

**Aufbau einer Datenaufnahme zur  
Integration von Schottky-Signalen in  
Atomphysikexperimenten an  
Speicherringen**

**Inaugural-Dissertation**

zur Erlangung des Doktorgrads der Naturwissenschaften  
vorgelegt beim Fachbereich 07  
(Mathematik und Informatik, Physik, Geographie)  
der Justus-Liebig-Universität Gießen

vorgelegt von

**Christian Trageser**

aus Aschaffenburg

I. Physikalisches Institut  
Justus-Liebig-Universität Gießen

Dekan: Prof. Dr. Bernhard Mühlherr  
1. Gutacher: Prof. Dr. A. Müller  
2. Gutacher: Apl. Prof. Dr. Yuri A. Litvinov  
Tag der mündlichen Prüfung: 26.9.2018

## **Zusammenfassung**

Diese Doktorarbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung, dem Aufbau, der Inbetriebnahme und dem Einsatz einer neuen Datenaufnahme zur Aufzeichnung von Schottky-Signalen in atom- und kernphysikalischen Experimenten an den Speicherringen des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung (GSI) bzw. der Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) in Darmstadt. Die neu entwickelte Datenaufnahme ermöglicht es u.a., die Strahleigenschaften eines gespeicherten Ionenstrahls kontinuierlich und zerstörungsfrei aufzuzeichnen.

Schottky-Signale dienen der Strahldiagnose an Speicherringen [1–5] sowie der Bestimmung von Massen [6–8] und Lebensdauern [9, 10] von Teilchen mit hoher Genauigkeit. Die Schottky-Signale werden zerstörungsfrei durch einen sogenannten Schottky-Aufnehmer aufgezeichnet [11]. Neben einem Parallelplattenaufnehmer steht am ESR [12] seit 2011 zusätzlich ein Schottky-Resonator mit hohem Gütefaktor zur Verfügung [13, 14]. Dieser besitzt eine viel höhere Sensitivität als der alte Parallelplattenaufnehmer. Durch diese gestiegene Sensitivität können Signale mit besserem Signal-zu-Rauschverhältnissen aufgenommen werden. Diese gestiegene Sensitivität ermöglicht zahlreiche neue Anwendungen und Experimente (siehe weiter unten). Die in dieser Arbeit entwickelte Datenaufnahme wurde an diesem neuen Schottky-Aufnehmer aufgebaut und getestet. Sie eignet sich durch ihren großen Frequenzbereich für nahezu alle GSI/FAIR Speicherringe.

Die Einsatzmöglichkeiten dieses neuen Datenaufnahmesystems sind vielfältig. So kann es beispielsweise als eine Art von „Strahllogbuch“ verwendet werden (siehe Kapitel 6), das kontinuierlich und hochpräzise die Schottky-Signale eines gespeicherten Ionenstrahls aufzeichnet.

Weiterhin erlaubt es die Schottky-Technik, die Eigenschaften eines Speicherrings als hochauflösendes Massenspektrometer zu nutzen und ermöglicht die Bestimmung der Massen von stabilen Ionen und Radioisotopen zerstörungsfrei.

Die in dieser Arbeit entwickelte Datenaufnahme bietet eine kontinuierliche und breitbandige Datenerfassung von Schottky-Signalen. Strahleigenschaften lassen sich mit hoher Zeitauflösung oder alternativ mit hoher Frequenzauflösung für mehr als zehn Harmonische des gespeicherten Ionenstrahls für die gesamte Dauer eines Experiments aufzeichnen.

---

Die neue Datenaufnahme, als New Time CAPture (NTCAP) bezeichnet, besteht aus einer Reihe von Hardwarekomponenten der Firma National Instruments (NI) [15, 16]. Das Herzstück dieser Komponenten ist ein hochauflösender Vektor-Signal-Analyzer (VSA). Der VSA kann im Frequenzbereich von 10 MHz bis 6,6 GHz betrieben werden [17]. Am ESR wird er typisch in einem Bereich um 245 MHz eingesetzt, entsprechend der Resonanzfrequenz des neuen Schottky-Aufnehmers. Zusätzlich sind 16 Zählerkanäle integriert, um weitere Signale wie Beschleuniger- und Teilchendetektorsignale zeitsynchron aufzuzeichnen. Die gewonnenen Daten wurden über ein dediziertes 10 GBit/s schnelles lokales Netzwerk abgespeichert, dessen zentraler Speicher ein 132 TByte großes Network-Attached-Storage (NAS) System ist. In dem am ESR verwendeten Frequenzbereich liefert der VSA eine maximale Datenrate von 160 MBytes/s. Für die Aufzeichnung mit höchsten Datenraten steht zusätzlich eine 4 TByte große SSD zur Verfügung.

Für diese Schottky-Datenaufnahme wurde ein Kontroll- und Steuerprogramm in der Programmiersprache LabVIEW (engl. „Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench“) entwickelt, das die einzelnen Module ansteuert und die Schottky-Zeitsignale sowie weitere Signale wie Detektor- oder Beschleunigersignale zeitsynchron erfasst. Die Inbetriebnahme erfolgte mit Signalen eines Signalgenerators sowie mit den Signalen des neuen Schottky-Aufnehmers am ESR mit  $^{12}\text{C}^{6+}$  Ionen bei einer Energie von 400 AMeV [16].

Nach der erfolgreichen Inbetriebnahme wurde das neu entwickelte Datenaufnahmesystem in sieben verschiedenen Experimenten am ESR eingesetzt. Von den gesammelten Daten wurden die Datensätze zweier Experimente für die Präsentation in dieser Arbeit ausgewählt. Bei dem ersten dieser Experimente handelt es sich um ein Laserspektroskopie-Experiment am wasserstoff- und lithiumartigen Wismut, bei welchem die Konstanz der Ionenenergie mit hoher Genauigkeit protokolliert wurde. Beim zweiten Experiment wurde die Einzelteilchensensitivität der NTCAP-Datenaufnahme im Rahmen eines  $\beta$ -Zerfall Experiments von  $^{142}\text{Pm}^{60+}$  verifiziert.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>i</b>
<b>1 Motivation und Zielsetzung</b>	<b>1</b>
1.1 Aufbau dieser Arbeit . . . . .	9
<b>2 Die GSI-Beschleunigeranlage</b>	<b>11</b>
2.1 Initiale Beschleunigerkette . . . . .	11
2.2 Der Experimentierspeicherring ESR . . . . .	14
2.2.1 Strahlkühlung . . . . .	18
2.2.1.1 Elektronenkühlung . . . . .	19
2.2.1.2 Stochastische Kühlung . . . . .	24
<b>3 Schottky-Spektroskopie</b>	<b>27</b>
3.1 Schottky-Signale . . . . .	27
3.1.1 Grundlage der Schottky-Messungen . . . . .	28
3.1.2 Schottky-Signale für einen gebunchten Strahl . . . . .	32
3.1.3 Schottky-Aufnehmer am ESR . . . . .	32
3.2 Fourier-Analyse . . . . .	35
3.2.1 Fourier-Transformation . . . . .	35
3.2.2 Transformation von zeitdiskreten Signalen . . . . .	36
3.2.3 Fensterfunktionen . . . . .	37
<b>4 NTCAP-Datenaufnahme</b>	<b>43</b>
4.1 Das Datenaufnahmesystem NTCAP . . . . .	43
4.2 Das Chassis PXIe-1075 PXIe . . . . .	47

4.3	Der Vektor-Signal-Analyzer PXIe-5663E . . . . .	47
4.4	I/O-Karte (NI 6612) . . . . .	53
4.5	Das Synchronisierungsmodul mit OCXO-Uhr (NI 6674T) . . . . .	54
4.6	Die Interfacekarte (NI PXIe-PCIe8375) . . . . .	54
4.7	NTCAP-Rechner und Massenspeicher . . . . .	55
4.8	Kontroll- und Steuerprogramm für die NTCAP-DAQ . . . . .	55
<b>5</b>	<b>Funktionstests und Inbetriebnahme der NTCAP-DAQ</b>	<b>59</b>
5.1	Aufbau Teststand . . . . .	59
5.2	Aufnahme einer Blindmessung als Test für den VSA . . . . .	61
5.3	Aufnahme von Spektren mit Testsignalen . . . . .	65
5.4	Bestimmung der Empfindlichkeit der NTCAP-DAQ . . . . .	69
5.5	Tests der Zählerkarte . . . . .	71
5.6	Synchronizität von Zählern und VSA . . . . .	73
5.6.1	Relative Genauigkeit der verwendeten Uhren . . . . .	74
5.6.2	Vergleich von VSA und Zählerkarten . . . . .	76
5.7	Inbetriebnahme der Datenaufnahme am ESR . . . . .	77
<b>6</b>	<b>NTCAP-DAQ als „Strahllogbuch“</b>	<b>81</b>
6.1	Beschreibung des Experiments . . . . .	81
6.2	Aufzeichnung von Schottky-Signalen als Strahlzeitlogbuch . . . . .	85
6.3	Vergleich von Schottky-Frequenz und Kühlerspannung . . . . .	96
6.4	Raumladungsmessung . . . . .	98
6.5	Messung mit einem gebunchten Strahl . . . . .	106
6.5.1	Analyse des breiten $^{209}\text{Bi}^{80+}$ -Peaks . . . . .	108
6.6	Zusammenfassung des Kapitels 6 . . . . .	114
<b>7</b>	<b>Einzelteilchenspektroskopie</b>	<b>115</b>
7.1	Beschreibung des Experiments . . . . .	116
7.2	Beispielspektren des EC-Zerfalls von $^{142}\text{Pm}^{60+}$ . . . . .	116
7.2.1	Spektren mit voller Bandbreite der NTCAP-DAQ . . . . .	121
7.3	Zusammenfassung des Kapitels 7 . . . . .	124
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>125</b>

## INHALTSVERZEICHNIS

---

<b>Glossar</b>	<b>129</b>
<b>A Anhang</b>	<b>131</b>
A.1 (I)nphase und (Q)uadrature - Komponentendarstellung . . . . .	131
A.2 Aufbau der Datenaufnahme NTCAP . . . . .	132
A.3 Benutzung der Datenaufnahme NTCAP . . . . .	135
A.4 Aufbau der Dateien für die Schottky- und Zählerdateien . . . . .	139
A.5 Konfigurationsdateien für die NTCAP-DAQ . . . . .	149
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>155</b>
<b>B Danksagung</b>	<b>169</b>
<b>C Versicherung</b>	<b>171</b>





# 1. Motivation und Zielsetzung

Am Experimentierspeicherring (ESR) des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung stehen gekühlte Schwerionenstrahlen von Protonen bis zu vollständig ionisiertem Uran in fast allen Ladungszuständen und bei Energien von 4 AMeV bis 560 AMeV zur Verfügung [7, 8]. Neben stabilen Isotopen können zudem auch Radioisotope künstlich erzeugte werden [7, 18, 19]. Die Qualität des gespeicherten Ionenstrahls ist von besonderem Interesse für Experimente an Speicherringen. Um die Qualität der Ionenstrahlen zu bestimmen, ist die zerstörungsfreie Feststellung und Überwachung der Eigenschaften des Ionenstrahls eine wichtige Voraussetzung. Hierfür ist die Schottky-Strahldiagnose eine erprobte und etablierte Methode [2]. Sie erlaubt es, zerstörungsfrei eine ganze Reihe von Eigenschaften des Ionenstrahls zu gewinnen wie beispielsweise die Strahlintensität, die Umlauffrequenz sowie die Impulsverteilung [1, 3–5]. Angewendet wurde die Schottky-Methode als Strahldiagnose erstmals 1974 am Intersecting Storage Ring (ISR), einem Protonen-Speicherring des Europäischen Kernforschungszentrum CERN<sup>1</sup> [2].

Um Informationen über den gespeicherten Ionenstrahl mit Hilfe der Schottky-Methode zu gewinnen, werden Aufnehmer im Speicherring installiert, die dementsprechend als Schottky-Aufnehmer bezeichnet werden. Im einfachsten Fall handelt es sich um zwei Metallplatten, die im Strahlrohr installiert sind und auf denen umlaufende Teilchen Oberflächenladungen induzieren. Ein solcher Parallelplattenaufnehmer ist auch am ESR seit dessen Inbetriebnahme installiert [20] und hat seitdem wertvolle Daten zur Strahldiagnose sowie für diverse Experimente geliefert. Neben diesem Aufnehmer ist seit 2011 ein neuer Schottky-Aufnehmer mit hohem Gütefaktor installiert, der im Folgenden als „neuer Aufnehmer“ oder als „Schottky-Resonator“ bezeichnet wird [13, 14]. Dieser besitzt gegenüber dem klassischen Aufnehmer eine um zwei Größenordnungen höhere Sensitivität, die zum einen ein erheblich verbessertes

---

<sup>1</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

---

Signal-zu-Untergrund-Verhältnis liefert. Zum anderen können die Schottky-Signale schneller gesammelt werden, womit eine bessere Zeitauflösung erreicht wird. Im Gegensatz zum Parallelplattenaufnehmer wird hier in einem Hohlraum (Kavität) das EM-Feld eines Teilchens gefangen, verstärkt und entsprechend ausgelesen. Bei beiden Aufnehmern wird eine elektrische Ladung induziert.

Im statistischen Rauschen der Teilchen sind Informationen über ihre Umlauffrequenzen enthalten. Dieses Rauschen wird durch die unterschiedlichen Startphasen der Teilchen um einen Mittelwert  $I_0$  verursacht und als Schottky-Rauschen bezeichnet. Die Extraktion dieser Informationen aus dem Rauschen gelingt erst nach vielen hunderten oder gar tausenden Umläufen der Ionen. Erst dann ist der korrelierte Anteil der Signale stark genug, um aus dem Rauschen gewonnen zu werden.

An Speicherringen finden sich typischerweise Umlauffrequenzen zwischen ein paar hundert kHz und einigen MHz. Für den ESR werden beispielsweise Uranionen  $U^{92+}$  mit einer Energie zwischen 4 AMeV bis 400 AMeV gespeichert. Daraus resultieren Umlauffrequenzen von ca. 250 kHz bzw. 2 MHz (siehe Abschnitt 2.2). Bei diesen Umlauffrequenzen werden die notwendigen Umläufe für ein ausreichendes Schottky-Signal in kurzer Zeit erreicht. Für die Speicherung und Kühlung besitzt der ESR u.a. Elektronenkühlung und stochastische Kühlung (siehe Abschnitt 2.2.1). Die stochastische Kühlung ist für eine Energie von 400 AMeV ausgelegt, sodass viele Experimente speziell mit Radioisotopen aus dem Fragmentseparator (FRS) bei dieser Energie durchgeführt werden.

Die Fähigkeit der Schottky-Strahldiagnose die Eigenschaften des Ionenstrahls zerstörungsfrei zu ermitteln hat eine enorme Bedeutung für die Einstellung, den Betrieb und die Diagnose von Speicherringen wie dem ESR. Damit unterscheidet sich die Schottky-Strahldiagnose von Detektoren, die den Strahl bzw. die Reaktionsprodukte stoppen, um sie nachzuweisen.

Die Schottky-Strahldiagnose ist auch für die Durchführung von Experimenten ein nützliches Werkzeug, z.B. um die Ist-Eigenschaften des Ionenstrahls über den ganzen Verlauf eines Experiments aufzuzeichnen und ggf. gegenüber den Soll-Eigenschaften abzugleichen. Dies ist v.a. für Experimente von Interesse, die auf eine Konstanz der Strahlparameter wie Energie, Impulsbreite etc. angewiesen sind bzw. bei denen auch kurze Instabilitäten oder gar Strahlverluste signifikanten Einfluss auf die Ergebnisse haben. Hier kann die Schottky-Strahldiagnose als eine Art von kontinuierlichem Strahllogbuch dienen, um nach Ablauf eines Experiments ggf.

## 1. Motivation und Zielsetzung

---

Unstimmigkeiten zu klären, indem die Strahlparameter zu jedem Zeitpunkt des Experiments rekonstruiert werden können.

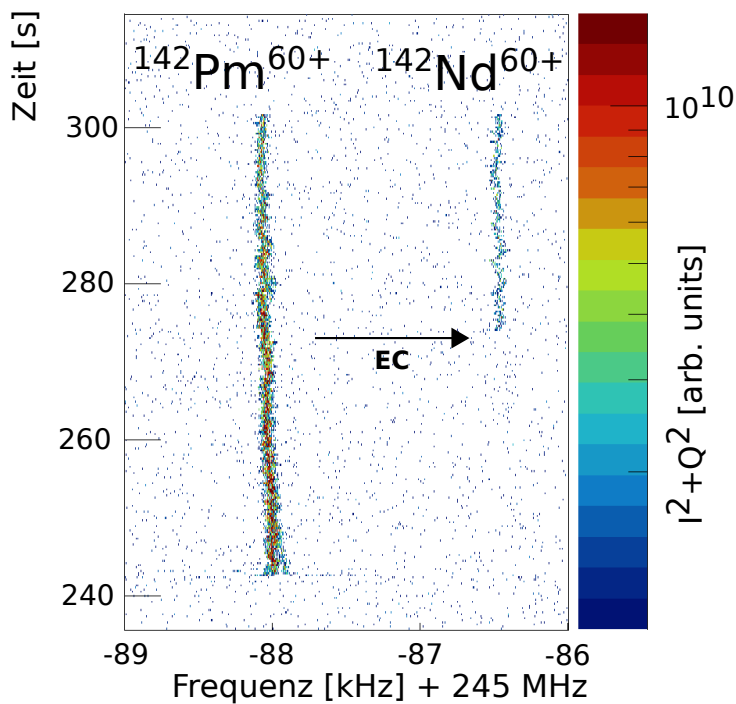
Die Anwendungsmöglichkeiten von Schottky-Signalen sind nicht auf die reine Strahldiagnose beschränkt: So wurde beispielsweise am ESR eine Methode entwickelt, um Ionenmassen mit Hilfe der Schottky-Signale zu bestimmen [6–8]. Dabei dient der ESR als Massenspektrometer bei dem im normalen Betriebsmodus und mit gekühltem Ionenstrahl die Umlaufgeschwindigkeit der Ionen proportional zum Impuls ist. Diese Methode wird als Schottky-Massen-Spektrometrie (SMS) bezeichnet. Durch Elektronenkühlung wird die Geschwindigkeitsbreite bei einzelnen gespeicherten Ionen auf bis zu  $\delta v/v \approx 5 \cdot 10^{-7}$  reduziert [21, 22]. Damit besitzen alle Teilchen praktisch die gleiche Geschwindigkeit und ihr Impuls hängt nur noch von ihrem Masse-zu-Ladungsverhältnis  $m/q$  ab, da die magnetische Steifigkeit  $B\rho$  konstant ist. Hierdurch lässt sich die Umlauffrequenz  $f$  durch das  $m/q$ -Verhältnis sowie den Momentum-Compaction-Faktor  $\alpha_p$  beschreiben.

$$\frac{df}{f} = -\alpha_p \frac{d(m/q)}{m/q} \quad (1.1)$$

Zur Vollständigkeit sollte hier erwähnt werden, dass es auch noch eine zweite Methode zur Bestimmung von Ionenmassen am ESR gibt, die sogenannte Isochrone Massen-Spektrometrie (IMS) (siehe Abschnitt 2.2) [23, 24].

Die kontinuierliche Erfassung des Schottky-Rauschens ermöglicht die zeitaufgelöste Schottky-Massenspektrometrie (engl. „Time Resolved SMS“, TRSMS) [25]. Bei der TRSMS werden Intensitäten der verschiedenen Ionen im zeitlichen Verlauf aufgezeichnet [10]. Dabei sind Lebensdauern des Strahls oder radioaktiver Zerfall sowie Vorgänge wie die Veränderung des Strahls, Strahlverluste, das Herausfiltern von Teilchen durch Einfahren von Blenden („Scrapen“) etc. ersichtlich.

Ferner lässt sich die Schottky-Spektroskopie aufgrund der prinzipiellen Sensitivität auf einzelne Teilchen auch zur zeitaufgelösten Beobachtung von einzelnen Teilchenzerfällen verwenden. Durch diese Einzelteilchenspektroskopie (engl. „Single Particle Decay Spectroscopy“, SPDS) ist es möglich, den Zeitpunkt eines einzelnen Zerfalls zu bestimmen. In Abbildung 1.1 ist beispielsweise der Zerfall eines  $^{142}\text{Pm}^{60+}$ -Ions in ein  $^{142}\text{Nd}^{60+}$ -Ion (Elektroneneinfang) gezeigt. Der Zerfall macht sich durch das Auftauchen der Spur des Tochterteilchens (zweite Spur) und durch die Abnahme der Spur des Mutterteilchens bemerkbar. Damit sind die Anwendungsmöglichkeiten der Schottky-Technik noch nicht ausgeschöpft. Eingesetzt als Strahldiagnose ist sie

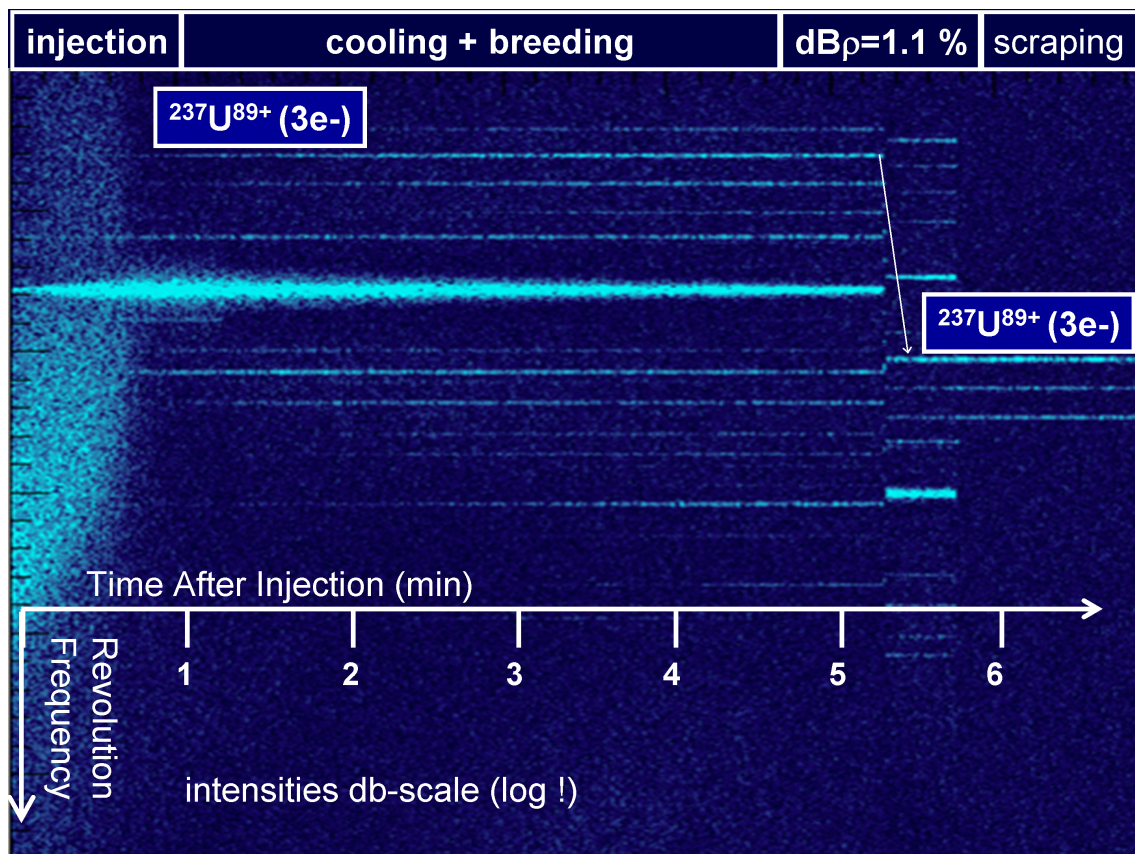


**Abbildung 1.1:** Ein zeitaufgelöstes Schottky-Spektrum eines EC-Zerfalls  $^{142}\text{Pm}^{60+} \rightarrow ^{142}\text{Nd}^{60+} + \nu_e$ . Auf der Abszisse ist der Offset der Schottky-Frequenz zur Trägerfrequenz (245 MHz) und auf der Ordinate die Zeit in Sekunden aufgetragen. Auf der Z-Achse ist die Intensität in willkürlichen Einheiten aufgetragen ( $I^2 + Q^2$ ), die proportional zur Teilchenzahl  $N$  und im Anhang A.1 definiert ist. Bei  $t = 242,62$  s sammeln sich  $^{142}\text{Pm}^{60+}$ -Ionen bei -88 kHz. Bei  $t = 273,8$  s findet ein EC-Zerfall statt, welcher sich durch das Auftauchen einer neuen Spur bei der Frequenz von -86,5 kHz bemerkbar macht.

ein wichtiges Hilfsmittel einer neuen Technik, die den ESR zur Separation künstlich erzeugter Radioisotope verwendet [19].

Die letztgenannte Anwendung macht sich die Eigenschaft des ESR zur Massentrennung mit hoher Auflösung zu Nutze, die es erlaubt, Isotope räumlich im ESR zu separieren [26–28]. In Abbildung 1.2 ist ein Beispiel gezeigt, bei dem ein  $^{238}\text{U}^{89+}$ -Strahl aus dem SIS18 mit einer Extraktionsenergie von 381,5 AMeV im Transferkanal zum ESR mit einer 1 cm dicken Be-Platte zur Kollision gebracht wurde. Die entstehenden Reaktionsprodukte fliegen weiter in den ESR und werden dort durch die Anwendung der Strahlkühlung gekühlt. Nach einer Bahnverlagerung werden die unerwünschten Isotope durch das Einfahren von Blenden aus dem Ring entfernt. Diese Methode stellt für künstlich erzeugte langlebige Radioisotope eine Alternative zur Produktion und Separation mit Hilfe des FRS dar. Die Schottky-Methode bietet somit ein großes Spektrum an Anwendungen.

Am ESR werden zur Aufzeichnung der Schottky-Signale verschiedene Datenaufnahmesysteme (engl. „Data Acquisition“, DAQ) betrieben. Neben verschiedenen Echtzeit-Spektrumanalysatoren (engl. „Real Time Spectrum Analyzer“, RSA) der Firma Tektronix wurde eine Datenaufnahme



**Abbildung 1.2:** Isotopenseparation mit Hilfe des ESR. Durch Kollision eines  $^{238}\text{U}$  mit einer Energie von 381,5 AMeV im Transferkanal zwischen SIS18 und ESR mit einer 1 cm dicken Be-Platte wurden künstliche Radioisotope erzeugt, die in den ESR injiziert wurden. Die Zeit seit der Injektion findet sich auf der Abszisse und auf der Ordinate die Umlauffrequenz. Nach der Strahlkühlung können im ESR Isotope durch Anwendung der Schottky-Methode identifiziert werden. Nach der Strahlkühlung wurde die Umlaufbahn verlagert, sodass das Isotop, das separiert werden soll, auf einer zentralen Bahn liegt. Durch Einfahren von Blenden wurden die unerwünschten Ionenspezies entfernt. Bild wurde [19] entnommen.

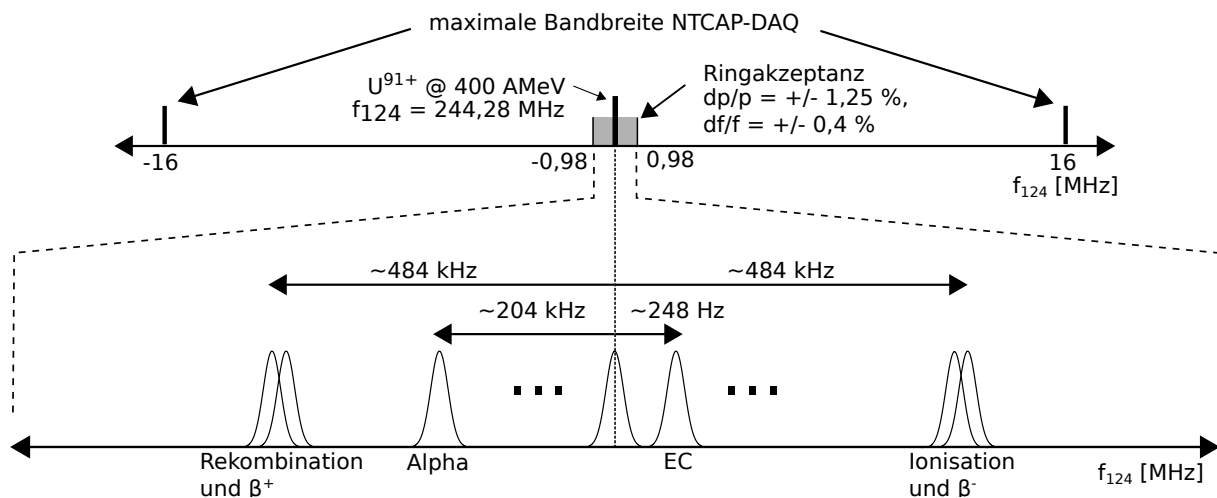
---

für den alten Parallelplattenaufnehmer verwendet, die als Time Capture (TCAP) bezeichnet wird. Der Ausdruck „Time Capture“ rührt von der Tatsache her, dass die Schottky-Signale in der Zeitdomäne erfasst werden d.h., dass das TCAP-System die Werte zeitlich abtastet und abspeichert. Mit Hilfe einer Fourier-Transformation (FT) wird ein Spektrum erzeugt. In der Praxis wird dazu die Schnelle Fourier-Transformation (engl. „Fast Fourier Transformation“, FFT) verwendet. Bei einer „Offline“-Datenauswertung können aus diesen Rohdaten durch Wahl der Fenstergröße (Zahl der Abtastpunkte), die Zeit- und Frequenzauflösung verändert werden und so an die entsprechenden Anforderungen nachträglich angepasst werden.

Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurde ein neues Datenaufnahmesystem entwickelt, aufgebaut, programmiert und in Betrieb genommen. Das neue Datenaufnahmesystem lässt sich flexibel einsetzen und arbeitet bei Frequenzen von 10 MHz bis 6,6 GHz. Die neue DAQ wurde speziell für die Verwendung des schon eingeführten Schottky-Resonators (Resonanzfrequenz: 244 – 246 MHz [14]) entwickelt und optimiert, ist allerdings auch in der Lage die Signale des alten Parallelplattenaufnehmers oder anderer Aufnehmer im o.a. Frequenzbereich zu verarbeiten und zu speichern. Diese neue Datenaufnahme zeichnet die Schottky-Signale ebenfalls in der Zeitdomäne auf und wird deshalb in Analogie zum bestehenden TCAP-System als New Time Capture (NTCAP) bezeichnet. Das NTCAP-System besitzt eine Reihe von Eigenschaften, die einen flexiblen Betrieb sowie ein großes Spektrum von Anwendungen ermöglichen:

- **Frequenzbereich:** Die neue DAQ kann in einem Frequenzbereich von 10 MHz bis 6,6 GHz arbeiten [17].
- **Bandbreite:** Die NTCAP-Datenaufnahme ermöglicht eine breitbandige Aufnahme der Schottky-Signale. Die Bandbreite beträgt 32 MHz und entspricht einer Datenrate von 160 MBytes/s. Dies erlaubt es nicht nur, die volle Impulsakzeptanz ( $dp/p = \pm 1,25\%$ ) des ESR abzudecken, sondern auch mehr als zehn Harmonische zu betrachten. Abbildung 1.3 vergleicht die Größe der Bandbreite der NTCAP-DAQ mit der Akzeptanz des ESR und verschiedene typische Reaktions- und Zerfallsprodukte. Als Beispiel ist das Uranion  $U^{91+}$  sowie dessen mögliche Zerfallsprodukte (von allen Uranisotopen mit dem Ladungszustand) per Alphazerfall, Betazerfall, Elektroneneinfang (engl. „Electron Capture“, EC), sowie Ionisation und Rekombination eingezeichnet.
- **kontinuierliche Datenerfassung:** Die neue Datenaufnahme erfasst Daten ohne Zeitunterbrechung je nach eingestellter Datenrate und bereitstehender Speicherkapazität über Wochen oder Monate.

## 1. Motivation und Zielsetzung



**Abbildung 1.3:** Der maximale Span der NTCAP-DAQ im Vergleich zur ESR Ringakzeptanz dargestellt für  $U^{91+}$  und seine Zerfallsprodukte. Typische Frequenzen eines  $U^{91+}$ -Strahls sowie der Zerfalls- und Rekombinationsprodukte sind im unteren Bereich gezeigt. Im oberen Teil wird dieser Frequenzbereich im Vergleich mit der vollen Ringakzeptanz des ESR von  $\pm 1,25\%$  sowie der Bandbreite von  $\pm 16$  MHz der NTCAP-DAQ dargestellt.

- **Integration zusätzlicher Signale:** Neben den Schottky-Signalen werden mit Hilfe zweier 8 Kanal 32-Bit Zähler mit Speicherdirektzugriff (engl. „Direct-Memory-Access“, DMA) weitere Detektor- sowie Beschleuniger- und Zeitsignale in der Datenaufnahme zeitsynchron gesichert. Die Datenraten sind bei diesen Signalen weitaus geringer (0,5% der Datenrate der Schottky-Signale). In Experimenten wurden diese Kanäle typisch mit ca. 1 bis 10 kHz ausgelesen, was einer Datenrate von 64 bis 640 kBytes/s entspricht.
- **Speicherkapazität:** Aufgrund der gewünschten hohen Bandbreite von bis zu 32 MHz, die einer Datenrate von 160 MBytes/s entspricht, fällt innerhalb eines Tages bei kontinuierlicher Datenerfassung eine Datenmenge von 13 TBytes an. Typischerweise werden Schottky-Daten jedoch mit einer niedrigeren Datenrate von ca. 40 bis 60 MBytes/s aufgezeichnet. Um die nötige Speicherkapazität bereitzustellen, ist ein Network-Attached-Storage (NAS)-System mit einer Kapazität von 132 TBytes vorhanden, das mit einem 2x10 GBit Netzwerk angebunden ist.

- 
- **Erweiter- und Austauschbarkeit:** Im Laufe der Zeit ändern sich die Anforderungen an die Datenaufnahme oder es kommt zu Funktionsausfällen. Für diese Eventualität wurde bei der Auslegung dieser Datenaufnahme durch modularen Aufbau Rücksicht genommen.

Basierend auf diesen Kenndaten sind im Folgenden einige Anwendungsmöglichkeiten der NTCAP-DAQ skizziert:

- **Kontinuierliches Strahllogbuch:** Bei dieser Verwendung werden aus den gespeicherten Schottky-Daten die verschiedenen Parameter (wie beispielsweise Umlauffrequenz, Breite, etc.) eines gespeicherten Ionenstrahls extrahiert. Somit können diese Parameter für die Dauer eines gesamten Experiments mit hoher Zeitauflösung hinweg erfasst werden. Nach der Durchführung des Experiments können die so gespeicherten Parameter zur Diskussion der im Experiment gewonnenen Daten verwendet werden, um Korrekturen durchzuführen oder um eventuell offene Fragen zu klären. Ein Beispiel dieser Anwendung stellt ein Experiment zur Laserspektroskopie an wasserstoff- und lithiumartigem Wismut dar, das in Kapitel 6 diskutiert wird.
- **Verbesserte Möglichkeiten für Lebensdauermessungen:** Durch die hohe Bandbreite und Zeitauflösung ist es möglich, gleichzeitig alle Zerfallsprozesse mit hoher Zeitauflösung aufzuzeichnen, die innerhalb der Impulsakzeptanz des Speicherrings liegen, d.h. es können ausgehend von einem gegebenen Elternteilchen, von Rekombination bis Ionisation, von  $\beta^+$ -Zerfall bis  $\beta^-$ -Zerfall und der  $\alpha$ -Zerfall aller Zerfalls- und Reaktionskanäle gleichzeitig registriert werden und nicht nur im schmalen Frequenzbereich von typischerweise eingesetzten, kommerziellen Spektrumanalysatoren [29, 30].
- **Anwendung als zerstörungsfreier Teilchendetektor:** Für atomare- und kernphysikalische Kollisions- und Reaktionsstudien am Elektronenkühler oder am internen Gasjet-Target.

Das NTCAP-System wurde nach Entwicklung der Software zuerst in einer Reihe von Labortests mit einem Frequenzgenerator getestet und anschließend am ESR im Frühjahr 2014 in Betrieb genommen. Die Datenaufnahme wurde im Folgenden bei insgesamt sieben Experimenten am ESR eingesetzt und kontinuierlich weiter entwickelt. Insgesamt wurden über 70 TBytes an Daten während der Inbetriebnahme und während des Einsatzes bei Strahlzeiten gewonnen. Die Daten aller Experimente wurden den entsprechenden Experimentatoren zur weiteren Auswertung zur Verfügung gestellt. Im Folgenden findet sich eine Auflistung der Experimente, bei denen das NTCAP-System zum Einsatz kam:



- **Inbetriebnahme am ESR mit  $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahl bei 400 AMeV:** Während dieser Strahlzeit wurden erstmals Schottky-Signale mit der NTCAP-Datenaufnahme aufgezeichnet und dessen große Bandbreite demonstriert (siehe Kapitel 5.7).
- **Testmessung mit  $\text{Au}^{76+}$ -Strahl bei 400 AMeV:** Die Strahlzeit diente als Vorstudie für zukünftige Experimente zur Ionisation hochgeladenen Ionen am internen Gasjet-Target, wobei der Teilchennachweis der Reaktionsprodukte ausschließlich durch die NTCAP-DAQ erfolgte.
- **Unterstützung von Laserspektroskopiestudien zur Hyperfeinstruktur von  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  und  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  bei 400 AMeV:** Die Schottky-Daten stellen für das Hauptexperiment ein kontinuierliches Strahllogbuch dar, um die Konstanz der Strahlparameter (hier speziell der Strahlenergie) während der Strahlzeit zu überwachen. Genauere Angaben zum Experiment der ausführenden Gruppe sind in den folgenden Quellen zu finden: [31–36]. Die Auswertung der Schottky-Daten aus dieser Strahlzeit werden in Kapitel 6 präsentiert.
- **Einzelteilchenspektroskopie zum Zweikörperzerfall (EC) von  $^{142}\text{Pm}^{60+}$ :** Von den gewonnenen Daten dieser Strahlzeit wurden einzelne Beispiele im Rahmen dieser Arbeit ausgewertet, um die hohe Zeitauflösung der Datenaufnahme sowie die Fähigkeit zur Auflösung von einzelnen Teilchen zu demonstrieren (siehe Kapitel 7).
- **Massenmessung mit  $^{152}\text{Sm}^{53+}$ -Ionen im isochronen Modus**
- **Isotopenseparation eines permanent stochastisch gekühlten  $\text{U}^{92+}$ -Strahls am ESR**
- **Lebensdauer- und Umladungsmessung eines  $\text{U}^{92+}$ -Strahls**

### 1.1 Aufbau dieser Arbeit

Die Arbeit ist wie folgt aufgebaut: Im zweiten Kapitel wird die Beschleunigeranlage GSI vorgestellt, an der diese Doktorarbeit durchgeführt wurde. Dieses Kapitel konzentriert sich hauptsächlich auf den Speicherring ESR. Hier werden im speziellen die Methoden zur Strahlkühlung und beide vorhandenen Schottky-Aufnehmer diskutiert.

Das dritte Kapitel führt in die Grundlagen der Schottky-Diagnose ein und verdeutlicht, wie diese an Speicherringen genutzt wird. Die Erfassung und Analyse von Schottky-Signalen werden diskutiert.

Das vierte Kapitel beschreibt den Aufbau und die Funktionsweise sowie die technischen Eigenschaften des NTCAP-Datenaufnahmesystems. Kernstück dieser Datenaufnahme ist ein Vektor-Signal-Analyzer (VSA), der die Schottky-Signale in einen geeigneten Frequenzbereich verschiebt, aufbereitet und digitalisiert. Im Weiteren werden die anderen Hardwarekomponenten behandelt wie die Zählerkarten und die Quarzoszillator-Präzisionsuhr.

Das fünfte Kapitel diskutiert Daten aus Testmessungen und der Inbetriebnahme der neuen Datenaufnahme. Bei diesen Daten handelt es sich zum einen um Labortests, die u.a. mit einem Frequenzgenerator durchgeführt wurden. Zum anderen werden die Daten der Inbetriebnahme am Speicherring ESR mit einem 400 AMeV  $C^{6+}$ -Strahl demonstriert.

Aus der Vielzahl der experimentellen Ergebnisse, die als Dienstleistung für andere Gruppen aufgezeichnet wurden, werden im Rahmen dieser Arbeit speziell exemplarische Daten näher betrachtet, um die Möglichkeiten und die Qualität der neuen Datenaufnahme genauer auszuführen. Dies ist zum einen ein Experiment der Laserspektroskopie von wasserstoff- und lithiumartigem Wismut (Kapitel 6). Hier diente die NTCAP-DAQ als Strahlzeitlogbuch, mit dessen Hilfe die wichtigen Strahlparameter überwacht wurden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die entsprechenden Werkzeuge programmiert, die es ermöglichen, aus den Schottky-Daten die Strahlparameter für Umlauffrequenz und damit die Ionenenergie, die Strahlintensität, Breite und Symmetrie zu überwachen. Die Schottky-Daten wurden vollständig in diesem Sinne ausgewertet und die Parametersätze an die Laserspektroskopiegruppe übergeben. Im entsprechenden Kapitel 6 wurden dabei auch die über die Schottky-Methode ermittelten Daten zur Konstanz der Ionenenergie mit denen eines hochpräzisen Hochspannungsteilers der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) verglichen.

Vom Datensatz, der beim Experiment zum EC-Zerfall von  $^{142}\text{Pm}^{60+}$  aufgezeichnet wurde, wurden exemplarisch einzelne Spektren ausgewertet (Kapitel 7), um die Sensitivität der NTCAP-DAQ auf Zerfälle einzelner Teilchen mit hoher Zeitauflösung zu untersuchen. Zudem werden speziell für solche Experimente die Vorteile der breitbandigen und kontinuierlichen Datenerfassung über einen längeren Zeitraum diskutiert. So sieht man beispielsweise, dass trotz Separation im FRS neben den  $^{142}\text{Pm}^{60+}$  noch zahlreiche andere Radioisotope im ESR vorhanden waren. Zudem gibt es Indizien, dass der Speicherring nicht wie beabsichtigt vor jeder neuen Injektion vollständig von den Teilchen der vorherigen Injektion befreit wurde.

Kapitel 8 gibt eine Zusammenfassung und einen Ausblick.

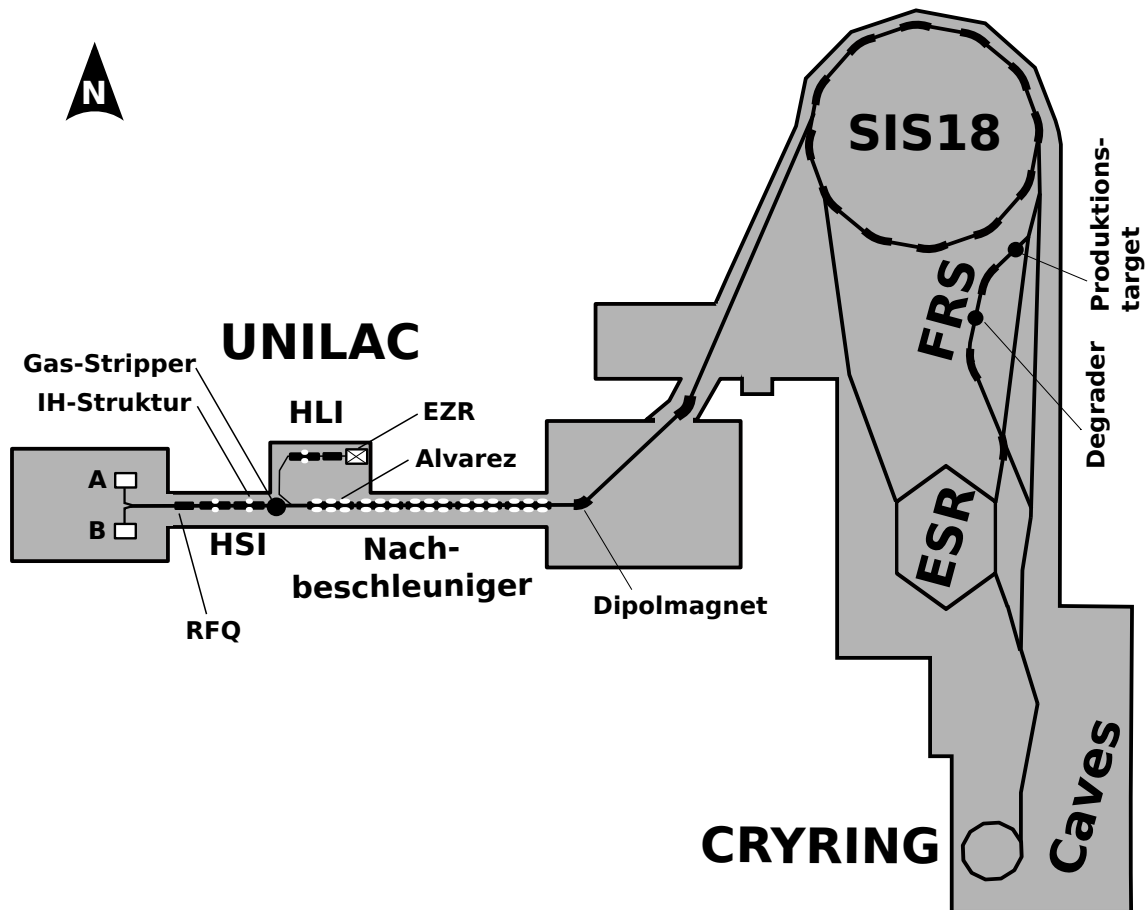
## 2. Die GSI-Beschleunigeranlage

Das in dieser Doktorarbeit entwickelte Datenaufnahmesystem zur Aufnahme und Integration von Schottky-Signalen wurde speziell im Hinblick auf die Verwendung am bestehenden Experimentierspeicherring ESR des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung in Darmstadt sowie an den zukünftigen Speicherringen entwickelt, wie sie im FAIR-Projekt der GSI geplant sind. Dieses Kapitel führt die GSI und den ESR ein.

Das GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt wurde 1969 als Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH (GSI) gegründet [37]. Diese Anlage kann Ionenstrahlen über einen weiten Energiebereich mit fast jedem Ladungszustand von fast jedem Element vom Proton bis hin zum nackten Uran bereitstellen [20, 21]. Die Ionen werden in Ionenquellen erzeugt, durch eine Reihe von Linear- und Kreisbeschleunigern beschleunigt und den Experimentierplätzen sowie dem Speicherring ESR zugeführt.

### 2.1 Initiale Beschleunigerkette

In diesem Abschnitt werden die Ionenquellen und die Beschleunigerstrukturen (Linear- und Kreisbeschleuniger) an der GSI beschrieben, die für diese Arbeit eine Rolle gespielt haben. Aufgrund der gewünschten Diversität für Ionenstrahlen stehen eine Reihe von unterschiedlichen Ionenquellen zur Verfügung, die an dem Universal Linear Accelerator (UNILAC) angeschlossen sind. Der UNILAC besteht aus zwei Injektoren sowie einem Nachbeschleuniger und ist schematisch in Abbildung 2.1 dargestellt. Der Hochstrominjektor (HSI) besteht aus einem Radiofrequenzquadrupol (RFQ) -Beschleuniger, zwei Interdigitalen H-Mode (IH)-Strukturen sowie einem Gas-Stripper, der den Ladungszustand der Ionen ändert. Am HSI stehen zwei Anschlussterminals für Ionenquellen zur Verfügung. Durch den vorhandenen Gas-Stripper am



**Abbildung 2.1:** Die GSI-Beschleunigeranlage ohne die neuen FAIR Gebäude im Überblick. Es sind die Ionenquellen an den beiden Hochspannungsterminals A und B am Hochstrominjektor (HSI) sowie die Elektron-Zyklotron-Resonanz-Quelle (EZR) am Hochladungsinjektor (HLI) des Linearbeschleunigers (UNILAC), das Schwerionensynchrotron (SIS18), der Fragmentseparator (FRS) und der Experimentierspeicherring (ESR) eingezeichnet. Zusätzlich zu diesen Beschleunigerstrukturen wurde der Bereich der Experimentierhallen sowie der am ESR angeschlossene CRYRING eingezeichnet. Siehe Text für weitere Details.

## 2. Die GSI-Beschleunigeranlage

---

Ende eignet sich der HSI für Ionenquellen mit hohen Ionenströmen und eher niedrigeren Ladungszuständen. Typischerweise werden hier Ionenquellen wie Penning-Quellen, Multi Cusp Ion Source (MUCIS), oder Metal Vapor Vacuum Arc Ion Source (MEVVA) angeschlossen. Der zweite Injektor am UNILAC ist der Hochladungsinjektor (HLI). Dieser besteht aus einem RFQ-Beschleuniger und einer IH-Struktur. Als Ionenquelle ist eine Elektron-Zyklotron-Resonanz (EZR)-Ionenquelle angeschlossen. Diese liefert Ionen mit höheren Ladungszuständen. Der HLI und HSI münden beiden in den Nachbeschleuniger. Dieser besteht aus fünf Alvarez-Kavitäten und beschleunigt die Ionen weiter. Danach können die Ionen entweder für Experimente in der UNILAC Experimentierhalle verwendet werden oder, wie für diese Arbeit wichtig, in das Schwerionensynchrotron (SIS18) injiziert werden [38–43].

Das an der GSI betriebene Schwerionensynchrotron mit einer magnetischen Steifigkeit von 18 Tm (SIS18) besitzt einen Umfang von 216,72 m. Die typische Injektionsenergie beträgt 11,4 AMeV aus dem UNILAC [44]. Die Extraktionsenergie hängt von der Ionensorte ab. Beispielsweise werden Protonen bei einer Energie von 4,5 GeV,  $\text{Ne}^{10+}$ -Ionen bis zu nahezu 2 AGeV und  $\text{U}^{78+}$ -Ionen bis zu einer Energie von 1 AGeV beschleunigt [18, 44, 45]. Insgesamt gibt es drei Strahlwege [18], um die Ionen aus dem SIS18 zu extrahieren, von denen für diese Arbeit zwei relevant sind. Einer dieser Wege enthält den Fragmentseparator FRS. Dieser ist in Abbildung 2.1 eingezeichnet. In diesem Strahlweg wechselwirken die Ionen mit einem Produktionstarget zur Erzeugung von exotischen Kernen. Der anschließende Massenseparator separiert die Ionen nach ihrer magnetischen Steifigkeit  $B\rho$  und nach ihrem Energieverlust  $\Delta E$  in Materie. Auf diese Weise können isotopenreine Strahlen erzeugt werden [18, 26]. Die Ionen werden im FRS zunächst durch Magnete mit einer magnetischen Steifigkeit  $B\rho$  nach ihrem Impuls  $p$  sortiert. Anschließend erfahren die Ionen in einem Absorber, dessen Dicke sich positionenabhängig ändert („wedged-shaped“) einen impulsabhängigen Energieverlust. Diese Methode ist als  $B\rho - \Delta E - B\rho$ -Separation bekannt [18, 46, 47]. Die so separierten Ionen aus diesem Strahlweg können zu verschiedenen Experimentierplätzen geführt oder in den Experimentierspeicherring (ESR) injiziert werden.

Alternativ können die Ionen nach dem SIS18 über einen Stripper zur Erreichung der höchsten Ladungszustände geführt und direkt in den ESR eingeschossen werden.

## 2.2 Der Experimentierspeicherring ESR

Der Experimentierspeicherring ESR ist seit 1990 an der GSI vorhanden [20, 21] und hat die Form eines lang gezogenen Hexagons. Der gesamte Umfang des ESR beträgt 108,36 m und ist damit halb so groß wie der Umfang des SIS18. Dies erlaubt einen optimalen Strahltransfer. Die Strahlpakete können durch das exzellente Ultrahochvakuum (UHV) im ESR von  $10^{-11}$  mbar über Stunden oder gar Tage hinweg gespeichert werden [20, 21]. Dabei können alle Ionen von Protonen bis hinauf zum nackten Uran gespeichert werden. Die so gespeicherten Ionen besitzen eine Umlaufzeit  $T_{\text{rev}}$ , bzw. Umlauffrequenz  $f_{\text{rev}}$ , die sich aus der Orbitlänge  $C$ , der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum  $c_0$  sowie der Geschwindigkeit der Ionen  $v$  bzw.  $\beta = \frac{v}{c_0}$  ergibt:

$$f_{\text{rev}} = T_{\text{rev}}^{-1} = \frac{v}{C} = \frac{\beta \cdot c_0}{C} \quad (2.1)$$

Eine schematische Darstellung des ESR findet sich in Abbildung 2.2. Neben dem Strahlrohr besteht der ESR aus sechs Dipolmagneten, die mit einer magnetischen Steifigkeit von 10 Tm den Ionenstrahl auf seinem Orbit halten. Zur Fokussierung des Strahls sind noch Quadrupole und Magnete höhere Ordnung eingebaut. Neben den Magneten befinden sich zwei Hochfrequenz (HF)-Kavitäten im ESR (Nord und Südseite), die es erlauben den gespeicherten Strahl zu beschleunigen, abzubremesen oder zu Strahlpaketen zu formen („bunching“). Die minimale nominale Energie für den ESR beträgt 4 AMeV und die maximale 560 AMeV, wobei die stochastische Kühlung (siehe unten bzw. Abschnitt 2.2.1.2) ausschließlich bei einer Energie von 400 AMeV arbeitet. Aus diesen Energien kann mit Kenntnis des Ions die Umlauffrequenz  $f_{\text{rev}}$  berechnet werden. Hierfür werden Gleichung 2.1 sowie die Gleichungen

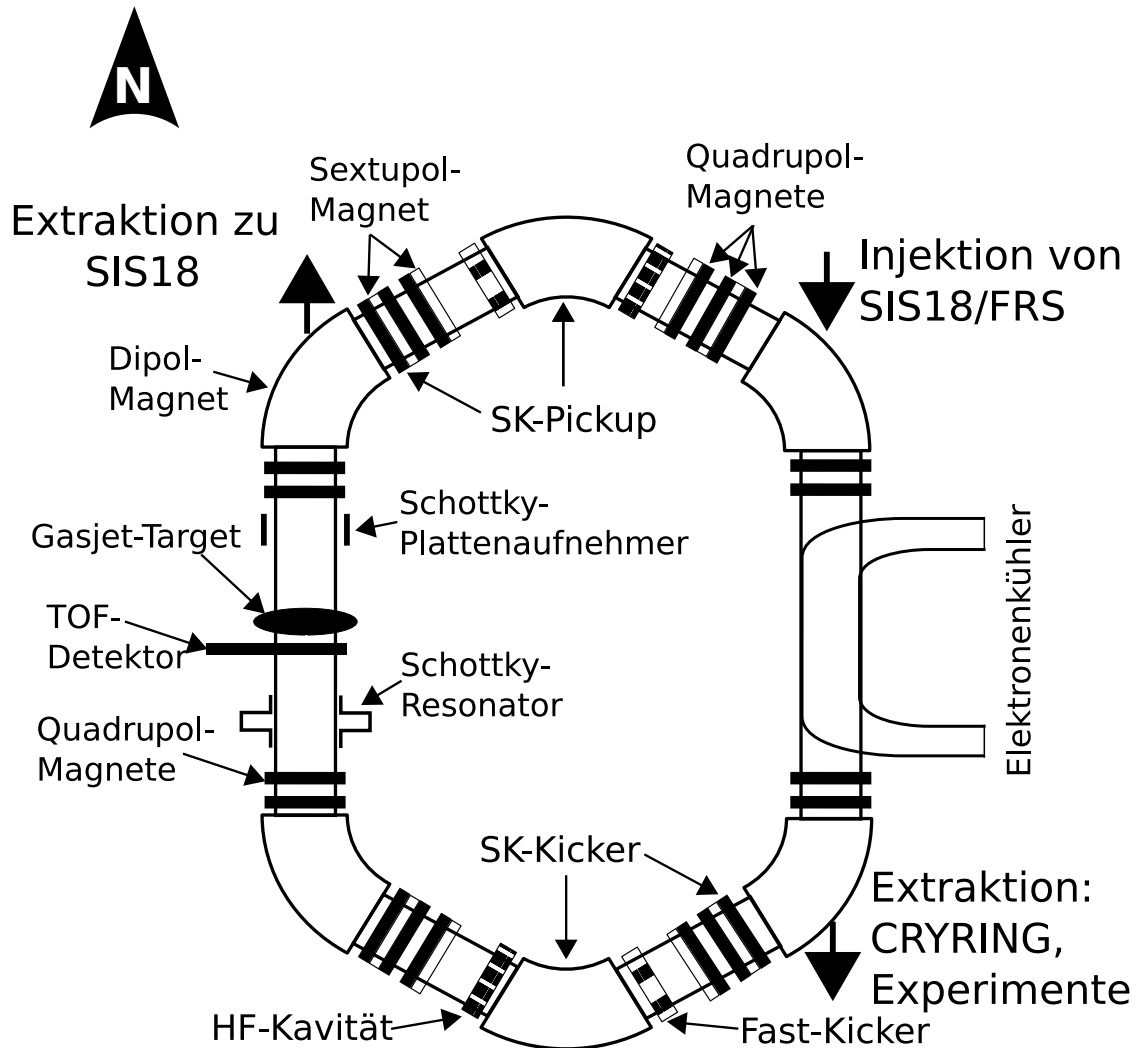
$$E_{\text{kin}} = (\gamma - 1)mc_0^2 \quad (2.2)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.3)$$

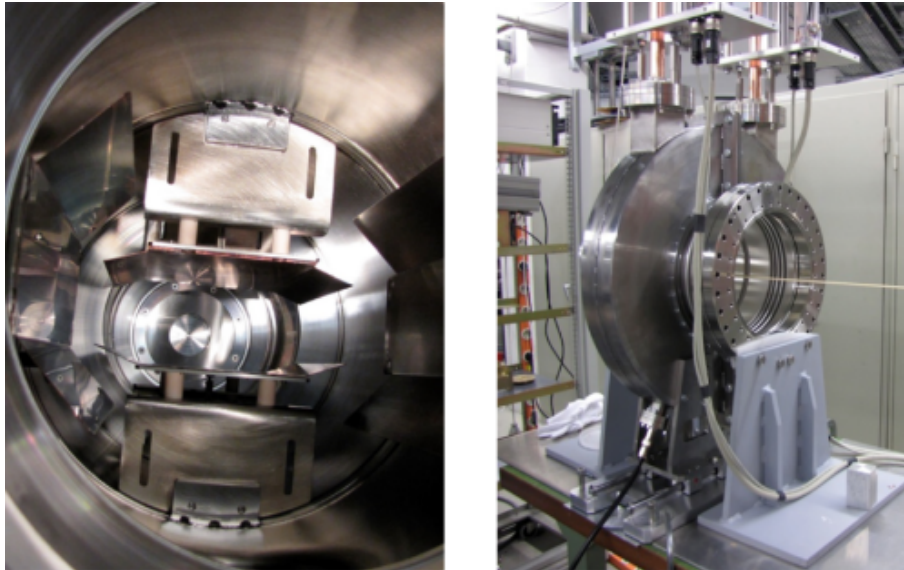
benötigt, die den Zusammenhang zwischen der kinetischen Energie der gespeicherten Ionen  $E_{\text{kin}}$ , ihrer Masse  $m$ , der Lichtgeschwindigkeit  $c_0$ , dem Lorentzfaktor  $\gamma$  und der Geschwindigkeit  $\beta$  herstellen. Für  $^{238}\text{U}^{92+}$ -Ionen ergeben sich so Umlauffrequenzen von 254,74 kHz für eine Energie von 4 AMeV und 2,156 MHz für eine Energie von 400 AMeV.

Auf den beiden lang gestreckten Experimentierstrecken befindet sich eine Vielzahl von un-

---



**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung des ESR an der Beschleunigeranlage. In den lang gestreckten Seiten befinden sich zwei Schottky-Aufnehmer und ein Gas-Target sowie auf der anderen Seite die Elektronenkühlung. Die stochastische Vorkühlung (SK) besteht aus zwei Positionssonden und zwei Kickermagneten. Zusätzlich sind zwei HF-Kavitäten installiert, die es ermöglichen den Strahl zu beschleunigen und ihn auch in Strahlpakete aufzuteilen.



**Abbildung 2.3:** Die am ESR vorhandenen Schottky-Aufnehmer. Links der „alte“ elektrostatische Aufnehmer, der aus zwei 25 cm langen Plattenpaaren besteht. Auf der rechten Seite ist der neue, seit 2011 eingebaute Schottky-Resonator abgebildet. Fotos wurden aus [14] entnommen.

terschiedlichen Einrichtungen. Auf der Ostseite (rechts) werden die Ionen vom SIS18 in den ESR eingeschossen. Hier befindet sich auch der Elektronenkühler. Diese Einrichtung dient zur Kühlung des Ionenstrahls. Der Elektronenkühler wird ausführlich in Abschnitt 2.2.1.1 beschrieben. Neben der Strahlkühlung, also der Reduzierung von Emittanz und Impulsunschärfe, hält der Elektronenkühler die Geschwindigkeit der umlaufenden Strahlen konstant, d.h. die mittlere Geschwindigkeit der Ionen entspricht der des Kühlerstroms. Eine zweite Methode um den Ionenstrahl am ESR zu kühlen, ist die stochastische Kühlung, die im Abschnitt 2.2.1.2 beschrieben wird. Die für diese Methode benötigten Aufnehmer (SK-Aufnehmer), die die Signale vom Ionenstrahl zerstörungsfrei aufnehmen befinden, sich im Nordbogen. Die Kicker (SK-Kicker), die einen entsprechenden Versatz der Ionenstrahlen bewirken, befinden sich im Südbogen (siehe Abbildung 2.2). Am unteren Ende der Ostseite befindet sich die Extraktion zu den Experimentierplätzen bzw. dem CRYRING, einen der neuen Speicherringe des FAIR-Projekts, der mittlerweile aufgebaut und in Betrieb genommen wurde [48]. Auf der Westseite befinden sich die Schottky-Aufnehmer, die für diese Arbeit von zentraler Bedeutung sind. Diese werden im Kapitel 3 ausführlicher besprochen. Die Aufnehmer zeichnen die Schottky-Signale des gespeicherten Ionenstrahl zerstörungsfrei auf, woraus sich unmittelbar die Umlauffrequenz, Impulsverteilung etc. bestimmen lassen. Abbildung 2.3 zeigt zwei Fotoaufnahmen der beiden



## 2. Die GSI-Beschleunigeranlage

---

Schottky-Aufnehmer.

