

**Schottky Massenmessungen
mit *TCAP*
Datenaufnahmesystem
am Experimentierspeicherring
der GSI**

Dissertation
der Fakultät für Physik
der
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Markus E. Falch
aus Munderkingen

München, den 30. Oktober 2000

1. Gutachter: Prof. Dr. K.E.G. Löbner

2. Gutachter: Prof. Dr. G. Graw

Tag der mündlichen Prüfung: 22. Dezember 2000

Zusammenfassung

Schottky-Massenspektrometrie am Experimentierspeicherring ESR der Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI hat sich als effektive Methode zur Massenmessung exotischer Atomkerne etabliert [Beh95, Ker96, Sch97, Rad98] [Rad00]. Durch sehr genaue Messung der Umlauffrequenzen der im ESR gespeicherten und gekühlten Ionen können deren Massen bestimmt werden. Die Messung der Umlauffrequenzen erfolgt durch Frequenzanalyse des Schottkyrauschens der im Elektronenkühler auf eine relative Impulsunschärfe von $\delta p/p \approx 10^{-6}$ gekühlten Ionen.

Im Rahmen der vorliegenden Dissertation wurde ein neues Datenaufnahmesystem entwickelt, welches erstmals ein vollständiges Digitalisieren des Schottkysignals sowie ein Abspeichern der Messdaten als Zeittransienten erlaubt. Das Datenaufnahmesystem *TCAP* wurde in einer zweiwöchigen Strahlzeit im November 1997 zur systematischen Schottky-Massenmessung exotischer Nuklide am ESR der GSI zum ersten Mal eingesetzt. Gemessen wurden die Fragmentationsprodukte aus der Reaktion eines ^{209}Bi Strahls an einem ^9Be Target. Aus den Rohdaten mit einem Umfang von 1 Terabyte konnten die Massen von 346 neutronenarmen Nukliden im Bereich von Rh bis Po mit einer Halbwertszeit $\geq 5\text{s}$ direkt gemessen werden. Davon waren die Massen von 152 Kernen bisher nicht oder mit großem Fehler bekannt. Durch die Messung von 65 Kernen, die Mitglieder von α -Zerfallsketten mit bekannten Q_α -Werten sind, sowie durch Anschluss einer α -Kette an gemessene Kerne durch bekannte Protonenzerfälle, konnten die Massen von weiteren 88 Nukliden bestimmt werden. Die Messgenauigkeit der gemessenen Massen liegt für die verschiedenen Nuklide bei $8 * 10^{-8}$ bis $3 * 10^{-6}$. Die Messergebnisse enthalten die Massen sehr protonenreicher Kerne, die im Bereich von Lu bis Pa die Protonen-Dripline erreichen.

Durch das Speichern des digitalisierten Schottkysignals anstelle der Berechnung einer Online-Fouriertransformation mit Abspeichern von Frequenzspektren ergibt sich eine Vielzahl neuer Möglichkeiten bei der Datenanalyse. Durch die Vergrößerung der Bandbreite der Frequenzspektren von 10 kHz bei früheren Messungen auf jetzt 320 kHz und einer Steigerung der relativen Frequenzauflösung um den Faktor 2, ist die exakte Berechnung des Momentum-Compaction Faktors aus den Messdaten möglich. Ausserdem reduziert sich dadurch die notwendige Messzeit um zwei Größenordnungen gegenüber früheren Messungen. Eine weitere neue Möglichkeit ist die Anwendung einer Offline-Driftkorrektur auf die gemessenen Frequenzspektren. Möglich ist jetzt auch das Verfolgen der Peakintensität als Funktion der Zeit, wodurch die Halbwertszeit der gemessenen Ionen grob abgeschätzt werden kann. Die neuen Analysemöglichkeiten führen zur Lösung inhärenter Probleme.

me der Messmethode und bedeuten eine grundlegende Weiterentwicklung der Methode der Schottky-Massenspektrometrie. Aus dem Experiment ergibt sich ein systematischer Fehler der gemessenen Kernmassen von $\sigma_{\text{sys}} = 16.2$ keV. Das ist eine Reduktion um den Faktor 5.7 gegenüber früheren Schottky-Massenmessungen am ESR der GSI [Rad00] ($\sigma_{\text{sys}} = 93$ keV).

Durch die große Zahl gemessener Kernmassen lassen sich Kernstruktureffekte untersuchen, wie Schalenabschlüsse oder die Änderung der Kerndeformation. Anhand der Messdaten werden die Separationsenergien im Bereich magischer Nukleonenzahlen untersucht. Dabei zeigt sich der Einfluss der Protonenunterschale $Z = 64$ sowie der Aufbruch dieser Protonenunterschale bei $N = 90$ und $N < 82$. Durch die Messung von Kernmassen am Rand des Deformationsgebiets bei $N = 90$ kann der Übergang zu deformierten Kernen als Funktion der Protonenzahl gezeigt werden. Eine Erklärung dafür ist die Reduktion des räumlichen Überlapps der Valenz-Neutronen und -Protonen für $Z > 66$. Schließlich ergibt sich aus den Messdaten eine Grenze des Deformationsgebiets bei $N = 90$ für $Z = 70$.

Die gemessenen bisher unbekanntten Kernmassen werden mit verschiedenen Massenmodellen verglichen. Als Ergebnis zeigen sich im Bereich der Schalenabschlüsse die maximalen Abweichungen zwischen den Vorhersagen der Modelle und den Messwerten. Das makroskopisch-mikroskopische Modell von Möller und Nix [Moe88] folgt diesem Trend nicht und zeigt die beste Berücksichtigung der Schalenstruktur. Die geringste mittlere quadratische Abweichung zu den bisher unbekanntten gemessenen Massen von $\sigma_{\text{rms}} = 119$ keV ergibt sich aus dem Vergleich mit den empirischen Massenvorhersagen von Audi und Wapstra [Aud95].

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
1.1	Kernmassen als fundamentale Größen	7
1.2	Neue Methode der <i>TCAP</i> -Massenmessungen	8
1.3	Konvention	10
2	Das Experiment <i>TCAP</i>-Schottky-Massenmessung	11
2.1	Die GSI-Beschleunigeranlage	11
2.2	Das Schottky Diagnose System	13
2.3	Das Datenaufnahmesystem <i>TCAP</i>	15
2.4	Durchführung des Experiments	16
3	Analyse der Rohdaten	20
3.1	Datenbasis und Referenzkerne	21
3.2	Von Zeittransienten zu Frequenzspektren	23
3.2.1	Zeittransienten	23
3.2.2	Fast-Fourier-Transformation	23
3.2.3	Untergrund	25
3.2.4	Bestimmung der Frequenzpeaks	28
3.2.5	Software Kühlung	29
3.3	Identifikation der Frequenzspektren	31
3.3.1	α_p -Theorie	31
3.3.2	Nichtlinearer α_p -Fit	33
3.3.3	Peakidentifikation	36
3.4	Bestimmung der Kernmassen	39
3.4.1	Direkte Messungen von Kernmassen	39
3.4.2	Indirekte Messungen über α -Zerfallsketten	43
4	Ergebnisse der <i>TCAP</i>-Schottky Massenmessungen	44
4.1	Übersicht über die gemessenen Kerne	44
4.2	Messwerte: unbekannte (e-)Kerne	45
4.3	Messwerte: bekannte (b-)Kerne	50
4.4	Messwerte: Kerne aus α -Zerfallsketten	56

4.5	Protonenzerfall in ^{167}Ir und ^{171}Au	61
4.6	Konsistenzprüfung der Messwerte	62
4.6.1	Vergleich mit Literaturwerten	62
4.6.2	Konsistenzprüfung durch α -Zerfallsketten	63
4.6.3	Konsistenzprüfung durch p- und α -Zerfall in ^{185}Bi	65
5	Grenzen der Messmethode	67
5.1	Die Grenzen der Frequenzauflösung	67
5.2	Kerne mit dichtliegenden m/q-Werten	72
5.3	Isomere	80
6	Untersuchungen zur Kernstruktur	83
6.1	Separationsenergien und Protonen- Dripline	83
6.2	Magische Protonen- und Neutronenzahlen	86
6.3	Separationsenergien für doppelt magische Kerne	90
6.4	Ergebnisse	93
6.4.1	Die Unterschale bei $Z = 64$	93
6.4.2	Aufbruch der Protonenschale $Z = 64$ bei $N = 90$	93
6.4.3	Aufbruch der Protonenschale $Z = 64$ bei $N < 82$	94
7	Vergleich mit Massenvorhersagen	96
7.1	Extrapolationen nach Audi und Wapstra	96
7.2	Bethe-Weizsäcker Massenformel	98
7.3	Massenmodell von Spanier und Johannson	100
7.4	Garvey-Kelson Relationen	102
7.5	Massenformel von Duflo	104
7.6	Makroskopisch-Mikroskopisches Modell von Möller und Nix	106
7.7	Ergebnisse der Modellvergleiche	107
	Anhang	109
A	Datenbasis	109
B	Q_α Referenz-Werte	117
C	Massenwerte gemessener Mischzustände	121
D	TCAP-Datenformate	125
D.1	dsec-Format	125
D.2	fft-Format	126
D.3	id-Format	127

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Kernmassen als fundamentale Größen

Die stärkste der elementaren Wechselwirkungen, die starke Wechselwirkung¹, ist bis heute nur näherungsweise bekannt. Sie ist verantwortlich für die Bindungen zwischen den kleinsten bekannten Bausteinen der Materie, den Quarks, sowie zwischen den Nukleonen im Atomkern. Eine quantitative Beschreibung der Nukleon-Nukleon Wechselwirkung² mittels der Quantenchromodynamik ist bis heute nicht gelungen. Die Erklärung der vielfältigen Eigenschaften der Atomkerne ist daher nur näherungsweise im Rahmen der verschiedenen phänomenologischen Kernmodelle möglich.

Einsicht in die Struktur der Kernkräfte gewinnt man u.a. durch Betrachtung der Separationsenergien einzelner Nukleonen oder Nukleonenpaare aus dem Kern. Werte für diese Energien lassen sich aus den Differenzen der entsprechenden Kernmassen berechnen. Wesentliche Eigenschaften der Kernkraft (wie das Verhalten als Zweikörperkraft³) und der Kernstruktur (wie z.B. Schaleneffekte, Kerndeformationen oder die Paarungsenergie der Nukleonen) lassen sich daraus ableiten.

Zur Berechnung der Kernmassen wurde eine Vielzahl theoretischer Modelle entwickelt. Das Tröpfchenmodell nach Bethe und Weizsäcker vergleicht die Kernmaterie mit einer Flüssigkeit, in der kurzreichweitige Kräfte wirksam sind. Dieses einfache Modell aus dem Jahre 1935 beschreibt die Massen der Atomkerne pauschal verhältnismäßig gut, aber die Einflüsse der Scha-

¹Die Theorie der starken Wechselwirkung ist die Quantenchromodynamik (QCD). Sie beschreibt die Kräfte zwischen den Quarks durch Austausch masseloser Bosonen, den Gluonen.

²Die Wechselwirkung zwischen den Nukleonen bestimmt die Eigenschaften der Kernmaterie. Sie kann als Restwechselwirkung der abgesättigten Kräfte zwischen den Quarks verstanden werden.

³Daraus folgt die Beschreibung der Kernkraft durch Mesonaustausch analog zum Austausch von Photonen, den Feldquanten der elektromagnetischen Kraft (Yukawa 1935).

lenabschlüsse und der Deformation können natürlich nicht wiedergegeben werden. Da die Lösung eines Vielteilchenproblems - ein solches liegt bei einem Atomkern vor - schon klassisch nur näherungsweise möglich ist, wird in einigen Theorien versucht, die Nukleonen als System wechselwirkungsfreier Teilchen im mittleren Kernpotential zu beschreiben. Dies geschieht beim einfachen Thomas-Fermi Modell sowie bei Modellen, die durch ein Hartree-Fock Verfahren ein selbstkonsistentes mittleres Kernpotential berechnen. Letztere berücksichtigen zudem Zweikörperkräfte der Nukleonen. Eine Kombination der verschiedenen Herangehensweisen ist in den sog. makroskopisch-mikroskopischen Modellen zu finden.

Die vorhandenen Modelle sind nicht aus den Eigenschaften der zugrundeliegenden elementaren Naturkräfte abgeleitet, sondern phänomenologischer Natur. Daher ist die Bereitstellung experimenteller Daten aus kernphysikalischen Experimenten und insbesondere die exakte Kenntnis von Kernmassen von größter Wichtigkeit. Die Kenntnis der aus den Messdaten ableitbaren Strukturen wie die bekannten Schalenabschlüsse bei magischen Protonen- und Neutronenzahlen oder deren Aufweichen fernab der Stabilität ist notwendig zur Prüfung und Verbesserung der Kernmodelle.

Auch zur Lösung grundlegender Fragen der Astrophysik wie die Häufigkeitsverteilung der Elemente im Universum ist die Kenntnis der Landschaft der Kernmassen von großer Bedeutung. Grundlage dafür ist das Verständnis der Elementsynthese im stellaren Plasma durch den p-Prozess (Protoneneinfang) und den langsamen [slow] s-Prozess und schnellen [rapid] r-Prozess (Neutroneneinfang). Der Ablauf dieser Prozesse ist stark von den Bindungsverhältnissen im Atomkern und damit von den Kernmassen abhängig.

Die in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Schottky-Massenmessungen eignen sich besonders zur Gewinnung präziser Massenwerte für einen weiten Bereich der Nuklidkarte.

1.2 Neue Methode der *TCAP*-Massenmessungen

Die vorliegende Arbeit gibt zunächst einen Überblick über das Prinzip der Schottky-Methode zur systematischen Massenmessung und stellt dann das neu entwickelte Datenaufnahmesystem *TCAP* vor. Das Time-Capture-System (*TCAP*-System) digitalisiert und speichert das Eingangssignal als Zeittransienten. Das neue Datenaufnahmesystem ist eine Weiterentwicklung der Schottky-Methode. So konnte die Messzeit gegenüber früheren Messungen, bei denen nur Online berechnete Frequenzspektren gespeichert werden

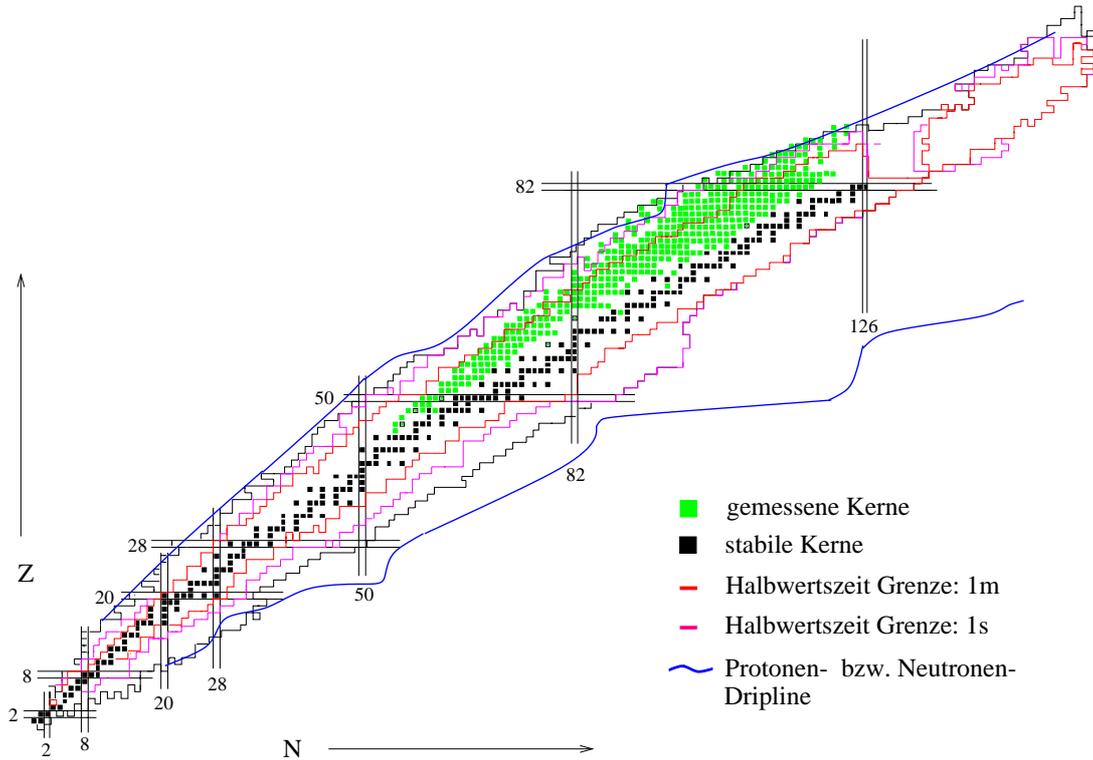


Abbildung 1.1: Nuklidkarte der mit den *TCAP*-Schottky Massenmessungen gemessenen Kerne. Die grünen Punkte kennzeichnen neben den direkt gemessenen Kernen auch alle über α -Zerfallsketten bestimmten Kernmassen. Außerdem eingezeichnet sind die Grenzen für die Halbwertszeiten von 1 m und 1 s sowie der ungefähre Verlauf der Protonen- bzw. Neutronen-Dripline.

konnten, um zwei Größenordnungen verkürzt und die Datenanalyse um neue Möglichkeiten wie z.B. die exakte Bestimmung des Momentum-Compaction Faktors aus den Messdaten oder eine Offline-Drift-Korrektur der Frequenzspektren erweitert werden. Auf diese neuen Möglichkeiten wird bei der Beschreibung der Datenanalyse von den Rohdaten bis zu den ermittelten Kernmassen detailliert eingegangen. Anschließend werden die Ergebnisse vorgestellt. Die Analyse der aufgenommenen Messdaten ergibt gegenüber früheren Messungen eine Verbesserung der Frequenzauflösung von $\Delta f/f = 7.0 \cdot 10^{-7}$ auf einen Wert von $\Delta f/f \approx 3.3 \cdot 10^{-7}$. Dies führt zu einer Verbesserung der Massenauflösung um den Faktor 2 auf einen Wert von $\Delta m/m \approx 1.8 \cdot 10^{-6}$. Der systematische Fehler der Messung konnte um den Faktor 5.7 gegenüber den früheren Schottky-Massenmessungen [Rad00] am Experimentier-Speicher-Ring der GSI auf 16.2 keV reduziert werden.

Aus den Messdaten des 12-tägigen Experiments am ESR der GSI konnten die Massen von 346 Nukliden direkt bestimmt werden. Darin enthalten

sind 65 Kerne die Mitglieder verschiedener α -Zerfallsketten mit bekannten Q_α -Werten sind und Kerne mit bekanntem Protonenzerfall zu einer weiteren α -Zerfallskette. Dadurch ist die Bestimmung der Massen von weiteren 88 Kernen aus den Zerfallsketten möglich. Nach einer detaillierten Beschreibung der notwendigen Schritte bei der Datenanalyse werden die Messergebnisse vorgestellt. Zur Untersuchung der Qualität der Messergebnisse werden Konsistenzprüfungen durchgeführt. Dazu werden einerseits die statistischen Übereinstimmungen der Massenwerte der gemessenen bekannten Kerne mit den Literaturwerten verglichen, andererseits werden aus Zerfallsenergie-Messungen experimentell bekannte Q_α -Werte zur Konsistenzprüfung verwendet. Dies ist möglich durch die im Experiment erfolgte Messung von über α -Zerfall verbundenen Kernen. Alle Konsistenzprüfungen ergeben ausgezeichnete statistische Übereinstimmung mit den Literaturwerten. In Kapitel 5 werden die Grenzen der Messmethode untersucht. Es folgt in Kapitel 6 eine Untersuchung der Protonendripline anhand der aus den Messdaten berechneten 1-Proton Separationsenergien. Aus den Messdaten kann die Lage der Protonen-Dripline im Bereich Lu bis Pa bestimmt werden.

Anhand der Darstellungen der 2-Protonen- sowie der 2-Neutronen-Separationsenergien aus den Messdaten erfolgt eine Untersuchung der Kernstruktur im Bereich der magischen Protonen- und Neutronenzahlen. Speziell wird die Kernstruktur um ${}_{64}^{146}\text{Gd}_{82}$ analysiert, mit der abgeschlossenen Neutronenschale $N=82$ und der Protonenunterschale $Z=64$.

In Kapitel 7 werden verschiedene Massenmodelle vorgestellt und mit den Messergebnissen verglichen. Dabei wird insbesondere wieder auf die Besonderheiten an den Protonen- und Neutronen-Schalenabschlüssen eingegangen. Abschließend werden Möglichkeiten zur Weiterentwicklung der Messmethode vorgestellt.

Ein mehrteiliger Anhang gibt Auskunft über verwendete Referenzwerte für Kernmassen und Q_α -Werte. Ausserdem sind für die Kerne, die als Mischung zwischen Grundzustand und einem dichtliegenden Isomer gemessen sind, die direkt aus dem Experiment erhaltenen Massenwerte angegeben. Dadurch ist eine Bestimmung von genaueren Massenwerten für die Grundzustände dieser Kerne möglich, falls durch zukünftige Experimente genauere Werte für die Anregungsenergien der isomeren Zustände vorliegen oder zusätzliche Isomere gefunden werden, die die Massenmessung beeinflussen könnten. In Anhang D sind die zur Analyse der *TCAP*-Daten definierten Datenformate aufgelistet.

1.3 Konvention

In der vorliegenden Arbeit werden Massenangaben m als Energieäquivalent mc^2 in keV angegeben.

Kapitel 2

Das Experiment *TCAP*- Schottky-Massenmessung

2.1 Die GSI-Beschleunigeranlage

Die Hochenergie-Beschleunigeranlage der GSI besteht aus dem Linearbeschleuniger UNILAC und dem Schwerionen-Synchrotron SIS. Zur Analyse der Ionenstrahlen steht u.a. der Fragmentseparator FRS und der Experimentierspeicherring ESR zur Verfügung. Zur Beschleunigung verwendbar sind alle Ionen von Wasserstoff bis Uran. Die im UNILAC vorbeschleunigten Ionen können im SIS auf Energien bis 2.1GeV/u für leichte Ionen und 1.35GeV/u für Uran beschleunigt werden. Der Ionenstrahl kann nach dem SIS entweder direkt durch eine 100 m lange Transferline zu den Experimentierplätzen der verschiedenen Experimente gelangen oder über den Fragmentseparator FRS in den Speicherring ESR injiziert werden. Am Eingang des FRS befindet sich das Target für die Schottky-Massenmessungen. Hier werden durch den Prozess der Projektilfragmentation exotische Kerne hergestellt. Dabei überwiegt je nach Wahl von Targetmaterial und Primärstrahlionen entweder die nukleare Fragmentation oder die elektromagnetische Dissoziation.

Bei der nuklearen Fragmentation kann ein Teil der stoßenden Kerne, entsprechend dem geometrischen Überlapp beim Stoßprozess, abgeschält werden [Hüf75], es kann aber auch ein Proton vom Target auf das Projektil transferiert werden. Der Restkern regt sich durch Abdampfen von Neutronen, Protonen und Alphateilchen ab. Die dabei entstehenden Fragmente sind zum Teil sehr protonenreich und decken einen großen Bereich auf der Nuklidkarte ab. Dieser Prozess findet statt für kleine Stoßparameter zwischen Projektil und Targetkern. Bei der elektromagnetischen Dissoziation, bevorzugt bei großen Stoßparametern und hoher Kernladungszahl des Targetkerns, wird der Projektilkern zu einer Riesenresonanz angeregt mit anschließender Emission weniger Nukleonen.

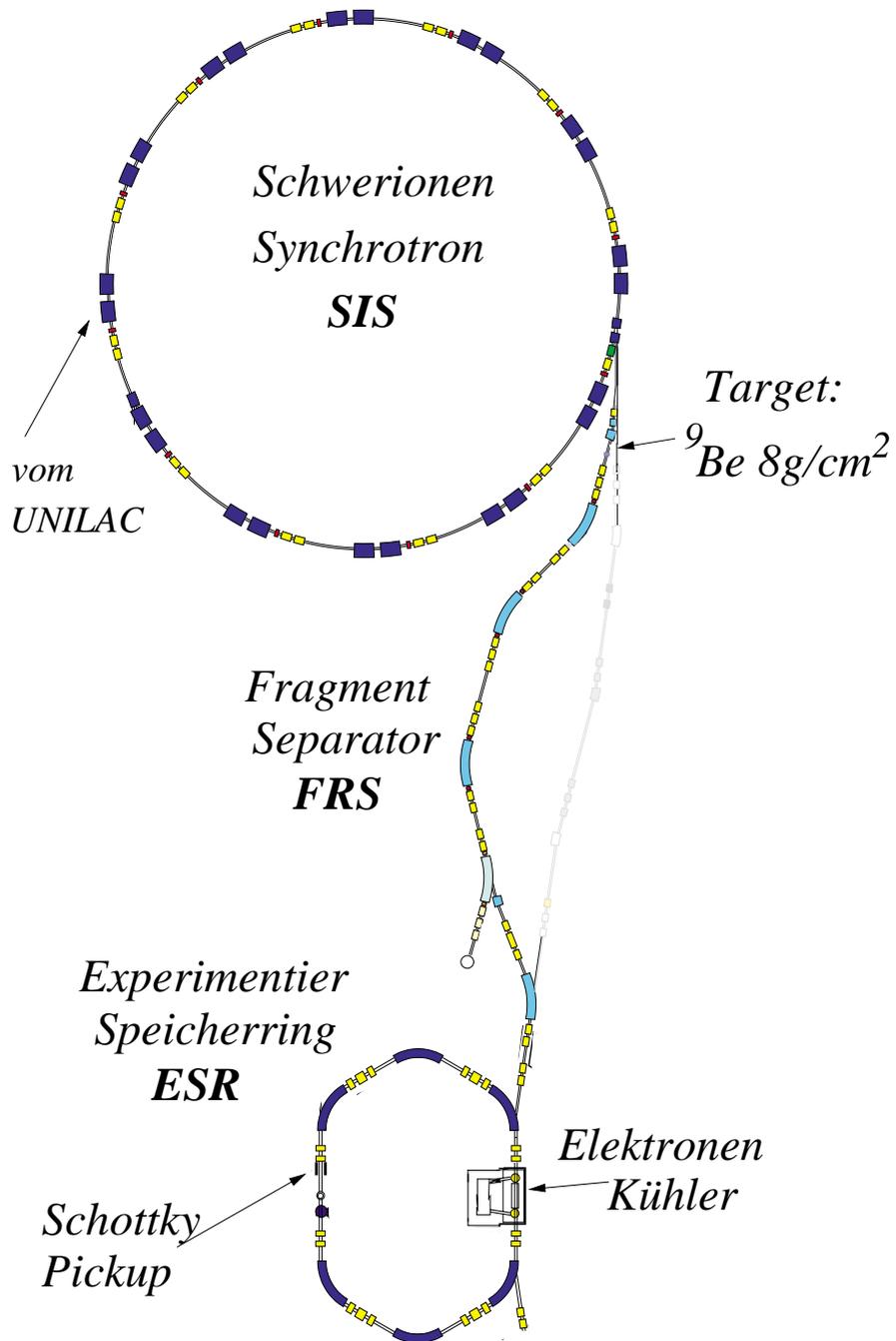


Abbildung 2.1: Die Hochenergie-Beschleuniger Anlage der GSI

Die entstehenden Projekttilfragmente werden im FRS bezüglich ihrer magnetischen Steifigkeit¹ selektiert. Das magnetische Spektrometer FRS besteht aus zwei zueinander spiegelsymmetrischen Teilen. Durch diese achromatische Optik werden die Fragmente am Ausgang des FRS auf einen Punkt fokussiert, unabhängig von deren magnetischer Steifigkeit und Impulsverteilung am Eingang. Eine andere Möglichkeit zum Betrieb des FRS, welche im vorliegenden Experiment allerdings nicht verwendet wird, ist die Verwendung eines Degraders [Folg91], welcher dem Strahl einen zu Z^2 proportionalen Energieverlust aufprägt. Dadurch lässt sich eine Isotopentrennung des Ionenstrahls mit dem Fragment-Separator erzeugen.

Im Experimentier-Speicherring ESR mit einer Länge von 108.36 m können die Fragmentationsprodukte bis zu einer magnetischen Steifigkeit von 10 Tm^2 gespeichert werden. Der in den ESR injizierte Ionenstrahl besitzt eine relative Impulsunschärfe von $\Delta p/p \approx 10^{-2}$. Durch Coulombstöße der Ionen untereinander (intra beam scattering) heizt sich der Ionenstrahl weiter auf. Die Strahltemperatur, definiert durch die longitudinale Impulsunschärfe und die transversale Strahlemittanz, kann durch Überlagerung eines monoenergetischen Elektronenstrahls im Elektronenkühler wieder reduziert werden. Dabei wird durch Impulsübertrag von den Elektronen im Kühler auf die gespeicherten Ionen im vorliegenden Experiment eine relative Impulsunschärfe des Ionenstrahls von $\Delta p/p \approx 2 * 10^{-6}$ erreicht.

2.2 Das Schottky Diagnose System

Das Schottky Diagnose System [Scha91] am ESR ist schematisch in Abb.2.2 dargestellt. Nahe dem Strahlweg im ESR ist ein kapazitiver Pickup angebracht. Die im ESR gespeicherten Ionen influenzieren bei jedem Umlauf (Umlaufzeit ca. 500 ns) einen ca. 1 ns kurzen und damit oberwellenreichen Spannungspuls in den 30 cm langen Pickup Platten.

Zur Messung der Umlauffrequenz³ f_0 der Ionen ist das abgegriffene Stromsignal eines Teilchens nach einem Umlauf jedoch nicht geeignet. Es ist um mehrere Größenordnungen kleiner als das thermische Rauschen des Pickups und der Verstärker. Das an den Pickup-Platten abgegriffene Stromsignal des Strahlstroms besteht aus einem Gleichstromanteil und aus einem Rauschanteil, dem Schottky-Rauschen. Der Rauschanteil ist ein sog. Pseudo Random Noise, da die Phasen der beteiligten Einzelsignale statistisch verteilt sind,

¹Ein Teilchen mit Impuls p und Ladung q hat die magnetische Steifigkeit $B\rho = p/q$.

²das entspricht einer Energie von 556 MeV/u für $^{238}\text{U}^{92+}$ Ionen

³Die Umlauffrequenz eines Ions ist abhängig von dessen magnetischer Steifigkeit und den ESR Einstellungen. Im vorliegenden Experiment beträgt die Umlauffrequenz f_0 ca. 2 MHz.

nicht aber deren Frequenzen. Die Einzelsignale treten periodisch auf und erzeugen ein Signal bei ihrer Umlauffrequenz und allen Harmonischen der Umlauffrequenz. Entsprechend der endlichen relativen Geschwindigkeitsverteilung der Ionen sind die Frequenzlinien verbreitert. Die integrale Rauschleistung ist bei jeder Harmonischen konstant und gleich groß [Avi93], der Abstand der Frequenzlinien ist proportional zur Harmonischenzahl n . Daraus folgt ein Abfall der Höhe der Bänder proportional $1/n$.

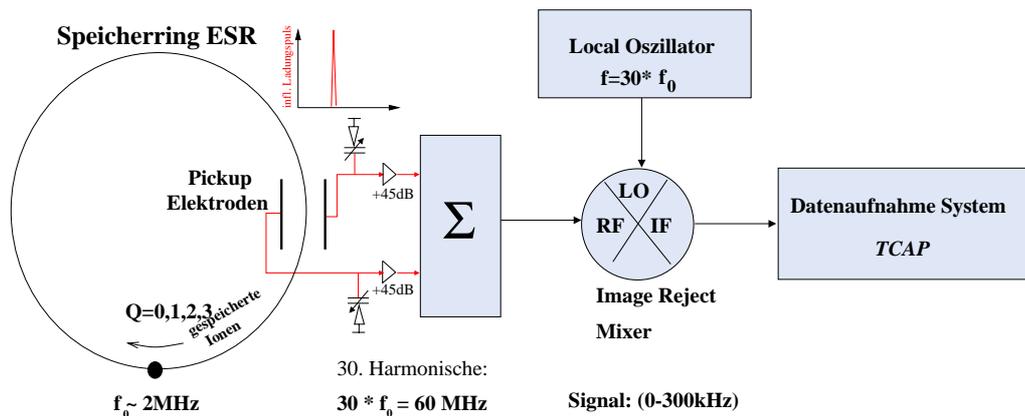


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Schottky-Detektors. Die im ESR gespeicherten Ionen treten im nackten ($Q=0$) bis Lithium-ähnlichen ($Q=3$) Ladungszustand auf. Der Image Reject Mixer transformiert das hochfrequente Eingangssignal (RF=Radio Frequency), durch Überlagerung mit der Frequenz des Local Oscillator (LO), in ein Signal im Bereich 0-300 kHz. (IF=Intermediate Frequency).

Die Frequenzinformation des Schottky Signals lässt sich durch Frequenzanalyse mittels Fourier-Transformation gewinnen. Zur Vergrößerung der Frequenzauflösung wird bei einer höheren Harmonischen gemessen. Im vorliegenden Experiment erfolgt die Messung bei der 30. Harmonischen. Dazu wird das Signal über einen $\lambda/2$ Resonator ausgekoppelt, der auf eine Frequenz von 60 MHz abgestimmt ist. Das Messsignal liegt entsprechend der Akzeptanz des ESR (s. Kap. 2.4) zwischen 60.0 MHz und 60.3 MHz. Um das hochfrequente Signal (RF) zur Digitalisierung zugänglich zu machen, wird es nach Passieren der Vorverstärker mittels eines Image-Reject-Mixers [Scha91] auf Frequenzen von (0-300)kHz (IF) transformiert. Dieses Signal im mittleren Frequenzbereich kann nun vom *TCAP*-System digitalisiert und aufgezeichnet werden.

2.3 Das Datenaufnahmesystem *TCAP*

Das *TCAP*-Datenaufnahme-System (s. Fig. 2.3) zur Schottky Massenmessung besteht aus einem HP-VXI Mainframe mit verschiedenen Einbaumodulen und einer im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Steuerungssoftware [Fal97]. Die Hardware des Systems ist wie folgt aufgebaut:

Ein VXI-Mainframe enthält einen Datenbus (Local Bus), der einen schnellen Datentransfer zwischen den Einbaumodulen erlaubt. Als Module werden ein schneller ADC, ein Digitaler Signal Prozessor (DSP), ein Input-Output-Modul sowie interne und externe Speichermedien verwendet. Die Steuerung des Systems erfolgt über eine HP-Workstation.

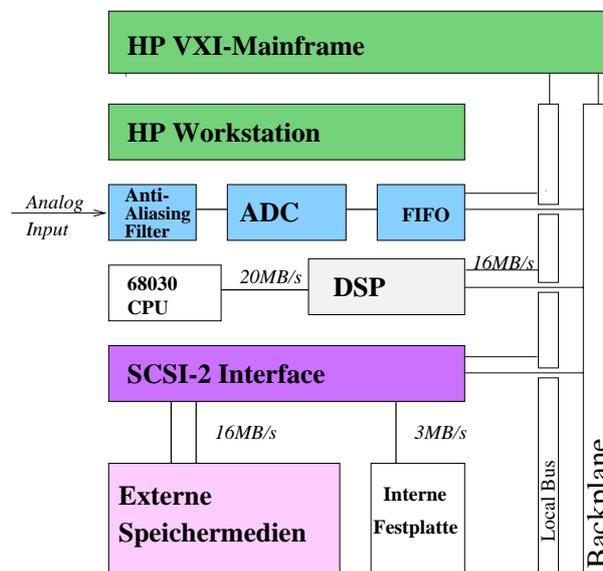


Abbildung 2.3: *TCAP*-System zur Schottky Massenmessung

Das auf einen niederfrequenten Bereich transformierte Schottky-Signal aus dem Image-Reject-Mixer wird nach Passieren des Anti-Aliasing Filters an den Eingang des ADC gelegt. Der Anti-Aliasing Filter [Horo89] ist ein Tiefpass Filter, der unerwünschte Spiegelfrequenzen⁴ unterdrückt. Der ADC mit einer Abtastrate von 640 kHz und einer Auflösung von 16 Bit digitalisiert das Eingangssignal. Die erreichbare Frequenzbandbreite beträgt somit 320 kHz (s. Abschnitt 3.2.2). Ein schneller 8 MB Zwischenspeicher (FIFO) sichert kontinuierliches Digitalisieren bei gleichzeitigem Speichern der Daten. Dazu werden die Daten auf einem schnellen Datenbus, dem Local Bus⁵,

⁴Bei konstanter Abtastrate ist die Zuordnung der digitalisierten Werte zu einer Frequenz nicht eindeutig. Eine im Signal enthaltene hohe Frequenz kann eine niedere, im Signal nicht vorhandene Frequenz vortäuschen.

⁵maximale Übertragungsrate 40 MB/s

zum SCSI-Interface übertragen. Von dort werden die Daten mit bis zu 6 MB/s auf externe Speichermedien geschrieben. Im vorliegenden Experiment wurde mit einer kontinuierlichen Datenrate von 1.22 MB/s aufgezeichnet. Dabei wird die Anzahl der übertragenen Bytes kontrolliert. Eine Differenz zwischen ein- und ausgehendem Datenstrom am SCSI-Modul führt zum Abbruch der Datenaufnahme. Erfolgt die Datenaufnahme fehlerfrei - das war im vorliegenden Experiment stets der Fall - so ist bei bekannter Abtastrate und bekanntem Startzeitpunkt der Messung die Aufnahmezeit jedes Datensamples exakt bekannt.

Ohne Beeinflussung der kontinuierlichen Datenaufnahme wird das Signal gesplittet und ein Teil der Daten zum Digitalen Signal Prozessor DSP weitergeleitet. Das Modul besitzt eine eigene CPU und erlaubt das Berechnen einer Online-Fourier-Transformation der Schottky Signale. Diese online berechneten Frequenzspektren dienen zur Orientierung während der Datenaufnahme und umfassen nur einen Teil der ankommenden Rohdaten. Die Speichertiefe des *TCAP*-Systems ist nur durch die Größe der verfügbaren Festplatte beschränkt. Die im Experiment verwendete Plattengröße von 22 GB ermöglicht eine ununterbrochene Aufnahmezeit von 5.1 Stunden. Anschließend wird die Aufnahme gestoppt. Nach Austausch der mit Rohdaten beschriebenen durch eine unbeschriebene 22 GB Festplatte kann das System neu gestartet werden. Der Neustart des Systems mit Plattenwechsel benötigt wenige Minuten. Während die zweite Festplatte beschrieben wird werden die Daten der ersten Platte auf ein DLT-Bandlaufwerk gesichert. Die zweifache Datensicherung benötigt ca. 3 Stunden.

2.4 Durchführung des Experiments

Der Primärstrahl von ^{209}Bi Ionen wird im Schwerionen-Synchrotron SIS auf Energien zwischen 885 MeV/u und 925 MeV/u beschleunigt. Die Produktion der exotischen Kerne erfolgt durch Projektilfragmentation an einem 8 g/cm^2 ^9Be -Target. Je nach Wahl der SIS-Energie werden, bei festen Einstellungen der ESR Magnete, verschiedene Fragmente (Sollfragmente) auf einer mittleren Bahn im ESR gespeichert. Die Energie der Sollfragmente nach dem Target beträgt zwischen 283 MeV/u und 315 MeV/u.

Durch die Verwendung eines Targetmaterials mit kleiner Ordnungszahl dominiert der Prozeß der nuklearen Fragmentation bei hohem Wirkungsquerschnitt und relativ geringem Energieverlust im Target. Einen Überblick über das Gebiet der dadurch produzierten Kerne zeigt Abb.1.1. Der Fragmentseparator und der Speicherring ESR sind, im Gegensatz zu früheren Messungen, während des ganzen Experiments auf einen festen Wert für die magnetische Steifigkeit von $B\rho = 6.511\text{ Tm}$ eingestellt. Dadurch ist gewährleistet, daß

die Bedingungen für die produzierten Kerne nach dem Target bis zur Messung im ESR während des ganzen Experiments konstant sind. Außerdem ist damit die Akzeptanz des ESR für die aus dem FRS kommenden Fragmente maximal. Die konstanten Einstellungen von FRS und ESR (ohne die Spannung am Elektronenkühler) sind insbesondere wichtig, um den Momentum Compaction Faktor zeitlich möglichst konstant zu halten. Bei früheren Schottky-Massenmessungen waren die Einstellungen von FRS und ESR nicht fixiert.

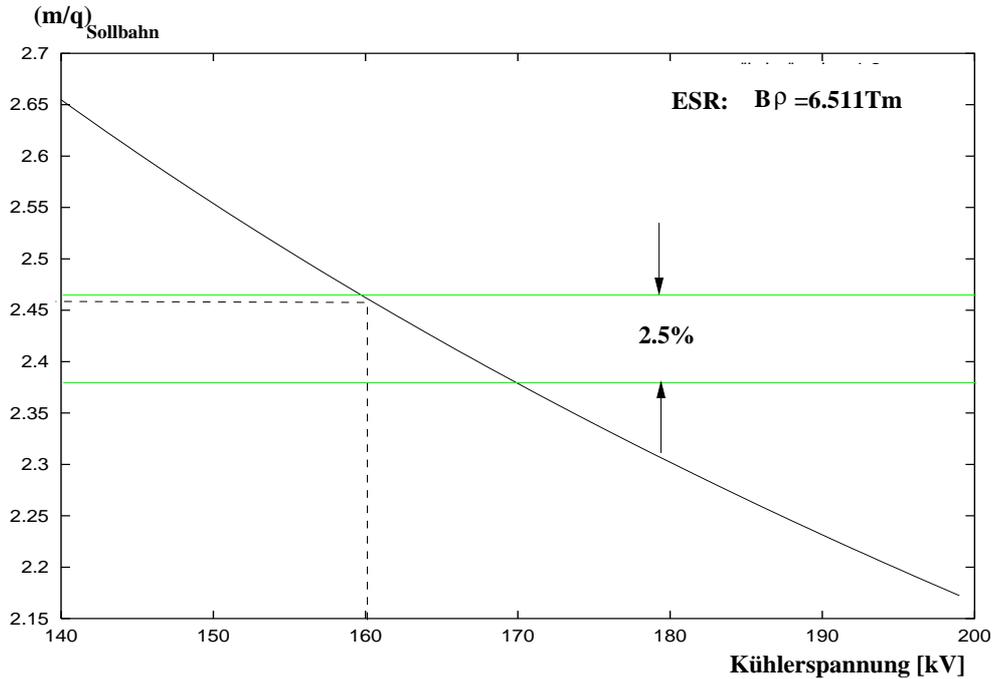


Abbildung 2.4: Verhältnis von Masse zu Ladung der auf der Sollbahn im ESR umlaufenden Ionen als Funktion der Kühlerspannung bei fester magnetischer Steifigkeit des ESR von $B\rho=6.511\text{Tm}$ nach Gl.2.1. Bei einer Kühlerspannung von 160kV wird der grün eingezeichnete m/q -Bereich gekühlt. Die eingezeichnete Breite von 2.5% entspricht der Akzeptanz des ESR.

Nach der Injektion in den ESR wird die relative Impulsunschärfe der umlaufenden Ionen durch den Elektronenkühler auf einen Wert von $\Delta p/p \approx 10^{-6}$ reduziert. Die Umlauffrequenz der Ionen liegt bei ca. 2 MHz mit einer Frequenzdifferenz von maximal 0.45%, entsprechend der $B\rho$ -Akzeptanz des ESR von 2.5%. Für einen gekühlten Ionenstrahl ist die Geschwindigkeit der Ionen im Ring annähernd konstant. Es gilt für den relativistischen Gammafaktor: $\gamma_{ion} = \gamma_{el} = \frac{eU_{cool}}{m_e c^2} + 1$. Bei gegebener magnetischer Steifigkeit $B\rho = \frac{p}{q}$ des ESR ist das m/q -Verhältnis der auf der Sollbahn umlaufenden, gekühlten Ionen eine Funktion der Kühlerspannung U_{cool} .

$$\left(\frac{m}{q}\right)_{Soll} = \frac{B\rho}{\frac{c}{e} \sqrt{\left(\frac{eU_{cool}}{m_e c^2} + 1\right)^2 - 1}} \quad (2.1)$$

Um den großen Bereich der produzierbaren Kerne abdecken zu können, wird die Messung in mehrere sogenannte Schnitte aufgeteilt. In jedem Schnitt wird das Maximum der Energieverteilung eines bestimmten Sollfragments durch die Wahl einer SIS-Energie auf das vom FRS durchgelassene Fenster festgelegt. Der während des gesamten Experiments konstant eingestellte Fragmentseparator transmittiert die ankommenden Ionen optimal bei einer magnetischen Steifigkeit $\frac{mv}{q} = 6.5$ Tm. Je nach Energie des Sollfragments wird so ein anderer m/q Bereich der Fragmentationsprodukte in den ESR injiziert. Die Spannung des Elektronenkühlers wird entsprechend der Geschwindigkeit des jeweiligen Sollfragments eingestellt. Die Kühlzeit T_c ist proportional [Win96] zur dritten Potenz der Geschwindigkeitsdifferenz Δv zwischen Elektron und Ion im Kühler. Dadurch hängt die Kühlzeit für ein zur Zeit $t = 0$ mit der Geschwindigkeitsdifferenz Δv in den ESR injiziertes Ion stark von der Kühlerspannung ab. T_c wird minimal im m/q -Bereich des eingestellten Sollfragments. Um alle in einem Schnitt enthaltenen Kerne zu messen und minimale Kühlzeiten für alle m/q -Bereiche zu erreichen, wird die Kühlerspannung in jedem Schnitt durchskaliert. Abb.2.4 zeigt den Zusammenhang zwischen der Kühlerspannung und dem m/q -Wert der Sollbahn des ESR bei einem festen Wert von $B\rho=6.511$ Tm.

Soll-fragment	E_{SIS} [MeV/u]	$E_{Kin}^{Soll.}$ [MeV/u]	γ_{ion}	U_{cool} [kV]	$\left(\frac{m}{q}\right)_{Soll.}$
²⁰⁷ Bi	885	283	1.3038	155.25	2.505
²⁰⁵ Bi	892	289	1.3103	158.57	2.475
²⁰³ Bi	898	293	1.3145	160.75	2.456
²⁰¹ Bi	905	299	1.3210	164.05	2.428
¹⁹⁹ Bi	912	304	1.3264	166.79	2.405
¹⁹⁷ Bi	918	309	1.3317	169.54	2.382

Tab.2.4: Die verschiedenen Maschineneinstellungen (sog. Schnitte) zur *TCAP*-Schottky-Massenmessung von Nukliden aus einem großen m/q -Bereich.

Die in Tab.2.4 aufgeführten Energien E_{SIS} für den Primärstrahl wurden im Experiment nacheinander eingestellt. In jedem Schnitt wurde die Kühlerspannung, ausgehend von dem an die Geschwindigkeit des Sollfragments angepassten Wert, schrittweise erhöht und dabei über einen weiten Bereich verändert. Für jeden Wert der Kühlerspannung wurde eine Vielzahl von Injektionen in den ESR vorgenommen mit einem zeitlichen Abstand von

3 bis 5 Minuten. Das ankommende Signal wurde vom *TCAP* System kontinuierlich digitalisiert und gespeichert. Insgesamt konnten Kerne aus einem Bereich von $m/q=2.51$ bis $m/q=2.22$ gemessen werden.

Kapitel 3

Analyse der Rohdaten

Die im Experiment mit dem *TCAP*-System aufgenommenen Rohdaten sind Zeittransienten des Schottky-Rauschens. Die Daten liegen als 16-Bit Worte vor. Entsprechend der verwendeten Abtastrate von 640 kHz umfasst die Datenmenge von 1 MB eine Messzeit von 0.8192 Sekunden. Insgesamt wurden fast 1 TB Rohdaten aufgezeichnet.

Die Datenanalyse erfolgt in mehreren Schritten mit Hilfe eines im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Softwarepaketes. Die Analysesoftware besteht aus eigenständigen Modulen zur Bearbeitung der notwendigen Rechenschritte. Die Daten durchlaufen dabei verschiedene an das Problem angepasste Formate (s. Anhang D). Durch alle Schritte der Datenanalyse, von den Rohdaten (dsec-Format) über die daraus berechneten Frequenzspektren (fft-Format) bis zur Identifikation der Frequenzpeaks (id-Format), wird die genaue Messzeit eines Zeittransienten weitergegeben. Dadurch sind in jedem Schritt der Datenanalyse alle Experimentparameter jederzeit eindeutig ableitbar.

Zunächst werden durch Fast-Fourier-Transformation aus den Rohdaten Frequenzspektren berechnet. Durch einen Gaußfit an die Frequenzpeaks wird deren Lage bestimmt.

Die Frequenzpeaks werden nun mit den im ESR umlaufenden Ionen identifiziert. Dazu wird ein Vergleichsspektrum berechnet und mit dem gemessenen Spektrum verglichen. Zur Berechnung des Vergleichsspektrums werden die Massen aus der ***Datenbasis*** (Abschnitt 3.1) benutzt.

Die Eichung der Spektren erfolgt durch die Bestimmung des Momentum-Compaction Faktors¹ α_p als Funktion der Bahnlänge L . Dies ist möglich, wenn genügend viele Kerne mit sehr genau bekannten Massenwerten, sog.

¹Der Momentum-Compaction Faktor $\alpha_p = \frac{dL/L}{dp/p}$ ist das Verhältnis einer relativen Änderung der Orbitlänge zu einer relativen Änderung des Teilchenimpulses, siehe dazu Abschnitt 3.3.1

Referenzkerne (Abschnitt 3.1), unter den in einem Spektrum identifizierten Ionen sind. Anschließend kann die Masse der im Spektrum identifizierten unbekannt Ionen bestimmt werden. Durch Mittelung der in verschiedenen Spektren und gegebenenfalls in verschiedenen Ladungszuständen gewonnenen Einzelwerte wird nach einer Korrektur entsprechend den fehlenden Elektronen der Ionen die atomare Masse bestimmt. Das ist die Größe, die i.a. tabelliert wird.

3.1 Datenbasis und Referenzkerne

Durch die Definition einer **Datenbasis** wird festgelegt, welche Massenwerte für die experimentell gemessenen Kernmassen verwendet werden, und welche Kerne als bisher unbekannt gelten. Daraus ergeben sich die als Referenzkerne verwendbaren Nuklide. Um den systematischen Fehler nicht zu unterschätzen, werden Kernmassen, die bisher ausschließlich durch frühere Schottky Messungen [Beh95, Ker96, Rad98, Rad00] bekannt sind, in der Datenbasis als unbekannte Kerne geführt und damit nicht als Referenzkerne verwendet.

Als bekannte Kernmassen werden die Massenwerte aus der Atomic Mass Evaluation (AME'95) [Aud95] und den Ergebnissen der Massenmessungen am Penningfallen-Massenspektrometer ISOLTRAP² am CERN verwendet. Die ISOLTRAP Massenwerte stammen aus Arbeiten von A. Kohl [Koh99], S. Schwarz [Schw98], D. Beck et al. [Bek97], J. Dilling et al. [Dill00] und F. Ames et al. [Ame99]. Soweit die Kerne in den ISOLTRAP Experimenten gemessen sind, wurden die Werte der AME'95 durch die Messwerte der ISOLTRAP Experimente ersetzt³. Dabei wurde folgende Ausnahme gemacht:

Für die Kerne ^{184}Au und ^{180}Ir ergeben sich aus dem Experiment Messwerte, die signifikant von den ISOLTRAP Ergebnissen nach [Schw98] abweichen. Die ISOLTRAP Messwerte für diese 2 Kerne sowie für ^{184}Pt (s. unten) werden nicht in die Datenbasis aufgenommen, die Kerne werden als unbekannt betrachtet.

Die Massenwerte für ^{184}Au und ^{180}Ir wurden in den ISOLTRAP Experimenten nicht direkt gemessen sondern aus Q_β Messungen abgeleitet. Der Wert von ^{184}Au ist abgeleitet aus einer Q_β Messung von H. Dautet et al. [Daut84]. Aus dem Zerfall $^{184}\text{Hg}(\beta^+)^{184}\text{Au}$ wurde der Wert $Q_{\beta^+} = 3360$ (30) keV gemessen. Dieser Wert ist *nicht* verträglich mit dem extrapolierten Wert von Audi&Wapstra : $Q_{\beta^+} = 4120\#$ (60#) keV [Aud95]. Der Wert von

²Die ISOLTRAP Werte von A. Kohl, S. Schwarz und J. Dilling wurden durch eine Ausgleichsrechnung nach [Aud95] mit den Werten der AME'95 abgeglichen

³Die verwendeten ISOLTRAP Werte sind im Anhang A aufgelistet

^{180}Ir hängt über eine Q_α -Messung von ^{184}Au ab [Han70]. Der Wert für ^{184}Pt wurde aus $^{184}\text{Au}(\beta^+)^{184}\text{Pt}$ abgeleitet zu: $Q_{\beta^+} = 6450$ (50) keV [Daut84]. Dieser Wert ist ebenfalls *nicht* verträglich mit dem extrapolierten Wert von Audi&Wapstra von $Q_{\beta^+} = 7060\#$ (60\#) keV [Aud95].

