ξ die kleinstmögliche Zeitunschärfe von $0.5\text{ } \mu\text{s}$ und die niedrigste Energieunschärfe von etwa 100 eV aufweist. Um diese Unterschiede zu verdeutlichen, ist in den Phasenraumdiagrammen zusätzlich eine Ellipse eingezeichnet, welche etwa 95% der vom Strahl beanspruchten Fläche einschließt. Bei der Startphase $2\xi = 78^\circ$ hat diese Ellipse lediglich eine Fläche von $55\text{ eV } \mu\text{s}$, bei der Startphase $2\xi = 304^\circ$ dagegen lautet der Flächeninhalt $638\text{ eV } \mu\text{s}$.

Eine weitergehende Diskussion des Pulsverhaltens wird im Vergleich mit den experimentellen Flugzeitspektren in Kap. 4.2 vorgenommen.

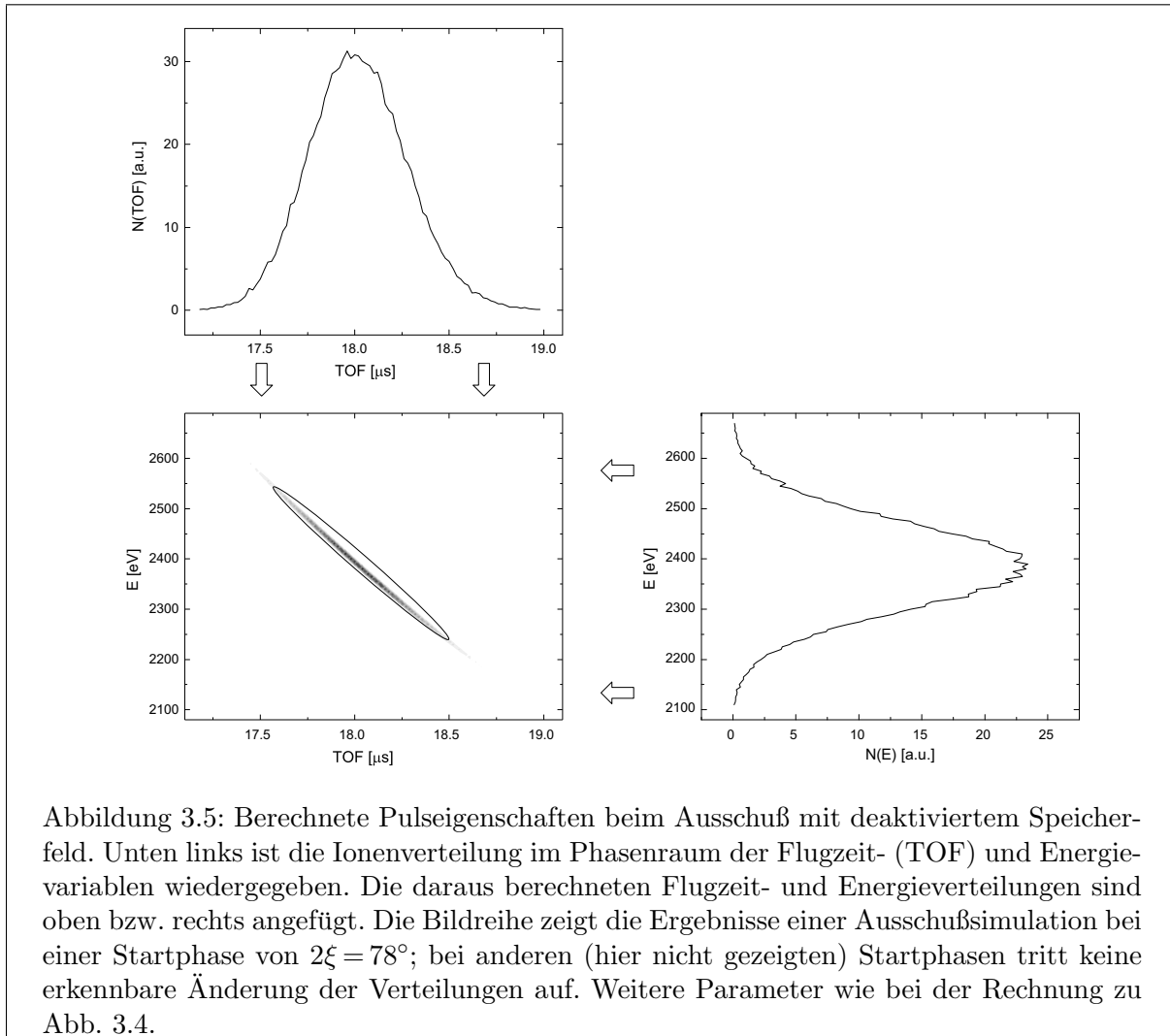
3.2.2 Ausschub bei Abwesenheit des Speicherfelds

Wenn das Speicherfeld während des Ausschubvorgangs ausgeschaltet werden kann, hängt die mittlere Energie der Ionenpulse nicht von der Masse der Ionen und nicht von der HF-Phase ab, bei der der Ausschubpuls ausgegeben wird. Ebenso können sowohl Energie- und Flugzeitunschärfe wegen der geringen Variation der Ortsverteilung mit der HF-Phase vor dem Ausschub und der geringen Geschwindigkeiten im Vergleich zur Pulsenergie von mehreren keV eine nur geringe Abhängigkeit von der HF-Startphase aufweisen. Im Hinblick auf eine Minimierung der beim Strahltransport zur Kühlerfalle zu kontrollierenden Parameter wäre daher dieses Ausschubszenario dem im vorigen Kapitel behandelten vorzuziehen.

Die berechneten Eigenschaften der ejizierten Ionenpulse bei deaktiviertem Speicherfeld sind in Abb. 3.5 in gleicher Weise wie in Abb. 3.4 wiedergegeben. Die Parameter der Simulation sind dieselben, die auch bei der Rechnung zum Ausschub mit aktivem Speicherfeld verwendet wurden. Als Startphase ist $2\xi = 78^\circ$ angesetzt; bei anderen Startphasen wird aus den o.a. Gründen keine andersartige Verteilung beobachtet. Sowohl die Zeitunschärfe von etwa $1\text{ } \mu\text{s}$ als auch die Energieunschärfe von ca. 200 eV sind etwa doppelt so hoch wie die entsprechenden Werte bei der günstigsten Startphase beim Ausschub mit aktivem Speicherfeld. Der Flächeninhalt der Ellipse, welche 95% des Strahlprofils im Phasenraum einschließt, hat jedoch mit $30\text{ eV } \mu\text{s}$ einen sehr niedrigen Wert, da das Strahlprofil nahezu auf einer Geraden zu liegen kommt.

Ionenpulse mit diesen Phasenraumeigenschaften können mit dem bestehenden Strahltransportsystem ohne größere Verluste in die Kühlerfalle überführt und dort eingefangen werden. Angesichts der o.a. Vorteile beim Transfer der Ionen zur Kühlerfalle erscheint die notwendige Modifikation der Elektronik zur Schnellabschaltung des hochfrequenten Speicherfelds beim Ausschub gerechtfertigt.

²Die Werte der freien Parameter stammen aus dem Vergleich mit den experimentellen Daten, der in Kap. 4.2 behandelt wird.



3.3 Fallengeometrie und Einfangeffizienz

Wie bereits bei der Beschreibung der Paulfalle in Kap. 2.1 erwähnt wurde, weicht die Geometrie der Paulfalle von ISOLTRAP deutlich von der Idealform einer hyperbolischen Paulfalle ab. Im Folgenden soll untersucht werden, welchen Einfluß diese Abweichungen auf die erreichbare Einfangeffizienz haben und wie die Einfangeffizienz durch Modifikation der Elektrodenstruktur gesteigert werden kann.

Einen Hinweis auf mögliche Verbesserungen gibt die Betrachtung des effektiven Speicherpotentials, in dem sich ein Ion in der Falle bewegt. Dieses effektive Potential setzt sich zusammen aus den Gleichspannungs-Potentialbeiträgen aller Elektroden und dem Pseudopotential nach Gln. (1.31), das von dem hochfrequenten Speicherfeld der Ringelektrode hervorgerufen wird. In Abb. 3.6 oben links ist das effektive Potential als Graustufendarstellung in ein Schnittbild der bestehenden Paulfalle eingezeichnet. Die Fallenparameter, die zur Berechnung des effektiven Potentials eingesetzt wurden, sind die bereits in Tabelle 2.1 aufgeführten, für den Einfang verwendeten Werte. Das Minimum des effektiven Potentials im Fallenzentrum ist in der Zeichnung willkürlich auf 0 eV gesetzt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist das effektive Potential nur

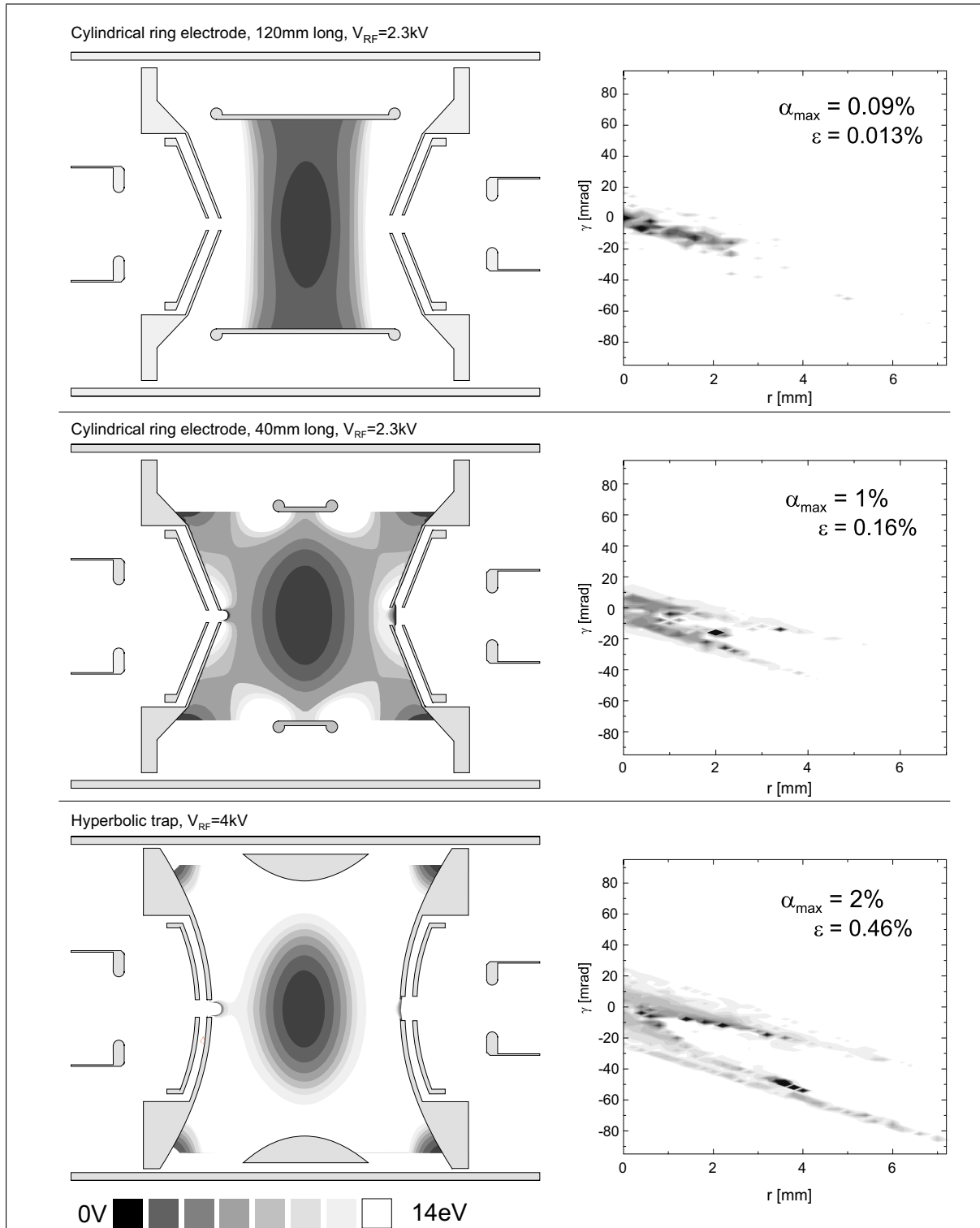


Abbildung 3.6: Vergleich von Fallengeometrien im Hinblick auf die erreichbare Einfangeffizienz. Die Abbildungen auf der linken Seite zeigen neben der Fallengeometrie das effektive Speicherpotential der jeweiligen Fallengeometrie. Die Diagramme auf der rechten Bildhälfte zeigen die zugehörigen Akzeptanzwerte, berechnet mit dem Reibungsansatz nach Kap. 3.1.1 für einen Gasdruck von $p_{Ar} = 2 \cdot 10^{-4}$ mbar. Diskussion siehe Text.

bis zu einer Höhe von 14 eV eingezeichnet; in radialer Richtung wurde die Darstellung auf den Bereich bis zur Ringelektrode begrenzt. Es fällt auf, daß der Potentialwall in radialer und axialer Richtung unterschiedlich hoch ist: Während in axialer Richtung immerhin 25 eV erreicht werden, steigt das Potential in Radialrichtung nur bis auf 2.6 eV an. Die für diese Elektrodenstruktur mit dem Reibungsansatz für die Ionendämpfung berechnete Akzeptanz ist in Abb. 3.6 oben rechts wiedergegeben. Als Gasdruck wurde ein Wert von $p_{Ar} = 2 \cdot 10^{-4}$ mbar verwendet, der typischerweise bei den Messungen verwendet wurde. Entsprechend dem in Kap. 3.1 beschriebenen Verfahren berechnet sich die bei diesem Druck für den ISOLDE-Ionenstrahl zu erwartende Einfangeffizienz zu $\epsilon = 1.3 \cdot 10^{-4}$.

Es ist naheliegend, die Ursache für die geringe Akzeptanz der Falle in dem extrem niedrigen Wert für das effektive Potential in Radialrichtung zu suchen. Zudem wurde bei den Rechnungen zur Akzeptanz bemerkt, daß ein Großteil der Bahnen einlaufender Ionen stets an der Ringelektrode endete. Um das effektive Potential symmetrischer und in Radialrichtung höher zu machen, ohne größere Änderungen an der Fallenstruktur vornehmen zu müssen, bietet sich an, die Ringelektrode zu kürzen. Versuchsweise wurden die Rechnungen zum effektiven Potential und zur Effizienz mit einer nur 40 mm langen Ringelektrode wiederholt. Die Ergebnisse dieser Rechnung zeigen die mittleren beiden Bilder der Abb. 3.6. Das effektive Potential erreicht hier in radialer und axialer Richtung nahezu die gleiche Höhe von 9.5 eV. Die Akzeptanzwerte erfahren gegenüber der Paulfalle mit der breiten Ringelektrode eine Steigerung um etwa eine Größenordnung und die theoretische Einfangeffizienz für den ISOLDE-Strahl wächst auf $\epsilon = 1.6 \cdot 10^{-3}$. Abschließend soll noch untersucht werden, welche Einfangeffizienz zu erhalten wäre, wenn die Paulfalle die ideale hyperbolische Form hätte. Für eine solche Paulfalle mit Fallendimensionen von $r_0 = 85$ mm und $z_0 = 60$ mm sind die Resultate einer weiteren Potential- und Akzeptanzrechnung im unteren Teil der Abb. 3.6 gezeigt. In diesem Fall wurde die HF-Amplitude auf 4 kV erhöht, um trotz der etwas größer gewählten Ringelektrode ein etwa gleich tiefes effektives Potential beizubehalten. Besonders auffällig an dem Akzeptanzdiagramm für die hyperbolische Falle sind die langen Äste der gegabelten Akzeptanzfläche. Ionenbahnen, deren Startwerte r, γ in den Enden dieser Äste liegen, führen in den ersten Oszillationen im Fallenninneren vor allem in den dem Einschlußloch gegenüberliegenden Bereich zwischen der Ring- und der Endelektrode. Dieser Bereich steht praktisch nur bei der hyperbolischen Falle für eine stabile Ionenbewegung und damit auch für den Einfang zur Verfügung. Die Effizienz, die mit der idealen Paulfalle erreichbar sein sollte, beträgt 0.46 % — das ist mehr als das dreißigfache als der Effizienzwert, der für die an ISOLTRAP eingesetzte Paulfalle berechnet wurde.

Nach Abschluß dieser Rechnungen im Sommer 1998 wurde die beschriebene Kürzung der Ringelektrode durchgeführt, um mit Effizienzmessungen die Vorhersagen der Theorie zu überprüfen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind Gegenstand von Kap. 4.5.1.

4 Experimentelle Untersuchungen von Eigenschaften der Paulfalle von ISOLTRAP

Ziel der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Testmessungen mit der Paulfalle war es, die Eigenschaften der Falle zu untersuchen und Betriebsparameter zu finden, die ein erfolgreiches Zusammenspiel der Falle mit der ISOLTRAP-Apparatur am CERN ermöglichen. Hierzu wurden systematische Untersuchungen zur Einfangeffizienz, den Speicherbedingungen der Falle und zu den Eigenschaften der ejizierten Ionenpulse durchgeführt. In den folgenden Kapiteln werden die Ergebnisse dieser Messungen mit den im vorangegangenen Kapitel dargestellten Rechnungen verglichen.

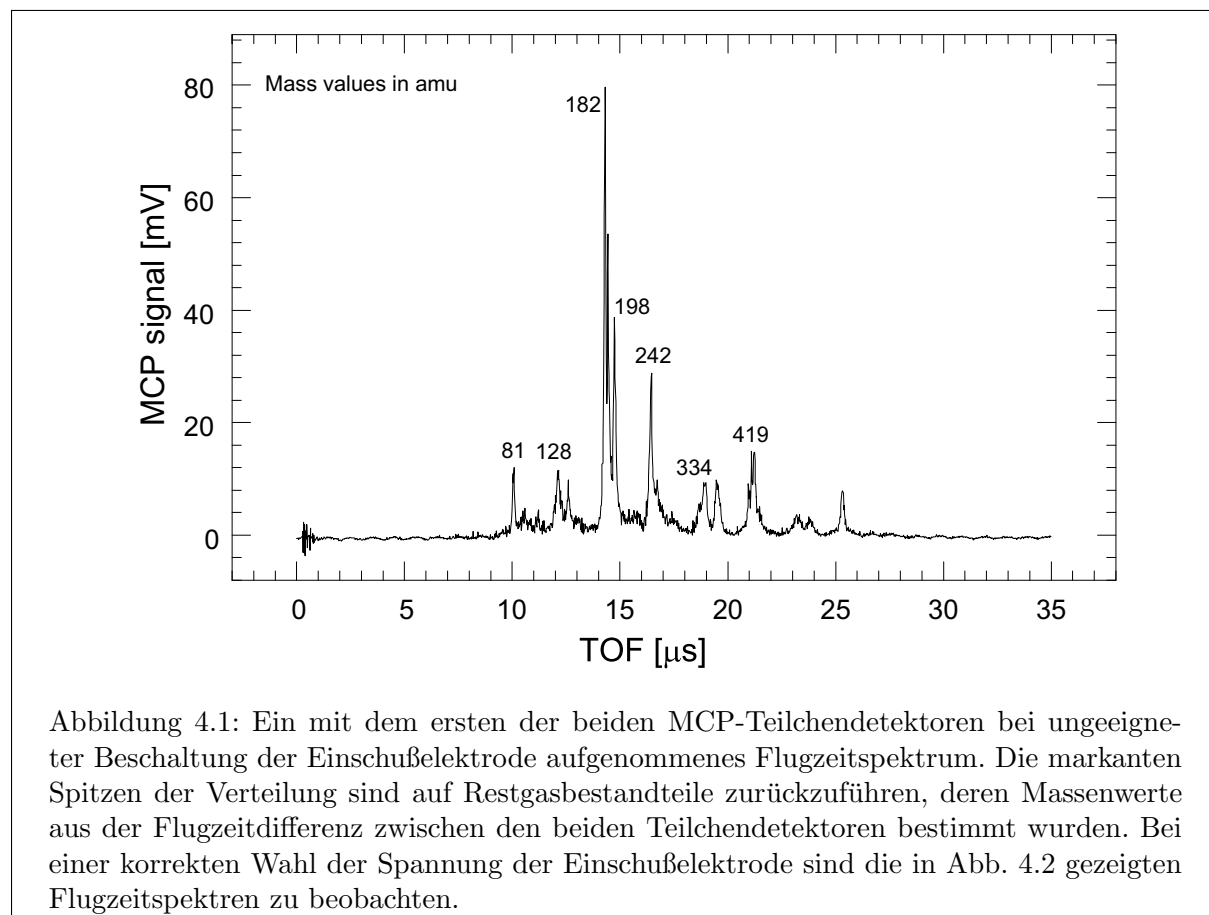
Alle im Folgenden vorgestellten Messungen beruhen auf der Aufnahme von Flugzeitverteilungen der aus der Paulfalle ausgeschossenen Ionen. Soweit nicht explizit anders angegeben, wurde dazu folgende Vorgehensweise gewählt. Mit der Testionenquelle wird ein Cs-Ionenstrahl mit einer Energie von nahezu 30 keV erzeugt und mit Hilfe einer Einzellinse auf die Eintrittsöffnung der Einschubelektrode fokussiert. Im elektrischen Feld vor der auf einem Potential von 30 kV betriebenen Paulfalle wird der Strahl retardiert und anschließend in der Paulfalle durch Wechselwirkung mit einem Puffergas eingefangen und akkumuliert. Nach einer geeignet gewählten Akkumulationszeit wird die gesammelte Ionenwolke durch ein axiales elektrisches Feld zwischen den Endkappen der Falle als Puls aus der Falle getrieben; das Speicherfeld bleibt dabei angeschaltet. Der Zeitpunkt des Ausschusses wird mit einer vorgewählten Phase der hochfrequenten Speicherspannung an der Ringelektrode synchronisiert. Wenige Mikrosekunden nach dem Austritt aus der Falle durchläuft der Ionenpuls ein Driftrohr, dessen Spannung während des Durchflugs der Ionen um knapp 30 kV auf nahezu Erdpotential erniedrigt wurde. Nach dem Austritt aus dem spannungsgepulsten Driftrohr wird der Ionenpuls bis zu einem der beiden MCP-Detektoren geführt, mit denen die Ionen nachgewiesen wurden. Die Aufnahme der Flugzeitspektren erfolgte alternativ mit einem digitalen Speicheroszilloskop oder einem Vielkanalanalysator (MCA), die von einem synchron mit dem Ausschußpuls gelieferten Signal gestartet wurden.

Ein Teil der hier vorgestellten Messungen (s. Kap. 4.1, 4.3.1 und 4.4) entstand während eines Gastaufenthaltes an der McGill Universität im Sommer 1995, während dessen die erstmalige Pulsformung *extern* erzeugter Ionen mit der Paulfallenapparatur gelang. In der Zeit bis zum Umzug der Apparatur zum CERN im Frühjahr 1996 führte M. Ghalambor die Untersuchungen fort; aus seiner Arbeit stammt die in Kap. 4.3.2 zitierte Messung zu Raumladungseffekten. Ein weiterer Teil der berichteten Messungen erfolgte nach der Inbetriebnahme der Apparatur an ISOLTRAP in den Jahren 1996 und 97 (Kap. 4.2 und 4.3.2). Nach Abschluß der in Kap. 1 und 3 wiedergegebenen Rechnungen wurden im Sommer 1998 ergänzend Untersuchungen zur Einfangeffizienz bei verschiedenen Puffergasen (Kap. 4.3.3) und mit einer modifizierten Ringelektrode (Kap. 4.5.1) vorgenommen.

4.1 Voruntersuchungen

Vor anderen Messungen wie z.B. der Einfangeffizienz war zunächst sicherzustellen, daß die aus der Paulfalle ausgeschossenen geladenen Teilchen Cs-Ionen aus der Testionenquelle und keine durch Entladungen oder Umladungen ionisierte Restgasmoleküle waren. Dazu wurde mit folgen-

dem Verfahren eine Massenanalyse der ejizierten Teilchen durchgeführt. Die Ionen, die nach dem Ausschub aus der Paulfalle mit einer Energie E in das spannungsgepulste Driftrohr einliefen, wurden nach dem Austritt aus der Driftröhre in die geerdete Strahlführung auf eine variable Energie $E + \Delta E$ nachbeschleunigt. Dies erfolgte dadurch, das das Driftrohr nicht auf Erdpotential, sondern auf die Spannung $U = \Delta E/e$ heruntergeschaltet wurde. Aus dem Laufzeitunterschied Δt der Ionen zwischen den beiden im Abstand Δz voneinander positionierten Teilchendetektoren kann die Masse bei Kenntnis des Energiezuwachses ΔE aus $m = 2(E + \Delta E) \Delta t^2 / \Delta z^2$ berechnet werden. Eine Analyse von Flugzeitspektren, die im Rahmen dieser Arbeit im Sommer 1995 durchgeführt wurde, zeigte, daß die Massen der ejizierten Ionen damals über einen breiten Bereich von etwa 40 u bis über 430 u streuten, ohne daß eine besondere Häufigkeit bei der Masse von Cäsium zu erkennen war. Ein Beispiel dieser Flugzeitspektren ist in Abb. 4.1 wiedergegeben. Die Ursache des genannten Mißstands lag in einer Fehlbeschriftung der Einschubelektrode, wie eine nachfolgend durchgeführte Ionenbahnrechnung zeigte. Die Einschubelektrode fokussiert den Ionenstrahl erst bei einer Spannungsdifferenz von mindestens 1 kV zur Käfigspannung in die Paulfalle. Ist die Spannungsdifferenz geringer, wird ein Teil der Ionen auf den Rand der Einschußöffnung gelenkt, ein anderer fliegt zurück zur Einschußröhre. In beiden Fällen können beim Aufprall auf die Elektrodenoberflächen Elektronen herausgeschlagen werden, welche zur Ionisation des Restgases in der Falle beitragen können. Als darauf die Einschubelektrode nicht mehr bei der Käfigspannung sondern bei einer um 2100 V niedrigeren Spannung betrieben wurde, konnten unter den ausgeschossenen Ionen praktisch nur mehr solche identifiziert werden, deren Masse mit der von Cäsium vereinbar war (vgl. Abb. 4.2).



In einer zweiten Voruntersuchung wurde ermittelt, innerhalb welchen Zeitraums der Schaltzeitpunkt des spannungsgepulsten Driftrohrs gewählt werden konnte, ohne daß auch nur ein Teil des Ionenpulses beim Passieren der Driftröhre eine Nachbeschleunigung erfuhr. Dazu wurde die Energie der ausgeschossenen Ionen über die Flugzeitdifferenz zwischen den beiden Teilchendetektoren in Abhängigkeit des Schaltzeitpunkts bestimmt. Wenn der Schaltzeitpunkt früher als $2.3 \mu\text{s}$ oder später als $11 \mu\text{s}$ nach dem Ausschub gesetzt war, wurden die Ionen mit einer Energie von nahezu 30 keV nachgewiesen. Im ersten Fall war das Driftrohr bereits auf Erdpotential geschaltet, bevor die Ionen das Driftrohr erreicht hatten. Dagegen hatten die Ionen im zweiten Fall das Driftrohr bereits verlassen, als die Spannung umgeschaltet wurde. In beiden Fällen erfolgte entweder im Feld vor oder hinter der Driftröhre die zu vermeidende (Wieder-)Beschleunigung auf nahezu 30 keV . Wenn die Röhre dagegen zwischen $5 \mu\text{s}$ und $7 \mu\text{s}$ nach dem Ausschubspuls geerdet wurde, wurden unabhängig von der HF-Phase, bei der der Ausschub erfolgte, niederenergetische Ionenpulse beobachtet. In den übrigen Zeitintervallen hängt es von der Ausschubphase ab, ob die Ionen nachbeschleunigt werden oder nicht, da die Energie und damit auch die Flugzeit bis zur Driftröhre deutlich mit der Ausschubphase variiert. Für alle nachfolgenden Messungen wurde ein Schaltzeitpunkt von $6 \mu\text{s}$ beibehalten.

4.2 Flugzeitverteilungen, Bestimmung der Temperatur

Durch den Vergleich experimentell ermittelter Flugzeitspektren mit simulierten Flugzeitverteilungen kann auf die Form und die Temperatur der Ionenverteilung in der Falle vor dem Ausschub geschlossen werden. Wie in Kap. 3.2 erläutert wurde, wird hierzu eine Ionenverteilung nach Gln. (3.3) und (3.4) mit einer versuchsweise eingesetzten Temperatur angenommen und durch Bahnverfolgung einer die Verteilung repräsentierenden Menge von Ionen ein Flugzeitspektrum am Ort des Detektors simuliert. Diese Rechnung wird unter Variation der Temperatur solange wiederholt, bis sich eine Übereinstimmung der experimentellen und der simulierten Flugzeitverteilungen einstellt. Um nicht zu viele der in Tab. 3.2 aufgeführten freien Parameter aus einem Flugzeitspektrum extrahieren zu müssen, wurde zur Bestimmung der Temperatur der Ionenverteilung eine Reihe von Flugzeitverteilungen bei verschiedenen Ausschubphasen ξ einer HF-Periode aufgenommen. Diese mit dem ersten Teilchendetektor registrierten Flugzeitspektren sind in Abb. 4.2 oben wiedergegeben. Als Puffergas wurde bei dieser Meßreihe Argon verwendet. Deutlich zu erkennen ist die bereits aus Kapitel 3.2.1 bekannte Variation der Flugzeit mit der Startphase.

Um aus diesen Flugzeitspektren die Temperatur zu gewinnen, wurde das in Kap. 3.2 erwähnte Programm EJECT zu einem Fitprogramm TOFFIT erweitert. TOFFIT berechnet einen oder mehrere der vier freien Parameter z_{Det} , ξ , T und $U_{EjTubeFin}$ durch Anpassung von simulierten Flugzeitverteilungen an die experimentellen Spektren über eine χ^2 -Minimierung. Während die Detektorposition z_{Det} mit einer Unsicherheit von etwa 1 mm gut bekannt ist, sind die Spannung $U_{EjTubeFin}$ und die Startphase ξ aufgrund meßtechnischer Schwierigkeiten nur auf etwa 200 V bzw. 10° zu bestimmen. Nach einem ersten Programmdurchlauf, bei dem noch alle vier Parameter der Anpassung überlassen waren, zeigte sich, daß unabhängig von der zugrundeliegenden Messung gute Fitergebnisse mit $z_{Det} = 936 \text{ mm}$ und $U_{EjTubeFin} = 503 \text{ V}$ zu erwarten waren. Da diese Werte im Rahmen der Meßunsicherheit liegen, wurden sie in einer weiteren Anpassungsreihe wiederverwendet, in der nur noch ξ und T variiert wurden. Bei dieser zweiten Rechnung stellte sich ein mittlerer Wert für die Temperatur von etwa $540 \pm 50 \text{ K}$ heraus. Im unteren Teil der Abb. 4.2 sind die simulierten Flugzeitverteilungen wiedergegeben, die aus dem genannten An-

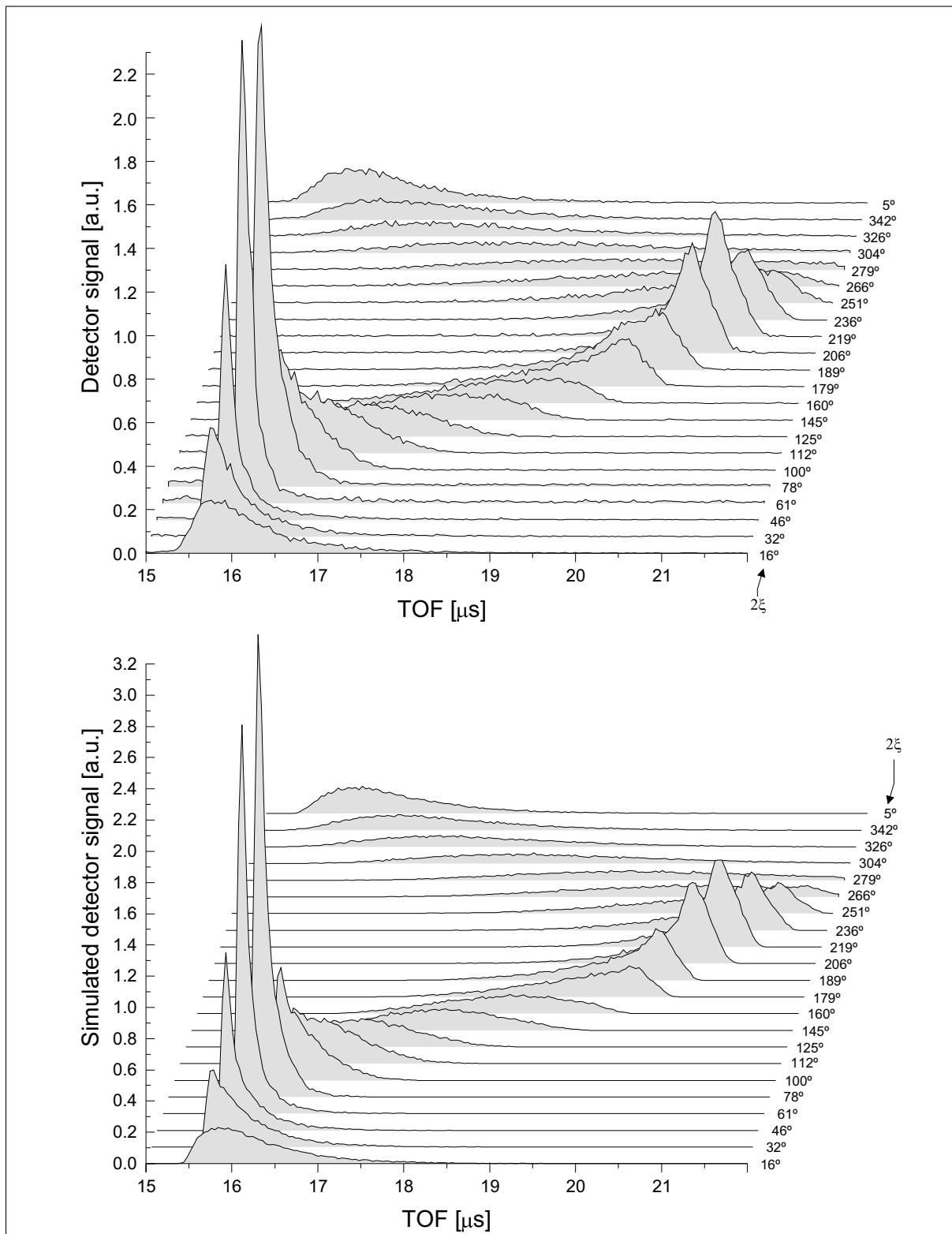
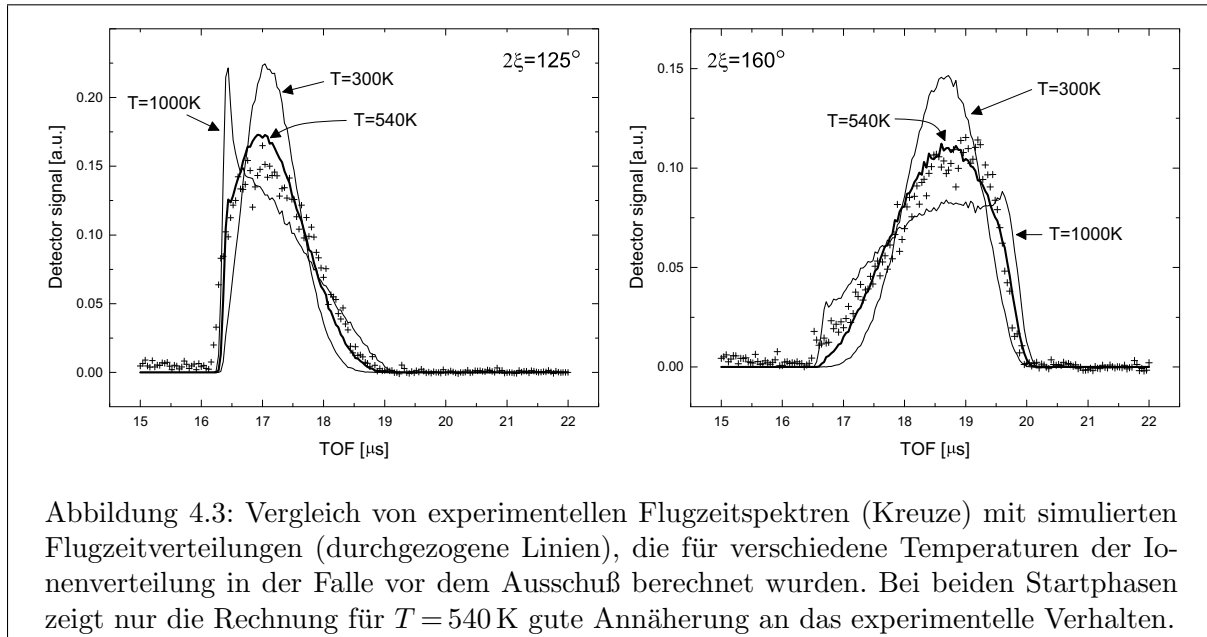


Abbildung 4.2: Beobachtete (oben) und simulierte (unten) Flugzeitspektren in Abhängigkeit der Startphase ξ , bei der der Ausschuss eingeleitet wird. Die berechneten Flugzeitverteilungen gehen von einer Verteilung von 10^4 Ionen vor dem Ausschuss mit einer Temperatur von 540 K aus. Weitere Parameter und Diskussion siehe Text.



passungsverfahren resultieren. Die neben den Meß- und Simulationskurven angegebenen Werte für die Startphase ξ sind die aus dem Fit erhaltenen.

Zur Verdeutlichung der Empfindlichkeit der Anpassung bezüglich der Temperatur sind in Abb. 4.3 die experimentellen Flugzeitspektren für zwei Startphasen zusammen mit simulierten Flugzeitverteilungen für verschiedene Temperaturen aufgetragen. Während die berechneten Verteilungen für $T = 540$ K die experimentellen Daten recht gut wiedergeben, liefert die Rechnung bei Raumtemperatur eine deutlich zu schmale Verteilung. Bei hohen Temperaturen, wie im Beispiel bei $T = 1000$ K, sollte sich neben einer Verbreiterung auch eine andere Form der Spektren einstellen.

Es bleibt die Frage zu klären, warum die Gleichgewichtstemperatur mit 540 K einen deutlich höheren Wert als Raumtemperatur annimmt. Dazu sei an die in Kap. 1.2.3 berechneten Gleichgewichtsverteilungen in einer Paulfalle bei verschiedenen Puffergasen erinnert. Für die Stoßpartner Cs^+/Ar wurden bei Raumtemperatur Orts- und Geschwindigkeitsverteilungen simuliert, die etwa einen Faktor 1.24 breiter sind als die Verteilungen, die für eine Cs-Ionenwolke im thermodynamischen Gleichgewicht mit sich selbst zu erwarten sind. Übersetzt in einen Temperaturwert ergibt diese Verbreiterung wegen der Proportionalität $\sigma_{s,mac} \propto \sqrt{T}$ etwa $T = 460$ K. Somit kann die beobachtete Temperatur zum Teil auf die leichte Aufheizung der Ionenwolke durch Stöße mit dem Puffergas in Anwesenheit des hochfrequenten Speicherfeldes zurückgeführt werden. Es ist anzunehmen, daß der recht hohe Restgasdruck, der auf einige 10^{-6} mbar im Falleninnern abgeschätzt wird, für die weitere Aufheizung der Ionenwolke verantwortlich gemacht werden kann.

Ein Vergleich von Flugzeitspektren, die mit Helium und mit Argon aufgenommen wurden, erbrachte im Rahmen der Unsicherheit bei der Anpassung der Flugzeitspektren keine unterschiedlichen Temperaturwerte. Entsprechend den Rechnungen aus Kap. 1.2.3 sollten die Orts- und Geschwindigkeitsverteilungen für Helium als Puffergas etwa 5% schmaler sein als bei Argon. Diese Unterschiede können in den Flugzeitverteilungen nicht mehr aufgelöst werden.

Pulseigenschaften

Aus den beobachteten Flugzeitspektren lassen sich im Vergleich mit den simulierten Flugzeitverteilungen neben der Temperatur weitere Daten wie die Energieverteilung und die Phasenraumverteilung des Ionenpulses in den transversalen Koordinaten ermitteln. Diese Daten wurden benötigt für den Entwurf einer geeigneten Ionenoptik, die einen effizienten Transport des Ionenpulses zur Kühlerfalle ermöglichte (vgl. hierzu Anhang E).