Die Schottky-Aufnehmer erlauben es, bei einem gekühlten Ionenstrahl die Massen der Ionen zu messen. Dies ist möglich, da der ESR nichts anderes als ein Massenspektrometer ist und für die gespeicherten Ionen der allgemeine Zusammenhang aus Gleichung 2.1 gilt. Hierbei handelt es sich um eine Technik, die an der GSI entwickelt wurde [49].

$$\frac{\Delta f_{\text{rev}}}{f_{\text{rev}}} = -\alpha_p \frac{\Delta m/q}{m/q} + \left[ 1 - \left( \frac{\gamma}{\chi} \right)^2 \right] \frac{\Delta v}{v} \quad (2.4)$$

Zur Berechnung der Differenz der Umlauffrequenzen zweier Teilchen, lässt sich Gleichung 2.4 verwenden. In dieser Gleichung ist  $\Delta f_{\text{rev}}$  die Differenz der Umlauffrequenzen  $f_{\text{rev}}$ ,  $\Delta m/q$  die Differenz der Masse-zu-Ladungsverhältnisse  $m/q$ ,  $\gamma$  der Lorentzfaktor und  $\Delta v$  die Differenz der Geschwindigkeiten  $v$ .

$$\alpha_p = \frac{1}{C} \oint \frac{D(s)}{\rho} ds = \frac{dC/C}{d(B\rho)/B\rho} \quad (2.5)$$

Zusätzlich finden sich in der Gleichung noch die zwei Größen  $\alpha_p, \chi$ , die mit  $\chi = \sqrt{\alpha_p}$  zusammenhängen. Die Größe  $\alpha_p$  wird als Momentum-Compaction-Faktor und  $\chi$  als Transit-Gamma bezeichnet, beide sind charakteristische Kenngrößen eines Kreisbeschleunigers bzw. Speicherrings und folgen aus den Eigenschaften der ionenoptischen Elemente. Der Momentum-Compaction-Faktor (siehe Gleichung 2.5) hängt von der Dispersion  $D(s)$ , der Orbitlänge  $C$ , Ablenkradius  $\rho$  bzw. mit der Veränderung des Teilchenorbits  $\Delta C$  bei Veränderung der magnetischen Steifigkeit  $\Delta B\rho$  zusammen. Der Momentum-Compaction-Faktor für den ESR ist in der Standardeinstellung mit  $\alpha_p \approx 0,18$  und verändert sich geringfügig für größere und kleinere Umlaufbahnen [50].

$$\frac{\Delta f_{\text{rev}}}{f_{\text{rev}}} = -\alpha_p \frac{\Delta m/q}{m/q} \quad (2.6)$$

Für einen hinreichend gekühlten Ionenstrahl  $\frac{\Delta\beta}{\beta} \rightarrow 0$  vereinfacht sich Gleichung 2.4 zu 2.6. In dieser Gleichung genügt die Messung der Umlaufgeschwindigkeiten bzw. Frequenzen um das Masse-zu-Ladungsverhältnis zu bestimmen.

Zusätzlich ist auf der Westseite des Rings noch ein Gasjet-Target vorhanden. Dieses Gasjet-Target schießt einen Strahl des Targetgases senkrecht zum Ionenstrahl ein. Die Wechselwirkungsprodukte können entweder im Ring gespeichert und untersucht werden oder typischerweise

mit Teilchendetektoren strahlaufwärts nachgewiesen werden. Für den Nachweis von Photonen, insbesondere Röntgenstrahlung, sind geeignete Detektoren vorhanden. Das Gasjet-Target ist ausführlich in [51–53] beschrieben.

Auf der Westseite befindet sich ein Flugzeitdetektor (engl. „Time-of-flight“, TOF), welcher die Umlaufzeit und damit auch die Umlauffrequenz des Ionenstrahls misst. Normalerweise wird die Umlaufzeit bzw. Umlauffrequenz des Ionenstrahls mittels der Schottky-Aufnehmer gemessen, jedoch haben diese den Nachteil einer längeren Messzeit. TOF-Detektoren können Umlaufzeiten (vgl. Geschwindigkeit der gespeicherten Ionen) sehr viel schneller messen. Dies ist wichtig für die Messung von sehr kurzlebigen Radionukliden. TOF-Detektoren finden ihren Einsatzort u.a. bei Messungen im sogenannten isochronen Modus. In diesem Modus werden die Ringmagnete so eingestellt, dass die Orbitlängen  $C$  der Teilchen so von ihrer Geschwindigkeit  $\beta$  abhängt, dass trotz der verschiedenen Geschwindigkeiten, alle Teilchen nahezu die gleiche Umlaufzeit besitzen [23, 24, 54].

Zum Abschluss sind in Tabelle 2.1 noch einmal die wichtigsten Parameter des ESR aufgelistet.

Kenngroße	Wert	Einheit
Umfang Sollbahn	108,36	m
Magnetische Steifigkeit $B\rho$	0,5 bis 10	Tm
Mögliche Ionen	$H^+ - U^{92+}$	-
Energien ohne stochastische Kühlung	4 bis 560	AMeV
Energien mit stoch. Kühlung	400	AMeV
Anzahl Dipolmagnete	6	-
Winkel Dipolmagnete	60	°
Impulsakzeptanz (Standardmodus)	$\pm 1,25$	%
Vakuum	$\approx 10^{-11}$	mbar

**Tabelle 2.1:** Zusammenfassung der wichtigsten Kenndaten des ESR. Diese Daten finden sich beispielsweise in [7, 20, 21].

### 2.2.1 Strahlkühlung

Eine wichtige Fähigkeit des ESR ist die bereits erwähnte Strahlkühlung. Die beiden folgenden Abschnitte 2.2.1.1 und 2.2.1.2 stellen zwei der am ESR vorhandenen Methoden zur Strahlkühlung vor, nämlich die Elektronenkühlung und stochastische Kühlung.

### 2.2.1.1 Elektronenkühlung

Dieser Abschnitt gibt eine kurze Einführung in das Thema der Elektronenkühlung, wie sie am ESR vorhanden ist und auch für die Experimente in dieser Doktorarbeit verwendet wurde. Dabei orientiert sich diese Darstellung an der von [55–57]. Das Theorem von Liouville trifft die Aussage, dass sich das Phasenraumvolumen, bzw. die Emittanz eines gespeicherten Strahls, nicht alleine durch konservative Kräfte, also durch Ionenoptik, verändern lässt [59]. Um dieses Problem zu lösen, schlug Gersch Izkowitsch Budker die Verwendung eines monoenergetischen Elektronenstrahls [60] vor, der dem Ionenstrahl an einer Stelle überlagert wird. Die Elektronen werden nach dieser Strecke („Driftstrecke“) von den Ionen separiert und in einem Kollektor gesammelt. Der Elektronenstrahl wird kontinuierlich erneuert, sodass die gespeicherten Ionen bei jedem weiteren Umlauf mit „frischen“ monoenergetischen Elektronen wechselwirken, die dieselbe Energieschärfe besitzen. Abbildungen 2.4 und 2.5 zeigen dies schematisch am ESR. Die Kühlung des Ionenstrahls (Reduzierung Phasenraumvolumen) entsteht durch Coulombstöße (Wechselwirkung) der Elektronen und Ionen untereinander. Durch diese Stöße wirkt eine Reibungskraft auf den Ionenstrahl, die durch Verwendung des binären Stoßmodells in [55, 57] mit

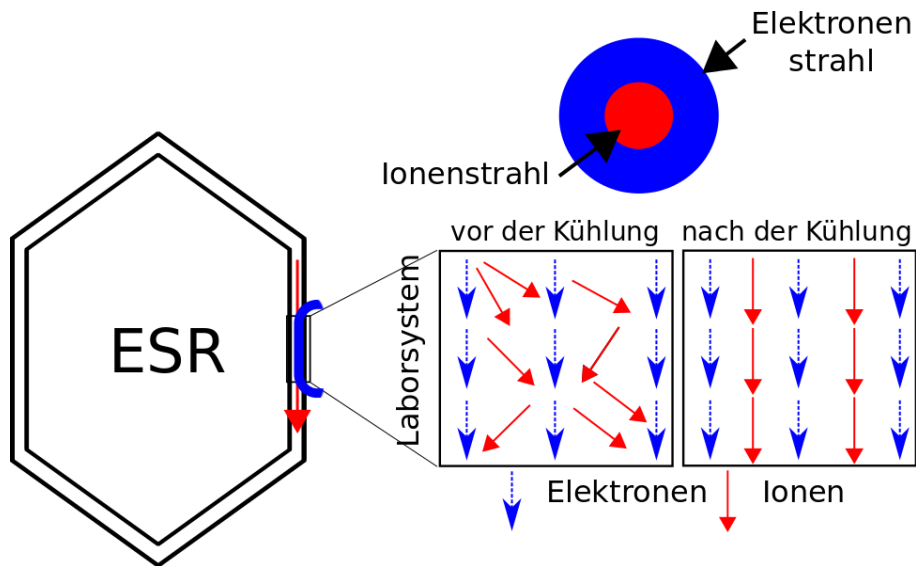
$$\vec{F} = -F_0 c^2 \int L_C(u) f(\vec{v}_e) \frac{\vec{u}}{u^3} d^3 \vec{v}_e, \quad (2.7)$$

$$F_0 = 4\pi Z^2 n_e r_e^2 m_e c^2, \quad (2.8)$$

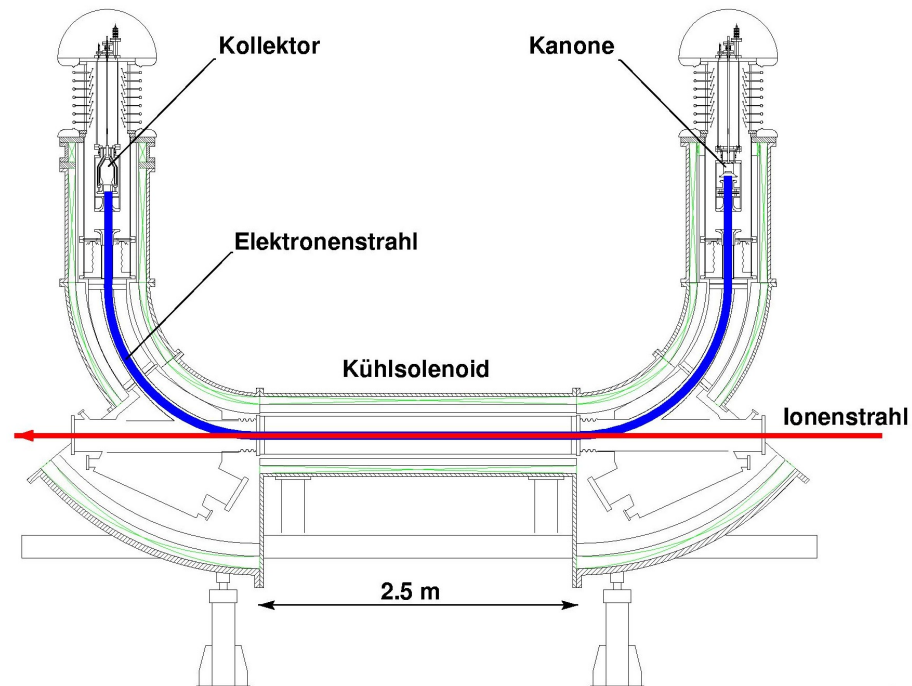
$$L_C = \ln \left[ \frac{\lambda_{\text{ad}}}{Z r_e} \cdot \left( \frac{v_i}{c} \right)^2 \right], \quad (2.9)$$

$$\vec{u} = \vec{v}_i - \vec{v}_e \quad (2.10)$$

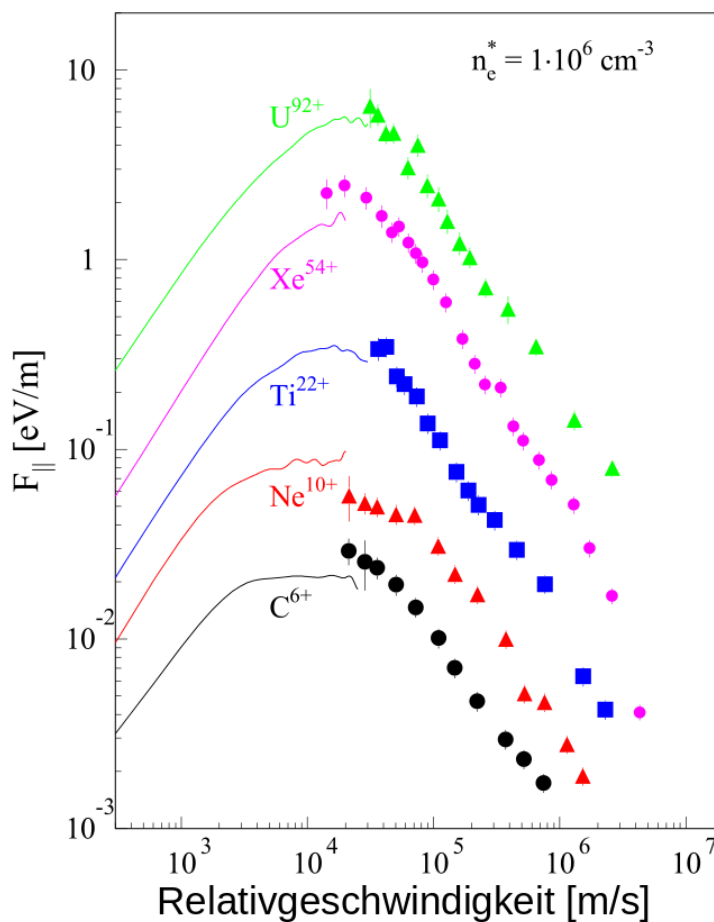
beschrieben werden kann. Hierbei sind mit  $\vec{v}_i$  und  $\vec{v}_e$  die Ionen- bzw. Elektronengeschwindigkeit,  $b_{\text{max}}$  und  $b_{\text{min}}$  der maximale bzw. minimale Stoßparameter,  $L_C$  der Coulomb Logarithmus,  $f(v_e)$  die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen,  $Z$  die Kernladungszahl,  $\lambda_{\text{ad}}$  der adiabatischen Screeningradius,  $n_e$  die Elektronendichte,  $r_e$  der Strahlradius des Elektronenstrahls,  $m_e$  die Elektronenmassen und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit. Abbildung 2.6 zeigt die gemessene longitudinale Kühlkräfte für verschiedene Ionen im Speicherring ESR als Funktion der Relativgeschwindigkeit. Der Verlauf der Kühlkraft ist symmetrisch um die Relativenergie, sodass zu schnelle Ionen abgebremst werden und zu langsame Ionen beschleunigt werden. Die Kühlkraft ist sowohl für sehr kleine als auch sehr große Relativenergien klein.



**Abbildung 2.4:** Funktionsweise der Elektronenkühlung am ESR. Anfangs ist der Elektronenstrahl monoenergetisch während die Ionen im Ionenstrahl eine breite Verteilung besitzen.



**Abbildung 2.5:** Der Elektronenkühler und sein Auf- und Einbau am ESR. Der Kühler besteht unter anderem aus einer Elektronenkanone und einem Kollektor. Der gespeicherte Ionenstrahl (rot) fliegt von rechts nach links. Bild wurde aus [57, 58] entnommen.



**Abbildung 2.6:** Auf Elektronendichte von  $n_e = 10^6 \text{ cm}^{-3}$  normierte Kühlkraftmessungen verschiedener Ionenspezies. Die Energien der Ionen liegen zwischen 220 und 320 AMeV. Die Kräfte wurden mit zwei unterschiedlichen Methoden gemessen. Abbildung wurde aus [57,58] entnommen.

Durch das Wirken der Kühlkraft erhalten die Ionen dieselbe mittlere Geschwindigkeit  $\langle\beta_i\rangle$ . Die mittlere kinetische Energie des Elektronenkühlerstrahls  $\langle E_{\text{kin}}\rangle$ , lässt sich aus der Kühlerspannung  $U_{\text{cool}}$  mit

$$\langle E_{\text{kin}}\rangle = m_e c^2 (\gamma - 1) = e U_{\text{cool}} \quad (2.11)$$

berechnen, wobei  $m_e$  die Elektronenmasse,  $\gamma$  der Lorentzfaktor,  $e$  die Elementarladung und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit ist. Im gekühlten Zustand besitzen die Elektronen und Ionen dieselbe mittlere Geschwindigkeit  $\langle\beta_i\rangle = \langle\beta_e\rangle$ . Die mittleren kinetischen Energien der Ionen  $E_{\text{kin},i}$  und der Elektronen  $E_{\text{kin},e}$  unterscheiden sich durch das Massenverhältnis  $\frac{m_i}{m_e}$ .

$$\langle\beta_i\rangle = \langle\beta_e\rangle \Rightarrow \langle E_{\text{kin},i}\rangle = \langle E_{\text{kin},e}\rangle \cdot \frac{m_i}{m_e} \quad (2.12)$$

Dadurch lässt sich die mittlere Geschwindigkeit der gekühlten Ionen  $\langle\beta_i\rangle$  durch

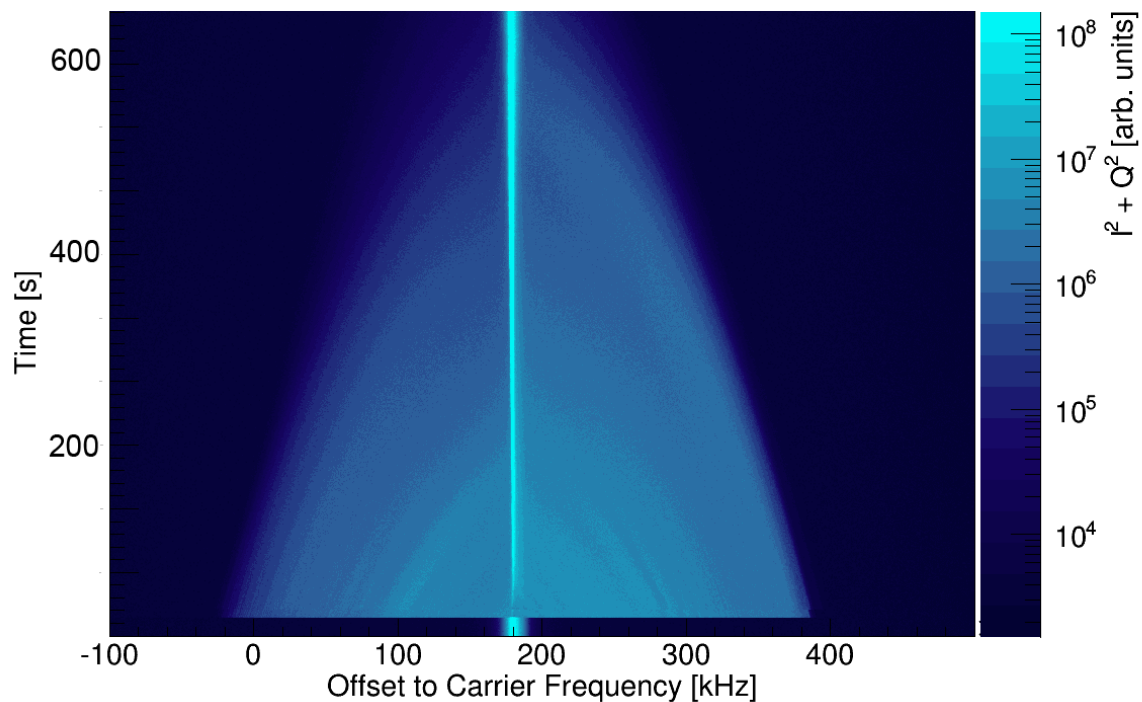
$$\langle\beta_i\rangle = \sqrt{1 - \left(1 + \frac{e U_{\text{cool}}}{m_e c^2}\right)^{-2}} \quad (2.13)$$

bestimmen. Daraus ergibt sich die Sollenergie der Ionen  $E_i$  zu

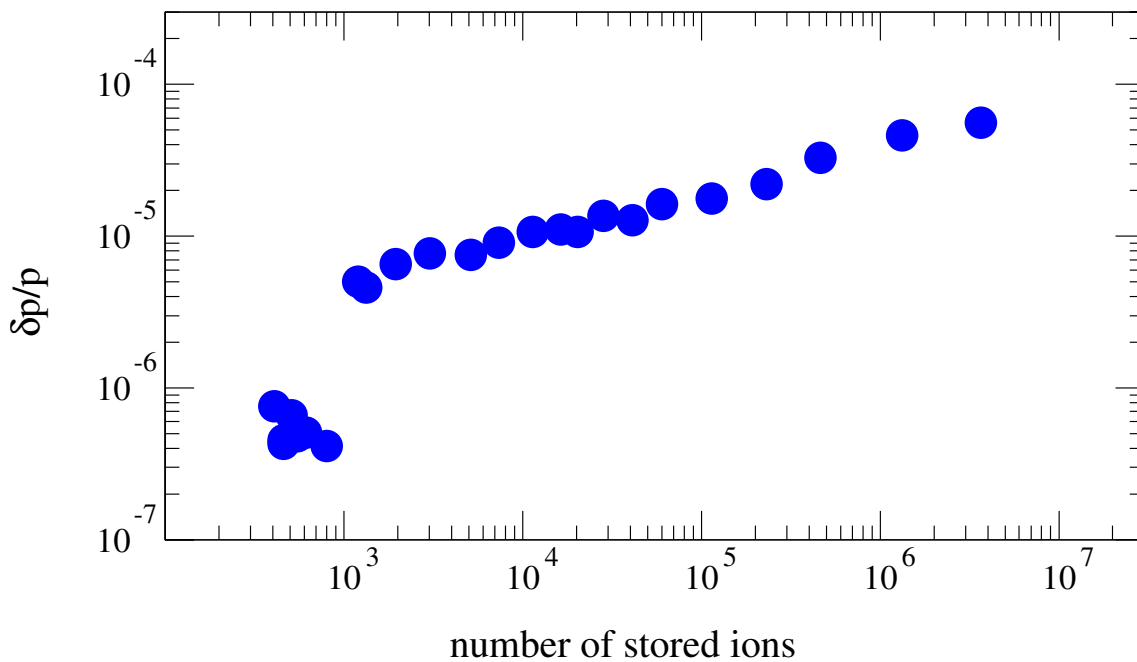
$$\langle E_i\rangle = \langle E_{\text{kin},i}\rangle + m_i c^2 = m_i c^2 \left(1 + \frac{e U_{\text{cool}}}{m_e c^2}\right). \quad (2.14)$$

In dieser vereinfachten Betrachtung sind Beiträge durch die Raumladung der Elektronen und der Ionen sowie Kontaktpotentiale und andere Effekte nicht berücksichtigt. Eine genaue Betrachtung dieser Thematik findet sich in Abschnitt 6.4.

Das Wirken der Elektronenkühlung kann durch Verwendung der Schottky-Methode beobachtet werden. Diese zeichnet zeitaufgelöst die Umlaufgeschwindigkeiten der gespeicherten Ionen eines Ionenstrahls auf und überwacht so unter anderem auch die Impulsunschärfe des Strahls. Abbildung 2.7 zeigt ein zeitaufgelöstes Schottky-Spektrum (vgl. Abschnitt 3.1), das die Kühlung eines  $^{12}\text{C}^{6+}$ -Ionenstrahls bei 400 AMeV im ESR zeigt. Auf der x-Achse ist die 124. Harmonische der Umlauffrequenz gezeigt, auf der y-Achse die Zeit in Sekunden und auf der logarithmischen z-Achse die Intensität. Bei  $t = 10$  s findet eine Injektion eines neuen Strahls in den ESR statt. Dieser Strahl ist ungekühlt und verfügt daher über eine hohe Impulsunschärfe. Im Laufe der nächsten ca. 600 Sekunden wird der Strahl durch die Elektronenkühlung gekühlt. Dies ist als kontinuierliche Abnahme der Strahlbreite in der Abbildung zu erkennen, bis dieser



**Abbildung 2.7:** Elektronenkühlung eines im ESR gespeicherter  $^{12}\text{C}^{6+}$ -Ionenstrahls mit einer Energie von 400 AMeV. Nach ca. 20 Sekunden wird ein heißer Ionenstrahl in den ESR eingeschossen und durch die Elektronenkühlung gekühlt. Durch die Elektronenkühlung sammeln sich mit der Zeit alle Ionen bei der gleichen Umlauffrequenz (hier Offset zur Trägerfrequenz). Auf der Z-Achse ist die Intensität des Strahls logarithmisch aufgetragen.  $I^2 + Q^2$  ist proportional zur Teilchenzahl [3] und ist definiert im Anhang (siehe A.1). Diese Daten entstammen der ersten Strahlzeit, bei der die in dieser Arbeit neu entwickelte Datenaufnahme (NTCAP) eingesetzt wurde. Dieses Bild wurde [16] entnommen.



**Abbildung 2.8:** Impulsunschärfe als Funktion der Zahl gespeicherter  $U^{92+}$ -Ionen bei einer Energie von 400 AMeV, die mit einem Elektronenkühlerstrom von 0,25 mA gekühlt wurden. Bild wurde [63] entnommen.

am Ende wieder die gleiche Breite besitzt, wie der vorherige gekühlte Ionenstrahl.

In [61–63] wurde durch Reduzierung der Strahlintensität eine Unterdrückung des Intrabeams-scatterings beschrieben (siehe Abbildung 2.8). Dabei wurden  $U^{92+}$ -Ionen bei einer Energie von 400 AMeV im ESR gespeichert und durch einen Elektronenkühlerstrom von 0,25 mA gekühlt. Mit Hilfe der Scaper wurde die Zahl an gespeicherten Ionen sukzessive reduziert, wodurch sich durch vermindertes Intrabeams-scattering auch  $\delta p/p$  verkleinert. Beim Unterschreiten einer kritischen Teilchenzahl (ca. 1000 Teilchen) sinkt  $\delta p/p$  um eine Größenordnung. Dieser plötzliche Sprung ist ähnlich einem Phasensprung und wird als Ordnung der Ionen wie eine Coulomb-Kette interpretiert [64–66]. Diese sehr schmale Impulsbreite ist sehr nützlich für die SMS, da dadurch selbst kleinste Massendifferenzen aufgelöst und mit hoher Genauigkeit bestimmt werden kann.

### 2.2.1.2 Stochastische Kühlung

Die stochastische Kühlung ist eine weitere Methode der Strahlkühlung, die am ESR eingesetzt wird. Eine detaillierte Darstellung findet sich in [67–69].



## 2. Die GSI-Beschleunigeranlage

---

Die stochastische Kühlung wurde 1978 von Simon van der Meer am CERN entwickelt (Nobelpreis zusammen mit Carlo Rubbia, 1984) und spielte eine wesentliche Rolle bei der Entdeckung der  $W^\pm$  Bosonen der schwachen Wechselwirkung 1983 am CERN [70].

Am ESR befinden sich für den longitudinalen und transversalen Phasenraum jeweils ein Pickup-Kickerpaar (siehe Abbildung 2.2). Für den longitudinalen Phasenraum befinden sich Pickup- und Kicker in einem Bereich hoher Dispersion. Das Korrektursignal für den Kicker wird mit einem Verstärkersystem ähnlich zu einem Operationsverstärker mit Feedback generiert. Der Abstand zwischen dem Pickup und Kickermagnet ist hier wichtig, er sollte so gewählt werden, dass sich die Ortsabweichungen am Pickup zu Winkelabweichungen am Kickermagnet transformiert haben.

Typischerweise werden in einem Speicherring wie dem ESR nicht einzelne Teilchen, sondern Ensembles von Teilchen gespeichert. Dies bedeutet, dass die Pickups die Überlagerung der Signale von vielen Teilchen detektieren, wobei das Korrektursignal für diese ganze Gruppe von Teilchen verstärkt zu den Kickern geschickt wird. Damit besitzt der Kick auf den Ionenstrahl für dieses Ensemble einen kühlenden Anteil, kann aber auch andere Teilchen aufheizen. Die Idee bei der stochastischen Kühlung ist es, dass sich die aufheizenden Anteile im statistischen Mittel aufheben und es netto zur einer Kühlung des Ionenstrahls kommt [67].

Die nötige Kühlzeit der stochastischen Kühlung besitzt keine Abhängigkeit von der Geschwindigkeitsabweichung der Teilchen zu ihrer Sollgeschwindigkeit. Aus diesem Grund wird die stochastische Kühlung am ESR als „Vorkühlung“ verwendet. Ziel ist es die Abweichung  $\Delta v$  der Teilchen zu ihrer Sollgeschwindigkeit durch die stochastische Kühlung so zu verkleinern, dass die Elektronenkühlung effektiv und schnell die Ionen weiterkühlen kann. Die Kühlzeit  $\tau$  bzw. die Kühlrate  $\tau^{-1}$  lässt sich in Abhängigkeit der Bandbreite  $W$  und der Teilchenzahl  $N$  als

$$\tau^{-1} \approx \frac{W}{N} \quad (2.15)$$

angeben.

Zusammenfassend und zur Abgrenzung der Elektronenkühlung lässt sich sagen, dass die stochastische Kühlung zwar nicht die gleichen schmalen Geschwindigkeitsverteilungen wie die Elektronenkühlung erreicht, aber Ionenstrahlen mit einer breiten Geschwindigkeitsverteilung schneller kühlt.



## 3. Schottky-Spektroskopie

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Schottky-Strahldiagnose bzw. der Schottky-Spektroskopie dargestellt. Dabei werden die Themengebiete Ursprung, Aufzeichnung und Verarbeitung der Schottky-Signale behandelt. Die Schottky-Signale sind die Grundlage für die nicht destruktive Schottky-Spektroskopie, die zur Strahldiagnose an Kreisbeschleunigern und Speicherringen eingesetzt wird [2]. Bei der Schottky-Strahldiagnose werden viele Informationen über den gespeicherten Ionenstrahl wie Umlauffrequenz und damit der Teilchenimpuls, die Impulsverteilung, Impulsbreite oder Anzahl der Teilchen etc. aus den Schottky-Signalen bestimmt [1, 2]. Die Extraktion dieser Informationen gelingt mit einer Fourier-Transformation der Schottky-Signale. Als ein Beispiel für eine kontinuierliche Strahldiagnose werden im Kapitel 6 die Schottky-Daten zur Laserspektroskopie von  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  und  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  vorgestellt. Weitere Anwendungen der Schottky-Spektroskopie sind beispielsweise die Schottky-Massen-Spektrometrie (SMS) [6–8], um die Massen in einem Ring gespeicherter Ionen zu messen, oder die zeitaufgelöste Schottky-Massen-Spektrometrie, mit der z.B. die Lebensdauer von Ionen bestimmt wird [10]. Die Sensitivität der Schottky-Technik erlaubt es, für hochgeladene Ionen mit hoher kinetischer Energie einzelne Ionen zerstörungsfrei nachzuweisen. Ist der Entstehungszeitpunkt instabiler Teilchen bekannt, lässt sich bei wenigen Teilchen mittels Schottky-Methode der Zeitpunkt ihres Zerfalls bestimmen. Im Kapitel 7 wird anhand eines Datensatzes diese Einzelteilchensensitivität mit der neuen Schottky-Datenaufnahme demonstriert.

### 3.1 Schottky-Signale

Schottky-Signale sind nach Walter E. Schottky benannt [1], der am Anfang des letzten Jahrhunderts, Stromschwankungen in elektrischen Leitern und Vakuumröhren untersuchte [71]. Er

konnte dabei zeigen, dass diese Schwankungen auf zwei Arten von Rauschen beruhen [71, 72], einmal das thermische Rauschen, auch Johnson-Nyquist-Rauschen genannt und das Schrotrauschen, welches sich durch einen Poisson-Prozess beschreiben lässt [71, 73]. Das Schrotrauschen tritt überall dort auf, wo elektrisch geladene Teilchen eine Potenzialbarriere überwinden [1]. Damit ist das Schrotrauschen für viele Anwendungen in der Elektronik wichtig. In dieser Arbeit wird die Verwendung dieses Rauschens zur Strahldiagnose thematisiert.

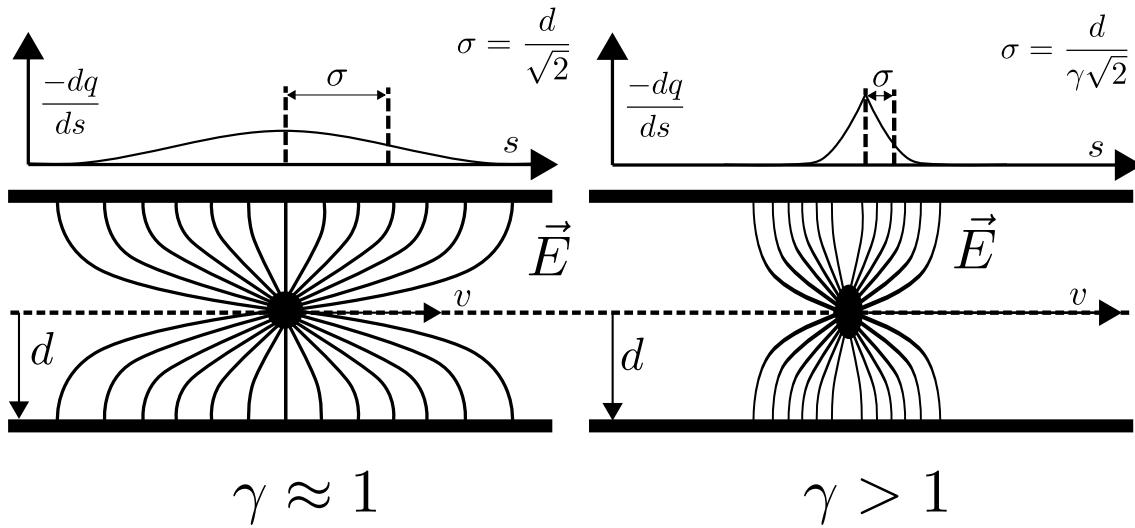
### 3.1.1 Grundlage der Schottky-Messungen

Dieser Abschnitt erklärt die grundlegenden Eigenschaften und die Entstehung von Schottky-Signalen. Über dieses Thema findet man zahlreiche Veröffentlichungen [1–5, 12, 22, 74–76]. An dieser Stelle werden die wichtigsten Aspekte im Hinblick auf die Schottky-Strahldiagnose herausgegriffen. Die folgende Darstellung orientiert sich in wesentlichen Punkten am Überblick in [1].

Die Schottky-Signale entstehen dadurch, dass die umlaufenden Ionen Oberflächenladungen in den Schottky-Aufnehmern induzieren. Aus diesen induzierten Oberflächenladungen resultiert ein elektrischer Strom  $i(t)$ . Dieser Strom wird bei jedem erneuten Durchlauf eines Teilchens durch den Schottky-Aufnehmer erneut induziert und hängt daher neben der Teilchenladung  $q$  auch von der Umlauffrequenz  $f_{\text{rev}}$  des Teilchens ab. Die induzierten Signale werden aufbereitet, durch Elektronik verstärkt und anschließend in einem Echtzeit-Spektrumanalysator (RSA) oder einem Vector-Signal-Analyzer (VSA) analysiert. Die Signale liegen dabei zunächst als Zeitreihen von Spannungssignalen vor. Durch eine anschließende Fourier-Transformation lässt sich so aus diesen Signalen die Umlauffrequenz  $f_{\text{rev}}$  eines Teilchens bestimmen.

Ursache für die Induktion von Oberflächenladungen ist das elektromagnetische Feld der Ionen, die den Schottky-Aufnehmer in einem Abstand  $d$  passieren. Abbildung 3.1 zeigt dies einmal für ein einzelnes, langsames Teilchen links ( $\gamma \approx 1$ ) und für ein einzelnes, schnelles Teilchen rechts ( $\gamma > 1$ ). In der unteren Bildhälfte ist jeweils ein einzelnes Teilchen mit der Ladung  $q$ , dem Abstand  $d$  zum Plattenpaar sowie das jeweilige elektrische Feld  $\vec{E}$  eingezeichnet. In der oberen Bildhälfte ist die Verteilung der induzierten Oberflächenladung eingezeichnet.

### 3. Schottky-Spektroskopie



**Abbildung 3.1:** Elektromagnetisches Feld eines Teilchens mit  $\gamma \approx 1$  (links) und eines relativistischen Teilchens (rechts). Die Verteilung dieser Influenzladungen ist im oberen Abbildungsbereich eingezeichnet und besitzt die Breite  $\sigma$ , welche vom Lorentzfaktor  $\gamma$  und dem Abstand des Teilchens zur Metalloberfläche  $d$  abhängt. Bild wurde einer Abbildung aus [1] nachempfunden.

In einer idealisierten Darstellung lässt sich der induzierte Strom  $i(t)$  eines einzelnen Teilchens durch eine  $\delta$ -Distribution approximieren. Dabei hängt  $i(t)$  neben der Teilchenladung  $q$  von seiner Umlaufzeit  $T$  und der Anzahl der Umrundungen  $m$  ab.

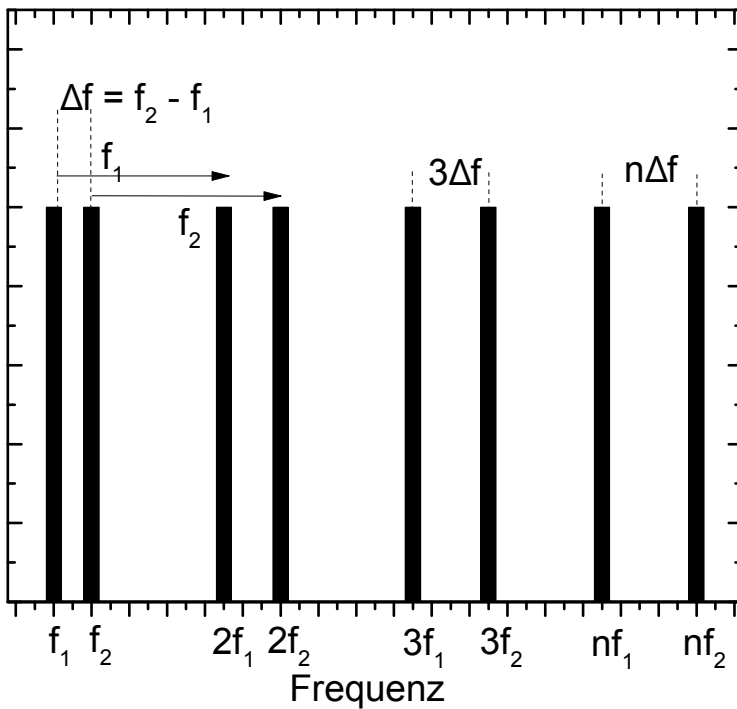
$$i(t) = \frac{q}{T} \sum_m \delta(t - mT) \quad (3.1)$$

Dies lässt sich mit Hilfe der Fourier-Reihe als Summe von Sinus- und Kosinusfunktionen schreiben

$$i(t) = i_0 + 2i_0 \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cdot \cos(n\omega_0 t) + b_n \cdot \sin(n\omega_0 t) \quad (3.2)$$

wobei  $n$  die Harmonischen der Frequenz sind. Der Strom  $i_0$  lässt sich aus der Ladung der Teilchen  $q$  und der Umlauffrequenz  $f_0$  mit  $i_0 = qf_0$  und die Kreisfrequenz  $\omega_0$  mit  $\omega_0 = 2\pi f_0$  berechnen. Die Koeffizienten  $a_n = \cos(n\phi_k)$ ,  $b_n = \sin(n\phi_k)$  sind durch den Index  $n$  und eine zufällige Phase  $\phi_k$  bestimmt

Für den Fall, dass zwei Teilchen mit den Umlauffrequenzen  $f_1$  und  $f_2$  im Ring gespeichert sind liefert die Fourier-Transformation zwei Frequenzen und ihre ganzzahlig vielfachen  $f_{1,n} = n \cdot f_1$ ,  $f_{2,n} = n \cdot f_2$ . Die Differenz dieser beiden Umlauffrequenzen  $\Delta f$  nimmt bei höheren Harmoni-



**Abbildung 3.2:** Der Unterschied zweier Umlauffrequenzen nimmt mit wachsender Harmonischer Zahl zu.

schen  $\Delta f_n$  zu, wie in Abbildung 3.2 beispielhaft gezeigt ist und wie sich mathematisch zeigen lässt:

$$\Delta f_n = f_{2,n} - f_{1,n} = n f_2 - n f_1 = n(f_2 - f_1) = n \Delta f \quad (3.3)$$

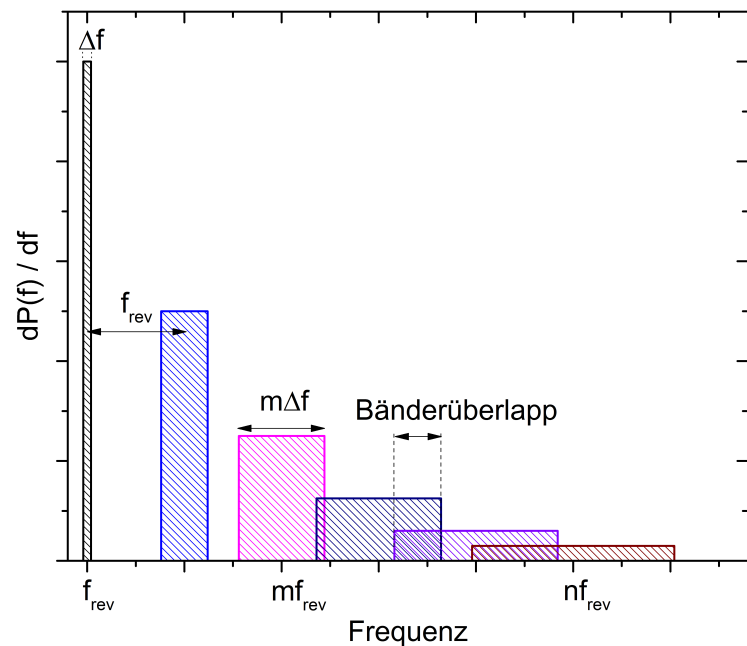
Die Differenz der beiden Umlauffrequenzen  $\Delta f = f_2 - f_1$  hängt mit den Impulsen der beiden gespeicherten Teilchen über den Slipfaktor  $\eta$  zusammen [1]:

$$\frac{n \cdot \Delta f}{n f_1} = \frac{\Delta f}{f_1} = \eta \frac{\Delta p}{p_1} \quad (3.4)$$

Die Skalierung der Frequenzdifferenz mit der Harmonischen der Umlauffrequenz hat für eine gegebene maximale Impulsakzeptanz  $\Delta p$  des Speicherrings bei der Aufzeichnung von Schottky-Signalen eine Reihe von Konsequenzen. Entsprechend Gleichung 3.4 gibt es für eine gegebene Impulsakzeptanz eine niedrigste Schottky-Frequenz  $f_0 - \frac{1}{2} \Delta f$  und eine maximale Schottky-Frequenz  $f_0 + \frac{1}{2} \Delta f$ . Dabei ist  $f_0$  die mittlere Schottky-Frequenz, sodass sich ein Bereich von Umlauffrequenzen  $\Delta f$  ergibt, der als Schottky-Band bezeichnet wird [1]. Diese Schottky-Bänder existieren für jede Harmonische der Umlauffrequenz. Analog zur Betrachtung mit zwei Teilchen nimmt die Frequenzdifferenz  $\Delta f$  zwischen der größten und kleinsten Umlauffrequenz bei höhe-

### 3. Schottky-Spektroskopie

**Abbildung 3.3:** Schematische Darstellung der Impulsakzeptanz für verschiedene Harmonische. Die Breite der Schottky-Bänder nimmt bei höheren Frequenzen zu. Ab einem Punkt fangen die Bänder an zu überlappen.



ren Harmonischen zu, sodass die Breite der Schottky-Bänder ebenfalls mit der Harmonischen skaliert, d.h. mit  $n \cdot \Delta f$  [1].

Typischerweise werden nicht einzelne Teilchen im ESR gespeichert, sondern Teilchenensembles. Diese können als frei umlaufender Strahl, als sogenannter „Coasting Beam“ bzw. DC-Strahl oder in Strahlpaketen geformt, als sogenannter „Bunched Beam“ gespeichert werden. Der induzierte Schottky-Strom schwankt im Fall eines frei umlaufenden DC-Strahls um einen Mittelwert  $I_0$  mit  $\Delta I$  [1].

$$I(t) = I_0 + \Delta I \quad (3.5)$$

Dieser mittlere Strom  $I_0$  skaliert mit der Zahl der umlaufenden Teilchen. Wird lange genug über ein Vielfaches der Umlaufzeit  $T_0$  gemessen, mitteln sich Schwankungen heraus und man erhält einen Mittelwert für die  $n$ -te Harmonische, der von der Zahl der Teilchen  $N$ , der Umlauffrequenz  $f_0$  und der Teilchenladung  $q$  abhängt [1]:

$$\langle I_n \rangle^2 = 2q^2 f_0^2 N \quad (3.6)$$

Dabei hängt dieser Mittelwert nicht von der Harmonische  $n$  ab, sodass die Leistung pro Schottky-Band konstant ist. Oben wurde bereits erwähnt, dass die Breite der Schottky-Bänder hingegen nicht konstant, sondern proportional zu  $n$  ist. Da die Fläche konstant ist, fällt die Intensität und

steigt die Breite der Schottky-Bänder mit steigender Harmonischen. Abbildung 3.3 zeigt, wie bei höheren Harmonischen die Schottky-Bänder nicht nur immer breiter werden, sondern ab einen gewissen Punkt auch anfangen, sich zu überlappen.

### 3.1.2 Schottky-Signale für einen gebunchten Strahl

In diesem Abschnitt werden die Eigenschaften der Schottky-Signale eines zu Strahlpaketen geformten Strahls besprochen. Diese Darstellung orientiert sich wiederum an [1].

Im Fall eines gebunchten Strahls besitzen die Ionen keine konstante Umlaufgeschwindigkeit mehr, da die Ionen im RF-Bucket oszillieren. Diese Bewegung ist periodisch und modifiziert die Umlaufzeit  $T$  um eine Abweichung  $\Delta T$ , die sich mittels

$$\Delta T(t) = A_s \sin(2\pi f_s t + \Psi) \quad (3.7)$$

beschreiben lässt. Darin ist  $A$  die Amplitude,  $f_s$  die Synchrotronfrequenz und  $\Psi$  eine Phase. Wird diese Zeitmodulation für die Herleitung von  $i(t)$  analog zu Gleichung 3.2 berücksichtigt, erhält man nach [1]

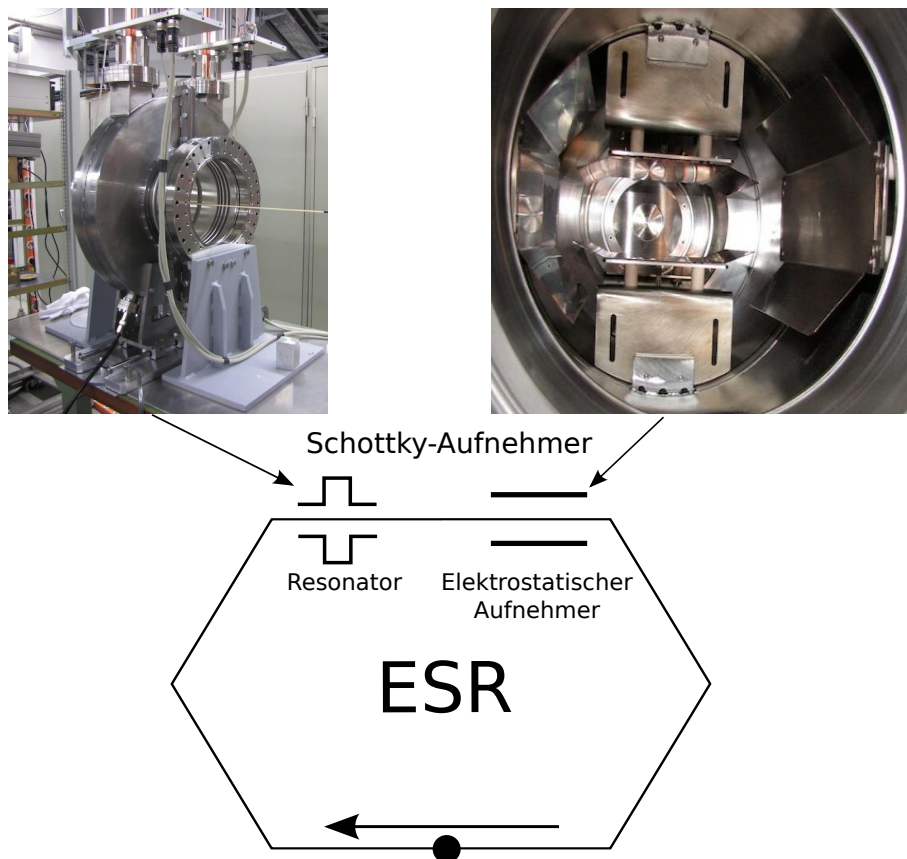
$$i(t) = i_0 + 2i_0 \sum_{n=0}^{\infty} \cos(2\pi n f_0 [t + A_s \sin(2\pi f_s t + \Psi)]) \quad (3.8)$$

Diese Gleichung zeigt zwei Frequenzen, einmal die ungestörte Umlauffrequenz  $f_0$  und die Synchrotronfrequenz  $f_s$ . Diese führt dazu, dass sich die einzelnen Schottky-Linien aus Abbildung 3.2 in beliebig viele Linien mit einem Abstand von  $f_s$  zueinander aufteilen. Diese Linien werden auch als „Satellitenlinien“ bezeichnet und sind das allgemeine Kennzeichen eines gebunchten Strahls. Ein Beispiel hierfür finden sich in Abbildung 6.16 im Abschnitt 6.5.

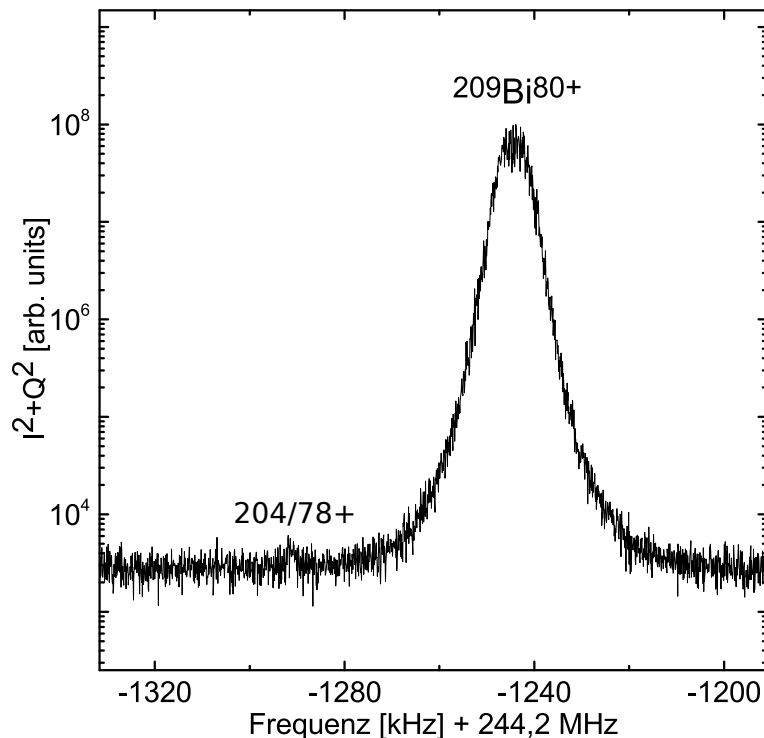
### 3.1.3 Schottky-Aufnehmer am ESR

Die Schottky-Signale entstehen durch den Transit gespeicherter Teilchen durch einem Schottky-Aufnehmer. Am ESR gibt es zwei Schottky-Aufnehmer (siehe Abbildung 3.4). Bei diesen beiden Aufnehmern handelt es sich einmal um den klassischen elektrostatischen Parallelplattenaufnehmer, der aus zwei Plattenpaaren besteht und der seit Anfang des ESR vorhanden ist [11], sowie





**Abbildung 3.4:** Im ESR existieren zwei Aufnehmer für Schottky-Signale, die voneinander unabhängig arbeiten. Ein klassischer elektrostat. Aufnehmer mit Parallelplatten [11] (oben rechts) und ein seit 2011 vorhandener Schottky-Resonator [12, 75] (oben links). Fotoaufnahmen stammen aus [14].



**Abbildung 3.5:** Ein typisches Schottky-Spektrum aus der Strahlzeit zur Laserspektroskopie an  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  (siehe Kapitel 6). Neben dem intensiven Peak der 124. Harmonischen des  $^{209}\text{Bi}^{80+}$ -Primärstrahls lässt sich ein weiterer bei einer Frequenz von ca. -1290 kHz erkennen. Hierbei handelt es sich um verschiedene Ionenspezies, die nicht einzeln aufgelöst werden können (siehe Tabellen 6.2 und 6.3 Eintrag 204/78+). Der zeitliche Abstand der Samplepunkte beträgt  $0,186 \mu\text{s}$ , die Anzahl der Samplepunkte beträgt 65536. Die FFT wurde mit einem Rechteckfenster durchgeführt.

den seit 2011 eingebauten neuen Schottky-Resonator [13, 75]. Alle Schottky-Spektren, die in dieser Arbeit ausgewertet wurden, wurden mit diesem neuen Schottky-Resonator aufgezeichnet.

Der Parallelplattenaufnehmer besteht aus zwei 25 cm langen Plattenpaaren, die um  $90^\circ$  Grad gedreht eingebaut sind (siehe Abbildung 3.4 rechts oben). Dieser Aufnehmer ist sehr breitbandig und besitzt die größte Sensitivität in der Nähe von 60 MHz [77].

Der seit 2011 eingebaute Schottky-Resonator ist als „Pillbox“-Hohlraum ausgelegt. Die durchfliegenden Teilchen bilden im Resonator stehende Wellen aus, deren Intensität in der Größenordnung von 50% für einen Teilchenumlauf abnimmt. Dieser Prozess wiederholt sich mit jeder weiteren Umrundung. Dadurch kommt es zu einem Verstärkungseffekt, der die Sensitivität des Schottky-Resonators, um einen Faktor 100 vergrößert. Dies bewirkt, dass die Rauschsignale schneller gesammelt werden und die Messdauer verkürzt wird. Die elektromagnetischen Felder werden innerhalb des Resonators mit einem Koppler abgegriffen. Die sich daraus ergebenden Signale werden durch eine Reihe von Verstärkern und Filtern aufbereitet und schließlich von einem RSA/VSA einer Datenaufnahme aufgezeichnet [14].

Die Abbildung 3.5 zeigt ein typisches Schottky-Spektrum, das mit dem neuen Resonator aufgezeichnet wurde. Es stammt aus der im Kapitel 6 genauer besprochenen Strahlzeit zur La-

### 3. Schottky-Spektroskopie

---

spektroskopie von  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  und  $^{209}\text{Bi}^{80+}$ . Die Abbildung 3.5 zeigt nur einen vergleichsweise engen Frequenzbereich von ca 140 kHz. Bei Betrachtung eines größeren Frequenzbereiches, wie beispielsweise in Abbildung 5.15 in Abschnitt 5.7 lässt sich die resonante Verstärkung der Schottky-Signale erkennen.

## 3.2 Fourier-Analyse

Die Schottky-Signale werden typischerweise in einem RSA oder VSA als Spannungssignal in ihre (I)nphase- und (Q)uadrature-Komponenten zerlegt (siehe Abschnitt A.1), digitalisiert und im Gerät weiterverarbeitet oder gespeichert. Zur Erstellung eines Schottky-Spektrums im Frequenzraum, wie es für die Interpretation der Daten notwendig ist, müssen die Zeitdaten erst mittels einer Fourier-Transformation (FT) in den Frequenzraum überführt werden. Die folgenden Abschnitte fassen wichtige Aspekte der FT zusammen. Ausführliche und weiterführende Informationen finden sich beispielsweise in [78].

### 3.2.1 Fourier-Transformation

Die kontinuierliche Fourier-Transformation ist nach Jean Baptiste Joseph Fourier benannt. Die FT ist eine Integraltransformation und dient dazu eine zeitlich periodische Funktionen  $x(t)$  aus dem Zeitraum in den Frequenzraum zu  $x(\omega)$  zu transformieren. Die Fourier-Transformation  $(\mathcal{F}x)(t)$  und die zugehörige Rücktransformation  $(\mathcal{F}^{-1}\hat{x})(\omega)$  sind als

$$x(\omega) = (\mathcal{F}x)(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-i\omega t} dt \quad (3.9)$$

$$x(t) = (\mathcal{F}^{-1}\hat{x})(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{x}(\omega)e^{i\omega t} dt \quad (3.10)$$

definiert [78, 79]. Damit ist es möglich, alle Frequenzen eines zusammen gesetzten Signals zu erhalten (Frequenzanalyse).

### 3.2.2 Transformation von zeitdiskreten Signalen

Zur Transformation von zeitdiskreten Zeitsignalen wie sie typischerweise bei der Aufzeichnung durch A/D-Wandler vorliegen, kann die Diskrete Fourier-Transformation (DFT) verwendet werden. Diese ergibt sich durch Übergang der Integrale in den Gleichungen 3.9 und 3.10 in endliche Summen. Die Hintransformation überführt Datenpunkte von der Zeitdomäne  $x[n]$  in den Frequenzraum  $X[k]$ . Dabei wird im Folgenden der Index  $n$  zur Kennzeichnung von Zeitdomäne und entsprechend der Index  $k$  zur Kennzeichnung der Daten in der Frequenzdomäne verwendet. Die Fourier-Transformation ist durch

$$X[k] = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x[n] e^{-\frac{2i\pi nk}{N}} \quad (3.11)$$

und ihre Rücktransformation

$$x[n] = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} X[k] e^{\frac{2i\pi nk}{N}} \quad (3.12)$$

mit  $N$  als Gesamtzahl der Punkte und mit  $i^2 = -1$  als die imaginäre Einheit definiert. Aus der DFT wurde 1965 von James Cooley und John Tukey die Schnelle Fourier-Transformation (engl. „Fast Fourier Transformation“, FFT) entwickelt [80]. Das Ziel bei dieser Entwicklung war es, die notwendige Rechenzeit bei der Transformation zu reduzieren. Dies gelingt dem Algorithmus durch die geschickte Aufteilung der Daten und Vermeidung von unnötigen Rechenschritten. Dadurch verringert sich der Umfang der Berechnungen von  $\mathcal{O}(n^2)$  für die DFT zu  $\mathcal{O}(n \log(n))$  für die FFT [79]. In dieser Arbeit wurde für die FFT Berechnungen die Bibliothek FFTW in der Version 3.3.5 verwendet [81].

Die zeitdiskreten Signale besitzen einen zeitlichen Abstand  $\Delta T_{\text{sample}}$ , der sich aus der Samplingfrequenz  $f_{\text{sample}}$  ergibt. Nach dem Abtasttheorem legt dies die maximale auflösbare Frequenz zu  $0 < f_{\text{signal}} < \frac{1}{2} f_{\text{sample}}$  fest [82]. Die damit auflösbaren Frequenzen werden durch die zeitdiskrete Transformation mit einer Frequenzauflösung  $f_{\text{res}}$  und einer Zeitauflösung  $t_{\text{res}}$  errechnet. Die Frequenz- und Zeitauflösung ergeben sich aus der Samplingfrequenz  $f_{\text{sample}}$  und der Anzahl der Samplepunkte  $N$ , mit der die Transformation durchgeführt wird.

$$f_{\text{res}} = \frac{f_{\text{sample}}}{N} \quad (3.13)$$

$$t_{\text{res}} = \frac{N}{f_{\text{sample}}} \quad (3.14)$$

### 3. Schottky-Spektroskopie

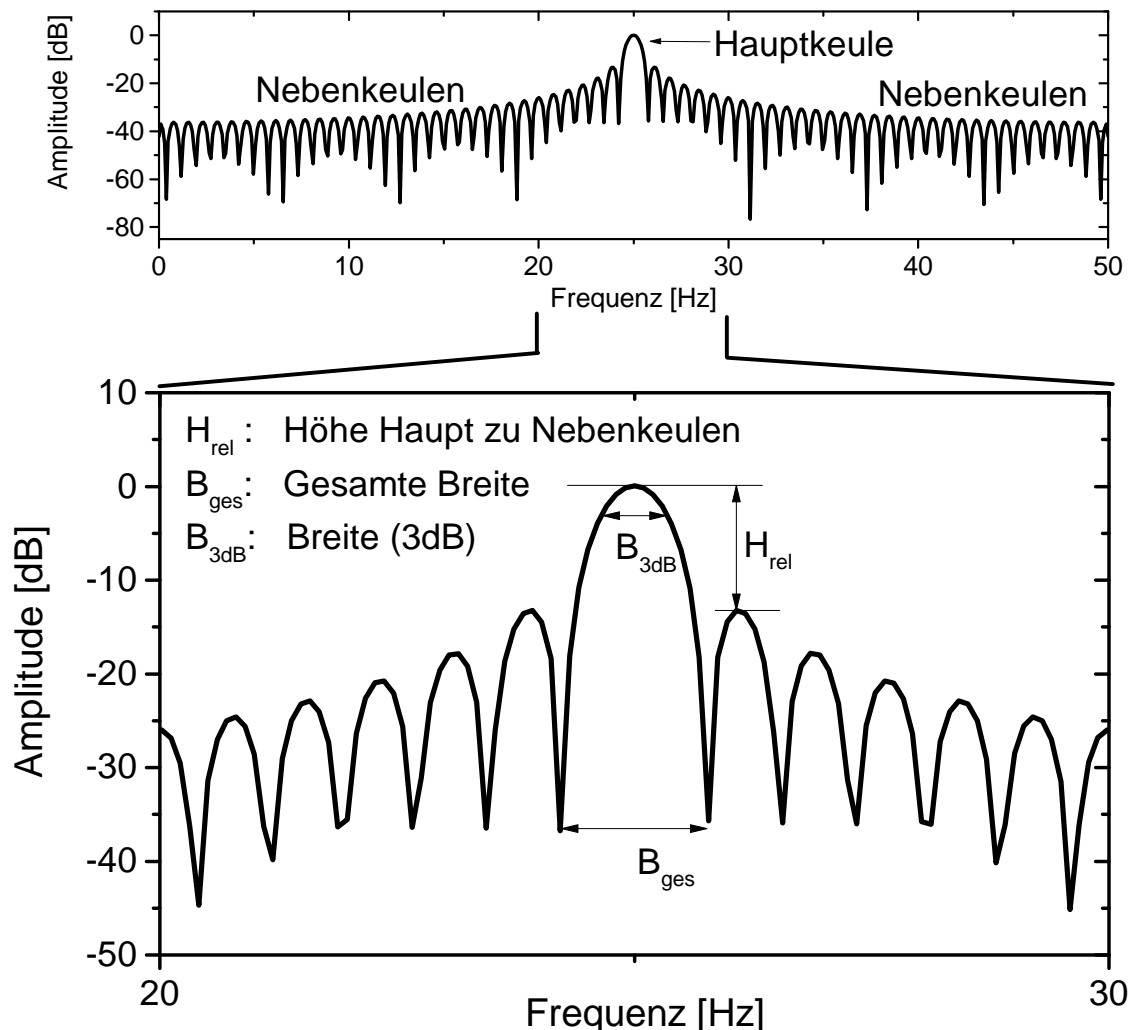
---

Damit kann eine bessere Frequenzauflösung durch eine Erhöhung der Zahl der Samplepunkte erreicht werden. Es heißt auch, dass bei einer höheren Samplingfrequenz mehr Samplepunkte für die gleiche Frequenzauflösung verwendet werden müssen. Letzteres ist zudem nötig, um höhere Frequenzen auflösen zu können. Des Weiteren bedeutet eine höhere Frequenzauflösung zwangsläufig eine kleinere Zeitauflösung, da für die Aufnahme der zusätzlichen Punkte eine längere Zeit benötigt wird. Damit konkurrieren Zeit- und Frequenzauflösung.