Isomere Zustände von Referenzkernen:

In der Referenzliste wird die Masse m_{AZQ} eines Nuklids, für das ein nicht aufgelöster isomerer Zustand mit einer Anregungsenergie $E_{is} < 700$ keV bekannt ist, ersetzt durch eine effektive Masse⁴ m_{eff} . Der Massenwert m_{eff} ergibt sich nach Gl. 3.1 als Mittelwert zwischen der Masse des Grund- und des isomeren Zustands des Kerns [Aud82].

$$m_{\text{eff}} = m_{AZQ} + \frac{1}{2}E \quad (3.1)$$

Mit dem Fehler ΔE_{is} für die Anregungsenergie des Isomers, dem Massenfehler des Grundzustands Δm_{AZQ} und einem Fehler $1/3 E_{is}$ [Aud82], ergibt sich der Fehler der effektiven Masse Δm_{eff} entsprechend Gl. 3.2.

$$\Delta m_{\text{eff}} = \sqrt{\left(\frac{1}{3}E_{is}\right)^2 + (\Delta E_{is})^2 + (\Delta m_{AZQ})^2} \quad (3.2)$$

Die Berechnung der effektiven Masse nach Gl. 3.1 und Gl. 3.2 für Kerne mit nicht auflösbaren Isomeren ist notwendig, da für die gemessenen Ionen eine Gleichverteilung für das Auftreten im Grund- und im angeregten Zustand angenommen wird, die beiden Zustände i.a. jedoch nicht als getrennte Peaks im Frequenzspektrum erscheinen. Für eine detaillierte Diskussion des Problems s. Kap. 5.3.

Die Kerne der Datenbasis werden in drei Gruppen unterteilt:

- **b-Kerne:** Der Massenwert ist experimentell bekannt mit einem Fehler kleiner 100 keV
- **R-Kerne:** Die Referenzkerne sind eine Teilmenge der b-Kerne. Zusätzliche Forderungen:
 - 1.: Das Nuklid besitzt kein Isomer mit einer Anregungsenergie E_{is} für die gilt: $300 \text{ keV} \leq E_{is} < 700 \text{ keV}$. Falls $E_{is} < 300 \text{ keV}$ ist das Nuklid als Referenzkern zugelassen, wenn für den Fehler der effektiven Masse Δm_{eff} gilt: $\Delta m_{\text{eff}} < 100 \text{ keV}$.
 - 2.: Es existiert kein dichtliegender Nachbarkern⁵ mit einem m/q-Abstand von $\Delta(m/q) \leq 2 * 10^{-5}$.

⁴Die verwendeten 'Effektiven Massenexzesse für Mischzustände von Referenzkernen' sind im Anhang A aufgelistet.

⁵Das entspricht dem Bereich *i*), *ii*) und *iii*) in Tab. 5.1.

- **e-Kerne:** Der Massenwert ist extrapoliert⁶ oder der Massenfehler ist größer/gleich 100 keV.

3.2 Von Zeittransienten zu Frequenzspektren

3.2.1 Zeittransienten

Zur Auswertung der Rohdaten werden die gespeicherten Zeittransienten in das Format **dsec**⁷ umgewandelt. Eine Datei dieses Formats enthält gemessene Amplituden in Form von 524288 Integers zu je 16 Bit, was einer Messzeit von 0.8192 Sekunden entspricht. Jede Datei **dsec** enthält im Header den genauen Startzeitpunkt der entsprechenden Zeittransienten.

3.2.2 Fast-Fourier-Transformation

Durch Fourier Transformation der Zeittransienten lässt sich der periodische Anteil des Schottky Signals aufgrund der mit jeweils konstanter Frequenz im ESR umlaufenden Ionen ermitteln.

Die Fourier Transformation wird aus den Zeittransienten im Format **dsec** berechnet. Die Zeittransienten bestehen aus einer Folge diskreter Werte aus der Digitalisierung des Messsignals mit dem ADC des *TCAP* Systems. Entsprechend dem Whittaker-Shannon Abtasttheorem [Blo98] lässt sich ein analoges Zeitsignal $g(t)$ mit der oberen Grenzfrequenz f_0 eindeutig und ohne Informationsverlust darstellen durch regelmäßiges Abtasten in einem zeitlichen Abstand von $\Delta t = 1/2f_0$. Im vorliegenden Experiment beträgt die Abtastrate des ADC 640 kHz. Dadurch beträgt die maximal messbare Frequenz $f_0 = 320$ kHz. Durch diese Bandbreite wird die gesamte Akzeptanz des Speicherrings abgedeckt. Die Darstellung eines Zeitsignals $g(t)$ durch ein Fourier-Integral lautet:

$$g(t) = \int_{-f_0}^{+f_0} s(f) e^{2\pi i f t} df \quad (3.3)$$

Hier bedeutet nun f_0 gerade die obere Grenzfrequenz, bei der das Fourier-Spektrum abgeschnitten wird. Das Fourierintegral wird außerhalb der durch f_0 vorgegebenen Bandbreite periodisch fortgesetzt. Dadurch kann die Fourier Transformierte $s(f)$ als Fourier-Reihe geschrieben werden.

$$s(f) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} a_n e^{-2\pi i n f / 2f_0} \quad (3.4)$$

⁶Aus systematischen Trends extrapolierte Massenwerte sind in der Audi-Wapstra-Tabelle [Aud95] mit '#' gekennzeichnet.

⁷für eine genaue Beschreibung des Datenformats s. Anhang D.

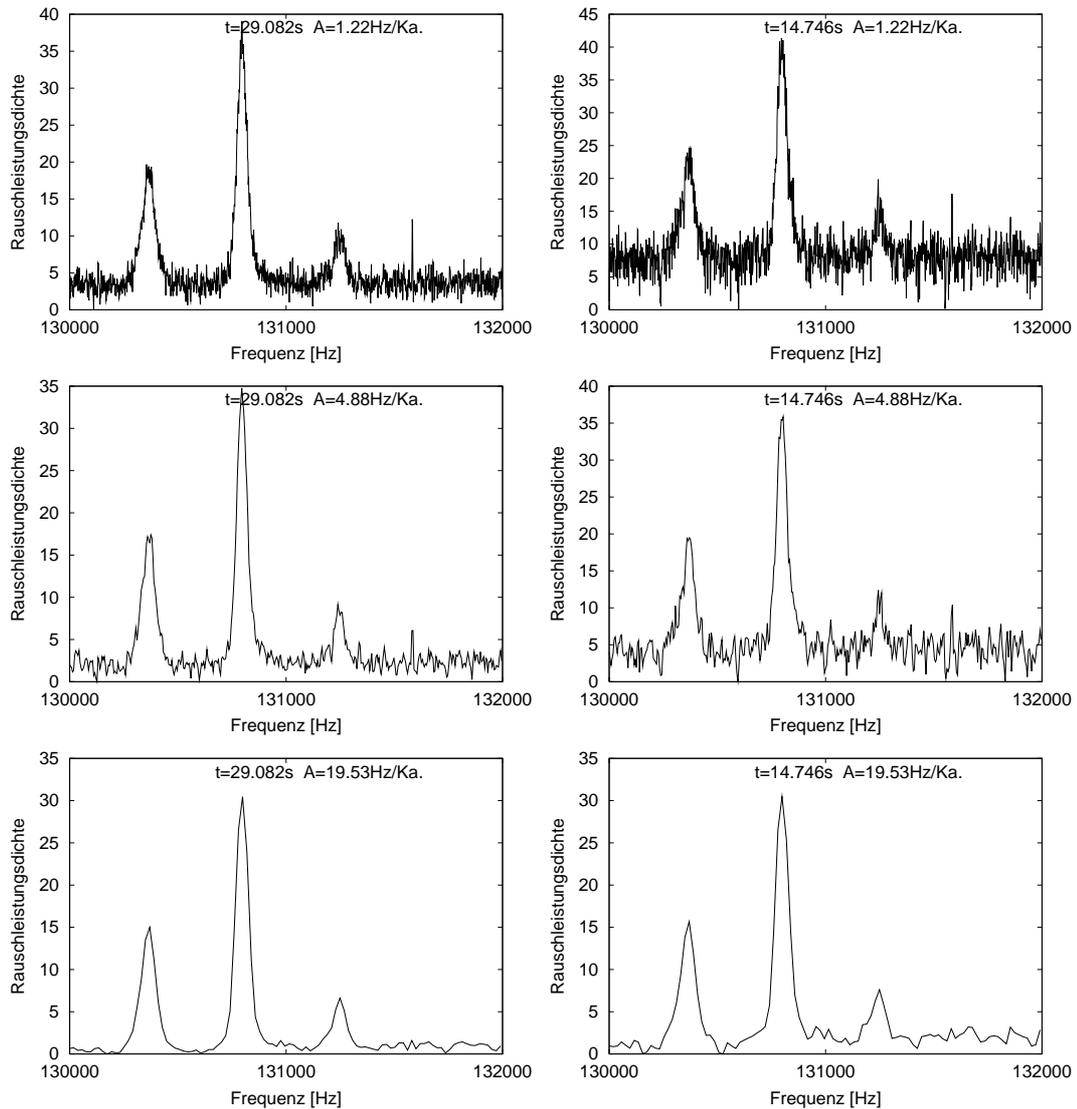


Abbildung 3.1: 2kHz Frequenz Ausschnitt aus einem Schottky-Spektrum mit 320 kHz Bandbreite berechnet mit verschiedenen FFT-Parametern. Messzeit pro Spektrum: linke Spalte: $t_{\text{FFT}}=29.082$ s, rechte Spalte: $t_{\text{FFT}}=14.746$ s
 Frequenzauflösung: 1.Zeile: $A=1.22$ Hz/Kanal, 2.Zeile: $A=4.88$ Hz/Kanal, 3.Zeile: $A=19.53$ Hz/Kanal.

Diese diskrete Transformation kann mittels der Fast Fourier Transformation berechnet werden.

Die Anzahl der zur FFT verwendeten Datenpunkte n legt die Anzahl der Kanäle pro Frequenzspektrum fest. Eine Begrenzung stellt nur die zur Berechnung der FFT notwendige Rechenzeit $t_R \sim n \lg_2 n$ dar. Für die Frequenzspektren des vorliegenden Experiments ist eine Frequenzauflösung von

$A=1-2$ Hz/Kanal sinnvoll. Damit ergibt sich eine ausreichende Zahl von Stützstellen zur Anpassung einer Gaußfunktion an die Frequenzlinien (Abschnitt 3.2.4), deren Halbwertsbreite ≈ 20 Hz beträgt. Proportional zur Länge der für ein Frequenzspektrum verwendeten Messzeit t_{FFT} verbessert sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Frequenzspektren, gleichzeitig steigt aber der Einfluss der zeitlichen Instabilitäten der ESR Magnete und der Spannung am Elektronenkühler.

Die Optimierung der FFT Parameter ergab folgende Werte:

- Anzahl der Datenpunkte pro FFT $n = 2^{19} = 524288$
- Messzeit für ein Frequenzspektrum $t_{\text{FFT}} = 29.082$ s

Ein Ausschnitt aus einem mit diesen Parametern berechneten Spektrum ist in Abb. 3.1 links oben zu sehen. Die übrigen Teilbilder von Abb. 3.1 verdeutlichen die Einflüsse suboptimaler Parameterwahl. Mit diesem Wert für n ergeben sich Frequenzspektren mit einer Kanalzahl von $2^{19}/2=262144$. Zusammen mit der im Experiment verwendeten Abtastrate des ADC von 640 kHz ergibt sich eine Frequenzauflösung der Spektren von $A=1.22$ Hz/Kanal bei einer Bandbreite von 320 kHz. Eine Fourier Transformation umfasst demnach eine Messzeit von $2^{19}/640000=0.8192$ s. Ein Frequenzspektrum zur Datenanalyse wird berechnet aus einer Mittelung über 70 Einzelspektren. Die FFT wird berechnet mit einem Hanning-Window [Pre86] als Fensterfunktion. Für ein Frequenzspektrum werden 70 Fourier-Transformationen (Länge 0.8192 s) berechnet mit 50% Überlapp in den Eingangsdaten [Perc93]. Der exakte Wert für die Länge der zur Berechnung eines Frequenzspektrums verwendeten Zeittransienten⁸ beträgt somit $t_{\text{FFT}}=0.5*(70+1)*0.8192\text{s}=29.082\text{s}$. Die Halbwertsbreite (FWHM) der Frequenzlinien von ≈ 20 Hz, führt zu einer relativen Frequenzauflösung von $\Delta f/f \approx 3.3 * 10^{-7}$ (s. Kap. 5.1).

3.2.3 Untergrund

Die Frequenzspektren, die sich aus der Fourier Transformation der gespeicherten Zeittransienten ergeben, sind mit einer über mehrere Größenordnungen variierenden Kurve gefaltet, die von Spektrum zu Spektrum leicht variiert. Wie im oberen Teil von Abb. 3.2 zu sehen fällt das Frequenzspektrum für Frequenzen $f < 30$ kHz sowie für $f > 250$ kHz stark ab. Das Verhalten bei kleinen Frequenzen ist zu erklären durch das Hochpassverhalten des

⁸Die Frequenzspektren (Länge 29.082 s) werden mit einem Überlapp in den Rohdaten von der Hälfte einer FFT, also $(1/2*0.8192)$ s berechnet.

ADC Eingangs. Der Abfall bei hohen Frequenzen ist verursacht durch den Anti-Alias Filter des ADC zur Unterdrückung der Spiegelfrequenzen (s. Kap. 2.3). Um die exakte Position der Frequenzpeaks aus dem ganzen Spektrum bestimmen zu können, wird der Verlauf des Untergrunds in jedem Spektrum bestimmt. Dazu wird ein kubischer interpolierender Spline nach Gl. 3.5 mit $n=20$ äquidistanten Stützstellen f_ν an den Untergrund des Spektrums gefittet. Gl. 3.6 zeigt die Definition des kubischen Splines.

$$s(f) = \sum_{\nu=-3}^{n-1} \alpha_\nu B_{3\nu}(f) \quad (3.5)$$

$$B_{3\nu}(f) = \quad (3.6)$$

$$= \frac{1}{6h^3} \left\{ \begin{array}{ll} (f - f_\nu)^3 & \text{für } f_\nu \leq f \leq f_{\nu+1} \\ \frac{h^3 + 3h^2(f - f_{\nu+1}) + 3h(f - f_{\nu+1})^2 - 3(f - f_{\nu+1})^3}{3(f - f_{\nu+1})^3} & \text{für } f_{\nu+1} \leq f \leq f_{\nu+2} \\ \frac{h^3 + 3h^2(f_{\nu+3} - f) + 3h(f_{\nu+3} - f)^2 - 3(f_{\nu+3} - f)^3}{3(f_{\nu+3} - f)^3} & \text{für } f_{\nu+2} \leq f \leq f_{\nu+3} \\ (f_{\nu+4} - f)^3 & \text{für } f_{\nu+3} \leq f \leq f_{\nu+4} \\ 0 & \text{sonst} \end{array} \right.$$

In den Frequenzspektren mit den oben beschriebenen starken Abweichungen des Untergrunds von einem konstanten Wert, ist eine automatische Peakerkennung und damit eine Trennung des Spektrums in Peaks und Untergrund nicht möglich. Die χ^2 -Anpassung der Splinefunktion $s(f)$ kann daher zunächst nur an das Gesamtspektrum erfolgen und führt somit auf einen Verlauf von $s(f)$, der oberhalb des Spektrum-Untergrunds liegt. Der Grund ist die Asymmetrie der Spektren aufgrund der Frequenzpeaks, die grundsätzlich oberhalb des Untergrunds liegen. Dies gilt für alle Spektren mit mindestens einem Frequenzpeak. Der Effekt ist für Bereiche des Spektrums umso stärker, je größer und je dichter die Peaks in diesem Frequenzbereich liegen. Um den Verlauf des Untergrunds beliebiger Frequenzspektren unabhängig von der Zahl und Lage der Frequenzpeaks durch die Splinefunktion beschreiben zu können, ist daher ein iteratives Verfahren notwendig, bei dem der Einfluss der Frequenzpeaks auf die Fitfunktion reduziert wird. Der iterative Prozess

wird im Folgenden beschrieben, die Variable f bezeichnet die Frequenz, die Variable p die Amplitude (power density) der Spektren. Das gemessene Frequenzspektrum wird mit $F(f) = F_0(f)$ bezeichnet.

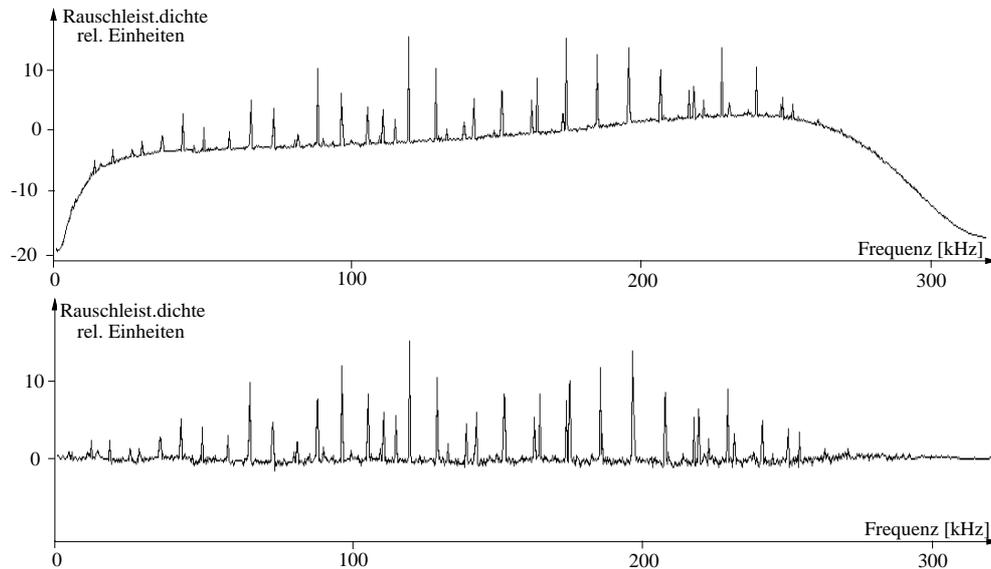


Abbildung 3.2: Frequenzspektrum aus Offline-FFT (oben) und nach Subtraktion eines kubischen Splines zur Glättung des Untergrunds (unten).

Iteration zur Glättung des Untergrunds:

Im **1. Schritt** werden die Werte α_ν für $n=20$ äquidistante Stützstellen $f_\nu, \nu \in \{1, \dots, 20\}$ festgelegt gemäß: $s(f) = F(f)$.

Im **2. Schritt** wird die Spline Funktion $s(f)$ nach Gl. 3.5 an die Werte des Frequenzspektrums angepasst. Dabei werden die α_ν so variiert, dass $\chi^2 := \int [F(f) - s(f)]^2 df$ minimal wird.

Dann wird die maximale positive Differenz $\Delta p_{\max} = \max\{s(f) - F(f)\}$, $0 \leq f \leq 320\text{kHz}$, $\Delta p_{\max} \geq 0$ zwischen Fitfunktion $s(f)$ und den Werten des Frequenzspektrums $F(f)$ berechnet. Für die k -te Iteration gilt: $\Delta p_{\max}^{(k)} < \Delta p_{\max}^{(k-1)}$.

Im **3. Schritt** wird ein Peak-Clipping durchgeführt, um den Einfluss der Frequenzpeaks auf das Fitergebnis schrittweise zu eliminieren. Dazu wird ein Spektrum $F_k(f)$, $k \geq 1$, berechnet, indem der Wert des Spektrums $F_{k-1}(f)$ ersetzt wird durch den Wert einer linearen Funktion $g(f)$ falls gilt:

$(F_{k-1}(f) - s(f)) > \Delta p_{\max}$, d.h. falls das Spektrum nach oben von der Fitfunktion abweicht. Dieser Fall tritt in den Frequenzpeaks des Spektrums auf, Abweichungen größer Δp_{\max} nach unten sind nicht möglich (siehe Definition von Δp_{\max} in Schritt 2.).

Die Funktion $g(f)$ ist eine lineare Interpolation zwischen den Punkten f_i , $i \in \{1, 2\}$ für die gilt: $(s(f) - F(f)) = 0$. D.h. die Funktion $g(f)$ ist eine lineare Interpolation zwischen den nächstgelegenen Schnittpunkten zwischen Splinefunktion und Frequenzspektrum.

Der **4. Schritt** ist identisch mit dem 2. Schritt. Die Bestimmung der maximalen Differenz Δp_{\max} ergibt in der Iteration k einen kleineren Wert als in der Iteration $k - 1$, aufgrund der im Mittel geringeren Peakhöhe des Spektrums $F_k(f)$ gegenüber dem Spektrum $F_{k-1}(f)$. Für die k -te Iteration, $k > 0$, gilt: Eine Verbesserung der χ^2 Anpassung kleiner 2% gegenüber der Iteration $(k - 1)$ führt zum Abbruch der Iteration.

Das Verfahren zur Untergrundbestimmung führt mit den Schottky-Spektren der TCAP Strahlzeit im Mittel nach $k = 4$ Iterationen zum Erfolg. Die Iteration konvergiert stetig, das Variationskriterium Δp_{\max} selbst fällt monoton.

Nach Abzug der so gewonnenen Untergrundfunktion vom gemessenen Spektrum ergibt sich ein Spektrum mit glattem Untergrund wie im unteren Teil der Abb. 3.2 dargestellt. Auf diese Spektren kann eine automatische Peakerkennung⁹ angewandt, und die Frequenzlage der Peaks genau bestimmt werden.

3.2.4 Bestimmung der Frequenzpeaks

Zur Unterscheidung der Peaks vom Rauschen in einem Frequenzspektrum wird eine Schwelle gesetzt, welche aus dem Spektrum selbst berechnet wird. Ausgangspunkt sind die vom Untergrund befreiten Frequenzspektren.

Zunächst wird das gesamte Frequenzspektrum auf die Y-Achse projiziert. D.h. jeder Kanal des Spektrums wird entsprechend seiner Amplitude p in ein Histogramm (s. Abb. 3.3) eingetragen. In diesem Histogramm erscheinen die Rauschamplituden des Frequenzspektrums als breite Verteilung, wobei der Mittelwert \bar{p} der Verteilung proportional zum Rauschpegel im Frequenzspektrum ist. Die Amplituden der Frequenzpeaks sind dagegen unkorreliert und erscheinen für Kanäle $p > \bar{p}$ als Rauschen im Histogramm.

Aus den Werten des Histogramms wird die Standardabweichung σ berech-

⁹Die Bearbeitung der Frequenzspektren muss aufgrund der großen Datenmenge vollautomatisch erfolgen

net, sie ist proportional zur Rauschamplitude im Frequenzspektrum. Die Schwelle S zur Peakdetektion ergibt sich zu: $S = \bar{p} + 2\sigma$. Aufgrund des kontinuierlichen Übergangs vom Rauschen zu echten Frequenzpeaks ist ein vereinzeltes Überschreiten der Schwelle durch Rauschpeaks möglich. Für die automatische Peakerkennung können diese Fälle durch die zusätzliche Forderung nach einer Mindestpeakbreite von 13 Hz wirkungsvoll ausgeschlossen werden.

Zur Bestimmung der Frequenzlage wird an jeden Peak eine Gaußfunktion gefittet. Das Gaußmaximum ergibt die Frequenz des Peaks.

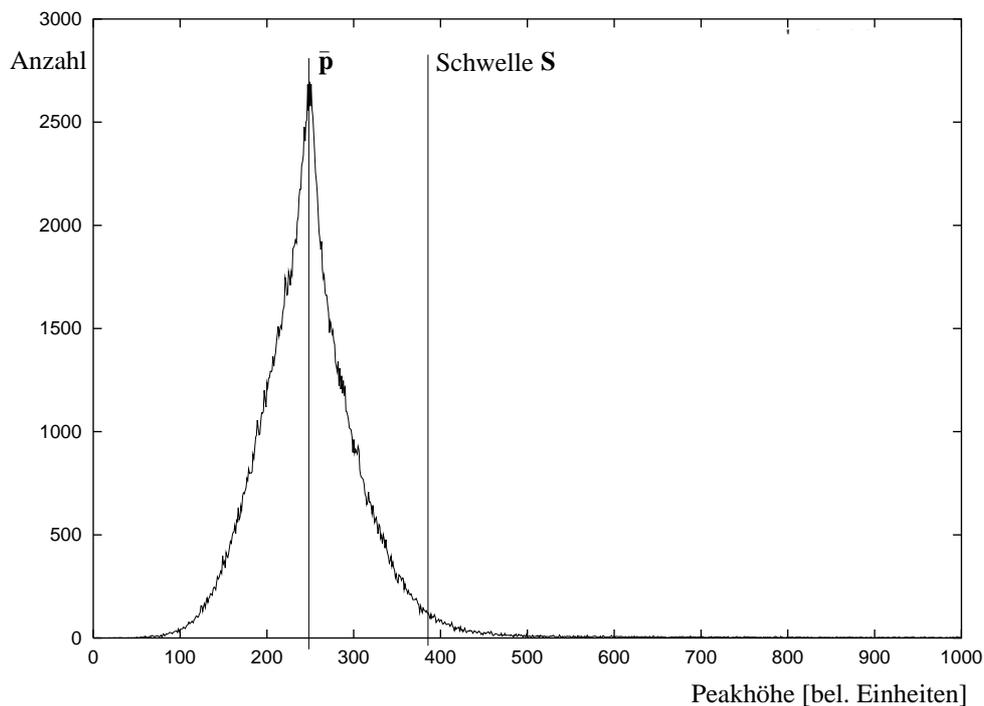


Abbildung 3.3: Histogramm des Frequenzspektrums mit geglättetem Untergrund nach Abb. 3.2 (unten), durch Projektion auf die Y-Achse als Funktion der Peakhöhe, in willkürlichen Einheiten. Der Mittelwert der Verteilung liegt bei $\bar{p} = 252$, die Standardabweichung bei $\sigma = 69$. Daraus ergibt sich für die Schwelle S zur Peakerkennung: $S = 390$.

3.2.5 Software Kühlung

Die Berechnung der Frequenzspektren aus den gespeicherten Zeittransienten ermöglicht die Anwendung der sog. Software-Kühlung, einer Offline-Drift-Korrektur der Frequenzspektren. Die Offline berechneten Frequenzspektren, welche zur Datenauswertung verwendet werden, umfassen eine Messzeit von 29.08 Sekunden (s. Abschnitt 3.2.2). Während der Messung auftretende

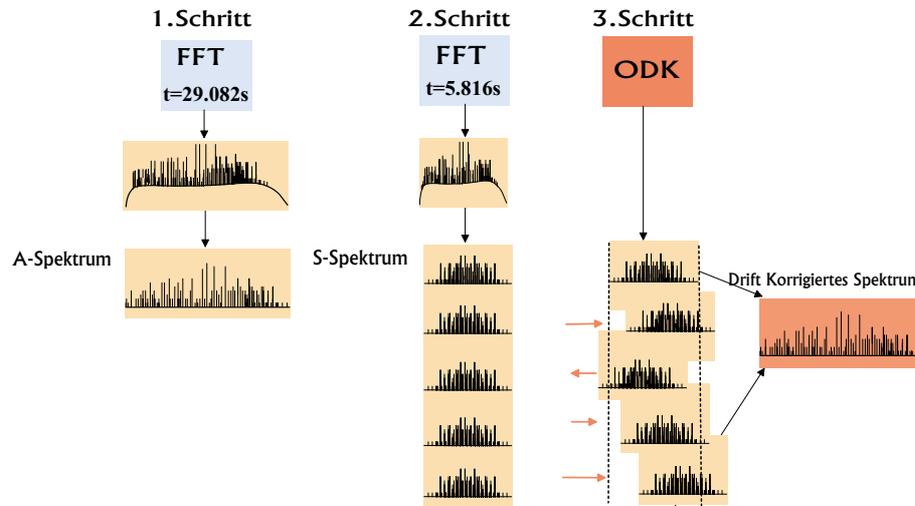


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Algorithmus zur Offline-Drift-Korrektur (ODK), dem sog. Software-Kühlen. Im 1. Schritt wird die Lage prominenter Peaks im Frequenzspektrum festgestellt. In Schritt 2 werden Kurzzeit-Frequenzspektren aus denselben Rohdaten wie in Schritt 1 berechnet und die Verschiebung der prominenten Peaks gemessen. Schritt 3 korrigiert die Verschiebungen und mittelt zum Drift-korrigierten Gesamtspektrum.

Instabilitäten der ESR Magnete sowie der Spannung am Elektronenkühler führen zur Verbreiterung der Frequenzpeaks in den Spektren. Eine Korrektur dieser Effekte kann durch die Anwendung der Software-Kühlung erreicht werden.

Im ersten Schritt werden Rohdaten im Umfang von $70 * 2^{19}$ Punkten mit einer Länge von $0.5 * 71 * 0.8192 = 29.08$ Sekunden Fourier transformiert. Dabei werden die in den Abschnitten 3.2.1 bis 3.2.4 beschriebenen Rechenschritte durchgeführt. Ein solches Ausgangs-Spektrum wird im Folgenden als A-Spektrum bezeichnet.

Im zweiten Schritt werden die zur Berechnung des A-Spektrums verwendeten Zeittransienten mit einer Länge von 29.08 Sekunden erneut Fourier transformiert. Dabei werden 5 Kurzzeit-Spektren mit 2^{19} Datenpunkten und 14 Mittelungen berechnet. Ein solches Kurzzeit-Spektrum, im Folgenden als S-Spektrum bezeichnet, umfasst eine Messzeit von $0.5 * (14 + 1) * 0.8192 = 6.14$ Sekunden¹⁰. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist damit gerade gut genug,

¹⁰Zwischen den Kurzzeit-Spektren besteht ein Überlapp von $0.5 * 0.8192$ s.

um die großen Peaks im Spektrum nach der in Abschnitt 3.2.4 beschriebenen Methode zu erkennen. Nun werden die prominentesten Peaks des A-Spektrums in jedem Spektrum S_i gesucht und deren Lage bestimmt. Aus der mittleren Verschiebung Δ_i des Peakensembles beim Übergang von Spektrum S_{i-1} nach S_i ergibt sich die während der Messung stattgefundene Frequenzverschiebung.

Im dritten Schritt wird jedes Spektrum S_i , $i \in \{2, \dots, 5\}$, um Δ_i verschoben. Dann werden die Spektren S_i , $i \in \{1, \dots, 5\}$, gemittelt. Im Spezialfall $\Delta_i = 0$ ($\forall i$), ergibt sich daraus wieder das unveränderte A-Spektrum. Im Fall $\Delta_i \neq 0$ ergibt sich das Drift-korrigierte Spektrum.

Im letzteren Fall ist die Halbwertsbreite der Frequenzpeaks nach Anwendung der Software-Kühlung kleiner gegenüber dem Ausgangsspektrum (A-Spektrum in Schritt 1.). Gleichzeitig zeigen die Peaks, die keinen im ESR umlaufenden Ionen entsprechen, ein anderes Verhalten. Diese UFO¹¹-Peaks, welche durch elektromagnetische Einstreuungen entstehen und deren Frequenzlage unabhängig von Instabilitäten der ESR-Einstellungen sind, werden durch die Anwendung der Software-Kühlung verbreitert. Insgesamt wurde der Algorithmus auf 10416 Frequenzspektren angewandt. In 22.2 % der Spektren ergab sich eine Reduktion der mittleren Halbwertsbreite der Frequenzpeaks im Spektrum. Im Mittel beträgt die Reduktion der mittleren Peak-Halbwertsbreite 7.1%. Die erreichbare Verbesserung der mittleren Halbwertsbreite durch die Drift-Korrektur ist insgesamt relativ gering, das zeigt eine gute zeitliche Stabilität der ESR Magnete und der Spannung am Elektronenkühler über eine Zeitspanne in der Größenordnung von 30 Sekunden.

3.3 Identifikation der Frequenzspektren

3.3.1 α_p -Theorie

In einem Speicherring oder Synchrotron laufen die Ionen auf geschlossenen Bahnen um, entsprechend der Konstruktion des Rings. Die Strahlführung erfolgt durch die Lorentzkraft F_L der angelegten elektromagnetischen Felder. Die Koordinate y bezeichnet im Folgenden die Strahlrichtung.

$$\vec{F}_L = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

In der Praxis werden die Felder durch Magnete entlang des Strahlwegs realisiert. Beim Durchtritt eines Teilchens durch ein Magnetfeld stellt sich

¹¹Ein UFO ist ein 'unidentifiziertes Frequenz Objekt'. Es entsteht durch elektromagnetische Störeinstrahlung, seine Frequenz ist unabhängig von den Einstellungen des ESR.

ein Gleichgewicht zwischen Lorentzkraft $F_x = -qv_y B_z$ und Zentrifugalkraft $F_{Zf} = mv_y^2/R$ ein. Da der Strahlquerschnitt klein ist gegen R , lässt sich das Magnetfeld in der Nähe der Sollbahn entwickeln. Die Summanden dieser Entwicklung sind die Multipolkomponenten des Magnetfelds. Der erste Term ist das Dipolfeld, es bewirkt eine Ablenkung des Strahls, das Quadrupolfeld bewirkt eine Strahlfokussierung, die Felder höherer Ordnung werden zur Korrektrur von Feldfehlern eingesetzt.

Ein Teilchen mit dem Sollimpuls p_0 bewegt sich mit der Geschwindigkeit v_0 auf der Sollbahn der Länge L_0 mit der Umlauffrequenz $f_0 = v_0/L_0$. Teilchen mit einer Impulsabweichung $\Delta p = p - p_0 \neq 0$ zum Sollteilchen laufen auf Dispersionsbahnen um, deren Länge von L_0 abweicht. Ein Teilchen mit einer Impulsabweichung $\Delta p < 0$ läuft dabei bezüglich dem Sollorbit auf einer inneren Bahn mit höherer Frequenz um. Im allgemeinen laufen die Teilchen auf Bahnen mit einer geringfügig von L_0 verschiedenen Länge und einer geringfügig von v_0 verschiedenen Geschwindigkeit um. Es gilt:

$$\frac{df}{f} = -\frac{dL}{L} + \frac{dv}{v} \quad (3.7)$$

Die Änderung der Orbitlänge L mit dem Teilchenimpuls wird durch den Momentum-Compaction-Faktor beschrieben:

$$\alpha_p = \frac{dL/L}{dp/p} \quad (3.8)$$

Der relativistische Teilchenimpuls ergibt sich zu: $p = \gamma m_0 v$, mit dem relativistischen Gammafaktor: $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, mit: $\beta = \frac{v}{c}$. Der Zusammenhang zwischen Impulsänderung und Geschwindigkeitsänderung ist:

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dv} &= \frac{d}{dv} \gamma m_0 v \\ &= \gamma m_0 + m_0 v \frac{d}{dv} \frac{1}{\sqrt{(1-\frac{v^2}{c^2})}} \end{aligned}$$

daraus folgt unter Verwendung von: $\gamma^2 = 1 + \beta^2 \gamma^2$

$$\frac{dp}{dv} = m_0 \gamma^3$$

mit dem relativistischen Impuls $p = \gamma m_0 v$ folgt:

$$\frac{dp}{p} = \gamma^2 \frac{dv}{v} \quad (3.9)$$

Mit Gl. 3.8 und 3.9 folgt aus Gl. 3.7:

$$\frac{df}{f} = \left(\frac{1}{\gamma^2} - \alpha_p\right) \frac{dp}{p}$$

Im Gegensatz zum Linearbeschleuniger ($\alpha_p = \infty$) gilt beim Synchrotron und Speicherring $\alpha_p < 1$. Eine stabile Schwingung der umlaufenden Teilchen um die Sollphase (Synchrotronschwingung) ist nur für $1/\gamma^2 < \alpha$ und $1/\gamma^2 > \alpha$ möglich. Die Energie $\gamma_t = 1/\sqrt{\alpha}$ wird als Übergangsenergie oder Transitionspunkt bezeichnet. Der Betrieb eines Speicherrings bei einer Energie von $\gamma = \gamma_t$ führt zu Teilchenbahnen, deren Umlaufzeiten unabhängig sind von der Geschwindigkeit der umlaufenden Teilchen und nur noch von deren Masse-zu-Ladungsverhältnis abhängen. Dieser sog. isochrone Mode kann mittels einer Flugzeitmessung, wie von unserer Gruppe, zur Massenmessung sehr kurzlebiger Kerne verwendet werden [Haus00].

Für einen gekühlten Strahl gilt: $\frac{dv}{v} \approx 0$. Mit dem Teilchenimpuls $p = m\gamma v$ und der Ionenladung q folgt aus Gl. 3.7 mit Gl. 3.8:

$$\frac{df}{f_0} = -\alpha_p \frac{d(m/q)}{(m/q)_0} \quad (3.10)$$

Anhand von Gl. 3.10 wird das Prinzip der Schottky-Methode deutlich. Die Gleichung zeigt den Zusammenhang zwischen der Umlauffrequenz der Ionen im ESR und deren Masse-zu-Ladungsverhältnis. Die Werte f_0 und $(m/q)_0$ bezeichnen die Frequenz bzw. das (m/q) -Verhältnis der Referenzkerne. Die Annahme eines konstanten Momentum-Compaction-Faktor α_p ist jedoch nur näherungsweise erfüllt. Im folgenden Kapitel wird die Bestimmung der Abweichungen des α_p -Faktors von einem konstanten Wert durch Anpassung eines Polynoms an die Messdaten beschrieben.

3.3.2 Nichtlinearer α_p -Fit

Der Momentum-Compaction-Faktor α_p in Gl. 3.10 ist nur näherungsweise konstant. Tatsächlich ist α_p entsprechend Abb. 3.7 eine Funktion der Orbitlänge der im ESR umlaufenden Ionen aufgrund von Effekten höherer Ordnung, wie Sextupolfelder der ESR Magnete oder Anteile höherer Ordnung in den Fokussiermagneten [Sch97NP]. Zudem ist α_p eine Funktion der Zeit aufgrund von Spannungsschwankungen der Netzgeräte der Magnete. Wegen der gleichen Geschwindigkeit der Ionen im elektronengekühlten Strahl kann die Bahnlänge auf die Frequenz $f = \frac{v}{L}$ transformiert und damit α_p in Abhängigkeit von der Frequenz betrachtet werden.

Um bei der Schottky-Massenspektrometrie von dem Masse zu Ladungsverhältnis $(m/q)_0$ eines Referenzkerns¹² mit großer Genauigkeit auf das Masse zu

¹²zur Definition der Referenzkerne s. Abschnitt 3.1

Ladungsverhältnis (m/q) eines unbekanntenen Kerns zu schließen, müssen die Frequenzspektren geeicht, d.h. der Verlauf $\alpha_p(f)$ bestimmt werden.

Dies geschieht durch eine Anpassung von α_p an die im Spektrum identifizierten Referenzkerne. Durch die Bandbreite der Frequenzspektren von 320 kHz, durch welche die gesamte Akzeptanz des Speicherrings abgedeckt wird, ist so eine Bestimmung von α_p über die gesamte Apertur des Speicherrings zu einer bestimmten Zeit möglich.

Für einen gekühlten Teilchenstrahl ($dv/v \approx 0$) kann mit der magnetischen Steifigkeit $B\rho = p/q$ und dem Radius ρ der Teilchenbahn im Magnetfeld, welches aber entlang des Rings variiert, Gl. 3.10 umgeformt und integriert werden. Mit den Integrationskonstanten $f_0, B\rho_0$ folgt:

$$\ln \frac{f}{f_0} = -\alpha_p \ln \frac{B\rho}{B\rho_0} \quad (3.11)$$

Gl. 3.11 gilt für einen über den ganzen Frequenzbereich näherungsweise konstanten Wert von α_p . Die Abweichungen von einem konstanten Wert lassen sich durch Anpassung einer frequenzabhängigen Funktion $\beta(\varphi)$ an die Messdaten bestimmen. Mit der Substitution:

$$\varphi := \ln \frac{f}{f_0} \quad ; \quad \beta := \ln \frac{B\rho}{B\rho_0} \quad (3.12)$$

folgt:

$$\beta(\varphi) = -\frac{1}{\alpha_p(f)}\varphi$$

Die Funktion $\beta(\varphi)$ ist eine beliebige Funktion im Raum der logarithmierten, reskalierten Koordinaten. Aus $\beta(\varphi)$ ergibt sich $\alpha_p(f)$ zu:

$$\alpha_p(f) = -\left[\frac{d}{d\varphi}\beta(\varphi)\right]^{-1} \quad (3.13)$$

Unter der Annahme eines Polynoms 5. Grades für $\beta(\varphi)$ ergibt sich folgende Bestimmungsgleichung für α_p :

$$\beta(\varphi) = P_0\varphi^5 + P_1\varphi^4 + P_2\varphi^3 + P_3\varphi^2 + P_4\varphi + P_5 = -\frac{1}{\alpha_p}\varphi \quad (3.14)$$

Abb. 3.5 zeigt die Lage der Referenzkerne mit Fehler aus dem Spektrum *t10_280.fft* im Raum der logarithmierten, reskalierten Koordinaten. Außerdem ist die Anpassung der Funktion $\beta(\varphi)$ an die Messpunkte dargestellt. Man erkennt den näherungsweise linearen Verlauf der Funktion. Der Fit der Funktion $\beta(\varphi)$ an die Referenzkerne eines Spektrums wird gewichtet mit dem

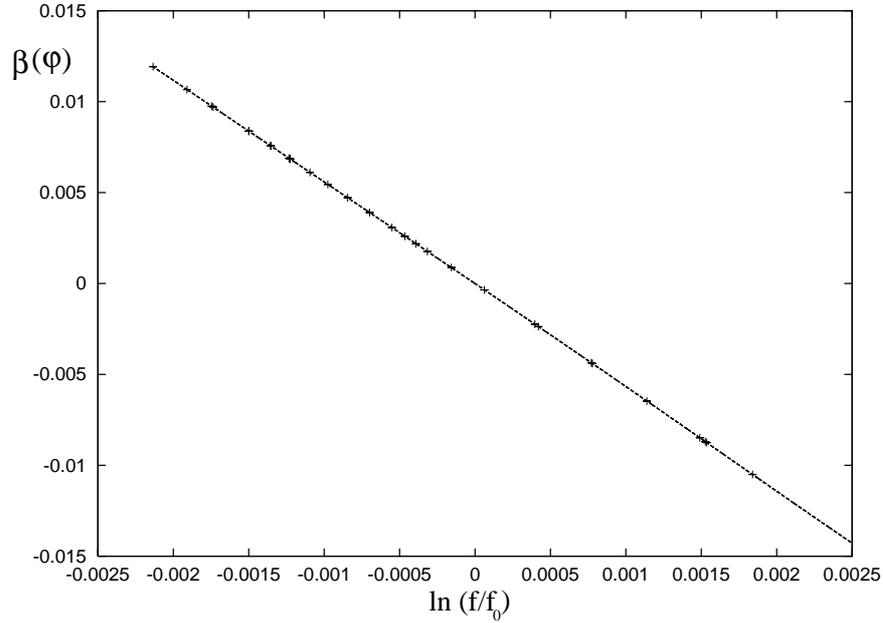


Abbildung 3.5: Lage der Referenzkerne aus dem Spektrum *t10_280.fft* mit Fitfunktion $\beta(\varphi)$ nach Gl. 3.14 im Raum der logarithmierten, reskalierten Koordinaten

Faktor $G = 1/(dm_{\text{Ref}}^2 + dm_{\text{Fr}}^2)$. Das Gewicht G enthält neben dem Fehler der Referenzmasse dm_{Ref} einen Fehler $dm_{\text{Fr}} = 10\text{keV}$. Der Fehler dm_{Fr} entspricht dem mittleren Massenfehler, der sich aus der Frequenzunsicherheit von 60% der Kanalbreite des Frequenzspektrums ergibt. Dadurch wird der (starke) Einfluss von Kernen mit sehr kleinem Fehler gegenüber denen mit größerem Fehler bei der Berechnung des gewichteten α_p -Fit reduziert.

Zur Darstellung der Abweichungen der an die Messpunkte angepassten Funktion $\beta(\varphi)$ aus Abb. 3.5 von der Linearität wird in Abb. 3.6 die Funktion $\beta(\varphi) - P_4\varphi$ dargestellt. Der Betrag $P_4\varphi$ wurde von den Datenpunkten ebenfalls abgezogen. Man erkennt, dass der Verlauf der Funktion $\beta(\varphi)$ durch ein Polynom nach Gl. 3.14 sehr gut angenähert werden kann und dass die in Abb. 3.5 noch nicht erkennbare Abweichung von der Geraden signifikant ist. In Abb. 3.7 ist der Verlauf des Momentum-Compaction Faktors $\alpha_p(L)$ als Funktion der Bahnlänge dargestellt. Die Funktion ist nach Gl. 3.13 aus der an das Spektrum *t10_280.fft* angepassten Funktion $\beta(\varphi)$ berechnet und auf die Orbitlänge $L = v/f$ der Ionen im ESR umgerechnet.

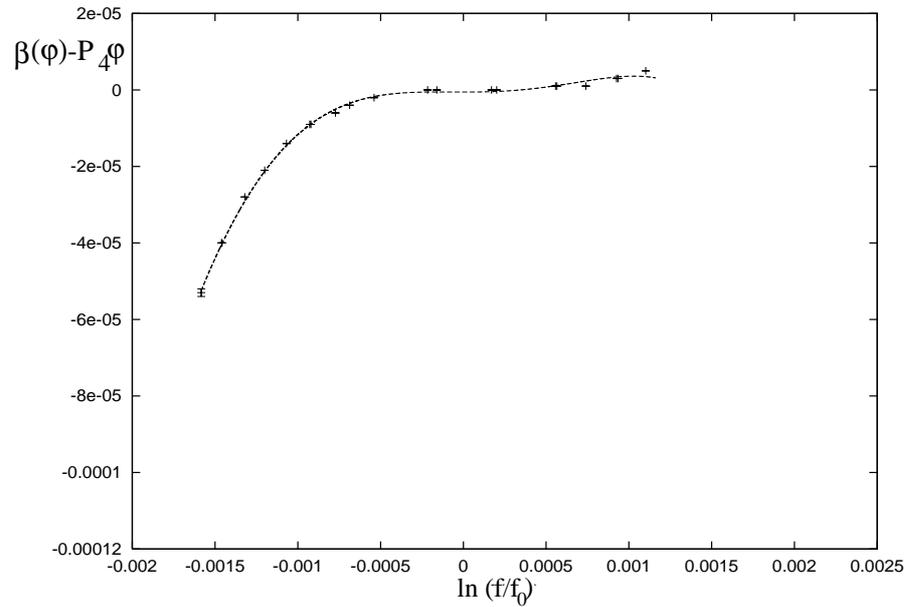


Abbildung 3.6: Darstellung der Fitfunktion $\beta(\varphi)$ aus Abb. 3.5 nach Abzug des linearen Anteils $P_4\varphi$ aus Gl. 3.14.

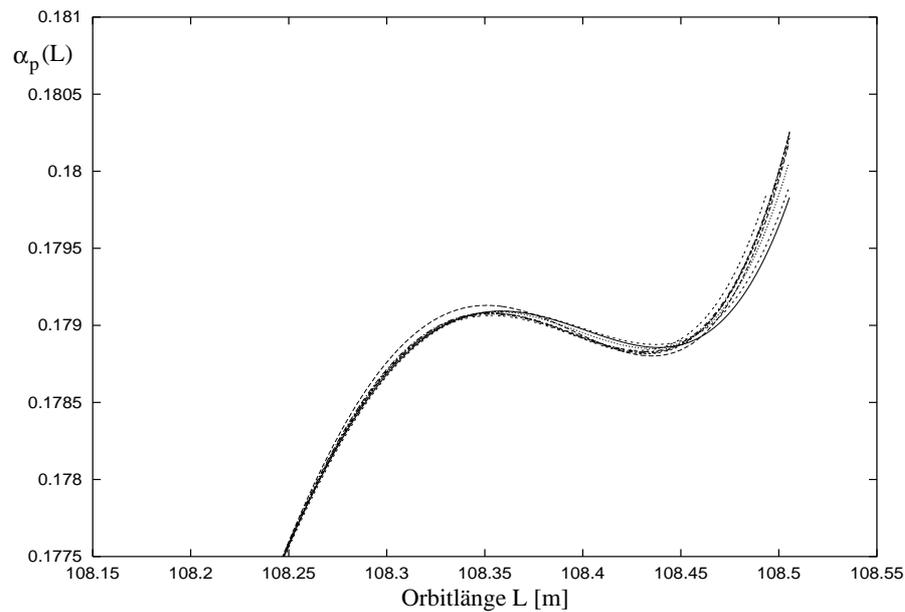


Abbildung 3.7: Verlauf des Momentum-Compaction Faktors $\alpha_p(L)$ als Funktion der Bahnlänge L in mehreren Spektren, (durchgezogene Linie entspricht dem Verlauf in Spektrum *t10_280.fft*).

3.3.3 Peakidentifikation

Zur Identifikation eines Frequenzspektrums wird zunächst gemäß Abschnitt 2.4 der zu erwartende m/q -Ausschnitt berechnet. Die Liste aller Kerne, deren

m/q -Werte in diesem Bereich liegen, wird durch die Forderung nach erwarteten Werten für die Halbwertszeit $T_{1/2}$ und die Protonenzahl Z abhängig vom Ladungszustand Q des Kerns eingegrenzt (s.u.).

Nun wird für alle Kerne der Liste die Frequenz im Spektrum berechnet. Dazu werden die Massenwerte der Datenbasis (s. Abschnitt 3.1) sowie ein konstanter Wert für den Momentum-Compaction Faktor von $\alpha_p = 0.18$ verwendet. Es ergibt sich ein spezifisches Muster von erwarteten Peaks, das sich grob mit dem Peak-Muster des gemessenen Spektrums zur Deckung bringen lässt. Die berechneten Frequenzen werden mit den Frequenzen der Peaks im gemessenen Spektrum verglichen. Ausgehend von einem Frequenzbereich guter Übereinstimmung kann durch Übergang auf einen Polygonzug für α_p , sowie die Variation der Vorschläge zur Identifikation einzelner Frequenzpeaks, die Übereinstimmung auf weitere Frequenzbereiche des Spektrums ausgedehnt werden.

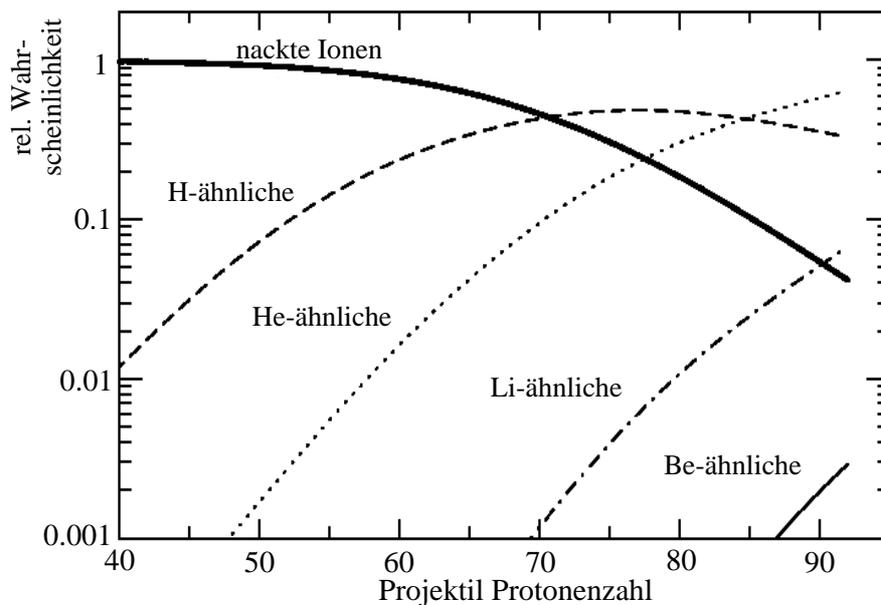


Abbildung 3.8: Relative Verteilung der Ladungszustände für nackte bis Be-ähnliche Ionen mit kinetischen Energien von (330 – 370) MeV/u nach einem Beryllium Target [Sche98].

