

# Untersuchung der Langzeitstabilität des nuklearen Standards für die Energieskala des KATRIN-Experiments

Diplomarbeit  
von

Moritz Gerard Erhard

An der Fakultät für Physik  
Institut für Experimentelle Kernphysik (IEKP)

Erstgutachter:	Prof. Dr. Guido Drexlin
Zweitgutachter:	Prof. Wim de Boer
Betreuender Mitarbeiter:	Dr. Klaus Schlösser

Bearbeitungszeit: 14. Juli 2011 – 31. Juli 2012



# Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und alle dem Wortlaut oder Sinn nach entnommenen Inhalte anderer Werke an den entsprechenden Stellen unter Angabe der Quelle kenntlich gemacht zu haben.

---

Moritz Gerard Erhard  
Karlsruhe, 31. Juli 2012



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Neutrinos</b>	<b>3</b>
2.1	Neutrinos im Standardmodell . . . . .	4
2.2	Neutrinoquellen . . . . .	5
2.2.1	Natürliche Neutrinoquellen . . . . .	5
2.2.2	Künstliche Neutrinoquellen . . . . .	8
2.3	Jenseits des Standardmodells . . . . .	8
2.3.1	Solares Neutrino Problem . . . . .	8
2.3.2	Neutrinooszillation . . . . .	9
2.3.3	Neutrinooszillation im Experiment . . . . .	10
2.4	Messung der Neutrinomasse . . . . .	12
2.4.1	Bedeutung der Neutrinomasse in Teilchenphysik und Kosmologie . . . . .	12
2.4.2	Indirekte Messung . . . . .	12
2.4.3	Neutrinoloser Doppel- $\beta$ -Zerfall . . . . .	14
2.5	Direkte Messung . . . . .	16
2.5.1	Kinematik des $\beta$ -Zerfalls . . . . .	16
2.5.2	$\beta$ -Zerfall des Tritiums . . . . .	17
2.5.3	$\beta$ -Zerfall von Rhenium . . . . .	17
2.6	Bisherige Tritium-Experimente . . . . .	18
<b>3</b>	<b>KATRIN-Experiment</b>	<b>19</b>
3.1	Experimentelles Prinzip . . . . .	19
3.1.1	MAC-E-Filter . . . . .	19
3.1.2	Transmissionsfunktion . . . . .	20
3.2	Hauptkomponenten . . . . .	22
3.2.1	Die Tritium Quelle . . . . .	22
3.2.2	Transportstrecke . . . . .	22
3.2.3	Vor- und Hauptspektrometer . . . . .	23
3.2.4	Detektor . . . . .	24
3.3	Hochspannungsüberwachung . . . . .	25
<b>4</b>	<b>Monitorspektrometer</b>	<b>27</b>
4.1	Spektrometer . . . . .	27
4.2	Magnetsystem . . . . .	28
4.2.1	Solenoiden . . . . .	28
4.2.2	Low Field Correction System . . . . .	29
4.2.3	Earth Magnetic Field Compensation System . . . . .	29
4.3	Kalibrationsquellen . . . . .	30
4.4	Detektor . . . . .	31
4.5	Peripherie . . . . .	33
4.5.1	Kryogenes System . . . . .	33

4.5.2	Vakuumsystem . . . . .	34
4.5.3	Heizung . . . . .	34
4.6	Ablauf des Messbetriebs am Monitorspektrometer . . . . .	34
4.6.1	Das Monitorspektrometer im KATRIN-Hochspannungslayout . . . . .	34
4.6.2	Steuerungselemente des Monitorspektrometers . . . . .	35
4.6.3	Datenaufnahme und Speicherung . . . . .	35
4.7	Messziele des Monitorspektrometers . . . . .	36
<b>5</b>	<b>Datenanalyse und Messmethodik</b>	<b>37</b>
5.1	Filterspektrum . . . . .	37
5.2	Das Fitprogramm . . . . .	38
5.2.1	Modelle der Elektronenspektren . . . . .	38
5.2.2	Die Transmissionsfunktion im Fitprogramm . . . . .	40
5.2.3	Funktionsweise des Fitprogramms . . . . .	40
5.3	Vergleich der Modelle und Optimierung des Messablaufs . . . . .	40
5.3.1	Einfluss des Fitbereichs . . . . .	41
5.3.2	Optimierung der Messpunktverteilung . . . . .	41
5.3.3	Einfluss der Messdauer . . . . .	44
5.4	EMCS-Einstellungen . . . . .	47
<b>6</b>	<b>Eigenschaften der Kalibrationsquellen</b>	<b>53</b>
6.1	Quasi monoenergetischen Quellen . . . . .	53
6.2	Eigenschaften der Konversionselektronen . . . . .	54
6.2.1	Interner Konversionskoeffizient . . . . .	54
6.2.2	Breite der Konversionslinien . . . . .	55
6.2.3	Shake-up und Shake-off Effekt . . . . .	55
6.2.4	Änderung der Bindungsenergie in Festkörpern . . . . .	56
6.3	Implantierte $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$ -Quellen . . . . .	58
6.3.1	Herstellung der Kalibrationsquellen . . . . .	61
6.3.2	Räumliche Verteilung der $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$ -Atome . . . . .	62
6.4	Energieverlust-Spektrum . . . . .	65
<b>7</b>	<b>Langzeitmessungen</b>	<b>69</b>
7.1	Mögliche Fehlerquellen . . . . .	69
7.2	Langzeitmessung der K-32-Konversionselektronen . . . . .	70
7.3	Einfluss korrelierter Fitparameter . . . . .	71
7.4	Linearitätstest des Spannungsteilers . . . . .	73
7.5	Langzeitverhalten der Kalibrationsquellen . . . . .	77
7.5.1	Untersuchung des Asymmetrieparameters $\alpha$ . . . . .	77
7.5.2	Untersuchung der Gaußbreite $\sigma$ . . . . .	78
7.5.3	Vergleich der eingesetzten Quellen . . . . .	79
7.6	Weitere Modifikationen des Monitorspektrometers . . . . .	81
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>83</b>
	<b>Anhang</b>	<b>85</b>
A.1	Einfluss der Stickstoffversorgung des Detektors . . . . .	85
A.2	Tabelle: Einfluss des Fitbereichs . . . . .	86
A.3	Einfluss verschiedener Parameter der Messdauer . . . . .	87
A.4	Simulation der inelastischen Streuung in den Kalibrationsquellen . . . . .	88
A.5	Langzeitmessung: Plots . . . . .	91
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>93</b>





# 1. Einleitung

Neutrino-Physik ist zum großen Teil die Kunst,  
eine Menge zu lernen, indem man nichts beobachtet.

Haim Harari

Da dieses "Nichts" nur über die schwache Wechselwirkung mit Materie interagiert, vergingen 26 Jahre von der Postulierung bis zur Entdeckung. Heute ist der Bereich der Neutrinophysik aktueller und wichtiger denn je, seitdem durch Neutrinooszillations-Experimente nachgewiesen werden konnte, dass Neutrinos eine Masse besitzen müssen. Der absolute Wert ist jedoch unbekannt. Kapitel 2 liefert einen Überblick der Neutrinoeigenschaften und der experimentellen Möglichkeiten zur Bestimmung deren Masse.

Die Untersuchung des  $\beta$ -Zerfalls von molekularem Tritium nahe des Endpunkts stellt eine dieser Möglichkeiten dar. Mit dieser Modell unabhängigen Messmethode konnte bislang der beste Wert einer Obergrenze der Elektron-Neutrinomasse mit  $m_{\nu_e} < 2,05 \text{ eV}$  bestimmt werden. Das **K**ARlsruhe **T**RITium Neutrino Experiment (KATRIN) stellt die nächste Generation dieser Messmethode dar, das auf eine bisher unerreichte Sensitivität  $0,2 \text{ eV}$  ausgelegt ist. Der dazu verwendete Aufbau und das angewandte MAC-E-Filter Messprinzip wird in Kapitel 3 vorgestellt.

Um die angestrebte Sensitivität erreichen zu können, müssen alle KATRIN Hauptkomponenten einen kleinen, systematischen Fehler aufweisen der eine Schwelle von  $\sigma < 0,017 \text{ eV}$  nicht überschreitet. Dieser Wert muss auch von der Hochspannung eingehalten werden, mit der das Retardierungspotential in der Analysierebene erzeugt wird. Fluktuationen der Hochspannung verursachen eine systematische Unsicherheit der Neutrinomassenbestimmung von  $\Delta m_\nu^2 = 2\sigma^2$ . Eine langzeitstabile Hochspannung von  $\pm 60 \text{ mV}$  muss daher gewährleistet sein können. In Kapitel 4 wird der Aufbau des Monitorspektrometers erläutert, das eine Komponente der Hochspannungsüberwachung darstellt.

Das Monitorspektrometer basiert wie das Hauptspektrometer auf dem MAC-E-Filter-Prinzip und nutzt einen nuklearen Standard zur Spannungsüberwachung. In Kapitel 5 wird die Analyse der Monitorspektrometerdaten erläutert und Optimierungsmöglichkeiten des Messablaufs aufgezeigt. Als nuklearer Standard werden monoenergetische Konversionselektronen einer festen, ionenimplantierten  $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$ -Quelle verwendet. Deren Eigenschaften ist Inhalt des Kapitels 6. Ziel dieser Diplomarbeit ist die Untersuchung der Langzeitstabilität der am Monitorspektrometer eingesetzten Quellen. Die Ergebnisse dieser Untersuchung werden in Kapitel 7 vorgestellt.



## 2. Neutrinos

Im Jahr 1896 wurde die Radioaktivität durch Antoine Henri Becquerel entdeckt. In der Folge konnten zu Beginn des 20. Jahrhunderts rasch Fortschritte auf diesem neuen Gebiet erzielt und drei unterschiedliche Strahlungsarten  $\alpha$ -  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlung identifiziert werden. Dabei stieß man bei der Beschreibung des  $\beta$ -Zerfalls

$$n \rightarrow p + e^- \quad (2.1)$$

auf ein fundamentales Problem. Dessen kontinuierliches Spektrum vertrug sich nicht mit der Theorie eines Zwei-Körper-Zerfalls und verletzte wichtige Erhaltungssätze wie Energie-, Impuls- und Drehimpulserhaltung. Als einen *”verzweifelten Ausweg”* bezeichnete Wolfgang Pauli den Vorschlag mit Hilfe eines Drei-Körper-Zerfalls

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.2)$$

die Erhaltungssätze zu retten. Dazu postulierte er ein hypothetisches neutrales Teilchen mit Spin  $1/2$  [Pau78]. Enrico Fermi entwickelte später die Theorie des  $\beta$ -Zerfalls und gab dem neuen Teilchen den Namen Neutrino [Fer34]. Das Neutrino kann lediglich über die schwache Wechselwirkung<sup>1</sup> mit Materie interagieren. Da die schwache Wechselwirkung nur einen geringen Wirkungsquerschnitt besitzt, erwies sich der experimentelle Nachweis des Neutrinos als schwierig und es galt lange als *”Geisterteilchen”*.

Erst 1956 konnte am Savannah-River-Reaktor-Experiment von C. Cowan und F. Reines das Neutrino durch den inversen  $\beta$ -Zerfall an freien Protonen

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (2.3)$$

nachgewiesen werden [CRH<sup>+</sup>56]. Eindeutige Signatur des Ereignisses stellt das Signal der  $e^+/e^-$  Annihilationsenergie von zwei Photonen mit einer Energie von jeweils 511 keV und ein, im Abstand von einigen  $\mu\text{s}$ , hoch energetisches  $\gamma$  in Folge des Neutroneneinfangs dar. Ledermann, Steinberger und Schwartz entdeckten 1962 eine zweite Neutrinoart, das Myon-neutrino  $\nu_\mu$  [DGG<sup>+</sup>62]. Am Fermilab konnte 2000 auch die dritte Leptonengeneration mit dem Nachweis des Tauneutrinos  $\nu_\tau$  vervollständigt werden [KUA01].

Weitere Neutrino-generationen wurden noch nicht entdeckt. Messungen am LEP Beschleuniger am CERN konnten zeigen, dass die  $Z^0$  Zerfallsbreite, ein Eichboson der schwachen Wechselwirkung, nur mit drei Teilchengenerationen verträglich ist.

---

<sup>1</sup>Im Standardmodell sind Neutrinos masselos und wechselwirken nicht gravitativ.

## 2.1 Neutrinos im Standardmodell

Dieses Kapitel soll lediglich einen kleinen Einblick in den theoretischen Rahmen der Teilchenphysik bieten. Der Leser sei an dieser Stelle auf die einschlägigen Werke [Ams07, PRSZ04] verwiesen, auf denen dieses Kapitel beruht.

Unter dem Begriff *Standardmodell SM* werden die Quantenfeldtheorien der Teilchenphysik zusammengefasst. Das SM beinhaltet die Beschreibung der starken Wechselwirkung (*Quantenchromodynamik QCD*), der elektromagnetischen Wechselwirkung (*Quantenelektrodynamik QED*) und der schwachen Wechselwirkung aller bekannten Elementarteilchen<sup>2</sup>. Quantenfeldtheorien führen die spezielle Relativitätstheorie und die Quantenmechanik zusammen und basieren auf lokalen Eichsymmetrien der Lagrangedichte.

Die Gravitation und deren hypothetisches Eichboson mit Spin  $s = 2$ , das Graviton, konnten bisher nicht im Rahmen des SM beschrieben werden. Da die Kopplungskonstante der Gravitation um viele Größenordnungen kleiner ist, als die der anderen Kräfte, kann sie in den meisten Streuprozessen vernachlässigt werden.

Das SM unterteilt die Elementarteilchen in Austauscheteilchen der Wechselwirkungen, den

Tabelle 2.1: **Fundamentale Wechselwirkungen des Standardmodells.** Es existieren 8 Gluonen. Die Stärke der Kräfte, relativ zur elektromagnetischen Wechselwirkung, bezieht sich auf 2 up-Quarks in einem Abstand von  $3 \cdot 10^{-17}$  m.

Wechselwirkung	Eichboson	Reichweite (m)	relative Stärke bezüglich EM-Kraft
stark	Gluonen (g)	$2.5 \cdot 10^{-15}$	60
elektromagnetisch	Photon ( $\gamma$ )	$\infty$	1
schwach	$W^\pm$ und $Z^0$	$10^{-18}$	$10^{-4}$

Eichbosonen mit ganzzahligem Spin  $s = 1$  und in Materieteilchen, den Fermionen mit Spin  $s = 1/2$ . Die Fermionen werden weiter unterteilt in Quarks und Leptonen mit jeweils drei Generationen (siehe Tabelle 2.2). Zudem existiert zu jedem Teilchen noch ein Antiteilchen mit entgegengesetzter Ladung.

Die Quarks werden in sechs "Flavour" Zustände unterteilt und werden als up, down, strange, charm, top und bottom Quarks bezeichnet. Die up-Reihe besitzt die elektrische Ladung  $+2/3$ , die down-Reihe  $-1/3$ . Quarks können über alle bekannten Grundkräfte wechselwirken. Alle Quarks besitzen eine Farbladung (rot, blau, grün) der starken Wechselwirkung. Aufgrund des Phänomens des "color confinement"<sup>3</sup>, können keine freien Quarks beobachtet werden sondern nur farbneutrale gebundene Zustände. Die gebundenen Zustände werden Baryonen (bestehend aus drei Valenzquarks) und Mesonen (bestehend aus zwei Valenzquarks) genannt.

Während die Neutrinos ausschließlich über die schwache Wechselwirkung mit Materie reagieren können<sup>4</sup>, erfahren die geladenen Leptonen auch die Elektromagnetische Kraft. Die Leptonen werden in drei Isospin-Doublets der schwachen Wechselwirkung unterteilt. Sie bestehen aus einem Elektron, Myon oder Tauon und dem entsprechenden Neutrino. Wegen der kurzen Reichweite und der geringen Kopplungskonstante der schwachen Wechselwirkung, besitzen Neutrinos eine sehr geringe Wechselwirkungs-Wahrscheinlichkeit.

<sup>2</sup>Die beiden Grundkräfte QED und die schwache Wechselwirkung konnten bereits in einer vereinheitlichten Theorie, der elektroschwachen Wechselwirkung, zusammen gefasst werden.

<sup>3</sup>engl. für "Farbeinschluss"

<sup>4</sup>Die Gravitation wird an dieser Stelle vernachlässigt.

Die Entstehung der Massen der Elementarteilchen wird im Rahmen des Higgsmechanismus erklärt. Als Konsequenz entsteht dabei ein Higgs-Boson, das letzte noch verbliebene Teilchen des SM, das noch nicht eindeutig entdeckt wurde. Kürzlich veröffentlichte Ergebnisse des CERN deuten auf ein SM Higgs bei 125 GeV hin [CER12]. Sollten sich Neutrinos als Majorana Teilchen erweisen (siehe Kapitel 2.4.3), sind schwere rechtshändige Neutrinos mit der Masse  $M$  möglich. Falls die Masse  $M$  groß ist, erlaubt der sogenannte Seesaw-Mechanismus die Existenz linkshändiger Neutrinos mit einer sehr kleinen Masse  $m$  [Ma06].

Messungen der Helizität von Neutrinos ergaben, dass in der Natur ausschließlich Neutrinos mit negativer Helizität  $h = -1$  auftreten [GGS58]. Eine definierte Helizität hat zur Folge, dass sich Neutrinos mit Lichtgeschwindigkeit fortbewegen und damit auch masselos sein müssen. Im SM werden Neutrinos als masselos angenommen.

Tabelle 2.2: **Quarks und Leptonen des Standardmodells.** Alle Quarks und Leptonen sind Fermionen. Sie sind paarweise in drei Generationen unterteilt. Mit aufsteigenden Generationen nimmt die Masse der Teilchen zu. Die Darstellung der Quarks entspricht den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung. Angegeben ist die elektrische Ladung in Einheiten der Elementarladung. Nicht enthalten ist die Farbladung der Quarks.

	Ladung	Generation			Wechselwirkung
		I	II	III	
<b>Quarks</b>	+2/3	$\begin{pmatrix} u \\ \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ \end{pmatrix}$	EM, schwach, stark
	-1/3	$\begin{pmatrix} d \\ \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} s \\ \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} b \\ \end{pmatrix}$	EM, schwach, stark
<b>Leptonen</b>	0	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \end{pmatrix}$	schwach
	-1	$\begin{pmatrix} e \\ \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \mu \\ \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tau \\ \end{pmatrix}$	EM, schwach

## 2.2 Neutrinoquellen

Das Neutrino zählt zu den am häufigsten vorkommenden Teilchen in der Natur. Höher energetische Neutrinos besitzen einen höheren, aber immer noch sehr geringen Wirkungsquerschnitt. Daher muss ein großer Aufwand betrieben werden, um sie experimentell nachzuweisen. Der geringe Wirkungsquerschnitt macht sie aber auch zu geeigneten Sonden in sonst unzugänglichen Bereichen. Es existieren eine Vielzahl an unterschiedlichen Neutrinoquellen, die sich in der Neutrinoflussdichte und -Energie um viele Größenordnungen unterscheiden können (siehe Abbildung 2.1). Im Folgenden wird eine Auswahl einiger Neutrinoquellen vorgestellt.

### 2.2.1 Natürliche Neutrinoquellen

#### Primordiale Neutrinos

Kurz nach dem Urknall herrschten im Universum hohe Temperaturen und Energiedichten. Zu dieser Zeit entstanden die primordialen Neutrinos durch Prozesse der schwachen Wechselwirkung.

$$p + e^- \longleftrightarrow n + \nu_e \quad (2.4)$$

$$p + \bar{\nu}_e \longleftrightarrow n + e^+ \quad (2.5)$$

$$p + e^- + \bar{\nu}_e \longleftrightarrow n \quad (2.6)$$

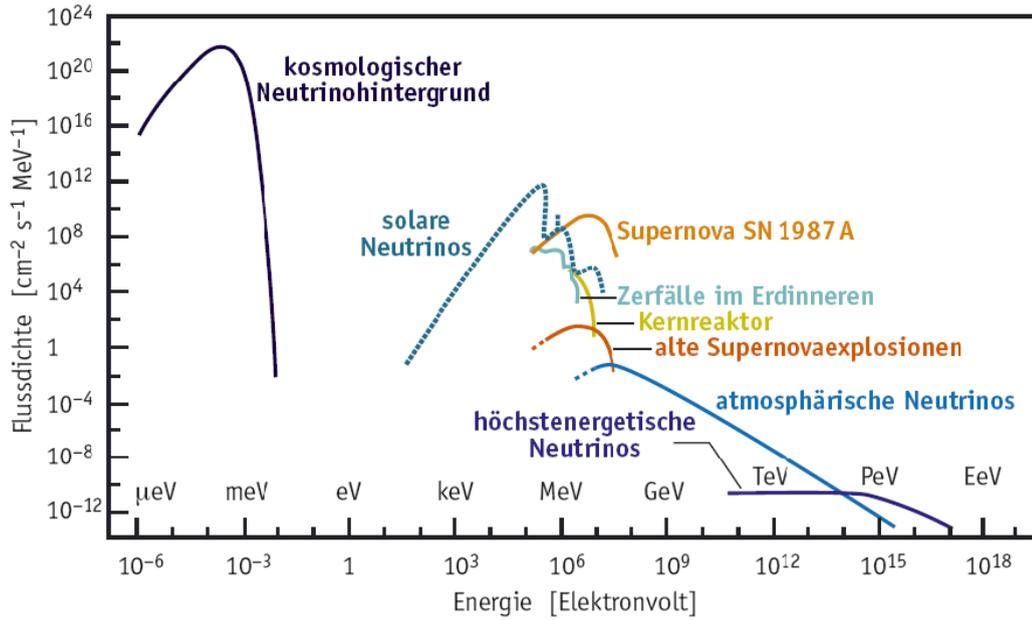


Abbildung 2.1: **Neutrinofluss verschiedener Quellen.** Doppelt logarithmische Auftragung der Flussdichte einiger Neutrinoquellen über ihre Energie. Gezeigt sind natürliche und künstliche Quellen. Die Erläuterung der Bezeichnungen findet sich im Fließtext. Die Abbildung ist [Bru06] entnommen

Bei einer Energie unterhalb von ca. 1 MeV entkoppelt die schwache Wechselwirkung und damit auch die Neutrinos. Dieser Prozess fand etwa eine Sekunde nach dem Urknall statt und wird auch Ausfrieren genannt.

Die Dichte dieser Neutrinos beträgt heute  $336 \frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}^3}$  und ihre Energie liegt im  $\mu\text{eV}$  Bereich. In der Kosmologie wird diese Energie als Temperatur angegeben und beträgt 1,95 K. Die geringe Energie der Neutrinos machte es bisher unmöglich sie nachzuweisen. Dabei sind sie für die Kosmologie von großem Interesse, da sie mit ihrer enormen Anzahl maßgeblich zur Strukturbildung des Universums beigetragen haben können. Massebehaftete Neutrinos verringern die Auswirkung primordialer Dichtefluktuationen.

### Atmosphärische Neutrinos

Der hochenergetische Anteil der kosmischen Höhenstrahlung wird von Protonen dominiert. Streuen diese an Atomkerne der Erdatmosphäre, lösen sie eine Kaskade von sekundären Teilchen aus. So entstehen unter anderem Kaonen und Pionen die wiederum zu Myonen und Neutrinos zerfallen können

$$p + N \longrightarrow \pi^\pm, K^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu. \quad (2.7)$$

Weitere niederenergetische Neutrinos entstehen beim Zerfall der Myonen

$$\mu^\pm \longrightarrow e^\pm + \nu_e/\bar{\nu}_e + \bar{\nu}_\mu/\nu_\mu \quad (2.8)$$

in der Erdatmosphäre. Die dabei entstehenden Neutrinos weisen ein breites Energiespektrum von  $10^6$  eV bis  $10^{15}$  eV auf, dessen Maximum bei ca.  $10^{15}$  eV liegt. Für die gesamte Zerfallskaskade niederenergetischer Myonen werden doppelt soviel Myonen-Neutrinos wie Elektronen-Neutrinos erwartet

$$\frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e} = 2. \quad (2.9)$$

Für hochenergetische Myonen gilt dies nicht, da sie aufgrund der Zeitdilatation nicht vollständig zerfallen.

Der gleiche Prozess kann aber auch außerhalb der Erdatmosphäre stattfinden. So entstehen Kaonen und Pionen auch durch Streuung der kosmischen Strahlung im interstellaren Medium.

### Supernova Neutrinos

Diese Neutrinos entstehen bei einer Supernova vom Typ II<sup>5</sup>. Sobald der nukleare Brennstoff des Sterns aufgebraucht ist, kommt es zu einem gravitativen Kollaps des inneren Kerns. Beim Prozess der Photodesintegration



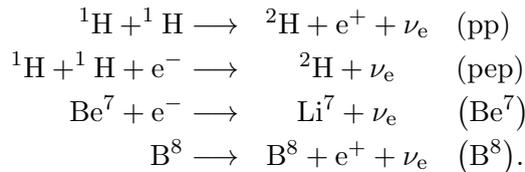
wird das bis dahin entstandene Eisen zerstört, indem Protonen zu Neutronen umgewandelt werden. Der Entartungsdruck der Elektronen wird durch diesen Effekt weiter reduziert, bis schließlich ein Neutronenstern zurückbleibt<sup>6</sup>. Dieser besitzt eine Temperatur von  $10^{11}$  K, ist für Photonen undurchlässig und verliert einen Großteil seiner Energie über Neutrino-paarbildung



aller Leptonengenerationen ( $l = e, \nu, \tau$ ). Mit einem Anteil von 90% ist dies der dominante Neutrino-produktionsprozess. Es entstehen Neutrinos in einer Anzahl der Größenordnung von  $10^{57}$ . Ein solch enormer Neutrino-puls kann auch in Entfernung von mehreren Kiloparsec auf der Erde registriert werden [B<sup>+</sup>87].

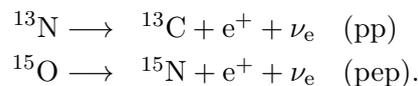
### Solare Neutrinos

In Sternen geringer Masse, wie unserer Sonne, läuft die Fusionsreaktion vorwiegend über die pp-Kette ab. Die größten Anteile der Neutrino-produktion liefern die Reaktionen



Die dabei entstehenden Neutrinos haben unterschiedliche Energien, diskrete oder kontinuierliche Spektren. Es werden aber ausschließlich  $\nu_e$  Neutrinos erzeugt.

In schweren Sternen ist der CNO-Zyklus der dominierende Prozess der Fusion. Dabei entstehen die Neutrinos in den Prozessen



Gerade bei Sternen kommt die oben erwähnte Fähigkeit, Neutrinos als Sonden für sonst unzugängliche Objekte einzusetzen, zum Tragen.

Photonen, die im Inneren eines Sterns entstehen, benötigen sehr lange bis sie die Oberfläche erreichen. Auf dem Weg dorthin werden sie vielfach gestreut. Photonen liefern lediglich

<sup>5</sup>Für eine Typ II Supernova benötigen die Sterne eine Masse des achtfachen der Sonne oder mehr.

<sup>6</sup>Übersteigt die Masse des zurückbleibenden Neutronensterns das Dreifache der Sonnenmasse, kollabiert dieser zu einem schwarzen Loch.

Informationen über die Sonnenoberfläche. Rückschlüsse auf die innere Struktur sind so nicht möglich.

Hingegen können Neutrinos, aufgrund ihres kleinen Wirkungsquerschnittes, nahezu ungehindert die Sonne durchqueren und liefern so Informationen über das Sonneninnere. Nur ein geringer Anteil wird gestreut und der MSW-Effekt bei der Bewegung durch Materie muss berücksichtigt werden [Wol78].

## 2.2.2 Künstliche Neutrinoquellen

### Reaktor Neutrinos

Beim  $\beta$ -Zerfall (siehe Gleichung (refeq:betazerfallplusneutrino)) neutronenreicher Spaltprodukte in einem Kernreaktor, werden diese Neutrinos mit einer Energie unterhalb 10 MeV freigesetzt. Im Durchschnitt werden pro Kernspaltung sechs Neutrinos freigesetzt. Bei einer Leistung des Reaktors von 2,8 GW entspricht das einem Neutrinofluss von  $5 \cdot 10^{20} \frac{\bar{\nu}_e}{s}$ .

### Beschleuniger Neutrinos

Um gezielt Neutrinos für ein Experiment mit einem Beschleuniger zu erzeugen, werden Protonen auf ein schweres Target gelenkt. Die dabei entstehenden Mesonen zerfallen anschließend unter anderem in Neutrinos. Die Detektoren solcher Experimente befinden sich in einem großen Abstand von mehreren 100 km vom Target und benötigen daher einen stark fokussierten Neutrinostrahl.

Beispiele solcher Experimente sind das OPERA-Experiment und das MINOS-Experiment [OC10, A<sup>+</sup>11].

## 2.3 Jenseits des Standardmodells

### 2.3.1 Solares Neutrino Problem

In Experimenten zeigten die solaren Neutrinos ein unerwartetes Verhalten. Das Homestake-Experiment untersuchte den Neutrinofluss der Sonne anhand des Zerfalls von radioaktivem Argon, das in der Reaktion



entsteht [C<sup>+</sup>98]. Verglichen mit dem Standardmodell der Sonne<sup>7</sup>, ergab sich ein Defizit in der Anzahl der beobachteten Neutrinos von 73%.

Weitere Experimente wie SAGE [AGG<sup>+</sup>09] und GALLEX [CHH<sup>+</sup>99] untersuchten die solaren Neutrinos in anderen Energiebereichen und bestätigten den defizitären Neutrinofluss. Die Differenz zwischen Theorie und Experiment wurde als "solares Neutrino Problem" bekannt.

Erst 2001 konnte im SNO-Experiment das Problem gelöst werden [A<sup>+</sup>02]. Im Gegensatz zu den Vorgängerexperimenten war dieses nicht nur auf  $\nu_e$ <sup>8</sup>, sondern auf alle Neutrino-flavour sensitiv. Erst die Summe aller Neutrino-Generationen entspricht dem erwarteten Neutrinofluss.

Eine Erklärung für dieses Resultat liefert die 1957 erstmals aufgestellte Theorie der Neutrinooszillation, die den Flavour-Übergang der Neutrinos ermöglicht. Voraussetzung dabei ist jedoch die Existenz von Massendifferenzen der Neutrinos und damit eine endliche Masse mindestens zweier Neutrinos. Zwar gibt es keine fundamentalen Prinzipien, die die Erhaltung der Leptonenzahl und masselose Neutrinos fordern, im SM wird dies jedoch angenommen und muss daher erweitert werden.

<sup>7</sup>Das theoretische Modell der Sonne in der Astrophysik.

<sup>8</sup>Zur Erinnerung: Im Standard Modell der Sonne werden ausschließlich  $\nu_e$  in Fusionsreaktionen erzeugt.

### 2.3.2 Neutrinooszillation

Die drei bekannten Neutrinoarten  $|\nu_\alpha\rangle$  ( $\alpha = e, \mu, \tau$ ) sind die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung. Diese stimmen nicht mit den Masseeigenzuständen  $|\nu_i\rangle$  ( $i = 1, 2, 3$ ) überein, können jedoch mit der Relation

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (2.13)$$

als Superposition in der Basis der Masseneigenzustände dargestellt werden.  $U_{\alpha i}$  sind die Elemente der PMNJ-Matrix<sup>9</sup>, dem Analogon zur unitären CKM Mischungsmatrix der Quarks. Sie lässt sich durch die drei Mischungswinkel  $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ , sowie einer CP-verletzenden Phase  $\delta$  parametrisieren.

Die zeitliche Entwicklung der Schrödingergleichung liefert für die stationären Masseneigenzustände  $|\nu_i\rangle$

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle. \quad (2.14)$$

des Hamiltonoperators. Dabei ist  $E_i$  abhängig von der Masse  $m_i$ . Das ist der eigentliche Grund der Oszillation, da sich die unterschiedlichen Masseneigenzustände mit unterschiedlicher Phase fortbewegen.

Aus den Gleichungen (2.13) und (2.14) ergibt sich die Wahrscheinlichkeit eines Flavourübergangs<sup>10</sup>

$$P_{\alpha \rightarrow \beta}(t) = |\langle \nu_\beta(t) | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 \quad (2.15)$$

$$= \sum_{i,j} U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i} U_{\beta j}^* e^{-i(E_i - E_j)t} \quad (2.16)$$

$$= \sum_i |U_{\alpha i} U_{\beta i}^*|^2 + 2\Re \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i} U_{\beta j}^* e^{-i(E_i - E_j)t}. \quad (2.17)$$

Im vereinfachten Fall für den Übergang zweier Neutrino flavour nimmt die Gleichung (2.13) die Form

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

an. Die Übergangswahrscheinlichkeit ein Neutrino  $\nu_\alpha$  mit der Energie  $E_\nu$  nach der Flugstrecke  $L$  im Flavourzustand  $\nu_\beta$  zu messen beträgt

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = \sin^2(2\theta) \cdot \sin^2 \left( \underbrace{(m_1^2 - m_2^2)}_{\equiv \Delta m^2} \cdot \frac{L}{4E} \right). \quad (2.19)$$

$\theta$  entspricht dem Mischungswinkel zwischen den beiden Flavoureigenzuständen und gibt die Amplitude der Oszillation an. Bei einer maximalen Mischung von  $45^\circ$  können nach einer bestimmten Flugstrecke ausschließlich  $\nu_\beta$  Neutrinos gemessen werden.

Die quadratische Massendifferenz  $\Delta m^2$  gibt zusammen mit  $L/4E$  die Frequenz der Neutrinooszillation an.

A priori gibt es sieben unbestimmte Größen der Neutrinooszillation. Die drei Mischungswinkel  $\theta_{ij}$ , die drei Masseneigenzustände  $m_i$  und eine CP verletzende Phase  $\delta_{CP}$ . Diese

<sup>9</sup>Die leptonsche Mischungsmatrix wurde nach Maki, Nakagawa, Sakata, die diese Matrix einführten und Pontecorvo, der die Neutrinooszillation theoretisch beschrieb, benannt.

<sup>10</sup>Diese Gleichung gilt im Vakuum.

Werte müssen experimentell bestimmt werden. Zu beachten ist hier, dass mit Neutrinooszillations-Experimenten nicht die Masseneigenzustände, sondern die Massendifferenzen gemessen werden.

### 2.3.3 Neutrinooszillation im Experiment

Inzwischen gibt es eine Vielzahl an Neutrinooszillations-Experimenten, die die oben genannten Neutrinoquellen zur Bestimmung der Massendifferenzen und der Mischungswinkel vermessen. Da die Frequenz des Oszillationseffekts energieabhängig ist, macht die Relation

$$\frac{E}{L} \geq \frac{4}{\Delta m^2} \quad (2.20)$$

eine Optimierung des Quelle-Detektor-Abstandes  $L$  notwendig, da die Neutrino-Energie der meisten Neutrinoquellen nicht beeinflussbar ist. Lediglich im Fall von Beschleunigerneutrinos, kann eine Optimierung auch durch Änderung der mittleren Energie der Neutrinos erfolgen<sup>11</sup>.

Das Experiment muss auch auf den jeweiligen Neutrinoübergang angepasst werden. Bei einer kleinen Mischungsamplitude wird der "appearance channel"  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ , bei großen der "disappearance channel"  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$  genutzt.

Im Folgenden werden Messungen der Neutrinooszillation exemplarisch anhand zweier wichtiger Neutrinoexperimente vorgestellt.

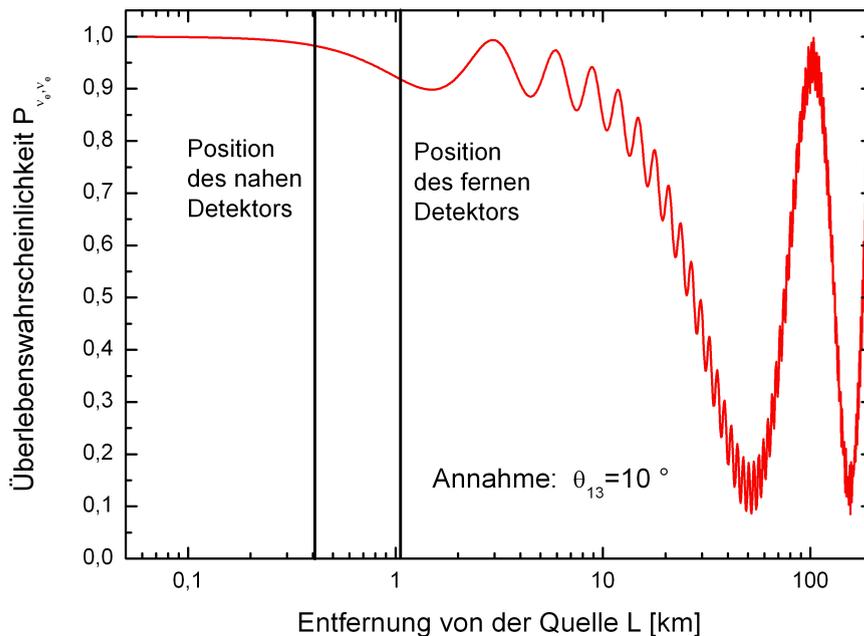


Abbildung 2.2: **Elektron-Antineutrinooszillationen.** Die Abbildung zeigt die theoretische Übergangswahrscheinlichkeit der Neutrinos in Abhängigkeit der logarithmischen aufgetragenen Flugstrecke  $L$  bei einem angenommenen Mischungswinkel von  $\theta_{13} = 10^\circ$ . Die Energie der Neutrinos beträgt ca. 3 MeV. Die schwarzen Linien entsprechen den beiden Detektorabständen des Double-Chooz-Experiments. Abbildung aus [Col12b].

<sup>11</sup>Wobei eine höhere Energie, aufgrund des größeren Wirkungsquerschnitts, meist favorisiert wird.

### Super-Kamiokande

Den ersten eindeutigen Nachweis der Neutrinooszillation erbrachte 1998 das Super-Kamiokande-Experiment [F<sup>+</sup>98]. Zur Abschirmung gegen kosmische Höhenstrahlung befindet sich dieses ca. 1 km unter der Erdoberfläche. Das Experiment besteht aus einem Tank mit 50 kt hochreinem Wasser, in dem die Cherenkow-Strahlung freier Elektronen und Myonen mit Hilfe von Photomultipliern nachgewiesen werden kann.

Elektron- und Myon-Neutrinos, die nach den Gleichungen (2.7) und (2.8) in der oberen Atmosphäre entstehen, können im Wasser an Protonen streuen. Über geladene Ströme kann dabei ein Elektron oder Myon entstehen. Diese bewegen sich schneller als mit Lichtgeschwindigkeit in Wasser und erzeugen dabei einen Cherenkow-Lichtkegel, der einen Ring auf die Photomultipliern abbildet. Anhand der Form des Ringes lässt sich das  $\nu_e$  von einem  $\nu_\mu$  unterscheiden und dessen Flugrichtung bestimmen.

Das Experiment fand dabei ein Defizit der  $\nu_\mu$ , die die Erde durchqueren ( $L \approx 12800$  km), relativ zu den Neutrinos, die direkt oberhalb des Detektors ( $L \approx 20$  km) entstanden. Diese Abweichung kann mit der Neutrinooszillation  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  bei der Bewegung durch den Erdkern erklärt werden. Da das Experiment auf  $\nu_\tau$  nicht sensitiv ist, konnten diese Neutrinos nicht nachgewiesen werden.

Anhand der Winkelabhängigkeit der Myon-Neutrinos konnte der Mischungswinkel mit

$$\sin^2(2\theta_{23}) > 0.95 \quad \text{mit (90 \% C.L.)} \quad (2.21)$$

bestimmt werden [AHI<sup>+</sup>11].

### Double-Chooz-Experiment

Das Double-Chooz-Experiment misst den Mischungswinkel  $\theta_{13}$ . Der Aufbau besteht im wesentlichen aus zwei identischen Detektoren in 400 und 1050 m Entfernung zu einem Kernreaktor, der Neutrinos emittiert (siehe Kapitel 2.2.2).

Durch den inversen Betazerfall (Gleichung (2.3)) können in den Detektoren  $\bar{\nu}_e$  die Neutrinos nachgewiesen werden. Über geladene Ströme können Positronen entstehen, die im Detektor Szintillationslicht erzeugen. Um das Neutron nachzuweisen, ist dem Flüssigszintillator Gadolinium zugesetzt, das das Neutron mit hoher Wahrscheinlichkeit einfängt und dadurch in einen angeregten Zustand übergeht. Unter Gammaemission gelangt es wieder in den Grundzustand, was zu weiterem Szintillationslicht führt. Das Licht wird anschließend, mithilfe von Photomultipliern, registriert.

Abbildung 2.2 zeigt die Übergangswahrscheinlichkeit  $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$  in Abhängigkeit von der Flugstrecke. Aus der Differenz des, in den beiden Detektoren gemessenen  $\bar{\nu}_e$  Neutrinoflusses, konnte der Mischungswinkel  $\theta_{13}$  bestimmt werden [A<sup>+</sup>12a]

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.086 \pm 0.041(\text{stat}) \pm 0.030(\text{syst}). \quad (2.22)$$

Auch das Daya Bay- und das RENO-Experiment konnten 2012 Ergebnisse veröffentlichen, die mit denen des Double-Chooz-Experiments verträglich sind

$$\text{Daya Bay [A}^+12\text{c]:} \quad \sin^2 2\theta_{13} = 0.092 \pm 0.016(\text{stat}) \pm 0.005(\text{syst})$$

$$\text{RENO [A}^+12\text{b):} \quad \sin^2 2\theta_{13} = 0.113 \pm 0.013(\text{stat}) \pm 0.019(\text{syst}).$$

## 2.4 Messung der Neutrinomasse

Mit Oszillationsexperimenten können zwar die quadratischen Massendifferenzen bestimmt werden, aber nicht die absoluten Werte der Masseneigenwerte. Deren Kenntnis ist jedoch für einige teilchenphysikalische und kosmologische Problemstellungen relevant. Es existieren direkte und indirekte Methoden zur Bestimmung der Masse, die in diesem Kapitel vorgestellt werden.

### 2.4.1 Bedeutung der Neutrinomasse in Teilchenphysik und Kosmologie

Im SM, sowie in den meisten kosmologischen Modellen, ging man ursprünglich von masselosen Neutrinos aus. Massebehaftete Neutrinos führen so zu einer Physik jenseits des Standardmodells und zur Korrektur einiger kosmologischer Modellvorstellungen.

Da mit Neutrinooszillations-Experimenten nur die Massendifferenzen bestimmt werden können sind, je nach ihren absoluten Werten, verschiedene Szenarien möglich (siehe Abbildung 2.3). Eine hierarchische Massenverteilung mit unterscheidbaren Masseneigenzuständen  $m_1 < m_2 < m_3$  und eine quasi-entartete Massenverteilung, bei der die drei Neutrinomassen nahezu identische Massen  $m_1 \approx m_2 \approx m_3$  besitzen. Diese Ordnung der Neutrinomassen ist an die der geladenen Leptonen angelehnt. Prinzipiell ist aber auch eine invertierte Reihenfolge  $m_1 > m_2 > m_3$  möglich und kann nicht a priori ausgeschlossen werden. Durch die Bestimmung des absoluten Wertes der Neutrinomassen kann entschieden werden, welches der Szenarien der Natur zu Grunde liegt und auf welchem Mechanismus die Erzeugung der Masse basiert.