Hingegen ist die Aufteilung der aufgezeichneten Samplepunkte willkürlich, d.h., dass die Gesamtzahl der aufgezeichneten Samplepunkte auf beliebig viele Fourier-Transformationen aufgeteilt werden kann. Der Vorteil vieler kleiner Fourier-Transformationen liegt in einer hohen Zeitauflösung bei gleichzeitig geringerer Frequenzauflösung. Im Fall weniger großer Fourier-Transformationen verhält es sich entsprechend umgekehrt. Durch diese Freiheit lassen sich Zeit- und Frequenzauflösung auch noch nach der Aufnahme durch Repartitionierung der Daten einstellen und so ggf. den Bedürfnissen eines Experiments anpassen. Diese Anpassung ist jedoch durch die nicht mehr veränderbare Samplingfrequenz limitiert. Der Vorteil der Anpassung der Frequenz- und Zeitauflösung nach dem Experiment ist ein integraler Bestandteil der neu entwickelten Datenaufnahme NTCAP-DAQ.

#### 3.2.3 Fensterfunktionen

Die DFT und FFT verarbeiten immer nur ein zeitlich begrenztes Signal. Dadurch kommt es zum sogenannten Leck-Effekt [78]. Dieser äußert sich dadurch, dass das erhaltene Spektrum nicht aus einem einzigen Maximum besteht. Stattdessen besteht es aus einem Hauptmaximum und einer Serie von Nebenmaxima. Abbildung 3.6 (oben) zeigt dies an einem Beispiel. Hier wurde ein Sinus mit einer Frequenz von 25 Hz mit einer Samplingfrequenz von 100 Hz abgetastet und anschließend 1024 Punkte durch die Anwendung einer FFT transformiert. An der Frequenz des ursprünglichen Signals von 25 Hz findet sich das höchste Maximum, welches auch als Hauptmaximum bezeichnet wird. Daneben sind auf beiden Seiten mehrere Nebenmaxima zu sehen. Hierbei handelt es sich um einen unerwünschten, aber nicht vermeidbaren Effekt einer endlichen DFT bzw. FFT. Dieser kann jedoch minimiert werden. Dies gelingt entweder durch eine möglichst lange Beobachtungszeit oder durch Auswahl einer geeigneten Fensterfunktion [78]. Diese sind spezielle Funktionen, mit denen typischerweise vor der Fourier-Transformation die Daten gewichtet werden. Durch diese Gewichtung wird einerseits das Hauptmaxima breiter,



**Abbildung 3.6:** Eine Sinusschwingung mit einer Frequenz von 25 Hz wurde mittels einer Samplingfrequenz von 100 Hz abgetastet. Mittels einer  $N = 1024$  großen FFT wurde daraus ein Spektrum erstellt. Die dabei verwendete Rechteck-Fensterfunktion (siehe Gleichung 3.16) ließ nur 100 Punkte passieren, um den Leckeffekt zu zeigen. In der oberen Hälfte ist das Spektrum zwischen 0 und der Hälfte der Samplingfrequenz gezeigt. Statt eines Maximums sind hier die Nebenmaxima neben dem Hauptmaximum bei 25 Hz zu sehen. In der unteren Hälfte der Abbildung wurde der Bereich um das Hauptmaximum vergrößert.

aber die Nebenmaxima können stark unterdrückt werden. Hierbei handelt es sich um einen Kompromiss zwischen den Eigenschaften des Hauptmaximums gegen die der Nebenmaxima. Die wichtigsten Parameter der so entstehenden Spektren sind in Abbildung 3.6 (unten) dargestellt:

### 3. Schottky-Spektroskopie

---

die relative Höhe des Hauptmaximums über der Höhe der Nebenmaxima  $H_{\text{rel}}$ , die Breite des Hauptmaximums in Form der 3 dB Breite  $B_{3\text{dB}}$  oder der gesamten Breite  $B_{\text{ges}}$ .

Im Folgenden soll eine Reihe verschiedener Fensterfunktionen kurz vorgestellt werden. Dabei wird das Gewicht für einen Samplepunkt  $n$  als  $w[n]$ , der Datenpunkt vor der Multiplikation mit  $x[n]$  und nach der Wichtung mit  $x'[n]$  bezeichnet.

$$x'[n] = x[n] \cdot w[n] \quad (3.15)$$

Das einfachste Fenster ist das Rechteckfenster, manchmal auch Dirichlet-Fenster genannt. Dieses Fenster bestimmt das Gewicht  $w(n)$  für jeden Messpunkt innerhalb eines Zeitraums als 1 oder 0 für außerhalb [78].

$$w(n) = \begin{cases} 1, & \text{für } 0 \leq n < N \\ 0, & \text{für } n \geq N \end{cases} \quad (3.16)$$

Als zweite Funktion wird das Hamming-Fenster vorgestellt, welches als

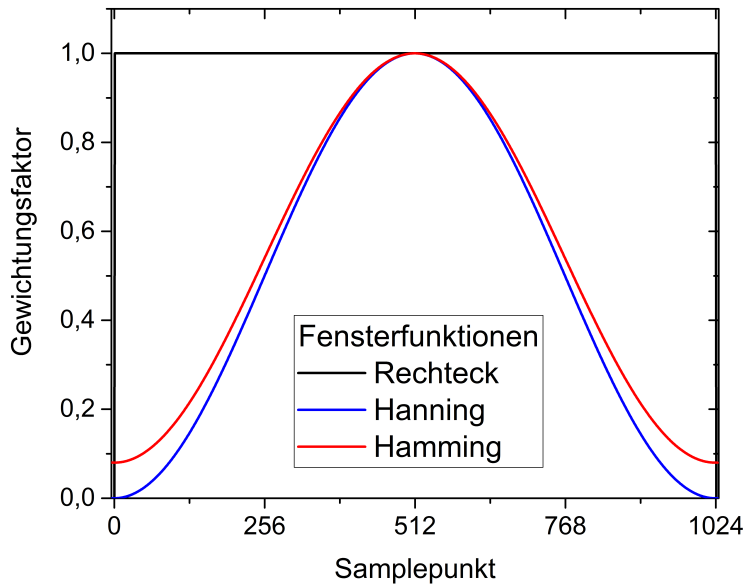
$$w(n) = \alpha - \beta \cos\left(\frac{2\pi n}{N-1}\right) \quad (3.17)$$

mit den Parametern  $\alpha = \frac{25}{46} \approx 0,54$  und  $\beta = 1 - \alpha = \frac{21}{46} \approx 0,46$  definiert ist [78]. Eine Spezialform des Hammingfenster ist das Hanningfenster, welches nach Julius von Hann benannt ist [78, 83]. Dabei werden die beiden Parameter  $\alpha, \beta$  auf einen Wert von 0,5 gesetzt. Damit ergibt sich die Fensterfunktion zu:

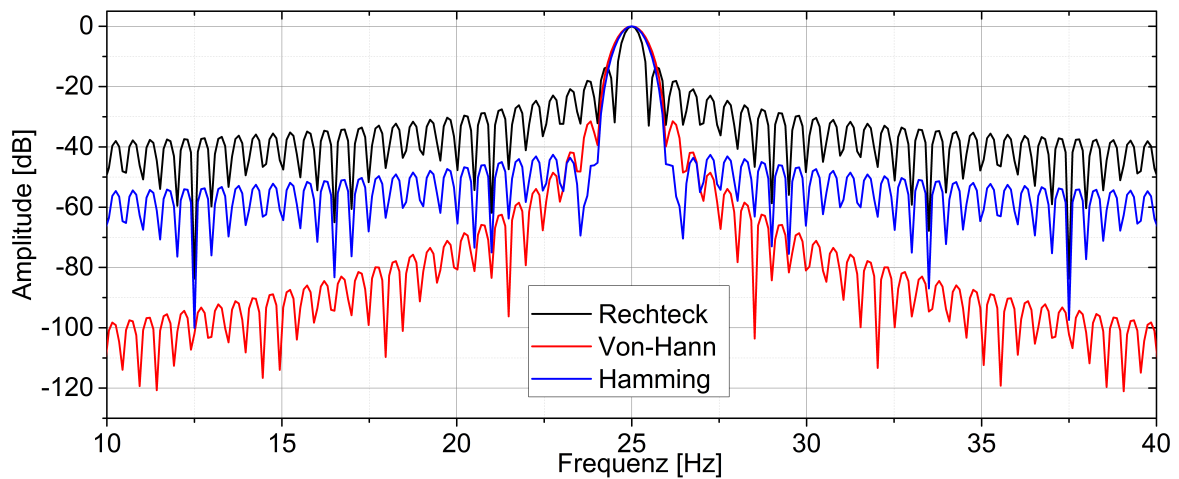
$$w(n) = \frac{1}{2} \left[ 1 - \cos\left(\frac{2\pi n}{N-1}\right) \right] \quad (3.18)$$

Abbildung 3.7 stellt diese drei aufgeführten Fensterfunktionen graphisch für  $N = 1024$  Punkte dar. Die y-Achse zeigt das Gewicht für den jeweiligen Punkt.

In Abbildung 3.8 ist das Ergebnis der FFT unter Anwendung der verschiedenen Fensterfunktionen auf das Signal in Abbildung 3.6 zu sehen. Im Vergleich dieser drei Kurven ist sehr gut der von Fall zu Fall zu entscheidende Kompromiss hinsichtlich der Wahl einer dieser drei Funktionen zu sehen. Während das Rechteckfenster das schmalste Hauptmaximum erzeugt ist gleichzeitig der Leckeffekt am größten und die Nebenmaxima sind vergleichsweise hoch.



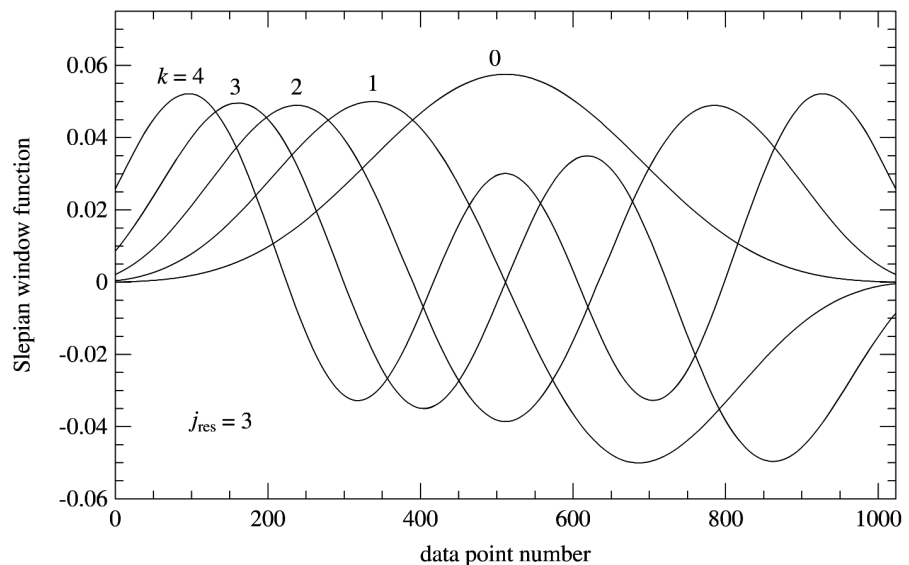
**Abbildung 3.7:** Der Gewichtungsfaktor der für die drei beschriebenen Fensterfunktionen. Das Rechteck- ist in schwarz, das Hanning- in blau und das Hammingfenster in rot dargestellt. Die Fenstergröße beträgt 1024 Punkte.



**Abbildung 3.8:** Die Auswirkung des Leck-Effektes auf ein FFT-transformiertes Sinussignal von 25 Hz (Abtastrate 100 Hz mit 1024 Punkte) für die drei benannten FFT-Fenster.



**Abbildung 3.9:**  
Die ersten fünf  
Taperfunktionen  
( $k = 0 - 4$ ) für den  
Parameter  $j_{\text{res}} = 3$   
und  $N = 1024$ . Bild  
ist [78] entnommen.



Sowohl das Von-Hann als auch das Hammingfenster sind, weil ihr Leckeffekt viel kleiner ist, flächentreuer, dafür ist das Hauptmaximum erheblich breiter.

Zusätzlich zu diesen einfachen Fensterfunktionen gibt es noch die Multitaper (MT)-Methode. Das MT-Verfahren minimiert den Leckeffekt, ist aber vom Rechenaufwand vergleichsweise komplex. Multitaperfunktionen sind eine orthogonale Reihe von Gewichtsfunktionen. Je nach verwendeter Ordnung müssen die Tapergewichtsfunktionen sukzessive mit dem Zeitspektrum multipliziert werden. Jedes einzelne Spektrum wird einer FFT unterzogen und die Ergebnisse werden anschließend addiert. Die Gewichtsfunktionen für die Taper sind

$$w_j = \frac{1}{4} \left[ N^2 - (N - 1 - 2j)^2 \cos \left( \frac{2\pi j_{\text{res}}}{N} \right) \right], \quad j = 0, \dots, N - 1 \quad (3.19)$$

Gleichung 3.19 gibt die Berechnung der Gewichtungsfaktoren  $w_j$  an. Dabei ist  $N$  die Zahl aller Punkte,  $j_{\text{res}}$  die Ordnung und  $j$  der Index der Datenpunkte. Abbildung 3.9 zeigt die ersten fünf Taperfunktionen für  $j_{\text{res}} = 3$  für einen Datensatz von 1024 Datenpunkten.

Weitere Informationen über diese und zusätzliche Fenster sind in [78] zu finden.

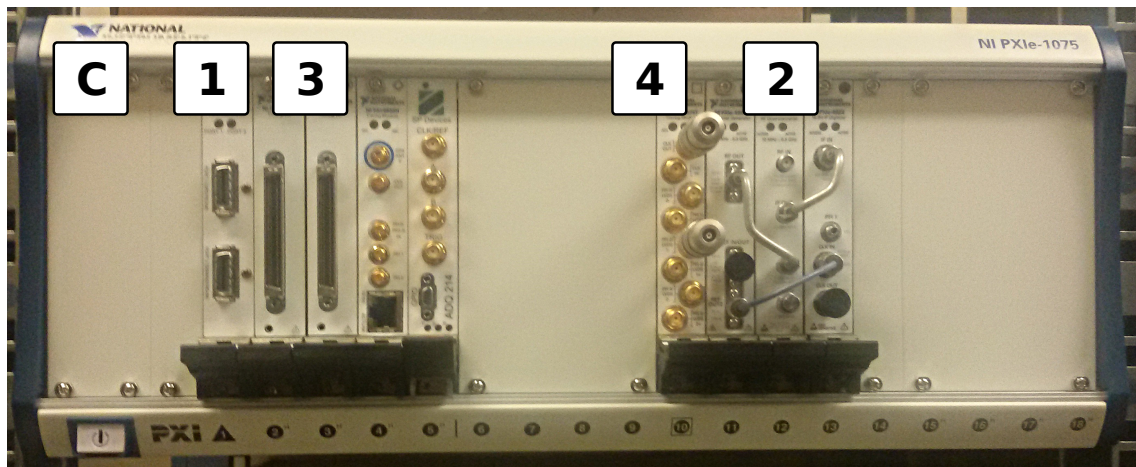


## 4. NTCAP-Datenaufnahme

Dieses Kapitel präsentiert die in dieser Doktorarbeit neu entwickelte Datenaufnahme zur Aufzeichnung von Schottky-Signalen. Dabei werden die technischen Eigenschaften, die Signalverarbeitung durch die Elektronik sowie die Funktionen des Kontroll- und Steuerprogramms für die Datenaufnahme beschrieben. Im Rahmen der Inbetriebnahme wurden die Eigenschaften der Datenaufnahme zunächst mit Hilfe eines Frequenzgenerators und schließlich in einer Strahlzeit am ESR mit 400 AMeV  $^{12}\text{C}^{6+}$ -Ionen zum ersten Mal unter Einsatzbedingungen getestet.

### 4.1 Das Datenaufnahmesystem NTCAP

Dieser Abschnitt beschreibt das in dieser Doktorarbeit entwickelte New Time CAPture Datenaufnahmesystem (NTCAP). Die zentrale Einheit dieser Datenaufnahme besteht aus Hardwarekomponenten (siehe Abbildung 4.1) des Herstellers National Instruments (NI), die von einem Kontroll- und Steuerprogramm in der Sprache LabVIEW angesprochen werden. Diese Datenaufnahme wurde für den im Abschnitt 2.2 vorgestellten neuen Schottky-Resonator optimiert und an ihm getestet, lässt sich aber in einem Frequenzbereich von 10 MHz bis 6,6 GHz, also auch an anderen Schottky-Aufnehmern betreiben. Zwischen dem Resonator und der Datenaufnahme findet eine Signalaufbereitung des Schottky-Signals statt, die in [14] beschrieben und in Abbildung 4.2 gezeigt ist. Während dieser Signalaufbereitung wird das Signal mehrfach verstärkt, bandpassgefiltert (in der Umgebung der Resonanzfrequenz des Schottky-Aufnehmers) und am Ende in vier Signale aufgeteilt. Der letzte Schritt erlaubt es, dass mehrere Datenaufnahmen gleichzeitig das Schottky-Signal aufzeichnen. In Abbildung 4.3 sind die NI-Hardwaremodule und ihre Anschlüsse aufgeführt. Neben dem Vektor-Signal-Analyzer NI-PXIe5663E, der an den Schottky-Resonator angeschlossen ist und die Schottky-Signale verarbeitet, sind zwei Zähl-

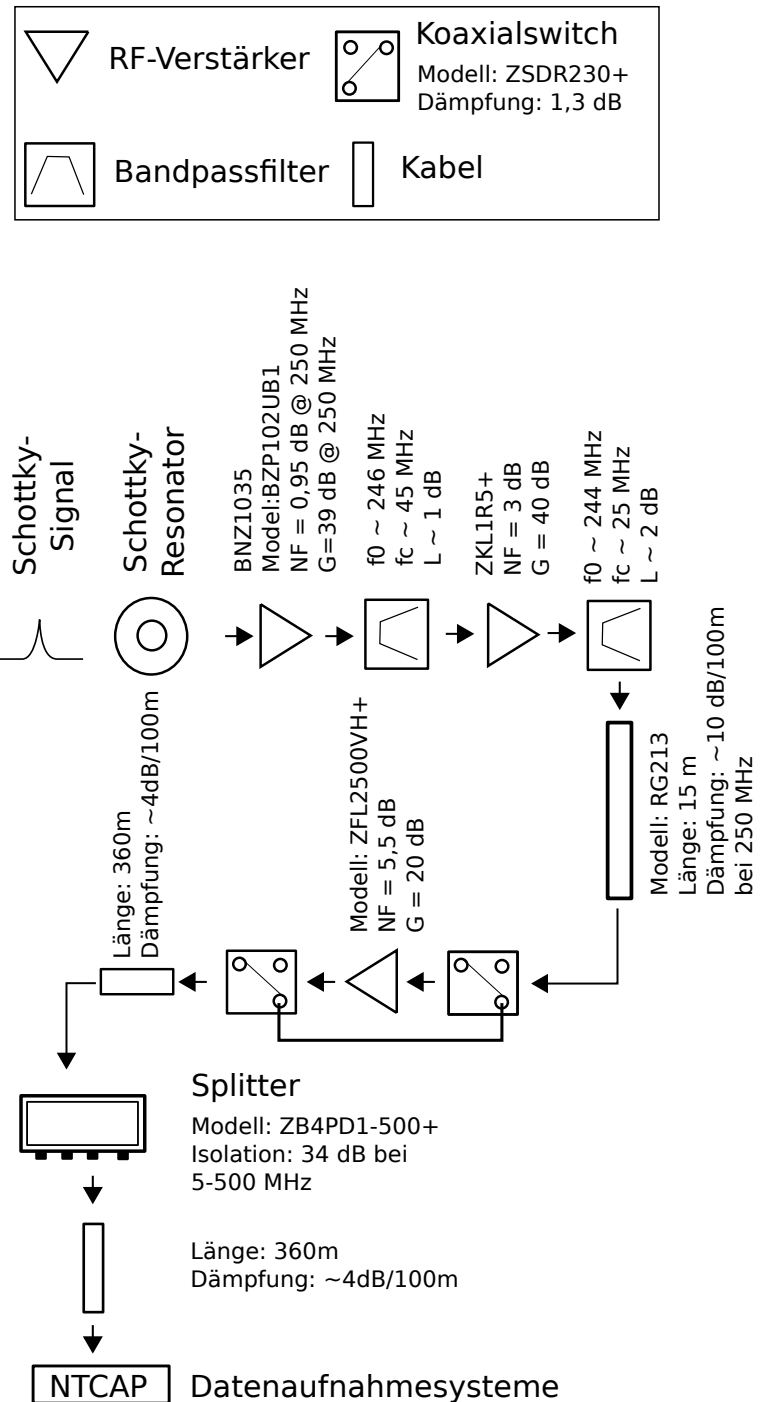


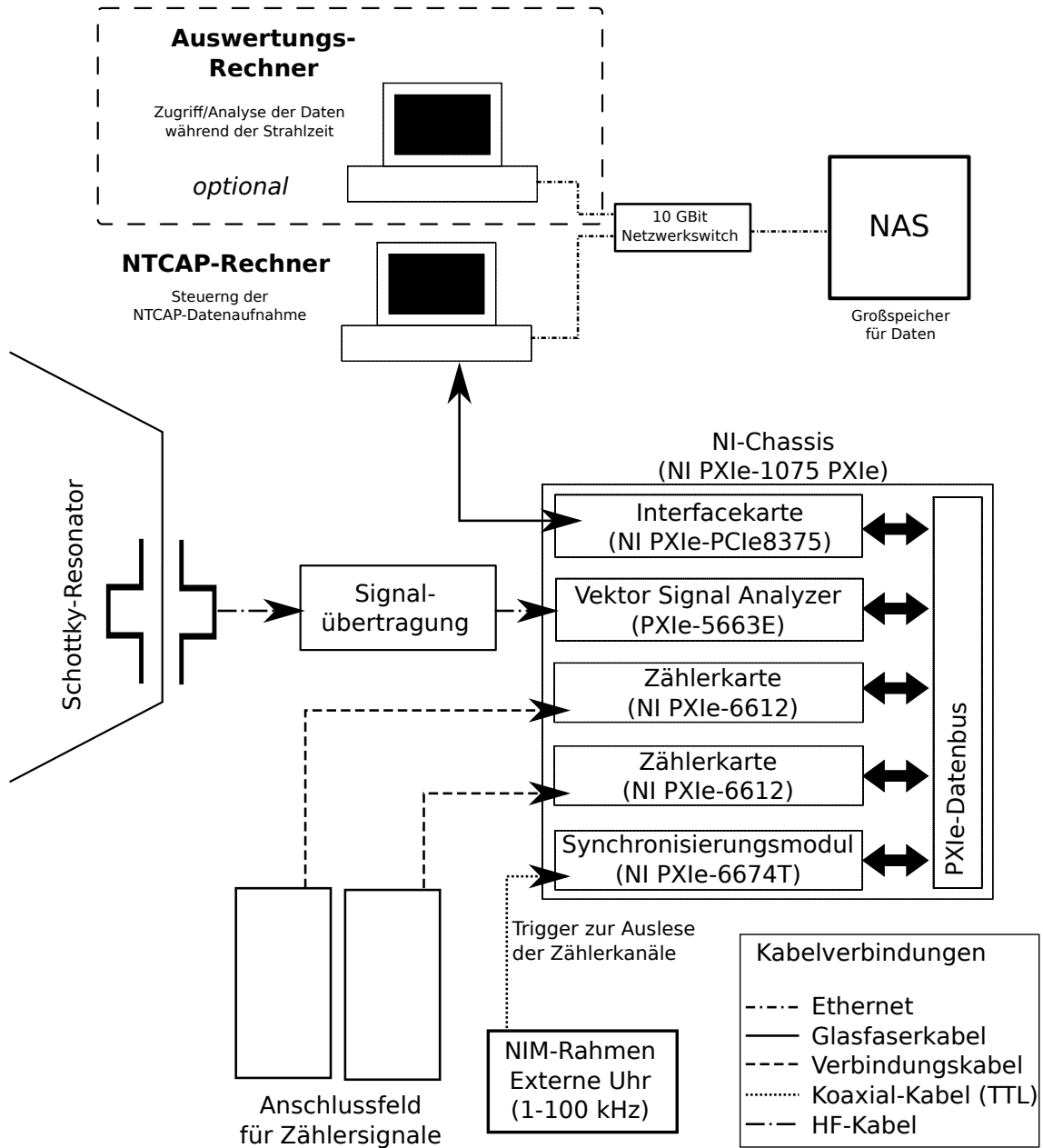
Kennzeichnung	Modulname	Anzahl	Beschreibung
C	NI PXIe-1075 PXIe	1	NI-Chassis
1	NI PXIe-PCIE8375	1	Verbindung mit dem Kontrollrechner
2	NI PXIe-5663E	1	Vektor-Signal-Analyzer
3	NI PXIe-6612	2	Zählerkarte mit acht Kanälen
4	NI PXIe-6674T	1	Zeit- und Synchronisierungsmodul

**Abbildung 4.1:** Zentraler Elektronikrahmen der NTCAP-Datenaufnahme. Von links nach rechts: Interfacekarte (NI PXIe-PCIE8375), zwei Zählerkarten (NI PXIe-6612), GPS-Modul (NI PXI-6682H), zweiter Digitizer, Zeitsynchronisationsmodul (NI PXIe-6674T), sowie die drei Module, des VSA (PXIe-5663E). Diese drei Module sind ein lokaler Oszillator (NI PXI-5652), ein Downconverter (NI PXIe-5601) und ein Digitizer (NI PXIe-5622). Das GPS-Modul wurde in die Software integriert jedoch mangels GPS-Empfang im ESR Hauptkontrollraum deaktiviert.

lerkarten NI-PXIe-6612 und ein Synchronisierungsmodul NI-PXIe-6674T eingebaut, welches u.a einen synchronisierten Betrieb der Module ermöglicht und eine präzise Quarzuhr (engl. „oven-controlled crystal oscillator“, OCXO) besitzt. Daneben ist eine Interfacekarte NI PXIe-PCIE8375 vorhanden, die eine Verbindung zu einem Kontrollrechner „NTCAP-Rechner“ über ein Glasfaserkabel herstellt. Die verschiedenen Hardwaremodule sind in einem NI-Rahmen NI PXIe-1075 PXIe untergebracht. Ein Foto des Datenaufnahmesystems ist in Abbildung 4.1 gezeigt. In den nachfolgenden Kapiteln werden die verschiedenen Hardwaremodule genauer beschrieben. Im Weiteren wird das entwickelte Kontroll- und Steuerprogramm beschrieben. Im Anhang finden sich ergänzend ein kurzes Benutzerhandbuch.

**Abbildung 4.2:** Signalübertragungskette vom Schottky-Resonator (oben) bis zur NTCAP-Datenaufnahme. Die einzelnen Schritte der Signalverarbeitung sind in der Darstellung aufgeführt, technische Daten über die Bausteine sind ebenfalls gegeben. Am Ende des Signalsplitters können neben der NTCAP-Datenaufnahme noch weitere Datenaufnahmegерäte angeschlossen werden, die parallel zur der NTCAP-Datenaufnahme arbeiten. Eventuell nicht benötigte Ausgänge des Splitters werden mit einem 50 Ω Widerstand terminiert. Diese Darstellung ist einer Abbildung aus [14] nachempfunden.





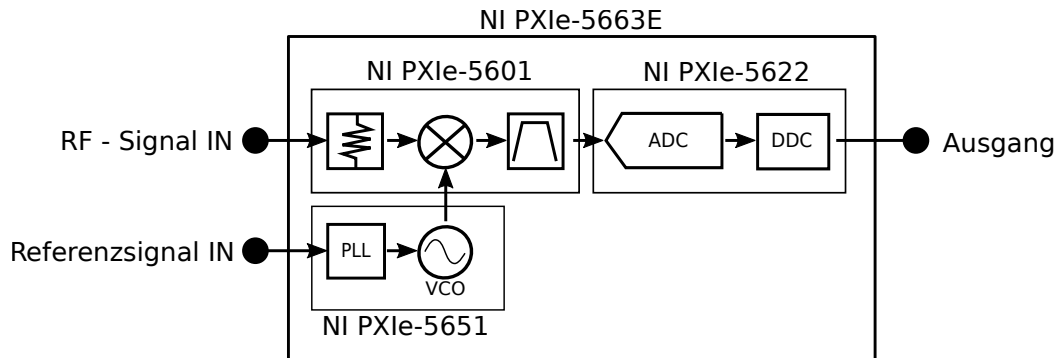
**Abbildung 4.3:** Schematische Darstellung der einzelnen Komponenten der NTCAP-Datenaufnahme sowie ihre Anschlüsse.

## 4.2 Das Chassis PXIe-1075 PXIe

Das PXIe-1075 Chassis vom Hersteller National Instruments, erfüllt die PXI-5 PXI Express Hardware Spezifikationen [84]. Der NI-Rahmen bietet 18 Steckplätze und stellt diesen nicht nur einen stabilen Betriebsort, sondern auch eine Spannungsversorgung und einen Datenbus zur Verfügung. Von diesen 18 Steckplätze ist jeweils ein Steckplatz für ein Kontrollmodul (Steckplatz 1) und ein Timing-Module (Steckplatz 10) vorgesehen. Die restlichen Steckplätze teilen sich in zwei Gruppen auf: 8 hybride periphere Steckplätze, (Steckplätze 2 – 5 und 15 – 18) sowie 8 PXIe-Express Steckplätze (6 – 9 und 11 – 14). Der Steckplatz für das Kontrollmodul ist mit vier PCIe Switches verbunden, die wiederum an die anderen Steckplätze angebunden sind. Zwei dieser Switches sind jeweils mit einer PXI/PCIe-to-PCI Bridge verbunden. Damit wird für die peripheren Hybrid Steckplätze ein PCI-Bus mit 32-Bit/33 MHz [85] zur Verfügung gestellt. Das gesamte System besitzt eine maximale Bandbreite von 4 GBytes/s, wobei pro Modul das Maximum bei 1 GByte/s liegt [86].

## 4.3 Der Vektor-Signal-Analyzer PXIe-5663E

Die Schottky-Signale (Abschnitt 3.1) werden von einem Vektor-Signal-Analyzer (Modell: PXIe-5663E) aufbereitet und digitalisiert. Der VSA besteht aus drei Teilmodulen: einem lokalen Oszillator (NI 5651), einem Downconverter (NI 5601) sowie einem Digitizer (NI 5622). Der VSA funktioniert nach dem Prinzip eines Überlagerungsempfängers (engl. „superheterodyne receiver“). Der VSA ist schematisch in Abbildung 4.4 dargestellt. Im Oszillatormodul befindet sich ein spannungsgeregelter Oszillator (engl. „voltage-controlled oscillator“, VCO), der normalerweise als Generator der Mischfrequenz genutzt und dessen Frequenzgenauigkeit durch einen Phasenregelkreis (engl. „Phase-Locked Loop“, PLL) garantiert wird [87]. In unserem Aufbau wurde jedoch statt des integrierten VCO der externe erheblich genauere OCXO des PXIe-6674T Moduls genutzt. Der Downconverter nimmt das RF-Signal auf, passt die Amplitude an, mischt es mittels des Oszillatorsignals herunter und filtert das entstehende Signal. Der Digitizer (NI PXIe 5622) digitalisiert dieses Signal in einem A/D-Wandler Baustein und führt es einem Digital Downconverter (DDC) zu, der aus dem Signal die IQ-Komponenten (siehe Abschnitt A.1) generiert. Das Hochfrequenzsignal vom Schottky-Resonator wird in den Downconverter eingespeist, der drei Aufgaben besitzt: Anpassung der Signalamplitude, Frequenzverschiebung und



**Abbildung 4.4:** Aufbau des NI PXIe-5663E VSA aus drei Modulen. Neben den Anschlüssen ist auch ihre Funktionsweise schematisch gekennzeichnet. Dieses Bild ist einer Abbildung des technischen Manuals von NI nachempfunden [87, 88].

Bandpassfilterung. Die genaue Abfolge der Signalbearbeitung im VSA ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Die Signalanpassung geschieht an mehreren Stellen. Die einzelnen Signalwege lassen sich durch die LabVIEW-Programmierung gezielt kontrollieren. Die Frequenzverschiebung auf eine Zwischenfrequenz ist notwendig, da die verwendeten Filter bei einer fixen Frequenz arbeiten. Dies wird durch eine Überlagerung (Superposition) erreicht, indem das Eingangssignal  $f_{IN}$  mit einem zweiten Signal  $f_{OSZ}$ , welches durch den Oszillator generiert wird (NI 5651), gemischt wird. Durch diese Mischung entstehen neue Frequenzen. Für den Fall eines idealen Mischers entstehen genau zwei Frequenzen, bestehend aus der Summe  $f_{sum}$  und der Differenz  $f_{diff}$  der Eingangsfrequenz  $f_{IN}$  und der Oszillatorfrequenz  $f_{OSZ}$ .

$$f_{diff} = |f_{IN} - f_{OSZ}| \quad (4.1)$$

$$f_{sum} = |f_{IN} + f_{OSZ}| \quad (4.2)$$

Durch Anwendung eines Bandpassfilters wird eines dieser beiden Signale herausgefiltert. Für verschiedene Eingangsfrequenzen werden im Downconverter unterschiedliche Bandpassfilter verwendet (siehe Tabelle 4.1). Das gefilterte Signal, um die Zwischenfrequenz  $f_{IF}$  wird verstärkt und schließlich zum Digitalisieren in den Digitizer eingespeist. Im Digitizer (NI 5622) findet eine weitere Signalaufbereitung statt und zwar zunächst analog, sowie nach Digitalisieren nochmals in digitaler Form, vgl. Blockschaltbild in Abbildung 4.6. Schlussendlich werden die erfassten Signaldaten in den 64 MByte großen Gerätespeicher abgelegt, bevor sie auf den internen PCIe-Bus geschoben werden. Zusätzlich zum Signalweg sind im Schaltbild noch



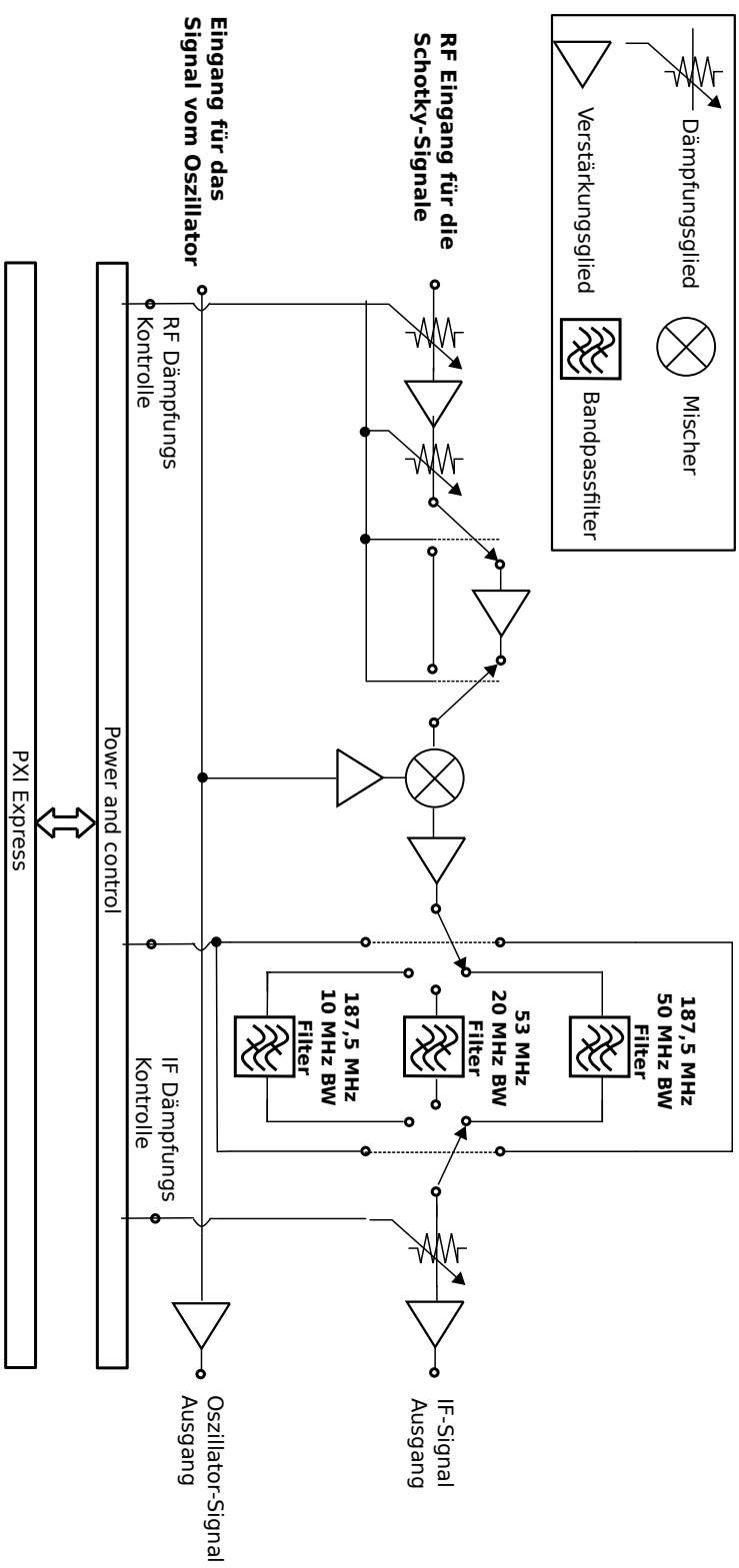
#### 4. NTCAP-Datenaufnahme

---

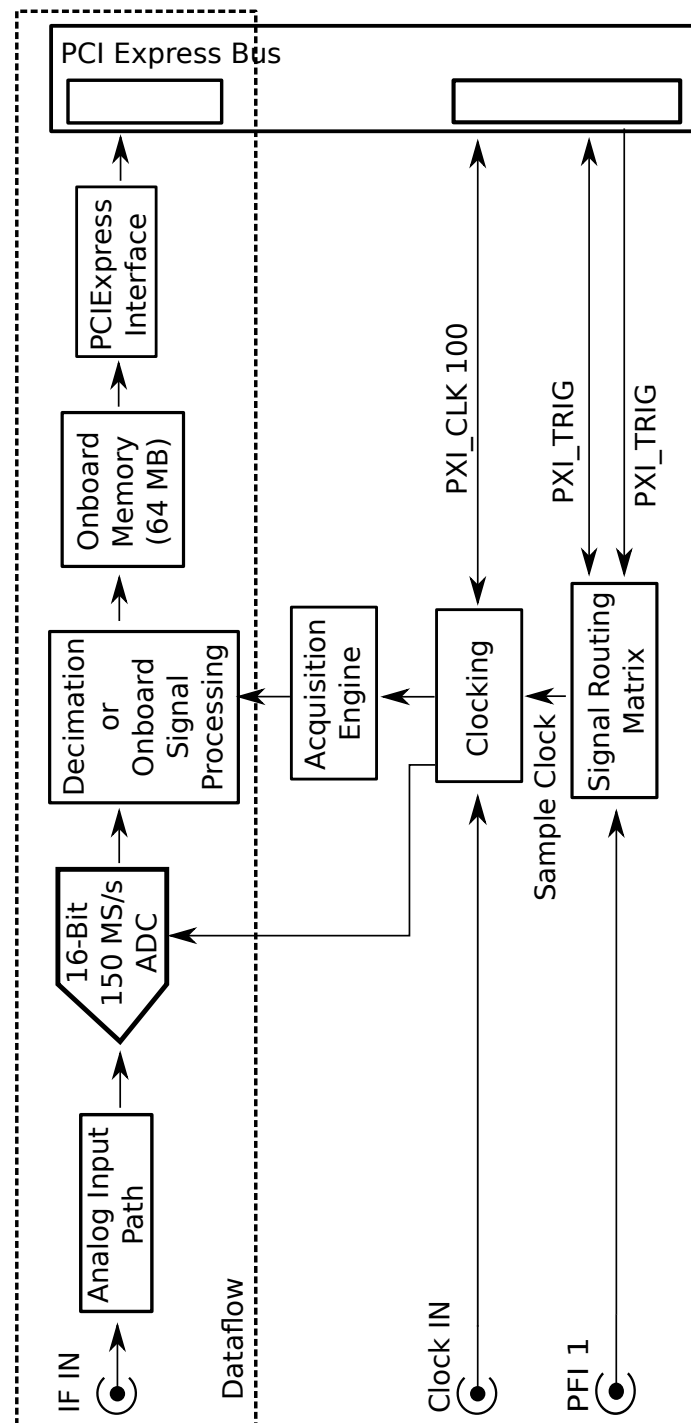
Eingangsfrequenz [MHz]	IF-Frequenz [MHz]	Inst. Bandbreite [MHz]	LO-Frequenz [MHz]	Spiegelfrequenz [MHz]
10 bis < 120	187,5	10	$LO = 187,5 + f_{IN}$	$f_{IN} + 375$
120 bis < 330	53	20	$LO = 53 + f_{IN}$	$f_{IN} + 106$
330 bis < 3000	187,5	50	$LO = 187,5 + f_{IN}$	$f_{IN} + 375$
3000 bis < 6600	187,5	50	$LO = 187,5 - f_{IN}$	$f_{IN} - 375$

**Tabelle 4.1:** Eigenschaften des Downconverters. Daten stammen aus der NI-Dokumentation [90].

weitere Bausteine zum Signalrouting und Triggering zu sehen. Da das nicht in dieser Arbeit verwendet wurde, wird hier auf die Literatur verwiesen [17]. Das Eingangssignal des Digitizers wird zunächst analog aufbereitet („Analog Signal Path“). Das zugehörige Blockschaltbild für die Signalaufbereitung ist in Abbildung 4.7 gezeigt. Nach dem Eingang des intermediären Signals (IF-Input) wird das Signal ggf. abgeschwächt oder wahlweise verstärkt und von einem Antialiasfilter auf eine Bandbreite von 50 MHz um die Mittenfrequenz begrenzt. Egal ob dieses Signal den Antialiasfilter passiert hat oder diesen Schritt übersprungen hat, wird das Signal abermals verstärkt. Anschließend wird das Signal einer Rauschfilterung unterzogen und an den 16-Bit-Digitizer mit einer Samplingfrequenz von 150 MHz weitergeleitet. Das so digitalisierte Signal wird an den Onboard-Signal-Processing (OSP) Baustein weitergeleitet. Dieser besitzt einen DDC und speichert das digitalisierte Signal so, dass Amplitude und Phase erhalten bleiben. Dies geschieht durch die Umwandlung der Signale in seine (I)nphase- und (Q)uadrature-Komponenten, d.h. in die IQ-Darstellung (Anhang A.1). Diese werden aus dem digitalisierten Signal durch das jeweilige Mischen mit einem 90° phasenverschobenen Signal erzeugt. Danach werden die so erhaltenen IQ-Daten entsprechend den gewünschten Einstellungen dezimiert, zusammengeführt und in den internen Speicher geschoben. Damit liegen die aufgezeichneten IQ-Daten im Gerätespeicher und können vom Kontrollprogramm über die Interfacekarte zum Rechner übermittelt werden. Der Digitizer arbeitet immer mit einer Abtastfrequenz von 150 MHz, jedoch kann die IQ-Rate zwischen 1 MSample/s bis max. 75 MSamples/s eingestellt werden. Werte über 50 MSamples/s sind nur ohne Antialiasfilter möglich (siehe Abbildung 4.7).

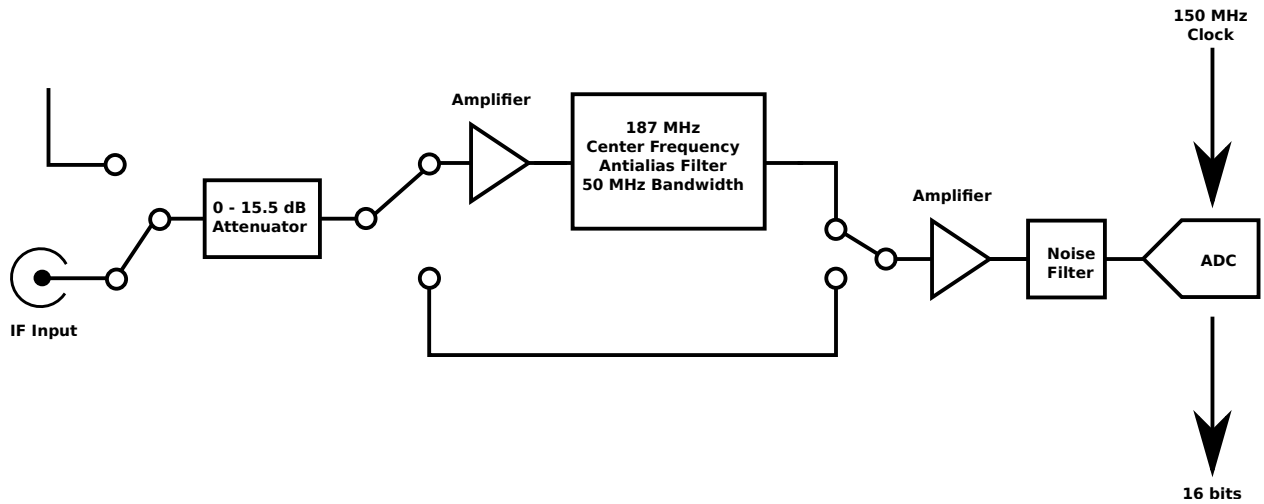


**Abbildung 4.5:** Blockdiagramm des Downconverters. Die verschiedenen Symbole sind in der Legende erklärt. Das Diagramm ist einer Abbildung aus [89] nachempfunden.

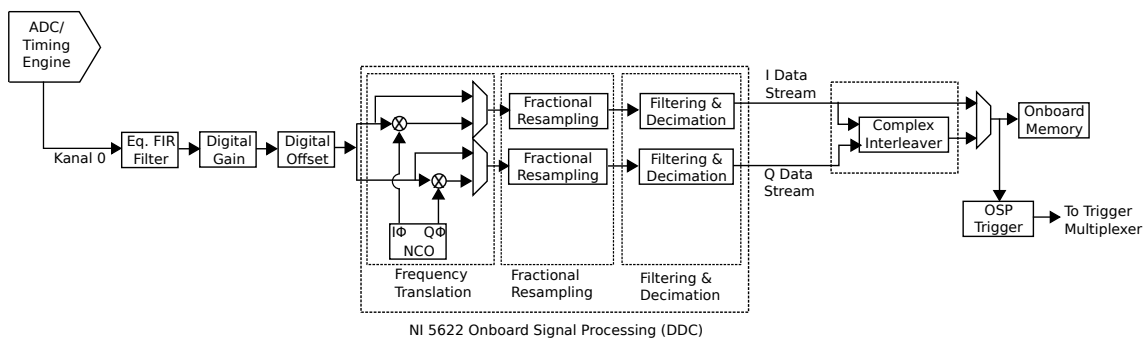


**Abbildung 4.6:** Blockdiagramm des Digitizers. Der Teil der analogen Signalaufbereitung ist in Abbildung 4.7 detailliert dargestellt. Die Abbildung wurde der NI Dokumentation nachempfunden [89, 91].

### 4.3. DER VEKTOR-SIGNAL-ANALYZER PXIE-5663E



**Abbildung 4.7:** Analoge Signalaufbereitung im Digitizer. Die Abbildung wurde der NI Dokumentation nachempfunden [92].



**Abbildung 4.8:** OSP Baustein der Datenverarbeitung. Die Abbildung wurde der NI Dokumentation nachempfunden [89, 93–95].

### 4.4 I/O-Karte (NI 6612)

Bei den im NTCAP-Datenaufnahmesystem verwendeten NI-6612 Karten handelt es sich um I/O-Karten. In der NTCAP-Datenaufnahme besteht ihre Aufgabe darin, als Zähler zu arbeiten. Daher beziehen sich die folgenden Ausführungen nur auf diese Eigenschaft. Weitere Informationen finden sich in der Dokumentation des Herstellers NI [96,97].

Die NI 6612-Karte besitzt acht Kanäle mit einer Auflösung von 32-Bit. Damit können maximal  $2^{32} - 1 = 4294967295$  Ereignisse in einem Kanal dargestellt werden, bevor es zum Überlauf kommt. Die Karte besitzt eine 100 MHz Quarzuhr mit einer Genauigkeit von 50 ppm. Die Frequenz der Uhr kann durch einen Teiler auch auf 20 MHz und 100 kHz reduziert werden [97].

In Testmessungen wurden 10 (5 je Karte) dieser insgesamt 16 verfügbaren Kanäle zum Zählen von Testsignalen aus einer Uhr in einem NIM-Überrahmen (NIM, engl. „Nuclear-Instrumentation-Module“) verwendet. Die restlichen 6 Kanäle (3 je Karte) wurde zum Zählen der schon erwähnten 100 kHz und 20 MHz Uhren der jeweiligen Zählerkarten verwendet. Der letzte offene Kanal auf beiden Karten wurde mit dem 10 MHz-Signal des Synchronisierungsmoduls NI 6674T (siehe Abschnitt 4.5) versehen, das eine Genauigkeit von 80 ppb besitzt. Ziel dieser Messung war es die Performance der Zählerkarten zu messen (siehe Abschnitt 5.6.2).

Die Kanäle der Zählerkarten können beispielsweise zum Messen von Zählraten der Teilchendetektoren oder zum Registrieren der Ablaufsteuerung des Beschleunigers („Pulszentrale“) verwendet werden. Von der Pulszentrale erhält man unter anderem Signale für den Einschuss von Teilchen in den ESR oder Start- und Stoppsignale bei Änderungen des Zustands des Beschleunigers, wie beispielsweise zu Beginn und Ende des Messzyklus. Zusätzlich können auch Signale aus Frequenz-Wandlern für Messgrößen, wie beispielsweise der Ionenstrom, der Elektronenstrom und die Beschleunigungsspannung des Elektronenkühlers oder der Druck im Gasjet-Target von diesen Karten gezählt werden. Die Zählerkanäle verwenden TTL (Transistor-Transistor-Logik) Signale. Die Triggerung und Auslese dieser Kanäle erfolgt mit Raten bis zu 10 kHz. Diese schnelle Auslese der Kanäle gelingt durch Speicherdirektzugriff.

## 4.5 Das Synchronisierungsmodul mit OCXO-Uhr (NI 6674T)

Ferner verwendet das NTCAP-System ein Synchronisierungs- und Quarzofenuhrmodul, das zwei wesentliche Aufgaben erfüllt. Es stellt erstens den Eingang des Auslesetriggers bereit und garantiert damit einen synchronen Start der Datenaufzeichnung des VSA sowie der Zählerkarten. Zweitens liefert dieses Modul die Zeit einer hochgenauen Quarzofenuhr (Langzeitgenauigkeit  $\pm 80$  ppb). Dieses genaue Uhrsignal wird zum einen als Taktsignal für den VSA genutzt. Zum anderen steht dieses Signal auch als Ausgangssignal zur Verfügung und wird z.B. als zusätzliches hochgenaues Zeitsignal auf einen oder mehreren Zählereingängen genutzt. Dieses ist u.a. deswegen nötig, da für die NTCAP-DAQ typischerweise ein freilaufender ungetriggert Modus verwendet wird. Bei Laufzeiten von mehreren Tagen wird so eine hohe Ganggenauigkeit besser als 6,91 ms pro Tag garantiert. Weitere Informationen sind in der Literatur [98, 99] zu finden.

## 4.6 Die Interfacekarte (NI PXIe-PCIe8375)

Der Anschluss des NI-Rahmens an den NTCAP-Rechner erfolgt mittels der Interfacekarte NI PXIe-PCIe8375. Diese ist mit dem Rechner über ein Glasfaserkabel verbunden, welches Steuersignale und die aufgezeichneten Daten überträgt. Dieses Glasfaserkabel bietet dabei einen maximalen Datendurchsatz von bis zu 838 MBytes/s und darüber hinaus eine galvanische Trennung vom Messrahmen und NTCAP-Rechner [100]. Dieser maximale Datendurchsatz liegt wesentlich höher als der typische Datendurchsatz der gegenwärtigen Schottky-Analyse. Dieser kann wie folgt überschlagen werden: die reinen Schottky-Daten benötigen maximal einen Datendurchsatz von 160 MBytes/s (IQ-Rate: 40 MSamples/s), die Zählerkanäle werden mit einer maximalen Auslesefrequenz von 10 kHz betrieben, bei 16 Kanälen zu jeweils 32-Bit ergibt sich damit einen Datendurchsatz von 640 kBytes/s (4 ‰ der Schottky-Daten). Damit kann das Glasfaserkabel mehr als das Fünffache der maximalen Datenrate übertragen, sodass ein entsprechender Spielraum für zukünftige Erweiterungen besteht. Weitere Informationen über die Interfacekarte und das Interface findet sich in [100, 101].

### 4.7 NTCAP-Rechner und Massenspeicher

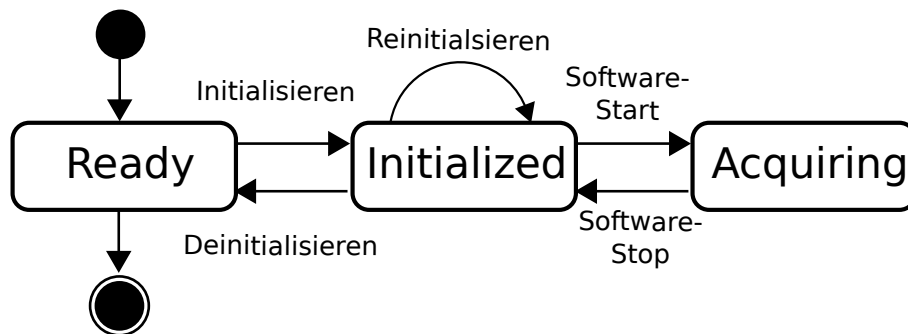
Zusätzlich zu den Hardwaremodulen des Herstellers NI besteht die NTCAP-Datenaufnahme noch aus einem zentralen Rechner, der die Datenaufnahme ansteuert und die Daten der Hardwaremodule auf Festplatten speichert. Zur Massenspeicherung dient ein NAS-System, das über einen lokalen 10 GBit-Netzwerkswitch mit dem zentralen Rechner verbunden ist. Zukünftig können weitere Rechner in dieses Netzwerk integriert werden, die ebenfalls auf das NAS-System zugreifen können, um die Daten zu analysieren.

Bei dem besagten Rechner zur Kontrolle der Datenaufnahme handelt es sich um einen Dell PowerEdge T710 Server, mit einem 6-Kern Prozessor, einem 24 GByte großen Arbeitsspeicher, sowie mehrere Festplatten und einem Solid State Drive (SSD). Diese erlauben es, die Schottky-Daten innerhalb des Rechners zu speichern, wobei die eingebaute SSD für die Speicherung bei sehr hohen Datenraten vorgesehen ist.

Das zur Massenspeicherung verwendete NAS-System der Firma Synology besteht aus einem DS3612xs und zwei verbundenen DX1211 Systemen. Insgesamt bietet dieses System 36 Laufwerksschächte, von denen 12 mit 3 TByte Festplatten und 24 mit 4 TByte Festplatten bestückt sind und so das NAS eine gesamte Speicherkapazität von maximale 132 TByte besitzt. Aus Sicherheits- und Performancegründen sind die Platten jedoch typischerweise zu RAID 5 Verbänden zusammen geschlossen.

### 4.8 Kontroll- und Steuerprogramm für die NTCAP-DAQ

Die in den bisherigen Abschnitten vorgestellte Hardware wird durch ein Kontroll- und Steuerprogramm bedient. Dieses stellt dem Benutzer eine grafische Benutzeroberfläche zur Verfügung. Das Programm wurde in der Programmiersprache LabVIEW (engl. „Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench“ [102, 103]) der Firma National Instruments entwickelt. Da die Datenaufnahmeelektronik von National Instruments stammt, als auch zahlreiche grundlegende Treiberbausteine als LabVIEW VI's (Virtuelle Instrumente) vorliegen, bietet sich die Verwendung von LabVIEW an. Das Kontroll- und Steuerprogramm, das auf dem NTCAP-Rechner läuft, wird im Folgenden als Kontrollprogramm bezeichnet.



**Abbildung 4.9:** Zustände und Übergänge des Kontroll- und Steuerprogramms.

Die Aufgaben, die das Kontrollprogramm vollführen muss sind:

- Aufzeichnung der experimentellen Parameter in den Dateien auf dem Rechner,
- Konfiguration und Steuerung der Hardware,
- Bereitstellung einer Schnittstelle für den Benutzer.

Eine große Herausforderung waren hierbei der Datentransfer sowie die zeitsynchrone Steuerung der einzelnen Hardwarekomponenten. Die Synchronisation der einzelnen Bausteine wurde mit Hilfe des NI-Softwarepakets NI-Sync durchgeführt.

Bei Datenraten von bis zu 160 MBytes/s muss beachtet werden, dass der interne Gerätespeicher des VSA nur 64 MByte beträgt und in wenigen Sekunden vollgeschrieben ist. Um die hohen Datenraten ohne Verlust zu garantieren, wurde ein softwarebasierter Pufferspeicher (Buffer) innerhalb des Kontrollprogramms implementiert, der die Daten solange vorhält, bis sie in die Dateien geschrieben werden. Bei diesem Buffer handelt es sich um einen LabVIEW FIFO (First In First Out)-Speicher, der somit die Ordnung der eingehenden Daten garantiert. Dieser softwareseitiger Buffer macht Gebrauch vom großen Arbeitsspeichers (24 GByte) des NTCAP-Rechners.

Der Datentransfer ist die wichtigste Aufgabe der DAQ, jedoch fallen noch weitere Aufgaben an, die zeitgleich und unabhängig voneinander ausgeführt werden müssen, ohne sich dabei gegenseitig zu behindern. Eine bewährte Möglichkeit, dies zu bewerkstelligen, ist die Implementierung mit Hilfe eines Endlichen Automaten (EA) oder, in englisch, Finite State Machine (FSM). In einem EA wird eine Reihe von Zuständen für ein Programm definiert, das sich zu einem gegebenen Zeitpunkt genau in einem dieser Zustände befindet. Die Aktion, die das Programm ausführt, ist zu jedem Zeitpunkt von seinem aktuellen Zustand abhängig. Der Wechsel von einem



#### 4. NTCAP-Datenaufnahme

---

Zustand in den anderen wird u.a. durch Benutzereingabe bewerkstelligt. Für das NTCAP-System wurden drei Zustände definiert, die im Folgenden aufgelistet sowie erklärt und in Abbildung 4.9 mit ihren Übergängen grafisch dargestellt sind.

- **Bereit (Ready):** Zustand nach dem Start der NTCAP-DAQ Software. Die Software wartet auf Eingaben durch einen Benutzer.
- **Initialisiert (Init'd):** Dieser Zustand wird durch die Konfiguration der Hardware durch den Benutzer erreicht. Hierfür müssen Parameter wie Bandbreite, Mittenfrequenz etc. vom Benutzer spezifiziert und an die Hardware übermittelt werden. Dies gelingt durch einen simplen Druck auf eine Schaltfläche, der die Hardware vom ersten Zustand („Ready“) in den zweiten Zustand („Initialized“) bringt. In diesem Zustand können die Parameter durch eine Reinitialisierung auch geändert werden.
- **Datenerfassung (Acquiring):** Durch senden eines Startsignals gelangt die Hardware vom Zustand Initialized in den Zustand Acquiring. Hier werden die Daten aufgezeichnet und auf die Festplatte geschrieben. Der Übergang gelingt durch einen simplen Knopfdruck. Analog gelangt die Hardware durch Drücken der Schaltfläche „Stop“ zurück in den Zustand Initialized und wartet auf Eingabe durch den Benutzer.

Der Start/Stop der Datenaufnahme wird durch einen Softwaretrigger kontrolliert, der beim Drücken der entsprechenden Schaltfläche im Kontrollprogramm an die Hardware gesendet wird. Das in Abschnitt 4.5 vorgestellte Synchronisierungsmodul sorgt für einen unmittelbaren und gleichzeitigen Start aller Komponenten.

Die vom Programm erzeugten Dateien werden im TDMS-Dateiformat [104, 105] abgespeichert. Die TDMS-Dateien enthalten neben den eigentlichen Daten einen vollständigen Satz der Geräteparameter. Das Abspeichern der Daten des VSA und der Zählerkarten geschieht in zwei verschiedenen Dateiströmen, die später in der Auswertung zusammengeführt werden. Weitere Details finden sich im Anhang A.4.

Die Software wird über eine übersichtliche Benutzeroberfläche bedient (siehe Abbildung A.4 im Anhang A.3). Diese ermöglicht es, grundlegende Einstellungen (Mittenfrequenz, Bandbreite, Referenzlevel, Speicherort, Block- und Dateigrößen) vorzunehmen sowie den Zustand des Systems zu setzen. Durch externe Konfigurationsdateien (INI-Dateien) können diesen Parameter beim Starten automatisch geladen werden, sodass der Benutzer die Datenaufnahme nicht selbst konfigurieren muss (vgl. Anhang A.5). Neben den Minimaleinstellungen existieren noch eine

#### 4.8. KONTROLL- UND STEUERPROGRAMM FÜR DIE NTCAP-DAQ

---

Reihe von weiteren Einstellungen, die nur über die Konfigurationsdateien erfolgen. Alle diese werden zudem in den Header der TDMS-Dateien geschrieben. Dies passiert nur ein einziges Mal pro Datei. Weiterhin bietet die Oberfläche noch ein Ereignislogbuch, das ebenfalls in einer Datei abgesichert wird, einen Buffermonitor zur Überwachung der Buffer im Rechner (nicht Gerätespeicher) sowie einen optional zuschaltbaren FFT Bildschirm. Dieser zeigt ein Frequenzspektrum der aufgenommenen Daten.

## **5. Funktionstests und Inbetriebnahme der NTCAP-DAQ**

In diesem Kapitel werden Testmessungen vorgestellt, die mit der NTCAP-Datenaufnahme durchgeführt wurden, sowie die Daten aus der Inbetriebnahme der DAQ am Speicherring ESR mit einem Kohlenstoffstrahl während einer Strahlzeit 2014 an der GSI.

In den Testmessungen wurde zum einem die Präzision und Empfindlichkeit des Vektor-Signal-Analyzers überprüft, der zur Aufzeichnung von Schottky-Signalen verwendet wird. Zum anderen, wurde die Zählerkarten getestet und die Synchronisierung dieser beiden Geräte nachvollzogen.