Schließlich wird die Funktion $\beta(\varphi)$, ein Polynom 5. Grades nach Gl. 3.14, an die Messdaten des Spektrums angepasst. Daraus ergibt sich der Verlauf des Momentum-Compaction Faktors α_p für das vorliegende Spektrum. Erneut werden dann die Frequenzen der Kerne der aktuellen Identifikationsliste

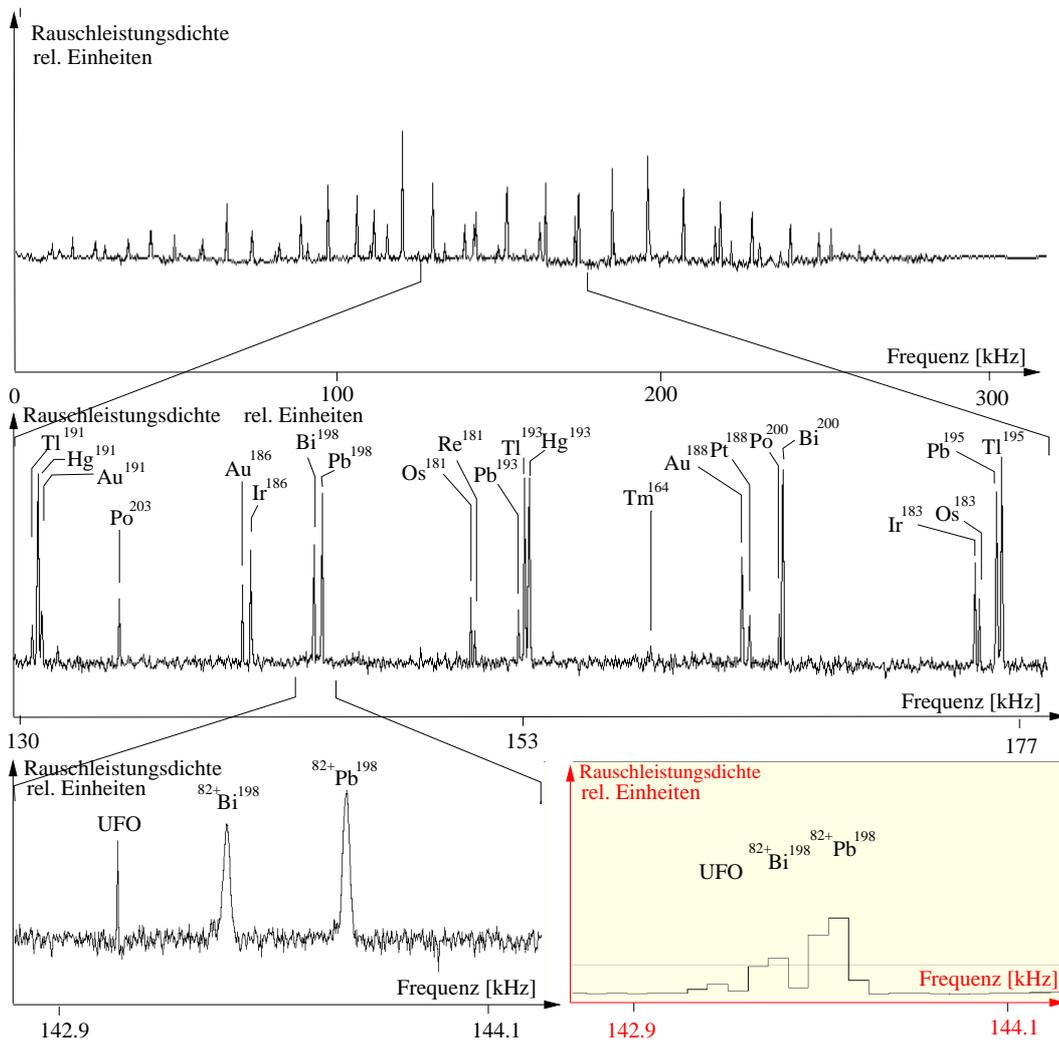


Abbildung 3.9: TCAP-Schottky Spektrum mit einer Bandbreite von 320 kHz und einer relativen Frequenzauflösung von $\Delta f/f = 3.3 \cdot 10^{-7}$. Das Spektrum enthält 92 identifizierte Frequenzpeaks. Im mittleren und unteren linken Teil der Abbildung ist ein Frequenzausschnitt des gleichen Spektrums zu sehen. Der Ausschnitt links unten zeigt ein Ladungsdublett und ein sog. UFO (s. Text). Unten rechts ist ein Ausschnitt aus einem Spektrum des in früheren Messungen verwendeten Tektronix FFT (s. Text.) zu sehen. Das Tektronix Spektrum wurde parallel zur TCAP-Messung aufgenommen und zeigt denselben Ausschnitt wie die Abbildung unten links.

unter Berücksichtigung der berechneten α_p -Funktion bestimmt und mit den Frequenzpeaks des Spektrums verglichen.

Die Kerne der Identifikationsliste müssen folgenden Bedingungen genügen:

- $T_{1/2} > 5 \text{ s}$
- $Z > 40$ für $Q=1e^-$
- $Z > 50$ für $Q=2e^-$
- $Z > 70$ für $Q=3e^-$
- $Z < 84$
- kompaktes Messgebiet auf der Nuklidkarte (s. Abb. 1.1)

Die erwarteten Mindestwerte für die Ordnungszahlen der Ionen in verschiedenen Ladungszuständen ergeben sich aus Abb. 3.8 [Sche98]. Die Abbildung zeigt die berechneten relativen Verteilungen der - unter den Bedingungen des Experiments - auftretenden Ladungszustände, die aus dem Beryllium Target mit kinetischen Energien von (330 – 370) MeV/u emittiert werden.

Abb. 3.9 zeigt ein Schottky-Spektrum mit 92 identifizierten Frequenzpeaks. Unten links zeigt die Abbildung ein Ladungs-Dublett aus $^{198}\text{Pb}^{82+}$ und $^{198}\text{Bi}^{82+}$. Der Peak links ist ein UFO-Peak¹³. Er lässt sich aufgrund der geringen Halbwertsbreite von nur 4 Hz leicht von den *echten* Peaks unterscheiden. Im unteren rechten Teil ist derselbe Frequenzausschnitt zu sehen wie unten links, aufgenommen in der TCAP-Strahlzeit mit dem in früheren Schottky Experimenten verwendeten Tektronix Fast-Fourieranalysator. Zu sehen ist ein Ausschnitt aus einem 100 kHz Frequenzspektrum mit einer Frequenzauflösung von 62.5 Hz/Kanal. Alternativ konnten Spektren mit einer Auflösung von 6.25 Hz/Kanal und einer Bandbreite von 10 kHz aufgezeichnet werden. Bei diesen beiden Auflösungen können UFOs von *echten* Linien gar nicht bzw. nicht eindeutig unterschieden werden, zur Trennung ist eine zweite Messung bei leicht geänderter Kühlerspannung notwendig. Dabei verschieben sich die *echten* Frequenzlinien, die UFO-Peaks erscheinen unverändert bei derselben Frequenz.

3.4 Bestimmung der Kernmassen

3.4.1 Direkte Messungen von Kernmassen

Der Massenwert eines Ions ergibt sich zunächst aus dem Frequenzspektrum, in dem das Ion identifiziert wurde. Der Massenfehler ergibt sich aus dem

¹³'unidentifiziertes Frequenz Objekt'

Fitfehler des α_p -Polynoms. Ein Ion wird i.a. in mehreren Frequenzspektren gemessen, aus denen sich jeweils ein Massenwert m_i für das Ion bestimmen lässt. Dabei werden Kerne in verschiedenen Ladungszuständen getrennt betrachtet. Mit den Werten für die Bindungsenergie E_Z der Elektronenhülle und der Bindungsenergie E_Q der Elektronen [Joh85, Pla94, Hua76] werden die Ionenmassen nach Gl.3.15 zu atomaren Massen umgerechnet.

$$m_{\text{Atom}} = m_{\text{Ion}} + Qm_e - E_Z + E_Q \quad (3.15)$$

Der atomare Massenwert eines Isotops in einem bestimmten Ladungszustand ergibt sich durch Mittelung über die Einzelwerte m_i . Der dazugehörige Fehler ergibt sich aus dem statistischen Fehler der Einzelwerte σ_i und einem zu bestimmenden systematischen Anteil. Der Gesamtwert der atomaren Masse eines Isotops ergibt sich durch Mittelung über die verschiedenen gemessenen Ladungszustände.

Massenbestimmung in einem Spektrum

Der Verlauf des Momentum-Compaction Faktors α_p lässt sich aus der Funktion $\beta(\varphi)$ mittels Gl.3.13 bestimmen. Die Funktion $\beta(\varphi)$ ist entsprechend Gl.3.14 ein Polynom 5. Grades und an die Referenzkerne des jeweiligen Spektrums angepasst. Die magnetische Steifigkeit $B\rho$ ist für einen gekühlten Strahl proportional zu m/q . Bei bekanntem Ladungszustand durch die Identifikation ergibt sich dann aus der gemessenen Frequenz f mit Gl.3.11 die Masse eines identifizierten Ions. Dabei ist die Frequenz und die magnetische Steifigkeit eines Teilchen auf der Sollbahn gegeben durch f_0 und $B\rho_0$.

Der Fehler σ_i des so bestimmten Massenwerts m_i wird nach Gl. 3.16 aus dem Fehler des α_p Polynoms abgeleitet. Der Fehler des α_p Polynoms ergibt sich aus der mittleren quadratischen Abweichung der Fitstützstellen, also der Referenzkerne, zum Polynom, gewichtet nach dem Quadrat der Massenfehler dm_{Ref} der Referenzkerne.

$$\sigma_i = \sqrt{\frac{\sum \frac{(m_i - m_{\text{Ref}})^2}{dm_{\text{Ref}}^2}}{\sum \frac{1}{dm_{\text{Ref}}^2}}} \quad (3.16)$$

Statistik

Wird ein Kern in N verschiedenen Spektren gemessen, ergibt sich der Massenwert m und der statistische Fehler σ_m des Ions in einem bestimmten Ladungszustand nach Gl.3.17 und Gl.3.18 als gewichtetes Mittel der Massenwerte der Einzelmessungen m_i aus den einzelnen Spektren [Ker96]. Der Gewichtungsfaktor ist $G_i = 1/\sigma_i^2$, mit den Fehlern der Einzelmessungen σ_i .

$$m = \frac{\sum_{i=1}^N m_i G_i}{\sum_{i=1}^N G_i} \quad (3.17)$$

$$\sigma_m = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (m_i - m)^2 G_i}{\sum_{i=1}^N G_i} + \frac{N}{\sum_{i=1}^N G_i}} \quad (3.18)$$

Als Einzelmessung wird die Massenbestimmung eines Nuklids in einem bestimmten Ladungszustand aus der Messung in einem einzigen Spektrum bezeichnet. Die Annahme der Unabhängigkeit der Einzelmessungen wird bestätigt durch die in guter Näherung gaußförmige Verteilung der Einzelmessungen (Abb. 3.10). Der statistische Fehler eines Nuklids σ_{stat} , für das nur eine einzige Einzelmessung vorliegt, wird dem mittleren statistischen Fehler $\bar{\sigma} = 65 \text{ keV}$ aller Einzelmessungen für e-Kerne (gemäß Abb. 3.10) gleichgesetzt.

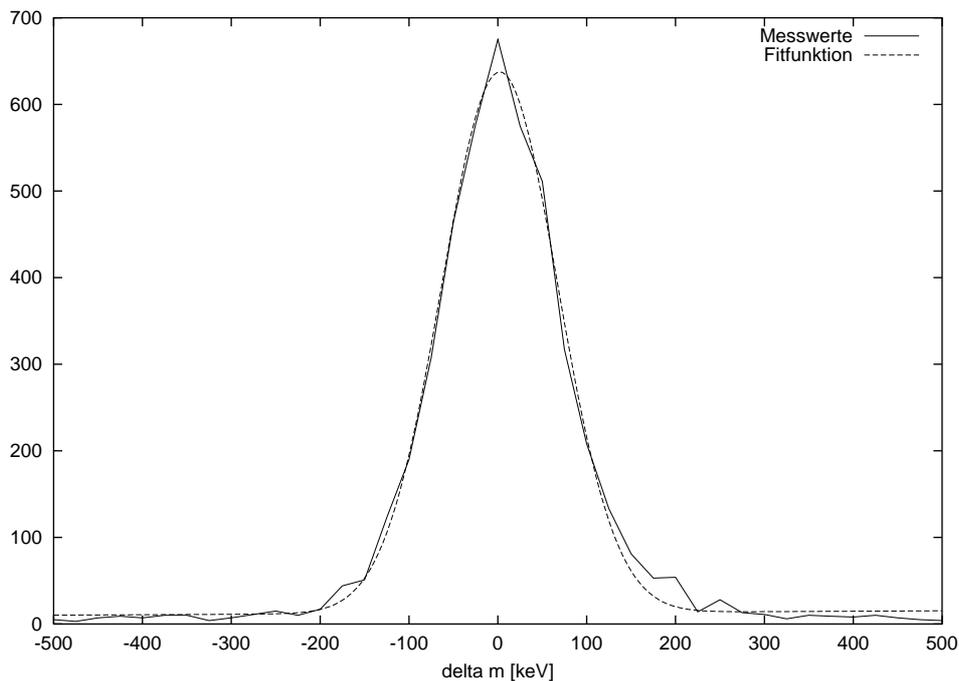


Abbildung 3.10: Abweichungen der Einzelmessungen der e-Kerne von ihrem nach Gl. 3.17 berechneten gewichteten Mittelwert in keV. An die Verteilung ist eine Gaußfunktion gefittet (gestrichelte Linie). Die Ähnlichkeit der Kurven bestätigt die Annahme einer Normalverteilung der Messwerte. Die Standardabweichung der Gaußkurve beträgt $\bar{\sigma} = 65 \text{ keV}$.

Der Gesamtwert m der Masse eines Atoms ergibt sich schließlich durch Mittelung über alle gemessenen Ladungszustände. Die Massenwerte eines Isotops in verschiedenen Ladungszuständen sind voneinander unabhängig, da sie in der Nähe verschiedener Referenzmassen und bei verschiedenen Einstellungen der Experimentparameter auftreten. Die Mittelung über die Ladungszustände erfolgt entsprechend Gl.3.17 und Gl.3.18. Die Summation erfolgt über die bis zu $N=4$ gemessenen Ladungszustände. Der Gewichtungsfaktor ist $G = 1/\sigma_{m_i}^2$. Der Fehler σ_{m_i} setzt sich, wie im folgenden beschrieben, aus dem statistischen und einem systematischen Anteil zusammen.

Systematischer Fehler

Der Fehler σ_{m_i} einer Atommasse in einem Ladungszustand setzt sich zusammen aus einem statistischen und einem systematischen Anteil.

$$\sigma_{m_i} = \sqrt{\sigma_{m_i, \text{stat}}^2 + \sigma_{\text{sys}}^2}$$

Die Größe des systematischen Fehlers wird bestimmt durch einen χ^2 -Test. Dabei wird geprüft, ob die gemessenen Werte von b-Kernen m^b innerhalb der Fehler mit den Werten der Datenbasis¹⁴ m^{Basis} übereinstimmen. Bei der Bestimmung der Werte der b-Kerne aus den Messdaten ist der Kern selbst als Referenzkern zur α_p Bestimmung nicht zugelassen, um Unvoreingenommenheit des Tests zu gewährleisten¹⁵.

Die Testgröße ist:

$$t = \chi^2 = \frac{1}{N-2} \sum_{i=1}^N \frac{(m_i^b - m_i^{\text{Basis}})^2}{\sigma_{m_i^b}^2 + \sigma_{m_i^{\text{Basis}}}^2}$$

Die Forderung von $\chi^2 = 1$ ergibt für den systematischen Fehler einen Wert von:

$$\sigma_{\text{sys}} = 16.2 \text{ keV}$$

Der systematische Fehler konnte in diesem Experiment gegenüber früheren Messungen also stark reduziert werden. In früheren Schottky Messungen wurden Werte von $\sigma_{\text{sys}} = 114 \text{ keV}$ [Beh95], $\sigma_{\text{sys}} = 83 \text{ keV}$ [Ker96], $\sigma_{\text{sys}} = 51 \text{ keV}$ [Rad98], $\sigma_{\text{sys}} = 100 \text{ keV}$ [Rad00] erreicht.

¹⁴der Umfang der Datenbasis wird in Abschnitt 3.1 beschrieben

¹⁵Die dadurch reduzierte Anzahl von Fitstützstellen im α_p -Polynom und der damit verbundene Genauigkeitsverlust wurde nicht quantitativ bestimmt, dürfte jedoch wegen der meist relativ großen Zahl verbleibender Stützstellen vernachlässigbar sein. Genau genommen ist deswegen der unten berechnete systematische Fehler als obere Schranke zu werten, wenn er auf die e-Kerne (berechnet mit einem α_p -Polynom mit der vollen Stützstellenzahl) angewendet wird.

3.4.2 Indirekte Messungen über α -Zerfallsketten

Die Kerne, deren Massen im vorliegenden Experiment bestimmt werden konnten, sind im Bereich von Tm bis Po vielfach Endkerne oder Mitglieder von α -Zerfallsketten. Ausgehend von der direkt gemessenen Masse m_{TCAP} eines Nuklids einer α -Zerfallskette, können, falls die entsprechenden Q_α -Werte gut bekannt sind, die Massen m_N bis zum N-ten Mutternuklid mittels Gl. 3.19 und 3.20 bestimmt werden. Außerdem können die Massenwerte der direkt gemessenen Kerne der α -Kette verbessert werden¹⁶. Das Mutternuklid m_N geht durch N α -Zerfälle in das direkt gemessene Nuklid m_{TCAP} über.

$$m_N = m_{TCAP} + Nm_{\text{He}} + \sum_{i=1}^N Q_{\alpha,i}/c^2 \quad (3.19)$$

$$\sigma_{m_N} = \sqrt{\sigma_{m_{TCAP}}^2 + \sum_{i=1}^N \sigma_{Q_{\alpha,i}/c^2}^2} \quad (3.20)$$

Aus jeder direkt gemessenen Masse eines Kerns einer α -Kette kann ein Wert für die Masse jedes übrigen Kerns der α -Kette bestimmt werden. Die so bestimmten Massenwerte für jedes Kettenmitglied, sowie gegebenenfalls der Massenwert aus der direkten Messung, werden entsprechend Gl. 3.17 und 3.18 mit den Fehlern σ_i der Einzelwerte gewichtet gemittelt. Dadurch erhöht sich die Genauigkeit, je mehr Kerne einer α -Kette direkt gemessen sind. Für die direkt gemessenen Kerne die auch Mitglieder von α -Ketten sind, ergeben sich daher in Tab. 4.4 Massenwerte, die geringfügig von den Werten in Tab. 4.2 abweichen. Aufgrund der größeren Statistik sind in diesen Fällen die Werte aus Tab. 4.4 vorzuziehen.

Als Referenz werden die Q_α -Werte aus der AME'95 [Aud95] verwendet. Diese Werte werden, falls vorhanden, mit Q_α -Werten aus neueren Messungen¹⁷ [Wap00] entsprechend Gl. 3.17 und 3.18 nach Fehlern gewichtet gemittelt. Als Referenzwerte dienen dann die in Tab. B.1 (Anhang B) angegebenen gemittelten Werte $\langle Q_\alpha \rangle$ mit Fehler $\sigma_{\langle Q_\alpha \rangle}$. Ist in Tab. B.1. für einen Q_α -Wert kein Mittelwert angegeben, so ist nur der angegebene Messwert bekannt welcher dann als Referenzwert verwendet wird.

Insgesamt können aus den Messdaten die Massen von 153 Kernen über bekannte α -Zerfallsketten bestimmt werden. 65 Kerne davon sind im vorliegenden Experiment auch direkt gemessen, für die Massenwerte dieser Kerne erhöht sich die Statistik. Die anderen 88 Massenwerte die aus α -Zerfallsketten bestimmt werden können, sind im Experiment nicht direkt gemessen. Die Ergebnisse der Massenbestimmung durch α -Zerfallsketten sind in Abschnitt 4.4 angegeben.

¹⁶Das ist möglich wenn 2 oder mehr Nuklide derselben α -Kette gemessen sind.

¹⁷Die verwendeten Q_α -Werte aus neueren Messungen sind im Anhang B aufgeführt.

Kapitel 4

Ergebnisse der *TCAP*-Schottky Massenmessungen

4.1 Übersicht über die gemessenen Kerne

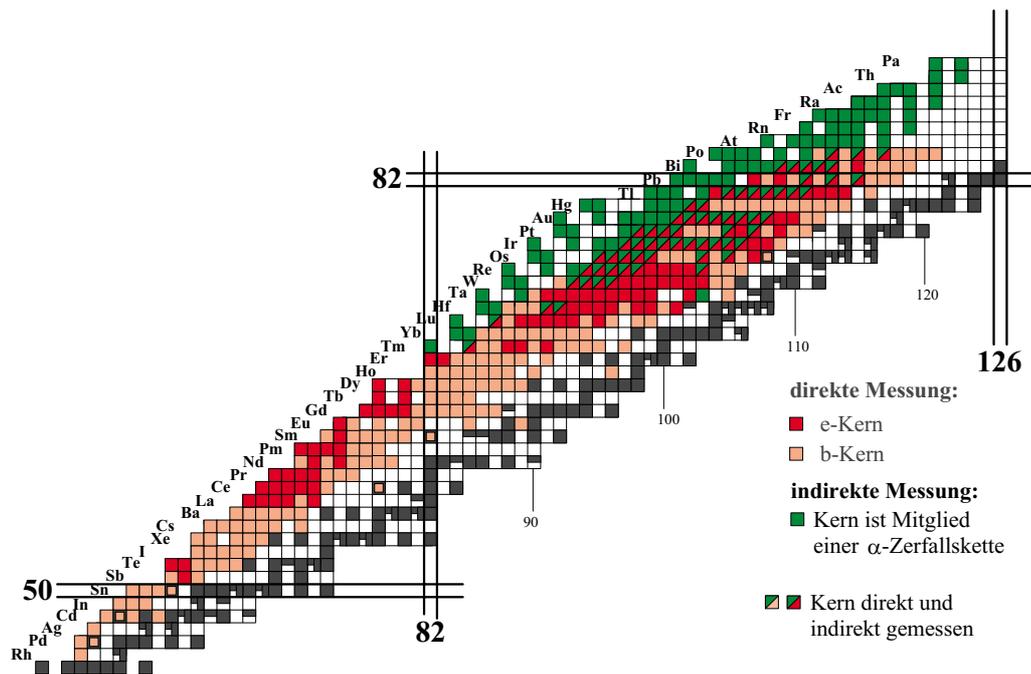


Abbildung 4.1: Nuklidkarte der mit der *TCAP*-Schottky Methode direkt (rot) und indirekt (grün) gemessenen Kerne. Entsprechend der Definition in Abschnitt 3.1 werden unbekannte Nuklide als *e-Kerne* und bekannte Nuklide als *b-Kerne* bezeichnet. Stabile Nuklide sind schwarz eingezeichnet.

Abb. 4.1 zeigt alle Kerne, deren Masse im vorliegende Experiment gemessen wurden. Insgesamt konnten die Massen von 434 Kernen bestimmt werden.

Davon konnten die Massen von 346 Kernen direkt (rot eingezeichnet) gemessen werden. Von den direkt gemessenen Kernen waren 152 Kerne bisher unbekannt oder mit einem Messfehler größer gleich 100 keV bekannt (in Abb. 4.1 dunkelrot markiert), 194 Kerne waren bekannt mit einem Fehler kleiner 100 keV (in Abb. 4.1 hellrot markiert). Die Massen von 88 zusätzlichen Kernen konnten über α -Zerfallsketten bestimmt werden. (grün eingezeichnet). In 65 Fällen sind direkt gemessene Kerne auch Mitglieder von α -Zerfallsketten (rot-grün markiert). Für diese Kerne konnte zum Teil die Genauigkeit des Massenwerts aus der direkten Messung verbessert werden.

4.2 Messwerte: unbekannte (e-)Kerne

Aus den im vorliegenden Experiment aufgenommenen Daten konnten die Massen von 152 e-Kernen gewonnen werden. e-Kerne sind unbekannte Kerne im Sinne der Definition in Abschnitt 3.1. In der Tabelle 4.2 sind die Messergebnisse zu jedem gemessenen e-Kern angegeben. Blaue Schrift bedeutet, ein Ladungszustand des Kerns wurde in einer Mischung mit einem dichtliegenden Ion gemessen (s. Kap. 5.2). Wurde der Kern in keinem weiteren, ungestörten Ladungszustand gemessen, wird der Massenwert nicht weiterverwendet, die **ganze Zeile** ist blau. Gibt es Messungen des Kerns in Ladungszuständen ohne dichtliegenden Nachbarkern, sind die Messungen aus den Mischpeaks nicht in dem (schwarz) angegebenen Massenwert enthalten, **nur die Zahl der Messungen** in gestörten Ladungszuständen ist blau.

In der ersten Spalte bezeichnet ein $^{(m)}$ nach dem Elementnamen ein Isomer, dessen Masse getrennt von der des Grundzustands gemessen wurde.

In der zweiten Spalte ist der atomare Massenwert m in u mit Fehler σ_m in μu angegeben. In der dritten Spalte bezeichnen X und σ_X den Massenexzess mit Fehler in keV.

In der vierten Spalte bezeichnet $^{\otimes}$ einen Kern, bei dem eine Mischung¹ aus Grundzustand und isomeren Zustand gemessen wurde (s. Kap. 5.3). Die atomaren Massenwerte und die Massenexzesse in den Spalten zwei und drei beziehen sich in der gesamten Tabelle auf den Grundzustand des jeweiligen Nuklids, sofern es nicht mit $^{(m)}$ gekennzeichnet ist. Bei den mit $^{\otimes}$ gekennzeichneten Kernen wurde der gemessene effektive Massenwert nach Gl. 3.1 und Gl. 3.2 auf den Massenwert des Grundzustands des Kerns umgerechnet. In der fünften Spalte ist die Anzahl der Spektren aufgeführt, in denen das jeweilige Nuklid in den Ladungszuständen nackt ($0e^-$) bis lithium-ähnlich ($3e^-$) gemessen wurde. Ein 'd' bei der Spektrenzahl bedeutet, dass für diesen Ladungszustand des Nuklids ein dichtliegendes Ion mit einem geringen Abstand $\Delta(m/q)$ existiert (s. jeweils Kap. 5.2).

¹Dies gilt für Kerne mit einem nicht aufgelösten, dichtliegenden isomeren Zustand entsprechend der Definition in Abschnitt 3.1.

Nuklid	m [u]	σ_m [μ u]	X [keV]	σ_X [keV]		Messungen			
						0e ⁻	1e ⁻	2e ⁻	3e ⁻
¹¹⁴ ₅₁ Sb	113.909272	33	-84512	31		6			
¹¹⁴ ₅₂ Te	113.911981	67	-81988	62		20			
¹¹⁵ ₅₂ Te	114.911730	38	-82223	35	⊗	14			
¹²⁵ ₅₇ La	124.920624	95	-73938	88		20			
¹²⁶ ₅₇ La	125.919440	36	-75041	34		14			
¹²⁷ ₅₇ La	126.916351	37	-77918	35	⊗	12			
¹²⁸ ₅₇ La	127.915571	115	-78645	108	⊗	14			
¹³⁰ ₅₇ La	129.912345	26	-81649	24		11			
¹²⁷ ₅₈ Ce	126.922778	110	-71932	102	⊗	10	2		
¹²⁸ ₅₈ Ce	127.918936	24	-75510	22		16			
¹²⁹ ₅₈ Ce	128.918121	21	-76269	20		9			
¹³⁰ ₅₈ Ce	129.914723	16	-79434	15		17	6		
¹³¹ ₅₈ Ce	130.914404	30	-79732	28	⊗	20			
¹²⁹ ₅₉ Pr	128.925068	110	-69799	103	⊗	2			
¹³⁰ ₅₉ Pr	129.923613	19	-71154	18		9 ^d			
¹³¹ ₅₉ Pr	130.920245	60	-74291	56	⊗	10	2		
¹³² ₅₉ Pr	131.919210	112	-75255	104	⊗	15			
¹³³ ₆₀ Nd	132.922358	51	-72323	47	⊗	10	3		
¹³⁵ ₆₀ Nd	134.918190	89	-76205	83	⊗	21	3		
¹³³ ₆₁ Pm	132.929753	78	-65435	73	⊗		2		
¹³⁴ ₆₁ Pm	133.928427	27	-66669	25		8			
¹³⁵ ₆₁ Pm	134.924816	222	-70033	207	⊗	9	5		
¹³⁶ ₆₁ Pm	135.923562	272	-71201	254	⊗	13	4		
¹³⁷ ₆₂ Sm	136.926902	93	-68090	87	⊗	12	3		
¹³⁸ ₆₃ Eu	137.933747	70	-61714	65		3			
¹⁴¹ ₆₄ Gd	140.932306	137	-63056	128	⊗	4			
¹⁴² ₆₄ Gd	141.928115	22	-66960	20		10			
¹⁴³ ₆₄ Gd	142.927001	58	-67998	54	⊗	17	19		
¹⁴⁴ ₆₄ Gd	143.922934	19	-71786	18		23	16		
¹⁴³ ₆₅ Tb	142.934775	226	-60757	211	⊗	1			
¹⁴⁵ ₆₅ Tb	144.929290	109	-65866	101	⊗	9	7		
¹⁴⁴ ₆₆ Dy	143.938922	64	-56893	60		2			
¹⁴⁶ ₆₆ Dy	145.932767	78	-62626	73		7	2		
¹⁵⁰ ₆₈ Er	149.937899	22	-57846	20		4			
¹⁵¹ ₆₈ Er	150.937404	23	-58307	21		9	2		
¹⁵¹ ₆₈ Er ^(m)	150.940205	65	-55699	61		2			
¹⁵⁴ ₆₉ Tm	153.941710	71	-54296	66			1		
¹⁵⁷ ₆₉ Tm	156.936976	21	-58706	20		35			

Tab. 4.2: Messwerte unbekannte Kerne

Nuklid	m [u]	σ_m [μ u]	X [keV]	σ_X [keV]		Messungen			
						0e ⁻	1e ⁻	2e ⁻	3e ⁻
¹⁵⁸ ₆₉ Tm	157.937011	44	-58673	41		17			
¹⁶⁰ ₆₉ Tm	159.935259	92	-60305	86	⊗	1	8	7 ^d	
¹⁵⁸ ₇₁ Lu	157.949255	24	-47268	22		3	7		
¹⁶⁰ ₇₁ Lu	159.946018	110	-50284	103	⊗	15	15		
¹⁶¹ ₇₁ Lu	160.943573	66	-52561	61		37			
¹⁶² ₇₁ Lu	161.943203	241	-52906	224	⊗	38			
¹⁶³ ₇₁ Lu	162.941234	22	-54740	20			20		
¹⁶⁴ ₇₁ Lu	163.941353	27	-54629	25			10		
¹⁶⁶ ₇₁ Lu	165.939788	378	-56087	352	⊗	13 ^d			
¹⁶³ ₇₂ Hf	162.947109	20	-49267	19		38			
¹⁶⁴ ₇₂ Hf	163.944390	19	-51800	18		38			
¹⁶⁵ ₇₂ Hf	164.944548	32	-51652	30		9			
¹⁶⁶ ₇₂ Hf	165.942299	377	-53748	351			13 ^d		
¹⁶⁷ ₇₂ Hf	166.942593	58	-53474	54			4		
¹⁶⁸ ₇₂ Hf	167.940616	20	-55316	19		29 ^d	4	8	
¹⁷⁰ ₇₂ Hf	169.939704	73	-56165	68		2	2		
¹⁷¹ ₇₂ Hf	170.940495	80	-55428	74	⊗		3		
¹⁷³ ₇₂ Hf	172.940523	89	-55402	83		1			
¹⁶⁴ ₇₃ Ta	163.953515	17	-43300	16		13	20		
¹⁶⁵ ₇₃ Ta	164.950798	18	-45831	17		40	8		
¹⁶⁶ ₇₃ Ta	165.950515	19	-46094	18		38			
¹⁶⁷ ₇₃ Ta	166.948136	72	-48310	67		7		1	
¹⁶⁸ ₇₃ Ta	167.948101	33	-48343	31			10		
¹⁶⁹ ₇₃ Ta	168.945967	40	-50330	37		1	29		
¹⁷⁰ ₇₃ Ta	169.946141	27	-50169	25		28	16	3	
¹⁷¹ ₇₃ Ta	170.944480	27	-51716	25		38		7	
¹⁷² ₇₃ Ta	171.944903	26	-51322	24		20	3	5	
¹⁷⁵ ₇₃ Ta	174.943666	66	-52474	61		9			
¹⁶⁷ ₇₄ W	166.954828	19	-42077	18		28	13		
¹⁶⁸ ₇₄ W	167.951839	23	-44861	21		39		7	
¹⁶⁹ ₇₄ W	168.951753	25	-44941	23		28		1	
¹⁷⁰ ₇₄ W	169.949181	28	-47338	26			32	16	
¹⁷¹ ₇₄ W	170.949424	21	-47111	20			37		
¹⁷² ₇₄ W	171.947305	21	-49085	20		2	40	3	
¹⁷³ ₇₄ W	172.947079	381	-49296	355		23 ^d			
¹⁷⁴ ₇₄ W	173.946064	25	-50241	23		33		9	
¹⁷⁵ ₇₄ W	174.946773	49	-49580	46			14		
¹⁷⁶ ₇₄ W	175.945641	31	-50635	29			7		
¹⁷⁷ ₇₄ W	176.946623	63	-49720	59		17	10		

Tab. 4.2: Fortsetzung

Nuklid	m [u]	σ_m [μ u]	X [keV]	σ_X [keV]		Messungen			
						0e ⁻	1e ⁻	2e ⁻	3e ⁻
¹⁶⁹ ₇₅ Re	168.958800	102	-38377	95	⊗	4	11		
¹⁷⁰ ₇₅ Re	169.958248	25	-38891	23		14			
¹⁷¹ ₇₅ Re	170.955705	20	-41260	19		32		1	
¹⁷² ₇₅ Re	171.955449	216	-41499	201	⊗			23	
¹⁷³ ₇₅ Re	172.953161	377	-43630	351			34 ^d		
¹⁷⁴ ₇₅ Re	173.953060	22	-43723	20		2	45		
¹⁷⁵ ₇₅ Re	174.951410	27	-45261	25		38	11	10	
¹⁷⁶ ₇₅ Re	175.951613	30	-45072	28		43		10	
¹⁷⁷ ₇₅ Re	176.950330	28	-46267	26		24	10	8	
¹⁷⁸ ₇₅ Re	177.950890	27	-45745	25			16 ^d		
¹⁷¹ ₇₆ Os	170.963182	31	-34295	29		1	7		
¹⁷² ₇₆ Os	171.960031	28	-37230	26		14			
¹⁷³ ₇₆ Os	172.959658	56	-37578	52		29		1	
¹⁷⁴ ₇₆ Os	173.957057	45	-40001	42		20		28	
¹⁷⁵ ₇₆ Os	174.957051	24	-40007	22			26		
¹⁷⁹ ₇₆ Os	178.953800	29	-43034	27		37	4	11	
¹⁸¹ ₇₆ Os	180.953190	28	-43603	26	⊗	1	32		
¹⁸³ ₇₆ Os	182.953105	65	-43682	61	⊗	24			
¹⁷⁴ ₇₇ Ir	173.966962	70	-30774	65		2			
¹⁷⁵ ₇₇ Ir	174.964172	25	-33373	23		19			
¹⁷⁶ ₇₇ Ir	175.963628	51	-33880	48		21		1	
¹⁷⁷ ₇₇ Ir	176.961225	24	-36118	22			14	8	
¹⁷⁸ ₇₇ Ir	177.961057	29	-36274	27			9		
¹⁷⁹ ₇₇ Ir	178.959149	35	-38052	33		2	48	1	
¹⁸⁰ ₇₇ Ir	179.959195	36	-38009	34		23 ^d	15	3	
¹⁸¹ ₇₇ Ir	180.957592	21	-39502	20		51	1	14	
¹⁸² ₇₇ Ir	181.958104	38	-39026	35		8	20	16	
¹⁸³ ₇₇ Ir	182.956833	25	-40209	23			19	6	
¹⁸⁴ ₇₇ Ir	183.957459	39	-39626	36		22	31		
¹⁸⁵ ₇₇ Ir	184.956680	29	-40352	27		10	6		
¹⁷⁶ ₇₈ Pt	175.968901	71	-28968	66			1		
¹⁷⁷ ₇₈ Pt	176.968474	30	-29366	28		7			
¹⁷⁸ ₇₈ Pt	177.965648	20	-31998	19		28		4	
¹⁷⁹ ₇₈ Pt	178.965363	27	-32263	25				8	
¹⁸³ ₇₈ Pt	182.961565	23	-35802	21	⊗	54	6	18	
¹⁸⁴ ₇₈ Pt	183.959918	27	-37335	25		49	20	19	
¹⁸⁵ ₇₈ Pt	184.960560	46	-36738	43	⊗	8	8	8	
¹⁸⁷ ₇₈ Pt	186.960517	29	-36778	27		26	16		
¹⁸⁰ ₇₉ Au	179.972491	28	-25624	26		7			

Tab. 4.2: Fortsetzung

Nuklid	m [u]	σ_m [μ u]	X [keV]	σ_X [keV]		Messungen			
						0e ⁻	1e ⁻	2e ⁻	3e ⁻
¹⁸¹ ₇₉ Au	180.970057	57	-27892	53		3		2	
¹⁸² ₇₉ Au	181.969651	43	-28269	40			4	3	
¹⁸³ ₇₉ Au	182.967590	19	-30189	18			38	5	
¹⁸⁴ ₇₉ Au	183.967428	33	-30340	30	⊗	25	47		
¹⁸⁵ ₇₉ Au	184.965792	28	-31864	26		51	15	7	
¹⁸⁶ ₇₉ Au	185.965989	15	-31680	14		50	8	42	
¹⁸⁷ ₇₉ Au	186.964522	51	-33047	47	⊗	16	26	24	
¹⁸⁸ ₇₉ Au	187.965324	62	-32300	58		1	32	10	
¹⁸⁹ ₇₉ Au	188.963981	91	-33551	85	⊗	31	32		
¹⁸² ₈₀ Hg	181.974649	63	-23614	59		2			
¹⁸³ ₈₀ Hg	182.974364	108	-23880	101	⊗	4			
¹⁸⁵ ₈₁ Tl	184.978712	168	-19830	156	⊗	5			
¹⁸⁶ ₈₁ Tl	185.978479	96	-20046	89	⊗			1	
¹⁸⁷ ₈₁ Tl	186.976005	131	-22351	122	⊗		34 ^d	6	
¹⁸⁸ ₈₁ Tl	187.975949	74	-22403	69	⊗	2	36	3	
¹⁸⁹ ₈₁ Tl	188.973759	104	-24443	97	⊗	35 ^d	32		5
¹⁹⁰ ₈₁ Tl	189.973833	540	-24374	503	⊗	48	11		
¹⁹¹ ₈₁ Tl	190.971893	109	-26182	102	⊗	49	7	28	
¹⁹² ₈₁ Tl	191.972251	81	-25848	75	⊗	7	32	21	
¹⁹³ ₈₁ Tl	192.970629	134	-27359	125	⊗	5	32	9	
¹⁹⁴ ₈₁ Tl	193.971299	242	-26735	225	⊗	16	32		
¹⁹⁵ ₈₁ Tl	194.969856	174	-28079	162	⊗	19	10		
¹⁸⁹ ₈₂ Pb	188.980867	94	-17823	87	⊗			4	
¹⁹¹ ₈₂ Pb	190.978194	79	-20312	74	⊗	20	40	3	
¹⁹³ ₈₂ Pb	192.976134	100	-22231	93	⊗	51	5	32	
¹⁹⁵ ₈₂ Pb	194.974621	75	-23640	70	⊗	6	31	10	
¹⁹⁷ ₈₂ Pb	196.973351	121	-24823	113	⊗	11 ^d	7 ^d		
¹⁹² ₈₃ Bi	191.985483	106	-13522	99	⊗		5		
¹⁹³ ₈₃ Bi	192.982984	62	-15850	58			15		1
¹⁹⁴ ₈₃ Bi	193.982767	546	-16052	509	⊗	2 ^d	16		
¹⁹⁵ ₈₃ Bi	194.980415	146	-18243	136	⊗	23	4	19	
¹⁹⁶ ₈₃ Bi	195.980679	105	-17997	97	⊗	27	34	25	
¹⁹⁸ ₈₃ Bi	197.979019	151	-19544	140	⊗	6	32	6	
¹⁹⁷ ₈₄ Po	196.985496	145	-13511	135	⊗		1		
¹⁹⁹ ₈₄ Po	198.983557	127	-15317	118	⊗	5	17	8	
²⁰¹ ₈₄ Po	200.982488	168	-16312	157	⊗	8	31		

Tab.4.2: Atomare Massenwerte aller gemessenen unbekanntenen Kerne (e-Kerne), sowie Häufigkeit der gemessenen Ladungszustände der Ionen. Bei den mit '⊗' gekennzeichneten Kernen wurde eine Mischung aus Grund- und isomeren Zustand gemessen. Die angegebenen atomaren Massenwerte und

Massenexzesse beziehen sich in der gesamten Tabelle auf den Grundzustand des jeweiligen Nuklids, sofern es nicht mit $^{(m)}$ gekennzeichnet ist. Ein 'd' bei der Spektrenzahl in der 5. Spalte bedeutet, dass für diesen Ladungszustand des Nuklids ein dichtliegendes Ion mit einem geringen Abstand $\Delta(m/q)$ existiert (s. jeweils Kap. 5.2). Blau angegeben sind Werte, die als Mischung mit einem dichtliegenden Nachbarion gemessen sind (s. Anfang des Abschnitts).

4.3 Messwerte: bekannte (b-)Kerne

Aus den Experimentdaten konnten die Massen von 194 b-Kernen nachgemessen werden. b-Kerne sind bekannte Kerne im Sinne der Definition in Abschnitt 3.1. In der Tabelle 4.3 sind die Messergebnisse zu jedem gemessenen b-Kern angegeben. Blaue Schrift bedeutet, ein Ladungszustand des Kerns wurde in einer Mischung mit einem dichtliegenden Ion gemessen (s. Kap. 5.2). Wurde der Kern in keinem weiteren, ungestörten Ladungszustand gemessen, wird der Massenwert nicht weiterverwendet, die **ganze Zeile** ist blau. Gibt es Messungen des Kerns in Ladungszuständen ohne dichtliegenden Nachbarkern, sind die Messungen aus den Mischpeaks nicht in dem (schwarz) angegebenen Massenwert enthalten, **nur die Zahl der Messungen** in gestörten Ladungszuständen ist blau.

In der ersten Spalte bezeichnet ein $^{(m)}$ nach dem Elementnamen ein Isomer, dessen Masse getrennt von der des Grundzustands gemessen wurde.

In der zweiten Spalte ist der atomare Massenwert m in u mit Fehler σ_m in μu angegeben. In der dritten Spalte bezeichnen X und σ_X den Massenexzess mit Fehler in keV.

In der vierten Spalte kennzeichnet 'R' einen Referenzkern, falls der Ladungszustand in Spalte fünf nicht mit d bezeichnet ist. Ein ' \otimes ' markiert einen Kern, bei dem eine Mischung² aus Grundzustand und isomeren Zustand gemessen wurde (s. Kap. 5.1 und 5.3). Die atomaren Massenwerte und die Massenexzesse in den Spalten zwei und drei beziehen sich in der gesamten Tabelle auf den Grundzustand des jeweiligen Nuklids, sofern es nicht mit $^{(m)}$ gekennzeichnet ist. Bei den mit ' \otimes ' gekennzeichneten Kernen wurde der gemessene effektive Massenwert nach Gl. 3.1 und Gl. 3.2 auf den Massenwert des Grundzustands des Kerns umgerechnet.

In der fünften Spalte ist die Anzahl der Spektren aufgeführt, in denen das jeweilige Nuklid in den Ladungszuständen nackt ($0e^-$) bis lithium-ähnlich ($3e^-$) gemessen wurde. Ein ' d ' bei der Spektrenzahl bedeutet, dass für diesen Ladungszustand des Nuklids ein dichtliegendes Ion mit einem geringen Abstand $\Delta(m/q)$ existiert (s. jeweils Kap. 5.2). In dem Ladungszustand q^d

²Dies gilt für Kerne mit einem nicht aufgelösten, dichtliegenden isomeren Zustand entsprechend der Definition in Abschnitt 3.1.

wird der Kern nicht als Referenzkern verwendet.

In der sechsten Spalte ist ein Maß für die Übereinstimmung von Messwert und Literaturwert ³ angegeben. Es gilt: $\delta := m_{TCAP} - m_{Lit}$ und

$\sigma := \sqrt{\sigma_{TCAP}^2 + \sigma_{Lit}^2}$. Statistisch wird der Wert $|\delta|/\sigma$ für 32% der Fälle größer 1 und für 0.3% der Fälle größer 3 erwartet.

In der siebten Spalte ist die Differenz δ zwischen gemessenem Massenwert und Literaturwert in keV angegeben.

Nuklid	m [u]	σ_m [μ u]	X [keV]	σ_X [keV]		Messungen				$ \delta /\sigma$	δ [keV]
						0e ⁻	1e ⁻	2e ⁻	3e ⁻		
¹⁰⁰ ₄₅ Rh	99.908100	43	-85604	40	R [⊗]	10				0.32	-15.06
¹⁰¹ ₄₆ Pd	100.908290	19	-85427	18	R	12				0.03	0.70
¹⁰² ₄₆ Pd	101.905619	24	-87915	22	R	6				0.44	10.68
¹⁰³ ₄₇ Ag	102.908990	52	-84775	48	R [⊗]	14				0.30	16.59
¹⁰⁵ ₄₈ Cd	104.909496	19	-84304	18	R	12				1.19	26.08
¹⁰⁶ ₄₈ Cd	105.906454	59	-87137	55	R	2				0.06	-3.52
¹⁰⁷ ₄₈ Cd	106.906605	21	-86997	20	R	9				0.40	-8.87
¹⁰⁹ ₄₈ Cd	108.904973	71	-88517	66	R	1				0.17	-12.07
¹⁰⁷ ₄₉ In	106.909954	244	-83877	227	⊗	12				1.29	-315.48
¹⁰⁸ ₄₉ In	107.909706	23	-84108	21	R [⊗]	7				0.18	-8.28
¹⁰⁹ ₄₉ In	108.906801	233	-86814	217	⊗	10				1.41	-329.25
¹⁰⁹ ₅₀ Sn	108.911315	20	-82609	19	R	9				1.18	26.47
¹¹⁰ ₅₀ Sn	109.907855	18	-85832	17	R	20				0.10	2.50
¹¹¹ ₅₀ Sn	110.907710	20	-85967	19	R	10				1.11	-23.57
¹¹² ₅₀ Sn	111.904806	28	-88672	26	R	7				0.48	-13.63
¹¹² ₅₁ Sb	111.912489	47	-81516	44	R	3				1.68	88.04
¹¹³ ₅₁ Sb	112.909361	20	-84430	19	R	12				0.53	-15.67
¹¹⁵ ₅₁ Sb	114.906591	25	-87009	23	R	11				0.22	-6.91
¹¹⁶ ₅₂ Te	115.908481	21	-85249	20	R	10				0.40	38.91
¹¹⁷ ₅₂ Te	116.908674	28	-85069	26		15				1.11	37.39
¹¹⁷ ₅₂ Te ^(m)	116.908980	71	-84784	66		1				0.09	6.43
¹¹⁸ ₅₂ Te	117.905837	29	-87712	27	R	5				0.32	10.74
¹¹⁹ ₅₂ Te	118.906369	111	-87217	103	⊗	7^d				0.36	-37.30
¹¹⁷ ₅₃ I	116.913637	19	-80446	18	R	10				0.01	0.50
¹¹⁸ ₅₃ I	117.913092	71	-80954	66	⊗	10				2.47	-264.31
¹¹⁹ ₅₃ I	118.910111	24	-83731	22	R	14				0.86	-59.55
¹²⁰ ₅₃ I	119.909760	199	-84058	186	⊗	9				1.34	-267.79
¹²¹ ₅₃ I	120.907410	66	-86246	61	R	2				0.61	40.98

Tab. 4.3: Messwerte bekannte Kerne und Referenzkerne

³Als Literaturwerte werden die Werte der Datenbasis (Abschnitt 3.1) verwendet. Für die mit '*' gekennzeichneten Kerne, wird für den Literaturwert der nach Gl. 3.1 und Gl. 3.2 berechnete Wert der Mischung aus Grund- und isomeren Zustand verwendet.