Die Fläche im Phasenraum der axialen Energie- und Flugzeitvariablen des Ionenpulses beträgt für alle Startphasen etwa $22 \text{ eV } \mu\text{s}$. Dieser Wert sollte der vor dem Ausschub eingenommenen Phasenraumfläche entsprechen: Die Standardabweichungen der Orts- und Impulsverteilungen für die axiale Makrobewegung berechnen sich nach den Gleichungen (1.65) und (1.66) zu $\sigma_{z,mac} = \sqrt{kT/m}/\omega_z = 2.67 \text{ mm}$ und $\sigma_{p_z,mac} = \sqrt{mkT} = 0.25 \text{ eV } \mu\text{s}/\text{mm}$. Für die Zahlenwerte wurde eine Temperatur von 540 K , die Masse von Cäsium und die Kreisfrequenz der axialen Makrobewegung von $\omega_z = 69 \text{ kHz}$ eingesetzt. Als Maß für die Ausdehnung der Ionenwolke erscheint ein Wert von drei Standardabweichungen sinnvoll – dies entspricht bei den Gaußschen Dichteverteilungen der Makrobewegung etwas mehr als 99% aller gespeicherten Teilchen. Der Flächeninhalt der Ellipse im Phasenraum der Makrobewegung, die diese drei Standardabweichungen beinhaltet, berechnet sich entsprechend zu $S = 9 \pi \sigma_{z,mac}^2 m \omega_z = 9 \pi \sigma_{z,mac} \sigma_{p_z,mac} = 19 \text{ eV } \mu\text{s}$. Wegen der Flächengleichheit der Phasenraumellipsen der Makrobewegung und der Gesamtbewegung ist dieser Wert für alle Startphasen zu erwarten.

Ein weitgehend verlustfreier Einfang des Ionenpulses in der Kühlerfalle wurde im Experiment nur bei der Startphase erreicht, bei der die geringste Zeitunschärfe beobachtet wurde. Dieses Verhalten kann insofern mit der Simulation erklärt werden, da die Energieverteilung mit der geringsten Breite von etwa 100 eV bei der Startphase berechnet wird, bei der auch die schmalste Flugzeitverteilung beobachtet wird (vgl. Kap. 3.2.1).

Auch für den Flächeninhalt der Phasenraumverteilung des Ionenpulses in den transversalen Koordinaten lieferte die Ausschubrechnung einen Wert von knapp $22 \text{ eV } \mu\text{s}$. Dies erscheint zunächst erstaunlich, da wegen der im Vergleich zur axialen Bewegung nur halb so schnell oszillierenden radialen Makrobewegung eine doppelt so große räumliche Ausdehnung und dementsprechend das doppelte Phasenraumvolumen zu erwarten ist. Die Erklärung liegt darin, daß nahezu alle Ionen, die mit einem Abstand von mehr als 8 mm von der Fallachse gestartet waren, beim Ausschub an der Ausschubelektrode abgestreift wurden. Der ausgeschossene Anteil im Phasenraum reduziert sich daher auf ein mehr rechteckiges als elliptisches Flächenstück mit der Fläche $4 \cdot 8 \text{ mm} \cdot 3 \cdot 0.25 \text{ eV } \mu\text{s}/\text{mm} = 24 \text{ eV } \mu\text{s}$. Der durch das Abstreifen verursachte Verlust an Ionen beträgt im Mittel 40% und variiert im Rahmen weniger Prozent mit der Startphase. Ein größeres Ausschubloch als das derzeit verwendete (12 mm Durchmesser) hätte zwar einen geringeren Verlust an der Ausschubelektrode zur Folge, die Emittanz des Pulses wird aber dann so groß, daß der Strahl an einem der nachfolgenden optischen Elemente abgeschnitten würde. Bei der Startphase $2\xi = 78^\circ$ beträgt die mittlere axiale Energie des Pulses 2.9 keV ; dabei beträgt die Emittanz knapp $85 \pi \text{ mm mrad}$. Es sei betont, daß der Emittanzwert die Ausdehnung des gesamten Pulses berücksichtigt. Zur Transmission beispielsweise der Hälfte der im Puls gelieferten Teilchen, die sich auf eine nicht proportional geringere Phasenraumfläche konzentrieren, muß die Ionenoptik nur für $36 \pi \text{ mm mrad}$ dimensioniert sein.

4.3 Optimierung des Pulsformungsvermögens

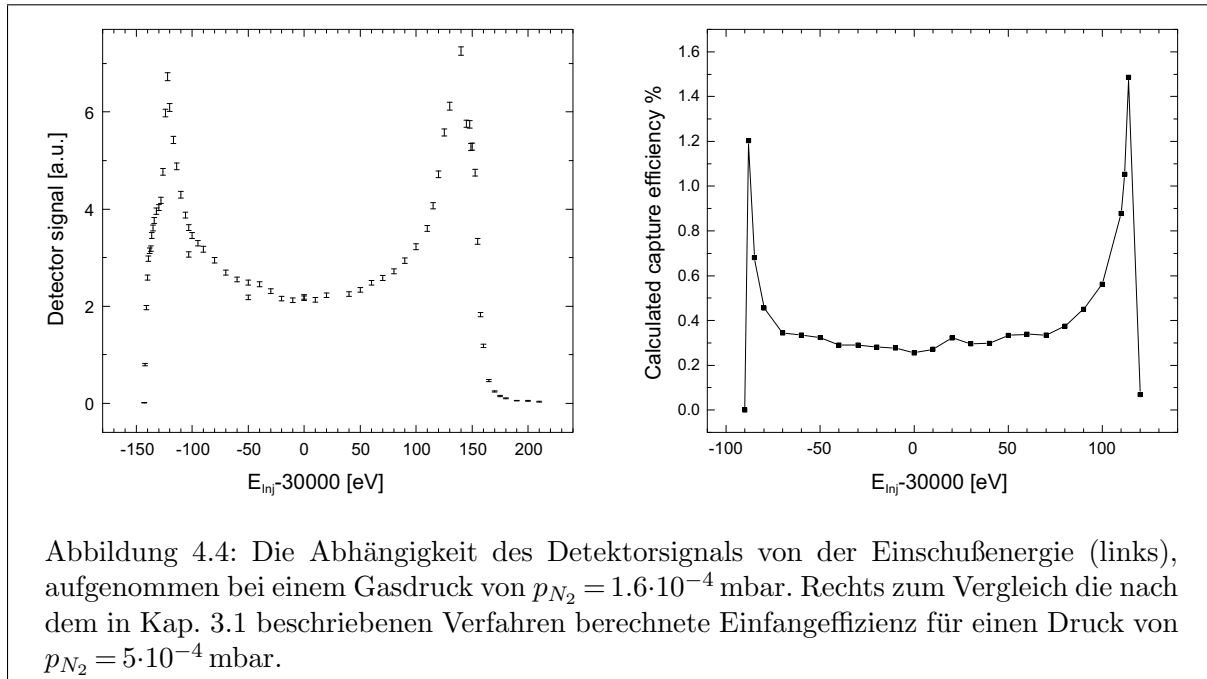
Wie effizient die verwendete Paulfallenapparatur einen hochenergetischen kontinuierlichen Ionenstrahl in Ionenpulse niedriger Energie umzuwandeln kann, hängt von einer Vielzahl von Betriebsparametern ab. Bereits behandelt wurde der Einfluß der Spannung der Einschüßelektrode, des Schaltzeitpunkts der spannungsgepulsten Driftröhre und der Startphase. In den folgenden Kapiteln wird die Auswirkung der Einschüßenergie, der Puffergassorte und des Gasdrucks, sowie der Amplitude des Speicherfeldes auf die beobachteten Flugzeitspektren untersucht. Eine systematische Untersuchung der Abhängigkeit des Pulsformungsvermögens von der Frequenz des Speicherfeldes war aus technischen Gründen nicht möglich: Die zur Erzeugung der hohen HF-Spannungen verwendete *resonante* Verstärkerschaltung (s. Anhang C) läßt sich ohne aufwendige Modifikationen nur im Bereich von 1030 ± 60 kHz betreiben. Innerhalb dieses Frequenzbereichs wurden keine Änderung im Pulsformungsvermögen beobachtet; die geringe Änderung der mit der Frequenz verbundenen Speicherparameter lassen dies aber auch nicht erwarten. Der Flächeninhalt der mit einem Speicheroszilloskop registrierten Flugzeitspektren (im Folgenden kurz als Detektor- oder Ionensignal bezeichnet) wird als Maß für die Anzahl akkumulierter und ausgeschossener Ionen verwendet. Für die nachfolgend beschriebenen Messungen wurde die Startphase für den Ausschub konstant bei $2\xi = 78^\circ$ gehalten; die Akkumulationszeit zwischen einem Ausschub bis zum nächsten betrug 0.8 s.

4.3.1 Einschüßenergie

Für das Verständnis des Einfangvorgangs aufschlußreich ist die Untersuchung des Detektorsignals in Abhängigkeit von der Einschüßenergie. Hierzu wurde die Spannung der Ionenquelle relativ zum Plattformpotential variiert. Das Ergebnis dieser bei einem Gasdruck von $p = 1.6 \cdot 10^{-4}$ mbar mit dem Puffergas Stickstoff durchgeführten Messung ist in Abb. 4.4 links wiedergegeben. Es zeigt sich, daß der Einfang innerhalb eines breiten Energieintervalls möglich ist, das von zwei Maxima bei $30 \text{ keV} \pm 130 \text{ eV}$ abgeschlossen wird. An dem beobachteten Verhalten fällt zweierlei auf. Zum einen können offensichtlich Ionen in die Falle gelangen, deren Einschüßenergien *unterhalb* der potentiellen Energie der Paulfalle liegen. Zum anderen werden Ionen in die Paulfalle eingefangen, deren Energie mehr als 100 eV beim Einlaufen die Fallenregion betragen darf. Diese Energie kann bei den verwendeten niedrigen Gasdrücken in keinem Fall während der ersten Oszillationen in der Falle durch Wechselwirkung mit dem Puffergas so weit reduziert werden, daß eine dauerhafte Speicherung in dem nur wenige eV tiefen effektiven Speicherpotential möglich wird. Es ist zu vermuten, daß das beobachtete Einfangverhalten von Potentialdurchgriffen verursacht wird.

Um diese Vermutung zu bestätigen, wurde eine Berechnung der Einfangeffizienz nach dem in Kap. 3.1 geschilderten Verfahren unter Variation der Einschüßenergie durchgeführt. Aus Gründen der Rechenzeiterparnis wurde hierbei auf den Reibungsansatz zur Simulation der Ionenkühlung zurückgegriffen und ein leicht höherer Puffergasdruck von $p_{N_2} = 5 \cdot 10^{-4}$ mbar angesetzt. Auch die Simulation, deren Ergebnis in Abb. 4.4 rechts angefügt ist, zeigt deutlich die beiden im Experiment beobachteten, nahezu symmetrisch um die Energie von 30 keV auftretenden Maxima und den flachen Bereich dazwischen.

An dieser Stelle ist eine genauere Betrachtung der zum Einfang führenden Ionenbahnen und der dabei wirksamen elektrischen Felder unerlässlich. Dabei zeigt sich, daß die mittlere Energie der

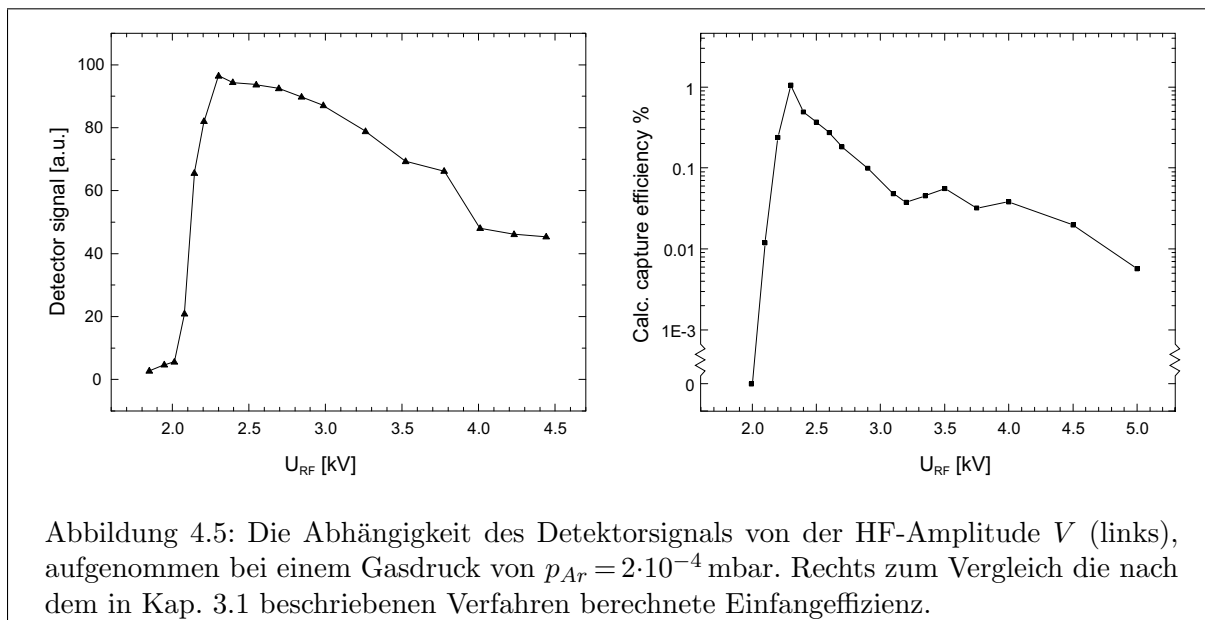


Ionen bereits unmittelbar nach dem Durchlaufen der Eintrittsöffnung in der Einschußendkappe und unabhängig vom Vorzeichen der Spannungsdifferenz zwischen Ionenquelle und Hochspannungskäfig nur noch wenige eV beträgt. Eine weitere Untersuchung der Ionenbahnen im Bereich zwischen der Einschußelektrode und der Endkappe ergibt, daß dort der Felddurchgriff des hochfrequenten Speicherfeldes durch das Loch in der Einschußendkappe für den Energieausgleich verantwortlich ist: Erreicht ein Ion mit einer hohen Energie diesen Bereich dann, wenn der hochfrequente Feldanteil gerade repulsiv wirkt, kann die überschüssige Energie soweit entzogen werden, daß die Restenergie in der Falle durch Stöße mit dem Restgas abgebaut werden kann. Analog kann ein Ion, dem noch ein wenig Energie zum Einfang in die Falle fehlt, diese Energie aus dem HF-Feld entnehmen. Dazu muß das Ion die Einschußelektrode bei der komplementären HF-Phase erreichen.

Wie in Abb. 4.4 abzulesen ist, läßt die Simulation die Effizienzmaxima bei Energien erwarten, die sich 25 bis 30 eV von den beobachteten Einschußenergien der Signalmaxima unterscheiden. Für diesen Unterschied sind mehrere Ursachen denkbar. Zum einen ist das $0.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$ Gitter, auf dem die elektrischen Felder in den r, z -Koordinaten berechnet wurden, zu grob, um alle Details der Elektroden im Bereich der Einschußöffnung zu berücksichtigen. Zum andern wurde für die Kühlsimulation ein im Vergleich zum Experiment zu hoher und zudem konstanter Puffergasdruck im Fallenninnern verwendet. Eine genauere Kenntnis des Druckverlaufs im Bereich der Retardierungsstrecke könnte eine weitere Annäherung der Simulationsergebnisse an das experimentelle Verhalten ermöglichen.

4.3.2 Speicherfeld

Neben der Einschußenergie zeigt auch die Amplitude des hochfrequenten Speicherfeldes einen deutlichen Einfluß auf das erreichbare Ionensignal. Abb. 4.5 zeigt das bei einem Gasdruck von $p_{Ar} \approx 2 \cdot 10^{-4}$ mbar, einem Cs-Ionenstrom von etwa 10 pA und einer Frequenz $\Omega/2\pi = 984$ kHz aufgenommene Detektorsignal in Abhängigkeit von der HF-Amplitude U . Bis zu einer Amplitude



von 1.8 kV erfolgt keine nachweisbare Pulsformung. Danach steigt das Detektorsignal innerhalb von 500 V auf sein Maximum an, um von dort nahezu linear bis zur Hälfte des maximalen Ionensignals bei 5 kV HF-Amplitude zurückzugehen.

Um zu beurteilen, ob der Rückgang des Ionensignals nach dem Überschreiten des Maximums bei 2.3 kV HF-Amplitude auf den Einfangmechanismus zurückzuführen ist, wurde eine weitere Berechnung der Einfangeffizienz, diesmal aber unter Variation der HF-Amplitude durchgeführt. Für die Rechnung wurde der Reibungsansatz zur Simulation der Ionenkühlung verwendet sowie ein Puffergasdruck von $p_{Ar} = 5 \cdot 10^{-4}$ mbar angesetzt. Das Ergebnis der Simulation ist in Abb. 4.5 rechts gezeigt. Wie das beobachtete Ionensignal zeigt auch die berechnete Einfangeffizienz den abrupten Anstieg zum Maximum im Bereich von 2 bis 2.3 kV. Dagegen sinkt die simulierte Einfangeffizienz zu höheren Amplituden hin zu schnell ab, um mit dem beobachteten Abfall des Detektorsignals als vereinbar gelten zu können.

Zur Abschätzung möglicher Verluste von Ionen während der Speicherung wurde darauf mit einer Simulation ermittelt, wie lange es im Mittel dauert, bis die Ionen aufgrund der Wechselwirkung mit den Puffergasmolekülen im hochfrequenten Speicherfeld auf eine instabile Bahn gebracht werden. Wie bei der Simulation der Flugzeitverteilung wurde hierzu zunächst eine Anzahl an Ionen entsprechend den Gleichungen (3.3) und (3.4) in der Falle verteilt. Darauf wurden die Bahnen der Ionen solange verfolgt, bis die Ionen nach einigen Stößen mit den Argonatomen die Fallenelektroden erreichten. Zur Beschreibung der Wechselwirkung zwischen den Stoßpartnern wurden die in Anhang A behandelten Streupotentiale verwendet. Das Ergebnis der für einen Gasdruck von $p_{Ar} = 5 \cdot 10^{-4}$ mbar durchgeführten Rechnung zeigt einen exponentiellen Anstieg der Lebensdauer mit der HF-Amplitude: Während die Halbwertszeit $T_{1/2}$ der Ionen in der Falle bis zu 1.8 kV Amplitude weniger als 300 ms beträgt, sollte sie bei $U = 2$ kV auf 550 ms steigen und bei 2.3 kV schließlich 1.6 s erreichen. Bei noch höheren Amplituden führen die Stöße mit Argonatomen wegen der nach Gln. (1.68) zunehmenden Konzentration der Verteilung im Fallenzentrum innerhalb der Speicherzeit von 0.8 s zu keinen nennenswerten Verlusten mehr. Es ist anzunehmen, daß die wegen des hohen Restgasdrucks auftretenden Verluste eine ähnliche Amplitudenabhängigkeit zeigen (vgl. Kap. 4.4).

Die beiden Mechanismen Einfang und Speicherung zeigen somit im Bezug auf die HF-Amplitude ein gegenläufiges Verhalten: Während eine hohe Amplitude den Einfang wegen zu starker Defokussierung im Bereich der Einschubelektrode erschwert, sind die Verluste bei der Speicherung bei niedrigen Amplituden wegen der größeren Ausdehnung der Ionenwolke stärker. Eine Berechnung der Einfangeffizienz mit Stoßsimulation nach Kap. 3.1.2 könnte erklären, warum das Ionensignal bei hohen Amplituden langsamer abfällt, als die mit dem Reibungsansatz berechneten Einfangeffizienz sowie das Speicherverhalten erwarten läßt. Der geschätzte Zeitbedarf dieser Simulation liegt aber weit außerhalb der verfügbaren Rechenzeit.

Raumladungseffekte

Wegen der selbst bei optimalen Betriebsparametern und der Verwendung der Testionenquelle nicht höher als 10^{-3} einzuschätzenden Einfangeffizienz der Paulfalle wurden bei einer Akkumulationszeit von 0.8 s und einem Ionenstrom von etwa 10 pA selten mehr als 10^4 Ionen gleichzeitig in der Falle gespeichert. Im Folgenden soll untersucht werden, ob und ab welcher Ladungsträgerdichte Raumladungseffekte für das Speicherverhalten eine Rolle spielen. Die aufgrund der Coulombabstoßung der Ionen in einer Paulfalle limitierte maximale Ionendichte n läßt sich wie folgt abschätzen. Unter der Annahme, daß sich das von der Raumladung hervorgerufene Potential der (abgesehen von der Mikrobewegung) in der Paulfalle ruhenden Ionen und das Pseudopotential D zu einem räumlich konstanten Term ergänzen [Dehm67], fordert die Poissongleichung für die Ladungsdichte ρ

$$\Delta D = \rho / \epsilon_0. \quad (4.1)$$

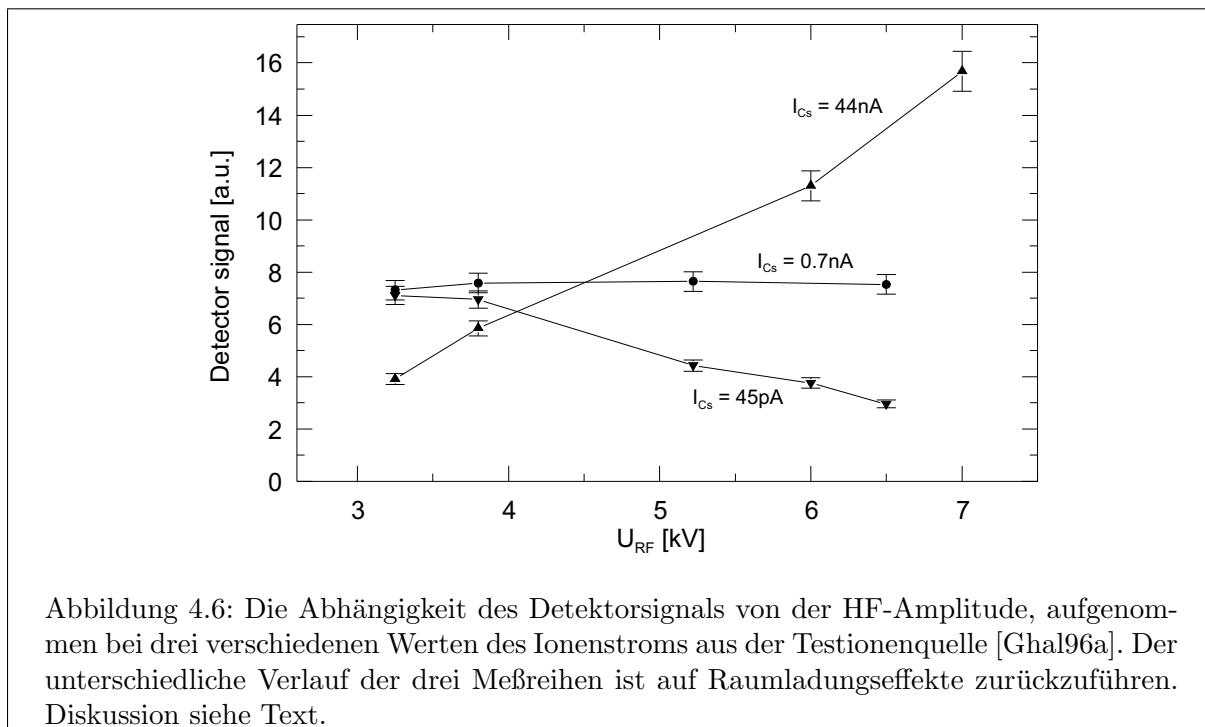
ϵ_0 bezeichnet die Influenzkonstante. Die maximal erreichbare Ladungsträgerdichte errechnet sich nach Einsetzen des Pseudopotentials aus Gln. (1.28) und Substitution der HF-Amplitude mit dem Mathieuparameter der axialen Bewegung zu

$$n = \frac{\rho}{e} = \frac{3}{4} \frac{\epsilon_0}{m} \frac{V^2}{\Omega^2 d^4} = \frac{3}{16} \frac{m}{e^2} \Omega^2 \epsilon_0 q_z^2. \quad (4.2)$$

Wie in Kap. 3.2 aus dem Feldverlauf im Fallenzentrum abgeleitet wurde, nimmt der Mathieuparameter q_z bei einer HF-Amplitude von 2300 V einen Wert von $q_z = 0.031$ an. Bei diesem Arbeitspunkt ergibt sich eine maximale Ionendichte von $n = 5.4 \cdot 10^5$ Ionen/cm³. Zur Abschätzung der Zahl der in der verwendeten Paulfalle speicherbaren Ionen wird das Speichervolumen durch ein Ellipsoid mit Halbmessern in axialer Richtung von 5 cm sowie in radialer Richtung von 4 cm angenähert. Dementsprechend ergibt sich eine durch die Raumladung begrenzte Maximalzahl von $1.8 \cdot 10^8$ Ionen in der Falle. Die Raumladung der Ionen war daher in keiner Weise ein begrenzender Faktor weder für die hier vorgestellten Testmessungen noch für die in Teil II dieser Arbeit diskutierten Massenmessungen an Hg-Isotopen.

Die mit dem Prototypen der Paulfallenapparatur im Jahr 1990 an ISOLDE-3 durchgeführten Messungen ließen einen Anstieg der Einfangeffizienz mit der dritten Potenz der HF-Amplitude bis zum damals höchstmöglichen Amplitudenwert von 1150 V erkennen [Moor92]. Ein derartiges Verhalten wurde für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten niedrigen Ionenströme nicht beobachtet. Da die im Jahr 1990 eingesetzte Paulfalle bei einem deutlich höheren Ionenstrom von $I_{Xe} \approx 0.6$ nA gefüllt wurde und zudem deutlich kleinere Fallendimensionen aufwies, sind Raumladungseffekte als Ursache der unterschiedlichen Amplitudenabhängigkeiten zu vermuten.

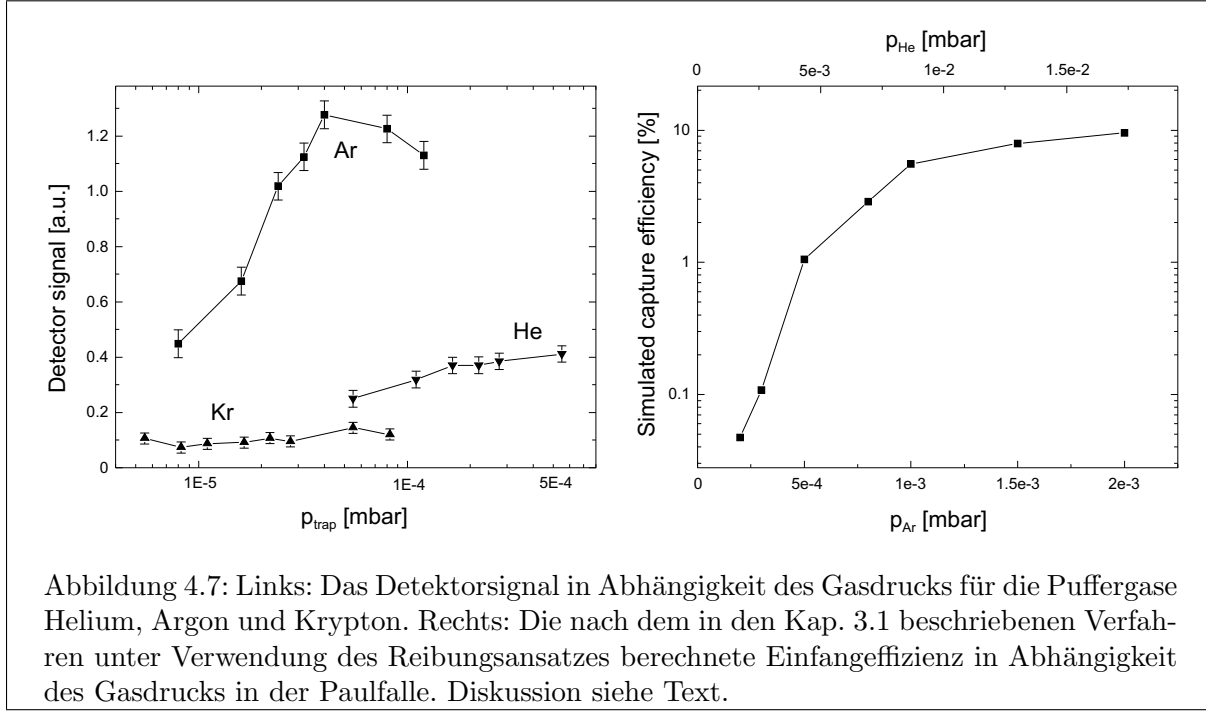
In diesem Zusammenhang sei eine Messung von M. Ghalambor zitiert, bei der die Amplitudenabhängigkeit des Detektorsignals bei höheren Ionenströmen und Amplituden untersucht wurde [Ghal96a]. Das Resultat dieser Messung ist in Abb. 4.6 wiedergegeben. Während die beobach-



teten Ionensignale bei geringem Ionenstrom, $I_{Cs} = 45 \text{ pA}$ den bereits aus Abb. 4.5 bekannten flachen Abfall des Ionensignals zu hohen HF-Amplituden hin fortsetzen, ist bei $I_{Cs} = 700 \text{ pA}$ keine Variation der Signalintensität mit der HF-Amplitude zu erkennen. Bei dem um etwa 3.5 Größenordnungen gegenüber den typischen Betriebsbedingungen gesteigerten Ionenstrom von $I_{Cs} = 44 \text{ nA}$ jedoch steigt das Ionensignal mit der HF-Amplitude an. In diesem Fall wird bereits bei niedriger HF-Amplitude das oben abgeschätzte Raumladungslimit der Anzahl speicherbarer Ionen erreicht. Da nach Gln. (4.2) das Raumladungslimit quadratisch mit der HF-Amplitude wächst, können bei einer Erhöhung der HF-Amplitude weitere Ionen in der Falle untergebracht werden. Dementsprechend nimmt das beobachtete Ionensignal mit der HF-Amplitude bei hohem Ionenstrom zu. Im Fall des mittleren Ionenstroms, $I_{Cs} = 700 \text{ pA}$, führt die Erhöhung des Raumladungslimits gerade zu einem Ausgleich der vom Einfangmechanismus verursachten Verluste.

4.3.3 Puffergassorte, Gasdruck

Die in Kapitel 1.2 behandelten Rechnungen zum Energieverlust von Ionen in Gasatmosphären lassen erwarten, daß sich bei gleichem Druck mit verschiedenen Gassorten abweichende Einfangeffizienzen und ein unterschiedliches Speicherverhalten zeigen sollte. Als experimenteller Test dieser Rechnungen wurde das Detektorsignal für die Puffergase Helium, Argon und Krypton in Abhängigkeit des Gasdrucks aufgenommen. Das Ergebnis der drei Meßreihen ist in Abb. 4.7 links wiedergegeben. Der Gasdruck wurde mit einer Penning-Meßröhre im Bereich kurz vor der Einschubröhre gemessen und auf den angegebenen Druck in der Falle umgerechnet. Wie aus Kalibrationsmessungen hervorgeht, bei denen vorübergehend eine weitere Meßröhre am Haltering der Paulfalle angebracht wurde, ist der Druck in der Paulfalle p_{trap} etwa einen Faktor fünf höher als der im Bereich der Einschubröhre aufgenommene. Die Fehlerbalken an den Werten des Detektorsignals zeigen die Streuung der Meßwerte, welche durch die Schwankungen des Cs-Ionenstroms um den Sollwert $I_{Cs} = 4 \text{ pA}$ verursacht wurden.



Vergleicht man die drei Meßkurven untereinander, ist festzustellen, daß das größte Signal mit dem Puffergas Argon erhalten wird. Bei einem Druck von $p_{trap} = 7.5 \cdot 10^{-5}$ mbar beispielsweise wird mit Helium etwa ein Viertel des mit Argon erreichten Signals beobachtet, mit Krypton sogar nur ein Zehntel. Zum Verständnis dieser Verhältnisse müssen wiederum sowohl die Einfangeffizienz als auch die Speichereigenschaften beachtet werden. Entscheidend für die Einfangeffizienz ist der mittlere Energieverlust pro Stoß, der sich entsprechend den Überlegungen aus Kap. 1.2.1 für die drei Kombinationen der Stoßpartner im Modell harter Kugeln zu $\mathcal{E}_{Cs/He} = 2.7\%$, $\mathcal{E}_{Cs/Ar} = 12.4\%$ und $\mathcal{E}_{Cs/Kr} = 8.8\%$ berechnet. Werden die unterschiedlichen Stoßraten für die Stöße von Cs in den drei Puffergasen außer acht gelassen, ist die höchste Einfangeffizienz mit Argon zu erwarten, gefolgt von Krypton und ininigem Abstand Helium. Eine Berechnung der Einfangeffizienz nach dem in Kap. 3.1.2 beschriebenen Verfahren mit Stoßsimulation bestätigt diese Erwartung: In Helium sollte die Einfangeffizienz $\epsilon_{Inj} = 0.76\%$ erreichen, in Argon $\epsilon_{Inj} = 3.9\%$ und in Krypton $\epsilon_{Inj} = 1.2\%$. Die Rechnung wurde aus Gründen der Rechenzeiterparnis für den Druck von $p_{trap} = 2 \cdot 10^{-3}$ mbar in der Falle durchgeführt; für die Verhältnisse der Effizienzen untereinander sollte dies aber nicht entscheidend sein.

Eine Erklärung, warum Helium als Puffergas für die Pulsformung des kontinuierlichen Ionenstrahls dennoch besser geeignet ist als Krypton, liefert die Betrachtung der Speichereigenschaften. Dazu wurde nach dem im vorigen Kapitel beschriebenen Verfahren berechnet, wie lange die eingefangenen Ionen im Mittel in der Paulfalle in Anwesenheit der verschiedenen Puffergase gespeichert werden können. (Explizite Messungen hierzu werden in Kap. 4.4 diskutiert.) Während die Halbwertszeit $T_{1/2}$ der Cs-Ionen in Argon 1.6 s beträgt, sinkt diese Zeit beim Einsatz von Krypton als Puffergas auf nur 54 ms. In der Heliumatmosphäre dagegen ist die Verlustrate vernachlässigbar. Der am Ende der Akkumulationszeit von $T_{acc} = 0.8$ s noch für den Ausschluß übriggebliebene Anteil an Ionen ϵ_{acc} beträgt bei der Speicherung in der Kryptonatmosphäre

$$\epsilon_{acc} = T_{1/2}/T_{acc}/\ln 2 \cdot (1 - 2^{-(T_{acc}/T_{1/2})}) = 10\%, \quad (4.3)$$

wie eine kurze Betrachtung der Verlustrate zeigt. Die mit Krypton als Puffergas höhere Einfangeffizienz wird daher durch die hohen Verluste bei der Speicherung soweit ausgeglichen, daß mit Helium letztlich die bessere Gesamteffizienz zu erreichen ist.

Auch der Verlauf der Meßwerte für die einzelnen Puffergassorten ist weitgehend aus dem Zusammenwirken von Einfang- und Kühlmechanismus erklärbar. Während die Meßreihe für Krypton keine signifikante Abhängigkeit vom Gasdruck zeigt, steigt das Ionensignal bei Helium etwa linear mit dem Druck an. Das Ionensignal der Argon-Messung schließlich steigt bis zu einem Druck von $p_{inj} = 4 \cdot 10^{-5}$ mbar stark an und setzt sich von dort leicht abfallend fort. Eine Berechnung der Einfangeffizienz in Abhängigkeit des Gasdrucks liefert das in Abb. 4.7 rechts gezeigte Verhalten. Die hierzu benötigte Akzeptanzrechnung wurde nach dem in Kap. 3.1.1 beschriebenen Verfahren mit Reibungsansatz durchgeführt. Als Akzeptanzwerte sind die für die Testionenquelle ermittelten verwendet. Neben der unteren Skala für den Argon-Gasdruck ist zum Vergleich die entsprechend dem Verhältnis der Mobilitätswerte für die Kombinationen Cs/Ar und Cs/He umgerechnete Skala für das Puffergas Helium eingetragen. Die Rechnung läßt bis zu einem Druck von nahezu 10^{-3} mbar einen etwa linearen Anstieg der Einfangeffizienz mit dem Gasdruck erwarten. Bei einer Erhöhung des Drucks flacht die Kurve ab, um bei einer weiteren Steigerung in experimentell kaum realisierbare Druckbereiche bei etwa 10^{-1} mbar eine obere Grenze von 20% zu erreichen. Eine analog durchgeführte Rechnung für den ISOLDE-Ionenstrahl liefert im gezeigten Druckbereich eine Größenordnung niedrigere Effizienzwerte.

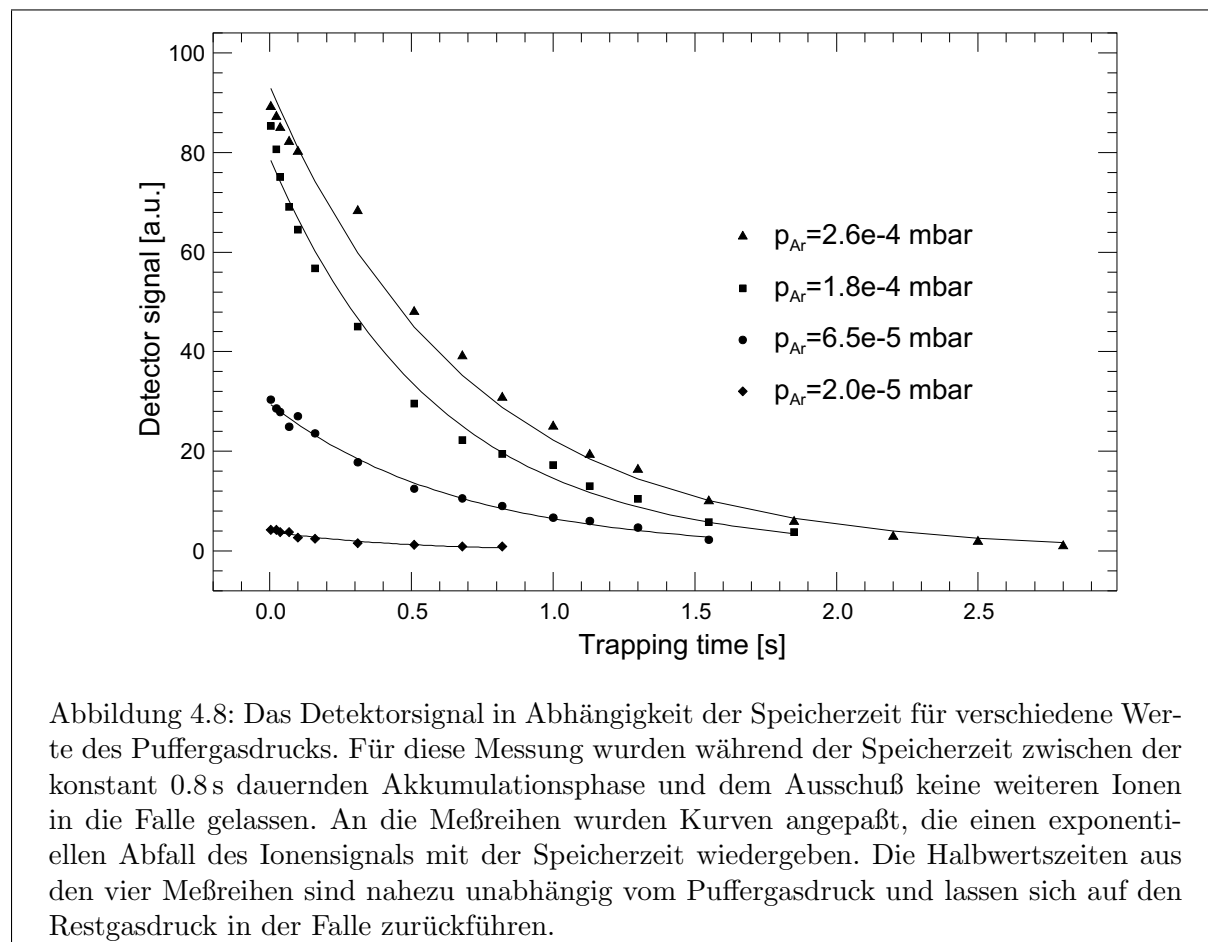
Da bei dem Puffergas Helium aus den o.a. Gründen während der Speicherzeit keine Verluste an Ionen auftreten, sollte das Ionensignal die etwa lineare Druckabhängigkeit der Einfangeffizienz aufweisen. Dies entspricht der Beobachtung. Im Fall des Puffergases Krypton zeigt die Rechnung, daß der Anstieg der Einfangeffizienz mit wachsendem Druck durch die mit dem Druck steigenden Verluste während der Speicherung kompensiert wird. Dementsprechend sollte kein Anstieg des Ionensignals zu erwarten sein. Auch diese Überlegung wird von der Messung bestätigt. Der auch bei mehreren Nachmessungen beobachtete Knick in der Meßkurve bei Argon läßt sich nicht einfach erklären. Ein Erklärungsversuch, wonach die Dämpfung der Ionenbewegung im aus der Falle ausströmenden Gas vor der Einschufelektrode den Ionen bereits soviel Energie entziehen könnte, daß die Ionen nicht mehr die zum Einfang optimale Einschufenergie haben könnten (vgl. Abb. 4.4), mußte wieder verworfen werden: Durch eine Erhöhung der Einschufenergie bei hohem Gasdruck konnte die Signalabnahme nicht rückgängig gemacht werden. Wahrscheinlicher erscheint ein konkurrierendes Verhalten zwischen der Druckabhängigkeit der Einfangeffizienz und den Speicherverlusten, dessen Berechnung bei realistischer Stoßsimulation aber den Rahmen der zur Verfügung stehenden Rechenzeit sprengen würde.