In der Kosmologie sind Neutrinos ein fester Bestandteil (siehe Kapitel 2.2.1) und beeinflussen viele astrophysikalische Prozesse. Insbesondere die primordialen Neutrinos können aufgrund ihrer großen Dichte erheblichen Einfluss auf die Strukturbildung und Entwicklung des Universums nehmen. Schon für relativ geringe Neutrinomassen, ist deren Beitrag zur Energiedichte vergleichbar mit dem der sichtbaren Materie (siehe Abbildung 2.4). Da die Energie dieser Neutrinos sehr gering ist, können sie derzeit nicht experimentell nachgewiesen werden. Ihr Einfluss macht sich nur indirekt als heiße dunkle Materie über die gravitative Wechselwirkung bemerkbar.

### 2.4.2 Indirekte Messung

Aus verschiedenen kosmologischen Modellen lassen sich Aussagen über die Neutrinomassen ableiten. So konnte aus der Struktur der kosmischen Hintergrundstrahlung eine Obergrenze der Summe aller Neutrinomassen von etwa 1 eV berechnet werden.

Neben der Messung der oben genannten primordialen Neutrinos, kann auch eine Untersuchung des so genannten Lyman- $\alpha$ -Wald Hinweise auf die Neutrinomasse liefern. Durch den großen Abstand eines Quasars zur Erde, können anhand der rotverschobenen Photonen, große Strukturen untersucht werden. Auf dem Weg zur Erde können die Photonen in Wasserstoffwolken absorbiert und reemittiert werden. Abhängig von der Entfernung der Wasserstoffwolke zur Erde verschiebt sich die Wellenlänge der Absorptionslinie. Die Anzahl und Verteilung der Absorptionslinien spiegelt die Verteilung der Wasserstoffwolken zwischen Quasar und Erde wieder. Aus dieser Struktur lassen sich Informationen über die Neutrinomasse ableiten.

Allerdings sind diese Verfahren stets stark modellabhängig und nur bezüglich der Summe aller Neutrinomassen gültig.

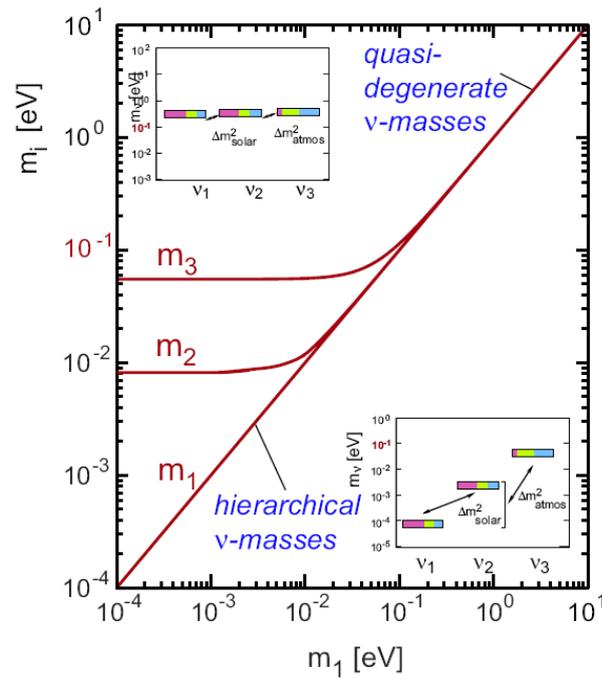


Abbildung 2.3: **Hierarchie der Neutrino-Masseneigenzustände.** Masseneigenzustände der Neutrinos in Abhängigkeit des kleinsten Masseneigenwertes  $m_1$ . Werte von  $m_1 \leq 0,1$  eV führen zu einer hierarchischen Aufspaltung  $m_1 < m_2 < m_3$  der Eigenzustände. Bei großen Massenquadraten werden die relativen Abweichungen klein  $m_1 \approx m_2 \approx m_3$  und man erhält ein quasi entartetes Spektrum. Abbildung aus [Col05].

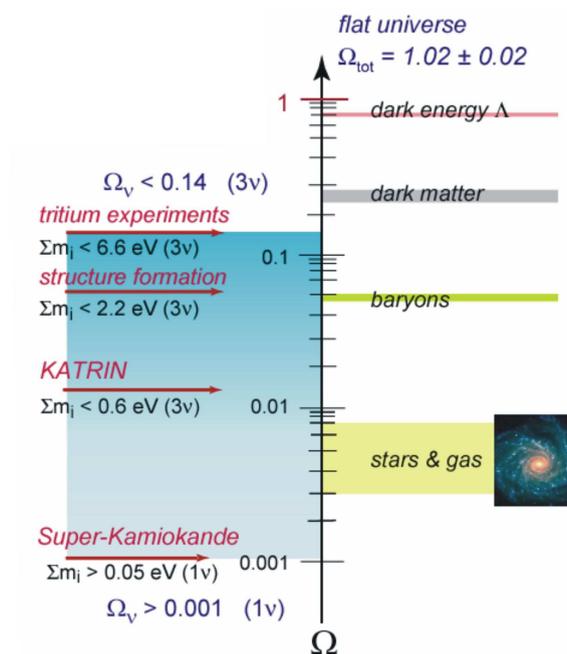


Abbildung 2.4: **Energiedichte des Universums.** Die rechte Seite zeigt die Beiträge von Sternen, Baryonen, kalter dunkler Materie und dunkler Energie. Auf der linken Seite ist der Beitrag der Neutrinos in Abhängigkeit ihrer Masse dargestellt. Abbildung aus [Col05].

### 2.4.3 Neutrinoloser Doppel- $\beta$ -Zerfall

Unter dem Doppel- $\beta$ -Zerfall versteht man den gleichzeitigen radioaktiven Zerfall zweier Neutronen. Zu erwarten ist er, wenn der Grundzustand des nächstgelegenen Tochterkerns energetisch höher liegt als der des Mutterkerns, wodurch ein einfacher  $\beta$ -Zerfall energetisch verboten ist und der Grundzustand des übernächsten Tochterkerns energetisch tiefer liegt. Möglich ist er nur für gg-Kerne, da deren Bindungsenergie in der Regel größer ist als die der benachbarten uu-Kerne (siehe Abbildung 2.5(a)). Der Doppel- $\beta$ -Zerfall stellt einen Prozess 2. Ordnung der schwachen Wechselwirkung mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit dar. Die Halbwertszeit liegt daher in der Größenordnung von etwa  $10^{20}$  Jahren.

Man unterscheidet zwischen zwei Fällen:

- Dem normalen Doppel- $\beta$ -Zerfall ( $2\nu\beta\beta$ )



bei dem die Leptonenzahl  $L$  erhalten ist. Die Gesamtenergie  $E$  der beiden Elektronen besitzt ein breites kontinuierliches Spektrum  $2m_e \leq E \leq E_{\max}$ . Dieser Zerfall ist mit dem SM verträglich und für die Neutrinophysik von geringer Bedeutung.

- Dem neutrinolosen Doppel- $\beta$ -Zerfall ( $0\nu\beta\beta$ )



bei dem die Leptonenzahl um  $\Delta L = 2$  verletzt ist. Die Gesamtenergie der beiden Elektronen ergibt einen scharfen Peak bei  $E_{\max}$ . Nur über diesen, dem SM widersprechenden Zerfall, kann die Neutrinomasse bestimmt werden.

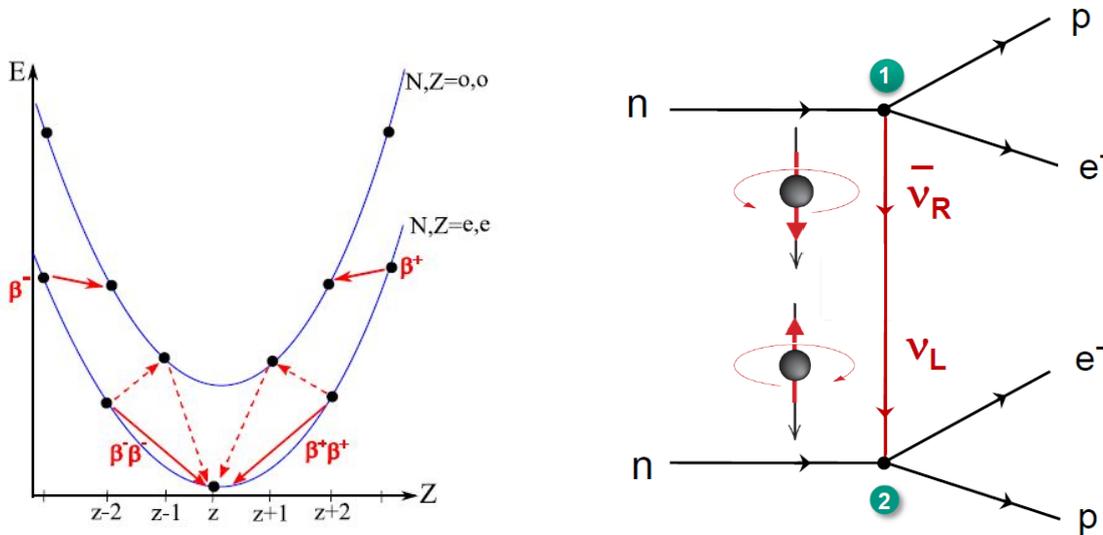


Abbildung 2.5: (a) Massenparabeln für eine feste Nukleonenzahl  $A$ . Aufgetragen ist die Ruheenergie der gg-Kerne und der uu-Kerne. Die möglichen Zerfalls-Kanäle sind in rot eingezeichnet. Die gestrichelte Linie des Doppel- $\beta$ -Zerfalls deutet den Zwischenschritt des virtuellen Zustandes an. Abbildung aus [Col12a].

(b) Feynmandiagramm des  $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls. Das virtuelle Neutrino ist in diesem Fall ein Majorana-Teilchen mit der Masse  $m_\nu > 0$ . Dann kann ein "Spinflip" stattfinden und das  $\bar{\nu}_R$  als  $\nu_L$  absorbiert werden. Aus [Dre12].

Nach der (V-A)-Theorie ist die Parität maximal verletzt. Damit muss das emittierte Neutrino am Vertex 1 ein rechtshändiges  $\bar{\nu}_R$  und das absorbierte Neutrino am Vertex 2 ein linkshändiges  $\nu_L$  sein. Abbildung 2.5(b) zeigt den Feynman Graphen des  $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls der nur möglich ist, falls zwei, dem SM widersprechende Bedingungen, erfüllt sind:

- Beide Teilchen müssen Majorana-Neutrinos sein. Das bedeutet, dass das Neutrino sein eigenes Antiteilchen ist  $\bar{\nu} = \nu$  mit den beiden Chiralitätszuständen  $\nu_L = \bar{\nu}_L$  und  $\nu_R = \bar{\nu}_R$ . Damit ist eine Verletzung der Leptonenzahl um  $\Delta L$  verbunden.
- Das Neutrino benötigt eine Masse  $m_\nu > 0$ , um einen "Spinflip" zu ermöglichen. Der schwache Strom bezieht sich auf die Chiralität und damit auf die  $\gamma^5$  Matrix im Dirac Spinor Raum. Im Experiment beobachtet man jedoch die Helizität und nur im Fall  $m_\nu = 0$  ist die Helizität mit der Chiralität identisch. Für  $m_\nu > 0$  besteht dann die Wahrscheinlichkeit

$$P = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{v}{c}\right) \approx \left(\frac{m_\nu}{2E_\nu}\right)^2 \quad (2.25)$$

ein Neutrino mit der "falschen" Helizität zu beobachten.

Bei der Suche nach  $0\nu\beta\beta$ -Zerfällen ist die Halbwertszeit  $t_{1/2}$  die Observable, um anhand der Beziehung

$$\Gamma_{0\nu}/2 \propto \langle m_\nu \rangle, \quad \text{mit } \langle m_\nu \rangle = \left| \sum_i m_i U_{ei}^2 \right| \quad (2.26)$$

die effektive Majorana-Masse der kohärenten Summe zu bestimmen. Mit  $U_{ei}^2$  ist hier das Übergangs-Matrixelement bezeichnet.

Da die Bestimmung der Neutrinomasse anhand des  $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls stark von den verwendeten Matrixelementen abhängig ist, ist sie in zweierlei Hinsicht problematisch:

- Da  $U_{ei}^2$  komplex sind, können sich einzelne Beiträge zu  $\langle m_\nu \rangle$  teilweise oder ganz aufheben. Die einzelnen Beiträge können so deutlich den gemessenen Wert der kohärenten Summe übersteigen.
- Die berechneten Werte von  $U_{ei}^2$  variieren erheblich, je nach angenommenem Kernmodell und dem verwendeten Verfahren zur Berechnung. Für schwere Kerne erhöht sich die systematische Unsicherheit um ca. einen Faktor 3, bei der Umrechnung gemessener Halbwertszeiten in  $\langle m_\nu \rangle$ .

Am Heidelberg-Moskow-Experiment wurde nach dem  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall in angereichertem Germanium gesucht. Ein Teil der Kollaboration veröffentlichte 2001 Ergebnisse für die Majorana-Neutrinomasse [KK<sup>+</sup>01]

$$\langle m_\nu \rangle = (0,05 - 0,84) \text{ eV} \quad \text{mit } (95\% \text{ C.L.}) \quad (2.27)$$

Der wahrscheinlichste Wert beträgt

$$\langle m_\nu \rangle = 0,44 \text{ eV}. \quad (2.28)$$

Aufgrund der oben genannten Probleme und der geringen Statistik ist dieses Ergebnis jedoch stark umstritten. Weitere Untersuchungen finden daher unter anderem am EXO-Experiment statt, das erst kürzlich Ergebnisse veröffentlichte

$$\langle m_e \rangle < (0,14 - 0,38) \text{ eV} \quad (2.29)$$

die das vorherige Resultat ausschließen [LL12]. Die Suche nach dem neutrinolosen Doppel- $\beta$ -Zerfall wird zusammen mit dem Majorana- und GERDA-Experiment fortgesetzt [Col12c, S<sup>+</sup>05].

## 2.5 Direkte Messung

Die kinematische Untersuchung des  $\beta$ -Zerfalls bietet die sensitivste Möglichkeit zur Messung der Neutrinomasse. Sie beruht auf Fermis Zerfallsgesetz und der Energieerhaltung, zwei vielfach bestätigte Konzepte. Diese Messung kann daher als modellunabhängig angesehen werden.

### 2.5.1 Kinematik des $\beta$ -Zerfalls

Die Masse des Elektron-Antineutrinos  $\bar{\nu}_e$  kann anhand einer exakten Messung des  $\beta$ -Spektrums im Bereich des Endpunktes  $E_0$  bestimmt werden.

Der  $\beta$ -Zerfall ist ein Prozess der schwachen Wechselwirkung, bei dem ein Neutron unter Emission eines Elektrons und eines Neutrinos in ein Proton umgewandelt wird (siehe Gleichung (2.2)). Die Rückstoßenergie des Protons kann vernachlässigt werden. Die freiwerdende Energie verteilt sich dann auf das Elektron und das Neutrino. Aufgrund der endlichen Masse des Neutrinos beträgt die Energie des Neutrinos  $E_\nu = \sqrt{m_\nu^2 c^4 + p_\nu^2 c^2}$  und reduziert damit die maximale Energie des Elektrons um den Betrag der Neutrinomasse.

Das differenzielle Energiespektrum des Elektrons lässt sich mit Fermis goldener Regel berechnen

$$\frac{d^2 N}{dt dE} = \frac{2\pi}{\hbar} G_F^2 |\langle f | \mathcal{M}_{fi} | i \rangle|^2 \rho(E). \quad (2.30)$$

Die Übergangsrate hängt von der Fermi Kopplungskonstante  $G_F^2$  der schwachen Wechselwirkung<sup>12</sup>, dem Matrixübergangselement  $\mathcal{M}_{fi}$  und der Zustandsdichte im Endzustand ab. Nach kurzer Rechnung erhält man daraus das differenzielle Spektrum des Elektrons

$$\frac{dN}{dE} = R(Z, E) \cdot (E_0 - E) \cdot \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_{\bar{\nu}_e}^2 c^4} \Theta(E_0 - E - m_{\bar{\nu}_e} c^2) \quad (2.31)$$

mit

$$R(Z, E) = \frac{G_F^2}{2\pi^3 \hbar^7} \cdot \cos^2(\theta_C) \cdot |\mathcal{M}|^2 \cdot F(Z, E) \cdot p \cdot (E + m_e c^2). \quad (2.32)$$

In Gleichung (2.31) und (2.32) sind folgende kinematische Parameter und fundamentale Größen enthalten:

$G_F$ :	Fermi-Kopplungskonstante	$\theta_C$ :	Cabibbo-Winkel
$\mathcal{M}$ :	Matrixübergangselement	$F(Z, E)$ :	Fermi Funktion
$p$ :	Impuls des Elektrons	$m_e$ :	Elektron Ruhemasse
$E_0$ :	Endpunkt der Energie	$E$ :	kin. Energie des Elektrons
$m_{\nu_e}$ :	Neutrino Ruhemasse.		

Die Fermi Funktion entspricht der Coulombkorrektur für Elektronen oder Positronen und ist von der Energie und der Kernladung abhängig. Mit der Heaviside-Funktion in Gleichung (2.31) wird die Energieerhaltung erfüllt. Die beiden Größen  $\mathcal{M}$  und  $F(Z, E)$  sind unabhängig von der Neutrinomasse  $m_{\nu_e}$ . Die Neutrinomasse beeinflusst vor allem den Faktor des Phasenraums. Im Bereich des Endpunktes kann das  $\beta$ -Spektrum mit

$$\frac{d^2 N}{dt dE} = a \cdot (E_0 - E) \cdot \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_{\bar{\nu}_e}^2 c^4} \quad (2.33)$$

genähert werden. Der Faktor  $a$  beinhaltet alle konstanten Größen der Gleichung (2.31). Prinzipiell genügt es den exakten Endpunkt zu ermitteln, um die Neutrinomasse zu messen. Da dieser jedoch nicht ausreichend genau bestimmt werden kann, muss der Einfluss

<sup>12</sup>Die schwache Wechselwirkung wird beim  $\beta$ -Zerfall als Punktwechselwirkung angenommen.

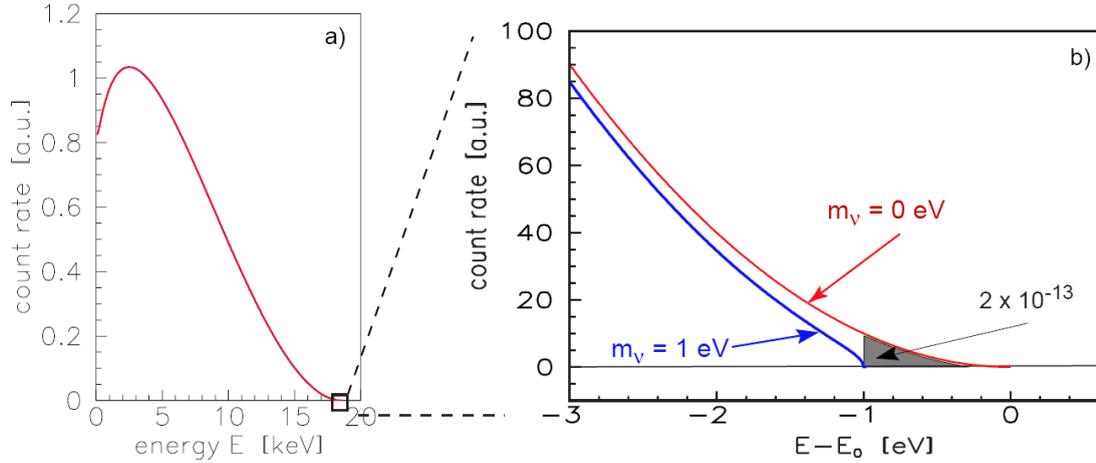


Abbildung 2.6: **Energiespektrum der Elektronen des  $\beta$ -Zerfalls** von Tritium. (a) zeigt das vollständige Spektrum und (b) nahe des Endpunktes. Erst in diesem Bereich ist der Einfluss einer endlichen Neutrinomasse ersichtlich. Abbildung entnommen aus [Col05].

der Neutrinomasse aus der Form des  $\beta$ -Spektrums einiger eV unterhalb des Endpunktes bestimmt werden (siehe Abbildung 2.6).

Die gemessene Observable ist die inkohärente Summe über alle Masseneigenzustände

$$m_{\nu_e}^2 = \sum_i |U_{ei}|^2 \cdot m_i^2. \quad (2.34)$$

### 2.5.2 $\beta$ -Zerfall des Tritiums

Tritium zur Untersuchung des  $\beta$ -Zerfalls bietet folgende Vorteile:

- Es hat die zweitniedrigste Endpunktsenergie  $E_0 = 18,6$  keV aller  $\beta$ -Emitter. Diese Eigenschaft erhöht die Zählrate  $dN = dE \propto (E_0 - E)^2$  im Bereich des Endpunktes, da der Anteil aller emittierten Elektronen in diesem Bereich mit  $(1/E_0)^3$  zunimmt.
- Die geringe Halbwertszeit von  $T_{1/2} = 12,3$  a ermöglicht hohe Quellaktivitäten.
- Die einfache Elektronen-Konfiguration und eine geringe Streuwahrscheinlichkeit aufgrund der geringen Kernladung von  $T_2$ , ermöglichen eine präzise Berechnung der Korrekturen der Wechselwirkung zwischen dem Elektron und den Gasmolekülen.
- Da der  $\beta$ -Zerfall ein übererlaubter Prozess ist, sind Energiekorrekturen des Kernmatrixelements überflüssig.

### 2.5.3 $\beta$ -Zerfall von Rhenium

Mit der niedrigsten Endpunktsenergie  $E_0 = 2,47$  keV aller  $\beta$ -Emitter bietet sich Rhenium als Alternative zum Tritium an.

Signifikante Nachteile entstehen jedoch durch dessen komplexe Kernstruktur und die sehr lange Halbwertszeit von  $T_{1/2} = 4,3 \cdot 10^{10}$  Jahren. Die lange Halbwertszeit erfordert eine große Masse an Quellmaterial.

Bei Rhenium Experimenten dient das Quellmaterial auch als Detektor. Die Elektronen des  $\beta$ -Zerfalls werden vom Quellmaterial absorbiert und führen so zu einer geringfügigen

Erwärmung. Diese wird mittels Mikrokalorimeter gemessen. Basierend auf diesem Messverfahren konnte das Milano-Experiment eine Obergrenze für die Masse des Elektron-Antineutrinos angeben [S<sup>+</sup>04]

$$m_{\nu_e}^2 < 15 \text{ eV} \quad \text{mit (90 \% C.L.).} \quad (2.35)$$

Am geplanten Experiment MARE<sup>13</sup> soll durch Vergrößerung der Targetmasse die Sensitivität auf 0,2 eV verbessert werden [M<sup>+</sup>06].

## 2.6 Bisherige Tritium-Experimente

Das KATRIN-Experiment bestimmt die Neutrinomasse anhand des Tritiumzerfalls und reiht sich damit ein in die Liste der bisherigen Tritium-Experimente. Die besten Ergebnisse stammen aus Troitsk und Mainz [L<sup>+</sup>99, K<sup>+</sup>05].

$$\text{Troitsk:} \quad m_{\nu_e} \leq 2,05 \text{ eV} \quad \text{mit (95 \% C.L.)}$$

$$\text{Mainz:} \quad m_{\nu_e} \leq 2,3 \text{ eV} \quad \text{mit (95 \% C.L.)}$$

Beide verwendeten den gleichen experimentellen Aufbau wie das **K**Arlsruhe-**T**Ritium-**N**eutrino-Experiment.

---

<sup>13</sup>Microcalorimeter Arrays for a Rhenium Experiment.

## 3. KATRIN-Experiment

Ziel des **K**arlsruhe-**T**ritium-**N**eutrinoexperiments (KATRIN) ist die Bestimmung der Masse des Elektron-Anti-Neutrinos anhand der Form des Tritium-Beta-Spektrums nahe am Endpunkt. Dabei ist es auf eine Neutrinomasse von  $m_{\nu_e} \leq 0,2$  eV mit (90 % C.L.) sensitiv. Eine mögliche Neutrinomasse  $m_e = 270$  meV kann mit einer statistischen Signifikanz von  $3\sigma$  nachgewiesen werden.

Im folgenden Kapitel werden das Messprinzip, sowie der Aufbau des Experiments erläutert [Col05].

### 3.1 Experimentelles Prinzip

Um die Form des Tritiumendpunktes zu bestimmen, wird das Elektronenenergiespektrum in integraler Form vermessen. Dazu wird ein Spektrometer benutzt, an welches ein elektrostatisches Potential gelegt wird. Nur die Elektronen mit ausreichender Energie können die Potentialbarriere überwinden und werden am Detektor registriert, alle anderen werden reflektiert. Das Spektrometer kann als ein integrierender Hochpassfilter aufgefasst werden. Um den gesamten Bereich des Endpunktes zu vermessen, wird das Potential zwischen Spektrometer und Quelle variiert.

Da die Zählrate im Bereich des Tritiumendpunktes sehr gering ist<sup>1</sup>, müssen möglichst viele der Zerfallselektronen analysiert werden. Um eine hohe Luminosität zu erzielen, werden die Elektronen magnetisch zu den KATRIN Spektrometern geführt. Die Elektronen bewegen sich aufgrund der Lorentzkraft im Magnetfeld auf Zyklotronbahnen und besitzen damit eine transversale Energie  $E_{\perp}$ . Da die Spektrometer die Elektronen jedoch nach ihrer longitudinalen Energie  $E_{\parallel}$  selektieren, muss der Transversalimpuls ohne Energieverlust in einen longitudinalen Impuls umgewandelt werden. Dies geschieht durch das sogenannte MAC-E-Filterprinzip, welches im Folgenden erläutert wird.

#### 3.1.1 MAC-E-Filter

Ein MAC-E-Filter erfüllt die beiden oben genannten Bedingungen und kombiniert die magnetisch adiabatische Kollimation der Elektronen mit einem elektrostatischen Hochpass-Energiefilter. Der schematische Aufbau eines MAC-E-Filters ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Zwei supraleitende Solenoide erzeugen im Spektrometer ein axialsymmetrisches Magnet-

---

<sup>1</sup>Nur circa  $10^{-13}$  aller Zerfälle sind für die Analyse relevant.

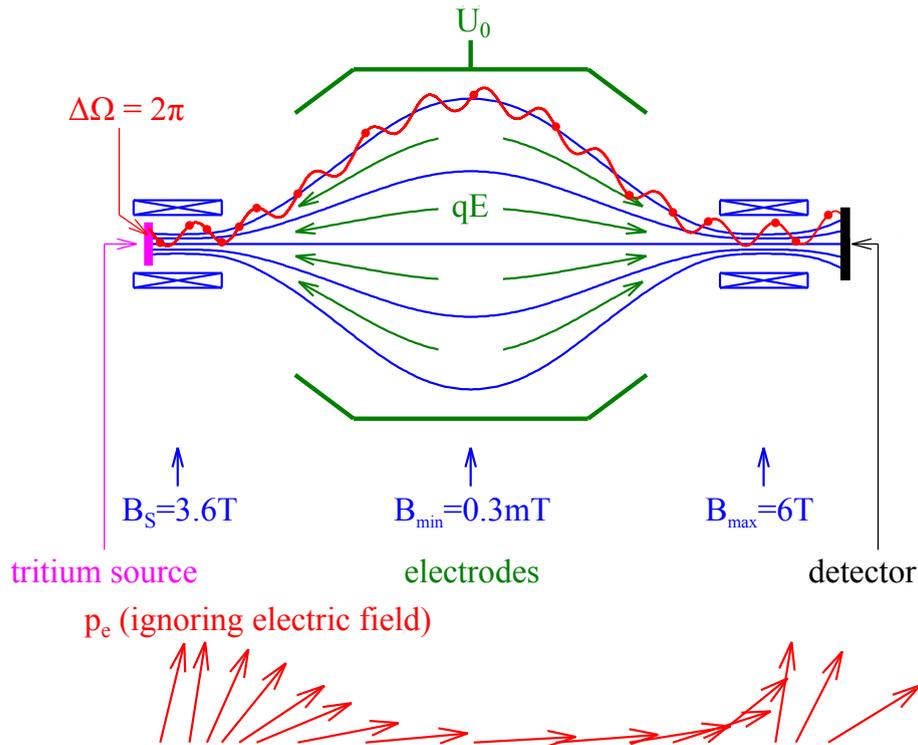


Abbildung 3.1: **Prinzip eines MAC-E-Filters.** Abbildung (a) zeigt den schematischen Aufbau. In blau sind die beiden Solenoide und das resultierende Magnetfeld dargestellt, die Elektroden und das erzeugte Potential in grün und die Zyklotronbahn eines Elektrons in rot. Abbildung (b) zeigt die Änderung des Impulses relativ zur Spektrometerachse.

feld. In der Mitte zwischen den beiden Solenoiden ist das Magnetfeld minimal, im Zentrum der beiden Solenoide maximal. Durch die große axiale Ausdehnung des Spektrometers von 24 m ändert sich der Betrag des Magnetfelds auf der Strecke, die das Elektron für eine Zyklotronbahn benötigt, nur gering. Die Bewegung eines Elektrons in einem solchen Magnetfeld wird als adiabatisch bezeichnet, wenn das Produkt aus Lorentzfaktor  $\gamma$  und magnetischem Moment  $\mu$  erhalten ist

$$\gamma \cdot \mu = \text{const.} \quad \text{mit} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}. \quad (3.1)$$

Aufgrund der geringen maximalen Energie der Elektronen aus dem Tritiumzerfall kann Gleichung (3.1) mit

$$\mu = \frac{E_{\perp}}{B} = \text{const.} \quad (3.2)$$

genähert werden.  $E_{\perp}$  bezeichnet die transversale Energie der Elektronen und  $B$  den Betrag des Magnetfelds. Im Bereich des minimalen Magnetfelds ist der transversale Impuls fast vollständig in einen longitudinalen Impuls umgewandelt (siehe Abbildung 3.1(b)). An dieser Stelle herrscht auch das maximale elektrostatische Potential. Der Bereich wird als Analysierebene bezeichnet.

### 3.1.2 Transmissionsfunktion

Das Zusammenspiel aller Magnetspulen, magnetischen Materialien und des Erdmagnetfelds erzeugt das resultierende Magnetfeld im Inneren des Spektrometers. In Verbindung

mit dem vorherrschenden elektrostatischen Potential ergeben sich die Transmissionsbedingungen der Elektronen und werden unter dem Begriff Transmissionsfunktion zusammengefasst. In die Berechnung der Transmissionsfunktion gehen die Anfangsbedingungen der Elektronen (Startenergie und Emissionswinkel), die Retardierungsspannung und die Magnetfeldstärke am Startpunkt und in der Analysierebene mit ein.

Die idealisierte Transmissionsfunktion kann mit einer Heaviside-Distribution beschrieben werden. Abhängig vom herrschenden Retardierungspotential werden die Elektronen vollständig transmittiert oder reflektiert. Das gilt allerdings nur für ein Magnetfeld  $B_A = 0$  T in der Analysierebene. Nur dann kann eine vollständige Kollimation der Elektronenimpulse stattfinden. Die Energieauflösung des MAC-E-Filters wäre in diesem Fall unendlich klein. Das tatsächliche Magnetfeld beträgt jedoch in der Analysierebene  $B_A = 0,3$  mT. Aus dem Verhältnis von maximalem zu minimalem Magnetfeld ( $B_{\max}$  und  $B_A$ ) ergibt sich für die Elektronen mit einer Energie von  $E_0 = 18,6$  keV am Tritiumendpunkt die Energieauflösung

$$\Delta E = E_0 \frac{B_A}{B_{\max}} = 0,93 \text{ eV}. \quad (3.3)$$

Da die Elektronen in der Quelle isotrop emittiert werden, wird ein Magnetfeld angelegt, um die Elektronen zu den Spektrometern zu transportieren. Starten sie unter einem großen Polarwinkel, so legen sie aufgrund ihrer Zyklotronbewegung eine weite Strecke innerhalb der Quelle zurück. Dadurch nimmt die Wahrscheinlichkeit eines inelastischen Stoßes an einem Tritiummolekül stark zu. Die Folge ist ein verzerrtes  $\beta$ -Spektrum, weshalb der Startwinkel beschränkt werden muss. Dazu benutzt man den magnetischen Spiegel. Während das Magnetfeld in der Quelle  $B_S = 3,6$  T beträgt, liefern die Spektrometermagnete ein maximales Feld von  $B_{\max} = 6$  T. Startet ein Elektron mit einem Winkel  $\theta > \theta_{\max}$  und kommt in den Bereich eines stärkeren Magnetfelds, wird die Longitudinalenergie, entsprechend (3.2), in Transversalenergie umgewandelt. Sobald der Impulsvektor vollständig aufgerichtet ist, wird das Teilchen reflektiert. Der Akzeptanzwinkel berechnet sich aus

$$\sin \theta_{\max} = \sqrt{\frac{B_S}{B_{\max}}} \quad \longrightarrow \quad \theta_{\max} = 50,77^\circ. \quad (3.4)$$

Dieser Winkel stellt den Kompromiss zwischen hoher Luminosität und Unterdrückung von Energieverlustelektronen dar.

Anhand der Gleichungen (3.2), (3.3) und (3.4) kann die Transmissionsfunktion analytisch berechnet werden

$$T(E, qU) = \begin{cases} 0 & E - qU < 0 \\ \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{E - qU}{E} \cdot \frac{B_S}{B_A}}}{1 - \sqrt{1 - \frac{\Delta E}{E} \cdot \frac{B_S}{B_A}}} & 0 \leq E - qU \leq \Delta E, \\ 1 & E - qU > \Delta E \end{cases} \quad (3.5)$$

mit der Retardierungsspannung  $U$ , der Energie  $E$  der  $\beta$ -Zerfallselektronen und der elektrischen Ladung  $q$ .

Im Bereich des Anstiegs der Transmissionsfunktion zeigt sich die Winkelabhängigkeit. Starten die Elektronen mit einem großen Winkel kann die Impulstransformation des MAC-E-Filters nicht ausreichend sein und das Teilchen wird an der Potentialbarriere reflektiert.

Der Vorteil dieser Funktion ist, dass sie im nieder- und hochenergetischen Bereich konstante Werte annimmt und lediglich von den Verhältnissen der Magnetfelder  $B_A/B_{\max}$  und  $B_S/B_A$  beeinflusst wird.

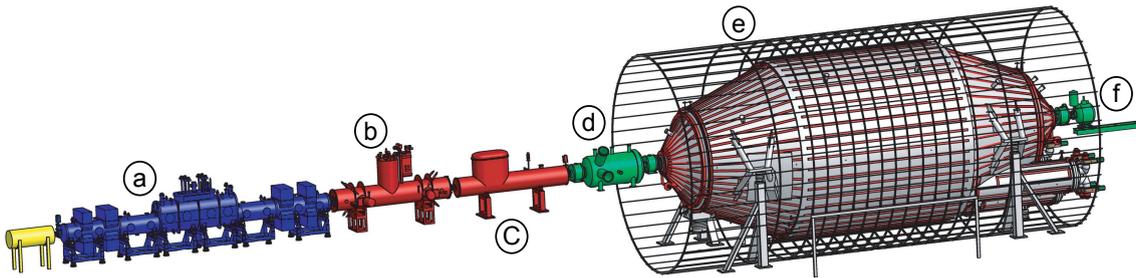


Abbildung 3.2: **Übersicht des KATRIN-Experiments.** Der ca. 70 m lange Aufbau besteht aus der Quelle (a), der Transportstrecke, bestehend aus der DPS (b) und der CPS (c), dem Vorspektrometer (d), dem Hauptspektrometer (e) und dem Detektor (f).

## 3.2 Hauptkomponenten

Der grundsätzliche Aufbau ist bei allen Tritium-Zerfall-Experimenten im Wesentlichen identisch. Sie benötigen eine Quelle, die die  $\beta$ -Elektronen emittieren. Über eine Transportstrecke werden die Elektronen zum Spektrometer geführt und das Tritium abgepumpt. Im Spektrometer findet die eigentliche Energieanalyse der  $\beta$ -Elektronen statt. Anschließend werden die transmittierten Elektronen von einem Detektor registriert. Abbildung 3.2 zeigt den Aufbau des KATRIN-Experiments im Speziellen.

### 3.2.1 Die Tritium Quelle

Im KATRIN-Experiment wird eine fensterlose gasförmige Tritiumquelle (WGTS<sup>2</sup>) verwendet, die eine Aktivität von  $10^{11}$  Bq besitzt. Für diese hohe Aktivität wird eine Säulendichte von  $\rho d = 5 \cdot 10^{17}$  Teilchen/cm<sup>2</sup> des Tritiumgases im Quellrohr von 10 m Länge und einem Durchmesser von 90 mm, benötigt. Das hochreine (>95%) molekulare Tritiumgas wird im Zentrum des Quellrohrs bei einer Temperatur von  $T = 27$  K injiziert. Von dort diffundiert das Gas nach außen und wird an den Enden des Quellrohrs von Turbomolekularpumpen abgepumpt. Im inneren Tritiumkreislauf wird das abgepumpte Gas aufbereitet und erneut injiziert.

Um den systematischen Fehler gering zu halten, muss die Säulendichte auf  $< 0,1$  % konstant gehalten werden. Dafür sind eine Temperaturstabilität des Quellrohrs von  $\Delta T < 30$  K und ein auf 0,1 % genauer Injektionsdruck erforderlich. Das Quellrohr ist von supraleitenden Solenoiden umschlossen, die ein Magnetfeld von  $B_S = 3,6$  T erzeugen. Dadurch können die Elektronen adiabatisch auf Zyklotronbahnen aus der Quelle geführt werden.

An der Rückseite der Quelle ("rear section") werden die Transmissionseigenschaften und die inelastischen Streuprozesse in der Quelle überwacht. An der Vorderseite ist die Transportstrecke angeschlossen.

### 3.2.2 Transportstrecke

Durch den Einsatz einer fensterlosen Quelle werden Energieverluste der Elektronen in der Quelle minimiert. Jedoch muss das Eindringen von Tritiummolekülen in die Spektrometer verhindert werden, da dort stattfindende Tritiumzerfälle den Untergrund der Messung erhöhen und sich somit die Sensitivität auf die Neutrinomasse deutlich verschlechtert. Der Partialdruck von Tritium muss auf  $10^{-20}$  mbar gering gehalten werden, damit der durch Tritiumzerfall induzierte Untergrund eine Rate von  $10^{-3}$  Ereignissen pro Sekunde nicht überschreitet. Die Aufgabe der Transportstrecke ist es, die Elektronen ohne Energieverlust

<sup>2</sup>Windowless Gaseous Tritium Source

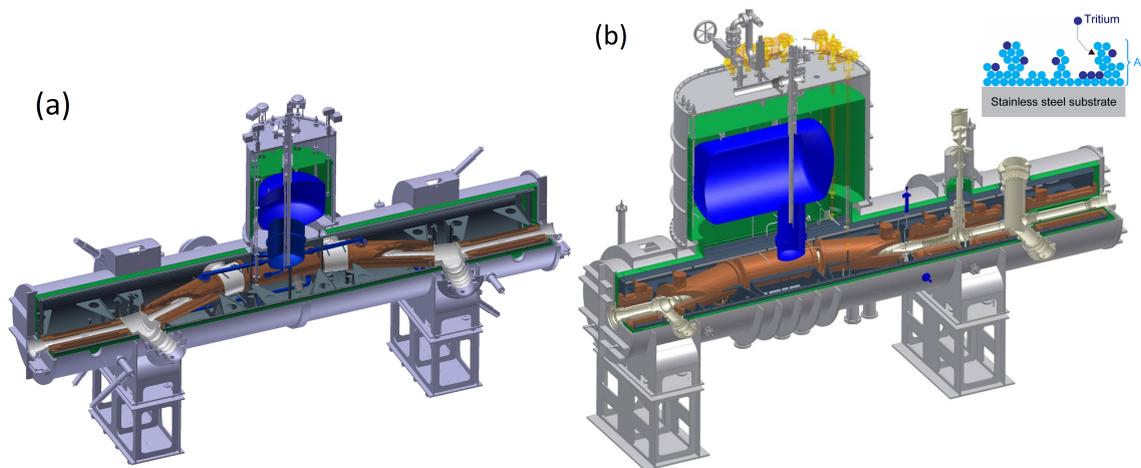


Abbildung 3.3: **Die Transportstrecke**, bestehend aus der DPS (a) und der CPS (b).  
Abbildung aus [Kos12].

zu den Spektrometern zu führen und den Tritiumfluss aus der Quelle um 14 Größenordnungen zu reduzieren.

Die Transportstrecke ist in zwei Bereiche unterteilt:

- Differentielle Pumpstrecke (DPS)<sup>3</sup>: Der Gasfluss wird durch ein System bestehend aus vier Turbomolekularpumpen um sieben Größenordnungen reduziert.
- Kryogene Pumpstrecke (CPS)<sup>4</sup>: Die Tritium-Moleküle werden auf der 3 bis 5 K kalten Innenwand der CPS adsorbiert. Um die Adsorption zu verbessern, ist die Oberfläche mit einer Argonschneeschiicht bedeckt. Diese passive Pumpe reduziert den Gasfluss um weitere sieben Größenordnungen.

Entlang der Transportstrecke ist das Strahlrohr nicht geradlinig aufgebaut, um so den "Beaming-Effekt" von Molekülen durch das Rohr zu verringern (siehe Abbildung 3.3). Die Elektronen werden mit einem bis zu 5,6 T starken Magnetfeld durch die Transportstrecke in den Spektrometerbereich geleitet.

### 3.2.3 Vor- und Hauptspektrometer

Der Spektrometerbereich setzt sich zusammen aus dem Vorspektrometer, welches eine erste Selektion der Elektronen vornimmt und dem Hauptspektrometer, in dem die eigentliche Energieanalyse stattfindet. Beide basieren auf dem MAC-E-Filter Prinzip (siehe Kapitel 3.1.1).

#### Vorspektrometer

Elektronen mit einer Energie deutlich unterhalb des Tritiumendpunktes liefern keine verwertbare Information zur Bestimmung der Neutrinomasse. Sie können jedoch durch Restgasionisation im Hauptspektrometer Untergrundereignisse erzeugen und müssen daher vorher reflektiert werden. Zu diesem Zweck wird das Vorspektrometer bei einer festen Retardierungsspannung von 18,3 keV betrieben. Der Elektronenfluss reduziert sich dabei von  $10^{10}$  Teilchen/s auf  $10^3$  Teilchen/s.

<sup>3</sup>Differential Pumping Section

<sup>4</sup>Cryogenic Pumping Section

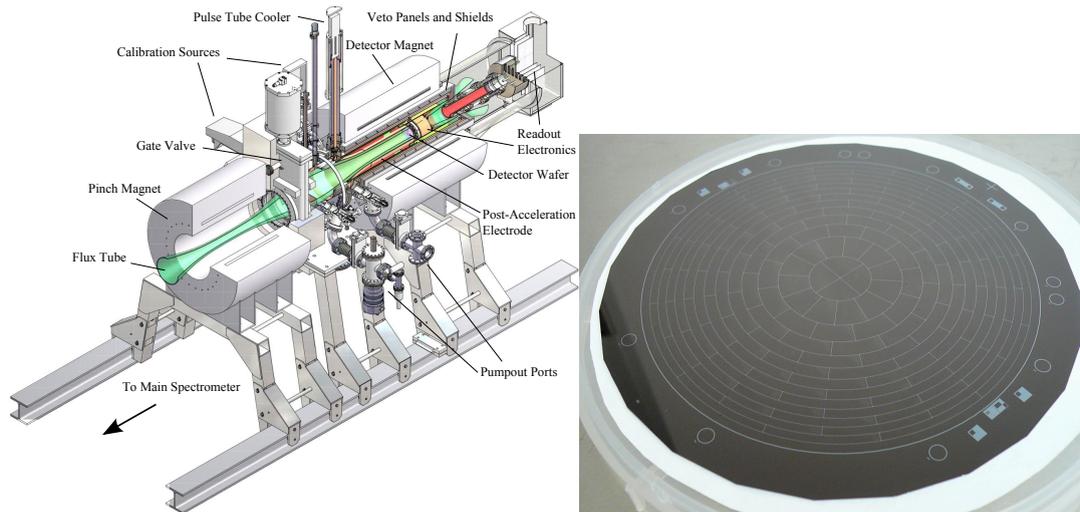


Abbildung 3.4: **Der Fokal-Ebenen-Detektor.** Schematischer Aufbau des Detektors (linke Seite). Zur räumlichen Auflösung des Flussschlauchs ist der Detektorwafer in 148 gleichgroße Pixel unterteilt (rechte Seite). Abbildung aus [Har12].