Nuklid	m [u]	σ_m [μ u]	X [keV]	σ_X [keV]		Messungen				$ \delta /\sigma$	δ [keV]
						0e ⁻	1e ⁻	2e ⁻	3e ⁻		
¹¹⁸ ₅₄ Xe	117.916198	21	-78061	20	R	9	1			0.99	23.65
¹¹⁹ ₅₄ Xe	118.915407	21	-78798	20	R	10	2			0.20	-4.86
¹²¹ ₅₄ Xe	120.911440	24	-82492	22	R	17				0.90	-24.20
¹²² ₅₄ Xe	121.908352	21	-85369	20	R	19				0.62	-15.05
¹²³ ₅₄ Xe	122.908474	25	-85255	23	R	10				0.39	-10.41
¹²⁰ ₅₅ Cs	119.920700	78	-73867	73	R [⊗]	4				0.26	20.84
¹²¹ ₅₅ Cs	120.917222	31	-77107	29	R [⊗]	17				0.82	28.02
¹²² ₅₅ Cs	121.916198	54	-78061	50	R [⊗]	10				1.45	81.93
¹²³ ₅₅ Cs	122.912995	61	-81045	57	R [⊗]	13				0.05	3.25
¹²⁴ ₅₅ Cs	123.912001	168	-81971	156	⊗	6				1.36	-228.82
¹²⁵ ₅₅ Cs	124.909740	25	-84076	23	R	10				0.13	3.36
¹²⁷ ₅₅ Cs	126.907390	71	-86265	66	R		1			0.36	-25.65
¹²³ ₅₆ Ba	122.918778	19	-75658	18	R	16				0.05	1.21
¹²⁴ ₅₆ Ba	123.915071	19	-79111	18	R	15				0.71	-16.84
¹²⁵ ₅₆ Ba	124.914470	20	-79671	19	R	14				0.24	-5.67
¹²⁶ ₅₆ Ba	125.911207	23	-82709	21	R	23				1.30	-35.13
¹²⁷ ₅₆ Ba	126.911053	36	-82854	33	R [⊗]	17				0.95	-35.70
¹²⁸ ₅₆ Ba	127.908337	64	-85383	60	R	2				0.41	26.48
¹²⁹ ₅₇ La	128.912600	65	-81413	61	R [⊗]	16				0.77	-62.92
¹³² ₅₈ Ce	131.911452	22	-82482	20	R	17				0.31	-11.92
¹³⁶ ₅₈ Ce	135.907145	71	-86494	66	R	1				0.07	6.14
¹³³ ₅₉ Pr	132.916349	28	-77920	26		12 ^d				0.74	23.61
¹³⁴ ₅₉ Pr	133.915713	216	-78513	201	⊗	30				0.03	-5.82
¹³⁵ ₅₉ Pr	134.913239	60	-80817	56		7 ^d				2.11	122.84
¹³² ₆₀ Nd	131.923339	20	-71409	19	R	16				0.20	-10.25
¹³⁴ ₆₀ Nd	133.918796	20	-75640	19	R	22	2			0.21	4.97
¹³⁶ ₆₀ Nd	135.914974	20	-79200	19	R	26				0.05	-1.20
¹³⁷ ₆₀ Nd	136.914555	20	-79591	19		18				0.11	-2.49
¹³⁸ ₆₀ Nd	137.911877	71	-82086	66	R		1			0.90	-65.03
¹³⁹ ₆₀ Nd	138.911953	109	-82015	102	⊗	1 ^d				0.21	24.69
¹³⁷ ₆₁ Pm	136.920466	109	-74085	101	⊗	20	12			0.08	-8.43
¹³⁸ ₆₁ Pm	137.919538	281	-74950	262	⊗	23				0.12	-33.80
¹³⁹ ₆₁ Pm	138.916807	20	-77493	19	R	30				0.44	-10.32
¹³⁶ ₆₂ Sm	135.928344	23	-66747	21	R	9				2.19	58.88
¹³⁸ ₆₂ Sm	137.923236	17	-71505	16	R	10	8			0.24	-5.19
¹³⁹ ₆₂ Sm	138.922282	17	-72394	16		18	17			0.51	-10.84
¹³⁹ ₆₂ Sm ^(m)	138.922753	52	-71954	48		4				0.56	-30.11
¹⁴⁰ ₆₂ Sm	139.918981	20	-75468	19	R	29				0.44	-10.70
¹⁴¹ ₆₂ Sm	140.918528	66	-75891	62	R [⊗]	30				0.83	55.99

Tab. 4.3: Fortsetzung

Nuklid	m [u]	σ_m [μ u]	X [keV]	σ_X [keV]		Messungen				$ \delta /\sigma$	δ [keV]
						0e ⁻	1e ⁻	2e ⁻	3e ⁻		
¹⁴² ₆₂ Sm	141.915115	71	-79070	66	R	1				1.05	-74.86
¹⁴⁴ ₆₂ Sm	143.912000	22	-81971	20	R		5			0.20	4.54
¹³⁹ ₆₃ Eu	138.929769	22	-65419	20	R	4	1			0.70	-18.75
¹⁴¹ ₆₃ Eu	140.924947	40	-69911	38	R [⊗]	17	11			0.21	8.83
¹⁴³ ₆₃ Eu	142.920299	19	-74241	18	R	31				0.13	-2.99
¹⁴⁴ ₆₃ Eu	143.918798	69	-75639	64	R	2				0.31	-22.16
¹⁴⁸ ₆₃ Eu	148.918060	45	-76327	42		5 ^d				1.93	-88.31
¹⁵² ₆₃ Eu	151.921733	29	-72906	27	R [⊗]	8				0.25	-7.37
¹⁴⁵ ₆₄ Gd	144.921708	21	-72928	20	R	15				0.48	21.48
¹⁴⁵ ₆₄ Gd ^(m)	144.922493	36	-72197	34		14				0.05	2.71
¹⁴⁶ ₆₄ Gd	145.918313	19	-76090	18	R	31				0.36	7.06
¹⁴⁷ ₆₄ Gd	146.919091	26	-75366	24	R		7			0.07	1.76
¹⁴⁸ ₆₄ Gd	147.918132	45	-76260	42			5 ^d			0.48	20.21
¹⁴⁹ ₆₄ Gd	148.919322	26	-75151	24	R	7				0.50	-13.06
¹⁵⁰ ₆₄ Gd	149.918681	28	-75748	26	R	8				0.83	23.85
¹⁵¹ ₆₄ Gd	150.920341	31	-74202	29	R		4			0.09	-2.87
¹⁴⁷ ₆₅ Tb	146.924072	26	-70727	24	R [⊗]	30				1.12	32.38
¹⁴⁸ ₆₅ Tb	147.924308	38	-70507	36	R [⊗]	25		4		0.27	13.03
¹⁴⁹ ₆₅ Tb	148.923248	32	-71494	30	R [⊗]	8				0.18	5.79
¹⁵⁰ ₆₅ Tb	149.923385	179	-71367	166	⊗		9			1.40	-250.67
¹⁴⁷ ₆₆ Dy	146.930990	40	-64282	37	R	8				1.68	107.61
¹⁴⁷ ₆₆ Dy ^(m)	146.931803	28	-63524	26		12				2.04	115.21
¹⁴⁸ ₆₆ Dy	147.927166	17	-67843	16	R	21	19			0.38	8.58
¹⁴⁹ ₆₆ Dy	148.927280	19	-67738	18	R	36	2			1.01	-22.23
¹⁴⁹ ₆₆ Dy ^(m)	148.930123	27	-65089	25		4				2.16	-63.00
¹⁵⁰ ₆₆ Dy	149.925573	19	-69328	18	R	37				0.32	-6.29
¹⁵¹ ₆₆ Dy	150.926133	25	-68807	23	R	19				1.72	-43.66
¹⁵² ₆₆ Dy	151.924733	25	-70110	23			10 ^d			0.72	18.25
¹⁵³ ₆₆ Dy	152.925736	56	-69176	52	R		3			0.42	-23.46
¹⁵⁴ ₆₆ Dy	153.924430	22	-70392	20	R			18		0.29	7.01
¹⁵⁵ ₆₆ Dy	154.925670	51	-69237	48	R			6		1.41	-73.94
¹⁴⁹ ₆₇ Ho	148.933819	24	-61647	23	R [⊗]	8	10			0.81	26.62
¹⁵⁰ ₆₇ Ho	149.933427	127	-62013	118	⊗	12	20			0.48	-62.73
¹⁵¹ ₆₇ Ho	150.931684	27	-63636	25	R [⊗]	11	10			0.10	3.01
¹⁵² ₆₇ Ho	151.931729	61	-63594	57	R [⊗]	37				0.21	-13.91
¹⁵³ ₆₇ Ho	152.930167	31	-65049	29	R [⊗]	35				0.82	-25.90
¹⁵⁴ ₆₇ Ho	153.930469	111	-64767	103	⊗		10			1.07	-118.29
¹⁵⁵ ₆₇ Ho	154.929158	71	-65988	66	R		1			0.98	73.11
¹⁵⁷ ₆₇ Ho	156.928243	25	-66841	23	R	10				0.87	48.80

Tab. 4.3: Fortsetzung

Nuklid	m [u]	σ_m [μ u]	X [keV]	σ_X [keV]		Messungen				$ \delta /\sigma$	δ [keV]
						0e ⁻	1e ⁻	2e ⁻	3e ⁻		
¹⁵² ₆₈ Er	151.935054	44	-60496	41	R	3	3			0.50	-26.80
¹⁵³ ₆₈ Er	152.935045	19	-60505	18	R	21 ^d	15			2.06	-45.18
¹⁵⁴ ₆₈ Er	153.932789	20	-62606	19	R	41				0.54	11.37
¹⁵⁵ ₆₈ Er	154.933204	19	-62220	18	R	38				0.00	-0.06
¹⁵⁶ ₆₈ Er	155.931083	33	-64195	31	R		10			0.83	64.24
¹⁵⁷ ₆₈ Er	156.931897	21	-63437	20	R		22			0.57	-47.17
¹⁵⁹ ₆₈ Er	158.930614	377	-64633	351		13 ^d				0.18	-62.77
¹⁵⁵ ₆₉ Tm	154.939184	23	-56650	22	R [⊗]	17	19			0.25	-6.74
¹⁵⁶ ₆₉ Tm	155.938972	19	-56846	18	R	46				0.59	-37.21
¹⁵⁹ ₆₉ Tm	158.934963	28	-60581	26	R		5			1.97	148.43
¹⁶¹ ₆₉ Tm	160.933518	27	-61927	25	R	8				1.20	112.43
¹⁶² ₆₉ Tm	161.934066	45	-61417	42	R [⊗]	15				1.73	93.32
¹⁶³ ₆₉ Tm	162.932730	71	-62661	66	R		1			1.07	76.41
¹⁶⁴ ₆₉ Tm	163.933483	26	-61961	24	R [⊗]		7			0.91	29.48
¹⁶⁶ ₆₉ Tm	165.933572	56	-61878	52	⊗	8 ^d				0.30	17.27
¹⁵⁶ ₇₀ Yb	155.942819	18	-53264	17	R	16	11			0.68	-23.75
¹⁵⁷ ₇₀ Yb	156.942617	22	-53451	20	R	20	30			0.77	-41.91
¹⁵⁸ ₇₀ Yb	157.939860	15	-56019	14	R	37	20			0.00	-0.04
¹⁵⁹ ₇₀ Yb	158.940040	19	-55852	18	R	43				0.62	-18.37
¹⁶⁰ ₇₀ Yb	159.937528	21	-58191	20	R	25				0.53	-15.28
¹⁶¹ ₇₀ Yb	160.937908	26	-57837	24	R		11			0.18	5.68
¹⁶² ₇₀ Yb	161.935693	32	-59902	30	R	1	5			1.71	-63.58
¹⁶³ ₇₀ Yb	162.936349	24	-59290	22	R	18				0.57	17.48
¹⁶⁴ ₇₀ Yb	163.934477	21	-61033	20	R	28				0.08	-2.27
¹⁵⁹ ₇₁ Lu	158.946617	21	-49726	20	R	10	11			0.07	4.06
¹⁶⁵ ₇₁ Lu	164.939481	111	-56373	104	⊗	2	11			0.83	-113.08
¹⁶⁷ ₇₁ Lu	166.938270	32	-57501	30	R	9				0.30	-31.12
¹⁶⁹ ₇₁ Lu	168.937635	27	-58092	25	R [⊗]		10			0.44	-12.21
¹⁷⁰ ₇₁ Lu	169.938457	54	-57327	50	R [⊗]	5				0.24	-13.80
¹⁶⁰ ₇₂ Hf	159.950703	71	-45919	66	R	1				0.13	-9.85
¹⁶¹ ₇₂ Hf	160.950275	19	-46318	18	R	11	15			0.67	-48.53
¹⁶² ₇₂ Hf	161.947224	15	-49160	14	R	24	35			1.05	19.48
¹⁶⁹ ₇₂ Hf	168.941193	25	-54778	23	R	16				0.38	31.64
¹⁷² ₇₂ Hf	171.939409	56	-56440	52	R	3				0.67	-50.14
¹⁶³ ₇₃ Ta	162.954254	32	-42612	30	R		6			0.81	-62.12
¹⁷⁸ ₇₃ Ta	177.945686	129	-50593	120	⊗	1				0.39	-63.16
¹⁶⁶ ₇₄ W	165.955042	20	-41878	19	R	7	22			0.90	20.90
¹⁷⁸ ₇₄ W	177.945822	27	-50466	25	R	11				0.26	-26.47
¹⁷⁹ ₇₄ W	178.947000	107	-49369	99	R [⊗]	1				0.62	-67.29

Tab. 4.3: Fortsetzung

Nuklid	m [u]	σ_m [μ u]	X [keV]	σ_X [keV]		Messungen				$ \delta /\sigma$	δ [keV]
						0e ⁻	1e ⁻	2e ⁻	3e ⁻		
¹⁷⁹ ₇₅ Re	178.949995	29	-46579	27	R	4	10			0.18	10.65
¹⁸⁰ ₇₅ Re	179.951352	378	-45315	352			7 ^d			1.49	525.09
¹⁸¹ ₇₅ Re	180.950041	34	-46536	32	R	10				0.58	-21.50
¹⁷⁶ ₇₆ Os	175.954758	20	-42142	19	R		43 ^d			0.63	18.35
¹⁷⁷ ₇₆ Os	176.954945	19	-41968	18	R	38	43	1	1	0.42	25.54
¹⁷⁸ ₇₆ Os	177.953234	22	-43561	20	R	51	1	10		0.20	6.76
¹⁸⁰ ₇₆ Os	179.952336	47	-44398	44	R	3	12	5		0.16	-8.72
¹⁸² ₇₆ Os	181.952161	24	-44561	22	R	20	14			0.68	-23.73
¹⁸⁴ ₇₆ Os	183.952473	26	-44271	24	R	11				0.63	-16.61
¹⁸⁶ ₇₇ Ir	185.958009	22	-39115	20	R [⊗]	14				1.79	53.24
¹⁸⁰ ₇₈ Pt	179.963027	38	-34440	35	R		13 ^d	9		0.02	-0.55
¹⁸¹ ₇₈ Pt	180.963053	23	-34416	21	R	2	40			0.09	3.10
¹⁸² ₇₈ Pt	181.961208	17	-36134	16	R	41	33	20		1.11	-32.51
¹⁸⁶ ₇₈ Pt	185.959390	22	-37827	20	R	3	41			1.02	-37.97
¹⁸⁸ ₇₈ Pt	187.959383	18	-37834	17	R	26	10			0.61	-11.49
¹⁸⁹ ₇₈ Pt	188.960866	24	-36452	22	R	27				1.21	31.92
¹⁹⁰ ₇₉ Au	189.964722	181	-32862	169	⊗		10			0.12	21.43
¹⁹¹ ₇₉ Au	190.963719	102	-33795	95	R [⊗]	25				0.39	43.57
¹⁸⁴ ₈₀ Hg	183.971658	35	-26400	33	R		7	17		0.66	-26.40
¹⁸⁵ ₈₀ Hg	184.971840	44	-26231	41	R [⊗]		26	11		0.29	-14.60
¹⁸⁶ ₈₀ Hg	185.969368	21	-28533	20	R	1	45	5	2	0.97	27.48
¹⁸⁷ ₈₀ Hg	186.969793	90	-28138	84	R [⊗]	3 ^d	16	4		0.33	32.73
¹⁸⁸ ₈₀ Hg	187.967537	28	-30239	26	R	51	6	23		0.33	-11.09
¹⁸⁹ ₈₀ Hg	188.968240	98	-29585	91	⊗	31	32	32		0.60	69.37
¹⁹⁰ ₈₀ Hg	189.966329	24	-31363	22	R	11	12	10		0.64	19.67
¹⁹¹ ₈₀ Hg	190.967117	81	-30630	75	R [⊗]	7 ^d	26			0.17	-13.45
¹⁹² ₈₀ Hg	191.965574	28	-32067	26	R	30	21			0.96	-32.61
¹⁹³ ₈₀ Hg	192.966667	58	-31049	54	R [⊗]	25	10			0.35	20.93
¹⁹⁴ ₈₀ Hg	193.965437	23	-32195	21	R	27				0.83	22.78
¹⁹⁷ ₈₁ Tl	196.969573	27	-28342	25		10				0.96	-37.44
¹⁹⁰ ₈₂ Pb	189.978060	22	-20436	20	R		18	9		0.07	2.02
¹⁹² ₈₂ Pb	191.975758	20	-22581	19	R	34	12	6		0.03	0.73
¹⁹⁴ ₈₂ Pb	193.974045	16	-24177	15	R	16	11	24		1.87	45.08
¹⁹⁶ ₈₂ Pb	195.972748	33	-25384	31	R	35	12			0.36	-14.07
¹⁹⁸ ₈₂ Pb	197.972026	16	-26057	15	R	32	9			0.57	15.39
¹⁹⁹ ₈₂ Pb	198.973157	157	-25004	147	⊗	10				1.31	226.34
²⁰⁰ ₈₂ Pb	199.971795	27	-26272	25	R	10				0.63	-18.78
¹⁹⁷ ₈₃ Bi	196.978603	192	-19931	179	⊗	9	21	15		1.22	-234.94
¹⁹⁹ ₈₃ Bi	198.977295	239	-21149	223	⊗	32	32			1.25	-299.13

Tab. 4.3: Fortsetzung

Nuklid	m [u]	σ_m [μ u]	X [keV]	σ_X [keV]		Messungen				$ \delta /\sigma$	δ [keV]
						0e ⁻	1e ⁻	2e ⁻	3e ⁻		
²⁰⁰ ₈₃ Bi	199.978132	96	-20370	89	⊗	32	10			0.07	-9.61
²⁰¹ ₈₃ Bi	200.977069	25	-21360	23	R	32				2.30	89.91
²⁰² ₈₃ Bi	201.977738	25	-20736	23	R	18				1.13	63.08
¹⁹⁶ ₈₄ Po	195.985415	51	-13586	48	R			1	1	1.55	-84.84
¹⁹⁸ ₈₄ Po	197.983356	28	-15503	26	R	13	1	3		0.47	-15.78
²⁰⁰ ₈₄ Po	199.981800	22	-16953	20	R	3	28	6		0.39	11.81
²⁰² ₈₄ Po	201.980762	21	-17919	20	R	32	8			0.89	26.92
²⁰³ ₈₄ Po	202.981273	249	-17444	232	⊗	19				0.52	-134.40
²⁰⁴ ₈₄ Po	203.980273	23	-18375	21	R	29				1.20	-31.58
²⁰⁵ ₈₄ Po	204.981202	63	-17510	59	R	2				0.49	33.78

Tab.4.3: Atomare Massenwerte aller gemessenen bekannten Kerne (b-Kerne), sowie Häufigkeit der gemessenen Ladungszustände der Ionen. Bei den mit '⊗' gekennzeichneten Kernen wurde eine Mischung aus Grund- und isomeren Zustand gemessen. Die angegebenen atomaren Massenwerte und Massenexzesse beziehen sich in der gesamten Tabelle auf den Grundzustand des jeweiligen Nuklids, sofern es nicht mit '^(m)' gekennzeichnet ist. Ein 'd' bei der Spektrenzahl in der 5. Spalte bedeutet, dass für diesen Ladungszustand des Nuklids ein dichtliegendes Ion mit einem geringen Abstand $\Delta(m/q)$ existiert (s. jeweils Kap. 5.2). Blau angegeben sind Werte, die als Mischung mit einem dichtliegenden Nachbarion gemessen sind (s. Anfang des Abschnitts).

4.4 Messwerte: Kerne aus α -Zerfallsketten

In der Tab. 4.4 sind die Ergebnisse der Massenbestimmung über α -Zerfallsketten aufgelistet. Berücksichtigt sind alle α -Ketten, die mindestens einen direkt gemessenen e-Kern enthalten. Die Liste umfasst 65 direkt gemessene e-Kerne, die Mitglieder einer α -Zerfallskette sind, sowie 88 daraus abgeleitete Kernmassen. Die Massenwerte der 65 direkt gemessenen Kerne sind aufgrund der größeren Statistik den entsprechenden Werten aus Tab. 4.2 vorzuziehen (s. Abschnitt 3.4.2). Alle Kerne aus Tab. 4.4 sind nicht Mitglied der in Tab. 4.3 aufgeführten b-Kerne.

In der ersten Spalte ist der Elementname mit Massen- und Protonenzahl angegeben. Ein '^(m)' bedeutet, der angegebene Massenwert bezieht sich auf ein metastabiles Niveau (s. Text).

In der zweiten Spalte ist der atomare Massenwert m in u mit Fehler σ_m in μ u angegeben.

In der dritten Spalte bezeichnen X und σ_X den Massenexzess mit Fehler in keV.

In der vierten Spalte ist angegeben, welche Kerne der betreffenden α -Kette im Experiment direkt gemessen sind. Dabei bedeutet: 'd': der Kern selbst ist direkt gemessen, 't_i': der i-te Tochterkern, 'm_i': der i-te Mutterkern ist direkt gemessen. Ein '*' in Spalte 4 bedeutet, dass der betreffende Kern indirekt gemessen ist (s. dazu Abschnitt 4.5).

In der fünften und sechsten Spalte sind die aus den gemessenen Massenwerten berechneten 1- und 2-Protonen-Separationsenergien in keV angegeben.

Nuklid	m [u]	σ_m [μ u]	X [keV]	σ_X [keV]		S_p [keV]	S_{2p} [keV]
¹⁵¹ ₆₉ Tm	150.945491	70	-50774	65	m ₄ *m ₅ *	217 \pm 68	3678 \pm 69
¹⁵⁴ ₆₉ Tm	153.941591	83	-54407	77	d m ₁	1236 \pm 78	5402 \pm 83
¹⁵⁴ ₇₀ Yb	153.946379	22	-49947	20	t ₁	3235 \pm 29	4051 \pm 38
¹⁵⁵ ₇₀ Yb	154.945736	23	-50546	21	t ₁	3427 \pm 80	4664 \pm 24
¹⁵⁵ ₇₁ Lu	154.954329	70	-42542	65	m ₃ *m ₄ *	-116 \pm 68	3119 \pm 68
¹⁵⁸ ₇₁ Lu	157.949269	42	-47256	39	d t ₁	1131 \pm 64	5019 \pm 70
¹⁵⁸ ₇₂ Hf	157.954784	22	-42118	20	t ₂	2927 \pm 30	3458 \pm 38
¹⁵⁹ ₇₂ Hf	158.953954	23	-42892	21	t ₂	2924 \pm 45	4056 \pm 55
¹⁶³ ₇₂ Hf	162.947127	28	-49250	26	d m ₁ m ₂	3633 \pm 226	
¹⁶⁴ ₇₂ Hf	163.944387	15	-51803	14	d m ₁ m ₂ m ₃	4351 \pm 24	
¹⁵⁹ ₇₃ Ta	158.963000	30	-34465	28	m ₂ *m ₃ *	-363 \pm 35	2563 \pm 36
¹⁶² ₇₃ Ta	161.957282	79	-39791	74	t ₂ t ₁	814 \pm 102	4085 \pm 126
¹⁷⁶ ₇₃ Ta	175.944812	315	-51407	293	m ₂	4206 \pm 294	10406 \pm 294
¹⁶² ₇₄ W	161.963481	22	-34017	20	t ₃	2531 \pm 58	2685 \pm 39
¹⁶³ ₇₄ W	162.962481	24	-34948	22	t ₃	2445 \pm 77	3260 \pm 75
¹⁶⁷ ₇₄ W	166.954817	22	-42087	20	d t ₁ m ₁	3281 \pm 27	5012 \pm 36
¹⁶⁸ ₇₄ W	167.951828	15	-44871	14	d t ₁ m ₁ m ₂	3849 \pm 68	5701 \pm 28
¹⁶⁹ ₇₄ W	168.951746	30	-44948	28	d m ₁ m ₂	3893 \pm 42	6051 \pm 61
¹⁷⁰ ₇₄ W	169.949210	19	-47310	18	d m ₁ m ₂ m ₃	4268 \pm 41	6572 \pm 26
¹⁶³ ₇₅ Re	162.972063	30	-26023	28	m ₁ *m ₂ *	-705 \pm 35	1825 \pm 61
¹⁶⁶ ₇₅ Re	165.965951	93	-31716	87	t ₃ t ₂	195 \pm 123	2993 \pm 88
¹⁶⁸ ₇₅ Re	167.961553	22	-35812	20	t ₁	1013 \pm 29	4295 \pm 27
¹⁶⁹ ₇₅ Re ^(m)	168.958980	49	-38209	46	t ₁	626 \pm 48	4476 \pm 81
¹⁷⁰ ₇₅ Re	169.958256	28	-38884	26	d m ₁	1224 \pm 39	5118 \pm 40
¹⁷¹ ₇₅ Re	170.955603	92	-41355	86	d m ₁	1333 \pm 88	5602 \pm 93
¹⁷² ₇₅ Re	171.955393	48	-41550	45	d m ₁ m ₂	1728 \pm 49	5959 \pm 51
¹⁷³ ₇₅ Re	172.953137	50	-43652	47	m ₁ m ₂	1839 \pm 30	6496 \pm 34
¹⁷⁸ ₇₅ Re	177.950889	27	-45746	25	d m ₁ m ₂	3315 \pm 63	8917 \pm 295
¹⁶⁶ ₇₆ Os	165.972675	24	-25453	22	t ₄	2049 \pm 77	1825 \pm 40
¹⁶⁷ ₇₆ Os	166.971522	25	-26527	23	t ₄	2100 \pm 89	2295 \pm 90
¹⁷¹ ₇₆ Os	170.963184	22	-34293	20	d t ₂ t ₁	2698 \pm 33	3923 \pm 35
¹⁷² ₇₆ Os	171.960042	16	-37220	15	d t ₂ t ₁ m ₁	3154 \pm 87	4487 \pm 23

Tab. 4.4: Messwerte aus α -Zerfallsketten

Nuklid	m [u]	σ_m [μ u]	X [keV]	σ_X [keV]		S_p [keV]	S_{2p} [keV]
$^{173}_{76}\text{Os}$	172.959779	41	-37465	38	d t ₁ m ₁	3203 \pm 59	4932 \pm 43
$^{174}_{76}\text{Os}$	173.957047	18	-40010	17	d t ₁ m ₁ m ₂	3664 \pm 28	5503 \pm 26
$^{175}_{76}\text{Os}$	174.957012	32	-40043	30	d m ₁ m ₂	3607 \pm 36	
$^{179}_{76}\text{Os}$	178.953798	26	-43037	24	d m ₁	4579 \pm 35	7894 \pm 63
$^{181}_{76}\text{Os}$	180.953175	37	-43617	34	d m ₁	5064 \pm 48	8892 \pm 37
$^{167}_{77}\text{Ir}$	166.981651	29	-17091	27	d* m ₁ *	-1072 \pm 35	977 \pm 78
$^{170}_{77}\text{Ir}$	169.975240	93	-23063	87	t ₄ t ₃	-315 \pm 123	1828 \pm 89
$^{172}_{77}\text{Ir}$	171.970588	24	-27397	22	t ₂	392 \pm 30	3091 \pm 34
$^{173}_{77}\text{Ir}$	172.967539	68	-30237	63	t ₂	305 \pm 65	3459 \pm 107
$^{174}_{77}\text{Ir}$	173.966898	30	-30833	28	d t ₁	657 \pm 48	3861 \pm 53
$^{175}_{77}\text{Ir}$	174.964331	93	-33225	87	d t ₁	503 \pm 88	4167 \pm 89
$^{176}_{77}\text{Ir}$	175.963615	30	-33892	28	d t ₁ m ₁	1138 \pm 40	4746 \pm 34
$^{177}_{77}\text{Ir}$	176.961233	25	-36111	23	d m ₁		5423 \pm 33
$^{178}_{77}\text{Ir}$	177.961072	28	-36260	26	d m ₁ m ₂		5766 \pm 38
$^{179}_{77}\text{Ir}$	178.959124	20	-38075	19	d m ₁ m ₂	1908 \pm 202	6386 \pm 32
$^{180}_{77}\text{Ir}$	179.959202	24	-38003	22	d m ₁	2254 \pm 33	6834 \pm 34
$^{181}_{77}\text{Ir}$	180.957605	20	-39491	19	d m ₁	2417 \pm 32	7476 \pm 55
$^{182}_{77}\text{Ir}$	181.958116	19	-39014	18	d t ₁ m ₁	2686 \pm 38	7751 \pm 38
$^{183}_{77}\text{Ir}$	182.956827	26	-40215	24	d m ₁	2966 \pm 35	8278 \pm 28
$^{170}_{78}\text{Pt}$	169.982478	24	-16321	22	t ₅	1619 \pm 92	936 \pm 40
$^{171}_{78}\text{Pt}$	170.981216	27	-17497	25	t ₅	1723 \pm 91	1407 \pm 91
$^{175}_{78}\text{Pt}$	174.972420	22	-25690	20	t ₃ t ₂ t ₁	2145 \pm 35	2802 \pm 44
$^{176}_{78}\text{Pt}$	175.968963	16	-28910	15	d t ₃ t ₂ t ₁	2974 \pm 88	3478 \pm 23
$^{177}_{78}\text{Pt}$	176.968441	41	-29397	38	d t ₂ t ₁	2793 \pm 47	3932 \pm 48
$^{178}_{78}\text{Pt}$	177.965633	18	-32012	17	d t ₂ t ₁ m ₁	3194 \pm 28	
$^{179}_{78}\text{Pt}$	178.965404	32	-32225	30	d t ₁ m ₁	3254 \pm 40	
$^{183}_{78}\text{Pt}$	182.961566	21	-35800	20	d t ₁	4074 \pm 27	6761 \pm 40
$^{185}_{78}\text{Pt}$	184.960600	52	-36700	48	d t ₁	4363 \pm 60	7596 \pm 77
$^{171}_{79}\text{Au}^{(m)}$	170.992128	29	-7333	27	d* t ₁ *	-1699 \pm 35	-80 \pm 93
$^{174}_{79}\text{Au}$	173.985125	94	-13856	88	t ₅ t ₄	-745 \pm 133	1036 \pm 90
$^{176}_{79}\text{Au}$	175.980213	26	-18431	24	t ₃	29 \pm 32	2175 \pm 38
$^{177}_{79}\text{Au}$	176.976864	83	-21551	77	t ₃	-70 \pm 78	2904 \pm 116
$^{178}_{79}\text{Au}$	177.976083	55	-22278	51	t ₂ t ₁	170 \pm 64	2964 \pm 58
$^{179}_{79}\text{Au}$	178.973450	95	-24730	88	t ₂ t ₁	7 \pm 90	3201 \pm 92
$^{180}_{79}\text{Au}$	179.972496	25	-25619	23	d t ₂ t ₁	682 \pm 38	3936 \pm 36
$^{181}_{79}\text{Au}$	180.970012	26	-27934	24	d t ₁		4432 \pm 29
$^{182}_{79}\text{Au}$	181.969608	29	-28309	27	d t ₁ m ₁		4884 \pm 35
$^{183}_{79}\text{Au}$	182.967594	20	-30185	19	d t ₁ m ₁	1395 \pm 202	5272 \pm 27

Tab. 4.4: Fortsetzung

Nuklid	m [u]	σ_m [μ u]	X [keV]	σ_X [keV]		S_p [keV]	S_{2p} [keV]
¹⁸⁴ ₇₉ Au	183.967422	24	-30346	22	d t ₁	1834 \pm 30	5908 \pm 29
¹⁸⁵ ₇₉ Au	184.965770	20	-31885	19	d t ₁	1838 \pm 31	6247 \pm 31
¹⁸⁶ ₇₉ Au	185.965987	14	-31682	13	d t ₂ t ₁	2270 \pm 50	6633 \pm 38
¹⁸⁷ ₇₉ Au	186.964547	43	-33024	40	d t ₁	2524 \pm 52	7249 \pm 48
¹⁷⁴ ₈₀ Hg	173.992846	25	-6664	23	t ₆	1282 \pm 105	167 \pm 41
¹⁷⁵ ₈₀ Hg	174.991394	29	-8016	27	t ₆	1448 \pm 92	703 \pm 104
¹⁷⁹ ₈₀ Hg	178.981923	23	-16838	21	t ₄ t ₃ t ₂	1848 \pm 55	2019 \pm 44
¹⁸⁰ ₈₀ Hg	179.978284	16	-20227	15	t ₄ t ₃ t ₂ t ₁	2786 \pm 90	2793 \pm 23
¹⁸¹ ₈₀ Hg	180.977791	42	-20687	39	t ₃ t ₂ t ₁	2357 \pm 45	3040 \pm 49
¹⁸² ₈₀ Hg	181.974673	18	-23591	17	d t ₃ t ₂ t ₁	2950 \pm 28	
¹⁸³ ₈₀ Hg	182.974490	32	-23762	30	d t ₂ t ₁	2741 \pm 40	
¹⁸⁰ ₈₁ Tl	179.990019	28	-9297	26	t ₄	-252 \pm 34	1596 \pm 57
¹⁸¹ ₈₁ Tl	180.986257	83	-12801	77	t ₄	-137 \pm 79	2648 \pm 118
¹⁸² ₈₁ Tl	181.985718	55	-13303	51	t ₃ t ₂	-95 \pm 65	2262 \pm 57
¹⁸⁴ ₈₁ Tl	183.981866	47	-16891	44	t ₃ t ₂ t ₁	418 \pm 53	3160 \pm 51
¹⁸⁶ ₈₁ Tl	185.978534	46	-19995	43	d t ₂ t ₁		4227 \pm 49
¹⁸⁷ ₈₁ Tl	186.976144	22	-22221	20	d t ₂ t ₁	1062 \pm 203	4914 \pm 28
¹⁸⁸ ₈₁ Tl	187.975977	67	-22377	62	d m ₁		5272 \pm 63
¹⁸⁹ ₈₁ Tl	188.973634	134	-24559	125	d m ₁	1647 \pm 129	6113 \pm 131
¹⁹⁰ ₈₁ Tl	189.973820	384	-24386	358	d m ₁		6636 \pm 120
¹⁹¹ ₈₁ Tl	190.971770	145	-26295	135	d m ₁		7322 \pm 159
¹⁹² ₈₁ Tl	191.972239	67	-25859	62	d m ₁	2467 \pm 106	7554 \pm 65
¹⁸³ ₈₂ Pb	182.992054	44	-7401	41	t ₅ t ₄ t ₃	1386 \pm 66	1291 \pm 56
¹⁸⁴ ₈₂ Pb	183.988160	16	-11029	15	t ₅ t ₄ t ₃ t ₂		2015 \pm 23
¹⁸⁵ ₈₂ Pb	184.987547	56	-11599	52	t ₄ t ₃ t ₂	1996 \pm 68	2415 \pm 60
¹⁸⁶ ₈₂ Pb	185.984221	19	-14697	18	t ₄ t ₃ t ₂ t ₁	2157 \pm 157	
¹⁸⁷ ₈₂ Pb	186.983958	33	-14943	31	t ₃ t ₂ t ₁	2236 \pm 53	
¹⁹³ ₈₂ Pb	192.976097	93	-22265	87	d m ₁	3695 \pm 107	6162 \pm 122
¹⁹⁵ ₈₂ Pb	194.974572	86	-23685	80	d m ₁	4239 \pm 239	7192 \pm 83
¹⁹⁷ ₈₂ Pb	196.973544	122	-24643	114	d m ₁		8145 \pm 124
¹⁸⁵ ₈₃ Bi ^(m)	184.997671	86	-2169	80	t ₅	-1570 \pm 82	
¹⁸⁸ ₈₃ Bi	187.992279	51	-7192	48	t ₄ t ₃ t ₂	-461 \pm 56	1774 \pm 64
¹⁸⁹ ₈₃ Bi	188.989117	168	-10137	156	t ₁		2493 \pm 157
¹⁹⁰ ₈₃ Bi	189.988504	46	-10708	43	t ₃ t ₂ t ₁	175 \pm 97	2909 \pm 76
¹⁹¹ ₈₃ Bi	190.986027	22	-13016	20	t ₃ t ₂ t ₁	-20 \pm 203	3034 \pm 127
¹⁹² ₈₃ Bi	191.985425	67	-13576	62	d t ₁	553 \pm 96	3795 \pm 122
¹⁹³ ₈₃ Bi	192.983005	134	-15830	125	d t ₁	564 \pm 129	4112 \pm 184
¹⁹⁴ ₈₃ Bi	193.982776	384	-16043	358	d t ₁	1039 \pm 136	4734 \pm 123
¹⁹⁵ ₈₃ Bi	194.980635	145	-18038	135	d t ₁		5257 \pm 184

Tab. 4.4: Fortsetzung

Nuklid	m [u]	σ_m [μ u]	X [keV]	σ_X [keV]		S_p [keV]	S_{2p} [keV]
¹⁹⁶ ₈₃ Bi	195.980699	72	-17978	67	d t ₁	1582 \pm 105	5821 \pm 235
¹⁸⁸ ₈₄ Po	187.999442	22	-519	20	t ₆ t ₅ t ₄ t ₃		399 \pm 27
¹⁸⁹ ₈₄ Po	188.998419	57	-1472	53	t ₅ t ₄ t ₃	1569 \pm 71	1107 \pm 62
¹⁹⁰ ₈₄ Po	189.995079	20	-4583	19	t ₅ t ₄ t ₃ t ₂	1735 \pm 157	
¹⁹¹ ₈₄ Po	190.994597	33	-5033	31	t ₄ t ₃ t ₂	1613 \pm 53	1788 \pm 93
¹⁹³ ₈₄ Po	192.991081	94	-8308	88	t ₁	2020 \pm 107	2574 \pm 114
¹⁹⁵ ₈₄ Po	194.988046	80	-11135	75	t ₁	2408 \pm 129	3447 \pm 114
¹⁹⁷ ₈₄ Po	196.985573	99	-13438	92	d t ₁	2748 \pm 114	4330 \pm 122
¹⁹⁹ ₈₄ Po	198.983696	86	-15186	80	d t ₁	2932 \pm 162	5121 \pm 140
²⁰¹ ₈₄ Po	200.982373	122	-16419	114	d t ₁	3348 \pm 147	5762 \pm 131
¹⁹³ ₈₅ At	192.999800	169	-186	157	t ₂		1747 \pm 159
¹⁹⁵ ₈₅ At	194.996471	40	-3287	37	t ₄ t ₃ t ₂	-337 \pm 205	2034 \pm 130
¹⁹⁶ ₈₅ At	195.995594	73	-4103	68	t ₂ t ₁	257 \pm 101	2665 \pm 125
¹⁹⁷ ₈₅ At	196.993233	134	-6303	125	t ₂ t ₁	118 \pm 129	2842 \pm 184
¹⁹⁸ ₈₅ At	197.992779	384	-6725	358	t ₂ t ₁	548 \pm 140	3297 \pm 125
¹⁹⁹ ₈₅ At	198.990509	151	-8840	141	t ₂ t ₁		3796 \pm 280
²⁰⁰ ₈₅ At	199.990383	72	-8957	67	t ₂ t ₁	1059 \pm 105	3992 \pm 156
²⁰² ₈₅ At	201.988443	151	-10765	141	t ₁	1634 \pm 181	4982 \pm 168
¹⁹⁷ ₈₆ Rn	197.001640	94	1527	88	t ₂	1657 \pm 111	1915 \pm 115
¹⁹⁹ ₈₆ Rn	198.998286	81	-1596	75	t ₂	2187 \pm 130	2735 \pm 119
²⁰⁰ ₈₆ Rn	199.995699	35	-4006	33	t ₄	2454 \pm 145	
²⁰¹ ₈₆ Rn	200.995539	106	-4155	99	t ₂ t ₁	2486 \pm 120	3546 \pm 128
²⁰³ ₈₆ Rn	202.993417	86	-6132	80	t ₂ t ₁	2655 \pm 162	4290 \pm 140
²⁰⁵ ₈₆ Rn	204.991834	128	-7606	119	t ₂ t ₁	3029 \pm 151	4870 \pm 136
¹⁹⁹ ₈₇ Fr	199.007457	51	6946	48	t ₅ t ₄ t ₃	-793 \pm 207	1328 \pm 134
²⁰⁰ ₈₇ Fr	200.006463	74	6019	69	t ₃ t ₂	-327 \pm 103	1859 \pm 126
²⁰¹ ₈₇ Fr	201.003900	134	3632	125	t ₃ t ₂	-349 \pm 129	2104 \pm 189
²⁰² ₈₇ Fr	202.003315	384	3087	358	t ₃ t ₂	18 \pm 145	2504 \pm 125
²⁰³ ₈₇ Fr	203.000919	157	855	146	t ₃ t ₂		2997 \pm 283
²⁰⁴ ₈₇ Fr	204.000684	72	637	67	t ₃ t ₂	519 \pm 105	3175 \pm 156
²⁰⁶ ₈₇ Fr	205.998481	151	-1414	141	t ₂	1097 \pm 184	4127 \pm 168
²⁰³ ₈₈ Ra	203.009187	84	8557	78	t ₃	1846 \pm 131	1865 \pm 126
²⁰⁴ ₈₈ Ra	204.006499	35	6054	33	t ₅	2090 \pm 150	
²⁰⁵ ₈₈ Ra	205.006184	107	5760	100	t ₃ t ₂	2166 \pm 120	2685 \pm 128
²⁰⁷ ₈₈ Ra	207.003818	98	3556	91	t ₃ t ₂	2317 \pm 167	3414 \pm 150
²⁰⁹ ₈₈ Ra	209.002112	134	1966	125	t ₃ t ₂	2652 \pm 147	3973 \pm 141
²⁰⁶ ₈₉ Ac	206.014447	385	13457	358	t ₄ t ₃	-435 \pm 148	1730 \pm 128
²⁰⁷ ₈₉ Ac	207.011955	157	11135	146	t ₄ t ₃		2197 \pm 279

Tab. 4.4: Fortsetzung

Nuklid	m [u]	σ_m [μu]	X [keV]	σ_X [keV]		S_p [keV]	S_{2p} [keV]
$^{208}_{89}\text{Ac}$	208.011580	73	10786	68	$t_4 t_3$	59 ± 114	2376 ± 156
$^{210}_{89}\text{Ac}$	210.009251	160	8616	149	t_3	639 ± 195	3291 ± 168
$^{211}_{90}\text{Th}$	211.014948	98	13923	91	$t_4 t_3$	1981 ± 175	2620 ± 155
$^{213}_{90}\text{Th}$	213.013131	140	12231	130	$t_4 t_3$	2334 ± 160	3179 ± 146
$^{212}_{91}\text{Pa}$	212.023406	76	21802	71	$t_5 t_4$	-589 ± 116	1392 ± 165
$^{214}_{91}\text{Pa}$	214.020733	169	19312	157	t_4	207 ± 204	2541 ± 182

Tab. 4.4: Atomare Massenwerte und Massenexzesse aller indirekt gemessenen Kerne aus α -Zerfallsketten. Neben der Angabe der direkt gemessenen Kerne der α -Kette (d: Kern selbst, t_i : i -te Tochter, m_i : i -te Mutter) sind die aus den Messwerten berechneten Protonenseparationsenergien angegeben.

4.5 Protonenzerfall in ^{167}Ir und ^{171}Au

Durch die bekannten Protonenzerfälle von ^{167}Ir und ^{171}Au [Dav97] kann die α -Zerfallskette von ^{151}Tm bis ^{171}Au an die Messdaten angeschlossen werden. Dazu werden die in diesem Experiment bestimmten Massen von ^{166}Os und ^{170}Pt verwendet (s. Abb. 4.2).

Über die bekannten Q_α -Werte der beteiligten Kerne, können so die Massen der übrigen Kerne der α -Zerfallskette von ^{151}Tm bis ^{171}Au bestimmt werden. Der Massenwert für ^{171}Au bezieht sich auf das $11/2^-$ Niveau, dessen Anregungsenergie in [Dav97] mit 220 keV angegeben wird. Für alle Kerne dieser Zerfallskette ergeben sich, bis auf ^{151}Tm , negative Werte für die 1-Protonen-Separationsenergie.

Nuklid	S_{1p} [keV] [Dav97]	S_{1p} [keV] TCAP-Messung
$^{171}\text{Au}^{(m)}$	-1702(6)	-1699(35)
$^{167}\text{Ir}^{(g)}$	-1070(6)	-1072(35)
$^{163}\text{Re}^{(g)}$	-712(9)	-705(35)
$^{159}\text{Ta}^{(g)}$	-376(11)	-363(35)
$^{155}\text{Lu}^{(g)}$	-99(13)	-116(68)
$^{151}\text{Tm}^{(g)}$	+239(14)	+217(68)

Tab. 4.5: 1-Proton-Separationsenergien aus den im Experiment gemessenen Massenwerten der Kerne der α -Kette von ^{151}Tm bis ^{171}Au in Abb. 4.2 sowie die entsprechenden Werte nach [Dav97].

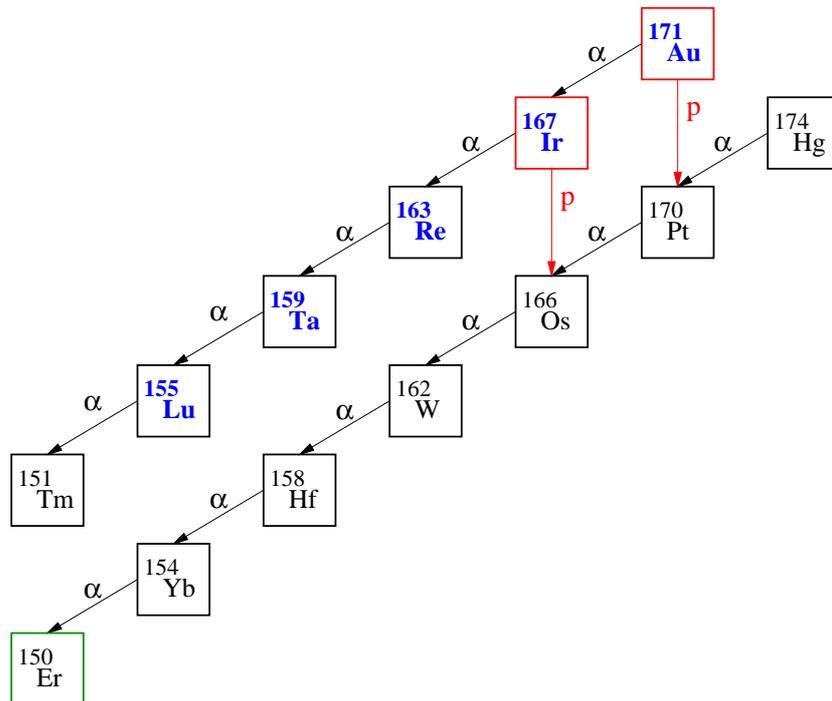


Abbildung 4.2: α -Zerfallsketten die durch Protonenzerfall von ^{167}Ir und ^{171}Au [Dav97] verbunden sind. ^{150}Er (grün umrahmt) ist im Experiment direkt gemessen. Daraus folgen die Massen der übrigen Kerne der α -Kette. Aus ^{166}Os und ^{170}Pt können mit den bekannten Q_p -Werten die Massen der rot umrahmten Kerne bestimmt werden, und damit wieder die übrigen Kerne der α -Kette von ^{151}Tm bis ^{171}Au . Die Kerne mit blauer Schrift haben einen negativen Wert für die 1-Protonen-Separationsenergie.

4.6 Konsistenzprüfung der Messwerte

4.6.1 Vergleich mit Literaturwerten

Die Übereinstimmung der im Experiment gemessenen Massen bekannter Kerne mit den Literaturwerten wird untersucht. Nimmt man die Messwerte der verschiedenen Kerne als normalverteilt an, ergibt sich aus Integration über die Gauß-Verteilung die statistische Wahrscheinlichkeit für eine Abweichung $|\delta| > \sigma$, mit $\delta = m_{\text{Exp.}} - m_{\text{Lit.}}$, des Messwerts vom Literaturwert mit dem Fehler der Differenz $\sigma = \sqrt{\sigma_{\text{Exp.}}^2 + \sigma_{\text{Lit.}}^2}$. Die Tab. 4.6.1 zeigt einen Vergleich zwischen der aus den Messdaten gewonnene Verteilung für $|\delta|/\sigma$ und der theoretischen Verteilung dieser Größe. Die 194 gemessenen Massen von bekannten Kernen, aufgelistet in Tab. 4.3, stimmen wie in Tab. 4.6.1 zu sehen, besser als statistisch erwartet mit den Literaturwerten überein.

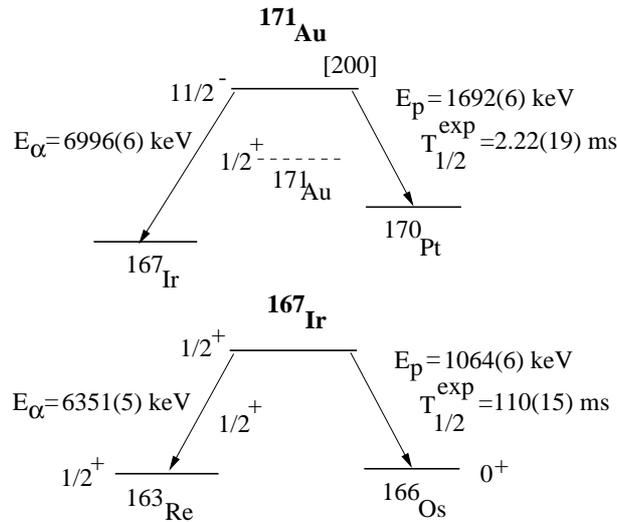


Abbildung 4.3: Zerfallsschema von ^{171}Au und ^{167}Ir aus [Dav97] mit den Zerfallsenergien für α -Zerfall und p-Zerfall. Die Anregungsenergie des $11/2^-$ Niveaus ist ein Schätzwert.

$ \delta /\sigma$	Anzahl	$ \delta /\sigma$ [%]	$ \delta /\sigma_{\text{theor.}}$ [%]
≤ 1	149	76.8	68.3
> 1	45	23.2	31.7
> 2	7	3.6	4.6
> 3	0	0	0.3

Tab. 4.6.1: Abweichungen $|\delta|/\sigma$ der Kernmassen der gemessenen bekannten Kerne von den Literaturwerten. Angegeben ist die Anzahl der gemessenen Kerne mit Angabe in % aller gemessenen bekannten Kerne nach Tab. 4.3 für verschiedenen Werte von $|\delta|/\sigma$.

Die Differenzen der gemessenen Massenwerte von bekannten Kernen zu den Massenwerten der Datenbasis ist in den Abb. 4.4 und 4.5 dargestellt. Abb. 4.4 zeigt die Nuklide ohne dichtliegende isomere Zustände, Abb. 4.5 zeigt die Nuklide, die als Mischung zwischen dem Grundzustand und einem nicht aufgelösten isomeren Zustand gemessen sind.

4.6.2 Konsistenzprüfung durch α -Zerfallsketten

Eine weitere Konsistenzprüfung der Messwerte ist möglich durch die Messung von über α -Zerfall verbundenen Kernen. Aus den gemessenen Massen für die Mutter- und Tochterkerne kann ein Wert $Q_{\alpha,\text{Exp.}}$ berechnet werden. Die Wahrscheinlichkeit für eine Abweichung $|\delta| > \sigma$, mit $\delta = Q_{\alpha,\text{Exp.}} - Q_{\alpha,\text{Lit.}}$, vom Literaturwert $Q_{\alpha,\text{Lit.}}$, mit dem Fehler der Differenz $\sigma = \sqrt{\sigma_{Q_{\alpha,\text{Exp.}}}^2 + \sigma_{Q_{\alpha,\text{Lit.}}}^2}$.

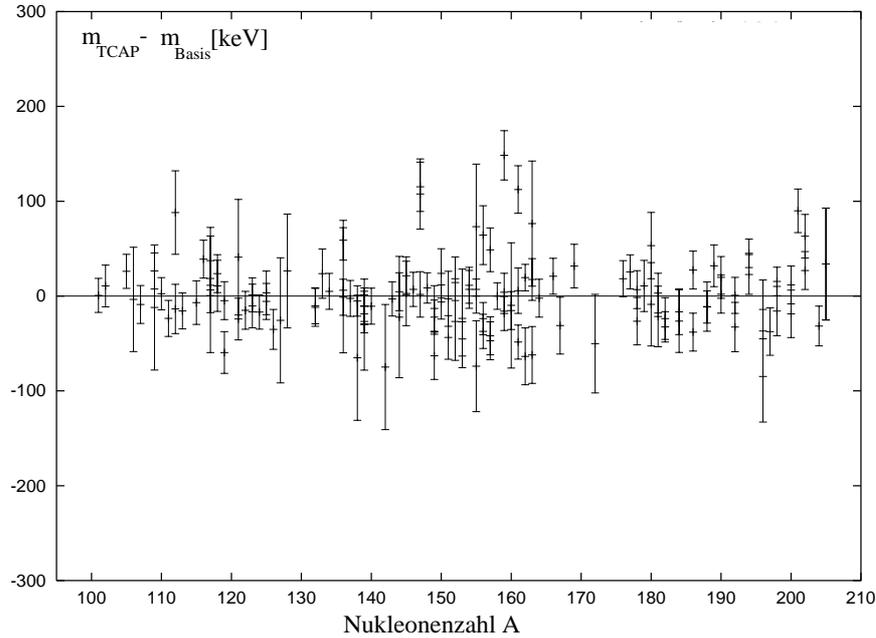


Abbildung 4.4: Differenzen der atomaren Massen der gemessenen bekannten Kerne zu den Werten aus der Datenbasis (s. Abschnitt 3.1) als Funktion der Nukleonenzahl A . Dargestellt sind alle Nuklide aus Tab. 4.3., für die kein unaufgelöster, dichtliegender isomerer Zustand bekannt ist oder erwartet wird und die nicht als Mischung mit einem dichtliegenden Ion gemessen sind (blaue Werte in Tab. 4.3).

ergibt sich wieder durch Integration über eine Gaußfunktion. Die Konsistenzprüfung wird nur mit $Q_{\alpha, \text{Lit.}}$ -Werten durchgeführt, die nicht aus den Massen von Mutter- und Tochterkern berechnet sind sondern aus direkten Zerfallsenergie-Messungen gewonnen wurden. Mit dieser Forderung kann eine Konsistenzprüfung in 93 Fällen erfolgen. Wie anhand von Tab. 4.7 zu sehen, stimmen die aus den Messwerten berechneten Q_{α} -Werte innerhalb der Statistik voll mit den Literaturwerten überein.

$ \delta /\sigma$	Anzahl	$ \delta /\sigma$ [%]	$ \delta /\sigma_{\text{theor.}}$ [%]
≤ 1	70	75.3	68.3
> 1	23	24.7	31.7
> 2	4	4.3	4.6
> 3	1	1.1	0.3

Tab. 4.7: Abweichungen $|\delta|/\sigma$ der aus den Messdaten bestimmten Q_{α} -Werte von den Literaturwerten. Zum Vergleich zugelassen sind nur Literaturwerte, die nicht aus den Massen von Mutter- und Tochterkern abgeleitet sind.

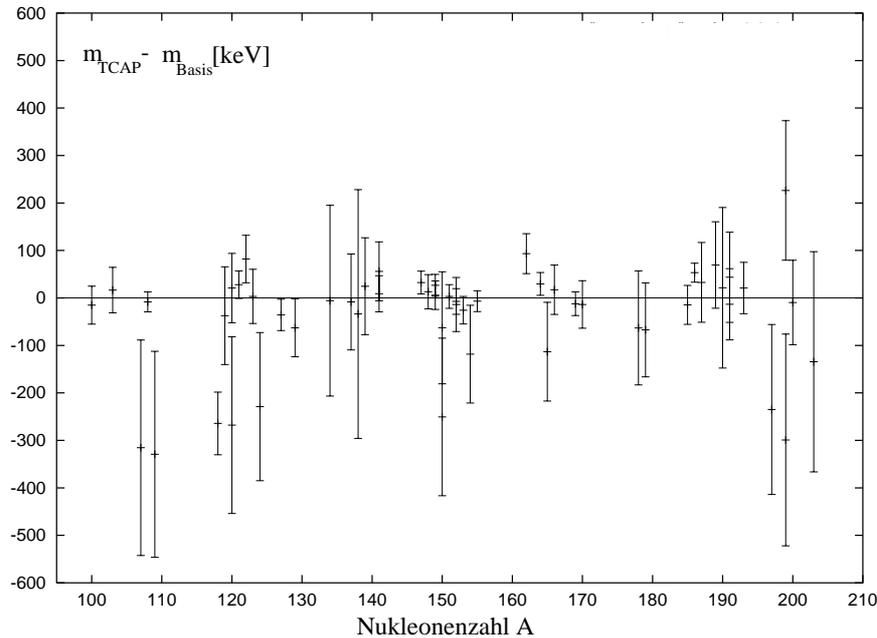


Abbildung 4.5: Differenzen der atomaren Massen der gemessenen bekannten Kerne zu den Werten aus der Datenbasis (s. Abschnitt 3.1) als Funktion der Nukleonenzahl A . Dargestellt sind alle in Tab. 4.3 mit '⊗' gekennzeichnete Nuklide, die als Mischung zwischen Grundzustand und dichtliegendem isomeren Zustand gemessen sind. Wie die Abbildung zeigt, stimmt für die Mehrzahl der dargestellten Nuklide der gemessene Massenwert innerhalb der Fehler mit den Werten der Datenbasis überein. Das systematische Auftreten von negativen Abweichungen zeigt, dass in einigen Fällen der isomere Zustand weniger stark populiert wird als der Grundzustand.