4.4 Speicherzeit

Eine im Hinblick auf die Verwendung der Paulfalle als Ionenakkumulator wichtige Untersuchung ist die Bestimmung der Verlustrate von Ionen während der Speicherung in der Falle. Für diese Messung wurde in den aus Akkumulation, Ausschuf und Nachweis der Ionen bestehenden Meßzyklus vor dem Ausschuf eine Zeit der Speicherung eingefügt, während der zu der bereits gesammelten Ionenwolke keine weiteren Ionen in die Falle einlaufen konnten. Dazu wurde der Ionenstrahl aus der Testionenquelle mit einem gepulst betriebenen elektrostatischen Ablenkerpaar für die Dauer der Speicherzeit abgeschaltet.

Abb. 4.8 zeigt das für verschiedene Werte des Puffergasdrucks aufgenommene Detektorsignal in Abhängigkeit der Speicherzeit. Als Puffergas wurde Argon eingesetzt, der mittlere Cs-Ionenstrom aus der Ionenquelle lag bei 25 pA. Die Meßreihen zeigen bei allen vier Druckwerten einen exponentiellen Abfall des Ionensignals mit der Speicherzeit. Eine Anpassung von Exponentialkurven an die Meßdaten zeigt, daß die Halbwertszeiten aus den vier Messungen nahezu unabhängig vom gewählten Gasdruck sind und im Mittel 640 ± 35 ms betragen. Wie bereits für die Diskussion im vorigen Kapitel berechnet wurde, beträgt die Halbwertszeit eines gespeicherten Ions in der Argonatmosphäre bei einem Druck von $p = 5 \cdot 10^{-4}$ mbar 1.6 s, für $p = 1 \cdot 10^{-4}$ mbar steigt sie sogar auf knapp 6 s. Innerhalb der betrachteten Speicherzeiten und des untersuchten Druckbereichs ist daher der Verlust aufgrund der Stöße der Cs-Ionen mit den Argonatomen nahezu vernachlässigbar.

Die beobachteten Verluste sind auf den recht hohen Restgasdruck von einigen 10^{-6} mbar im Falleninnern zurückzuführen, wie eine in gleicher Weise wie die zur Ermittlung der Lebensdauer in den Puffergasatmosphären durchgeführte Verlustrechnung nahelegt: Die im Rahmen der Voruntersuchungen (vgl. Kap. 4.1) durchgeführte Massenanalyse hatte gezeigt, daß die Masse des das Restgasspektrum dominierenden Moleküls etwa 180 u beträgt. Die Halbwertszeit von Cs-Ionen bei Stößen mit Restgasteilchen dieser Masse und mit einem willkürlich angenommenen Radius von 2 Å bei einem Restgasdruck von $p = 2 \cdot 10^{-6}$ mbar ermittelt sich zu 0.66 s. Für diese Simulation wurde die Wechselwirkung zwischen Ion und Gasteilchen als Stöße harter Kugeln behandelt. Der berechnete Wert für die Verluste in der Restgasatmosphäre liegt trotz der ver-



wendeten Näherungen recht nahe an dem beobachteten Wert. Wie von anderen Experimenten mit Paulfallen bekannt ist, gelingt eine Speicherung von Ionen über einen Zeitraum von Minuten oder länger erst, wenn der Restgasdruck um mindestens zwei Größenordnungen gegenüber dem derzeit erreichten Druck gesenkt werden kann (vgl. hierzu auch Kap. 2.1).

4.5 Gesamteffizienz

Die Durchführung einer Messung zur Gesamteffizienz unterscheidet sich nicht von dem Vorgehen bei den bisher beschriebenen Untersuchungen. Zur Ermittlung der *Zahl* der im Puls gelieferten Ionen wurde allerdings das sonst verwendete Speicheroszilloskop gegen einen Vielkanalanalysator ausgetauscht. Um das Meßergebnis nicht durch Sättigungseffekte des MCP-Teilchendetektors zu verfälschen, wurde der Ionenstrom aus den Ionenquellen zudem auf 1 pA oder weniger beschränkt. Die Messung der Stromstärke an Ionen erfolgte mit Hilfe des letzten Faraday-Bechers des Strahlbeobachtungssystems von ISOLDE vor der Paulfalle. Das Verhältnis der mit dem Vielkanalanalysator gezählten Ionen zu dem während der Akkumulationszeit von der Ionenquelle gelieferten Ionen ist die experimentell bestimmte Gesamteffizienz der Paulfallenapparatur. Für den Strahl aus der Testionenquelle wurde eine Gesamteffizienz von $\epsilon \approx 2 \cdot 10^{-4}$ ermittelt, dagegen konnte im Strahlzeitbetrieb mit dem ISOLDE-Ionenstrahl nicht mehr als $\epsilon \approx 3 \cdot 10^{-5}$ erreicht werden. Bei der Abschätzung der Fehler dieser Effizienzwerte sind mehrere Fehlerursachen zu berücksichtigen. Zum einen lassen die destruktiven Nachweismethoden nur abwechselnd die Zählung der akkumulierten und ausgeschossenen Ionen oder die Kontrolle des Ionenstroms aus der Ionenquelle zu. Wegen deutlicher Kurzzeitschwankungen des Ionenstroms kann der während der Akkumulationsphase gelieferte Strom nicht mit Sicherheit angegeben werden. Weiterhin ist die Nachweiseffizienz ϵ_{det} , mit der die auf den MCP-Teilchendetektor treffenden Teilchen auch nachgewiesen werden, nur unzureichend bekannt. Bei den o.a. experimentellen Werten der Gesamteffizienz wurde von einer Nachweiseffizienz $\epsilon_{det} = 30\%$ ausgegangen. Aufgrund dieser Unsicherheiten wird der relative Fehler der Effizienzwerte zu 50% abgeschätzt.

Die Gesamteffizienz der Paulfallenapparatur ist das Produkt der drei Größen ϵ_{inj} , ϵ_{acc} und ϵ_{eject} , welche die Einzeleffizienzen des Einfangmechanismus, der Akkumulation und des Ausschußvorgangs angeben. Wie die in Kap. 4.3.3 vorgestellten Ergebnisse der Einschußsimulationen mit Reibungsansatz gezeigt haben, ist bei optimalem Betrieb der verwendeten Paulfalle (Parameter wie in Tab. 2.1) und einem Gasdruck von $p_{Ar} = 3 \cdot 10^{-4}$ mbar mit der Testionenquelle eine Einfangeffizienz von $\epsilon_{inj} \approx 3.4 \cdot 10^{-4}$ zu erwarten. Für den Strahl der ISOLDE-Ionenquelle resultiert wegen der höheren Strahlemittanz ein vierfach niedriger Wert. Die Halbwertszeit der gespeicherten Ionen in der Restgasatmosphäre beträgt $T_{1/2} = 0.66$ s, wie am Ende des vorangegangenen Kapitels angegeben. Daher ist nach Gln. (4.3) für die $T_{acc} = 0.8$ s dauernde Akkumulationszeit eine Effizienz von $\epsilon_{acc} = 68\%$ zu berücksichtigen. Die Verluste an Ionen während der Akkumulationszeit aufgrund der Wechselwirkung mit den Argonatomen betragen nur wenige Prozent und werden für die folgende Abschätzung der Größenordnungen außer acht gelassen. Beim Ausschuß werden entsprechend den in Kap. 4.2 wiedergegebenen Simulationen der Flugzeitspektren etwa 40% der Ionen an der Ausschüßelektrode abgestreift. Werden alle Einzeleffizienzen zusammengekommen, ist die rechnerische Gesamteffizienz ϵ für den ISOLDE-Strahl mit

$$\epsilon = \epsilon_{inj} \cdot \epsilon_{acc} \cdot \epsilon_{eject} = 3.4 \cdot 10^{-4} \cdot 0.68 \cdot 0.6 \approx 1.4 \cdot 10^{-4} \quad (4.4)$$

anzugeben. Bei Verwendung der Testionenquelle liegt die Gesamteffizienz entsprechend bei $\epsilon \approx 5.5 \cdot 10^{-4}$.

Bei einem Vergleich der experimentellen Werte mit den aus den Simulationen erhaltenen ist zu beachten, daß die Ermittlung der Einfangeffizienz unter Verwendung des Reibungsansatzes zur Beschreibung des Kühlvorgangs erfolgte. Eine Berechnung der Einfangeffizienz mit ausreichender statistischer Sicherheit bei Verwendung der realistischen Stoßsimulation für einen Druck von $p = 3 \cdot 10^{-4}$ mbar erscheint aus Gründen der begrenzten Rechenzeit derzeit nicht realisierbar. Wie in Kap. 3.1 beschrieben, liefert die für den hohen Druck von $p = 2 \cdot 10^{-3}$ mbar durchgeführte Rechnung mit Stoßsimulation gegenüber derjenigen mit Reibungsansatz eine fünffach niedrigere Einfangeffizienz. Unter der Annahme, daß das Verhältnis der Effizienzwerte aus den beiden Simulationsmethoden auch bei niedrigem Druck anwendbar ist, erreichen die berechneten Effizienzwerte für den Strahl aus der internen Ionenquelle nur $\epsilon \approx 1.1 \cdot 10^{-4}$ bzw. $\epsilon \approx 6.8 \cdot 10^{-5}$ für den ISOLDE-Strahl und kommen dann den experimentellen Werten sehr nahe.

4.5.1 Kürzung der Ringelektrode

Die in Kap. 3.3 beschriebenen Simulationen lassen erwarten, daß eine einfache Kürzung der Ringelektrode eine Steigerung der Einfangeffizienz von über einer Größenordnung bewirken sollte. Um diese Rechnungen einem experimentellen Test zu unterwerfen, wurde im Sommer 1998 die bisher verwendete, 120 mm lange Ringelektrode gegen eine nur noch 40 mm lange Ringelektrode gleichen Durchmessers ausgetauscht. Bei der erneuten Inbetriebnahme der Apparatur stellte sich heraus, daß zur optimalen Pulsformung eine auf 2.7 kV gesteigerte HF-Amplitude nötig war. Alle übrigen Betriebsparameter konnten beibehalten werden. Anschließend wurde die Effizienzmessung in der oben beschriebenen Weise mit der Testionenquelle wiederholt. Vor der Kürzung der Ringelektrode wurde zum Nachweis von 200 im Puls ausgeschossener Ionen ein Ionenstrom von knapp 0.5 pA benötigt. Nach der Modifikation des Rings sank der zum Nachweis der gleichen Zahl im Puls gelieferter Ionen benötigte Ionenstrom unter die Nachweisgrenze des ISOLDE-Strahlbeobachtungssystems von etwa 0.1 pA. Eine Effizienzsteigerung um einen Faktor fünf kann deshalb als gesichert gelten. Die zur Verringerung des Ionenstroms vorgenommene Reduzierung des Heizstroms der Ionenquelle von 39 A auf 37 A läßt darüber hinaus erwarten, daß die Effizienzsteigerung eine Größenordnung erreicht hat.

5 Weiterentwicklungen

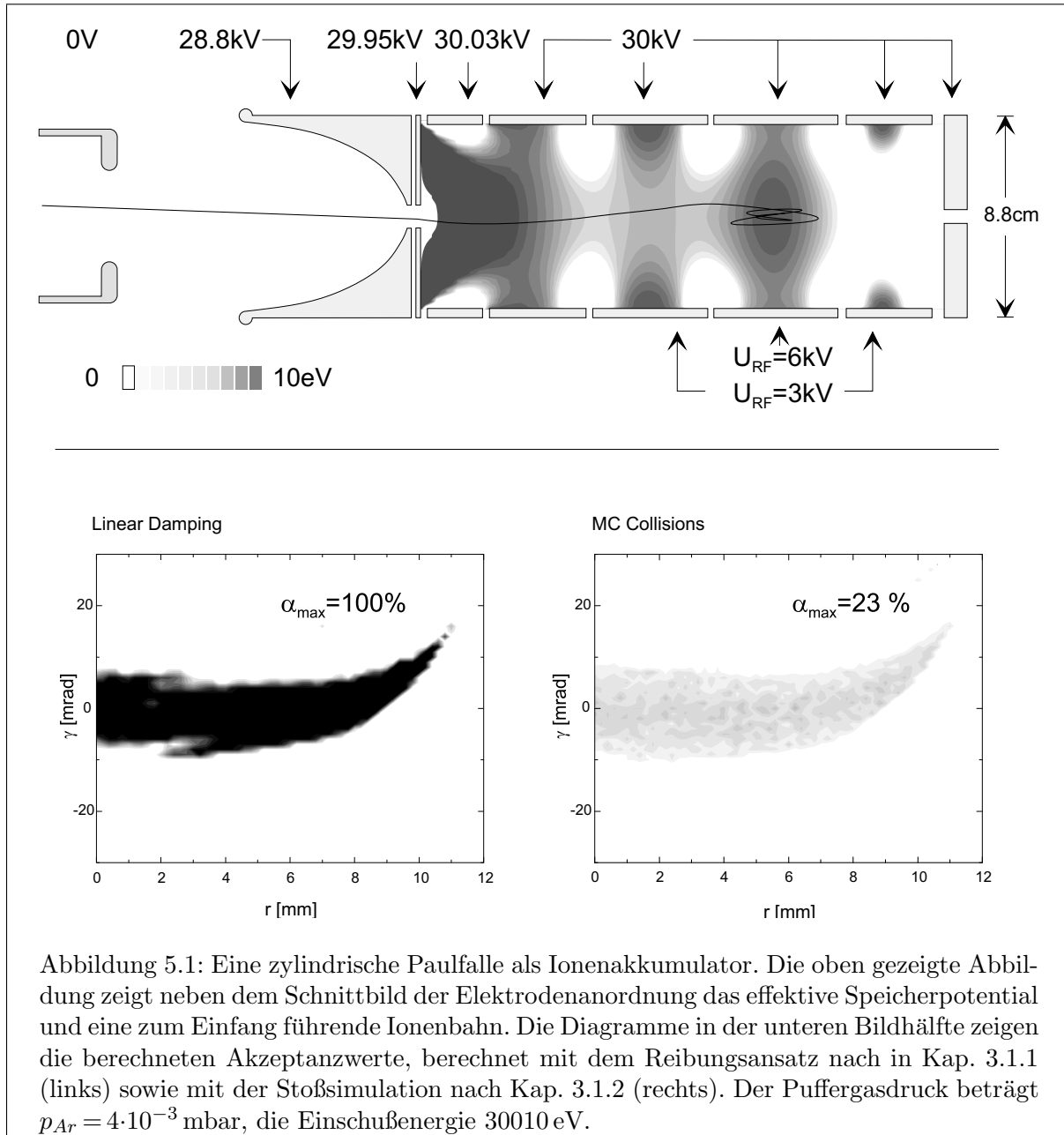
Das in den vorangegangenen Kapiteln geschilderte Konzept, eine hyperbolische Paulfalle zur Pulsformung eines kontinuierlichen Ionenstrahls einzusetzen, läßt u.a. an den folgenden Stellen den Wunsch nach Verbesserungen entstehen: Zum einen ist die erreichbare Einfangeffizienz selbst bei hohen Puffergasdrücken und einer idealen hyperbolischen Fallengeometrie auf wenige Prozent beschränkt, wie die Simulationen zum Einfang gezeigt haben. Zum anderen kann ein Ionenpuls mit einer für einen effizienten Weitertransport benötigten kleinen Phasenraumverteilung nur erhalten werden, wenn der Ausschußzeitpunkt mit einer geeigneten HF-Phase synchronisiert wird. Diese Technik stellt nicht unerhebliche Anforderungen an die Experimentsteuerung und gestaltet zudem das Auffinden der richtigen Parameter für die Ionenoptik zum Transport des ausgeschossenen Ionenpulses wegen der komplexen Zusammenhänge zwischen Fallenparametern und Pulseigenschaften als schwierig.

In den folgenden zwei Kapiteln werden zwei weitere Typen von Ionenbunchern vorgestellt, mit denen die genannten Kritikpunkte zu entschärfen bzw. vermeiden sein sollten. Auch das Funktionsprinzip dieser Buncher beruht auf der Wechselwirkung des Ions mit elektrischen Quadrupolwechselfeldern und der Dämpfung der Ionenbewegung in einer Puffergasatmosphäre. Während mit der im nächsten Kapitel vorgestellten zylindrischen Paulfalle eine deutliche Steigerung der Effizienz erreichbar sein sollte, ist mit dem in Kapitel 5.2 behandelten gasgefüllten segmentierten Quadrupol-Massenfilter zudem eine von der HF-Phase nahezu unabhängige Pulsform zu erwarten.

5.1 Eine zylindrische Paulfalle als Ionenbuncher

Die Beschränkung der Einfangeffizienz bei Verwendung einer hyperbolischen Paulfalle als Ionenakkumulator liegt darin begründet, daß die Ionen bei der Annäherung an die Einschlußendkappe innerhalb einer Wegstrecke von nur wenigen mm Länge mit den hochfrequenten hohen axialen Feldkomponenten (bis zu 10 kV/cm) konfrontiert werden. Wie bereits in Kap. 1.3 ausgeführt, führen diese Felder im überwiegenden Anteil einer HF-Periode entweder durch Reflektion oder durch eine starke Beschleunigung in Richtung der ausschlußseitigen Endkappe zum Verlust der Ionen.

Die Idee bei dem Entwurf der im Folgenden beschriebenen Elektrodenkonfiguration war entsprechend, das Ion nicht abrupt in den Einfluß des hochfrequenten Speicherfelds zu bringen, sondern den Einschluß mit einer langsamen Steigerung der hochfrequenten Feldkomponente zu verbinden. Ein derartiger Einschluß gelingt mit der in Abbildung 5.1 oben gezeigten Kombination von zwei Retardierungselektroden und einer zylindrischen Paulfalle. Bei dieser Form der Paulfalle wird das speichernde Quadrupolfeld von einem Stapel zylindrischer Ringelektroden geeigneter Länge und gleichen Durchmessers gebildet. Das Anlegen einer hochfrequenten Spannung an ein zentrales Ringelement führt wie auch bei der hyperbolischen Paulfalle zur Ausbildung eines effektiven Speicherpotentials. Um den Speicherbereich über einen größeren Raumbereich auszudehnen, wird die HF-Speicherspannung mit den gezeigten Amplitudenverhältnissen an drei Ringelektroden angelegt. Das wie in Kap. 3.3 berechnete effektive Speicherpotential nach Gln. (1.31) ist in



die Elektrodenstruktur miteingezeichnet. Bei den in der Abbildung angegebenen Betriebsspannungen und HF-Amplituden sowie der Frequenz $\Omega/2\pi = 2$ MHz wird eine minimal 2.8 eV tiefe Potentialmulde erzeugt.

Zur Beantwortung der Frage, welche Akzeptanz mit dieser Fallengeometrie erreichbar sein sollte, wurden weitere Einschußsimulationen nach den in Kap. 3.1.1 und Kap. 3.1.2 beschriebenen Verfahren sowohl mit dem Reibungsansatz als auch den Stoßsimulationen vorgenommen. Die Ergebnisse der beiden Rechnungen sind in Abb. 5.1 unten als Akzeptanzdiagramme der Variablen r und γ wiedergegeben. In beiden Simulationen beträgt die Einschußenergie der Ionen 30.01 keV bei einem Potential des Fallenzentrums von 30.00 kV. Entsprechend der Rechnung mit dem Reibungsansatz sollte für die untersuchte Fallengeometrie ein verlustfreier Einfang im

Bereich $r < 8$ mm und $|\gamma| < 5$ mrad möglich sein. Die Rechnung mit Stoßsimulation zeigt die gleiche Form der Akzeptanzfläche, ergibt aber im Mittel wegen der nicht immer zu einer Kühlung führenden Stöße mit den Gasteilchen etwa einen Faktor vier niedrigere Akzeptanzwerte. Zusammen mit der Emittanz des ISOLDE-Ionenstrahls läßt die Stoßsimulation eine Einfangeffizienz von beachtlichen 12.7% erwarten.

Die Rechnungen wurden für einen recht hohen Puffergasdruck von $p_{Ar} = 4 \cdot 10^{-3}$ mbar durchgeführt. Dieser war erforderlich, um den Ionen trotz der geringen axialen Ausdehnung des effektiven Speicherpotentials während den ersten Oszillationen um das Fallenzentrum genügend Energie für eine dauerhafte Speicherung zu entziehen. In diesem Zusammenhang ist auch zu beachten, daß die zulässige Unschärfe in der Einschußenergie auf wenige eV begrenzt ist. Die vorgestellte Designstudie ist weder im Hinblick auf die Geometrie noch auf die Betriebsparameter als optimiert zu betrachten. Es sollte an dieser Stelle gezeigt werden, daß die Verwendung einer Paulfalle zur Ionenakkumulation bei *geeigneter* Fallenstruktur mit einem weitgehend verlustfreien Einfang prinzipiell vereinbar ist.

Eine Weiterentwicklung des aufgezeigten Einfangkonzpts erscheint besonders für Experimente vielversprechend, bei denen Messungen an gespeicherten Ionen in einer Paulfalle durchgeführt werden sollen (beispielsweise laserspektroskopische Untersuchungen) und die dabei auf die externe Produktion der Ionen angewiesen sind.

5.2 Ein Quadrupol-Massenfilter als Ionenbuncher

Das im Folgenden vorgestellte Konzept zur Akkumulation und Pulsformung von Ionenstrahlen beruht auf dem Einsatz eines weiterentwickelten Quadrupol-Massenfilters. Ein Massenfilter besteht aus vier stabförmigen Elektroden, welche symmetrisch und in gleichem Abstand von einer Strahlachse angeordnet sind [Paul53]. Jeweils zwei gegenüberliegende Stabelektroden sind leitend verbunden, so daß eine Spannung zwischen den beiden Elektrodenpaaren ein *zweidimensionales* Quadrupolpotential erzeugt. In ähnlicher Weise wie bei der Paulfalle führt das Anlegen einer geeigneten Kombination aus Gleich- und hochfrequenter Wechselspannung an die Elektrodenpaare im Zeitmittel zu einer fokussierenden Kraft in Richtung der Symmetrieachse des Massenfilters. Die Bezeichnung „Massenfilter“ stammt daher, daß die Transmission entlang der Symmetrieachse eingeschossener Ionen je nach den Betriebsparametern (Spannungen, Frequenz) auf einen bestimmten Massenbereich eingengt werden kann.

Wenn die Ionenbewegung in einem Massenfilter durch Stöße mit Puffergasmolekülen gedämpft wird, können in das Massenfilter eingeschossene Ionen bei nicht zu hoher anfänglicher axialer Energie – abgesehen von der verbleibenden thermischen Bewegung – zur Ruhe gebracht werden. Um die derart abgebremsten Ionen dennoch bis zum Ende des Massenfilters weiterzuleiten, wird ein axiales Driftfeld eingesetzt. Ein solches Feld kann dadurch erzeugt werden, daß die Stabelektroden in viele kurze Segmente unterteilt werden, an die zusätzlich zur hochfrequenten Speicherspannung eine entlang der Symmetrieachse abfallende Gleichspannung angelegt wird. Da die Energie der Ionen, die das segmentierte Massenfilter durchlaufen haben, in den transversalen Koordinaten fast völlig durch die Wechselwirkung mit dem Puffergas abgebaut wird, spricht man bei dieser Anordnung von einem *Strahlkühler*.

Um einen solchen Strahlkühler als Ionenakkumulator zu verwenden, wird am ausschufseitigen Ende des Strahlkühlers eine Potentialmulde für die axiale Bewegung erzeugt. Dies kann mit ei-

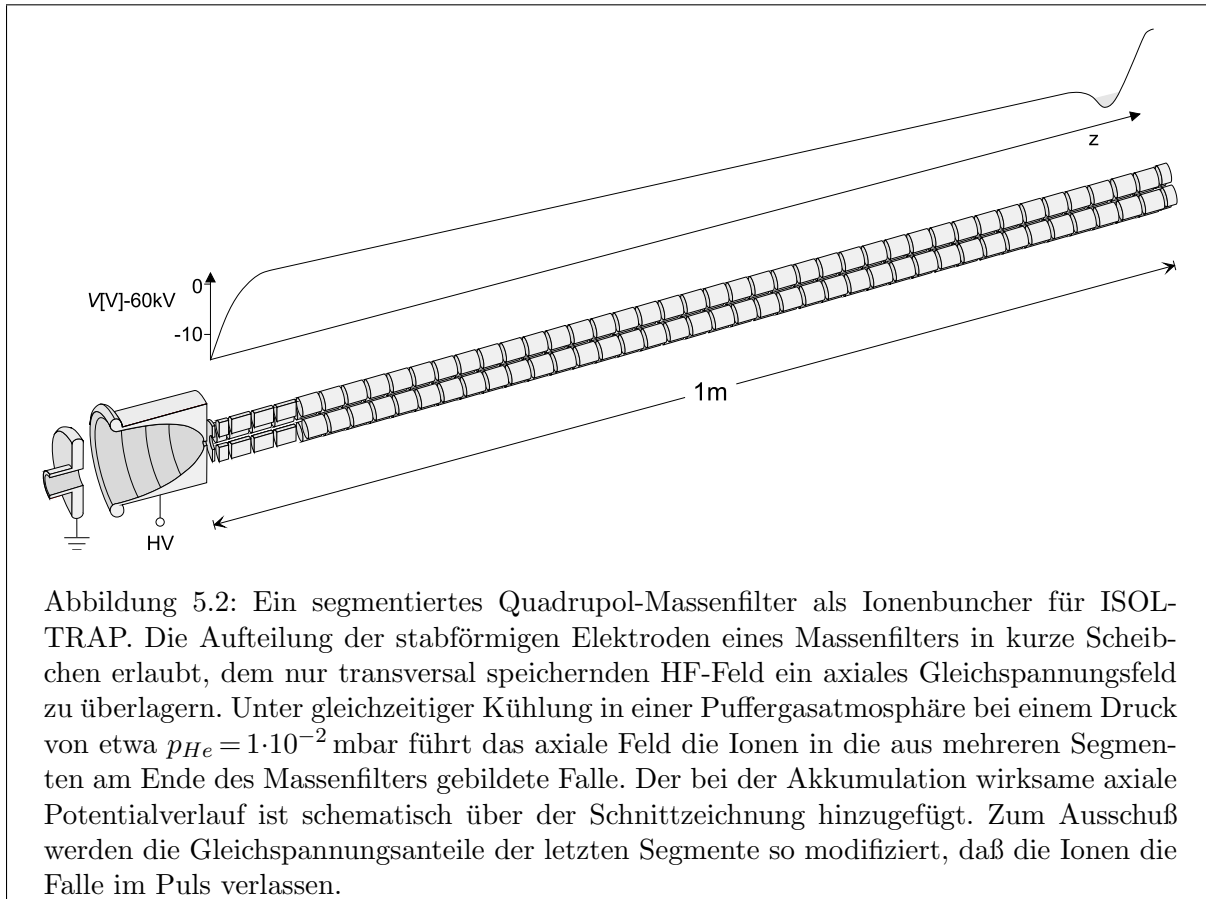


Abbildung 5.2: Ein segmentiertes Quadrupol-Massenfilter als Ionenbuncher für ISOLTRAP. Die Aufteilung der stabförmigen Elektroden eines Massenfilters in kurze Scheibchen erlaubt, dem nur transversal speichernden HF-Feld ein axiales Gleichspannungsfeld zu überlagern. Unter gleichzeitiger Kühlung in einer Puffergasatmosphäre bei einem Druck von etwa $p_{He} = 1 \cdot 10^{-2}$ mbar führt das axiale Feld die Ionen in die aus mehreren Segmenten am Ende des Massenfilters gebildete Falle. Der bei der Akkumulation wirksame axiale Potentialverlauf ist schematisch über der Schnittzeichnung hinzugefügt. Zum Ausschub werden die Gleichspannungsanteile der letzten Segmente so modifiziert, daß die Ionen die Falle im Puls verlassen.

nem entsprechend gewählten Spannungsverlauf an den letzten Segmenten der Quadrupolstruktur erreicht werden. Zur gepulsten Extraktion der akkumulierten kalten Ionen werden die letzten Quadrupolsegmente kurzzeitig auf Spannungen geschaltet, die ein axiales Potentialgefälle zum Ende des Massenfilters hin hervorrufen. Da das hochfrequente Speicherfeld nur in transversaler Richtung wirkt, ist beim Ausschub eine geringe Abhängigkeit der transversalen Pulseigenschaften von der HF-Phase zu erwarten, die axiale Energie- und Flugzeitverteilung aber sollte vom Speicherfeld nicht beeinflusst werden.

Als sich im Laufe der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen und Rechnungen abzeichnete, daß die erreichbare Gesamteffizienz der eingesetzten Paulfallenapparatur 0.1% nicht überschreiten würde, wurde in Zusammenarbeit mit unserem Kollaborationspartner R. B. Moore die Planung eines neuen Ionenbunchers für das ISOLTRAP-Experiment begonnen. Das gewählte Design beruht auf den Erfahrungen mit zwei Prototypen von Strahlkühlern, deren Eigenschaften im Rahmen der Dissertation von T. Kim [Kim97] sowie der Diplomarbeit von A. Kellerbauer [Kell98] untersucht wurden. Wie in Abb. 5.2 gezeigt, setzt sich die Elektrodenkonfiguration des neuen Ionenbunchers aus zwei Retardierungselektroden und einem aus 4×43 Segmenten bestehenden Massenfiter zusammen. Die einem großen Eierbecher nicht unähnliche erste Retardierungselektrode erlaubt zusammen mit den nachfolgenden Elektroden eine geeignete Fokussierung des einlaufenden Ionenstrahls in das Massenfiter. Der während der Akkumulation der Ionen gewählte Potentialverlauf ist über der Schnittzeichnung in Abb. 5.2 skizziert.

Für die Elektrodenanordnung des neuen Ionenbunchers wurde im Rahmen dieser Arbeit eine erste Akzeptanzrechnung entsprechend dem in Kap. 3.1.2 beschriebenen Verfahren mit der Stoßsimulation durchgeführt. Da die Einschubrechnung für das Massenfilter nicht wie bei einer Paulfalle auf zwei Dimensionen reduziert werden kann, gestaltet sich die Simulation deutlich aufwendiger: Anstelle der wegen der Zylindersymmetrie bei einer Paulfalle geeigneten Parameter r, γ , muß beim Massenfilter der vierdimensionale Parameterraum der Orts- und Geschwindigkeitskomponenten der transversalen Koordinaten durchkämmt werden. Bei einem ersten Testlauf der Akzeptanzrechnung stellte sich bereits ohne große Optimierung heraus, daß 14% der im ISOLDE-Strahl gelieferten Ionen die ersten fünf Segmente passieren sollte. Nach diesen Segmenten nimmt die transversale Ausdehnung des Strahls im Mittel nur noch ab, es sind somit keine weiteren nennenswerten Verluste zu erwarten.

Der vorgestellte Strahlkühler mit der Möglichkeit zur Akkumulation und Pulsformung wird derzeit im Rahmen der Dissertation von J. Dilling [Dill] aufgebaut und wird nach einer erfolgreichen Inbetriebnahme die Paulfalle an ISOLTRAP ersetzen.

Teil II

Massenbestimmung von neutronenarmen Quecksilberisotopen

1 Durchführung der Strahlzeiten

In diesem Teil der Arbeit werden Massenmessungen an den Quecksilberisotopen $^{184-197,200}\text{Hg}$ behandelt, die mit dem ISOLTRAP-Spektrometer in zwei Strahlzeiten an der PS-Booster-ISOLDE durchgeführt wurden. In beiden Strahlzeiten wurden die Quecksilberisotope durch Beschuß von Flüssigbleitargets mit 1 GeV-Protonen erzeugt und mit einer Plasmaionenquelle ionisiert. Die in den beiden Strahlzeiten untersuchten Isotope sind in Tab. 1.1 zusammengefaßt. In der ersten Strahlzeit wurden Zyklotronresonanzen der Isotope $^{185-197,200}\text{Hg}$ aufgenommen. Vorrangiges Ziel bei der ersten Strahlzeit war zu zeigen, daß mit dem um die Paulfallenapparatur erweiterten Massenspektrometer instabile, nicht-oberflächenionisierbare Isotope untersucht werden können. Entsprechend dieser Zielsetzung wurde bei der ersten Strahlzeit noch nicht versucht, die bei den untersuchten Hg-Isotopen mit ungerader Neutronenzahl¹ auftretenden isomeren Zustände von den Grundzuständen massenspektrometrisch zu trennen, um so eine eindeutige Grundzustandsmassenbestimmung zu ermöglichen. In der zweiten Strahlzeit wurde dann das Auflösungsvermögen des Spektrometers soweit erhöht, daß bei den Isotopen $^{185,191,193,197}\text{Hg}$ Grundzustand und isomerer Zustand aufgelöst werden konnten. Weiterhin wurden in dieser Strahlzeit Massenmessungen an den Isotopen $^{184,186}\text{Hg}$ sowie ^{194}Hg vorgenommen.

Zur Kalibration des Magnetfelds wurden in beiden Strahlzeiten stabile Bleisotope verwendet. Diese Wahl war sowohl unter praktischen Gesichtspunkten als auch für die Genauigkeit der Massenmessungen vorteilhaft: Zum einen werden die Bleisotope vom Separator geliefert (sie stammen aus dem Targetmaterial), womit der zeitraubende Einsatz der Testionenquelle umgangen wurde (s. Kap. I-2.2). Zum andern wird durch die geringe Differenz in den Massenzahlen der Blei- und der Quecksilberisotope sichergestellt, daß massenabhängige, systematische Fehler bei der Massenbestimmung auf dem im Rahmen dieser Arbeit angestrebten Genauigkeitsniveau von $\delta m/m = 1 \cdot 10^{-7}$ keine Rolle spielen.

In der zweiten Strahlzeit im Oktober 1997 wurden zeitgleich mit den Massenmessungen α - und γ -spektroskopische Untersuchungen durchgeführt. Diese hatten zum Ziel, aus den gemessenen Linienstärken die Anteile der im isomeren Zustand bzw. im Grundzustand gelieferten ungeraden Hg-Isotope zu bestimmen. Auf diese Untersuchungen wird in Kap. 3.1 näher eingegangen.

Tabelle 1.1: Die in den beiden Strahlzeiten untersuchten Isotope, die Referenzisotope sowie die zur Produktion der Hg-Isotope verwendeten ISOLDE-Targets.

	Dezember '96	Oktober '97
Untersuchte Isotope	$^{185-197,200}\text{Hg}$	$^{184-186,191,193,194,197}\text{Hg}$
Referenzisotope	^{208}Pb	$^{204,208}\text{Pb}$
Target	Flüssigbleitarget # 78	#115

¹Im Folgenden der Neutronenzahl entsprechend kurzerhand als gerade oder ungerade Hg-Isotope bezeichnet

2 Experimentelle Ergebnisse der Strahlzeiten

Das experimentelle Ergebnis einer Messung mit dem Massenspektrometer ISOLTRAP ist das Verhältnis der Zyklotronresonanzfrequenz des untersuchten Isotops zu der des gewählten Referenzisotops. Die Rohdaten für die Bildung eines solchen Frequenzverhältnisses sind die Zyklotronresonanzkurven, d.h. die mittleren Flugzeiten, welche in Abhängigkeit der Frequenz des anregenden Quadrupolwechselfeldes für die beiden beteiligten Isotope ermittelt werden. Aus diesen Daten werden durch Anpassung des theoretischen Linienprofils [Köni95] die Zyklotronfrequenzen zusammen mit ihren statistischen Fehlern extrahiert. Sofern ausgeschlossen werden kann, daß zur Aufnahme der Zyklotronresonanzkurven neben der erwünschten Ionensorte eine weitere „kontaminierende“ Sorte beigetragen hat, kann aus den Resonanzfrequenzen direkt das Massenverhältnis bestimmt werden.

Kontaminationen und gewähltes Auflösungsvermögen

Die Auflösung des verwendeten ISOLDE-Massenseparators GPS (General Purpose Separator) $m/\Delta m = 2400$ stellt sicher, daß Ionen mit einer anderen Massenzahl als der gewünschten aus dem Strahl entfernt werden. Isobare Kontaminationen werden im Rahmen der Massenauflösung der Kühlerfalle von $m/\Delta m = 10^5$ vom Transfer in die Meßfalle ausgeschlossen. Danach verbleibende isobare Kontaminationen sollten sich in einer Abweichung der Zyklotronresonanzkurve vom theoretischen Linienprofil bemerkbar machen. Bei allen geraden untersuchten Quecksilberisotopen sowie den beiden Referenz-Bleisisotopen wurden keine Anzeichen von Kontaminationen beobachtet, so daß isobare Beimischungen ausgeschlossen werden können. Bei den ungeraden Hg-Isotopen wurden dagegen Kontaminationseffekte beobachtet. Diese sind darauf zurückzuführen, daß die ungeraden Hg-Isotope an ISOLDE sowohl im Grundzustand als auch im isomeren Zustand produziert werden. In Tab. 2.1 sind für diese Isotope Spins und Halbwertszeiten der beiden Kernzustände sowie die Anregungsenergien der isomeren Zustände zusammengefaßt. Die Halbwertszeiten der beiden Zustände sind für alle Isotope vergleichbar und genügend hoch, so daß aufgrund der Diffusionszeiten aus dem Targetmaterial keiner der beiden Zustände dominant vom Separator geliefert wird. Auf experimentell bestimmte Produktionsverhältnisse für die beiden

Tabelle 2.1: Übersicht über Spins und Halbwertszeiten von Grundzustand und isomeren Zustand bei den untersuchten ungeraden Hg-Isotopen. Die letzte Spalte gibt zudem die Anregungsenergie zwischen den beiden Kernzuständen an. Die mit „#“ markierten Anregungsenergien für $^{187,189,191}\text{Hg}$ sind aus systematischen Trends abgeschätzt. Alle Werte stammen aus [Audi97].

Isotop	Grundzustand		Isomerer Zustand		ΔE [keV]
	Spin	$T_{1/2}$	Spin	$T_{1/2}$	
^{185}Hg	$1/2^-$	49.1(1.0) s	$13/2^+$	21.6(1.5) s	103.8(1.0)
^{187}Hg	$3/2^-$	1.9(3) m		2.4(3) m	100(70) #
^{189}Hg	$3/2^-$	7.6(1) m		8.6(1) m	120(80) #
^{191}Hg	$3/2^-$	49(10) m		50.8(1.5) m	140(50) #
^{193}Hg	$3/2^-$	3.80(15) h		11.8(2) h	140.76(5)
^{195}Hg	$1/2^-$	9.9(5) h		41.6(8) h	176.07(4)
^{197}Hg	$1/2^-$	64.14(5) h	$13/2^+$	23.8(1) h	298.93(8)

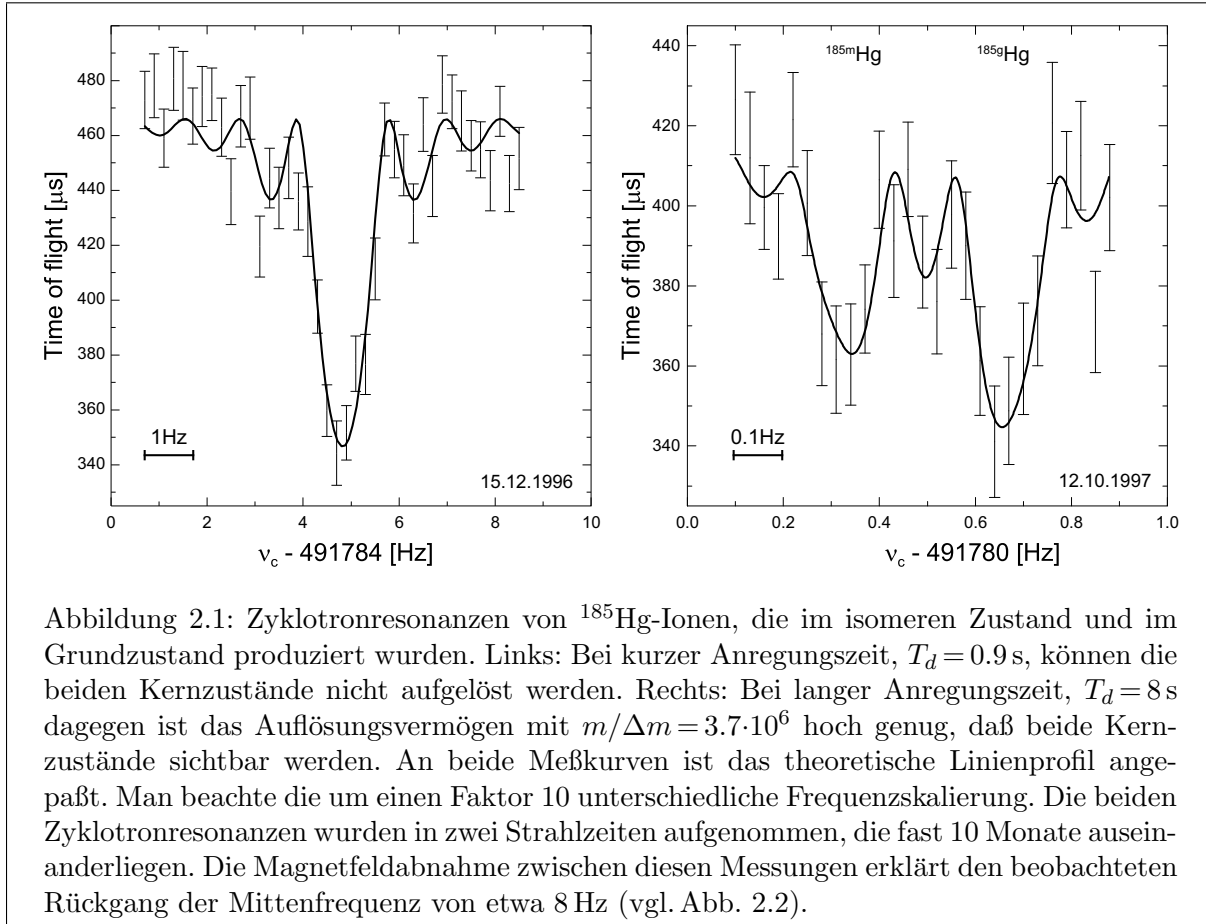


Abbildung 2.1: Zyklotronresonanzen von ^{185}Hg -Ionen, die im isomeren Zustand und im Grundzustand produziert wurden. Links: Bei kurzer Anregungszeit, $T_d = 0.9\text{ s}$, können die beiden Kernzustände nicht aufgelöst werden. Rechts: Bei langer Anregungszeit, $T_d = 8\text{ s}$ dagegen ist das Auflösungsvermögen mit $m/\Delta m = 3.7 \cdot 10^6$ hoch genug, daß beide Kernzustände sichtbar werden. An beide Meßkurven ist das theoretische Linienprofil angepaßt. Man beachte die um einen Faktor 10 unterschiedliche Frequenzskalierung. Die beiden Zyklotronresonanzen wurden in zwei Strahlzeiten aufgenommen, die fast 10 Monate auseinanderliegen. Die Magnetfeldabnahme zwischen diesen Messungen erklärt den beobachteten Rückgang der Mittenfrequenz von etwa 8 Hz (vgl. Abb. 2.2).

