

Systematische Untersuchungen zur Hochspannungsstabilisierung am KATRIN-Monitorspektrometer

Diplomarbeit
von

Vanessa Wiedmann

An der Fakultät für Physik
Institut für Kernphysik (IK)

Erstgutachter: Prof. Dr. Guido Drexlin
Zweitgutachter: Prof. Dr. Michael Feindt
Betreuender Mitarbeiter: Dr. Thomas Thümmler

Bearbeitungszeit: 01. April 2011 – 11. Mai 2012

Erklärung

Hiermit versichere ich, diese Arbeit selbstständig angefertigt, alle benutzten Hilfsmittel vollständig angegeben und alles kenntlich gemacht zu haben, was aus Arbeiten anderer unverändert oder mit Abänderung entnommen wurde.

Karlsruhe, den 11. Mai 2012

Vanessa Wiedmann

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Neutrinos	3
2.1	Das Standardmodell	3
2.2	Neutrinoquellen	4
2.2.1	Supernova-Neutrinos	4
2.2.2	Solare Neutrinos	6
2.2.3	Atmosphärische Neutrinos	6
2.2.4	Geo-Neutrinos	7
2.2.5	Reaktor-Neutrinos	7
2.2.6	Beschleuniger-Neutrinos	7
2.3	Neutrinooszillation	7
2.4	Massenbestimmung	8
2.4.1	Neutrinoloser Doppelbeta-Zerfall	11
2.4.2	Beta-Spektrum	12
3	Das KATRIN-Experiment	15
3.1	MAC-E-Filter	15
3.2	Transmissionsfunktion	16
3.3	Aufbau des KATRIN-Experiments	17
3.3.1	Fensterlose gasförmige Tritiumquelle	19
3.3.2	Spektrometer	19
3.3.3	Detektor	20
3.4	Systematik des Analysierpotentials und Kalibrationskette	20
4	Das Monitorspektrometer	23
4.1	Spektrometer	23
4.2	Kalibrationsquelle	26
4.3	Detektor	27
4.4	Hochspannungslayout	27
4.5	Messablaufsteuerung und Datenerfassung	27
5	Die Hochspannungsnachregelung am Monitorspektrometer	31
5.1	Aufbau und Funktionsweise	31
5.2	Ansteuerung	33
5.3	Test der Nachregelung	34
5.4	Ergebnisdiskussion	36
6	Messungen am Monitorspektrometer	39
6.1	Messprinzip	39
6.2	Das Fitprogramm	41
6.3	Auswirkung von Störungen auf die Messung	43

6.4	Implementierung der Störung in die Transmissionsfunktion	45
6.5	Messung mit Nachregelung	45
6.6	Störungen an der Quelle	48
6.6.1	Auswertung	50
6.7	Störungen des Tankpotentials	54
6.7.1	Auswertung	54
6.7.2	Ergebnisse	54
7	Zusammenfassung und Ausblick	57
	Literaturverzeichnis	59

1. Einleitung

I have done something very bad today by proposing a particle that can not be detected. That's something no theorist should ever do.

- Wolfgang Pauli

Im Jahre 1930 postulierte Wolfgang Pauli das Neutrino, wodurch die bis dahin ungeklärte Form des kontinuierlichen Spektrums bei β -Zerfällen erklärt werden konnte. Beim β -Zerfall entstehen nach Pauli nicht nur ein Proton und ein Elektron, sondern auch ein Anti-Elektron-Neutrino (siehe Gleichung 1.1).



Da es mit den besten damaligen Technologien nicht detektierbar war, war bereits bekannt, dass das elektrisch neutrale Neutrino einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt haben muss. Erst 26 Jahre später gelang es beim Cowan-Reines-Experiment [C⁺56] Neutrinos nachzuweisen. Und auch heute noch sind Neutrinos und ihre Eigenschaften ein fester Bestandteil vieler Experimente und von großem Interesse für die Physik. Durch die Beobachtung der Neutrinooszillation wurde ein Beweis dafür erbracht, dass Neutrinos eine von Null verschiedene Masse besitzen müssen. In diversen Experimenten wurde bereits versucht, diese zu messen. Bisher gelang es jedoch nur, eine Obergrenze anzugeben.

Das KATRIN-Experiment, in dessen Rahmen diese Diplomarbeit entstanden ist, möchte ab 2015 mit einer bisher unerreichten Sensitivität von 0,2 eV diese Obergrenze um eine Größenordnung verbessern oder den exakten Wert für die Anti-Elektron-Neutrinomasse bestimmen.

In den folgenden Kapiteln werden zunächst grundlegende Eigenschaften von Neutrinos erklärt und ihre Bedeutung für verschiedene Experimente erläutert.

Anschließend wird der Aufbau und das Messprinzip des KATRIN-Experimentes vorgestellt. Dabei wird vor allem auf die Systematik und Kalibrationskette der Hochspannung und aus diesem Grund auch weiterführend auf das KATRIN-Monitorspektrometer eingegangen. In dieser Arbeit wurden, als experimenteller Schwerpunkt, verschiedene Messungen am Monitorspektrometer durchgeführt, um periodische Hochspannungsfuktuationen und ihre Auswirkungen auf die Messungen zu untersuchen.

Dafür wurden künstlich erzeugte sinusförmige Störungen in das Hochspannungssystem eingespeist und spezifische Messungen durchgeführt. Die sinusförmigen Störungen wurden in das Analyseprogramm implementiert, um sie damit auszuwerten.

Die aus diesen Messungen gewonnenen Erkenntnisse werden auf mögliche Auswirkungen bei der Messung mit dem KATRIN-Hauptspektrometer übertragen und es werden abschließend erforderliche Maßnahmen diskutiert.