Angegeben ist die Anzahl der aus den Messdaten bestimmten Q_α -Werte mit Angabe in % aller n zugelassenen α -Zerfälle für verschiedenen Werte von $|\delta|/\sigma$.

4.6.3 Konsistenzprüfung durch p- und α -Zerfall in ^{185}Bi

Eine weitere Konsistenzprüfung der Massenwerte des Experiments ergibt sich durch die Entdeckung der Protonenradioaktivität in $^{185}\text{Bi}^{(m)}$ [Dav96]. ^{185}Bi zerfällt von einem $1/2^+$ Intruder Zustand zum Grundzustand von ^{184}Pb durch Emission eines Protons der Energie 1585 ± 9 keV. Die α -Zerfallsenergie zwischen demselben Zustand von Bi und dem Grundzustand von ^{181}Tl wird mit $E_\alpha = 8030 \pm 20$ keV angegeben [Dav96].

Durch die mittels TCAP-Schottky Massenspektrometrie direkt gemessenen Massen der Kerne ^{165}Ta , ^{168}W , ^{172}Os und ^{176}Pt lassen sich mit den bekannten

Q_α -Werten die übrigen Kerne der in Abb. 4.6 dargestellten α -Zerfallsketten bestimmen. An diese beiden α -Ketten ist der Massenwert des metastabilen Zustands von $^{185}\text{Bi}^{(m)}$ durch die Zerfallsenergien E_p und E_α [Dav96] für Protonen- und α -Zerfall angeschlossen.

Aus dem Wert $Q_\alpha(^{185}\text{Bi}^{(m)} \rightarrow ^{181}\text{Tl}) = 8207.8 \pm 20$ keV, ergibt sich ein Wert für den Massenzexzess von $X(^{185}\text{Bi}^{(m)}) = -2169 \pm 80$ keV. Unabhängig davon ergibt sich aus $Q_p(^{185}\text{Bi}^{(m)} \rightarrow ^{184}\text{Pb}) = 1594 \pm 9$ keV ein Wert für den Massenzexzess von $X(^{185}\text{Bi}^{(m)}) = -2146 \pm 17$ keV. Die beiden Ergebnisse stimmen innerhalb der Fehler bestens überein.

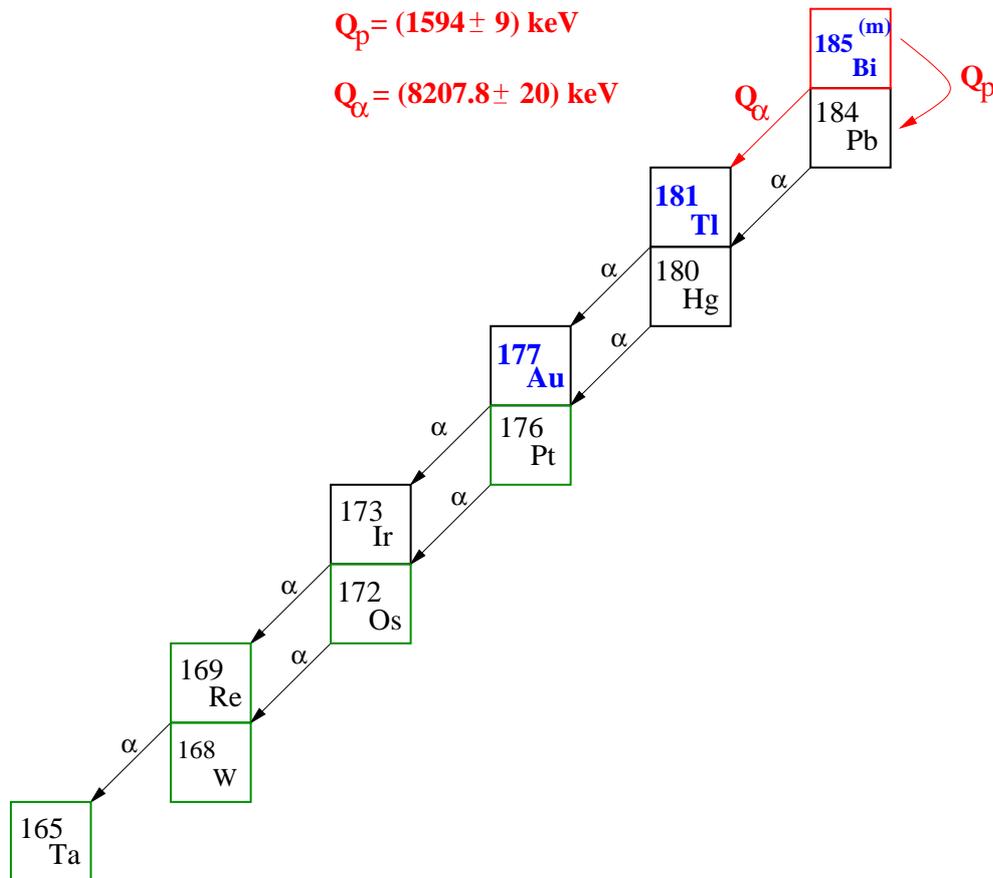


Abbildung 4.6: Konsistenzprüfung: Unabhängige Bestimmung der Masse von $^{185}\text{Bi}^{(m)}$ durch Anschluss an 2 verschiedene α -Zerfallsketten. Die sich daraus ergebenden unabhängigen Werte für $^{185}\text{Bi}^{(m)}$ unterscheiden sich um nur 23 keV und stimmen innerhalb der Fehler überein (s. Text). Die direkt gemessenen Kerne sind grün umrahmt. Die Kerne mit blauer Schrift haben einen negativen Wert für die 1-Protonen-Separationsenergie.

Kapitel 5

Grenzen der Messmethode

5.1 Die Grenzen der Frequenzauflösung

Durch kontinuierliches Anwenden der Elektronenkühlung auf die gespeicherten Ionen im ESR stellt sich ein Gleichgewicht zwischen den Aufheizprozessen im Strahl und der Kühlrate ein. Die erreichbare relative Impulsunschärfe der Ionen hängt von der Zahl N der gespeicherten Ionen ab, sie ist proportional zu $N^{0.3}$ [Ste96]. Die Frequenzspektren aus dem vorliegenden Experiment enthalten Peaks mit einer Halbwertsbreite von 15-20 Hz. Für die minimale Halbwertsbreite von 15 Hz ergibt sich für die erfolgte Messung auf der 30. Harmonischen der Umlauffrequenz von 2 MHz der Ionen, eine Grenze für die Frequenzauflösung von $2.5 * 10^{-7}$. Mit Gl. 3.10 und einem mittleren Wert des Momentum-Compaction Faktors von $\alpha_p = 0.18$ ergibt sich¹ eine relative Auflösung für das Masse zu Ladungsverhältnis der gespeicherten Ionen von $\frac{\Delta(m/q)}{m/q} = 1.4 * 10^{-6}$. Das entspricht einer Massenauflösung von 130 keV bis 260 keV für Kerne der Massenzahl $A=100$ bis $A=200$.

Geordnete Strukturen gekühlter Ionen

Die Abhängigkeit der durch Elektronenkühlung erreichbaren minimalen relativen Impulsunschärfe von der Teilchenzahl legt es nahe, durch Reduktion der Anzahl gespeicherter Ionen im ESR deren Impulsunterschiede weiter zu reduzieren. Untersuchungen dazu wurden von M. Steck et al. [Ste96, Ste97] an der GSI durchgeführt. Dabei wurde festgestellt, dass für Ionen schwerer als Ar, bei einer Reduktion der Teilchenzahl unter einen Wert von $N = 10^3 - 10^4$, die relative Impulsunschärfe abrupt auf einen minimalen Wert zwischen $\Delta p/p = 1 * 10^{-6}$ und $\Delta p/p = 5 * 10^{-7}$ abfällt. Dieser Wert für $\Delta p/p$ wurde erreicht in Schottky Spektren mit einer Mittelungszeit in der Größenordnung von 10

¹Eine gleiche Umlaufgeschwindigkeit v für alle Ionen durch die Elektronenkühlung wird vorausgesetzt.

Sekunden. Eine Impulsunschärfe von $\Delta p/p = 2 * 10^{-7}$ konnte aufgrund der begrenzten Stabilität der Magnetfelder nicht unterschritten werden.

Die Erklärung des unstetigen Verhaltens der relativen Impulsunschärfe liegt in einer starken Reduktion der Temperatur des Ionenstrahls auf Werte von $kT < 1\text{eV}$, was in der Größenordnung der potenziellen Energie der Ionen liegt [Ste96, Has92]. Dadurch kann der Plasmaparameter² Γ der gespeicherten Ionen einen Wert von 1 annehmen, was hier einem Übergang von einer gasförmigen zu einer flüssigen Phase entspricht. Als Folge dieses Übergangs zu einem eindimensional geordneten Ionenstrahl [Avi93, Wan94, Has99], können sich die Ionen nicht mehr überholen.

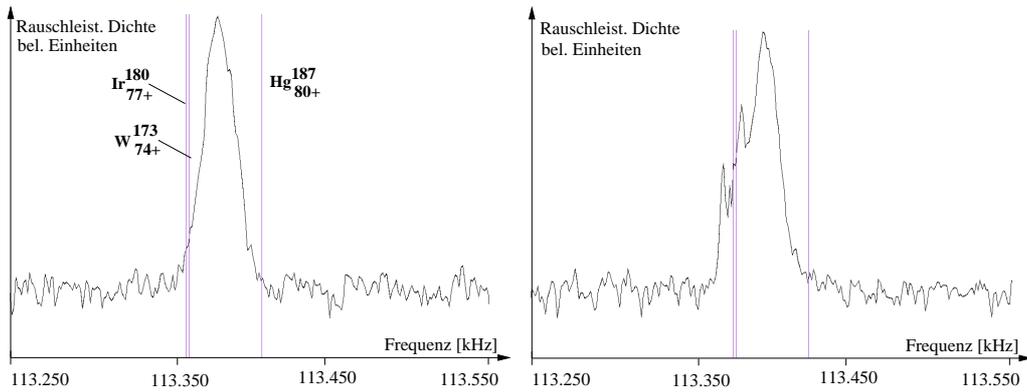
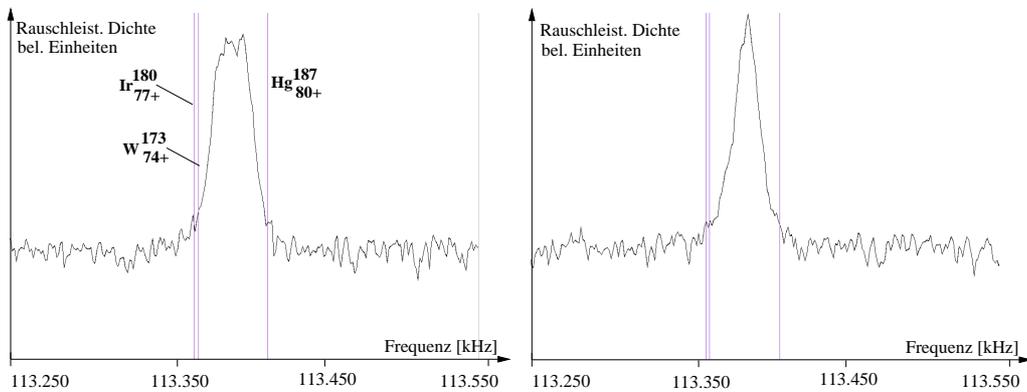
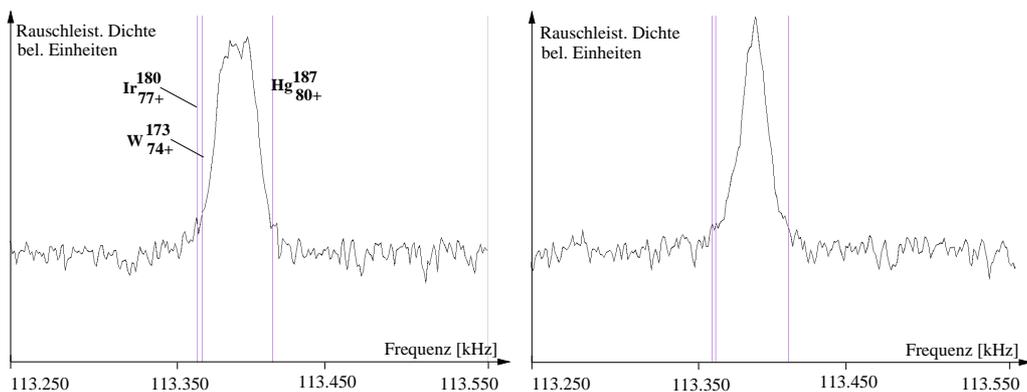
Peak Verschiebungen

Vergleicht man die am Anfang von Abschnitt 5.1 abgeleitete maximale Frequenzauflösung mit den aus den aufgenommenen Zeittransienten berechneten Frequenzspektren, so stellt man fest, dass 2 Ionen mit einem Abstand des Masse-zu-Ladungsverhältnisses in der Größenordnung der erwarteten maximalen Auflösungsgrenze i.a. nicht aufgelöst sind. Statt dessen zeigt sich im Spektrum, an Stelle von getrennten Frequenzpeaks für diese dichtliegenden Ionen, ein einziger Peak. Er liegt zwischen den erwarteten Positionen für die betroffenen Kerne. Das übrige Spektrum ist davon nicht beeinflusst. Diese Tatsache wird als Peakverschiebung bezeichnet. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden die Bedingungen für das Auftreten der Peakverschiebungen untersucht, um eine mögliche Verfälschung der Messergebnisse zu vermeiden (s. Kap. 5.2 und Kap. 5.3). Das Phänomen der Peakverschiebung, vor allem die in früheren Messungen so z.B. [Ker96, Rad98, Rad00] aufgetretenen andersartigen Peakverschiebungen, kann jedoch noch nicht vollständig erklärt werden.

Ein Beispiel für einen verschobenen Peak ist in Abb. 5.1 bis 5.3 zu sehen. In den gezeigten Ausschnitten aus den aufgenommenen Frequenzspektren werden 3 Ionenarten erwartet, ihre berechneten Lagen sind eingezeichnet. Links vom Frequenzpeak ist die Lage von $^{180}\text{Ir}^{77+}$ und $^{173}\text{W}^{74+}$, rechts davon die Lage von $^{187}\text{Hg}^{80+}$. Die relative Differenz des Masse-zu-Ladungsverhältnisses zwischen $^{180}\text{Ir}^{77+}$ und $^{187}\text{Hg}^{80+}$ ergibt: $[\frac{\Delta(m/q)}{m/q}]_{^{180}\text{Ir}-^{187}\text{Hg}} = 4.30 * 10^{-6}$. Dabei wurde der im Experiment gemessene Massenexzess³ $X(^{180}\text{Ir}) = -38009 \pm 34$ und der ISOLTRAP-Wert $X(^{187}\text{Hg}) = -28171 \pm 53$ verwendet. Für ^{173}W ist die Frequenzlage entsprechend dem extrapolierten Massenwert nach [Aud95] eingezeichnet. Der Massenfehler ist mit 380 keV jedoch sehr groß.

²Der Plasmaparameter ist definiert als das Verhältnis der potenziellen Energie zur thermischen Energie.

³Der Massenexzess stammt aus der Messung von $^{180}\text{Ir}^{76+}$ und $^{180}\text{Ir}^{75+}$

Abbildung 5.1: Ausschnitt: $t11_18200.fft$ ($t = 0$); $t11_18270.fft$ ($t = \tau$)Abbildung 5.2: Ausschnitt: $t11_18340.fft$, ($t = 2\tau$); $t11_18410.fft$, ($t = 3\tau$)Abbildung 5.3: Ausschnitt: $t11_18550.fft$, ($t = 5\tau$); $t11_18620.fft$, ($t = 6\tau$)

Die Ausschnitte aus den Frequenzspektren in den Abb. 5.1 bis 5.3 wurden zu den Zeiten $t = n * \tau$, mit $n \in \{0, 1, 2, 3, 5, 6\}$ und $\tau = 29.02s$, nach einem Einschuss in den ESR aufgenommen. Die in den Messdaten gefundenen Peakverschiebungen finden statt für Peaks von Ionen mit einer relativen

Differenz des Masse-zu-Ladungsverhältnisses von $\frac{\Delta(m/q)}{m/q} < 5 * 10^{-6}$. Die kleinste in diesem Experiment aufgelöste relative Massendifferenz beträgt jedoch $\frac{\Delta(m/q)}{m/q} = 2.9 * 10^{-6}$ für ^{117}Te mit isomerem Zustand (s. Kap. 5.3).

Die Auflösung des isomeren Zustands von $^{117}_{52}\text{Te}$ ist aufgrund der erwarteten Proportionalität (s. u.) des Effekts zu $Z_a Z_b$ der beteiligten Ionensorten a und b zu verstehen. Der Effekt wird also zwischen Grundzustand und Isoomer von $^{117}\text{Te}^{52+}$ um mehr als einen Faktor 2 schwächer erwartet als für das Paar ($^{180}\text{Ir}^{77+}$, $^{187}\text{Hg}^{80+}$). Das zeigt auch, dass die Peakverschiebung nicht generell für Frequenzabstände unter einem bestimmten Wert auftritt, wie auch anhand von dem in Abb. 5.4 gezeigten Ausschnitt aus dem Spektrum *t10P_630.fft* zu sehen ist. Die in den Abb. 5.1 bis 5.3 gezeigte Zeitentwicklung des verschobenen Frequenzpeaks zeigt eine auffällige Veränderung der Peakform sowie eine oszillierende Peakbreite. Dieses Verhalten ist für unverschobene Frequenzpeaks, die eindeutig einem Masse-zu-Ladungsverhältnis zuzuordnen sind, nicht zu beobachten.

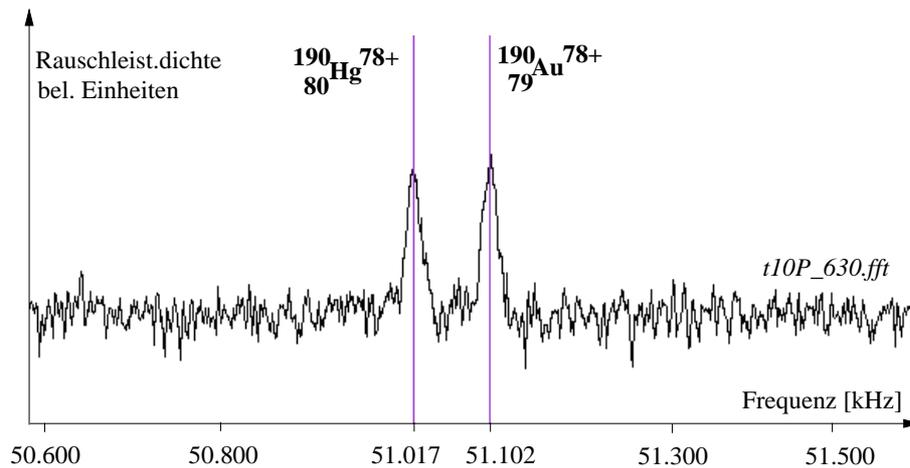


Abbildung 5.4: Unverschobene Peaks des Ladungsdubletts $^{190}\text{Hg}^{78+}$ und $^{190}\text{Au}^{78+}$ mit einer relativen Frequenzdifferenz von $\Delta f/f = 1.4 * 10^{-6}$. Die eingezeichneten Linien zeigen die berechneten Frequenzen der Ionen an. Die Fehler der Literaturwerte betragen 19 keV für ^{190}Hg bzw. 16 keV für ^{190}Au . Das entspricht in der Abbildung etwa der Breite der blauen Markierungen.

Abb. 5.4 zeigt die unverschobenen Frequenzpeaks der Ionen $^{190}\text{Hg}^{78+}$ und $^{190}\text{Au}^{78+}$, mit einer relativen Differenz des Masse-zu-Ladungsverhältnisses von $\frac{\Delta(m/q)}{m/q} = 7.45 * 10^{-6}$. Die berechneten Frequenzen (eingezeichnete Linien) der Ionen stimmen sehr gut mit den in Spektrum *t10P_630.fft* gemessenen Frequenzlinien überein.

Eine mögliche Erklärung dieser im Einzelnen noch nicht verstandenen

Vorgänge lässt sich aus den oben beschriebenen Untersuchungen zum Phasenübergang für Ionenstrahlen bei kleinen Teilchenzahlen ableiten. Das Auftreten eines zentralen Peaks, an Stelle von zwei erwarteten, ist erklärbar durch eine Coulombwechselwirkung von zwei oder mehr eindimensional geordneten Ionenketten (s. Abb. 5.5).

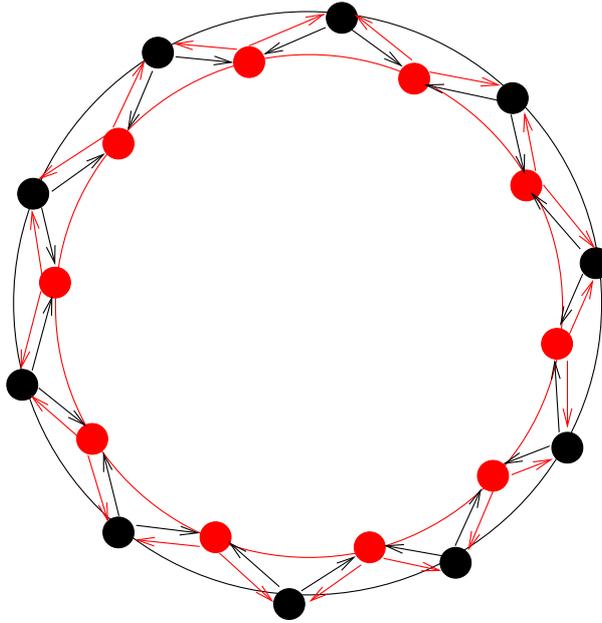


Abbildung 5.5: Coulomb Wechselwirkung zwischen den verschiedenen Ionen zweier Ionenketten auf dichtliegenden Umlaufbahnen im ESR. Die verschiedenen Umlauffrequenzen gleichen sich an, es kommt zu einer Verschiebung der den Ionensorten entsprechenden Frequenzpeaks.

Die geordneten Ketten bestehen aus Ionen einer Sorte, nach dem Phasenübergang in die flüssige Phase. Die bei den Schottky-Messungen gleichzeitig im ESR umlaufenden Ionen verschiedener Masse-zu-Ladungsverhältnisse, laufen aufgrund der Elektronenkühlung mit gleicher Geschwindigkeit, aber auf verschiedenen Orbits um. Im besonderen Fall von Ionenketten auf sehr dichtliegenden Bahnen (das betrifft verschiedene Ionen mit sehr geringem m/q -Abstand), kommt es zu einer Coulombwechselwirkung der geordneten Ketten untereinander. Als Ergebnis gleichen sich die Umlauffrequenzen der Ionensorten an, ein Überholen ist nicht mehr möglich. Als weitere Konsequenz ist im Schottky-Spektrum nur noch ein Frequenzpeak als Signal der wechselwirkenden Ionenketten zu sehen.

Es wird erwartet, dass der Effekt eine Proportionalität zu $Z_a \cdot Z_b$ entsprechend den Kernladungszahlen der Ionensorten a und b auf benachbarten Orbits aufweist. Wahrscheinlich ist der Effekt von weiteren Parametern abhängig, wie z.B. von der Teilchenzahl der beteiligten Ionensorten oder der Verteilung der

Betatron-Amplituden unter den beteiligten Nukliden.

Eine Veränderung der Frequenz des gemeinsamen Peaks ist in diesem Bild der Coulomb wechselwirkenden Ionenketten dadurch erklärbar, dass eine der beteiligten Ionensorten schneller abnimmt als die andere. Eine mögliche Erklärung für die Formveränderung des Peaks und das Erscheinen einer Struktur, wie in Abb. 5.1 im Ausschnitt aus Spektrum *t11_18270.fft* dargestellt, wären kurzzeitige Phasenübergänge der nicht vollständig gefüllten Ionenketten, bei denen die bestehende Ordnung aufgehoben wird.

5.2 Kerne mit dichtliegenden m/q -Werten

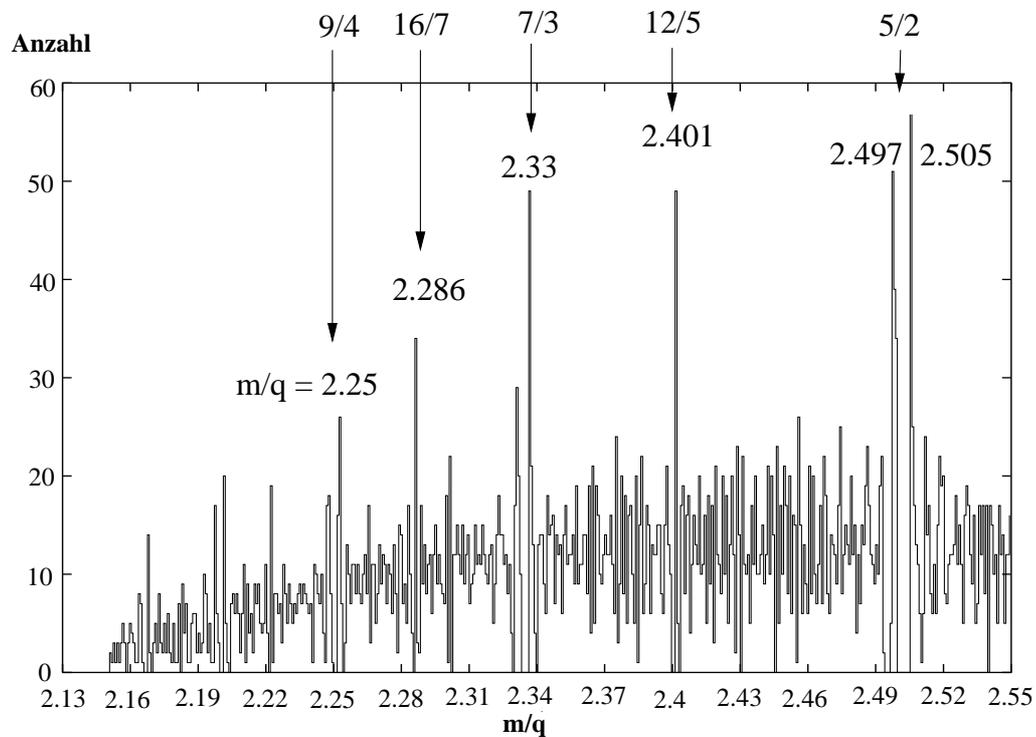


Abbildung 5.6: Histogramm der Kerne im Raum der Masse-zu-Ladungsverhältnisse m/q . Berücksichtigt sind alle Kerne im Grundzustand mit einer Protonenzahl im Bereich $40 \leq Z \leq 84$, mit einer Lebensdauer $T_{1/2} > 5$ s, in einem nackten, H-, He-, oder Li-ähnlichen Ladungszustand. Das Histogramm zeigt die Anzahl der Kerne/Kanal mit einer Differenz des Masse-zu-Ladungsverhältnisses von $\Delta m/q \leq 1.6 \cdot 10^{-5}$. Die Kanalbreite beträgt $\Delta(m/q) = 8 \cdot 10^{-4}$. Bei einem Verhältnis von Masse m zu Ladung q als Vielfaches der angegebenen Brüche, lässt sich eine Häufung von Kernen in einem gegebenen m/q -Intervall feststellen.

Eine Untersuchung der Verteilung der Masse-zu-Ladungsverhältnisse von Ionen im nackten bis Li-ähnlichen Ladungszustand ergibt eine Häufung der Werte in der Nähe ganzzahliger Verhältnisse von Masse m zu Ladung q . In Abb. 5.6 ist die berechnete Verteilung dargestellt. Die besonders häufig auftretenden m/q -Werte sind eingetragen.

Um Fehler bei der Identifikation der Frequenzpeaks durch Verwechslung mit einem dichtliegenden Nachbarn oder durch auftretende Frequenzverschiebung eines Peaks auszuschließen, werden alle denkbaren Paare von dichtliegenden Kernen berechnet, deren m/q -Differenz innerhalb eines vorgegebenen Bereichs liegt. Zugelassen sind alle Kerne im Grundzustand mit einer Protonenzahl im Bereich $40 \leq Z \leq 84$. Die Menge der so gefundenen Kerne wird mit den gemessenen Kernen verglichen. Dabei wird geprüft, ob ein Ion des Paares ausgeschlossen werden kann durch eine deutlich geringere Wahrscheinlichkeit für das Auftreten im entsprechenden Ladungszustand nach Abb. 3.8 gegenüber dem dichtliegenden Partner oder ob die Masse eines Ions übereinstimmend auch in einem Ladungszustand gemessen wurde, in dem es keinen dichtliegenden Nachbarkern gibt. Die Tab. 5.1 gibt einen Überblick über die Anzahl von Kernpaaren (a,b) mit einem Abstand $\Delta_{m/q}$ nach Gl. 5.1 in den Bereichen *i*) bis *iv*). In Spalte 4 ist die Anzahl von Paaren aufgeführt, bei denen die Fehlerbalken der Literaturwerte⁴ der Ionenmassen überlappen. Der Wert Δ/σ wird nach den Gl. 5.1, 5.2 berechnet. Es gilt:

$$\Delta_{m/q} = \left| \left(\frac{m}{q} \right)_{(b)} - \left(\frac{m}{q} \right)_{(a)} \right| \quad (5.1)$$

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{(m/q)(a)}^2 + \sigma_{(m/q)(b)}^2} \quad (5.2)$$

Ein Wert von $\Delta/\sigma \leq 1$ bedeutet, dass die Fehler der Masse-zu-Ladungsverhältnisse der beiden Ionen überlappen.

Bereich	Abstand $\Delta_{(m/q)}$ [u/e]	Paare gesamt	Paare $\Delta/\sigma \leq 1$
<i>i</i>)	$\Delta_{(m/q)} \leq 1 * 10^{-6}$	53	25
<i>ii</i>)	$1 * 10^{-6} < \Delta_{(m/q)} \leq 5 * 10^{-6}$	167	60
<i>iii</i>)	$5 * 10^{-6} < \Delta_{(m/q)} \leq 2 * 10^{-5}$	587	37
<i>iv</i>)	$2 * 10^{-5} < \Delta_{(m/q)} \leq 6 * 10^{-3}$	2840	0

Tab. 5.1: Anzahl dichtliegender Ionenpaare mit vorgegebenem Abstand $\Delta_{m/q}$. Der Faktor $\Delta/\sigma < 1$ für ein Kernpaar bedeutet, dass die 2 Ionen innerhalb ihrer Fehler nicht zu trennen sind (s. Text).

⁴Als Literaturwerte werden die Werte der in Kap. 3.1 beschriebenen Datenbasis verwendet.

Diskussion gemessener dichtliegender Kerne

Paare (a, b) dichtliegender Ionen mit einem (m/q) -Abstand Δ im Bereich $i)$ bis $iii)$, in deren m/q -Bereich nur ein Frequenzpeak gemessen wurde, sind in den Tabellen Tab. 5.2, Tab. 5.3 und Tab. 5.4 aufgeführt. Die Angabe ' x^- ' mit $x \in \{0, 1, 2, 3\}$ rechts vom Elementnamen, gibt die Zahl der Elektronen des Ions an. In der 4. Spalte ist angegeben, welcher Kern des dichtliegenden Paares in dem entsprechenden Ladungszustand gemessen ist. In der 6. Spalte ist mit Δ/σ nach den Gl. 5.1, 5.2 ein Maß für den Überlapp der Fehlerbalken der Kerne (a) und (b) angegeben.

In der Diskussion der Kernpaare wird untersucht, ob ein Kern des dichtliegenden Paares ausgeschlossen und der Peak eindeutig mit einem der beiden dichtliegenden Ionen identifiziert werden kann. Dabei wird die Übereinstimmung Δ/σ mit Messungen der Ionen in anderen Ladungszuständen⁵ soweit vorhanden, bzw. mit dem Literaturwert geprüft. Kann kein Ion ausgeschlossen werden, liegt eine Mischung aus beiden Ionen vor. Dabei werden zwei Fälle unterschieden:

Fall A: Der Abstand zum Nachbarpeak ist aus experimentellen Massenwerten bekannt. Der Wert und der Fehler für die Masse der Ionen wird entsprechend den Gl. 3.1, 3.2 korrigiert⁶.

Fall B: Der Abstand zum Nachbarpeak ist aufgrund fehlender experimenteller Massenwerte unbekannt. Eine Korrektur der Peakverschiebung ist nicht möglich. Die Messfehler erhalten einen zusätzlichen Beitrag von $\Delta m = 350$ keV, entsprechend der maximalen Verschiebung von 700 keV.

Grundsätzlich gilt:

Massenwerte von Ionen, die als Mischung mit einem dichtliegenden Nachbarion gemessen sind, werden als unsicher eingestuft, da nicht ausgeschlossen werden kann, dass nur ein Ion des dichtliegenden Paares im gemessenen Frequenzpeak enthalten ist. Massenwerte aus Mischpeaks werden wie folgt behandelt:

- Die entsprechenden Einträge in den Tab. 4.1, 4.2 sind blau dargestellt.
- Eine Mittelung mit Messwerten des Ions in anderen Ladungszuständen findet nicht statt.

⁵Der Wert von Δ/σ berechnet sich aus dem Abstand Δ der Massenwerte aus den Messungen in verschiedenen Ladungszuständen i, j und der Summe der Fehler $\delta = \sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_j^2}$.

⁶Die Korrektur erfolgt analog zur Berechnung der effektiven Masse des Grundzustands in Abschnitt 3.1 für gemessene Mischungen zwischen Grund- und isomeren Zustand nach den Gl. 3.1, 3.2.

- Zur Berechnung der α -Ketten bleiben die Werte unberücksichtigt.
- b-Kerne, die in einem Ladungszustand q_i Mitglied eines dichtliegenden Paares sind, werden nur in Ladungszuständen $q \neq q_i$ als Referenzkern verwendet.

Die in der Diskussion i1) bis iii5) angegebenen Massenexzesse für nicht verwendete Ionen, entsprechen den direkten Messwerten und sind nicht auf eventuell vorhandene Isomere korrigiert.

i) Paare (a, b) im Abstand $\Delta m/q \leq 1 * 10^{-6}$ [u/e]					
Paar	Ion (a)	Ion (b)	gemessen	$\Delta m/q$	Δ/σ
1	$^{153}\text{Er}^{0-}$	$^{144}\text{Dy}^{2-}$	(a)	$2.4 * 10^{-7}$	0.04
2	$^{173}\text{W}^{0-}$	$^{180}\text{Ir}^{0-}$	–	$5.6 * 10^{-7}$	0.07
3	$^{187}\text{Tl}^{1-}$	$^{173}\text{Re}^{1-}$	(a, b)	$8.0 * 10^{-7}$	0.07
4	$^{152}\text{Dy}^{1-}$	$^{180}\text{Au}^{2-}$	(a)	$8.2 * 10^{-7}$	0.19
5	$^{148}\text{Gd}^{1-}$	$^{148}\text{Eu}^{0-}$	(a, b)	$3.5 * 10^{-7}$	1.47

Tab. 5.2: Gemessene Paare dichtliegender Ionen im Bereich i).

Paar Nr. i1: Der Massenwert von Kern (a) ist bekannt, von Kern (b) unbekannt. Messungen der beiden Kerne in anderen Ladungszuständen: $^{153}\text{Er}^{1-}$. Die Messwerte aus verschiedenen Ladungszuständen stimmen wie folgt überein: $\Delta/\sigma(^{153}\text{Er}^{0-,1-}) = 0.6$. Die Wahrscheinlichkeit aufgrund der Verteilung der Ladungszustände nach Abb. 3.8 ist für Kern (b) ($Z=66$) um 1 Größenordnung geringer als für Kern (a) .

Auswertung: Eine Messung von $^{153}\text{Er}^{0-}$ liegt vor. $^{153}\text{Er}^{0-}$ wird trotzdem nicht als Referenzkern verwendet.

Paar Nr. i2: Die Massenwerte für beide Kerne sind unbekannt. Die Differenz des m/q -Verhältnisses der beiden Ionen ergibt sich aufgrund der extrapolierten Massenwerte nach [Aud95] zu $2.40 * 10^{-7}$ mit einem sehr großen Fehler von $7 * 10^{-6}$. Die Ionen sind damit in diesem Experiment nicht unterscheidbar. In 23 Fällen wurde ein Frequenzpeak gemessen, der mit dem Ionenpaar zu identifizieren ist, eine Peakverschiebung mit dem Frequenzpeak von $^{187}\text{Hg}^{0-}$ verhindert jedoch eine Massenangabe für den Mischwert des Ionenpaares (vgl. Abb. 5.1 - 5.3) und iii4.

Paar Nr. i3: Die Massenwerte für beide Kerne sind unbekannt. Eine Mischung der beiden Ionen wird angenommen (Fall B). Messungen der beiden Kerne in anderen Ladungszuständen: $^{187}\text{Tl}^{2-}$.

Auswertung: Die Messung von $^{187}\text{Tl}^{1-}$ wird nicht verwendet, sie ergibt einen

Massenexzess $X(^{187}\text{Tl}) = -22043 \pm 24 \text{ keV}$. $^{173}\text{Re}^{1-}$ erhält einen um 350 keV vergrößerten Fehler.

Paar Nr. i4: Der Massenwert für Kern (a) ist bekannt, für Kern (b) unbekannt. Die Zeitentwicklung des als $^{152}\text{Dy}^{1-}$ interpretierten Peaks wurde über 270 s verfolgt. Durch die gemessene konstante Peakhöhe über diesen Zeitraum, kann eine Identifikation des Peaks mit $^{180}\text{Au}^{2-}$ ($T_{1/2} = 8.1 \text{ s}$) ausgeschlossen werden. Die Halbwertszeit von ^{152}Dy beträgt 2.38 Std.

Auswertung: Eine Messung von $^{152}\text{Dy}^{1-}$ liegt vor. $^{152}\text{Dy}^{1-}$ wird trotzdem nicht als Referenzkern verwendet.

Paar Nr. i5: Die Massenwerte für beide Kerne sind bekannt. Eine Mischung der beiden Ionen wird angenommen (Fall A). Messung der beiden Kerne in anderen Ladungszuständen liegen nicht vor.

Auswertung: Massenwerte werden korrigiert. $^{148}\text{Gd}^{1-}$ und $^{148}\text{Eu}^{0-}$ werden nicht als Referenzkerne verwendet.

ii) Paare (a, b) im Abstand $1 * 10^{-6} \leq \Delta m/q \leq 5 * 10^{-6} \text{ [u/e]}$					
Paar	Ion (a)	Ion (b)	gemessen	$\Delta m/q$	Δ/σ
1	$^{130}\text{Pr}^{0-}$	$^{152}\text{Tm}^{0-}$	(a)	$1.3 * 10^{-6}$	0.13
2	$^{168}\text{Hf}^{0-}$	$^{161}\text{Lu}^{2-}$	(a)	$4.1 * 10^{-6}$	0.78
3	$^{166}\text{Lu}^{0-}$	$^{180}\text{Pt}^{1-}$	(a, b)	$1.8 * 10^{-6}$	0.68
4	$^{182}\text{Hg}^{2-}$	$^{189}\text{Tl}^{0-}$	(b)	$1.9 * 10^{-6}$	0.20
5	$^{166}\text{Hf}^{1-}$	$^{159}\text{Er}^{0-}$	(a, b)	$1.6 * 10^{-6}$	0.35
6	$^{187}\text{Pb}^{2-}$	$^{152}\text{Dy}^{1-}$	(b)	$2.4 * 10^{-6}$	0.60
7	$^{160}\text{Tm}^{2-}$	$^{191}\text{Hg}^{0-}$	(a, b)	$2.6 * 10^{-6}$	0.45
8	$^{119}\text{Te}^{0-}$	$^{135}\text{Pr}^{0-}$	(a, b)	$1.9 * 10^{-6}$	4.55
9	$^{176}\text{Os}^{0-}$	$^{139}\text{Nd}^{0-}$	(b)	$5.0 * 10^{-6}$	2.56
10	$^{166}\text{Tm}^{0-}$	$^{166}\text{Yb}^{1-}$	(a)	$2.9 * 10^{-6}$	3.64
11	$^{180}\text{Re}^{1-}$	$^{197}\text{Pb}^{1-}$	(a, b)	$3.5 * 10^{-6}$	1.97

Tab. 5.3: Gemessene Paare dichtliegender Ionen im Bereich ii).

Paar Nr. ii1: Die Massenwerte für beide Kerne sind unbekannt. Die Halbwertszeit von Kern (a) beträgt $T_{1/2} = 40 \text{ s}$, für Kern (b) gilt $T_{1/2} = 8 \text{ s}$. Aus dem Verlauf der Peakfläche über 330 s kann der Kern (b) ausgeschlossen werden.

Paar Nr. ii2: Die Massenwerte für beide Kerne sind unbekannt. Die Wahrscheinlichkeit aufgrund der Verteilung der Ladungszustände ist für Kern (a) 3 bzw. 4 mal größer als für Kern (b). Messungen der beiden Kerne in anderen

Ladungszuständen: $^{168}\text{Hf}^{1-,2-}$. Übereinstimmung der Messwerte mit Werten aus anderen Ladungszuständen: $\Delta/\sigma(^{168}\text{Hf}^{0-,1-}) = 0.2$, $\Delta/\sigma(^{168}\text{Hf}^{0-,2-}) = 0.04$.

Auswertung: Eine Messung von $^{168}\text{Hf}^{0-}$ liegt vor.

Paar Nr. ii3: Der Massenwert für Kern (a) ist unbekannt, für Kern (b) bekannt. Eine Mischung der beiden Ionen wird angenommen (Fall B). Messungen der beiden Kerne in anderen Ladungszuständen: $^{180}\text{Pt}^{2-}$.

Auswertung: $^{166}\text{Lu}^{0-}$ erhält einen zusätzlichen Fehler von 350 keV. Die Messung von $^{180}\text{Pt}^{1-}$ wird nicht verwendet, sie ergibt einen Massenexzess $X(^{180}\text{Pt}) = -34545 \pm 33$ keV.

Paar Nr. ii4: Die Massenwerte für beide Kerne sind unbekannt. Die Halbwertszeit von Kern (a) beträgt $T_{1/2}=10.83$ s, die Halbwertszeit von Kern (b) beträgt $T_{1/2}=2.3$ m. Aus der Zeitentwicklung des Frequenzpeaks über 810 s kann Kern (a) ausgeschlossen werden. Messungen der beiden Kerne in anderen Ladungszuständen: $^{189}\text{Tl}^{1-,3-}$. Übereinstimmung der Messwerte mit Werten aus anderen Ladungszuständen: $\Delta/\sigma(^{189}\text{Tl}^{0-,1-}) = 1.6$, $\Delta/\sigma(^{189}\text{Tl}^{0-,3-}) = 1.0$.

Auswertung: Eine Messung von $^{189}\text{Tl}^{0-}$ liegt vor.

Paar Nr. ii5: Der Massenwert für Kern (a) ist unbekannt, für Kern (b) bekannt. Eine Mischung der beiden Ionen wird angenommen (Fall B). Messungen der beiden Kerne in anderen Ladungszuständen liegen nicht vor.

Auswertung: Beide Massenwerte erhalten einen zusätzlichen Fehler von 350 keV. $^{159}\text{Er}^{0-}$ wird nicht als Referenzkern verwendet.

Paar Nr. ii6: Der Massenwert für Kern (a) ist unbekannt, für Kern (b) bekannt. Die Halbwertszeit von Kern (a) beträgt $T_{1/2}=15.2$ s, die Halbwertszeit von Kern (b) beträgt 2.38 Std. Aus der Zeitentwicklung des Frequenzpeaks über 300 s, kann Kern (a) ausgeschlossen werden.

Auswertung: Eine Messung von $^{152}\text{Dy}^{1-}$ liegt vor. $^{152}\text{Dy}^{1-}$ wird trotzdem nicht als Referenzkern verwendet.

Paar Nr. ii7: Der Massenwert für Kern (a) ist unbekannt, für Kern (b) bekannt. Eine Mischung der beiden Ionen wird angenommen (Fall B). Messungen der beiden Kerne in anderen Ladungszuständen: $^{160}\text{Tm}^{0-,1-}$, $^{191}\text{Hg}^{1-}$.

Auswertung: Die Messungen von $^{160}\text{Tm}^{2-}$ und $^{191}\text{Hg}^{0-}$ werden nicht verwendet, sie ergeben Massenexzesse $X(^{160}\text{Tm}) = -60327 \pm 22$ keV und $X(^{191}\text{Hg}) = -30581 \pm 22$ keV. $^{191}\text{Hg}^{0-}$ wird nicht als Referenzkern verwendet.

Paar Nr. ii8: Die Massenwerte für beide Kerne sind bekannt. Eine Mischung der beiden Ionen wird angenommen (Fall A). Messung der beiden

Kerne in anderen Ladungszuständen liegen nicht vor.

Auswertung: Massenwerte werden korrigiert. $^{135}\text{Pr}^{0-}$ wird nicht als Referenzkern verwendet.

Paar Nr. ii9: Die Massenwerte für beide Kerne sind bekannt. Messungen der beiden Kerne in anderen Ladungszuständen: $^{176}\text{Os}^{1-}$. Übereinstimmung der Messwerte mit Werten aus anderen Ladungszuständen:

$$\Delta/\sigma(^{176}\text{Os}^{0-,1-}) = 5.3, \Delta/\sigma(^{139}\text{Nd}^{0-, \text{Lit.}}) = 0.2.$$

Auswertung: Eine Messung von $^{139}\text{Nd}^{0-}$ liegt vor. $^{139}\text{Nd}^{0-}$ wird trotzdem nicht als Referenzkern verwendet.

Paar Nr. ii10: Die Massenwerte für beide Kerne sind bekannt. Messungen der beiden Kerne in anderen Ladungszuständen liegen nicht vor. Übereinstimmung der Messwerte mit den Literaturwerten:

$$\Delta/\sigma(^{166}\text{Tm}^{0-, \text{Lit.}}) = 0.3, \Delta/\sigma(^{166}\text{Yb}^{1-, \text{Lit.}}) = 5.1.$$

Auswertung: Eine Messung von $^{166}\text{Tm}^{0-}$ liegt vor. $^{166}\text{Tm}^{0-}$ wird trotzdem nicht als Referenzkern verwendet.

Paar Nr. ii11: Der Massenwert für Kern (a) ist bekannt, für Kern (b) unbekannt. Eine Mischung der beiden Ionen wird angenommen (Fall B). Messungen der beiden Kerne in anderen Ladungszuständen: $^{197}\text{Pb}^{0-}$, (vgl. iii1).

Auswertung: $^{180}\text{Re}^{0-}$ erhält einen zusätzlichen Fehler von 350 keV. Die Messung von $^{197}\text{Pb}^{1-}$ wird nicht verwendet, sie ergibt einen Massenexzess $X(^{197}\text{Pb}) = -24487 \pm 28$ keV. $^{180}\text{Re}^{1-}$ erhält einen zusätzlichen Fehler von 350 keV. $^{180}\text{Re}^{1-}$ wird nicht als Referenzkern verwendet.

<i>iii</i>) Paare (a, b) im Abstand $5 * 10^{-6} \leq \Delta m/q \leq 2 * 10^{-5}$ [u/e]					
Paar	Ion (a)	Ion (b)	gemessen	$\Delta m/q$	Δ/σ
1	$^{197}\text{Pb}^{0-}$	$^{173}\text{Re}^{3-}$	(a)	$8.1 * 10^{-6}$	1.01
2	$^{190}\text{Tl}^{2-}$	$^{178}\text{Re}^{1-}$	(b)	$9.9 * 10^{-6}$	1.17
3	$^{133}\text{Pr}^{0-}$	$^{160}\text{Hf}^{1-}$	(a)	$8.4 * 10^{-6}$	11.54
4	$^{187}\text{Hg}^{0-}$	$^{173}\text{W}^{0-}$	(a, b)	$9.5 * 10^{-6}$	1.40
5	$^{180}\text{Ir}^{0-}$	$^{194}\text{Bi}^{0-}$	(a, b)	$9.6 * 10^{-6}$	1.23

Tab. 5.4: Gemessene Paare dichtliegender Ionen im Bereich iii). Die Abstände der Ionenpaare in iii) liegen zwischen 460 keV und 740 keV und damit an der oberen Grenze für das Auftreten von Peakverschiebungen. Dennoch werden die Ionenpaare genau untersucht.

Paar Nr. iii1: Die Massenwerte für beide Kerne sind unbekannt. Messungen der beiden Kerne in anderen Ladungszuständen: $^{173}\text{Re}^{1-}$. Übereinstimmung

ung der Messwerte mit Werten aus anderen Ladungszuständen bzw. Literaturwerten: $\Delta/\sigma(^{173}\text{Re}^{3^-,1^-}) = 11.9$, $\Delta/\sigma(^{197}\text{Pb}^{0^-, \text{Lit.}}) = 0.2$.

Auswertung: Eine Messung von $^{197}\text{Pb}^{0^-}$ liegt vor.

Paar Nr. iii2: Die Massenwerte für beide Kerne sind unbekannt. Messungen der beiden Kerne in anderen Ladungszuständen: $^{190}\text{Tl}^{0^-,1^-}$. Übereinstimmung der Messwerte mit Werten aus anderen Ladungszuständen: $\Delta/\sigma(^{190}\text{Tm}^{2^-, (0^- \text{ und } 1^-)}) = 22.3$. Der Abstand Δ der Massenwerte aus der Messung des helium-ähnlichen Ladungszustands und den anderen Ladungszuständen beträgt 693 keV. Eine Peakverschiebung wird daher nicht angenommen.

Auswertung: Eine Messung von $^{178}\text{Re}^{1^-}$ liegt vor.

Paar Nr. iii3: Die Massenwerte für beide Kerne sind bekannt. Messungen der beiden Kerne in anderen Ladungszuständen: $^{160}\text{Hf}^{0^-}$. Übereinstimmung der Messwerte mit Werten aus anderen Ladungszuständen bzw. Literaturwerten: $\Delta/\sigma(^{133}\text{Pr}^{0^-, \text{Lit.}}) = 0.8$, $\Delta/\sigma(^{160}\text{Hf}^{1^-,0^-}) = 13.2$.

Auswertung: Eine Messung von $^{133}\text{Pr}^{0^-}$ liegt vor. $^{133}\text{Pr}^{0^-}$ wird trotzdem nicht als Referenzkern verwendet.

Paar Nr. iii4: Der Massenwert für Kern (a) ist bekannt, für Kern (b) unbekannt. Eine Mischung der beiden Ionen wird angenommen (Fall B). Messungen der beiden Kerne in anderen Ladungszuständen: $^{187}\text{Hg}^{1^-,2^-}$. Übereinstimmung der Messwerte mit Werten aus anderen Ladungszuständen: $\Delta/\sigma(^{187}\text{Hg}^{0^-, (1^- \text{ und } 2^-)}) = 1.2$.

Auswertung: Die Messung von $^{187}\text{Hg}^{0^-}$ wird nicht verwendet, sie ergibt einen Massenexzess $X(^{187}\text{Hg}) = -28177 \pm 62$ keV. $^{173}\text{W}^{0^-}$ erhält einen zusätzlichen Fehler von 350 keV.

Paar Nr. iii5: Die Massenwerte für beide Kerne sind unbekannt. Eine Mischung der beiden Ionen wird angenommen (Fall B). Messungen der beiden Kerne in anderen Ladungszuständen: $^{180}\text{Ir}^{1^-,2^-}$, $^{194}\text{Bi}^{1^-}$. Übereinstimmung der Messwerte mit Werten aus anderen Ladungszuständen:

$$\Delta/\sigma(^{180}\text{Ir}^{0^-, (1^- \text{ und } 2^-)}) = 7.0, \Delta/\sigma(^{194}\text{Bi}^{0^-,1^-}) = 3.3.$$

Auswertung: Die Messungen von $^{180}\text{Ir}^{0^-}$ und $^{194}\text{Bi}^{0^-}$ werden nicht verwendet, sie ergeben Massenexzesse $X(^{180}\text{Ir}) = -37386 \pm 69$ keV und $X(^{194}\text{Bi}) = -16168 \pm 69$ keV.