Kernzustände wird in Kap. 3.1 näher eingegangen. Wie aus Tab. 2.1 ersichtlich, liegen die Energieniveaus der isomeren Zustände für die untersuchten Hg-Isotope nur zwischen etwa 100 keV und 300 keV über den Grundzustandsenergien.

Während der ersten Strahlzeit im Dezember '96 wurde eine Anregungszeit für das azimuthale Quadrupolwechselfeld in der Meßfalle von $T_d = 0.9\text{ s}$ verwendet. Die damit erhaltene Massenauflösung beträgt $m/\Delta m = 4 \cdot 10^5$. Bei der Massenzahl $A = 190$ entspricht diese Massenauflösung einer Energiedifferenz von 475 keV; die Auflösung ist daher nicht ausreichend, um die Grundzustände von den isomeren Zuständen zu unterscheiden. Die *Linienform* einer Zyklotronresonanzkurve, zu der einige Ionen aus zwei Sorten mit einer Massendifferenz beitragen, die kleiner ist als die Massenauflösung, unterscheidet sich nicht von der einer Zyklotronresonanzkurve, die mit nur einer Ionensorte aufgenommen wird. Die *Linienmitte* wird allerdings von der mittleren Masse der beteiligten Ionen bestimmt [Boll92], da die Ionen eine gekoppelte Bewegung ausführen, deren Anregung am Massenschwerpunkt angreift. Ein Beispiel einer solchen Schwerpunktsresonanz ist in Abb. 2.1 links für das Isotop ^{185}Hg gezeigt.

Bei der Strahlzeit im Oktober '97 wurde die Anregungszeit zur Untersuchung des Isotops ^{197}Hg auf $T_d = 4\text{ s}$ erhöht und zur Aufnahme einiger Zyklotronresonanzen der Isotope $^{185,191,193,194}\text{Hg}$ sogar auf $T_d = 8\text{ s}$ gesteigert. Die hierbei erreichte Massenauflösung betrug $m/\Delta m = 1.8 \cdot 10^6$ ($T_d = 4\text{ s}$) bzw. $m/\Delta m = 3.7 \cdot 10^6$ ($T_d = 8\text{ s}$), oder als Energieunterschied ausgedrückt 99 keV bzw. 49 keV. Diese Werte für die Auflösung waren genügend hoch, um bei den Isotopen $^{185,191,193,197}\text{Hg}$ Grundzustand und isomeren Zustand aufzulösen. Eine Zyklotronresonanzkurve, bei der die beiden Kernzustände des Isotops ^{185}Hg aufgelöst sind, ist in Abb. 2.1 rechts hinzugefügt. An die

Meßwerte angepaßt ist das theoretische Linienprofil, das eine dem Produktionsverhältnis der beiden Kernzustände entsprechend gewichtete Überlagerung zweier Zyklotronresonanzen darstellt. Das Linienprofil einer einzelnen Zyklotronresonanzkurve ist aus experimentellen Untersuchungen bei hoher Statistik bekannt und kann aus der Energiezunahme der Ionenbewegung bei einer azimuthalen Quadrupolanregung in der Penningfalle abgeleitet werden [Köni95] (s. Abb. ii.4). Solange die Anzahl der gleichzeitig in der Meßfalle gespeicherten Ionen so klein ist, daß die Coulombwechselwirkung vernachlässigt werden kann, ist die Resonanzkurve eine Überlagerung von Einzelresonanzen, deren Linienschwerpunkte auch zu erhalten wären, wenn nur jeweils eine Ionensorte in der Falle gespeichert wäre [Boll92]. Die Aufnahme der Zyklotronresonanzen von $^{185,191,193}\text{Hg}$ erfolgte mit einer *mittleren* nachgewiesenen Ionenzahl von $\bar{Z} = 3-8$ im Einzel-Flugzeitspektrum. Die Messung der Zyklotronresonanz von ^{197}Hg wurde bei einer erhöhten Ionenzahl $\bar{Z} = 32$ durchgeführt. Für die Auswertung der Zyklotronresonanzen für $^{185,191,193,197}\text{Hg}$ wurden nur Einzel-Flugzeitspektren zugelassen, die mit wenigen (1-7) nachgewiesenen Ionen registriert wurden. Im Vergleich zu den leichteren Isotopen wurden bei ^{197}Hg aufgrund der sehr hohen mittleren Zählrate im wesentlichen Einzel-Flugzeitspektren mit mehr als 5 Ionen registriert.¹ In allen Fällen werden die Resonanzfrequenzen für die beiden Kernzustände ohne weitere Korrekturen für die Berechnung der Massenverhältnisse verwendet.

Magnetfeldkalibration

Bei der Bestimmung des Frequenzverhältnisses ist die zeitliche Magnetfelddrift während der Aufnahme einer Zyklotronresonanzkurve für das untersuchte Isotop zu berücksichtigen. Der mit $B = m/q \cdot \omega_c$ aus den Zyklotronresonanzfrequenzen der Referenzisotope berechnete Verlauf

¹Wie sich bei der Massenauswertung (s. Kap. 3) später herausstellte, wäre es auch für ^{197}Hg günstiger gewesen, die Messung mit niedrigeren Ionenzahlen durchzuführen.

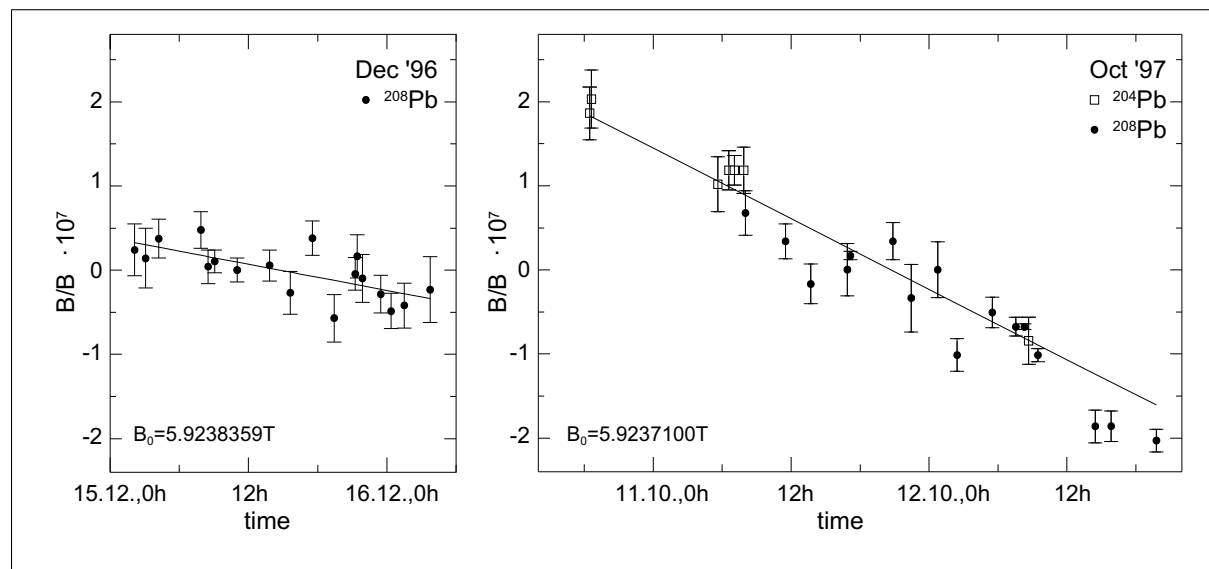


Abbildung 2.2: Die Magnetfelddrift, berechnet aus den Zyklotronresonanzfrequenzen der Referenzisotope. Neben einem mittleren relativen „Feldzerfall“ von ca. $1 \cdot 10^{-7}$ pro Tag sind nur geringe Magnetfeldschwankungen mit einer Standardabweichung von $\sigma \approx 2.5 \cdot 10^{-8}$ um den linearen mittleren Verlauf zu bemerken. Die Mittelwerte der Magnetfeldstärke B_0 zeigen, daß das Magnetfeld in den zehn Monaten zwischen den beiden Strahlzeiten um $\Delta B/B = 8 \cdot 10^{-8}$ pro Tag abgenommen hat.

der Magnetfeldstärke in den beiden Strahlzeiten ist in Abb. 2.2 gezeigt. Die hierzu benötigten Massenwerte der Referenzisotope $^{204,208}\text{Pb}$ sind [Audi95] entnommen. Zur Korrektur auf die Magnetfelddrift wird zunächst aus den im Abstand von ein bis zwei Stunden wiederholten Referenzmessungen eine etwa 5 h umfassende Serie ausgewählt, die eine Frequenzmessung des untersuchten Isotops einschließt. Anschließend wird an die zeitliche Abfolge der Zyklotronfrequenzen des Referenzisotops eine Gerade angepaßt, deren Wert zum Zeitpunkt der Messung des untersuchten Isotops für die Bildung des Frequenzverhältnisses verwendet wird.

Frequenzverhältnisse

Tabelle 2.2 gibt die Frequenzverhältnisse der in den beiden Strahlzeiten untersuchten Isotope an. Ein „x“ hinter der Massenzahl kennzeichnet eine Messung, bei der die Massenauflösung nicht ausreichte, um den Grundzustand vom isomeren Zustand zu unterscheiden. In diesem Fall wird angenommen, daß eine Schwerpunktsresonanz beobachtet wurde. Wenn das Hg-Isotop mit „g“ bzw. „m“ markiert ist, wurden die beiden Kernzustände aufgelöst und dem Frequenzverhältnis für Grund- bzw. isomeren Zustand liegt ein Mehrfachresonanzfit zugrunde. Als Fehler ist ausschließlich die statistische Unsicherheit der Messung angegeben. Der statistische Fehler der Frequenzverhältnisse beträgt typisch $\delta\nu/\nu = 4 \cdot 10^{-8}$ für die Hg-Isotope, deren Zyklotronfrequenzen mit 0.9 s Anregungszeit bestimmt wurden. Bei der hohen Anregungszeit $T_d = 8$ s sinkt der statistische Fehler bis auf $\delta\nu/\nu = 1 \cdot 10^{-8}$. Eine Ausnahme stellt das Frequenzverhältnis für das Isotop ^{200}Hg dar, dessen statistischer Fehler $\delta\nu/\nu = 1 \cdot 10^{-7}$ beträgt. Dieser Fehler ist darauf zurückzuführen, daß die Zyklotronresonanzkurve mit nur 300 anstelle der sonst üblichen mehreren tausend Ionen aufgenommen wurde.

Bei der Abschätzung des systematischen Fehlers der Messungen ist vor allem die Unsicherheit bei der Kalibration des Magnetfelds zu berücksichtigen. Der Beitrag eines solchen Meßfehlers kann aus dem zeitlichen Verlauf der Zyklotronfrequenzen der Referenzisotope abgeschätzt werden: Hierzu sei nochmals auf den in Abb. 2.2 gezeigten Verlauf der Magnetfeldstärke für die beiden Strahlzeiten verwiesen. An den Diagrammen fällt zunächst die nahezu lineare mittlere Abnahme der Magnetfeldstärke auf. Diese beträgt pro Tag in der ersten Strahlzeit $\Delta B/B = 6.2 \cdot 10^{-8}$ bzw. $\Delta B/B = 1.7 \cdot 10^{-7}$ in der zweiten. Für den systematischen Meßfehler relevant sind die Schwankungen des Magnetfelds um den linearen mittleren Verlauf. Die Standardabweichung dieser Schwankungen beträgt in beiden Strahlzeiten etwa $\sigma \approx 2.5 \cdot 10^{-8}$. Um die Magnetfeldschwankungen und mögliche weitere Meßunsicherheiten abzudecken, wie etwa Fallenfehler, wird – wie bei allen bisher erfolgten ISOLTRAP-Messungen – ein Wert von $1 \cdot 10^{-7}$ des Frequenzverhältnisses als Abschätzung für den systematischen Fehler genommen und quadratisch zum angegebenen statistischen Fehler addiert.

Die Massenwerte der Isotope $^{196,197,200}\text{Hg}$ und ^{204}Pb sind bereits bis auf einen Fehler von nur 3-4 keV bekannt [Audi95]. Die ISOLTRAP-Werte für diese Isotope hätten wegen ihrer Fehler von typisch 19-27 keV keinen Einfluß auf die im nächsten Kapitel vorgestellte atomare Massenauswertung und werden daher nicht zur Bestimmung von Massenwerten herangezogen. Diese Daten bleiben andererseits von einiger Bedeutung, da sie gerade wegen der niedrigen Fehler der Literaturwerte zur Überprüfung des o.a. systematischen Fehlers herangezogen werden können (s. Kap. 3.3). Frequenzverhältnisse, die aufgrund ihres beschränkten Einflusses nicht in die atomare Massenauswertung aufgenommen werden, sind in Tabelle 2.2 kursiv gedruckt. Im Fall des ^{194}Hg wird die mit hoher Anregungszeit aufgenommene Messung vom Oktober '97 verwendet, da diese gegenüber der Messung vom Dezember '96 ein deutlich höheres statistisches Gewicht hat. In gleicher Weise scheidet die Messung des ^{186}Hg aus der ersten Strahlzeit zugunsten der in

der zweiten Strahlzeit erfolgten Messungen aus. Die im Oktober '97 aufgenommenen Zyklotronresonanzfrequenzen für die Isotope $^{184,186}\text{Hg}$ können wahlweise gegen das Bleiisotop ^{208}Pb oder das Isotop ^{204}Pb ausgewertet werden. Der Auswertung zum Referenzisotop ^{204}Pb wird in beiden Fällen der Vorzug gegeben, da andernfalls eine Extrapolation des Magnetfeldverlaufs zum Zeitpunkt der Messung der Quecksilberisotope verwendet werden muß. Bei den ungeraden Isotopen $^{185,191,193}\text{Hg}$ werden lediglich die Messungen aus der zweiten Strahlzeit berücksichtigt, in denen Grund- und isomere Zustand aufgelöst wurden. Die Frequenzverhältnisse für die isomeren Zustände in $^{185,193}\text{Hg}$ sowie die Daten bei ^{197}Hg werden für eine Abschätzung eines systematischen Fehler bei der Auswertung von Doppelresonanzkurven in der atomaren Massenauswertung eingesetzt, als direkte Eingabewerte für eine Massenbestimmung werden sie nicht verwendet.

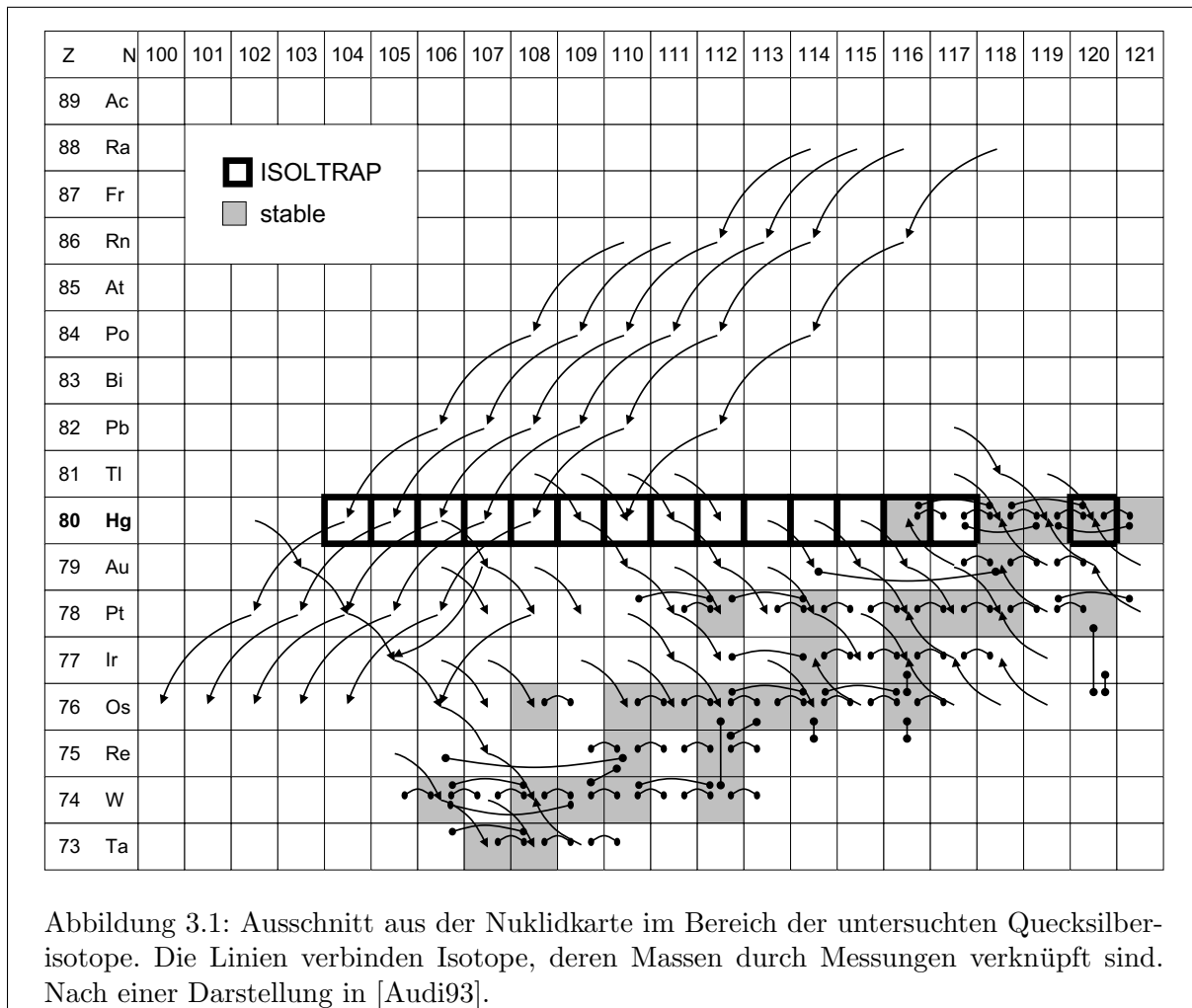
Tabelle 2.2: Verhältnisse der Zyklotronfrequenzen der Referenzisotope ν_{ref} zu den Zyklotronfrequenzen der untersuchten Isotope ν . Der angegebene Fehler ist die statistische Unsicherheit der Messung. Unter T_d sind die Anregungszeiten angegeben, mit denen die Zyklotronresonanzkurven der in der ersten Spalte genannten Isotope aufgenommen wurden. Kursiv gedruckte Frequenzverhältnisse werden nicht in der in Kap. 3 behandelten atomaren Massenauswertung berücksichtigt.

Isotop	Referenzisotop	T_d [s]	ν_{ref}/ν	
			Dezember '96	Oktober '97
^{184}Hg	^{204}Pb	0.9		0.901940975(40)
^{184}Hg	^{208}Pb	0.9		<i>0.884578242(40)</i>
^{185x}Hg		0.9	<i>0.889387797(41)</i>	<i>0.889387525(34)</i>
^{185g}Hg		8		0.889387382(11)
^{185m}Hg	^{208}Pb	8		0.889388002(17)
^{186}Hg	^{204}Pb	0.9		0.911734701(34)
^{186}Hg	^{208}Pb	0.9	<i>0.894183589(43)</i>	<i>0.894183481(34)</i>
^{187x}Hg		0.9	0.898994143(33)	
^{188}Hg		0.9	0.903791407(28)	
^{189x}Hg		0.9	0.908603079(37)	
^{190}Hg		0.9	0.913401926(23)	
^{191x}Hg		0.9	<i>0.918214610(44)</i>	<i>0.918214528(25)</i>
^{191g}Hg		8		0.918214128(48)
^{191m}Hg		8		0.918214866(25)
^{192}Hg		0.9	0.923015056(22)	
^{193x}Hg		0.9	<i>0.927828614(30)</i>	<i>0.927828575(21)</i>
^{193g}Hg		8		0.927828286(10)
^{193m}Hg		8		0.927828967(19)
^{194}Hg		0.9	<i>0.932630771(26)</i>	
^{194}Hg		8		0.932630706(10)
^{195x}Hg		0.9	0.937445251(23)	
^{196}Hg		0.9	<i>0.942249017(27)</i>	
^{197x}Hg		0.9	<i>0.947064104(51)</i>	<i>0.947064185(26)</i>
^{197g}Hg		4		0.947063982(26)
^{197m}Hg		4		0.947065240(59)
^{200}Hg		0.9	<i>0.961494050(97)</i>	
^{204}Pb	^{208}Pb	0.9		<i>0.980749697(27)</i>

3 Die atomare Massenauswertung

In diesem Kapitel wird gezeigt, wie die in den Strahlzeiten erhaltenen Massenverhältnisse zwischen den untersuchten Quecksilberisotopen und den Referenz-Bleisotopen in das Netzwerk bekannter Massenrelationen integriert wurden. In Abb. 3.1 sind in einem Ausschnitt aus der Nuklidkarte im Bereich der untersuchten Hg-Isotope Messungen eingetragen, die die Massenwerte der Isotope untereinander verbinden. Auffällig im Bereich der neutronenarmen Quecksilberisotope sind einige Isotopenketten, deren Glieder zwar durch Q_α -Messungen eng verbunden sind, denen aber eine Anbindung an die gut bekannten und eng verknüpften Massenwerte der stabilen Isotope fehlt. Die Massenbestimmung der Hg-Isotope, die Bestandteile dieser α -Ketten sind, führt daher unmittelbar zu einer beträchtlichen Zahl weiterer Massendaten.

Die Aufnahme neuer Massenmessungen in die Tafel bekannter Massendaten wird von G. Audi und A. H. Wapstra im Abstand weniger Jahre vorgenommen [Audi93, Audi95]. Dabei werden im Rahmen einer Ausgleichsrechnung, die als atomare Massenauswertung (Atomic Mass Evaluati-



on, AME) bezeichnet wird, aus den inzwischen mehreren tausend Massenrelationen Massenwerte für die knapp 2000 beteiligten Isotope erhalten. Alle Eingangsdaten für diese Ausgleichsrechnung werden zu einem Satz linearer Gleichungen zusammengefaßt, der die Verknüpfung der Massenwerte beschreibt. Dieses überbestimmte Gleichungssystem wird in einem Minimierungsverfahren gelöst. Das Verfahren zur Umformung der von ISOLTRAP ermittelten Frequenzverhältnisse in lineare Gleichungen, die für die Ausgleichsrechnung verwendet werden, ist in [Otto93] dokumentiert und soll hier nicht wiederholt werden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde zusammen mit G. Audi eine zusätzliche atomare Massenauswertung durchgeführt, deren Endergebnis in Kap. 3.3 vorgestellt wird. Im Folgenden sollen einige Spezialfälle diskutiert werden.

3.1 Behandlung der ungeraden Quecksilberisotope

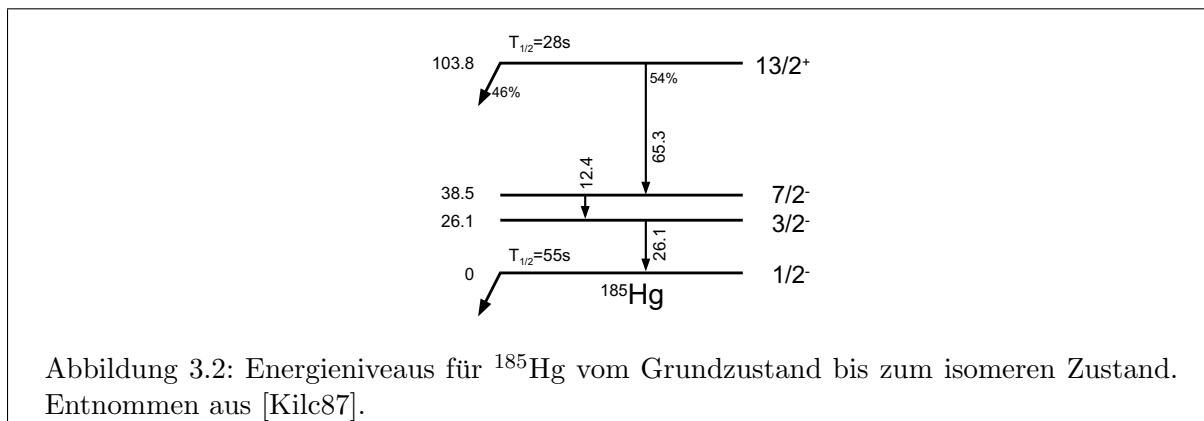
Behandlung von $^{185,191,193,197}\text{Hg}$

Wie bereits erwähnt, konnten in der zweiten Strahlzeit im Oktober '97 aufgrund der gesteigerten Massenauflösung bei den Isotopen $^{185,191,193,197}\text{Hg}$ Grundzustand und isomere Zustand aufgelöst werden. Dies erlaubt neben einer eindeutigen Aussage über die Grundzustandsmasse auch die Bestimmung der Anregungsenergie dieser Isotope. In Tabelle 3.1 sind für diese vier Isotope neben den Literaturwerten ΔE_{Lit} die massenspektrometrisch ermittelten Anregungsenergien ΔE_{Exp} aufgeführt. Zur Berechnung der Werte ΔE_{Exp} wurden unter Verwendung des Massenüberschusses für ^{208}Pb aus [Audi95] aus den Frequenzverhältnissen nach Tab. 2.2 Massenwerte für die beiden Kernzustände der Isotope $^{185,191,193,197}\text{Hg}$ gewonnen und anschließend die Differenz gebildet. Der angegebene Fehler ist die statistische Unsicherheit dieses Verfahrens.

Im Fall von $^{191\text{m}}\text{Hg}$ stellt der Wert $\Delta E_{Exp} = 130(15)$ keV den ersten experimentell ermittelten Wert für die Anregungsenergie des Isomers dar. Für die Isomere $^{185\text{m},193\text{m}}\text{Hg}$ zeigt sich relativ gute Übereinstimmung der experimentellen Anregungsenergien mit den Literaturanregungswerten, lediglich im Fall des $^{197\text{m}}\text{Hg}$ ist eine erhöhte Abweichung der beiden Werte festzustellen. Um einen eventuellen, noch nicht erkannten systematischen Fehler bei der Auswertung der Doppelresonanzspektren zu berücksichtigen, wurde von G. Audi ein Korrekturterm zur Anregungsenergie des $^{191\text{m}}\text{Hg}$ hinzugefügt. Für diese Korrektur wurde der Mittelwert der Abweichungen von den Literaturwerten bei den Isomeren $^{185\text{m},193\text{m},197\text{m}}\text{Hg}$ (Spalte 4 in Tabelle 3.1) von $-15(20)$ keV

Tabelle 3.1: Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Anregungsenergien von isomeren Zuständen ΔE_{Exp} mit den Anregungsenergien aus der Literatur ΔE_{Lit} [Audi97]. Der mit „#“ markierte Literaturwert für $^{191\text{m}}\text{Hg}$ ist aus systematischen Trends abgeschätzt. Alle Angaben in keV.

Isomer	Anregungsenergie		Differenz $\Delta E_{Exp} - \Delta E_{Lit}$
	ΔE_{Exp}	ΔE_{Lit}	
$^{185\text{m}}\text{Hg}$	119 (5)	103.8 (1.0)	15.2
$^{191\text{m}}\text{Hg}$	130 (15)	140 (50) #	
$^{193\text{m}}\text{Hg}$	133 (5)	140.76 (5)	-8
$^{197\text{m}}\text{Hg}$	245 (10)	298.93 (8)	-53



verwendet. Der angegebene Fehler stellt die Streuung um den Mittelwert dar und wird bei der Anwendung der Korrektur quadratisch zum Meßfehler addiert. Das Ergebnis dieser Behandlung lautet somit $\Delta E(^{191\text{m}}\text{Hg}) = 130(15) \text{ keV} + 15(20) \text{ keV} = 145(25) \text{ keV}$ und wird in die Ausgleichsrechnung aufgenommen.

Die im Rahmen dieser Arbeit bestimmte Anregungsenergie von $^{185\text{m}}\text{Hg}$, $\Delta E = 119(5) \text{ keV}$ weicht um etwa 3σ vom Literaturwert $\Delta E = 103.8(1.0) \text{ keV}$ ab. Wie in Abb. 3.2 verdeutlicht, wurde der Literaturwert für die Anregungsenergie des $^{185\text{m}}\text{Hg}$ als Summe dreier Zerfallsenergien ermittelt. Zunächst wurden die Übergänge vom isomeren Zustand in den $7/2^-$ -Zustand und vom $3/2^-$ -Zustand in den Grundzustand gefunden und geschlossen, daß die Energielücke zwischen dem $7/2^-$ - und dem $3/2^-$ -Zustand einen Abstand von nicht mehr als 15 keV aufweisen sollte [Bour82]. Bei einer späteren Aufnahme von β -Spektren im Energiebereich weniger keV wurden von der gleichen Gruppe Konversionselektronen mit einer Energie von 12.4 keV beobachtet und dem verbleibenden dritten Schritt im Niveauschema des $^{185\text{m}}\text{Hg}$ zugeschrieben [Kilc87]. Gemessen an den Schwierigkeiten bei der Zuordnung der beobachteten Spektren zu den Energieniveaus und der Tatsache, daß drei Einzelmessungen zur Angabe der Anregungsenergie beitragen, bietet die Penningfallenmessung einen vergleichsweise direkten Zugang zur Anregungsenergie des Isomers. Ein nicht völlig auszuschließender Effekt von Coulombwechselwirkung zwischen den Ionen im isomeren Zustand und im Grundzustand sollte dazu führen, daß die gemessenen Zyklotronfrequenzen einen im Vergleich zur Anregungsenergie zu niedrigen Abstand aufweisen [Boll92]. Der Meßwert von 119(5) keV stellt daher eine Untergrenze für die Energiedifferenz zwischen den beiden Kernzuständen dar.

Die Anregungsenergie von $^{197\text{m}}\text{Hg}$, $\Delta E = 245(10) \text{ keV}$ weicht mit 5σ ebenfalls deutlich vom Literaturwert $\Delta E = 298.93(8) \text{ keV}$ ab. Vor allem aufgrund der bereits erwähnten hohen mittleren Zählrate können Kontaminationseffekte bei dieser Messung nicht ausgeschlossen werden. In diese Richtung deutet zudem der im Vergleich zur Anregungsenergie zu niedrige Abstand der gemessenen Zyklotronfrequenzen, der, wie oben angeführt, ein Effekt von Coulombwechselwirkung sein kann. Es ist geplant, die aufgezeigten Diskrepanzen in einer späteren Messung zu klären.

Bei der Aufnahme der Werte für die Grundzustandsmassen von $^{185,191,193,197}\text{Hg}$ in die Ausgleichsrechnung wird ein zusätzlicher Fehler eingesetzt, um mögliche unerkannte systematische Fehler in der Auswertung der Doppelresonanzspektren abzudecken. Dieser Fehler im Massenwert wird zu 20 keV abgeschätzt und quadratisch zu dem generell verwendeten systematischen Fehler addiert, der mit $1 \cdot 10^{-7}$ des Frequenzverhältnisses angesetzt wurde.

Behandlung von $^{187,189,195}\text{Hg}$, Mischungsverhältnisse

Bei den im Dezember '96 untersuchten ungeraden Quecksilberisotopen wurden aufgrund der niedrigen Auflösung des Massenspektrometers Grundzustand und isomerer Zustand nicht aufgelöst. Aus Zeitgründen wurden die Messungen an $^{187,189,195}\text{Hg}$ im Oktober '97 nicht wiederholt. Wie bereits bei der Diskussion der Frequenzverhältnisse erläutert, wird die Zyklotronfrequenz in diesen Fällen von der Schwerpunktsmasse der zu einer Messung beitragenden Ionen bestimmt. Wenn sowohl die Anregungsenergie des isomeren Zustands ΔE als auch das Mischungsverhältnis $R = Y_{iso}/Y_{GS}$ der im isomeren Zustand bzw. im Grundzustand anwesenden Ionen bekannt ist, kann die Differenz $m_{mix} - m_{GS}$ von der Schwerpunkts- zur Grundzustandsmasse berechnet werden [Audi82]:

$$m_{mix} - m_{GS} = \frac{R}{R+1} \cdot \Delta E. \quad (3.1)$$

Tab. 3.2 zeigt hierzu aus vier Informationsquellen erhaltene Mischungsverhältnisse von Grund- und isomerem Zustand R für alle untersuchten ungeraden Hg-Isotope. Die zwei Werte, die aus den Massenmessungen im Dezember '96 stammen, wurden aus den Literaturwerten für die Anregungsenergien und Grundzustandsmassen unter Umkehrung der Gln. (3.1) für R berechnet. Die aus den Massenmessungen im Oktober '96 angefallenen Mischungsverhältnisse dagegen wurden aus den Gewichten der beiden Zyklotronresonanzkurven erhalten, die die Beiträge der aufgelösten Kernzustände der Doppelresonanzkurven darstellen. Parallel zur Strahlzeit im Herbst '97 wurden α - und γ -spektroskopische Untersuchungen durchgeführt, um aus den beobachteten Linienstärken Aussagen über die Produktionsverhältnisse der relevanten Kernzustände zu gewinnen. Die Auswertung dieser Messungen erbringt die in der vorletzten Spalte von Tab. 3.2 angegebenen Werte [Mart97].

Für die Isotope ^{187}Hg und ^{189}Hg sind keine experimentellen Anregungsenergien der Isomere oder Grundzustandsmassen bekannt; im Falle des ^{195}Hg wird der Fehler der Grundzustandsmasse mit 50 keV angegeben [Audi95]. Dies hat zur Folge, daß aus den Massenmessungen an den Isotopen ^{187}Hg , ^{189}Hg und ^{195}Hg , die in beiden Strahlzeiten mit niedriger Auflösung erfolgten, keine oder nur wenig aussagekräftige Informationen über Mischungsverhältnisse gewonnen werden können. Im Rahmen laserspektroskopischer Untersuchungen an neutronenarmen Quecksilberisotopen an ISOLDE-2 wurde bei der Auswertung von Hyperfeinstruktur-Linien auch das Pro-

Tabelle 3.2: Mischungsverhältnisse $R = Y_{iso}/Y_{GS}$ von isomerem und Grundzustand bei den untersuchten Hg-Isotopen mit ungerader Neutronenzahl.

Isotop	Mischungsverhältnis R , ermittelt aus			
	Massen- messungen Dez. '96	Massen- messungen Okt. '97	α/γ -Spek- troskopie [Mart97]	Laserspek- troskopie [Dabk80]
^{185}Hg		0.61(13)	0.30(5)	0.12(2)
^{187}Hg				2.7(7)
^{189}Hg				2.7(7)
^{191}Hg		1.86(33)	0.6(3)	2.7(7)
^{193}Hg	0.85(65)	0.65(12)	1.5(9)	
^{195}Hg			0.3(2)	
^{197}Hg	0.14(9)	0.35(5)		

duktionsverhältnis vom isomeren Zustand zum Grundzustand bei den Isotopen $^{185,187,189,191}\text{Hg}$ ermittelt [Dabk80]. Diese Werte sind in der letzten Spalte der Tabelle 3.2 angefügt. Da seit diesen Messungen außer einer Erhöhung der Protonenenergie von 600 MeV auf 1 GeV keine Änderung im Produktionsmechanismus der Quecksilberisotope vorgenommen wurde, kann davon ausgegangen werden, daß sich die damals bestimmten Produktionsverhältnisse nicht sehr geändert haben sollten.

Für die Isotope $^{193,197}\text{Hg}$ zeigt sich eine befriedigende Übereinstimmung der Resultate aus den verschiedenen Meßmethoden. Im Fall des ^{185}Hg weicht das aus der Laserspektroskopie erhaltene Mischungsverhältnis signifikant von den Werten aus der α -Spektroskopie und der Massenmessung ab. Da bei den laserspektroskopischen Untersuchungen eine im Vergleich zur Lebensdauer des isomeren Zustands nicht vernachlässigbare Vorbereitungs- und Meßzeit nötig war, könnte der im Vergleich zum Grundzustand doppelt so schnell zerfallende isomere Zustand bei der Messung ein Mischungsverhältnis verursacht haben, das gegenüber dem Produktionsverhältnis zu niedrig liegt. Beim Isotop ^{191}Hg weicht das mittels γ -Spektroskopie erhaltene Mischungsverhältnis deutlich von den miteinander verträglichen Werten aus der Laserspektroskopie und der Massenmessung ab. Da bei der Auswertung der γ -spektroskopischen Untersuchungen lediglich eine γ -Linie pro Spektrum berücksichtigt wurde und zudem die Unsicherheiten in den Verzweigungsverhältnissen außer acht gelassen wurden, sollte die Abweichung im Fall des Isotops ^{191}Hg nicht überbewertet werden.

Mit den Literaturwerten ΔE_{Lit} für die Anregungsenergien der isomeren Zustände und den Mischungsverhältnissen R aus Tab. 3.2 kann die Differenz der Schwerpunktsmasse zur Grundzustandsmasse $m_{mix} - m_{GS}$ nach Gln. (3.1) für die Isotope $^{187,189,195}\text{Hg}$ gebildet werden. Diese (gerundeten) Differenzen sowie die zu ihrer Berechnung verwendeten Werte ΔE_{Lit} und R sind in Tabelle 3.3 zusammengefaßt. Für die Ausgleichsrechnung werden die Frequenzverhältnisse aus Tab. 2.2 für die beobachteten Massenschwerpunkte unter Berücksichtigung des systematischen Fehlers sowie die berechneten Korrekturen zur Grundzustandsmasse verwendet. Die aus diesen Frequenzverhältnissen unter Verwendung des Literaturwerts für die Masse des Referenzisotops ^{208}Pb berechneten Massenwerte m_{mix} sind in der zweiten Spalte der Tabelle 3.3 hinzugefügt. Wie in der Massenspektroskopie üblich, sind alle in dieser Arbeit angegebenen Massenwerte

Tabelle 3.3: Zur Berechnung der Differenz zwischen der Schwerpunktsmasse und der Grundzustandsmasse bei $^{187,189,195}\text{Hg}$. ME_{mix} ist der mit Hilfe der Frequenzverhältnisse aus Tab. 2.2 berechnete Massenüberschuß der beobachteten Schwerpunktsmassen unter Berücksichtigung des systematischen Fehlers. Die Anregungsenergien für die jeweiligen isomeren Zustände ΔE_{Lit} stammen aus [Audi97]; ein „#“ markiert einen aus Systematiken erhaltenen Wert. Die Mischungsverhältnisse R der vierten Spalte sind aus Tab. 3.2 übernommen. Die letzte Spalte gibt die mittels Gln. (3.1) berechneten und gerundeten Differenzen zwischen der beobachteten Schwerpunktsmasse und der Grundzustandsmasse $m_{mix} - m_{GS}$ an.

Isotop	Massenüberschuß ME_{mix} [keV]	Anregungsenergie ΔE_{Lit} [keV]	Mischungsverhältnis R	Korrektur $m_{mix} - m_{GS}$ [keV]
^{187}Hg	-28100 (19)	100 (70) #	2.7 (7) [Dabk80]	70 (50)
^{189}Hg	-29564 (19)	120 (80) #	2.7 (7) [Dabk80]	90 (60)
^{195}Hg	-30978 (19)	176.07 (4)	0.3 (2) [Mart97]	40 (20)

als Massenüberschuß ME ausgedrückt. Dieser ist als die Differenz $ME = m - A \cdot u$ zwischen der Masse des Atoms m und dem Produkt aus der Masseneinheit u und der Massenzahl A definiert.