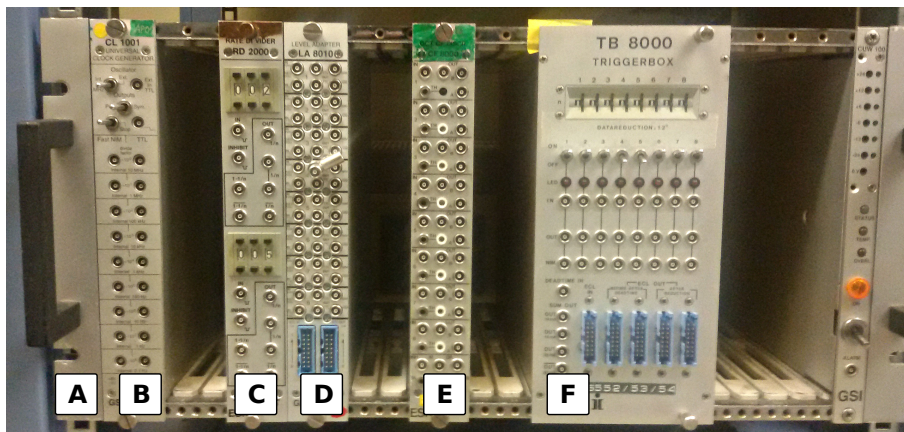
### **5.1 Aufbau Teststand**

Die Tests zur Überprüfung der NTCAP-Datenaufnahme, wurden zunächst ohne Ionenstrahl mit einer Reihe zusätzlicher Geräte durchgeführt. Zu diesen Geräten gehören ein Signalgenerator HM8135 [106, 107], der verschiedene HF-Signale im Bereich von 10 MHz bis 3 GHz erzeugt und mit dem primär der Vektor-Signal-Analyzer getestet wurde, außerdem ein NIM-Rahmen der u.a. eine Uhr (CL1001, siehe Abbildung 5.1) enthält, die Signale zwischen 0,1 Hz und 1 MHz erzeugt.

Die Module im NIM-Rahmen sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Neben der schon erwähnten Uhr wurde ein Signalteiler (RD2000), der es ermöglicht, die Uhrsignale zu verdoppeln, ein Leveladapter (LA8010), mit dem TTL auf NIM Signale und umgekehrt konvertiert werden können, sowie eine Triggerbox (TB8000) und ein Constant-Fraction-Diskriminator (CF8000) verwendet. Zusätzlich wurde hier noch ein 50 Ohm DC-Block und ein 20 dBm Dämpfungsglied

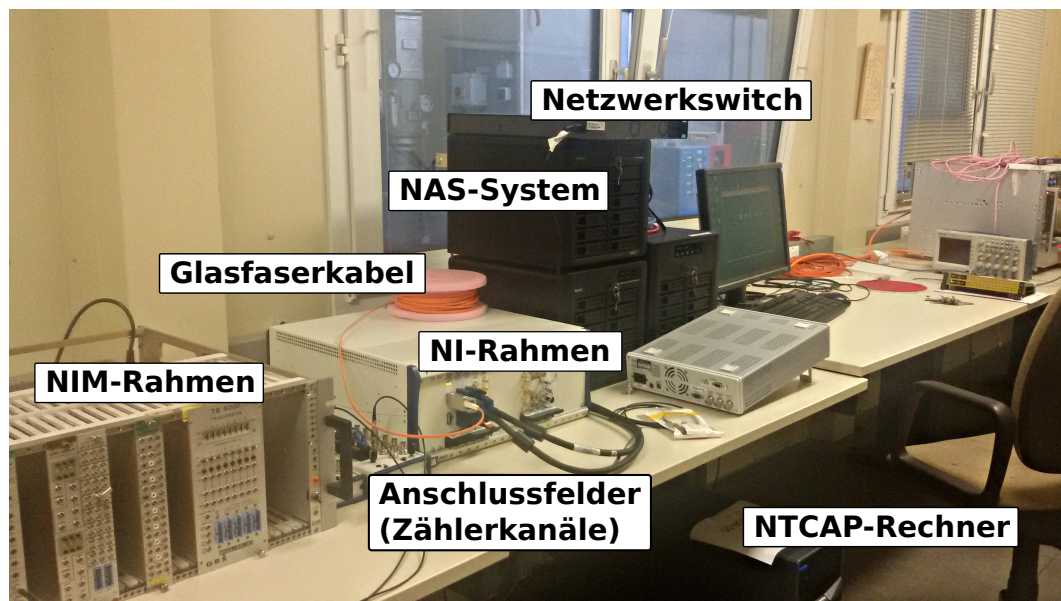
Kennzeichnung	Modulename	Beschreibung
A	NIM-Rahmen	Versorgung der Module
B	CL1001	Uhr
C	RD2000	Teiler
D	LA8010	Level-Adapter
E	CF8000	Constant Fraction (nicht verwendet)
F	TB8000	Triggerbox

**Tabelle 5.1:** Liste der verschiedenen Module im NIM-Rahmen, die zum Testen verwendet wurden. Die Kennzeichnung bezieht sich auf Abbildung 5.1



**Abbildung 5.1:** Der NIM-Rahmen und die zum Testen verwendeten Module (vgl. Tabelle 5.1).

verwendet. Der gesamte Teststand bestehend aus der NTCAP-DAQ, Frequenzgenerator und dem NIM-Rahmen ist in Abbildung 5.2 gezeigt.



**Abbildung 5.2:** Testaufbau des NTCAP-Datenaufnahmesystems in der ESR Messhütte. An diesem Platz wurde das Kontroll- und Steuerprogramm entwickelt und das System ohne Strahl getestet. Auf der linken Seite des Bildes sind der bereits beschriebene NIM-Rahmen (vgl. Tabelle 5.1 und Abbildung 5.1 oben) sowie die Anschlussfelder für die Zählerkanäle zu sehen. In der Mitte des Bildes befindet sich der zentrale PXIe-Rahmen des NTCAP-DAQ Systems, der mit einem Glasfaserkabel mit dem NTCAP-Rechner verbunden wird. Der NTCAP-Rechner ist mittels eines 2x10 GBit Ethernet über einen Netzwerkschwitch mit einem NAS-Massenspeicher verbunden.

## 5.2 Aufnahme einer Blindmessung als Test für den VSA

Die erste Testmessung, die mit der NTCAP-DAQ durchgeführt wurde, war eine Blindmessung, d.h. es wurden in Abwesenheit eines Signals Daten aufgezeichnet. Der RF-Eingang war dabei mit einem 50 Ohm Widerstand terminiert. Durch eine solche Messung kann das Rauschen der Elektronik bestimmt werden. In der Datenaufnahme wird eingestellt, wie viele IQ-Paare pro Sekunde aufgezeichnet werden sollen (IQ-Rate) während die internen Filter das Signal auf 80 % dieser Rate begrenzen [17, 88, 89]. In der NTCAP-Datenaufnahme sind drei wichtige Begriffe zu unterscheiden, die Samplingfrequenz (immer 150 MHz), die dezimierten IQ-Rate (1 – 75 MSamples/s) sowie die letztliche Bandbreite des Signals, die 80% der eingestellten IQ-Rate beträgt und symmetrisch um die eingestellte Mittenfrequenz liegt. Für die folgenden

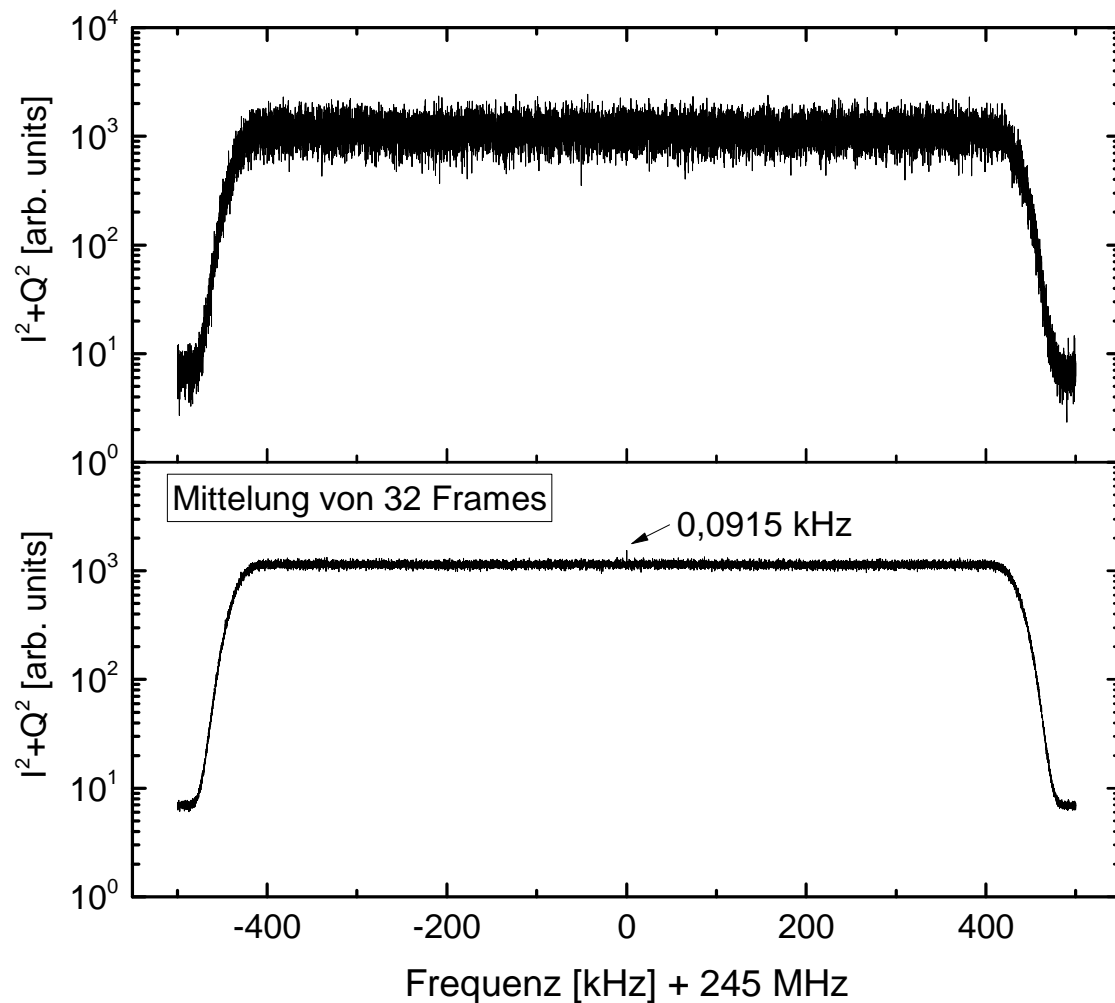
## 5.2. AUFNAHME EINER BLINDMESSUNG ALS TEST FÜR DEN VSA

---

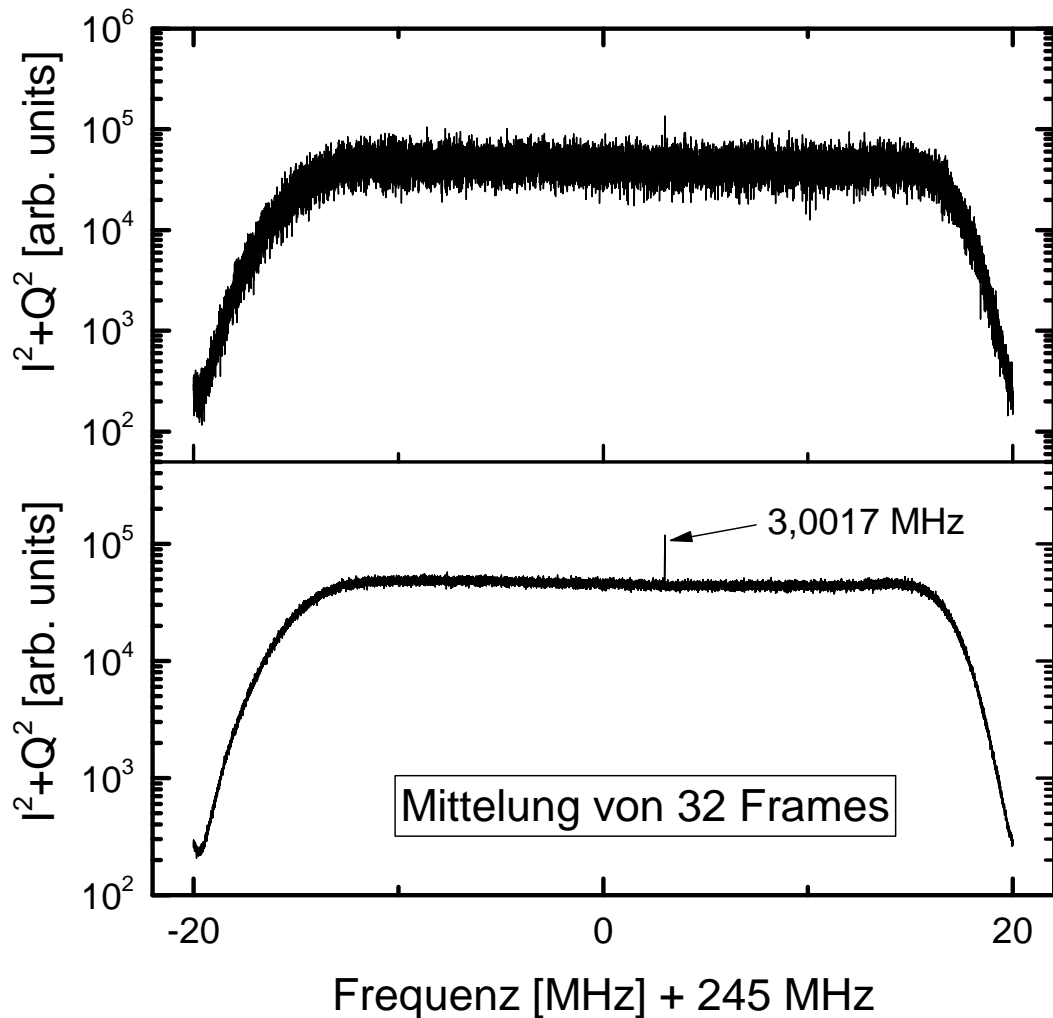
Testmessungen wurde mit einer Mittenfrequenz von 245 MHz gearbeitet, entsprechend der Arbeitsfrequenz des neuen Schottky-Aufnehmers am ESR (vgl. Abschnitt 3.1.3).

Es wurden verschiedene Blindmessungen durchgeführt von denen hier zwei mit unterschiedlichen IQ-Raten gezeigt werden. Bei der ersten Messung wurde mit der minimalen IQ-Rate von 1 MSample/s gemessen. Für die Erstellung des Spektrums wurden 65536 IQ-Paare transformiert und es wurde ein Rechteckfenster für die FFT verwendet. Abbildung 5.3 zeigt in der oberen Hälfte das entsprechende Spektrum, welches eine Frequenzauflösung von 15,26 Hz bei einer Aufnahmedauer von 65,54 ms besitzt. Auf beiden Seiten sind die abfallenden Flanken des internen Bandpassfilters zu sehen, während der mittlere Bereich flach ist. Bei Mittelung von 32 Spektren (Abbildung 5.3 unten), die das Rauschen reduziert, lässt sich ein kleiner Störpeak (engl. „Spur“) erkennen.

In der zweiten Messung wurde eine Blindmessung ebenfalls bei der Mittenfrequenz von 245 MHz bei einer hohen IQ-Rate von 40 MSamples/s aufgenommen, was einer Bandbreite von 32 MHz ( $\pm 16$  MHz) entspricht. Bei der Erstellung des Spektrums wurde ein Rechteckfenster verwendet, allerdings wurde die FFT mit 262144 Punkte durchgeführt. Dadurch besitzt das Spektrum eine Frequenzauflösung von 152,59 Hz bei einer Aufnahmedauer von 6,55 ms. Abbildung 5.4 zeigt analog zu Abbildung 5.3 oben ein einzelnes Frame und unten die Mittelung über 32 solcher Spektren. Hier lässt sich sagen, dass bereits bei -12 MHz das Spektrum anfängt abzufallen. Außerdem ist der Abfall links und rechts von der Mittenfrequenz nicht symmetrisch. Auf der positiven Seite wird die volle lineare Bandbreite bis +16 MHz erreicht.



**Abbildung 5.3:** Spektrum ohne Eingangssignal (Blindmessung) mit einer IQ-Rate von 1 MSample/s bei einer Mittenfrequenz von 245 MHz. Der Abfall auf beiden Seiten wird durch interne Bandpassfilter verursacht. In der oberen Hälfte ist das Spektrum einer 65536 Punkt großen FFT und in der unteren Hälfte die Mittelung über 32 solcher Spektren gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die Bandbreite auf 80% der IQ-Rate begrenzt ist, was in Übereinstimmung mit der Dokumentation des Herstellers steht.



**Abbildung 5.4:** Spektrum ohne Eingangssignal mit einer IQ-Rate von 40 MSamples/s bei einer Mittenfrequenz von 245 MHz. Der Abfall auf beiden Seiten wird durch interne Bandpassfilter verursacht. Zusätzlich zu der Begrenzung der Bandbreite von 80% der IQ-Rate ist hier eine weitere Begrenzung auf der negativen Seiten zu erkennen. Im Frequenzbereich von 120 MHz bis 330 MHz ist die Bandbreite durch Filter auf 20 MHz beschränkt (Tabelle 4.1). In der oberen Hälfte ist das Spektrum einer 262144 großen FFT und in der unteren Hälfte die Mittelung über 32 solcher Spektren gezeigt.



Die Einschränkung der Bandbreite rührt von den internen Eingangsfiltren her, die für Eingangsfrequenzen zwischen 120 MHz und 330 MHz lediglich eine Bandbreite von 20 MHz garantieren (Tabelle 4.1).

Des Weiteren findet sich bei +3001,7 kHz rechts von der Mittenfrequenz ein Störsignal „Spur“. Solche Störungen rühren von der internen Elektronik her und sind nicht vermeidbar. In diesem Fall ist allerdings nur ein solcher Peak sichtbar, der zudem eine sehr niedrige Intensität besitzt.

### 5.3 Aufnahme von Spektren mit Testsignalen

In diesem Abschnitt werden Tests dargestellt, bei denen Testsignale mit einem Frequenzgenerator erzeugt wurden. Das verwendete Testsignal hatte eine Frequenz von 250 MHz und eine Leistung von -20 dBm. Die DAQ wurde für die Aufnahme auf eine Mittenfrequenz von 250 MHz, eine IQ-Rate von 40 MSamples/s und ein Referenzlevel von 0 dBm eingestellt. Für die Fourier-Transformation wurden 262144 Punkte verwendet, was bei der eingestellten Samplingrate eine Frequenzauflösung von ca. 152,59 Hz und eine Zeitauflösung von ca. 6,55 ms für ein Frame bedeutet.

Abbildung 5.5 zeigt die mit diesen Einstellungen erhaltenen Spektren. Für diese Spektren wurde für die Transformation ein Rechteckfenster verwendet und nach der Transformation jeweils 1024 Spektren gemittelt, womit diese jeweils einer Aufnahmedauer von ca. 6,7 Sekunden entsprechen. Diese Mittelung über 1024 Spektren verbessert das Signal-zu-Rausch-Verhältnis deutlich, lässt sich jedoch nur bei zeitlich konstanten oder langsam veränderlichen Signalen einsetzen, da sonst die Signale durch die Mittelung verfälscht werden. Im oberen Spektrum beträgt die Bandbreite 80% der aufgenommenen IQ-Rate (vgl. Abschnitt 5.2). Zusätzlich zum Signalpeak findet man ein Störsignal bei 2985,15 kHz. Im unteren Spektrum der Abbildung 5.5 ist der Bereich  $\pm 10$  kHz um das Signal vergrößert. Hier ist gut zu erkennen, dass der Peak bei genau 250 MHz liegt. Zudem lassen sich die für das Rechteckfenster typischen abfallenden exponentiellen Flanken erkennen.

Wie in Abschnitt 3.2.3 schon ausgeführt wurde, gibt es eine ganze Reihe von unterschiedlichen Fensterfunktionen, mit denen die Samplepunkte vor der FFT multipliziert werden können. Zum Vergleich wird ein Testsignal mit vier verschiedenen Fensterfunktionen ausgewertet, um die Auswirkungen auf die Spektren zu zeigen. Dafür werden Rechteck-, Von Hann-, Hamming-

Fenster, sowie die Multitapermethode verwendet. Die jeweilige Formel der Fensterfunktion ist für das Rechteckfenster in Gleichung 3.16, das Von Hann-Fenster in Gleichung 3.18 und für das Von-Hamming-Fenster in Gleichung 3.17 angegeben.

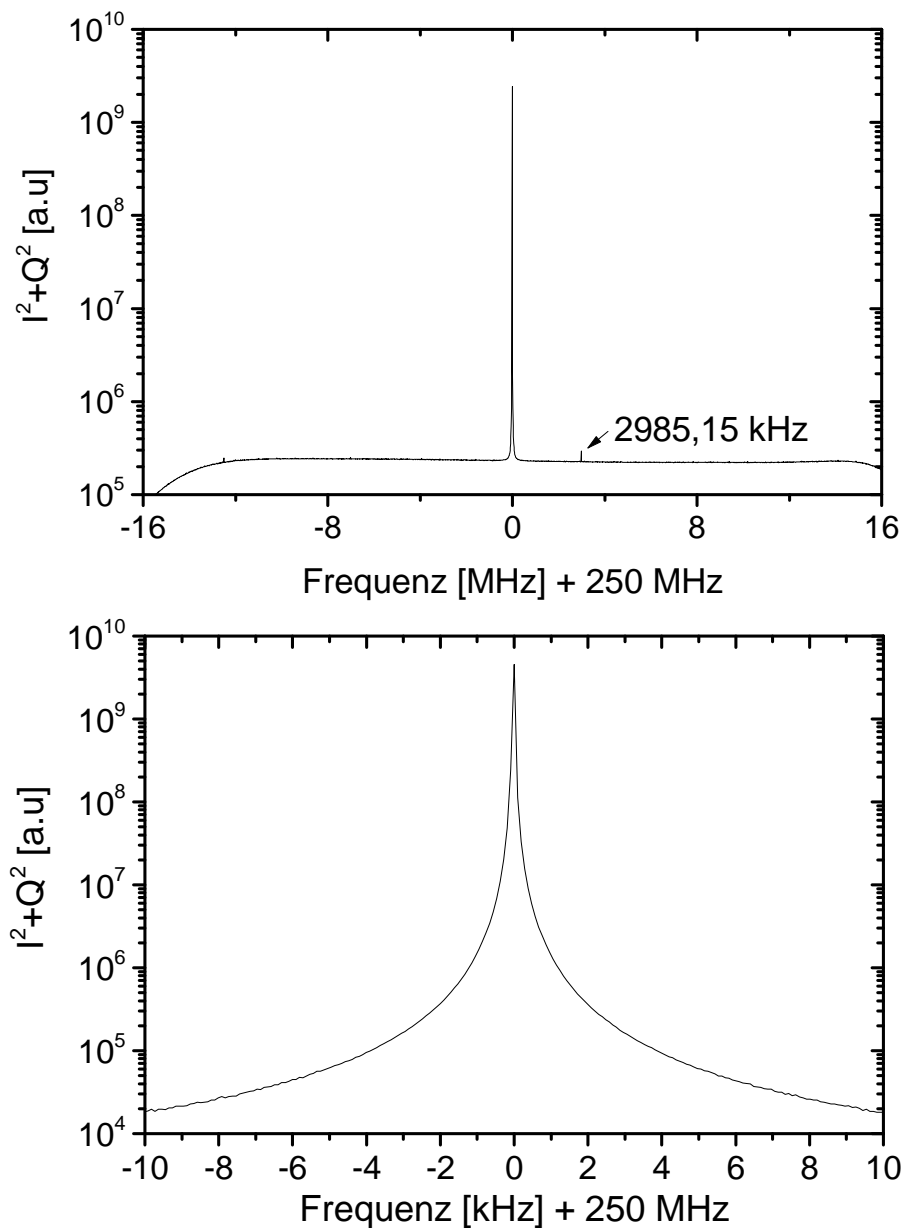
Abbildung 5.6 zeigt die vier Spektren. Die Mittenfrequenz betrug bei den Messungen 250 MHz und die IQ-Rate 5 MSamples/s. Um das SNR zu verbessern wurden jeweils 1024 Spektren gemittelt. Für die Multitapermethode wurden die Ordnung (3,4) gewählt.

Die Auswirkungen auf den Leckeffekt der unterschiedlichen Fenster lassen sich hier im Vergleich zwischen Breite des Hauptmaximums und dem Verhältnis der Höhe des Haupt- zu einem Nebenmaximum (Signal-zu-Untergrund-Verhältnis) sehen.

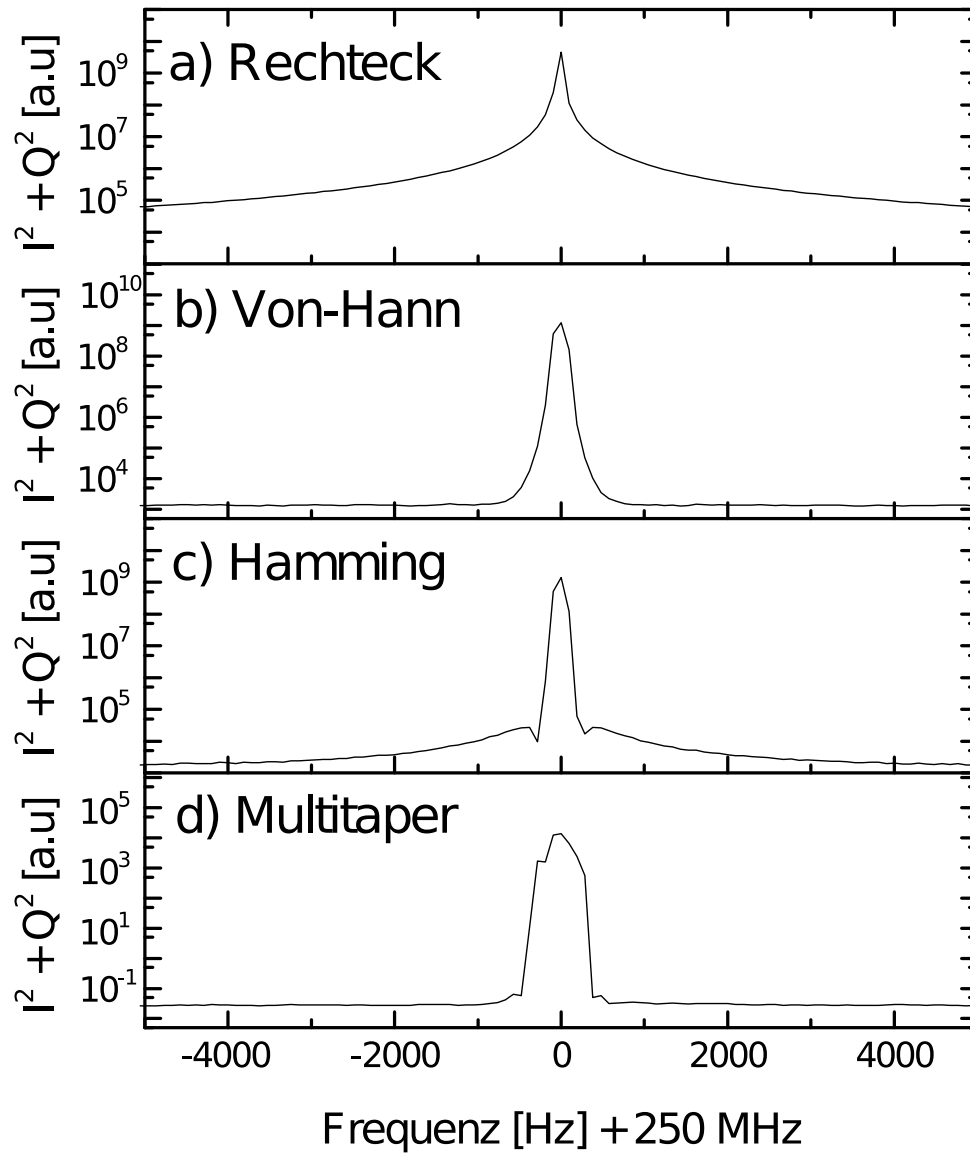
Das Rechteckfenster besitzt das schmalste Hauptmaximum, aber das schlechteste Signal-zu-Untergrund-Verhältnis. Das Von-Hann- bzw. das Hammingfenster besitzen breitere Hauptmaxima, zeigen dafür aber bessere Signal-zu-Untergrundverhältnisse.

Die Multitapermethode ist hinsichtlich dieser Eigenschaft optimiert. Je höher die Ordnung der verwendeten Taper ist, desto breiter ist das Hauptmaximum. Bei dem hier gezeigten Tapern der 4. Ordnung ist das Hauptmaximum zwar recht breit, dafür ist aber der Leckeffekt stark unterdrückt.

Wenn nicht anders erwähnt, wird im weiteren Verlauf der Arbeit das Rechteckfenster verwendet.



**Abbildung 5.5:** Messung eines Testsignals mit der Frequenz von 250 MHz mit der NTCAP-DAQ. Das Signal wurde mit einer IQ-Rate von 40 MSamples/s aufgenommen, was einer nominellen Bandbreite von 32 MHz entspricht. Wie in 4.3 ausgeführt, ist die Bandbreite für den gewählten Frequenzbereich durch analoge Filter auf 20 MHz eingeschränkt. In der oberen Hälfte der Abbildung wurde der Frequenzbereich von  $\pm 16$  MHz abgebildet, während unten der Bereich von  $\pm 10$  kHz um den Peak gespreizt wurde. Für das Spektrum wurden 262144 Punkte transformiert und es wurde über 1024 Spektren gemittelt. Damit besitzt das Spektrum eine Frequenzauflösung von 152,59 Hz und eine Aufnahmedauer von 6,7 s. In der oberen Abbildung ist außerdem ein Störpeak bei 2985,15 kHz zu beobachten.



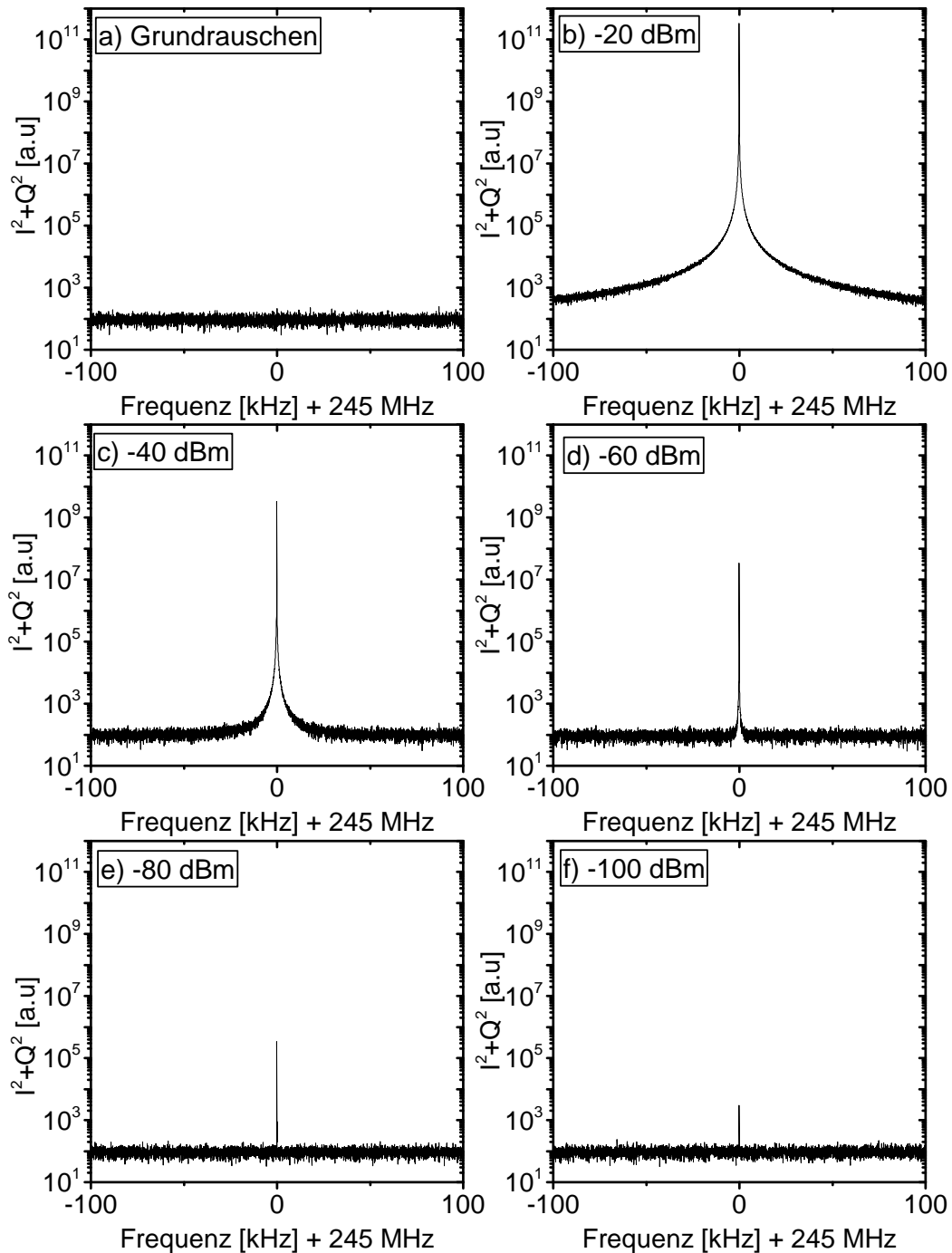
**Abbildung 5.6:** Hier wurde das Testsignal aus Abbildung 5.5 mit unterschiedlichen Fensterfunktionen sonst aber gleichen Einstellungen transformiert. Gezeigt sind hier Rechteck, Von-Hann-, Hamming-Fenster und Multitaper (Ordnung 3,4).

### 5.4 Bestimmung der Empfindlichkeit der NTCAP-DAQ

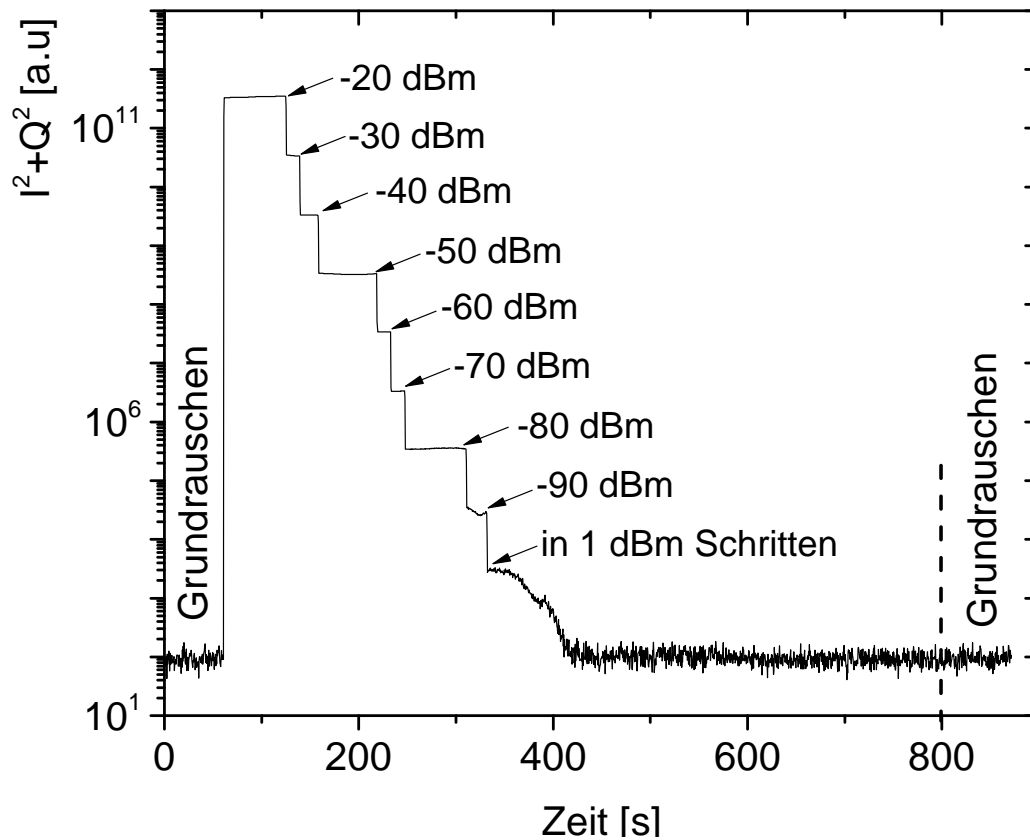
In diesem Abschnitt wird eine Messung zur Überprüfung der Empfindlichkeit der DAQ gezeigt. Die Idee hinter der Messung ist, zuerst das Grundrauschen aufzuzeichnen, danach ein starkes Signal (-20 dBm), dessen Stärke sukzessiv bis zur Nachweisschwelle reduziert wird. Dadurch kann die Signalstärke gefunden werden, bei der das eingespeiste Signal vom Grundrauschen nicht mehr zu unterscheiden ist. In der Messung wurden in den ersten 60 Sekunden das Rauschen der Elektronik aufgenommen sowie Signale von -20 dBm, -50 dBm und -80 dBm für 60 s und Signale mit einer Stärke von -30 dBm, -40 dBm, -60 dBm, -70 dBm und -90 dBm für jeweils 15 s. Ab -100 dBm wurde die Signalstärke in 1 dBm-Schritten reduziert, wobei hier im Online-Spektrum das Signal kaum noch zu erkennen war. Die Reduzierung wurde bis zum Minimum des Frequenzgenerators von -120 dBm fortgesetzt und anschließend noch einmal das Rauschen für ein paar Sekunden aufgenommen. Der Frequenzgenerator wurde auf eine Frequenz von 245 MHz eingestellt. Die Mittenfrequenz für die Datenaufnahme betrug ebenfalls 245 MHz und als IQ-Rate wurde 5 MSamples/s gewählt, was einer Bandbreite von 4 MHz entspricht. Die Größe der FFT betrug jeweils 131072 Punkte und als Fensterfunktion wurde ein Rechteckfenster gewählt.

Exemplarisch sind in Abbildung 5.7 sechs Schottky-Spektren bei den verschiedenen Signalstärken gezeigt. Es ist jeweils der Frequenzbereich von  $\pm 100$  kHz dargestellt. Das erste Spektrum in Abbildung 5.7 zeigt das Grundrauschen der Elektronik. Im Verlauf der folgenden fünf Spektren, ist zu erkennen wie der Peak immer kleiner wird und sich dem Untergrund annähert, aber selbst bei -100 dBm noch deutlich aus dem Untergrund heraustritt.

Abbildung 5.8 zeigt den zeitlichen Verlauf der integrierten Peakfläche der aufgenommenen Schottky-Spektren. Entsprechend den Wechseln der Intensität am Frequenzgenerator ist eine Treppenstruktur zu erkennen. Bei -90 dBm ist in der Stufe ein Knick erkennbar, der nicht geklärt werden konnte. Aus dieser Aufnahme kann die mit der DAQ noch nachweisbare minimale Signalstärke von -118 dBm angegeben werden. Hier sollte jedoch betont werden, dass die Bestimmung dieser Untergrenze erst bei der Offline-Auswertung möglich war.



**Abbildung 5.7:** Sechs Schottky-Spektren mit unterschiedlichen Signalstärken. Für die FFT wurden jeweils 131072 Punkte verwendet und es ist jeweils nur ein Frame gezeigt. Als Mittenfrequenz wurde 245 MHz und als IQ-Rate wurde 5 MSamples/s gewählt. Die Frequenzauflösung beträgt jeweils 38,15 Hz und die Zeitauflösung 26,21 ms. Zur Transformation wurde ein Rechteck-Fenster verwendet.



**Abbildung 5.8:** Integrierte Schottky-Fläche für verschiedene Signalleistungen des Signalgenerators. Weitere Details im Text.

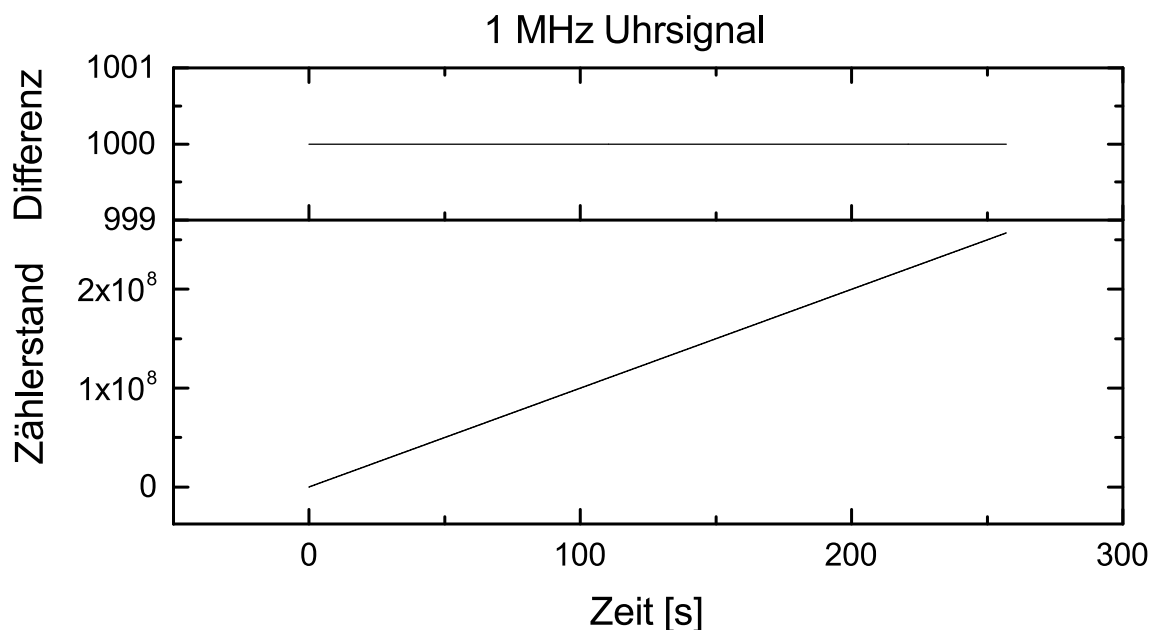
### 5.5 Tests der Zählerkarte

Die Zählerkarten NI PXIe-6612 wurden mit Signalen des NIM-Uhrmoduls CL1001 (siehe Abschnitt 5.1) getestet. Diese Uhr erzeugt Signale mit den festen Frequenzen:  $10^{-1}$ , 1, 10, 100,  $10^3$ ,  $10^4$ ,  $10^5$ ,  $10^6$  Hz. Zusätzlich wurden noch Signale durch das Modul RD2000 untersetzt (vgl. Tabelle 5.1). Diese Signale wurden auf die Kanäle der Zählerkarten aufgesteckt und gezählt. Die jeweiligen Zählerstände werden von der Elektronik ausgelesen, wenn von extern ein Triggersignal (Auslesetrigger) gesendet wird. Der Zähler wird beim Auslesen nicht gelöscht.

Das Auslesesignal wurde ebenfalls von der Uhr CL1001 erzeugt und besaß eine Frequenz von 1 kHz für alle folgenden Messungen. Zunächst wurde ein Funktionstest aller Kanäle

durchgeführt. Im Weiteren wurde alle Kanäle dahingehend überprüft, ob die Signale vollständig gezählt wurden.

Auf den ersten Kanal wurde ein Signal von 1 MHz gegeben, sodass sich der Kanalinhalt mit jeder Auslese um den Wert 1000 konstant erhöht. Abbildung 5.9 zeigt unten den Zählerstand und oben die Differenz zwischen aufeinander folgenden Auslesungen. Bei einer Messzeit von 257024 Millisekunden (ca. 4 Minuten und 17 Sekunden) gibt es keine Abweichung vom erwarteten Verhalten, d.h. kein Zählsignal geht verloren.

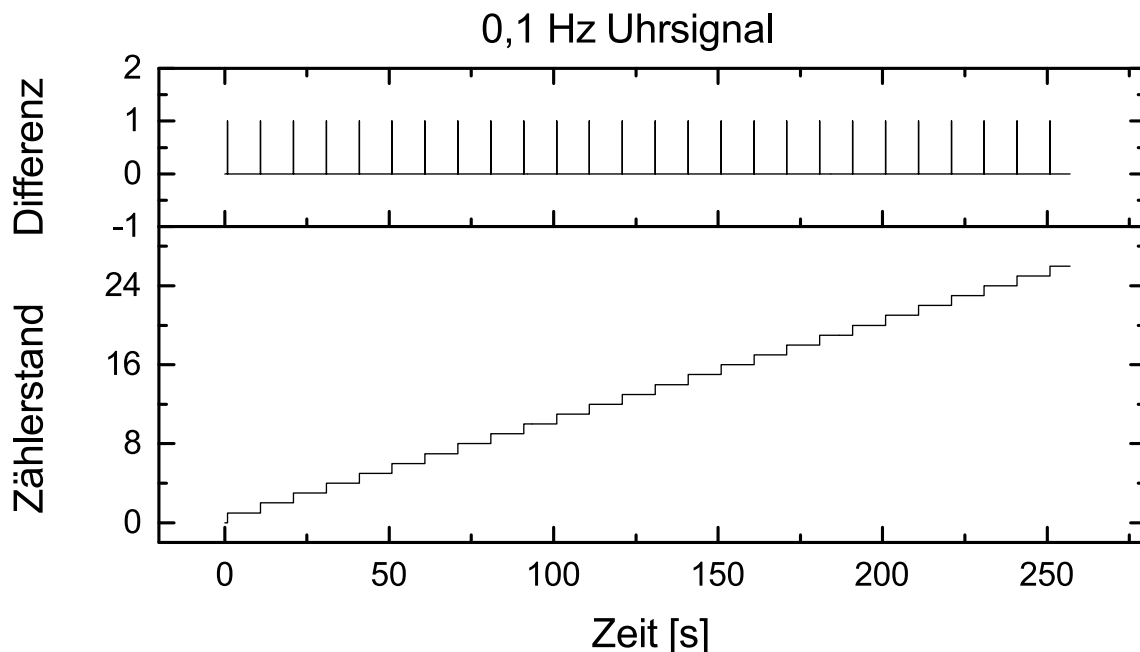


**Abbildung 5.9:** Zählerstände und Differenzen für die Messung eines Testsignals von 1 MHz und einer Ausleserate von 1 kHz.

Im Weiteren wurden ein Signal mit einer Frequenz von 0,1 Hz verwendet (siehe Abbildung 5.10). Der Zähler zählt die Signale regelmäßig hoch, und es werden keine zusätzlichen Signale fälschlicherweise gezählt.

Dieses Verfahren wurde für alle Frequenzen zwischen 0,1 Hz bis 1 MHz durchgeführt, jeweils mit dem erwarteten Ergebnis, also weder Zusatzpulse, ausgelassene Impulse noch verpasste Trigger.





**Abbildung 5.10:** Zählerstände und Differenzen für die Messung eines Testsignals von 100 mHz und einer Ausleserate von 1 kHz.

### 5.6 Synchronizität von Zählern und VSA

Im letzten Abschnitt wurde mit Hilfe einer externen Uhr überprüft, ob die Zählerkanäle funktionieren. Die externe Uhr stellt zeitgleich das Auslesesignal (Triggersignal) von 1 kHz und die zu zählenden Signale zur Verfügung. Insofern wurden diese Signale alle vom selben 10 MHz Oszillator durch Teilung abgeleitet.

Zur Überprüfung der Synchronizität zwischen den beiden Zählern und dem VSA wurde als Referenz die äußerst genaue OCXO-Uhr verwendet. Zum Vergleich wurden die internen Uhren der Zählerkarten aufgezeichnet. Die interne Uhr besitzt eine spezifizierte Genauigkeit von 50 ppm und kann mit 100 MHz, 20 MHz und 100 kHz in den Zählern abgefragt werden [96]. Im Test wurden lediglich das 100 kHz und das 20 MHz Signal verwendet. Zusätzlich wurde auch das Zeitsignal der OCXO-Uhr (siehe Abschnitt 4.5) gezählt, die eine Genauigkeit von 80 ppb und eine Frequenz von 10 MHz besitzt. Das Signal der OCXO-Uhr dient auch als Referenzsignal für den VSA, sodass sich auf diese Weise die Synchronisation zwischen VSA und Zählerkarte überprüfen lässt. Neben diesen drei Signalen wurden zusätzlich noch ein 1 Hz Signal aus dem

NIM-Modul (siehe Abschnitt 5.1) aufgeteilt und simultan von einem Zählerkanal und vom VSA aufgezeichnet. Der steile Rechteckimpuls erzeugt im VSA ein periodisches Störsignal, das zum Vergleich der Zählerstände mit dem VSA verwendet werden kann.

### 5.6.1 Relative Genauigkeit der verwendeten Uhren

Zunächst wurde die Zählerkarte mit dem internen 100 kHz Signal getestet, wobei das 1 kHz Triggersignal von der bestehenden NIM Uhr stammt. Das Ergebnis ist in der Abbildung 5.11 gezeigt. Da die interne Uhr und externe Trigger unterschiedliche Oszillatoren verwenden, lassen sich Abweichungen in den Differenzen der Zählerstände erkennen. Dabei weicht die Differenz der Zählerstände aber nicht mehr als um  $\pm 1$  von den erwarteten Wert von 100 ab. Hier kann die relative Genauigkeit zwischen der externen NIM-Uhr und der inneren Uhr abgeschätzt werden. Für die interne 100 kHz Uhr beträgt die Differenz des Zählerstands  $29,981896 \cdot 10^6$ . Dies dividiert durch die Frequenz von 100 kHz ergibt die Zeit der Messdauer von 299,81896 s. Der Zählerstand wurde während der Messung von der externen Uhr  $299,818 \cdot 10^3$  mal ausgelesen, entsprechend einer Zeitdauer von 299,818 Sekunden. Der Unterschied zwischen beiden Uhren beträgt 0,96 ms. Damit ergibt sich eine relative Ungenauigkeit von:

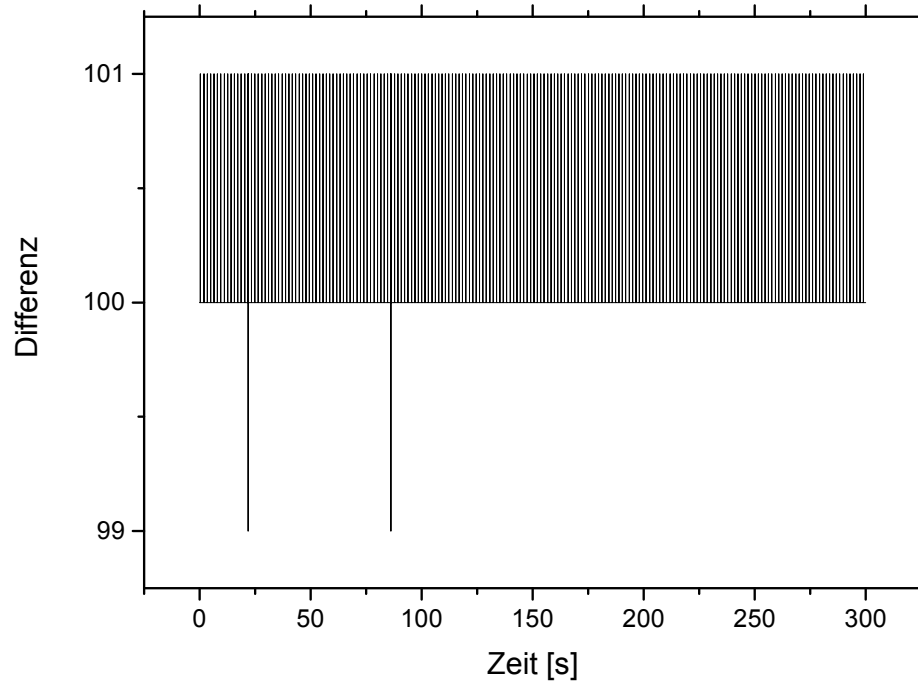
$$\frac{0,96 \text{ ms}}{299,81896} \approx 3,2 \text{ ppm} \quad (5.1)$$

Als nächstes wurde das 80 ppb genaue Signal der OCXO-Uhr mit der Frequenz von 10 MHz mit Hilfe der Zählerkarte gezählt. Die OCXO-Uhr ist die genaueste Uhr im Aufbau (80 ppb), sodass sie als Zeitreferenz dienen kann. Das Ergebnis der Rohdaten ist in Abbildung 5.12 dargestellt. Die Zählerstände weichen wie bei der 100 kHz Uhr um nicht mehr als um eine Einheit von dem erwarteten Wert von  $10 \cdot 10^6$  ab. An dieser Stelle lässt sich die relative Genauigkeit zwischen der externen NIM-Uhr, die das Triggersignal zur Verfügung stellt, und der OCXO-Uhr erkennen und berechnen. Im Verlauf der Testmessung nimmt der Zählerstand der OCXO-Uhr um einen Wert von  $2,998213485 \cdot 10^9$  zu. Dies dividiert durch die Frequenz der OCXO-Uhr von 10 MHz liefert eine Wert für die Zeitdauer der Messung von 299,8213485 s.

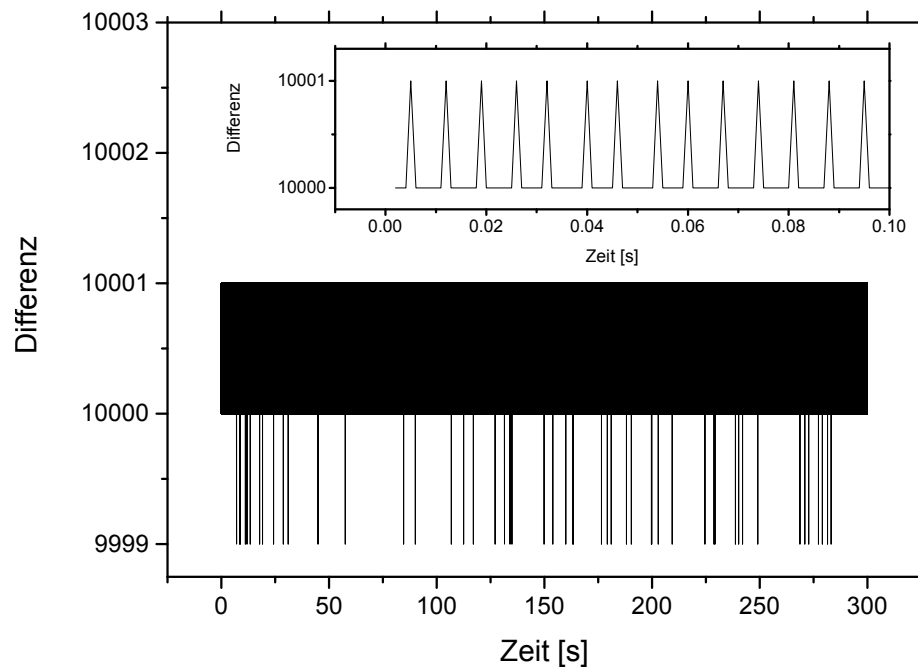
Die nach der externen NIM-Uhr vergangene Zeit beträgt 299,818 s und damit ergibt sich ein Differenzwert von 3,3485 ms. Daraus ergibt sich durch Division durch die Zeit von 299,818 s eine relative Genauigkeit der externen NIM-Uhr von 11,17 ppm gegenüber der OCXO-Uhr.

---

**Abbildung 5.11:**  
Differenz der Zählerstände des Zählers des internen 100 kHz Signals, wobei der Trigger mit Hilfe der externen NIM-Uhr mit 1 kHz erfolgt.

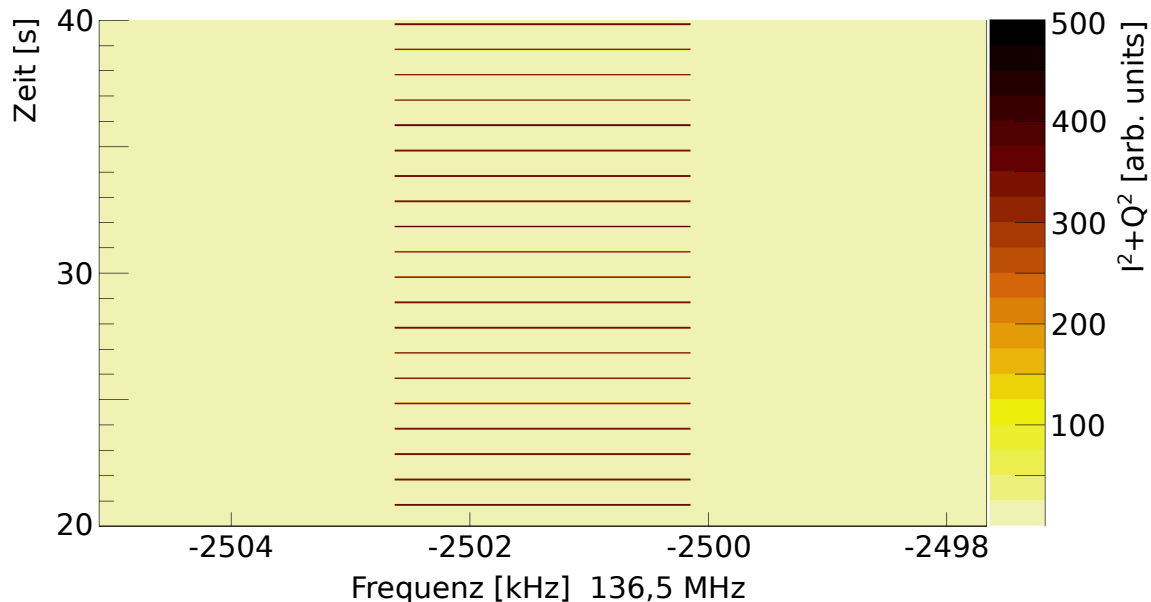


**Abbildung 5.12:**  
Messung des 10 MHz OCXO-Uhrensinal (Genauigkeit von 80 ppb). Die Differenz der Auslesewerte der ersten 0,1 s ist vergrößert dargestellt.



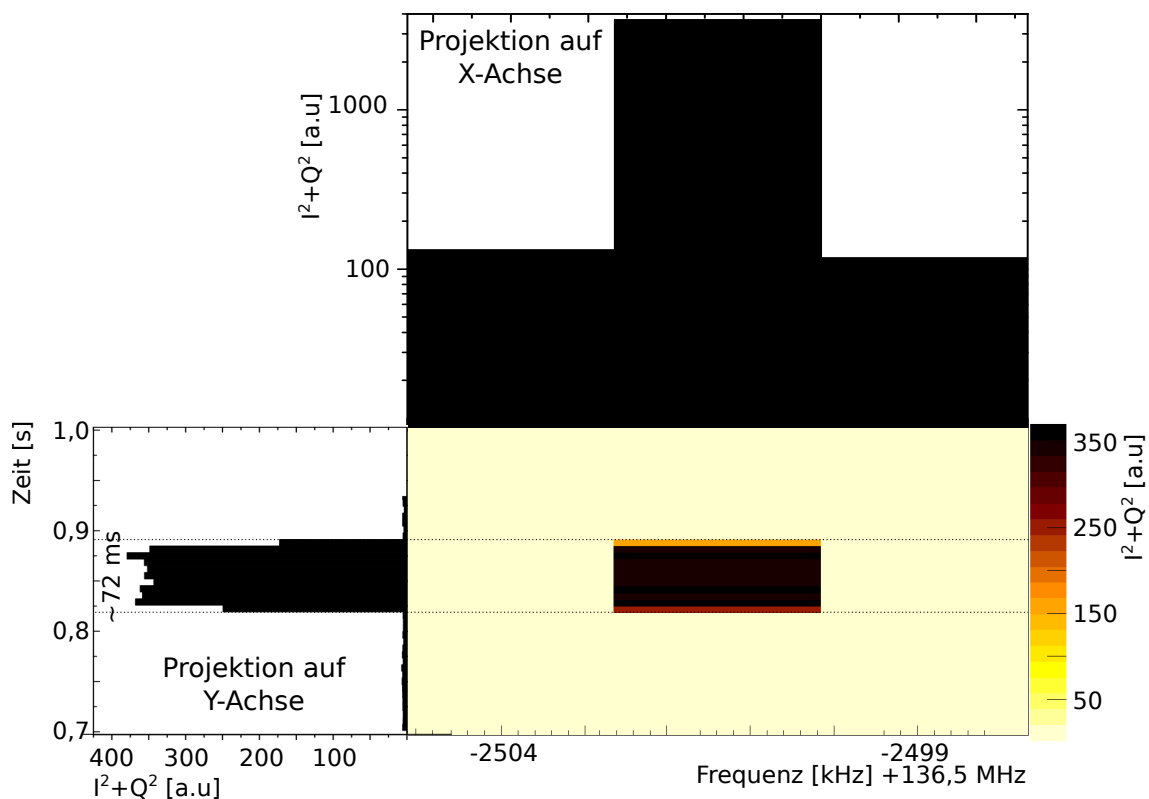
### 5.6.2 Vergleich von VSA und Zählerkarten

Die NTCAP-DAQ besitzt drei datenaufzeichnende Komponenten, die jeweils eine eigene Uhr besitzen: den VSA und die beiden Zählerkarten. Diese Datenströme müssen synchron erfasst und abgespeichert werden, um später gemeinsam verwendet werden zu können. Ziel dieses Tests war es zu zeigen, dass auch nach längeren Datenaufnahmezeit die Komponenten der Datenerfassung immer noch synchron arbeiten. Als Referenz dient in den Messungen die 10 MHz OCXO-Uhr mit ihrer Genauigkeit von 80 ppb. Dieses Signal wurde auch auf beide Zählerkarten gesteckt und gezählt. Bei einer Genauigkeit von 80 ppb ergibt sich pro Tag eine Ganggenauigkeit von 6,912 ms pro Tag.



**Abbildung 5.13:** Zeitliche Evolution des 1 Hz Signals im VSA für die Dauer von 20 s.

Der durchgeführte Test bestand darin, dass ein externes Uhrsignal mit einer Frequenz von 1 Hz gleichzeitig auf VSA und auf einen Zählerkanal eingespeist wurde. Der Auslesetrigger für die Zählerkarte für diese Messung hatte eine Frequenz 1 kHz. Die steile Flanke des 1 Hz Signals erzeugt ein periodisches Signal im VSA, das eine Frequenzbreite von 2,5 kHz sowie eine zeitliche Dauer von 72 Millisekunden besitzt. Abbildung 5.13 zeigt das aus dem aufgezeichneten 1 Hz Signal erzeugte VSA-Spektrum. Eines dieser Signale wurde in der Abbildung 5.14 vergrößert dargestellt und die Projektionen auf die x- und y-Achse wurden eingezeichnet.



**Abbildung 5.14:** Vergrößerte Darstellung einer Flanke aus Abbildung 5.13 und ihre Projektionen auf die x- und y-Achse.

Für die Auswertung dieser Messung wurden geprüft, ob die Uhren im Laufe der Messzeit auseinander laufen. Hierfür wurde die Differenz der Zählerstände beider Uhren zeitlich aufgelöst betrachtet. Das Ergebnis ist, dass im Laufe der Messzeit von 1 Stunde und 39 Minuten kein auseinanderlaufen der Uhren beobachtet werden konnte.