5.3 Isomere

Zu den im Experiment gemessenen Kernen ist in vielen Fällen ein isomerer Zustand bekannt oder wird erwartet⁷. Aufgrund der in Kap. 5.1 beschriebenen Peakverschiebungen kann i.a. Grund- und angeregter Zustand eines Kerns bei einem Abstand der Frequenzpeaks von $\Delta f/f < 9 * 10^{-7}$ nicht getrennt werden. Ist die Halbwertszeit des angeregten Zustands größer als 5 s⁸, so wird bei der Messung eines Ions mit einem bekannten, nicht aufgelösten Isomer, von einer Mischung zwischen Isomer und Grundzustand ausgegangen. Die effektive Masse des Grundzustands wird aus dem Messwert entsprechend den Gl. 3.1, 3.2 berechnet. Existieren 2 Isomere, wird das mit der größeren Anregungsenergie eingesetzt.

Die Halbwertszeiten der Ionen sind aus [Aud97] entnommen. Sie können sich bei überwiegendem Zerfall durch interne Konversion effektiv verlängern. In fraglichen Fällen wird daher eine effektive Halbwertszeit $T_{1/2\text{eff}}$ berechnet. Diese ergibt sich aus dem Verhältnis nach Gl. 5.3.

$$T_{1/2\text{eff}} = T_{1/2} \frac{\sum_i N_i}{\sum_j N_j} \quad (5.3)$$

Im Zähler steht die Summe \sum_i über alle, den isomeren Zustand depopulierenden Strahlungen: α , β^+ , Elektroneneinfang, γ und Konversionselektronen. Im Nenner steht die Summe \sum_j über alle, den isomeren Zustand depopulierenden Strahlungen, die nicht durch Elektronen in der Hülle beeinflusst werden: α , β^+ , γ . Falls nur γ Zerfall und interne Konversion auftritt (IT=100%), vereinfacht sich Gl. 5.3 zu:

$$T_{1/2\text{eff}} = T_{1/2} \frac{N_\gamma + N_e}{N_\gamma} = T_{1/2}(1 + \alpha_{\text{tot}}) \quad (5.4)$$

wobei α_{tot} den totalen internen Konversionsfaktor angibt.

Für die Referenzkerne wird eine effektive Masse nach Gl. 3.1 und Gl. 3.2 berechnet (s. Abschnitt 3.1). Die gemessenen Massenwerte für die übrigen Kerne werden, im Falle eines bekannten, nicht aufgelösten Isomers, ebenfalls als Mischzustand interpretiert. Die gemessenen Massenwerte für die Mischzustände sind im Anhang C aufgelistet. Aus diesen Massenwerten für die

⁷Kerne mit nicht aufgelösten Isomeren sind in Tab. 4.2 und Tab. 4.3 mit '⊗' gekennzeichnet.

⁸Ein Nachweis von Ionen mit $T_{1/2} < 5$ s kann aufgrund der notwendigen Elektronenkühlung ausgeschlossen werden.

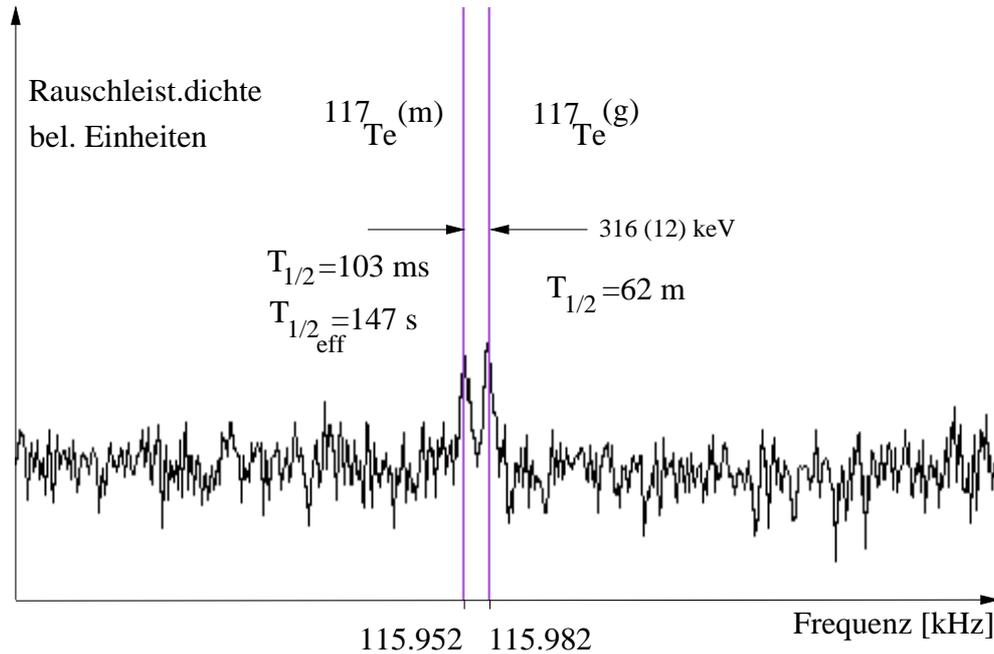


Abbildung 5.7: Ausschnitt aus dem Schottky-Spektrum *t23_14700.fft*. Zu sehen sind die Frequenzpeaks für den Grund- und den isomeren Zustand von ^{117}Te . Die blauen Marker zeigen die nach den Literaturwerten erwarteten Frequenzen an. Der Literaturwert der Anregungsenergie beträgt (316 ± 12) keV.

Mischzustände werden mit den Gl. 3.1 und 3.2 die in den Tab. 4.3 und 4.2 aufgeführten Massenwerte für die Grundzustände ausgerechnet.

In einigen Fällen sind dichtliegende Frequenzpeaks nicht verschoben. Ein Beispiel zeigt Abb. 5.7. In dem Ausschnitt aus dem Frequenzspektrum *t23_14700.fft* sind die aufgelösten Frequenzpeaks für den Grund- und den angeregten Zustand von ^{117}Te zu sehen. Die Abbildung zeigt die kleinste in diesem Experiment aufgelöste relative Differenz des Masse-zu-Ladungsverhältnisses von $\frac{\Delta(m/q)}{m/q} = 2.6 \cdot 10^{-6}$. Die relative Frequenzauflösung beträgt in diesem Fall $\Delta f/f = 4.6 \cdot 10^{-7}$.

Eine Besonderheit liegt außerdem in der kurzen Halbwertszeit des metastabilen Zustands von $T_{1/2} = 103 \text{ ms}$. Eine Messung dieses kurzlebigen Zustands ist hier nur möglich, weil der Kern im nackten Ladungszustand gemessen wurde und der isomere Zustand zu $(\geq 99.93)\%$ durch interne Konversion zerfällt. Dadurch ergibt sich eine effektive Halbwertszeit für $^{117}\text{Te}^{(m)}$ von $T_{1/2} \geq 147 \text{ s}$.

Der gleiche Fall liegt bei den gemessenen Isomeren $^{149}\text{Dy}^{(m)}$ ($T_{1/2} = 490 \text{ ms}$) und $^{151}\text{Er}^{(m)}$ ($T_{1/2} = 580 \text{ ms}$) vor. Die beiden Isomere zerfallen zu $\approx 95.8\%$ (Dy^{149}) und $\approx 95.3\%$ (Er^{151}) durch interne Konversion. Durch die Mes-

sung im nackten Ladungszustand ergeben sich effektive Halbwertszeiten von $T_{1/2_{\text{eff}}} \approx 12 \text{ s}$ für $^{149}\text{Dy}^{(m)}$ und $T_{1/2_{\text{eff}}} \approx 12 \text{ s}$ für $^{151}\text{Er}^{(m)}$. Dadurch werden sie für die Schottky-Massenmessung zugänglich.

Kapitel 6

Untersuchungen zur Kernstruktur

6.1 Separationsenergien und Protonen- Dripline

Wichtige Eigenschaften der Kernmaterie, wie die Paarwechselwirkung und die Schalenstruktur, lassen sich anhand der Separationsenergien einzelner Nukleonen im Atomkern studieren. Die Separationsenergie $S_{ip,jn}(Z, N)$ muss aufgebracht werden, um i Protonen und j Neutronen aus dem Atomkern zu entfernen, sie ergibt sich aus der Differenz der Bindungsenergie $B(Z, N)$ des Ausgangskerns und der des um $(i + j)$ Nukleonen reduzierten Restkerns.

$$S_{ip,jn}(Z, N) = B(Z, N) - B(Z - i, N - j) \quad (6.1)$$

Für die Bindungsenergie gilt, mit der Atommasse $m(Z, N)$, der Masse des Wasserstoffatoms m_H und der Masse des Neutrons m_n :

$$\frac{B(Z, N)}{c^2} = Zm_H + Nm_n - m(Z, N) \quad (6.2)$$

Aus Gl. 6.1 und Gl. 6.2 lassen sich die Separationsenergien für ein und zwei Neutronen sowie für ein und zwei Protonen als Massendifferenzen schreiben:

$$S_{1p} = [m(Z - 1, N) - m(Z, N) + m_H]c^2 \quad (6.3)$$

$$S_{2p} = [m(Z - 2, N) - m(Z, N) + 2m_H]c^2 \quad (6.4)$$

$$S_{1n} = [m(Z, N - 1) - m(Z, N) + m_n]c^2 \quad (6.5)$$

$$S_{2n} = [m(Z, N - 2) - m(Z, N) + 2m_n]c^2 \quad (6.6)$$

Zeichnet man den Verlauf der 1-Proton- oder der 1-Neutron-Separationsenergie für verschiedene Nuklide als Funktion der Massenzahl A , so zeigt sich deutlich die Paarwechselwirkung der Nukleonen. Man erkennt, dass das äußerste Proton bei gerader Protonenzahl fester gebunden ist als bei ungerader Protonenzahl. Das gilt analog auch für die Neutronen. Zur Untersuchung der Schalenstruktur der Atomkerne eignet sich die getrennte Darstellung der 1P-Separationsenergie für gerade und ungerade Protonenzahlen. Dadurch verschwindet der dominante Effekt der Paarungsenergie in der Darstellung. Wie anhand von Abb. 6.2 und Abb. 6.1 zu sehen ist, verbleibt dennoch eine Zick-Zack Struktur in den Isotopenreihen. Der Grund ist, dass das äußerste Proton auch bei gerader Neutronenzahl fester gebunden ist als bei ungerader Neutronenzahl.

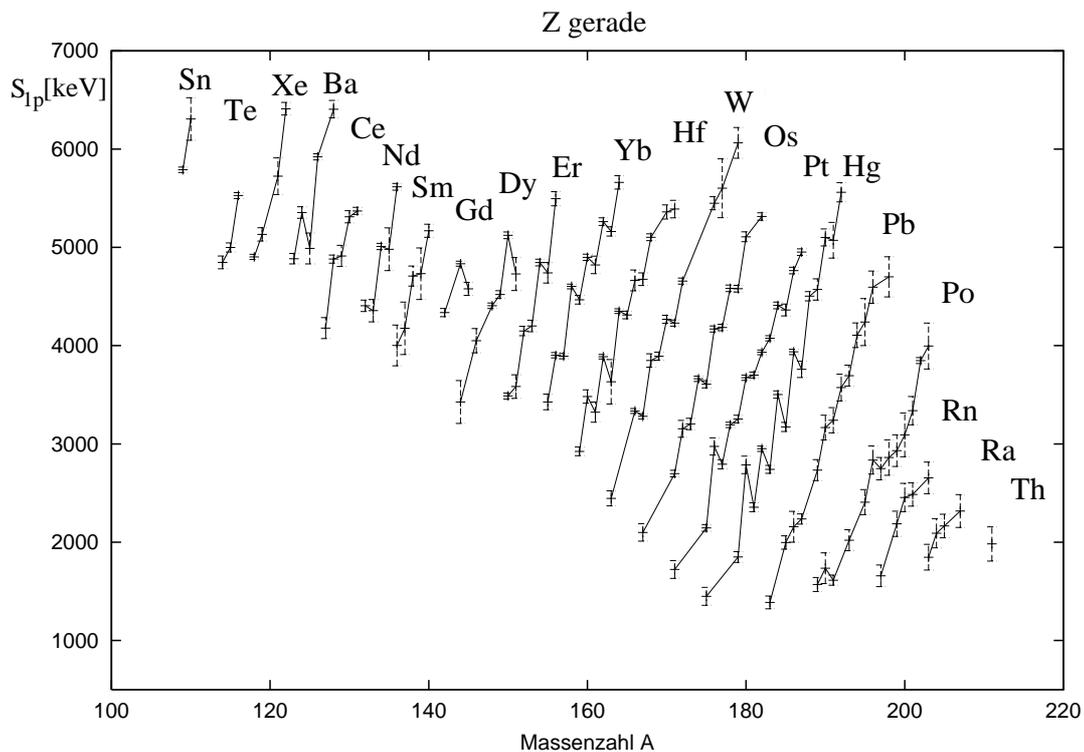


Abbildung 6.1: 1-Proton-Separationenergie der gemessenen Kerne für gerade Protonenzahl

Der Einfluss der abgeschlossenen Schale bei $Z = 82$ zeigt sich durch einen vergrößerten Abstand zwischen den Linien für Pb und Po in Abb. 6.1 sowie zwischen den Linien für Tl und Bi in Abb. 6.2.

Besonders interessant ist der Bereich negativer Protonen-Separationsenergien von Protactinium bis Lutetium in Abb. 6.2.

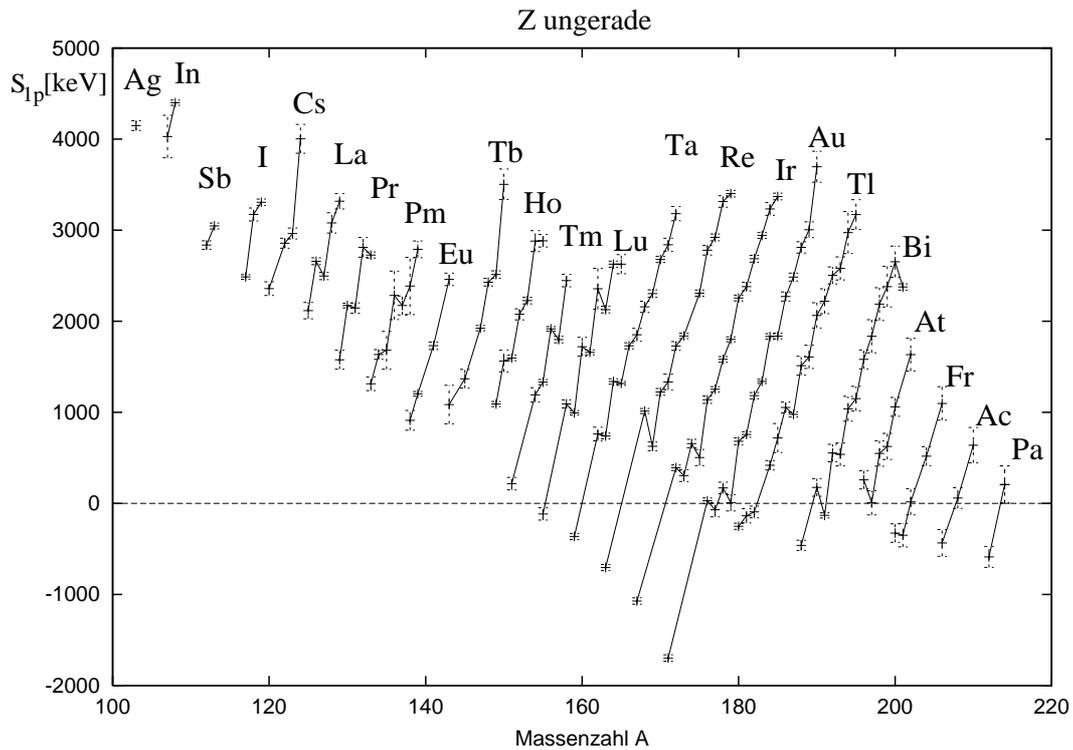


Abbildung 6.2: 1-Proton-Separationenergie der gemessenen Kerne für ungerade Protonenzahl

Ergebnisse: Aus der Auftragung der 1-Proton-Separationsenergie S_{1p} ergeben sich negative Werte für S_{1p} für die Elemente Protactinium bis Lutetium. Der kleine Wert von $S_{1p} = 217$ keV für das Thulium Isotop ^{151}Tm in Abb. 6.2, lässt darauf schließen, daß die Tm-Isotope ab dem Kern ^{150}Tm ebenfalls negative Werte für S_{1p} aufweisen. Aufgrund des sehr viel schnelleren α -Zerfalls sind die Kerne mit negativen Werten für S_{1p} jedoch meist keine Protonenemitter. Die der Abb. 6.2 zugrunde liegenden Kernmassen wurden im Experiment gemessen. Einige Kerne davon, mit zum Teil sehr kurzen Halbwertszeiten im Sub-Sekunden Bereich, stammen aus den indirekten Messungen über α -Zerfallsketten (s. Abschnitt 3.4.2 und Tab. 4.4).

6.2 Magische Protonen- und Neutronenzahlen

Die besondere Stabilität der Atomkerne, deren Protonen- oder Neutronenzahl gleich einer der magischen Zahlen 2, 8, 20, 28, 50, 82 oder 126 ist, wurde bereits von M. Goepfert [Goep48, Goep50] durch Einteilchenbahnen und der Annahme einer starken Spin-Bahn Kopplung [Hax49] erklärt.

Dieses einfache Schalenmodell mit unabhängigen Nukleonen in einem sphärischen Potenzial, welches durch das eines harmonischen Oszillators oder eines Rechteckpotenzials angenähert wird, ist eine starke Vereinfachung der tatsächlichen Bedingungen im Kern. Inzwischen wurde das Schalenmodell vielfach verbessert, so z.B. durch die Berücksichtigung von Restwechselwirkungen zwischen den Teilchen außerhalb geschlossener Schalen und von Kerndeformationen [Boh69]. Die Bindungsenergie der äußersten Nukleonen

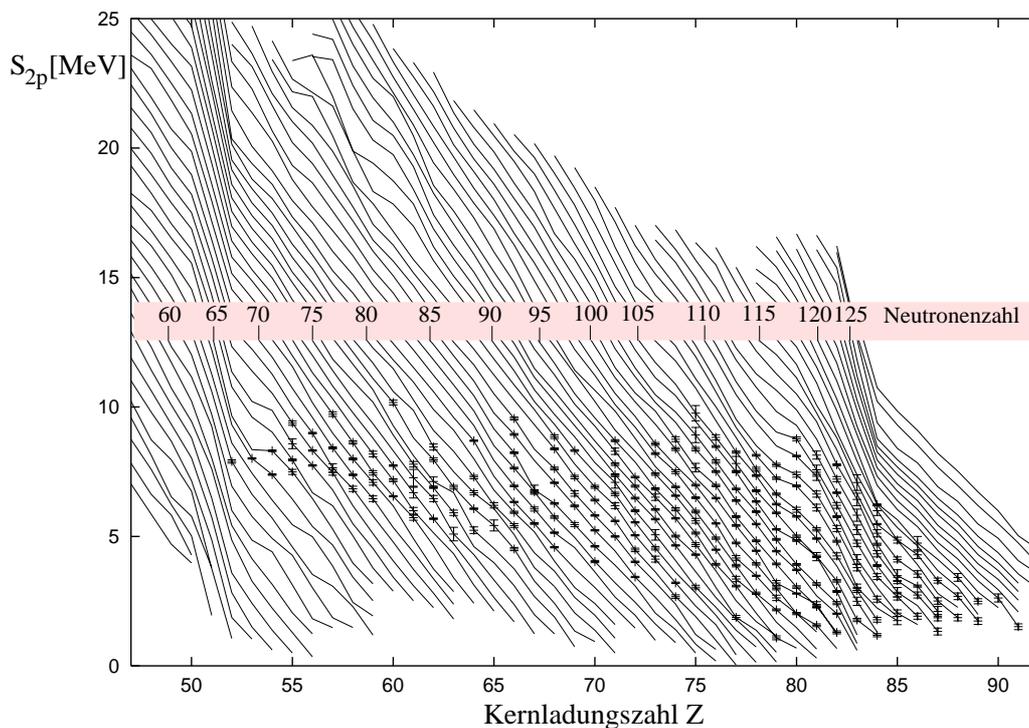


Abbildung 6.3: 2-Protonen-Separationenergie als Funktion der Kernladungszahl Z . Die eingezeichneten Linien verbinden die Isotone. Zur Orientierung sind in dem braunen Balken die Neutronenzahlen einiger Isotone angegeben. Die aus Massenwerten dieses Experiments bestimmten S_{2p} -Werte sind mit Fehlerbalken eingezeichnet. Über den gemessenen Bereich hinaus sind die Separationsenergien aus den Werten der Datenbasis (Abschnitt 3.1) berechnet.

ist für Kerne mit einer abgeschlossenen Protonen- oder Neutronenschale, also einer magischen Zahl von Protonen (Z) oder Neutronen (N) besonders groß. Die Separationsenergie als Funktion der Nukleonenzahl nach den Gl. 6.1 bis 6.6 ist die 1. Ableitung der Bindungsenergie. Dementsprechend wird die Schalenstruktur im Atomkern sowie eine Änderung der Kerndeformation sichtbar durch die Betrachtung der Separationsenergien einzelner Nukleonen, wie in Abschnitt 6.1 beschrieben, als Funktion von N und Z .

2-Protonen-Separationsenergie: Abb. 6.3 zeigt die 2-Protonen-Separationsenergie S_{2p} als Funktion der Kernladungszahl Z für die Isotone mit einer Neutronenzahl zwischen $N = 50$ und $N = 129$. Die abrupte Änderung von S_{2p} bei $Z = 50$ und $Z = 82$ zeigt deutlich die Protonen-Schalenabschlüsse. Im Bereich der in diesem Experiment gemessenen Massen sind die S_{2p} -Werte mit Fehlern eingezeichnet. Außerhalb des Messbereichs sind die Separationsenergien aus den Werten der Datenbasis berechnet. Deutlich zu erkennen sind die Schalenabschlüsse bei $Z = 50$ und $Z = 82$.

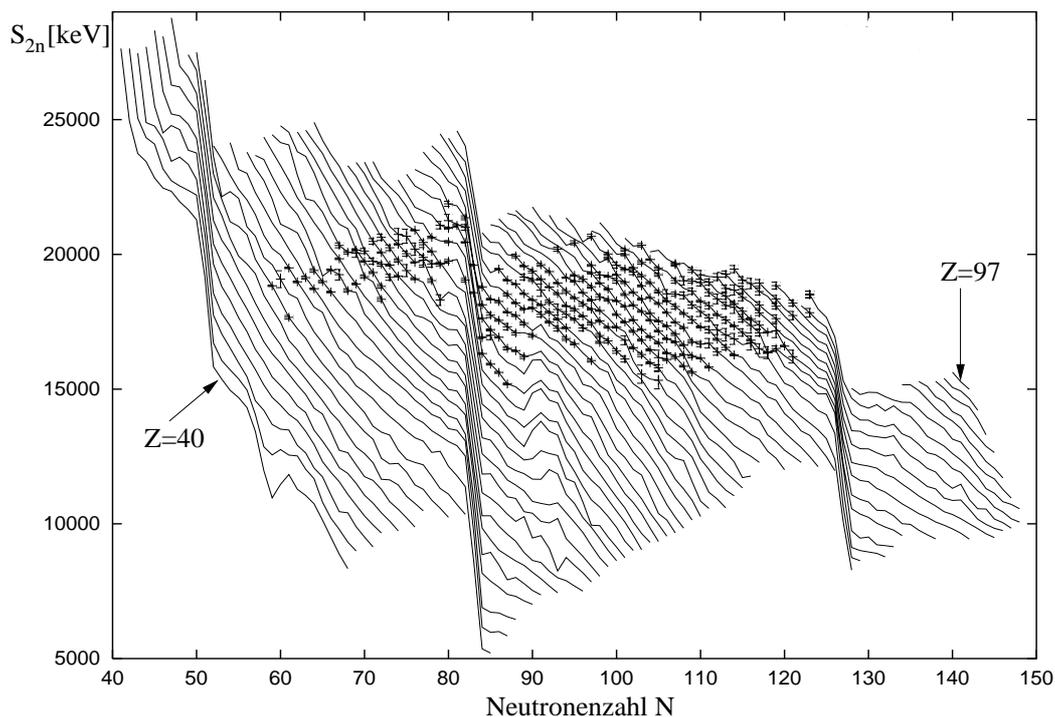


Abbildung 6.4: 2-Neutronen-Separationenergie als Funktion der Neutronenzahl. Die eingezeichneten Linien verbinden die verschiedenen Isotope eines Elements. Die aus Massenwerten dieses Experiments bestimmten S_{2n} -Werte sind mit Fehlerbalken eingezeichnet. Über den gemessenen Bereich hinaus sind die Separationsenergien aus den Werten der Datenbasis berechnet.

2-Neutronen-Separationsenergie: Die Abb. 6.4 zeigt den Verlauf der 2-Neutronen-Separationsenergie S_{2n} als Funktion der Neutronenzahl für die Isotopen mit einer Kernladungszahl zwischen $Z = 40$ und $Z = 97$. Deutlich zu sehen ist das Abknicken der Linien bei den magischen Neutronenzahlen $N = 50, 82$ und 126 . Daran lassen sich die Neutronen-Schalenabschlüsse erkennen. Ebenfalls deutlich erkennbar ist die Deformationsänderung bei $N = 90$. Hier steigt die Separationsenergie mit wachsender Neutronenzahl an und fällt ab $N = 95$ wieder mit gleicher Steigung wie in dem nicht deformierten Gebiet ab. Außerdem ist eine Deformationsänderung für $N < 82$ und $Z < 65$ zu erkennen.

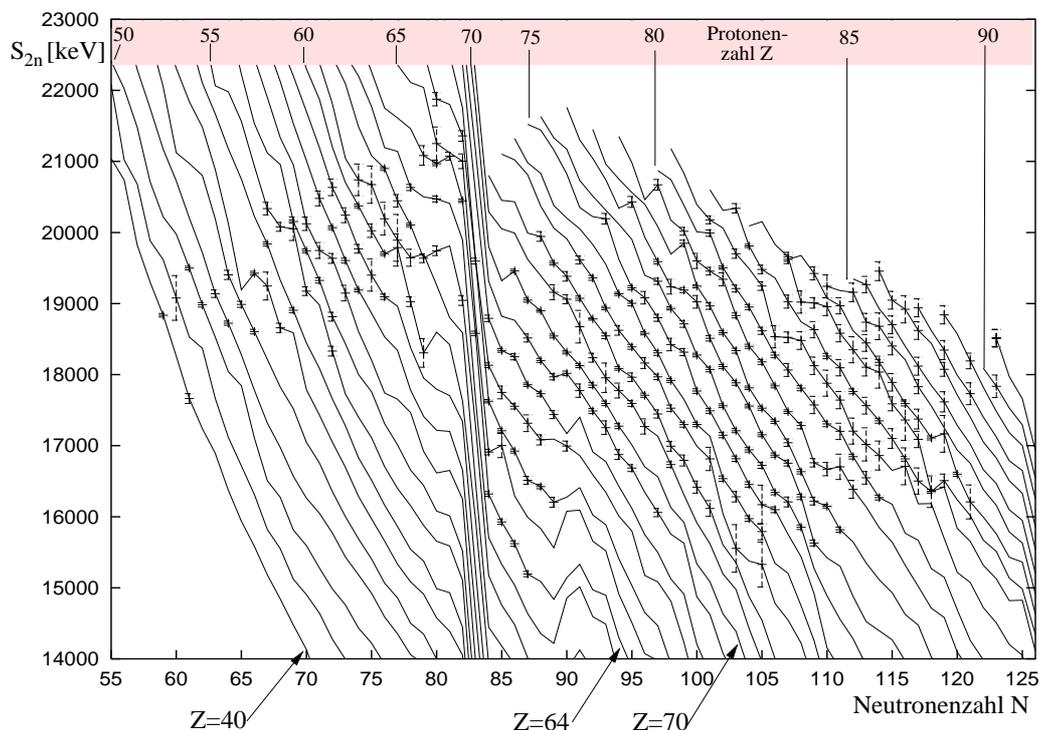


Abbildung 6.5: Ausschnitt aus Abb. 6.4, 2-Neutronen-Separationsenergie als Funktion der Neutronenzahl. Die aus den im Experiment gemessenen Massenwerten berechneten 2-Neutronen-Separationsenergien sind mit Fehlerbalken eingezeichnet.

Abb. 6.5 zeigt einen Ausschnitt aus Abb. 6.4 im Bereich der in diesem Experiment gemessenen Kerne. Die Abweichungen der Isotonen von einem glatten Verlauf bei $N = 90$ und $N < 82$ zeigen eine Deformationsänderung der Kerne in diesem Bereich an (s. Abschnitt 6.4.2, 6.4.3.)

1-Neutron-Separationsenergie: Trägt man die 1-Neutron-Separationsenergie S_{1n} (Abb. 6.6) entlang der Isotonen auf, werden zwei verschiedene

Effekte deutlich. Zunächst kann man den Einfluss abgeschlossener Neutronenschalen auf die Werte S_{1n} durch die deutlich vergrößerten Abstände der Isotonen bei Überschreiten der magischen Zahlen $N = 50, 82$ und 126 erkennen.

Der zweite, weniger ausgeprägte Effekt ist der Einfluss abgeschlossener Protonenschalen auf die Werte S_{1n} . Dies lässt sich an einem Abknicken der Isotonen an den magischen Protonenzahlen $Z = 50$ und $Z = 82$ in Abb. 6.6 erkennen. Die entsprechenden Stellen in Abb. 6.6 sind rot umkreist.

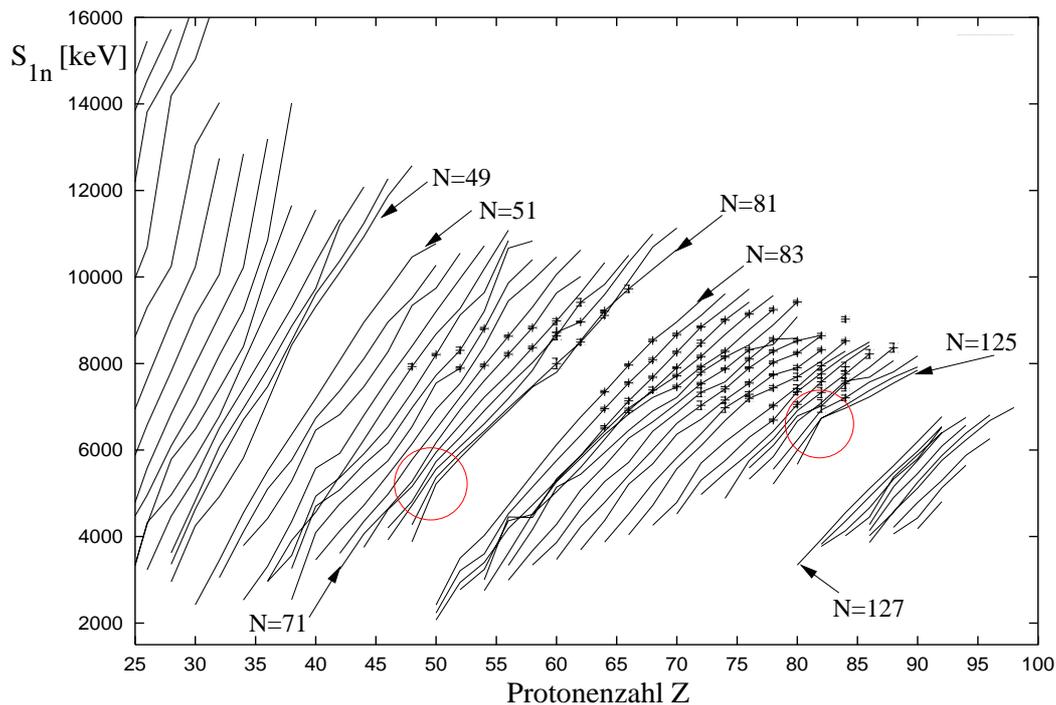


Abbildung 6.6: 1-Neutron-Separationsenergie S_{1n} als Funktion der Protonenzahl Z für Kerne mit geradem Z . Die eingezeichneten Linien verbinden die Isotone für ungerade Neutronenzahlen. Die aus den im Experiment gemessenen Massenwerten berechneten 1-Neutron-Separationsenergien sind mit Fehlerbalken eingezeichnet. Deutlich zu erkennen ist der vergrößerte Abstand der Isotonen bei den magischen Neutronenzahlen $N = 50, 82, 126$. Die roten Kreise kennzeichnen das Gebiet, in dem der Einfluss magischer Protonenzahlen auf die S_{1n} -Werte sichtbar wird (nähere Beschreibung s. Text).

Im Bereich der Protonenzahl $Z = 50$ (roter Kreis links in Abb. 6.6) ist die Steigung der Isotonen für S_{1n} mit $N = 71$ bis $N = 81$ beim Übergang von $Z = 48$ auf $Z = 50$ größer als bei Übergang von $Z = 50$ auf $Z = 52$, d.h. die Neutronenbindungsenergie ist im Bereich magischer Protonenzahlen vergrößert. Am stärksten ausgeprägt ist dieser Effekt bei $N = 82$. Er schwächt sich in den benachbarten Isotonen mit zunehmendem Abstand von

$N = 82$ ab. D.h., die zunehmend aufgebrochene Neutronenschale dominiert schließlich den Einfluss der abgeschlossenen Protonenschale, das Abknicken der Isotonen verschwindet. Derselbe Effekt zeigt sich im Bereich der Protonenzahl $Z = 82$ für die Isotonen um $N = 126$ (roter Kreis rechts in Abb. 6.6).

6.3 Separationsenergien für doppelt magische Kerne

Die gegenseitige Verstärkung des Einflusses magischer Protonen und Neutronen Zahlen auf die Bindungsenergie wird deutlich durch die Betrachtung von Differenzen von 2-Protonen- oder 2-Neutronen-Separationsenergien nach Gl. 6.7 und 6.8:

$$G_{2n} = S_{2n}(Z, N) - S_{2n}(Z, (N + 2)) \quad (6.7)$$

$$G_{2p} = S_{2p}(Z, N) - S_{2p}((Z + 2), N) \quad (6.8)$$

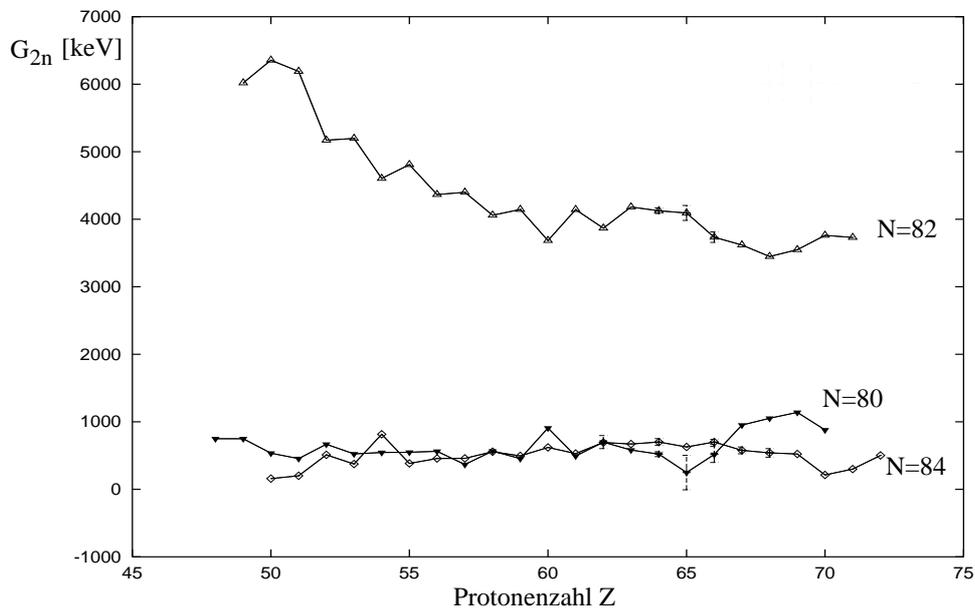


Abbildung 6.7: Differenzen von 2-Neutronen-Separationsenergien G_{2n} nach Gl. 6.7 in der Gegend des doppelt magischen Kerns ${}_{50}^{132}\text{Sn}_{82}$ als Funktion der Protonenzahl. Eingezeichnet sind die Isotonen für $N = 80, 82$ und 84 . Die Werte mit Fehlerbalken sind aus Massenwerten dieser Experiments berechnet und die Werte ohne Fehlerbalken aus Massenwerten der Datenbasis.

Doppelt magische Kerne sind besonders stabil, die Separationsenergie für einzelne Nukleonen ist hier besonders groß.

Doppelt magische Kerne bei $N = 82$ und $Z = 50$:

Der Einfluss der magischen Neutronenzahl $N = 82$ zeigt sich in Abb. 6.7 durch den großen Abstand zwischen den Isotonen für $N = 80$ und $N = 82$. Der Effekt der gegenseitigen Verstärkung zeigt sich in Abb. 6.7 durch das Anwachsen des Abstands zwischen den Isotonen für $N = 80$ und $N = 82$ bei Annäherung an die magische Protonenzahl $Z = 50$. Die Isotone für $N = 82$ liegt bei $Z = 70$ um ~ 2.6 MeV über der Isotone für $N = 80$. Die Differenz steigt bis auf ~ 6 MeV bei Annäherung an die magische Protonenzahl $Z = 50$ an.

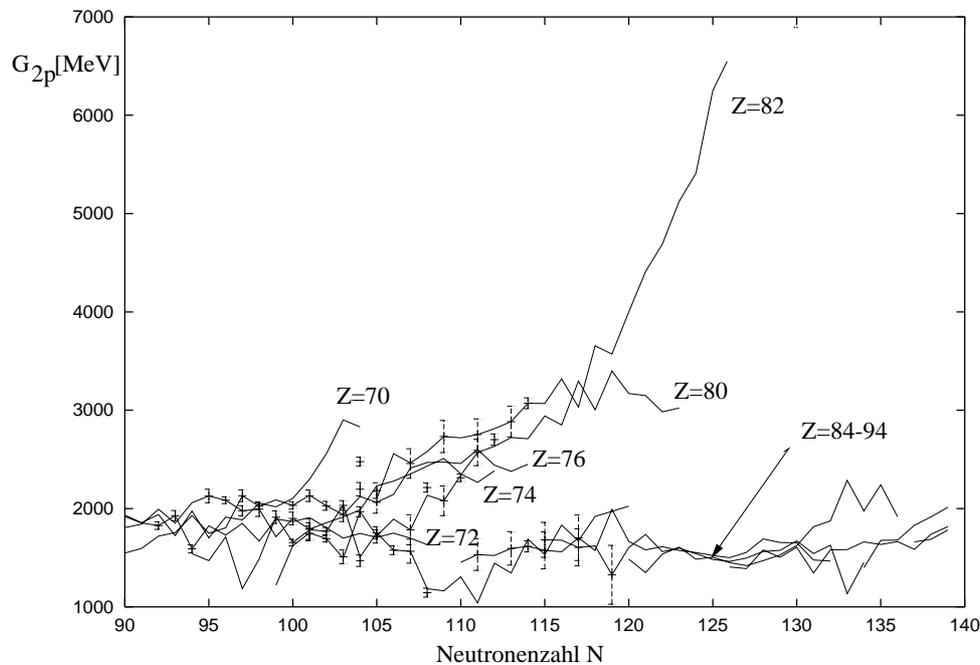


Abbildung 6.8: Differenzen von 2-Protonen-Separationsenergien G_{2p} nach Gl. 6.8 in der Gegend des doppelt magischen Kerns ${}^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$ als Funktion der Neutronenzahl. Eingezeichnet sind die Isotopen für $Z = 70$ bis 94 für gerade Z . Die Werte mit Fehlerbalken sind aus Massenwerten dieser Experiments berechnet, die Werte ohne Fehlerbalken wurden aus den Massenwerten der Datenbasis berechnet.

Doppelt magische Kerne bei $N = 126$ und $Z = 82$:

Entsprechendes ist in Abb. 6.8 für die Isotope $Z = 82$ bei Annäherung an die magische Neutronenzahl $N = 126$ zu sehen. Hier wächst der Abstand der Isotopen $Z = 82$ und $Z = 84$ von ~ 1 MeV bei $N = 110$ auf ~ 5 MeV

bei $N = 126$ an. Wie bereits in Abb. 6.6 für die S_{1n} -Werte beschrieben, zeigt sich anhand von Abb. 6.7 auch für die 2-Neutronen-Separationsenergie ein Einfluss der abgeschlossenen Protonenschale mit einer besonders starken Veränderung der S_{2n} -Werte im Bereich des doppelt magischen Kerns $^{132}_{50}\text{Sn}_{82}$. Analog zeigt sich in Abb. 6.8 der Einfluss der abgeschlossenen Neutronenschale auf die 2-Protonen-Separationsenergie im Bereich des doppelt magischen Kerns $^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$.

Doppelt magische Kerne bei $N = 82$ und $Z = 64$:

Trägt man die Werte für G_{2p} nach Gl. 6.8 für die 3 Isotopen mit $Z = 62, 64$ und 66 auf, zeigt sich ein weitgehend paralleler Verlauf zwischen $N = 95$ und $N = 88$. Bei einer weiteren Verringerung der Neutronenzahl steigen nun die G_{2p} -Werte für die Isotope mit $Z = 64$ an. Für $N = 82$ beträgt die Differenz ca. 400 keV bzw. 600 keV zu den Isotopen mit $Z = 62$ bzw. $Z = 66$. Es zeigt sich also bei $N = 82$ und $Z = 64$ in Abb. 6.9 ein vergleichbares Verhalten wie in Abb. 6.7 bei $Z = 50$ und in Abb. 6.8 bei $N = 126$.

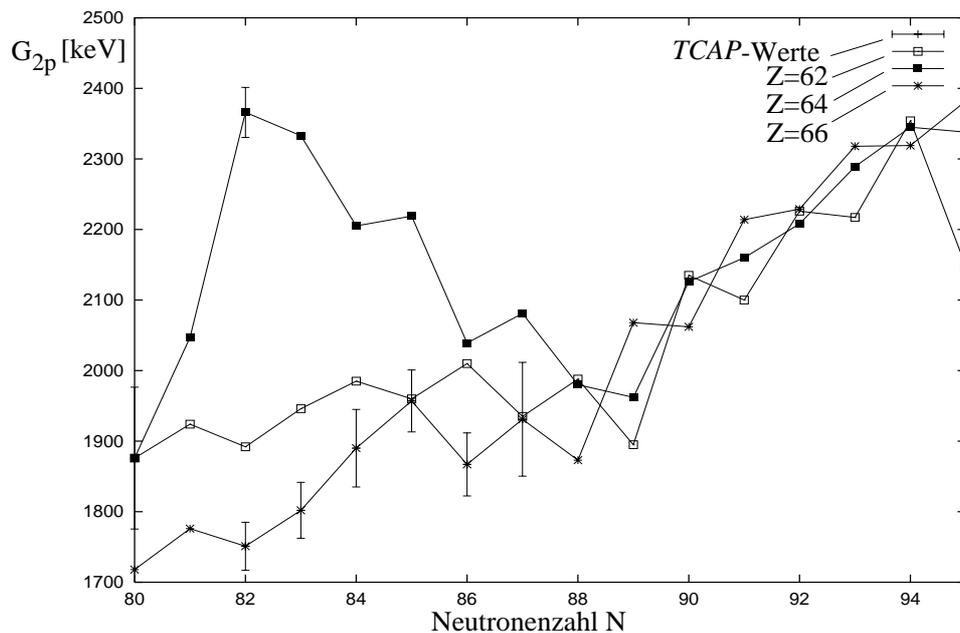


Abbildung 6.9: Differenzen von 2-Protonen-Separationsenergien als Funktion der Neutronenzahl. Eingezeichnet sind die Isotopen für $Z = 62, 64$ und 66 . Werte mit Fehlerbalken sind aus den Massenwerten des vorliegenden Experiments berechnet, Werte ohne Fehlerbalken sind aus den Massenwerten der Datenbasis berechnet.

6.4 Ergebnisse

6.4.1 Die Unterschale bei $Z = 64$

Aus dem in Abschnitt 6.3 diskutierten Verlauf der Isotopen in Abb. 6.9 lässt sich auf einen Schalenabschluss bei $Z = 64$ schließen. Die eingezeichneten Isotopen weichen für $N < 88$ von einem parallelen Verlauf ab und erreichen einen maximalen Abstand bei der magischen Neutronenzahl $N = 82$. Für $N = 82$ beträgt die Differenz der Isotopen $Z = 64$ ca. 400 keV bzw. 600 keV zu den Isotopen $Z = 62$ bzw. $Z = 66$.

Wie anhand von Abb. 6.9 zu sehen, ist der Effekt bei $Z = 64$ deutlich schwächer als im Bereich der Hauptschalenabschlüsse. Bei $Z = 64$ handelt es sich offensichtlich um einen Unterschalenabschluss.

Diese Proton-Unterschale bei $Z = 64$ zwischen dem $d_{5/2}$ und dem $h_{11/2}$ Proton-Orbital wurde schon anhand von Untersuchungen der α -Zerfallsenergien für Kerne der Seltenen Erden durch K. Toth et al. [Toth70] entdeckt. Die Untersuchung der 2^+ Energien für die $N = 82$ Isotone durch Ogawa et al. [Oga78], ergibt den höchsten Wert für ^{146}Gd , was auf eine sphärische Form für ^{146}Gd hinweist. Hinweise auf eine ähnliche Energielücke für $N = 64$ gibt es nicht.

Eine ausführliche Untersuchung des Schalenabschlusses bei $Z = 64$ durch Betrachtung der $E(2_1^+)$ Energien sowie der $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ Verhältnisse für gg-Kerne, findet sich in Veröffentlichungen von R. F. Casten et al. [Cast81, Cast85, Cast85b]. Es wird dargelegt, dass das $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ Verhältnis Werte ≤ 2 annimmt für die Vibrationsniveaus sphärischer Kerne, und Werte bis 3.33 erreicht werden für deformierte Kerne mit Rotationsniveaus. Das Auftragen der $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ Verhältnisse für die gg-Kerne von Ba ($Z = 56$) bis Yb ($Z = 70$) zeigt das Durchlaufen eines Minimums mit Werten um 2.0 bei $Z = 64$ für die Isotonen mit $N < 90$. Daraus kann die abgeschlossene Protonenschale bei $Z = 64$ erkannt werden. Das Verhältnis $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ für die Isotonen mit $N \geq 90$ durchläuft ein Maximum bei $Z = 64$. Dabei steigen die Werte im Maximum mit zunehmender Neutronenzahl bis auf ~ 3.3 bei $N = 96$. Es gibt also bei $N = 90$ eine Änderung der Deformation. Am stärksten ausgeprägt ist dieser Effekt für die Gd Isotope ($Z = 64$). Diese Deformationsänderung wird durch die Darstellung der 2 Neutronen Separationsenergie in den Abb. 6.4 und 6.5 voll betätigt.

6.4.2 Aufbruch der Protonenschale $Z = 64$ bei $N = 90$

Wie anhand der Abb. 6.5 zu sehen, schwächt sich die Deformationsänderung bei $N = 90$ zu beiden Seiten mit wachsendem Abstand zu $Z = 64$ ab. Aus den S_{2n} -Werten für Tm ($Z = 69$) und Yb ($Z = 70$), die aus Massenwer-

ten dieses Experiments abgeleitet sind, ist in Abb. 6.5 zu sehen, dass die Deformationsänderung bei $Z \geq 67$ schwächer wird und bei $Z = 70$ nicht mehr auftritt. Dies kann durch eine Reduktion des räumlichen Überlapps der Valenz-Neutronen und -Protonen für $Z \geq 67$ erklärt werden.

Für $Z \leq 60$ ist es energetisch ungünstiger das $h_{11/2}$ Orbital zu besetzen, die Deformationsänderung wird auch hier reduziert. In diesem Bereich wurden im vorliegenden Experiment keine Massenwerte gemessen.

Das Einsetzen der Deformation bei $N = 90$ wurde schon von R. Barber et al. beschrieben [Barb64] und wird in [Cast81] erklärt durch eine starke Proton-Neutron Wechselwirkung durch die Besetzung von p- und n-Orbitalen mit großem räumlichen Überlapp. Während für $Z = 64$ und $N = 82$ minimale Deformation erreicht wird, besetzen die Neutronen bei $N = 88$ bis $N = 90$ das $h_{9/2}$ Orbital. Durch eine Polarisation der Proton-Schalenstruktur besetzen die Protonen, ohne Erhöhung ihrer Anzahl, das $h_{11/2}$ Orbital. Nun findet durch die p-n Wechselwirkung der überlappenden Orbitale $(h_{9/2})_\nu$ und $(h_{11/2})_\pi$ die Deformationsänderung statt, die Energielücke der $Z = 64$ Unterschale wird aufgehoben.

6.4.3 Aufbruch der Protonenschale $Z = 64$ bei $N < 82$

Die Deformationsänderung für Gd und benachbarte Kerne zu beiden Seiten des Schalenabschlusses bei $N = 82$ wird in [Lis85] untersucht. Anhand der $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ Verhältnisse sowie des Deformationsparameters ϵ_2 jeweils als Funktion von N , wird gezeigt, daß die Deformationsänderung als Funktion von N in der Gegend der leichten Seltenen Erden gleichmäßiger verläuft als im Gebiet um $N = 90$. Zudem ist eine sehr geringe Z -Abhängigkeit der Deformationsänderung für $N < 82$ zu erkennen. Die Werte für die $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ Verhältnisse der Kerne von Ce bis Gd steigen mit abnehmender Neutronenzahl steil an von Werten < 1.5 für $N = 82$ auf Werte nahe bei 2.5 für $N = 80$. Danach zeigt sich eine gleichmäßige Änderung bis auf $E(4)/E(2) > 3.0$ für $N = 68$, d.h. diese Kerne nähern sich einer idealen axial-symmetrischen Form.

Das Einsetzen der Deformation für $N < 82$ wird auch von J. A. Cizewski [Ciz86] untersucht. Hier wird die Deformationsänderung erklärt durch eine p-n Wechselwirkung des $h_{11/2}$ Proton (Teilchen-) Orbitals mit dem $h_{11/2}$ Neutron (Loch-) Orbital. Durch die prolate Form der Protonenorbitals und der oblaten Form des Neutronenorbitals ist der räumliche Überlapp nicht maximal. Damit lässt sich der wesentlich sanftere Übergang zur deformierten Kernstruktur gegenüber der plötzlichen Deformationsänderung für $N > 82$ verstehen. Aufgrund von Nilsson Modell Rechnungen, die bei $N \approx 78$ eine

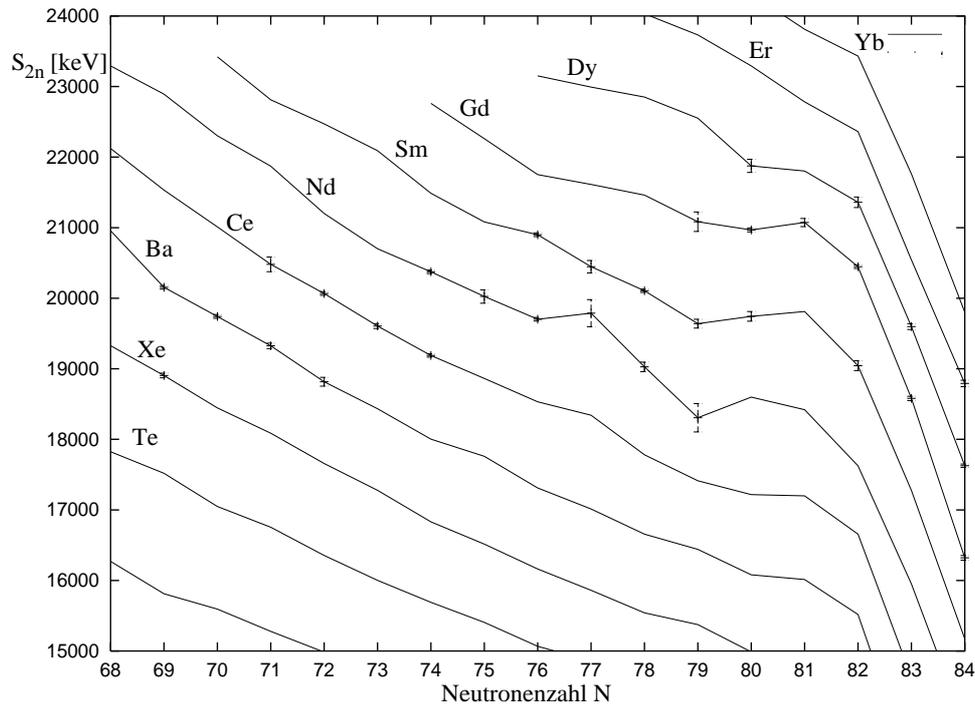


Abbildung 6.10: 2-Neutronen-Separationsenergie als Funktion der Neutronenzahl im Bereich der leichten Seltenen Erden. Eingezeichnet sind die Isotopen für $Z = 52$ bis $Z = 70$. Werte mit Fehlerbalken sind aus den Massenwerten des vorliegenden Experiments berechnet, Werte ohne Fehlerbalken sind aus den Massenwerten der Datenbasis berechnet.