Es sei angemerkt, daß die Korrekturen für die Massendifferenzen zwischen den Grundzuständen und den Schwerpunktsmassen bei ^{187}Hg und ^{189}Hg als experimentelle Daten in der Ausgleichsrechnung markiert werden. Strenggenommen gehen zwar in diese beiden Korrekturen die aus systematischen Trends bestimmten Werte für die Anregungsenergien zu den isomeren Zuständen ein, dieser Einfluß wird aber von G. Audi nicht als gravierend genug für eine Kennzeichnung als „Systematikwerte“ angesehen.

3.2 Änderungen am Eingabedatensatz

Für viele Isotope, für deren Massen noch keine experimentellen Daten vorliegen, geben die Autoren der Massentabelle Massenwerte an, die auf der Untersuchung systematischer Trends beruhen. Die unkontrollierte Aufnahme neuer Eingabedaten in die Ausgleichsrechnung könnte daher dazu führen, daß die auf systematischen Trends basierenden Werte experimentelle, von verschiedenen Messungen bestätigte Massenwerte (sog. „primäre“ Massenwerte) beeinflussen. Ein solcher Einfluß widerspricht dem Sinn einer hauptsächlich als Quelle experimenteller Massenwerte gedachten Datenbank und ist daher zu unterbinden. Als Abhilfe werden daher die auf aufgrund von Systematiken eingefügten Verbindungen an geeigneter Stelle entfernt. Weiterhin behalten sich die Autoren der Massentabelle vor, experimentelle Datenwerte von der Aufnahme in die Ausgleichsrechnung auszuschließen, wenn diese von den systematischen Trends übermäßig abweichen. Die aufgrund dieser beiden Vorgaben getroffenen Maßnahmen im Vorfeld der Ausgleichsrechnung sind im Folgenden für die betroffenen Isotope aufgeführt.

^{184}Hg

Für die beiden β -Zerfälle $^{184}\text{Hg}(\beta^+)^{184}\text{Au}$ und $^{184}\text{Au}(\beta^+)^{184}\text{Pt}$ sind experimentelle Q_β -Werte von $Q_\beta = 3660(30)$ keV bzw. $Q_\beta = 6450(50)$ keV verfügbar [Daut84]. Diese Werte wurden in [Audi95] durch die aus systematischen Trends begründeten Werte $Q_\beta = 4120(60)\#$ keV bzw. $Q_\beta = 7060(60)\#$ keV ersetzt. Mit diesen systematischen Verbindungen ergab sich der Wert für den Massenüberschuß von ^{184}Hg zu $-26180(200)\#$ keV. Der neu hinzukommende Wert aus den Penningfallenuntersuchungen wird diesen Wert um etwa -200 keV verschieben. Dies läßt vermuten, daß die angewendete Korrektur der experimentellen Q_β -Werte mit insgesamt 460 keV + 610 keV = 1070 keV etwas zu hoch gegriffen war. Als vorläufige Maßnahme wird der experimentelle Q_β -Wert für $^{184}\text{Hg}(\beta^+)^{184}\text{Au}$ wieder als Eingabedatum zugelassen und der von Systematiken stammende Wert für $^{184}\text{Au}(\beta^+)^{184}\text{Pt}$ entfernt. Der experimentelle Wert für $^{184}\text{Au}(\beta^+)^{184}\text{Pt}$ bleibt ausgenommen.

^{185}Hg

Die auf der Betrachtung systematischer Trends beruhende Verbindung zwischen ^{189}Pb und ^{12}C wird entfernt. Dies hat als Konsequenz, daß die Masse von ^{189}Pb über den Q_α -Wert für den Zerfall $^{189m}\text{Pb}(\alpha)^{185}\text{Hg}$ und eine Abschätzung der Anregungsenergie des isomeren Zustands von ^{189m}Pb festgelegt werden wird.

^{187}Hg

Analog zur Behandlung des Isotops ^{185}Hg wird die mit systematischen Trends begründete Verbindung zwischen ^{187}Pb und ^{12}C herausgenommen. Als Folge davon wird die Masse von ^{191}Pb über Abschätzungen der Anregungsenergien für die isomeren Zustände von ^{191m}Pb und ^{187m}Hg und einem Q_α -Wert für den Zerfall $^{191m}\text{Pb}(\alpha)^{187m}\text{Hg}$ mit dem Massenwert von ^{187}Hg verknüpft werden.

^{188,189,190}Hg

Für die β -Zerfälle dieser drei Quecksilberisotope in die entsprechenden Goldisotope liegt jeweils ein experimenteller Q_β -Wert vor [Daut84, Kern75, Dion74], der bisher entsprechend der Einschätzung als „Data not checked by other ones and at variance with systematics, replaced by a recommended value“ behandelt wurde. Die den experimentellen Daten bevorzugten, aus systematischen Trends abgeschätzten Q_β -Werte, hatten für die drei Quecksilberisotope zu Massenüberschüssen von $ME(^{188}\text{Hg}) = -30223(180)\# \text{ keV}$, $ME(^{189}\text{Hg}) = -29690(280)\# \text{ keV}$ und $ME(^{190}\text{Hg}) = -31410(150)\# \text{ keV}$ geführt. Die neu hinzukommenden Penningfallendaten für diese drei Isotope werden diese Werte bestätigen, entsprechend werden die auf Systematiken beruhenden Q_β -Werte der genannten β -Zerfälle entfernt. Als Konsequenz wird die Bewertung der experimentellen Q_β -Werte für diese Zerfälle in „Data from incomplete reports, at variance with other data“ geändert; d.h. diese Daten bleiben unberücksichtigt.

¹⁹²Hg

Hier besteht mit $Q_\beta = 6380(200) \text{ keV}$ ein experimenteller Q_β -Wert für den Zerfall $^{192}\text{Tl}(\beta^+)^{192}\text{Hg}$ [Kern75], dem der auf systematischen Überlegungen basierende Wert $Q_\beta = 6120(200)\# \text{ keV}$ bevorzugt wurde. Auch hier wird das hinzukommende Penningfallendatum die Abschätzung bestätigen. Wenn zugelassen würde, daß der experimentelle Wert $Q_\beta = 6380(200) \text{ keV}$ in die Ausgleichsrechnung eingeht, würde die mit ^{192}Tl verbundene Serie von Massenwerten um etwa 200 keV verschoben werden. Eine solche Verschiebung wird als zu gravierende Abweichung vom systematischen Trend in dieser Massengegend betrachtet. Aufgrund dieser Einschätzung wird der experimentelle Q_β -Wert weiterhin nicht zugelassen und der auf Systematiken beruhende Q_β -Wert entfernt. Entsprechend wird auch die Bewertung des experimentellen Q_β -Werts von „Data not checked by other ones and at variance with systematics, replaced by a recommended value“ in „Data from incomplete reports, at variance with other data“ geändert. Als Folge dieser Maßnahmen wird der neue Massenwert für ^{192}Hg keinen Einfluß auf andere Massenwerte haben.

¹⁹⁴Hg

In diesem Fall ist die signifikanteste Abweichung eines im Rahmen dieser Arbeit erhaltenen Penningfallendatums von bestehenden experimentellen Daten abzusehen. Ein direktes Einsetzen des Massenwertes für ^{208}Pb in die Massenrelation nach Tab. 2.2 und Berücksichtigung des systematischen Fehlers liefert einen Massenüberschuß von $-32198(18) \text{ keV}$. Dagegen lautet der Wert aus der Massen Anpassung [Audi95] hierfür $-32247(23) \text{ keV}$. Dieser Literaturwert wird hauptsächlich bestimmt von dem Q_{EC} -Wert $40(20) \text{ keV}$ für den Elektroneneinfang $^{194}\text{Hg}(e)^{194}\text{Au}$ [Horn81] und dem Q_β -Wert für den Zerfall $^{194}\text{Au}(\beta^+)^{194}\text{Pt}$, $Q_\beta = 2492(11) \text{ keV}$. Der genannte Q_β -Wert für den Zerfall des ^{194}Au ist ein Ausgleichswert der drei Eingangsdaten $Q_\beta = 2465(20) \text{ keV}$ [Thie56], $Q_\beta = 2509(15) \text{ keV}$ [Bäck60] und $Q_\beta = 2485(30) \text{ keV}$ [Agee70]. Die zitierten Veröffentlichungen zum Zerfall des ^{194}Au bieten keinen erkennbaren Anlaß zum Zweifel an den Meßergebnissen.

Das o.a. Penningfallendatum für die Masse von ^{194}Hg fordert zusammen mit dem Massenwert von ^{194}Au aus [Audi95] einen Q_{EC} -Wert für den Elektroneneinfang in ^{194}Au von $89(25) \text{ keV}$. Der davon deutlich abweichende, aus [Horn81] zitierte Q_{EC} -Wert wurde aus einer Messung der Halbwertszeit von ^{194}Hg abgeleitet. Ebenfalls aus [Horn81] ist zu entnehmen, daß ein Elektroneneinfang im ^{194}Au nicht aus der K-Schale stattfindet. Diese Aussage setzt die Grenzen für den Q_{EC} -Wert zu $14.84 \text{ keV} < Q_{EC} < 83.1 \text{ keV}$. Bei der Ableitung des Q_{EC} -Wertes waren die Autoren von der von ihnen gemessenen Halbwertszeit $T_{1/2} = 520 \text{ a}$ ausgegangen, die Literatur weist jedoch für diese Halbwertszeit einen großen Bereich von $T_{1/2} = 0.4 \text{ a}$ bis $T_{1/2} = 520 \text{ a}$ auf. Als weitere Unsicherheit kann ausgemacht werden, daß bei der Ableitung des Q_{EC} -Werts aus der Halbwertszeit Annahmen über den verwendeten ft-Wert gemacht wurden. Da das Penningfallendatum einerseits aufgrund der hohen Anregungszeit ($T_d = 8 \text{ s}$) mit einem reduzierten statistischen

Fehler aufgenommen wurde, andererseits aber bei dem Q_{EC} -Wert für den Zerfall von ^{194}Au doch einige Unsicherheiten deutlich werden, ist zu vermuten, daß der Q_{EC} -Wert fehlerhaft ist. Für die im Rahmen dieser Arbeit erfolgte Auswertung wurde vorläufig entschieden, alle vier genannten Literaturwerte weiterzuverwenden.

3.3 Ergebnis der Ausgleichsrechnung

3.3.1 Massenwerte der von ISOLTRAP untersuchten Isotope

Die Ergebnisse der atomaren Massenauswertung für die von ISOLTRAP untersuchten Isotope sind in Tabelle 3.4 zusammengefaßt. Die in der zweiten Spalte aufgeführten Massenwerte sind aus den Frequenzverhältnissen der Tab. 2.2 und den Massenwerten der Referenzisotope ^{204}Pb bzw. ^{208}Pb aus [Audi95] berechnet. Es sei betont, daß die Eingabedaten von ISOLTRAP in der Ausgleichsrechnung die Frequenzverhältnisse sind; die in der Spalte ISOLTRAP wiedergegebenen

Tabelle 3.4: Das Ergebnis der atomaren Massenauswertung für die von ISOLTRAP untersuchten Isotope. Die mit ISOLTRAP gekennzeichneten Massenwerte sind aus den Frequenzverhältnissen der Tab. 2.2 und den Massenwerten der Referenzisotope aus [Audi95] berechnet. Der Fehler umfaßt statistische und systematische Unsicherheiten. Die Spalte AME '95 gibt die Resultate der Ausgleichsrechnung aus [Audi95] an. Ein „#“ bezeichnet aus Systematiken abgeschätzte Werte. Die mit AME '95 + ISOLTRAP überschriebene Spalte zeigt die Resultate der Ausgleichsrechnung aus [Audi95] unter Einschluß der im Rahmen dieser Arbeit erfolgten Messungen. Der in der letzten Spalte angeführte Wert zeigt den Einfluß der Penningfallendaten auf die in der vorletzten Spalte angegebenen Massenüberschüsse an. Ein „U“ kennzeichnet Messungen, die aufgrund ihrer höheren Fehler im Vergleich zu den Fehlern der Literaturwerte nicht in die Ausgleichsrechnung eingehen.

Isotop	Massenüberschuß [keV]			Einfluß [%]
	ISOLTRAP	AME '95	AME '95 + ISOLTRAP	
^{184}Hg	-26374 (19)	-26180 (200) #	-26374 (19)	100
^{185}Hg	-26216 (26)	-26100 (280) #	-26216 (26)	100
^{186}Hg	-28562 (19)	-28450 (200)	-28561 (19)	99
^{187}Hg	-28171 (53)	-28150 (240) #	-28171 (53)	100
^{188}Hg	-30228 (19)	-30220 (180) #	-30228 (19)	100
^{189}Hg	-29654 (63)	-29690 (280) #	-29654 (63)	100
^{190}Hg	-31384 (19)	-31410 (150) #	-31384 (19)	100
^{191}Hg	-30611 (26)	-30680 (90)	-30617 (25)	92
^{192}Hg	-32035 (19)	-32070 (280) #	-32035 (19)	100
^{193}Hg	-31070 (26)	-31071 (19)	-31070 (16)	38
^{194}Hg	-32199 (19)	-32247 (23)	-32218 (15)	60
^{195}Hg	-31018 (26)	-31080 (50)	-31032 (24)	77
^{196}Hg	-31845 (19)	-31843 (4)	-31843 (4)	U
^{197}Hg	-30544 (26)	-30557 (4)	-30557 (4)	U
^{200}Hg	-29511 (26)	-29520 (3)	-29520 (3)	U
^{204}Pb	-25120 (20)	-25124 (3)	-25124 (3)	U

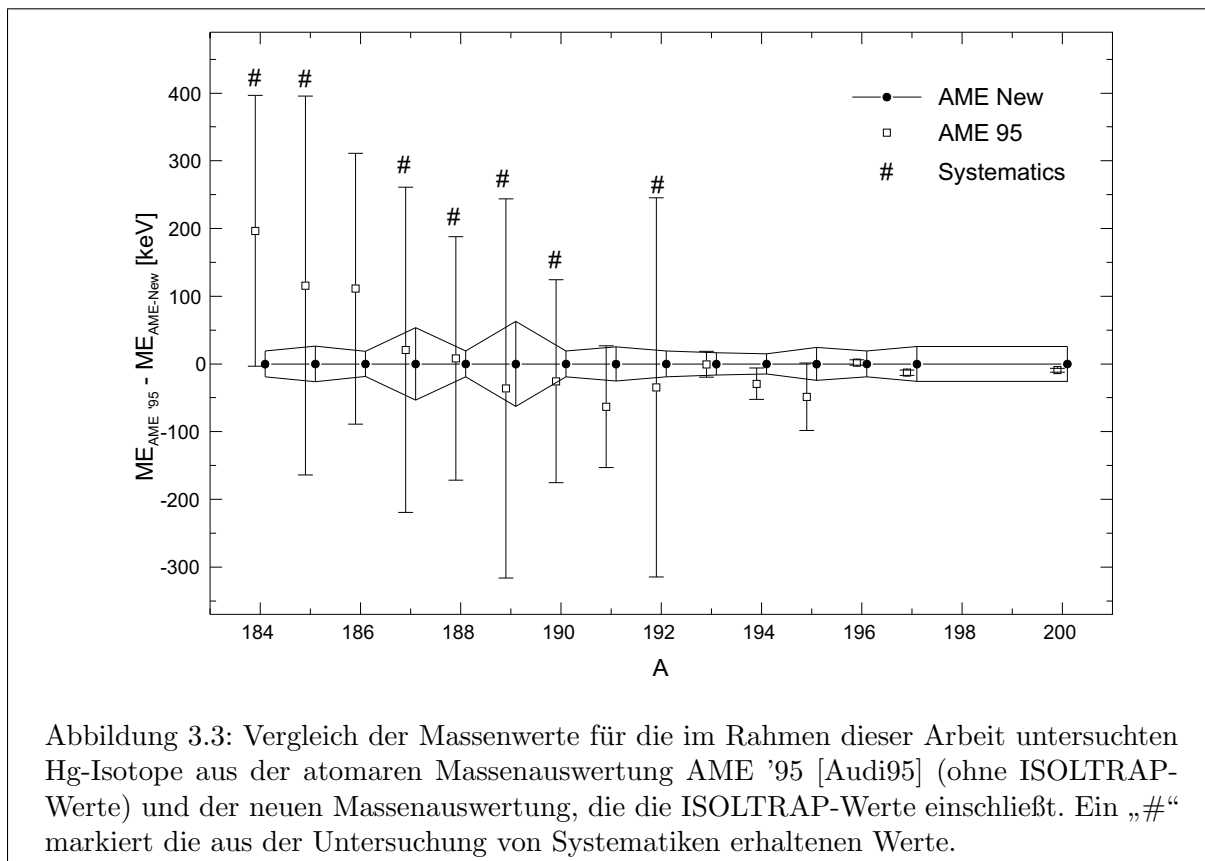


Abbildung 3.3: Vergleich der Massenwerte für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Hg-Isotope aus der atomaren Massenauswertung AME '95 [Audi95] (ohne ISOLTRAP-Werte) und der neuen Massenauswertung, die die ISOLTRAP-Werte einschließt. Ein „#“ markiert die aus der Untersuchung von Systematiken erhaltenen Werte.

Massenwerte sind hier *zum Vergleich* angeführt. Die Resultate der letzten veröffentlichten Ausgleichsrechnung [Audi95] sind in der dritten Spalte zitiert. Ein „#“ bezeichnet auch hier aus Systematiken gefolgerte Werte. Die vierte Spalte zeigt die im Rahmen dieser Arbeit zusammen mit G. Audi zusätzlich durchgeführte Ausgleichsrechnung unter Einschluß der Penningfalldaten. Der in der letzten Spalte angeführte Wert gibt den Einfluß der Penningfalldaten auf die neuen Massenüberschüsse an. Ein „U“ anstelle eines Einfluß-Werts kennzeichnet Messungen, die aufgrund ihrer höheren Fehler im Vergleich zu den Fehlern der Literaturwerte nicht in die Ausgleichsrechnung eingehen, aber als Kontrollmessungen für systematische Fehler dienen. Ein Vergleich der Werte aus diesen Kontrollmessungen (zweite Spalte) mit den Ergebnissen der Ausgleichsrechnungen zeigt sehr gute Übereinstimmung. Selbst der Massenwert für das Isotop ^{196}Hg , das gegen das 12 Masseneinheiten entfernte ^{208}Pb gemessen wurde, zeigt keinerlei erhöhte Abweichung vom Literaturwert. Ein massenabhängiger, systematischer Fehler in der Massenbestimmung kann daher auch für die leichteren Quecksilberisotope mit großer Sicherheit ausgeschlossen werden.

Die Massenwerte der sieben Isotope $^{184,185,187-190,192}\text{Hg}$, die in [Audi95] aus Systematiken abgeschätzt wurden, sind nun durch die ISOLTRAP-Werte ersetzt. Die Isotope $^{186,191,193-195}\text{Hg}$, für die die Ausgleichsrechnung [Audi95] experimentelle Werte angibt, erhalten deutlich verringerte Fehler. Das Ergebnis der neuen Ausgleichsrechnung für ^{194}Hg liefert mit $ME = -32218(15)$ keV einen um 19 keV höheren Wert als die Massenauswertung [Audi95]. Der in Kap. 3.2 aufgezeigte Konflikt der zum Massenwert des ^{194}Hg beitragenden Daten wird damit deutlich entschärft. In Abbildung 3.3 sind die Massenunterschiede zwischen den beiden Ausgleichsrechnungen mit und ohne den im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Daten dargestellt.

Vergleich mit Massenwerten aus der Schottky-Spektrometrie (GSI)

Seit Herbst 1994 wurden am Experimentier-Speicherring (ESR) der GSI-Darmstadt in mehreren Strahlzeiten Massenmessungen an Gold- und Wismut-Fragmenten vorgenommen. Für diese Messungen wurden die Umlaufzeiten der im ESR gespeicherten Fragmente aus ihrem Rauschspektrum (dem sog. Schottky-Rauschen) ermittelt. In analoger Weise zum Prinzip der Massenmessungen mit einer Penningfalle sind auch bei den Massenbestimmungen mit Hilfe des Speicherrings die q/m -Verhältnisse zweier Ionensorten über die Betriebsparameter des Speicherrings direkt verknüpft [Fran95, Schl97, Rado97].

In den Strahlzeiten am ESR wurden Daten für die Massen neutronenarmer Isotope im Bereich der Kernladungszahlen $60 \leq Z \leq 85$ gewonnen; diese konnten aber in der Massentabelle [Audi95] nicht mehr berücksichtigt werden. Unter den am ESR untersuchten Isotopen sind auch die Quecksilberisotope $^{184-195}\text{Hg}$. Für diese Isotope ist in Abb. 3.4 die Differenz der Massenwerte aus den ESR-Messungen [Geis98] zu den Ergebnissen der neuen Ausgleichsrechnung mit den ISOLTRAP-Daten gezeigt. Im Rahmen der Meßfehler zeigt sich gute Übereinstimmung der beiden Meßreihen. Es fällt auf, daß die ungeraden Isotope im Bereich $185 \leq A \leq 191$ aus den ESR-Messungen gegenüber den ISOLTRAP-Ergebnissen etwa 80 keV höhere Massenwerte aufweisen, wohingegen die Massenwerte der geraden Isotope in diesem Bereich besonders gut übereinstimmen. Die Massenaufösung der Schottky-Spektrometrie beträgt typisch $m/\Delta m = 3.5 \cdot 10^5$ [Schl97] und ist damit unzureichend, um die isomeren Zustände von den Grundzuständen bei den untersuchten ungeraden Quecksilberisotopen zu unterscheiden. Es ist daher anzunehmen, daß die erhöhten Massenwerte für die ungeraden Isotope von einer Mischung von Isotopen im Grundzustand und im isomeren Zustand verursacht werden.

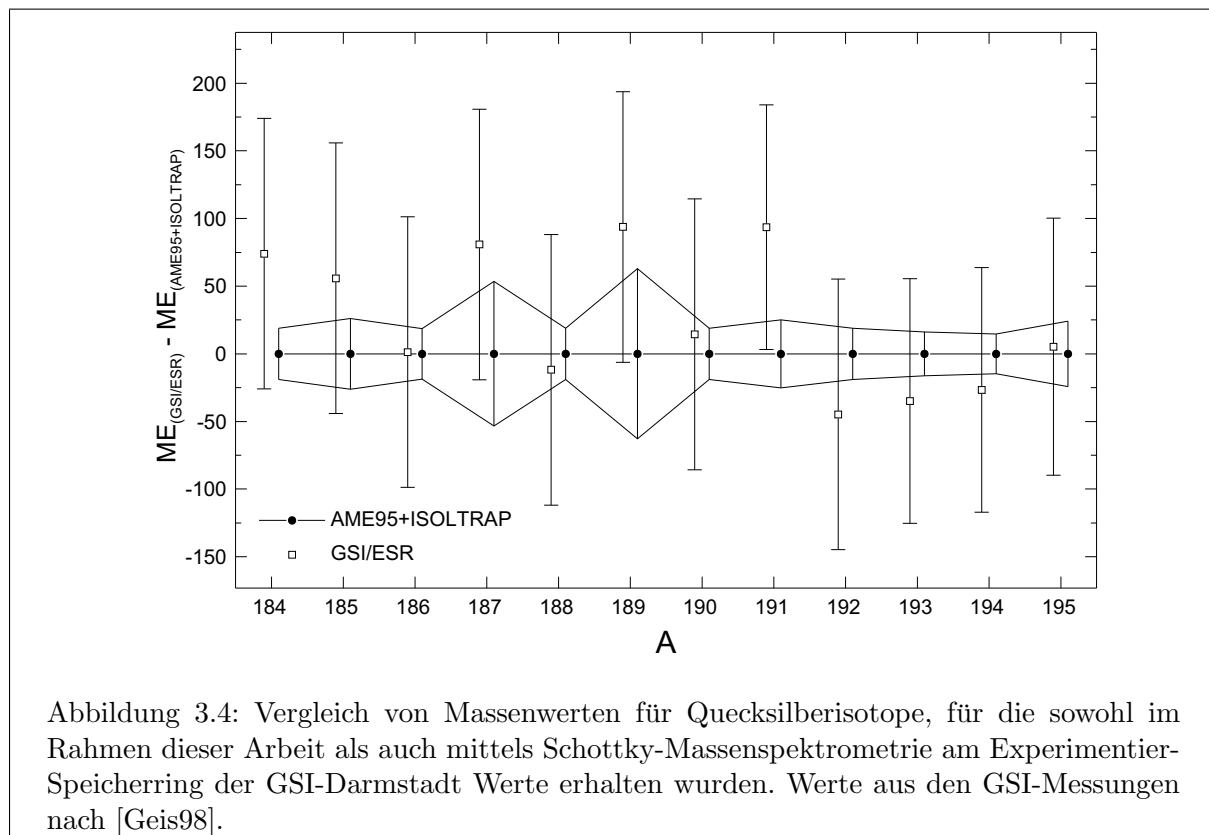


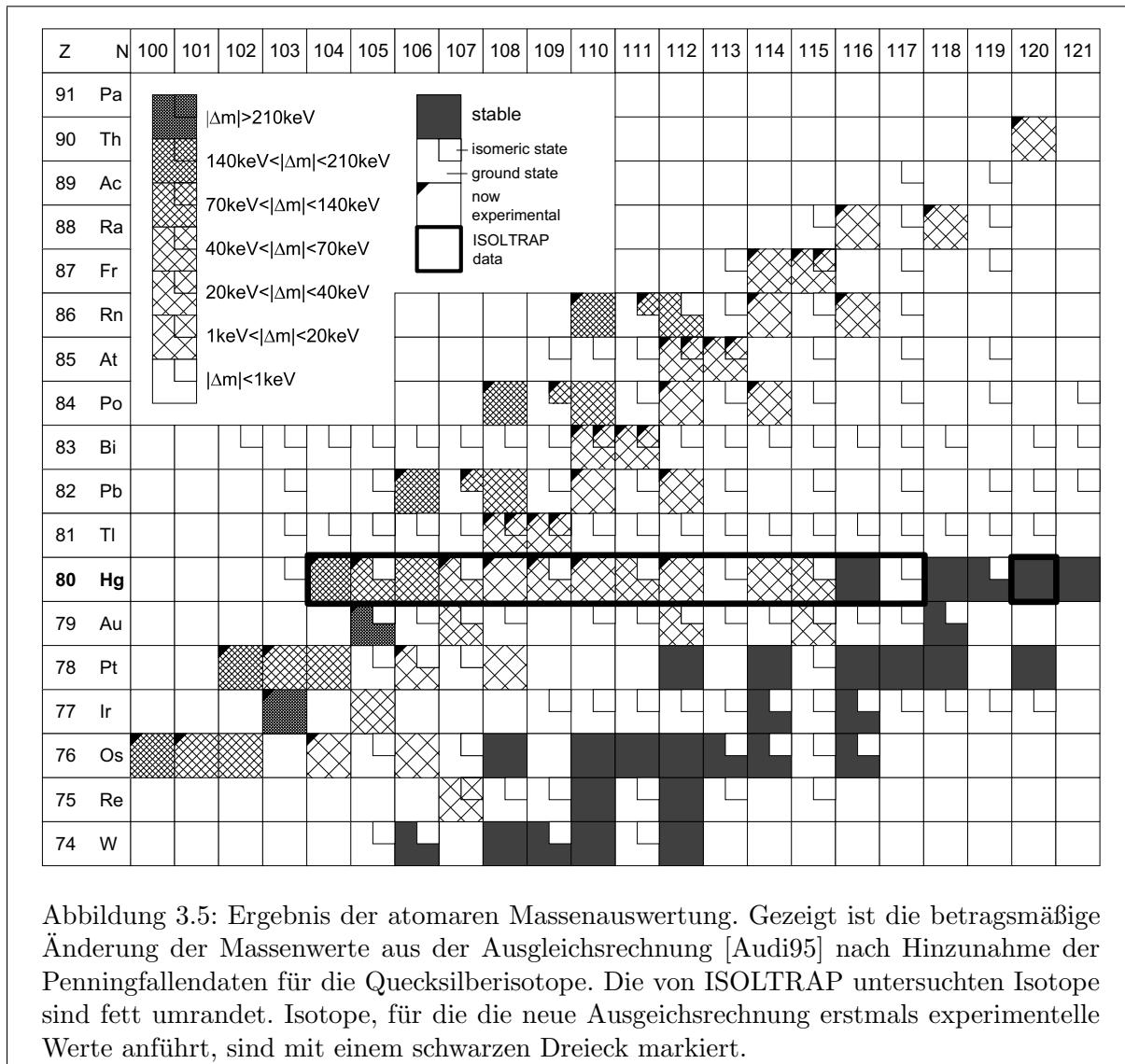
Abbildung 3.4: Vergleich von Massenwerten für Quecksilberisotope, für die sowohl im Rahmen dieser Arbeit als auch mittels Schottky-Massenspektrometrie am Experimentier-Speicherring der GSI-Darmstadt Werte erhalten wurden. Werte aus den GSI-Messungen nach [Geis98].

3.3.2 Massenwerte weiterer Isotope

Neben Massenwerten für die untersuchten Quecksilberisotope liefert die Ausgleichsrechnung auch Daten für diejenigen Isotope, deren Massen über bekannte Q-Werte von α - oder β -Zerfällen oder anderen Kernumwandlungen mit denen der untersuchten Quecksilberisotope zusammenhängen. In Tabelle 3.5 sind für diese Isotope die neuen Massenwerte zusammen mit denen aus der Ausgleichsrechnung [Audi95] zusammengefaßt. Es sind nur solche Isotope aufgeführt, für die entweder die atomare Auswertung erstmals experimentelle Werte anführt (39 Fälle, inkl. isomerer Zustände) oder für die sich ein experimentell bestimmter Massenwert um mehr als 5 keV geändert

Tabelle 3.5: Das Ergebnis der atomaren Massenauswertung für die von den Penningfallenmessungen beeinflussten, aber nicht direkt untersuchten Isotope. Die Spalte AME '95 gibt die Resultate der Ausgleichsrechnung aus [Audi95] an. Ein „#“ bezeichnet aus Systematiken abgeschätzte Werte. Die mit AME '95 + ISOLTRAP überschriebene Spalte zeigt die Resultate der Ausgleichsrechnung aus [Audi95] unter Einschluß der im Rahmen dieser Arbeit erfolgten Messungen. Die Bezeichnung isomerer Zustände entspricht der in [Audi95] verwendeten Notation: „m“ bzw. „n“ stehen für den ersten bzw. zweiten isomeren Zustand.

Isotop	Massenüberschuß [keV]		Isotop	Massenüberschuß [keV]	
	AME '95	AME '95 + ISOLTRAP		AME '95	AME '95 + ISOLTRAP
¹⁷⁶ Os	-41960 (200) #	-42161 (21)	¹⁹³ Bi	-15780 (350) #	-15748 (210)
¹⁷⁷ Os	-41880 (280) #	-41994 (58)	^{193m} Bi	-15470 (350) #	-15439 (210)
¹⁷⁸ Os	-43460 (200)	-43569 (25)	¹⁹⁴ Bi	-16070 (430) #	-16041 (401)
¹⁸⁰ Os	-44390 (180) #	-44390 (29)	¹⁹⁴ⁿ Bi	-15800 (340) #	-15774 (301)
¹⁸⁰ Ir	-37960 (190) #	-37692 (36)	¹⁹² Po	-7900 (200) #	-8094 (21)
¹⁸² Ir	-39000 (140)	-39061 (102)	^{193m} Po	-8150 (280) #	-8263 (28)
¹⁸⁰ Pt	-34270 (200) #	-34461 (20)	¹⁹⁴ Po	-10910 (200)	-11027 (20)
¹⁸¹ Pt	-34300 (280) #	-34419 (28)	¹⁹⁶ Po	-13500 (180) #	-13501 (20)
¹⁸² Pt	-36080 (200)	-36102 (24)	¹⁹⁸ Po	-15520 (150) #	-15488 (28)
¹⁸⁴ Pt	-37360 (180) #	-37363 (28)	¹⁹⁷ At	-6250 (350) #	-6220 (216)
¹⁸⁴ Au	-30300 (190) #	-30035 (35)	^{197m} At	-6200 (350) #	-6168 (216)
¹⁸⁶ Au	-31670 (140)	-31731 (102)	¹⁹⁸ At	-6750 (430) #	-6723 (401)
¹⁹¹ Au	-33860 (50)	-33839 (42)	^{198m} At	-6380 (340) #	-6354 (301)
¹⁹⁴ Au	-32287 (12)	-32280 (11)	¹⁹⁶ Rn	2150 (200) #	1954 (36)
¹⁸⁹ Tl	-24510 (350) #	-24477 (210)	^{197m} Rn	1790 (280) #	1673 (28)
^{189m} Tl	-24230 (350) #	-24194 (210)	¹⁹⁸ Rn	-1140 (200)	-1250 (20)
¹⁹⁰ Tl	-24410 (430) #	-24384 (400)	²⁰⁰ Rn	-4030 (180) #	-4033 (20)
^{190m} Tl	-24240 (340) #	-24214 (301)	²⁰² Rn	-6320 (150) #	-6289 (28)
¹⁸⁸ Pb	-17640 (200) #	-17838 (19)	²⁰¹ Fr	3710 (350) #	3743 (221)
^{189m} Pb	-17720 (280) #	-17838 (27)	²⁰² Fr	3060 (430) #	3091 (401)
¹⁹⁰ Pb	-20330 (200)	-20439 (19)	^{202m} Fr	3430 (340) #	3454 (301)
¹⁹² Pb	-22580 (180) #	-22582 (20)	²⁰⁴ Ra	6030 (180) #	6028 (21)
¹⁹⁴ Pb	-24250 (150) #	-24222 (28)	²⁰⁶ Ra	3520 (150) #	3552 (28)
			²¹⁰ Th	14000 (150) #	14029 (33)



hat (9 Fälle).

In Abb. 3.5 ist die Änderung der Massenwerte aus der Ausgleichsrechnung [Audi95] nach der Hinzunahme der Penningfallendaten für die Quecksilberisotope in einen Ausschnitt aus der Nuklidkarte eingezeichnet. Verursacht durch die in Abbildung 3.1 gezeigten Massenverbindungen, werden vor allem entlang der α -Zerfallsketten, die mit den Quecksilberisotopen $^{184-190}\text{Hg}$ verbunden sind, erstmals experimentelle Massenwerte mit guter Genauigkeit erhalten. Wie die Abbildung zeigt, ergeben sich im Vergleich zu den früheren Abschätzungen und experimentellen Werten Änderungen von z.T. mehr als 200 keV.

4 Diskussion der Ergebnisse

4.1 Einfluß der ISOLTRAP-Daten auf die Massenlandschaft

Durch die Einbindung der neuen Massendaten für die Quecksilberisotope in das über Zerfallsverbindungen verknüpfte Netz von Kernmassen haben die ISOLTRAP-Daten einen weitreichenden Einfluß auf andere Kerne. Dieser Einfluß ist in Abbildung 4.1 anhand der Zweineutronenseparationsenergie S_{2n} für die Elemente Ho ($Z = 67$) bis Ac ($Z = 89$) verdeutlicht. Die S_{2n} -Werte sind als Differenz der Bindungsenergie eines Kernes zu der Bindungsenergie des um zwei Neutronen leichteren Kernes definiert. Die Betrachtung der *Zweineutronenseparationsenergie* erlaubt, Änderungen der Kernstruktur in den Massenwerten ohne die Komplikation durch Paarungseffekte zu untersuchen. Im oberen Teil der Abbildung sind für die Berechnung der S_{2n} -Werte die Massenwerte verwendet, die im Rahmen dieser Arbeit (Tab. 3.4 und 3.5) und der Dissertation von A. Kohl [Kohl98] mit dem ISOLTRAP-Spektrometer erhalten wurden. Mit vollen Kreisen sind hierbei die Kerne gekennzeichnet, zu deren Bestimmung mindestens ein ISOLTRAP-Wert beiträgt. Insgesamt ist dies der Fall für 54 S_{2n} -Werte. Im unteren Teil der Abbildung sind zum Vergleich experimentelle S_{2n} -Werte aus der Literatur nach [Audi95] wiedergegeben. Von dem deutlichen Sprung bei der Neutronenzahl $N = 126$ abgesehen, der vom Neutronen-Hauptschalenabschluß verursacht wird, weisen die S_{2n} -Werte nach Berücksichtigung der ISOLTRAP-Daten ein im Vergleich zu den früheren Daten, aber auch untereinander glattes Verhalten entlang der einzelnen Isotopenketten auf, nahezu linear ist der Verlauf im Bereich $Z \geq 78$.

Im Bereich $N = 108-110$ fällt bei den Hf-, Ta- und W-Isotopen eine Abweichung vom linearen Verlauf auf, auf die bereits in [Barb73] hingewiesen wurde. Die Vermutung, daß diese Diskontinuität in einem Formübergang wie bei den schwereren Au- und Pt-Isotopen begründet sein könnte [Audi93], kann aus dem glatten Verlauf der S_{2n} -Werte im Bereich der Pt- und Hg-Isotope nicht erhärtet werden. Eine Bestimmung der Massenwerte von Ir- und Au-Isotopen im Bereich der genannten Neutronenzahlen wäre hilfreich, um die Reichweite der Diskontinuitäten genauer festzulegen.

4.2 Vergleich mit Modellrechnungen

Wie in Abbildung 4.2 für die Hg-Isotope gezeigt ist, können die experimentellen Massenwerte dieser Massengegend von Modellrechnungen nur bedingt reproduziert werden. Die zum Vergleich mit den experimentellen Werten exemplarisch herangezogenen Modelle von Möller [Möll95], Pearson [Abou95] und Dobaczewski [Doba84, Doba98] verwenden in unterschiedlichem Maße Vereinfachungen und phänomenologische Ansätze, um für das Vielteilchenproblem der wechselwirkenden Nukleonen eines Kernes den niedrigsten Energieeigenwert zu bestimmen.

Bei der Rechnung von Dobaczewski wird aus einer geeignet angenommenen Wechselwirkung zwischen den Nukleonen (Skyrmekraft) in selbstkonsistenter Weise ein mittleres Feld konstruiert, das die energetisch günstigste Nukleonenverteilung liefert¹. Derartige Rechnungen können

¹Eine vergleichende Übersicht über neuere mikroskopische Ansätze zur Berechnung von Grundzustandseigenschaften von Atomkernen (Masse, Radien) mit Details der angenommenen Wechselwirkung zwischen den Nukleonen (wie Skyrme- oder Gognykraft) gibt [Paty97].