## 5.7 Inbetriebnahme der Datenaufnahme am ESR

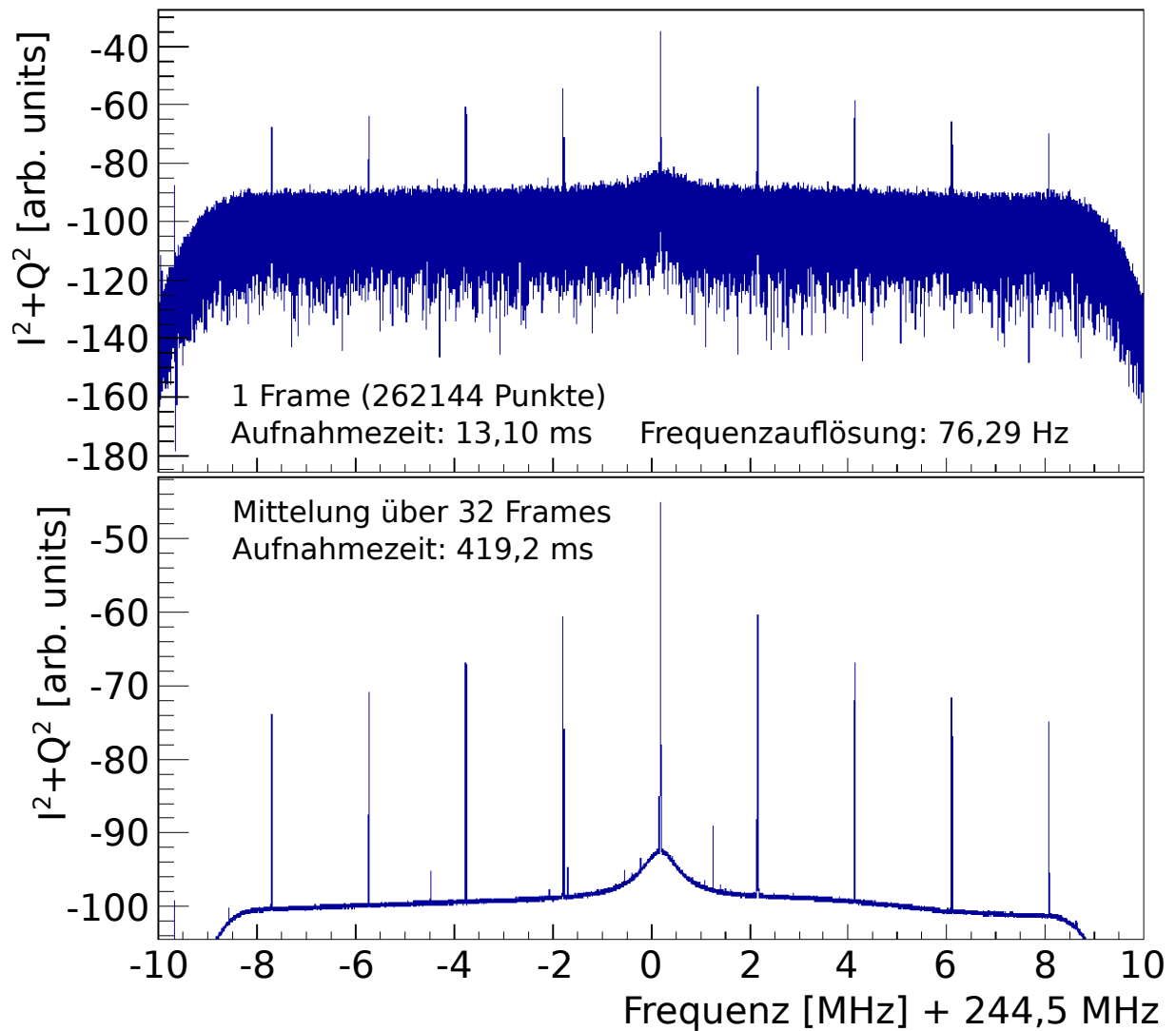
Am ESR wurde die Datenaufnahme zum ersten Mal bei einem Experiment mit einem  $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahl mit einer Energie von 400 AMeV verwendet und getestet. Bei dieser Energie besitzen die gespeicherten Ionen eine Umlauffrequenz von 1,972682 MHz. Die vom Schottky-Resonator aufgenommenen Schottky-Signale wurden über den in Abbildung 4.2 gezeigten Signalweg zur

NTCAP-Datenaufnahme transportiert und dort vom VSA aufbereitet und abgespeichert. Dieser wurde auf eine Mittenfrequenz von 244,5 MHz und eine IQ-Rate von 20 MSamples/s eingestellt. Die Schottky-Signale wurden über einige Stunden aufgezeichnet und einer FFT unterzogen. Dabei betrug die Fenstergröße 262144 Punkte und als Fensterfunktion wurde eine Serie von Multitaperfunktionen verwendet. Eines der so erstellten Schottky-Spektren ist in der oberen Hälfte der Abbildung 5.15 gezeigt. Für die untere Hälfte dieser Abbildung wurden 32 dieser Spektren gemittelt. Beide Spektren besitzen die bekannten abfallenden Flanken ( $\pm 40\%$ ) an der rechten und linken Seiten des Spektrums (Bandbreite  $\pm 8$  MHz). Auf dem Untergrund sind neun sehr große Peaks zu erkennen. Dabei handelt es sich um die 121. bis 129. Harmonische des Strahls, wobei sich ihre Intensitäten scheinbar unterscheiden.

Der auffällige Buckel in der Mitte des Spektrums unter der 125. Harmonischen ist die Resonanzkurve des Schottky-Resonators, die an dieser Stelle aus dem Untergrundrauschen hervortritt. Es ist zu erkennen, dass das Signal der Ionen auf diesem Buckel am meisten verstärkt wird und für die Harmonischen nach links und rechts sukzessive abnimmt.

Die hier gezeigten neun Harmonischen des umlaufenden Strahls zeigen deutlich den Vorteil der neuen Datenaufnahme NTCAP und zwar deren große Bandbreite mit der sich ein geringer zeitlicher Abstand der Samplepunkte ergibt (hier von 50 ns). Je nach Größe der FFT, lässt sich eine unterschiedliche Zeit bzw. Frequenzauflösung erreichen (vgl. Abschnitt 3.2). Alternativ lassen sich mehrere Punkte mitteln, was zwar die IQ-Rate vermindert, gleichzeitig das SNR verbessert.

In Abbildung 2.7 im Abschnitt 2.2.1.1 ist ein zeitaufgelöstes Schottky-Spektrum um die 125. Harmonische des Strahls über knapp 600 Sekunden gezeigt. Die Parameter für die FFT sind dieselben wie in Abbildung 5.15. Zu sehen ist der Kühlvorgang des Kohlenstoffstrahls durch die Elektronenkühlung. Dieser Prozess fängt mit der Injektion eines neuen heißen Strahls bei  $t = 25$  s an. Davor ist ein bereits gekühlter Strahl mit kleiner Impulsbreite zu sehen. Diese Breite verringert sich kontinuierlich über die nächsten 10 Minuten bis der Strahl am Ende eine Breite von ca. 25 kHz besitzt.



**Abbildung 5.15:** Messung an einem gespeicherten  $^{12}\text{C}^{6+}$  Kohlenstoffstrahl bei einer Energie von 400 AMeV während der Inbetriebnahme der Datenaufnahme am ESR . Die Datenaufnahme war auf eine IQ-Rate von 20 MSamples/s eingestellt. Damit konnten gleichzeitig neun Harmonische aufgezeichnet werden. Diese Bild wurde in [16] veröffentlicht.





## 6. NTCAP-DAQ als „Strahllogbuch“

In diesem Kapitel wird die Anwendung der neu entwickelten Datenaufnahme NTCAP als kontinuierliches Strahllogbuch gezeigt. Bei dieser Anwendung werden verschiedene Parameter eines Ionenstrahls wie Fläche, Mittelwert, Breite und Schiefe aus den Schottky-Spektren bestimmt. Diese Werte dienen als Maß für die Strahlqualität und dokumentieren den Verlauf eines Experiments. Genauer können aus diesen vier Parametern die Intensität, die Strahlenergie bzw. ihre Konstanz sowie die Impulsunschärfe  $\delta p/p$  gewonnen werden. Die Schottky-Daten können dabei zeitsynchron mit den Daten des Hauptexperiments (siehe Abschnitt 6.1) aufgezeichnet werden und nach Abschluss des Experiments („Offline-Analyse“) evaluiert werden. Dadurch wird der Verlauf eines Experiments bzgl. der Strahlparameter wie in einem Laborbuch („Logbuch“) aufgezeichnet. Als ein Beispiel für diese Anwendung werden die Schottky-Daten zu einem Experiment zur Laserspektroskopie am wasserstoff- und lithiumartigen Wismut [31–33] vorgestellt und diskutiert. Ähnliche Experimente zur Laserspektroskopie von Wismut wurden bereits früher an der GSI durchgeführt [34, 36, 108].

Zunächst wird das am ESR durchgeführte Laserspektroskopieexperiment kurz vorgestellt. Dabei wird betont, wie die aufgezeichneten und ausgewerteten Schottky-Signale dieses Experiment unterstützt haben, um die experimentellen Ergebnisse dieses Experiments zu verbessern. Das in dieser Doktorarbeit erstellte Strahlzeitlogbuch für dieses Experiment wurde der Laserspektroskopiegruppe zur Verfügung gestellt und in deren Auswertung integriert [31, 32].

### 6.1 Beschreibung des Experiments

Das Experiment wurde von der „Lithium like Bismuth Experiment with Laser Light at the ESR“ (LIBELLE)-Kollaboration in einer Strahlzeit 2014 am Speicherring ESR der GSI durch-

geführt. Das Ziel dieses Experiments war es, mit Hilfe von Laserspektroskopie die Energieaufspaltung der Hyperfeinstruktur (HFS) des 2s-Elektrons in lithiumartigen Wismut  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  mit der HFS des 1s-Elektrons in wasserstoffartigen Wismut  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  zu vergleichen. Die Messung solcher Systeme bietet eine gute Möglichkeit die Quantenelektrodynamik (QED) in extremen magnetischen Feldern zu testen [34, 109]. So „spürt“ das Elektron im wasserstoffartigen Wismut ein mittleres magnetisches Feld in der Größenordnung von 20 kT [32], welches an der Oberfläche des Atomkerns sogar eine Feldstärke von  $10^9$  T [32] erreicht. Dies ist das Tausend- bzw. Millionenfache an magnetischer Feldstärke, die durch herkömmliche supraleitenden Spulen bereitgestellt werden kann. Solche Feldstärken finden sich im Universum sonst nur noch bei extremen astrophysikalischen Objekten wie beispielsweise in Neutronensternen.

Bereits vor mehr als 25 Jahren gelang es, die HFS in wasserstoffartigen Wismut  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  mittels Laserspektroskopie am ESR zu bestimmen [36]. Im Vergleich mit der QED-Theorie zeigten sich Diskrepanzen, die jedoch nicht eindeutig QED-Beiträgen zugeschrieben werden konnten. Vielmehr ergeben sich durch unzureichende Kenntnis von Kerneigenschaften wie des magnetischen Moments  $\mu_N$ , der Ladungsverteilung des Kerns sowie insbesondere der Magnetisierungsverteilung, dem sog. Bohr-Weißkopf-Effekt (BWE), Unsicherheiten bei der Interpretation der Ergebnisse. Gleichung 6.1 gibt das Zusammenspiel der nötigen Korrekturen zur Berechnung des Energieunterschieds  $\Delta E^{(1s)}$  der HFS-Zustände an [110]:

$$\Delta E^{(1s)} = \frac{4}{3} \alpha (\alpha Z)^3 \frac{\mu}{\mu_N} \frac{m_e}{m_p} \frac{2I+1}{2I} m_e c_0^2 \cdot \{A^{(1s)}(\alpha Z)(1 - \delta^{(1s)})(1 - \epsilon^{(1s)}) + x_{\text{rad}}^{(1s)}\}. \quad (6.1)$$

In dieser Gleichung sind  $I$  der Kernspin,  $m_e$  Masse des Elektrons,  $m_p$  Masse des Protons,  $c_0$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit,  $Z$  die Ladungszahl,  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante.  $A^{(1s)}$  ist eine Korrektur, die den Unterschied zwischen nicht relativistischer und relativistischer Berechnung berücksichtigt. Die Größen  $\delta^{(1s)}$  und  $\epsilon^{(1s)}$  beschreiben Korrekturen, die von der endlichen, nicht punktförmigen Ladungs- und Magnetisierungsverteilung des Atomkerns herrühren.  $x_{\text{rad}}$  ist schließlich der QED-Anteil, also die eigentlich im Experiment gesuchte Größe. Der Index (1s) gibt an, dass die Formel für den 1s-Zustand gilt. Eine möglichst genaue Bestimmung von  $x_{\text{rad}}$  wird durch die Unsicherheiten der Kernparameter, die in die Berechnung von  $\delta^{(1s)}$  und  $\epsilon^{(1s)}$  eingehen überdeckt. Um das Problem der aus der Kernphysik stammenden Unsicherheiten zu adressieren, schlug Shabaev in [111] vor, dass man die HFS Aufspaltung  $\Delta E$  in wasser-

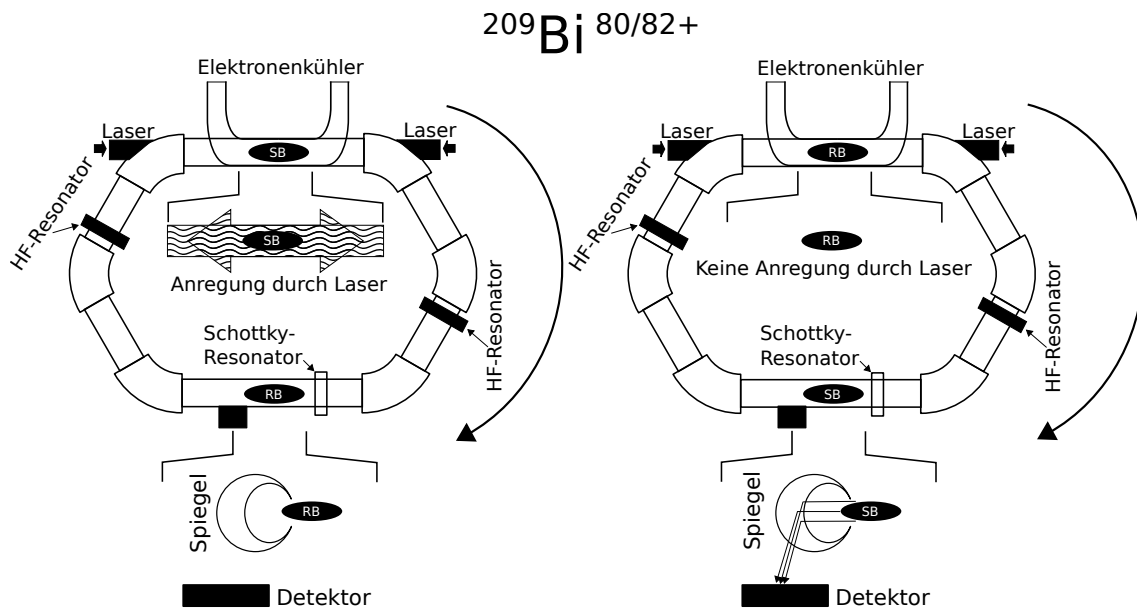
stoffartigen und lithiumartigen Systemen desselben Isotops, hier also  $^{209}\text{Bi}$ , vergleicht und die sogenannte spezifische Differenz  $\Delta'E$  bestimmt.

$$\Delta'E = \Delta E^{(2s)} - \xi \Delta E^{(1s)} \quad (6.2)$$

In dieser Definition ist  $\xi = 0,16886$  ein Parameter, der von der Theorie bestimmt wird [111]. Durch den Vergleich zweier verschiedener Ladungszustände beim selben Kernisotop  $^{209}\text{Bi}$  können so die Unsicherheiten bzgl. des Bohr-Weisskopf-Effekts und der Kernladungsverteilung eliminiert werden.

Nach mehreren vergeblichen Anläufen konnte die 2s HFS in  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  nachgewiesen werden [34, 108]. Jedoch war dieser Nachweis mit einem vergleichsweise großen Fehler behaftet, der hauptsächlich durch die Unsicherheiten in der Bestimmung der Spannung des Elektronenkühlers im ESR und der darauf basierenden Ableitung der Ionenenergie zustande kam. Dieses Problem wurde in der neuen, hier diskutierten Messung behoben. Dabei haben die zusätzlichen Kontrollmöglichkeiten der neuen Schottky-Datenaufnahme NTCAP wichtige Beiträge geliefert. Die Messungen erfolgten für  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  und  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  getrennt voneinander.  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  und  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  wurden für das Experiment jeweils bei einer Energie von 400 AMeV entsprechend einer Kühlerspannung von  $U_{\text{cool}}$  von 214 kV gespeichert. Die Wellenlängen der kollinear bzw. antikollinear ausgerichteten Laser betrug für das wasserstoffartige Wismut  $^{209}\text{Bi}^{82+}$   $\lambda = 591$  nm [31, 32] und für das lithiumartige Wismut  $^{209}\text{Bi}^{80+}$   $\lambda = 641$  nm [31, 32]. Unter Berücksichtigung des Doppereffekts erhält man für  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  eine Wellenlänge von etwa  $\lambda_0^{1s} = 244$  nm und für  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  eine Wellenlänge von etwa  $\lambda_0^{2s} = 1554$  nm. Dadurch konnten die Werte für die HFS Aufspaltung zu  $\Delta E^{1s} = 5085,03(2)(9)$  meV [31, 32] und  $\Delta E^{2s} = 797,645(4)(14)$  meV [31, 32] gemessen werden, wobei die Zahlen in Klammern die statistischen bzw. systematischen Unsicherheiten angeben.

Für die Messung wurde der Ionenstrahl mit Hilfe der RF-Kavität des ESR in zwei Strahlpakete geteilt. Das eine Strahlpaket wird mit dem Laser beschossen und dient zur Messung und wird als „Signalpaket“ bezeichnet, während beim zweiten Paket der Laser ausgeschaltet wird und die Ionen dieses Paketes damit nicht angeregt werden. Dieses zweite Paket dient zur Bestimmung des Untergrunds und wird als „Referenzpaket“ bezeichnet. Dieser Messprozess ist in Abbildung 6.1 graphisch dargestellt. Auf der linken Seite ist die Anregung des Signalpakets durch die Laser gezeigt und auf der rechten Seite nach einer halben Umlaufperiode der Durchgang dieses Signalpakets durch die Detektionsstrecke auf der anderen Seite des ESR. Auf dieser Seite



**Abbildung 6.1:** Der Ablauf des LIBELLE Experiments. Der gespeicherte Strahl wird in zwei Strahlpakete geteilt. Eines dieser Strahlpakete wird mittels des Lasers bestrahlt (linkes Bild) während das zweite Strahlpaket als Referenzpaket nach einer halben Umlaufperiode nicht beleuchtet wird (rechtes Bild). Die Ionen zerfallen mit ihrer Halbwertszeit. Ein Teil von ihnen wird mit einem Photodetektor auf der gegenüberliegenden Seite des Rings nachgewiesen.

befinden sich Detektoren, die das emittierte Licht erfassen. Der Vollständigkeit halber sollte hinzugefügt werden, dass der angeregte Zustand der Ionen im Laborsystem eine Lebensdauer  $\tau$  von etwa  $500 \mu\text{s}$  ( $^{209}\text{Bi}^{80+}$ ) und  $106 \text{ ms}$  für ( $^{209}\text{Bi}^{82+}$ ) [112] besitzen und die Abregung nach dem bekannten exponentiellen Zerfallsgesetz über den ganzen Ring erfolgt.

Eine zentrale Größe ist der Dopplereffekt, der zusammen mit der Laserwellenlänge die HFS-Übergangsenergie definiert. Hierfür muss die Geschwindigkeit der Ionen bekannt sein und diese auch während des Experiments überwacht werden. Die Ionenenergie wird durch die Energie des Elektronenkühlerstroms bestimmt (vgl. Abschnitt 2.2.1.1). Durch die Elektronenkühlung wird dem Ionenstrahl die mittlere Geschwindigkeit des Elektronenstrahls aufgeprägt. Dabei wird die Elektronenenergie hauptsächlich durch die Kühlerspannung sowie durch ein zusätzliches Potential bestimmt, welches durch die Raumladung des Elektronenstrahls gegeben ist (Abschnitt 6.4). Zur Bestimmung der Kühlerspannung wurde ein hochgenauer durch die Physikalisch Technische Bundesanstalt Braunschweig (PTB) bereitgestellter Spannungsteiler verwendet [33]. Die Auswirkungen von kleinen Spannungsschwankungen sind an diesem nachweisbar, sind aber

auch durch die Kühlkraft nahezu instantan in Änderungen der Ionenenergie und sind somit in den Schottky-Spektren nachweisbar. Ein entsprechender Vergleich von Kühlerspannung und Schottky-Frequenzen findet sich in Abschnitt 6.3.

Zur Bestimmung des Raumladungspotentials wird die Elektronendichte variiert und das Ergebnis für den Kühlerelektronenstrom  $I_{\text{cool}} \rightarrow 0$  extrapoliert [31, 32, 34, 113]. Die Auswirkungen der veränderten Raumladung zeigen sich wiederum in der Ionenenergie, sodass die Raumladung mit Hilfe der Schottky-Spektren bestimmt wird (Abschnitt 6.4).

Bei den Lasermessungen wurde größtenteils mit einem gebunchten Strahl gearbeitet. Durch die HF-Kavität wirkt eine zweite Kraft auf den Ionenstrahl. Typischerweise wird versucht, diese Bunchingfrequenz mit der Umlauffrequenz der Ionen zu synchronisieren, die ohne Bunching mit der Strahlkühlung ermittelt wird. Ist der Strahl während der Messung gebuncht wird die Ionenenergie nicht mehr durch die Kühlung definiert, sondern durch das Bunching. Aus den Schottky-Signalen kann unmittelbar die Umlaufgeschwindigkeit der Ionen bestimmt werden, auch während der Strahl gebuncht ist. Im Experiment wurde die NTCAP-DAQ genutzt, um die Ionengeschwindigkeit zu überwachen (Abschnitt 6.5).

Die Ergebnisse des Laserspektroskopieexperiments sind in [31–33, 109] veröffentlicht. Im Rest des Kapitels wird die Analyse der aufgezeichneten Schottky-Signale zur Erzeugung eines Strahlzeitlogbuches und dessen Verwendung diskutiert.

## 6.2 Aufzeichnung von Schottky-Signalen als Strahllogbuch

Die der Auswertung zu Grunde liegenden Schottky-Spektren werden mittels FFT aus den aufgezeichneten Schottky-Signalen erstellt. Zu den wichtigsten Kenngrößen der Spektren zählen die Frequenz- bzw. Zeitauflösung. Da die Schottky-Signale erst nach der Aufzeichnung durch die FFT verarbeitet werden, ist es möglich, durch Wahl der Fenstergröße die Zeit- und Frequenzauflösung auf die Bedürfnisse eines Experiments anzupassen (Abschnitt 3.2.2), während der zeitliche Abstand der Messpunkte durch die Messung selbst vorgegeben ist. Im hier dargestellten Laserspektroskopieexperiment (siehe Abschnitt 6.1) wurde eine Samplingrate von 5,375 MHz gewählt, welches einem zeitlichen Abstand der Messpunkte von 0,186  $\mu\text{s}$  entspricht. Für die Auswertung der Schottky-Signale in diesem Kapitel wurden unterschiedliche Fenstergrößen verwendet. Die gewählte Fenstergröße sowie die daraus resultierende Frequenz- und Zeitauflösung

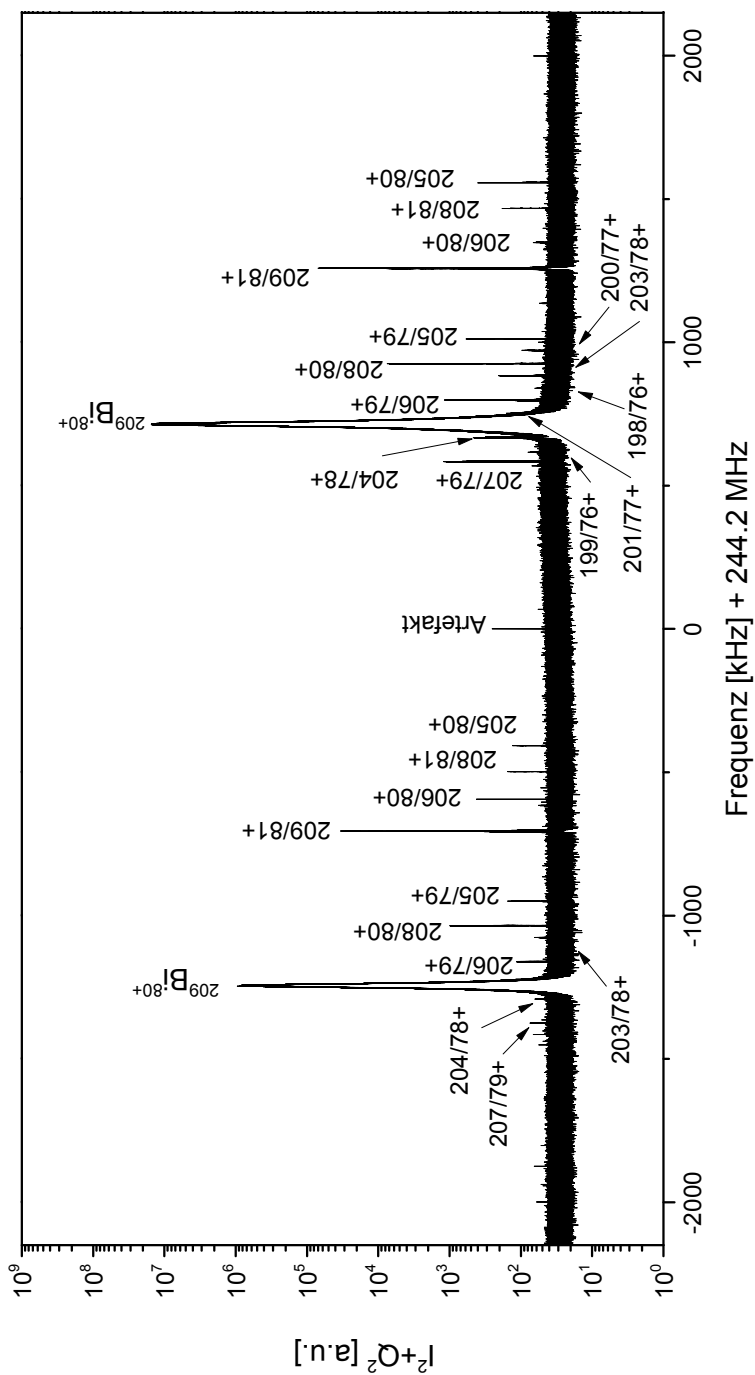
## 6.2. AUFZEICHNUNG VON SCHOTTKY-SIGNALLEN ALS STRAHLZEITLOGBUCH

sind jeweils an den Spektren angegeben. Einen Überblick über die verschiedenen Fenstergrößen und die daraus resultierenden Zeit- und Frequenzauflösungen ist in Tabelle 6.1 gegeben. Die gewählte Mittenfrequenz betrug 244,2 MHz, während die Bandbreite 80% der Samplingfrequenz beträgt (vgl. Abschnitte 4.3 und 5.2).

Anzahl der Punkte	Zeitauflösung [ms]	Frequenzauflösung [Hz]
$2^{10}$	0,19	5249,02
$2^{16}$	12,19	82,02
$2^{20}$	195,08	5,13
$2^{22}$	780,34	1,28

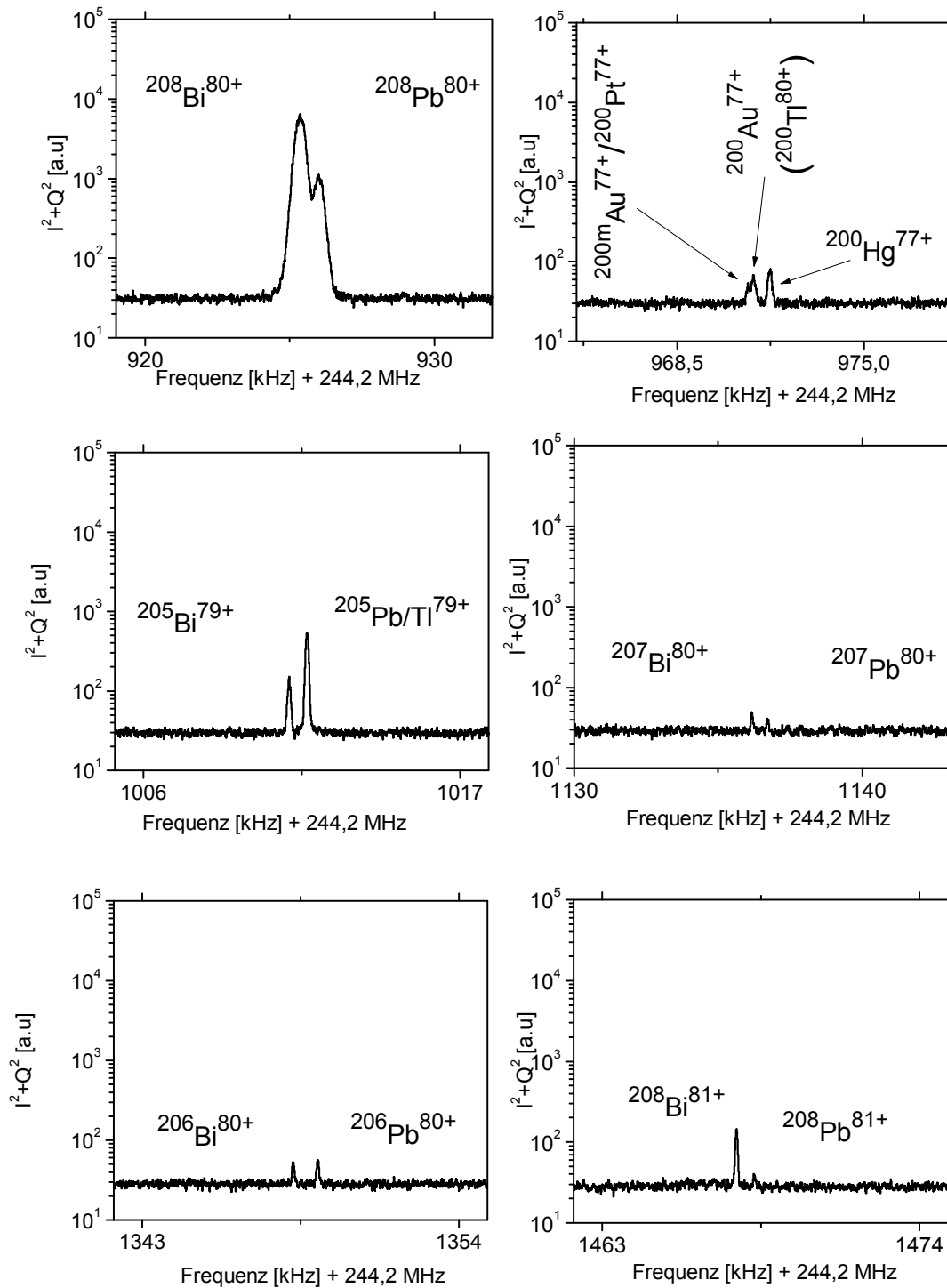
**Tabelle 6.1:** Frequenz- und Zeitauflösung in Abhängigkeit der gewählten Fenstergröße (Anzahl der Punkte). Das für die LIBELLE-Gruppe erstellte Strahlzeitlogbuch besitzt eine Fenstergröße von  $2^{20}$  Punkten.

Abbildung 6.2 zeigt ein Schottky-Spektrum für die Messung mit lithiumartigem  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  in diesem Frequenzbereich. Da durch den hohen Gütefaktor des Schottky-Resonators die Verstärkung für verschiedene Frequenzen unterschiedlich ist, gilt eine Proportionalität zwischen  $I^2 + Q^2$  und der Teilchenzahl  $N$  nur lokal, also für jeweils feste Frequenzen. Diese unterschiedliche Verstärkung lässt sich unmittelbar an der unterschiedlichen Fläche äquivalenter Peaks bei verschiedenen Harmonischen beobachten. Obwohl nur eine dünne Stripperfolie verwendet wird, finden sich im Spektrum neben dem Primärstrahl  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  zahlreiche künstlich erzeugte Isotope. Deren Ladungs-zu-Masseverhältnis ist jeweils bei der entsprechenden Linie angegeben. Durch das Intrabeamschattering sind einzelne Isotope für ein gegebenes  $m/q$  nahe dem Primärstrahl nicht aufgelöst und eine eindeutige Identifikation des Isotops ist nicht möglich. Mit steigendem Frequenzabstand zum Primärstrahl, gleichbedeutend mit einem deutlich unterschiedlicheren Orbit, wird die Frequenzauflösung besser, einzelne Massenmultipletts werden aufgelöst (Abbildung 6.3) und eine Identifikation der Isotope wird möglich. Die entsprechenden Frequenzen sowie die Identifikation für die 124. und 125. Harmonische finden sich in den Tabellen 6.2 und 6.3. Die stärkste beobachtete Linie davon ist die Wismutlinie von  $^{209}\text{Bi}^{80+}$ . Um dies zu überprüfen, kann die Umlaufgeschwindigkeit dieser Linie durch Kenntnis der Kühlerspannung von  $U_{\text{cool}} = 213,641$  kV, der Raumladungskorrektur (siehe Abschnitt 6.4), der Masse des Ions von 208,93688 u [114–116] und der Orbitlänge  $C \approx 108,5$  m abgeschätzt werden. Mit diesen Korrekturen lässt sich die Geschwindigkeit der Ionen als  $\beta = 0,70893$  berechnen, was einer kinetischen Energie von 389,125 AMeV entspricht. Daraus ergibt sich eine Umlauffrequenz



**Abbildung 6.2:** Schottky-Spektrum von  $-2, 15$  MHz bis  $+2, 15$  MHz um die Mittenfrequenz von  $f = 244, 2$  MHz, die die 124. und 125. Harmonischen des  $^{209}\text{Bi}^{80+}$ -Strahls abdecken. Die stärksten Peaks sind jeweils dem  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  zuzuordnen. Für dieses Spektrum wurde über 50 Frames (9,76 s) gemittelt. Die Frequenzauflösung beträgt 5 Hz und es wurde ein Rechteck-Fenster verwendet. Eine genaue Auswertung findet sich in den Tabellen 6.2 und 6.3.

## 6.2. AUFZEICHNUNG VON SCHOTTKY-SIGNALLEN ALS STRAHLZEITLOGBUCH



**Abbildung 6.3:** Ausschnittsvergrößerung verschiedener Frequenzbereiche der 125. Harmonischen. In den gezeigten Bereichen ist die Massenaufösung ausreichend gut, um die jeweiligen Massenmultipletts aufzulösen und eine Isotopenidentifikation durchzuführen. Die gewählte Frequenzaufösung betragt bei allen Spektren 5 Hz.



$m/q$	Frequenzoffset [MHz]	Frequenz [MHz]	Isotop
207/79+	-1,374460	242,825540	n.a.
204/78+	-1,291520	242,908480	n.a.
$^{209}\text{Bi}^{80+}$	-1,24449	242,955510	$^{209}\text{Bi}^{80+}$
206/79+	-1,161150	243,038850	n.a.
203/78+	-1,076980	243,123020	n.a.
208/80+	-1,035640	243,164360	$^{208}\text{Bi}^{80+}$
208/80+	-1,035010	243,164990	$^{208}\text{Pb}^{80+}$
205/79+	-0,950032	243,249968	$^{205}\text{Bi}^{79+}$
205/79+	-0,950642	243,249358	$^{205}\text{Pb/Tl}^{79+}$
209/81+	-0,704851	243,495149	$^{209}\text{Bi}^{81+}$
206/80+	-0,616145	243,583855	$^{206}\text{Bi}^{80+}$
206/80+	-0,615294	243,584706	$^{206}\text{Pb}^{80+}$
208/81+	-0,593442	243,606558	$^{208}\text{Bi}^{81+}$
208/81+	-0,497678	243,702322	$^{208}\text{Pb}^{81+}$
205/80+	-0,406999	243,793001	$^{205}\text{Bi}^{80+}$

**Tabelle 6.2:** Identifizierung der Isotope der 124. Harmonischen aus dem in Abbildung 6.2 dargestellten Spektrum. Die erste Spalte gibt die Bezeichnung der Linie, die zweite den Frequenzoffset zur Mittenfrequenz  $f = 244,2$  MHz, die dritte die Frequenz in MHz und die letzte Spalte das identifizierte Isotop. Die Bezeichnung (n.a.) gibt an, dass aufgrund der unzureichenden Massenauflösung eine eindeutige Identifikation des Isotops nicht möglich ist.

## 6.2. AUFZEICHNUNG VON SCHOTTKY-SIGNALEN ALS STRAHLZEITLOGBUCH

$m/q$	Frequenzoffset [kHz]	Frequenz [MHz]	Isotop
207/79+	583,774	244,783774	n.a.
199/76+	616,791	244,816791	n.a.
204/78+	667,364	244,867364	n.a.
$^{209}\text{Bi}^{80+}$	714,985	244,914985	$^{209}\text{Bi}^{80+}$
201/77+	752,733	244,952733	n.a.
206/79+	798,897	244,998897	n.a.
198/76+	839,382	245,039382	n.a.
198/76+	840,048	245,040048	n.a.
203/78+	883,743	245,083743	n.a.
208/80+	925,371	245,125371	$^{208}\text{Bi}^{80+}$
208/80+	926,012	245,126012	$^{208}\text{Pb}^{80+}$
200/77+	970,972	245,170972	$^{200m}\text{Au}^{77+}$ , $^{200}\text{Pt}^{77+}$
200/77+	971,162	245,171162	$^{200}\text{Au}^{77+}$ ( $^{200}\text{Tl}^{77+}$ )
200/77+	971,741	245,171741	$^{200}\text{Hg}^{77+}$
205/79+	1011,062	245,211062	$^{205}\text{Bi}^{79+}$
205/79+	1011,682	245,211682	$^{205}\text{Pb/Tl}^{79+}$
207/80+	1136,178	245,336178	$^{207}\text{Bi}^{80+}$
207/80+	1136,706	245,336706	$^{207}\text{Pb}^{80+}$
209/81+	1258,787	245,458787	$^{209}\text{Bi}^{81+}$
206/80+	1348,251	245,548251	$^{206}\text{Bi}^{80+}$
206/80+	1349,102	245,549102	$^{206}\text{Pb}^{80+}$
208/81+	1467,661	245,667661	$^{208}\text{Bi}^{81+}$
208/81+	1468,286	245,668286	$^{208}\text{Pb}^{81+}$
205/80+	1559,093	245,759093	$^{205}\text{Bi}^{80+}$

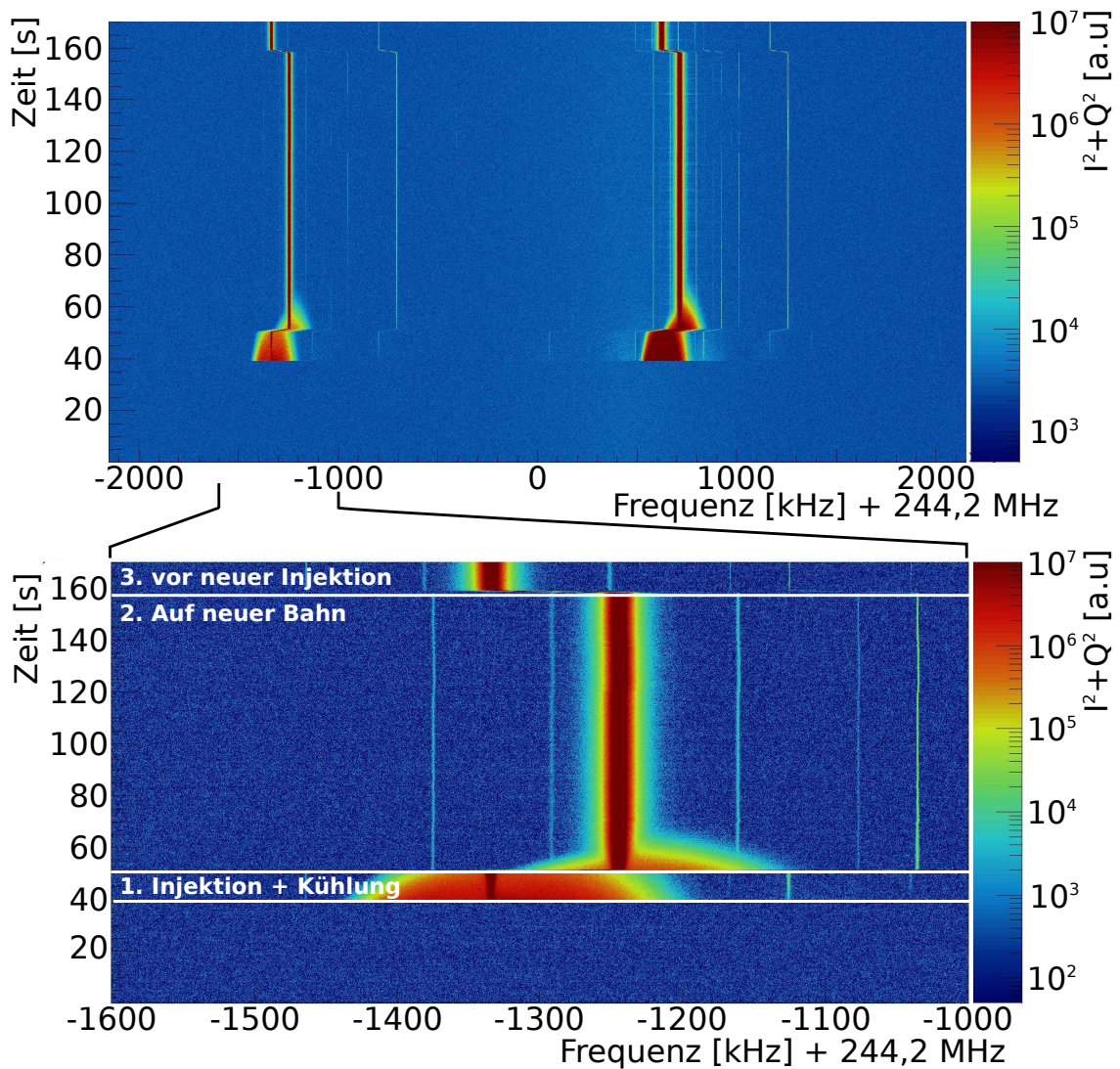
**Tabelle 6.3:** Identifizierung der Isotope der 125. Harmonischen aus dem Spektrum in Abbildung 6.2. Die erste Spalte gibt  $m/q$  an, die zweite den Frequenzoffset zur Mittenfrequenz  $f = 244,2$  MHz, die dritte die Frequenz in MHz und die letzte Spalte das identifizierte Isotop. Die Bezeichnung (n.a.) gibt an, dass aufgrund der unzureichenden Massenauflösung eine eindeutige Identifikation des Isotops nicht möglich ist.

Harmonische	Frequenz [MHz]	Kommentar
1	1,95932	Umlauffrequenz
123	240,9957	liegt nicht im Bereich
124	242,9550	liegt im Bereich
125	244,9143	liegt im Bereich
126	246,8736	liegt nicht mehr im Bereich

**Tabelle 6.4:** Überprüfung: welche Harmonischen der  $^{209}\text{Bi}^{80+}$ -Linie im aufgenommenen Frequenzbereich der Datenaufnahme liegen.

von 1,95934 MHz, und die 125. Harmonische zu 244,9150 MHz. Wie man mit der Tabelle 6.4 erkennt, wurde im Experiment die 124. und 125. Harmonische des Primärstrahls aufgezeichnet. Kleinere Abweichungen ergeben sich aus der nicht vollständig bekannten Orbitlänge.

Abbildung 6.4 oben zeigt ein zeitaufgelöstes Schottky-Spektrum während des Laserspektroskopieexperimentes über eine Dauer von 170 Sekunden. Am Anfang ist der Ring leer, was an einem gleichmäßigen Rauschen im Schottky-Spektrum zu sehen ist. Nach 40 Sekunden werden Ionen in den ESR injiziert. Nach der Injektion neuer Ionen, nimmt die Breite der Verteilung durch Wirkung der Strahlkühlung ab. Nach 10 Sekunden wird die Bahn der Ionen im Ring auf einen weiter innen liegenden Orbit verlagert. Dies gelingt durch eine entsprechende Anpassung der Magnete im ESR. In der Abbildung 6.4 macht sich das durch eine Verschiebung der  $^{209}\text{Bi}^{80+}$ -Linie von  $-1340$  kHz auf  $-1250$  kHz relativ zur Mittenfrequenz von  $244,2$  MHz bemerkbar. Hier bleibt der Strahl für die nächsten ca. 100 Sekunden. Während dieser Zeit nimmt die Breite und Asymmetrie der Verteilung zunächst durch das Wirken der Strahlkühlung ab. Am Schluss wird der Strahl auf die ursprüngliche Injektionsbahn verlagert. Um die Vorgänge im Ring nicht qualitativ, sondern auch quantitativ zu beschreiben, können die statistischen Momente für einen Peak des Ionenstrahls bestimmt werden. In dieser Arbeit wurden jeweils die ersten vier statistischen Momente bestimmt. Bei diesen vier Momenten handelt es sich einmal um die Fläche  $A$ , die ein Maß für die Intensität (Zahl an Teilchen) ist, den Mittelwert  $\mu$ , der die Schottky- bzw. Umlauffrequenz angibt, die Breite  $\sigma$  (Standardabweichung), die ein Maß für die Impulsunschärfe ist und die Schiefe  $S$ . Die Definitionen dieser Momente sind in den folgenden Gleichungen gegeben:



**Abbildung 6.4:** Zeitaufgelöstes Schottky-Spektrum von  $^{209}\text{Bi}^{80+}$ . Oben: Volle Bandbreite von  $\pm 2,15$  MHz um die Mittenfrequenz von  $f = 244,2$  MHz. Die intensiven Linien sind die 124. und 125. Harmonische von  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  (vgl. Abbildung 6.2). Unten: Vergrößerung des Bereichs um die 124. Harmonische. Die Nebenlinien sind in den Tabellen 6.2 und 6.3 identifiziert.

$$\text{Summe: } N_S = \sum_{i=0}^N f(x_i), \quad (6.3)$$

$$\text{Fläche: } A = \sum_{i=0}^N f(x_i) \cdot \Delta x, \quad (6.4)$$

$$\text{Mittelwert: } \mu = \frac{1}{N_S} \sum_{i=0}^N f(x_i) \cdot x_i, \quad (6.5)$$

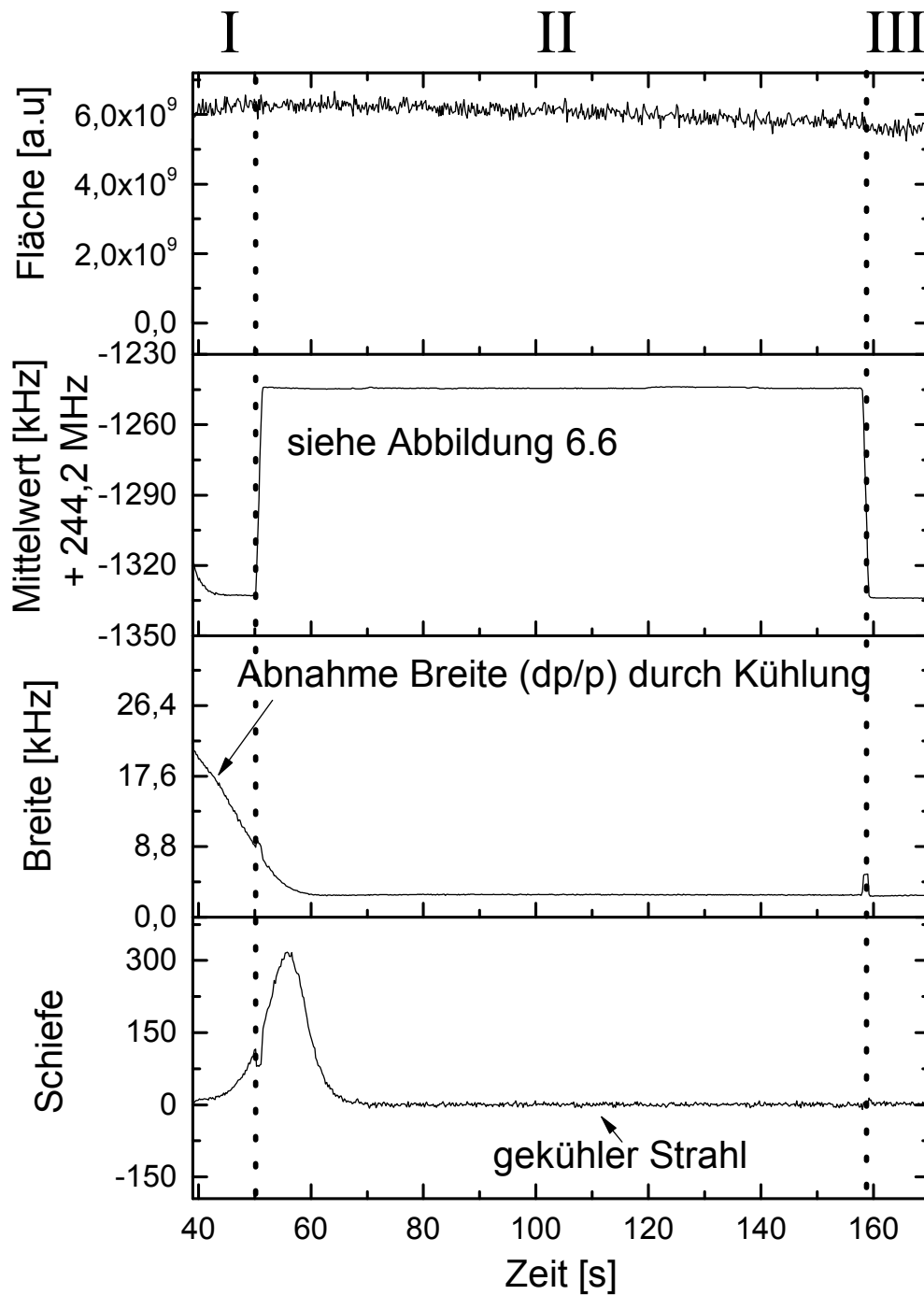
$$\text{Standardabweichung: } \sigma = \sqrt{\frac{1}{N_S} \sum_{i=0}^N f(x_i) (x_i - \mu)^2}, \quad (6.6)$$

$$\text{Schiefe: } S = \frac{1}{N_S \cdot \sigma^3} \sum_{i=0}^N f(x_i) (x_i - \mu)^3. \quad (6.7)$$

In diesen ist  $x_i$  die Lage eines Bins im Frequenzspektrum,  $\Delta x_i$  die Binbreite und  $f(x_i)$  der Wert.

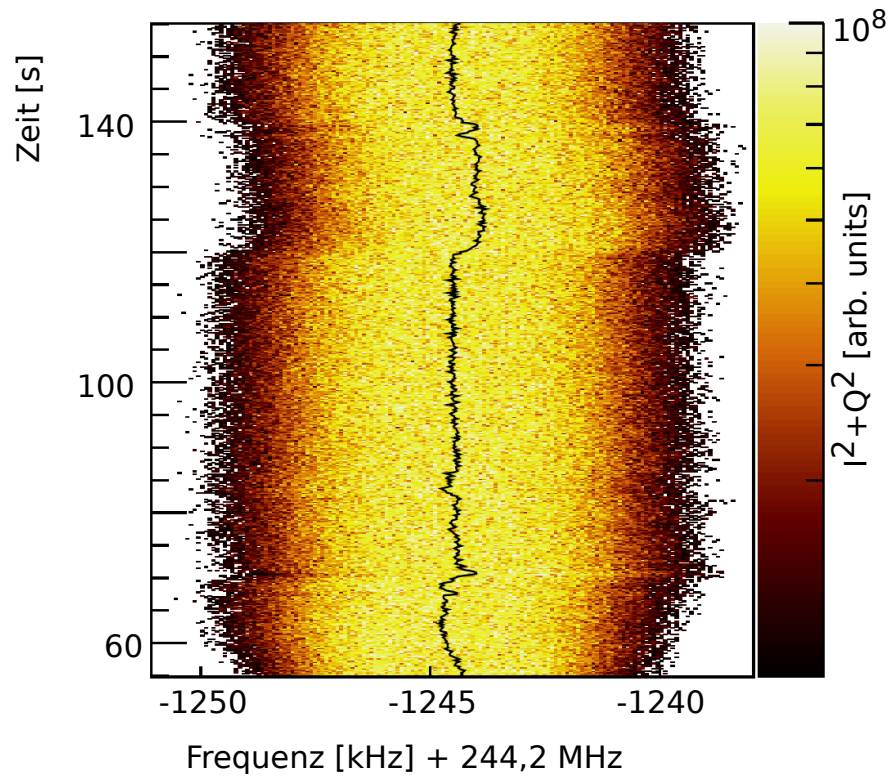
In Abbildung 6.5 sind diese vier Größen für die  $^{209}\text{Bi}^{80+}$ -Linie des Schottky-Spektrums aus Abbildung 6.4 aufgetragen. Diese vier Größen werden für die drei Phasen der (I) Injektion und Kühlung, (II) Bahnverlagerung und Messung und (III) Verlagerung auf Injektionsbahn im Folgenden besprochen. Die Fläche des Peaks ist während des Experiments nahezu konstant. Man erkennt lediglich eine geringe Abnahme der Intensität. Der Mittelwert wird von seinem Wert während der Injektion des heißen Strahls auf seinen durch die Kühlerspannung bestimmten Wert gezogen. Durch die Strahlkühlung wird in Phase I die Breite des Strahls geringer. Das Anwachsen der Schiefe des Strahls in dieser Phase ist ebenfalls ein Resultat der Elektronenkühlung, die den Strahl auf seine Sollbahn zieht. Diese Schiefe nimmt während der Bahnverlagerung (Anfang Phase II) noch zu.

Der Mittelwert zeigt in Phase II eine Verschiebung auf eine andere Frequenz, entsprechend der Bahnverlagerung auf einen anderen Orbit. Auf der neuen Bahn ist der Mittelwert scheinbar konstant. In Wirklichkeit besitzt der Mittelwert des Ionenstrahls leichte Schwankungen, die beispielsweise von der nicht wirklich konstanten Kühlerspannung herrühren. Um diese kleinen Schwankungen zu zeigen, wurde in Abbildung 6.6 der entsprechende Abschnitt des Schottky-Spektrums aus Abbildung 6.4 vergrößert abgebildet und der Mittelwert darüber gelegt. Hier ist deutlich zu sehen, dass der Ionenstrahl in der Umlauffrequenz leichte Schwankungen besitzt, die sich auch im Mittelwert wiederfinden. Die Breite nimmt in der zweiten Phase anfangs noch



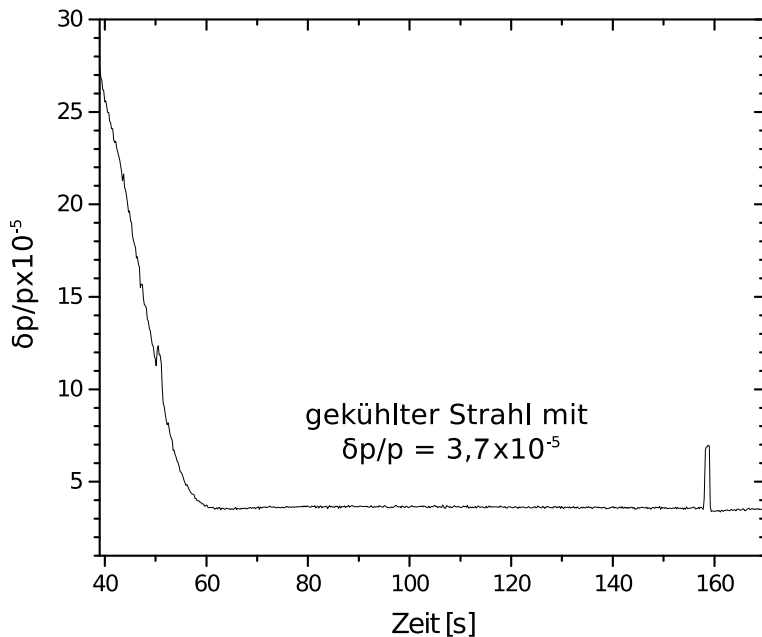
**Abbildung 6.5:** Die vier statistischen Momente, die aus dem Spektrum 6.4 ermittelt wurden. Eine Ausschnittsvergrößerung des für das Experiment relevanten Bereichs in 2-dimensionaler Darstellung findet sich in Abbildung 6.6. Mehr Details im Text.

**Abbildung 6.6:**  
Zweidimensionales Schottky-Spektrum während der Messphase  $t = 60$  s bis  $t = 150$  s mit überlagertem Mittelwert (vgl. Abbildung 6.5). Um kleine Schwankungen und Details sichtbar zu machen, wurden die Farbpalette und der Kontrast angepasst.



ab, bis die Strahlkühlung vollständig ist. Der Strahl wird dann auch symmetrisch (Schiefe = 0). In der letzten Phase wird der gekühlte Strahl auf die Ausgangsbahn zurück verlagert.

Abbildung 6.7 zeigt den Wert für die Breite des Strahls noch einmal umgerechnet in die Impulsunschärfe  $\delta p/p$ . Für den gekühlten Strahl hat die Impulsunschärfe einen Wert von  $\delta p/p = 3,7 \cdot 10^{-5}$ .



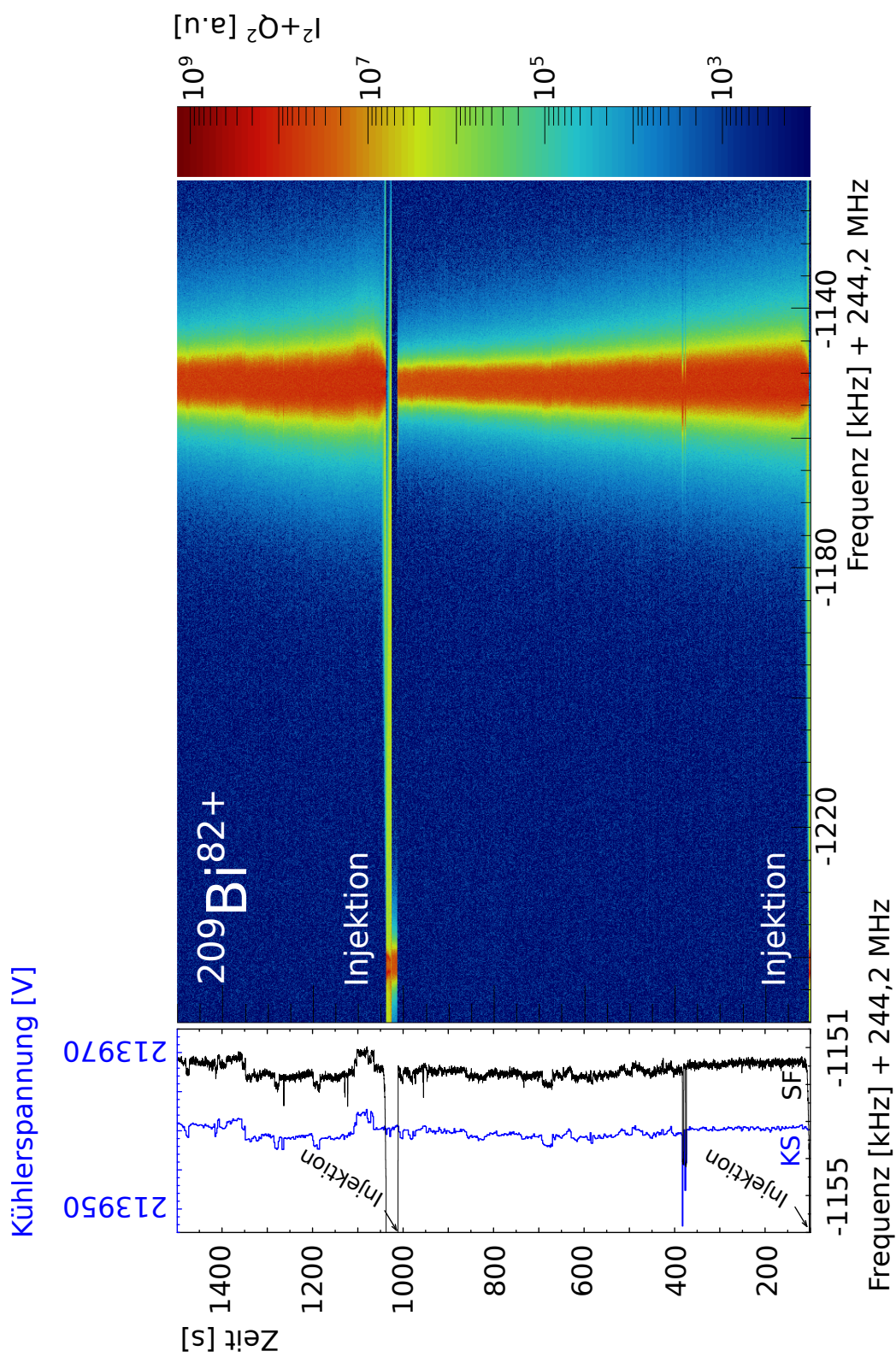
**Abbildung 6.7:** Der aus 6.5 bestimmte zeitliche Verlauf von  $\delta p/p$ . Der gekühlte Strahl besitzt einen Wert von ca.  $3,7 \cdot 10^{-5}$ .

### 6.3 Vergleich von Schottky-Frequenz und Kühlerspannung

Wie im Abschnitt 2.2.1.1 ausgeführt ist durch die Elektronenkühlung die Geschwindigkeit der Ionen und damit auch deren Umlauffrequenz durch die Kühlerspannung und die Raumladung des Elektronenstrahls festgelegt (siehe Formel 2.13 und Abschnitt 6.4). Die Kühlerspannung wurde mit einer relativen Unsicherheit von  $dU/U = 1,3 \cdot 10^{-5}$  [31] gemessen, was einer Abweichung von 2,8 V bei einer Spannung von 213 kV entspricht. Diese Genauigkeit wurde durch den Einsatz eines neuen Spannungsteilers der Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) [31, 32, 108, 113, 117] ermöglicht.

Um den Einfluss der Kühlerspannung auf die Schottky-Frequenz zu zeigen, wurde für die Messung eines  $^{209}\text{Bi}^{82+}$ -Strahls der zeitliche Verlauf des Mittelwerts ermittelt und mit der Kühlerspannung verglichen. In Abbildung 6.8 ist links der zeitliche Verlauf der Kühlerspannung (blau) und des Mittelwerts der Schottky-Frequenz (schwarz) gemeinsam aufgetragen und auf der rechten Seite ist das dazugehörige zeitaufgelöste Schottky-Spektrum gezeigt. Zur Erstellung des zeitaufgelösten Spektrums wurden die Schottky-Signale mit einer  $N = 65536$  FFT unter Verwendung eines Rechteckfenster generiert. Die Frequenzauflösung beträgt 82 Hz und die Zeitauflösung 195 ms.