## Hauptspektrometer

Der Hauptspektrometertank besitzt einen Innendurchmesser von 10 m und ist 23 m lang. Die radiale Größe wird benötigt, da sich der Flussschlauch, entsprechend dem Durchmesser der Quelle, in der Analysierebene auf 9 m aufweiten muss, um eine Energieauflösung von 0,93 eV zu erreichen. Durch die axiale Größe wird eine langsame Änderung des Magnetfelds und damit eine adiabatische Bewegung der Elektronen ermöglicht. Zur Erzeugung des Retardierungspotentials wird eine Spannung von -18,4 kV am Tank angelegt. Im Inneren des Tanks befindet sich eine Doppellage Drahtelektroden, die die Spannung um weitere 100 bzw 200 V herabsetzen. Durch das erhöhte Potential der Drahtelektroden gegenüber der Tankwand können Sekundärelektronen<sup>5</sup> am Eindringen in den magnetischen Flussschlauch gehindert werden. Im Messbetrieb ist eine im ppm-Bereich stabile Spannung erforderlich (siehe Kapitel 3.3). Zu deren Überwachung wurde unter anderem das Monitorspektrometer installiert (siehe Kapitel 4). Das Hauptspektrometer ist von zwei Luftspulensystemen umschlossen: Das *Low Field Correction System (LFCS)* dient der Feinjustierung des Magnetfelds in der Analysierebene und das *Earth Magnetic Field Compensation System (EMCS)* kompensiert das Magnetfeld der Erde, wodurch ein axialsymmetrisches Magnetfeld gewährleistet wird.

### 3.2.4 Detektor

Die Elektronen, die durch das Hauptspektrometer gelangen, werden vom *Fokal-Ebenen-Detektor FPD* registriert, der sich zwischen dem zweiten Solenoiden und dem Detektormagnet befindet.

Verwendet wird ein Silizium-Halbleiterdetektor. Um eine räumliche Auflösung des magnetischen Flussschlauchs zu erreichen, besteht der Detektor aus 148 Pixeln gleicher Fläche.

Aufgrund der geringen Zählraten ist eine hohe Energieauflösung und Untergrundreduzierung nötig. Mit dem FPD soll eine Energieauflösung von 1 keV (FWHM) erreicht werden, um  $\beta$ -Elektronen von Untergrundeignissen unterscheiden zu können. Mithilfe einer Nachbeschleunigung von bis zu 30 kV, einem aktiven Veto-System, einer passiven Abschirmung

<sup>5</sup>Sekundärelektronen werden durch die kosmische Höhenstrahlung, vorwiegend Myonen, im niederenergetischen Bereich und durch Umgebungsradioaktivität, vorwiegend  $\gamma$ -Strahlung, erzeugt.

und der Verwendung von Materialien mit einer geringen intrinsischen Aktivität wird eine hohe Untergrundreduzierung erzielt. Während den Tritiummessungen wird durch diese Maßnahmen im Energiebereich der  $\beta$ -Elektronen eine Untergrundrate im niedrigen mHz Bereich erwartet.

### 3.3 Hochspannungsüberwachung

Um die Sensitivität des KATRIN-Experiments gegenüber den Vorgängerexperimenten um eine Größenordnung zu verbessern, müssen der statistische und systematische Fehler um zwei Größenordnungen reduziert werden. Der Beitrag des statistischen Fehlers darf

$$\Delta m_{\text{syst,tot}}^2 = \sqrt{\sum_i \left(\Delta m_{\text{syst},i}^2\right)^2} = 0,017 \text{ eV}^2 \text{c}^{-4} \quad (3.6)$$

nicht überschreiten. Als einen der Hauptfehlerbeiträge wurde die Hochspannungsinstabilität identifiziert. Der maximal zulässige Fehler der Hochspannung beträgt

$$\Delta m_{\text{syst,HV}}^2 = 0,007 \text{ eV}^2 \text{c}^{-4}. \quad (3.7)$$

Taylorentwicklung der Gleichung (2.33) um  $m^2(\nu_e) = 0$  ergibt in erster Ordnung

$$\frac{dt^2 N}{dt dE} (m^2(\nu_e) \cong 0) \approx a \cdot (E_0 - E)^2 - \frac{a}{2} m^2(\nu_e) c^4 \quad (3.8)$$

woraus mit  $m^2(\nu_e) \equiv 0$  folgt

$$g(E) = \frac{dt^2 N}{dt dE} (m^2(\nu_e) \equiv 0) = a \cdot (E_0 - E)^2. \quad (3.9)$$

Die Instabilität der Hochspannung kann als eine gaußförmige Fluktuation  $\sigma$  um den Mittelwert  $\mu$  aufgefasst werden

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp -\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}. \quad (3.10)$$

Nach kurzer Rechnung erhält man durch Faltung des  $\beta$ -Spektrums mit der Hochspannungsinstabilität

$$(g \otimes f)(E) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \cdot g(E - x) dx = a(E_0 - E)^2 + a\sigma^2. \quad (3.11)$$

Vergleicht man das Ergebnis mit der Gleichung (3.9) so erkennt man, dass eine unerkannte Fluktuation der Hochspannung eine Verschiebung der Neutrinomasse um

$$\Delta m^2(\nu_e) c^4 = -2\sigma^2 \quad (3.12)$$

mit negativen Werten zur Folge hat.

Aus dem maximal zulässigen Fehler auf die Neutrinomasse ergibt sich die benötigte Hochspannungsstabilität von

$$\Delta m_{\text{HV}}^2(\nu_e) = 0,007 \text{ eV}^2 \text{c}^{-4} \quad \sigma \leq 0,059 \text{ eV} \text{ bzw. } \Delta_{\text{rel}}(\text{HV}) = \pm 3,2 \text{ ppm.} \quad (3.13)$$

Der relative Fehler bezieht sich auf ein Retardierungspotential von 18,6 keV.

Im folgenden Kapitel wird das Monitorspektrometer vorgestellt, eine zentrale Komponente der Hochspannungsüberwachung.



## 4. Monitorspektrometer

In Kapitel 3.3 wurde die Bedeutung der Spannungsüberwachung für das KATRIN Experiment gezeigt. Hierfür werden zwei unterschiedliche Verfahren angewandt. Zum einen die direkten Spannungsmessungen mit hoch präzisen Voltmetern. Zum anderen der Vergleich mit einem nuklearen Standard am Monitorspektrometer.

Für die direkte Messung der Hochspannung im ppm Bereich werden 8 1/2 stellige Voltmeter (Fluke 8508 A) verwendet. Eingesetzt werden können diese bei Spannungen bis zu 1 keV. Damit liegt der Arbeitsbereich der Voltmeter weit unterhalb der verwendeten Spannungen am KATRIN-Experiment. Um deren Einsatz zu ermöglichen, werden eigens für KATRIN konzipierte hochpräzise Spannungsteiler (K35 [Thü07] und K65 [Bau10]) eingesetzt, die weltweit führend sind in Hinblick auf Präzision und Stabilität.

Mit nuklearem Standard werden nahezu monoenergetische Elektronen aus einem radioaktiven Zerfall bezeichnet. Die Energie der Elektronen ist wohl definiert, wodurch Spannungsmessungen bezüglich eines absoluten Bezugspunktes ermöglicht werden. Dies geschieht am Monitorspektrometer, dessen Messprinzip ebenfalls auf dem MAC-E-Filter-Prinzip beruht (siehe Kapitel (3.1.1)). Es wird zeitgleich und parallel mit der gleichen Retardierungsspannung wie das Hauptspektrometer betrieben. Änderungen der Hochspannungen können hier in Form von Verzerrungen und Verschiebungen des vermessenen Elektronenspektrums nachgewiesen werden.

Als Monitorspektrometer wurde das Spektrometer des Mainzer Neutrinoexperiments den KATRIN Anforderungen entsprechend [Mül02],[Fla04] modifiziert und in Karlsruhe am Campus Nord aufgebaut [Gou10]. Für die neue Aufgabenstellung wurde die Auflösung des Spektrometers auf ca. 1 eV verbessert und ein veränderter Aufbau mit neuen Komponenten gewählt.

Die Beschreibung des Monitorspektrometernaufbaus wird anhand des folgenden Koordinatensystems erläutert (siehe Abbildung 4.1): Der Ursprung des Koordinatensystems liegt im Zentrum des Spektrometertanks. Die z-Achse zeigt entlang der Zylinderachse von der Quelle zum Detektor, im Bild von links nach rechts. Die y-Achse zeigt nach oben und die x-Achse zeigt aus dem Bild.

### 4.1 Spektrometer

Der Tank des Monitorspektrometers hat eine Länge von drei Metern und einen Durchmesser von einem Meter. Im Inneren des Spektrometertanks befindet sich ein System aus



Abbildung 4.1: **Aktueller Aufbau des Monitorspektrometers.** Von links nach rechts: Quellsektion, Quellsolenoid (olivgrün) und Kühlmittelbehälter aus Edelstahl, Spektrometertank und Luftspulen, Detektorsolenoid und Vorratsbehälter für Kühlmittel, Detektorsektion.

Vollelektroden und Drahtelektroden (siehe Abbildung 4.2). Die Drahtelektroden sind im zentralen Bereich um die Analysierebene zylindrisch, parallel zur z-Achse in einer Doppellage angeordnet. Die innere Drahtlage verjüngt sich im äußeren Bereich konisch. Zusätzlich ist die Drahtelektrode unterteilt in einen oberen und unteren Teil, wodurch ein unabhängiger Betrieb der beiden Komponenten möglich ist. Die Vollelektrode befindet sich zwischen der Drahtelektrode und der Tankwand parallel zur z-Achse und verengt sich stufenförmig nach außen. Die äußeren Abschlüsse bilden konische Vollelektroden.

Mit diesen Elektroden kann das für den Messbetrieb benötigte elektrische Retardierungsfeld erzeugt werden. Im Gegensatz zum Hauptspektrometer liegt hier die Tankwand auf Erdpotential und die inneren Elektroden jeweils auf dem gleichen Potential.

Es ist auch ein Betrieb mit unterschiedlichen Potentialen an Voll- und Drahtelektroden möglich. Dadurch kann verhindert werden, dass sekundäre Elektronen, die durch Höhenstrahlung in der Tankwand erzeugt werden, in den magnetischen Flusschlauch und damit zum Detektor gelangen. Dieser Betriebsmodus wurde bereits erfolgreich getestet. Wird der Betriebsmodus verwendet, ist eine komplizierte Beschreibung des elektrischen Feldes erforderlich. Die sogenannte Transmissionsfunktion ändert sich und damit eine wesentliche Größe zur Analyse des Monitorspektrometers (siehe Kapitel (3.1.2)).

Da am Monitorspektrometer jedoch wesentlich größere Zählraten als am Hauptspektrometer beobachtet werden, ist diese Form der Untergrundreduktion hier nicht notwendig.

## 4.2 Magnetsystem

Das Magnetsystem des Monitorspektrometers, das das benötigte Magnetfeld des MAC-E-Filters erzeugt, ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Das Magnetsystem setzt sich aus zwei supraleitenden Solenoiden (Sol A und Sol B), vier Luftspulen (LS1-LS4) und zwei weiteren Luftspulen zusammen.

### 4.2.1 Solenoide

Das Hauptfeld im Inneren des Spektrometers wird durch die beiden supraleitenden Solenoiden erzeugt. Sie befinden sich jeweils 2,01 m von der Analysierebene entfernt auf der

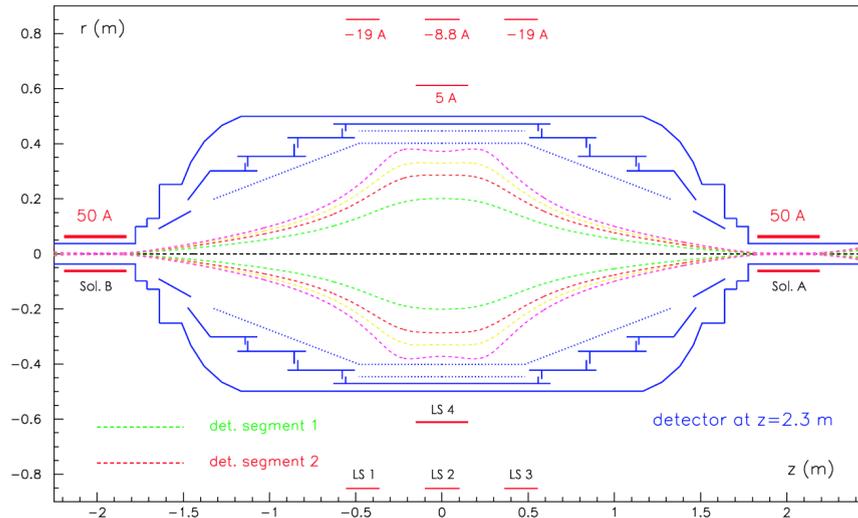


Abbildung 4.2: **Magnetfeld Konfiguration des Monitorspektrometers.** Die Abbildung zeigt einen Querschnitt des Monitorspektrometers. Die blauen Linien (von außen nach innen) zeigen die Tankwand, die Vollelektrode und die Drahtelektrode (gepunktet). Die farbigen, gestrichelten Linien entsprechen dem Verlauf der Magnetfeldlinien. Das Magnetfeld wird durch die Solenoiden A und B, sowie den Luftspulen LS 1-4 erzeugt (in rot). Die Luftspulen des EMCS sind nicht eingezeichnet. Analysiert werden die Elektronen die sich innerhalb des grün gezeichneten magnetischen Fluss Schlauchs befinden.

z-Achse. Bei einem Spulenstrom von  $I = 50 \text{ A}$  erzeugen sie eine magnetische Flussdichte von  $6 \text{ T}$ .

Die Solenoide sind in Kryostate eingebaut. In diesen werden sie mit flüssigem Stickstoff auf die Betriebstemperatur von  $4,2 \text{ K}$  gekühlt (siehe Kapitel (4.5.1)).

#### 4.2.2 Low Field Correction System

Das *Low Field Correction System LFCs* besteht aus vier normal leitenden Luftspulen. Diese umschließen den Tank zylindrisch nahe der Analysierebene und haben die Aufgabe den magnetischen Fluss Schlauch abzuschwächen. Dadurch wird zum einen das gewünschte Magnetfeld in der Analysierebene von  $B_A = 300 \mu\text{T}$  erreicht [Thü07]. Zum anderen kann durch die Ausdehnung des minimalen Magnetfelds in z-Richtung gewährleistet werden, dass technisch bedingte Abweichungen der Solenoiden ausgeglichen werden und damit  $B_A$  und  $E_{min}$  aufeinander fallen.

#### 4.2.3 Earth Magnetic Field Compensation System

Für ideale Messbedingungen mit einem MAC-E-Filter werden axialsymmetrische Magnetfelder im Spektrometer benötigt. Das Magnetfeld der Erde stellt einen konstanten Offset des Magnetfeldes dar und verzerrt so den magnetischen Fluss Schlauch. Die Aufgabe des *Earth Magnetic Field Compensation System EMCS* ist es diesen Effekt zu minimieren. Vor allem im Bereich der Analysierebene muss das Erdmagnetfeld kompensiert werden [Rei09].

Das Magnetfeld beträgt in Karlsruhe  $50 \mu\text{T}$  und entspricht damit  $1/6$  des Magnetfeldes, das vom Magnetsystem in der Analysierebene erzeugt wird [GFZ12].

Im Rahmen der Diplomarbeit von J. Goullon wurden die Spulenströme bestimmt, mit denen das EMCS betrieben werden muss. Die Ströme sind so gewählt, dass in der Analyseebene ein Magnetfeld von 0 T gemessen wird [Rei09]. Während der Messungen waren die Solenoide demontiert. Die dabei ermittelten Werte der Ströme betragen 1,51 A in x-Richtung und 19,5 A in y-Richtung.

Weitere Untersuchungen zu den EMCS Einstellungen werden in Kapitel (5.4) unternommen.

### 4.3 Kalibrationsquellen

Am Monitorspektrometer werden Konversionselektronen aus dem Zerfall von  $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$  als Referenz zur Spannungsüberwachung verwendet. Das  $^{83}\text{Rb}$  wird hierzu mittels Schwereionenimplantation in eine Platinfolie eingebracht. Durch diesen Prozess hergestellte Kalibrationsquellen, werden implantierte Festkörperquellen genannt.



Abbildung 4.3: **Kalibrationsquelle.** Das Bild zeigt die Festkörperquelle, eingesetzt in ein Quellgehäuse.

In diesen Quellen kann durch Elektroneneinfang  $^{83}\text{Rb}$  zu  $^{83m}\text{Kr}$  übergehen und gelangt über Gammaemission oder innere Konversion in den Grundzustand [vBH10]. Das Zerfallschema ist in Abbildung 4.4 zu sehen. Die Energie der Konversionselektronen ist bestimmt durch deren Bindungsenergie  $E_B$  und der Energie des Kernübergangs  $E_\gamma$

$$E_e = E_B - E_\gamma. \quad (4.1)$$

Die Konversionselektronen von Krypton sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Für die Spannungsüberwachung am KATRIN-Experiment sind die Konversionselektronen K-32 aus dem 32 keV Gammaübergang aus der K-Schale relevant. Diese besitzen eine Energie von 17824.3 eV und haben eine Zerfallsbreite von 2.71 eV. Die Zerfallsbreite ergibt sich aus der Beziehung mit der Lebensdauer des Lochzustandes.

Die Quellen werden in ein Gehäuse eingesetzt und in einer der vier Quellhalterungen des Monitorspektrometers montiert (siehe Abbildung 4.3). Die Quellhalterung selbst befindet sich auf einem verfahrbaren Kreuztisch. Durch das Verfahren der Quellen in z-Richtung können die Quellen in verschiedenen Magnetfeldern positioniert werden. Mit Hilfe von Stellschrauben in x- und y-Richtung kann eine der Quellen im magnetischen Fluss Schlauch zentriert werden.

Über eine Kabeldurchführung sind alle Quellen mit einem eigenen Kabel nach außen elektrisch kontaktiert. Dadurch können sie individuell auf verschiedene Potentiale bis ca. 1 kV gelegt werden. Das ist nötig, um die Differenz zwischen dem Tritiumendpunkt der Konversionselektronenenergie auszugleichen (siehe Kapitel (4.6)).

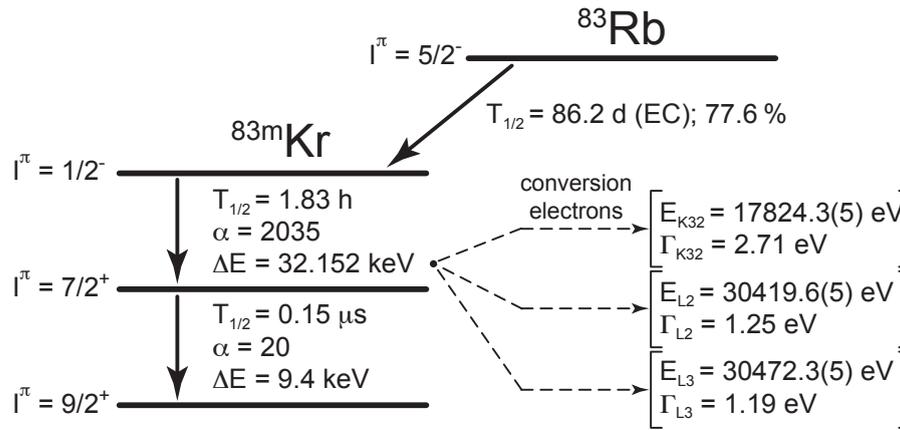


Abbildung 4.4: Das  $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$  Zerfallsschema. Durch Elektroneneinfang geht das  $^{83}\text{Rb}$  in einen angeregten Zustand des  $^{83m}\text{Kr}$  über. Der *internen Konversionskoeffizienten*  $\alpha$  *IKK* gibt die Wahrscheinlichkeit der Konversionselektronenemission an. Die Abbildung wurde [Wie12] entnommen.

Im derzeitigen Betriebsmodus liegen alle Quellen auf Tankpotential. Ein Verteilerkasten, der es ermöglicht jede einzelne Quelle entweder zu erden oder auf das gewünschte Potential zu legen, wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit realisiert und erfolgreich getestet.

Eine ausführliche Betrachtung der verwendeten Quellen und deren Eigenschaften findet sich in Kapitel (6).

## 4.4 Detektor

Da die Energieanalyse der Elektronen durch den MAC-E-Filter geschieht, besteht die Aufgabe des Detektors lediglich darin, die Elektronen die den MAC-E-Filter passiert haben, zu registrieren. Auf Grund der hohen Zählrate die am Monitorspektrometer beobachtet werden ist die Untergrundreduktion von untergeordneter Bedeutung. Eine Winkelauflösung wie am Hauptspektrometer wird nicht benötigt. Daher kann ein einfacher Detektoraufbau verwendet werden.

Er besteht aus fünf kreuzförmig angeordneten Halbleiterpixeldioden (siehe Abbildung 4.5). Die Zentralsdiode ist eine Canberra PD 150-12-500AM mit einer Fläche von  $1.5 \text{ cm}^2$ , mit einer Verarmungszone von  $500 \mu\text{m}$  und einer Energieauflösung von  $7 \text{ keV}$  (FWHM). Die Totschicht beträgt  $50 \text{ nm}$  [Gou10]. Nur dieser Pixel wird zur Datenanalyse verwendet. Die äußeren PIN-Dioden dienen lediglich der Positionierung des Detektors [Sch11].

Die Dioden sind auf eine Keramik geklebt. Hinter dieser Keramik befindet sich vakuumseitig die erste Verstärkerstufe. Diese Komponenten werden, zur Reduzierung des elektrischen Rauschens, mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Die Betriebstemperatur liegt bei  $-40 \text{ }^\circ\text{C}$ . Auf der Atmosphärenseite befindet sich die zweite Verstärkerstufe.

Der Detektor ist auf einem verfahrbaren Kreuztisch montiert. Die Verschiebung in z-Richtung ermöglicht die Positionierung in unterschiedlichen Magnetfeldern. Die x- und y-Einstellungen ermöglichen eine Zentrierung des Detektors im Fluss Schlauch.

Um den Einbruch der Zählrate aufgrund der Totzeit des Detektors berücksichtigen zu können, wird ein gepulstes Signal mit einer Frequenz von  $f = 200 \text{ Hz}$  über die Verstärkerelektronik des Detektors geleitet und zusammen mit den Elektronenereignissen aufgezeichnet. Die Signalstärke wird dabei so gewählt, dass das Pulssignal  $c_{\text{pulser}}$  weit entfernt von den eigentlich zu beobachtenden Ereignissen in einem Bereich mit geringem Untergrund liegt.

Tabelle 4.1: **Überblick aller Konversionselektronen von  $^{83m}\text{Kr}$**  Die Werte der Tabelle sind der Arbeit von [Zbo11] entnommen. Die Linienpositions- und Werte werden im folgenden als Differenz zur kinetischen Energie  $E_{\text{kin}}^{\text{gas}}$  der Konversionselektronen von gasförmigem Krypton angegeben. Die angegebenen Lorentzbreiten  $\Gamma_{\text{lor}}$  beziehen sich auf die Arbeit von [CP01].

Niveau und Notation		Int./Zefall von $^{83}\text{Rb}$ (%)	$E_{\text{kin}}^{\text{gas}}$ (eV)	$\Gamma_{\text{lor}}$ (eV)
$\gamma$ -Übergang	M1	5.86(134)	9 405.8(4)	
$2s_{1/2}$	L-1-94	70.32	7 481.2(9)	3.75
$2p_{1/2}$	L-2-94	7.91	7 673.8(4)	1.25
$2p_{3/2}$	L-3-94	5.07	7 726.5(4)	1.19
$3s_{1/2}$	M-1-94	11.60	9 113.0(5)	3.50
$3p_{1/2}$	M-2-94	1.30	9 183.5(4)	1.6
$3p_{3/2}$	M-3-94	0.98	9 191.3(4)	1.10
$4s_{1/2}$	N-1-94	1.43	9 378.2(4)	0.40
$4p_{1/2}$	N-2-94	0.12	9 391.1(4)	0.03
$4p_{3/2}$	N-3-94	0.09	9 391.7(4)	0.03
$\gamma$ -Übergang	E3	0.0358(45)	32 151.7(5)	
$1s_{1/2}$	K-32	17.07	17 824.3(5)	2.71
$2s_{1/2}$	L-1-32	1.13	30 226.9(9)	3.75
$2p_{1/2}$	L-2-32	17.61	30 419.6(5)	1.25
$2p_{3/2}$	L-3-32	27.42	30 472.3(5)	1.19
$3s_{1/2}$	M-1-32	0.19	31 858.8(6)	3.5
$3p_{1/2}$	M-2-32	2.99	31 929.3(5)	1.6
$3p_{3/2}$	M-3-32	4.65	31 937.0(5)	1.1
$3d_{1/2}$	M-4-32	4.69	32 056.5(5)	0.07
$3d_{3/2}$	M-5-32	6.59	32 057.7(5)	0.072
$4s_{1/2}$	N-1-32	0.02	32 124.0(5)	0.4
$4p_{1/2}$	N-2-32	0.27	32 136.8(5)	0.03
$4p_{3/2}$	N-3-32	0.41	32 137.5(5)	0.03

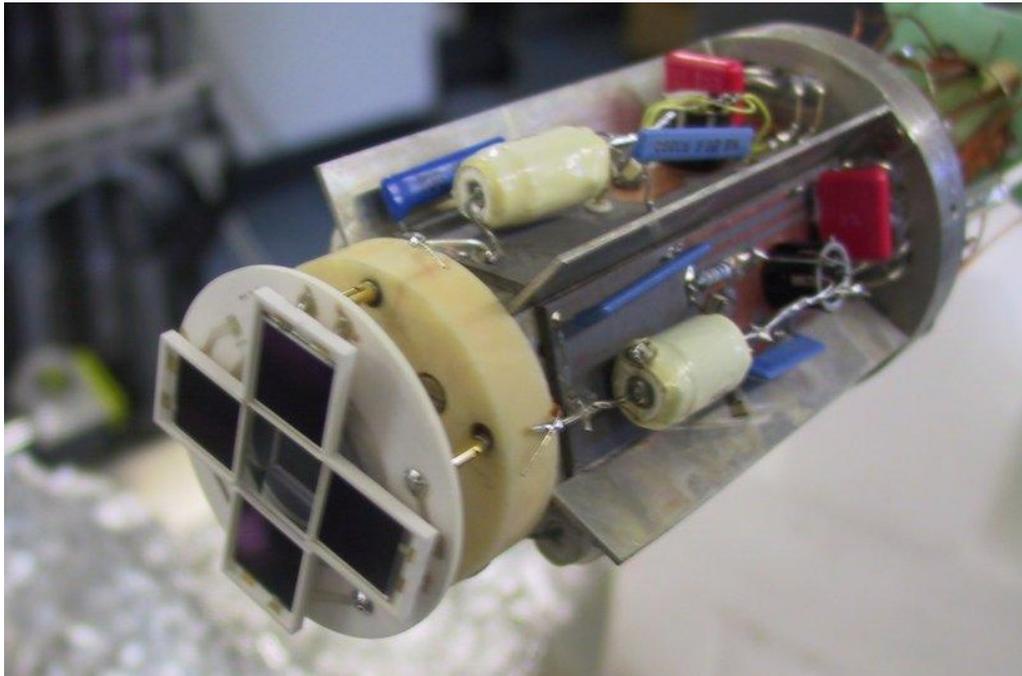


Abbildung 4.5: **Der Detektor des Monitorspektrometers.** Im Vordergrund sind die fünf PIN-Dioden auf der Keramikplatte zu sehen. Die zentrale Pixeldiode ist kreisförmig. Dahinter befindet sich die erste Verstärkerstufe.

Die Elektronenereignisse können dann um den Faktor

$$\frac{f \cdot t}{C_{\text{pulser}}} \quad (4.2)$$

korrigiert werden.

## 4.5 Peripherie

### 4.5.1 Kryogenes System

Am Monitorspektrometer müssen die beiden Solenoide und der Detektor gekühlt werden. Die Solenoide befinden sich in einem Kryostaten. Im inneren Schild wird flüssiges Helium (LHe) zur Kühlung verwendet. Das äußere Schild wird mit flüssigem Stickstoff (LN<sub>2</sub>) gekühlt. Dazwischen ist ein Isoliervakuum.

Der Detektor wird ausschließlich mit flüssigem Stickstoff gekühlt.

Mit Hilfe eines PCS-7-System können die jeweiligen Füllstände überwacht werden. Mit diesem System kann außerdem eine automatische Befüllung mit flüssigem Stickstoff erfolgen. Die Befüllung der Solenoidkryostaten mit flüssigem Helium muss manuell durchgeführt werden. Diese Arbeiten können während des laufenden Betriebs vorgenommen werden. Problematisch ist dabei jedoch die Befüllung des Detektors. Dabei ist ein Anstieg der Zählrate von 30-40 Ereignissen, aufgrund von Mikrophonie, am Detektor zu beobachten. Eine Verjüngung in der Stickstoffzuleitung wurde eingebaut. Dadurch konnte die Geschwindigkeit der Befüllung und damit der Effekt reduziert werden (siehe Anhang A.1).

Allerdings ist es noch nicht gelungen diesen vollständig zu unterdrücken. Der Durchmesser der Zuleitung wurde daher weiter reduziert. Eine Messreihe mit der aktuellen Zuleitung konnte noch nicht durchgeführt werden.

### 4.5.2 Vakuumsystem

Für die Messungen am Monitorspektrometer wird ein stabiles *Ultrahochvakuum UHV* in der Größenordnung von  $10^{-10}$  mbar gefordert. Damit ist gewährleistet, dass Energieverluste der Elektronen durch Stöße an Restgasen gering gehalten werden.

Dieses UHV im Spektrometer wird durch ein Pumpsystem aus einer Scollpumpe und mehreren Turbomolekularpumpen erreicht. Die Scrollpumpe erzeugt ein Feinvakuum mit einem Druck kleiner 0,1 mbar, der den Einsatz von Turbomolekularpumpen ermöglicht. Im Anschluss daran befindet sich eine Turbomolekularpumpe, die Drücke kleiner  $10^{-5}$  mbar erzeugt. Dahinter sind drei weitere Pumpen im Detektor- und Quellbereich sowie am Tank angeschlossen, die den geforderten Druck erzeugen.

Eine detaillierte Beschreibung des Vakuumsystems findet sich in den Diplomarbeiten von Johannes Goullon und Michael Schupp [Gou10],[Sch11].

### 4.5.3 Heizung

Restgasmoleküle die an den Oberflächen haften können desorbieren und erhöhen so den Druck innerhalb des Spektrometers. Durch Erhitzen der Oberflächen kann dieser Prozess verstärkt werden. Als freie Moleküle kann das Restgas über das Vakuumsystem abgepumpt werden. Dies ist ein gängiges Verfahren zur Erzeugung von UHV und wird auch am Monitorspektrometer angewandt.

Am Tank des Monitorspektrometers und auch am Quellrohr, sind Heizkabel angebracht. Damit ist ein Ausheizen des Monitorspektrometers mit bis zu 200 °C möglich. Quellrohr und Tank können separat über das PCS-7 System angesteuert und mit Hilfe von Pt-100 Temperaturfühlern überwacht werden.

## 4.6 Ablauf des Messbetriebs am Monitorspektrometer

### 4.6.1 Das Monitorspektrometer im KATRIN-Hochspannungslayout

Am KATRIN Experiment sind unterschiedliche Konfigurationen der Hochspannungsversorgung und Verteilungen möglich [Kra12].

In der Standardkonfiguration, während der Tritiummessungen, ist die Hochspannungsversorgung des Monitorspektrometers an die des Hauptspektrometers gekoppelt. Beide MAC-E-Filtersysteme liegen auf gleichem Potential. Die Hochspannungssteuerung erfolgt von Seiten des Hauptspektrometers und orientiert sich am Tritiumendpunkt. Da dieser ca. 800 eV oberhalb der Energie der K-32 Konversionselektronen liegt und das Potential nur um bis zu 50 V um den Tritiumendpunkt variiert wird, könnten, ohne weitere Maßnahmen, am Monitorspektrometer keine Elektronen der K-32-Linie gemessen werden. Daher muss über die in (Kapitel (4.3)) beschriebenen Kabel, das Potential der Quellen am Monitorspektrometer um diesen Wert erhöht werden. Ausgehend von diesen Versatz wird das Potential, in einem noch näher zu bestimmenden Intervall, variiert um die genaue Position der K-32-Linie zu bestimmen.

Das Monitorspektrometer verfügt über eine eigene Hochspannungsversorgung und kann damit autark betrieben werden. In diesem Modus werden die derzeitigen Messungen am Monitorspektrometer durchgeführt.

### 4.6.2 Steuerungselemente des Monitorspektrometers

Die Messablaufssteuerung erfolgt mit einem LabView-Programm, das die Hochspannungsversorgung und die Datenaufnahme des Detektors kontrolliert. Mit Hilfe von Konfigurationsdateien wird ein automatisierter Betrieb ermöglicht. Diese liegen in Form von Tabellen vor, die die Setzwerte der Retadierungsspannung, der Messdauer eines Messpunktes und der Wartezeit zwischen den Messpunkten enthalten [Sch11].

Zuerst wird der Setzwert der Retadierungsspannung der Hochspannungsversorgung übergeben. Die anschließende Wartezeit dient der Stabilisierung der Hochspannung. Im zweiten Schritt wird der Befehl zum Start der Messung mit der angesetzten Messzeit an die Detektorsoftware ORCA weitergeleitet.

Mit dem *Distributed Control System PCS 7* wird das Vakuum- und Heizungssystem des Monitorspektrometers bedient und die Füllstände des Kryogenensystems überwacht. Einige Arbeitsabläufe, wie das Befüllen der Kryostaten mit Stickstoff, sind automatisiert, wodurch ein konstanter und sicherer Betrieb der Anlage ermöglicht wird.

Einige Größen müssen derzeit noch manuell ausgelesen und in einem Laborbuch dokumentiert werden. Darunter fallen die Stromversorgung der Luftspulen und die Quelle- und Detektorposition. Umrüstungsarbeiten zur automatisierten Speicherung sind bereits angelaufen, um so eine lückenlose Aufzeichnung aller relevanten Messparameter zu gewährleisten.

### 4.6.3 Datenaufnahme und Speicherung

#### Retadierungsspannung

Die Datenerfassung der FLUKE-Voltmeter ist vom Messablauf unabhängig. Sie werden mit einem eigenen LabView-Programm betrieben, das alle zwei Sekunden einen siebenstelligen Spannungswert direkt auf einer Datenbank, genannt ZEUS, speichert [Kra12].

#### Detektor

Die Steuerung der Datenaufnahme des Detektors erfolgt mit der Detektorsoftware *Object-oriented Real-time Control and Acquisition ORCA*. Sie bietet eine grafische Oberfläche zur Bedienung der Detektorhardware und stellt das erste Glied in der Datenverarbeitungskette dar.

Mit ORCA können Detektorparameter wie die shaping time, Energieschwellen und Signalverstärkungsfaktoren eingestellt werden. Außerdem kann damit das Datenformat der Messdaten festgelegt werden, welches über eine Schnittstelle am IPE-V4-Crate erfolgt. Dieses kann Daten im Bereich weniger mHz bis zu mehreren MHz verlustfrei als Energiehistogramm mit 2048 Kanälen alle zwei Sekunden zwischenspeichern.

Nach Abschluss der Messung werden sowohl die aufsummierten Histogramme auf einem lokalen Computer in der Monitorspektrometerhalle aufgezeichnet, als auch online auf ZEUS. Die Datenbank verknüpft die Histogramme mit den zugehörigen ausgelesenen Spannungswerten des FLUKE-Voltmeters, dem Spannungsteilerwert und den zugehörigen Kalibrationswerten.

Zukünftig soll ORCA, neben der reinen Detektorsteuerung, auch die gesamte Messsteuerung des Monitorspektrometers übernehmen. Dadurch wird das Datenerfassungssystem auf einen KATRIN einheitlichen Standard gebracht [Hau13].

## 4.7 Messziele des Monitorspektrometers

Nach Abschluss der Arbeiten zur Inbetriebnahme des Monitorspektrometers konnten erste Testmessungen durchgeführt und die Rahmenbedingungen für einen durchgängigen Messbetrieb sichergestellt werden.

Die Installation des K35-Spannungsteilers am Campus Nord ermöglicht es nun die Mainzer Arbeiten zur Untersuchung der Kalibrationsquellen unter deutlich verbesserten Messbedingungen fortzusetzen. Ziel dabei ist es, die Stabilität der Festkörperquellen über einen langen Zeitraum zu untersuchen. So können mögliche Alterungsprozess der Quelle und Energieänderungen der Konversionselektronen im ppm Bereich aufgedeckt werden.

Zusätzlich wird das Monitorspektrometer zur Zeit noch dazu verwendet Hauptspektromettermessungen vorzubereiten und zu testen.

## 5. Datenanalyse und Messmethodik

Alle Maßnahmen, die bisher am Monitorspektrometer getroffen wurden, zielen darauf ab, die Vorgabe, nämlich die Spannung auf 50 mV genau zu bestimmen, zu erfüllen. Darüber hinaus müssen die Messungen auch so effektiv und effizient wie möglich gestaltet werden, um zeitnah auf mögliche Spannungsänderungen reagieren zu können. Daher ist es nicht allein ausreichend unter stabilen Bedingungen zu messen. Vielmehr muss auch sichergestellt sein, das

- die Anlageneinstellungen auf den Messbetrieb der K-32 Linie optimiert sind. Diese Werte können nur empirisch ermittelt werden.
- die Messzeit mit Hilfe einer zweckmäßigen Messablaufssteuerung minimiert wird.
- ein geeignetes Fitprogramm zur Auswertung der Daten vorliegt. Unter Berücksichtigung der vorherrschenden Messbedingungen muss das Fitprogramm, zusammen mit einem adäquaten Modell des Elektronenspektrums, das Filterspektrum hinreichend beschreiben können, um stabile und zuverlässige Aussagen treffen zu können.

In diesem Kapitel werden die verwendeten Analyseprogramme vorgestellt und Optimierungsmöglichkeiten der Datenaufnahme und der Methodik aufgezeigt.

### 5.1 Filterspektrum

Die Daten des Monitorspektrometers werden in zwei Schritten ausgewertet. Zuerst wird das Filterspektrum erzeugt und anschließend gefittet.

Das Filterspektrum ist eine Messreihe bestehend aus einer Anzahl von  $n$  Messpunkten. Jeder Messpunkt entspricht einer Messung bei einer Retardierungsspannung mit der Zählrate als Ordinate und den zugehörigen Fehlern. Zur Berechnung der Zählraten und deren Fehler wird das Programm `createfilterspec` verwendet.

`Createfilterspec` kann über eine individuelle Nummer (`runnumber`) auf die Energiehistogramme der einzelnen Messungen zugreifen. Die gespeicherten Energiehistogramme des Detektors zeigen im Wesentlichen den Peak des Pulsers und den der Konversionselektronen oberhalb der Retardierungsspannung. `Createfilterspec` sucht diese Peaks und summiert in einem Bereich von  $3\sigma$  um das Peakmaximum herum die registrierten Ereignisse auf. Geteilt durch die Messzeit ergeben sich dann die Zählraten.

Aus der eingestellten Pulserfrequenz von 200 Hz und den registrierten Pulserereignissen

wird der Totzeitkorrekturfaktor berechnet und die Elektronenzählrate entsprechend korrigiert sowie der Fehler der Zählrate berechnet.

Createfilterspec speichert anschließend sowohl die Werte der Retardierungsspannung<sup>1</sup>, die Elektronenzählrate und deren Fehler, als auch den Beginn und das Ende der einzelnen Messungen in Text-Dateien.

## 5.2 Das Fitprogramm

Die Form der gemessenen Filterspektren am Monitorspektrometer ergibt sich aus der Faltung der Transmissionsfunktion des Spektrometers mit dem Elektronenspektrum der implantierten Festkörperquellen. Das Fitprogramm, das zur Auswertung eingesetzt wird, basiert auf dem in Mainz verwendeten Code [Ost08, Zbo11]. Die eigentliche Fitfunktion beschreibt das Elektronenspektrum, das mit einer festen Transmissionsfunktion gefaltet wird.

Da in Mainz zunächst kondensierte Kryptonquellen verwendet wurden, war eine Beschreibung der Elektronenspektren anhand einer Voigtfunktion sinnvoll. Zur Beschreibung der Filterspektren der implantierten Quellen ist dieses Modell jedoch nicht ausreichend. Im Folgenden werden die einzelnen Elemente des aktuellen Fitprogramms vorgestellt und deren Funktionsweise erläutert.

### 5.2.1 Modelle der Elektronenspektren

Zur Beschreibung der Elektronenspektren der implantierten Festkörperquellen werden unterschiedliche Modelle untersucht.

Ein einfaches Modell der Elektronenspektren stellt das Voigt-Profil dar, das heißt die Faltung einer Lorentzverteilung (Gleichung (6.5)) mit einer Gaußverteilung. Mit der Lorentzverteilung wird die Lebensdauer des Elektron-Loch-Zustandes berücksichtigt. Der Einfluss lokal unterschiedlicher Umgebungsbedingungen im Festkörper (siehe Kapitel (6.3)) und die daraus resultierenden Änderungen der Bindungsenergie der Elektronen des Kryptons, werden als normalverteilt angenommen. Damit stellt ein Voigt-Profil lediglich eine Beschreibung für die Elektronen dar, die keine Energieverluste innerhalb des Quellsubstrats erleiden.

Elektronen, die Energieverluste innerhalb der Quelle erfahren, verzerren die lorentzförmige Spektralfunktion auf der niederenergetischen Seite. In der Röntgenphotoelektronenspektroskopie wird solch eine asymmetrische Form ebenfalls beobachtet [Ger01]. Dieser Effekt kann nicht im Einteilchenbild der Photoemission erklärt werden. Vielmehr muss das erzeugte Photoloch als Störpotential behandelt werden, das Anregungen der Leitungsbandelektronen nahe der Fermienergie  $E_F$  durch Elektron-Elektron-Streuung induziert. Die Anregungswahrscheinlichkeit nimmt mit dem Energieübertrag  $E$  ab und führt so zu einer Verzerrung der Spektralfunktion, die quantitativ in einer *Doniach-Sunjic (DS)* Funktion mit einbezogen wird [Dv70]

$$DS(E, E_0, \Gamma) = \frac{\Gamma(1 - \alpha)}{((E - E_0)^2 + \Gamma^2)^{(1-\alpha)/2}} \cdot \cos \left\{ \frac{\pi\alpha}{2} + (1 - \alpha)\arctan\left(\frac{E - E_0}{\Gamma}\right) \right\}. \quad (5.1)$$

Das  $\Gamma$  entspricht der Lebensdauer des Elektron-Loch-Zustands und ist gleich der Lorentzbreite. Der Erwartungswert der DS-Funktion entspricht  $E_0$ . Die Asymmetrie entsteht durch den Parameter  $\alpha$ . In Abbildung 5.1 wird der Einfluss dieses Parameters skizziert, wobei die Parameter  $E_0 = 0$  eV und  $\Gamma = 2,71$  eV gesetzt wurden. Für  $\alpha = 0$  entspricht die DS-Funktion einer Lorentzverteilung. Eine Zunahme des Parameters  $\alpha$  hat drei Effekte zur Folge:

<sup>1</sup>Createfilterspec hat mit dem Datenmanagement tool KaLi (KATRIN library) Zugriff auf die KATRIN-Datenbank und kann damit alle online gespeicherten Daten des Monitorspektrometers abfragen.