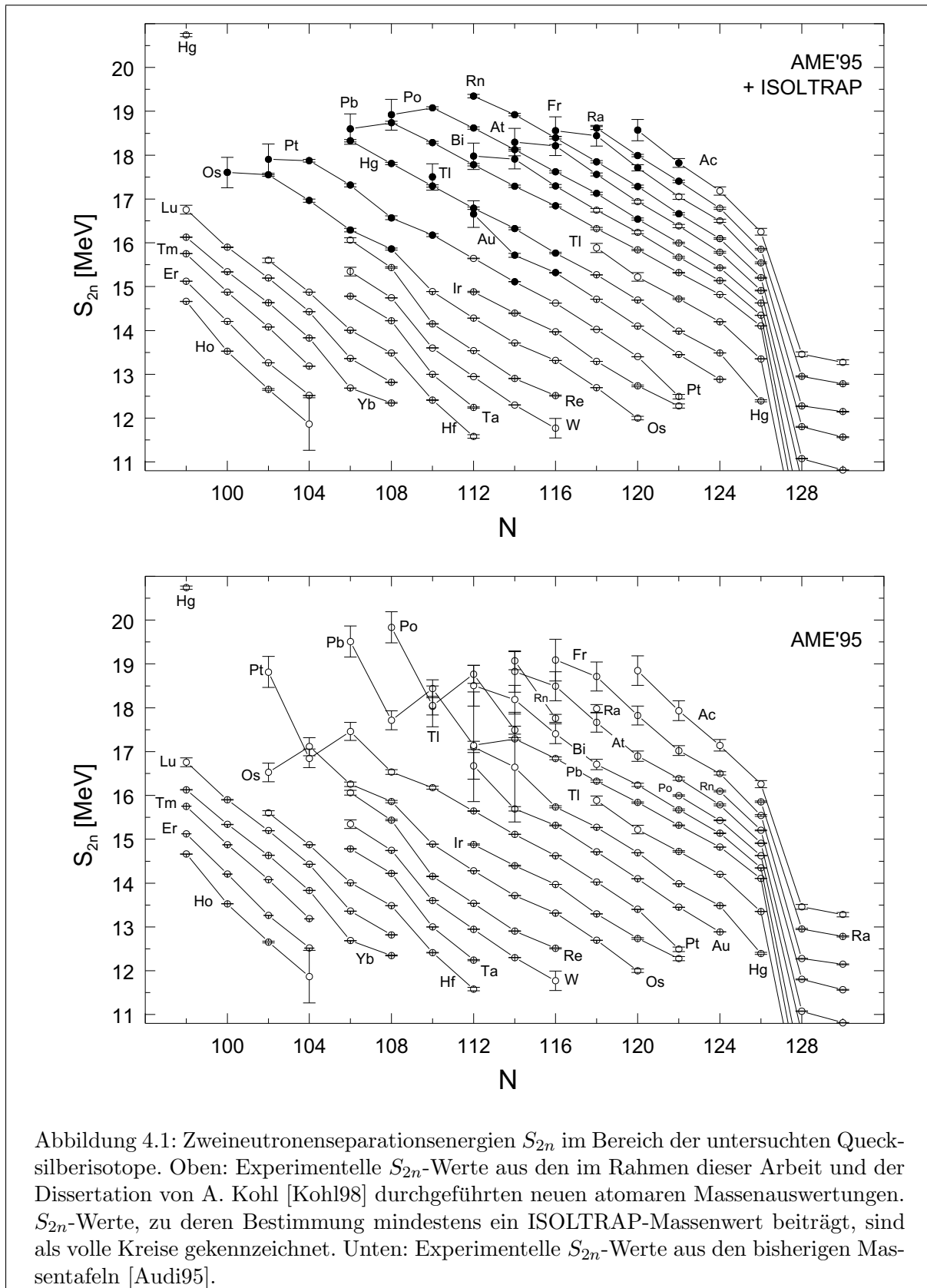


Abbildung 4.1: Zweineutronenseparationsenergien S_{2n} im Bereich der untersuchten Quecksilberisotope. Oben: Experimentelle S_{2n} -Werte aus den im Rahmen dieser Arbeit und der Dissertation von A. Kohl [Kohl98] durchgeführten neuen atomaren Massenauswertungen. S_{2n} -Werte, zu deren Bestimmung mindestens ein ISOLTRAP-Massenwert beiträgt, sind als volle Kreise gekennzeichnet. Unten: Experimentelle S_{2n} -Werte aus den bisherigen Massentafeln [Audi95].

bei Mitnahme von Kerndeformation und selbstkonsistenter Berücksichtigung von Paarungseffekten (sog. Hartree-Fock-Bogolyubov-Methode) aufgrund ihres enormen Aufwands noch nicht zur systematischen Berechnung mehrerer tausend Kernmassen durchgeführt werden. Trotz einer Vernachlässigung von Kerndeformationen erscheint die Rechnung von Dobaczewski auf diesem Weg am weitesten fortgeschritten.

Bei dem Massenmodell von Pearson wird das mittlere Feld nicht über die Iteration über die Wellenfunktionen der Nukleonen festgelegt, sondern durch Einführung von Dichtefunktionen für die Nukleonen angenähert. Diese Dichtefunktionen werden selbst aus einer phänomenologischen Wechselwirkung zwischen den Nukleonen abgeleitet (Thomas-Fermi-Approximation). Zusätzlich zu dem Energiebeitrag aus der Thomas-Fermi-Näherung werden Schalenkorrekturen (sog. Strutinsky-Integral)² und Paarungseffekte in einer Form behandelt, die der Berücksichtigung in makroskopisch-mikroskopischen Modellen (s.u.) ähnelt. Im Unterschied zu diesen Modellen liefert die sowohl dem Thomas-Fermi-Energieterm („makroskopischer“ Anteil) als auch den Schalenkorrekturen zugrunde liegende effektive Wechselwirkung eine konsistente Verbindung zwischen den Modellanteilen.

²Entsprechend den Bezeichnungen für die verwendeten Näherungen ist diese Modellrechnung als „Extended Thomas-Fermi model with Strutinsky Integral“ (ETFSI) bekannt.

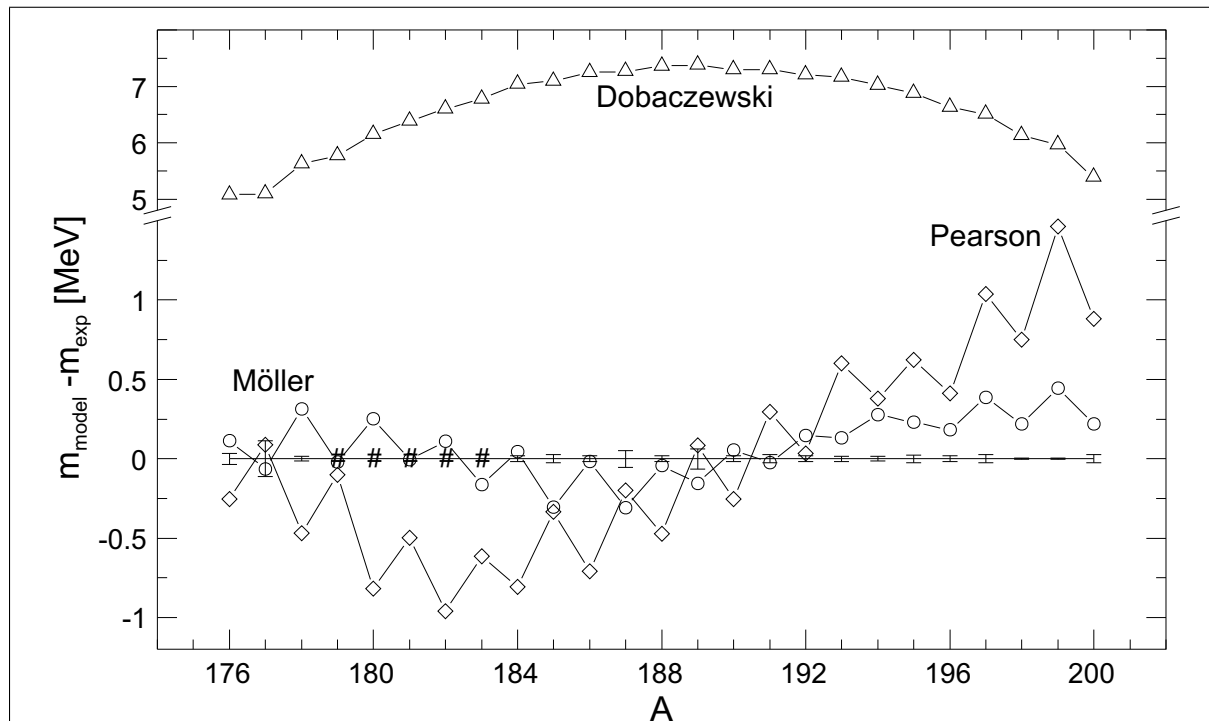


Abbildung 4.2: Vergleich der experimentellen Massenwerte für Hg-Isotope mit Vorhersagen aus Kernmodellen von Möller, Pearson und Dobaczewski (Diskussion siehe Text). Für die Isotope $^{179-183}\text{Hg}$ gibt die Ausgleichsrechnung (s. Kap. 3) keine experimentellen Werte an, hier sind die aus Systematiken erhaltenen Werte als Bezugspunkte verwendet und mit einem „#“ markiert. Die Fehler der abgeschätzten Massenwerte in diesem Bereich betragen typisch 300 keV. Man beachte, daß die Massenachse gekürzt ist und zudem zwei unterschiedliche Skalierungen verwendet sind.

Das Modell von Möller ist ein Vertreter sog. makroskopisch-mikroskopischer Modelle, bei dem ein verfeinertes Tröpfchenmodell des Kerns den kontinuierlich mit der Anzahl der Nukleonen variierenden Hauptteil der Bindungsenergie liefert (makroskopischer Anteil) und darauf aufbauend Schalen- und Paarungskorrekturen hinzugefügt werden (mikroskopischer Anteil).

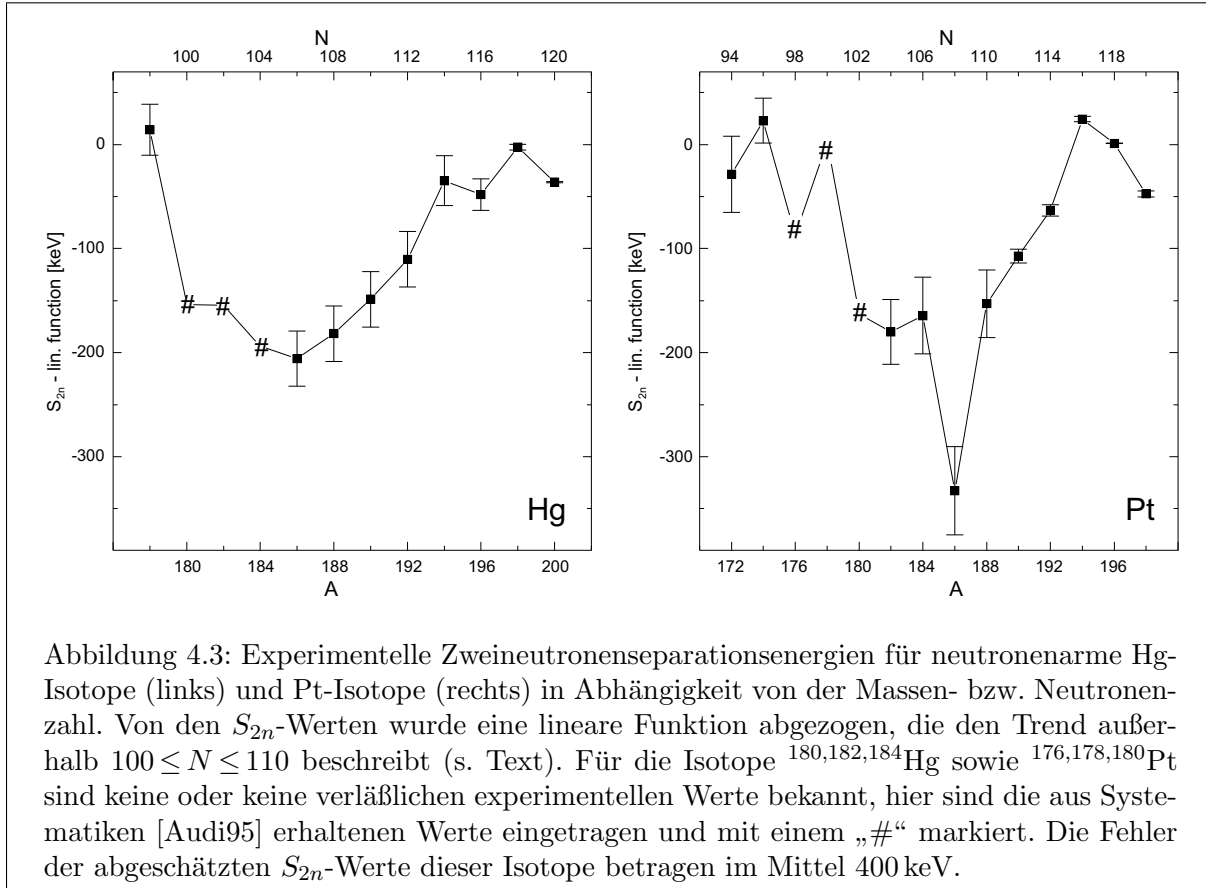
Wie Abb. 4.2 zeigt, ist das fundamentalere Modell von Dobaczewski nicht in der Lage, die experimentellen Massenwerte für die betrachteten Hg-Isotope so gut wiederzugeben wie die mehr phänomenologischen Modelle von Möller und Pearson: Die mittleren quadratischen Abweichungen zwischen den experimentellen Werten und den Vorhersagen der drei Modelle lauten $\sigma_{Möller} = 212 \text{ keV}$, $\sigma_{Pearson} = 616 \text{ keV}$ und $\sigma_{Dobaczewski} = 6684 \text{ keV}$ (für eine Skyrme-Kraft vom Typ SkP). Es erscheint fraglich, ob die bei der Rechnung von Dobaczewski gegenüber den anderen beiden Modellen deutlich erhöhte Abweichung zu den experimentellen Werten allein auf die Vernachlässigung von Deformationseffekten zurückgeführt werden kann, insbesondere da die schwereren Hg-Isotope ($A \geq 186$) nur geringe Deformation aufweisen [Ulm86]. Wird der Vergleich auf die knapp 1700 Isotope erweitert, für die die drei Modelle Vorhersagen geben und für die experimentelle Werte vorliegen, so lauten die entsprechenden Werte $\sigma_{Möller} = 679 \text{ keV}$, $\sigma_{Pearson} = 732 \text{ keV}$ und $\sigma_{Dobaczewski} = 8382 \text{ keV}$. Bei dieser Gesamtbewertung der Modelle sind die Vorhersagen von Möller und Pearson als nahezu gleichwertig zu betrachten, die Rechnung von Dobaczewski zeigt sehr große Diskrepanzen³. Die mehr phänomenologischen Modelle sind zwar in der Lage, den generellen Trend der Massenwerte richtig zu beschreiben, Kernstruktureffekte, die sich in Unterschieden der Bindungsenergie von unter hundert keV äußern sollten, können aber auch von ihnen noch nicht vorhergesagt werden.

4.3 Feinstruktur in der Bindungsenergie

Ein möglicher Einfluß von Kernstruktureffekten auf die Bindungsenergie im Massenbereich der untersuchten Hg-Isotope ist als Abweichung von wenigen zehn keV vom generellen Trend der Massenwerte zu erwarten. In diesem Rahmen bewegt sich beispielsweise der berechnete Einfluß von Konfigurationsmischungen koexistierender Bänder von Hg- und Pt-Isotopen [Barf83, Hard97]. In Abbildung 4.3 ist die Zweineutronenseparationsenergie für neutronenarme Hg- und Pt-Isotope⁴ in Abhängigkeit der Neutronen- bzw. Massenzahl nach Abzug einer linearen Funktion gezeigt; diese Werte sind im Folgenden mit S'_{2n} bezeichnet. Um Abweichungen vom generellen linearen Verhalten der S_{2n} -Werte im Bereich der Neutronenzahlen $100 \leq N \leq 110$ erkennen zu lassen, für den Evidenz von Kernformkoexistenz vorliegt (s.u.), wurde die Gerade an verfügbare experimentelle Werte außerhalb dieses Bereichs angepaßt. Da für ^{180}Hg und ^{176}Pt keine experimentellen Massenwerte bekannt sind und für ^{182}Hg und ^{178}Pt nur angezweifelte Werte mit hohen Fehlern von knapp 350 keV vorliegen [Audi95], wurden für diese Isotope die aus Systematiken erhaltenen S_{2n} -Werte verwendet. Die mit erstaunlich niedrigen Fehlern erhaltenen S'_{2n} -Werte für ^{178}Hg und $^{172,174}\text{Pt}$ resultieren daher, daß die Massenwerte von $^{176,178}\text{Hg}$ und ^{170}Pt über lange, aber sehr präzise vermessene α -Ketten an die gut bekannten Massen der Seltenen Erden ^{148}Dy , ^{146}Gd bzw. ^{144}Sm angeschlossen sind. Der Massenwert von ^{178}Hg

³Es sei angemerkt, daß sich der mikroskopische Ansatz von Dobaczewski bei der Vorhersage von Neutronenseparationsenergien nahe der Neutronendripline als sehr erfolgreich erwiesen hat. Beispielsweise konnten die berechneten verminderten Neutronen-Schalenlücken extrem protonenarmer Isotone zur besseren Beschreibung der durch den r-Prozeß geregelten Häufigkeitsverteilungen beitragen [Pfei97, Doba95].

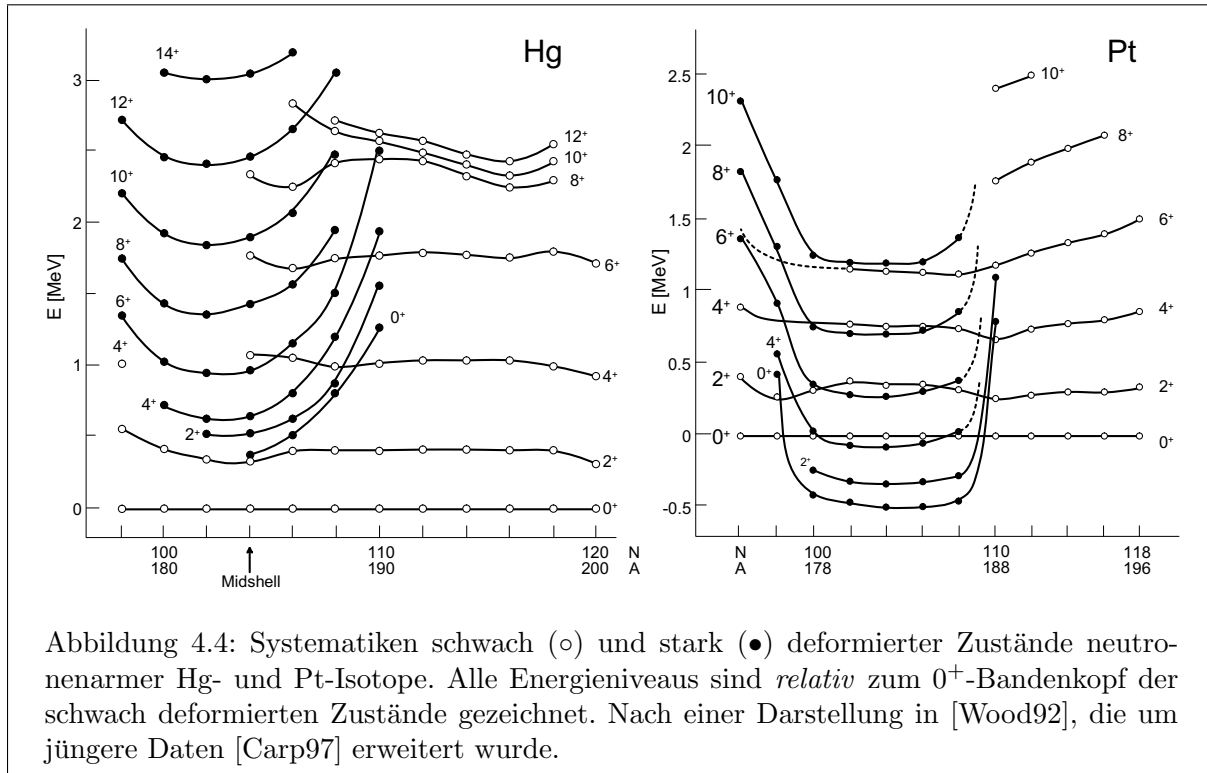
⁴Die Korrelation von Massenwerten mit Kernstruktureffekten für die Elemente Pb, Po, Rn und Ra, für die sowohl in dieser Arbeit als auch im Rahmen der Dissertation von A. Kohl ergänzende Massenwerte gewonnen wurden, wird in [Kohl98] behandelt.



ist [Audi95] entnommen, die Massenwerte von ^{176}Hg und $^{170,172}\text{Pt}$ stammen aus einer jüngeren Ausgleichsrechnung, die neuere ISOLTRAP-Massenmessungen einiger Isotope im Bereich der Seltenen Erden einschließt [Beck97]. Die S'_{2n} -Werte der Quecksilberisotope zeigen im Bereich der Massenzahlen 198 bis 186 eine annähernd lineare Abnahme mit der Massenzahl und nehmen danach bis zum ^{178}Hg wieder um etwa 200 keV zu. Mit der nahezu linearen Abnahme der S'_{2n} -Werte bei den Massenzahlen 194 bis 182 und dem Anstieg zu $^{172,174}\text{Pt}$ zeigen die S'_{2n} -Werte der Pt-Isotope einen ähnlichen Verlauf. Als Abweichungen von diesem gemeinsamen Verhalten fallen bei den Platinisotopen neben der Erhöhung bei ^{194}Pt vor allem der markante Einbruch um etwa 150 keV beim ^{186}Pt auf.

Im gezeigten Massenbereich liegt die Neutronenzahl etwa in der Mitte zwischen den Hauptschalenabschlüssen bei $N = 82$ und $N = 126$, Unterschalenabschlüsse sind in diesem Bereich nicht zu erwarten. Für das kontinuierliche Auffüllen einer Schale mit Nukleonenpaaren läßt sich mit Hilfe des Schalenmodells zeigen, daß die Bindungsenergie in Abhängigkeit der Nukleonenzahl einen parabelförmigen Verlauf aufweisen sollte [Heyd94]. Da die Zweineutronenseparationsenergie als *Differenz* von Bindungsenergien definiert ist, sollten Effekte von Schalenkorrekturen in den S_{2n} -Werten der betrachteten Hg- und Pt-Isotope keine Abweichung vom linearen Trend verursachen. Von fehlerhaften Massenwerten abgesehen, können auftretende Diskontinuitäten in den S_{2n} -Werten daher auf eine plötzlich einsetzende Änderung der Kernstruktur hinweisen.

Sowohl experimentelle als auch theoretische Untersuchungen haben gezeigt, daß die Eigenschaften vieler Kerne im Bereich der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Hg-Isotope, insbesondere für $78 \leq Z \leq 84$ von der Konkurrenz unterschiedlicher erlaubter Kernformen geprägt sind [Heyd83, Wood92]. In Abbildung 4.4 ist dargestellt, wie sich die Kernformkoexistenz bei gera-



den neutronenarmen Hg- und Pt-Isotopen in den beobachteten Anregungsspektren äußert. Im Bereich der Neutronenzahl um $N = 104$ ist für beide Elemente neben einem Anregungsband, das von den schwereren, nur leicht oblat deformierten Kernen bekannt ist, ein zweites Anregungsband zu erkennen, welches als Rotationsspektrum eines stark prolat deformierten Kernes interpretiert wird [Wood92]. Während die mit der stark deformierten Kernform assoziierten Zustände bei den Quecksilberisotopen nur bis minimal 400 keV an den Grundzustand heranreichen, werden bei den Platinisotopen $^{178-186}\text{Pt}$ die Energieniveaus dieser Zustände soweit erniedrigt, daß der Kern sogar im Grundzustand die stark deformierte Kernform annimmt.

Das Auftreten der stark deformierten Kernzustände bei niedrigen Anregungsenergien wird im Schalenmodell des Kernes auf die Anregung eines Protonenpaares aus dem $2d_{3/2}$ -Orbital über die Schalengrenze bei $Z = 82$ hinaus in das $1h_{9/2}$ -Orbital zurückgeführt [Wood81]: Für eine derartige Anregung kann gezeigt werden, daß die Wechselwirkung zwischen den aus Teilchen *und* Löchern gebildeten effektiven „Valenz“-Protonen (Pt: $\pi(2p-6h)$, Hg: $\pi(2p-4h)$) mit den Neutronen in der Nähe der Neutronen-Schalenmitte eine Absenkung der Energieniveaus bis nahe an die Niveaus der wenig deformierten Zustände (Hg: $\pi(2h)$) oder darunter (Pt: $\pi(4h)$) bewirkt [Drac94]. Da die mit der starken Deformation verknüpften Kernzustände in den Energiebereich einer benachbarten Schale vordringen, werden diese Zustände auch als „Intruder“ bezeichnet.

Eine quantitative Beschreibung der Lage der Energieniveaus bis hin zum Grundzustand erfordert für die Kerne, bei denen Formkoexistenz beobachtet wird, die Kenntnis, inwieweit sich die regulären und die Intruder-Zustände gegenseitig beeinflussen. Sowohl bei den Pt- als auch bei den Hg-Isotopen wurden zu einer befriedigenden Beschreibung der beobachteten Anregungsspektren starke Mischungen zwischen den koexistierenden Bändern benötigt [Barf83, Hard97]. Die Auswirkungen der Mischungsstärke auf die Bindungsenergie für die Pt-Isotope ist in [Hard97] etwas widersprüchlich diskutiert: Die Autoren sprechen zwar einerseits davon, die Bindungsenergie sei nicht sensitiv auf die Anwesenheit der beiden koexistierenden Bänder oder deren Mischungs-

verhalten, andererseits wird die berechnete Lage des Grundzustands von ^{178}Pt und ^{186}Pt als stark gemischt charakterisiert. Der starke Einfluß des $(\pi h_{9/2})^2$ -Orbitals auf die Grundeigenschaften der geraden Platinisotope im Bereich $182 \leq A \leq 186$, der sich aber weder bei den schwereren Platinisotopen noch bei den benachbarten geraden Gold- oder Quecksilberisotopen zeigt, hatte J. Wood 1981 veranlaßt zu vermuten, daß sich u.a. auch in den Massenwerten dieser Isotope ein diskontinuierliches Verhalten zeigen sollte [Wood81].

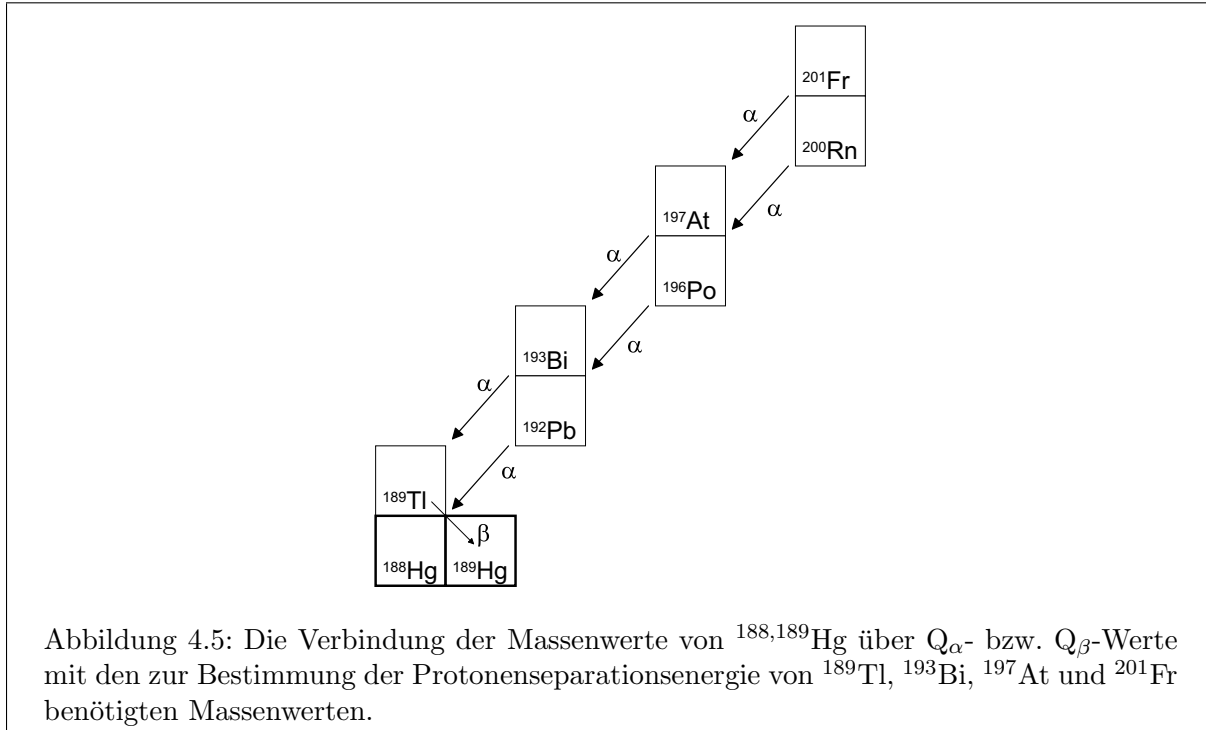
Der singular niedrige S'_{2n} -Wert des Platinisotops ^{186}Pt ist aus den Massenwerten von $^{186,184}\text{Pt}$ gebildet, daher kann er nicht mit dem Formübergang von ^{186}Pt nach ^{188}Pt (vgl. Abb. 4.4 rechts) in Verbindung gebracht werden. Neben den Niveausystematiken lassen auch die Rechnungen nach [Hard97] für die Lage des Grundzustands von ^{186}Pt im Vergleich zu seinem um zwei Neutronen leichteren Nachbarn keine starke Abweichung erwarten. Es stellt sich die Frage, ob Unsicherheiten in der Bestimmung der relevanten Massenwerte für den abweichenden S'_{2n} -Wert des ^{186}Pt verantwortlich gemacht werden können. Die Masse von ^{186}Pt ist über die Q-Werte der Reaktionen $^{186}\text{Pt}(\alpha)^{182}\text{Os}$, $^{182}\text{Os}(\epsilon)^{182m}\text{Re}$ und $^{182m}\text{Re}(e^+)^{182}\text{W}$ an die sehr genau bekannte Masse von ^{182}W angeschlossen. Die Masse von ^{184}Pt wird über den α -Zerfall des ^{188}Hg mit der im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Masse von ^{188}Hg verknüpft (alle Angaben nach [Audi95]). Eine direkte Bestimmung der Massen von $^{184,186}\text{Pt}$ bzw. eine Überprüfung der genannten Q-Werte wäre für eine Aufklärung der beobachteten Diskontinuität hilfreich. Diese Diskontinuität beeinträchtigt allerdings nicht das Gesamtbild und deren Interpretation.

Wie in Abb. 4.3 gezeigt und oben diskutiert, nehmen sowohl für Platin als auch für Quecksilber die S'_{2n} -Werte für kleiner werdende Neutronenzahlen zunächst ab, um dann ab $N \leq 104$ -106 wieder anzuwachsen. Ein Vergleich mit Abb. 4.4 legt nahe, diese Änderung dem Einsetzen der bekannten Kernformkoexistenz zuzuordnen, deren Einfluß in der Mitte der Neutronenschale bei $N = 104$ am größten ist.

4.4 Protonenseparationsenergie und Protonendripline

Aus den Ergebnissen der in Kap. 3 behandelten Ausgleichsrechnung lassen sich für einige neutronenarme Kerne im Bereich $Z = 76$ -90 neue experimentelle Werte für die Protonenseparationsenergie S_p gewinnen. Diese Größe ist als Differenz der Bindungsenergie eines Kernes zu der Bindungsenergie des um ein Proton leichteren Kernes definiert. In Tabelle 4.1 sind die neuen S_p -Werte im Vergleich mit den Werten aus der Ausgleichsrechnung [Audi95] aufgelistet. Es wurden nur S_p -Werte für diejenigen Isotope aufgeführt, für die die neue Ausgleichsrechnung erstmals einen experimentellen Wert angibt, oder für die sich ein experimenteller S_p -Wert um mehr als die Hälfte seines Fehlers geändert hat.

Wie in Abb. 4.5 verdeutlicht, sind sowohl ^{188}Hg als auch ^{189}Tl in parallele, bis nahe an die Protonendripline reichende α -Ketten integriert, deren Q-Werte mit guter Genauigkeit bekannt sind [Audi95]. Deshalb beträgt die Unsicherheit der Massenüberschüsse von ^{192}Pb , ^{196}Po und ^{200}Rn mit 20 keV nur wenig mehr als die Unsicherheit des Massenwerts von ^{188}Hg . Die Massenwerte der Mitglieder der α -Kette bis zum ^{201}Fr sind durch eine Q_β -Messung des Zerfalls von ^{189}Tl an den Massenwert von ^{189}Hg angeschlossen. Die hohen Fehler der S_p -Werte für die Isotope ^{189}Tl , ^{193}Bi , ^{197}At und ^{201}Fr (s. Tab. 3.5) werden im wesentlichen von der hohen Unsicherheit dieses Q_β -Wertes bestimmt ($\delta Q \approx 200$ keV [Audi95]).



Aus den bereits in Kap. 3.3 erwähnten Massenmessungen am Experimentier-Speicherring (ESR) der GSI Darmstadt wurden für die Mitglieder ^{180}Os , ^{184}Pt , ^{188}Hg , ^{192}Pb bzw. ^{189}Tl und ^{193}Bi der zu ^{200}Rn und ^{201}Fr führenden α -Ketten neue Massenwerte erhalten. Anhand dieser Massen-

Tabelle 4.1: Einfluß der neuen Ausgleichsrechnung auf die Einprotonenseparationsenergie S_p neutronenarmer Isotope im Bereich $Z = 76-90$. Die Spalte AME '95 gibt die Resultate der Ausgleichsrechnung aus [Audi95] an. Ein „#“ bezeichnet aus Systematiken abgeschätzte Werte. Die mit AME '95 + ISOLTRAP überschriebene Spalte zeigt die Resultate der Ausgleichsrechnung aus [Audi95] unter Einschluß der im Rahmen dieser Arbeit erfolgten Messungen.

Isotop	S_p [keV]	
	AME '95	AME '95 + ISOLTRAP
^{180}Os	5080 (190) #	5087 (60)
^{181}Ir	2360 (280) #	2355 (213)
^{181}Pt	3630 (340) #	4016 (46)
^{185}Au	1780 (280) #	1776 (212)
^{194}Au	5096 (11)	5089 (11)
^{185}Hg	3090 (340) #	3470 (44)
^{187}Hg	3760 (280) #	3729 (115)
^{191}Hg	5087 (88)	5023 (30)
^{192}Hg	5500 (290) #	5485 (46)
^{194}Hg	6125 (25)	6096 (18)
^{195}Hg	6078 (51)	6041 (26)

Isotop	S_p [keV]	
	AME '95	AME '95 + ISOLTRAP
^{189}Tl	1580 (390) #	1538 (211)
^{190}Tl	2020 (510) #	2020 (405)
^{190}Pb	3110 (400) #	3251 (211)
^{193}Bi	490 (390) #	455 (211)
^{194}Po	2420 (400) #	2568 (211)
^{198}Po	3180 (290) #	3154 (245)
^{197}At	40 (300) #	8 (217)
^{198}Rn	2180 (400) #	2319 (217)
^{202}Rn	2880 (290) #	2854 (245)
^{201}Fr	-450 (400) #	-487 (222)
^{206}Ra	2520 (280) #	2493 (239)
^{210}Th	2200 (290) #	2173 (245)

werte und mit den Q -Werten der beiden α -Ketten erhalten die Autoren von [Rado97] für ^{197}At und ^{201}Fr folgende S_p -Werte:

$$S_p(^{197}\text{At}) = -80(80) \text{ keV}, \quad S_p(^{201}\text{Fr}) = -570(110) \text{ keV}.$$

Kombiniert man die Massenwerte für ^{197}At und ^{201}Fr aus [Rado97], die wegen der direkten Bestimmung der Massen von ^{189}Tl und ^{193}Bi trotz der niedrigeren Massenauflösung der Schottky-Spektrometrie einen kleineren Fehler aufweisen, mit den Werten aus der vorliegenden Arbeit für ^{196}Po und ^{200}Rn , erhält man die Protonenseparationsenergien

$$S_p(^{197}\text{At}) = -120(80) \text{ keV} \text{ und } S_p(^{201}\text{Fr}) = -620(100) \text{ keV}.$$

Sowohl die Einzelauswertungen der ESR-Daten und der ISOLTRAP-Daten als auch die Kombination der beiden Auswertungen liefern innerhalb der Fehler übereinstimmende Resultate für die S_p -Werte von ^{197}At und ^{201}Fr ; die Kombination der Auswertungen liefert aber die kleinsten Fehler.

Aufgrund der negativen S_p -Werte ist ein Zerfall von ^{197}At und ^{201}Fr durch Protonenemission energetisch möglich. Aus einer Abschätzung der Wahrscheinlichkeit nach [Gold66], daß das Proton die Coulomb-Barriere im ^{201}Fr durchtunnelt, ist jedoch eine Halbwertszeit für den Protonenzerfall von 10^8 s zu erwarten. Da die Halbwertszeit des α -Zerfalls von ^{201}Fr nur 69 ms beträgt [Enqu96], erscheint die Beobachtung einer Protonenemission sehr unwahrscheinlich.

Zusammenfassung und Ausblick

Das Tandem-Penningfallenmassenspektrometer ISOLTRAP am on-line Massenseparator ISOLDE dient zur hochgenauen Massenbestimmung radioaktiver Isotope. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ISOLTRAP um eine Paulfallenapparatur erweitert, die eine direkte Umformung des kontinuierlichen ISOLDE-Ionenstrahls in niederenergetische Ionenpulse ermöglicht. Kernstück des neuen Ionenmanipulators ist eine Paulfalle, in der der vom Massenseparator mit einer Energie von 30 keV gelieferte Ionenstrahl nach elektrostatischer Retardierung unter Verwendung eines Puffergases eingefangen, akkumuliert und gekühlt wird. Zur Retardierung des ISOLDE-Strahls wird die Paulfalle auf einer Spannung betrieben, die dem Strahlpotential entspricht (30 kV). Die gesammelte und gekühlte Ionenwolke wird als Puls aus der Paulfalle extrahiert und zum ISOLTRAP-Massenspektrometer transferiert. Dazu werden die Strahltransportpotentiale der Paulfalle und des Massenspektrometers während des Durchflugs der Ionen durch spannungsgepulste Driftröhren dynamisch angepaßt. Vor dem Einsatz der Paulfalle erfolgte die Pulsformung unter Anwendung eines Oberflächenionisationsschrittes; daher konnte ISOLTRAP nur zur Massenmessung an Isotopen von oberflächenionisierbaren Elementen eingesetzt werden. Durch die Kombination der beiden Penningfallen mit der Paulfalle bildet ISOLTRAP ein universelles System zur Massenbestimmung, das keiner Beschränkung mehr bezüglich der zu untersuchenden Ionensorte unterliegt.

Als Folge der erweiterten Anwendbarkeit des Massenspektrometers konnten im Rahmen dieser Arbeit erstmals mit ISOLTRAP Massenmessungen an instabilen Quecksilberisotopen durchgeführt werden. Das Konzept der elementunselektiven Pulsformung mit einer Hochfrequenzfalle in Kombination mit der Kühlung der Ionenbewegung durch ein Puffergas hat sich somit als erfolgreich erwiesen. Da bei der Ionenmanipulation mit Hilfe der verwendeten Paulfalle Verluste zu bemerken waren, die deutlich über die Erwartungen hinausgingen, wurden umfangreiche theoretische und experimentelle Untersuchungen zum Pulsformungsvermögen durchgeführt. Simulationsrechnungen zum Puffergaskühlen in einer Paulfalle sowohl unter Verwendung eines einfachen Reibungsansatzes als auch einer mikroskopischen Betrachtung der Stoßprozesse ermöglichten die Berechnung der Akzeptanz der Paulfalle. Durch einen Vergleich der Akzeptanz der Paulfalle mit der Emittanz der verwendeten Ionenquellen (ISOLDE-Ionenquelle, Testionenquelle) konnte die theoretisch erreichbare Einfangeffizienz in Abhängigkeit von den Betriebsparametern der Paulfalle (wie Einschußenergie, Speicherfeld, Gassorte und Gasdruck) ermittelt werden. Die berechneten Effizienzwerte sowie deren Abhängigkeit von den genannten Betriebsparametern stehen in guter Übereinstimmung mit dem experimentell beobachteten Verhalten.

Aufgrund der Anwesenheit des hochfrequenten Speicherfeldes beim Ausschußvorgang zeigen die extrahierten Ionenpulse je nach verwendeten Fallenparametern ein sehr unterschiedliches und zudem komplexes Flugzeitverhalten. Dieses Verhalten konnte anhand von Simulationsrechnungen unter Anwendung eines thermodynamischen Modells für die Dichteverteilung der in der Paulfalle gespeicherten Ionen im Detail wiedergegeben werden. Der Vergleich der experimentellen Flugzeitverteilungen mit den Ergebnissen der Rechnung ermöglichte eine Aussage über die Temperatur der gespeicherten Ionen sowie die Bestimmung der Phasenraumeigenschaften der ejizierten Ionenpulse.

Die rechnerische Bestimmung der Einfangeffizienz für alternative Fallengeometrien bildete einen weiteren Schwerpunkt der Simulationsrechnungen. So ließ beispielsweise ein Austausch der verwendeten langen zylindrischen Ringelektrode gegen eine gekürzte Version eine deutliche Steigerung der Einfangeffizienz erwarten. Testmessungen mit einer entsprechend modifizierten Ringelektrode konnten diese Erwartung bestätigen. Eine entscheidende Effizienzsteigerung gegenüber der verwendeten, von einer hyperbolischen Paulfalle abgeleiteten Fallengeometrie wird von den Simulationsrechnungen sowohl für eine zylindrische Paulfalle als auch für ein gasgefülltes segmentiertes Massenfilter („lineare Paulfalle“) vorhergesagt. Eine solche lineare Paulfalle wird derzeit an ISOLTRAP als neuer Ionenakkumulator aufgebaut.

In zwei Strahlzeiten wurden mit dem um die Paulfalle ergänzten ISOLTRAP-Spektrometer Massenmessungen an den neutronenarmen Quecksilberisotopen $^{184-197}\text{Hg}$ vorgenommen. Für $^{185,191,193,197}\text{Hg}$ konnten für eine zweifelsfreie Grundzustandsmassenbestimmung Isomer und Grundzustand aufgelöst werden. Um die beiden Kernzustände trotz der niedrigen Anregungsenergie von nur 100-300 keV zu unterscheiden, wurde das Auflösungsvermögen auf bis zu $4 \cdot 10^6$ gesteigert. Die Genauigkeit der neuen ISOLTRAP-Daten erreicht mit wenigen Ausnahmen $\delta m/m \approx 1 \cdot 10^{-7}$, dies entspricht im Bereich der untersuchten Isotope einer Massenunsicherheit von nur etwa 20 keV.