**Abbildung 6.8:** Links: zeitlicher Verlauf des Mittelwerts der Schottky-Frequenz („SF“) der 124. Harmonische der  $^{209}\text{Bi}^{82+}$ -Linie und der Kühlerspannung („KS“). Rechts: das dazugehörige zeitaufgelöste Schottky-Spektrum. Selbst kleine Änderungen der Kühlerspannung ( $<10^{-6}$ ) werden nahezu instantan auf die Geschwindigkeit der Ionen abgebildet.

Auf der linken Seite der Abbildung 6.8 ist zu sehen, dass der Mittelwert der Schottky-Frequenz über weite Strecken selbst kleinen Änderungen ( $<10^{-6}$ ) der Spannung nachvollzieht. Diese nahezu instantane Änderung der Schottky-Frequenz durch die kleine Änderung der Kühlerspannung wird durch die Elektronenkühlung hervorgerufen, die bei nur geringen Geschwindigkeitsunterschied  $\Delta v$  sehr schnell erfolgt. Sogar Änderungen von weniger als 1 V Kühlerspannung lassen sich im Schottky-Spektrum nachvollziehen. Im konkreten Fall für dieses Strahllogbuch für die Laserspektroskopie lassen sich relative Impulsänderungen  $\frac{\Delta p}{p}$  des Ionenstrahls bis auf das Niveau von nahezu  $10^{-7}$  überwachen.

## 6.4 Raumladungsmessung

Die Bestimmung des Raumladungspotentials ist für die Bestimmung der richtigen Elektronenenergie am Elektronenkühler wichtig. Zusammen mit der Kühlerspannung bestimmt das im Zentrum des Elektronenstrahls vorherrschende Potential die tatsächliche Energie der Kühlerelektronen und damit auch des Ionenstrahls. Das Raumladungspotential des Elektronenstrahls führt zu einer Abbremsung der Elektronen und muss daher für die Berechnung der Ionenenergie berücksichtigt werden.

Das Raumladungspotential  $\Phi(r)$  kann unter der Annahme einer für den Elektronenstrahlradius  $R_E = 25,4$  mm [118] des ESR-Kühlers gleichmäßigen Elektronendichte  $n_e$  berechnet werden. Die Elektronendichte berechnet sich aus dem Elektronenstrom  $I_{\text{cool}}$ , der Geschwindigkeit  $\beta$  der Elektronen sowie der Lichtgeschwindigkeit  $c$  mit

$$n_e = -\frac{I_{\text{cool}}}{\pi R_E^2 \beta c}. \quad (6.8)$$

Für das Raumladungspotential  $\Phi(r)$  eines Elektronenstrahls mit Radius  $R_E$  und einer leitenden Röhre (Driftröhre) mit Radius  $R_D$  erhält man [31, 57, 118]

$$\Phi(r) = \phi(r) \cdot \frac{I_{\text{cool}}}{\beta}, \quad (6.9)$$

$$\text{für } r < R_E \quad \phi(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c} \left[ \left( \frac{r}{R_E} \right)^2 - 1 - 2 \ln \left( \frac{R_D}{R_E} \right) \right], \quad (6.10)$$

$$\text{für } R_E \leq r \leq R_D \quad \phi(r) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0 c} \ln \frac{r}{R_D}. \quad (6.11)$$

Dabei ist  $\epsilon_0$  die elektrische Feldkonstante. In der Mitte des Elektronenstrahls bei  $r = 0$  herrscht ein Raumladungspotential von

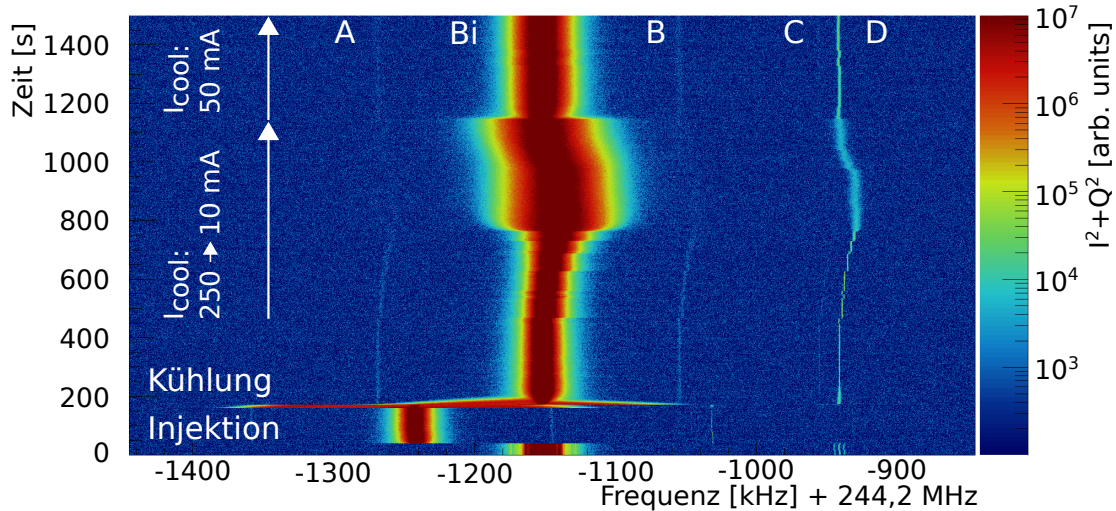
$$\Phi(r = 0) = -\frac{n_e}{4\epsilon_0} R_E^2 \left[ 1 + 2 \ln \frac{R_D}{R_E} \right]. \quad (6.12)$$

Mit  $R_E = 2,54$  cm und  $R_D = 10$  cm ergibt sich für den ESR

$$\Phi(r = 0) = \phi(r = 0) \cdot \frac{I_{\text{cool}}}{\beta} \approx -0,11215 \frac{\text{V}}{\text{mA}} \cdot \frac{I_{\text{cool}}}{\beta}. \quad (6.13)$$

So ist beispielsweise für  $I_{\text{cool}} = 250$  mA und  $\beta = 0,709$  das Raumladungspotential auf der Achse  $\Phi(r = 0) = -40$  V und entsprechend werden die Kühlerelektronen abgebremst.

Da für Laserspektroskopieexperiment die genaue Bestimmung der Ionengeschwindigkeit wichtig ist, wurden während des LIBELLE-Experiments mehrere Messungen des Raumladungspotentials (RL-Potential) durchgeführt. Um das RL-Potential zu bestimmen, werden Kühlerstrom und die Kühlerspannung gezielt verändert. Dabei wird zuerst die Umlauffrequenz (Schottky-Frequenz) notiert und sukzessive der Kühlerstrom reduziert. Durch die Verringerung des Kühlerstroms verändert sich gem. Gleichung 6.13 das Raumladungspotential. Bei einem niedrigeren Wert des Elektronenstroms, wie beispielsweise 10 mA wird die Kühlerspannung so angepasst, dass die Schottky-Frequenz der vorher notierten Ausgangsfrequenz entspricht. Aus dieser Differenz der Spannungen lässt sich durch Extrapolation zu  $I_{\text{cool}} \rightarrow 0$  das RL-Potential bestimmen. Abbildung 6.9 zeigt das zeitaufgelöste Schottky-Spektrum einer Raumladungsmessung mit einem  $^{209}\text{Bi}^{82+}$ -Strahl. In der Abbildung sind die 125. Harmonische der  $^{209}\text{Bi}^{82+}$ -Linie sowie vier weitere Linien zu sehen, die in Tabelle 6.5 angegeben sind. Mittels der  $^{209}\text{Bi}^{82+}$ -Linie bzw. deren Schottky-Frequenz wurde das Raumladungspotential während der Strahlzeit gemessen [31].



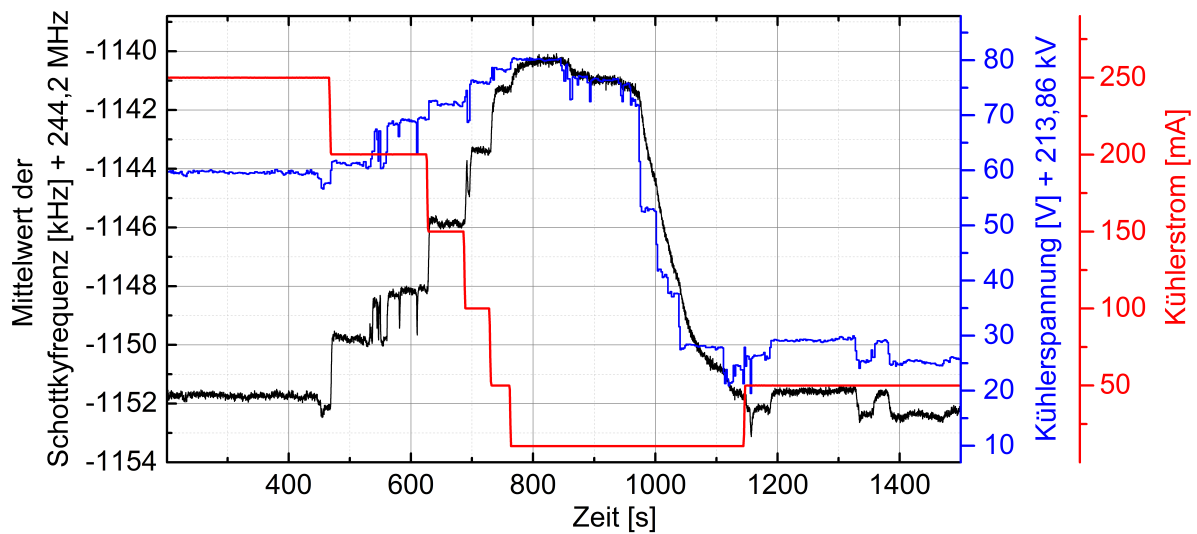
**Abbildung 6.9:** Schottky-Spektrum während der Raumladungsmessung mit wasserstoffartigem Wismut. Über diesen Zeitraum wurden der Kühlerstrom und Kühlerspannung geändert (vgl. Text), was sich in einer Verschiebung der Frequenz und in einer sich verändernde Breite äußert.

Bezeichnung	Frequenzoffset [MHz]	Frequenz [MHz]	Isotop
Bi	-1,149820	243,050180	$^{209}\text{Bi}^{82+}$
A	-1,267030	242,932970	$^{207}\text{Bi}^{81+}$
B	-1,052470	243,147530	$^{206}\text{Pb}^{82+}$
C	-0,935400	243,264600	$^{208}\text{Pb}^{82+}$
D	-0,939040	243,260960	$^{208}\text{Bi}^{82+}$

**Tabelle 6.5:** Aus Abbildung 6.9 identifizierte Isotope. Der Frequenzoffset bezieht sich auf die Mittenfrequenz von 244,2 MHz und dient der einfachen Ablesbarkeit aus dem Spektrum.

Gleichzeitig wurden mit der NTCAP-DAQ die entsprechenden Schottky-Spektren aufgezeichnet und nach der Strahlzeit mit den präzisen Spannungswerten des PTB-Spannungsteilers abgeglichen (siehe Abschnitt 6.3).

Abbildung 6.10 zeigt den zeitlichen Verlauf des Mittelwerts der Schottky-Frequenz, den Kühlerstrom und die gemessene Kühlerspannung. In der Abbildung ist zu erkennen, dass der Kühlerstrom insgesamt sechs Mal verändert wurde. Die Kühlerspannung wurde lediglich einmal bei  $I_{\text{cool}} = 50 \text{ mA}$  angepasst, wie aus dem Verlauf der Schottky-Frequenz zu sehen ist. Bei  $I_{\text{cool}} = 10 \text{ mA}$  ist der Ionenstrahl durch die schwache Kühlung einerseits sehr breit andererseits



**Abbildung 6.10:** Bestimmung der Raumladung durch Veränderung des Elektronenstroms  $I_{\text{cool}}$  (rote Linie, rechte y-Achse) mittels Kompensation der Frequenzverschiebung durch die Kühlerspannung  $U_{\text{cool}}$  (blaue Linie, rechte y-Achse). Als Kontrolle dient der Mittelwert der Schottky-Frequenz der  $^{209}\text{Bi}^{82+}$ -Linie (schwarze Linie, linke y-Achse), vgl. Abbildung 6.9. Die Kühlerspannung wurde mit dem Präzisionsspannungsteiler der PTB Online gemessen.

ist die Kühlung sehr langsam, wie an dem sehr gemächlichen Nachziehen der Schottky-Linie zu erkennen ist.

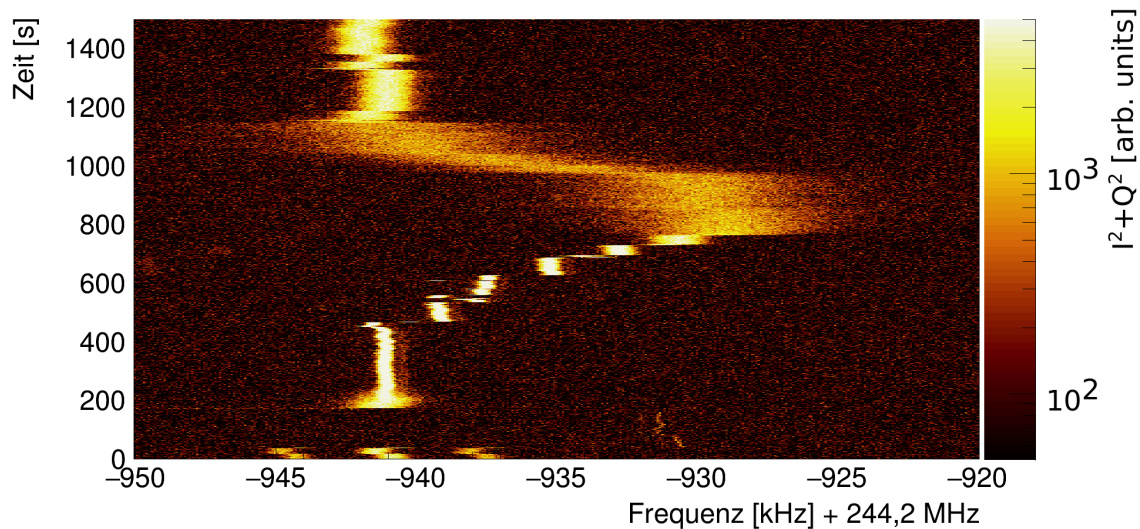
Hier zeigt sich ein großer Vorteil eines automatisch erstellten Strahlzeitlogbuchs, da es kontinuierlich alle Veränderungen mitschreibt und so auch später noch die Möglichkeit zur genauen Auswertung und zur Kontrolle bietet. Die Anpassung der Schottky-Frequenz mittels der Kühlerspannung fand am Ende der Messung zunächst beim niedrigsten Elektronenstrom von  $I_{\text{cool}} = 10$  mA statt, sodass bei  $t = 1150$  s die Schottky-Frequenz nahezu der Ausgangsfrequenz entspricht. Während der Messung war bei einem Elektronenstrom von 10 mA die Bestimmung der Schottky-Frequenz durch die große Breite des Peaks nur ungenau möglich. Aus diesem Grund wurde der Kühlerstrom auf 50 mA erhöht, was eine kleinere Breite der Schottky-Kurve und einen einfacher ablesbaren Mittelwert ermöglichte. In der automatisierten Analyse bereiten diese Dinge keine Probleme. Es fällt weiterhin auf, dass beim sukzessiven Ändern des Kühlerstroms die gemessene Kühlerspannung zunächst ansteigt, auch ohne dass deren Sollwert geändert wurde. Dies geschieht vermutlich durch die geänderte Last des Kühlernetzteils.

Koeffizient $\phi(r)$ [V/mA]	Quelle
0,11290	$^{209}\text{Bi}^{82+}$ , diese Arbeit
0,11400	[31]
0,11215	[118]
0,11148	[34]
0,12403	[57]

**Tabelle 6.6:** Koeffizient  $\phi(r)$  aus Gleichung 6.13 aus verschiedenen Quellen.

Aus der Auswertung der Daten von Abbildung 6.10 erhält man  $\phi(r=0) = 0,1129$  V/mA, wobei  $\phi(r=0)$  in den Gleichungen 6.10 und 6.13 definiert ist. Der gemessene Wert ist in guter Übereinstimmung mit anderen Quellen [31, 34, 57, 118] und mit dem theoretischen Wert von  $\phi(r=0) = 0,11215$  V/mA gem. Gleichung 6.13.

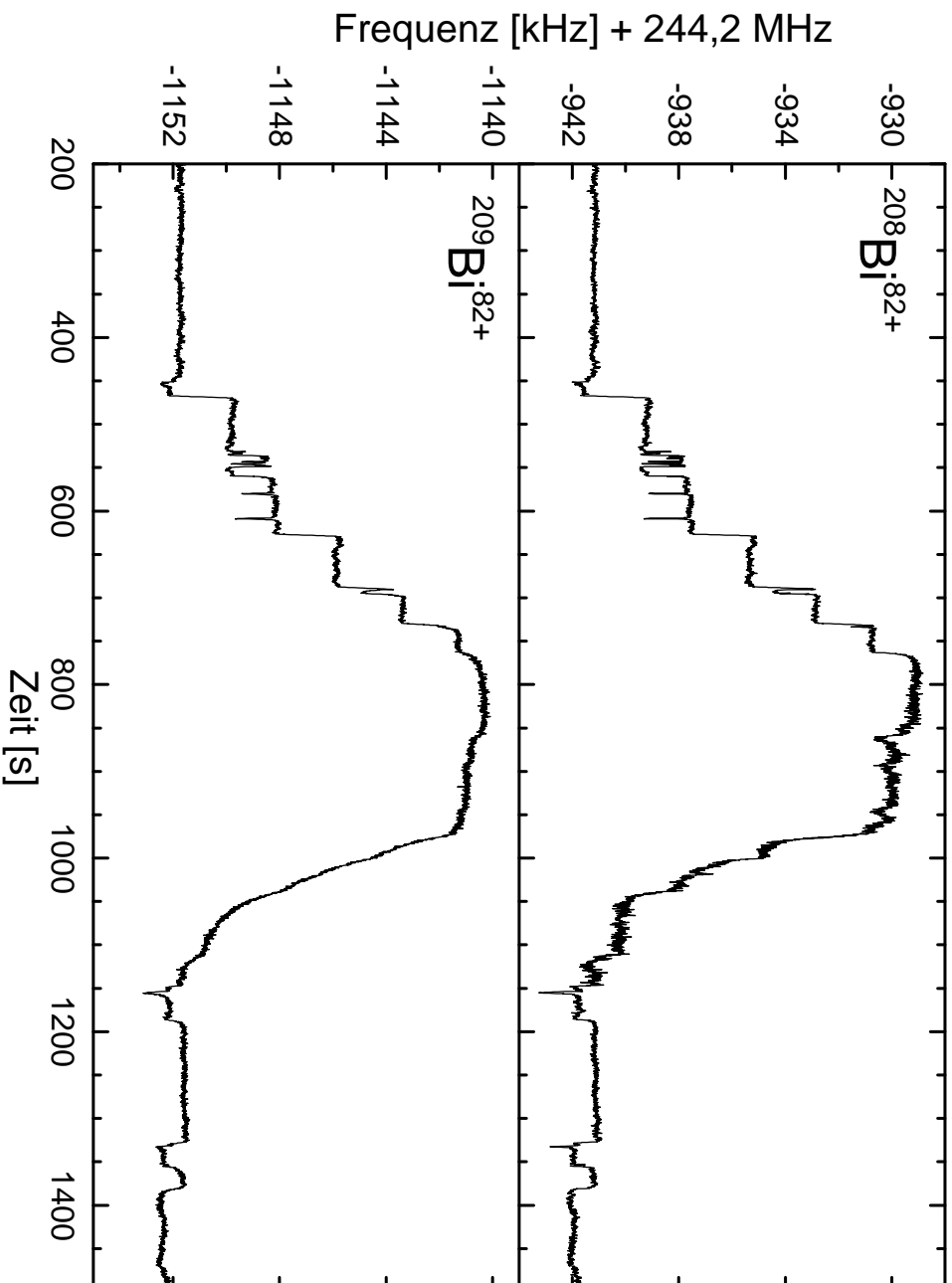
Beim Vergleich der  $^{209}\text{Bi}^{82+}$ -Linie mit der Linie D ( $^{208}\text{Bi}^{82+}$ ) ist zu sehen, dass diese eine geringere Intensität und Breite besitzt.  $^{208}\text{Bi}^{82+}$  ist ein Radioisotop, das in der verwendeten Be-Stripperfolie gebildet wird. Der Grund für die geringe Breite ist, dass bei geringerer Intensität ebenfalls das Intra-beamscattering geringer ist und somit eine kleinere Impulsunschärfe durch die Kühlung erreicht wird. Hier besteht die Möglichkeit die Strahldiagnose zu verbessern, in dem man statt der  $^{209}\text{Bi}^{82+}$ -Hauptlinie diese schwächere Linie verwendet. Auf Grund der geringeren Breite ist es einfacher den Mittelwert dieser Linie zu bestimmen. Gleichzeitig kann die Kühlung auf einen neuen Spannungs- oder Stromwert des Kühlers schneller erfolgen und man erhält eine verbesserte zeitliche Auflösung. Um dies zu verdeutlichen, wurde die Auswertung des Raumladungspotentials nochmals mit der Linie von  $^{208}\text{Bi}^{82+}$  durchgeführt (Abbildung 6.11). Um den Vorteil schmaler Linien darzustellen, sind in Abbildung 6.12 die Mittelwerte der  $^{208}\text{Bi}^{82+}$ -Linie oben und die der  $^{209}\text{Bi}^{82+}$ -Hauptlinie unten dargestellt. Beim Vergleich des zeitlichen Verlaufs dieser Mittelwerte ist zu erkennen, dass für die schwache Linien viele Details zu erkennen sind. Dies zeigt sich über den ganzen zeitlichen Verlauf, besonders im Bereich mit dem schwachen Elektronenkühlerstrom von 10 mA zwischen ca.  $t = 770$  s und  $t = 1140$  s. Um diese Verbesserung in Bezug zu der eigentlichen Raumladungsmessung zu setzen, ist in Abbildung 6.13 noch ein zu Abbildung 6.10 ähnliches Diagramm dargestellt, das den Vergleich des Mittelwerts der Schottky-Linie mit Kühlerspannung und Kühlerstrom zeigt. Der Vergleich dieser beiden Abbildungen zeigt sehr deutlich, dass der Mittelwert der Schottky-Frequenz wesentlich besser die Details der Spannungskurve wiedergibt. Speziell beim Kühlerstrom von



**Abbildung 6.11:** Der zeitlichen Verlauf der  $^{208}\text{Bi}^{82+}$ -Nebenlinie während der Raumladungsmessung. Durch die geringere Intensität in dieser Linie ist es möglich, den zeitlichen Ablauf mit größerer Genauigkeit zu erfassen. Es handelt sich hier um denselben Zeitabschnitt wie in Abbildung 6.9.

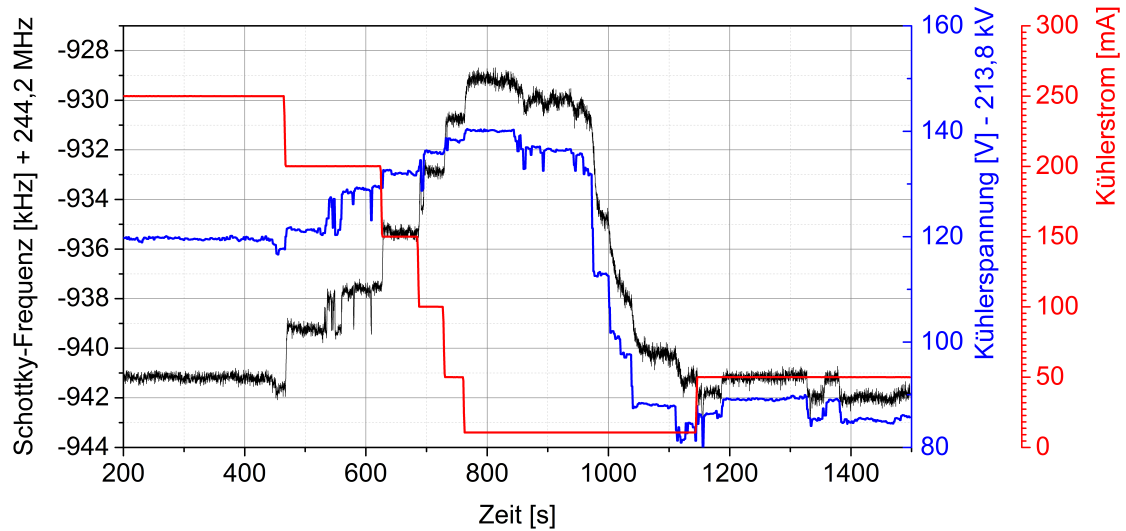
10 mA ist zu erkennen, dass die Kühlung eines Isotops mit geringer Intensität sehr viel schneller von statten geht, d.h. schneller der geänderten Kühlerspannung folgt.

Zusätzlich zur RL-Messung für das wasserstoffartige Wismut wurde eine RL-Messung für das lithiumartige Wismut durchgeführt. Das zeitaufgelöste Schottky-Spektrum dieser Messung ist in Abbildung 6.14 dargestellt. Die Veränderung der Lage und der Strahlbreite des  $^{209}\text{Bi}^{80+}$ -Strahls sind zu erkennen. Auch hier wurde die Anpassung der Kühlerspannung nur für zwei Ströme durchgeführt. Der zeitliche Verlauf des Mittelwerts der 124. Harmonischen der  $^{209}\text{Bi}^{80+}$ -Linie im Vergleich mit Kühlerstrom und Kühlerspannung ist in Abbildung 6.15 gezeigt. Bei den entsprechenden Messungen wurde ein Elektronenstrom von 10 mA verwendet. Es ist zu sehen, dass es bei der Bestimmung während des Experiments nicht gelang, das RL-Potential durch die Spannungsänderungen vollständig zu kompensieren. Es verblieb ein Offset von 1,9 kHz. Bei der Bestimmung des RL-Potentials ohne diese Korrektur, erhält man einen Wert von  $\phi(r=0) = 0,1329 \text{ V/mA}$ , der deutlich von den Werten in Tabelle 6.6 abweicht. Als korrigierter Wert ergibt sich  $\phi(r=0) = 0,1245 \text{ V/mA}$ , welcher deutlich besser mit den tabellierten Werten übereinstimmt.

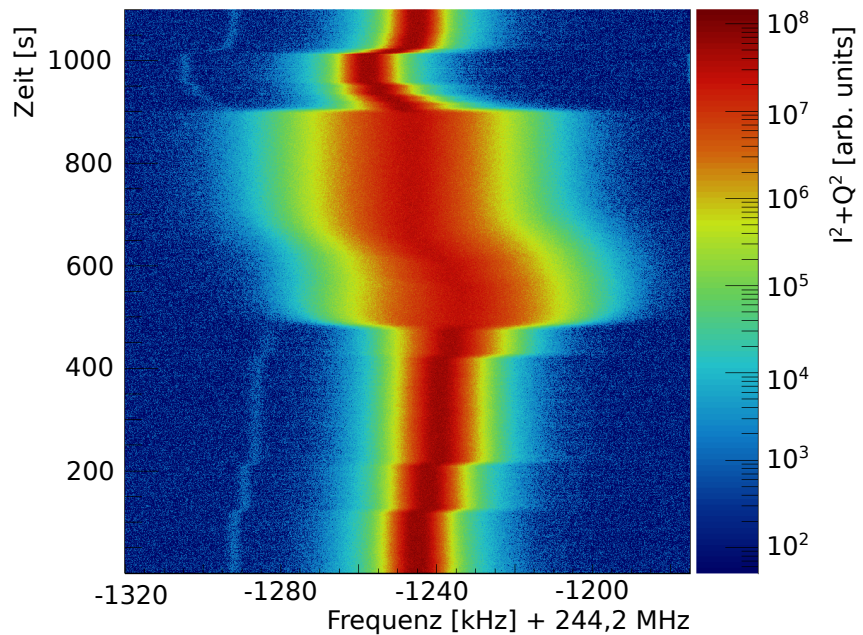


**Abbildung 6.12:** Zeitlicher Verlauf des Mittelwerts der Schottky-Frequenz für die  $^{208}\text{Bi}^{82+}$ -Nebenlinie (oben) und  $^{209}\text{Bi}^{82+}$ -Hauptlinie (unten). Die obere Linie zeigt wesentlich mehr Details besonders in der Phase des niedrigen Kühlerstroms von 10 mA zwischen ca.  $t = 775$  s und  $t = 1150$  s.

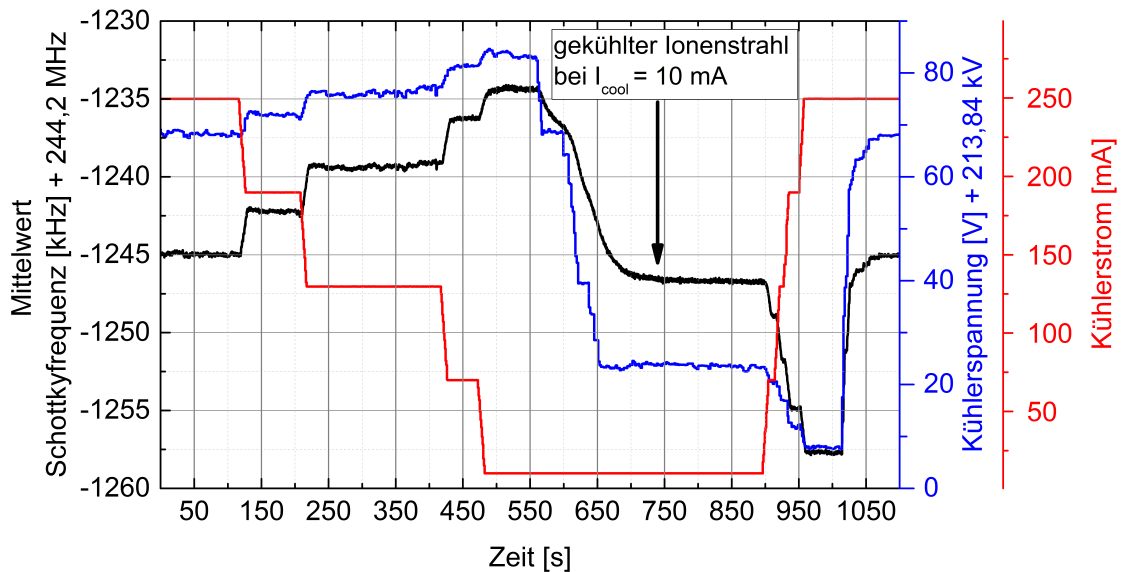




**Abbildung 6.13:** Bestimmung der Raumladung mittels Veränderung des Elektronenstroms  $I_{\text{cool}}$  (rote Linie, rechte y-Achse) durch Kompensation der Kühlervoltage  $U_{\text{cool}}$  (blaue Linie, rechte y-Achse). Als Kontrolle dient der Mittelwert der Schottky-Frequenz der Nebenlinie  $^{208}\text{Bi}^{82+}$  (schwarze Linie, linke y-Achse).



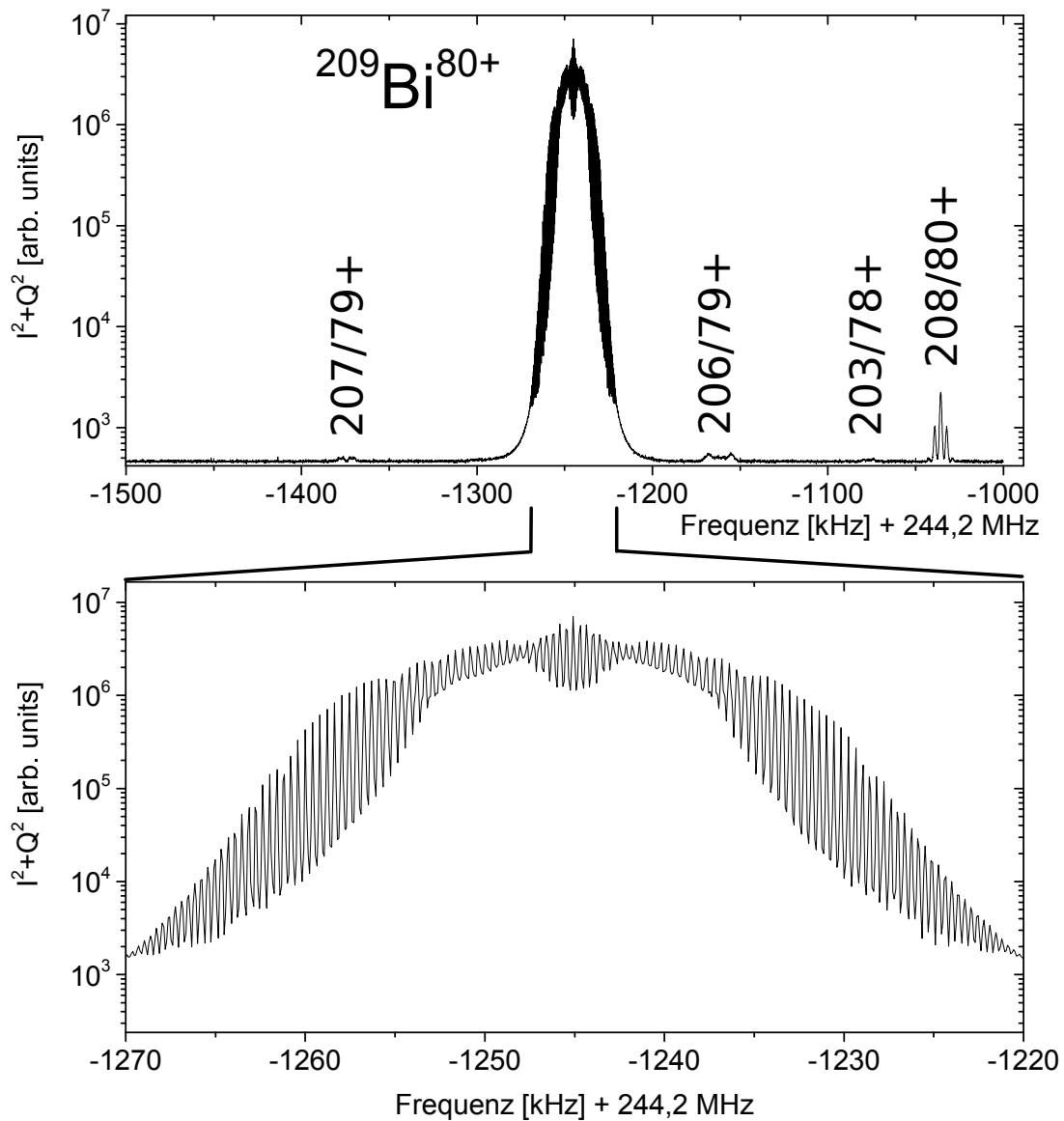
**Abbildung 6.14:** Zeitaufgelöstes Schottky-Spektrum der  $^{209}\text{Bi}^{80+}$ -Hauptlinie während der Bestimmung des Raumladungspotentials. Details finden sich im Text.



**Abbildung 6.15:** Bestimmung der Raumladung durch Veränderung des Elektronenstroms  $I_{\text{cool}}$  (rote Linie, rechte y-Achse) durch Kompensation der Kühlerspannung  $U_{\text{cool}}$  (blaue Linie, rechte y-Achse). Als Kontrolle dient der Mittelwert der Schottky-Frequenz der  $^{209}\text{Bi}^{80+}$ -Hauptlinie (schwarze Linie, linke y-Achse).

## 6.5 Messung mit einem gebunchten Strahl

Für das Laserspektroskopieexperiment war es wichtig, dass die Geschwindigkeit der Ionen bekannt ist und die Konstanz dieser Geschwindigkeit überwacht werden kann. Um in der Messung den Untergrund zu berücksichtigen, wurde der Ionenstrahl zu zwei Strahlpaketen geformt („bunch“), von denen eines durch Laser angeregt wird und das zweite Paket zur Untergrundbestimmung verwendet wird. Hierbei ergibt sich das Problem, dass durch die Bunchingkavität eine zweite Kraft auf den Strahl wirkt, welche in die Richtung der eingestellten Frequenz des Strahlpaketes wirkt. Die Bestimmung der Geschwindigkeit erfolgt zunächst mit einem ungebunchten kontinuierlich gekühlten Strahl mittels der Bestimmung der Kühlerspannung (siehe Abschnitt 6.3). Die Parameter für das Bunching werden so eingestellt, dass die Umlauffrequenz des zu Paketen gebündelten Strahls derjenigen des ungebunchten Strahls entspricht. Dadurch besitzen die Ionen im ungebunchten wie auch im gebunchten Strahl dieselbe Geschwindigkeit. Die Überwachung der Umlauffrequenz für einen zu Strahlpaketen geformten Strahl war somit von zentraler Bedeutung für dieses Experiment.



**Abbildung 6.16:** Schottky-Spektrum eines gebunchten Strahls im ESR. Neben dem  $^{209}\text{Bi}^{80+}$ -Peak sind noch vier weitere Peaks zu sehen, deren  $m/q$  angegeben ist. In der oberen Bildhälfte ist ein Schottky-Spektrum über einen Frequenzbereich von 500 kHz und in der unteren eine Spreizung des zentralen 50 kHz Bands aus diesem Bereich gezeigt. Zur Erstellung der Schottky-Spektren wurde eine  $2^{20}$  große FFT und ein Rechteck-Fenster verwendet.

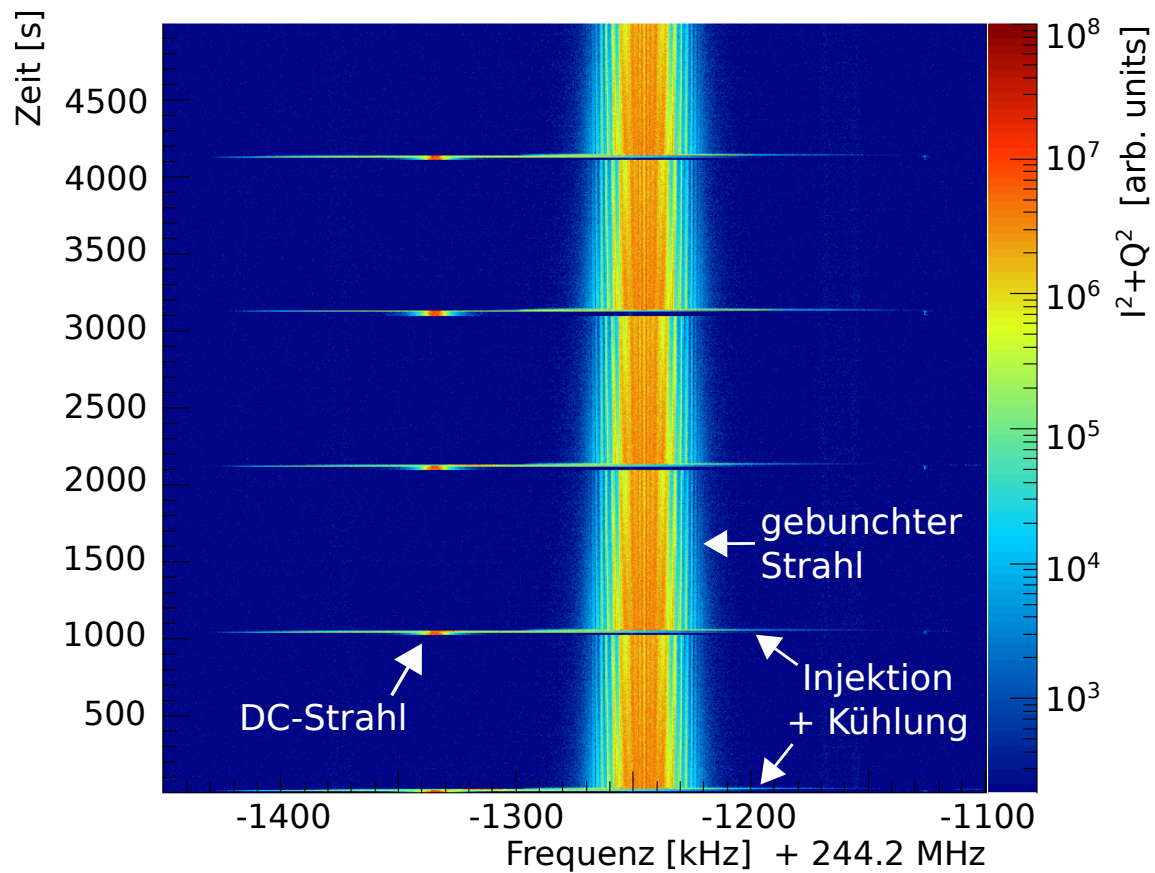
Abbildung 6.16 (oben) zeigt ein Schottky-Spektrum für einen zu Strahlpaketen geformten Strahl. In der oberen Bildhälfte sind in einem Frequenzbereich von 500 kHz fünf verschiedene Peaks

zu sehen. Der größte dieser Peaks gehört zum Primärstrahl  $^{209}\text{Bi}^{80+}$ , die anderen sind durch ihr  $m/q$  gekennzeichnet (vgl. Abbildung 6.2 und Tabelle 6.2).

Bei genauer Betrachtung des  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  Peaks in Abbildung 6.16 (unten) lässt sich erkennen, dass dem Peak noch eine weitere Frequenz aufmoduliert ist. Bei dieser aufmodulierten Frequenz handelt es sich um die Synchrotronoszillation der Teilchen im Strahlpaket. Diese Modulation ist ein typisches Kennzeichen der Schottky-Spektren von zu Strahlpaketen geformten Strahlen [1]. Die Oszillation der Teilchen im RF-Bucket wurden im Abschnitt 3.1.2 besprochen. Durch diese Oszillation der Teilchen im RF-Bucket ist deren Umlauffrequenz nicht mehr konstant, sondern periodisch um die Umlauffrequenz moduliert. Dies führt zu der Aufspaltung der Schottky-Linie in viele kleinen Satellitenlinien.

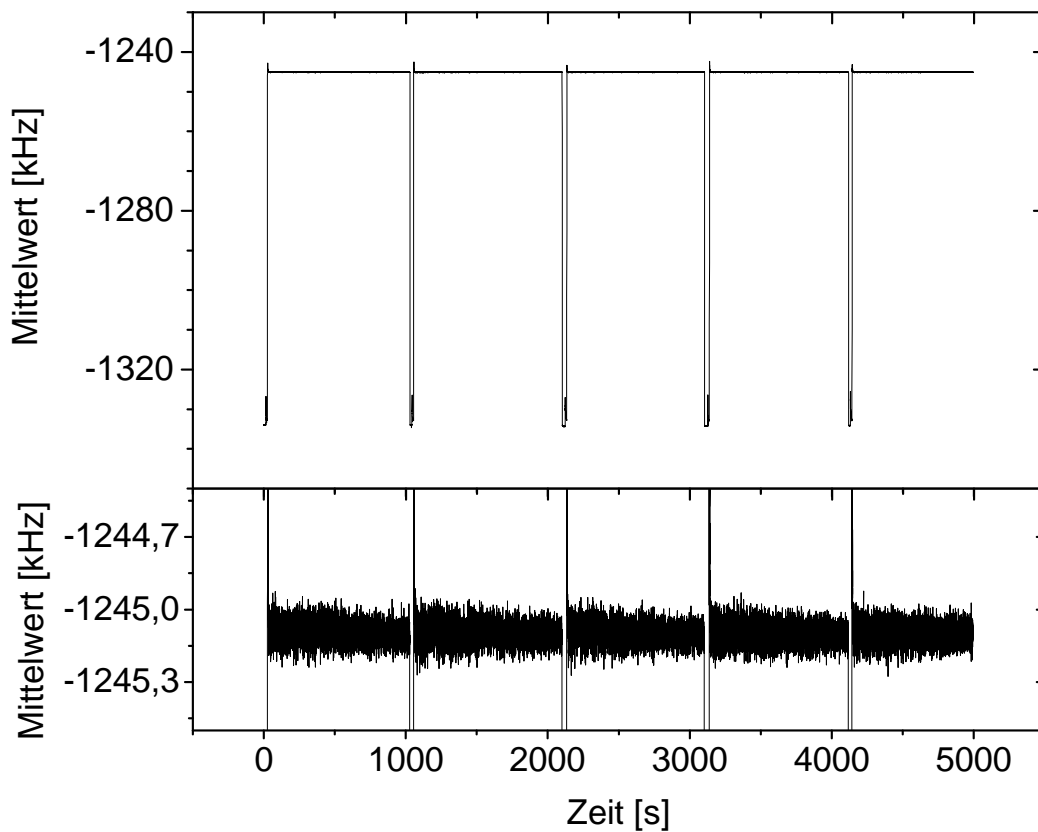
### 6.5.1 Analyse des breiten $^{209}\text{Bi}^{80+}$ -Peaks

Die zeitliche Entwicklung der  $^{209}\text{Bi}^{80+}$ -Linie ist in Abbildung 6.17 über einen Zeitraum von 5000 Sekunden (fünf Injektionen) gezeigt. In Abbildung 6.17 ist deutlich die Formung der für einen gebunchten Strahl kennzeichnenden Satellitenlinien durch die HF-Kavität zu erkennen. Da der Strahl nur nach den Injektionen gebuncht wird, treten diese Linien um die Injektionen nicht auf. Diese fanden in dieser Messung zu den Zeitpunkten  $t = 14$  s,  $t = 1043$  s,  $t = 2121$  s,  $t = 3126$  s und  $t = 4130$  s statt. Während dieser Injektionen liegt der Strahl auf einer Schottky-Frequenz von ca.  $-1330$  kHz relativ zur Mittenfrequenz  $f = 244,2$  MHz. Vor dem Bunchen wird der Strahl auf eine andere Bahn verlagert und liegt bei einer Frequenz von ca.  $-1245$  kHz. Der Übergang von einem DC zu einem gebunchten Strahl ist neben dem Auftreten der Satellitenlinien auch durch eine Strahlverbreiterung gekennzeichnet. Dies ist in Abbildung 6.17 gut durch Vergleich der Breite kurz vor einer Injektion mit der Breite während des gebunchten Zustand zu erkennen.

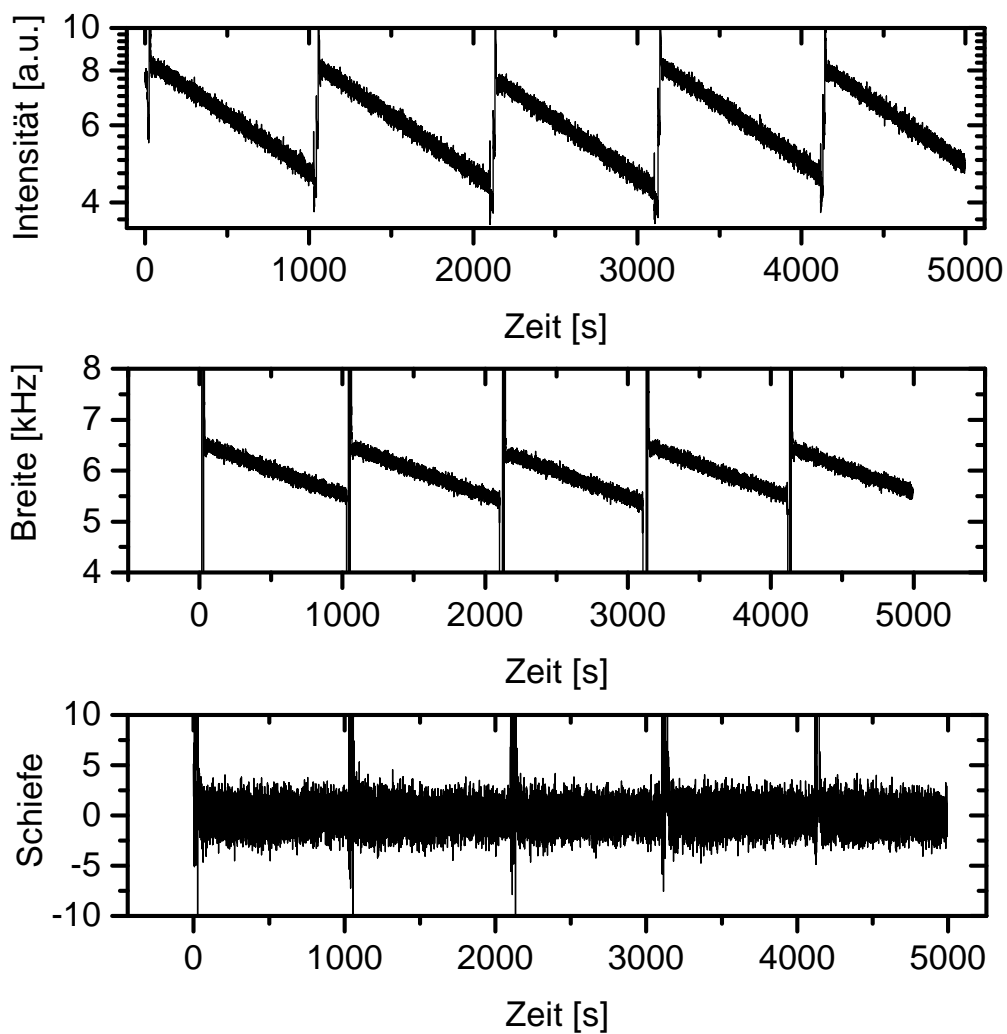


**Abbildung 6.17:** Zeitaufgelöstes Schottky-Spektrum von 5 Injektionen eines  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  Strahls, der jeweils nach einer Injektion und einer Bahnverlagerung für das Laserspektroskopieexperiment gebuncht wurde. Letzteres ist durch das Auftreten der schon erwähnten Satellitenlinien ersichtlich. Die Aufnahmedauer betrug 5000 Sekunden (1 Stunde und 23 Minuten).

Aus dem Schottky-Spektrum wurden die vier ersten statistischen Momenten (Fläche, Mittelwert, Breite und Schiefe) bestimmt und analysiert. Von diesen vier statistischen Momenten ist der Mittelwert (Abbildung 6.18) der wichtigste für das Laserspektroskopieexperiment. Abbildung 6.18 zeigt den Mittelwert für die Schottky-Frequenz des Bi-Peaks aus Abbildung 6.17. In der oberen Hälfte dieser Abbildung ist der Frequenzbereich so gewählt, dass auch die Injektionsphase sichtbar ist, während auf der unteren Hälfte nur der Bereich der Schottky-Frequenz des gebunchten Strahls abgebildet ist. Bei den Injektionen verändert sich die Schottky-Frequenz von ca.  $-1245$  kHz relativ zur Mittenfrequenz auf ca.  $-1330$  kHz relativ zur Mittenfrequenz. Für den gebunchten Strahl schwankt der Mittelwert um  $\pm 80$  Hz um einen Mittelwert von  $-1245$  kHz relativ zur Mittenfrequenz.



**Abbildung 6.18:** Mittelwert der Schottky-Frequenz für das zeitaufgelöste Schottky-Spektrum in Abbildung 6.17. In der oberen Hälfte wurde der Frequenzbereich so groß gewählt, dass auch die Schottky-Frequenz des Strahls auf der Injektionsbahn zu sehen ist. Der Mittelwert ist jeweils relativ zur Mittenfrequenz von 244,2 MHz aufgetragen.



**Abbildung 6.19:** Intensität (Fläche), Breite und Schiefe des  $^{209}\text{Bi}^{80+}$ -Linie.

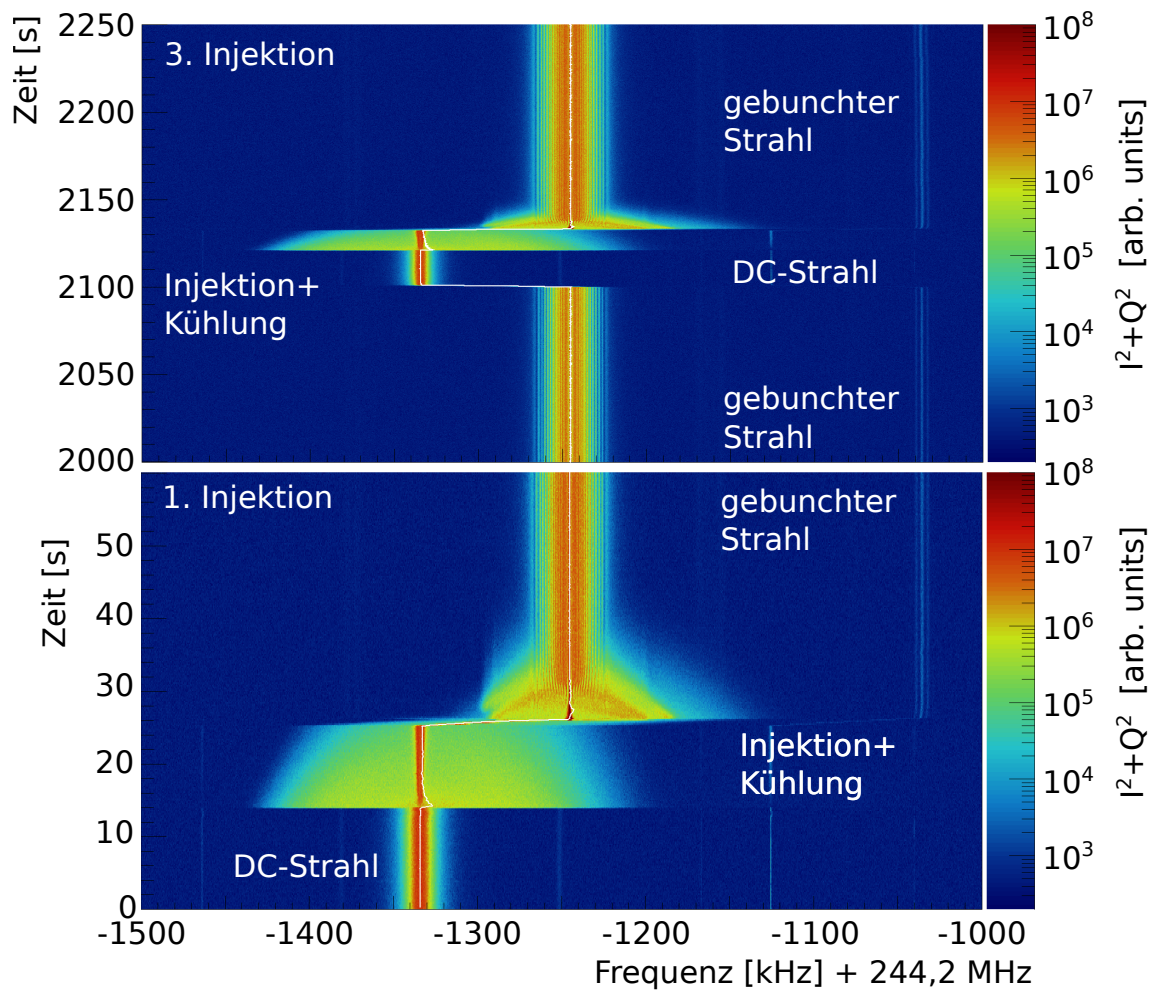
Als nächstes statistisches Moment wird der zeitliche Verlauf der Intensität (Fläche unter dem Strahl) gezeigt. Diese ist proportional zur Teilchenzahl und es ist zu erwarten, dass aufgrund von Injektionen die Zahl der Teilchen (Fläche) steigen sollte und zwischen den Injektionen aufgrund von Strahlverlusten durch die Elektronenkühlung abnimmt. Dies lässt sich im zeitlichen Verlauf der Fläche in Abbildung 6.19 (oben) gut erkennen.

Die Breite des Strahls sollte durch eine abnehmende Teilchenzahl ebenfalls mit der Zeit abnehmen und durch eine Injektion von einem ungekühlten Strahl stark vergrößert werden. Abbildung 6.19 (zweiter Graph) zeigt diesen Verlauf deutlich. Nach einer Injektion besitzt der ungekühlte und noch nicht zu Strahlpaketen geformte Strahl eine hohe Breite. Diese wird durch Strahlkühlung in den ersten paar Sekunden nach der Injektion noch verringert, bis der Strahl zu Strahlpaketen geformt wird.

Das letzte ausgewertete statistische Moment ist das der Schiefe. Abgesehen von den Injektionen und statistischen Schwankungen ist die Schiefe 0, da der Strahl symmetrisch ist.

Eine Annahme bei diesem Experiment war es, dass sich bei der Umschaltung von einem DC-Strahl auf einen gebunchten Strahl die Geschwindigkeit, sprich die Schottky-Frequenz nicht ändert. Um dies stichprobenartig zu überprüfen, werden im Folgenden zwei Injektionen genauer betrachtet. Diese fanden bei  $t = 0$  s und bei  $t = 2121$  s statt (vgl. Abbildung 6.17). Abbildung 6.20 zeigt die zeitaufgelösten Schottky-Spektren dieser beiden Zeitabschnitte. In den beiden Schottky-Spektren wurde der bestimmte Mittelwert der Schottky-Frequenz über diese Abbildung gelegt und die verschiedenen Bereiche wurden markiert. Vor der ersten Injektion bei  $t = 14$  s ist noch ein DC-Strahl am Anfang zu erkennen. Zwischen 14 und 25 Sekunden ist die Verkleinerung der Impulsunschärfe des Strahls durch die Elektronenkühlung erkennbar. Die Bahnverlagerung erfolgt bei  $t = 25$  s und gleichzeitig wird das Bunching eingeschaltet. Der Mittelwert ist in den wesentlichen Abschnitten für gebunchten wie auch ungebunchten Strahl gleich. Im zweiten Abschnitt ist mit der Ausnahme der Bahnverlagerungen und der Injektion, die zwischen  $t = 2121$  s und  $t = 2150$  s erfolgen, ein gebunchter Strahl zu erkennen. Der hier ebenfalls darüber gelegte Mittelwert beschreibt bis auf ähnliche Abweichungen wie im ersten Beispiel gut die Lage des Strahls.





**Abbildung 6.20:** Gezeigt sind die zeitaufgelösten Schottky-Spektren der  $^{209}\text{Bi}^{82+}$ -Hauptlinien der ersten und dritten Injektion. Zu sehen ist die Injektion jeweils bei einem DC Strahl sowie die Umstellung zum gebunchten Strahl. Die verschiedenen Phasen sind markiert. Der Mittelwert (weiße Kurve) der Verteilung wurde über die Spektren gelegt. Weitere Details im Text.

## 6.6 Zusammenfassung des Kapitels 6

In diesem Kapitel wurde gezeigt, wie aus den mit der NTCAP-DAQ aufgenommenen Schottky-Daten und damit offline erstellte Strahlzeitlogbücher zur Diskussion und Unterstützung von Experimenten verwendet werden können. Die Schottky-Daten wurden während eines Experiments zur Laserspektroskopie an  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  und  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  erstellt. Dieses Experiment profitierte von der Möglichkeit, mittels der NTCAP-DAQ die Geschwindigkeit der Ionen für die Dauer des Experiments zu überwachen.

Die erstellten Logbücher enthalten die vier zeitaufgelösten Parameter Fläche, Mittelwert, Breite und Schiefe der Schottky-Peaks:  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  und  $^{209}\text{Bi}^{82+}$ . Von diesen Werten war der Mittelwert der wichtigste Wert für das Experiment. Die entsprechenden Strahlzeitlogbücher wurden der LIBELLE-Kollaboration zur detaillierten Auswertung übergeben.

Zusätzlich wurden neben den Logbüchern der Linien der  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  und  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  Ionen auch ein Logbuch für das weniger interessantere Isotop  $^{208}\text{Bi}^{82+}$  erstellt. Dessen schmale Schottky-Linie ermöglichte es, insbesondere den Mittelwert der Schottky-Frequenz mit höherer Genauigkeit zu überwachen.

## 7. Einzelteilchenspektroskopie

In diesem Kapitel wird die Fähigkeit der NTCAP-DAQ zur Aufzeichnung von Signalen einzelner Teilchen mit hoher Zeitauflösung demonstriert. Hierzu wurden exemplarisch einzelne Spektren eines Experimente ausgewählt, bei dem wenige Teilchen, typischerweise 1 – 10, in den ESR injiziert wurden. Bei dieser Einzelteilchenzerfallsspektroskopie (engl. „single particle decay spectroscopy“, SPDS) wird typischerweise der Zeitpunkt einer Reaktion oder eines Zerfallsprozesses aus der stufenartigen Zunahme bzw. Abnahme der Reaktions- oder Zerfallsprodukte des Primärstrahls bestimmt. In dem hier betrachteten Experiment wurde der Kernelektroneneinfang von  ${}^{142}_{61}\text{Pm}^{60+}$ -Ionen untersucht. Ziel dieses Experimente war es, eventuelle Abweichungen vom exponentiellen Zerfallsverhalten des Zerfallsgesetzes bei den Ionen zu finden [9, 119–121]. Eine solche Modifikation des Zerfallsgesetzes wurde in einigen früheren Experimenten an der GSI beobachtet [122]. Dabei wurden für den Zweikörperzerfall, genauer beim EC, Oszillationen zusätzlich zum exponentiellen Zerfall beobachtet. Weitere Details des Experimente finden sich beispielsweise in [9, 10, 122].

In einer Strahlzeit im Herbst 2014 wurde ein entsprechendes SPDS-Experiment durchgeführt. Dabei konnte die in dieser Arbeit neu entwickelte NTCAP-DAQ als Datenaufnahme in Betrieb genommen und eingesetzt werden. Der Test verlief überaus erfolgreich, sodass die Experimentdaten der Kollaboration zur Verfügung gestellt werden konnten.

Für diese Art von Experimenten am Speicherring, bei denen Reaktions- bzw. Zerfallsprozesse mit Hilfe von Schottky-Signalen untersucht werden, sind einige technische Eigenschaften der NTCAP-DAQ von Vorteil. Die hohe IQ-Rate ermöglicht es, in der Offline-Analyse durch unterschiedliche Partitionierung der Daten oder ggf. durch Zusammenfassen oder Mitteln von einzelnen Samplepunkten oder Frames zwischen hoher Bandbreite, Zeitauflösung, Frequenzauflösung oder besserem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu wählen. Dadurch kann die Analyse der Experimentdaten mit unterschiedlichen Schwerpunkten mehrmals durchgeführt werden. Die

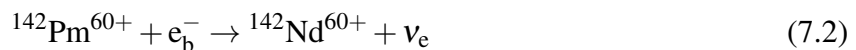
Datenaufnahme erfolgt dabei stets kontinuierlich. Ein weiterer wichtiger Punkt ist, dass synchron zusätzliche Parameter wie Detektorzählraten, Parameter des Beschleunigers wie Ionenstrom, Spannung des Elektronenkühlers oder Signale der Beschleunigersteuerung wie beispielsweise Strahlinjektion aufgezeichnet werden können.