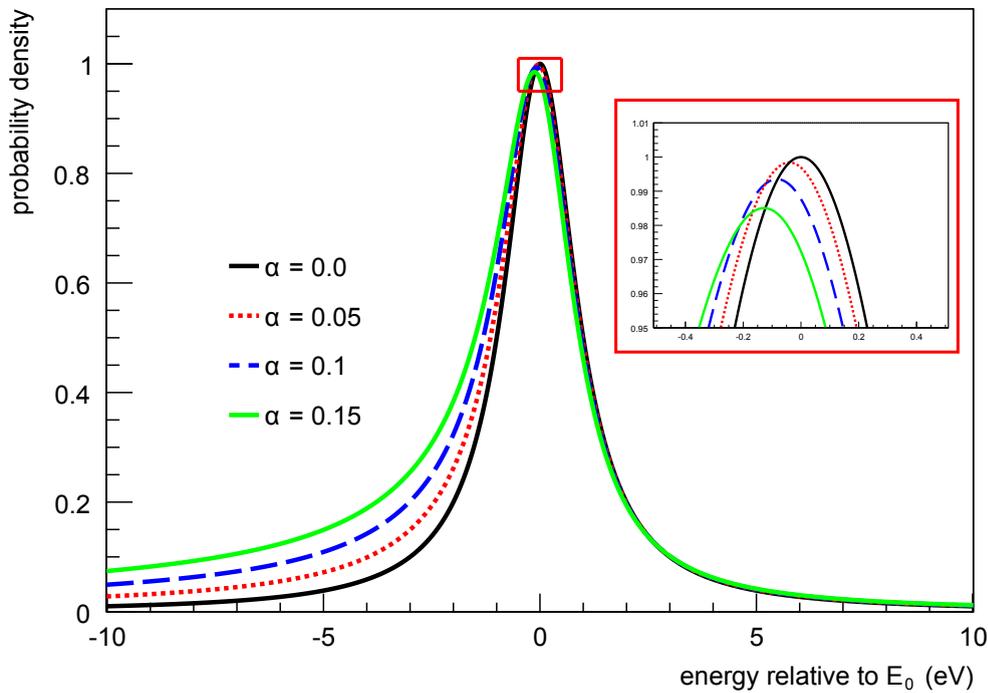


Abbildung 5.1: **Einfluss des Asymmetrieparameters  $\alpha$ .** Die Abbildung zeigt die Abhängigkeit der DS-Funktion für unterschiedliche Werte von  $\alpha$ . Bei  $\alpha = 0$  entspricht die DS Funktion einer Lorentz-Verteilung. Für  $\alpha > 0$  ergibt sich eine Asymmetrie, sowie eine kleine Verschiebung des Peaks zu niedrigeren Energien bei gleichzeitig reduzierter Amplitude.

- Die Asymmetrie wird verstärkt. Auf der niederenergetischen Seite fällt die DS-Funktion langsamer ab, während die höherenergetische Flanke davon nicht beeinflusst wird.
- Man findet mehr Ereignisse auf der niederenergetischen Seite und somit eine Verschiebung des Peaks zu niedrigeren Energien. Der Parameter  $\alpha$  ist mit der Linienposition korreliert.
- Die DS-Funktion wird weiter verschmiert. Die Peakhöhe nimmt ab. Der Parameter  $\alpha$  ist mit der Amplitude korreliert.

Sowohl Messungen der Röntgenphotoelektronenspektroskopie als auch theoretische Berechnungen zeigen, dass  $\alpha$  ein materialabhängiger Parameter ist [YL85]. Durch den Zerfall des Rubidiums in Krypton ändert sich die Materialzusammensetzung in den Quellen des Monitorspektrometers. Eine Änderung des Parameters  $\alpha$  über die Zeit ist also möglich.

Eine weitere Möglichkeit die Energieverlustelektronen zu berücksichtigen, stellt die Verwendung eines zusätzlichen Voigtprofils dar. Dieses wird unterhalb der eigentlichen Konversionslinie angesetzt. Durch diese zusätzlichen Parameter kann die Differenz zwischen dem Voigtprofil und den Messwerten ausgeglichen werden. Im Vergleich zur DS-Funktion werden hier drei statt einem weiteren Parameter eingeführt. Um die Fitergebnisse dieser Methode zu verbessern, werden die beiden Gaußbreiten  $\sigma$  aneinander gekoppelt. Das bedeutet, dass das  $\sigma$  der Hauptlinie auch für das zweite Voigtprofil verwendet wird. Seine Amplitude und Linienposition stellen die zusätzlichen freien Parameter dar.

### 5.2.2 Die Transmissionsfunktion im Fitprogramm

Für die Transmissionsfunktion werden feste theoretische Werte angenommen, die sich aus der verwendeten Feldkonfiguration ergeben. Daher ist eine laufende Überwachung der Spulenströme erforderlich, um konstante Bedingungen sicherzustellen. Die Ströme müssen bisher manuell ausgelesen und dokumentiert werden. Geplant ist, dass sämtliche Spulenströme automatisiert ausgelesen und wie die Werte des Retardierungspotentials, online in der KATRIN Datenbank gespeichert werden. Diese Werte können dann zur Berechnung der Transmissionsfunktion mit Hilfe des Simulationspakets Kassiopeia verwendet werden [Vöc12].

Gauß- und sinusförmige Störungen der Transmissionsfunktion können bereits mit dem vorhandenen Fitprogramm ermittelt werden. Verschiedenste Untersuchungen dieser Störungen wurden in den Diplomarbeiten von Robin Größle [Grö10], Michael Schupp [Sch11] und Vanessa Wiedmann [Wie12] durchgeführt.

### 5.2.3 Funktionsweise des Fitprogramms

Mehrere Parameter müssen vor dem Fit vorgegeben werden, zum einen der Spannungsbereich, in dem der Fit durchgeführt wird, sowie Startwerte für Linienposition, Amplitude, Gaußbreite  $\sigma$  und Lorentzbreite  $\Gamma$  der Kryptonlinie.

Wird die DS-Funktion verwendet, muss zusätzlich ein Wert für  $\alpha$  angegeben werden.

Unabhängig von der Fitmethode stellt die Lorentzbreite  $\Gamma$  keinen freien Parameter des Fits dar. Für die jeweiligen Konversionlinien werden feste Werte entsprechend Tabelle 4.1 verwendet.

Zur Beschreibung des Untergrundes stehen ein konstanter und ein linearer Parameter zur Verfügung. In den folgenden Untersuchungen wird von einem konstanten Untergrund ausgegangen.

Im ersten Schritt wird eine Abschätzung der Parameter Untergrund und Amplitude mit Hilfe des MIGRAD-Algorithmus vorgenommen. Anschließend wird der eigentliche Fit mittels der least-square Routine von MINUIT durchgeführt [Jam94].

## 5.3 Vergleich der Modelle und Optimierung des Messablaufs

Die DS-Funktion dient der Beschreibung von durch Röntgenstrahlung induzierter Photoelektronenemission. Damit kann die DS-Funktion zwar zur qualitativen Betrachtung der Energieverlustelektronen verwendet werden, liefert jedoch keine physikalische Beschreibung des gesamten Elektronenspektrums, da shake-on und shake-off Effekte nicht berücksichtigt werden 6.2.3. Auch die anderen Modelle sind dazu nicht in der Lage. Im Rahmen des Einsatzbereichs des Monitorspektrometers ist dies aber auch nicht zwingend erforderlich.

Viel mehr muss das Modell, das im Fitprogramm angewandt wird, zuverlässig mögliche Änderungen der Hochspannung aufdecken können. Als Kriterien dienen der  $\chi^2$ -Test und der Fitfehler auf die Linienposition. Die Fitergebnisse sollten Werte für das reduzierte  $\chi^2$  nahe 1 und möglichst geringe Fehler aufweisen. Außerdem soll das Monitorspektrometer schnellstmöglich Ergebnisse liefern, um zeitnah auf Änderungen im Hochspannungssystem reagieren zu können. Die Zeit der Messung und die der Auswertung muss daher gering gehalten werden. In den folgenden Kapiteln wird untersucht, welches der drei Modelle am geeignetsten zur Beschreibung der Messergebnisse am Monitorspektrometer ist und wie die Messsteuerung optimiert werden kann.

Im Rahmen der Diplomarbeit von Michael Schupp wurde eine erste Optimierung der Messzeit anhand der detektierten Ereignisse und eine Bestimmung der relevanten Messpunkte für einen Fit mittels eines Voigtprofils für die K-32-Konversionselektronenlinie vorgenommen.

Diese wurden mit den anderen Fitmodellen wiederholt und anhand einer Messung der K-32-Linie miteinander verglichen. Als Beispiel in diesem Kapitel dient der Messdurchgang mit der runnumber 48073-49301.

### 5.3.1 Einfluss des Fitbereichs

Da ein Fit, der ein Voigtprofil verwendet, nicht die Energieverlustelektronen berücksichtigen kann, ist es bei dieser Methode zwingend erforderlich die untere Grenze des Fitbereichs nahe an die Kante der Konversionslinie zu legen. Diese Bedingung stellt eine erhebliche Einschränkung dar. Außerdem folgt daraus, dass die Einstellungen der Fitgrenzen laufend überprüft und gegebenenfalls geändert werden müssen. Besonders im Falle einer möglichen Verschiebung der Kryptonlinie hin zu niedrigeren Energien würden die relevanten Messpunkte nicht vollständig erfasst.

Der zweite Peak soll die Energieverlustelektronen beschreiben. Durch Verwendung eines zweiten Voigtprofils wird versucht, den starke Zwang zur Einschränkung des Fitbereichs zu lockern.

Durch Verwendung der DS-Funktion kann eine solche Einschränkung des Messbereichs aufgehoben werden.

Im Folgenden wird die Abhängigkeit der Fitergebnisse aller Fitmethoden auf die Linienposition untersucht.

Innerhalb des Bereichs des Retardierungspotentials von 17815 eV bis 17837 eV wurde ein Fit mit den drei Fitfunktionen durchgeführt. Anschließend wurde die untere Grenze des Fitbereichs in 1 eV Schritten bis zu einem Wert von 17825 eV variiert und der Fit wiederholt. In Tabelle 5.1 sind die Ergebnisse in 5 eV Schritten aufgelistet. Abbildung 5.2 zeigt den Verlauf der Fitfunktionen im Falle einer unteren Grenze des Fitbereichs von 17815 eV.

Die DS-Funktion weist die stabilsten Ergebnisse für die Linienposition und die geringsten  $\chi^2$  Werte auf. Es zeigt sich jedoch, dass für eine Fitgrenze nahe der Konversionslinie nicht mehr ausreichend Messpunkte im Energieverlustspektrum liegen, um  $\alpha$  hinreichend genau zu bestimmen. Aufgrund der Korrelation zwischen dem Asymmetrieparameter  $\alpha$  und der Linienposition steigt so der Fehler auf die Linienposition.

Deutlich zeigt sich eine Abweichung des einfachen Voigtprofils zu den Messungen im niederenergetischen Bereich. Die Fitroutine versucht diese auszugleichen, wodurch die Linienposition zu niedrigeren Energien verschoben wird.

Am ungeeignetsten zur Beschreibung des Filterspektrums ist das 2-Voigt Modell. Die Fehlermatrix der MINUIT Routine ist im Fitminimum nicht positiv-definit oder kann für Fitgrenzen nahe der Kryptonlinie nur näherungsweise angegeben werden. Das bedeutet entweder, dass das Modell nicht geeignet ist zur Beschreibung des Problems oder dass die Parameter des Fits lineare Abhängigkeiten aufweisen und damit korreliert sind [Jam94]. In beiden Fällen sind die Fitergebnisse unglaubwürdig und müssen verworfen werden.

### 5.3.2 Optimierung der Messpunktverteilung

Die Untersuchung des Einflusses der Messpunktverteilung dient der Optimierung des Messablaufs. Die benötigte Messzeit für einen Messdurchgang einer Konversionslinie kann so reduziert werden.

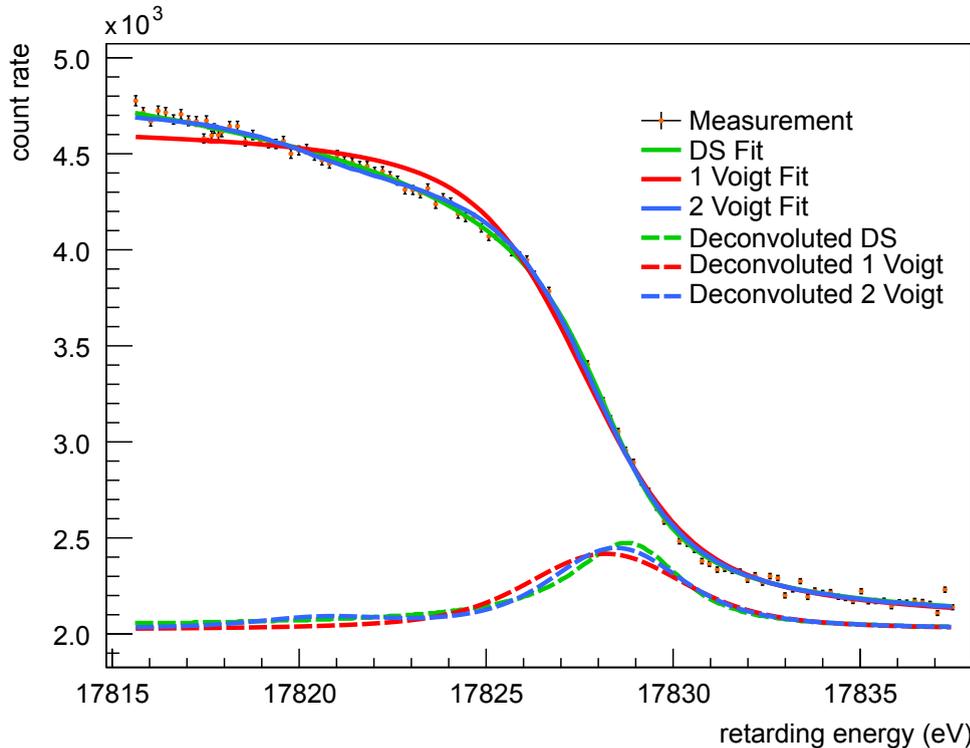


Abbildung 5.2: **Vergleich der Fitmodelle.** Die Abbildung zeigt das Energiespektrum aus einer Messung der K-32-Linie. Im Energiebereich 17815-17840 eV ist ein Doniachprofil (grün) und ein Voigtprofil mit einem (rot) und mit zwei Peaks (blau) angefitet. Deutlich zu sehen ist die Abweichung des Voigtprofils im niederenergetischen Bereich. Die Verschiebung der Linienposition erkennt man an dem entfalten Spektrum (gestrichelte Linien).

Für einen 1-Voigt-Fit wurde gezeigt, dass die Messpunkte, die die eigentliche Kante der K-32-Linie abdecken, entscheidend sind für eine gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen mit  $\chi^2$  Werten nahe 1 und einem Fehler innerhalb der KATRIN Spezifikationen. Die Schrittweite zwischen den Messpunkten darf in diesem Bereich nicht mehr als 1 eV betragen. Im hochenergetischen Bereich werden die Konversionselektronen der beobachteten Linie fast vollständig unterdrückt. Untergrundereignisse<sup>2</sup> stellen den dominanten Beitrag zur Zählrate dar. Die Messpunkte können in diesem Bereich deutlich weiter auseinander liegen. Der niederenergetische Bereich muss ausgeschlossen werden.

Für einen Fit mit der DS-Funktion hingegen werden auch Messpunkte im niederenergetischen Bereich benötigt, um einen Wert für  $\alpha$  bestimmen zu können. Es wurde untersucht, in welchem maximalen Abstand kontinuierlich verteilte Messpunkte für einen ausreichend genauen DS-Fit liegen können, damit dessen Fehler die KATRIN Anforderungen nicht übersteigt.

Die Messpunkte der verwendeten Messung liegen in einem Abstand von 200 meV. Der Abstand der zur Auswertung verwendeten Messpunkte wurde kontinuierlich um 200 meV bis zu einem Wert von 1,4 eV vergrößert. Zusätzlich wurden die Messpunkte im Abstand von 2 eV und 4 eV, sowie eine gewichtete Messreihe ausgewertet. Letzteres bedeutet, dass im Bereich der Linienkante, bei der die größten Zählratenänderungen zu beobachten sind, mehr Messpunkte berücksichtigt wurden als im höher- bzw. niederenergetischen Bereich.

<sup>2</sup>Der Untergrund wird als linear angesehen.

Tabelle 5.1: **Einfluss des Fitbereichs** Alle Energien sind als Differenz zur kinetischen Energie der K-32-Elektronen von gasförmigem Krypton angegeben. Die Spalte *Status Error Matrix* gibt an, ob die Fehlermatrix von MINUIT berechnet werden konnte. Im Minimum soll sie positiv-definit sein. Ist diese Bedingung erfüllt ist sie OK. Im schlechtesten Fall kann sie nur approximativ angegeben werden. Eine ausführliche Tabelle befindet sich in Anhang A.2

Fit Modell	Untere Fitgrenze (eV)	$\chi^2/\text{NDF}$	Linien-Position (eV)	Status Error Matrix
DS	-9.3	2.11	$4.664 \pm 022$	OK
	-4.3	2.29	$4.632 \pm 103$	OK
	0.7	2.97	$4.598 \pm 111$	not pos-def
1 Voigt	-9.3	8.31	$3.899 \pm 015$	OK
	-4.3	4.08	$4.088 \pm 072$	not pos-def
	0.7	2.93	$4.320 \pm 027$	OK
2 Voigt	-9.3	2.77	$4.174 \pm 010$	not pos-def
	-4.3	4.18	$4.088 \pm 010$	APPROX.
	0.7	3.04	$4.319 \pm 010$	APPROX.

Der Abstand der Messpunkte im Bereich der Linienkante beträgt 1 eV, ansonsten 4 eV. Die Anzahl der verwendeten Messpunkte entspricht dem Fit mit 2 eV Abständen. In Abbildung 5.3 sind die Ergebnisse des DS-Fits mit Messpunkten im Abstand von 200 meV und 4 eV gezeigt. Innerhalb der Fehler liefern beide Fits die gleiche Linienposition.

- Der Fit der Messpunkte im 200 meV Abstand, mit  $\chi^2 = 2,11$ , ergibt für die Linienposition  $17828,964 \pm 0,022$  meV. Der hohe  $\chi^2$ -Wert ergibt sich bedingt durch die Fluktuationen im niederenergetischen Bereich.
- Der Fit der Messpunkte im 4 eV Abstand, mit  $\chi^2 = 2,16$ , ergibt eine Linienposition von  $17829,114 \pm 0,176$  meV. Für diesen Fit werden sechs Messpunkte verwendet bei fünf Freiheitsgraden. Dass der Fit in diesem Fall im Grenzbereich der Messpunktreduzierung arbeitet zeigt sich auch darin, dass ein unphysikalischer, negativer Wert für die Gaußbreite  $\sigma$  berechnet wurde.

Lässt man den Fit mit der geringsten Schrittweite außer Acht, so geben innerhalb der Fehler alle Fits die gleiche Linienposition an. Linienpositionen und Fehler der Fits der gesamten Messreihe zeigt Abbildung 5.4. Die Fits bis einschließlich 1 eV geben die Linienposition mit einem Fehler von  $\leq 60$  meV an. Damit konnte das Ergebnis der Untersuchung mit Hilfe des Voigt-Profiles als Fitfunktion bestätigt werden [Sch11].

Der Fehler der Linienposition des gewichteten Fits beträgt 72 meV. Da zur Bestimmung des Asymmetrieparameters  $\alpha$  auch Messpunkte im niederenergetischen Bereich liegen müssen, ist ein Verzicht auf Messpunkte in diesem Bereich nicht ohne Weiteres möglich. Um mit gewichteten Messpunktabständen bei einer Verwendung der DS-Funktion einen ausreichend präzisen Fit zu erreichen, müssen weitere Untersuchungen mit unterschiedlichen Messabläufen durchgeführt werden.

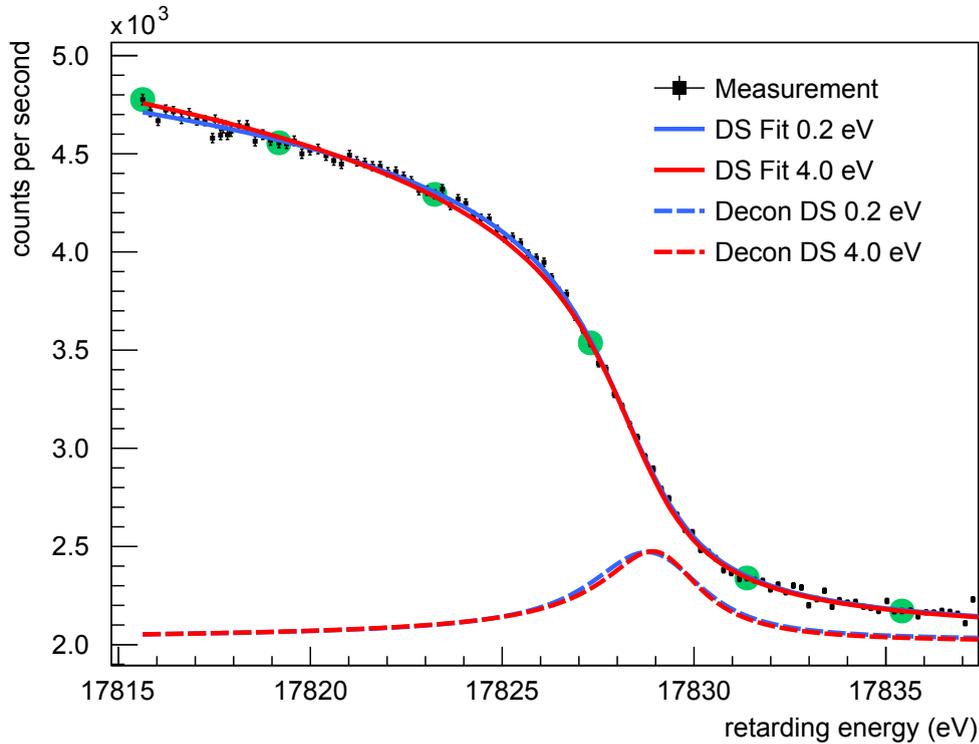


Abbildung 5.3: **DS-Fit mit unterschiedlichen Messpunktabständen.** Die Abbildung zeigt eine detaillierte Messung der K-32-Linie. Der Abstand der Messpunkte beträgt 200 meV. Der Fit, der sämtliche Messpunkte berücksichtigt, ist in blau aufgetragen. In rot wurde der Fit, welcher nur die grün markierten Punkte in einem Abstand von 4 eV berücksichtigt, aufgetragen.

Um die KATRIN-Anforderungen zu erfüllen, muss die Linienposition während eines zwei-monatigen Tritiummessdurchgangs auf  $\pm 60$  meV bestimmt werden können. Damit auch kleine Fluktuationen der Hochspannung entdeckt werden können, muss der Fehler auf die einzelne Messung gering gehalten werden und sollte 20 meV nicht überschreiten. Vorerst werden weiterhin Messdurchläufe mit äquidistanten Messpunktabständen durchgeführt. Aus Tabelle 5.2 wird ersichtlich, dass für Messpunktabstände oberhalb von 600 meV der Fehler auf die Linienposition nahezu verdoppelt wird. Daher sollte dieser Wert nicht überschritten werden.

### 5.3.3 Einfluss der Messdauer

Die Dauer eines Messdurchgangs ergibt sich aus der Anzahl  $n$  der Messpunkte und der jeweiligen Messzeit eines Messpunktes  $t_{point}$ .

Eine längere Messdauer der einzelnen Messpunkte hat dabei zwei Konsequenzen:

- Der statistische Fehler eines Messdurchgangs wird geringer, da die Zählraten der einzelnen Messpunkte präziser angegeben werden können. Der Fehler der Elektronenzählrate ergibt sich aus der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung des Fehlers auf die Zählrate, zusammen mit dem Fehler auf die Pulserrate [CVV<sup>+</sup>05]

$$\sigma_{\text{peak}} = c_{\text{peak}} \frac{f_{\text{puls}}}{c_{\text{puls}}} \cdot \sqrt{\frac{1}{c_{\text{peak}}} + \frac{1}{c_{\text{puls}}} \left[ 1 - \frac{c_{\text{puls}}}{f \cdot t} \right]}. \quad (5.2)$$

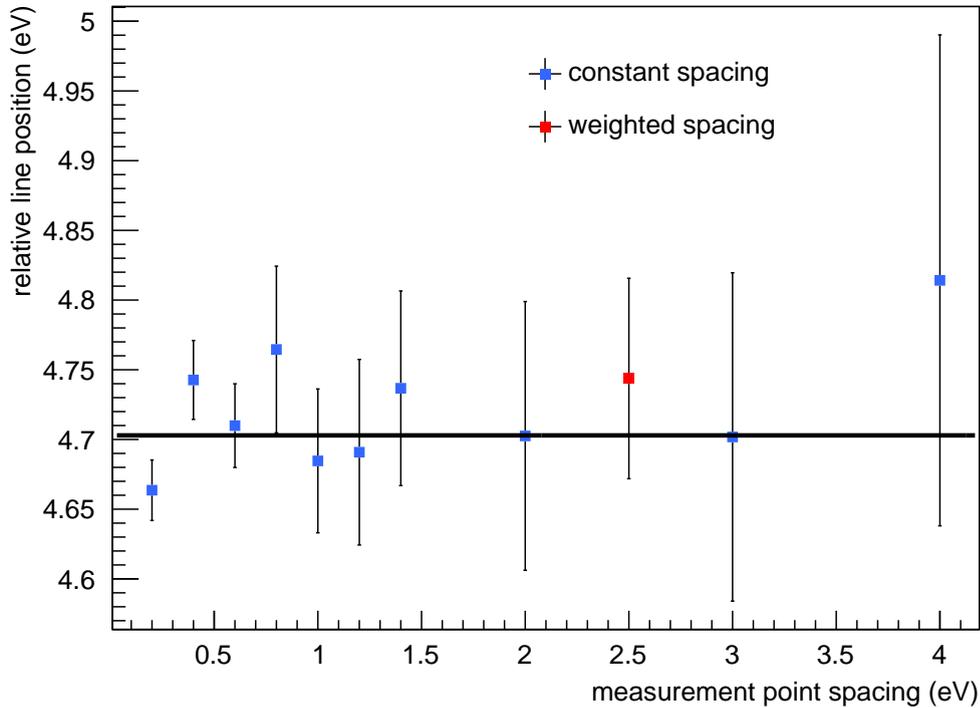


Abbildung 5.4: **Einfluss des Abstandes der Messpunkte auf die Genauigkeit der Linienposition.** Die Abbildung zeigt die Linienpositionen in Abhängigkeit der Messpunktabstände. Alle Werte sind als Differenz der K-32-Linie von gasförmigem Krypton angegeben. Fits mit konstanten Messpunktabständen sind blau markiert. Für den Fit in rot werden gewichtete Messpunktabstände verwendet. Die Abstände der Messpunkte um die Kryptonlinie beträgt 1 eV, in den anderen Bereichen 4 eV. Zur besseren Lesbarkeit ist der Fit bei 2,5 eV aufgetragen. In schwarz ist der gewichtete Mittelwert aller Fits aufgetragen.

Die Größe  $c_i$  bezeichnet die gezählten Ereignisse,  $f$  die Frequenz des Pulsers und  $t$  die Messzeit.

- Weniger Messdurchgänge können in einem Zeitintervall aufgenommen werden. Die statistische Signifikanz der Ergebnisse nimmt zu.

Aus diesen beiden gegenläufigen Effekten muss das Optimum der Messzeit in Abhängigkeit von den Zählraten bestimmt werden.

Die Zählraten wiederum hängen von der Aktivität der verwendeten Quelle ab. Um den Zerfall der Quellen berücksichtigen zu können, ist somit die Anzahl der beobachteten Ereignisse  $c_{event}$  im Detektor die relevante Größe. Diese ergibt sich aus der Messzeit<sup>3</sup>  $t_{point}$  eines Messpunktes multipliziert mit dem gefitteten Amplitudenwert  $A$  der Kryptonlinie. Die absolute Anzahl der beobachteten Ereignisse  $c_{tot}$  eines Messdurchgangs stellt das Produkt aus Elektronenereignissen und der Anzahl der für den Fit verwendeten Messpunkte  $n$  dar:

$$c_{tot} = t_{point} \cdot A \cdot n = c_{event} \cdot n \quad (5.3)$$

<sup>3</sup>Derzeit wird eine einheitliche Messzeit für alle Fitpunkte verwendet. Aufgrund von Verzögerungen bei der Datenaufnahme können jedoch einzelne Messpunkte länger als die eingestellte Zeit vermessen werden. Daher wird die mittlere Messzeit pro Messpunkt verwendet.

Tabelle 5.2: **Einfluss der Messpunktabstände** Die erste Spalte beinhaltet die Abstände der Messpunkte. Im oberen Bereich der Tabelle sind die Abstände äquidistant gewählt. Der mit "gewichtet" bezeichnete Wert hat im Bereich der Konversionslinie einen Abstand von 1 eV, ansonsten 4 eV. Die Spalte "CPU Zeit" gibt die Zeit zur Berechnung des Fits an.

Abstand (eV)	$\chi^2/\text{NDF}$	Linienposition (eV)	$\alpha$	CPU Zeit (s)
0.2	2.11	$17828.964 \pm 0.022$	$0.129 \pm 0.003$	1585.0
0.4	2.09	$17829.043 \pm 0.028$	$0.141 \pm 0.004$	845.3
0.6	2.39	$17829.010 \pm 0.030$	$0.138 \pm 0.004$	551.7
0.8	1.53	$17829.065 \pm 0.060$	$0.146 \pm 0.010$	660.2
1.0	1.57	$17828.985 \pm 0.052$	$0.134 \pm 0.009$	674.8
1.2	1.75	$17828.991 \pm 0.067$	$0.129 \pm 0.011$	174.5
1.4	3.15	$17829.037 \pm 0.070$	$0.151 \pm 0.011$	154.9
2.0	3.19	$17829.003 \pm 0.096$	$0.136 \pm 0.015$	107.2
4.0	2.16	$17829.114 \pm 0.176$	$0.167 \pm 0.021$	68.0
gewichtet	1.0456	$17829.044 \pm 0.072$	$0.144 \pm 0.013$	125.4

Für eine erste Beurteilung werden die mit einer DS-Funktion gefitteten Fehler der Linienposition über  $c_{tot}$  aufgetragen. In Abbildung 5.5 werden sämtliche Messungen der K-32-Linie verwendet, die mit der Quelle Pt-10-1 aufgenommen wurden. Es wird unterschieden zwischen Messungen, die mit dem Spannungsteiler von Julie-Research und dem, für den eigentlichen Messbetrieb vorgesehenen K35-Spannungsteiler aufgenommen wurden. Der Großteil der Messungen am Monitorspektrometer weist eine Ereignisanzahl von  $10^6 - 5 \cdot 10^6$  auf. Bis auf wenige Ausreißer wird der maximal zulässige Fehler dabei nicht überschritten. Hier zeigt sich die deutlich stabilere Spannungsmessung mit dem K35-Spannungsteiler. Um einen vergleichbaren Fehler auf die Linienposition mit dem Julie-Research-Spannungsteiler zu erhalten, wird nahezu das achtfache an Messzeit benötigt. Ab einer Ereignisanzahl von  $c_{tot} \approx 5 - 7 \cdot 10^6$  kann der Fehler durch eine höhere Statistik nicht weiter verbessert werden.

Bei Verwendung des Julie-Research-Spannungsteilers und dem Fit mit einer Voigtfunktion wurde gezeigt, dass wenigstens  $c_{event} = 50000$  Ereignisse benötigt werden, um den Fehler auf die Linienposition unter der Grenze von 60 meV zu halten [Sch11]. Ein Vergleich mit den aktuellen Messungen ist dabei nicht aussagekräftig, da diese mit einer geringeren Energieauflösung aufgenommen wurden. Der Fehler auf die Linienposition über  $c_{event}$  aufgetragen befindet sich in Anhang A.3. Diese Darstellung entspricht der von [Sch11] verwendeten.

Eine weiter gehende Analyse ist mit dem vorliegenden Datensatz nicht möglich. Das vorrangige Ziel der momentanen Messungen am Monitorspektrometer ist die Stabilitätseigenschaften des Spektrometers und der Quellen zu überprüfen. Zu diesem Zweck werden detaillierte und zeitaufwendige Messreihen aufgenommen. Somit ist die Statistik der Messungen zu hoch und  $c_{tot}$  zu sehr in einem Bereich konzentriert, um die Varianzen der Einzelmessungen zu beurteilen.

### Weitere Verzögerungen der Messzeit

Nach Beendigung der Messung eines Messpunktes wird das Retardierungspotential geändert, indem eine neue Spannung an die Elektroden angelegt wird. Damit die Messungen

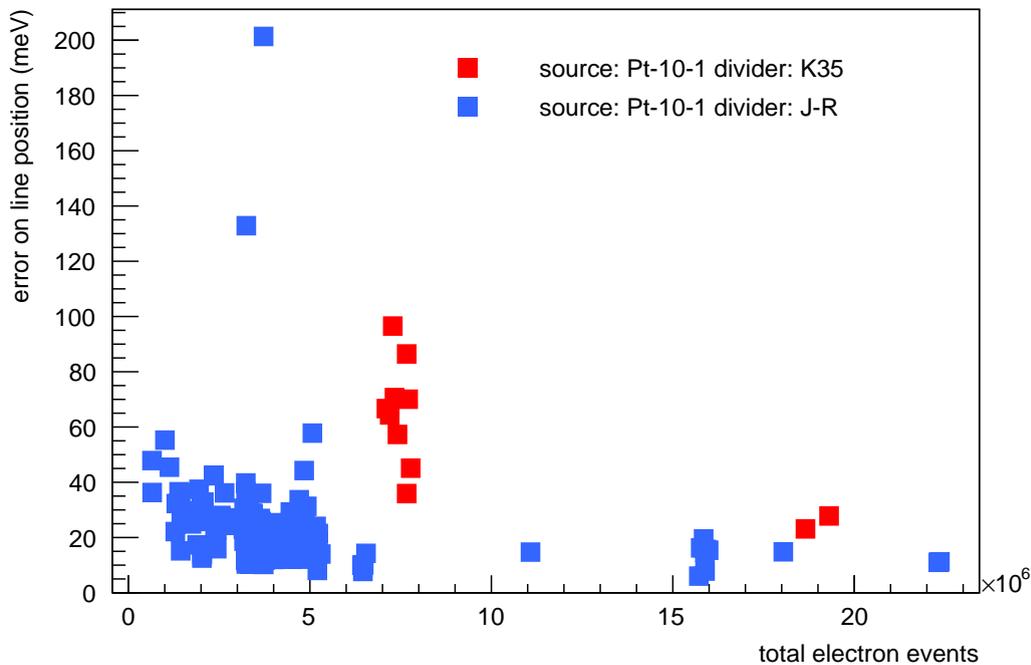


Abbildung 5.5: **Einfluss der Messdauer auf den Fehler der Linienposition.** In der Abbildung ist der Fehler der K-32-Konversionslinie über die absolute Eventanzahl  $c_{tot}$  aufgetragen. Verwendet wurden die Messungen der Quelle Pt-10-1.

unter stabilen Bedingungen stattfinden können, wird eine Wartezeit von 4 s eingeplant. Eine Verzögerung in der Größenordnung von 6-30 s entsteht durch die Kommunikation zwischen dem Messsteuerungsprogramm, der Orca-Detektorsoftware und dem Crate, sowie durch die Datenübertragung auf den Server. Diese Zeiten müssen zu der beabsichtigten Messzeit jedes Messpunktes addiert werden, um die tatsächliche Messzeit zu erhalten. Besonders bei der Gerätekommunikation besteht noch großer Optimierungsbedarf. Durch die Umstellung auf eine alleinige Messsteuerung durch ORCA wird eine deutliche Verbesserung erwartet. Die hierfür benötigte Infrastruktur befindet sich derzeit im Aufbau.

Auch die Wahl der Fitfunktion im Fitprogramm hat erheblichen Einfluss auf die Analysedauer. Während der Fit mit Hilfe einer Voigt-Funktion lediglich 8 s benötigt, steigt der Zeitaufwand mit einer DS-Funktion auf bis zu 15 min (siehe letzte Spalte in Tabelle 5.2).

## 5.4 EMCS-Einstellungen

Die Notwendigkeit, den Einfluss der EMCS-Einstellung auf die Transmissionsbedingungen zu untersuchen, ergab sich im Anschluss an eine Messpause, bei der das Magnetsystem vollständig abgeschaltet wurde. Im Zuge der Wiederinbetriebnahme wurde eine falsche Polarität der vertikalen EMCS-Komponente festgestellt. Messungen der K-32-Linie mit korrektem, aufwärts gerichtetem EMCS-Magnetfeld (EMCS(up)) weisen eine Verschlechterung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses (2:1) gegenüber Messungen mit abwärts gerichtetem EMCS-Magnetfeld (EMCS(down)) (4:1) auf.

Abbildung 5.6 zeigt das detektierte Energiespektrum zweier Messungen bei einer Retardierungsspannung von ca. 17816 V, die im Abstand von 18 h aufgenommen wurden. Der Zerfall der Quellen kann somit vernachlässigt werden. Für die Messungen wurde die Quelle

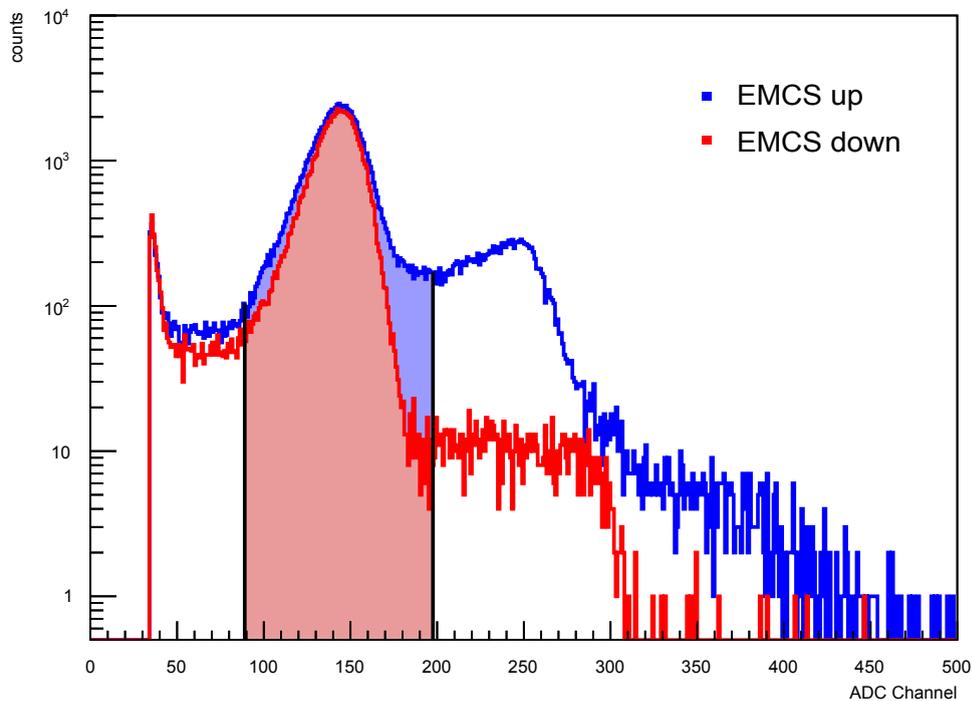


Abbildung 5.6: **Einfluss der EMCS-Einstellung auf das Energiespektrum der K-32-Linie.** Die Abbildung zeigt das vom Detektor aufgenommene Energiespektrum. Die eingefärbten Flächen zwischen den beiden schwarzen Linien werden zur weiteren Auswertung verwendet. Ist die y-Komponente des EMCS antiparallel zum Erdmagnetfeld (up), ist ein zweiter peak von Elektronen mit hoher Überschussenergie zu sehen. Ist sie parallel zum Erdmagnetfeld (down), gelangen die Elektronen mit hoher Überschussenergie nicht mehr zum Detektor.

Pt-10-1 verwendet, die Messdauer der Messpunkte betrug in beiden Fällen 20 s. Es zeigt sich, dass

- das Maximum des Peaks innerhalb der eingefärbten Flächen von der EMCS-Einstellung unbeeinträchtigt bleibt. Dieser Bereich entspricht den Ereignissen, die der K-32-Linie zugeordnet werden.
- bei der EMCS(up)-Messung auch ein Teil der Elektronen der höherenergetischen Kryptonlinien transmittiert werden (Peak um Kanalnummer 250). Bei der EMCS (down)-Messung wird dieser Peak um mehr als eine Größenordnung unterdrückt. Lediglich ein geringer, konstanter Untergrund wird vom Detektor beobachtet.
- der langsame Abfall des hochenergetischen Peaks zu einem deutlich erhöhten Untergrund im Bereich der K-32-Linie führt.

Abbildung 5.7 zeigt die Magnetfeldlinien innerhalb des Spektrometertanks bei Verwendung der EMCS(down)-Einstellung. Die Abbildung wurde mit Hilfe der in Kassiopia integrierten Programme zur Berechnung nicht-axialsymmetrischer Felder erstellt [Lei10]. Simuliert wurde das Magnetfeld mit der in Tabelle 5.3 angegebenen Spulenströme, sowie einem konstanten Offset durch das Erdmagnetfeld in Karlsruhe. Der gezeigte Flusschlauch hat im Quellbereich eine Ausdehnung von 5 mm. Das entspricht dem heißen Punkt der implan-

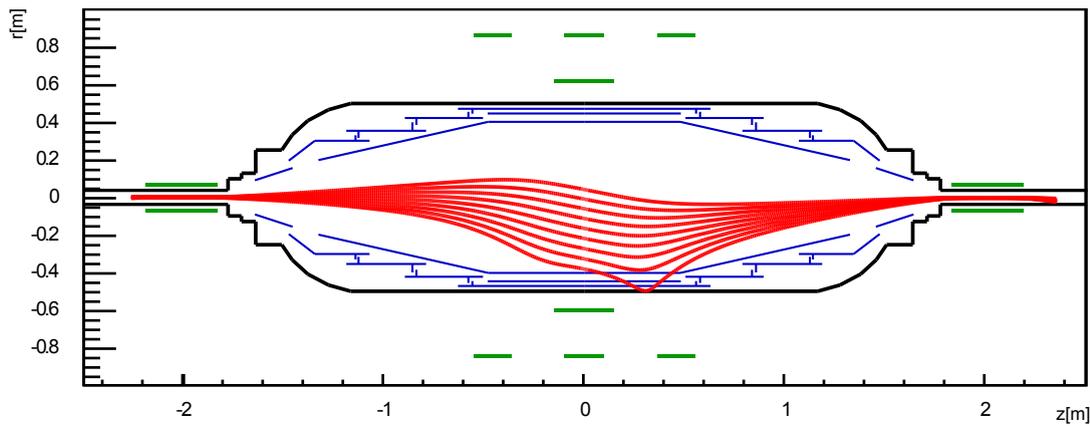


Abbildung 5.7: **Magnetischer Flusschlauch unter Verwendung der EMCS(down)-Einstellung.** Die Abbildung zeigt den seitlichen Querschnitt des Monitorspektrometertanks (schwarz), die Solenoide und Luftspulen (grün), sowie die Voll- und Drahtelektrode (blau). Die EMCS-Spulen sind nicht eingezeichnet. Verwendet werden die Spulenströme aus Tabelle 5.3 und ein im gesamten Volumen konstanter Wert für das Erdmagnetfeld zur Berechnung der Magnetfeldlinien (rot).

tierten Festkörperquelle. Im Vergleich zur EMCS(up)-Einstellung (siehe Abbildung 4.2) wird das Magnetfeld der Erde nicht mehr kompensiert, sondern verstärkt. Der magnetische Flusschlauch wird verzerrt und ist nicht mehr axialsymmetrisch zur z-Achse des Spektrometers.