Absenkung des $h_{11/2}$ Orbitals und eine Anhebung des $d_{5/2}$ Orbitals ergeben, sowie der Betrachtung von $E(2_1^+)$ und $E(4_1^+)$ Energien der Kerne von Gd bis Xe wird das Verschwinden des $Z = 64$ Schalenabschlusses für $N \leq 78$ angegeben.

Die Ergebnisse aus [Lis85] und [Ciz86] können mit den Messdaten dieses Experiments anhand von Abb. 6.10 bestätigt werden. Deutlich zu sehen ist die Änderung der Kerndeformation hin zum Schalenabschluß bei $N = 82$. Die S_{2n} -Werte zeigen bei $N = 77$ für die Nd Isotope und für $N = 76$ für die Sm Isotope durch einen leichten Anstieg eine Deformationsänderung an. Allgemein ist der Effekt bei $N \leq 78$ aufgrund des sanfteren Einsetzens der Kerndeformation gegenüber dem Bereich um $N = 90$ weit weniger deutlich zu sehen.

Kapitel 7

Vergleich mit Massenvorhersagen

Durch Vergleich der experimentellen Werte mit den Ergebnissen verschiedener Massenmodelle wird versucht, die Qualität der theoretischen Vorhersagen zu prüfen. Dabei muß beachtet werden, daß trotz der relativ großen Zahl an gemessenen Kernen im vorliegenden Experiment, nur ein Teil der Nuklidkarte abgedeckt wurde¹.

Die Abbildungen in diesem Kapitel stellen die Differenzen zwischen den Massenwerten eines Modells und den Massenwerten des Experiments $m_{\text{Mod}} - m_{\text{Exp}}$ als Funktion der Protonen- oder der Neutronenzahl dar. In den Vergleichen werden die Messwerte der bisher unbekannt Kerne (Tab. 4.2) und der Kerne aus α -Zerfallsketten (Tab. 4.4) verwendet.

In den Vergleichen wird deutlich, dass im Bereich der bekannten Schalenabschlüsse die größten Abweichungen zu den experimentellen Werten auftreten. Zur Verbesserung der Massenmodelle ist daher die genaue Kenntnis der Schalenstruktur der Kerne (s. Kapitel 6) und von Deformationsgebieten auf der Nuklidkarte von großer Bedeutung. Die allgemeine Übereinstimmung der Massenwerte des Modells mit den experimentellen Werten wird durch die mittlere quadratische Abweichung σ_{rms} nach Gl. 7.1 ausgedrückt.

$$\sigma_{\text{rms}}^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (m_i^{\text{Mod}} - m_i^{\text{Exp}})^2 \quad (7.1)$$

7.1 Extrapolationen nach Audi und Wapstra

Die Massentabellen von G. Audi und A. H. Wapstra [Aud95] enthalten neben allen bekannten experimentellen Werten für die Atommassen auch aus systematischen Trends abgeleitete Massenwerte für bisher nicht gemessene

¹ein Überblick über die gemessenen Kerne zeigt Abb. 4.1.

Nuklide. Bei der Berechnung der extrapolierten Massenwerte wird auf eine Übereinstimmung mit systematischen Trends in der Massenlandschaft, wie sie anhand von Neutronen- oder Protonenseparationslinien sichtbar werden, geachtet. Gleichzeitig müssen die Massenwerte mit gemessenen Zerfallsenergien für α - und β -Zerfall konsistent sein.

Abb. 7.1 zeigt die Differenzen der extrapolierten Massenwerte nach Audi und Wapstra zu den Massenwerten des Experiments.

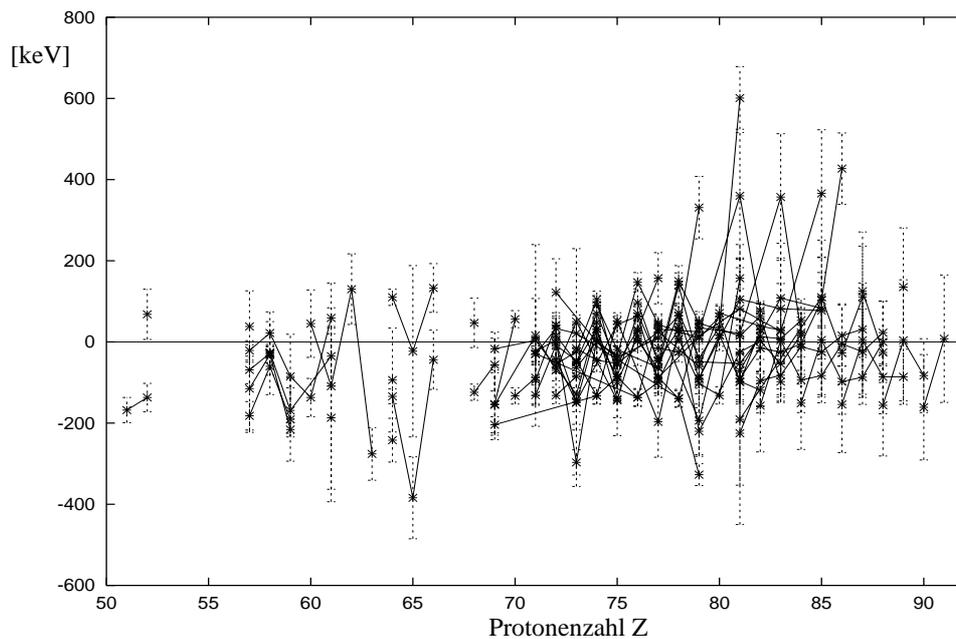


Abbildung 7.1: Differenzen ($m_{\text{AuWa}} - m_{\text{Exp}}$) der extrapolierten Massenwerte nach Audi und Wapstra zu den Massenwerten des Experiments als Funktion der Protonenzahl. Die eingezeichneten Fehlerbalken zeigen die aus den Messwerten und den extrapolierten Werten berechneten Fehler der Differenzen. Die Linien verbinden die Isotope gleicher Neutronenzahl.

Die relativ großen positiven Abweichungen der Differenzen im Bereich $Z = 79$ bis $Z = 86$ betreffen Nuklide, die Mitglieder von 3 verschiedenen α -Zerfallsketten sind. Die Q_α -Werte der beteiligten Nuklide stammen aus Messungen, die in [Aud95] noch nicht eingeflossen sind². Im Einzelnen handelt es sich um folgende Nuklide:

¹⁷⁷**Au**, ¹⁸¹**Tl**: die Massenwerte dieser beiden Kerne ergeben sich aus der in Abschnitt 4.6.3 beschriebenen α -Zerfallskette.

¹⁸⁵**Tl**, ¹⁸⁹**Bi**, ¹⁹³**At**: diese 3 Nuklide sind Mitglieder einer α -Zerfallskette. Die Fehler der extrapolierten Werte nach [Aud95] für die 3 Nuklide betragen 400 keV.

²Die im Experiment verwendeten zusätzlichen Q_α -Werte sind in Anhang B aufgeführt.

¹⁹⁷Rn: Der Massenwert ergibt sich aus einer α -Zerfallskette über ¹⁹³Po und ¹⁸⁹Pb. Das Pb Isotop wurde im Experiment direkt gemessen.

Die mittlere quadratische Abweichung der extrapolierten Werte von den Massenwerten des Experiments beträgt:

$$\text{Audi/Wapstra: } \sigma_{\text{rms}} = 119 \text{ keV}$$

7.2 Bethe-Weizsäcker Massenformel

Das Tröpfchenmodell (liquid-drop model), 1935 eingeführt durch C. F. von Weizsäcker, vergleicht den Atomkern mit einem Flüssigkeitstropfen. Dieser Vergleich liegt einerseits nahe durch die Proportionalität des Kernvolumens zur Zahl der Nukleonen A und der damit näherungsweise konstanten Kerndichte, andererseits durch die näherungsweise konstante Bindungsenergie pro Nukleon B/A , für $A \geq 50$. Daraus lässt sich ableiten, dass die Kernkräfte der Nukleonen nur zwischen unmittelbaren Nachbarn wirken. Bei der Annahme einer Wechselwirkung zwischen allen Nukleonen eines Kerns, wäre die Kernkraft proportional zur Zahl der Bindungen und damit etwa zu A^2 . Mit diesen Erkenntnissen lassen sich die Beiträge zur Bindungsenergie im Tröpfchenmodell [Yang96] nach Gl. 7.3 verstehen. Die gesamte Kernbindungsenergie ergibt sich nach Gl. 7.2 aus der Differenz der Summe der Massen der Nukleonen und der Grundzustandsmasse des Atomkerns³.

$$m_{\text{Kern}}(A, Z) = Zm_p + Nm_n - B/c^2 \quad (7.2)$$

$$B(Z, A) = a_V A - a_S A^{2/3} - a_C Z^2 A^{-1/3} - a_{\text{sym}}(Z - N)^2 A^{-1} + B_P \quad (7.3)$$

mit

$$B_P = \begin{cases} a_p A^{-1/2} & \text{für gg-Kerne} \\ 0 & \text{für A ungerade} \\ -a_p A^{-1/2} & \text{für uu-Kerne} \end{cases}$$

Der erste Term ist der Volumenterm, er beinhaltet die Proportionalität der Bindungsenergie zur Zahl der Nukleonen. Der zweite Term berücksichtigt die Tatsache, dass Nukleonen an der Oberfläche weniger Bindungspartner

³Für gebundene Zustände ist die Kernbindungsenergie B positiv

haben als Nukleonen im Innern, das Vorzeichen ist daher negativ. Die Coulombabstoßung der Protonen untereinander ist umgekehrt proportional zu deren Abstand, was bei Annahme einer homogen geladenen Kugel zu einer Proportionalität der Coulombkraft zu $A^{-1/3}$ führt. Dies ist im dritten Term enthalten. Die letzten beiden Terme, der Symmetrieterm und die Paarungsenergie, sind im Bild des Fermi Gas Modells erklärbar. Im Grundzustand nehmen die Nukleonen im Kern, entsprechend dem Pauli Prinzip, die niedrigsten Energiezustände bis zur Fermi Energie ein. Protonen und Neutronen sind dabei, aufgrund ihrer unterschiedlichen Ladung, in verschiedenen Potentialtöpfen gebunden. Jeder Energiezustand kann entsprechend dem Pauli Prinzip zwei Neutronen bzw. Protonen mit antiparallelem Spin aufnehmen. In diesem Modell erreicht die gesamte kinetische Energie des Kerns ein Minimum für $N=Z$, außerdem reduziert sich die Energie des Kerns, wenn Protonen bzw. Neutronen in geraden Zahlen auftreten, und sich so zu Spin 0 addieren können.

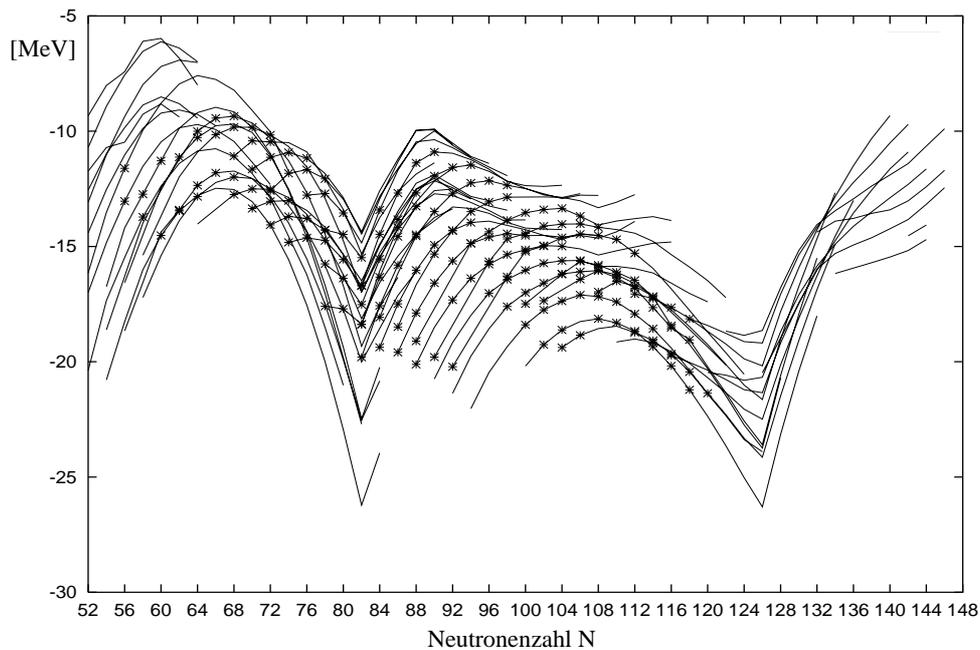


Abbildung 7.2: Differenzen ($m_{B,Weiz.} - m_{Exp}$) [MeV] der Massenwerte nach der Bethe-Weizsäcker Massenformel zu den Massenwerten des Experiments (Werte mit '*' gekennzeichnet) als Funktion der Neutronenzahl. Zusätzlich wurden in der Abbildung die Differenzen zu experimentellen Werten der Datenbasis (s. Kap. 3.1) eingetragen. Zur besseren Übersicht sind nur Kerne mit gerader Neutronenzahl dargestellt. Die Linien verbinden die Isotope gleicher Protonenzahl.

Wie an den Abweichungen zu den experimentellen Werten in Abb. 7.2 zu

erkennen ist, stellt die Formel nach Gl. 7.3 nur eine sehr grobe Näherung dar. An den deutlich wachsenden Abweichungen im Bereich der magischen Zahlen (hier $N = 82$ und $N = 126$) zeigt sich der Einfluss der Schalenabschlüsse, welcher in der Bethe-Weizsäcker Massenformel nicht berücksichtigt ist. Die mittlere quadratische Abweichung zu den Massenwerten des Experiments beträgt:

$$\text{Bethe-Weizsäcker: } \sigma_{\text{rms}} = 14.7 \text{ MeV}$$

7.3 Massenmodell von Spanier und Johansson

Das Massenmodell von L. Spanier und S. Johansson [Spa88] ist eine modifizierte Bethe-Weizsäcker Massenformel. Dabei werden Kerndeformationen und Schalenkorrekturen berücksichtigt. Wie Gl. 7.4 zeigt, besteht die Formel aus 3 Teilen.

$$M(Z, N, \beta) = M_W(Z, N) - E_{\text{def}}(Z, N, \beta) - E_{\text{shell}}(\beta) \quad (7.4)$$

Der erste Teil von Gl. 7.3 enthält einen Ausdruck für eine modifizierte Bethe-Weizsäcker Massenformel. Dabei wurde der Symmetrieterm in einen Oberflächen- und einen Volumenterm aufgespalten. Im Wesentlichen stimmt der erste Term mit Gl. 7.3 überein. Der zweite Term beschreibt die Deformationsenergie. Er kann als Polynom entsprechend Gl. 7.5 des Deformationsparameters β geschrieben werden.

$$E_{\text{def}}(Z, N, \beta) = C_1\beta + C_2\beta^2 + C_3\beta^3 \quad (7.5)$$

In Gl. 7.5 beschreibt der lineare Term die Energieänderung der Einteilchenzustände im deformierten Potential, der zweite und dritte Term beschreibt die Änderung in der Oberflächen- und Coulombenergie. Die Parameter C_2 und C_3 sind an experimentelle Deformationswerte angepasst.

Die Schalenkorrekturen (3. Term in Gl. 7.4) werden nach Gl. 7.6 als Funktion der Deformation beschrieben. Die maximale Deformation β_e^{max} ist innerhalb eines Deformationsgebiets konstant, β_e ist die Gleichgewichtsdeformation eines Kerns. Die Variable κ kann an die verschiedenen Gebiete angepasst werden, zur Vereinfachung werden aber nur zwei verschiedene Werte verwendet. Die Massenformel gilt für $N > 50$ und $Z > 50$.

$$E_{\text{shell}}(\beta) = \kappa(\beta_e^{\text{max}} - \beta_e) \quad (7.6)$$

In Abb. 7.3 sind die Differenzen des Modells zu den Massenwerten des Experiments als Funktion der Protonenzahl dargestellt. Die verschiedenen

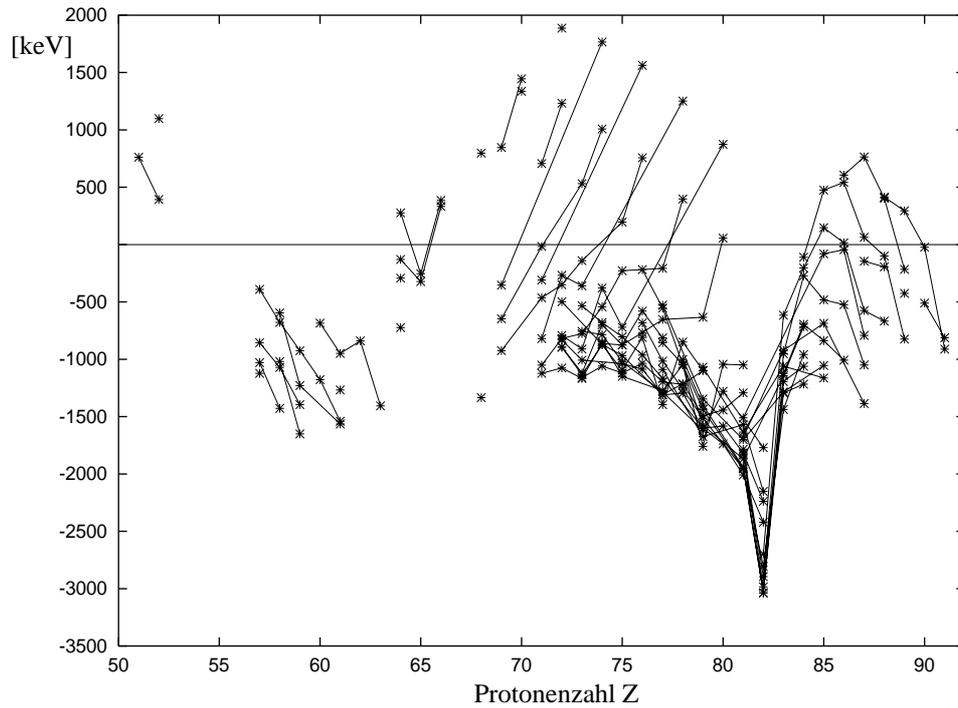


Abbildung 7.3: Differenzen ($m_{\text{SpaJoh}} - m_{\text{Exp}}$) der Kernmassen nach dem Modell von Spanier und Johansson zu den Massenwerten des Experiment als Funktion der Protonenzahl in keV. Die Linien verbinden die Isotone gleicher Neutronenzahl.

Isotone sind durch Linien verbunden. An den absoluten Abweichungen ist eine deutliche Verbesserung gegenüber dem reinen Bethe-Weizsäcker Modell in Abb. 7.2 zu sehen. Dennoch ergeben sich die größten Abweichungen gerade beim Schalenabschluß bei $Z = 82$.

In dem Ausschnitt aus der Darstellung der Differenzen als Funktion der Neutronenzahl in Abb. 7.4, ist dieser Effekt an dem deutlich vergrößerten Abstand der Isotopen beim Übergang von $Z = 81$ auf $Z = 82$ zu sehen. Der Grund ist eine starke Abhängigkeit des Modells von den Fehlern der Deformationsparameter für geringe Deformation. Wie in Abb. 7.4 zu sehen ist, ist der Einfluss der Paarungsenergie nicht vollständig kompensiert. Das Modell reproduziert die experimentell bekannten Massenwerte mit einem mittleren Fehler von $\sigma_{\text{SpaJoh}} = 484 \text{ keV}$ [Spa88]. Die mittlere quadratische Abweichung zu den Massenwerten des Experiments beträgt:

$$\text{Spanier/Johansson: } \sigma_{\text{rms}} = 1156 \text{ keV}$$

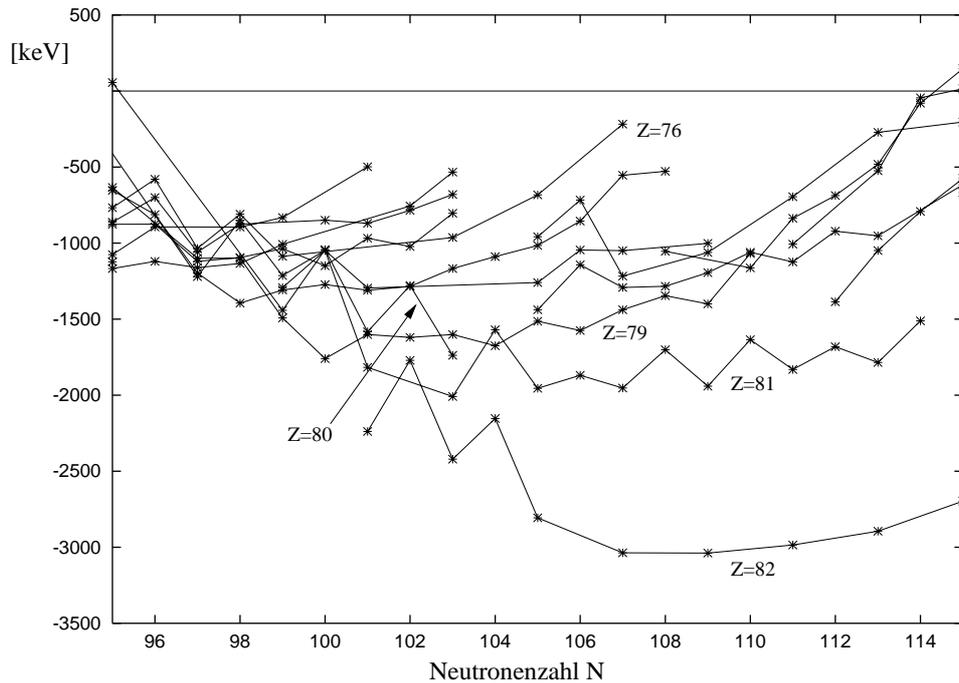


Abbildung 7.4: Differenzen ($m_{\text{SpaJoh}} - m_{\text{Exp}}$) der Kernmassen nach dem Modell von Spanier und Johansson zu den Massenwerten des Experiments als Funktion der Neutronenzahl in keV im Bereich $N = 95$ bis $N = 115$. Die Linien verbinden die Isotope gleicher Protonenzahl.

7.4 Garvey-Kelson Relationen

Die Garvey-Kelson Relationen [Jän88] nach Gl. 7.7 erlauben die Berechnung der Grundzustandsmasse $m(Z, N)$ eines Atomkerns mit Z Protonen und N Neutronen mit Hilfe bekannter Massen für die Spiegelkerne. Spiegelkerne liegen auf der Nuklidkarte, bezüglich der $N = Z$ Achse, zueinander achsensymmetrisch. Die Extrapolation unbekannter Massen auf diese Weise ist möglich durch die Ladungssymmetrie der Kernkräfte. Dadurch unterscheiden sich die Bindungsenergien von Spiegelkernen im Wesentlichen nur durch die Coulomb Energie.

Die Gl. 7.7 ist in schweren Kernen besser erfüllt als in leichten. Insgesamt konnten bisher mit dem Modell 5908 Kernmassen berechnet werden.

$$\begin{aligned}
 & m(N + 2, Z - 2) - m(N, Z) + m(N + 1, Z) - m(N + 2, Z - 1) \\
 & + m(N, Z - 1) - m(N + 1, Z - 2) \approx 0
 \end{aligned} \tag{7.7}$$

J. Jänecke und P.J. Masson betrachten Gl. 7.7 als homogene partielle Differentialgleichung und geben eine allgemeine Lösung nach Gl. 7.8 an.

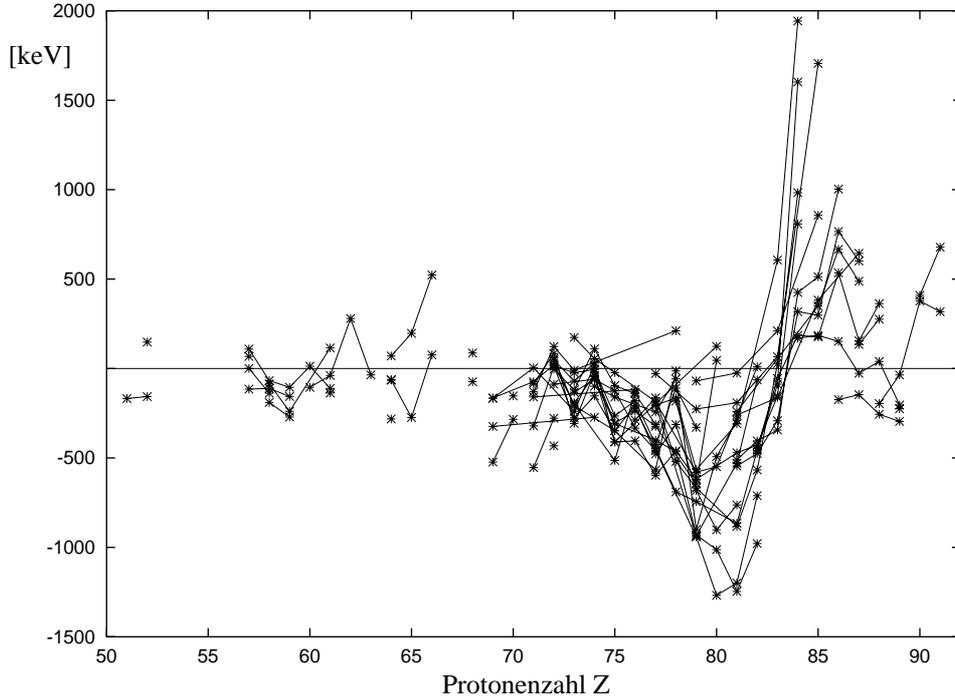


Abbildung 7.5: Differenzen ($m_{\text{JanMass}} - m_{\text{Exp}}$) der Kernmassen nach dem Modell von Jänecke/Masson zu den Massenwerten des Experiments als Funktion der Protonenzahl in keV. Die Linien verbinden die Isotone gleicher Neutronenzahl.

$$m(Z, N) = G_1(N) + G_2(Z) + G_3(N + Z) \quad (7.8)$$

Diese Gleichung gilt für Kerne mit $N > Z$ und $N = Z$ (N, Z gerade). Die Funktionen G_i werden aus einer χ^2 Minimierung der Differenzen $m(Z, N) - m_{\text{Exp}}(Z, N)$ erhalten. Die Anpassung muss für verschiedene Gebiete der Nuklidkarte separat durchgeführt werden. Dies führt zu 928 verschiedenen Fitparametern.

Wie in Abb. 7.5 zu sehen, werden die Massenwerte für die Ordnungszahlen von $50 \leq Z \leq 78$ relativ gut vorhergesagt. In diesem Bereich ergibt sich ein Wert für die mittlere quadratische Abweichung zu den Werten des Experiments von $\sigma_{\text{rms}} = 249$ keV. Die Abweichungen steigen im Bereich des Schalenabschlusses bei $79 \leq Z \leq 85$ auf einen Wert von $\sigma_{\text{rms}} = 678$ keV.

Die Auftragung der Differenzen als Funktion von N in Abb. 7.6 zeigt im Bereich großer Deformationsänderung um $N=90$ ⁴ eine gute Übereinstimmung mit den Messwerten. Die größten Abweichungen treten wieder im Bereich

⁴Das Deformationsgebiet um $N = 90$ ist in Abb. 6.4 zu sehen.

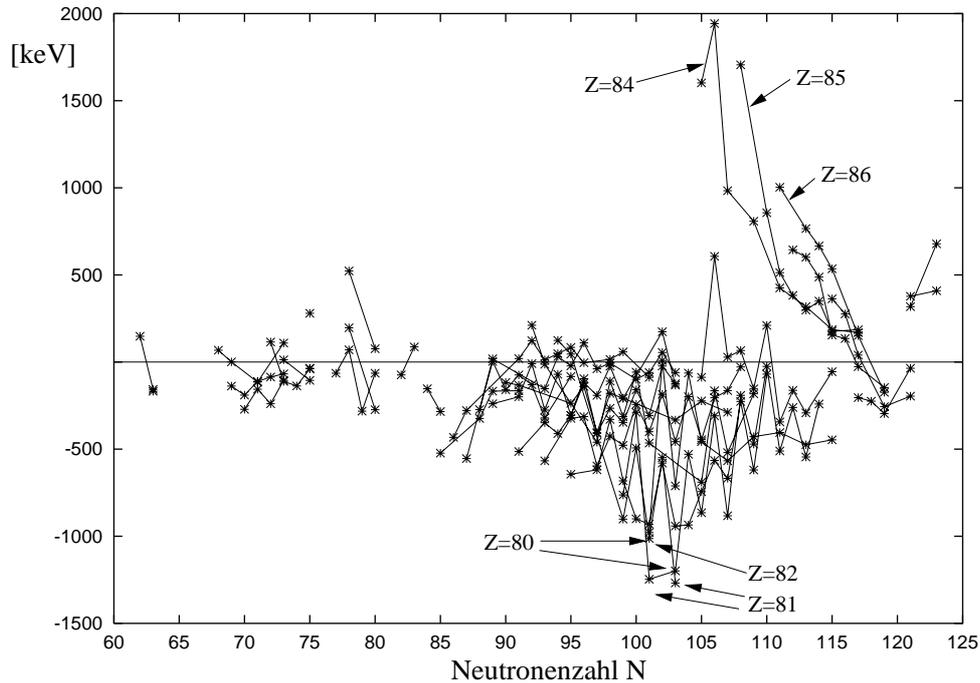


Abbildung 7.6: Differenzen ($m_{\text{JanMass}} - m_{\text{Exp}}$) der Kernmassen nach dem Modell von Jänecke/Masson zu den Massenwerten des Experiments als Funktion der Neutronenzahl in keV. Die Linien verbinden die Isotope gleicher Protonenzahl.

einer magischen Protonenzahl auf: Im Bereich $100 \leq N \leq 115$ erreichen die Isotope für $Z = 80, 81, 82$ die größten negativen Werte und die Isotope für $Z = 84, 85, 86$ erreichen die größten positiven Werte.

Die Standardabweichung der aus Gl. 7.8 berechneten Massen mit allen bekannten Massen beträgt $\sigma_{\text{JanMass}} = 114 \text{ keV}$ [Jän88].

Die mittlere quadratische Abweichung zu den Massenwerten des Experiments beträgt:

$$\text{Jänecke/Masson: } \sigma_{\text{rms}} = 449 \text{ keV}$$

7.5 Massenformel von Duflo

Das phänomenologische Massenmodell von Duflo [Duf94] verbindet Elemente des Tröpfchenmodells mit Eigenschaften der algebraischen Ansätze (Garvey-Kelson Relationen). Das Modell nimmt an, dass der grobe Verlauf der Bindungsenergie als universelle Funktion von N und Z geschrieben werden kann. Zusätzlich hängt die Bindungsenergie von verschiedenen Funktionen von lokal definierten Variablen mit begrenztem Gültigkeitsbereich ab. Insgesamt

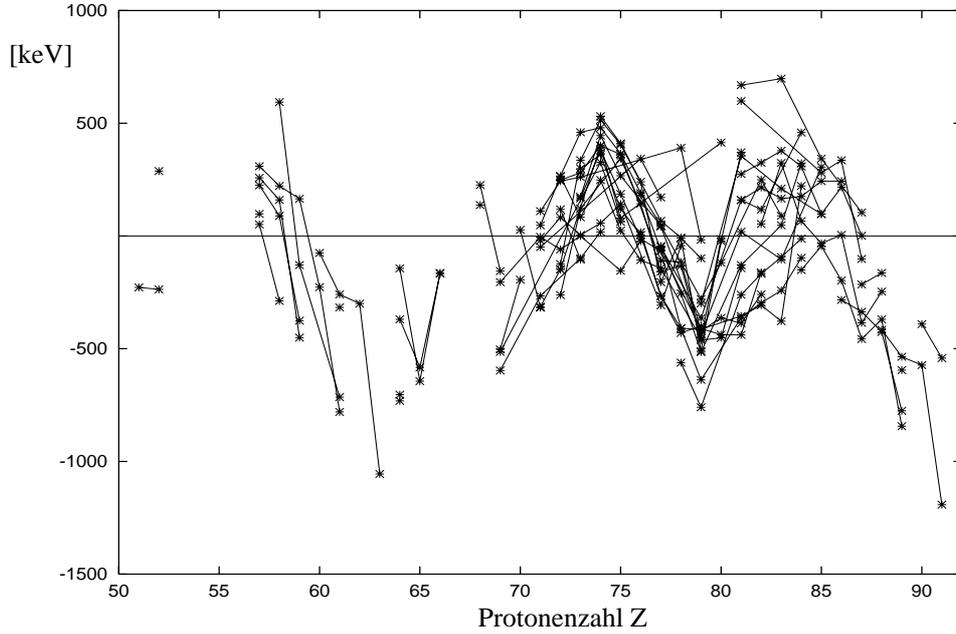


Abbildung 7.7: Differenzen ($m_{\text{Duflo}} - m_{\text{Exp}}$) der Kernmassen nach der Massenformel von Duflo zu den Massenwerten des Experiments als Funktion der Protonenzahl in keV. Die Linien verbinden die Isotone gleicher Neutronenzahl.

wird die Bindungsenergie in der Form von Gl. 7.9 beschrieben:

$$E = E_{\text{mac}} + (E_{\text{self}} + E_{\text{int}})G \quad (7.9)$$

E_{mac} ist eine Funktion, die den groben Verlauf beschreibt. Sie enthält Korrekturen für die Coulomb- und die Paarungskräfte, E_{self} beschreibt die Summe der Schaleneffekte für alle verschiedenen Nuklide, E_{int} beschreibt die Wechselwirkung zwischen Valenz Protonen und -Neutronen. Der Faktor G enthält eine Gaußfunktion, die die Abnahme des Einflusses abgeschlossener Schalen berücksichtigt. Insgesamt enthält das Modell 12 Variablen, die durch einen Fit an bekannte Massen bestimmt werden, sowie einige Funktionsformen und Definitionen von verschiedenen Bereichsgrenzen. Die Auftragung der Differenzen in Abb. 7.7 zeigt größere Abweichungen in den drei Bereichen um $60 \leq Z \leq 65$, im Bereich um $Z = 80$ sowie für $87 \leq Z \leq 91$. In den ersten zwei Bereichen liegen die Schalenabschlüsse $Z = 64$, $Z = 82$. Die Messwerte des Experiments mit einer Protonenzahl im dritten Bereich haben eine Neutronenzahl von $112 \leq N \leq 122$ und liegen damit in der Nähe der abgeschlossenen Neutronenschale $N = 126$. In Abb. 7.8 zeigt sich ebenfalls ein Ansteigen des Betrags der Differenzen im Bereich $115 \leq N \leq 122$. Die Massenformel von Duflo zeigt, trotz Berücksichtigung von Schaleneffekten, in der Nähe von magischen Zahlen relativ große Abweichungen zu den Werten

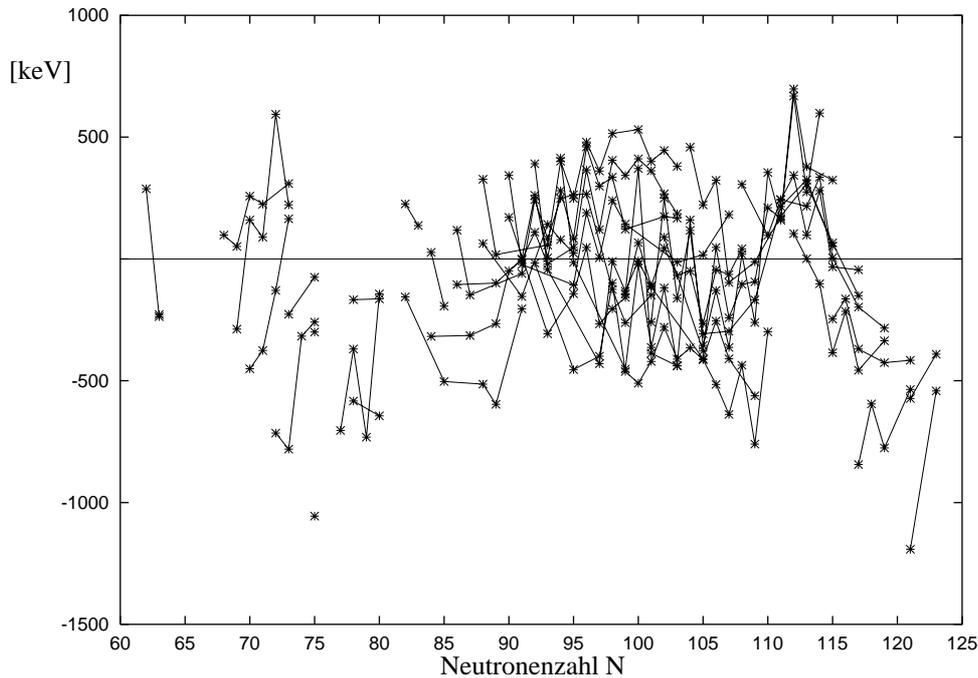


Abbildung 7.8: Differenzen ($m_{\text{Duflo}} - m_{\text{Exp}}$) der Kernmassen nach der Massenformel von Duflo zu den Massenwerten des Experiments als Funktion der Neutronenzahl in keV. Die Linien verbinden die Isotope gleicher Protonenzahl.

des Experiments.

Insgesamt wurden mit dem Modell die Massen von 1372 bekannten Nukliden mit $N \geq 28$ und $Z \geq 20$ mit einer mittleren quadratischen Abweichung von $\sigma_{\text{Duflo}} = 385$ keV berechnet.

Die mittlere quadratische Abweichung zu den Massenwerten des Experiments beträgt:

$$\text{Duflo: } \sigma_{\text{rms}} = 333 \text{ keV}$$

7.6 Makroskopisch-Mikroskopisches Modell von Möller und Nix

Das makroskopisch-mikroskopische Modell von P. Möller und J.R. Nix beschreibt die Kernbindungsenergie als Summe aus einem makroskopischen und einem mikroskopischen Term, die beide eine Funktion der Nukleonenzahlen und der Deformation des Kern sind [Moe81]. Der makroskopische Term kann durch das 'liquid-drop-model' beschrieben werden. Eine Verbesserung entsteht durch die Benutzung eines Kernpotenzials, welches die endliche Reich-

weite der Kernkraft berücksichtigt. Möller und Nix verwenden dazu eine Faltung eines Yukawa-Potenzials mit einer Exponentialfunktion. [Kra79]. Der mikroskopische Term enthält Schalenkorrekturen nach der Strutinsky Methode [Stru68] und berücksichtigt Paarungs-Effekte. Weitere Verbesserungen des Modells [Moe88] wie eine neue Berechnung der Paarungsenergien nach der Lipkin-Nogami Methode [Prad73] oder die Berücksichtigung von Massenfehlern bei der Bestimmung der Modellparameter haben die Genauigkeit des Modells weiter gesteigert.

Wie anhand der Abb. 7.9 zu sehen, zeigt der Vergleich des Massenmodells mit den im Experiment gemessenen Massen eine relativ gute Übereinstimmung. Speziell im Bereich der Schalenabschlüsse kann kein signifikanter Anstieg der Abweichungen festgestellt werden. Die mittlere quadratische Abweichung zwischen berechneten und experimentellen Massenwerten beträgt für einen Satz von 1323 Massenwerten $\sigma_{\text{Möller/Nix}} = 835 \text{ keV}$ [Moe88]. Die mittlere quadratische Abweichung zu den Massenwerten des Experiments beträgt:

$$\text{Möller/Nix: } \sigma_{\text{rms}} = 379 \text{ keV}$$

7.7 Ergebnisse der Modellvergleiche

Die Ergebnisse der Vergleiche verschiedener Massenmodelle mit den Messwerten⁵ sind im Einzelnen bereits in den Abschnitten 7.1 bis 7.6 beschrieben.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass im Bereich der Schalenabschlüsse die größten Abweichungen zu den experimentellen Werten auftreten. So ergibt sich im Modell von Spanier und Johannson ein Betrag der Abweichungen bis zu 3 MeV bei $Z = 82$. Aus den Garvey-Kelson Relationen nach Jänecke und Masson ergeben sich bei $Z = 82$ Abweichungen bis zu 2 MeV. Die Massenformel von Duflo zeigt die größten Abweichungen von bis zu 1 MeV ebenfalls bei den magischen Nukleonenzahlen. Aus den Vorhersagen nach dem makroskopisch-mikroskopischen Modell von Möller und Nix ergibt sich dagegen kein signifikanter Anstieg der Abweichungen im Bereich magischer Nukleonenzahlen. Der Einfluss der Schalenabschlüsse wird hier am besten berücksichtigt.

Die beste mittlere Übereinstimmung mit den Messwerten ergibt sich mit den empirischen Massenvorhersagen nach Audi und Wapstra mit einer mittleren quadratischen Abweichung zu den Messwerten von $\sigma_{\text{rms}} = 119 \text{ keV}$.

⁵Es werden die im Experiment gemessenen Massenwerte der e-Kerne (Tab. 4.2) und der Kerne aus α -Zerfallsketten (Tab. 4.4) verwendet.

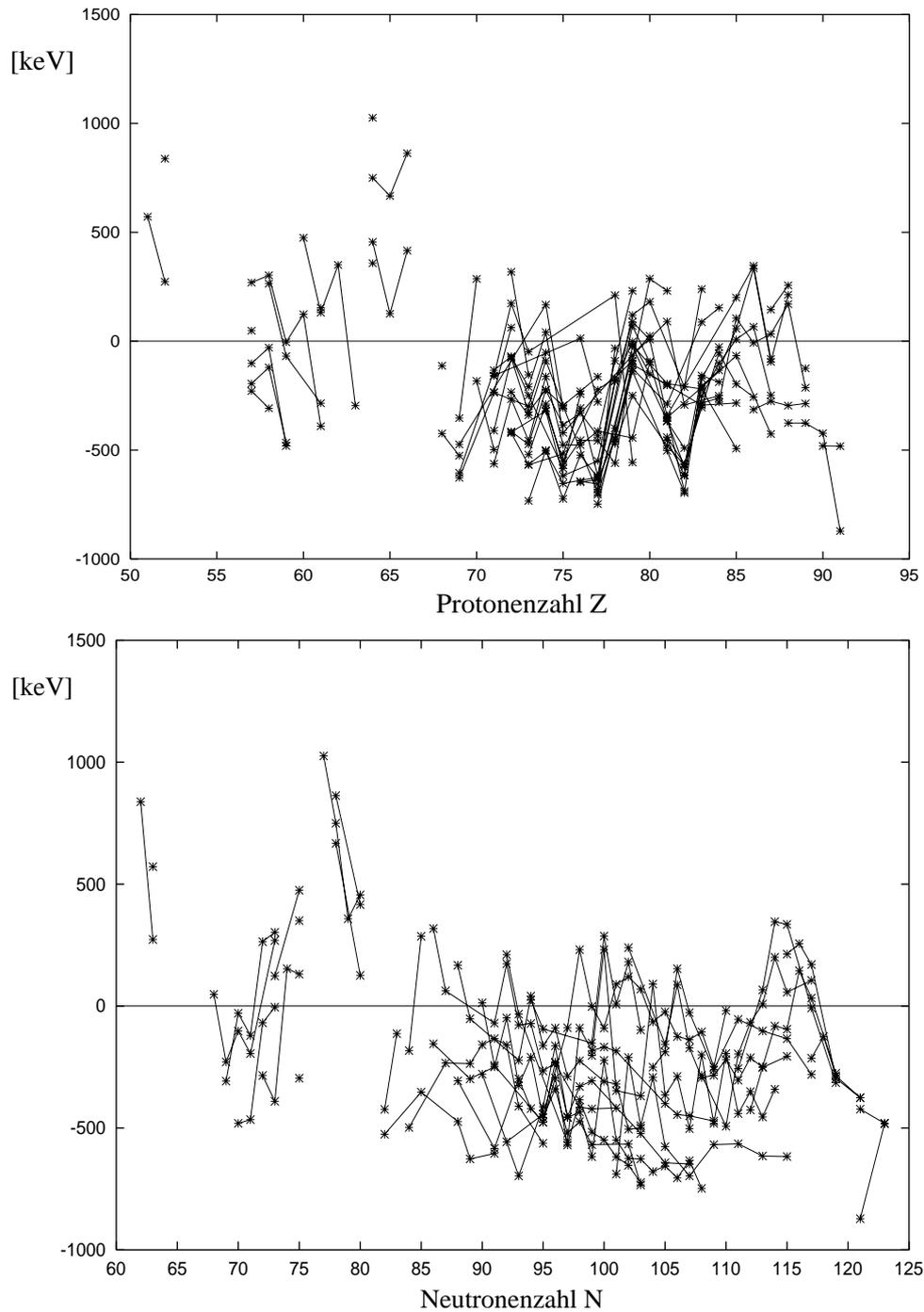


Abbildung 7.9: Differenzen ($m_{\text{Möller/Nix}} - m_{\text{Exp}}$) der Kernmassen nach dem makroskopisch-mikroskopischen Modell von Möller/Nix zu den Massenwerten des Experiments als Funktion der Protonenzahl (oben) bzw. der Neutronenzahl (unten) in keV. Die Linien verbinden die Isotone gleicher Neutronenzahl (oben) bzw. die Isotope gleicher Protonenzahl (unten).

Anhang A

Datenbasis

Für die Identifikation der Frequenzlinien wurden die Massenwerte der Atomic Mass Evaluation 1995 (AME'95) sowie die Massenwerte der u.a. ISOLTRAP Messungen verwendet. Die Werte der AME'95 sind unter [http : //www.nndc.bnl.gov/nndcscr/masses/MASS_RMD.MAS95](http://www.nndc.bnl.gov/nndcscr/masses/MASS_RMD.MAS95) zu finden. Sie sind hier nicht aufgelistet. Die folgenden Tabellen enthalten die zur Datenbasis verwendeten ISOLTRAP Ergebnisse aus den Messungen von A. Kohl [Koh99], S. Schwarz [Schw98], D. Beck et al. [Bek97], J. Dillinger et al. [Dill00] und F. Ames et al. [Ame99]. In allen Tabellen sind in der Spalte AME'95+IS. die Ergebnisse einer Ausgleichsrechnung zwischen den Isoltrap Messwerten und den Werten der AME'95 angegeben. In den Tabellen bezeichnet ein 'm' bzw. 'n' hinter dem Elementnamen das erste bzw. zweite Isomer. Für die Werte in Klammern in Tab. A.2 wurden die extrapolierten Werte aus AME'95 verwendet (s. Kap. 3).

A.1 Isoltrap Messungen von A. Kohl

Z	A	El.	AME'95+IS. [keV]	
			Exzess X	σ_X
62	142	Sm	-78995	6
58	132	Ce	-82470	31
58	133	Ce	-82431	17
58	134	Ce	-84860	31
63	147	Eu	-77555	4
63	148	Eu	-76307	11

Tab. A.1: Ergebnisse der ISOLTRAP Messung von A. Kohl [Koh99].

Z	A	El.	AME'95+IS. [keV]	
			Exzess X	σ_X
63	149	Eu	-76450	5
66	149	Dy	-67716	11
70	158	Yb	-56020	9
70	159	Yb	-55834	23
70	160	Yb	-58177	20
70	161	Yb	-57844	19
70	162	Yb	-59838	19
70	163	Yb	-59308	19
70	164	Yb	-61032	19
69	165	Tm	-62939	4
82	194	Pb	-24222	18
82	196	Pb	-25371	21
82	198	Pb	-26073	22
83	197	Bi	-19696	21
83	199	Bi	-20850	23
84	198	Po	-15488	18
84	200	Po	-16965	21
84	202	Po	-17947	22
85	201	At	-10798	21
85	203	At	-12215	23
86	202	Rn	-6289	18
86	204	Rn	-7995	21
86	206	Rn	-9138	22
87	205	Fr	-1320	50
87	207	Fr	-2890	50
88	206	Ra	3551	18
88	208	Ra	1703	21
88	210	Ra	443	22
89	209	Ac	8840	70
89	211	Ac	7160	70
91	213	Pa	19660	90
91	215	Pa	17830	90
90	212	Th	12081	24
90	214	Th	10694	23
92	218	U	21910	30

Tab. A.1: Fortsetzung

A.2 Isoltrap Messungen von S. Schwarz

Z	A	El.	AME'95+IS. [keV]	
			Exzess X	σ_X
80	184	Hg	-26374	19
80	185	Hg	-26216	26
80	186	Hg	-28561	19
80	187	Hg	-28171	53
80	188	Hg	-30228	19
80	189	Hg	-29654	63
80	190	Hg	-31384	19
80	191	Hg	-30617	25
80	192	Hg	-32035	19
80	193	Hg	-31070	16
80	194	Hg	-32218	15
80	195	Hg	-31032	24
80	196	Hg	-31843	4
80	197	Hg	-30557	4
80	200	Hg	-29520	3
82	204	Pb	-25124	3
76	176	Os	-42161	21
76	177	Os	-41994	58
76	178	Os	-43569	25
76	180	Os	-44390	29
77	180	Ir	(-37692)	(36)
77	182	Ir	-39061	102
78	180	Pt	-34461	20
78	181	Pt	-34419	28
78	182	Pt	-36102	24
78	184	Pt	(-37363)	(28)
79	184	Au	(-30035)	(35)
79	186	Au	-31731	102
79	191	Au	-33839	42
79	194	Au	-32280	11
81	189	Tl	-24477	210
81	189	Tl ^m	-24194	210
81	190	Tl	-24384	400
81	190	Tl ^m	-24214	301
82	188	Pb	-17838	19
82	189	Pb ^m	-17838	27

Tab. A.2: Ergebnisse der ISOLTRAP Messung von S. Schwarz [Schw98].

Z	A	El.	AME'95+IS. [keV]	
			Exzess X	σ_X
82	190	Pb	-20439	19
82	192	Pb	-22582	20
82	194	Pb	-24222	28
83	193	Bi	-15748	210
83	193	Bi ^m	-15439	210
83	194	Bi	-16041	401
83	194	Bi ⁿ	-15774	301
84	192	Po	-8094	21
84	193	Po ^m	-8263	28
84	194	Po	-11027	20
84	196	Po	-13501	20
84	198	Po	-15488	28
85	197	At	-6220	216
85	197	At ^m	-6168	216
85	198	At	-6723	401
85	198	At ^m	-6354	301
86	197	Rn	1954	36
86	197	Rn ^m	1673	28
86	198	Rn	-1250	20
86	200	Rn	-4033	20
86	202	Rn	-6289	28
87	201	Fr	3743	221
87	202	Fr	3091	401
87	202	Fr ^m	3454	301
88	204	Ra	6028	21
88	206	Ra	3552	28
90	210	Th	14029	33

Tab. A.2: Fortsetzung

A.3 Isoltrap Messungen von D. Beck

Z	A	El.	AME'95+IS. [keV]	
			Exzess X	σ_X
58	123	Ba	-75659	13
58	125	Ba	-79665	12
58	127	Ba	-82818	12
58	131	Ba	-86687	13

Tab. A.3: Ergebnisse der ISOLTRAP Messung von D. Beck et al. [Bek97].

Z	A	El.	AME'95+IS. [keV]	
			Exzess X	σ_X
59	133	Pr	-77944	15
59	134	Pr	-78507	15
59	135	Pr	-80939	14
59	136	Pr	-81328	14
59	137	Pr	-83177	14
60	132	Nd	-71399	48
60	134	Nd	-75646	13
60	136	Nd	-79200	13
60	137	Nd	-79589	13
60	138	Nd	-82021	14
61	137	Pm	-74077	14
61	138	Pm	-74916	13
61	139	Pm	-77504	14
61	140	Pm	-77780	15
61	141	Pm	-80528	14
61	143	Pm	-82975	14
62	136	Sm	-66806	14
62	138	Sm	-71500	13
62	139	Sm	-72383	13
62	140	Sm	-75458	14
62	141	Sm	-75947	14
62	141	Sm ^m	-75776	14
62	142	Sm	-79000	11
62	143	Sm	-79528	14
63	139	Eu	-65401	15
63	141	Eu	-69920	14
63	142	Eu	-70862	14
63	143	Eu	-74238	14
63	144	Eu	-75617	16
63	145	Eu	-77989	16
63	146	Eu	-77119	15
63	147	Eu	-77562	16
63	148	Eu	-76310	15
63	149	Eu	-76429	16
66	148	Dy	-67853	15
67	150	Ho	-61950	27

Tab. A.3: Fortsetzung

A.4 Isoltrap Messungen von J. Dilling

Z	A	El.	AME'95+IS. [keV]	
			Exzess X	σ_X
52	116	Te	-85288.3	95.0
53	116	I	-77543.2	144.6
53	117	I	-80447.1	72.4
53	119	I	-83671.5	64.8
54	114	Xe	-67086.2	11.2
54	115	Xe	-68657.0	12.1
54	116	Xe	-73047.0	13.1
54	117	Xe	-74184.7	11.2
54	118	Xe	-78084.7	11.2
54	119	Xe	-78793.0	11.2
54	120	Xe	-82169.5	13.1
54	121	Xe	-82468.9	12.1
54	122	Xe	-85354.5	12.1
54	123	Xe	-85245.5	9.5
56	119	Ba	-64595.8	200.3
56	121	Ba	-70680.6	300.3

Tab. A.4: Ergebnisse der ISOLTRAP Messung von J. Dillinger et al. [Dill00].