## 7.1 Beschreibung des Experiments

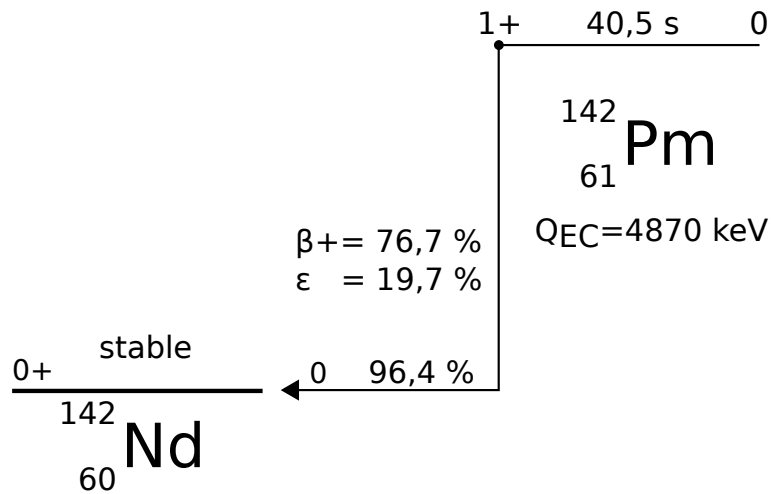
Für das Experiment wurden  $^{142}\text{Pm}^{60+}$ -Ionen durch Fragmentation eines  $^{152}\text{Sm}^{53+}$ -Strahls mit einer Be-Platte am FRS-Eingang erzeugt. Die  $^{152}\text{Sm}^{53+}$ -Ionen wurden aus dem SIS18 mit einer Energie von 500 AMeV schnell extrahiert. Aus dem Zeitpunkt der Extraktion ergibt sich mit einer Genauigkeit von  $< 1 \mu\text{s}$  der Zeitpunkt der Kollision mit dem Produktionstarget und somit der Zeitpunkt der Erzeugung der Mutterteilchen. Die so erzeugten Ionen wurden mittels der im Abschnitt 2.1 beschriebenen  $B\rho - \Delta E - B\rho$  Methode gefiltert und in den ESR injiziert. Neben den  $^{142}\text{Pm}^{60+}$ -Ionen, die mit einer Energie von 400 AMeV in den ESR eingeschossen wurden, gelangten auch andere Radioisotope in den ESR. Der Strahl wurde zuerst mit der stochastischen und darauf folgend mit der Elektronenkühlung gekühlt, um allen Teilchen dieselbe Geschwindigkeit aufzuprägen und somit eine eindeutige Zuordnung von Massen zu den gemessenen Frequenzen zu ermöglichen.

## 7.2 Beispielspektren des EC-Zerfalls von $^{142}\text{Pm}^{60+}$

Die untersuchten  $^{142}\text{Pm}^{60+}$ -Ionen besitzen zwei Zerfallskanäle und zwar den klassischen  $\beta^+$ - sowie den EC-Zerfall (Abbildung 7.1):



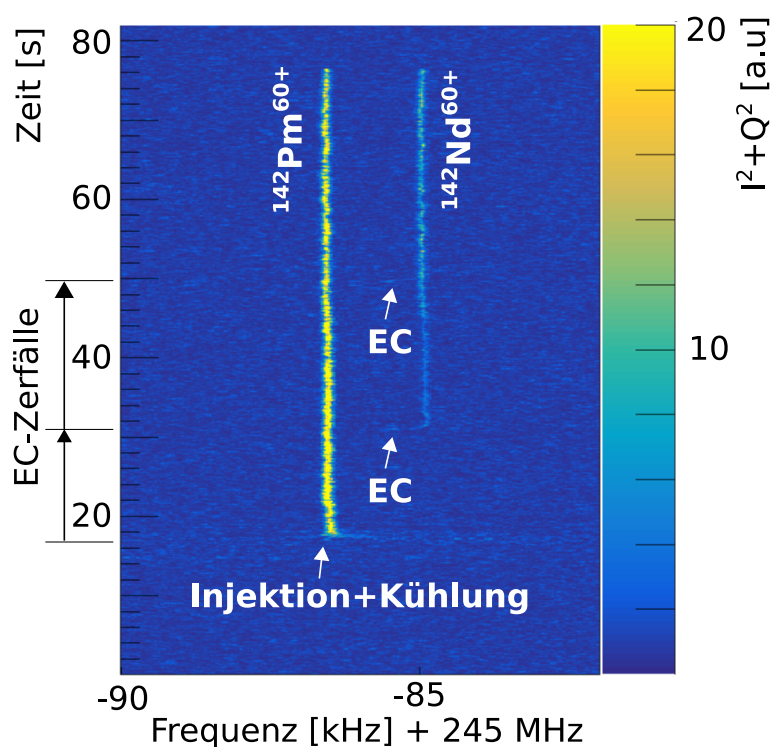
Da sich beim EC Zerfall (Gleichung 7.2) das Masse-zu-Ladungsverhältnis nicht ändert, wird der Frequenzunterschied in den Schottky-Spektren lediglich von der unterschiedlichen Masse aufgrund der unterschiedlichen Bindungsenergie der Nukleonen bestimmt. Die Masse beträgt für  $^{142}\text{Pm}^{60+}$  141,88027 u und für  $^{142}\text{Nd}^{60+}$  141,87508 u [114–116] woraus sich mit einem



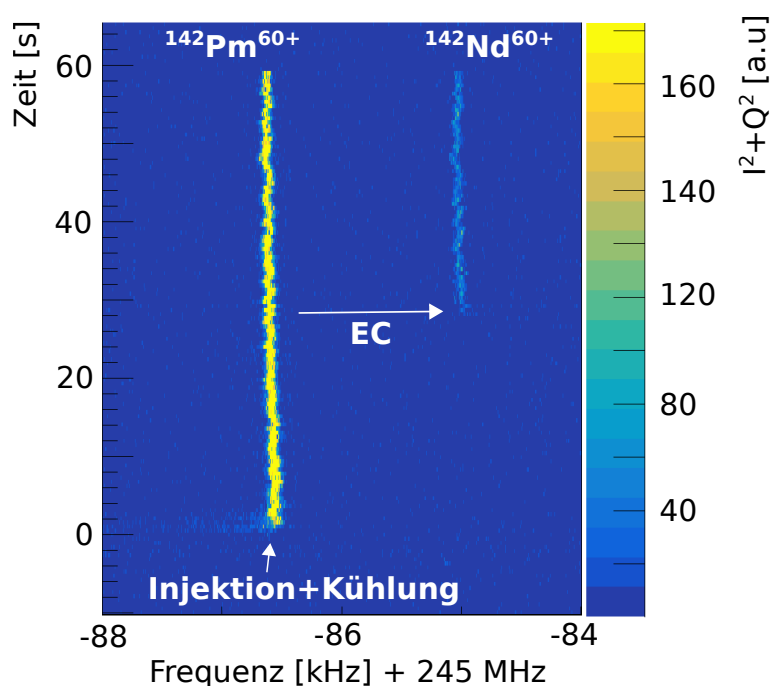
**Abbildung 7.1:** Zerfallsschema von  $^{142}\text{Pm}$  mit den zwei Zerfallskanälen  $\beta^+$  und EC [9].

$\alpha_p = 0,179$  eine zu erwartende Frequenzverschiebung von  $\Delta f = 1602,533$  Hz erwarten lässt. Damit wird in den aufgezeichneten Schottky-Spektren nach zerfallenden  $^{142}\text{Pm}^{60+}$ -Ionen und die um  $\Delta f$  versetzten  $^{142}\text{Nd}^{60+}$ -Ionen gesucht.

Abbildung 7.2 zeigt ein zeitaufgelöstes Schottky-Spektrum, das aus den mit der NTCAP-DAQ aufgezeichneten Schottky-Signalen erstellt wurde. Das Spektrum wurde mittels einer  $2^{20}$  Punkt großen FFT und Multitaper erstellt, die Frequenzauflösung und Zeitauflösung betragen 7,63 Hz und 0,131 ms. Um Details in Abbildung 7.2 hervorzuheben, wurden jeweils 4 Frames gemittelt, sodass die Zeitauflösung dadurch bedingt 0,524 s beträgt. An diesem Beispiel ist der Einschuss und Kühlung der  $^{142}\text{Pm}^{60+}$ -Ionen bei  $t = 18$  s zu sehen. Die Zerfälle können an der stufenartige Abnahme der Intensität wie auch durch das Auftauchen bzw. Anwachsen der Spur des Tochternuklids erkannt werden. Durch den Elektroneneinfang bedingt erfährt das Tochternuklid einen Rückstoß durch das emittierte  $\nu_e$ , sodass die Spur erst durch die Strahlkühlung auf die eigentliche Position führt. Der anfängliche Rückstoß ist bei  $t = 33$  s und  $t = 50$  s durch einen Pfeil markiert.



**Abbildung 7.2:** Zeitliche Entwicklung der Schottky-Linien der Mutterionen  $^{142}\text{Pm}^{60+}$  und der Tochterionen  $^{142}\text{Nd}^{60+}$ . Die Mutterionen werden bei  $t = 18$  s in den Ring injiziert und gekühlt. Nach 33 s und 50 s ist jeweils ein EC Zerfall von  $^{142}\text{Pm}^{60+}$  zu  $^{142}\text{Nd}^{60+}$  zu beobachten. Dieses Spektrum wurde mittels Multitaper (siebter Ordnung) und FFT aus den mit der NTCAP-DAQ aufgezeichneten Schottky-Signalen aufgezeichnet. Die Frequenzauflösung und Zeitauflösung betragen 7,63 Hz und 0,52 s.



**Abbildung 7.3:** Zerfall eines  $^{142}\text{Pm}^{60+}$ -Ions zu einem  $^{142}\text{Nd}^{60+}$  zu Zeitpunkt  $t = 28$  s. Auf der x-Achse ist die Frequenz in kHz relativ zur Mittenfrequenz, auf der y-Achse die Zeit in Sekunden aufgetragen. Das Spektrum wurde aus den Schottky-Signalen mittels einer FFT unter Verwendung von Multitaper (dritter Ordnung) generiert. Das Spektrum besitzt eine Zeitauflösung von 262 ms und eine Frequenzauflösung von 3,81 Hz und wurde mit der NTCAP-DAQ aufgezeichnet.

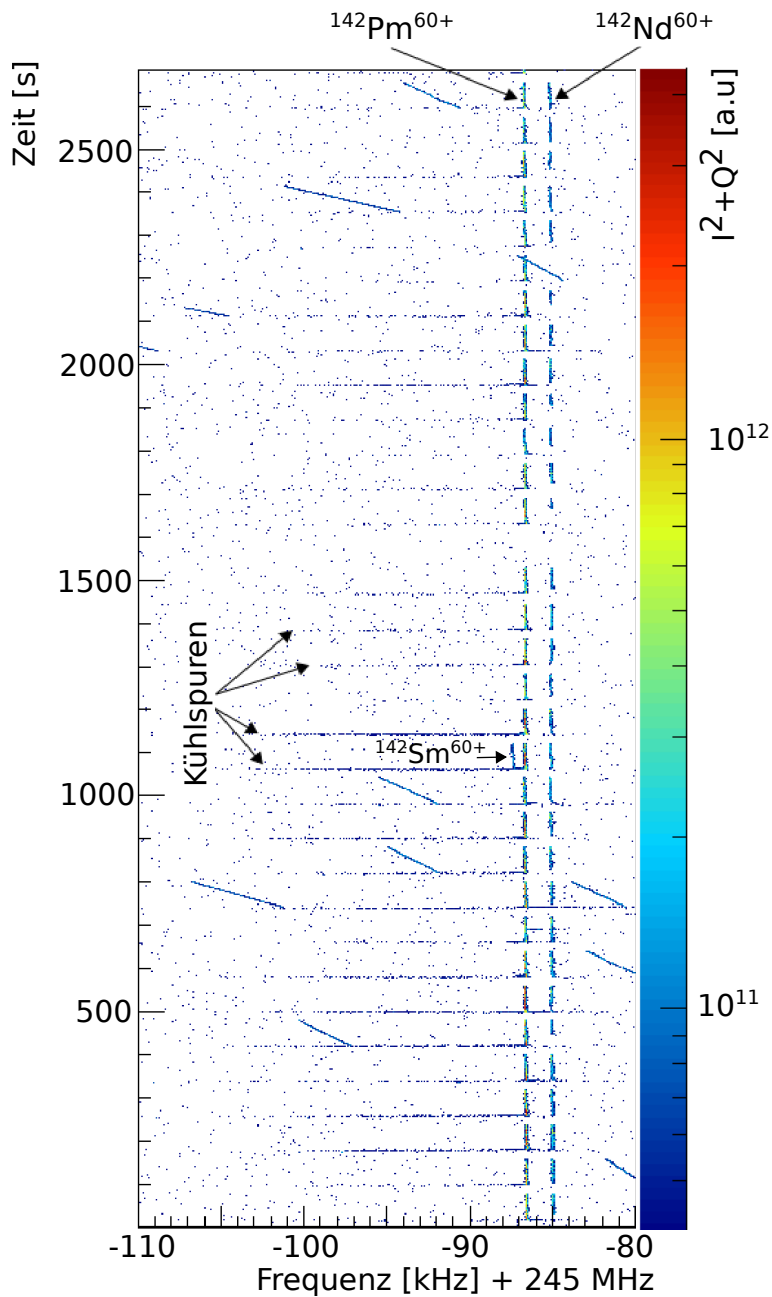
## 7. Einzelteilchenspektroskopie

---

Ein weiteres Beispiel eines solchen Zerfalls ist in Abbildung 7.3 dargestellt. Hier wurde ebenfalls aus den NTCAP-Daten ein Schottky-Spektren mittels der Multitaper Technik erstellt, allerdings nur mit der dritten Ordnung. In diesem Beispiel findet ein EC-Zerfall bei  $t = 28$  s statt. Im Vergleich zur Abbildung 7.2 zeigt sich, dass hier kein Rückstoß zu sehen ist.

Abbildung 7.4 zeigt ein zeitaufgelöstes Schottky-Spektrum über 2500 Sekunden der  $^{142}\text{Pm}^{60+}$  und  $^{142}\text{Nd}^{60+}$ -Linien. Neben den Spuren von  $^{142}\text{Pm}^{60+}$  und  $^{142}\text{Nd}^{60+}$  sowie den horizontalen Spuren, die während der Injektion neuer Teilchen, d.h. bei der stochastischen Kühlung entstehen, erkennt man in der 14. Injektion zusätzlich die Spur des Isobars  $^{142}\text{Sm}^{60+}$ . Diese schräg verlaufenden Spuren stammen von Isotopen, die ein deutlich unterschiedliches  $m/q$ -Verhältnis als die anderen Isotope besitzen. Bei ihrer Produktion haben sie eine Geschwindigkeit, die sich deutlich von der der Kühlerelektronen unterscheidet und damit sehr lange Kühlzeit erfordern. Bei genauerer Betrachtung der Schottky-Linien dieser ungekühlten Ionen lässt sich feststellen, dass sich manche dieser Linien scheinbar über mehrere Injektionen bei gleicher Steigung fortsetzen. Dies könnte bedeuten, dass der ESR zwischen den verschiedenen Injektionen nicht vollständig von allen Ionen geleert wurde. Dies ist eine Frage, der nochmals bei der vollständigen Auswertung des gesamten Datensatzes durch die Experimentatoren des EC-Experiments nachgegangen werden muss, da hiermit eine wichtige Grundvoraussetzung des Experiments verletzt wäre.

## 7.2. BEISPIELSPAKTREN DES EC-ZERFALLS VON $^{142}\text{Pm}^{60+}$



**Abbildung 7.4:** Zeitaufgelöstes Schottky-Spektrum gemessen über einen Zeitraum von 2500 Sekunden im Frequenzbereich von  $-110$  kHz bis  $-80$  kHz relativ zur Mittenfrequenz. Zu sehen sind mehrere Injektionen und Zerfälle von  $^{142}\text{Pm}^{60+} \rightarrow ^{142}\text{Nd}^{60+} + \nu_e$ . Zwischen  $1000$  s und  $1200$  s ist außerdem das Isobar  $^{142}\text{Sm}^{60+}$  zu erkennen. Zusätzlich sind diagonale Spuren ungekühlter Teilchen zu sehen, die sich scheinbar über mehrere Injektionen fortsetzen. Dies sollte nicht der Fall sein, da der Ring nach jeder Injektion geleert wurde.

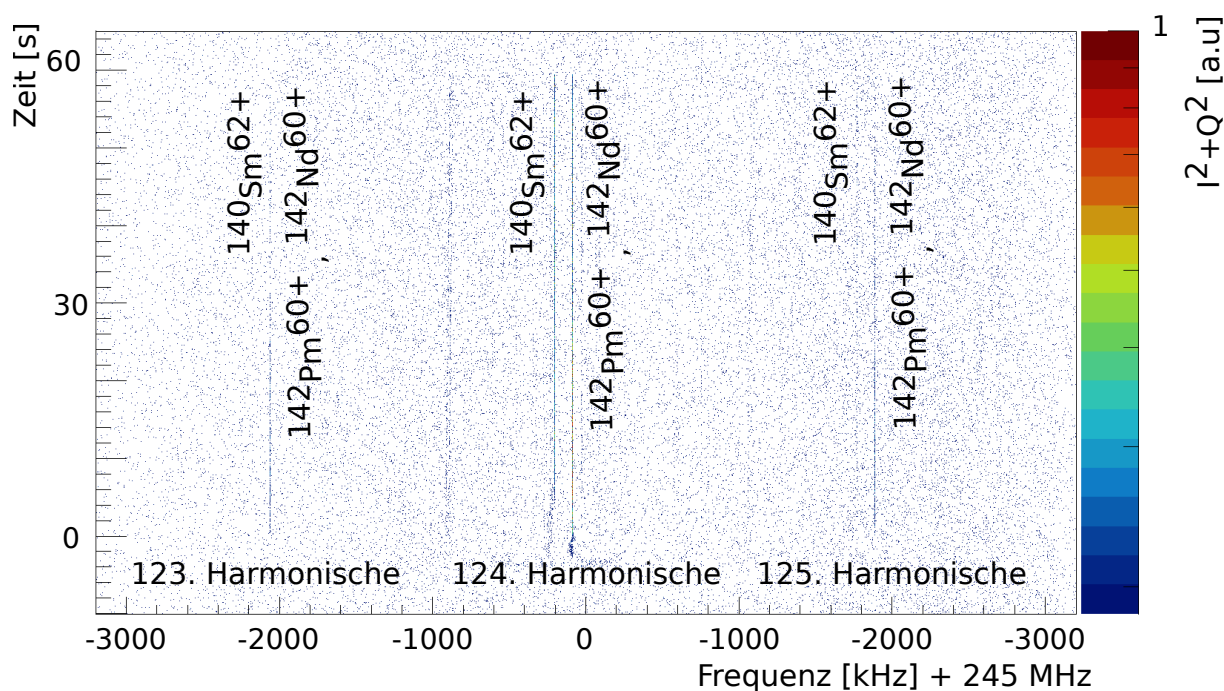


### 7.2.1 Spektren mit voller Bandbreite der NTCAP-DAQ

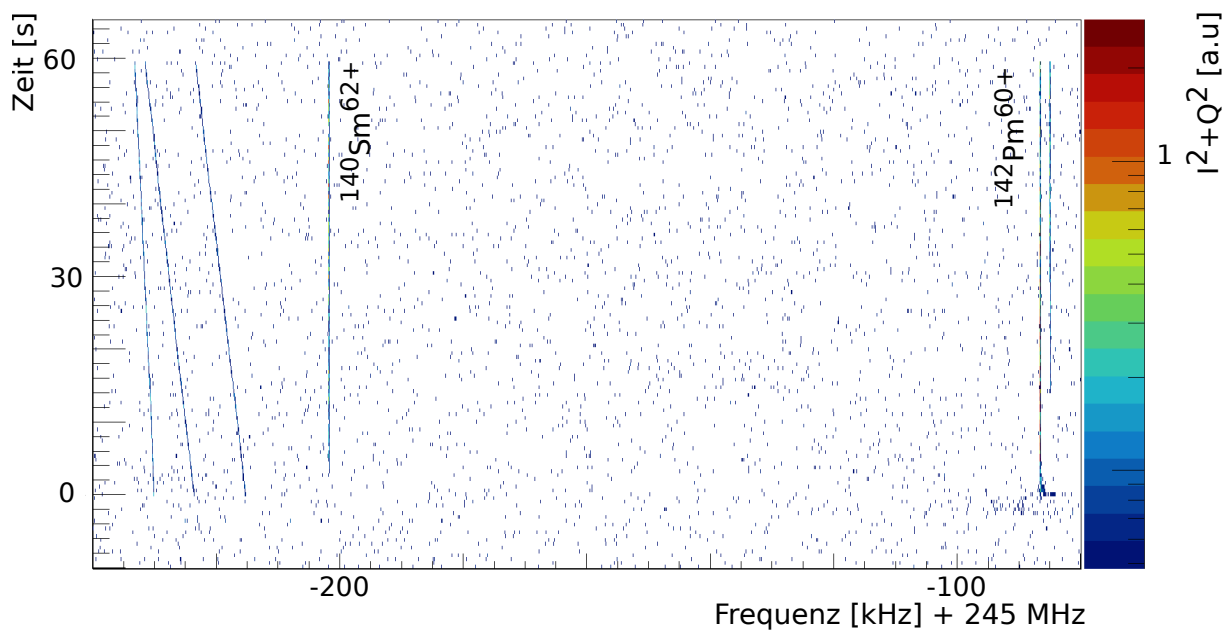
Die NTCAP-DAQ besitzt eine sehr große Bandbreite von bis zu 32 MHz, die jedoch durch die internen Filter in den NI-Modulen für den verwendeten Frequenzbereich um 245 MHz beschränkt wird (Abschnitt 4.3). Für die Messungen im Rahmen des EC-Experiments wurde mit einer IQ-Rate von 8 MSamples/s gearbeitet, was einer Bandbreite von 6,4 MHz entspricht. Bisher wurde für das EC-Experiment jeweils nur ein kleiner Ausschnitt dieses Frequenzbereichs gezeigt, der dem für den Zerfall relevanten Bereich entspricht. In Abbildung 7.5 ist ein zeitaufgelöstes Schottky-Spektrum über die ganze aufgezeichnete Bandbreite von 6,4 MHz gezeigt. Dort sind die 123. bis 125. Harmonische des Ionenstrahls zu erkennen. Im ESR sind vier verschiedene Ionenspezies gespeichert. Neben  $^{142}\text{Pm}^{60+}$  und  $^{142}\text{Nd}^{60+}$  ist auch noch  $^{140}\text{Sm}^{62+}$  vorhanden, das trotz der aufwändigen Filterung im FRS in den ESR gelangen konnte. Weiterhin sieht man in einzelnen Spektren (vgl. Abbildung 7.4, 14. Injektion) das zum EC-Paar  $^{142}\text{Pm}^{60+}/^{142}\text{Nd}^{60+}$  isobare  $^{142}\text{Sm}^{60+}$ . Neben diesen vier Linien sind noch weitere an Linien vorhanden, die über die ganze Bandbreite verteilt sind. Diese Linien wurden schon im vorherigen Abschnitt beschrieben und stammen von Teilchen, die im Vergleich zu den drei identifizierten Teilchen einen große Geschwindigkeitsunterschied besitzen und daher von der Elektronenkühlung nur langsam gekühlt werden können bzw. noch nicht gekühlt sind. Dadurch besitzen sie eine unterschiedliche Steigung im Spektrum und können nicht identifiziert werden. Diese ungekühlten Teilchen besitzen eine Neigung im Schottky-Spektrum, die jedoch auf der Skala von Abbildung 7.5 nur schwer zu sehen ist. Da diese ungekühlten Teilchen noch nicht ihre finale Frequenz eingenommen haben, lassen sie sich auch nicht eindeutig identifizieren. Abbildung 7.6 zeigt einige dieser schlecht gekühlten Linien im Vergleich zu den drei identifizierten Linien.

Eine Überprüfung des Spektrums lässt sich mit der Bestimmung des Momentum-Compaction-Faktors  $\alpha_p$  für die  $^{142}\text{Pm}^{60+}$  und  $^{142}\text{Nd}^{60+}$  Spuren durchführen. Dieser sollte um 0,179 liegen. Aus dem zeitaufgelösten Schottky-Spektrum geht das Zerfallsverhalten eindeutig hervor und es ist klar, dass es sich bei der Spur bei  $f = -86,553$  kHz um  $^{142}\text{Pm}^{60+}$  und bei der Spur bei  $f = -84,945$  kHz um  $^{142}\text{Nd}^{60+}$  handelt. Das Masse-zu-Ladungsverhältnis für  $^{142}\text{Pm}^{60+}$  beträgt  $m/q = 2,364671187$  u und das für  $^{142}\text{Nd}^{60+}$  ist  $m/q = 2,364584747$  u [114–116]. Damit errechnet sich der Momentum-Compaction-Faktor zu

$$\alpha_p = -\frac{(\Delta f/f)_{\text{exp}}}{(\Delta m/m)} = -\frac{1608 \text{ Hz}/244913446 \text{ Hz}}{3,6554765 \cdot 10^{-5}} \approx 0,1796. \quad (7.3)$$



**Abbildung 7.5:** Spektrum des Einzelteilchenzerfallsspektroskopieexperimentes über eine Bandbreite von 6,4 MHz mit einer Auflösung von 977 Hz über einen Zeitraum von 75 Sekunden, in dem eine einzelne Injektion in den ESR stattfindet. In der aufgezeichneten Bandbreite finden sich drei Harmonische, in denen jeweils drei verschiedene Isotope zu erkennen sind. Bei diesen handelt es sich zum einen um  $^{142}\text{Pm}^{60+}$  und dessen EC-Tochter Tochter  $^{142}\text{Nd}^{60+}$ . Zum anderen ist auch noch  $^{140}\text{Sm}^{62+}$  zu erkennen. Eine Ausschnittsvergrößerung (Abbildung 7.6) zeigt weitere Linien ungekühlter Ionen.



**Abbildung 7.6:** Vergrößerung des Spektrums aus Abbildung 7.5 um die 124. Harmonische. In der Vergrößerung sind zunächst die Linien der drei vollständig gekühlten Isotope  $^{140}\text{Sm}^{62+}$ ,  $^{142}\text{Pm}^{60+}$ ,  $^{142}\text{Nd}^{60+}$  zu erkennen. Daneben sind noch weitere „schiefe“ Linien, die von Ionen mit einem großen Geschwindigkeitsunterschied stammen und daher nur langsam durch die Elektronenkühlung gekühlt werden. Da diese Linien ungekühlt sind, lässt sich keine Identifikation durchführen.

Prinzipiell besitzt die NTCAP-DAQ eine ausreichende große Bandbreite, um den zum EC-Zerfall konkurrierenden Prozess des  $\beta^+$ -Zerfalls simultan aufzuzeichnen (Abbildung 7.1). Im Experiment wurden jedoch die  $\beta^+$ -Töchter mit Hilfe von im Ring befindlichen Blenden vernichtet, damit diese nicht nach nochmaliger Umladung im Kühler oder Restgas auf die Ursprungstrajektorie zurückkommen können und so das Ergebnis der EC-Zerfallsmessung verfälschen können.

### 7.3 Zusammenfassung des Kapitels 7

Bei den Experimenten zum EC-Zerfall von  $^{142}\text{Pm}^{60+}$  zu  $^{142}\text{Nd}^{60+}$  konnten im Rahmen der Einzelteilchenzerfallsspektroskopie mit der NTCAP-DAQ erfolgreich Signale aufgezeichnet werden, die eine Beobachtung von Einzelteilchenzerfällen mit hoher Zeitauflösung und Sensitivität ermöglichen. Es konnten für die gesamte Strahlzeit von drei Wochen die Daten breitbandig mit hoher IQ-Rate bei vollständiger Erfassung aller Zählerdaten aufgenommen werden. Mit der Auswertung einzelner Beispiele wurde gezeigt, dass die entwickelte NTCAP-DAQ in der Lage ist, die Signale der einzelnen Zerfälle aufzuzeichnen. Da die NTCAP-DAQ zusätzlich eine hohe Samplingrate (Zeitauflösung) und die Fähigkeit zur lückenlosen Aufzeichnung der Signale besitzt, ist sie für solche Experimente ein ideales Werkzeug. Der Vorteil einer solchen breitbandigen Datenaufnahme fällt sofort ins Auge beim Vergleich des Messbereichs (Span) der bisher verwendeten kommerziellen RSA-Geräte im Vergleich zu dem Messbereich der NTCAP-DAQ. Die Bandbreite ist mit der NTCAP-DAQ groß genug um mehrere Harmonische des Ionenstrahls aufzuzeichnen. Ein weiterer Vorzug der NTCAP-DAQ, der hier zum ersten Mal getestet wurde (vgl. Kapitel 5.5), ist die zeitsynchrone Aufzeichnung von Zählerdaten. Der komplette Datensatz wurde zur vollständigen Auswertung der EC-Kollaboration übergeben.

## 8. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neues Datenaufnahmesystem zur Aufzeichnung von Schottky-Signalen an den FAIR Speicherringen aufgebaut, programmiert, getestet und in Betrieb genommen. Die neue Datenaufnahme wurde zur Aufzeichnung von Daten in der Größenordnung von 100 TByte am ESR während sieben verschiedener Strahlzeiten (siehe Kapitel 1) in den Jahren 2014 - 2016 verwendet. Während dieser Zeit wurden die Eigenschaften der Datenaufnahme ständig weiterentwickelt und verbessert. Im Rahmen der Inbetriebnahme wurden Tests der DAQ u.a. mit Signalen aus einem Frequenzgenerator, im ESR mit  $C^{6+}$ -Strahl, bei einem Experiment zur Laserspektroskopie von wasserstoff- und lithiumartigem Wismut, sowie zur Einzelteilchenzerfallsspektroskopie von wasserstoffartigem Promethium durchgeführt und in dieser Arbeit präsentiert.

Das erste dieser Experimente diente zur generellen Inbetriebnahme der Datenaufnahme. Hier wurden  $^{12}C^{6+}$  Ionen bei 400 AMeV in den ESR injiziert. Während dieses Experiments wurden verschiedene Einstellungen getestet und es konnte gezeigt werden, dass der VSA der NTCAP-DAQ einwandfrei funktioniert. Bei der Datenaufnahme wurde eine maximale IQ-Rate von 20 MSamples/s erzielt, die es ermöglichte, neun Harmonische des Hauptstrahls simultan zu erfassen [16].

Für das Laserspektroskopieexperiment am wasserstoff- bzw. lithiumartigen Wismut diente die NTCAP-DAQ als Strahldiagnose, die es ermöglicht, die Geschwindigkeit bzw. die Umlauffrequenz der gespeicherten Ionen zerstörungsfrei aufzuzeichnen. Mit der Hilfe eines neu entwickelten Auswerteprogramms, das aus den Schottky-Spektren die statistischen Momente (Fläche, Mittelwert, Breite, Schiefe) bestimmt, wurde für die relevanten  $^{209}Bi$ -Ionen ein entsprechendes Strahlzeitlogbuch erstellt und der Experimentkollaboration zur Verfügung gestellt. Dabei waren die Zeit- und Frequenzauflösung an die Bedürfnisse der LIBELLE-Gruppe angepasst. Durch diese nachträglichen Kontrollmöglichkeiten konnten zentrale Parameter des Experiments mit hoher

---

Genauigkeit überprüft werden und somit die Aussagekraft dieses Präzisionsexperiments erhöht werden. Die Ergebnisse dieses Experiments können in [31, 32] nachgelesen werden. Das Laserspektroskopieexperiment ist ein Paradebeispiel für die Möglichkeiten eines kontinuierlichen Strahlzeitlogbuchs. Von solchen Kontrollmöglichkeiten können viele Speicherringexperimente an den zukünftigen Speicherringen von FAIR profitieren.

In einem weiteren umfangreichen Test im Rahmen des Experiments zum EC-Zerfall von  $^{142}\text{Pm}^{60+}$  wurde die NTCAP-DAQ im Hinblick auf ihre Einsatzfähigkeit zur Aufzeichnung sehr schwacher Signale, wie sie beim Nachweis von einzelnen gespeicherten Ionen auftreten, erfolgreich optimiert. Hier zeigen sich die großen Vorteile der NTCAP-DAQ: Die kontinuierliche Datenaufzeichnung, die hohe Bandbreite bzw. IQ-Rate, sowie die integrierten zusätzlichen Komponenten wie Zählerkarten. Für alle die o.a. Experimente sowie vier weitere Strahlzeiten wurde kontinuierlich und praktisch ohne Unterbrechung Schottky-Signale aufgezeichnet und an die jeweiligen Experimentatoren zur weiteren Auswertung übergeben.

Die beiden in dieser Arbeit näher betrachteten Auswertungen von Schottky-Daten demonstrieren die wesentlichen Fähigkeiten der entwickelten Datenaufnahme: Hohe Bandbreite, Stabilität, kontinuierliche Datenerfassung über Tage/Wochen hinweg. Bereits die bestehende NTCAP-DAQ eröffnet zahlreiche neue Möglichkeiten für zukünftige Einsatzszenarien. So war der bisherige Einsatz der entwickelten Datenaufnahme auf den neuen Schottky-Resonator am ESR beschränkt. Dies ist keine Limitierung der NTCAP-DAQ. Der VSA deckt einen Frequenzbereich von 10 MHz bis 6,6 GHz ab. Dies bedeutet zum einen, dass der VSA auch die Schottky-Signale des alten Parallelplattenaufnehmers am ESR aufzeichnen kann. Zum anderen bedeutet dies, dass die Datenaufnahme auch an einem der neuen Speicherringe und Synchrotrons verwendet werden kann.

Zusätzlich zur Verwendung der Datenaufnahme für anderen Aufnehmer an anderen Speicherringen, besteht die Möglichkeit zur Erweiterung der Datenaufnahme. Hierbei ist die Modularität des Systems ein großer Vorteil. Zurzeit sind die folgenden Module in der Datenaufnahme eingebaut: 1x VSA, 2x Zählerkarte, 1x Synchmodul mit 1x OCXO-Uhr. Eine mögliche Erweiterung der Datenaufnahme bestünde beispielsweise in der simultanen Aufzeichnung der Signale beider am ESR vorhandenen Schottky-Aufnehmer oder allgemeiner in der simultanen Aufzeichnung mehrerer Schottky-Aufnehmer zur weiteren Steigerung der Sensitivität des Systems. Diese Skalierung des Systems lässt sich an einem der anderen Speicherringe noch weiter ausbauen, da beispielsweise am Kollektoring (CR) insgesamt acht Schottky-Aufnehmer geplant sind.

## 8. Zusammenfassung und Ausblick

---

Eine andere Möglichkeit liegt in der Erweiterung der momentan vorhandenen 16 Kanäle für Zählersignale. Gegebenenfalls ist auch möglich, mehrere der NI-Überrahmen zu kombinieren (Daisychain) um mehr Steckplätze für die Instrumentenmodule zu erhalten. Zusätzlich dazu könnten auch Field Programmable Gate Array (FPGA) Module verwendet werden.

Schon der Einsatz der NTCAP-DAQ bei sieben verschiedenen Experimenten zeigt die vielfältigen Einsatzmöglichkeiten. Darüber hinaus lässt sich die Schottky-Methode und damit auch die NTCAP-DAQ noch in weiteren Experimenten der Atom- und Kernphysik einsetzen. Mögliche Einsatzszenarien reichen von atomaren Reaktionen wie beispielsweise Ionisationsmessungen mit einem Schottky-Aufnehmer über präzise Massenmessung, oder Präzisionsexperimente der QED bis hin zu sehr technischen Verwendungen, wie zur Unterstützung der Strahlpräparation im Speicherring. Als Beispiel sei hier die Isotopenseparation im Speicherring zur Vorbereitung von Speicherringexperimenten mit exotischen Strahlen genannt.





# Glossar

CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
DAQ	Datenaufnahme (engl. „Data acquisition“)
DDC	Digital Down Converter
DFT	Diskrete-Fourier-Transformation
DMA	direkter Speicherzugriff (engl. „Direct Memory Access“)
ESR	Experimentierspeicherring
EZR	Elektron-Zyklotron-Resonanz Ionenquelle
FAIR	Facility for Antiproton and Ion Research
FFT	Schnelle Fourier-Transformation (engl. „Fast Fourier Transformation“)
FRS	Fragmentseparator
FT	Fourier-Transformation
GSI	GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung
HLI	Hochladungsinjektor
HSI	Hochstrominjektor
IH	Interdigitale H-Mode
IMS	Isochrone-Massen-Spektrometrie
ISR	Intersecting Storage Ring

LabVIEW	Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench
LIBELLE	Lithium like Bismuth Experiment with Laser Light at the ESR
MEVVA	MEtal Vapor Vacuum Arc Ion Source
MUCIS	MUlti Cusp Ion Source
NAS	Network-Attached-Storage
NI	National Instruments
NIM	Nuclear Instrumentation Standard
NTCAP	New Time CAPture Datenaufnahme
PCIe	Peripheral Component Interconnect Express
PTB	Physikalisch-Technische Bundesanstalt
PXIe	PCI eXtensions for Instrumentation
QED	Quantenelektrodynamik
RFQ	Radiofrequenzquadrupol
RSA	Echtzeit-Spektrumanalysatoren (engl. „Real Time Spectrum Analyzer“)
SIS18	Schwerionensynchrotron 18 Tm
SMS	Schottky-Massen-Spektrometrie
SPDS	Einzelteilchenzerfallsspektroskopie (engl. „single particle decay spectroscopy“)
TCAP	Time CAPture Datenaufnahme
TRSMS	zeit aufgelöste Schottky-Massen-Spektrometrie (engl. „time resolved schottky mass spectrometry“)
TTL	Transistor-Transistor-Logik
UNILAC	Universal Linear Accelerator
VSA	Vector-Signal-Analyzer

# A. Anhang

## A.1 (I)nphase und (Q)uadrature - Komponentendarstellung

Jedes reellwertige periodische Signal mit einer positiven Frequenz  $f$  kann als eine Überlagerung von Sinus und Kosinus-Schwingungen beschrieben werden (Fourier-Theorem). Im Folgenden wird eine Sinusfunktion als Beispiel verwendet. Anhand der Euler-Formel (Gleichung A.1) lassen sich Sinus- sowie die Kosinusschwingungen ins Komplexe übertragen (Gleichungen A.2 und A.3)

$$e^{i\varphi(t)} = \cos(\varphi(t)) + i \cdot \sin(\varphi(t)) \quad (\text{A.1})$$

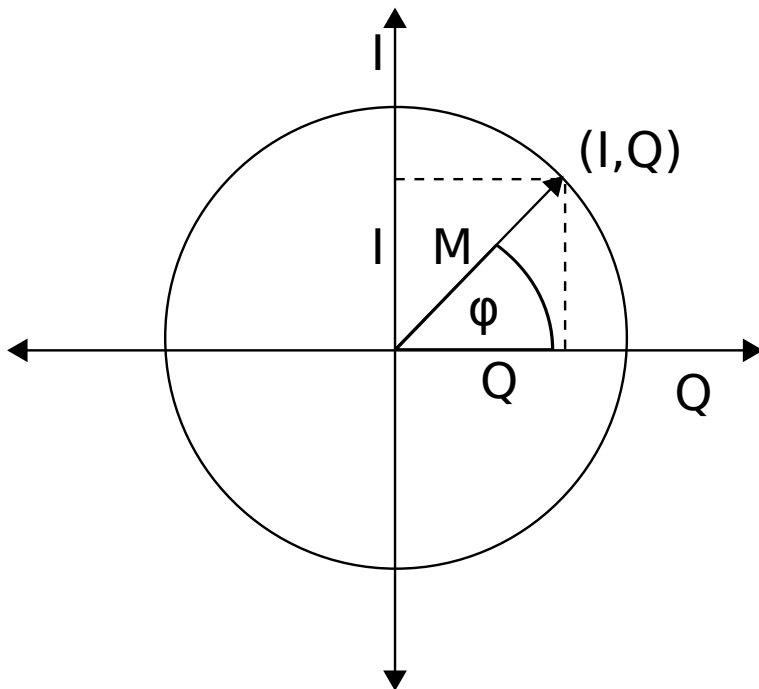
$$\cos(\varphi(t)) = \frac{1}{2} \left[ e^{i\varphi(t)} + e^{-i\varphi(t)} \right] \quad (\text{A.2})$$

$$\sin(\varphi(t)) = \frac{1}{2i} \left[ e^{i\varphi(t)} - e^{-i\varphi(t)} \right] \quad (\text{A.3})$$

mit  $i^2 = -1$  der imaginären Einheit. Dies führt zur Zeigerdarstellung wie sie in Abbildung A.1 gezeigt ist. In dieser Darstellung ist  $M$  die Amplitude  $\varphi$ , der Phasenwinkel  $I$  die Inphase-Komponente bzw. die Projektion auf die y-Achse und  $Q$  die Quadrature-Komponente entsprechend der Projektion auf die x-Achse. Diese beiden Komponenten werden als IQ-Komponenten und die Daten daraus als IQ-Daten bezeichnet. Während die Amplitude konstant ist, verändern sich die I- und Q-Werte je nach Phasenwinkel. Der Verlauf der I- und Q-Komponenten über einen Phasenwinkel von  $2\pi$  ergibt eine vollständige Sinus- und Kosinus-Schwingung. Damit ist die Wurzel aus der Summe der Quadrate über die Zeit konstant gleich der Amplitude. Es gilt

$$|M| = \sqrt{I^2 + Q^2}. \quad (\text{A.4})$$

Weitere Details zur IQ-Darstellung finden sich beispielsweise in [123, 124].

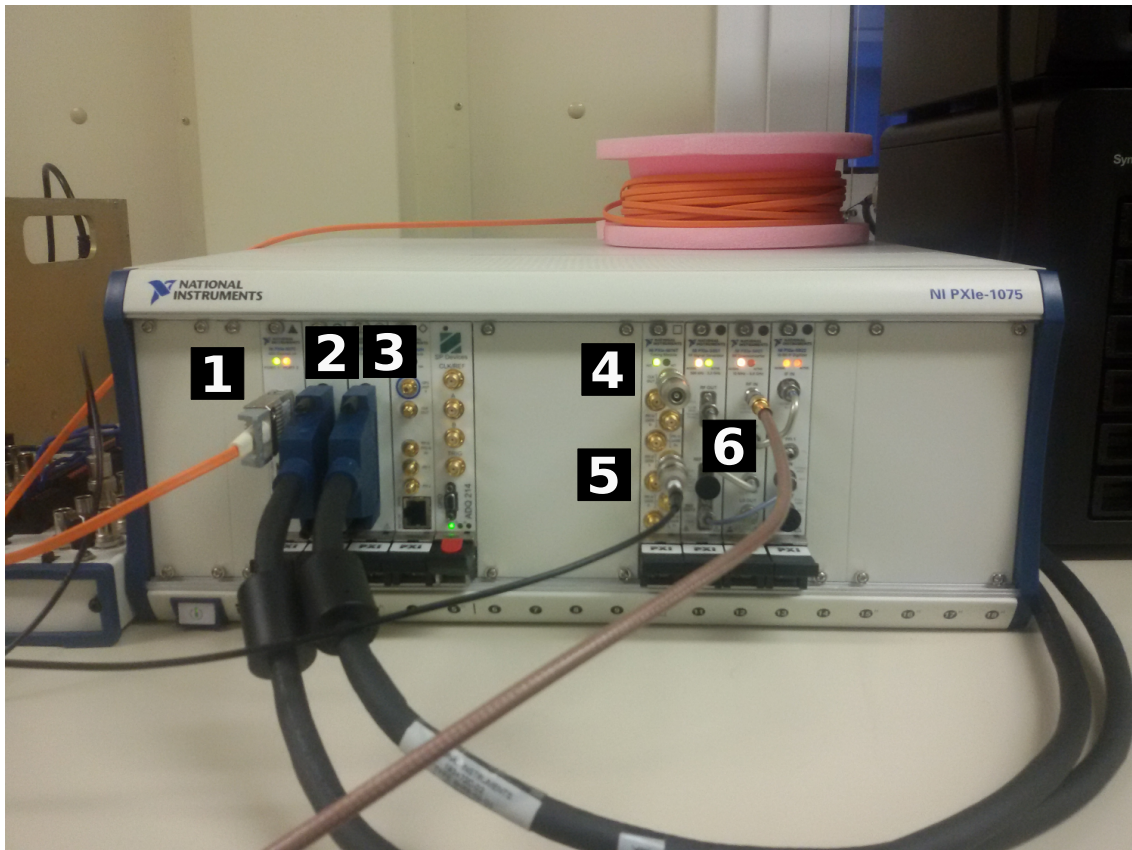


**Abbildung A.1:** IQ-Komponentendarstellung eines Signals. Die Amplitude  $M$  eines Signals ist für jeden Phasenwinkel  $\varphi(t)$  konstant. Der Zeiger wandert über die Zeit hinweg über den Kreis. Die Projektion dieses Zeigers auf die y-Achse wird als Inphase (I)-Komponente und die Projektion auf die x-Achse als Quadrature (Q)-Komponente bezeichnet. Die IQ-Komponenten bestimmen eindeutig den Zeiger.

## A.2 Aufbau der Datenaufnahme NTCAP

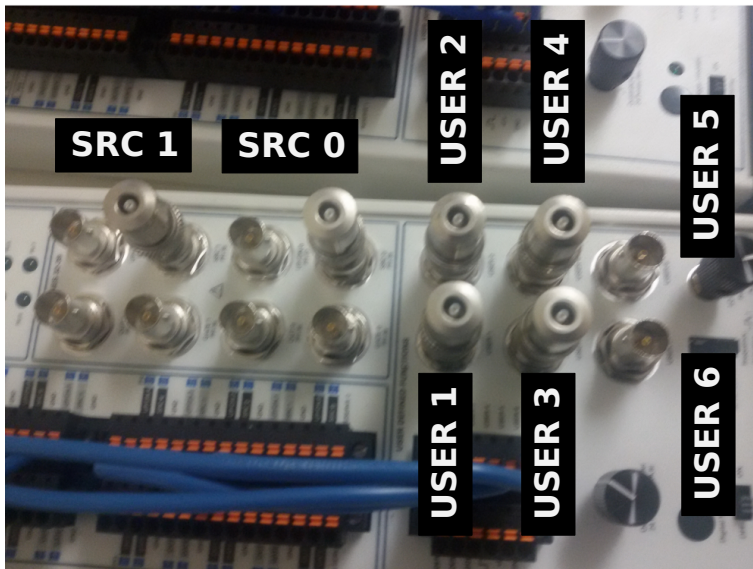
Die Datenaufnahme NTCAP besteht aus verschiedenen Komponenten (siehe Kapitel 4). Die Verkabelung der Komponenten ist in Abbildung 4.3 schematisch dargestellt. Der NTCAP-Rechner wird mit dem NI-Rahmen durch ein Glasfaserkabel verbunden. Der NI-Rahmen besitzt zudem die Fähigkeit, weitere NI-Rahmen über ein weiteres Glasfaserkabel anzubinden. Über das Glasfaserkabel zum NTCAP-Rechner wird der NI-Rahmen mit allen Modulen vom Rechner aus konfiguriert und kontrolliert und es werden Daten vom NI-Rahmen an den Rechner gesendet.

An die beiden Zählerkarten NI PXIe-6612 in den Steckplätzen 2 und 3 in Abbildung A.2 wird jeweils ein Anschlussfeld mit BNC-Steckern angeschlossen (Abbildung A.3). Von den 14 vorhandenen BNC-Steckplätzen pro Anschlussfeld können jeweils acht Stück zum Anschluss von Detektor bzw. Steuersignalen verwendet werden (vgl. Abschnitt 4.4). Die Bezeichnungen der aktiv gesteckten Anschlüsse wurden in das Bild A.3 sichtbar eingetragen. Die Zuordnung der Anschlüsse zu den jeweiligen Datenkanälen in der Datenaufnahme und den am Ende gespeicherten Zähler-Dateien (siehe Abschnitt A.4) ist in Tabelle A.1 festgehalten. Die einzelnen Kanäle des Zählermoduls können auch mit internen Signalen wie beispielsweise den internen



Kennzeichnung	Beschreibung
1	Interfacekarte zum Anschluss des NTCAP-Rechners
2, 3	Anschlüsse der beiden Zählerkarten
4	Ausgang der OCXO Uhr
5	Auslesetrigger für die Zähler signale
6	Anschluss für das eingehende RF-Signal

**Abbildung A.2:** NTCAP-Datenaufnahme während einer Testmessung. Markiert sind die verwendeten Module und Anschlüsse.



**Abbildung A.3:** Anschlüsse eines der beiden BNC2121-Anschlussfelder. Die Bezeichnungen der Anschlüsse für die verwendeten Kanäle wurden auf dem Bild eingefügt.

Uhren belegt werden. In diesem Fall darf kein externes Signal an den entsprechenden Anschluss angeschlossen werden. Das Synchron-Modul NI PXIe-6674T im Steckplatz 10 bietet verschiedene Ein- und Ausgänge. Besonders wichtig sind hierbei einmal der Uhrausgang (*CLK\_OUT*) und Triggereingang (PFI1) (siehe Abbildung A.2). Letzterer wird zur Steuerung der Auslese der Zählerkanäle verwendet. Der Ausgang der OCXO-Uhr ermöglicht es, das hochpräzise Signal der OCXO Uhr abzugreifen.

Der NTCAP Rechner wird über zwei Ethernetkabel am 10-Gbit Netzwerkschwitch angeschlossen. An diesem Netzwerkschwitch wird weiterhin über eine 2x10 Gbit Verbindung das NAS-Array angeschlossen. Das NAS-System besteht aus dem Hauptrahmen Synology DS3612xs, in dem sich neben einer CPU auch noch Platz für zwölf Festplatten befindet, und aus zwei weiteren reinen Festplattenrahmen Synology DX1211.

Der VSA, der aus drei einzelnen Komponenten besteht, befindet sich in den Steckplätzen 11 – 13. Der wichtigste Anschluss des VSA ist der RF-Eingang, an den das Schottky-Signal angeschlossen wird.

Kanalnummer	Steckplatz	Anschlussname
0	2	SRC 0
1	2	SRC 1
2	2	USER 0
3	2	USER 1
4	2	USER 2
5	2	USER 3
6	2	USER 4
7	2	USER 5
8	3	SRC 0
9	3	SRC 1
10	3	USER 0
11	3	USER 1
12	3	USER 2
13	3	USER 3
14	3	USER 4
15	3	USER 5

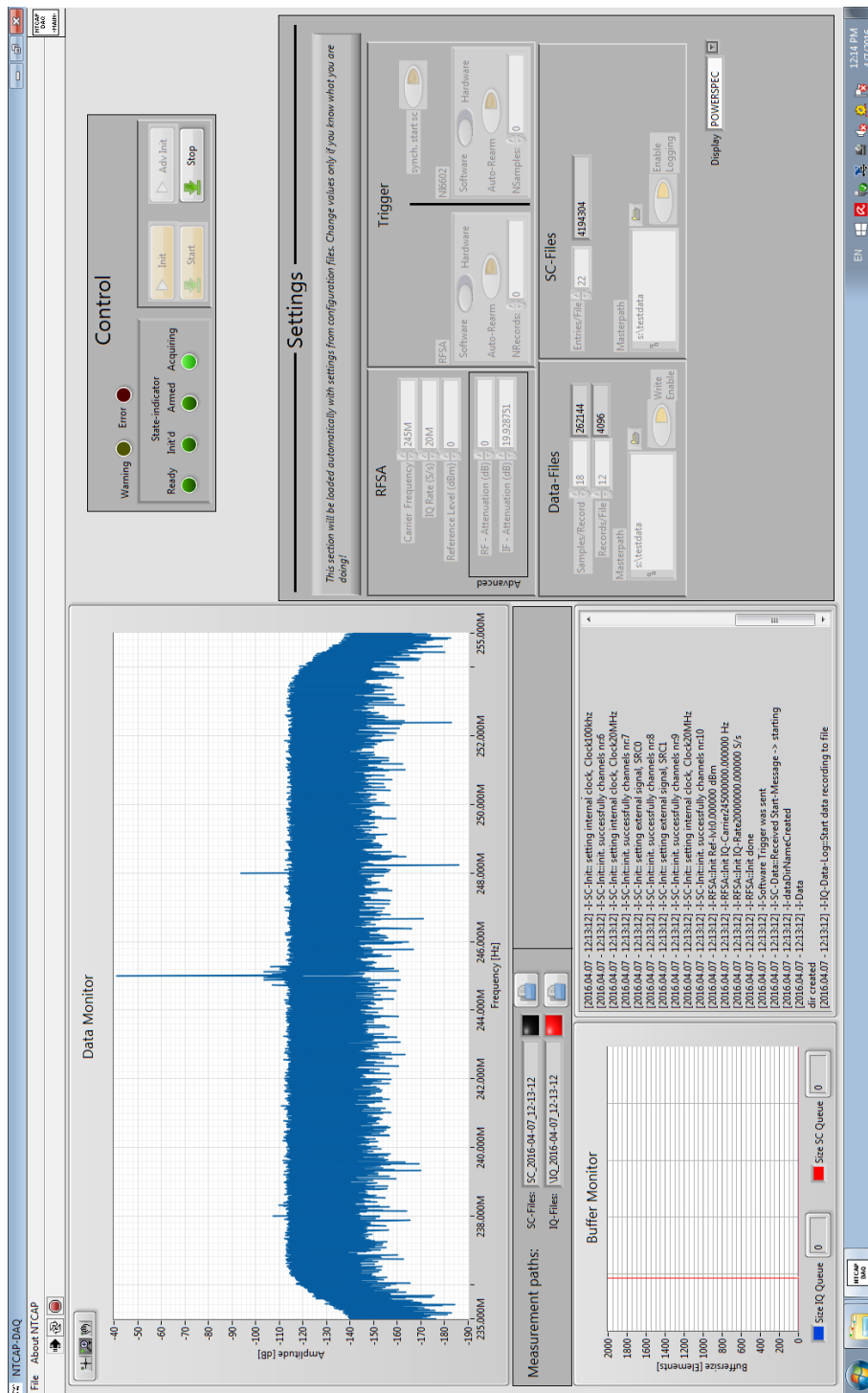
**Tabelle A.1:** Zuordnung zwischen Anschlussfeld und Datenkanal in der Zählerkarte.

### A.3 Benutzung der Datenaufnahme NTCAP

Nachdem die Datenaufnahme nach Abschnitt A.2 verkabelt und angeschlossen wurde, kann sie gestartet werden. Dabei ist zu beachten, dass dies in einer bestimmten Reihenfolge abläuft. Dabei müssen der NI-Rahmen und das NAS-System vor dem NTCAP-Rechner gestartet werden. Nach dem Startvorgang sollte die Elektronik laut Aussagen des Herstellers mindestens eine halbe Stunde lang laufen (Aufwärmphase), bevor Daten damit gemessen werden [17, 88–91, 93, 125].

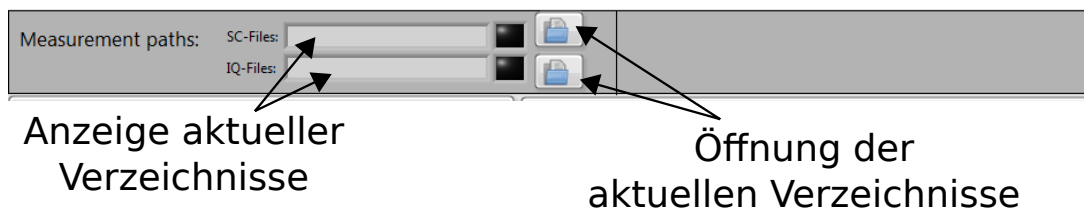
Nach dem Einloggen in den Windows Account kann das LabVIEW Programm zur Steuerung der Datenaufnahme gestartet werden. Die LabVIEW Bediensoftware stellt eine grafische Benutzeroberfläche (engl. „Graphic User Interface“, GUI) zur Verfügung. Diese ist in Abbildung A.4 dargestellt und ist in eine Eingabeseite (rechts) und einer Überwachungsseite (links) unterteilt. Auf der linken Seite finden sich: FFT-Monitor (optional), ein Buffer-Monitor mit dem überprüft werden kann, ob der interne Pufferspeicher überläuft (Fehler), und eine Ereignisanzeige. Der erwähnte FFT-Monitor (Data-Monitor) lässt sich per Konfiguration ausschalten und sperren. Dies sollte bei Strahlzeiten gemacht werden, da bei hohen Sampleraten die Ressourcen des Systems

### A.3. BENUTZUNG DER DATENAUFNAHME NTCAP

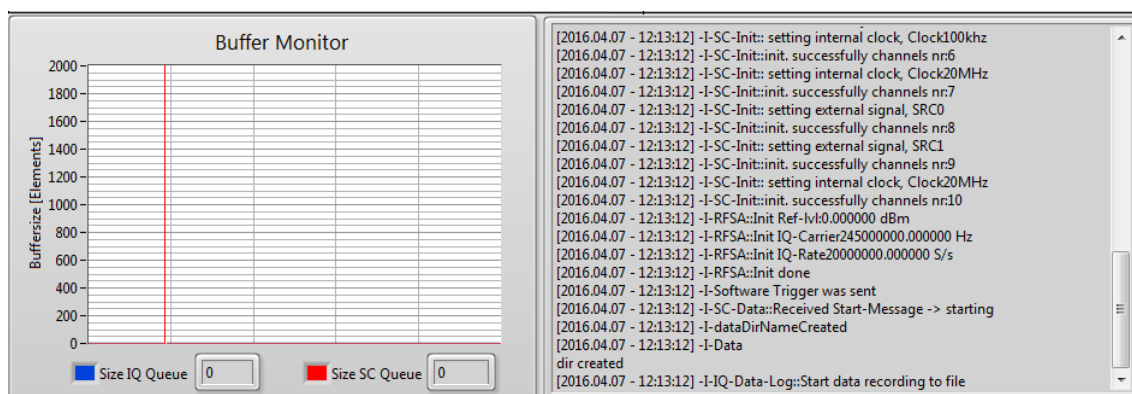


**Abbildung A.4:** Graphische Benutzeroberfläche des Kontroll- und Steuerprogramms der NTCAP-Datenaufnahme. In diesem Screenshot ist der FFT-Monitor eingeschaltet. Die einzelnen Komponenten sind in den Abbildungen A.5 bis A.8 nochmals vergrößert dargestellt.

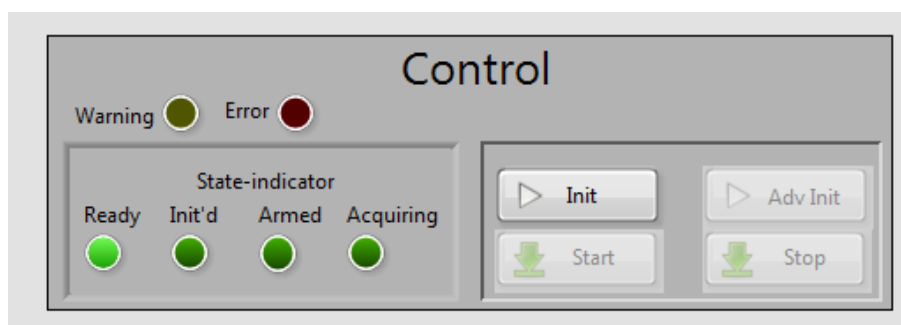




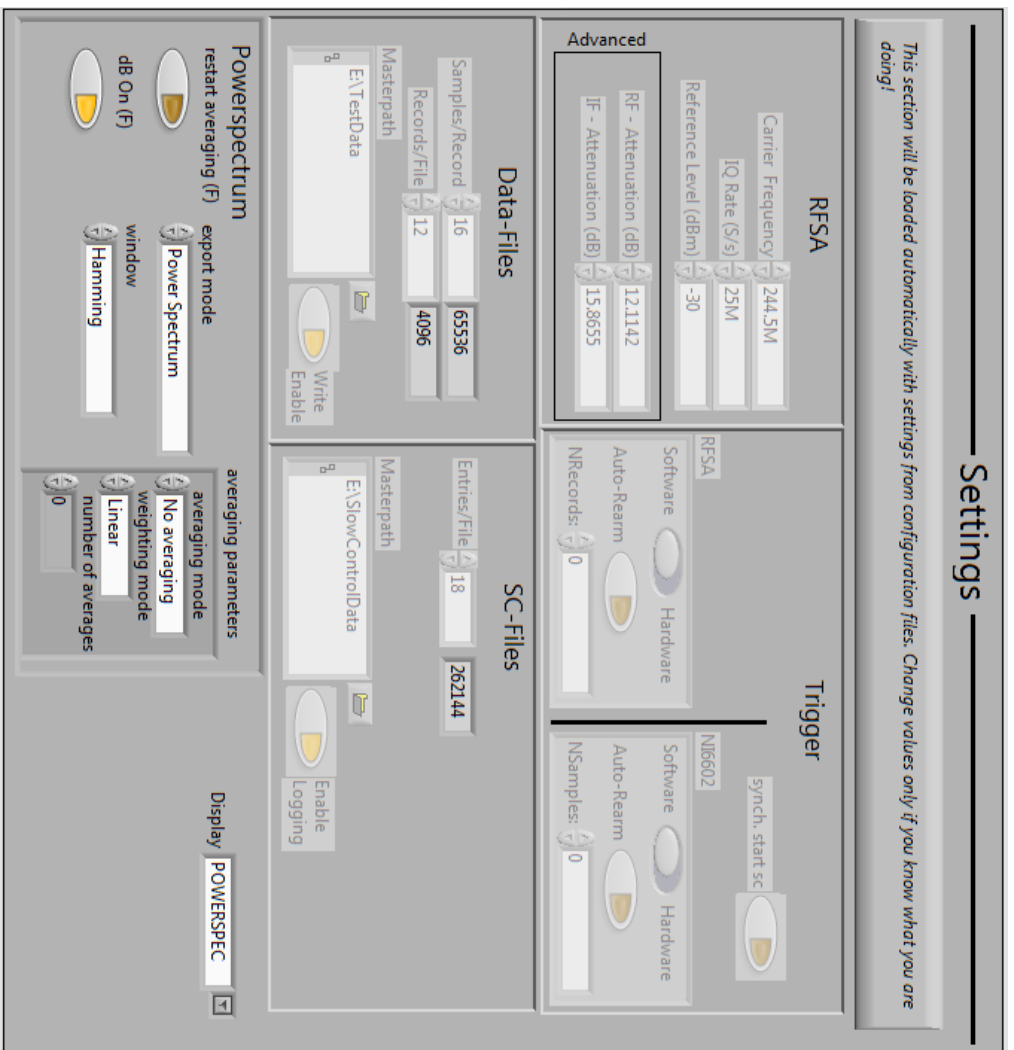
**Abbildung A.5:** Bedienfeld zum Festlegen der Verzeichnisse, in die die Zähler- (SC für engl. „Scaler“) und VSA-Dateien (IQ für (I)nphase und (Q)uadrature-Komponente) gespeichert werden.



**Abbildung A.6:** Anzeige des Füllstands der Datenbuffer (links), blau für die IQ-Daten des VSA und rot für die Daten der Zählerkarten. Auf der rechten Seite befindet sich eine Ereignisanzeige, in der Informationen, Warnungen und Fehler des Systems angezeigt werden.



**Abbildung A.7:** Hauptbedienfeld der NTCAP-DAQ mit den Schaltflächen für Initialisierung (Init), erweiterter Initialisierung (Adv. Init.), Start und Stop der Datenaufzeichnung. Die Statusanzeige (engl. „state-indicator“) gibt den aktuellen Betriebszustand sowie Warnungen und Fehler an.