Im Fall der EMCS(up)-Einstellung werden die höherenergetischen Linien (siehe Tabelle 4.1) teilweise transmittiert. Aufgrund nicht-adiabatischer Effekte<sup>4</sup> werden diese Linien jedoch stark unterdrückt (die L-3-32-Intensität ist eigentlich um den Faktor 1,5 höher als die K-32-Intensität), da viele Elektronen an die Tankwand fliegen. Dieser Effekt wird noch verstärkt, wenn wie im Fall der EMCS(down)-Einstellung der Flusschlauch in Richtung Tankwand verbogen wird. Dass die Intensität der K-32-Linie nur geringfügig abnimmt liegt daran, dass Elektronen, welche auf die Tankwand treffen, dort niederenergetische Elektronen auslösen. Diese werden durch das Retardierungspotential beschleunigt, erhalten die Energie eines K-32-Elektrons und können somit nicht von diesen unterschieden werden.

Besonders problematisch ist, dass die Feldlinien bei der EMCS(down)-Einstellung bereits die Tankwand berühren. In diesem Fall können Konversionselektronen, die im unteren Bereich des Flusschlauchs transportiert werden, nicht mehr durch das Spektrometer transmittiert werden. Gleichzeitig können Elektronen direkt aus der Tankwand und den Elektroden gelöst und auf den Detektor beschleunigt werden. Folgen eines solchen Magnetfeldes sind damit eine Reduktion der Signalstärke und eine Erhöhung des Untergrundes. Dieses Ergebnis steht im Widerspruch zu den Messungen. Mögliche Gründe hierfür sind

- eine nicht-axialsymmetrische Ausrichtung der Solenoide. Damit wird eine zusätzliche Magnetfeldkomponente in y-Richtung möglich.
- magnetische Materialien in der Monitorspektrometerhalle. Dadurch könnte das Erdmagnetfeld abgeschwächt und die Verzerrung des Flusschlauchs reduziert werden.

Erste Messungen mit einer Hall-Probe konnten beide Vermutungen zumindest qualitativ

<sup>4</sup>Nichtadiabasie entsteht, wenn die Bedingung  $\mu = E_{\perp}/B = \text{const.}$  nicht mehr erfüllt ist (siehe Kapitel (3.1.1)). Dadurch kann es zur einer chaotischen Teilchenbewegung und damit zu einem radialen Verlust an Elektronen kommen [Wan12].

bestärken [Bon12]. Ausführliche Messungen des Magnetfelds in der Monitorspektrometerhalle sind geplant.

Um die Effekte identifizieren zu können, die den nichtadiabatischen Transport der Elektronen mit großer Überschussenergie verursachen und die Elektronen nahe der Retardierungsspannung unbeeinflusst lassen, müssen erst umfangreiche Simulationen mit dem Simulationspaket Kassiopeia durchgeführt werden. Die entsprechenden Experimente können jedoch erst am Hauptspektrometer durchgeführt werden, da die Ortsauflösung des FPD-Systems benötigt wird, um mögliche Tankwandelektronen zu identifizieren.

Tabelle 5.3: **Verwendete Ströme zur Erzeugung des Magnetfeldes am Monitorspektrometer.** Die Solenoide und Luftspulen sind so ausgerichtet, dass sie ein Magnetfeld in z-Richtung erzeugen. Das Vorzeichen der Spulenströme gibt die Richtung des Magnetfeldes in KATRIN-Koordinaten an (siehe Kapitel (4)). Die Erdmagnetfeldwerte stammen aus [GFZ12]. Die Bezeichnungen der Spulen entsprechen der Beschriftung in Kapitel (4.2). Alle Spulenströme sind in Ampere.

Spule	Sol A.	Sol B.	LS 1 & LS 3	LS 2	LS 4	EMCS X	EMCS Y
Strom (A)	50	50	-18	-8.8	5	1,68	19,5

Aufgrund des deutlich verbesserten Signals zu Untergrund Verhältnissen, bietet die EMCS (down)-Einstellung die Möglichkeit, die Messgenauigkeit des Monitorspektrometers zu verbessern. Um den Einfluss der unterschiedlichen EMCS-Einstellungen auf die Linienpositionsmessung zu bestimmen, wurden innerhalb eines Zeitraums von drei Monaten beide Varianten getestet. Da die Transmissionsfunktionsänderungen durch die EMCS(down)-Einstellung nicht bekannt sind, werden Messungen mit dieser Konfiguration derzeit mit der gleichen Transmissionsfunktion wie im axialsymmetrischen Fall ausgewertet. Dieses vereinfachte Modell der Transmissionsfunktion wird als ein konstanter systematischer Fehler angesehen, der auf die relativen Messgrößen keine Auswirkungen hat. Ein auf Kassiopeia basierendes Programm, das die Transmissionsfunktion auch nicht-axialsymmetrischer Magnetfeldkonfigurationen berechnet, befindet sich momentan in der Entwicklung [Vöc12]. Integriert in das Fitprogramm können zukünftig auch diese Messungen korrekt wiedergegeben werden.

Abbildung 5.8 zeigt die gefitteten Linienpositionswerte und deren Fehler der Quelle Pt-10-1 über die Zeit. Verwendet wurden die Messungen, die folgende Bedingungen erfüllen:

- Die Kovarianz-Matrix muss von MINUIT berechnet werden können und positiv-definit sein (siehe Kapitel (5.3.1)).
- Der reduzierte  $\chi^2$ -Wert muss im Bereich  $0,3 \leq \chi^2/NDF \leq 1,7$  liegen.
- Die Beträge der Fehler auf Amplitude A, Gaußbreite  $\sigma$ , Asymmetrieparameter  $\alpha$  und Untergrund B müssen  $\geq 0,0005$  sein.

Mit diesen Einschränkungen können Messungen mit einer fehlerhaften Datenaufnahme und Fitergebnisse, die einzelne Parameter überbewerten, ausgeschlossen werden. An beide Messreihen wurde eine Ausgleichsgerade gefittet, da diese dem erwarteten Driftverhalten des Spannungsteilers entspricht [Thü07]. In Kapitel (7) wird ein solcher Fit zur Überprüfung der Langzeitstabilität verwendet. An dieser Stelle dienen der reduzierte  $\chi^2$ -Wert, sowie die Varianz der einzelnen Messpunkte bezüglich den Fitgeraden zur Beurteilung der Messmethoden.

Tabelle 5.4: **Eigenschaften der unterschiedlichen EMCS-Einstellungen.** Die Spalte "Ausgewertete Messreihen" gibt den prozentualen Anteil der Messdurchgänge an, die die oben genannten Bedingungen erfüllen. Die zweite Spalte gibt das reduzierte  $\chi^2$  der Fitgeraden in Abbildung 5.8 an. Die letzte Spalte entspricht dem gewichteten quadratischen Mittel (QMW) der einzelnen Messdurchgänge bezüglich dem Erwartungswert der Fitgeraden.

EMCS Einstellung	Ausgewertete Messreihen (%)	$\chi^2/\text{NDF}$	QMW (meV)
up	44.4	1.09	38.5
down	68.6	3.24	23.6

Um die Eignung der EMCS-Einstellungen zur Positionsbestimmung zu bewerten, eignen sich drei Faktoren:

- Der prozentuale Anteil der Messdurchgänge, die den oben genannten Fitkriterien genügen: dieser Wert stellt einen Indikator für die Effizienz der Messreihen dar. Da die Wahl der Fitkriterien teilweise willkürlich erfolgt, ist dies ein untergeordnetes Kriterium. Die Einschränkungen des reduzierten  $\chi^2$ -Werts wiegt dabei am schwersten.
- Der reduzierte  $\chi^2$ -Wert der linearen Fitgeraden. Dieser Wert dient als Maß der Übereinstimmung der Verteilung der gefitteten Linienpositionen mit dem linearen Drift. Allerdings ist die Standardabweichung der gefitteten Linienpositionen größer, als die Fehler der einzelnen Messdurchläufe. Dadurch wird die Aussagekraft des reduzierten  $\chi^2$ -Werts eingeschränkt.
- Der mittlere quadratische Fehler aller Messdurchgänge auf die Linienposition. Anhand dessen kann die Präzision der Messreihen beurteilt werden. Dies stellt den wichtigsten Faktor zur Beurteilung der EMCS-Einstellungen dar.

Tabelle 5.4 zeigt die Ergebnisse dieser Untersuchung.

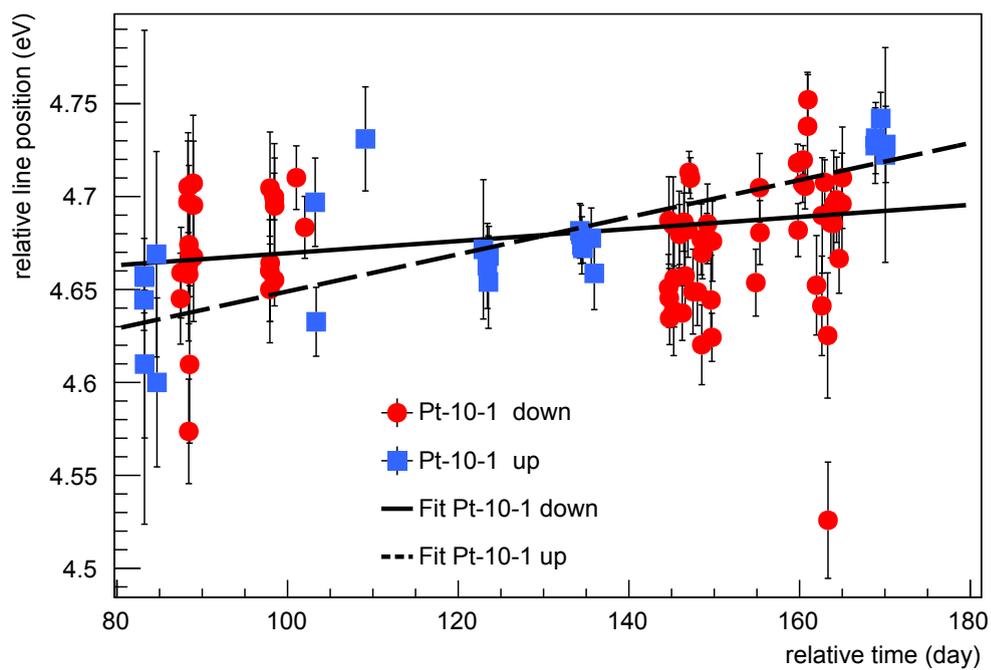


Abbildung 5.8: **Messungen mit unterschiedlichen EMCS-Einstellungen.** Gezeigt sind die gefitteten K-32-Linienpositionswerte und deren Fehler der Quelle Pt-10-1. Es wird unterschieden zwischen EMCS(up)- und EMCS(down)-Einstellung (blau und rot). An beide Messreihen wurde eine lineare Gerade angefitet.

## 6. Eigenschaften der Kalibrationsquellen

Kalibrationsquellen für das KATRIN Experiment müssen spezifische physikalische Eigenschaften besitzen und bestimmte technische Kriterien erfüllen. Um während den Tritiummesszyklen mit Hilfe der Kalibrationsquellen eine Spannungsüberwachung zu ermöglichen, benötigt man als Referenz monoenergetische Elektronen mit bekannter Energie, die durch einen atomphysikalischen Zerfallsprozess freigesetzt werden. Damit kommt der Photoeffekt, Auger-Effekt oder die innere Konversion in Frage.

Zwei weitere Bedingungen werden an die physikalischen Eigenschaften der Quellen gestellt:

- Die kinetische Energie der Elektronen soll nahe dem des Tritiumendpunktes liegen, da die Quellenspannung konventionell gemessen werden muss. Je näher die Elektronenenergie am Tritiumendpunkt liegt, desto geringer sind die Anforderungen an die konventionelle Messung der Quellenspannung und damit der Fehlermöglichkeiten.
- Die verwendeten Elektronen sollen eine kleine Zerfallsbreite aufweisen. Dadurch wird eine Energiebestimmung der Elektronen mit hoher Präzision ermöglicht.

Aufbauend auf den Beschreibungen in Kapitel 4.3 werden die weiteren Eigenschaften der Quellen erläutert und deren Herstellungsprozesse beschrieben. Mit zwei unterschiedlichen Implantationsenergien wurden die aktuell verwendeten Quellen Pt-10-1 und Pt-15-5 hergestellt. Die Namensgebung der verwendeten Kalibrationsquellen am Monitorspektrometer setzt sich aus dem verwendeten Substrat, der Implantationsenergie in keV und einer laufenden Nummer zusammen.

In diesem Kapitel wird deren Eignung als Kalibrationsquellen für das KATRIN Experiment untersucht.

### 6.1 Quasi monoenergetischen Quellen

Mögliche Kandidaten einer Kalibrationsquelle sind Augerelektronen einer  $^{109}\text{Cd}$  Quelle, Photoelektronen einer  $^{241}\text{Am}/\text{Co}$  Quelle und Konversionselektronen einer  $^{83}\text{Rb}/^{83\text{m}}\text{Kr}$  Quelle. Die emittierten Elektronen keiner dieser Quellen erfüllen die oben genannten Kriterien perfekt. Getestet wurden  $^{241}\text{Am}/\text{Co}$  und  $^{83}\text{Rb}/^{83\text{m}}\text{Kr}$  Quellen [Col05, Kas08, Ost08, Zbo11].

Für die  $^{241}\text{Am}/\text{Co}$  Quellen wurde gezeigt, dass die Position der K-23,6 keV Linie stabil bestimmt werden kann und die Lorentzbreite mit 1,3 eV schmal ist. Damit sind sie

als Kalibrationsquellen prinzipiell gut geeignet. Der große Vorteil dieser Quelle gegenüber  $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$  Quellen liegt in ihrer Halbwertszeit. Mit 432,6 a wäre es möglich, das Monitorspektrometer mit einer einzigen Quelle über die gesamte Messzeit von KATRIN zu betreiben. Da diese Quellen ein schlechtes Signal-Untergrund-Verhältnis von 1:4 und insbesondere eine geringe Rate von lediglich 2 Elektronen pro Sekunde aufweisen, wären 22 Tage Messzeit nötig, um die Linie auf 50 meV genau zu vermessen. Daher wurde die Spannungsüberwachung mit diesen Quellen aufgegeben.

Um wohl definierte Startbedingungen der Konversionselektronen der  $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$  Quelle festzulegen, ist es nötig, dass das Krypton auf oder in einem Substrat festgehalten wird. Als Edelgas geht es jedoch keine chemischen Bindungen mit anderen Elementen ein. Daher müssen andere Wege gefunden werden, um das Krypton auf dem Substrat zu fixieren. Folgende Herstellungsprozesse wurden getestet:

- Vakuum aufgedampfte  $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$  Quellen: Beim Herstellungsprozess aufgedampfter Quellen wird eine Rubidiumlösung auf 800 °C erhitzt. Diese befindet sich in einer Vakuumkammer bei einem Druck von  $3 \cdot 10^{-6}$  mbar. Das Rubidium kann so auf ein, durch ausheizen gereinigtes, Aluminium- oder Graphit-Substrat aufgedampft werden [KG93]. Es konnten jedoch keine stabilen Bedingungen mit diesem Quelltyp erreicht werden.
- Kondensierte  $^{83m}\text{Kr}$  Quellen: Bei diesem Herstellungsprozess wird das  $^{83m}\text{Kr}$  Gas auf ein HOPG<sup>1</sup> Graphit-Substrat, das zuvor auf 20 K gekühlt wurde, aufgefroren. Um einen geeigneten und homogenen Kryptonfilm auf dem Substrat zu erzeugen, muss auf ein sauberes Substrat geachtet werden. Mögliche Restgasatome, die zusammen mit dem Krypton auf das Substrat gefroren werden, ändern die Bindungsenergien und die Austrittsarbeit des Kryptonfilms, dies führt zu Instabilitäten. Die Reinigung des Substrats mit Ablationslaser und die Kontrolle der Oberfläche mit Hilfe von Laser Ellipsometrie machen dieses Problem beherrschbar. Neben den Instabilitäten ist die kurze Halbwertszeit von 1.8 h von Krypton dafür verantwortlich, dass ein kontinuierlicher Messbetrieb über ein bis zwei Wochen hinaus mit diesen Quellen nicht möglich ist.

Aufgrund der genannten Probleme wurden beide Quellvarianten verworfen und man ist dazu übergegangen implantierte Festkörperquellen zu verwenden.

## 6.2 Eigenschaften der Konversionselektronen

In Abschnitt 4.3 wurde die Energie der Konversionselektronen als Differenz der Energie des Kernübergangs und der Bindungsenergie der Elektronen angegeben. Dies ist ein stark vereinfachtes Bild, das insbesondere auf implantierte Festkörperquellen nicht zutrifft. In diesem Kapitel werden die Voraussetzungen für den Prozess der inneren Konversion näher erläutert, die spezifischen Eigenschaften implantierter Quellen und mögliche Energieverluste aufgezeigt.

Dieser Abschnitt basiert auf [PP07], [Kra88], [Pic90] und [Zbo11].

### 6.2.1 Interner Konversionskoeffizient

Bei einem Übergang des Kerns in den Grundzustand wird entweder ein Photon oder ein Konversionselektron emittiert. Die Gesamtwahrscheinlichkeit für den Zerfall  $\lambda_{\text{tot}}$  setzt sich aus den beiden Einzelwahrscheinlichkeiten für einen Gammaübergang  $\lambda_{\gamma}$  und der inneren Konversion  $\lambda_{\text{e}}$  zusammen

$$\lambda_{\text{tot}} = \lambda_{\gamma} + \lambda_{\text{e}}. \quad (6.1)$$

<sup>1</sup>engl. HOPG = Highly Orientated Pyrolytic Graphite.

Das Verhältnis der Emission eines Konversionselektrons zu einem Photon wird mit dem *internen Konversionskoeffizienten*  $\alpha$  (IKK) beschrieben

$$\alpha = \frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma}. \quad (6.2)$$

Wird der Kern als punktförmig und der Prozess nicht relativistisch betrachtet, kann näherungsweise für elektrische Multipol-Strahlung (EL) der IKK angegeben werden mit

$$\alpha(\text{EL}) \approx \frac{Z^3}{n^3} \frac{L}{L+1} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \right)^4 \left( \frac{2m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{L+\frac{5}{2}}. \quad (6.3)$$

Und für die magnetische Multipol-Strahlung (ML) gilt

$$\alpha(\text{ML}) \approx \frac{Z^3}{n^3} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \right)^4 \left( \frac{2m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{L+\frac{3}{2}}. \quad (6.4)$$

Damit beschreibt der IKK die Intensität der Konversionselektronen. In den Gleichungen (6.3) und (6.4) zeigt sich die Abhängigkeit des IKK von folgenden Parametern:

- Der IKK steigt mit der Ordnungszahl  $\propto Z^3$ ; innere Konversion ist somit wichtiger für schwere Kerne.
- Der IKK fällt stark mit zunehmender Zerfallsenergie  $E_\gamma$  ab.
- Der IKK steigt stark mit dem Drehimpuls  $\propto 2^L$  an, da für große L die Gammaemission unterdrückt ist.
- Der IKK fällt in den äußeren Atomschalen  $\propto n^{-3}$  ab.

### 6.2.2 Breite der Konversionslinien

Die Form der Konversionslinien ergibt sich aus der Lösung der Schrödingergleichung. Die Verteilung der Elektronen kann dabei mit einer Lorentzfunktion beschrieben werden

$$L(E, E_0, \Gamma) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma/2}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (6.5)$$

Dabei beschreibt  $E_0$  die Peakposition und  $\Gamma$  die volle Breite der Verteilung bei halber Intensität (FWHM). Über die Unschärferelation  $\Gamma \cdot \tau = \hbar$  ist die Breite mit der Lebensdauer des Kernübergangs und des Elektronlochzustands verknüpft. Daraus ergibt sich die Proportionalität

$$\Gamma \propto \frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_\gamma}. \quad (6.6)$$

Die relevante Größe ist meist der Elektronlochzustand  $\tau_e$ .

Die Zerfallsbreite des Kernübergangs  $\tau_\gamma$  setzt sich aus der Summe der einzelnen Breiten der Gammaemission, des Auger-Effekts und der Coster-Kronigbreite (ein Spezialfall des Auger-Effekts) zusammen. Die Gesamtbreite  $\Gamma$  des Zerfalls reicht von 0,07 eV bis 70 eV [Dra83]. Damit hat die Zerfallsbreite einen erheblichen Einfluss auf die Analyse am Monitorspektrometer und kann mit dessen Auflösung von ca. 1 eV gemessen werden.

### 6.2.3 Shake-up und Shake-off Effekt

Bei der Emission der Konversionselektronen aus den inneren Schalen ändert sich das Potential der restlichen Elektronen. Inneratomare Anregungen (Shake-up) oder Ionisation

(Shake-off) sind die möglichen Folgen. Zusätzlich zu der Konversionslinie der Elektronen die das Atom ohne Energieverluste verlassen wird, existiert auf der niederenergetischen Seite zusätzlich ein diskreter Satellit (Shake-up) und ein breites Kontinuum (Shake-off).

Durch den Shake-up Prozess wird ein Hüllenelektron in ein unbesetztes Orbital angehoben, ist aber weiterhin gebunden. Beim Shake-off Prozess kann ein Hüllenelektron freigesetzt werden und damit kontinuierliche Energiewerte annehmen. In beiden Fällen wird das eigentliche Konversionselektron dadurch beeinflusst und verliert einen Teil seiner Energie.

Theoretische Berechnungen ergeben, dass die beiden Effekte zusammengenommen 20,5 % der Intensität der Hauptlinie entsprechen [CN73].

#### 6.2.4 Änderung der Bindungsenergie in Festkörpern

Die Konversionselektronen von Atomen, die sich in einem Festkörper befinden, weisen eine höhere kinetische Energie gegenüber Konversionselektronen von freien Atomen auf. Dieser Unterschied ist auf eine geänderte Bindungsenergie zurückzuführen. Bevorzugt wird dieser Effekt anhand von nicht radioaktiven Edelgasen in Edelmetallen mit der *Gamma Photoelektron Spektroskopie XPS*<sup>2</sup> untersucht. Die Unterschiede zu implantierten <sup>83</sup>Rb/<sup>83m</sup>Kr Quellen liegen auf der Hand:

- Die Innere Konversion und der Photoeffekt sind unterschiedliche Effekte. Für gasförmiges <sup>83m</sup>Kr konnte jedoch gezeigt werden, dass die Spektren der beiden Effekte übereinstimmen [WBB91].
- Es wurde das Mutteratom <sup>83</sup>Rb und nicht das eigentlich untersuchte Atom <sup>83m</sup>Kr implantiert. Die Ergebnisse der Simulationen und der Experimente sind in beiden Fällen nahezu identisch [San06].

Es kann daher davon ausgegangen werden, dass sich die XPS Ergebnisse auf die implantierten <sup>83</sup>Rb/<sup>83m</sup>Kr Quellen übertragen lassen.

Die Verschiebung der Energieniveaus setzt sich prinzipiell zusammen aus

$$\Delta E_{\text{bin}}^{\text{vac}}(\text{impl}) = \Delta E_{\text{init}} + \Delta E_{\text{final}} = E_{\text{bin}}^{\text{vac}}(\text{gas}) - (E_{\text{bin}}^{\text{Fermi}}(\text{impl}) + \phi_{\text{source}}). \quad (6.7)$$

In der Theorie wird unterschieden zwischen der Verschiebung der Ausgangsniveaus  $\Delta E_{\text{init}}$  ("initial state shift" oder auch "bond shift") und der Verschiebung des Endzustandes  $\Delta E_{\text{final}}$  ("final state shift" oder "relaxation shift"). Die Verschiebung des Ausgangsniveaus ergibt sich aus der Implantation in das Metallsubstrat. Die Verschiebung des Endzustands entspricht dem Lochzustand nach der Ionisation bezüglich freier Edelgasatome. Im Experiment zeigt sie sich als Differenz aus:

- der Bindungsenergie von Elektronen in freien gasförmigen Atome bezüglich des Vakuumniveaus  $E_{\text{bin}}^{\text{vac}}(\text{gas})$ ,
- der Bindungsenergie  $E_{\text{bin}}^{\text{Fermi}}(\text{impl})$  der Elektronen implantierter Edelgasatome bezüglich des Fermilevels und
- der Austrittsarbeit des Quellmetalls.

Wird die Verschiebung der Bindungsenergie vorerst vernachlässigt, ergibt sich die kinetische Energie der Konversionselektronen aus Festkörperquellen, die mit dem Monitorspektrometer gemessen werden, aus

$$E_{\text{kin}}^{\text{impl}}(i) = E_{\gamma} + E_{\text{rec},\gamma} - E_{\text{rec},e}(i) - (E_{\text{bin}}^{\text{Fermi}}(\text{impl}, i) + \phi_{\text{source}}) - (\phi_{\text{spec}} - \phi_{\text{source}}). \quad (6.8)$$

<sup>2</sup>engl.: X-ray photoelectron spectroscopy

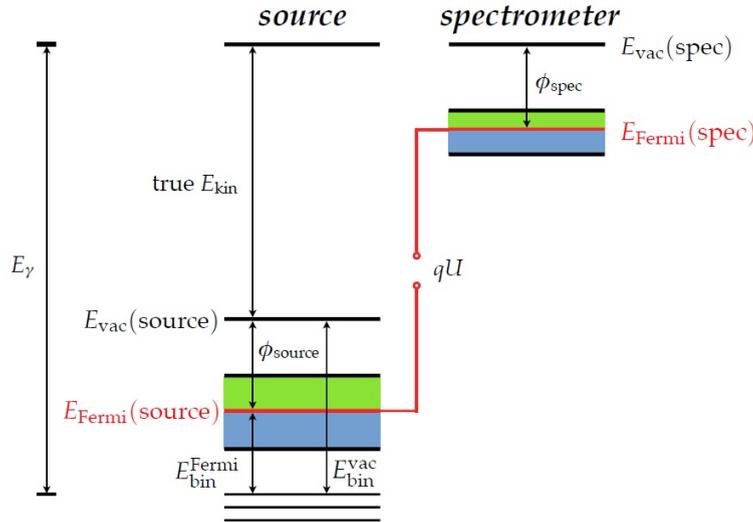


Abbildung 6.1: **Die kinetischen Energie der Konversionselektronen in Abhängigkeit der Austrittsarbeit.** Bei einer Messung des Elektronenspektrums wird die Spannung  $U < 0$  zwischen den beiden Fermileveln der Quelle (in rot) und des Spektrometers variiert. Für den Fall  $U = 0$  gilt  $E_{\text{Fermi}} = E_{\text{spec}}$ . Die Leitungs- und Valenzbänder sind in grün bzw. blau dargestellt.  $\phi_{\text{spec}}$  entspricht der Austrittsarbeit der Retardierungselektroden des Spektrometers. Rückstoßenergien und der Spannungsdurchgriff des Spektrometers, so wie Änderungen durch Oberflächen- und Festkörpereffekte werden nicht berücksichtigt. Die Abbildung ist [Zbo11] entnommen.

Dabei steht  $E_{\text{rec},x}$  für die Rückstoßenergie des Kerns;  $E_{\text{rec},\gamma}$  bei Emission eines Konversionselektrons aus der  $i$ -ten Schale oder  $E_{\gamma}$  bei einer 32 keV beziehungsweise 9,4 keV  $\gamma$ -Emission.  $\phi_{\text{spec}}$  steht für die Austrittsarbeit des Spektrometermaterials. In Abbildung 6.1 ist die Verschiebung der einzelnen Energieniveaus dargestellt.

Die Terme der Quellaustrittsarbeit  $\phi_{\text{source}}$  heben sich dabei auf. Mit Hilfe der Gleichung (6.7) kann nun die Energieverschiebung mit eingebunden werden

$$E_{\text{kin}}^{\text{impl}}(i) = E_{\gamma} + E_{\text{rec},\gamma} - E_{\text{rec},e}(i) - (E_{\text{bin}}^{\text{vac}}(\text{gas}, i) - \Delta E_{\text{bin}}^{\text{Fermi}}(\text{impl}, i)) - \phi_{\text{spec}}. \quad (6.9)$$

Der Term  $E_{\text{bin}}^{\text{Fermi}}(\text{impl})$  gibt dabei die Energieverschiebung bezüglich des Fermilevels an. Die Austrittsarbeit der Quelle steckt somit indirekt in der Gleichung (6.9).

Die Verschiebung der Energie kann nach [CH74] für implantiertes Krypton in Platin angegeben werden

$$\Delta E_{\text{bin}}^{\text{vac}}(\text{impl}, \text{Kr in Pt}) \cong 1,9 \text{ eV} \leftrightarrow \Delta E_{\text{bin}}^{\text{Fermi}}(\text{impl}, \text{Kr in Pt}) \cong 7,5 \text{ eV}. \quad (6.10)$$

Den zweiten Beitrag zur Änderung der kinetischen Energie der Konversionselektronen am Monitorspektrometer stellt die Austrittsarbeit des Spektrometers (genauer: die Austrittsarbeit der Elektroden) dar. Die Elektroden bestehen aus DIN 1.4429 (SAE 316LN) Edelstahl und besitzen eine Austrittsarbeit von [Pic90]

$$\phi_{\text{spec}} = 4,4 \pm 2 \text{ eV}. \quad (6.11)$$

Da die Austrittsarbeit zudem stark von der Oberflächenbeschaffenheit abhängig ist, ist dieser Wert sehr unsicher.

### 6.3 Implantierte $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$ -Quellen

Durch den Implantationsprozess können Festkörper mit einer beliebigen Konzentration von Fremdatomen dotiert werden. Dabei werden Ionen auf ein Material geschossen. Die Ionen werden im Festkörper durch

- direkte Kollision des Ions mit einem Atom,
- durch Anregungen von gebundenen Elektronen des Substrats oder durch
- Ladungsaustausch zwischen dem Ion und den Atomen des Substrats

gestoppt und bleiben als Fremdatome zurück.

Der Vorteil dieser Methode ist, dass sich der Ionenstrahl gut kontrollieren lässt und damit auch die Implantationsbedingungen. Die wichtigsten Größen sind die Implantationsenergie  $E$  und die Implantationsdosis  $Q$  ("Ionen pro  $\text{cm}^2$ "), welche von der Strahlintensität, der Bestrahlungsdauer und der bestrahlten Fläche abhängig ist

$$Q \text{ (ions cm}^2\text{)} = \frac{\frac{\text{ion beam current (A)}}{q} \cdot \text{time of implantaion (s)}}{\text{ion beam scanning area (cm}^2\text{)}}. \quad (6.12)$$

Der große Vorteil implantierter Quellen ist, dass ein komplexer Aufbau der Quelle, wie bei einer kondensierten Kryptonquelle, nicht erforderlich ist. Der große Vorteil implantierter Quellen ist, dass sie einfach in der Handhabung und wartungsarm sind. Dies zeigt sich insbesondere in ihrem Verhalten bei Ausheizvorgängen und Vakuumeinbrüchen.

Abbildung 6.2 zeigt die K-32 Energie der Peakposition verschiedener Quellen. Die Quellen wurden auf ihr Verhalten bei einer geringen Ausheiztemperatur von  $120 \text{ }^\circ\text{C}^3$  untersucht. Hierzu wurde das Ventil am Spektrometertank geschlossen und die Quellsektion ausgeheizt (dargestellt mit der gestrichelten roten Linie "bake-out 1"). Innerhalb der Fehlertoleranz stimmen die Linienpositionswerte der einzelnen Quellen vor und nach dem Ausheizen überein.

Dieser Test stellt den Vorversuch zum anschließenden Ausbau der Quellen Ir-15-1 und Pt-15-2 dar, die durch die Quellen Pt-15-5 und Pt-10-1 ersetzt wurden. Hierzu musste der Quellbereich belüftet und anschließend erneut ausgeheizt werden. Zusätzlich wurde die Oberfläche der Quelle Pt-15-3 mit Aceton und Wattestäbchen behandelt um Ablagerungen auf der aktiven Oberfläche der Quelle zu entfernen, da sich auch dort  $^{83}\text{Rb}$  befinden kann. Aufgrund der geänderten Bindungsenergie in dieser Gasschicht auf der Quelloberfläche erscheinen Konversionelektronen die aus dieser stammen bei anderen Energien. Durch die Entfernung der obersten Schicht kann so eine mögliche Änderungen der Linienposition durch veränderter Oberflächenbedingungen aufzudecken werden. Die Quelle Pt-15-4 blieb unbehandelt.

Unglücklicherweise konnten vor dem Ausbau der Quellen keine Messungen mit der Quelle Pt-15-4 durchgeführt werden, die einen Vergleich der beiden Quellen ermöglicht hätten. Die Quelle Pt-15-3 zeigt auch nach dem zweiten Ausheizen innerhalb der Fehlertoleranz eine stabile Linienposition. Die starke Drift der gefitteten Linienpositionen zwischen den beiden Messphasen ist auf die Verwendung des Julie-Reseach-Spannungsteilers und seine Langzeit-Drift zurückzuführen.

Anhand der Abbildung 6.2 wird auch ersichtlich, dass implantierte Festkörperquellen nicht zu einer absoluten Kalibration der Hochspannung verwendet werden können. Oberflächen- und Festkörper-Effekte beeinflussen die Bindungsenergie und damit die kinetische Energie

<sup>3</sup>Diese Temperatur liegt deutlich unter der, die zum Ausglühen von Platin benötigt wird. Dafür ist eine Temperatur  $T = 2/3 T_{\text{melt}}$  der Schmelztemperatur nötig.

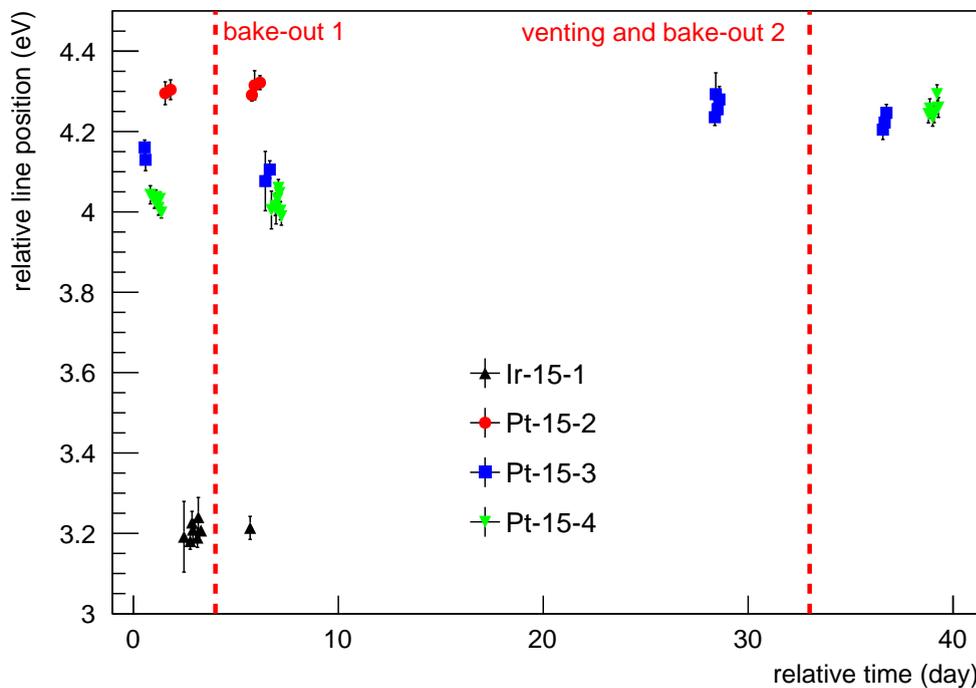


Abbildung 6.2: **Einfluss von Ausheizen und Belüften auf die K-32 Linienposition.** Die gestrichelte rote Linie "bake-out 1" stellt den Zeitraum des ersten Ausheizens des Quellbereichs bei einer Temperatur von 120 °C dar. Im Zeitraum "bake-out 2 and venting" wurde der Quellbereich geöffnet und erneut ausgeheizt. Die gefitteten Linienpositionen sind als Differenz zur kinetischen Energie der K-32 Elektronen von gasförmigem Krypton angegeben. Die K-32 Linienposition für die einzelnen Quellen bleibt vor und nach diesen Maßnahmen konstant. Die größere Linienposition in den späteren Messungen ergibt sich aus der Drift des verwendeten Julie-Research Spannungsteilers.

der Konversionselektronen. Besonders deutlich zeigt sich dies bei einem Vergleich von Iridium und Platin. Aber auch für verschiedene Platinquellen ändert sich die kinetische Energie der Konversionselektronen um ca. 0,3 eV.

### Strahlungsschäden

Differenzen der Bindungsenergie ergeben sich aus der Gitterstruktur und den Verunreinigungen des Quellsubstrats am Ort der Bestrahlung. Zusätzliche Änderungen der Materialeigenschaften, die durch das Implantieren der  $^{83}\text{Rb}$  entstanden, werden Strahlungsschäden genannt.

Bei elastischen Kollisionen des  $^{83}\text{Rb}$  mit Atomen des Substrats kann ein solches aus seinem Gitterplatz gelöst werden. Bei ausreichender kinetischer Energie kann dieses Atom selbst weitere Atome aus deren Gitterplätzen schlagen. Auf diese Weise entsteht eine Verdrängungskaskade und punktuelle Schäden in einem kleinen Bereich um den Ionenstrahl (siehe Abbildung 6.3 (a)).

Werden die Atome innerhalb des Festkörpers gestoppt, können sie sich auf Zwischengitterplätzen befinden. Wenn die Kaskade abgestoppt wird, wird die kinetische Energie der

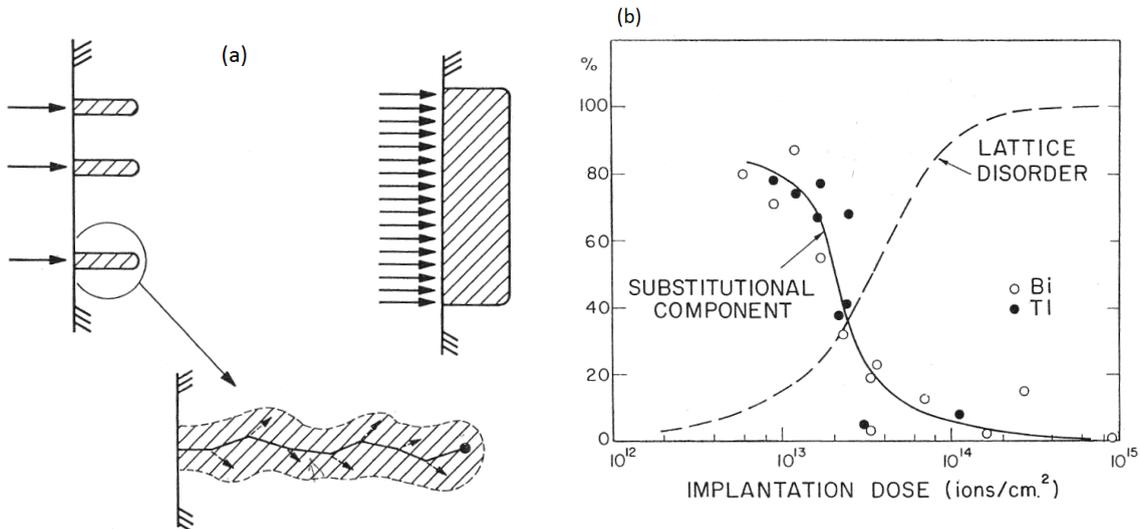


Abbildung 6.3: **(a) Schematische Darstellung der Strahlungsschäden.** Links: Einzelne Thermal-Spikes bei geringer Implantationsdosis. Rechts: Ein zusammenhängendes, strahlungsgeschädigtes Gebiet bei hoher Implantationsdosis. Unten: Detaillierte Darstellung eines Thermal-Spikes entlang einer Ionenbahn [tag94]. **(b) Prozentualer Anteil der Substitutionsatome in Abhängigkeit der Implantationsdosis.** Bei einer Temperatur von 25 °C wurde TI (●) und Bi (○) mit 40 keV in Silicium implantiert. Die gestrichelte Linie gibt die Zerstörung des Gitters in % der Siliciumatome an, die um 0,2 Å von der zu erwartenden Gitterposition entfernt sind [EBD69].

herausgelösten Atome von den umgebenden Gitteratomen aufgenommen. Dadurch ist die Temperatur in einem kleinen Bereich um die Kaskade stark erhöht ("Thermal-Spike").

Die Rückstoßenergie übersteigt die thermische Bewegung der Gitteratome deutlich. Dieser Prozess kann als ein kurzzeitiges Schmelzen des Substrats angesehen werden bei dem die Atome neu angeordnet und freie Gitterplätze erneut besetzt werden. Dieses Phänomen wird als "Ausheilen" bezeichnet.

Die Änderungen der Materialeigenschaften durch die Implantation sind bestimmt durch

- Punktdefekte  
Durch die Verdrängungskaskade können Leerstellen entstehen. Außerdem können sich die Atome des Substrats, des radioaktiven Materials und die Fremdatome auf Gitter- und Zwischengitterplätzen befinden.
- Ausheilungsprozesse  
Die thermische Energie führt zu einer Rekombination der Punktdefekte. Bei hohen Implantationsdosen überlagern sich die Thermal-Spikes und ergeben ein zusammenhängendes Gebiet von Fehlstellen. Dabei können Atomcluster und Hohlräume entstehen. Bei einer Implantationsdosis unterhalb von  $Q_{\text{lim}} \cong 10^{13} \text{ ions cm}^{-2}$  befinden sich die meisten implantierten Ionen auf Substitutionsplätzen. Eine Implantationsdosis von  $Q_{\text{lim}} \cong 10^{14} \text{ ions cm}^{-2}$  gilt als Richtwert, ab dem die Gitterstruktur vollständig zerstört wird (siehe Abbildung 6.3(b)).

Abhängig von der Umgebung in der sich die  $^{83m}\text{Kr}$  Atome befinden, ändert sich die jeweilige Bindungsenergie der Elektronen. Die Änderung kann dabei einige eV betragen. Bei geringen Implantationsdosen können die Strahlungsschäden als normalverteilt angenommen werden.