A.5 Isoltrap Messungen von F. Ames

Z	A	El.	AME'95+IS. [keV]	
			Exzess X	σ_X
55	118	Cs	-68414	12
55	119	Cs	-72309	14
55	121	Cs	-77135	14
55	122	Cs	-78143	18
55	123	Cs	-81048	40
55	124	Cs	-81742	12
55	125	Cs	-84080	9
55	140	Cs	-77051	9
56	123	Ba	-75659	12
56	124	Ba	-79094	14

Tab. A.5: Ergebnisse der ISOLTRAP Messung von F. Ames et al. [Ame99].

			AME'95+IS. [keV]	
Z	A	El.	Exzess X	σ_X
56	125	Ba	-79665	12
56	126	Ba	-82675	14
56	127	Ba	-82818	12
56	144	Ba	-71776	14

Tab. A.5: Fortsetzung

A.6 Effektive Massenexzesse für Mischzustände von Referenzkernen

Für die Masse von Referenz-Nukliden mit nicht aufgelösten Isomeren mit einer Anregungsenergie $E < 700$ keV wird in der Datenbasis (Abschnitt 3.1) ein effektiver Massenwert m_{eff} verwendet. Dieser wird aus den Literaturwerten für die Masse des Grundzustands und der Anregungsenergie des isomeren Zustands nach Gl. 3.1 und 3.2 berechnet. Tabelle A.6 zeigt die den Massenwerten m_{eff} entsprechenden Massenexzesse X mit Fehler σ_X für die betroffenen Referenzkerne. Analog zu Kap. 4 wird mit ' \otimes ' ein Gemisch aus Grund- und isomeren Zustand bezeichnet.

A	Z	Isotop	Massenexzess [keV]	
			X	σ_X
100	45	Rh \otimes	-85535	41
103	47	Ag \otimes	-84725	48
108	49	In \otimes	-84085	41
120	55	Cs \otimes	-73838	69
121	55	Cs \otimes	-77101	27
122	55	Cs \otimes	-78082	49
123	55	Cs \otimes	-80970	54
127	56	Ba \otimes	-82778	29
129	57	La \otimes	-81264	76
139	61	Pm \otimes	-77410	64
141	63	Eu \otimes	-69872	35
152	63	Eu \otimes	-72876	15
147	65	Tb \otimes	-70734	21
148	65	Tb \otimes	-70475	42
149	65	Tb \otimes	-71482	13

Tab. A.6: Effektive Massenexzesse für Referenzkerne.

A	Z	Isotop	Massenexzess [keV]	
			X	σ_X
149	67	Ho [⊗]	-61650	27
151	67	Ho [⊗]	-63618	18
152	67	Ho [⊗]	-63500	61
153	67	Ho [⊗]	-64989	24
157	68	Er [⊗]	-63312	95
155	69	Tm [⊗]	-56623	20
162	69	Tm [⊗]	-61462	47
164	69	Tm [⊗]	-61985	20
169	71	Lu [⊗]	-58066	11
170	71	Lu [⊗]	-57267	36
179	74	W [⊗]	-49191	76
186	77	Ir [⊗]	-39168	20
191	79	Au [⊗]	-33709	98
185	80	Hg [⊗]	-26164	43
187	80	Hg [⊗]	-28121	94
191	80	Hg [⊗]	-30547	73
193	80	Hg [⊗]	-31000	50

Tab. A.6: Fortsetzung

Anhang B

Q_α Referenz-Werte

Für die Bestimmung von Kernmassen aus α -Zerfallsketten nach Abschnitt 3.4.2 wurden die in AME'95 angegebenen Q_α -Werte verwendet, sowie falls vorhanden, der Mittelwert $\langle Q_\alpha \rangle$ über die verschiedenen Ergebnisse aus neueren Messungen.

Untenstehende Tabelle zeigt die Ergebnisse der ausser den Werten in AME'95 verwendeten Q_α -Messungen sowie die berechneten Mittelwerte $\langle Q_\alpha \rangle$.

In Spalte 1 ist das Mutternuklid des entsprechenden α -Zerfalls angegeben. Die angegebenen Q_α -Werte beziehen sich stets auf den Übergang von Grundzustand zu Grundzustand. Ausnahme sind die Werte $Q_\alpha(^{173}\text{Ir} \rightarrow ^{169}\text{Re}^{(m)})$ [Wap00], $Q_\alpha(^{169}\text{Re}^{(m)} \rightarrow ^{165}\text{Ta})$ [Wap00] sowie $Q_\alpha(^{185}\text{Bi}^{(m)} \rightarrow ^{181}\text{Tl})$. In Spalte 2 und 3 ist der Q_α -Wert entsprechend der Referenzangabe¹ aus Spalte 4 angegeben. Der Mittelwert mit Fehler in Spalte 5 und 6 ist aus den aufgeführten Messungen zum jeweiligen Q_α -Wert und falls vorhanden aus dem entsprechenden Q_α -Wert aus AME'95 [Aud95] berechnet. Der Mittelwert ist jeweils in der untersten Zeile der angegebenen verschiedenen Messungen zu einem Q_α -Wert aufgeführt.

Mutter- nuklid	Q_α [keV]	σ_{Q_α} [keV]	Referenz	Mittelwert	
				$\langle Q_\alpha \rangle$ [keV]	$\sigma_{\langle Q_\alpha \rangle}$ [keV]
^{148}Gd	3271.3	0.03	73Go29	3271.25	0.04
^{149}Gd	3102.3	10	65Ma51		
^{149}Gd	3096.2	10	66Wi12		
^{149}Gd	3099.1	5	67Go32	3099.42	2.61
^{149}Tb	4082.8	4	96Pa01	4078.72	2.70
^{151}Dy	4181.1	3	82Bo04	4180.23	2.06
^{153}Ho	4051.0	10	71To01	4051.58	3.34

Tab. B.1: Q_α -Referenzwerte

¹Referenzangaben entsprechen der Nuclear Data Nomenklatur bzw. der Referenzliste in [Aud97] (S. 112-124)

Mutter- nuklid	Q_α [keV]	σ_{Q_α} [keV]	Referenz	Mittelwert	
				$\langle Q_\alpha \rangle$ [keV]	$\sigma_{\langle Q_\alpha \rangle}$ [keV]
^{151}Ho	4696.3	5	79Ho10		
^{151}Ho	4695.8	3	82Bo04		
^{151}Ho	4693.8	3	82De11		
^{151}Ho	4694.9	5	96Pa01	4695.03	1.38
^{155}Lu	5805.1	5	96Pa01		
^{155}Lu	5811.2	5	97Da07	5808.15	4.14
^{156}Yb	4810.6	4	96Pa01	4810.82	3.51
^{158}Hf	5406.1	4	96Pa01	5404.67	2.84
^{159}Hf	5229.8	5	96Pa01	5229.73	5.00
^{160}Hf	4902.8	10	95Hi12		
^{160}Hf	4900.8	6	96Pa01	4902.33	2.64
^{161}Hf	4721.5	10	95Hi12	4721.51	9.81
^{162}Hf	4416.0	10	95Hi12	4416.75	4.96
^{162}W	5681.6	5	96Pa01	5676.28	3.35
^{163}W	5518.7	6	96Pa01	5518.72	5.96
^{164}W	5277.0	6	96Pa01	5278.55	2.04
^{163}Re	6017.9	5	97Da07	6017.80	5.03
$^{169}\text{Re}^{(m)}$	$5197^{(m)\rightarrow(g)}$	43	[Wap00]		
^{162}Os	6785.8	10	96Bi07	6785.11	9.63
^{166}Os	6148.5	6	96Pa01	6139.33	7.63
^{167}Os	5996.9	5	96Pa01	5996.72	5.13
^{171}Os	5367.9	8	95Hi02		
^{171}Os	5374.0	9	96Pa01	5370.02	4.12
^{172}Os	5227.8	10	96Pa01	5227.27	7.16
^{167}Ir	6507.1	5	97Da07	6506.98	5.05
^{170}Ir	6229.9	11	96Pa01	6227.28	13.66
^{173}Ir	$5548^{(g)\rightarrow(m)}$	44	[Wap00]		
^{170}Pt	6708.1	6	96Bi07		
^{170}Pt	6711.2	11	97Uu01	6706.84	4.47
^{171}Pt	6604.8	11	97Uu01	6604.92	10.75
^{176}Pt	5874.8	8	96Pa01	5885.25	2.95
^{184}Pt	4602.2	10	95Bi01	4601.96	6.75
^{181}Au	5753.4	5	95Bi01	5752.32	2.58
^{182}Au	5525.5	5	95Bi01	5526.20	3.36

Tab. B.1: Fortsetzung

Mutter- nuklid	Q_α [keV]	σ_{Q_α} [keV]	Referenz	Mittelwert	
				$\langle Q_\alpha \rangle$ [keV]	$\sigma_{\langle Q_\alpha \rangle}$ [keV]
^{179}Hg	6418.7	9	96Pa01	6427.93	5.78
^{181}Hg	6269.3	13	96Pa01	6285.13	5.72
^{174}Hg	7235.6	11	97Uu01	7233.25	6.58
^{174}Hg	7232.0	8	99Se14		
^{175}Hg	7039.2	20	84Sc.A	7056.68	9.72
^{175}Hg	7071.0	24	96Pa01		
^{175}Hg	7058.7	11	97Uu01		
^{182}Hg	5990.2	13	94Wa23	5996.15	4.74
^{180}Tl	6709.4	10	98To14		
^{181}Tl	6319.9	20	92Bo.D	6324.86	9.11
^{181}Tl	6326.1	10	98To14		
^{184}Pb	6773.6	6	98Co27	6774.15	3.68
^{184}Pb	6772.5	10	99To.1		
^{186}Pb	6476.5	15	97Ba25	6469.84	6.69
^{186}Pb	6459.2	15	97An09		
^{192}Pb	5221.1	5	79To06	5221.00	3.57
$^{185}\text{Bi}^{(m)}$	$8207.8^{(m)\rightarrow(g)}$	20	96Da06		
^{187}Bi	7778.7	15	99Ba45		
^{189}Bi	7274.2	15	97An09	7267.96	3.40
^{189}Bi	7268.1	6	97Wa05		
^{191}Bi	6777.0	15	99An36	6780.77	4.92
^{188}Po	8087.0	25	99An52		
^{189}Po	7703.0	20	99An52		
^{190}Po	7651.4	40	96Ba35	7690.48	9.44
^{190}Po	7712.7	15	97An09		
^{190}Po	7691.2	10	97Ba25		
^{191}Po	7470.8	20	93Qu03	7485.93	8.83
^{191}Po	7487.1	15	97Ba25		
^{191}Po	7491.2	10	99An10		
^{192}Po	7364.6	35	95Mo14	7323.99	10.56
^{192}Po	7349.4	30	97Pu01		
^{193}Po	7089.2	6	96En02	7089.30	5.99
^{194}Po	6993.5	4	96En02	6989.59	3.39
^{195}Po	6752.8	14	96Le09	6752.31	13.54

Tab. B.1: Fortsetzung

Mutter- nuklid	Q_α [keV]	σ_{Q_α} [keV]	Referenz	Mittelwert	
				$\langle Q_\alpha \rangle$ [keV]	$\sigma_{\langle Q_\alpha \rangle}$ [keV]
^{196}Po	6657.1	10	96Le09	6656.83	2.93
^{193}At	7526.3	30	95Le.A	7526.25	21.44
^{195}At	7340.9	30	95Le15	7305.70	37.44
^{195}At	7254.1	30	99Ta20		
^{196}At	7031.8	15	96En01	7045.79	35.96
^{197}At	7100.5	5	96En01	7102.51	3.80
^{197}At	7104.5	5	99Sm07		
^{198}At	6892.5	4	96En01	6893.04	2.24
^{197}Rn	7411.8	20	95Mo14	7410.91	6.55
^{197}Rn	7410.8	7	96En02		
^{199}Rn	7112.2	15	96Le09	7114.11	15.06
^{200}Rn	7042.1	12	95Le04	7043.14	2.54
^{200}Rn	7039.0	10	96Le09		
^{203}Rn	6630.0	10	95Uu01	6629.86	2.22
^{199}Fr	7812.3	40	99Ta20		
^{200}Fr	7704.4	15	96En01	7698.43	20.11
^{201}Fr	7510.8	7	96En01	7511.32	7.42
^{202}Fr	7389.6	6	96En01	7389.27	5.00
^{204}Fr	7179.0	6	94Le05	7170.64	3.27
^{204}Fr	7167.8	7	95Le04		
^{203}Ra	7729.6	20	96Le09	7729.60	18.57
^{204}Ra	7638.1	12	95Le15	7635.61	5.57
^{204}Ra	7634.0	10	96Le09		
^{205}Ra	7496.6	25	95Le15	7490.93	15.33
^{205}Ra	7486.4	20	96Le09		
^{206}Ra	7412.2	10	95Le15	7414.12	4.09
^{206}Ra	7406.1	15	95Uu01		
^{206}Ra	7412.2	10	96Le09		
^{206}Ac	7944.6	30	98Es02		
^{207}Ac	7864.3	25	94Le05	7855.68	18.01
^{207}Ac	7844.9	25	98Es02		
^{208}Ac	7720.8	15	94Le05	7724.01	13.48
^{208}Ac	7769.7	40	96Ik01		
^{211}Th	7942.9	14	95Uu01	7942.90	13.48
^{212}Pa	8591.3	30	97Mi03		

Tab. B.1: Fortsetzung Q_α -Referenzwerte

Anhang C

Massenwerte gemessener Mischzustände

In den Tabellen C.1 und C.2 sind die Messwerte der gemessenen Mischzustände aus Grundzustand und isomeren Zustand für e-Kerne bzw. b-Kerne aufgelistet. Aus den angegebenen Werten ergeben sich mit den Gleichungen 3.1 und 3.2 die in den Tab. 4.1 und 4.2 aufgeführten atomaren Massenwerte m und Massenexzesse X für die Grundzustände der Nuklide. Ergeben sich aus zukünftigen Messungen genauere Messwerte für die Anregungsenergien der Isomere, so können aus den u.a. Massenwerten der Mischzustände, die Massenwerte der Grundzustände genauer bestimmt werden.

C.1 Massenwerte für gemessene Mischzustände von e-Kernen¹

Nuklid	m [u]	σ_m [μ u]	X [keV]	σ_X [keV]		Messungen			
						0e ⁻	1e ⁻	2e ⁻	3e ⁻
¹¹⁵ ₅₂ Te [⊗]	114.911735	37	-82217	34	⊗	14			
¹²⁷ ₅₇ La [⊗]	126.916359	37	-77910	34	⊗	12			
¹²⁸ ₅₇ La [⊗]	127.915625	23	-78595	21	⊗	14			
¹²⁷ ₅₈ Ce [⊗]	126.922778	24	-71932	22	⊗	10	2		
¹³¹ ₅₈ Ce [⊗]	130.914437	20	-79701	19	⊗	20			
¹²⁹ ₅₉ Pr [⊗]	128.925111	63	-69758	59	⊗	2			
¹³¹ ₅₉ Pr [⊗]	130.920327	25	-74215	23	⊗	10	2		
¹³² ₅₉ Pr [⊗]	131.919210	32	-75255	30	⊗	15			
¹³³ ₆₀ Nd [⊗]	132.922427	22	-72259	20	⊗	10	3		

Tab. C.1: Massenwerte für Mischzustände von e-Kernen.

¹Diese Kerne sind in der Liste der gemessenen e-Kerne (Tab. 4.2) in der 4. Spalte mit '⊗' gekennzeichnet.

Nuklid	m [u]	σ_m [μ u]	X [keV]	σ_X [keV]		Messungen			
						0e ⁻	1e ⁻	2e ⁻	3e ⁻
¹³⁵ ₆₀ Nd [⊗]	134.918225	86	-76172	80	⊗	21	3		
¹³³ ₆₁ Pm [⊗]	132.929823	63	-65369	59	⊗		2		
¹³⁵ ₆₁ Pm [⊗]	134.924870	43	-69983	40	⊗	9	5		
¹³⁶ ₆₁ Pm [⊗]	135.923691	19	-71081	18	⊗	13	4		
¹³⁷ ₆₂ Sm [⊗]	136.926999	41	-68000	38	⊗	12	3		
¹⁴¹ ₆₄ Gd [⊗]	140.932509	22	-62867	20	⊗	4			
¹⁴³ ₆₄ Gd [⊗]	142.927083	19	-67922	18	⊗	17	19		
¹⁴³ ₆₅ Tb [⊗]	142.934775	71	-60756	66	⊗	1			
¹⁴⁵ ₆₅ Tb [⊗]	144.929290	17	-65865	16	⊗	9	7		
¹⁶⁰ ₆₉ Tm [⊗]	159.935297	86	-60270	80	⊗	1	8	7 ^d	
¹⁶⁰ ₇₁ Lu [⊗]	159.946018	25	-50283	23	⊗	15	15		
¹⁶² ₇₁ Lu [⊗]	161.943364	19	-52756	18	⊗	38			
¹⁶⁶ ₇₁ Lu [⊗]	165.939811	378	-56065	352	⊗	13 ^d			
¹⁷¹ ₇₂ Hf [⊗]	170.940522	56	-55403	52	⊗		3		
¹⁶⁹ ₇₅ Re [⊗]	168.958881	43	-38301	40	⊗	4	11		
¹⁷² ₇₅ Re [⊗]	171.955449	25	-41498	23	⊗			23	
¹⁸¹ ₇₆ Os [⊗]	180.953216	22	-43579	20	⊗	1	32		
¹⁸³ ₇₆ Os [⊗]	182.953197	23	-43597	21	⊗	24			
¹⁸³ ₇₈ Pt [⊗]	182.961584	19	-35784	18	⊗	54	6	18	
¹⁸⁵ ₇₈ Pt [⊗]	184.960616	28	-36686	26	⊗	8	8	8	
¹⁸⁴ ₇₉ Au [⊗]	183.967465	22	-30306	20	⊗	25	47		
¹⁸⁷ ₇₉ Au [⊗]	186.964587	27	-32987	25	⊗	16	26	24	
¹⁸⁹ ₇₉ Au [⊗]	188.964114	23	-33427	21	⊗	31	32		
¹⁸³ ₈₀ Hg [⊗]	182.974493	50	-23759	47	⊗	4			
¹⁸⁵ ₈₁ Tl [⊗]	184.978955	43	-19603	40	⊗	5			
¹⁸⁶ ₈₁ Tl [⊗]	185.978533	71	-19996	66	⊗			1	
¹⁸⁷ ₈₁ Tl [⊗]	186.976183	55	-22185	51	⊗		34 ^d	6	
¹⁸⁸ ₈₁ Tl [⊗]	187.976003	36	-22352	34	⊗	2	36	3	
¹⁸⁹ ₈₁ Tl [⊗]	188.973911	23	-24301	21	⊗	35 ^d	32		5
¹⁹⁰ ₈₁ Tl [⊗]	189.973925	23	-24289	21	⊗	48	11		
¹⁹¹ ₈₁ Tl [⊗]	190.972052	25	-26033	23	⊗	49	7	28	
¹⁹² ₈₁ Tl [⊗]	191.972337	18	-25768	17	⊗	7	32	21	
¹⁹³ ₈₁ Tl [⊗]	192.970827	24	-27174	22	⊗	5	32	9	
¹⁹⁴ ₈₁ Tl [⊗]	193.971460	30	-26584	28	⊗	16	32		
¹⁹⁵ ₈₁ Tl [⊗]	194.970115	24	-27838	22	⊗	19	10		
¹⁸⁹ ₈₂ Pb [⊗]	188.980915	60	-17777	56	⊗			4	
¹⁹¹ ₈₂ Pb [⊗]	190.978242	33	-20267	31	⊗	20	40	3	
¹⁹³ ₈₂ Pb [⊗]	192.976204	23	-22166	21	⊗	51	5	32	
¹⁹⁵ ₈₂ Pb [⊗]	194.974730	19	-23538	18	⊗	6	31	10	

Tab. C.1: Fortsetzung

Nuklid	m [u]	σ_m [μ u]	X [keV]	σ_X [keV]		Messungen			
						0e ⁻	1e ⁻	2e ⁻	3e ⁻
¹⁹⁷ ₈₂ Pb [⊗]	196.973523	39	-24663	36	⊗	11 ^d	7 ^d		
¹⁹² ₈₃ Bi [⊗]	191.985596	52	-13416	48	⊗		5		
¹⁹⁴ ₈₃ Bi [⊗]	193.982912	35	-15917	33	⊗	2 ^d	16		
¹⁹⁵ ₈₃ Bi [⊗]	194.980629	29	-18043	27	⊗	23	4	19	
¹⁹⁶ ₈₃ Bi [⊗]	195.980824	40	-17862	37	⊗	27	34	25	
¹⁹⁸ ₈₃ Bi [⊗]	197.979228	17	-19349	16	⊗	6	32	6	
¹⁹⁷ ₈₄ Po [⊗]	196.985619	71	-13395	66	⊗		1		
¹⁹⁹ ₈₄ Po [⊗]	198.983724	60	-15160	56	⊗	5	17	8	
²⁰¹ ₈₄ Po [⊗]	200.982716	72	-16100	67	⊗	8	31		

Tab. C.1: Fortsetzung

C.2 Massenwerte für gemessene Mischzustände von b-Kernen²

Nuklid	m [u]	σ_m [μ u]	X [keV]	σ_X [keV]		Messungen				δ/σ	δ [keV]
						0e ⁻	1e ⁻	2e ⁻	3e ⁻		
¹⁰⁰ ₄₅ Rh [⊗]	99.908158	20	-85550	19	R [⊗]	10				0.33	-15.06
¹⁰³ ₄₇ Ag [⊗]	102.909062	19	-84708	18	R [⊗]	14				0.32	16.59
¹⁰⁷ ₄₉ In [⊗]	106.910318	25	-83538	23	⊗	12				1.38	-315.48
¹⁰⁸ ₄₉ In [⊗]	107.909722	20	-84093	19	R [⊗]	7				0.18	-8.28
¹⁰⁹ ₄₉ In [⊗]	108.907150	20	-86488	19	⊗	10				1.51	-329.25
¹¹⁹ ₅₂ Te [⊗]	118.906508	60	-87087	56	⊗	7 ^d				0.36	-37.30
¹¹⁸ ₅₃ I [⊗]	117.913194	21	-80859	20	⊗	10				2.54	-264.31
¹²⁰ ₅₃ I [⊗]	119.909932	25	-83897	23	⊗	9				1.43	-267.79
¹²⁰ ₅₅ Cs [⊗]	119.920754	26	-73816	24	R [⊗]	4				0.28	20.84
¹²¹ ₅₅ Cs [⊗]	120.917259	19	-77072	18	R [⊗]	17				0.85	28.02
¹²² ₅₅ Cs [⊗]	121.916264	23	-77999	21	R [⊗]	10				1.52	81.93
¹²³ ₅₅ Cs [⊗]	122.913079	25	-80966	23	R [⊗]	13				0.05	3.25
¹²⁴ ₅₅ Cs [⊗]	123.912249	27	-81739	25	⊗	6				1.46	-228.82
¹²⁷ ₅₆ Ba [⊗]	126.911096	21	-82813	20	R [⊗]	17				0.99	-35.69
¹²⁹ ₅₇ La [⊗]	128.912692	21	-81326	20	R [⊗]	16				0.80	-62.92
¹³⁴ ₅₉ Pr [⊗]	133.915713	23	-78512	21	⊗	30				0.03	-5.82
¹³⁹ ₆₀ Nd [⊗]	138.912077	71	-81899	66	⊗	1 ^d				0.30	24.69
¹³⁷ ₆₁ Pm [⊗]	136.920466	17	-74085	16	⊗	20	12			0.08	-8.43

Tab. C.2: Massenwerte für Mischzustände von b-Kernen

²Diese Kerne sind in der Liste der gemessenen b-Kerne (Tab. 4.3) in der 4. Spalte mit '⊗' gekennzeichnet.

Nuklid	m [u]	σ_m [μ u]	X [keV]	σ_X [keV]		Messungen				δ/σ	δ [keV]
						0e ⁻	1e ⁻	2e ⁻	3e ⁻		
¹³⁸ ₆₁ Pm [⊗]	137.919581	21	-74909	20	⊗	23				0.13	-33.80
¹⁴¹ ₆₂ Sm [⊗]	140.918622	21	-75802	20	R [⊗]	30				0.88	55.99
¹⁴¹ ₆₃ Eu [⊗]	140.924999	21	-69862	20	R [⊗]	17	11			0.22	8.83
¹⁵² ₆₃ Eu [⊗]	151.921757	24	-72882	22	R [⊗]	8				0.26	-7.37
¹⁴⁷ ₆₅ Tb [⊗]	146.924099	19	-70701	18	R [⊗]	30				1.15	32.38
¹⁴⁸ ₆₅ Tb [⊗]	147.924356	21	-70461	20	R [⊗]	25		4		0.28	13.03
¹⁴⁹ ₆₅ Tb [⊗]	148.923267	29	-71475	27	R [⊗]	8				0.18	5.79
¹⁵⁰ ₆₅ Tb [⊗]	149.923637	27	-71132	25	⊗		9			1.50	-250.67
¹⁴⁹ ₆₇ Ho [⊗]	148.933845	17	-61623	16	R [⊗]	8	10			0.83	26.62
¹⁵⁰ ₆₇ Ho [⊗]	149.933491	19	-61952	18	⊗	12	20			0.52	-62.73
¹⁵¹ ₆₇ Ho [⊗]	150.931706	23	-63615	21	R [⊗]	11	10			0.10	3.01
¹⁵² ₆₇ Ho [⊗]	151.931815	20	-63513	19	R [⊗]	37				0.22	-13.91
¹⁵³ ₆₇ Ho [⊗]	152.930204	19	-65014	18	R [⊗]	35				0.85	-25.90
¹⁵⁴ ₆₇ Ho [⊗]	153.930609	26	-64637	24	⊗		10			1.14	-118.29
¹⁵⁵ ₆₉ Tm [⊗]	154.939206	17	-56629	16	R [⊗]	17	19			0.26	-6.74
¹⁶² ₆₉ Tm [⊗]	161.934118	22	-61368	20	R [⊗]	15				1.80	93.32
¹⁶⁴ ₆₉ Tm [⊗]	163.933488	25	-61955	23	R [⊗]		7			0.92	29.48
¹⁶⁶ ₆₉ Tm [⊗]	165.933637	34	-61816	32	⊗	8 ^d				0.32	17.27
¹⁶⁵ ₇₁ Lu [⊗]	164.939481	29	-56373	27	⊗	2	11			0.86	-113.08
¹⁶⁹ ₇₁ Lu [⊗]	168.937651	25	-58077	23	R [⊗]		10			0.45	-12.21
¹⁷⁰ ₇₁ Lu [⊗]	169.938507	42	-57280	39	R [⊗]	5				0.25	-13.80
¹⁷⁸ ₇₃ Ta [⊗]	177.945686	71	-50593	66	⊗	1				0.51	-63.16
¹⁷⁹ ₇₄ W [⊗]	178.947119	71	-49258	66	R [⊗]	1				0.65	-67.29
¹⁸⁶ ₇₇ Ir [⊗]	185.958009	22	-39114	20	R [⊗]	14				1.79	53.24
¹⁹⁰ ₇₉ Au [⊗]	189.964829	41	-32761	38	⊗		10			0.13	21.43
¹⁹¹ ₇₉ Au [⊗]	190.963862	37	-33661	34	R [⊗]	25				0.42	43.57
¹⁸⁵ ₈₀ Hg [⊗]	184.971896	23	-26178	21	R [⊗]		26	11		0.29	-14.60
¹⁸⁷ ₈₀ Hg [⊗]	186.969846	35	-28088	33	R [⊗]	3 ^d	16	4		0.33	32.73
¹⁸⁹ ₈₀ Hg [⊗]	188.968304	18	-29524	17	⊗	31	32	32		0.63	69.37
¹⁹¹ ₈₀ Hg [⊗]	190.967192	33	-30560	31	R [⊗]	7 ^d	26			1.42	56.55
¹⁹³ ₈₀ Hg [⊗]	192.966743	28	-30978	26	R [⊗]	25	10			0.37	20.93
¹⁹⁹ ₈₂ Pb [⊗]	198.973388	34	-24788	32	⊗	10				1.39	226.34
¹⁹⁷ ₈₃ Bi [⊗]	196.978877	25	-19675	23	⊗	9	21	15		1.30	-234.94
¹⁹⁹ ₈₃ Bi [⊗]	198.977639	42	-20829	39	⊗	32	32			1.33	-299.13
²⁰⁰ ₈₃ Bi [⊗]	199.978186	47	-20319	44	⊗	32	10			0.08	-9.61
²⁰³ ₈₄ Po [⊗]	202.981617	96	-17124	89	⊗	19				0.55	-134.39

Tab. C.2: Fortsetzung

Anhang D

TCAP-Datenformate

D.1 dsec-Format

Dieses Format beinhaltet die Rohdaten, die mit 640 kHz in 0.8192 Sekunden aufgenommen wurden.

Extension: *.dsec

Header: Uhrzeit

ADC-Parameter

Kommentar

Daten: 512 k Datenworte (je 16 Bit)

Format:

000074 datensekunde \n

1997-05-01 01:00:00.000 \n

3600.000 \n

1.000 \n

<kommentar>

<daten>

Beschreibung: 6 Byte Headerlänge (=Seek zum Anfang der Daten), mit führenden Nullen. Nach Leerzeichen folgt Kennung (16 Byte), hier "datensekunde", Zeilenende mit Return (kein LF). In der zweiten Zeile Datum: 2 Digits Jahreszahl, minus als Separator, 2 Byte Monat (führende Null), wieder minus, zwei Byte Tag (führende Null). Leerzeichen, dann Datum in hh:mm:ss, danach Dezimalpunkt und 3 Stellen Millisekunden. Zeilenende Return. Integer-Zeit= Zeit in Sekunden seit dem 1.5.97, 00:00 Uhr, im Format 8 Vorkomma-, 3 Nachkommastellen, ggf. führende Leerzeichen. Zeilenende. Zeitspanne der Aufnahme im selben Format (hier immer 1.000). Im folgenden Kommentar koennen z.B. ADC-Einstellungsparameter etc. abgelegt sein. Die Länge des Kommentares ist frei, er endet mit dem Ende des Headers (siehe Eintrag am Fileanfang). Der Header darf eine Länge von

999999 Bytes nicht überschreiten.

Es folgen die Daten als 524288 Shorts zu je 16 Bit. Unix-Byteorder. Die Reihenfolge der Daten ist in aufsteigender zeitlicher Folge. Die Filelänge ist Header + 1 MB.

D.2 fft-Format

Dieses Format beinhaltet die Frequenzspektren als Binärdatei.

```

Extension: *.fft
Header: Uhrzeit-Intervall
ADC-Parameter
FFT-Parameter (Fensterfkt, Averages ..)
Frequenzbereich u. -auflösung
Kanalanzahl
Daten: (Kanal) Float-Werte
Format:
000142 frequenzspektrum \n
1997-05-01 01:00:00.000 \n
3600.000 \n
1.000 \n
001000 av. je 0010 ms \n
001601 ka. 000000-100000 kHz \n
1.000 henning \n
<kommentar>
<daten>

```

Beschreibung: 6 Byte Headerlänge (=Seek zum Anfang der Daten), mit führenden Nullen. Nach Leerzeichen folgt Kennung (16 Byte), hier "frequenzspektrum", Zeilenende. Es folgen Datum, Integer-Zeit und Zeitspanne wie bei DSEC. Zeitspanne kann hier jedoch variabel sein. Nächste Zeile: 6 Byte (führ. Nullen) Anzahl der Averages, gefolgt von Leerzeichen, "av.", Leerzeichen,"je", Leerzeichen, 4 Byte (führ. Nullen) Zeit pro Einzelspektrum in Millisekunden, Leerzeichen, "ms", Zeilenende. 6 Byte (führ. Nullen) Anzahl der Kanäle im Frequenzspektrum (das ist gleichzeitig die Anzahl der Floats im Daten-Segment), "ka.", je 6 Byte Anfangs- und Endfrequenz in Hz (führ. Nullen), dazwischen minus als Separator, "Hz", Zeilenende. Die nächste Zeile beinhaltet den Multiplikator zur Relativeichung der Spektren (8 Vor-, 3 Nachkomma- stellen, führende Leerzeichen), danach Leerzeichen und eine 15 Byte lange Beschreibung der FFT-Strategie, z.B. Fensterfunktion etc. Nach Zeilenende folgt Kommentar, analog zu DSEC. Es folgen Daten in Float-Format (je 4 Byte in Unix-Order), beginnend mit kleinen Frequenzen.

Die Filelänge ist Header + Kanäle*4.

D.3 id-Format

Dieses Format beinhaltet die Identifikations- und Fitdaten als ASCII-Datei.

Extension: *.id

Header: Uhrzeit-Intervall

Daten: Zeilen mit ID-Info

Format:

```
000142 identifikation \n
1997-05-01 01:00:00.000 \n
3600.000 \n
1.000 \n
001000 av. je 0010 ms \n
001601 ka. 000000-100000 kHz \n
1.000 henning \n
00100 zeilen \n
<kommentar>
El. A Z Q Is Marker Höhe Untgnd Slope Breite Mitte Residuum Intervall
\n \n
```

```
Po 199 84 84 1 12345 23.23467 1.00986 -0.00212 2.29400 12344.5796
0.03453 12300 12400 \n
<weitere daten>
```

Beschreibung: 6 Byte Headerlänge (=Seek zum Anfang der Daten), mit führenden Nullen. Nach Leerzeichen folgt Kennung (16 Byte), hier "identifikation", Zeilenende. Es folgen Datum, Integer-Zeit und Zeitspanne wie bei DSEC. Es folgt Average-, Kanal-, FFT- und Eichinformation wie bei FFT. In einer zusätzlichen Zeile wird die Anzahl der Peaks (=Anzahl der Daten-Eintragszeilen) angegeben (5-stelliger Integer, führ. Nullen), gefolgt von „zeilen“. Danach kann nach Zeilenwechsel ggf. Kommentar folgen. Das Ende des Kommentars sollte üblicherweise eine Spaltenüberschrift für die Datenzeilen enthalten, etwa „El. A Z Q Is Marker Höhe Untgnd Slope Breite Mitte Residuum Intervall\n \n“

Die Daten gliedern sich folgendermassen:

2 Chars Elementsymbol (Großbuchstabe, gefolgt ggf. von einem Kleinbuchstaben)

Leerzeichen als Trennung

3-stellig Massenzahl (ggf. links Leerzeichen)

Leerzeichen als Trennung

2-stellig Kernladungszahl
Leerzeichen als Trennung
2-stellig Ionenladungszustand
Leerzeichen als Trennung
Isomerenkennung (0,1,2 oder 3)
Leerzeichen als Trennung
Markerposition in Hz: Integer, 6-stellig, ggf. links Leerzeichen
Leerzeichen als Trennung
Höhe des Gausspeaks: Float, max.10-stellig, Kommaplatz variabel, ggf. links Leerz.
Leerzeichen als Trennung
Höhe des Untergrundes (in Intervallmitte): Float, wie oben
Leerzeichen als Trennung
Slope (in Höhenänderung pro Hertz): Float, wie oben
Leerzeichen als Trennung
Sigma-Breite des Gausspeaks in Hz: Float, wie oben
Leerzeichen als Trennung
Peaklage in Hz: Float, wie oben
Leerzeichen als Trennung
Fitfehler (Residuum) in Quadratsumme durch Kanalanzahl: Float, wie oben
Leerzeichen als Trennung
linke Intervallgrenze in Hz: Integer, 6-stellig, ggf.links Leerzeichen
Leerzeichen als Trennung
rechte Intervallgrenze in Hz: Integer, 6-stellig, ggf. links Leerzeichen
Zeilenende

Literaturverzeichnis

- [Ame99] F. Ames, G. Audi, D. Beck, G. Bollen, M. de Saint Simon, R. Jertz, H.-J. Kluge, A. Kohl, M. König, D. Lunney, I. Martel, R. B. Moore, T. Otto, Z. Patyk, H. Raimbault-Hartmann, G. Rouleau, G. Savard, E. Scharf, S. Schwarz, L. Schweikhard, H. Stolzenberg, J. Szerypo, and the ISOLDE Collaboration, Nuclear Physics **A 651** 3-30 (1999)
- [Aud82] G. Audi, M. Epherre, C. Thibault, Masses of Rb, Cs and Fr Isotopes, Nuclear Physics **A 378** 443-460 (1982)
- [Aud95] G. Audi, A.H. Wapstra, The 1995 Update to the Atomic Mass Evaluation, Nuclear Physics **A 595** 409-480 (1995)
- [Aud97] G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot, A.H. Wapstra, The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties, Nuclear Physics **A 624** No.1 (1997), Nuclear Physics **A 595** 409-480 (1995)
- [Avi93] V. V. Avilov, I.Hofmann, Phys. Rev.**E 47**,2019 (1993)
- [Barb64] R. C. Barber, H. E. Duckworth, B. G. Hogg, J. D. Macdougall, W. McLatchie, P. Van Rookhuyzen, The mass effect corresponding to the onset of nuclear deformation in the region $N \sim 90$, Phys. Rev. Lett. **12** No. 21, 597, (1964)
- [Bek97] D. Beck, F. Ames, G. Audi, G. Bollen, H.-J. Kluge, A. Kohl, M. König, D. Lunney, I. Martel, R. B. Moore, H. Raimbault-Hartmann, E. Scharf, S. Schwarz, M. de Saint Simon, J. Szerypo, and the ISOLDE Collaboration, Nuclear Physics A, Volume **A 626** 343c-352c (1997)
- [Beh95] Thomas Beha, Dissertation Ludwig-Maximilians-Universität München (1995)
- [Blo98] V. Blobel, E. Lohrmann, Statistische und Numerische Methoden der Datenanalyse, Teubner, (1998)
- [Boh69] A. Bohr, B. Mottelson, Nuclear Structure Vol. 1, 240, (1969)

- [Cast81] R. F. Casten, D. D. Warner, D. S. Brenner, R. L. Gill, Relation between the $Z=64$ Shell Closure and the Onset of Deformation at $N=88-90$, Phys. Rev. Lett. **47** No. 20, 1433 (1981)
- [Cast85] R. F. Casten, $N_p N_n$ Systematics in Heavy Nuclei, Nuc. Phys. **A443**, 1-28 (1985)
- [Cast85b] R. F. Casten, A simple approach to nuclear transition regions, Phys. Lett. **152B**, No. 3,4, 145 (1985)
- [Ciz86] J. A. Cizewski, E. Gülmez, Breakdown of the $Z=64$ Shell Gap Below $N=82$, Phys. Lett. B **175** No. 1, 11, (1986)
- [Daut84] H. Dautet et al., Proceedings of the 7th International Conference on Atomic Masses and Fundamental Constants AMCO-7, Darmstadt-Seeheim 257 (1984)
- [Dav96] C. N. Davids, P. J. Woods, H. T. Penttilä, J. C. Batchelder, C. R. Bingham, D. J. Blumenthal, L. T. Brown, B. C. Busse, L. F. Conicchio, T. Davinson, D. J. Henderson, R. J. Irvine, D. Seweryniak, K. S. Toth, W. B. Walters, B. E. Zimmerman, Proton Decay of an Intruder State in ^{185}Bi , Phys. Rev. **76**, 592, (1996)
- [Dav97] C. N. Davids, et al. New proton radioactivities $^{165,166,167}\text{Ir}$ and ^{171}Au , Phys. Rev. **C 55**, 2255, (1997)
- [Dill00] J. Dilling priv. Mitteilung (2000)
- [Duf94] J. Duffo, Phenomenological calculation for nuclear masses and charge radii, Nuclear Physics **A 576**, 29-64, (1994)
- [Fal97] M. Falch, *CRIME* - control and image envelope, TCL-Programm zur graphischen Steuerung des *TCAP*-Systems zur Schottky Massenmessung, LMU-München (1997)
- [Folg91] H. Folger, H. Geißel, W. Hartmann, J. Klemm, G. Münzenberg, D. Schardt, K.H. Schmidt, W. Thalheimer, Targets and degraders for relativistic heavy ions at GSI, Nucl. Instr. and Meth. **A 303** 24-33 (1991)
- [Goep48] M. G. Mayer, On Closed Shells in Nuclei, Phys. Rev. **74**, **No.3**, 235, (1948)
- [Goep50] M. G. Mayer, Nuclear Configurations in the Spin-Orbit Coupling Model, Phys. Rev. **78**, **No.1**, 16, (1950)
- [Han70] P. G. Hansen et al., NUPAB 148, 249 (1970)

- [Has92] R. W. Hasse, Relaxation of energy from the transverse to the longitudinal direction of a cold ion string in a storage ring, *Phys. Rev. A* **46**, 5189, (1992)
- [Has99] R. W. Hasse, Theoretical Verification of Coulomb Order of Ions in a Storage Ring, *Phys. Rev. Lett.* **83**, No. 17, 3430, (1999)
- [Haus00] M. Hausmann, F. Attallah, K. Beckert, F. Bosch, A. Dolinsky, H. Eickhoff, M. Falch, B. Franczak, B. Franzke, H. Geissel, Th. Kerscher, O. Klepper, H.-J. Kluge, C. Kozhuharov, K.E.G. Löbner, G. Münzenberg, F. Nolden, Yu.N. Novikov, T. Radon, H. Schätz, C. Scheidenberger, J. Stadlmann, M. Steck, T. Winkler, H. Wollnik, *Nucl. Instr. Meth. A* **446** 569-580 (2000)
- [Hax49] O. Haxel, J.H.D. Jensen und H. Suess, *Phys. Rev.* **75**, 1766, (1949)
- [Horo89] P. Horowitz, Winfield Hill, *The Art of Electronics* 2nd Ed., Cambridge University Press, 776 (1989)
- [Hua76] K. N. Huang, M. Aoyagi, M. H. Chen, B. Crasemann, H. Mark, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **18** 243 (1976)
- [Hüf75] J. Hüfner, K. Schäfer, B. Schürmann, Abrasion-ablation in reactions between relativistic heavy ions, *Phys. Rev. C* **12** 1888 (1975)
- [Jän88] J. Jänecke, P. J. Masson, Mass Predictions from the Garvey-Kelson Mass Relations, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **39**, 265-271, (1988)
- [Joh85] W. R. Johnson, G.Soff, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **33** 405 (1985)
- [Ker96] Thomas Kerscher, Dissertation Ludwig-Maximilians-Universität München (1996)
- [Koh99] Alexander Kohl, Dissertation Universität Heidelberg (1999)
- [Kra79] H. J. Krappe, J. R. Nix, A. J. Sierk, *Phys. Rev. C* **20**, 992 (1979)
- [Prad73] H. C. Pradhan, Y. Nogami, J. Law, *Nuclear Physics A* **201**, 357 (1973)
- [Lis85] C. J. Lister, B. J. Varley, R. Moscrop, W. Gelletly, P. J. Nolan, D. J. G. Love, P. J. Bishop, A. Kirwan, D. J. Thornley, L. Ying, R. Wadsworth, J. M. O'Donnell, H. G. Price, A. H. Nelson, Deformation of Very Light Rare-Earth Nuclei, *Phys. Rev. Lett.* **55** No. 8, 810, (1985)

- [Moe81] P. Möller, J. R. Nix, Nuclear Mass Formular with a Yukawa-plus-exponential macroscopic model and a folded-Yukawa single-particle potential, Nuclear Physics **A 361**, 117-146, (1981)
- [Moe88] P. Möller, J. R. Nix, Nuclear Masses from a Unified Macroscopic-Microscopic Model, Atomic Data and Nuclear Data Tables **39**, 213-223, (1988)
- [Oga78] M. Ogawa, R. Broda, K. Zell, P. J. Daly, P. Kleinheinz, Lowest 2^+ State in $^{146}_{64}\text{Gd}_{82}$ and the Energy Gap at $Z=64$, Phys. Rev. Lett. **41** No. 5, 289, (1978)
- [Perc93] Donald P. Percival, Andrew T. Walden, Spectral Analysis for Physical Applications, Cambridge University Press 293 (1993)
- [Pla94] D. R. Plante, W.R. Johnson, J. Sapirstein, Physical Review **A 49** 3519 (1994)
- [Pre86] W. Press, B.P. Flannery, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, Numerical Recipes, Cambridge University Press (1986)
- [Rad98] Torsten Radon, Dissertation Justus-Liebig-Universität Gießen (1998)
- [Rad00] T. Radon, H. Geissel, G. Münzenberg, B. Franzke, Th. Kerscher, F. Nolden, Yu.N. Novikov, Z. Patyk, C. Scheidenberger, F. Attallah, K. Beckert, T. Beha, F. Bosch, H. Eickhoff, M. Falch, Y. Fujita, M. Hausmann, F. Herfurth, H. Irnich, H.C. Jung, O. Klepper, C. Kozuharov, Yu.A. Litvinov, K.E.G. Löbner, F. Nickel, H. Reich, W. Schwab, B. Schlitt, M. Steck, K. Sümmerer, T. Winkler, H. Wollnik, Schottky mass measurements of stored and cooled neutron-deficient projectile fragments in the element range of $57 \leq Z \leq 84$, Nuc. Phys. **A 677**, 75-99, (2000)
- [Scha91] Uwe Schaaf, Schottky-Diagnose und BTF-Messungen an gekühlten Strahlen im Schwerionen-Speicherring ESR, GSI-Report (Juli 1991)
- [Sche98] C. Scheidenberger et al., Nucl. Instr. and Meth. **B 142** (1998) 441
- [Sch97] Bernhard Schlitt, Dissertation Universität Heidelberg (1997)
- [Sch97NP] Bernhard Schlitt et al., Nuclear Physics **A 626** 315c (1997)
- [Schw98] Stefan Schwarz, Dissertation Universität Johannes Gutenberg-Universität Mainz (1998)

-
- [Spa88] L. Spanier, S. A. E. Johansson, A Modified Bethe-Weizsäcker Mass Formula With Deformation And Shell Corrections And Few Free Parameters, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **39**, 259, (1988)
- [Ste96] M. Steck, K. Beckert, H. Eickhoff, B. Franzke, F. Nolden, H. Reich, B. Schlitt, T. Winkler, Anomalous Temperature Reduction of Electron-Cooled Heavy Ion Beams in the Storage Ring ESR, *Phys. Rev. Lett.* **77** 3803 (1996)
- [Ste97] M. Steck, Diagnostic methods to detect the properties of cooled heavy ion beams in storage rings, *Nuclear Physics A* **626**, 473c-483c, (1997)
- [Stru68] V. M. Strutinsky, *Nuclear Physics A* **122**, 1 (1968)
- [Toth70] K. S. Toth, R. L. Hahn, M. A. Ijaz, W. M. Sample, Production of Rare-Earth α Emitters with Energetic ^3He Particles, *Phys. Rev. C* **2** No. 4, 1480, (1970)
- [Wan94] Joanne Beebe-Wang, N. Elander, R. Schuch, Simulation of the formation and detection of one-dimensional ordered ion beams, *Phys. Rev. E* **50**, 4073, (1994)
- [Wap00] A. H. Wapstra, private Mitteilung (2000)
- [Win96] Thomas Winkler et al., Electron cooling force measurements for highly charged ions in the ESR, *Hyperfine Interactions* **99** 277 (1996)
- [Yang96] F. Yang, J. H. Hamilton, *Modern Atomic And Nuclear Physics*, McGraw-Hill, int. Ed. (1996)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. K.E.G. Löbner für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe mit einer stets angenehmen Arbeitsatmosphäre, für das entgegengebrachte Vertrauen bei der Übertragung der interessanten Aufgabe und den gewährten Freiraum sowie für die tatkräftige Unterstützung bei allen aufgetretenen Problemen.

Bei Herrn Prof. Dr. D. Habs möchte ich mich für das entgegengebrachte Interesse an der Arbeit und viele interessante Anregungen bedanken, sowie für die gewährte Unterstützung in allen Belangen während der gesamten Arbeit. Bedanken möchte ich mich besonders bei allen Mitgliedern der MMM-Kollaboration, stellvertretend seien hier genannt Herr Prof. Dr. G. Münzenberg, Herr Dr. B. Franzke und Herr Dr. H. Geissel, durch deren Vorbereitungen und Teilnahme die Durchführung des Experiments möglich wurde. Für das außerordentliche Engagement während der gesamten 14-tägigen Strahlzeit, die erfolgreich im Schichtbetrieb rund um die Uhr und in freundschaftlicher Weise durchgeführt wurde, möchte ich mich außerdem bei Dr. T. Kerscher, Prof. Dr. K.E.G. Löbner, Dr. F. Attallah, Prof. Dr. F. Bosch, Dr. M. Hausmann, Dr. O. Klepper, Dr. C. Kozhuharov, Dr. F. Nolden, Prof. Dr. Yuri Novikov, Dr. Z. Patyk, Dr. T. Radon, Dr. C. Scheidenberger, Dr. W. Quint und Dr. L. Vermeeren bedanken.

Ein besonderer Dank geht an Herrn Dr. Thomas Kerscher, mit dem ich vom Aufbau des Datenaufnahmesystems bis hin zur Analyse der Daten in enger Diskussion stand. Durch viele wertvolle Hinweise war es möglich, auf den Erkenntnissen des vorangegangenen Experiments aufzubauen und aktuelle Probleme zu lösen.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. A. H. Wapstra. Er hat die Schottky-Messungen mit viel Engagement und Interesse verfolgt und in vielen Diskussionen wertvolle Hinweise zur Analyse der Daten geliefert. Durch private Mitteilungen konnten in der Datenbasis alle jüngsten Ergebnisse von Q_α -Werten berücksichtigt werden. Berechnungen der systematischen Extrapolationen unter Berücksichtigung der neuen Messergebnisse erbrachten wertvolle Hinweise für eine konsistente Massenauswertung.

Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Dr. B. Schlitt, der in vielen Diskussionen seine Erfahrung weitergegeben und immer für Humor gesorgt hat.

Für fruchtbare Diskussionen möchte ich mich auch bei Herrn Dipl. Phys. M. Kastenberger bedanken. Für die finanzielle Unterstützung bei der Durchführung des Projekts, bedanke ich mich bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI, dem Bundesministerium für Bildung und Forschung BMBF, sowie dem Beschleunigerlaboratorium der Ludwig-Maximilians-Universität München und der Technischen Universität München. Schließlich gilt mein Dank allen Mitgliedern des Lehrstuhl Habs in München, die immer ein offenes Ohr hatten und ein sehr angenehmes Arbeitsklima entstehen ließen. Besonders erwähnen möchte ich Herrn Dr. O. Schaile für die Lösungen bei vielen Computerproblemen. Bedanken möchte ich mich auch bei den Mitarbeitern der Elektronikwerkstatt und der mechanischen Werkstatt für ihre Unterstützung. Für die perfekte Logistik danke ich Herrn R. Satzkowski.

Für wiederholtes Überreden zu entspannenden Exkursionen auf zwei Rädern danke ich meinem Freund Ralf Muth.
Meiner Frau Claudia danke ich für die Geduld und die Liebe während allen Phasen der Promotion.

Lebenslauf

Name: Falch
Vorname: Markus
Adresse: Sulzbacherstraße 12
80803 München
Geburtsdatum: 08.02.1968

08/74 - 07/78 Grundschule Munderkingen
08/78 - 05/87 Gymnasium Ehingen,
mathematisch naturwissenschaftlicher Zweig
05/87 Allgemeine Hochschulreife

07/87 - 09/88 Grundwehrdienst Heeresflieger Laupheim

11/88 - 01/95 Studium der Physik an der
Ludwig-Maximilians-Universität München
05/90 Vordiplom in Physik (Gesamtnote gut)
09/92 - 10/92 sechswöchiges Praktikum am CERN in Genf
01/95 Diplom in Physik (Gesamtnote sehr gut)
Diplomarbeit: Entwurf und Aufbau eines Niederenergiestrahlpulsers mit hoher Wiederholfrequenz für den MP-Tandem Beschleuniger

02/95 - 10/95 Aufbau und Inbetriebnahme einer Mehrplatz EDV Anlage für die Firma FALCH&SOHN in Munderkingen

seit 12/95 Wissenschaftlicher Angestellter am Lehrstuhl Habs in der Forschungsgruppe von Prof. Dr. K. E. G. Löbner, Beginn der Dissertation

06/97 Eheschließung mit Claudia Falch, geb. Dorer

06/98 Geburt von Sohn Felix