**Abbildung A.8:** Eingabefelder für die Parameter, die bei der Datenaufzeichnung verwendet werden. Wichtig sind speziell die Felder für die Mittenfrequenz, die IQ-Rate und das Referenzlevel (Empfindlichkeit) sowie die Einstellungen für die Datenströme des VSA und der Zählerkarten. Hierzu gehören die Zahl der Samples pro Record/Frame und die Zahl der Records/Frames pro Datei für den VSA sowie die Framengröße für die Zählerdateien. In dieser Abbildung ist das optional zuschaltbare Bedienfeld für den Datenmonitor zu sehen (unten).

für die Datenaufnahme benötigt werden und es hier ggf. zu Synchronisationsproblemen oder Pufferüberläufen kommen kann.

Der Buffer-Monitor überwacht die beiden Buffer, in denen die Daten des VSA und der Zählerkanäle zwischengespeichert werden. Die maximale Größe dieser Buffer kann per Konfigurationsdatei eingestellt werden. Der Standardwert beträgt 2000 Elemente und wurde während der ganzen Messperiode verwendet. Die 2000 Elemente bedeutet für den Buffer des VSA 2000 Frames bzw. Records und für den Buffer der Zählerkanäle 2000 Samples.

Der Ereignis-Monitor zeigt alle Ereignisse (Informationen, Warnungen und Fehler) an, die während der Laufzeit des Programms auftreten. Eine entsprechende Protokolldatei wird automatisch angelegt und aktualisiert. Diese befindet sich im Hauptverzeichnis der LabVIEW-Bediensoftware für die NTCAP-DAQ und sollte regelmäßig überprüft und ggf. gesichert und wenn nötig auch geleert werden, da die Dateigröße nicht vom Programm überwacht und neuer Inhalt an die Datei angehängt wird.

Auf der rechten Seite finden sich die Eingabefelder zu Steuerung des Programms (Abbildungen A.6 und A.7). Die Statuskontrolle verfügt neben einem Indikator, der aufgetretene Warnungen und Fehler anzeigt, über eine Statusanzeige, die den aktuellen Zustand des Programms anzeigt sowie über eine Schaltfläche, die den Betriebszustand der NTCAP-DAQ ändert.

Im Konfigurationspanel können für den VSA die wichtigsten Geräteparameter eingestellt werden: Mittenfrequenz (IQ-Carrierfrequency), IQ-Rate, Referenzlevel sowie IF- und RF-Attenuation. RF- und IF-Attenuation können erst nach der einmaligen Initialisierung verändert werden.

In der unteren Hälfte des Kontroll-Bildschirms können Verzeichnisse für die Aufnahme der VSA-Daten und der Daten der Zählerkanäle angegeben werden. In diesen Verzeichnissen wird für jede neue Messung ein neuer Ordner für die Dateien des VSA und der Zählerkanäle angelegt. Die Benennung und der Aufbau dieser Verzeichnisse und Dateien wird im Abschnitt A.4 beschrieben.

### **A.4 Aufbau der Dateien für die Schottky- und Zählerdateien**

Für die Speicherung der mit dem NTCAP-Datenaufnahmesystem aufgenommenen Daten wurde das von NI entwickelte TDMS Format ausgewählt. Dieses Datenformat ist u.a. in [104, 105] do-

#### A.4. AUFBAU DER DATEIEN FÜR DIE SCHOTTKY- UND ZÄHLERDATEIEN

---

kumentiert. Die VSA und die Zählerdatenströme werden in verschiedenen Dateien abgespeichert, was die Skalierbarkeit des Systems erhöht.

Der Dateiname besteht aus einer fortlaufenden Nummer, der Zeichenkette „IQ“ bzw. „SC“, die angibt, ob in der Datei Daten vom VSA oder von Zählerkanälen vorliegen und dem Datensuffix *tdms*, jeweils getrennt von einem Punkt. Also beispielsweise: *0000000.iq.tdms* oder *0000000.sc.tdms*. Diese Dateien für die VSA- und Zählerdaten werden in zwei getrennten Ordnern gespeichert, die für jede Messung neu angelegt werden. Der Name des Ordners enthält dabei noch einmal die Kennzeichnung „IQ“ bzw. „SC“ sowie den Zeitstempel, der den Anfang der Datenaufzeichnung wiedergibt. Die genauen Formate für beide Ordner sind:

$$IQ - YYYY - MM - DD\_HH - mm - SS$$
$$SC - YYYY - MM - DD\_HH - mm - SS$$

Dabei notiert *YYYY* eine vierstellige Jahreszahl, *MM* eine zweistellige Monatszahl, *DD* eine zweistellige Tageszahl, *HH* eine zweistellige Stundenzahl (0 – 24), *mm* eine zweistellige Minutenzahl sowie *SS* eine zweistellige Sekundenzahl. Zur Vollständigkeit wird hier erwähnt, dass in den ersten Messungen mit der NTCAP-Datenaufnahme noch ein anderes Format verwendet wurde. In diesem Format wurde der Ordner für die IQ-Daten des VSA (Zählerdaten wurden zu diesem Zeitpunkt noch nicht erfasst) mit

$$DataDir\_DD\_MM\_YYYY\_HH\_mm\_SS$$

und die einzelnen Dateien in diesem Ordner nach dem Format

$$NTCAP\_IQDATA\_ < Laufnummer > .tdms$$

benannt.

Der Aufbau der Dateien für die VSA- und Zählerdateien gliedert sich in einen Dateikopf „File-Header“, der wichtige Parameter des NTCAP-Systems enthält, einen „Frame-Header“ und die eigentlichen Daten. Dabei enthalten die Dateien für die Daten des VSA die Parameter für den VSA und die Daten der Zählerkarte die Parameter für die Zähler. Diese Parameter sind in den Tabellen A.3 und A.4 aufgelistet. Dabei wird der Parametername, Datentyp (siehe Tabelle A.2)

Abkürzung	Datentype
BOOL	Boolean
UI8	Unsigned 8-Bit Integer
UI16	Unsigned 16-Bit Integer
UI32	Unsigned 32-Bit Integer
UI64	Unsigned 64-Bit Integer
I8	Signed 8-Bit Integer
I16	Signed 16-Bit Integer
I32	Signed 32-Bit Integer
I64	Signed 64-Bit Integer
DBL	Double
FLT	Float
STR	Zeichenkette / String

**Tabelle A.2:** Verwendete Abkürzungen für Datentypen.

und ggf. eine Bemerkung mit angeben. Weitere Details zu diesen Parametern finden sich in der Dokumentation des Herstellers [126].

Name	Datentyp
Root Name	STR
Title	STR
Author	STR
Description	STR
AllowMoreRecordsThanMemory	BOOL
AttenuationIndex	I32
AttenuationTable	I32
ContiguosMultirecord	I32
DataTransferBlockSize	I32
DataTransferMaximumBandwith	DBL
DeviceInstaneousBandwith	DBL
DigitalIFEqualizationEnabled	BOOL
DigitizerDitherEnabled	I32
DigitizerSampleClockTimebaseRate	DBL
DigitizerSampleClockTimebaseSource	STR
DigitizerVerticalRange	DBL

#### A.4. AUFBAU DER DATEIEN FÜR DIE SCHOTTKY- UND ZÄHLERDATEIEN

---

DownconverterFrequency	DBL
DownConverterGain	DBL
DownconverterLoopBandwith	I32
ExternalGainl	DBL
FetchOffset	I64
FetchRelativeTo	I32
FractionalResampleEnabled	BOOL
FrequencySettling	DBL
FrequencySettlingUnits	I32
IF1Attenuation	DBL
IFAttenuation	DBL
IFOutputFrequency	DBL
IFOutputPowerLevel	DBL
IFOutputPowerLevelOffset	DBL
IIF2Attenuation	DBL
InputIsolationEnabled	I32
IQCarrierFrequency	DBL
IQRate	DBL
LOExportEnabled	BOOL
LOFrequency	DBL
LOInjectionSide	I32
LowFrequencyBypassEnabled	I32
MechanicalAttenuation	DBL
MechanicalAttenuationEnabled	I32
MinimumACPR	DBL
MixerLevel	DBL
MixerLevelOffset	DBL
NRecordsPerFile	I64
NSamplesPerRecord	I64
NumberOfRecords	I64
NumberOfRecordsIsFinite	BOOL
NumberOfSamples	I64
NumberOfSamplesIsFinite	BOOL

OSPDataScalingFactor	DBL
PhaseOffset	DBL
PreampEnabled	I32
PreselectionEnabled	I32
PXIChassisClk10Source	STR
RecordsDone	I64
RefClockExportedTerminal	STR
RefClockRate	DBL
RefClockSource	STR
ReferenceLevel	DBL
RFAttenuation	DBL
RFAttenuationStepSize	DBL

**Tabelle A.3:** Abgespeicherte Geräteparameter in den TDMS-Dateien des VSA.

Name	Datentyp
Root Name	STR
Title	STR
Author	STR
Groups	STR
Description	STR
CHANNEL_00_ActiveEdge	STR
CHANNEL_00_CountDir	STR
CHANNEL_00_CountEdge	STR
CHANNEL_00_Device	STR
CHANNEL_00_InitCount	UI32
CHANNEL_00_Name	STR
CHANNEL_00_SampleMethod	STR
CHANNEL_00_SampleRat	DBL
CHANNEL_00_SamplesPerChan	I32
CHANNEL_00_Source	STR

#### A.4. AUFBAU DER DATEIEN FÜR DIE SCHOTTKY- UND ZÄHLERDATEIEN

---

CHANNEL_01_ActiveEdge	STR
CHANNEL_01_CountDir	STR
CHANNEL_01_CountEdge	STR
CHANNEL_01_Device	STR
CHANNEL_01_InitCount	UI32
CHANNEL_01_Name	STR
CHANNEL_01_SampleMethod	STR
CHANNEL_01_SampleRat	DBL
CHANNEL_01_SamplesPerChan	I32
CHANNEL_01_Source	STR
CHANNEL_02_ActiveEdge	STR
CHANNEL_02_CountDir	STR
CHANNEL_02_CountEdge	STR
CHANNEL_02_Device	STR
CHANNEL_02_InitCount	UI32
CHANNEL_02_Name	STR
CHANNEL_02_SampleMethod	STR
CHANNEL_02_SampleRat	DBL
CHANNEL_02_SamplesPerChan	I32
CHANNEL_02_Source	STR
CHANNEL_03_ActiveEdge	STR
CHANNEL_03_CountDir	STR
CHANNEL_03_CountEdge	STR
CHANNEL_03_Device	STR
CHANNEL_03_InitCount	UI32
CHANNEL_03_Name	STR
CHANNEL_03_SampleMethod	STR
CHANNEL_03_SampleRat	DBL
CHANNEL_03_SamplesPerChan	I32
CHANNEL_03_Source	STR



CHANNEL_04_ActiveEdge	STR
CHANNEL_04_CountDir	STR
CHANNEL_04_CountEdge	STR
CHANNEL_04_Device	STR
CHANNEL_04_InitCount	UI32
CHANNEL_04_Name	STR
CHANNEL_04_SampleMethod	STR
CHANNEL_04_SampleRat	DBL
CHANNEL_04_SamplesPerChan	I32
CHANNEL_04_Source	STR
CHANNEL_05_ActiveEdge	STR
CHANNEL_05_CountDir	STR
CHANNEL_05_CountEdge	STR
CHANNEL_05_Device	STR
CHANNEL_05_InitCount	UI32
CHANNEL_05_Name	STR
CHANNEL_05_SampleMethod	STR
CHANNEL_05_SampleRat	DBL
CHANNEL_05_SamplesPerChan	I32
CHANNEL_05_Source	STR
CHANNEL_06_ActiveEdge	STR
CHANNEL_06_CountDir	STR
CHANNEL_06_CountEdge	STR
CHANNEL_06_Device	STR
CHANNEL_06_InitCount	UI32
CHANNEL_06_Name	STR
CHANNEL_06_SampleMethod	STR
CHANNEL_06_SampleRat	DBL
CHANNEL_06_SamplesPerChan	I32
CHANNEL_06_Source	STR

#### A.4. AUFBAU DER DATEIEN FÜR DIE SCHOTTKY- UND ZÄHLERDATEIEN

---

CHANNEL_07_ActiveEdge	STR
CHANNEL_07_CountDir	STR
CHANNEL_07_CountEdge	STR
CHANNEL_07_Device	STR
CHANNEL_07_InitCount	UI32
CHANNEL_07_Name	STR
CHANNEL_07_SampleMethod	STR
CHANNEL_07_SampleRat	DBL
CHANNEL_07_SamplesPerChan	I32
CHANNEL_07_Source	STR
CHANNEL_08_ActiveEdge	STR
CHANNEL_08_CountDir	STR
CHANNEL_08_CountEdge	STR
CHANNEL_08_Device	STR
CHANNEL_08_InitCount	UI32
CHANNEL_08_Name	STR
CHANNEL_08_SampleMethod	STR
CHANNEL_08_SampleRat	DBL
CHANNEL_08_SamplesPerChan	I32
CHANNEL_08_Source	STR
CHANNEL_09_ActiveEdge	STR
CHANNEL_09_CountDir	STR
CHANNEL_09_CountEdge	STR
CHANNEL_09_Device	STR
CHANNEL_09_InitCount	UI32
CHANNEL_09_Name	STR
CHANNEL_09_SampleMethod	STR
CHANNEL_09_SampleRat	DBL
CHANNEL_09_SamplesPerChan	I32
CHANNEL_09_Source	STR

CHANNEL_10_ActiveEdge	STR
CHANNEL_10_CountDir	STR
CHANNEL_10_CountEdge	STR
CHANNEL_10_Device	STR
CHANNEL_10_InitCount	UI32
CHANNEL_10_Name	STR
CHANNEL_10_SampleMethod	STR
CHANNEL_10_SampleRat	DBL
CHANNEL_10_SamplesPerChan	I32
CHANNEL_10_Source	STR
CHANNEL_11_ActiveEdge	STR
CHANNEL_11_CountDir	STR
CHANNEL_11_CountEdge	STR
CHANNEL_11_Device	STR
CHANNEL_11_InitCount	UI32
CHANNEL_11_Name	STR
CHANNEL_11_SampleMethod	STR
CHANNEL_11_SampleRat	DBL
CHANNEL_11_SamplesPerChan	I32
CHANNEL_11_Source	STR
CHANNEL_12_ActiveEdge	STR
CHANNEL_12_CountDir	STR
CHANNEL_12_CountEdge	STR
CHANNEL_12_Device	STR
CHANNEL_12_InitCount	UI32
CHANNEL_12_Name	STR
CHANNEL_12_SampleMethod	STR
CHANNEL_12_SampleRat	DBL
CHANNEL_12_SamplesPerChan	I32
CHANNEL_12_Source	STR

#### A.4. AUFBAU DER DATEIEN FÜR DIE SCHOTTKY- UND ZÄHLERDATEIEN

---

CHANNEL_13_ActiveEdge	STR
CHANNEL_13_CountDir	STR
CHANNEL_13_CountEdge	STR
CHANNEL_13_Device	STR
CHANNEL_13_InitCount	UI32
CHANNEL_13_Name	STR
CHANNEL_13_SampleMethod	STR
CHANNEL_13_SampleRat	DBL
CHANNEL_13_SamplesPerChan	I32
CHANNEL_13_Source	STR
CHANNEL_14_ActiveEdge	STR
CHANNEL_14_CountDir	STR
CHANNEL_14_CountEdge	STR
CHANNEL_14_Device	STR
CHANNEL_14_InitCount	UI32
CHANNEL_14_Name	STR
CHANNEL_14_SampleMethod	STR
CHANNEL_14_SampleRat	DBL
CHANNEL_14_SamplesPerChan	I32
CHANNEL_14_Source	STR
CHANNEL_15_ActiveEdge	STR
CHANNEL_15_CountDir	STR
CHANNEL_15_CountEdge	STR
CHANNEL_15_Device	STR
CHANNEL_15_InitCount	UI32
CHANNEL_15_Name	STR
CHANNEL_15_SampleMethod	STR
CHANNEL_15_SampleRat	DBL
CHANNEL_15_SamplesPerChan	I32
CHANNEL_15_Source	STR

**Tabelle A.4:** Abgespeicherte Geräteparameter in den TDMS-Dateien der Zählerkarten.

Der Inhalt des Frameheaders für die VSA-Daten ist in Tabelle A.5 aufgelistet und beschrieben. Für die Zählerdaten enthält der Frameheader lediglich einen Zeitstempel, der den Zeitpunkt der Erfassung der Daten angibt. Der letzte Teil der TDMS-Dateien sind die eigentlichen Daten

Name	Datentyp	Beschreibung
Timestamp	DBL	Differenz (in Sekunden) zwischen dem Start der Datenaufnahme und dem aktuellen Header
dt	DBL	Zeit zwischen zwei Samplepunkten, inverse der IQ-Rate
Gain	DBL	Gain-Wert
Offset	DBL	Offset-Wert

**Tabelle A.5:** Struktur der Frameheader für die TDMS-Dateien des VSA.

des VSA und der Zählerkanäle. Die TDMS-Dateien des VSA besitzen zwei Datenkanäle, einen für die (I)nphase-Daten und einen für die (Q)uadrature-Daten (siehe Abschnitt A.1). Diese speichern die 16-Bit Integer Werte hintereinander weg. Mit dem Gain und Offsetwert aus dem Frameheader können aus diesen 16-Bit Integerwerten die I- und Q-Komponente in der Einheit Volt berechnet werden. Die Daten der Zählerkanäle werden in 16 verschiedene Kanäle (einen für jeden Zählerkanal) im Datentyp UINT32 abgespeichert.

## A.5 Konfigurationsdateien für die NTCAP-DAQ

Das NTCAP-Datenaufnahmesystem verwendet zur Zeit zwei INI-Dateien, aus denen beim Start Einstellungen gelesen werden. Die erste Datei, NTCAP.ini, ist die Master-Ini-Datei. Das NTCAP-System ist so konfiguriert, dass Dateien mit Standardeinstellungen erstellt werden, falls beim Start der Anwendung diese Dateien nicht gefunden werden. Der Benutzer wird darüber informiert. In diesem Fall sollten die Einstellungen in diesen Dateien überprüft werden.

Unter dem Punkt Filepaths können weitere INI-Dateien angegeben werden, die die Informationen über weitere Hardwaremodule beinhalten. Dies ermöglicht, dass fertige Kollektionen von verschiedenen Aufnahmeinstellungen für die verschiedenen Hardwaremodule einfach separat erstellt, ausgetauscht und angepasst werden können.

Unter dem Punkt DataFiles in der NTCAP.ini werden die Einstellungen für die Schottky-Dateien getroffen. Hier wird der Masterpfad (vgl. Abschnitt A.3) angegeben. Die Anzahl der Stellen der

## A.5. KONFIGURATIONSDATEIEN FÜR DIE NTCAP-DAQ

---

fortlaufenden Nummer der Datei (siehe Abschnitt A.4) kann mit der Option `DigitsInFilename` eingestellt werden. Die Option `EnableIndexFiles` schaltet die zusätzliche Erstellung von TDMS-Indexdateien während der Datenaufnahme ein. Diese beinhalten zusätzliche Informationen, um direkt auf Daten auch in der Mitte der TDMS-Dateien zugreifen zu können. Die Verwendung dieser Dateien ist optional. Unter „Buffer“ kann der softwareseitige Buffer in der Größe modifiziert werden (vgl. Abschnitt A.3). Unter „Triggern“ finden sich Einstellungen zu einem externen Trigger. Diese sind zur Zeit aus technischen Gründen deaktiviert. Unter „Display“ kann der Datenmonitor aktiviert und deaktiviert werden. Zusätzlich kann hier eine maximale Refreshtime eingestellt werden, die jedoch ignoriert werden kann, falls die Ressourcen zur Speicherung der Daten wichtiger sind. Der Modus erlaubt es die Einstellungen des Datenmonitors zu deaktivieren. Hier gibt es die zwei Modi `normal` und `beamtime`. Im „normalen“ Modus kann der Datenmonitor von der GUI aus kontrolliert werden. Im Modus „`beamtime`“ ist er deaktiviert und kann nur über die INI-Datei aktiviert werden.

Unter „`SCDataFiles`“ finden sich Informationen zur Erstellung der Zählerdateien. Hier können Speicherort, die Verwendung von Indexdateien und die maximale Zahl der Samples pro Datei eingestellt werden. Ähnlich wie bei den Schottky-Dateien wird hier im Pfad nur ein Masterverzeichniss definiert.

```
1 ;; NTCAP.ini
  ;; Main config file

[Filepaths]
6 RFSA_INI      = "D:\NTCAP-DAQ-Software\Build03Feb2014\RFSA.ini"

;; for later implementation prepared
;; SC_INI      = "D:\NTCAP-DAQ-Software\Build03Feb2014\SC.ini"
;; TRIG_INI    = "D:\NTCAP-DAQ-Software\Build03Feb2014\Trigger.
  ini"
11

[DataFiles]
NSamples[2^]   = 16
NRecords[2^]   = 12
DataDirSC      = "Z:\Testdata\Feb19_2014\IQ_Files"
```

## A. Anhang

---

```
16 EnableIndexFiles      = FALSE
   DigitsInFilename     = 7

   [ Buffer ]
   Enabled               = TRUE
21 BufferSize [Records] = 2000

   ;; for later implementation prepared
   [ Trigger ]
26 HW-Trigger           = FALSE
   Auto-Rearm           = FALSE
   NRecords              = 0

   [ Display ]
31 Enabled              = TRUE
   Refresh [ms]         = 500
   Mode                  = beamtime ;; or normal

   [ SCDataFiles ]
36 DataDirSC            = "Z:\Testdata\Feb19_2014\SC_Files"
   NSamplesPerFile [2^] = 22
   EnableIndexFiles     = FALSE
```

./NTCAP\_Files/NTCAP.ini

Die Datei RFSA.INI enthält die Einstellungsinformationen zum VSA (RFSA ist der Treibername des VSA). Unter Fileinformationen können Informationen über die INI-Datei eingestellt werden. Die restlichen Angaben sind durch Tabelle A.3 erklärt. Die hier gezeigten Werte sind Standard-einstellungen. Details zu den Parametern kann man der NI Dokumentation entnehmen [126].

```
[ FileInformation ]
2 ConfigFileDate       = "Tuesday , January
   21 , 2014"
ConfigFileTime         = "3:50:00 PM"
```

## A.5. KONFIGURATIONSDATEIEN FÜR DIE NTCAP-DAQ

---

	ConfigFileComment	= "Default
	ConfigFile for upcomming beamtime"	
	[ Vertical ]	
7	ReferenceLevel	= -30.000000
	IFOutputPowerLevel	= -5.169467
	DownConverterGain	= -5.169467
	DigitizerVerticalRange	= 1.000000
	ExternalGain1	= 0.000000
12	RFAttenuation	= 40.0
	MechanicalAttenuation	= 0.000000
	RFAttenuationStepSize	= 0.000000
	OSPDataScallingFactor	= 1.000000
	MinimumACPR	= 0.000000
17	PreampEnabled	= 2500
	MechanicalAttenuationEnabled	= 1901
	[ SignalPath ]	
	DigitalIFEQualizationEnabled	= TRUE
22	LOExportEnabled	= TRUE
	FractionalResampleEnabled	= TRUE
	DigitizerDitherEnabled	= 1901
	DownconverterLoopBandwith	= 800
	InputIsolationEnabled	= 1900
27	LOInjectionSide	= 1300
	FrequencySettlingUnits	= 2000
	FrequencySettling	= 0.100000
	PreselectionEnabled	= 2600
	LowFrequencyBypassEnabled	= 1900
32	AttenuationTable	= 1
	AttenuationIndex	= 33
	IF1Attenuation	= 8.000000
	IFAttenuation	= 19.928751
	IIF2Attenuation	= 12.000000
37		



## A. Anhang

---

```
[ Aquistion ]
IQCarrierFrequency      = 244500000.000000
IQRate                  = 12500000.000000
NumberOfSamplesIsFinite = FALSE
42 NumberOfSamples      = 1000.000000
NumberOfRecordsIsFinite = TRUE
AllowMoreRecordsThanMemory = FALSE
PhaseOffset            = 0.000000
ContiguosMultirecord   = 1900
47 IFOutputFrequency    = 187499999.860302
FetchRelativeTo        = 704
FetchOffset            = 0.000000
DataTransferMaximumBandwith = 1000000000.000000
DataTransferBlockSize  = 4194304
52
[ Clocking ]
RefClockSource          = "OCXO_Clock"
RefClockRate            = 10000000.000000
DigitizerSampleClockTimebaseSource = "OCXO_Clock"
57 DigitizerSampleClockTimebaseRate = 150000000.000000
PXIChassisClk10Source  = "None"
```

./NTCAP\_Files/RFSA.ini



# Literaturverzeichnis

- [1] F. Caspers, *Schottky signals for longitudinal and transverse bunched-beam diagnostics*, in *CAS - CERN Accelerator School: Course on Beam Diagnostics*, CERN (2009).
- [2] J. Borer, P. Bramham, H. Hereward, K. Hübner, W. Schnell und L. Thorndahl, *Non-destructive diagnostics of coasting beams with Schottky noise*, in *IX Intern. Conf. High Energy Accel., SLAC*, 53 (1974).
- [3] S. Chattopadhyay, *Some fundamental aspects of fluctuations and coherence in charged-particle beams in storage rings*, CERN (1984).
- [4] D. Boussard, *Schottky noise and beam transfer function diagnostics*, CERN (1986).
- [5] S. van der Meer, *Diagnostics with Schottky noise*, in *3rd US-CERN School on Particle Accelerators: Frontiers of particle beams; observation, diagnosis and correction*, CERN (1988).
- [6] T. Radon, H. Geissel, G. Münzenberg, B. Franzke, T. Kerscher, F. Nolden, Y. 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. Jung, O. Klepper, C. Kozuharov, Y. Litvinov, K. Löbner, F. Nickel, H. Reich, W. Schwab, B. Schlitt, M. Steck, K. Sümmerer, T. Winkler und H. Wollnik, *Schottky mass measurements of stored and cooled neutron-deficient projectile fragments in the element range of  $57 \leq Z \leq 84$* , *Nuclear Physics A*, **677**, 75 (2000).
- [7] B. Schlitt, *Schottky Mass Spectrometry at the Heavy Ion Storage Ring ESR*, Doktorarbeit, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg (1997).
- [8] B. Schlitt, K. Beckert, T. Beha, H. Eickhoff, B. Franzke, H. Geissel, H. Irnich, H. Jung, T. Kerscher, O. Klepper, K. Löbner, G. Münzenberg, F. Nolden, Y. Novikov, T. Radon,

- H. Reich, A. Schwinn, M. Steck, K. Sümmerer, T. Winkler und H. Wollnik, *Schottky mass spectrometry at the heavy ion storage ring ESR*, *Hyperfine Interactions*, **99**, 117 (1996).
- [9] Y. Litvinov und F. Bosch, *Beta decay of highly charged ions*, *Reports on Progress in Physics*, **74**, 016301 (2011).
- [10] N. Winckler, *Nuclear orbital electron capture of stored highly-ionized  $^{140}\text{Pr}$  and  $^{142}\text{Pm}$  ions*, Doktorarbeit, Justus-Liebig-Universität, Gießen (2009).
- [11] U. Schaaf, *Schottky-Diagnose und BTF-Messungen an gekühlten Strahlen im Schwerionenspeicherring ESR*, Doktorarbeit, Johann-Wolfgang-Goethe-Universität, Frankfurt am Main (1991).
- [12] F. Nolden, *Instrumentation and diagnostics using Schottky signals*, in *Proc. 5th DIPAC*, 6 (2001).
- [13] F. Nolden, P. Hülsmann, Y. Litvinov, P. Moritz, C. Peschke, P. Petri, S. Sanjari, M. Steck, H. Weick, J. Wu, Y. Zang, S. Zhang und T. Zhao, *A fast and sensitive resonant Schottky pick-up for heavy ion storage rings*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **659**, 69 (2011).
- [14] S. Sanjari, *Resonant pickups for non-destructive single-particle detection in heavy-ion storage rings and first experimental results*, Doktorarbeit, Johann-Wolfgang-Goethe-Universität, Frankfurt am Main (2013).
- [15] C. Brandau, J. Glorius, C. Trageser, R. Reifarth, M. Heil, A. Müller, A. Gumberidze, C. Kozhuharov, Y. Litvinov, M. Meister, S. Sanjari, S. Schippers, T. Stöhlker, T. Davinson und P. Woods, *Innovative Concepts for Collision Studies at GSI's and FAIR's Storage Rings*, GSI Scientific Report 2013, 160 (2014).
- [16] C. Trageser, C. Brandau, C. Kozhuharov, Y. Litvinov, A. Müller, F. Nolden, S. Sanjari und T. Stöhlker, *A new data acquisition system for Schottky signals in atomic physics experiments at GSI's and FAIR's storage rings*, *Physica Scripta*, **T166**, 014062 (2015).
- [17] National Instruments, *NI PXIe-5663E Specifications*, <http://www.ni.com/pdf/manuals/375505a.pdf>, abgerufen im April 2016.
- [18] H. Geissel, P. Armbruster, K. Behr, A. Brünle, K. Burkard, M. Chen, H. Folger, B. Franczak, H. Keller, O. Klepper, B. Langenbeck, F. Nickel, E. Pfeng, M. Pfützner, E. Roeckl,

- K. Rykaczewski, I. Schall, D. Schardt, C. Scheidenberger, K. Schmidt, A. Schröter, T. Schwab, K. Sümmerer, M. Weber, G. Münzenberg, T. Brohm, H. Clerc, M. Fauerbach, J. Gaimard, A. Grewe, E. Hanelt, B. Knödler, M. Steiner, B. Voss, J. Weckenmann, C. Ziegler, A. Magel, H. Wollnik, J. Dufour, Y. Fujita, D. Vieira und B. Sherrill, *The GSI projectile fragment separator (FRS): a versatile magnetic system for relativistic heavy ions*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, **70**, 286 (1992).
- [19] C. Brandau, C. Kozhuharov, A. Müller, D. Bernhardt, S. Böhm, F. Bosch, D. Boutin, F. Currell, C. Dimopoulou, B. Franzke, A. Gumberidze, Z. Harman, U. Jentschura, C. Keitel, H. Kluge, Y. Kozhedub, R. Krücken, Y. Litvinov, F. Nolden, B. O'Rourke, R. Reuschl, S. Schippers, V. Shabaev, U. Spillmann, Z. Stachura, M. Steck, T. Stöhlker, I. Tupitsyn, D. Winters und A. Wolf, *Isotope shifts in dielectronic recombination: From stable to in-flight-produced nuclei*, Journal of Physics: Conference Series, **194**, 012023 (2009).
- [20] B. Franzke, *Heavy Ion Storage Rings-Design Principles and Relevant Projects*, Physica Scripta, **1988**, 41 (1988).
- [21] B. Franzke, *The heavy ion storage and cooler ring project ESR at GSI*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, **24**, 18 (1987).
- [22] B. Franzke, H. Geissel und G. Münzenberg, *Mass and lifetime measurements of exotic nuclei in storage rings*, Mass Spectrometry Reviews, **27**, 428 (2008).
- [23] M. Hausmann, F. Attallah, K. Beckert, F. Bosch, A. Dolinskiy, H. Eickhoff, M. Falch, B. Franczak, B. Franzke, H. Geissel, T. Kerscher, O. Klepper, H. Kluge, C. Kozhuharov, K. Löbner, G. Münzenberg, F. Nolden, Y. Novikov, T. Radon, H. Schatz, C. Scheidenberger, J. Stadlmann, M. Steck, T. Winkler und H. Wollnik, *First isochronous mass spectrometry at the experimental storage ring ESR*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, **446**, 569 (2000).
- [24] M. Hausmann, *Energieisochrone Massenmessungen am Experimentierspeicherring der GSI*, Doktorarbeit, Justus-Liebig-Universität, Gießen (1999).
- [25] Y. Litvinov, H. Geissel, T. Radon, F. Attallah, G. Audi, K. Beckert, F. Bosch, M. Falch,

- B. Franzke, M. Hausmann, M. Hellström, T. Kerscher, O. Klepper, H. Kluge, C. Kozhuharov, K. Löbner, G. Münzenberg, F. Nolden, Y. Novikov, W. Quint, Z. Patyk, H. Reich, C. Scheidenberger, B. Schlitt, M. Steck, K. Sümmerer, L. Vermeeren, M. Winkler, T. Winkler und H. Wollnik, *Mass measurement of cooled neutron-deficient bismuth projectile fragments with time-resolved Schottky mass spectrometry at the FRS-ESR facility*, Nuclear Physics A, **756**, 3 (2005).
- [26] C. Scheidenberger, K. Beckert, P. Beller, F. Bosch, C. Brandau, D. Boutin, L. Chen, B. Franzke, H. Geissel, R. Knöbel, C. Kozhuharov, J. Kurcewicz, S. Litvinov, Y. Litvinov, M. Mazzocco, G. Münzenberg, F. Nolden, W. Plaß, M. Steck, B. Sun, H. Weick und M. Winkler, *Isobar separation at FRS-ESR - a development towards pure isomeric stored beams*, Hyperfine Interactions, **173**, 61 (2006).
- [27] F. Bosch, H. Geissel, Y. Litvinov, K. Beckert, B. Franzke, M. Hausmann, T. Kerscher, O. Klepper, C. Kozhuharov, K. Löbner, G. Münzenberg, F. Nolden, Y. Novikov, Z. Patyk, T. Radon, C. Scheidenberger, M. Steck und H. Wollnik, *Experiments with stored exotic nuclei at relativistic energies*, International Journal of Mass Spectrometry, **251**, 212 (2006).
- [28] Y. Litvinov, H. Geissel, T. Radon, F. Attallah, G. Audi, K. Beckert, F. Bosch, M. Falch, B. Franzke, M. Hausmann, M. Hellström, T. Kerscher, O. Klepper, H. Kluge, C. Kozhuharov, K. Löbner, G. Münzenberg, F. Nolden, Y. Novikov, W. Quint, Z. Patyk, H. Reich, C. Scheidenberger, B. Schlitt, M. Steck, K. Sümmerer, L. Vermeeren, M. Winkler, T. Winkler und H. Wollnik, *Mass measurement of cooled neutron-deficient bismuth projectile fragments with time-resolved Schottky mass spectrometry at the FRS-ESR facility*, Nuclear Physics A, **756**, 3 (2005).
- [29] Tektronix, *RSA3303B, RSA3308B, and RSA3408B Handbuch*, <http://de.tek.com/spectrum-analyzers/rsa3000/rsa3303b-manual/rsa3303b-rsa3308b-and-rsa3408b>, abgerufen im November 2016.
- [30] Tektronix, *RSA5100B Series Handbuch*, <http://de.tek.com/spectrum-analyzer/rsa5000-manual-2>, abgerufen im November 2016.
- [31] J. Ullmann, *Laserspektroskopie an hochgeladenen Bismutionen als Test der QED*, Doktorarbeit, Friedrich-Schiller-Universität, Jena (2017).
- [32] J. Ullmann, Z. Andelkovic, C. Brandau, A. Dax, W. Geithner, C. Geppert, C. Gorges,

- M. Hammen, V. Hannen, S. Kaufmann, K. König, Y. Litvinov, M. Lochmann, B. Maass, J. Meisner, T. Murböck, R. Sánchez, M. Schmidt, S. Schmidt, M. Steck, T. Stöhlker, R. Thompson, C. Trageser, J. Vollbrecht, C. Weinheimer und W. Nörtershäuser, *High Precision hyperfine measurements in Bismuth challenge bound-state strong-field QED*, Nature Communications, **8**, 15484 (2017).
- [33] J. Ullmann, Z. Andelkovic, A. Dax, W. Geithner, C. Geppert, C. Gorges, M. Hammen, V. Hannen, S. Kaufmann, K. König, Y. Litvinov, M. Lochmann, B. Maass, J. Meisner, T. Murböck, R. Sánchez, M. Schmidt, S. Schmidt, M. Steck, T. Stöhlker, R. Thompson, J. Vollbrecht, C. Weinheimer und W. Nörtershäuser, *An improved value for the hyperfine splitting of hydrogen-like  $^{209}\text{Bi}^{82+}$* , Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, **48**, 144022 (2015).
- [34] M. Lochmann, *Laserspektroskopie der Grundzustands-Hyperfeinstruktur des lithiumähnlichen  $^{209}\text{Bi}^{80+}$* , Doktorarbeit, Johannes-Gutenberg-Universität, Mainz (2013).
- [35] F. Karpeshin und M. Trzhaskovskaya, *The theory of the Bohr–Weisskopf effect in the hyperfine structure*, Nuclear Physics A, **941**, 66 (2015).
- [36] I. Klaft, S. Borneis, T. Engel, B. Fricke, R. Grieser, G. Huber, T. Kühn, D. Marx, R. Neumann, S. Schröder, P. Seelig und L. Völker, *Precision Laser Spectroscopy of the Ground State Hyperfine Splitting of Hydrogenlike  $^{209}\text{Bi}^{82+}$* , Physical Review Letters, **73**, 2425 (1994).
- [37] GSI, *GSI-Geschichte - Ein Forschungslabor für alle*, [https://www.gsi.de/ueber\\_uns/geschichte.htm](https://www.gsi.de/ueber_uns/geschichte.htm), abgerufen im August 2016.
- [38] L. Groening, S. Mickat, A. Adonin, M. Baschke, X. Du, C. Düllmann, H. Hähnel, R. Hollinger, E. Jäger, M. Maier, H. Podlech, U. Ratzinger, A. Rubin, P. Scharrer, B. Schlitt, G. Schreiber, A. Seibel, R. Tiede, H. Vormann, C. Xiao, A. Yakushev und C. Zhang, *Upgrade of the Universal Linear Accelerator UNILAC for FAIR*, in *7th International Particle Accelerator Conference*, 880 (2016).
- [39] L. Groening, S. Mickat, R. Brodhage, A. Adonin, X. Du, R. Hollinger, O. K. Kester, A. Orzhekhovskaya, B. Schlitt, G. Schreiber, H. Vormann, C. Xiao, H. Hähnel, U. Ratzinger, A. Seibel und R. Tiede, *Upgrade of the UNILAC for FAIR*, in *Proceedings of the 6th International Particle Accelerator Conference*, 1281 (2015).

- [40] GSI, *High Current Ion Sources*, [https://www.gsi.de/work/organisation/geschaeftsbereiche/beschleunigerbetrieb/ionenquellen/sources/ion\\_sources.htm](https://www.gsi.de/work/organisation/geschaeftsbereiche/beschleunigerbetrieb/ionenquellen/sources/ion_sources.htm), abgerufen im Oktober 2016.
- [41] R. Hollinger, K. Tinschert, J. Pfister, A. Adonin, R. Berezov, M. Brühl, B. Gutermuth, F. Heymach, R. Lang, J. Mäder, J. Maimone, K. Ochs, J. Roßbach, P. Schäffer, S. Schäffer, S. Stork, C. Vierheller, A. Wesp und S. Zulauf, *Ion Source Operation at the GSI Accelerator Facility*, GSI Scientific Report 2012, 257 (2013).
- [42] P. Scharrer, W. Barth, M. Bevcic, C. Düllmann, L. Groening, K. Horn, E. Jäger, J. Khuyagbaatar, J. Krier und A. Yakushev, *An Upgrade for the 1.4 MeV/u Gas Stripper at the GSI UNILAC*, in *7th International Particle Accelerator Conference*, 1394 (2016).
- [43] C. Zhang, M. Baschke, L. Groening, O. Kester, S. Mickat, H. Podlech, U. Ratzinger, R. Tiede und H. Vormann, *HSI RFQ Upgrade for the UNILAC Injection to FAIR*, in *7th International Particle Accelerator Conference*, 877 (2016).
- [44] B. Franczak, *SIS Parameter List*, [https://www.gsi.de/fileadmin/PSchwab/Dokumentationen\\_Berichte/Beschleunigeranlage/SIS18/sis18\\_parameterliste.pdf](https://www.gsi.de/fileadmin/PSchwab/Dokumentationen_Berichte/Beschleunigeranlage/SIS18/sis18_parameterliste.pdf), abgerufen im Oktober 2016.
- [45] M. Steiner, K. Blasche, H. Clerc, H. Eickhoff, B. Franczak, H. Geissel, G. Münzenberg, K. Schmidt, H. Stelzer und K. Sümmerer, *Preliminary measurements of SIS 18 beam parameters*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, **312**, 420 (1992).
- [46] H. Geissel, G. Munzenberg und K. Riisager, *Secondary exotic nuclear beams*, Annual Review of Nuclear and Particle Science, **45**, 163 (1995).
- [47] G. Münzenberg, *The separation techniques for secondary beams*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, **70**, 265 (1992).
- [48] W. Geithner, Z. Andelkovic, D. Beck, H. Bräuning, A. Bräuning-Demian, H. Danared, C. Dimopoulou, M. Engström, S. Fedotova, O. Gorda, F. Herfurth, R. Hess, A. Källberg, C. Kleffner, N. Kotovski, I. Kraus, M. Lestinsky, S. Litvinov, F. Nolden, A. Reiter, T. Sieber, M. Steck und G. Vorobyev, *Status and outlook of the CRYRING@ESR project*, Hyperfine Interactions, **238**, 13 (2017).
- [49] B. Franzke, K. Beckert, H. Eickhoff, F. Nolden, H. Reich, U. Schaaf, B. Schlitt, A. Schwinn, M. Steck und T. Winkler, *Schottky mass spectrometry at the experimental*



- storage ring ESR*, Physica Scripta, **1995**, 176 (1995).
- [50] X. Yan, F. Bosch, Y. Litvinov, F. Nolden, M. Steck, X. Tu, H. Xu, X. Zhou und Y. Zhang, *Investigation of the momentum compaction factor of the ESR thorough Schottky mass measurements*, Physica Scripta, **2015**, 014045 (2015).
- [51] N. Petridis, *The internal multiphase target for storage ring experiments*, Doktorarbeit, Johann-Wolfgang-Goethe-Universität, Frankfurt am Main (2014).
- [52] N. Petridis, A. Kalinin, U. Popp, V. Gostishchev, Y. Litvinov, C. Dimopoulou, F. Nolden, M. Steck, C. Kozhuharov, D. Thorn, A. Gumberidze, S. Trotsenko, S. Haggmann, U. Spillmann, D. Winters, R. Dörner, T. Stöhlker und R. Grisenti, *Energy loss and cooling of relativistic highly charged uranium ions interacting with an internal hydrogen droplet target beam*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, **656**, 1 (2011).
- [53] M. Kühnel, N. Petridis, D. Winters, U. Popp, R. Dörner, T. Stöhlker und R. Grisenti, *Low-Z internal target from a cryogenically cooled liquid microjet source*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, **602**, 311 (2009).
- [54] F. Bosch, Y. Litvinov und T. Stöhlker, *Nuclear physics with unstable ions at storage rings*, Progress in Particle and Nuclear Physics, **73**, 84 (2013).
- [55] Poth, Helmut, *Electron cooling: theory, experiment, application*, Physics Reports, **196**, 135 (1990).
- [56] A. Wolf, *Heavy-Ion Storage Rings*, in *Atomic Physics with Heavy Ions*, Springer-Verlag (1999).
- [57] T. Winkler, *Untersuchung zur Elektronenkühlung hochgeladener schwerer Ionen*, Doktorarbeit, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg (1996).
- [58] M. Steck, *Private Mitteilung* (2017).
- [59] F. Hinterberger, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*, Springer-Verlag, zweite Auflage (2008).
- [60] G. Budker, *An effective method of damping particle oscillations in proton and antiproton storage rings*, Soviet Atomic Energy, **22**, 438 (1967).

- [61] M. Steck, P. Beller, K. Beckert, B. Franzke und F. Nolden, *Electron cooling experiments at the ESR*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, **532**, 357 (2004).
- [62] M. Steck, K. Beckert, H. Eickhoff, B. Franzke, F. Nolden, H. Reich, B. Schlitt und T. Winkler, *Anomalous temperature reduction of electron-cooled heavy ion beams in the storage ring ESR*, Physical Review Letters, **77**, 3803 (1996).
- [63] M. Steck, K. Beckert, P. Beller, B. Franzke und F. Nolden, *New evidence for one-dimensional ordering in fast heavy ion beams*, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, **36**, 991 (2003).
- [64] R. Hasse, *Theoretical Verification of Coulomb Order of Ions in a Storage Ring*, Physical Review Letters, **83**, 3430 (1999).
- [65] R. Hasse, *Multiple Coulomb Ordered Strings of Ions in a Storage Ring*, Physical Review Letters, **86**, 3028 (2001).
- [66] R. Hasse, *Static Criteria for the Existence of Coulomb Strings in Storage Rings*, Physical Review Letters, **90**, 204801 (2003).
- [67] F. Nolden, *Zur stochastischen Vorkühlung am ESR*, Doktorarbeit, Technische-Universität-München (1995).
- [68] D. Möhl, G. Petrucci, L. Thorndahl und S. van der Meer, *Physics and technique of stochastic cooling*, Physics Reports, **58**, 73 (1980).
- [69] S. Van Der Meer, *Stochastic cooling and the accumulation of antiprotons*, Reviews of Modern Physics, **57**, 689 (1985).
- [70] C. Rubbia, *Experimental observation of the intermediate vector bosons  $W^+$ ,  $W^-$ , and  $Z^0$* , Reviews of Modern Physics, **57**, 699 (1985).
- [71] W. Schottky, *Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern*, Annalen der Physik, **362**, 541 (1918).
- [72] J. Johnson, *Thermal agitation of electricity in conductors*, Physical Review, **32**, 97 (1928).
- [73] H. Nyquist, *Thermal agitation of electric charge in conductors*, Physical Review, **32**, 110 (1928).

- [74] F. Nolden, K. Beckert, P. Beller, B. Franzke, V. Gostishchev, C. Kozhuhzrov, Y. Litvinov, A. Schwinn und M. Steck, *Applications of Schottky Spectroscopy at the Storage Ring ESR of GSI*, in *AIP Conference Proceedings*, 821, 211 (2006).
- [75] S. Sanjari, P. Hülsmann, F. Nolden, A. Schempp, J. Wu, D. Atanasov, F. Bosch, C. Kozhuharov, Y. Litvinov, P. Moritz, C. Peschke, P. Petri, D. Shubina, M. Steck, H. Weick, N. Winckler, Y. Zang und T. Zhao, *A resonant Schottky pickup for the study of highly charged ions in storage rings*, *Physica Scripta*, **2013**, 014088 (2013).
- [76] A. Iksanov und Z. Jurek, *Shot noise distributions and self decomposability*, *Stochastic Analysis and Applications*, **21**, 593 (2003).
- [77] S. Sanjari, *Private Mitteilung* (2013).
- [78] W. Press, S. Teukolsky, W. Vetterling und B. Flannery, *Numerical Recipes*, Cambridge University Press, dritte Auflage (2007).
- [79] C. Lang und N. Pucker, *Mathematische Methoden in der Physik*, Springer-Verlag, zweite Auflage (2005).
- [80] J. Cooley und J. Tukey, *An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series*, *Mathematics of computation*, **19**, 297 (1965).
- [81] M. Frigo und S. Johnson, *FFTW Homepage*, <http://www.fftw.org/>, abgerufen im August 2016.
- [82] C. Shannon, *Communication in the Presence of Noise*, *Proceedings of the IRE*, **37**, 10 (1949).
- [83] E. Kaza, *First Mass Measurements of Stored and Cooled Neutron-rich  $^{238}\text{U}$  Projectile Fragments in the Element Range of  $87 \leq Z \leq 92$  at the FRS-ESR Facility*, Doktorarbeit, Justus-Liebig-Universität, Gießen (2004).
- [84] National Instruments, *PXI Express NI PXIe-1075 User Manual*, <http://www.ni.com/pdf/manuals/372537c.pdf>, abgerufen im Februar 2018.
- [85] National Instruments, *INSTALLATION GUIDE 18-Slot NI PXIe-1075 Backplane*, <http://www.ni.com/pdf/manuals/372672b.pdf>, abgerufen im Mai 2018.
- [86] National Instruments, *NI PXIe-1075 Backplane*, <http://sine.ni.com/nips/cds/view/p/lang/de/nid/208084>, abgerufen im Mai 2018.

- [87] National Instruments, *Produktionstests von RF-Komponenten und -baugruppen automatisieren: RF List Mode*, <http://www.ni.com/white-paper/10312/de/>, abgerufen im Februar 2018.
- [88] National Instruments, *Vector Signal Analyzer*, [http://www.ni.com/pdf/products/us/cat\\_PXIe\\_5663.pdf](http://www.ni.com/pdf/products/us/cat_PXIe_5663.pdf), abgerufen im August 2016.
- [89] National Instruments, *Hilfdateien mit Dokumentation für den 5663E Vektor Signal Analyzers*, <http://www.ni.com/pdf/manuals/372058t.zip>, abgerufen im Oktober 2016.
- [90] National Instruments, *NI PXIe-5601 Specifications RF Downconverter*, <http://www.ni.com/pdf/manuals/375026b.pdf>, abgerufen im August 2016.
- [91] National Instruments, *NI 5622 IF Digitizer*, [http://zone.ni.com/reference/en-XX/help/372058P-01/nirfsa/5622\\_overview/](http://zone.ni.com/reference/en-XX/help/372058P-01/nirfsa/5622_overview/), abgerufen im August 2016.
- [92] National Instruments, *NI 5622 Signal Conditioning*, [http://zone.ni.com/reference/en-XX/help/370592AB-01/digitizers/5622\\_signal\\_conditioning/](http://zone.ni.com/reference/en-XX/help/370592AB-01/digitizers/5622_signal_conditioning/), abgerufen im Mai 2018.
- [93] National Instruments, *DEVICE SPECIFICATIONS NI PXIe-5622*, <http://www.ni.com/pdf/manuals/375023e.pdf>, abgerufen im August 2016.
- [94] National Instruments, *Dokumentation für den Digitizer NI 5622*, <http://www.ni.com/datasheet/pdf/en/ds-248>, abgerufen im Oktober 2016.
- [95] National Instruments, *NI 5622 Onboard Signal Processing (OSP)*, [http://zone.ni.com/reference/en-XX/help/370592AB-01/digitizers/5622\\_osp\\_diagram/](http://zone.ni.com/reference/en-XX/help/370592AB-01/digitizers/5622_osp_diagram/), abgerufen im Mai 2018.
- [96] National Instruments, *NI 6612 User Manual*, <http://www.ni.com/pdf/manuals/374008b.pdf>, abgerufen im August 2016.
- [97] National Instruments, *SPECIFICATIONS NI 6612*, <http://www.ni.com/pdf/manuals/374074b.pdf>, abgerufen im August 2016.
- [98] National Instruments, *PXI Express NI PXIe-6674T User Manual*, <http://www.ni.com/pdf/manuals/373089c.pdf>, abgerufen im April 2016.
- [99] National Instruments, *NI PXIe-6674T Timing and Synchronization Module*, <http://www.ni.com/datasheet/pdf/en/ds-261>, abgerufen im April 2016.
- [100] National Instruments, *Fiber-Optic MXI-Express x4 for PXI Express*, [http://www.ni.com/pdf/products/us/cat\\_pxiepcie8375.pdf](http://www.ni.com/pdf/products/us/cat_pxiepcie8375.pdf), abgerufen im August 2016.

- [101] National Instruments, *MXI TM Fiber-Optic MXI-Express x4 for PXI Express Series User Manual*, <http://www.ni.com/pdf/manuals/372942b.pdf>, abgerufen im August 2016.
- [102] W. Georgi, *Einführung in LabVIEW*, Springer-Verlag (2012).
- [103] National Instruments, *Systemdesignsoftware LabVIEW*, <http://www.ni.com/labview/dl/>, abgerufen im November 2016.
- [104] National Instruments, *The NI-TDMS File Format*, <http://www.ni.com/white-paper/3727/en/>, abgerufen im August 2016.
- [105] National Instruments, *TDMS File Format Internal Structure*, <http://www.ni.com/white-paper/5696/en/>, abgerufen im August 2016.
- [106] Rhode&Schwarz, *HM8134-3/HM8135 RF Synthesizer*, [https://www.rohde-schwarz.com/de/produkt/hm813x-produkt-startseite\\_63493-43457.html](https://www.rohde-schwarz.com/de/produkt/hm813x-produkt-startseite_63493-43457.html), abgerufen im November 2016.
- [107] Rhode&Schwarz, *HM8135 / HM8135-X 3 GHz RF-Synthesizer Benutzerhandbuch User Manual*, [https://cdn.rohde-schwarz.com/pws/dl\\_downloads/dl\\_common\\_library/dl\\_manuals/gb\\_1/h/hm8135\\_x/HM8135\\_UserManual\\_de\\_en\\_04\\_1.pdf](https://cdn.rohde-schwarz.com/pws/dl_downloads/dl_common_library/dl_manuals/gb_1/h/hm8135_x/HM8135_UserManual_de_en_04_1.pdf), abgerufen im November 2016.
- [108] M. Lochmann, R. Jöhren, C. Geppert, Z. Andelkovic, D. Anielski, B. Botermann, M. Bussmann, A. Dax, N. Frömmgen, M. Hammen, V. Hannen, T. Köhl, Y. Litvinov, R. López-Coto, T. Stöhlker, R. Thompson, J. Vollbrecht, A. Volotka, C. Weinheimer, W. Wen, E. Will, D. Winters, R. Sánchez und W. Nörtershäuser, *Observation of the hyperfine transition in lithium-like bismuth  $^{209}\text{Bi}^{80+}$ : Towards a test of QED in strong magnetic fields*, Physical Review A, **90**, 030501 (2014).
- [109] W. Nörtershäuser und R. Sánchez, *Laser spectroscopy at storage rings*, Physica Scripta, **2015**, 014020 (2015).
- [110] V. Shabaev, *Hyperfine Structure of Highly Charged Ions*, in *Atomic Physics with Heavy Ions*, 139, Springer-Verlag (1999).
- [111] V. Shabaev, A. Artemyev, V. Yerokhin, O. Zherebtsov und G. Soff, *Towards a test of QED in investigations of the hyperfine splitting in heavy ions*, Physical Review Letters, **86**, 3959 (2001).

- [112] J. Vollbrecht, Z. Andelkovic, A. Dax, W. Geithner, C. Geppert, C. Gorges, M. Hammen, V. Hannen, S. Kaufmann, K. König, Y. Litvinov, M. Lochmann, B. Maass, J. Meisner, T. Murboeck, W. Nörtershäuser, R. Sánchez, S. Schmidt, M. Schmidt, M. Steck, T. Stöhlker, R. Thompson, J. Ullmann und C. Weinheimer, *Laser spectroscopy of the ground-state hyperfine structure in H-like and Li-like bismuth*, *Journal of Physics*, **583**, 012002 (2015).
- [113] C. Trageser, C. Brandau, C. Geppert, Y. Litvinov, J. Meisner, A. Müller, W. Nörtershäuser, R. Sánchez, S. Sanjari, S. Schippers, M. Schmidt und J. Ullmann, *Schottky beam time „logbook“ for laser spectroscopy of  $Bi^{82+}$  and  $Bi^{80+}$* , GSI Scientific Report 2015, 142 (2016).
- [114] G. Audi, M. Wang, A. Wapstra, F. Kondev, M. MacCormick, X. Xu und B. Pfeiffer, *The Ame2012 atomic mass evaluation*, *Chinese Physics C*, **36**, 1287 (2012).
- [115] M. Wang, G. Audi, A. Wapstra, F. Kondev, M. MacCormick, X. Xu und B. Pfeiffer, *The Ame2012 atomic mass evaluation*, *Chinese Physics C*, **36**, 1603 (2012).
- [116] Y. Litvinov, *Private Mitteilung* (2017).
- [117] J. Hällström, A. Bergman, S. Dedeoğlu, A. Elg, E. Houtzager, W. Lucas, A. Merev, J. Meisner, M. Schmidt, E. Suomalainen und C. Weber, *Performance of a wideband 200-kV HVDC reference divider module*, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, **63**, 2264 (2014).
- [118] C. Brandau, *Messungen zur Photorekombination hochgeladener lithiumähnlicher Ionen*, Doktorarbeit, Justus-Liebig-Universität, Gießen (2000).
- [119] F. Bosch, *Beta decay of highly charged ions*, in *Atomic Physics with Heavy Ions*, 219, Springer-Verlag (1999).
- [120] P. Kienle, F. Bosch, P. Bühler, T. Faestermann, Y. Litvinov, N. Winckler, S. Sanjari, D. Shubina, D. Atanasov, H. Geissel, V. Ivanova, X. Yan, D. Boutin, C. Brandau, I. Dillmann, C. Dimopoulou, R. Hess, P. Hillebrand, T. Izumikawa, R. Knöbel, J. Kurcewicz, N. Kuzminchuk, M. Lestinsky, S. Litvinov, X. Ma, L. Maier, M. Mazzocco, I. Mukha, C. Nociforo, F. Nolden, C. Scheidenberger, U. Spillmann, M. Steck, T. Stöhlker, B. Sun, F. Suzuki, T. Suzuki, S. Torilov, M. Trassinelli, X. Tu, M. Wang, H. Weick, D. Winters, N. Winters, P. Woods, T. Yamaguchi, G. Zhang und T. Ohtsubo, *High-resolution measure-*

- ment of the time-modulated orbital electron capture and of the  $\beta^+$  decay of hydrogen-like  $^{142}\text{Pm}^{60+}$  ions*, Physics Letters B, **726**, 638 (2013).
- [121] N. Winckler, F. Bosch und Y. Litvinov, *Two-body beta decay of stored few-electron ions*, Hyperfine Interactions, **199**, 103 (2011).
- [122] Y. Litvinov, F. Bosch, N. Winckler, D. Boutin, H. Essel, T. Faestermann, H. Geissel, S. Hess, P. Kienle, R. Knöbel, C. Kozhuharov, J. Kurcewicz, L. Maier, K. Beckert, P. Beller, C. Brandau, L. Chen, C. Dimopoulou, B. Fabian, A. Fagner, E. Haettner, M. Hausmann, S. Litvinov, M. Mazzocco, F. Montes, A. Musumarra, C. Nociforo, F. Nolden, W. Plaß, A. Prochazka, R. Reda, R. Reuschl, C. Scheidenberger, M. Steck, T. Stöhlker, S. Torilov, M. Trassinelli, B. Sun, H. Weick und M. Winkler, *Observation of non-exponential orbital electron capture decays of hydrogen-like  $^{140}\text{Pr}$  and  $^{142}\text{Pm}$  ions*, Physics Letters B, **664**, 162 (2008).
- [123] National Instruments, *What is I/Q Data?*, <http://www.ni.com/tutorial/4805/en/>, abgerufen im August 2016.
- [124] R. Lyons, *Understanding digital signal processing*, Prentice Hall, dritte Auflage (2011).
- [125] National Instruments, *NI PXIe-5601 RF Downconverter Module Block Diagram*, <http://zone.ni.com/reference/en-XX/help/372058P-01/nirfsa/5601bd/>, abgerufen im August 2016.
- [126] National Instruments, *niRFSA Properties*, <http://zone.ni.com/reference/en-XX/help/372058L-01/rfsapropref/cnirfsa/>, abgerufen im August 2016.





## **B. Danksagung**

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zu meiner Doktorarbeit beigetragen haben. Eine Doktorarbeit ist niemals das Ergebnis einer einzigen Person.

Zuerst möchte ich meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Alfred Müller danken, der mir diese Doktorarbeit ermöglicht hat. Diese Arbeit entstand in der Abteilung Atomphysik des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung in Darmstadt. Für die Aufnahme in die Abteilung Atomphysik bedanke ich mich herzlich bei Herrn Prof. Dr. Thomas Stöhlker und bei Herrn Apl. Prof. Dr. Yuri A. Litvinov für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe. Auch bedanke ich mich hier bei Prof. Dr. Stefan Schippers.

Einen besonders großen Dank geht an Herrn Dr. Carsten Brandau, der mich all die Jahre am meisten unterstützt hatte. Er war für mich immer erreichbar, hatte immer hilfreiche Tipps oder wusste, an wen ich mich wenden musste. Man kann zweifelsfrei sagen, dass ohne ihn diese Arbeit nur schwer möglich gewesen wäre.

Ebenfalls möchte ich meiner Graduiertenschule HGS-HIRE bedanken, die mich finanziell durch ein Stipendium und auch durch verschiedene Lecture-Weeks und Softskillkurse unterstützt haben.

Herrn Dr. Markus Steck und Dr. Danyal Winters danke ich für ihre Hilfe zu allen meinen Fragen über den ESR. Weiterhin danke ich Herrn Dr. Shahab Sanjari, der mir nicht nur meine zahllosen Fragen beantwortet hat, sondern auch immer wieder mit verschiedenster Elektronik und Geräten ausgeholfen hat. Herrn Dr. Holger Brandt danke ich, der mir Fragen zur Programmiersprache LabVIEW beantwortete. Ebenfalls danke ich Herrn Dr. Johannes Ullmann, der mein Ansprechpartner im LIBELLE-Experiment war.

Zusätzlich danke ich Herrn Dr. Nikos Petridis, Herrn Dr. Nicolas Winckler, Herrn Dr. Xiangcheng Chen, Herrn Dr. Daniel Schury, Dr. Pierre-Michel Hillenbrand, Frau Dr. Kathrin Göbel,

---

Herrn Dr. Dennis Doering, Herrn Ulli Popp, Herrn Dr. Carl Kleffner und Herrn Thomas Reichert, die mir auf unterschiedlichste Arten geholfen haben. Sei es durch gute Tipps, Anregungen oder einfach nur durch eine Runde Kaffee zum Abschalten.

Auch bei den guten Geistern der Verwaltung möchte ich mich bedanken, die mir an der GSI und der Justus-Liebig-Universität weiter geholfen haben. Hier sind vor allem Gundi Bernhardt, Stefanie Kroeh, Dr. Tatiana Litvinova, Lea Wunderlich, Diana Lang und Andreas Schroer zu nennen.

Ich möchte mich auch bei meinen „Nicht-Physiker“- Freunden wie Felix Haber, Nicole Dietschmann, Kai Kohlmann bedanken, die mich die Jahre moralisch unterstützt haben.

Selbstverständlich danke ich auch meinen Eltern und Geschwistern für ihre unendliche Geduld und Unterstützung.

Am Ende möchte ich mich auch noch bei denjenigen bedanken, die ich aus Platzmangel und/oder meiner Vergesslichkeit hier nicht aufgeführt habe.

## C. Versicherung

Ich erkläre: Ich habe die vorgelegte Dissertation selbständig und ohne unerlaubte fremde Hilfe und nur mit den Hilfen angefertigt, die ich in der Dissertation angegeben habe. Alle Textstellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen sind, und alle Angaben, die auf mündlichen Auskünften beruhen, sind als solche kenntlich gemacht. Bei den von mir durchgeführten und in der Dissertation erwähnten Untersuchungen habe ich die Grundsätze guter wissenschaftlicher Praxis, wie sie in der „Satzung der Justus-Liebig-Universität Gießen zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis“ niedergelegt sind, eingehalten.

Gießen, den \_\_\_\_\_

---

Christian Trageser