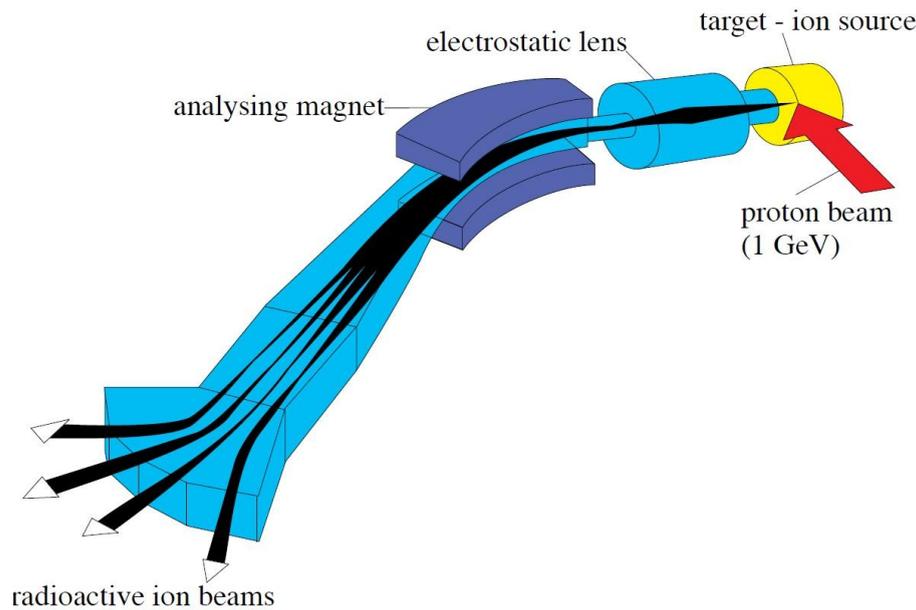


Abbildung 6.4: **ISOLDE**. Schematischer Aufbau der ISOLDE-Anlage am CERN. Abbildung aus [For99].

Nach der Implantation sind auch weiterhin Änderungen der Materialeigenschaften möglich. Ausheilungsprozesse können stattfinden und das Kryptongas kann in den Festkörpern diffundieren [DH84].

### 6.3.1 Herstellung der Kalibrationsquellen

Die verwendeten Quellen wurden am CERN an einem Ionenimplanter (*Isotope Separator On-Line ISOLDE*) hergestellt [Kug00]. Der Vorteil dieser Anlage ist, dass sie die Ionenherzeugung, die Massenseparation und die Implantation vereint und dabei verschiedenste Elemente erzeugt werden können (siehe Abbildung 6.4).

Die ISOLDE-Anlage ist angeschlossen an den *Proton Synchrotron Booster (PSB)*. Der PSB liefert Protonen mit einer Energie von 1,4 GeV und einer Intensität von bis zu 2 mA die auf ein Target von einem der beiden ISOLDE Zweige gelenkt wird. Die ISOLDE-Anlage ist unterteilt in einen *General Purpose Separator (GPS)* und einen *High Resolution Separator (HRS)*.

Im Target entstehen durch Spaltung, Spallation und Fragmentierung zahlreiche Elemente. Die Freisetzung der Elemente wird durch Erhitzen des Targets auf bis zu 2000 °C verbessert.

Anschließend müssen die Atome ionisiert werden. Der einfachste Aufbau ist dabei ein aufgeheiztes Rohr "Line" direkt hinter dem Target, das aus Tantal oder Wolfram gefertigt ist. Dieser Aufbau kann verwendet werden, wenn die Austrittsarbeit der line größer ist als die der gewünschten Atome. Durch Stöße an der Oberfläche, also durch Oberflächenionisation, können die Atome ionisiert werden.

Die Ionen werden anschließend auf die gewünschte Energie beschleunigt und durch einen der beiden Massenseparatoren geführt. Der GPS besteht aus einem, der HRS aus zwei Dipolmagneten. Die Massenauflösung  $m/\Delta m$  des GPS beträgt 2400 und die des HRS 7000-14000.

Der so gewonnene Ionenstrahl wird schließlich elektromagnetisch zu dem jeweiligen Experiment an eine der ISOLDE-Beamlines geleitet.

## Verwendete Kalibrationsquellen

Die in dieser Arbeit verwendeten Quellen sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Die Verwendung mehrerer Quellen am Monitorspektrometer ermöglicht die Untersuchung der Langzeitstabilität der Konversionslinien, der Reproduzierbarkeit und des Verhältnisses der Elektronen, die mit und ohne Energieverlust emittiert werden.

Zur Herstellung der Kalibrationsquellen des Monitorspektrometers wurden hochreine (99,99 %) polykristalline Platinfolien verwendet. Die Folien besitzen einen Durchmesser von 12 mm und eine Dicke von 25  $\mu\text{m}$  [Zbo11].

Bei der Herstellung der Quellen war stets das Ziel, eine Aktivität von mindestens 2-3 MBq zu erreichen. Aus Tabelle 6.1 wird ersichtlich, dass augenscheinlich Wolfram als Ionisierer der  $^{83}\text{Rb}$ -Atome einen geringeren Ionenstrom erzeugt und daher nicht verwendet werden sollte.

Die Aktivitäten sind bezüglich des Herstellungsdatums angegeben. Die Werte der Aktivität in der Spalte "ISOLDE" wurden mit Hilfe des integrierten Ionenstroms auf dem Target berechnet. Diese Methode liefert nur eine grobe Näherung der tatsächlichen Aktivität. Nach Ausbau der Quellen Pt-15-2 und Ir-15-1 wurde deren Aktivität mit einem HPGe-Detektor in Řež, Prag bestimmt.

Der Schwerpunkt dieser Untersuchungen liegt im Vergleich der Quellen Pt-10-1 und Pt-15-5, um die Langzeitstabilität (siehe Kapitel 7) und den Energieverlustanteil des Spektrums zu bestimmen (siehe Kapitel 6.3.2). Eine Implantationsenergie von 10 keV stellt momentan die kleinst mögliche Implantationsenergie der ISOLDE-Anlage dar. Niedrigere Implantationsenergien von 5 bis 8 keV werden von der ISOLDE-Kollaboration erprobt [Joh11]. Auch die Reduzierung der Implantationsenergien mithilfe einer Vakuumkammer, in der die Elektronen durch eine Retardierungsspannung abgebremst werden, ist möglich.

Die Reproduzierbarkeit der Quellen sollte anhand der Quellen Pt-15-3 und Pt-15-4 untersucht werden, da beide zum gleichen Zeitpunkt unter den gleichen Bedingungen hergestellt wurden. Aufgrund ihrer geringen Aktivitäten wurden auf deren weitere Untersuchung verzichtet. Dadurch konnten umfangreichere Messungreihen der Quellen Pt-10-1 und Pt-15-5 aufgenommen werden.

Tabelle 6.1: **Überblick der hergestellten Quellen.** Bei der Herstellung wurde stets ein Urancarbid Target verwendet. Als Ionisierer dienten Wolfram, Tantal und Rhenium. Die Ionenströme wurden auf dem Target gemessen. Die Schwankungen ergeben sich aus einem variierenden PSB-Protonenstrom.

Quelle	Datum der Herstellung	Implantationsenergie (keV)	Target + Ionisierer	Ionenstrom (pA)	$^{83}\text{Rb}$ (MBq)	
					ISOLDE	Řež
Pt-15-2	Okt. 2010	15	UC-W	$\approx 50$	2,2	2,86
Pt-15-3	8. Sep. 2011	15	UC-W	30 – 70	1,0	
Pt-15-4	8. Sep. 2011	15	UC-W	30 – 70	1,0	
Ir-15-1	8. Sep. 2011	15	UC-W	30 – 70	0,6	0,7
Pt-15-5	26. Sep. 2011	15	UC-Ta	450 – 500	2,5	
Pt-10-1	14. Nov. 2011	10	UC-Re	300 – 400	2,3	

### 6.3.2 Räumliche Verteilung der $^{83}\text{Rb}$ -/ $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -Atome

Die räumliche Verteilung der  $^{83}\text{Rb}$ -/ $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -Atome im Festkörper beeinflusst die Verschiebung der Bindungsenergien der Krypton-Atome, die Stärke der Strahlungschäden und den

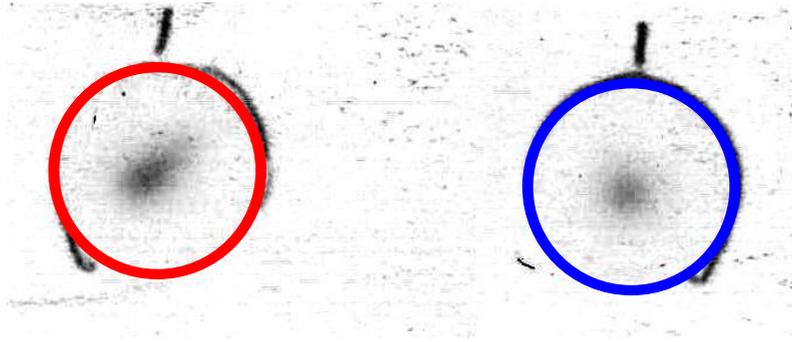


Abbildung 6.5: **Hotspot der implantierten  $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$  Quellen.** Die Abbildung zeigt die Hotspots der Quelle Pt-10-1 (rot) und der Pt-15-5 (blau), aufgenommen mit einem Polaroid Sofortbildfilm. Die farbigen Ringe entsprechen dem 12 mm Radius der Platinplättchen.

Anteil der Energieverlustelektronen im Konversionsspektrum. Die Verteilung in der x-y-Ebene und in z-Richtung können einzeln betrachtet werden.

### Oberflächen-Verteilung

Da die Kalibrationsquellen in einem MAC-E-Filtersystem zum Einsatz kommen, ist eine punktförmige Quelle nicht zwingend erforderlich. Vielmehr ist ein größerer Hotspot<sup>4</sup> von Vorteil. Bei gleicher Aktivität nimmt die Wahrscheinlichkeit massiver Strahlungschäden mit zunehmender Fläche ab. Vor allem ist aber ein homogener Hotspot vorteilhaft, da in diesem gleichbleibende Umgebungsbedingungen der Krypton-Atome gegeben sind.

Abbildung 6.5 zeigt die Hotspots der Quellen Pt-10-1 und Pt-15-5. Für die Aufnahme wurden beide Quellen aus dem Monitorspektrometer ausgebaut und für einige Minuten mit der heißen Seite auf einen Polaroid Sofortbildfilm gelegt. Die durch die Strahlung belichteten Bereiche stellen näherungsweise die Verteilung der  $^{83m}\text{Kr}$ -Atome im Festkörper dar.

Anhand dieser Fläche und den implantierten  $^{83}\text{Rb}$ -Atomen kann eine Abschätzung der Implantationsdosis erfolgen. Für die Quelle Pt-10-1 (bzw. Pt-15-5) wurde eine Fläche des Hotspots von  $0,62\text{ cm}^2$  (bzw.  $0,38\text{ cm}^2$ ) angenommen. Daraus ergeben sich die Implantationsdosen

$$Q_{\text{Pt-10-1}} \approx 4 \cdot 10^{13} \text{ ions cm}^2, \quad Q_{\text{Pt-15-5}} \approx 7 \cdot 10^{13} \text{ ions cm}^2. \quad (6.13)$$

Damit befinden sich die Implantationsdosen in einer Größenordnung, in der bereits deutliche Strahlungschäden zu erwarten sind. Eine genaue Messung sowohl der Aktivität, als auch der Flächenverteilung der  $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$ -Atome kann erst in Řež erfolgen.

An der ISOLDE-Anlage ist es möglich, die Position des Ionenstrahls in x-y-Richtung zu variieren, um so die gesamte Folienfläche auszufüllen. Diese Funktion wurde bei der Herstellung der beiden Quellen nicht verwendet. Der verschmierte Hotspot der Quelle Pt-10-1 entstand durch die schlechte Fokussierung des Strahls bei dieser niedrigen Energie.

### Implantationsprofil

Die Stopping-Power<sup>5</sup>  $S = dE/dx$  ist die Rate des Energieverlusts pro Wegstrecke von Ionen in einem Material und ist in der LSS-Theorie [LSS63] beschrieben. Bei bekannter

<sup>4</sup>engl. heißer Fleck

<sup>5</sup>engl. Bremsvermögen

Materialbeschaffenheit des Substrats und bekannten Eigenschaften des Ionenstrahls, liefert die LSS-Theorie Vorhersagen des Implantationsprofils. Die Verteilung der Ionen hängt von der Implantationsenergie  $E_1$ , dem Einfallswinkel der Ionen, der Temperatur des Substrats<sup>6</sup> ab. Außerdem ist die Ionenverteilung abhängig von der Atommasse und -zahl der Ionen ( $Z_1, M_1$ ) und des Substrats ( $Z_2, M_2$ ).

Die Ionenimplantation ist ein Zufallsprozess mit der mittleren Implantationstiefe  $R_p$ . Diese steigt mit der Implantationsenergie  $E_1$  und nimmt mit zunehmenden Massen  $M_1$  und  $M_2$  ab. Wird das Tiefenprofil als normalverteilt um  $R_p$  angenommen, beträgt die Standardabweichung

$$\Delta R_p \cong \frac{2}{3} R_p \frac{\sqrt{M_1 \cdot M_2}}{M_1 + M_2} = \frac{Q}{\sqrt{2\pi} \cdot C_p}. \quad (6.14)$$

Dabei bezeichnet  $C_p$  die maximale Ionenkonzentration am Implantationspeak und  $Q$  die Implantationsdosis.

Das Implantationsprofil hängt stark von der kristallinen Struktur des Substrats ab, ein normal verteiltes Implantationsprofil stellt also keine ausreichend genaue Beschreibung dar. Treffen die Ionen auf ein Kristall und bewegen sich entlang der Kristallachse, treten Gitterführungseffekte auf. Das Kristallgitter bildet einen "offenen Kanal", in dem die Ionen lediglich über die elektromagnetische Wechselwirkung mit den Elektronen Energie verlieren. Sie können so tief in den Kristall eindringen.

Zur Herstellung der Kalibrationsquellen wurde polykristallines Platin verwendet. Gitterführungseffekte können damit nur in kleinen Bereichen und nur für einen geringen Anteil der implantierten Ionen auftreten. Gitterführungseffekte zeigen sich als ein asymmetrischer Ausläufer hin zu großen Implantationstiefen.

Zur Simulation des Implantationsprofils von Rubidium in Platin wurde das Standardprogramm *Stopping and Range of Ions in Matter SRIM* verwendet [Zie12]. Eine einfache Simulationskonfiguration wurde verwendet: <sup>83</sup>Rb-Atome mit einer Implantationsenergie von 10 keV (bzw. 15 keV) wurden senkrecht auf eine reine, unendlich tiefe polykristalline Platinfolie geschossen. Simuliert wurden in beiden Fällen 10<sup>6</sup> Atome (siehe Abbildung 6.6). Eine rein axiale Ausdehnung des Ionenstrahls angenommen. Ausheilungsprozesse werden in SRIM nicht berücksichtigt. Die Simulation kann daher als eine Implantation bei 0 K aufgefasst werden. Beide Implantationsprofile zeigen einen Peak maximaler Ionenkonzentration nahe der Oberfläche, mit einem Ausläufer bei hohen Implantationstiefen.

**Tabelle 6.2: Simulation der Implantationstiefe mit SRIM.** Die mittlere Implantationstiefe  $R_p$  und die longitudinale Verteilung  $\Delta R_p$  wurden mit SRIM berechnet. Gitterführungseffekte führen zu einem Ausläufer im Bereich größerer Implantationstiefen. Daher kann  $\Delta R_p$  nicht mit einer Gaußverteilung angenähert werden.

Implantations- energie (keV)	$R_p$ (Å)	$\Delta R_p$ (Å)	
		SRIM	Gauß
15	46	29	14
10	36	22	11

Elektronen können auf dem Weg aus dem Festkörper durch inelastische Stöße Energieverluste erleiden. Zur Spannungsüberwachung können diese Elektronen nicht verwendet

<sup>6</sup>Mit steigender Temperatur wird der Ausheilungsprozess verstärkt.

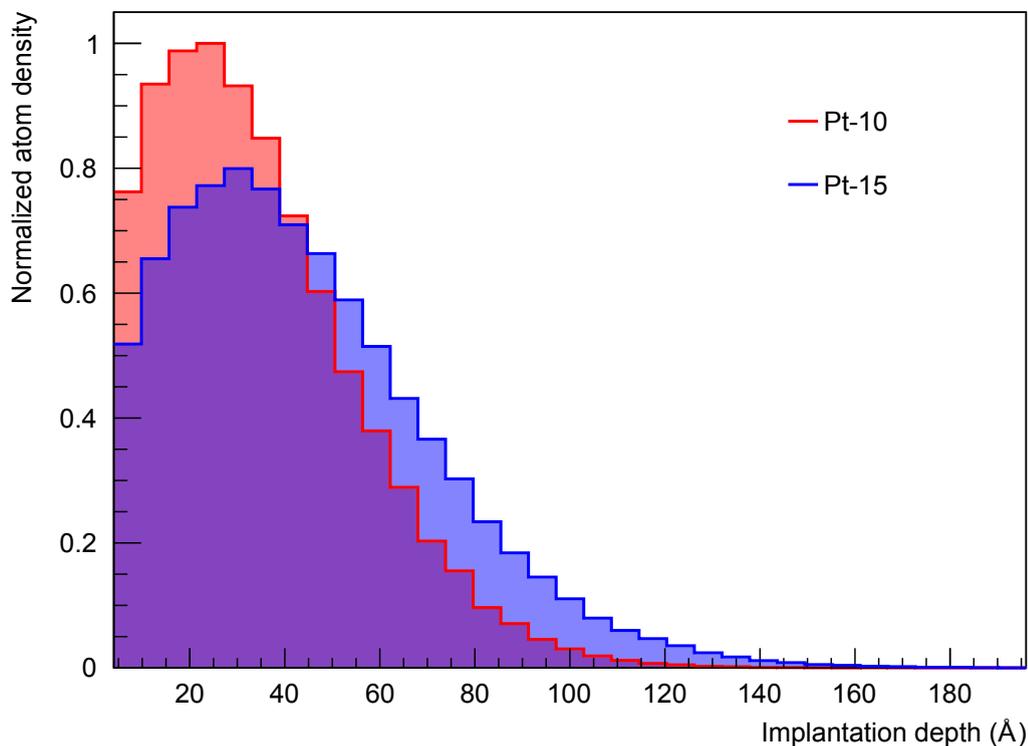


Abbildung 6.6: **Tiefenprofil der implantierten  $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$ -Quellen.** Die Abbildung zeigt die relative Rubidium-Konzentration in reinem Platin bei einer Implantationsenergie von 10 keV (rot) bzw. 15 keV (blau). Die Werte wurden mit SRIM-2008 simuliert und auf den maximalen Bin-Eintrag normiert.

werden. Mit zunehmender Implantationstiefe nimmt die Wahrscheinlichkeit inelastischer Streuung zu. Die geringe Implantationstiefe lässt einen höheren Anteil an energieverlust-freien Elektronen erwarten.

## 6.4 Energieverlust-Spektrum

Inelastische Streuung stellt den extrinsischen Mechanismus des Energieverlust-Spektrums dar und erzeugt eine komplizierte Struktur des Konversionspektrums auf der niederenergetischen Seite. Inelastische Streuung lässt sich nicht vermeiden, durch eine geringe Schichtdicke des Substrats im Verhältnis zur mittleren freien Weglänge  $\lambda$  jedoch minimieren. In Platin beträgt  $\lambda$  für 17,8 keV Elektronen einige 10 bis 100 Å. Mit einer mittleren Implantationstiefe von 36 der Quelle Pt-10 (bzw. 46 der Quelle Pt-15) sind deutlich ausgeprägtere Energieverluste aufgrund von inelastischer Streuung, im Vergleich zu aufgedampften oder kondensierten  $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$ -Quellen, zu erwarten.

Die inelastischen Streuprozesse können in folgende Szenarien unterteilt werden:

- Die Elektronen werden in positive z-Richtung emittiert und streuen auf dem Weg aus dem Festkörper am Quellmaterial.
- Bei Emission in negative z-Richtung ist es möglich, dass die Elektronen zurückgestreut werden und dabei einen Teil ihrer Energie verlieren.
- Beträgt der Emissionswinkel beim Austritt aus der Quelle  $\theta > \theta_{\max}$ , werden die Elektronen am magnetischen Spiegel reflektiert und können wieder in die Quelle zurückgestreut werden. Das Elektron kann dabei bereits zuvor in der Quelle Energieverluste

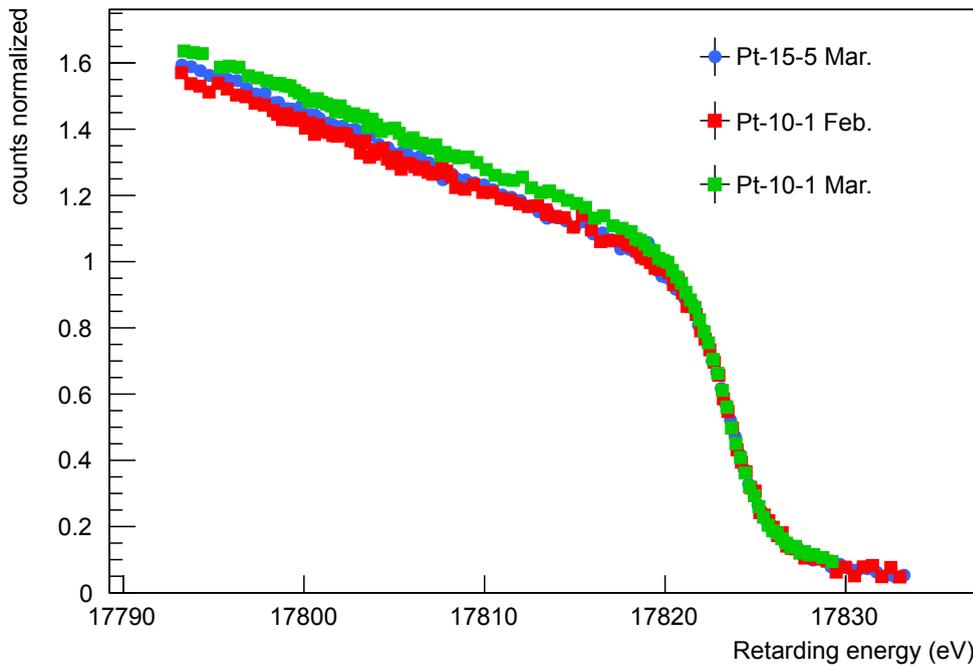


Abbildung 6.7: **Energieverlust-Spektrum der Quelle Pt-10-1 und Pt-15-5.** Die Abbildung zeigt die Messung der K-32-Linie mit Messpunkten bis zu 35 eV unterhalb der Konversionslinie. Abzüglich des Untergrunds und verschoben auf eine gemeinsame Linienposition, wurden die Filterspektren auf den gefitteten Amplitudenwert normiert.

durch inelastische Streuung oder Rückstreuung erfahren haben. Die Wahrscheinlichkeit einer solchen Mehrfachstreuung ist allerdings deutlich geringer als die der bereits beschriebenen Streuprozesse [Ren11].

Anhand einer Monte-Carlo-Simulation der inelastisch streuenden Elektronen können Vorhersagen über das zu erwartende Energieverlust-Spektrum getroffen werden. Zusammen mit Messungen des Energieverlust-Spektrums können Aussagen über den Anteil der Energieverlust-Elektronen am Konversionsspektrum der Quellen mit unterschiedlichen Implantationstiefen und über die Transmissionseigenschaften des Spektrometers getroffen werden.

Zur Simulation der inelastischen Streuung wurde das Programm Penelope-2008 verwendet [SFVS08]. Die Simulation zeigt keine Übereinstimmung mit den experimentellen Daten und kann daher nicht zu einem Vergleich der unterschiedlichen Implantationsprofile heran gezogen werden (siehe Anhang A.4).

Ausgangspunkt des Vergleichs der beiden Implantationsprofile stellen Messungen der K-32-Linie dar, bei denen das Spektrum bis zu 35 eV unterhalb der Konversionslinie vermessen wurde und damit tief in das Energieverlustspektrum reicht.

Abbildung 6.7 zeigt Messungen der K-32-Linie mit der Quelle Pt-10-1, die in einem Abstand von zwei Monaten aufgenommen wurden. In der zweiten Messphase wurde ebenfalls das Energiespektrum der Quelle Pt-15-5 gemessen. Die Konversionslinie wurde mit einer DS-Funktion gefittet. Die Filterspektren wurden auf die gefitteten Amplitudenwerte normiert und um die Differenz der gefitteten Linienpositionswerten zur kinetischen Energie der K-32 Konversionselektronen von gasförmigen  $^{83m}\text{Kr}$ , auf einen Wert von 17824,3 keV verschoben.

Die "Shake-up-" und "Shake-off-" Satelliten befinden sich 20,3 eV bzw. 33,3 eV unterhalb der Hauptlinie [Pic90]. Aufgrund der Dominanz der Energieverluste inelastischer Streuprozesse können diese jedoch nicht aufgelöst werden. Die Energieverlust-Spektren zeigen einen steilen Anstieg der näherungsweise als linear betrachtet werden kann (siehe Tabelle 6.3). Im Bereich 17794 eV bis 17815 eV wurde eine Ausgleichsgerade an die Spektren gefittet.

Tabelle 6.3: **Ausgleichsgeraden der Energieverlust-Spektren.** Verwendet wurden Messdurchgänge der Quelle Pt-10-1 aus den Monaten Februar und Mai, sowie ein Messdurchgang der Quelle Pt-15-5 aus dem Monat Mai.

Quelle	Datum der Messung	Steigung (meV <sup>-1</sup> )	$\chi^2/\text{NDF}$
Pt-15-5	16.05.2012	$-22,690 \pm 1,3 \cdot 10^{-3}$	0,9
Pt-10-1	20.02.2012	$-20,238 \pm 1,4 \cdot 10^{-3}$	1,4
Pt-10-1	21.05.2012	$-21,757 \pm 9,5 \cdot 10^{-4}$	1,9

Der Vergleich der Messungen der Quelle Pt-10-1 erweist sich als schwierig, da sich die Quelle zum Zeitpunkt der Februar-Messung in einem höheren Magnetfeld befand. Die Messungen der Quellen Pt-15-5 und Pt-10-1 im Mai fanden unter gleichen Bedingungen statt.

An diesen Messungen zeigt sich bereits, dass nur ein geringfügiger Unterschied zwischen der Quelle Pt-15-5 und der Quelle Pt-10-1 besteht. Bezüglich des Verhältnisses der Elektronen die mit und ohne Energieverlust emittiert werden und der Struktur des Energieverlust-Spektrums zeigen beide Quellen ein ähnliches Verhalten. Eine ausführliche Betrachtung der Quelleigenschaften erfolgt im Rahmen der Langzeitmessungen.



## 7. Langzeitmessungen

Das KATRIN Experiment ist auf fünf bis sechs Jahre angelegt in denen eine auf  $\Delta U_{\text{retard}} = \pm 60$  mV bzw. 3,2 ppm stabile Hochspannung erforderlich ist (siehe Kapitel 3.3). Die Messzeit ist unterteilt in zweimonatige Tritiummessungen, die von Kalibrierungsmessungen unterbrochen werden. Die Mindestanforderung ist daher, innerhalb einer Tritiummessphase die oben genannten Bedingungen zu erfüllen.

Mit der Installation des K35-Spannungsteilers Ende 2011 und dem Einbau der Quellen Pt-10-1 und Pt-15-5 konnten in einem Zeitraum von über fünf Monaten die Konversionsspektren beider Kalibrationsquellen unter gleichbleibenden Bedingungen kontinuierlich gemessen werden.

Zusätzlich wurden in dieser Zeit immer wieder andere Test-Messungen, z.B. Untersuchungen zur Untergrundzählrate mit wechselnden Konfigurationen durchgeführt, die aber nicht Thema dieser Arbeit sind.

### 7.1 Mögliche Fehlerquellen

Anhand der Langzeitmessungen wird sowohl die Eignung der verwendeten Quellen, als auch der Einfluss der anderen Komponenten des Monitorspektrometers bestimmt. Die Fehlerquellen lassen sich grob in drei Bereiche unterteilen:

- Spannungsmessung: Das Spannungsteilverhältnis des K35 kann lang- und kurzfristige Änderungen aufweisen. Die Untersuchung der Langzeitdrift durch eine Alterung der Bauteile stellt dabei das wichtigste Aufgabenfeld dar [Bau13].

Ebenso ist die Messgenauigkeit der Voltmeter relevant, die eine Temperaturabhängigkeit aufweisen. Schwankungen der Spannungsmessung liegen im Bereich einigen ppm pro K. Durch den Umzug in die Hauptspektrometerhalle<sup>1</sup> kann der Einfluss von Temperaturschwankungen auf die Messungen reduziert werden [Kra12].

- Kalibrationsquellen: Durch den Zerfall der  $^{83}\text{Rb}$ -Atome ändern sich die Umgebungsbedingungen der benachbarten  $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -Atome. Zusätzlich können sich die Materialeigenschaften durch langsame Ausheilungsprozesse ändern (siehe Kapitel 6.3). Die Materialeigenschaften beeinflussen die Bindungsenergie der Elektronen des Kryptons und damit die kinetische Energie der Konversionselektronen.

---

<sup>1</sup>Zusätzlich kann durch die Verwendung von Klimaboxen die Arbeitstemperatur der Voltmeter weiter stabilisiert werden.

- Spektrometereinstellungen: Mit dieser Fehlerquelle werden die Transmissionseigenschaften des Spektrometers und die daraus resultierende Änderung auf die Position der Konversionslinien zusammengefasst. Vor allem eine Änderung des Retardierungspotentials ist hier von Interesse. Diese Änderung kann direkt durch eine geänderte Hochspannungsversorgung oder indirekt durch eine geänderte Austrittsarbeit der Elektroden auftreten.

## 7.2 Langzeitmessung der K-32-Konversionselektronen

Die aufgenommenen Filterspektren der K-32-Konversionslinie wurden mit einer DS-Funktion gefittet (siehe Kapitel 5.2.1). Amplitude, Position der Konversionslinie, Gaußbreite, konstanter Untergrund und Asymmetrieparameter waren die freien Parameter des Fits. An die Fitergebnisse wurden folgende Bedingungen gestellt<sup>2</sup>:

- Die Kovarianz-Matrix muss von MINUIT berechnet werden können und positiv-definit sein.
- Der reduzierte  $\chi^2$ -Wert muss im Bereich  $0,3 \leq \chi^2/NDF \leq 1,7$  liegen.
- Die Beträge der Fehler auf Amplitude A, Gaußbreite  $\sigma$ , Asymmetrieparameter  $\alpha$  und Untergrund B müssen  $\geq 0,0005$  sein.

Außerdem wurden Messungen mit einem Fehler auf die Linienposition größer 50 meV verworfen, da solche Messungen, im Hinblick auf die geforderte Sensitivität, keine verwertbaren Informationen liefern können.

In Abbildung 7.1 sind die gefitteten Linienpositionen als Differenz zur kinetischen Energie der Konversionselektronen des gasförmigen Kryptons über Zeitaufgetragen. Als Zeitnullpunkt wurde der Einbau der Quellen festgelegt. In den Zeiträumen, in denen keine Messungen der K-32-Linie vorliegen, wurde das Monitorspektrometer zur Vorbereitung der Hauptspektrometermessungen genutzt. Dadurch entstehen "Messcluster" der K-32-Linie.

Der mittlere Fehler einer Einzelmessung beträgt  $22,2 \pm 7,3$  meV. Unter der Annahme einer konstanten Linienposition in einem Messcluster<sup>3</sup> beträgt die Streuung der gefitteten Linienposition  $26 \pm 11$  meV. Der Messfehler auf die Linienposition, bei einer Betrachtung kurzer Zeitabstände, wird somit vom statistischen Fehler der Messung dominiert.

Zur Untersuchung der Langzeitdrift wurde an die Messungen der Quelle Pt-10-1 von Tag 30 bis Tag 125 (Bereich A), von Tag 150 bis Tag 190 (Bereich C) und über den gesamten Messzeitraum, eine lineare Ausgleichsgerade gefittet. Im ersten Zeitraum wurden Messungen mit unterschiedlichen EMCS-Einstellungen durchgeführt (siehe Kapitel 5.4). Eine Langzeituntersuchung der Quelle Pt-15-5 ist aufgrund der geringen Statistik nicht möglich.

Die beobachtete Drift entspricht der Gesamtdrift der Monitorspektrometeranlage. Zwar sind die Daten um die Drift der Voltmeter mit Hilfe wöchentlicher Kalibrierungen korrigiert, sie beinhalten aber weiterhin die Drift des Spannungsteilers, da für diese keine zuverlässige Kalibration bekannt ist. Die Fitergebnisse sind in Tabelle 7.1 aufgelistet.

Die Drift der Messungen mit den EMCS(up)- und (down)-Einstellungen sind nahezu identisch und stimmen innerhalb der Fehler überein. Auch die Drift in der zweiten Messphase ist mit den beiden anderen verträglich. All diese Drifts liegen innerhalb der KATRIN-Anforderung von 3,2 ppm. Über den gesamten Zeitraum gefittet, übersteigt die Drift jedoch die KATRIN-Anforderungen um mehr als das Doppelte. Der Grund ist ein Sprung der Position der Konversionslinie zwischen Tag 125 und Tag 150 (Bereich B).

Mögliche Ursachen für diesen Sprung sind eine:

<sup>2</sup>Die Begründung der Fiteinschränkungen wurde in Kapitel 5.4 gegeben.

<sup>3</sup>An dieser Stelle werden Messungen, die maximal zwei Tage auseinander liegen zusammen gefasst.

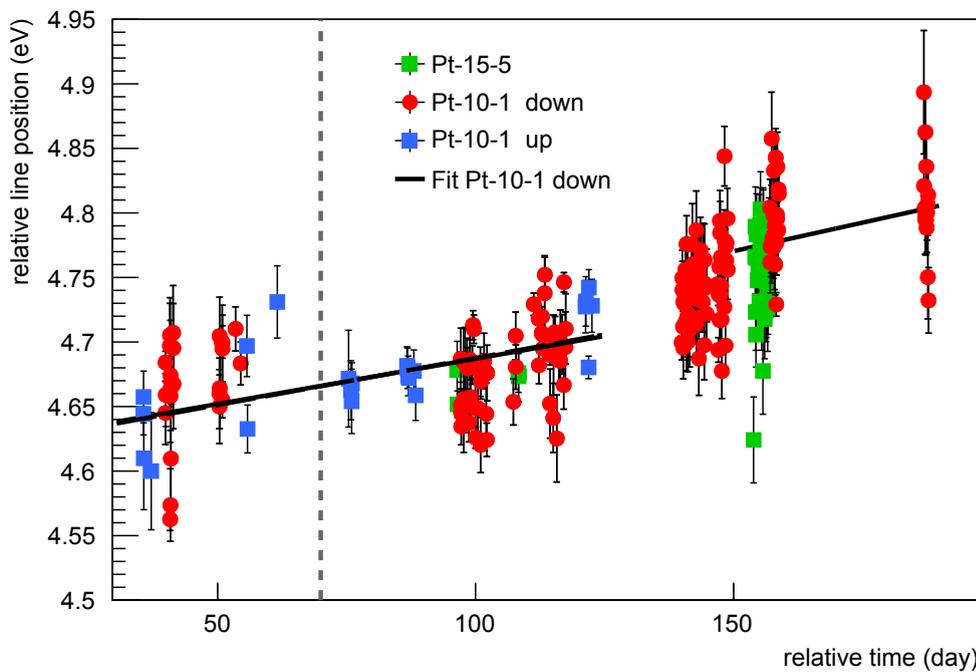


Abbildung 7.1: **Langzeitmessung der K-32-Konversionslinie.** Die gefittete Linienposition der Quellen Pt-10-1 und Pt-15-5, mit einer DS-Funktion gefittet, wurden als Differenz zur Konversionsenergie von K-32-Elektronen aus freiem, gasförmigem Krypton aufgetragen. Für die Quelle Pt-10-1 wurden zusätzlich die EMCS-Einstellungen berücksichtigt (siehe Kapitel 5.4). Tag Null entspricht dem Einbau der Quellen. Der Zeitraum um die graugestrichelte Linie bezeichnet die ECR-Messphase.

- Korrelation der Fitparameter. In Kapitel 5.2.1 wurde gezeigt, dass der Fitparameter  $\alpha$  mit der Linienposition und der Amplitude korreliert. Eine sprunghafte Änderung von  $\alpha$  könnte die Linienpositionsänderung erklären.
- Änderung des Spannungsteilerverhältnisses aufgrund eines beschädigten Bauteils.
- Änderung der Quelleigenschaften und damit der Bindungsenergie der Kryptonelektronen.
- Geänderte Spektrometereigenschaft. Durch Umbaumaßnahmen des Spektrometers kann sich die Transmissionseigenschaft des Spektrometers ändern.

In den folgenden Kapiteln werden diese Ursachen diskutiert.

### 7.3 Einfluss korrelierter Fitparameter

In Kapitel 5.2.1 wurde die Korrelation des  $\alpha$ -Parameters mit der Linienposition und der Amplitude gezeigt. Im Verlauf der Langzeitmessungen weist  $\alpha$  eine  $79,6 \pm 4,7$ -prozentige Korrelation mit der Linienposition auf (siehe Anhang A.5). Die Korrelation besitzt dabei stets Werte im positiven Bereich oder nahe Null.

Abbildung 7.2 zeigt die zeitliche Entwicklung des  $\alpha$ -Parameters. Dieser kann in drei Bereiche unterteilt werden. In Bereich A und C nimmt der  $\alpha$ -Parameter ab und zeigt dazwischen im Bereich B einen ansteigenden Verlauf.

Aufgrund des konstanten Korrelationsverhaltens hätte die Änderung des  $\alpha$ -Parameters in

Tabelle 7.1: **Langzeitdrift der K-32-Linie.** Die EMCS-Einstellungen sind in Kapitel 5.4 beschrieben. Die Drift entspricht der Steigung  $m$  der Ausgleichsgeraden in den angegebenen Zeiträumen. Die relative Drift bezieht sich auf den Tritiumendpunkt über einen Zeitraum von zwei Monaten.

Zeitraum (d)	EMCS	Langzeitdrift	
		$m$ (mV/d)	relativ (ppm)
A	down	$0,701 \pm 0,063$	2,3
A	up	$0,729 \pm 0,134$	2,4
C	down	$0,885 \pm 0,240$	2,9
Gesamt	down	$1,083 \pm 0,036$	3,6

negativer Richtung erfolgen müssen, um die Änderung der Linienposition zu höheren Werten erklären zu können.

Als ein weiterer Test einer korrelationsbedingten Änderung der Konversionslinienposition wurden die Messungen in Abschnitte unterteilt, in denen ein fester  $\alpha$  Wert in den Fits angenommen wurde (siehe Tabelle 7.2).

Tabelle 7.2: **Mittelwerte des  $\alpha$ -Parameters.** In den angegebenen Zeiträumen wurden die gewichteten Mittelwerte der Pt-10-1 down Messung berechnet. Im Fit wurden die gerundeten Werte als Startwerte für alle Quellen verwendet.

Zeitraum (d)	Asymmetrieparameter $\alpha$	
	Mittelwert	im Fit
35 - 45	$0,124 \pm 0,0097$	0,12
45 - 60	$0,114 \pm 0,0096$	0,11
60 - 125	$0,097 \pm 0,0089$	0,10
125 - 160	$0,108 \pm 0,0067$	0,11
160 - 190	$0,101 \pm 0,0097$	0,10

Abbildung 7.3 zeigt die Langzeitmessung der K-32-Linienposition mit diesen Fiteinstellungen. Der prinzipielle Verlauf entspricht dem in Abbildung 7.1. Die Steigung beträgt im Bereich A  $0,566 \pm 0,057$  meV/d und im Bereich C  $0,743 \pm 0,016$  meV/d für die Messungen der Quelle Pt-10-1 mit der EMCS(down)-Einstellung.

Aufgrund der groben Abschätzung stimmen die Steigungen in den beiden Bereichen nicht überein. Jedoch existieren dadurch jeweils zwei Bereiche mit identischem  $\alpha$ -Parameter. Da der Sprung der Linienposition weiterhin beobachtet wird, scheidet die Korrelation der Fitparameter zur Beschreibung des Spannungssprungs aus.

Die Korrelation hat jedoch Einfluss auf die Streuung der Linienpositionswerte innerhalb eines Messclusters. Durch das Fixieren des  $\alpha$ -Parameters reduziert sich die Streuung der gefitteten Linienpositionswerte auf  $4,1 \pm 1,6$  meV und der Fehler einer Einzelmessung auf  $10,1 \pm 3,2$  meV. Fits mit festem  $\alpha$  bieten somit die Möglichkeit die Genauigkeit der Fitergebnisse weiter zu verbessern.

Die hier gezeigten Fitergebnisse mit festen Werten für  $\alpha$  dienen jedoch der Untersuchung des Einflusses der Korrelation der Fitparameter und können nicht als ein seriöses Verfahren zur Auswertung der Langzeitstabilität aufgefasst werden. Das spiegelt sich in den Fitergebnissen der EMCS(up)-Einstellungen wider. Die Fitergebnisse sind schlecht mit dem erwarteten linearen Verlauf vereinbar. Das reduzierte  $\chi^2$  der Ausgleichsgrade an die

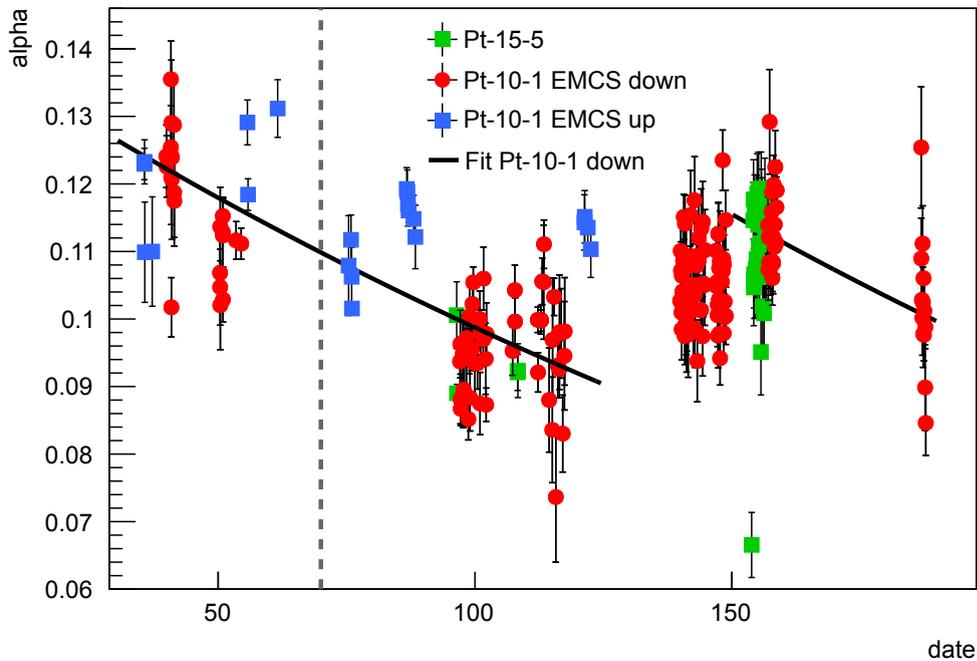


Abbildung 7.2: **Drift des  $\alpha$ -Parameters der K-32-Konversionslinie.** In den Zeiträumen von Tag 30 bis Tag 125 und von Tag 150 bis Tag 190 wurde eine Exponentialfunktion an die Daten der Quelle Pt-10-1 down gefittet. Innerhalb der Fehler stimmen diese überein.