Die erhaltenen Massenwerte wurden im Rahmen einer globalen atomaren Massenauswertung in das Netz bekannter Massenverbindungen integriert. Die Massenwerte der Quecksilberisotope haben im wesentlichen über α -Zerfallsketten mit gut bekannten Q-Werten einen weitreichenden Einfluß auf die Massenlandschaft neutronenarmer Isotope im Bereich $76 \leq Z \leq 88$: In dieser Massengegend weist die neue atomare Massenauswertung aufgrund der ISOLTRAP-Daten für 35 Isotope erstmals experimentell bestimmte Massenwerte auf, für acht weitere Isotope konnte der Fehler um mehr als die Hälfte verringert werden.

Die Motivation für Massenmessungen im Bereich der untersuchten Quecksilberisotope liegt in der Kernformkoexistenz begründet, die sich in dieser Massengegend in vielen Kerneigenschaften manifestiert. Der Verlauf der verfügbaren experimentellen und abgeschätzten Massenwerte für neutronenarme Hg- und Pt-Isotope zeigt starke Evidenz für systematische Abweichungen vom generellen Trend dieser Massenlandschaft, die mit dem lokal unterschiedlichen Einfluß koexistierender Kernformen korreliert zu sein scheinen. Um diese Evidenz zu erhärten, ist es wichtig, experimentelle Massenwerte für noch neutronenärmere Platin- und Quecksilberisotope zu bestimmen. Dies wird mit dem Einsatz des verbesserten Ionenakkumulators an ISOLTRAP in Kürze möglich sein.

A Streupotentiale

Im Folgenden wird zunächst knapp dargestellt, wie aus Mobilitätsdaten auf die Form von Streupotentiale geschlossen werden kann. Danach wird dieses Verfahren auf Mobilitätsdaten für Cs- und Hg-Ionen angewandt. Abschließend erfolgt eine Extrapolation von Mobilitätsdaten zu hohen Driftgeschwindigkeiten unter Verwendung der gewonnenen Streupotentiale. Eine ausführliche Diskussion der Theorie hierzu findet sich in [McDa73].

A.1 Mobilität und Streupotential

Die Mobilität K einer Ionensorte gibt an, mit welcher Driftgeschwindigkeit \vec{v}_d sich ein Ion in einer Gasatmosphäre unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes \vec{E}_{el} bewegt:

$$\vec{v}_d = K \cdot \vec{E}_{el}. \quad (\text{A.1})$$

Bei einer Messung der Driftgeschwindigkeit als Funktion der Feldstärke erhält man die Mobilität in Abhängigkeit von der Driftgeschwindigkeit. Die Kenntnis dieser Abhängigkeit gestattet, auf die Form des Wechselwirkungspotentials zwischen Ion und Gasmolekül zu schließen. Der Zusammenhang zwischen dem gesuchten Potential V und der Mobilität K ist über eine Mehrfachintegration gegeben: Die erste bestimmt den Streuwinkel $\theta(b, E)$ als Funktion des Stoßparameters b und der im Schwerpunktsystem verfügbaren Energie E

$$\theta(b, E) = \int_{r_a}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{b^2}{r^2} - \frac{V(r)}{E}}} \frac{dr}{r^2}. \quad (\text{A.2})$$

Die Integration über den Abstand r zwischen Ion und Gasmolekül beginnt beim Abstand minimaler Annäherung der Stoßpartner r_a . Er berechnet sich als größte Nullstelle der Gleichung

$$1 - \frac{b^2}{r_a^2} - \frac{V(r_a)}{E} = 0. \quad (\text{A.3})$$

Zwei weitere Integrationen über die Energie E und den Stoßparameter b liefern den Stoßquerschnitt $\Omega(T)$, der von der Temperatur T abhängt:

$$\Omega(T) = \frac{4\pi}{(kT)^3} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) E^2 \int_0^{\infty} (1 - \cos(\theta(b, E))) b db dE. \quad (\text{A.4})$$

k bezeichnet hierin die Boltzmann-Konstante. Die auch als Stoßintegral erster Ordnung bekannte Größe $\Omega(T)$ ist mit der Mobilität K über

$$K = \frac{3eE}{16N} \sqrt{\frac{2\pi}{kT_{eff}} \frac{m+M}{mM}} \frac{1}{\Omega(T_{eff})} \quad (\text{A.5})$$

verknüpft. Hierin bezeichnen m und e Masse und Ladung des Ions, M die Masse des Gasmoleküls und N die Anzahldichte der Gasmoleküle. Die effektive Temperatur T_{eff} wird von der Driftgeschwindigkeit des Ions v_d und der Temperatur T_{gas} des Gases bestimmt:

$$\frac{3}{2}kT_{eff} = \frac{3}{2}kT_{gas} + \frac{1}{2}Mv_d^2. \quad (\text{A.6})$$

Die Streupotentiale $V(r)$ für die Ion-Molekül Wechselwirkung können in folgender Form angegeben werden

$$V(r) = \frac{B}{r^n} - \frac{C_6}{r^6} - \frac{C_4}{r^4}. \quad (\text{A.7})$$

Diese sog. (n,6,4)-Potentiale enthalten die Parameter n , B , C_6 und C_4 . Der C_4/r^4 -Term beschreibt die anziehende Kraft, die von der Wechselwirkung der Ladung des Ions mit dem vom Ion im neutralen Teilchen induzierten Dipol herrührt. In analoger Weise steht der C_6/r^6 -Term für die Anziehung durch induzierte Quadrupol-Polarisation. Der empirisch gewonnene B/r^n -Term beschreibt den kurzreichweitigen abstoßenden Anteil der Wechselwirkung. In der Literatur wird Gln. (A.7) gewöhnlich in der Form

$$V(r) = \frac{n\epsilon}{n(3+\gamma) - 12(1+\gamma)} \left(\frac{12}{n}(1+\gamma)\left(\frac{r_m}{r}\right)^n - 4\gamma\left(\frac{r_m}{r}\right)^6 - 3(1-\gamma)\left(\frac{r_m}{r}\right)^4 \right) \quad (\text{A.8})$$

angegeben, wobei r_m und ϵ Position und Tiefe des auftretenden Potentialminimums angeben und γ ein Maß für die relative Stärke des r^6 -Terms zum r^4 -Term darstellt.

A.2 Potentialparameter für die Streuung von Cs- und Hg-Ionen mit Puffergasmolekülen

Die Parameter n , r_m , ϵ und γ der Streupotentiale können durch Anpassung der nach Gln. (A.4) zu berechnenden Stoßquerschnitte an experimentelle, aus Mobilitätsdaten gewonnene Stoßquerschnitte ermittelt werden. Eine Einschränkung der offenen Freiheitsgrade und damit eine Erleichterung der Anpassung ist dadurch gegeben, daß der Parameter C_4 häufig aus der Polarisierbarkeit des Gasteilchens her bekannt ist. Die zur Anpassung erforderlichen Integrationen in Gln. (A.4) bereiten für die (n,6,4)-Potentiale aufgrund von Polstellen in den Integranden und anderer Irregularitäten einige numerische Schwierigkeiten. Analog einem in [OHar70] beschriebenen Verfahren wurde zunächst ein Programm COLLINT entwickelt, das die genannten Integrationen ausführt. Für $n = 8, 12, 16$ liegen die zu erwartenden Ergebnisse in tabellierter Form vor [Vieh75]. Als Zuverlässigkeitstest für COLLINT wurden daher einige Rechenergebnisse mit den Literaturwerten verglichen, wobei im Rahmen der Rechengenauigkeit Übereinstimmung erreicht wurde. Anschließend wurde COLLINT zu einem Fitprogramm COLLFIT erweitert, welches die Anpassung der Stoßquerschnitte an die experimentellen Daten vornimmt.

In Abb. A.1 sind für Streuprozesse von Cs- und Hg-Ionen an diversen Gasmolekülen experimentelle Stoßquerschnitte in Abhängigkeit von der effektiven Temperatur gezeigt. Die Daten für die Streuung der Cs-Ionen stammen aus [Elli78], im Fall der Hg-Ionen sind sie [Elli76] entnommen. Zudem sind die aus den Anpassungen der Streuquerschnitte nach Gln. (A.4) erhaltenen Fitkurven eingetragen. Man erkennt gute Übereinstimmung zwischen den Anpassungen und den experimentellen Daten. Für die Streupartner Cs^+/He und Cs^+/Xe wurden bereits von E. Mason et al. Potentialparameter berechnet [Maso58]. Die Potentialparameter aus der Literatur erlauben eine praktisch gleichwertige Wiedergabe der Streuquerschnitte wie die im Rahmen dieser Arbeit erhaltenen Parameter. Zusammenfassend sind in Tabelle A.1 Parameter für die Streupotentiale der betrachteten Streupartner aufgeführt. In den Fällen Cs^+/He und Cs^+/Xe sind die erwähnten Literaturwerte eingetragen, ansonsten die Resultate der im Rahmen dieser Arbeit erfolgten Anpassung.

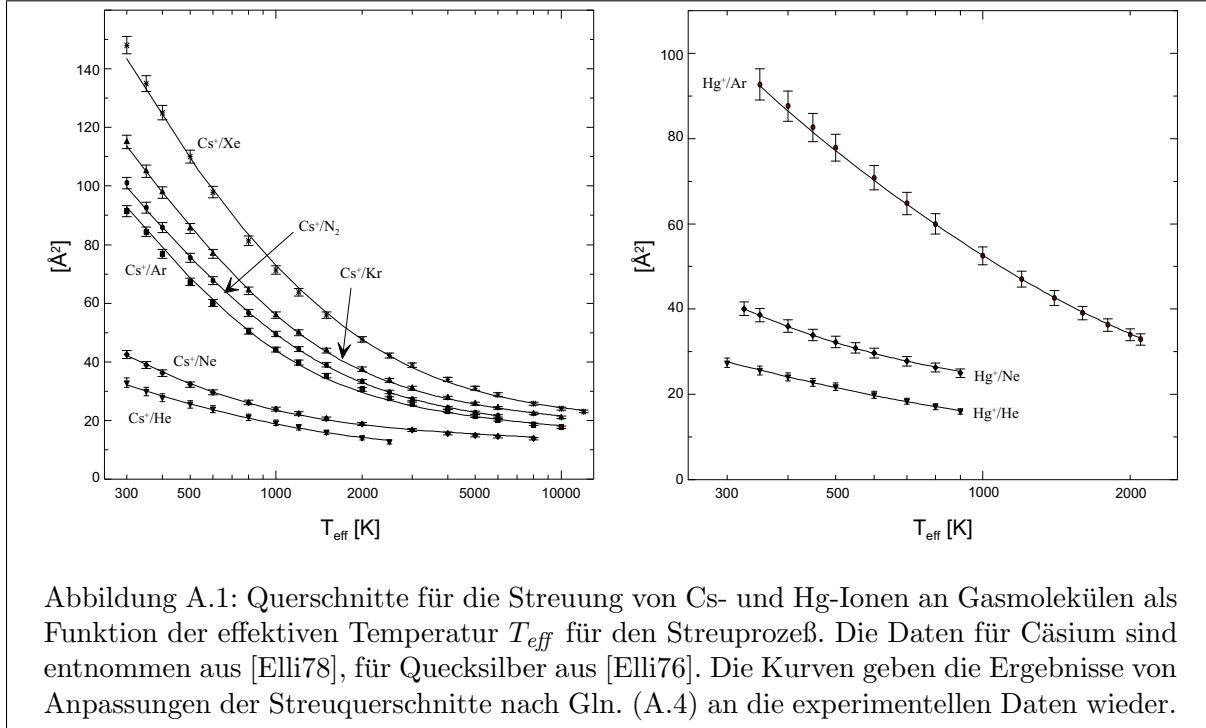


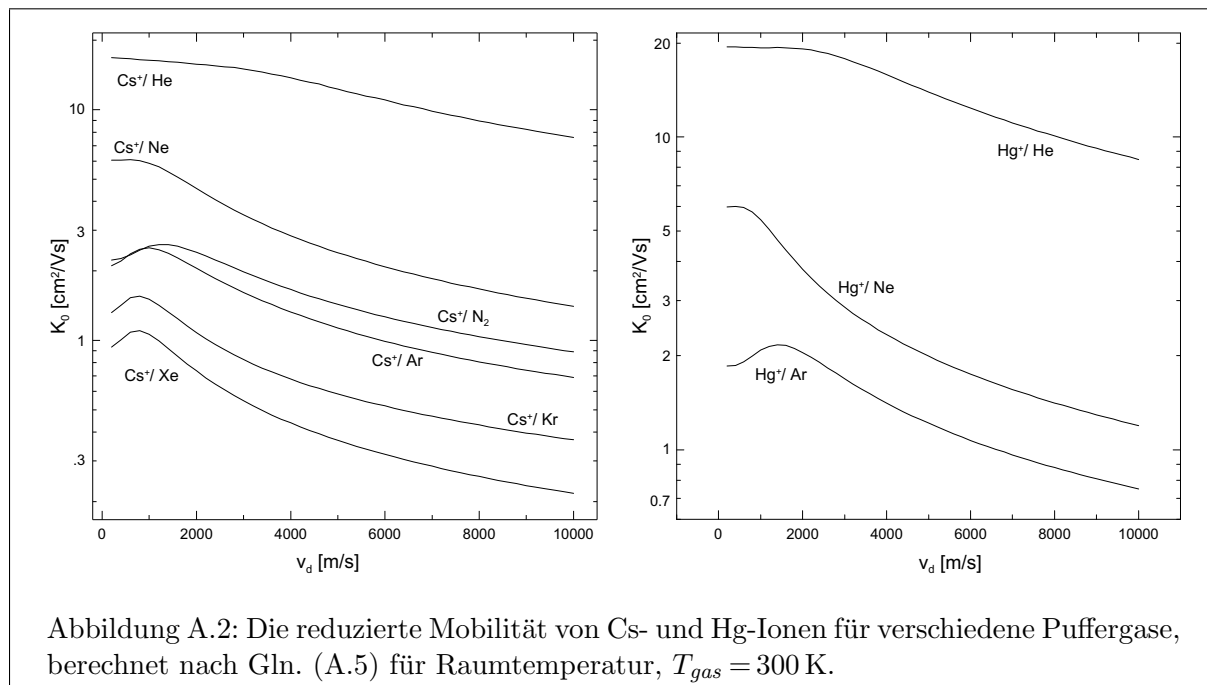
Tabelle A.1: Parameter für (n-6-4) Ion-Molekül Streupotentiale

Ion/Molekül	n	$r_m[\text{Å}]$	$\epsilon[\text{meV}]$	γ
Cs ⁺ /He	12	3.36	14.0	0.42
Cs ⁺ /Ne	17.5	2.64	71.6	0.68
Cs ⁺ /Ar	12.6	3.06	130	0.29
Cs ⁺ /N ₂	11.8	3.11	153	0.49
Cs ⁺ /Kr	12	3.28	156	0.41
Cs ⁺ /Xe	12	3.88	106	0.20
Hg ⁺ /He	18.5	2.07	82.8	0.70
Hg ⁺ /Ne	15.8	2.99	41.7	0.65
Hg ⁺ /Ar	13.6	2.66	278	0.33

A.3 Extrapolation der Mobilität zu höheren Driftgeschwindigkeiten

Experimentelle Mobilitätsdaten liegen für die meisten Stoßpartner nur im Bereich geringer Driftgeschwindigkeiten $v_d < 2 \cdot 10^3$ bis $5 \cdot 10^3$ m/s vor. Um abzuschätzen, wie die Bewegung von Ionen höherer Energie in einer Puffergasatmosphäre gedämpft wird, ist eine Extrapolation der Mobilitäten zu höheren Driftgeschwindigkeiten hin hilfreich. Bei gegebenen Streupotentiale lassen sich mit Gln. (A.5) die Mobilitäten leicht für höhere Driftgeschwindigkeiten v_d ermitteln.

Abb. A.2 zeigt die mittels Gln. (I-1.83) auf Normaldruck umgerechnete reduzierte Mobilität für den Bereich $v_d < 1 \cdot 10^4$ m/s. Hierfür wurden die in Tab. A.1 wiedergegebenen Potentialpa-



rameter verwendet, als Temperatur ist Raumtemperatur ($T_{gas} = 300$ K) eingesetzt. Für niedrige Energien ist nur eine geringe Variation von K mit der Driftgeschwindigkeit erkennbar. Zu hohen v_d hin nimmt die Mobilität beträchtlich ab, folglich sollten höher energetische Ionen eine stärkere Dämpfung erfahren. Das bei den Stoßpartnern Cs^+/N_2 , Cs^+/Ar , Cs^+/Xe und Hg^+/Ar auftretende Maximum der Mobilität in der Nähe von $v_d = 1000$ m/s wird von den hohen Polarisationsbeiträgen im Wechselwirkungspotential verursacht.

B Simulation der Stöße von Ionen mit Gasmolekülen

In diesem Kapitel wird gezeigt, wie der Kühlprozeß von Ionen in einem Puffergas unter Verwendung der im Anhang A beschriebenen Streupotentiale simuliert wurde. Die hier vorgestellte Simulation ist eine Weiterentwicklung einer Rechnung, die im Rahmen der Dissertation von T. Kim zur Untersuchung des Kühlprozesses von Ionen in einem gasgefüllten segmentierten Quadrupol-Massenfilter durchgeführt wurde [Kim97].

Die Simulation des Weges eines Ions in einer Puffergasatmosphäre beruht auf der wiederholten Abarbeitung der im Folgenden beschriebenen Rechenschritte. Eine einzelne Abfolge dieser Schritte deckt einen Stoßvorgang sowie den Weg des Ions zum nächsten Stoß ab.

1. Der Geschwindigkeitsvektor des Gasteilchens vor dem Stoß wird erzeugt. Der Vektor hat beliebige Richtung im Raum, seine Länge ist entsprechend der Maxwell-Verteilung bei einer gewählten Temperatur des Gases zufallsverteilt.
2. Der maximale Stoßparameter b_{max} wird berechnet. Um nichtverschwindende Zeiten zwischen zwei Stößen zu erhalten, muß die Reichweite der verwendeten Streupotentiale beschränkt werden. Dazu wird ein minimaler Streuwinkel θ_{min} gefordert, der auftreten muß, damit eine Streuung behandelt wird. Die Umkehrung der Gleichungen (A.2) und (A.3) für den Streuwinkel θ bestimmt den mit θ_{min} verknüpften maximalen Stoßparameter b_{max} .

In der Simulation wird aus den Geschwindigkeitsvektoren der Stoßpartner zunächst die Energie im Schwerpunktsystem E berechnet und dann b_{max} unter Verwendung eines Abschneidewinkels von $\theta_{min}=10$ mrad gewonnen. Der genannte Wert wurde verwendet, da eine weitere Verringerung des Abschneidewinkels außer einer Erhöhung der Rechenzeit keine Veränderung in der Rechnung zeigte. Da die numerische Umkehrung der Gleichungen (A.2) und (A.3) einigen Rechenaufwand erfordert, wurde in der vorliegenden Simulation zur Beschleunigung der Rechnung folgende empirisch begründete Vereinfachung ausgenutzt. Die Abhängigkeit $b_{max} = f(\theta_{min}, E)$ kann in guter Näherung für die verwendeten Streupotentiale durch die Proportionalität $b_{max} \propto 1/\sqrt{E}$ ersetzt werden. Vor der Simulation wird daher durch Vergleich der Näherungsfunktion mit numerischen Ergebnissen bei einigen Werten von E die Proportionalitätskonstante bestimmt. Während der Simulation wird dann nur noch die Näherungsfunktion verwendet.

3. Die Ionenbahn bis zum Zeitpunkt des Stoßes wird ermittelt. Während einer Zeitspanne Δt ist die Wahrscheinlichkeit P für einen Stoß

$$P(\Delta t) = 1 - \exp\left(-\frac{v_{eff}\Delta t}{\lambda}\right). \quad (\text{B.1})$$

λ bezeichnet hier die mittlere freie Weglänge, die nach

$$\lambda = 1/(N\pi b_{max}^2) \quad (\text{B.2})$$

von der Anzahldichte N der Gasteilchen und dem o.a. maximalen Streuparameter abhängt. Um die Beiträge der Geschwindigkeiten *beider* Stoßpartner zur Stoßwahrscheinlichkeit zu berücksichtigen, wurde in Gln. (B.1) eine „effektive“ Geschwindigkeit

$$v_{eff} = \sqrt{\bar{v}_{ion}^2 + \langle v_{buff}^2 \rangle} \quad (\text{B.3})$$

eingesetzt. \vec{v}_{ion} bezeichnet die momentane Geschwindigkeit des Ions, während $\langle v_{b_{eff}}^2 \rangle$ die quadratisch gemittelte Geschwindigkeit aus der Maxwellverteilung für das Gasmolekül angibt. Die Verknüpfung der Geschwindigkeiten nach Gleichung (B.3) wurde verwendet, da sich die mittlere Relativgeschwindigkeit der verschiedenen Teilchen eines binären Systems aus der Wurzel der Quadratsumme der mittleren Geschwindigkeiten ergibt [McDa64].

In der Simulation wird solange eine Zufallszahl P zwischen 0 und 1 gezogen und dann die Bewegung des Ions für ein weiteres Zeitscheibchen Δt verfolgt, bis P kleiner oder gleich dem Wert aus Gln. (B.1) ist. Erst dann findet der nächste Stoß statt. Ändert sich die Ionengeschwindigkeit während der Zeit Δt signifikant, wird auch Schritt 2 wiederholt. Für Δt wurde typischerweise ein Wert von $1 \mu\text{s}$ oder weniger verwendet.

4. Der Stoßparameter b wird festgelegt. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung dP/db der Stöße mit Stoßparameter b steigt proportional zu b selbst:

$$\frac{dP}{db} \propto b. \quad (\text{B.4})$$

Um dieses Verhalten zu simulieren, wird eine weitere Zufallszahl P mit $0 < P < 1$ gezogen und dann b aus

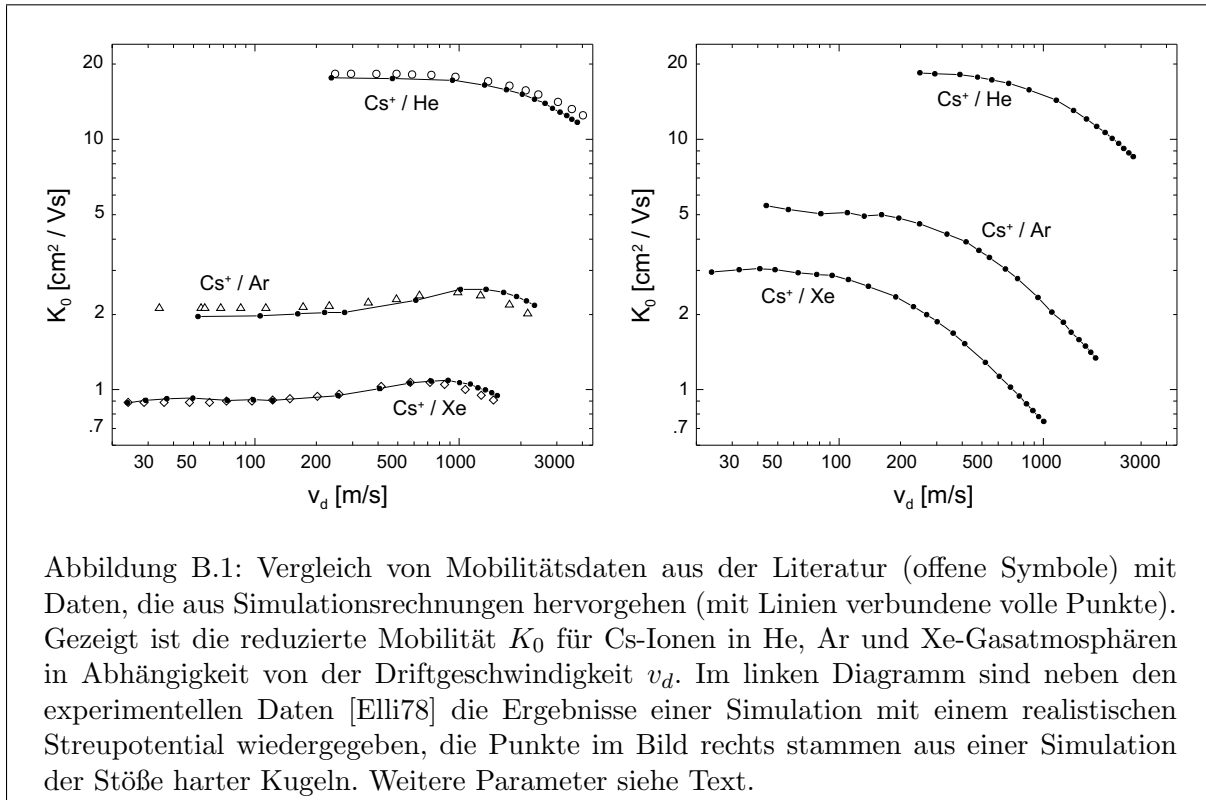
$$b = b_{max} \cdot \sqrt{P} \quad (\text{B.5})$$

berechnet. Gln. (B.5) folgt direkt aus Gln. (B.4) durch Integration und Berücksichtigung der Bedingung $P(b_{max}) = 1$.

5. Der Geschwindigkeitsvektor des Ions nach dem Stoß wird ermittelt. Entsprechend den Gleichungen (A.2) und (A.3) wird der Streuwinkel im Schwerpunktsystem berechnet. Die Lage der Streuebene ist durch die Wahl der Geschwindigkeitsvektoren der Stoßpartner sowie des Stoßparameters b bis auf den Azimutwinkel festgelegt. Dieser Winkel wird mit einer weiteren Zufallsvariablen gewählt. Abschließend ergibt eine Rücktransformation ins Laborsystem den gesuchten Geschwindigkeitsvektor des Ions nach dem Stoß.

Um zu prüfen, ob mit den genannten Schritten eine realistische Simulation des Verhaltens der Ionen in einer Gasatmosphäre erhalten werden kann, wurde versucht, experimentelle Mobilitätswerte für Cs-Ionen in ausgewählten Puffergasen zu reproduzieren. In der Simulation konnten die Ionen 10 s lang bei einer Temperatur von $T_{gas} = 300 \text{ K}$ und einem Druck von 10^{-3} mbar bei unterschiedlichen Feldstärken durch das Gas driften. Je nach Gassorte und Feldstärke erfolgten dabei zwischen 385000 und 820000 Stöße. Die Mobilität berechnet sich in einfacher Weise aus der Länge der in Feldrichtung zurückgelegten Driftstrecke mit Gleichung (A.1). Zum Vergleich mit den Literaturwerten wurden die simulierten Werte anschließend gemäß Gln. (I-1.83) in reduzierte Mobilitäten umgerechnet.

Das Ergebnis dieser Simulation ist in Abb. B.1 links in einem Vergleich von Mobilitätsdaten aus der Literatur [Elli78] (offene Symbole) mit simulierten Daten (volle Punkte) für Cs-Ionen in He, Ar und Xe-Gasatmosphären wiedergegeben. Aufgetragen ist die reduzierte Mobilität K_0 in Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit v_d . Der experimentelle Fehler ist mit 2-3% angegeben [Elli78], der statistische Fehler der Simulation beträgt ebenfalls wenige Prozent. Im Rahmen dieser Unsicherheiten kann die Simulation das experimentell gefundene Verhalten sehr gut reproduzieren.

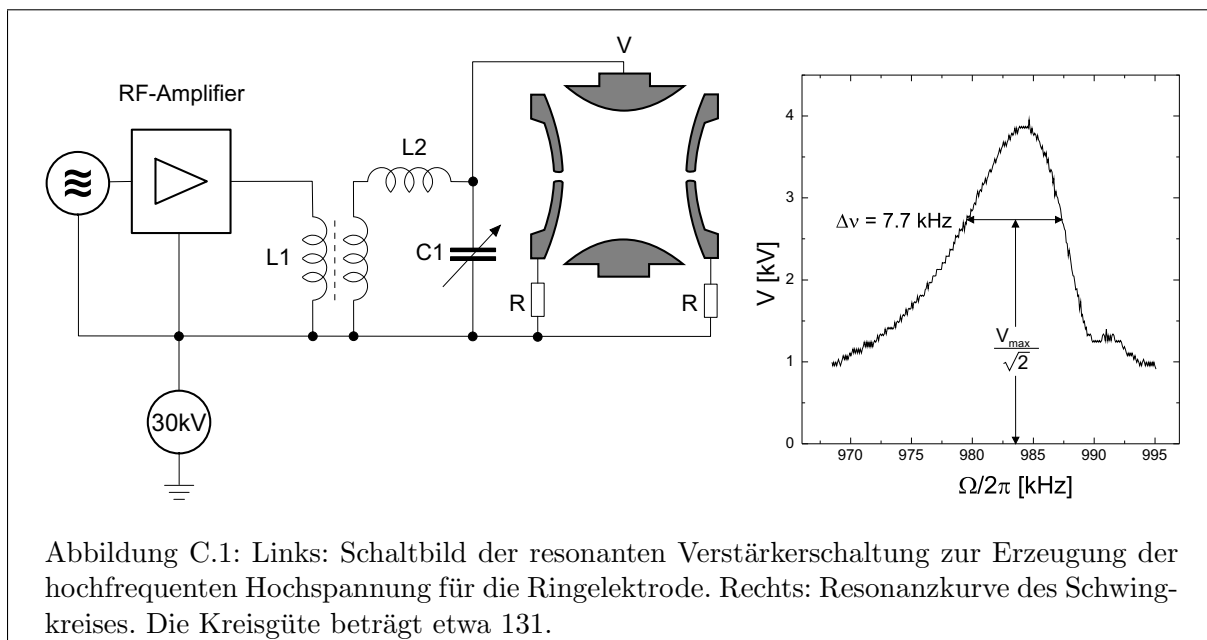


Um zu vergleichen, wie gut eine Rechnung mit einem einfacheren Streupotential die experimentellen Daten wiedergeben kann, wurde die oben beschriebene Simulation wiederholt, wobei die Stoßpartner als harte Kugeln behandelt wurden. Unterschiede zum o.a. Ablauf der Simulation treten in den Schritten 2 und 5 auf. Der maximale Stoßparameter im Modell der harten Kugeln ist einfach die Summe der Radien der dem Ion und dem Gasmolekül entsprechenden Kugeln. Die verwendeten Ion- und Atomradien sind der Datenbank [Wint98] entnommen. Der Streuwinkel wurde entsprechend der Dynamik der Stöße harter Kugeln bestimmt, die hier als bekannt vorausgesetzt wird und nicht wiederholt werden soll. In Abb. B.1 rechts sind die Ergebnisse der Simulation mit den Stößen harter Kugeln in gleicher Weise wie für das realistische Modell dargestellt. Für die Kombination Cs⁺/He gibt auch diese Simulation die experimentellen Daten recht gut wieder. In den anderen Fällen aber weichen die Daten bis zu einem Faktor drei voneinander ab. Als Erklärung der Diskrepanzen ist vor allem zu bemerken, daß das Modell der harten Kugeln keinerlei Polarisierungseffekte beinhaltet, die besonders bei den schweren Gasen zum Tragen kommen.

C Elektronik

C.1 Erzeugung der HF-Wechselspannung

Da die Dimensionen der Paulfalle für ISOLTRAP aus den in Kap. I-2.1 genannten Gründen extrem groß gewählt wurden, sind zum Erreichen einer effektiven Speichertiefe von wenigen eV Hochfrequenzamplituden von mehreren kV an der Ringelektrode erforderlich. Die hierfür verwendete Verstärkerschaltung ist in Abb. C.1 links schematisch dargestellt. Das mit einem HF-Leistungsverstärker¹ um 55 dB verstärkte Signal eines Signalgenerators wird an den Ferritübertrager L1 gegeben. Dieser dient zur Anpassung der Impedanz des Leistungsverstärkers (50 Ohm) an die Impedanz des nachfolgenden Schwingkreises, der sich aus einer Luftspule L2², dem Abstimmkondensator C1³ und der Kapazität der Ringelektrode selbst zusammensetzt. Die Güte dieses Schwingkreises kann anhand der in Abb. C.1 rechts abgebildeten Resonanzkurve zu etwa 131 bestimmt werden.



¹A-300, ENI; 300 W Ausgangsleistung

²35 Windungen, 32.5 cm Durchmesser, Länge 34 cm, Induktivität: 253 μ H

³TC-25-20S, ITT; Kapazität: 5-25 pF, Spannungsfestigkeit: 20 kV

C.2 Das spannungsgepulste Driftrohr

Eine zweite Besonderheit in der Elektronik der Paulfallenapparatur ist die Versorgung des Driftrohrs zur Potentialanpassung, das sich an die Ausschüßelektrode der Paulfalle anschließt. Für diese Driftföhre wird ein Puls von bis zu 60 kV Signalhöhe mit einer Abfallszeit von weniger als einer μs benötigt. Die hierzu eingesetzte Schaltung ist in Abb. C.2 links schematisch wiedergegeben. Wesentlicher Bestandteil der Schaltung ist ein schneller Transistorschalter (HTS)⁴, der die Driftföhre mit einer Zeitkonstanten von etwa 80 ns auf ein TTL-Signal hin entlädt. Wenn der Transistorschalter nach einer Zeit von 10 μs wieder öffnet, wird die Driftföhre durch einen 150 M Ω Hochspannungswiderstand mit einer Zeitkonstanten von einigen Millisekunden wieder auf Hochspannung gebracht. Wegen des Innenwiderstands des Transistorschalters und des Schutzwiderstands R wird die Driftföhre nur bis auf eine Restspannung entladen, wenn der Anschluß U_{offset} geerdet ist. Um die Driftföhre bis auf Erdpotential zu entladen, kann eine negative Vorspannung von einigen hundert Volt am erdseitigen Anschluß des Schalters angelegt werden. Ein Überspannungsschutz S ist als Vorsichtsmaßnahme zum Schutz der Vorspannungsversorgung eingesetzt. In Abb. C.2 rechts ist das zeitliche Verhalten der Spannung an der Driftföhre ohne Verwendung einer Vorspannung gezeigt. Die Zeitskala ist nichtlinear und wurde zweimal gekürzt, um das Verhalten von einem Ausschüßzeitpunkt bis zum nächsten in einem Bild darzustellen.

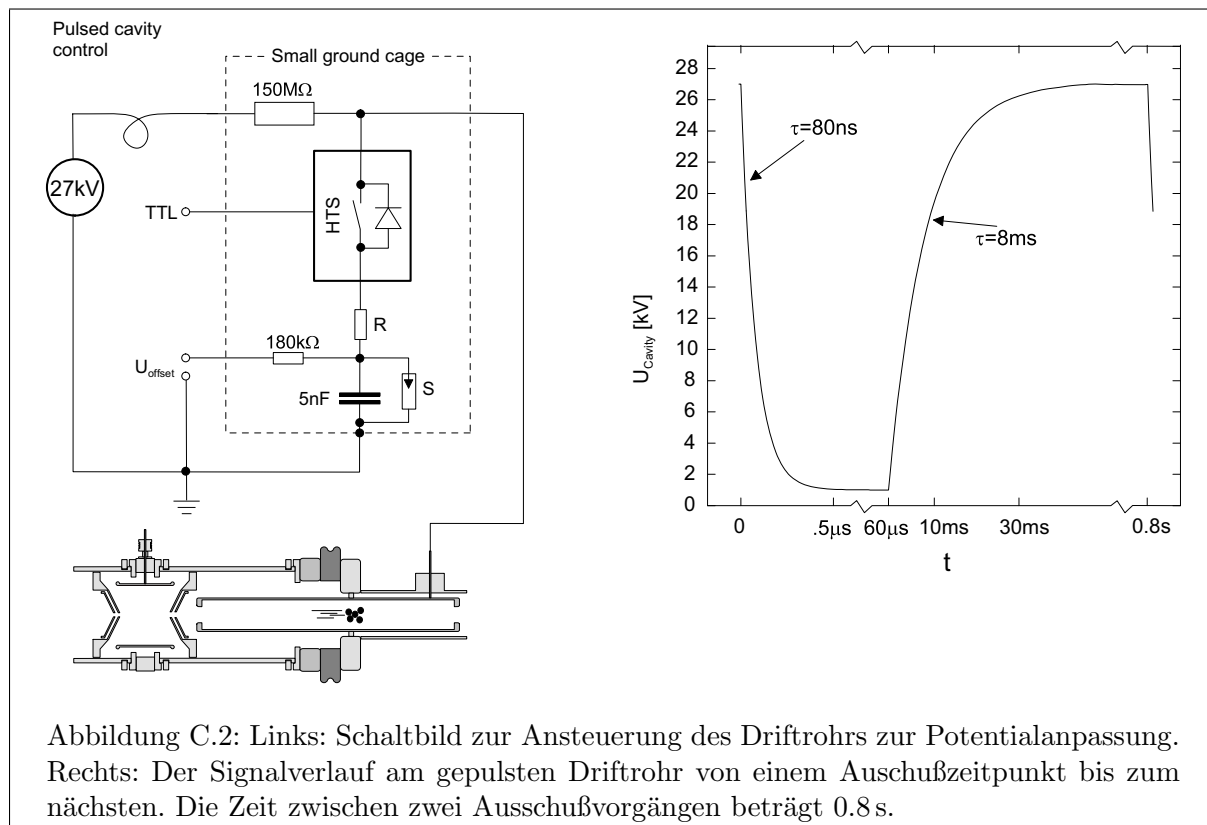


Abbildung C.2: Links: Schaltbild zur Ansteuerung des Driftrohrs zur Potentialanpassung. Rechts: Der Signalverlauf am gepulsten Driftrohr von einem Ausschüßzeitpunkt bis zum nächsten. Die Zeit zwischen zwei Ausschüßvorgängen beträgt 0,8 s.

⁴HTS 650, Behlke Elektronik

D Das Strahltransportsystem bis zur Paulfalle

Die Abfolge der Elemente der zur Paulfalle führenden Ionenoptik ist in Abb. D.1 links wiedergegeben. Der von der ISOLDE-Ionenquelle erzeugte Strahl wird mit Hilfe eines aus dreiundzwanzig Quadrupolablenkern und zwei zylindrischen Ablenkern bestehenden elektrostatischen Linsensystems zur Paulfalle geführt. Da ein Quadrupolablenker nur in einer Strahlebene fokussiert und zudem in der dazu senkrechten Ebene defokussiert, werden zwei oder drei Quadrupoleinheiten zu einer Linsengruppe zusammengefaßt. Bei geeigneter Beschaltung kann mit einer solchen Linsengruppe eine Fokussierung in beiden transversalen Strahlebenen erreicht werden. Für die im Rahmen dieser Arbeit erfolgten Massenmessungen wurde der niedrigauflösende Massenseparator GPS (General Purpose Separator, Massenauflösung $m/\Delta m = 2400$) der beiden an ISOLDE verfügbaren Separatoren eingesetzt. Kernstück des Massenseparators GPS ist ein Sektormagnet mit einem Ablenkwinkel von 70° und einem Ablenkradius von 1.5 m. Um den vom Separator kommenden Ionenstrahl in die um 20° versetzte, zu ISOLTRAP führende Strahlröhre zu lenken, wird eine Kombination aus zwei elektrostatischen Zylinderablenkern („Bender“ und „Kicker“) verwendet.

Zur Bestimmung der Emittanz am Ende des Strahlführungssystems wurde das Programmpaket GIOSP [Woll87] eingesetzt. GIOSP erstellt zunächst für jedes verwendete ionenoptische Element (Driftstrecke, Quadrupolablenker, Sektormagnet oder Zylinderablenker) eine Transfermatrix, welche die Abbildungseigenschaften beschreibt. Anschließend wird durch Multiplikation aller Einzelmatrizen eine Gesamt-Transfermatrix gebildet, mit der die Strahleigenschaften am Endpunkt der Ionenoptik aus denen am Ausgangsort bestimmt werden können. Zur Konstruktion der Transfermatrizen benötigt GIOSP eine Datei, in der die eingesetzten ionenoptischen Elemente und deren Betriebsparameter anzugeben sind. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Eingabedatei ist eine aktualisierte und erweiterte Version der bei der Planung des ISOLDE-Strahlführungssystems entwickelten Datei [Kugl92]; sie ist am Ende dieses Kapitels angefügt.

Wenn es gelingt, die mit dem Strahlbeobachtungssystem von ISOLDE in den Fokalebenen erhaltenen Strahlformen mit GIOSP zu reproduzieren, sollten auch die berechneten Strahleigenschaften am Ort der Retardierung vor der Paulfalle realistisch sein. Die Emittanzfläche des Ionenstrahls am Ausgangspunkt der Strahltransportrechnung wurde zu 110 mm mrad angesetzt. Simulationen der Strahleigenschaften von ISOLDE-Ionenquellen [Mart96] und Emittanzmessungen [StSi98] ließen Phasenraumprofile erwarten, deren Ausdehnung den genannten Wert einschließen. Zur Simulation der beobachteten Strahlprofile können in der Rechnung nur die Spannungen an den Quadrupolablenkern variiert werden, da alle weiteren Parameter durch die Position der optischen Elemente festgelegt sind. Die bestmögliche Annäherung der berechneten an die beobachteten Strahlprofile stellte sich bei Verwendung der in Tab. D.1 unter U_{GIOSP} eingetragenen Spannungen ein. Ein Vergleich der berechneten Quadrupolspannungen mit den im Strahlzeitbetrieb optimierten Werten U_{exp} zeigt eine mittlere Abweichung von etwa 200 V. Angesichts der bei der Rechnung nicht weiter spezifizierten Randfelder des verwendeten Magneten und der Ablenker erscheint die erhaltene Abweichung nicht besonders hoch.