EMCS(up)-Messung beträgt 5,4. Im Vergleich, mit einem freien  $\alpha$  als Fitparameter beträgt das reduzierte  $\chi^2$  dieser Ausgleichsgerade 1,75.

Derzeit wird untersucht mit welchen Methoden, zum Beispiel durch die Wahl eines geeigneten Intervalls, der  $\alpha$ -Parameter abgeschätzt werden kann.

## 7.4 Linearitätstest des Spannungsteilers

Der K35-Spannungsteiler wurde eigens für das KATRIN-Experiment gebaut, um das angelegte Retardierungspotential mit ausreichend hoher Präzision messen zu können. Er besitzt einen sehr niedrigen Spannungs- und Temperaturkoeffizienten, Spannungsabhängigkeiten konnten bisher nicht festgestellt werden [Thü07]. Identische Spannungsteiler-Eigenschaften über den gesamten Energiebereich werden erwartet, insbesondere der Drift des Spannungsteiler-Verhältnisses in unterschiedlichen energiebereichen  $M'_i = M'_j = M'$ . Für das Spannungsteiler-Verhältnis wird eine Drift von 0,2 ppm/Jahr erwartet [Bau12]. Um den Wert präzise zu bestimmen, muss der Spannungsteiler an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt erneut kalibriert werden. Aktuelle Daten der Spannungsteilereigenschaften liegen nicht vor.

Neben der direkten Bestimmung der Spannungsteilereigenschaften aus der Kalibrierung, kann die Linearität und Spannungsabhängigkeit auch anhand des Vergleichs mehrerer Konversionselektronen erfolgen [WZ08]. Die einfachste Variante ist der Vergleich der Konversionselektronen, die aus der gleichen Schale mit gleichem Drehimpuls, aber aus unterschiedlichen  $\gamma$ -Übergängen stammen. Die Differenz ihrer Energien sollte stets der Differenz der beiden  $\gamma$ -Übergänge entsprechen. Abgesehen vom Startwert der Linienposition, können die Fits mit denselben Startparametern durchgeführt werden, wodurch Fehler aufgrund

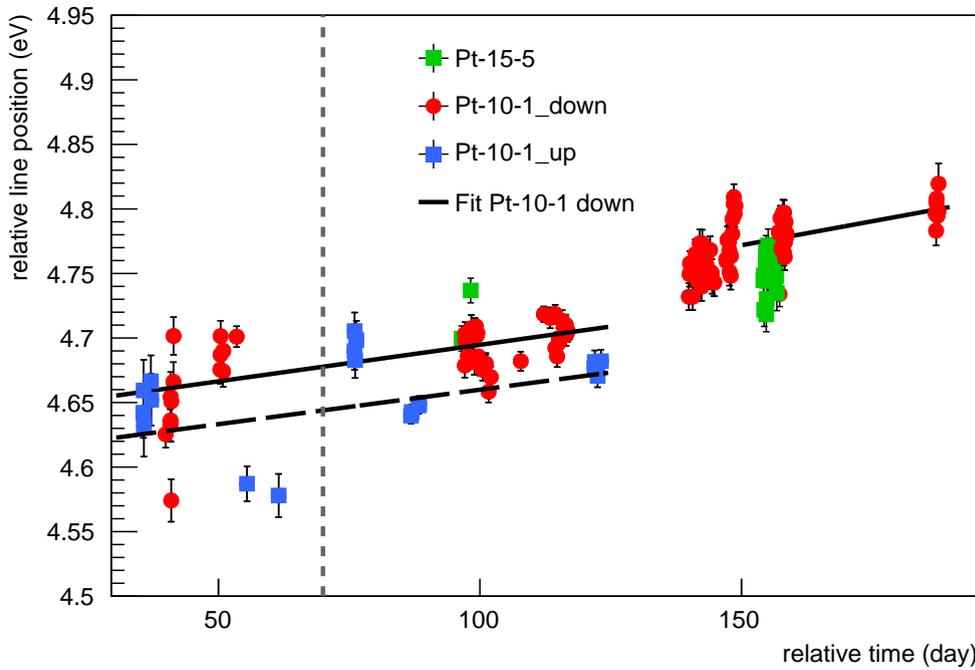


Abbildung 7.3: **Langzeitmessung der K-32-Konversionslinie mit abschnittsweise festem  $\alpha$ -Parameter.** Die  $\alpha$  Werte der Messungen wurden fixiert, entsprechend der Tabelle 7.2.

unterschiedlicher Fitmethoden entfallen.

Da die Drift der Konversionsenergien auf Änderungen der Festkörpereigenschaften der Quelle beruht, kann angenommen werden, dass die Drifts aller Konversionslinien identisch sind  $U'_\alpha = U'_\beta = U'$ .

Die Linearität des Spannungsteilers wird in dieser Arbeit anhand der Konversionselektronen der L-3-94- und der L-3-32-Linie untersucht. Die Vorteile der L-3-Linien sind die geringe Lorentzbreite und der Abstand von ca. 1,4 keV zur nächsthöheren Konversionslinie. Dadurch werden eine genaue Energiebestimmung und eine einfache Untergrundbeschreibung ermöglicht.

Die beobachteten Drifts in den Messungen  $a$  und  $b$  stellen eine Linearkombination des Drifts des Spannungsteilers und der Quellen dar

$$M_0 \cdot U'_{94} + M'_{94} \cdot U_{94} = M_0 \cdot U' + M' \cdot U_{94} = a \quad (7.1)$$

$$M_0 \cdot U'_{32} + M'_{32} \cdot U_{32} = M_0 \cdot U' + M' \cdot U_{32} = b. \quad (7.2)$$

Mit  $M_0$  dem konstanten Spannungsteilverhältnis ( $\approx 1:1972$ ) und der Konversionsenergie der Elektronen des gasförmigen Kryptons  $U_{94}$  und  $U_{32}$  (siehe Tabelle 4.1).

In Abbildung 7.4 ist die Konversionsenergie der L-3-Linien über die Zeit aufgetragen. Die Energie ist jeweils als Differenz zu  $U_{94}$  bzw.  $U_{32}$  angegeben. Die Daten wurden mit einem 1-Voigtprofil<sup>4</sup> gefittet.

Der bedeutendste Unterschied der Langzeitmessungen der L-3-32- und L-3-94-Linie ist deren Energiedifferenz von ca. 0,9 eV bis 1,0 eV. Da beide Konversionsenergien als Differenzen zu

<sup>4</sup>Aufgrund einer unzuverlässigen Fehlerberechnung konnte keine DS-Funktion verwendet werden. Als Ursache wird eine fehlerhafte Normalisierung der DS-Funktion vermutet.

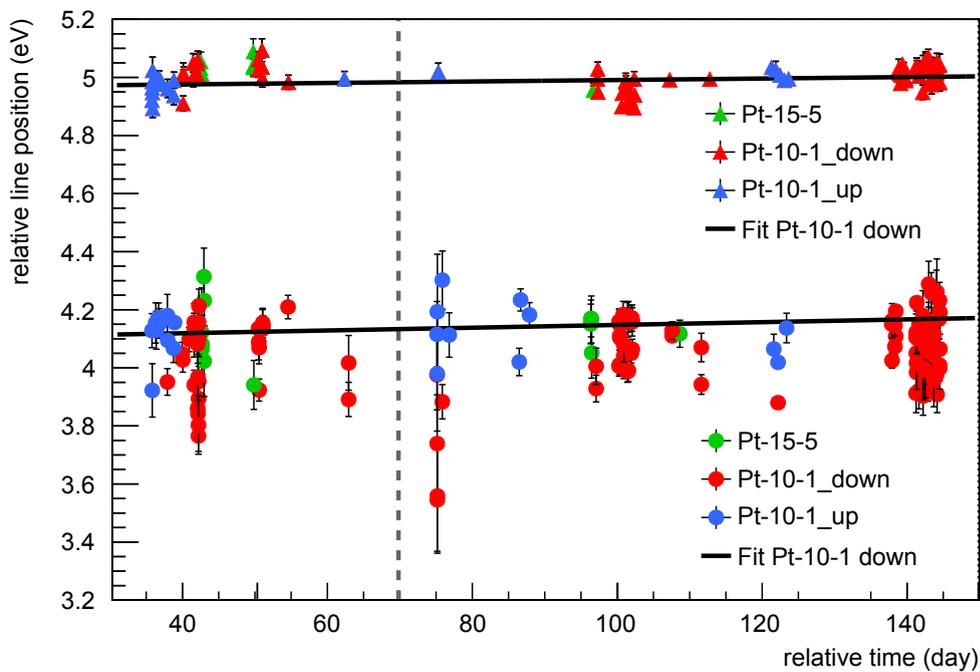


Abbildung 7.4: **Langzeitmessung der L-3-94- und L-3-32-Konversionslinie.** Die Linienposition der Quellen Pt-10-1 und Pt-15-5, mit einem 1-Voigt-Profil gefittet, wurden als Differenz zur kinetischen Energie der L-3-94- bzw. L-3-32-Konversionselektronen von freiem gasförmigem Krypton aufgetragen. Die Daten der L-3-94 sind mit  $\bullet$  Symbolen, die der L-3-32 mit  $\blacktriangle$  Symbolen dargestellt.

$U_{94}$  bzw.  $U_{32}$  aufgetragen sind, ist jedoch ein identischer Energiewert zu erwarten. Mögliche Gründe der Differenz sind:

- Der im Fitprogramm angenommene Spannungsdurchgriff des Spektrometers. Die radiale Änderung des Retardierungspotentials wird durch den Spannungsdurchgriff beschrieben. Im Fitprogramm werden Tabellen des Spannungsdurchgriffes für unterschiedliche Retardierungspotentiale verwendet. Es existiert eine Tabelle der L-3-32-Linie, jedoch nicht der L-3-94-Linie. Für diese muss die Tabelle der L-1-94-Linie verwendet werden. Die dadurch entstehende Abweichung liegt im Bereich von einigen 100 meV.
- Die fehlerbehafteten Werte für  $U_{94}$  bzw.  $U_{32}$ . In Tabelle 4.1 ist der Fehler auf die Konversionsenergien der L-3-94-Linie mit 0,4 eV und der L-3-32-Linie mit 0,5 eV angegeben.

Unter Berücksichtigung dieser Fehler stimmen die Konversionsenergien der L-3-94 und L-3-32 überein.

Ein Sprung der Konversionsenergie wie in Abbildung 7.1 zeigt sich nicht in den Daten der L-3-Linien. Der Grund ist, dass im Fit ein Voigtprofil anstatt einer DS-Funktion verwendet wurde. Wird ein Voigtprofil verwendet, kann auch bei den K-32-Daten kein Sprung beobachtet werden (siehe Abbildung A.5). Zwar zeigt die Gaußbreite  $\sigma$  einen ähnlichen Sprung im Bereich B wie der  $\alpha$ -Parameter (siehe Abbildung 7.5), jedoch kann durch diesen Fitparameter nicht der steilere Anstieg im Energieverlust-Bereich erfasst werden.

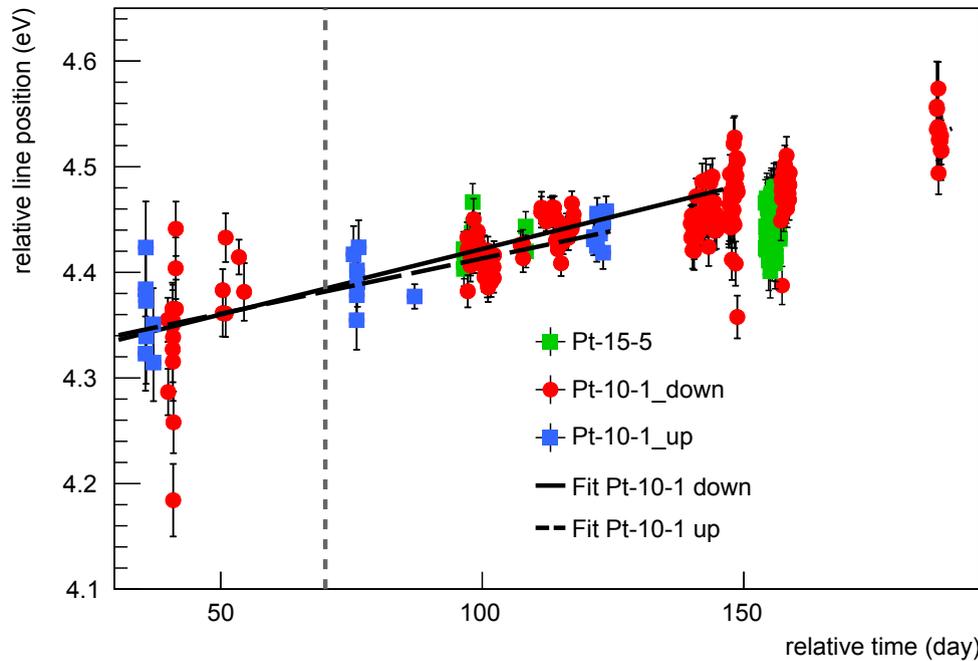


Abbildung 7.5: **Langzeitmessung der K-32-Konversionslinie mit einem 1-Voigt-Fit.** Die Linienposition der Quellen Pt-10-1 und Pt-15-5, mit einem 1-Voigt-Profil gefittet, wurden als Differenz zur kinetischen Energie der K-32-Konversionselektronen von freiem gasförmigem Krypton aufgetragen. Die Daten wurden gefittet, entsprechend dem Messzeitraum der L3-Linien

Aufgrund des fehlenden Sprungs der Konversionsenergie können die Daten über den gesamten Messzeitraum gefittet werden. Der große Unterschied der Drifts der EMCS(up)- und EMCS(down)-Reihe der L-3-94 ergibt sich aus der geringen Statistik und den starken Schwankungen der Fitergebnisse. Aus den Drifts der L-3-Linien kann mit den Gleichungen (7.2) und (7.2) die Änderung des Spannungsteiler-Verhältnisses berechnet werden (siehe Tabelle 7.3). Wegen der höheren Statistik wurden nur die Daten der EMCS(down)-Messungen berücksichtigt.

Die große Differenz der Drift der L-3-Linien führt zu einer deutlich größeren Drift des Spannungsteilers als erwartet. Aus einer vorläufigen Kalibration geht hervor, dass die Drift des Spannungsteilers 1 ppm nicht übersteigt [Bau12]. Für eine genauere Bestimmung des Spannungsteiler-Drift mit der oben verwendeten Methode müssen weitere Konversionslinien verwendet werden. Diese müssen auch mit einer DS-Funktion gefittet werden können. Eine Optimierung des Fits, um stabilere Ergebnisse mit einer DS-Funktion zu erzielen, ist daher zwingend erforderlich.

Der Sprung der Position der K-32-Linie, lässt vermuten, dass ein Bauteil des Spannungsteilers beschädigt sein könnte. Dies liegt an einer Gasentladung, die während der Elektron-Zyklotron-Resonanz (ECR) aufgrund von Testmessungen am Monitorspektrometer gezündet wurde. Dabei wurde der Detektor beschädigt<sup>5</sup>. Der Zeitpunkt der ECR-Messung ist in Abbildung 7.1 durch eine grau-gestrichelte Linie gekennzeichnet. Durch ein beschädigtes Bauteil des Spannungsteilers könnte der Sprung in der Konversionsenergie der K-32-Linie

<sup>5</sup>Seit der Gasentladung besitzt der Detektor ein etwas größeres elektrisches Rauschen.

Tabelle 7.3: **Langzeitdrift der L-3-94- und L-3-32-Linie.** Die EMCS-Einstellungen sind in Kapitel 5.4 beschrieben. Die Drift entspricht der Steigung  $m$  der Ausgleichsgeraden über den gesamten Messzeitraum. Die Drift des Spannungsteilers ist als absolute Änderung des Spannungsteiler-Verhältnisses pro Jahr und relativ bezüglich  $M_0$  angegeben. Zur Berechnung des Fehlers auf die Drift wurden die Fehler der Einzelsteigungen und der Konversionsenergien berücksichtigt. Zusätzlich sind die Ergebnisse des 1-Voigt-Fits der K-32-Linie angegeben.

EMCS	a (L-3-94) m (meV/d)	b (L-3-32) m (meV/d)	K-32 m (meV/d)	Drift M'	
				$(10^{-6}/a)$	(%)
up	$-1,15 \pm 0,16$	$0,49 \pm 0,13$	$1,0 \pm 0,16$		
down	$0,48 \pm 0,11$	$0,253 \pm 0,086$	$0,93 \pm 0,053$	$360 \pm 8,1$	$0,7 \pm 0,2$

in Abbildung 7.1 erklärt werden.

Da die ECR-Messungen ca. sechs Wochen vor dem Sprung der K-32-Konversionsenergie stattfanden und die Drifts, vor und nach dem Sprung miteinander übereinstimmen, ist eine Beschädigung des Spannungsteilers unwahrscheinlich. Das wurde auch durch Kalibriermessungen bestätigt [Bau12].

## 7.5 Langzeitverhalten der Kalibrationsquellen

Die beiden Parameter, mit denen die Quelleigenschaften im Fit berücksichtigt werden, sind der Asymmetrieparameter  $\alpha$  und die Gaußbreite  $\sigma$  (siehe Kapitel 5.2.1). Deren Verhalten während der Langzeitmessung der K-32 dient als Grundlage zur Beurteilung der Quelleigenschaften und zur Untersuchung des Sprungs der K-32-Linienposition.

### 7.5.1 Untersuchung des Asymmetrieparameters $\alpha$

Aufgrund der starken Streuung innerhalb eines Messclusters erweist sich die Beurteilung des Verlaufs des  $\alpha$ -Parameters in Abbildung 7.2 als schwierig und kann nur unzureichend genau bestimmt werden. Um eine zeitliche Änderung der Parameter  $\alpha$  und  $\sigma$  erkennen zu können, wurde sowohl der lineare, als auch der exponentielle Trend bestimmt. In beiden Fällen stimmten die Steigungen bzw. die Zerfallskonstanten in den Bereichen A und C jeweils innerhalb der Fehler überein (siehe Tabelle 7.4).

Tabelle 7.4: **Fitresultate des  $\alpha$ -Parameters mit verschiedenen Fitfunktionen.**

Die Steigung  $m$  bzw. die Zerfallskonstante  $\lambda_\alpha$  geben die Änderung des  $\alpha$ -Parameters pro Tag an.

Fitbereich	Linearer Fit		Exponentieller Fit	
	$\chi^2/\text{NDF}$	$m$ ( $10^{-3}/\text{d}$ )	$\chi^2/\text{NDF}$	$\lambda_\alpha$ ( $10^{-3}/\text{d}$ )
A	4,83	$-0,380 \pm 0,011$	4,59	$-3,56 \pm 0,11$
B	2,91	$+0,602 \pm 0,060$	2,88	$+5,72 \pm 0,59$
C	1,74	$-0,393 \pm 0,054$	1,74	$-3,69 \pm 0,52$

Eine exponentielle Änderung des  $\alpha$ -Parameters könnte durch den Zerfall des Rubidiums erklärt werden. Aus der Zerfallskonstante ergibt sich eine Halbwertszeit des  $\alpha$ -Parameters von

$$t_{1/2} = \ln(2)/\lambda_\alpha = 195,0 \pm 5,6 \text{ d.} \quad (7.3)$$

Damit ist die Halbwertszeit des  $\alpha$ -Parameters mehr als doppelt so lang wie die von  $^{83}\text{Rb}$  mit  $t_{1/2} = 86,2\text{d}$ . Die Änderung von  $\alpha$  ist also deutlich langsamer als der radioaktive Zerfall. Die Abnahme der Amplitude der gefitteten Spektren<sup>6</sup> ergibt sich aus dem Zerfall von  $^{83}\text{Rb}$  in  $^{83m}\text{Kr}$ . Die daraus bestimmte Halbwertszeit beträgt *ca.* 80 d und liegt damit in der Größenordnung des Literaturwerts von 86,2 d [Ams07].

Der Zerfall von  $^{83}\text{Rb}$  allein ergibt somit keine ausreichende Erklärung der Änderungsrate des  $\alpha$ -Parameters. Weitere Effekte beeinflussen die Materialeigenschaften.

- Das Krypton ist nicht vollständig im Festkörper eingeschlossen. Ca. 10 % des radioaktiven Kryptons zerfällt außerhalb der Kalibrationsquellen [Sle11]. Das Verhältnis von  $^{83}\text{Rb}$  und  $^{83}\text{Kr}$  in der Quelle kann somit nicht unmittelbar aus dem radioaktiven Zerfall bestimmt werden. Langzeitstudien zum Kryptoneinschluss anhand derer eine Korrektur des  $\alpha$ -Parameters erfolgen könnte liegen jedoch nicht vor .
- Die Diffusion der  $^{83}\text{Rb}$ -Atome im Festkörper. Da mit dem  $\alpha$ -Parameter das Energieverlust-Spektrum der Filterspektren berücksichtigt wird, kann eine Abnahme des  $\alpha$ -Parameters auch als eine Abnahme von Energieverlust-Elektronen im Verhältnis zu energieverlustfreien Elektronen aufgefasst werden. Solch eine Änderung ist durch eine Diffusion der Rubidiumatome im Festkörper zur Oberfläche möglich.

Zusätzlich beeinflusst die Transmissionseigenschaft des Spektrometers die Form der Filterspektren, die sich in einem geänderten  $\alpha$ -Parameter widerspiegeln.

### 7.5.2 Untersuchung der Gaußbreite $\sigma$

Die Bindungsenergie der  $^{83m}\text{Kr}$ -Elektronen ist abhängig von den Umgebungsbedingungen (zum Beispiel Störstellen oder Fremdatome), in denen sich das  $^{83m}\text{Kr}$  befindet (siehe Kapitel 6.3). Die unterschiedlichen Umgebungsbedingungen werden als normalverteilt angenommen.

Abbildung 7.6 zeigt den Verlauf der Gaußbreite  $\sigma$  der K-32-Langzeitmessungen. Der beste Fit stellt eine lineare Ausgleichsgerade dar. Im Gegensatz zum  $\alpha$ -Parameter und der Linienposition wird kein Sprung im Bereich B der Messungen beobachtet, der Fit kann somit über den gesamten Zeitraum der Messungen erfolgen. Die Drift beträgt für die EMCS(down)-Messung  $0,942 \pm 0,077\text{ meV/d}$  und für EMCS(up)  $0,89 \pm 0,31\text{ meV/d}$ .

Da die Quelle nach der Herstellung nicht bearbeitet und insbesondere die Quellen nicht getempert wurden, kann der Abfall der Gaußbreite  $\sigma$  mit anhaltenden, langsamen Ausheilungsprozessen zusammenhängen.

Ein weiterer Hinweis auf anhaltende Ausheilungsprozesse liefern die Messungen der N-3-32-Konversionslinie, die hochenergetischste Konversionslinie von  $^{83m}\text{Kr}$  (siehe Tabelle 4.1). Im Spektrum dieser Konversionslinie ist jedoch ein um ca. 5 eV höherenergetischer zusätzlicher Satellit zu sehen. Ein solcher Satellit wurde bisher ausschließlich bei implantierten  $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$ -Festkörperquellen beobachtet [Zbo11].

Der Grund hierfür ist möglicherweise eine Fehlstelle in unmittelbarer Nähe eines  $^{83m}\text{Kr}$ -Atoms. Die Fehlstelle kann grob als eine fehlende positive Elementarladung im Abstand der Platin-Gitterkonstante  $a = 3,92\text{ \AA}$  aufgefasst werden. Die dadurch entstehende Potentialänderung von

$$\phi(a) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{a} = 3,67\text{ V} \quad (7.4)$$

würde die Bindungsenergie entsprechend absenken. Diese liegt in der Größenordnung des beobachteten Abstandes zwischen der N-3-32-Linie und des zusätzlichen Satelliten. Da die Abnahme der Gaußbreite  $\sigma$  als ein Ausheilungsprozess aufgefasst wird, bei dem Fehlstellen neu besetzt werden, müsste der Satellit über die Zeit abnehmen.

<sup>6</sup>Verwendet wurden die Messungen der Pt-10-1 über den gesamten Messzeitraum.

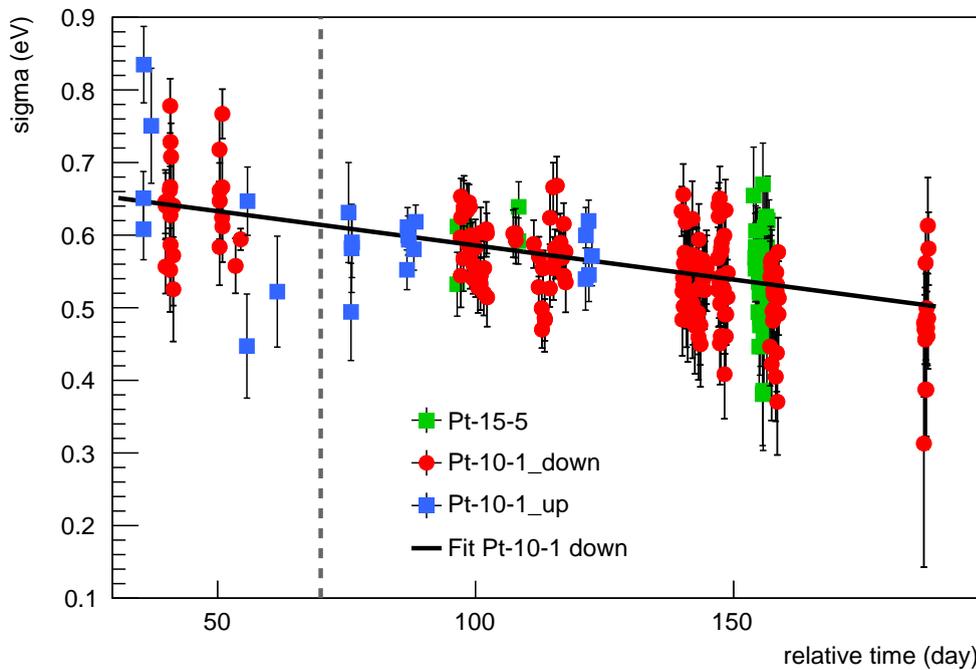


Abbildung 7.6: **Drift der Gaußbreite  $\sigma$  der K-32-Konversionslinie.** Über den gesamten Zeitraum ist ein Abfall zu beobachten. An die Daten wurde der Pt-10-1 mit den EMCS(up)- und (down)-Einstellungen eine lineare Ausgleichsgerade gefittet. Eingezeichnet ist nur die der Pt-10-1 EMCS(down).

Abbildung 7.7 zeigt zwei Filterspektren aus zwei Messreihen der N-3-32-Linie, die mit der Quelle Pt-10-1 im Abstand von 155 Tagen aufgenommen wurden. Die Messdaten wurden mit zwei Voigtprofilen gefittet. Abzüglich des Untergrunds und um die gefittete Linienposition verschoben, sind beide Filterspektren auf die gefittete Amplitude normiert.

Eine Abweichung der Filterspektren wird nur im Bereich des Satelliten beobachtet. Die Fitergebnisse sind in Tabelle 7.5. Die Abnahme der Amplitude des Satelliten gegenüber der Amplitude der N-3-32-Linie beträgt ca. 6%. Unter der Annahme eines linearen Verhaltens entspricht die Abnahme der Gaußbreite  $\sigma_{\text{Satellit}} = -0.97 \pm 0.27 \text{ meV/d}$  und ist damit identisch mit der Abnahme der Gaußbreite der K-32-Linie. Diese Ergebnisse bestärken die oben genannte Vermutung, eine abschließende Beurteilung ist jedoch nicht möglich.

Tabelle 7.5: **Fitresultate N-3-32-Linie mit Satellit.** Die Konversionsenergie des Satelliten ist als Differenz zur Konversionsenergie der N-3-32-Linie angegeben.  $A_{N32}/A_{\text{Satellit}}$  gibt das Verhältnis der gefitteten Amplituden an.

Datum	$\Delta$ Pos. (eV)	$A_{N32}/A_{\text{Satellit}}$	$\sigma_{\text{Satellit}}$ (eV)
16.12.2011	$5.806 \pm 0.053$	$8.32 \pm 0.12$	$0.832 \pm 0.023$
15.05.2012	$5.399 \pm 0.076$	$8.85 \pm 0.22$	$0.681 \pm 0.034$

### 7.5.3 Vergleich der eingesetzten Quellen

Wie bereits in Kapitel 7.2 erwähnt konnte, aufgrund eines zu geringen Umfangs des Datensatzes, keine Langzeitanalyse der Pt-15-5 durchgeführt werden. Der Vergleich der Quellen

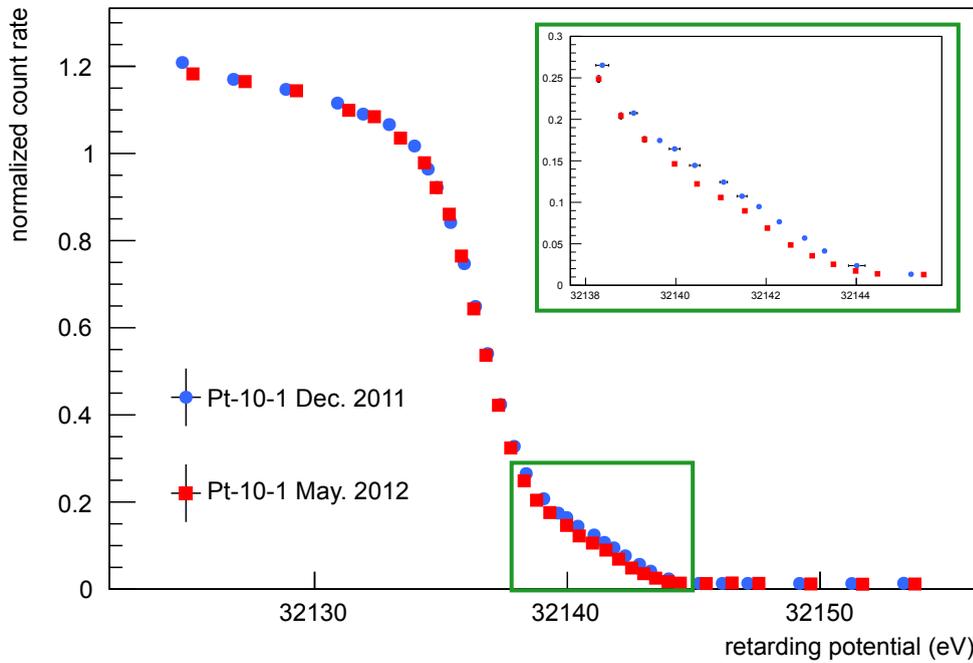


Abbildung 7.7: **Messung der N-3-32-Linie mit Satellit.** Die Filterspektren sind auf die Position, Amplitude und den Untergrund des Fits normiert. Der Bildausschnitt zeigt den Satelliten.

Pt-15-5 und Pt-10-1 muss daher anhand einzelner Messcluster erfolgen.

Bei der Analyse der Messdaten beider Quellen stimmen die Fitergebnisse aller Parameter in den jeweiligen Messclustern innerhalb der Fehler überein. Am deutlichsten zeigt sich die übereinstimmenden Quelleigenschaften am Verlauf des  $\alpha$ -Parameters (siehe Tabelle 7.6). Die gefitteten Werte des  $\alpha$ -Parameters beider Quellen sind gleich, vor und nach dem Sprung der Linienposition. Bezüglich des Verhältnisses der Energieverlust- zu Energieverlustfreien-Elektronen können sie als identisch angesehen werden. Der zeitgleiche Sprung des  $\alpha$ -Parameter um den gleichen Betrag lässt darauf schließen, dass der  $\alpha$ -Parameter vorwiegend durch die herrschenden Transmissionseigenschaften des Spektrometers bestimmt ist.

Tabelle 7.6: **Vergleich der  $\alpha$ -Parameter der Quellen Pt-15-5 und Pt-10-1.** Angegeben sind die gewichteten Mittelwerte des  $\alpha$ -Parameters in den Messclustern um die Tage 102 und 158.

Tag	Pt-15-5 $\alpha$	Pt-10-1 $\alpha$
102	$0.0868 \pm 0.0059$	$0.0949 \pm 0.0056$
158	$0.1095 \pm 0.0092$	$0.1134 \pm 0.0057$

Ein Vorteil der geringeren Implantationsenergie von 10 keV gegenüber der Implantationsenergie von 15 keV kann nicht festgestellt werden. In Hinblick auf den Herstellungsprozess erweist sich die geringere Implantationsenergie als nachteilig, aufgrund der schlechtern Fokussierung des Ionenstrahls.

## 7.6 Weitere Modifikationen des Monitorspektrometers

Die korrelierte Fitparameter, der Spannungsteiler und die Kalibrationsquellen wurden in den oberen Abschnitten dieses Kapitels als Ursache des Sprungs der Linienposition ausgeschlossen. Die zwei wahrscheinlichsten Gründe sind:

- Der Ausbau einiger Komponenten der Hochspannungsversorgung. Insbesondere der Nachregelierung vor den Messungen um Tag 150 kann zu einem Spannungsversatz der Hochspannung geführt haben.
- Nach Tag 125 wurde das Monitorspektrometer zu Testmessungen eines magnetischen Pulses zu Untergrundreduzierung genutzt. Zu diesem Zweck wurden die Turbomolekularpumpen mit geringer Pumpleistung betrieben, um den Druck im Spektrometertank zu erhöhen. Durch die so geänderte Restgaszusammensetzung ist eine Änderung der Austrittsarbeit der Drahtelektroden möglich. In den Plots der Langzeitmessungen ist die Linienposition als Differenz zur entsprechenden Konversionsenergie von gasförmigen  $^{83m}\text{Kr}$  aufgetragen. Der Offset in den Plots entspricht daher der Austrittsarbeit.



## 8. Zusammenfassung

In Neutrinooszillations-Experimenten konnte gezeigt werden, dass Neutrinos eine Masse besitzen. Bisher kann nur eine Obergrenze der Neutrinomasse von  $m_\nu < 2 \text{ eV}$  (90% C.L.) angegeben werden. Der absolute Wert ist für die Teilchenphysik und die Kosmologie von hohem Interesse. Mit dem KATRIN-Experiment wird durch die direkte und modellunabhängige kinematische Untersuchung des Tritium- $\beta$ -Zerfalls die Neutrinomasse mit einer Sensitivität von 0,2 eV (90% C.L.) bestimmt.

Um diese Sensitivität erreichen zu können, werden hohe Anforderungen an die eingesetzten Komponenten gestellt. Eine der Hauptfehlerquellen des KATRIN-Experiments stellt die Hochspannungsversorgung dar, die im ppm Bereich stabil gehalten und überwacht werden muss. Der Fehler auf die Hochspannung darf innerhalb einer Tritium-Messphase  $\pm 60 \text{ mV}$  nicht übersteigen.

Ziel der vorliegenden Diplomarbeit war es, die Eignung der Schwerionen implantierten  $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$  als Kalibrationsquellen am Monitorspektrometer und den Aufbau des Monitorspektrometers zur Hochspannungsüberwachung zu überprüfen. Die Diplomarbeit schließt an die Arbeit von Michael Schupp an, unter Verwendung der Resultate von Miroslav Zboril [Sch11, Zbo11].

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden verschiedene Fitmodelle zur Beschreibung der Filterspektren untersucht. Zu diesem Zweck wurden die Fitergebnisse der einzelnen Modelle unter verschiedenen Aspekten der Messablaufssteuerung analysiert. Es konnte gezeigt werden, dass von den untersuchten Modellen, das Elektronenspektrum der K-32-Konversionslinie mit einer DS-Funktion am Besten beschrieben wird.

Anhand der Untersuchung des Fitbereichs, der Messpunktabstände und der Messzeit konnten Optimierungsmöglichkeiten der Messablaufssteuerung aufgezeigt werden. Im Vergleich mit den Voigtprofil-Fits, werden mit den DS-Funktions-Fits deutlich stabilere Fitergebnisse der Linienposition erzielt.

Zu häufig jedoch liefert der Fit unglaubliche Fehlerwerte auf einzelne Fitparameter. Vermutet wird, dass das Problem auf eine fehlerhafte Normalisierung und Faltung der Transmissionsfunktion mit der Funktion zur Beschreibung des Elektronenspektrum zurückzuführen ist. Dieses Problem tritt vorwiegend bei der Anwendung einer DS-Funktion auf und hat eine äußerst lange Fitdauer zur Folge. Da solche Fitergebnisse verworfen werden müssen, ist eine Optimierung des Fitprogramm-Codes zwingend erforderlich, um das Monitorspektrometer effizient zur Spannungsüberwachung nutzen zu können.

In den Untersuchungen der EMCS-Einstellungen konnte gezeigt werden, dass durch eine Umpolung der vertikalen Magnetfeld-Komponente des EMCS-Systems das Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses verbessert werden kann, ohne die Intensität der gemessenen Konversionselektronen zu beeinflussen. Eine Beeinträchtigung der Messgenauigkeit konnte nicht festgestellt werden.

Im Fitprogramm kann die geänderte Transmissionsfunktion jedoch nicht berücksichtigt werden. Zukünftig soll diese mit einem Programm erfolgen, das das Simulationspaket KASSIOPEIA verwendet, um anhand der anliegenden Spulenströme die Transmissionsfunktion zu berechnen.

Eine eindeutige Erklärung für den beobachteten Effekt konnte noch nicht gefunden werden. Der Grund hierfür sind ungenügende Kenntnisse über den genauen Verlauf des magnetischen Flusschlauchs im Monitorspektrometer. Eine E-Gun die zu Testzwecken am Monitorspektrometer aufgebaut werden soll, um Hauptspektrometermessungen vorzubereiten, kann dazu genutzt werden den Verlauf des magnetischen Flusschlauchs zu vermessen. Anschließend müssen diese Daten mit Simulationen verglichen werden und die Messungen am Hauptspektrometer wiederholt werden.

Es konnte gezeigt werden, dass das Monitorspektrometer die Anforderungen zur Hochspannungsüberwachung des KATRIN-Experiments von  $\pm 60$  meV in einem Messzeitraum von zwei Monaten klar erfüllt. Trotz der Nutzung des Monitorspektrometers um Methoden zur Untergrundreduzierung zu testen, weist die K-32-Konversionslinie der implantierten  $^{83}\text{Rb}$ -/ $^{83m}\text{Kr}$ -Festkörperquellen im besten Fit lediglich eine Drift von 0,701 meV/d über drei Monate Messzeit hinweg auf.

Bei der Untersuchung der Quellen mit unterschiedlichen Implantationsenergien von 10 bzw. 15 keV konnte kein Unterschied festgestellt werden. Die verwendeten Quellen Pt-15-5 und Pt-10-1 zeigen innerhalb eines Messzeitraums hinsichtlich der einzelnen Fitparameter und für unterschiedliche Konversionslinien übereinstimmende Ergebnisse.

Die Frage nach der Ursache des beobachteten Sprungs der K-32-Linienposition in den Daten die mit einer DS-Funktion gefittet wurden, konnte nicht abschließend beantwortet werden. Es konnte jedoch gezeigt werden, dass weder eine Beschädigung des Spannungsteilers, noch veränderte Eigenschaften der Kalibrationsquellen wahrscheinliche Ursachen sind. Hier sind die nächsten Messphasen des Monitorspektrometers und präzise Kalibrierdaten des Spannungsteilers abzuwarten, um genauere Aussagen treffen zu können.

# Anhang

## A.1 Einfluss der Stickstoffversorgung des Detektors

Zur Bestimmung des Einflusses der Stickstoff-Befüllung des Detektors wurde zunächst ein Referenzspektrum der K-32-Konversionslinie aufgenommen. Anschließend wurde die Retardierungsspannung auf den Wert der gefitteten Linienposition eingestellt. Mit dieser konstanten Spannung wurden anschließend kontinuierlich Messpunkte aufgenommen. Diese Messung wurde nach dem Einbau einer Verjüngung in der Stickstoffzuleitung des Detektors wiederholt.

Anhand eines linearen Fits im Bereich der Konversionslinie können die Zählraten als ein Spannungswert dargestellt werden. Abbildung A.1 zeigt die in Spannungswerte umgerechneten Zählraten als Differenz zur gemessenen Retardierungsspannung über die Zeit. Die maximale Spannungsdifferenz beider Messreihen befindet sich bei  $t = 1$  h. Durch die Verjüngung konnten Mikrophonieereignisse um über 50 % reduziert werden.

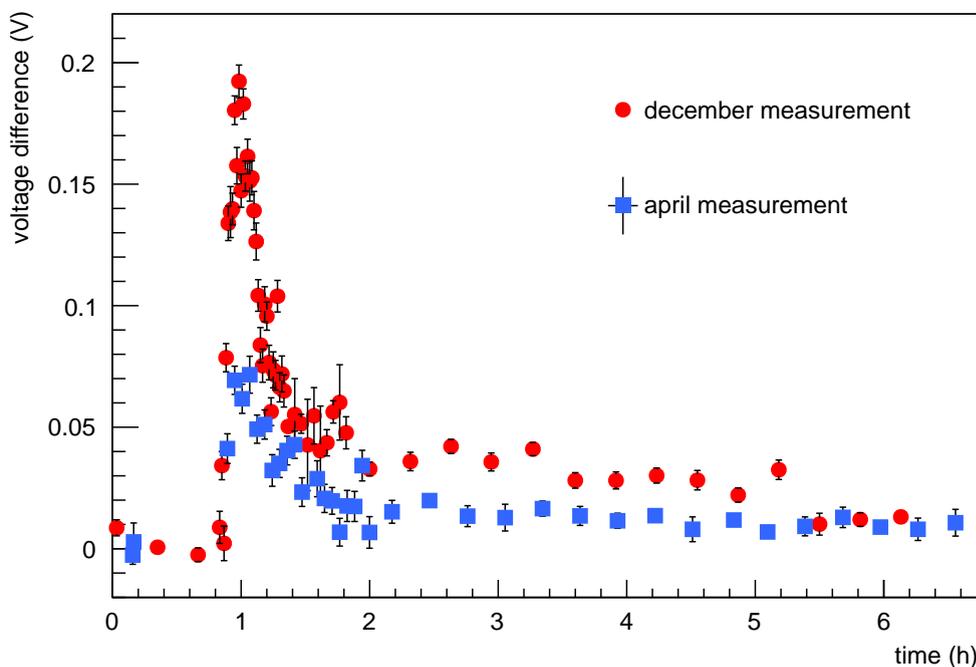


Abbildung A.1: **Änderung der Zählrate während der Detektorbefüllung.** Die Abbildung zeigt die Differenz der angelegten Spannung und der, in einen Spannungswert umgerechneten, Zählrate. Die gezeigten Messreihen wurden vor und nach dem ersten Umbau der Stickstoffzufuhr des Detektors aufgenommen.

## A.2 Tabelle: Einfluss des Fitbereichs

Tabelle A.1: **Einfluss der Fitgrenzen** Die Spalte "1. Pos" bezieht sich auf die Position der K-32-Linie. "2. Pos" stellt eine Hilfslinie dar. Die Spalte "Untere Fitgrenze" und die beiden Positionswerte sind als Differenzen zur kinetischen Energie von gasförmigem Krypton aufgetragen. Die Spalte *Status Error Matrix* gibt an, ob die Fehlermatrix von MINUIT berechnet werden konnte. Im Minimum sollte sie positiv-definit sein.