Nach der Berechnung der Transportparameter des Systems bis zur letzten Fokalebene waren noch die Spannungen für die letzten beiden Quadrupolpaare festzulegen. Diese vier Parameter wurden mit dem Ziel bestimmt, die Emittanz des ISOLDE-Strahls mit der Akzeptanz der Paulfalle (s. Kap. 3.1.1) in Deckung zu bringen. Dabei zeigte sich, daß mit der Forderung nach einem virtuellen Fokus 15 cm hinter dem Paulfallenzentrum die besten Resultate zu erreichen waren. Die unter dieser Vorgabe von GIOSP berechneten Spannungen sind zusammen mit den experimentell ermittelten Werten in Tabelle D.1 angefügt; ein Vergleich dieser Werte zeigt insbesondere für das letzte Quadrupolpaar gute Annäherung.

Die in Abb. D.1 gezeigten Trajektorien in den beiden Strahlebenen sind unter Verwendung der berechneten Quadrupolspannungen U_{GIOSP} erhalten. Als Startwerte der Bahnberechnung sind für beide Strahlebenen neun Wertepaare aus dem Randbereich der Phasenraumflächen verwendet.

Tabelle D.1: Berechnete (U_{GIOSP}) und im Strahlzeitbetrieb verwendete Spannungen (U_{exp}) an den im Strahltransportsystem bis zur Paulfalle eingesetzten elektrostatischen Quadrupolablenkern. Die Vorzeichen der angegebenen Werte beziehen sich auf die vertikalen Elektrodenpaare.

Quadrupol	U_{GIOSP} [V]	U_{exp} [V]
GPS.QP030	-1310	-854
GPS.QP040	1525	1621
GPS.QP050	-616	-864
GPS.QP170	-270	-37
GPS.QP180	408	224
GPS.QP520	1150	1077
GPS.QP530	-1679	-1348
GPS.QP540	-1111	-1335
GPS.QS550	1092	1336
CA0.QP40	1140	1000
CA0.QS50	-1240	-1140

Quadrupol	U_{GIOSP} [V]	U_{exp} [V]
CB0.QP20	-913	-835
CB0.QP30	600	460
CB0.QP40	698	740
CB0.QS50	-860	-850
CC0.QP20	879	885
CC0.QP30	-679	-585
CC0.QP40	-645	-766
CC0.QS50	934	1000
CD0.QP20	763	890
CD0.QP30	-407	-683
CD0.QP40	-706	-712
CD0.QS50	726	683

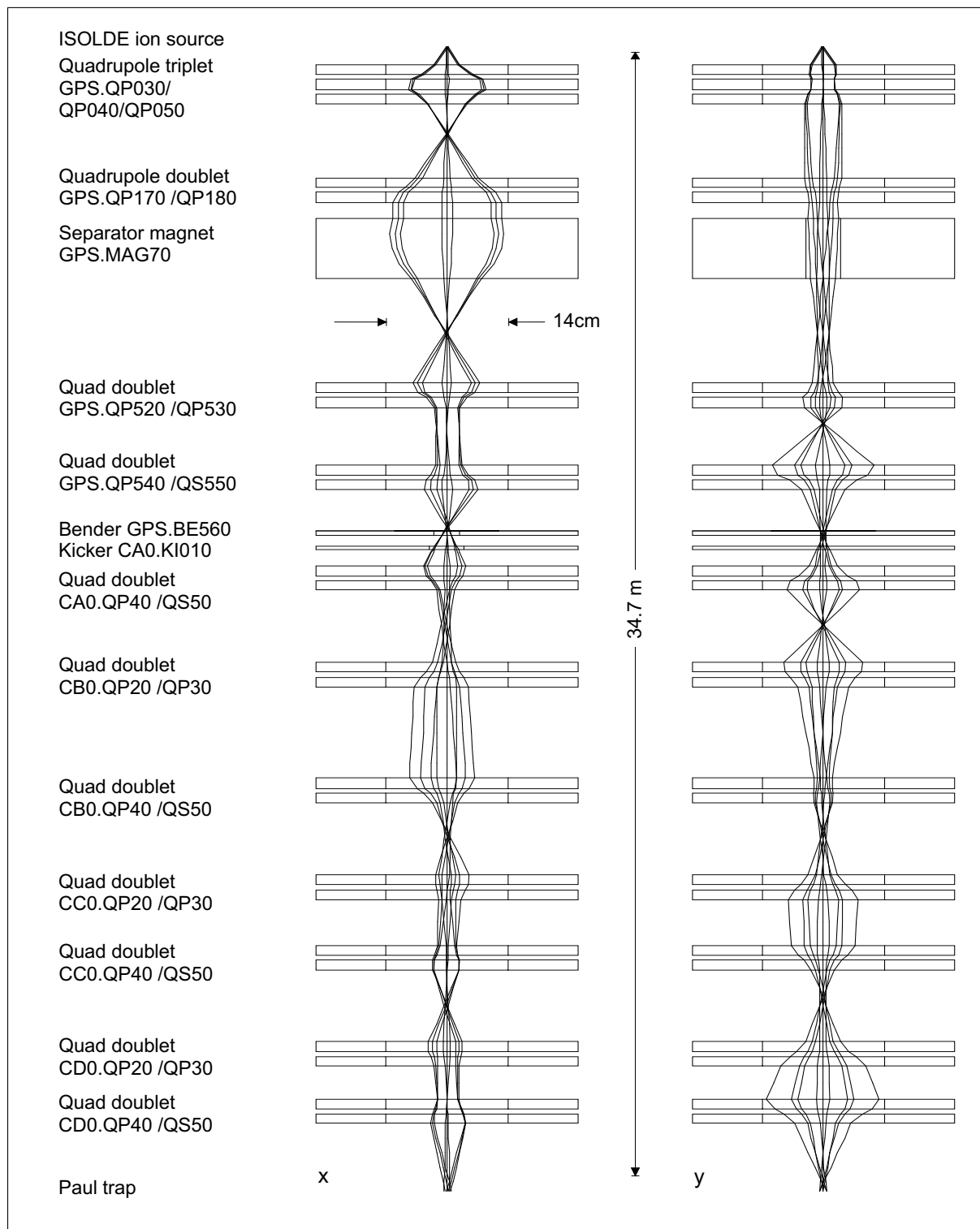


Abbildung D.1: Das Strahltransportsystem vom ISOLDE-Target bis zur Paulfalle von ISOLTRAP. Die zusätzlich zu den schematisch gezeichneten Elementen der Ionenoptik gezeigten Trajektorien in den beiden Strahlebenen x, y sind unter Verwendung der in Tab. D.1 aufgeführten Quadrupolspannungen U_{GIOSP} berechnet. Als Startwerte der Bahnberechnung sind für beide Strahlebenen neun Wertepaare aus dem Randbereich der 110 mm mrad großen, vom Ionenstrahl genutzten Phasenraumflächen verwendet.

Die Eingabedatei für die Strahltransportrechnung mit GIOSP

```

IS302: #3 30keV 29.1.98 - SCS                ; ** Separator Magnet GPS.MAG70 **
;                                              ; entrance angle 18.61deg
; ** particle and beam definitions **        ; FRINGING FIELD 1 18.61 0          ;
;                                              ; 1.5m radius, angle 70deg,
; Kinetic Energy=30keV, m=100u, Q=1        ; 2cm half-air gap
REFERENCE PARTICLE 0.03 100 1              ; MAGNETIC SECTOR 1.5 70 .02        ;
; LLU=1.0 meter, TLU=1.0 meter            ; exit angle 19.88deg
REFERENCE LENGTH 1.0 1.0                   ; FRINGING FIELD 1 19.88 0          ;
; DRIFT LENGTH 1.684                       ;
; DX=1.1mm, DA=24.5mrad->35pi mm mrad     ;
PHASE_SPACE X_DIR .0011 .0245             ; ** Doublet GPS.QP520/530 **
PHASE_SPACE Y_DIR .0011 .0245             ; DRIFT LENGTH 1.508                ;
; FRINGING FIELD 1                         ;
; Calculation Order 2 in x 2 in y          ; ELECTRO QUADR .3 1.150 .07        ;
C 0 2 2                                    ; FRINGING FIELD 1                  ;
; DRIFT LENGTH .15                         ;
; Fit Simplex                              ; FRINGING FIELD 1                  ;
F S                                        ; ELECTRO QUADR .3 -1.679 .07       ;
; FRINGING FIELD 1                         ;
; **** system definitions ****             ;
; *** GPS Section ***                     ; ** Doublet GPS.QP540/QS550 **
; DRIFT LENGTH 1.77                        ;
; ** TRIPLET GPS.QP030/40/50 **           ; FRINGING FIELD 1                  ;
DRIFT LENGTH .565                          ; ELECTRO QUADR .3 -1.111 .07        ;
FRINGING FIELD 1                            ; FRINGING FIELD 1                  ;
; standard ISOLDE-QP, 30cm long,          ; DRIFT LENGTH .15                  ;
; apert. radius 7cm                       ; FRINGING FIELD 1                  ;
ELECTRO QUADR .3 -1.310 .07                 ; ELECTRO QUADR .3 1.092 .07        ;
FRINGING FIELD 1                            ; FRINGING FIELD 1                  ;
DRIFT LENGTH .15                            ;
FRINGING FIELD 1                            ; DRIFT LENGTH .864                  ;
ELECTRO QUADR .3 1.525 .07                 ; ** Scanner Merging switchyard
FRINGING FIELD 1                            ; DRIFT LENGTH .405                  ;
DRIFT LENGTH .15                            ;
FRINGING FIELD 1                            ;
ELECTRO QUADR .3 -.616 .07                 ; ** Bender GPS.BE560 **
FRINGING FIELD 1                            ; CHANGE BENDING
; DRIFT LENGTH .9                          ; FRINGING FIELD 1
; radius=.6m, angle=12.582deg,
; half gap=1.5cm
; SLIT position (GPS.WG210)                ; ELECTRO SECTOR .6 12.582 .015
; FRINGING FIELD 1
; DRIFT LENGTH .32759
; ** Doublet GPS.QP170/180 **              ;
DRIFT LENGTH 1.35                          ; ** End of GPS-section **
FRINGING FIELD 1                            ; ** Entering A-Section **
ELECTRO QUADR .3 -.27 .07                   ;
FRINGING FIELD 1                            ;
DRIFT LENGTH .15                            ; ** Kicker CAO.KI10 **
FRINGING FIELD 1                            ; FRINGING FIELD 1
ELECTRO QUADR .3 0.408 .07                 ; r=.84..m, angle=7.5deg,
FRINGING FIELD 1                            ; half gap 2cm
; ELECTRO SECTOR .842743 7.5 .02
; DRIFT LENGTH .5                          ; FRINGING FIELD 1
; DRIFT LENGTH .0879
; Parallel beam in X AND Y here with
; envelope not larger than 2cm in y
; and .4m in x
; Focal plane / Scanner here

```

```

; ** Doublet CA0.QP40/QS50 **
DRIFT LENGTH .4 ;
FRINGING FIELD 1 ;
ELECTRO QUADR .3 1.14 .07 ;
FRINGING FIELD 1 ;
DRIFT LENGTH .15 ;
FRINGING FIELD 1 ;
ELECTRO QUADR .3 -1.24 .07 ;
FRINGING FIELD 1 ;
;
DRIFT LENGTH 1.1 ;
;
; Scanner/ Faraday cup CA0.FC90 here
;
; *** End of A-section ***
; *** Entering B-section ***
;
; ** Doublet CB0.QP20/QP30 **
DRIFT LENGTH 1.1 ;
FRINGING FIELD 1 ;
ELECTRO QUADR .3 -.913 .07 ;
FRINGING FIELD 1 ;
DRIFT LENGTH .15 ;
FRINGING FIELD 1 ;
ELECTRO QUADR .3 .6 .07 ;
FRINGING FIELD 1 ;
;
DRIFT LENGTH 1.4 ;
;
; ** Doublet CB0.QP40/QS50 **
DRIFT LENGTH 1.4 ;
FRINGING FIELD 1 ;
ELECTRO QUADR .3 .698 .07 ;
FRINGING FIELD 1 ;
DRIFT LENGTH .15 ;
FRINGING FIELD 1 ;
ELECTRO QUADR .3 -.860 .07 ;
FRINGING FIELD 1 ;
;
DRIFT LENGTH 1.1 ;
;
; Focal plane (Faraday cup CB0.FC90)
;
; *** End of B-section ***
; *** Entering C-section ***
;
; ** Doublet CC0.QP20/QP30 **
DRIFT LENGTH 1.1 ;
FRINGING FIELD 1 ;
ELECTRO QUADR .3 .879 .07 ;
FRINGING FIELD 1 ;
DRIFT LENGTH .15 ;
FRINGING FIELD 1 ;
ELECTRO QUADR .3 -.679 .07 ;
FRINGING FIELD 1 ;
;
DRIFT LENGTH .7 ;
;
; ** Doublet CC0.QP40/QS50 **
DRIFT LENGTH .7 ;
FRINGING FIELD 1 ;
ELECTRO QUADR .3 -.645 .07 ;
FRINGING FIELD 1 ;
DRIFT LENGTH .15 ;
FRINGING FIELD 1 ;
ELECTRO QUADR .3 .934 .07 ;
FRINGING FIELD 1 ;
;
DRIFT LENGTH 1.1 ;
;
; Focal plane (Faraday cup CC0.FC90)
;
; *** End of C-section ***
; *** Entering D-section ***
;
; ** Doublet CD0.QP20/QP30 **
DRIFT LENGTH 1.1 ;
FRINGING FIELD 1 ;
ELECTRO QUADR .3 .792V .07 ;
FRINGING FIELD 1 ;
DRIFT LENGTH .15 ;
FRINGING FIELD 1 ;
ELECTRO QUADR .3 -.404V .07 ;
FRINGING FIELD 1 ;
;
; ** Doublet CD0.QP40/QS50 **
DRIFT LENGTH 1. ;
FRINGING FIELD 1 ;
ELECTRO QUADR .3 -.705V .07 ;
FRINGING FIELD 1 ;
DRIFT LENGTH .15 ;
FRINGING FIELD 1 ;
ELECTRO QUADR .3 .725V .07 ;
FRINGING FIELD 1 ;
;
; From QS50 to where Simion
; calculations start, 15cm left to
; Paul Trap Center
DRIFT LENGTH 1.77 ;
;
; go 30cm more and demand
; point-to-point focusing in x and y
DRIFT LENGTH .30 ;
FIT (X,A) 0 999999 ;
FIT (Y,B) 0 999999 ;
;
; now go back the 30cm to get the
; correct transfer matrix
DRIFT LENGTH -.30 ;
;
; **** end of beam definitions ****
;
; output of system transfer matrix
WRITE MATRIX * ;
;
END ;

```

E Die Ionenoptik zwischen Paulfalle und Kühlerfalle

Die Elemente der von der Paulfalle zur Kühlerfalle führenden Ionenoptik sind in Abb. E.1 schematisch wiedergegeben. Hauptbestandteile der Strahlführung sind ein elektrostatisches Linsensystem, ein 90° -Ablenker und zwei spannungsgepulste Driftröhren (PD1,PD2). Während die erste Driftröhre PD1 die Potentialanpassung zwischen der Paulfalle und dem nachfolgenden geerdeten Strahlrohr herstellt, ist die zweite (PD2) erforderlich, um die Ionen beim Einschub in die praktisch auf Erdpotential arbeitende Kühlerfalle bis auf wenige eV Energie abbremsen zu können. Das Linsensystem setzt sich aus der Einzellinse EL und einer Serie von Driftröhren D1-D5 zusammen. Letztere wurden zu einer zweiten Einzellinse verschaltet. Der elektrostatische 90° -Ablenker verbindet die horizontale, von der Paulfalle kommenden Strahlführung mit der zur Kühlerfalle weiterführenden vertikalen Ionenoptik. Die letzte Driftröhre D6 sorgt zusammen mit den Retardierungselektroden R1-R3 für einen geeigneten Einschub der Ionen in die Kühlerfalle. Zur Strahldiagnose können im Abstand von 0.93 m und 2.76 m vom Paulfallenzentrum zwei

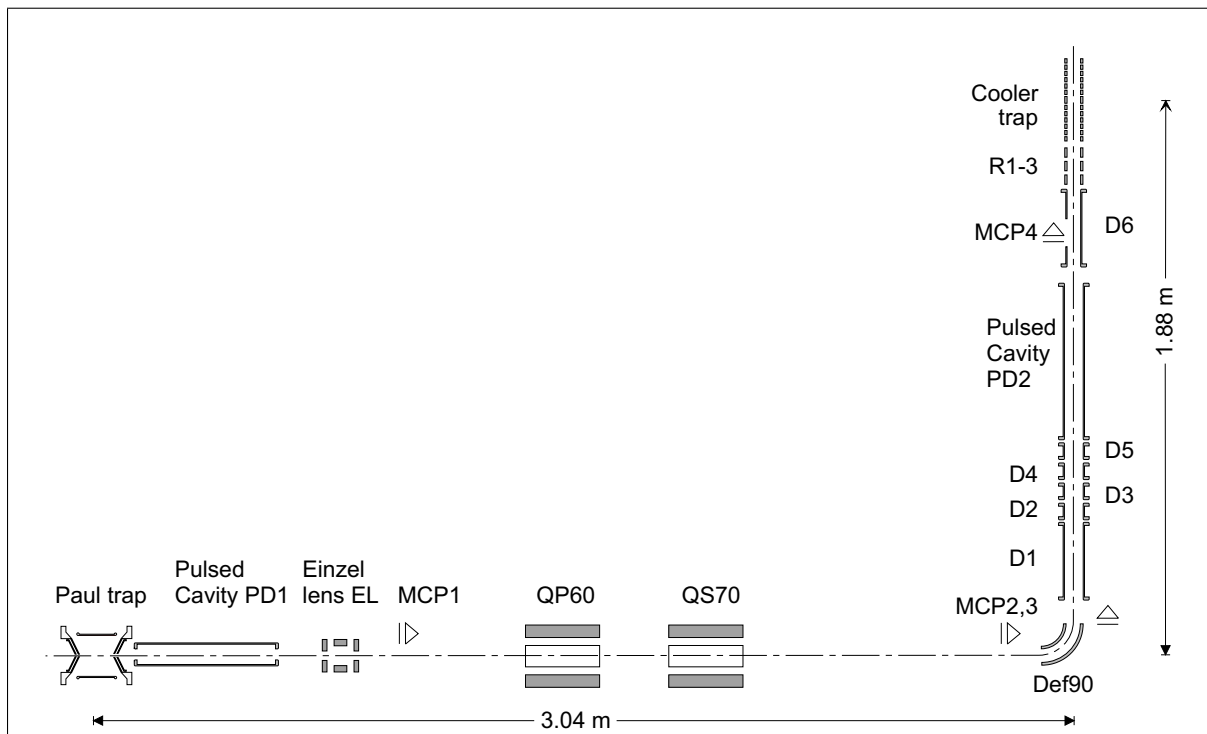


Abbildung E.1: Schematische Darstellung der Ionenoptik von der Paulfalle zur Kühlerfalle des ISOLTRAP-Experiments. Zwei spannungsgepulste Driftröhren (PD1 und PD2) ermöglichen die Anpassung der drei unterschiedlichen Strahlpotentiale. Weitere Elemente der Ionenoptik sind eine Einzellinse, ein elektrostatischer 90° -Ablenker (Def90) und eine Serie von Driftröhren (D1-D6). Die Elektroden R1-R3 dienen der Retardierung des Ionenpulses vor dem Eintritt in die Kühlerfalle. Die beiden Quadrupolablenker QP60 und QS70 bilden ein elektrostatisches Linsensystem, werden aber nur als Ablenker eingesetzt. Zur Strahldiagnose können vier Teilchendetektoren (MCP1-MCP4) in den Strahlengang gefahren werden.

Mikrokanalplattendetektoren (MCPs) in den Strahlengang gefahren werden. Zwei weitere MCP-Teilchendetektoren stehen in der vertikalen Strahlführung im Abstand von 0.1 m bzw. 0.8 m vom 90°-Ablenker zur Verfügung.

Die beiden bereits vor dem Aufbau der Paulfalle eingesetzten Quadrupolablenker QP60 und QS70 wurden wiederverwendet, da mit ihnen bei geeignetem Betrieb der übrigen ionenoptischen Elemente der Transfer des 60 keV-Ionenstrahls durch die (abgeschaltete) Paulfalle bis unter die vertikale Strahlführung möglich sein sollte. Dort könnte alternativ zur Pulsformung mit der Paulfalle z.B. eine elementselektive Resonanzionisationsquelle eingesetzt werden. Für die im Rahmen dieser Arbeit erfolgten Messungen wurde das Linsenpaar lediglich als Ablenker eingesetzt.

Wie im Rahmen der Untersuchung der Flugzeitspektren (vgl. Kap. 4.2) gezeigt wurde, beträgt die Energieunschärfe der aus der Paulfalle ausgeschossenen Ionenpulse selbst bei optimalen Betriebsparametern mindestens 100 eV. Der im Jahr 1996 zusammen mit der Paulfalle gelieferte zylindrische 90°-Ablenker war insofern unzureichend, als er die Energieunschärfe des Ionenpulses in eine große Winkeldispersion in der Ablenkebene umsetzte und damit einen effizienten Transfer des Ionenpulses zur Kühlerfalle vereitelte. Als Abhilfe wurde für die Strahlzeiten ab Sommer 1997 im Rahmen der Dissertation von A. Kohl ein neuer achromatischer 90°-Ablenker aufgebaut [Kohl98]. Dieser Ablenker erhält die axiale Energieunschärfe des Ionenpulses und vermeidet so das Auseinanderlaufen des Ionenpulses. Bei der Neukonstruktion des 90°-Ablenkers wurde zudem mit einer großzügigen Dimensionierung darauf geachtet, Verlusten aufgrund der großen transversalen Emittanz (85π mm mrad) vorzubeugen. Für weitere Details und Betriebsparameter des achromatischen Ablenkers sei auf die erwähnte Dissertation verwiesen.

Die benötigten Spannungen der gesamten Ionenoptik von der Paulfalle bis zur Kühlerfalle sind in Tabelle E.1 zusammengefaßt.

Tabelle E.1: Betriebsparameter der Ionenoptik von der Paulfalle bis zur Retardierstrecke vor der Kühlerfalle

Element	Spannung [kV]	Element	Spannung [V]
Einschußendkappe	33	Driftrohr D1	0
Ringelektrode	30	Driftrohr D2	863
Ausschußendkappe	27	Driftrohr D3	0
Ausschußelektrode	27	Driftrohr D4	0
Driftrohr PD1	27.7 → 0	Driftrohr D5	1010
Einzellinse	0.99	Driftrohr PD2	1120 → -480
Quadrupol QP60	0	Driftrohr D6	-500
Quadrupol QS70	0	Ret. elektrode R1	-600
90°-Ablenker	siehe Text	Ret. elektrode R2	-200
		Ret. elektrode R3	-10

Literaturverzeichnis

- [Abou95] Y. Aboussir et al., *At. Data and Nucl. Data Tables* 61, 127-176 (1995)
- [Agee70] V. A. Ageev et al., *Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Seriya Fizicheskaya* 34, 201 (1970)
- [Ames98] F. Ames et al., *Proceedings of the 2nd International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses, Bellaire, 1998* im Druck
- [Audi82] G. Audi et al., *Nucl. Phys. A* 378, 443-460 (1982)
- [Audi93] G. Audi und A. H. Wapstra, *Nucl. Phys. A* 565, 193-397 (1993)
- [Audi95] G. Audi und A. H. Wapstra, *Nucl. Phys. A* 595, 409-480 (1995)
- [Audi97] G. Audi et al., *Nucl. Phys. A* 624, 1-124 (1997)
- [Bäck60] G. Bäckström et al., *Nucl. Phys.* 15, 566-608 (1960)
- [Barb73] R. C. Barber et al., *Phys. Rev. Letters* 31-11, 728-730 (1973)
- [Barf83] A. F. Barfield et al., *Z. Phys. A* 311, 205-215 (1983)
- [Beck97] D. Beck, *Massenbestimmung instabiler Isotope der Seltenen Erden um ^{146}Gd mit dem ISOLTRAP-Spektrometer*, Dissertation, Mainz (1997)
- [Blat86] R. Blatt et al., *Z. Phys. D* 4, 121-126 (1986)
- [Boll92] G. Bollen et al., *Phys. Rev. C* 46, R2140-2143 (1992)
- [Boll96] G. Bollen et al., *Nuclear Instruments and Methods* A368, 675-697 (1996)
- [Bour82] C. Bourgeois et al., *Nucl. Phys. A* 386, 308-332 (1982)
- [Bonn79] R. F. Bonner et al., *Int. Journal Mass Spectr. Ion Phys.* 30, 365-371 (1979)
- [Brad97] M. Bradley et al., *Hyperfine Interactions* 108, 227-238 (1997)
- [Brow86] L. S. Brown und G. Gabrielse, *Rev. Mod. Phys.* 58, 233-311 (1986)
- [Carp97] M. P. Carpenter et al., *Phys. Rev. Letters* 78-19, 3650-3653 (1997)
- [Carr72] J. P. Carrico, *Dynamic Mass Spectrometry* 3, 1-65 (1972)
- [Chan43] S. Chandrasekhar, *Rev. Mod. Phys* 15, 1-89 (1943)
- [Cour52] E. D. Courant et al., *Physical Review* 88, 1190 (1952)
- [Cout82] J. Coutandin und G. Werth, *Appl. Phys.* B29, 89-92 (1982)
- [Craw93] J. E. Crawford et al., *Hyperfine Interactions* 81, 143-149 (1993)
- [Dabk80] P. Dabkiewicz, *Laserspektroskopische Bestimmung der Formisomerie in ^{185}Hg und der Isotopieverschiebung von ^{206}Hg* , Dissertation, Mainz (1980)

- [Daut84] H. Dautet et al., *Proceedings of the 7th International Conference on Atomic Masses and Fundamental Constants, Darmstadt* 257-263 (1984)
- [Daws74] P. H. Dawson, *Int. Journal Mass Spectr. Ion Phys.* 14, 317 (1974)
- [Daws95] P. H. Dawson, *Quadrupole mass spectrometry and its applications*, American Institute of Physics (1995)
- [Dehm67] H. G. Dehmelt, *Adv. At. Mol. Physics* 3, 53 (1967)
- [Dill] J. Dilling, Dissertation, Heidelberg, (in Vorbereitung)
- [Dion74] J. S. Dionisios et al. *Proc. Intern. Conf. Nuclear Structure, Amsterdam* 114 (1974)
- [Doba84] J. Dobaczewski et al. *Nucl. Phys. A* 422, 103-139 (1984)
- [Doba95] J. Dobaczewski et al. *Physica Scripta* T56, 15-22 (1995)
- [Doba98] J. Dobaczewski, private Mitteilung
- [Drac94] G. D. Dracoulis, *Phys. Rev. C* 49, 3324-3327 (1994)
- [Elli76] H. W. Ellis et al., *At. Data and Nucl. Data Tables* 17, 177-210 (1976)
- [Elli78] H. W. Ellis et al., *At. Data and Nucl. Data Tables* 22, 179-217 (1978)
- [EMIS96] G. Münzenberg et al., *Proceedings of the 13th International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques related to their Applications, Bad Dürkheim, 1996, Nuclear Instruments and Methods* B126, (1997)
- [Emme93] J. Emmes, *Präzisionsmassenspektrometrie in der Penningfalle*, Diplomarbeit, Mainz (1993)
- [Enqu96] T. Enquist et al., *Z. Phys. A* 354, 1-2 (1996)
- [EXOT98] EXOTRAP-Netzwerk, Informationen unter <http://www.jyu.fi/~armani/exotraps/frames.htm>
- [Fran95] B. Franzke et al., *Physica Scripta* T59, 176-178 (1995)
- [Fulf80] J. E. Fulford et al., *J. Vac. Sci. Technol.* 17(4), 829-835 (1980)
- [Geis98] H. Geissel, T. Radon, private Mitteilung
- [Ghal96] A. M. Ghalambor Dezfuli et al., *Nuclear Instruments and Methods* A368, 611-616 (1996)
- [Ghal96a] A. M. Ghalambor Dezfuli, *Injection, Cooling and Extraction of Ions from a Very Large Paul Trap*, Ph.D. Thesis, McGill University, Montreal, (1996)
- [Gold66] V. I. Goldanskii, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 16, 1-30 (1966)
- [Goui68] P. Gouiran, *Annales de Physique* 2, 67 (1968)
- [Gräf80] G. Gräff et al., *Z. Phys. A* 297, 35-39 (1980)

- [Gudj95] T. Gudjons et al., *Physica Scripta* **T59**, 396-402 (1995)
- [Habs98] D. Habs et al., *Nuclear Instruments and Methods* **B139**, 128-135 (1998)
- [Hard97] M. K. Harder et al., *Phys. Lett.* **B 405**, 25-30 (1997)
- [Hase95] T. Hasegawa und K. Uehara, *Appl. Phys.* **B61**, 159-163 (1995)
- [Herf] F. Herfurth, Dissertation, Heidelberg, (in Vorbereitung)
- [Heyd83] K. Heyde et al., *Physics Reports* **102**, 291-393 (1983)
- [Heyd94] K. Heyde, *The Nuclear Shell Model*, Springer Verlag, (1994)
- [Hofs91] H. Hofsäss und G. Lindner, *Physics Reports* **201**, 121-183 (1991)
- [Horn81] P. Hornshøj et al., *Nuclear Instruments and Methods* **186**, 257-259 (1981)
- [Kell98] A. Kellerbauer, M. Sc. Thesis, McGill University, Montreal
- [Kern75] B. D. Kern et al., *Proceedings of the 5th International Conference on Atomic Masses and Fundamental Constants, Paris* 81-87 (1975)
- [Kilc87] P. Kilcher et al., *Proceedings of the 5th International Conference on Nuclei far from Stability, Rosseau*, AIP Conference Proceedings, **164**, 517-520 (1987)
- [Kim97] T. Kim, *Buffer gas cooling of ions in an RF ion guide: A study of the cooling process and cooled beam properties*, Ph. D. Thesis, McGill University, Montreal, (1997)
- [Knig83] R. D. Knight, *Int. Journal Mass Spectr. Ion Phys.* **51**, 127 (1983)
- [Köni95] M. König et al., *Int. Journal Mass Spectr. Ion Proc.* **142**, 95-116 (1995)
- [Kohl98] A. Kohl, Dissertation in Arbeit, Heidelberg (1998)
- [Kret92] M. Kretzschmar, *Physica Scripta* **46**, 544-554 und 555-559 (1992)
- [Kugl92] E. Kugler et al., *Nuclear Instruments and Methods* **B70**, 41-49 (1992)
- [Lunn92] M. D. N. Lunney et al., *Journal Mod. Optics* **39**, 349-360 (1992)
- [Lunn92a] M. D. N. Lunney, *The phase space volume of ion clouds in Paul traps*, Ph. D. Thesis, Montreal (1992)
- [Lunn96] M. D. Lunney et al., *Hyperfine Interactions* **99**, 105-114 (1996)
- [Marc89] R. E. March und R. J. Hughes, *Quadrupole Storage Mass Spectrometry*, Wiley (1989)
- [Mart96] I. Martel-Bravo, private Mitteilung
- [Mart97] I. Martel-Bravo, Y. Jading, M. D. Lunney, private Mitteilung
- [Maso58] E. A. Mason und H. W. Schamp, *Ann. Phys.* **4**, 233-270 (1958)
- [McDa64] E. W. McDaniel, *Collision Phenomena in Ionized Gases*, Wiley, (1964)

- [McDa73] E. W. McDaniel und E. A. Mason, *The Mobility and Diffusion of Ions in Gases*, Wiley, (1973)
- [McLa51] N. W. McLachlan, *Theory and Application of Mathieu Functions*, Oxford University Press (1951)
- [Möll95] P. Möller et al., *At. Data and Nucl. Data Tables* 59, 185-381 (1995)
- [Moor88] R. B. Moore und S. Gulick, *Physica Scripta* T22, 28-35 (1988)
- [Moor92] R. B. Moore und G. Rouleau, *Journal Mod. Optics* 39, 361-371 (1992)
- [Moor92a] R. B. Moore et al., *Nuclear Instruments and Methods* B70, 482-489 (1992)
- [Moor93] R. B. Moore, *Hyperfine Interactions* 81, 45-70 (1993)
- [Moor95] R. B. Moore, private Mitteilung
- [Münz79] G. Münzenberg et al., *Nuclear Instruments and Methods* 161, 65-82 (1979)
- [Neug92] R. Neugart, *Hyperfine Interactions* 92, 339-353 (1992)
- [Neuh78] W. Neuhauser et al., *Phys. Rev. Letters* 41-4, 233-236 (1978)
- [O82] C.-S. O und H. A. Schuessler, *Revue Phys. Appl.* 17, 83-88 (1982)
- [OHar70] H. O'Hara und F. J. Smith, *Journal of Comp. Physics* 5, 328-344 (1970)
- [Otto93] T. Otto, *Penningfallen-Massenspektrometrie an neutronenarmen Rubidium- und Strontium-Isotopen*, Dissertation, Mainz (1993)
- [Paty97] Z. Patyk et al., *GSI-Preprint 97-40*, submitted to Phys. Rev. C und *Nucl. Phys. A* 626, 307c-313c (1997)
- [Paul53] W. Paul und H. Steinwedel, *Z. Naturforschung* 8a, 448 (1953)
- [Paul58] W. Paul et al., *Forschungsberichte des Wirtschafts- und Verkehrsministeriums Nordrhein-Westfalen* 415, 1 (1958)
- [Pech86] L. Pecho, *Einfang von Ionen aus einem kontinuierlichen Teilchenstrahl in einen Quadrupol-Ionenkäfig und ihre laserspektroskopische Analyse*, Diplomarbeit, Mainz (1986)
- [Pfei97] B. Pfeiffer et al., *Z. Phys. A* 357, 235-238 (1997)
- [Rado97] T. Radon et al., *Phys. Rev. Letters* 78, 4701-4704 (1997)
- [Raim97] H. Raimbault-Hartmann et al., *Nuclear Instruments and Methods* B126, 378-382 (1997)
- [Rohd93] W. Rohde, *Erste Massenmessungen mit ISOLTRAP an der neuen PS-Booster ISOLDE und Entwicklung eines neuen Experimentsteuerungssystems*, Diplomarbeit, Mainz (1993)
- [Ruby96] L. Ruby, *Am. J. Phys* 64, 39 (1996)
- [Sava91] G. Savard et al., *Phys. Lett. A* 158, 247-252 (1991)

- [Scha81] H. Schaaf et al., *Appl. Phys.* 25, 249-251 (1981)
- [Schl97] B. Schlitt et al., *Nucl. Phys. A* 626, 315-325 (1997)
- [Sewe98] D. Seweryniak et al., *Phys. Rev. C* 58, 2710-2714 (1998)
- [SHIP98] SHIPTRAP-Projekt, Informationen unter: <http://www.gsi.de/~shiptrap/>
- [Schu81] H. A. Schuessler und C.-S. O., *Nuclear Instruments and Methods* 186, 219-230 (1981)
- [Stol92] H. Stolzenberg, *Präzisionsmassenbestimmung instabiler Cäsium- und Barium-isotope mit Hilfe einer Penningfalle*, Dissertation, Mainz (1992)
- [StSi98] M. de St. Simon, private Mitteilung
- [Tabl67] *Tables Relating to Mathieu Functions*, National Bureau of Standards, Washington (1967)
- [Thie56] M. T. Thieme und E. Bleuler, *Phys. Review* 102, 195-199 (1956)
- [Todd80] J. F. J. Todd, D. A. Freer, R. M. Waldren, *Int. Journal Mass Spectr. Ion Phys.* 36, 185-203 (1980)
- [Ulm86] G. Ulm et al., *Z. Phys. A* 325, 247-259 (1986)
- [Vede83] F. Vedel et al., *Phys. Rev. A* 27(5), 2321-2330 (1983)
- [Vede95] M. Vedel et al., *Phys. Rev. A* 51(3), 2294-2300 (1995)
- [Vieh75] L. A. Viehland et al., *At. Data and Nucl. Data Tables* 16, 495-514 (1975)
- [Wald79] R. M. Waldren und J. F. J. Todd, *Int. Journal Mass Spectr. Ion Phys.* 29, 315-335 (1979)
- [Wint98] M. Winter, Online-Datenbank, Daten abrufbar unter <http://www.shef.ac.uk/chemistry/web-elements/>
- [Woll87] H. Wollnik et al., *Nuclear Instruments and Methods* A258, 408-411 (1987)
- [Wood81] J. L. Wood, *Proceedings of the 4th International Conference on Nuclei far from Stability, Helsingør*, 612-616 (1981)
- [Wood92] J. L. Wood et al., *Physics Reports* 215, 101-201 (1992)
- [Wuer59] R. F. Wuerker et al., *Journal Appl. Phys.* 30, 342 (1959)
- [Yoda89] J. Yoda und K. V. Sugiyama, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* 38, 521-523 (1989)

Lebenslauf

Name	Stefan Schwarz
Staatsangehörigkeit	deutsch
20. Juni 1967	Geburt in Wangen im Allgäu
1974 - 1978	Besuch der Grundschule in Mainz
1978 - 1987	Besuch des Gymnasiums in Mainz
1987 - 1994	Studium der Physik an der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz
Oktober 1989	Vordiplom in Physik
1992 -1993	Diplomarbeit am Institut für Physik in Mainz
11. März 1994	Diplom in Physik
Juni 1994	Beginn der Dissertation
März/April und Juni-September 1995	Auslandsaufenthalt an der McGill Universität, Montreal
seit März 1996	Auslandsaufenthalt am CERN, Genf

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen Dank aussprechen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Prof. Heinz-Jürgen Kluge danke ich für die Themenstellung und das damit entgegengebrachte Vertrauen, das „Unternehmen Paulfalle“ erfolgreich zu vollenden.

Georg Bollen danke ich für die ständige Diskussionsbereitschaft, für Ideen zur Verringerung der „Ionenvernichtungskapazität“, sowie ganz besonders für die effiziente und zielführende Beratung bei der Anfertigung der Dissertation.

Der gesamten ISOLTRAP-Crew gilt mein Dank für die Unterstützung beim Aufbau der Paulfallenapparatur, bei den Strahlzeiten und deren Vorbereitung.

Harald Raimbault-Hartmann danke ich zudem für die Entlastung in administrativen Angelegenheiten während der Aufbauphase '96 „en français“.

Alexander Kohl sei speziell für seinen Einsatz während der Aufbauarbeiten im Herbst 1996 gedankt, die nicht selten in Umbau-Aktionen zu ungewöhnlichen Tageszeiten endeten.

Dietrich Becks Anstrengungen im Vorfeld der ersten Strahlzeit, die Kühlerfalle zur Zusammenarbeit mit der Paulfalle zu bringen, seien ebenfalls dankend angeführt.

Ein Dankeschön an die Kernspektroskopie-Gruppe um Ismael Martel-Bravo für die α/γ -Messungen in der zweiten Strahlzeit und deren weitgehende Auswertung.

Auch die Hilfe bei den Strahlzeiten bzw. Testmessungen von Friedhelm Ames sowie Frank Herfurth und Pit Schmidt soll nicht ohne Anerkennung bleiben.

Schließlich möchte ich Doris Forkel-Wirth erwähnen, deren flexible Strahlzeitplanung als Antwort auf die Überraschungen der Experimentatoren besondere Würdigung verdient.

I like to thank Bob Moore, his family and his group at McGill University for their hospitality when I was staying in Montreal. Special thanks to my fellow trapper Mohammad Ghalambor; I learned a lot of how-to and how-to-not when we were taming the rebellious Paul-bear.

I also wish to appreciate Dave Lunney's assistance. His experience of Paul-traps and his support during the runs were of great value to this project.

Georges Audi danke ich für die Gelegenheit, mit ihm in Orsay eine Atomare Massenauswertung vorzunehmen. Die ebenfalls in Orsay erfolgten Diskussionen mit Faouzi Attallah sollen an dieser Stelle Anerkennung finden.

Kris Heydes exzellenter just-in-time Eilkurs in Sachen Schalenmodell war eine große Hilfe für die Diskussion der Massenwerte.

Dank gilt auch dem Deutschen Akademischen Austauschdienst (DAAD) für die finanzielle Unterstützung während des Aufenthalts im Sommer '95 an der McGill Universität.

Ich möchte auch all jene mit Dank ansprechen, die einen Beitrag zu dieser Arbeit geleistet haben und die hier nicht namentlich angeführt sind: Hierzu zählen Mitarbeiter aus Mechanikwerkstätten, Elektroniklabors und Verwaltung, Computerexperten sowie Sicherheitsingenieure, um nur eine unvollständige Reihe von ihnen zu nennen.