Fit Modell	Untere Fitgrenze (eV)	$\chi^2$ ndf	1. Pos (eV)	2. Pos (eV)	$\alpha$	Status Error Matrix
DS	-9.3	2.11	$4.664 \pm 022$		$0.129 \pm 0.003$	OK
	-8.3	2.09	$4.651 \pm 014$		$0.126 \pm 6.8 \cdot 10^{-5}$	OK
	-7.3	2.10	$4.632 \pm 090$		$0.121 \pm 0.012$	not pos-def
	-6.3	2.15	$4.641 \pm 024$		$0.124 \pm 0.005$	OK
	-5.3	2.21	$4.555 \pm 006$		$0.104 \pm 0.003$	OK
	-4.3	2.29	$4.632 \pm 103$		$0.122 \pm 0.024$	OK
	-3.3	2.35	$4.662 \pm 045$		$0.130 \pm 0.011$	OK
	-2.3	2.50	$4.605 \pm 069$		$0.114 \pm 0.001$	not pos-def
	-1.3	2.65	$4.590 \pm 017$		$0.109 \pm 7.9 \cdot 10^{-6}$	OK
	-0.3	2.77	$4.589 \pm 022$		$0.106 \pm 0.001$	OK
	0.7	2.97	$4.598 \pm 111$		$0.108 \pm 0.043$	not pos-def
1 Voigt	-9.3	8.31	$3.899 \pm 015$			OK
	-8.3	7.53	$3.913 \pm 002$			OK
	-7.3	6.55	$3.954 \pm 015$			OK
	-6.3	5.53	$4.007 \pm 015$			OK
	-5.3	4.59	$4.050 \pm 015$			OK
	-4.3	4.08	$4.088 \pm 072$			not pos-def
	-3.3	3.87	$4.116 \pm 016$			OK
	-2.3	3.29	$4.170 \pm 017$			OK
	-1.3	2.99	$4.219 \pm 019$			OK
	-0.3	2.88	$4.268 \pm 022$			OK
	0.7	2.93	$4.320 \pm 027$			OK
2 Voigt	-9.3	2.77	$4.174 \pm 010$	$-3.7 \pm 0.7$		not pos-def
	-8.3	2.55	$4.226 \pm 004$	$-2.8 \pm 0.5$		not pos-def
	-7.3	2.61	$4.200 \pm 028$	$-2.7 \pm 2.0$		not pos-def
	-6.3	2.48	$4.241 \pm 004$	$-2.4 \pm 0.4$		not pos-def
	-5.3	2.28	$4.331 \pm 001$	$-0.8 \pm 0.3$		not pos-def
	-4.3	4.18	$4.088 \pm 010$	$-5.2 \cdot 10^5 \pm 2.0$		APPROX.
	-3.3	3.97	$4.116 \pm 010$	$-4.9 \cdot 10^5 \pm 2.0$		APPROX.
	-2.3	3.38	$4.170 \pm 010$	$-4.4 \cdot 10^5 \pm 2.0$		APPROX.
	-1.3	3.08	$4.219 \pm 010$	$-4.0 \cdot 10^5 \pm 2.0$		APPROX.
	-0.3	2.97	$4.268 \pm 010$	$-3.8 \cdot 10^5 \pm 2.0$		APPROX.
	0.7	3.04	$4.319 \pm 010$	$-3.7 \cdot 10^5 \pm 2.0$		APPROX.

### A.3 Einfluss verschiedener Parameter der Messdauer

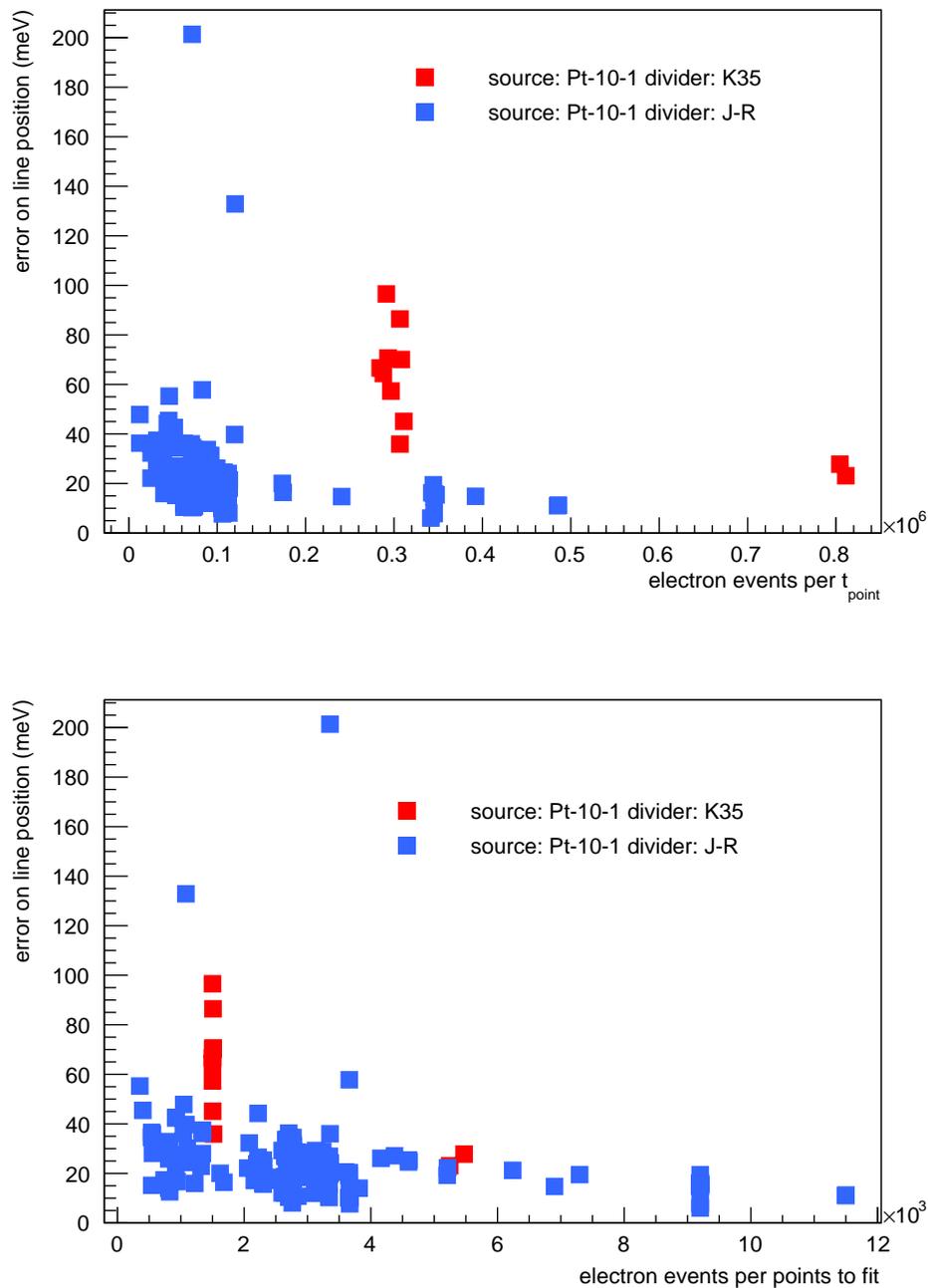


Abbildung A.1: **Einfluss der Messdauer auf den Fehler der Linienposition.** Zur Beurteilung dient  $c_{tot} = t_{point} \cdot A \cdot n = c_{event} \cdot n$ . Die obere Abbildung zeigt den Fehler der K-32-Konversionslinie aufgetragen über die Eventanzahl  $c_{event}$ , die untere über  $t_{point} \cdot A$ . Verwendet wurden die Messungen der Quelle Pt-10-1.

## A.4 Simulation der inelastischen Streuung in den Kalibrationsquellen

Um den Einfluss der inelastischen Streuung auf das Energieverlustelektronenspektrum von unterschiedlichen Implantationsprofilen zu bestimmen, wurde das Simulationsprogramm Penelope-2008 verwendet [SFVS08]. Elektronen die am magnetischen Spiegel reflektiert und in der Quelle in einem Winkel von  $\theta \leq \theta_{\max}$  zum Spektrometer zurückgestreut werden, stellen einen untergeordneten Prozess dar und können in der Simulation vernachlässigt werden. Eine vereinfachte Simulation kann daher mithilfe des Unterprogramms Pencyl erfolgen.

Die Quelle wurde als zylindrisch mit einem Radius von 6 mm und einer Tiefe von 25  $\mu\text{m}$  angenommen. Das Quellmaterial besteht aus reinem Platin. Verunreinigungen und Fehlstellen wurden vernachlässigt. Die Emission der Elektronen erfolgt isotrop in unterschiedlichen Tiefen, gewichtet nach dem SRIM-Implantationsprofil.

Die Energieverteilung der Elektronen wurde als Lorentz-förmig angenommen. Der Erwartungswert dieser Lorentzverteilung beträgt 17824,3 eV mit einer Breite von  $\sigma = 2,71$  eV. Mit der root-Klasse TRandom3 wurde die Energieverteilung von  $10^7$  Elektronen unter diesen Bedingungen berechnet. Die Werte von  $\pm 3\sigma$  um den Erwartungswert wurden als Startenergie in der Simulation verwendet. Die Startenergie kann in Penelope in maximal 500 Bins unterteilt werden. Das Binning der Startenergie beträgt damit 33 meV mit der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Lorentzkurve als Gewichtungsfaktor.

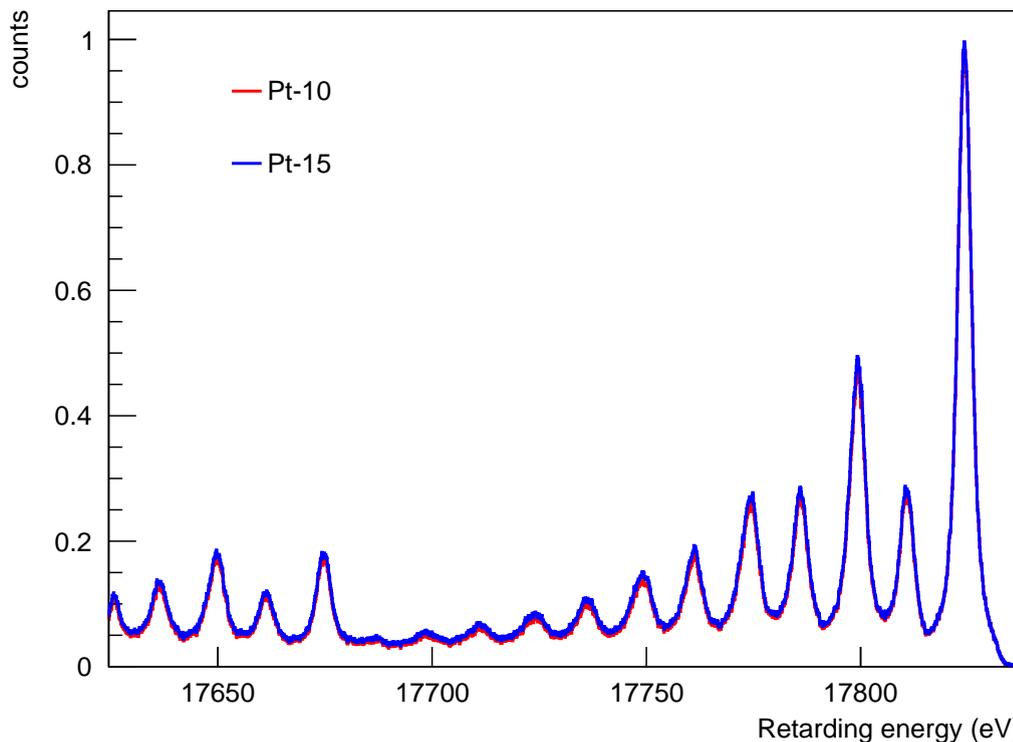


Abbildung A.1: **Simuliertes Energiespektrum der K-32-Linie mit Penelope-2008.** Das Energiespektrum der Quellen Pt-10 (rot) und Pt-15 (blau) sind auf den jeweiligen Hauptpeak normiert. Die Nebenpeaks resultieren aus deltaxförmig angenommenen Wechselwirkungen in Penelope-2008.

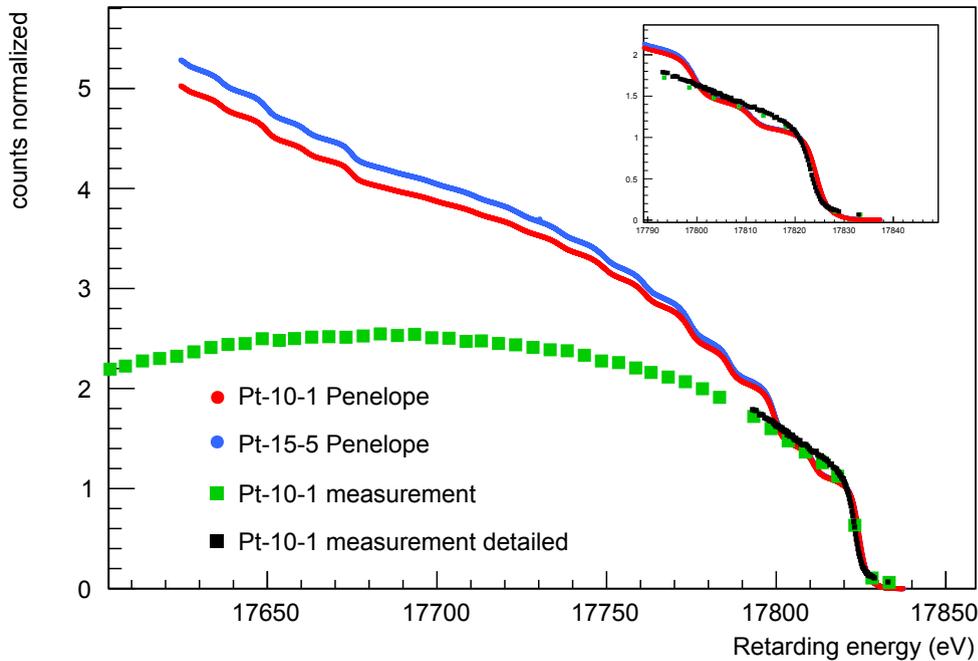


Abbildung A.2: **Vergleich der Penelope Simulation mit Messdaten.** Die Messungen wurden, abzüglich des Untergrunds, auf die Amplitude des Fits normiert. Die Penelope-2008 Simulation wurde auf den Energieverlust freien Elektronenbereich skaliert. Die  $\delta$  Wechselwirkungs-Peak der Simulation führen zu einem Wellenartigen Anstieg im integrierten Spektrum.

Ein Zylinder zentral innerhalb des Quellmaterials stellt den radioaktiven Bereich der Quelle dar. Der Radius des Zylinders beträgt 2 und ist in 32 Teilstücke der Höhe 6 unterteilt. Die Teilstücke entsprechen dem Binning des SRIM-Implantationsprofils. Für jede Implantationstiefe wurde eine Simulation von  $10^7$  Elektronen durchgeführt.

Abbildung A.1 zeigt die aus der Quelle transmittierten Elektronen des gesamten Implantationsprofils der Quellen Pt-10 und Pt-15 in einem Energiebereich von 17625 eV bis 17837 eV. Die Breite eines Energie-Bins beträgt 0,1 eV. Um einen Vergleich mit Messdaten zu ermöglichen, wurde das Energiespektrum zusätzlich mit der Auflösung des Spektrometers von  $\sigma = 0,92$  eV gaußförmig verschmiert. Die Ergebnisse beider Quellen sind auf den jeweils maximalen Bineintrag normiert.

Eine klare Differenzierung zwischen den Energiespektren der beiden Implantationsprofilen ist nicht möglich. Neben dem Hauptpeak bei 17824,3 eV zeigt das Energiespektrum weitere Lorentz-förmige Peaks in konstanten Abständen von 12 eV. Dieses Verhalten ist entweder auf das Binning der Wirkungsquerschnitt-Tabellen zurückzuführen oder, was wahrscheinlicher ist, auf die Näherung der generalisierten Oszillationsstärke mit einer Delta-Funktion [Ren11].

Eine deltaförmige Wechselwirkung wird in Penelope verwendet, falls die Weglänge des Teilchens  $s$  die maximale freie Weglänge  $s_{\max}$  überschreitet. In der gezeigten Simulation beträgt  $s_{\max} = 0,1$  Å und liegt damit deutlich unterhalb der mittleren freien Weglänge  $\lambda \approx 10 - 100$  Å für 17,8 keV Elektronen in Platin. Eine solch geringe maximale Weglänge ist jedoch erforderlich, da  $s_{\max}$  wenigstens um eine Größenordnung geringer sein sollte als die Materialdicke, um verwertbare Simulationsergebnisse zu erhalten.

Das die deltaförmigen Energieverluste deutlich von Penelope überschätzt werden, zeigt sich am integrierten Energiespektrum im Vergleich zu Messungen der Quelle Pt-10-1. Im Anschluss an die detaillierte Messung wurde eine Messung, die einen Messbereich bis 250 eV unterhalb der Konversionslinie abdeckt, durchgeführt. Die Filterspektren der Quelle Pt-10-1 wurden mit einer DS-Funktion gefittet.

In Abbildung A.2 sind die Filterspektren, abzüglich des gefitteten Untergrunds, auf den gefitteten Amplitudenwert normiert. Die Abweichung der Messergebnisse ist auf die großen Messpunktabstände der groben Messung (grün) und der damit einhergehenden schlechten Fitgenauigkeit zurückzuführen. Die simulierten Spektren wurden auf die Hauptlinie der Messungen normiert. Ein deutlich steilerer und stufenförmiger Anstieg der Simulationsdaten gegenüber den Messungen ist zu beobachten.

Daher ist Penelope-2008 zur Simulation der K-32-Konversionselektronen implantierter Quellen nicht geeignet und eine sinnvolle Analyse des Transmissionseinbruchs, der in den Messungen unterhalb von ca. 17680 beobachtet, nicht möglich.

## A.5 Langzeitmessung: Plots

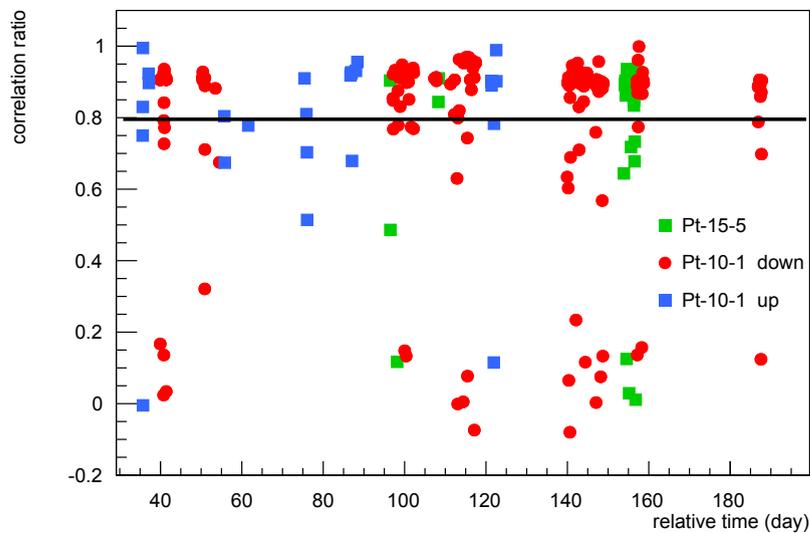


Abbildung A.1: **Korrelation  $\alpha$  Parameter und Linienposition.** Die Werte zeigen die erwartete hohe Korrelationskoeffizienten. Der Grund der Abweichung einzelner Messungen, die Werte nahe Null annehmen, ist nicht bekannt.

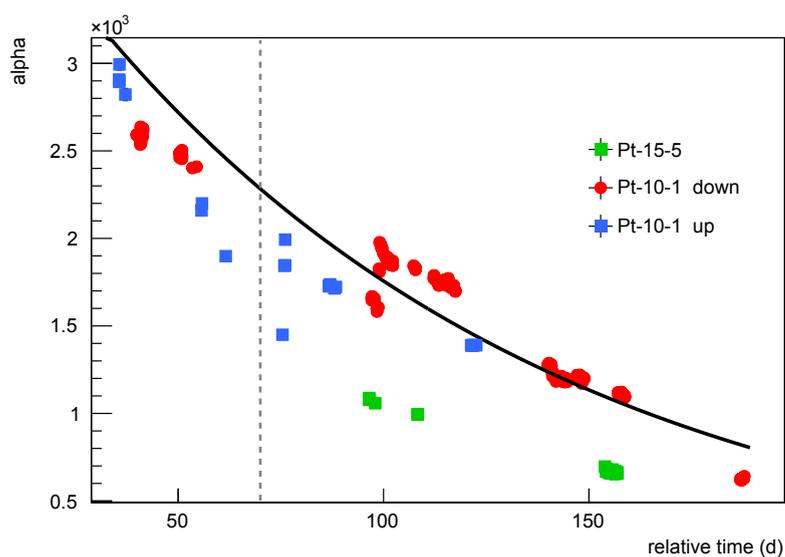


Abbildung A.2: **Änderung der Amplitude der K-32 Konversionslinie.** Die Abweichungen der Messwerte vom Erwartungswert sind auf eine schlechte Reproduzierbarkeit der Positionierung der Quelle im magnetischen Fluss-schlauch zurückzuführen. Leichte Abweichungen haben große Auswirkungen auf die Zählrate und damit auf den Wert der Fitamplitude.

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Neutrinofluss verschiedener Quellen . . . . .	6
2.2	Elektron-Antineutrinooszillationen . . . . .	10
2.3	Hierarchie der Neutrino-Masseneigenzustände . . . . .	13
2.4	Energiedichte des Universums . . . . .	13
2.5	Neutrinoloser Doppelbetazerfall . . . . .	14
2.6	Energiespektrum der Elektronen des $\beta$ -Zerfalls . . . . .	17
3.1	Prinzip eines MAC-E-Filters . . . . .	20
3.2	Übersicht des KATRIN-Experiments . . . . .	22
3.3	Die Transportstrecke . . . . .	23
3.4	Der Fokal-Ebenen-Detektor . . . . .	24
4.1	Aktueller Aufbau des Monitorspektrometers . . . . .	28
4.2	Magnetfeld Konfiguration des Monitorspektrometers . . . . .	29
4.3	Kalibrationsquelle . . . . .	30
4.4	Das $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$ Zerfallsschema . . . . .	31
4.5	Der Detektor des Monitorspektrometers . . . . .	33
5.1	Einfluss des Asymmetrieparameters $\alpha$ . . . . .	39
5.2	Vergleich der Fitmodelle . . . . .	42
5.3	DS-Fit mit unterschiedlichen Messpunktabständen . . . . .	44
5.4	Einfluss des Abstandes der Messpunkte auf die Genauigkeit der Linienposition . . . . .	45
5.5	Einfluss der Messdauer auf den Fehler der Linienposition . . . . .	47
5.6	Einfluss der EMCS-Einstellung auf das Energiespektrum der K-32-Linie . . . . .	48
5.7	Magnetischer Flussschlauch unter Verwendung der EMCS(down)-Einstellung . . . . .	49
5.8	Messungen mit unterschiedlichen EMCS-Einstellungen . . . . .	52
6.1	Die kinetischen Energie der Konversionselektronen in Abhängigkeit der Austrittsarbeit . . . . .	57
6.2	Einfluss von Ausheizen und Belüften auf die K-32 Linienposition . . . . .	59
6.3	Neutrinoloser Doppelbetazerfall . . . . .	60
6.4	ISOLDE . . . . .	61
6.5	Hotspot der implantierten $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$ Quellen . . . . .	63
6.6	Tiefenprofil der implantierten $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$ -Quellen . . . . .	65
6.7	Energieverlust-Spektrum der Quelle Pt-10-1 und Pt-15-5 . . . . .	66
7.1	Langzeitmessung der K-32-Konversionslinie . . . . .	71
7.2	Drift des $\alpha$ -Parameters der K-32-Konversionslinie . . . . .	73
7.3	Langzeitmessung der K-32-Konversionslinie mit abschnittsweise festem $\alpha$ -Parameter . . . . .	74
7.4	Langzeitmessung der L-3-94- und L-3-32-Konversionslinie . . . . .	75
7.5	Langzeitmessung der K-32-Konversionslinie mit einem 1-Voigt-Fit . . . . .	76
7.6	Drift der Gaußbreite $\sigma$ der K-32-Konversionslinie . . . . .	79

---

7.7	Messung der N-3-32-Linie mit Satellit . . . . .	80
A.1	Änderung der Zählrate während der Detektorbefüllung . . . . .	85
A.1	Einfluss der Messdauer auf den Fehler der Linienposition . . . . .	87
A.1	Simuliertes Energiespektrum der K-32-Linie mit Penelope-2008 . . . . .	88
A.2	Vergleich der Penelope Simulation mit Messdaten . . . . .	89
A.1	Korrelation $\alpha$ Parameter und Linienposition. . . . .	91
A.2	Änderung der Amplitude der K-32 Konversionslinie . . . . .	92

# Literaturverzeichnis

- [A<sup>+</sup>02] Q. R. Ahmad *et al.*: *Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory*. Phys. Rev. Lett., 89:011301, Jun 2002. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.011301>.
- [A<sup>+</sup>11] P. Adamson *et al.*: *Improved Search for Muon-Neutrino to Electron-Neutrino Oscillations in MINOS*. Phys. Rev. Lett., 107:181802, Oct 2011. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.181802>.
- [A<sup>+</sup>12a] Y. Abe *et al.*: *Indication of Reactor  $\bar{\nu}_e$  Disappearance in the Double Chooz Experiment*. Phys. Rev. Lett., 108:131801, Mar 2012. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.131801>.
- [A<sup>+</sup>12b] J. K. Ahn *et al.*: *Observation of Reactor Electron Antineutrinos Disappearance in the RENO Experiment*. Phys. Rev. Lett., 108:191802, May 2012. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.191802>.
- [A<sup>+</sup>12c] F. P. An *et al.*: *Observation of Electron-Antineutrino Disappearance at Daya Bay*. Phys. Rev. Lett., 108:171803, Apr 2012. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.171803>.
- [AGG<sup>+</sup>09] J. N. Abdurashitov, V. N. Gavrin, V. V. Gorbachev *et al.*: *Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. III. Results for the 2002–2007 data-taking period*. Phys. Rev. C, 80:015807, Jul 2009. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.80.015807>.
- [AHI<sup>+</sup>11] K. Abe, Y. Hayato, T. Iida *et al.*: *Search for Differences in Oscillation Parameters for Atmospheric Neutrinos and Antineutrinos at Super-Kamiokande*. Phys. Rev. Lett., 107:241801, Dec 2011. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.241801>.
- [Ams07] C. Amsler: *Kern- und Teilchenphysik*. Uni-Taschenbücher M. Vdf Hochschulverlag AG, 2007, ISBN 9783825228859.
- [B<sup>+</sup>87] R. M. Bionta *et al.*: *Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud*. Phys. Rev. Lett., 58:1494–1496, Apr 1987. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.58.1494>.
- [Bau10] Stephan Bauer: *Aufbau und Inbetriebnahme des zweiten Präzisionsspannungsteilers bis 65 kV für das KATRIN-Experiment*, 2010. Diploma thesis, Westfälische Wilhelms-Universität Münster.
- [Bau12] Stephan Bauer: *Persönliche Mitteilung*, 2012.
- [Bau13] Stephan Bauer: *Doktorarbeit in Vorbereitung*, vors. 2013. Phd thesis, Westfälische Wilhelms-Universität Münster.
- [Bon12] Jochen Bonn: *Persönliche Mitteilung*, 2012.

- [Bru06] Jürgen Brunner: *ANTARES - Astronomie in der Tiefsee*. 2006. <http://www.astronomie-heute.de/artikel/835876>.
- [C<sup>+</sup>98] B. T. Cleveland *et al.*: *Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector*. The Astrophysical Journal, 496(1):505–526, 1998. <http://stacks.iop.org/0004-637X/496/i=1/a=505>.
- [CER12] Press Release CERN: *The ATLAS and CMS experiments observe particle consistent with long-sought Higgs boson*, 2012. <http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2012/PR17.12E.html>.
- [CH74] P. H. Citrin und D. R. Hamann: *Measurement and calculation of polarization and potential-energy effects on core-electron binding energies in solids: X-ray photoemission of rare gases implanted in noble metals*. Phys. Rev. B, 10:4948–4963, Dec 1974. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.10.4948>.
- [CHH<sup>+</sup>99] M. Cribier, W. Hampel, G. Heusser *et al.*: *Results of the whole GALLEX experiment*. Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, 70(1-3):284 – 291, 1999, ISSN 0920-5632. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920563298004381>.
- [CN73] Thomas A. Carlson und C. W. Nestor: *Calculation of Electron Shake-Off Probabilities as the Result of X-Ray Photoionization of the Rare Gases*. Phys. Rev. A, 8:2887–2894, Dec 1973. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.8.2887>.
- [Col05] KATRIN Collaboration: *KATRIN Design Report 2004*. 2005. FZKA-7090 (2004).
- [Col12a] COBRA Collaboration: *Homepage COBRA Experiment*, 2012. [http://www.cobra-experiment.org/double\\_beta\\_decay](http://www.cobra-experiment.org/double_beta_decay); Stand 2012.
- [Col12b] Double Chooz Collaboration: *Double Chooz Experiment*. Website, 2012. <http://doublechooz.in2p3.fr/Public/German/welcome.php>; Stand 2012.
- [Col12c] Majorana Collaboration: *Search for Neutrinoless Double-Beta Decay in <sup>136</sup>Xe with EXO-200*. 2012. <http://www.npl.washington.edu/majorana/>.
- [CP01] J.L. CAMPBELL und TIBOR PAPP: *WIDTHS OF THE ATOMIC K-N7 LEVELS*. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 77(1):1 – 56, 2001, ISSN 0092-640X. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X00908489>.
- [CRH<sup>+</sup>56] C. L. Cowan, F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse und A. D. McGuire: *Detection of the Free Neutrino: a Confirmation*. Science, 124(3212):103–104, 1956. <http://www.sciencemag.org/content/124/3212/103.short>.
- [CVV<sup>+</sup>05] S. Croft, R. Venkataraman, M.F. Villani, S. Philips und R.J. Estep: *Uncertainty in rate loss corrections based on counting a periodic pulser*. Applied Radiation and Isotopes, 63, 2005, ISSN 0969-8043. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0969804305001351>.
- [DGG<sup>+</sup>62] G. Danby, J. M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz und J. Steinberger: *Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos*. Phys. Rev. Lett., 9:36–44, Jul 1962. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.9.36>.
- [DH84] J.A. Davies und L.M. Howe: *ION-IMPLANTATION IN METALS*. ANNUAL REVIEW OF MATERIALS SCIENCE, 14:335–372, 1984, ISSN 0084-6600.

- [Dra83] O. Dragoun: *Internal Conversion-Electron Spectroscopy*. Band 60 der Reihe *Advances in Electronics and Electron Physics*, Seiten 1 – 94. Academic Press, 1983. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0065253908608884>.
- [Dre12] Guido Drexlin: *Vorlesung Astroteilchenphysik-II*, 2012. <http://www-ik.fzk.de/~drexlin/>; Stand 2012.
- [Dv70] S. Doniach und M. Šunjić: *Many-electron singularity in X-ray photoemission and X-ray line spectra from metals*. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 3(2):285–291, 1970. (<http://stacks.iop.org/0022-3719/3/i=2/a=010>).
- [EBD69] L. Eriksson, G. R. Bellavance und J. A. Davies: *Substitutional doping during low-dose implantation of Bi and Ti ions in Si at 25Å°C*. *Radiation Effects*, 1(1):71–73, 1969. <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/00337576908234463>.
- [F<sup>+</sup>98] Y. Fukuda *et al.*: *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*. *Phys. Rev. Lett.*, 81:1562–1567, 1998.
- [Fer34] E. Fermi: *Versuch einer Theorie der  $\beta$ -Strahlen*. *Zeitschrift f. Phys. A*, 1934.
- [Fla04] B. Flatt: *Voruntersuchungen zu den Spektrometern des KATRIN Experiments*, 2004. Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität Mainz.
- [For99] Doris Forkel-Wirth: *Exploring solid state physics properties with radioactive isotopes*. *Reports on Progress in Physics*, 1999. (<http://iopscience.iop.org/0034-4885/62/4/002>).
- [Ger01] Alexander Gerlach: *Analyse von Linienbreiten in Photoemissionsspektren zur Bestimmung von d-Lochlebensdauern in Kupfer und Silber*, 2001. Dissertation, Universität Kassel.
- [GFZ12] Helmholtz Zentrum Potsdam Deutsches GeoForschungsZentrum GFZ. Website, 2012. <http://www.gfz-potsdam.de/portal/gfz/Struktur/Departments/Department+2/sec23/service>; Stand 30.06.2012.
- [GGS58] M. Goldhaber, L. Grodzins und A. W. Sunyar: *Helicity of Neutrinos*. *Phys. Rev.*, 109:1015–1017, Feb 1958. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.109.1015>.
- [Gou10] Johannes Goullon: *Installation and commissioning of the monitor spectrometer of KATRIN*, 2010. Diploma thesis, Karlsruhe Institute of Technology.
- [Grö10] Robin GröÙle: *Konzeptionierung und Systematik der Hochspannungsversorgung für das KATRIN Experiment*, 2010. Diploma thesis, Karlsruhe Institute of Technology.
- [Har12] Fabian Harms: *Assembly and First Results of the KATRIN Focal-Plane Detector System at KIT*, 2012. Diploma Thesis, KIT.
- [Hau13] Norman Hausmann: *Diplomarbeit in Vorbereitung*, vrs. 2013. Diploma thesis, Karlsruhe Institute of Technology.
- [Jam94] F. James: *MINUIT – Function Minimization and Error Analysis – Reference Manual*, 1994. CERN Program Library Long Writeup D506.
- [Joh11] Karl Johnston: *Persönliche Mitteilung*, 2011.
- [K<sup>+</sup>05] C. Kraus *et al.*: *Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium  $\beta$  decay*. *European Physical Journal C*, 40:447, 2005. doi:10.1140/epjc/s2005-02139-7.

- [Kas08] Jaromir Kaspar: *Am/Co photoelectron source for energy scale monitoring of the KATRIN neutrino experiment*, 2008. PhD Thesis, Czech Technical University in Prague.
- [KG93] A Kovalik und V M Gorozhankin: *A conversion-electron investigation of the 9.4 keV M1+E2 transition in 83 Kr*. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 19(11):1921, 1993. <http://stacks.iop.org/0954-3899/19/i=11/a=018>.
- [KK<sup>+</sup>01] Klapdor-Kleingrothaus *et al.*: *Evidence for Neutrinoless Double Beta Decay*. Modern Physics Letters A, 16(37):2409, 2001, ISSN 02177323. <http://www.redi-bw.de/db/ebsco.php/search.ebscohost.com/login.aspx?direct=true&db=aph&AN=7145631&site=ehost-live>.
- [Kos12] Andreas Kosmider: *Tritium Retention Techniques in the KATRIN transport section and commissioning of its DPS2-F cryostat*, 2012. PhD Thesis, KIT.
- [Kra88] Kenneth S. Krane: *Introductory Nuclear Physics*. Wiley-VCH, 1988, ISBN 9780471805533.
- [Kra12] Marcel Kraus: *Kalibration und Entwicklung von Komponenten für das KATRIN Präzisions Hochspannungs System*, 2012. Diploma thesis, Karlsruhe Institute of Technology.
- [KUA01] K. Kodama, N. Ushida und C. Andreopoulos: *et al.*: *Observation of tau neutrino interactions*. Physics Letters B, 504(3):218 – 224, 2001, ISSN 0370-2693. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269301003070>.
- [Kug00] Erich Kugler: *The ISOLDE facility*. Hyperfine Interactions, 129(1-4):23–42, 2000.
- [L<sup>+</sup>99] V. M. Lobashev *et al.*: *Neutrino mass and anomaly in the tritium  $\beta$ -spectrum. results of the "TROIISK  $\nu$ -MASS" EXPERIMENT*. Physics Letters., B 46:227–235, 1999.
- [Lei10] Benjamin Leiber: *Non-axially symmetric field and trajectory calculations for the KATRIN-experiment*, 2010. Diplomarbeit, Karlsruhe Institute of Technology.
- [LL12] Thomas J. Loredo und Don Q. Lamb: *Search for Neutrinoless Double-Beta Decay in  $^{136}\text{Xe}$  with EXO-200*. 2012. arXiv:1205.5608v10.
- [LSS63] Jens Lindhard, Morten Scharff und Hans E. Schiøtt: *Range concepts and heavy ion ranges*. Notes on atomic collisions ; 2Matematisk-fysiske meddelelser. Munksgaard, København, 1963.
- [M<sup>+</sup>06] A. Monfardini *et al.*: *The microcalorimeter arrays for a rhenium experiment (MARE): A next-generation calorimetric neutrino mass experiment*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 559(2):346 – 348, 2006, ISSN 0168-9002. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900205023922>.
- [Ma06] Ernest Ma: *Verifiable radiative seesaw mechanism of neutrino mass and dark matter*. Phys. Rev. D, 73:077301, Apr 2006. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.73.077301>.
- [Mül02] Beatrix Müller: *Umbau des Mainzer Neutrinomassensexperiments und Untergrunduntersuchungen im Hinblick auf KATRIN*, 2002. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz.

- [OC10] OPERA-Collaboration: *Observation of a first  $\nu$  candidate event in the OPERA experiment in the CNGS beam*. Physics Letters B, 691:138–145, Juli 2010.
- [Ost08] Beatrix Ostrick: *Eine kondensierte  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  Kalibrationsquelle für das KATRIN Experiment*, 2008. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster.
- [Pau78] W. Pauli: *Dear radioactive ladies and gentlemen*. Phys. Today, 31N9:27, 1978.
- [Pic90] Antoni Picard: *Aufbau und Test eines Solenoid-Retardierungs-Spektrometers zur Bestimmung der Neutrinomasse aus dem Tritium- $\beta$ -Zerfall*, 1990. Dissertation, Johannes Gutenberg Universität Mainz.
- [PP07] S.G. Prussin und S. Prussin: *Nuclear Physics for Applications: A Model Approach*. Physics Textbook. Wiley-VCH, 2007, ISBN 9783527407002. <http://books.google.de/books?id=2UfDTDWDcykC>.
- [PRSZ04] B. Povh, K. Rith, C. Scholz und F. Zetsche: *Povh, B: Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer-Lehrbuch. Springer, 2004, ISBN 9783540210658.
- [Rei09] Jan Reich: *Magnetfeldmessungen und Designarbeiten für das EMCS Luftspulensystem am KATRIN Hauptspektrometer*, 2009. Diploma thesis, Universität Karlsruhe (TH).
- [Ren11] Pascal Renschler: *KESS - A new Monte Carlo simulation code for low-energy interactions in silicon detectors*, 2011. PhD Thesis, KIT.
- [S<sup>+</sup>04] M. Sisti *et al.*: *New limits from the Milano neutrino mass experiment with thermal microcalorimeters*. Nucl. Instrum. Meth., A520:125–131, 2004.
- [S<sup>+</sup>05] S. Schieler *et al.*: *The GERmanium Detector Array (GERDA) for the search of neutrinoless  $\beta\beta$  decays of  $^{76}\text{Ge}$  at LNGS*, 2005. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 145.
- [San06] D.C. Santry: *Ranges of 40 keV ions in polycrystalline tungsten and gold*. Applied Radiation and Isotopes, 64(12):1528 – 1537, 2006, ISSN 0969-8043. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0969804306002089>.
- [Sch11] Michael Schupp: *Inbetriebnahme des Monitorspektrometers und erste Messungen*, 2011. Diploma thesis, Karlsruhe Institute of Technology.
- [SFVS08] Francesc Salvat, Jose M. Fernandez-Varea und Josep Sempau: *PENELOPE-2008: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport*, 2008. Workshop Proceeding Barcelona, Spain.
- [Sle11] Martin Slesák: *The source of monoenergetic electrons for the monitoring of spectrometer in the KATRIN neutrino experiment*, 2011. Diploma Thesis, Academy of Sciences of the Czech Republic.
- [tag94] *Master index*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 61-70(0):1 – 112, 1994, ISSN 0168-583X. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168583X94950024>.
- [Thü07] Thomas Thümmler: *Präzisionsüberwachung und Kalibration der Hochspannung für das KATRIN-Experiment*, 2007. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster.
- [vBH10] O. von Baeyer und O. Hahn: 1910. Phys. Z. 11 (1910) 488. 13.

- [Vöc12] Sebastian Vöcking: *Doktorarbeit in Vorbereitung*, 2012. PhD thesis, Karlsruhe Institute of Technology, vrs. 2012.
- [Wan12] Nancy Wandkowsky: *Doktorarbeit in Vorbereitung*, 2012. PhD thesis, Karlsruhe Institute of Technology, vrs. 2012.
- [WBB91] D. L. Wark, R. Bartlett und T. J. Bowles: *et al.: Correspondence of electron spectra from photoionization and nuclear internal conversion*. Phys. Rev. Lett., 67:2291–2294, Oct 1991. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.67.2291>.
- [Wie12] Vanessa Wiedmann: *Systematische Untersuchungen zur Hochspannungsstabilisierung am KATRIN-Monitorspektrometer*, 2012. Diploma thesis, Karlsruhe Institute of Technology.
- [Wol78] L. Wolfenstein: *Neutrino oscillations in matter*. Phys. Rev. D, 17:2369–2374, May 1978. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.17.2369>.
- [WZ08] Christian Weinheimer und Miroslav Zbořil: *A proposal to disentangle the drift of the  $^{83}\text{Rb}/^{83\text{m}}\text{Kr}$  conversion electron source and the drift of the precision HV divider*, 2008. Internal Report.
- [YL85] J.J. Yeh und I. Lindau: *Atomic subshell photoionization cross sections and asymmetry parameters:  $1 \leq Z \leq 103$* . Atomic Data and Nuclear Data Tables, 32(1):1 – 155, 1985, ISSN 0092-640X. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0092640X85900166>.
- [Zbo11] Miroslav Zbořil: *Solid electron sources for the energy scale monitoring in the KATRIN experiment*, 2011. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster.
- [Zie12] J. Ziegler: *Software package SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter)*. Website, 2012. <http://www-app3.gfz-potsdam.de/Declinationcalc/declinationcalc.html>, ;.

# Danksagung

Ich danke Herrn Professor Drexlin für die Möglichkeit am KATRIN Experiment meine Diplomarbeit zu schreiben und die gute Betreuung während der gesamten Zeit, sowie Herrn Professor de Boer für die Zweikorrektur dieser Arbeit.

Ein großer Dank geht an Dr. Klaus Schlösser für seine Betreuung, seine konstruktive Kritik, den freundschaftlichen Umgang und ein interessantes Jahr am Monitorspektrometer und im französischen Jura.

Ich danke meinen Kollegen Stephan Bauer, Marcel Kraus und Vanessa Wiedmann vom Monitorspektrometer für die interessanten Gespräche und eine gute Arbeitsatmosphäre.

Děkujeme vám za Martin Slesák programu fitness programu. Dobrou chut'.

Ich danke Dan Furse, Stefan Groh und Benjamin Leiber, dass sie sich immer Zeit für meine C++-Probleme genommen und mir eine Einführung in KASSIOPEIA gegeben haben.

Ich danke Johannes Schwarz, dass er sich mit mir durch den Fortran Code von Penelope gekämpft hat und, zusammen mit Martin Babutzka, für eine tolle Zeit in Mainz.

Ich danke Dr. Thomas Thümmler und Nancy Wandkowsky für ihre Hilfestellung und dem Korrekturlesen meiner Arbeit.

Doch der größte Dank geht an meine Freunde und Familie, vorallem an meine Eltern und an meine Freundin Eva die mich immer unterstützt haben.