2. Neutrinos

Dieses Kapitel behandelt ausgewählte Grundlagen der Neutrinophysik. In Kapitel 2.1 wird dem Neutrino ein Platz im Standardmodell der Teilchenphysik zugeordnet und einige seiner grundlegenden Eigenschaften werden erläutert. Kapitel 2.2 behandelt verschiedene Neutrinoquellen und gibt einen Überblick über die Eignung der unterschiedlichen Quellen für verschiedene Experimente. Mit der Bestimmung der Neutrinomasse (Kapitel 2.4) könnte auch die Frage nach der Bedeutung von Neutrinos geklärt werden.

2.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell (SM) beschreibt die bekannten Elementarteilchen und die fundamentalen Wechselwirkungen zwischen ihnen. Zu den Elementarteilchen gehören die Fermionen (Spin-1/2-Dirac-Teilchen), welche weiter in Leptonen, Quarks und deren Antiteilchen unterteilt werden können. In Tabelle 2.1 sind einige ihrer Eigenschaften gegenübergestellt.

Fermionen können, indem man die Partner bezüglich der schwachen Wechselwirkung zusammenfasst, in drei Familien eingeteilt werden. Es gibt sechs verschiedene Quark-Arten: **u**p, **d**own, **c**harm, **s**trange, **t**op und **b**ottom. Sie tragen sowohl eine elektrische Ladung (**u**, **c**, **t**: $+2/3$ e und **d**, **s**, **b**: $-1/3$ e) als auch eine Farbladung, welche die Werte **rot**, **blau** und **grün** annehmen kann. Dazu gibt es jeweils die Antiteilchen mit den entsprechenden Farbladungen **antirot**, **antigrün** oder **antiblau**.

Die verschiedenen Wechselwirkungen sind in Tabelle 2.2 aufgelistet. Die vierte Wechselwirkung, die Gravitationskraft, spielt im subatomaren Bereich keine Rolle, da sie zu schwach ist, um Elementarteilchen merklich zu beeinflussen und wird somit außen vor gelassen.

Vermittelt werden die Wechselwirkungen durch Austauscheteilchen, sogenannte Vektorbosonen (Spin-1-Teilchen). Die starke Wechselwirkung koppelt zum Beispiel an die Farbladung und kann durch 8 verschiedene Gluonen vermittelt werden. Die Gluonen tragen selbst auch Farbladungen und können somit nicht nur mit den Quarks, sondern auch untereinander wechselwirken.

Die geladenen Leptonen (e , μ und τ) können sowohl an der elektromagnetischen als auch an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen. Die ungeladenen Leptonen heißen Neutrinos. Es gibt 3 Neutrinoarten (auch Flavour-Familien genannt): ν_e , ν_μ und ν_τ . Sie tragen weder eine elektrische noch eine Farbladung. Somit können sie nur schwach wechselwirken, dies erschwert ihren Nachweis erheblich. Die Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung

Tabelle 2.1: Elementare Fermionen im Standardmodell

Familie	1	2	3	elektrische Ladung	Farbe
Leptonen	$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 \\ 0 \end{pmatrix}$	-
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix}$	r,b,g

Tabelle 2.2: Elementare Wechselwirkungen

Wechselwirkung	koppelt an	Austauschteilchen
stark	Farbe	8 Gluonen (g)
elektromagnetisch	elektrische Ladung	Photon (γ)
schwach	schwache Ladung	W^\pm, Z^0

sind die W^+ , W^- und Z^0 Vektorbosonen. Sie haben eine sehr große Masse, wodurch die Reichweite der schwachen Wechselwirkung auf $\sim 10^{-18}$ m beschränkt ist.

Bei allen experimentell nachgewiesenen Zerfällen ist die Leptonenzahl L eine Erhaltungsgröße. Beim β -Zerfall des Neutrons (Gleichung 1.1) zum Beispiel entstehen ein Elektron und ein Proton, womit die Ladungserhaltung gewährleistet ist. Im Anfangszustand ist die Leptonenzahl $L = 0$. Es muss also neben dem Elektron ($L = 1$) auch ein Antineutrino ($L = -1$) entstehen. Somit wäre die Leptonenzahlerhaltung gegeben.

Die uns umgebende Materie besteht lediglich aus Teilchen der ersten Familie, da diese stabil sind. Die Teilchen der zweiten und dritten Familien können in Teilchenbeschleunigern beobachtet werden oder entstehen bei Wechselwirkungen von kosmischer Höhenstrahlung (hauptsächlich durch hochenergetische Protonen) mit der Erdatmosphäre. Sie haben eine sehr kurze Lebensdauer und zerfallen bis zu den stabilen Teilchen der ersten Familie.

2.2 Neutrinoquellen

Es gibt viele verschiedene Neutrinoquellen. Sie können in künstliche und natürliche Quellen unterteilt werden. In Abbildung 2.1 ist der Neutrinofluss in Abhängigkeit der Neutrinoenergie für verschiedene Quellen dargestellt. Die unterschiedlichen Quellen werden im Folgenden näher erläutert.

2.2.1 Supernova-Neutrinos

Massereiche Sterne, welche mindestens die achtfache Sonnenmasse besitzen, haben eine kurze Lebensdauer von etwa 10^7 Jahren. Sobald der nukleare Brennstoff (Wasserstoff, der zu Helium fusioniert) verbraucht ist, fusioniert Helium aufgrund der starken Gravitation weiter, bis der Kern schließlich aus Schwermetallen besteht. Der Stern endet in einer Supernova vom Typ II. Nach einem Gravitationskollaps des Sternkerns werden zunächst Protonen durch Elektroneneinfang in Neutronen umgewandelt:



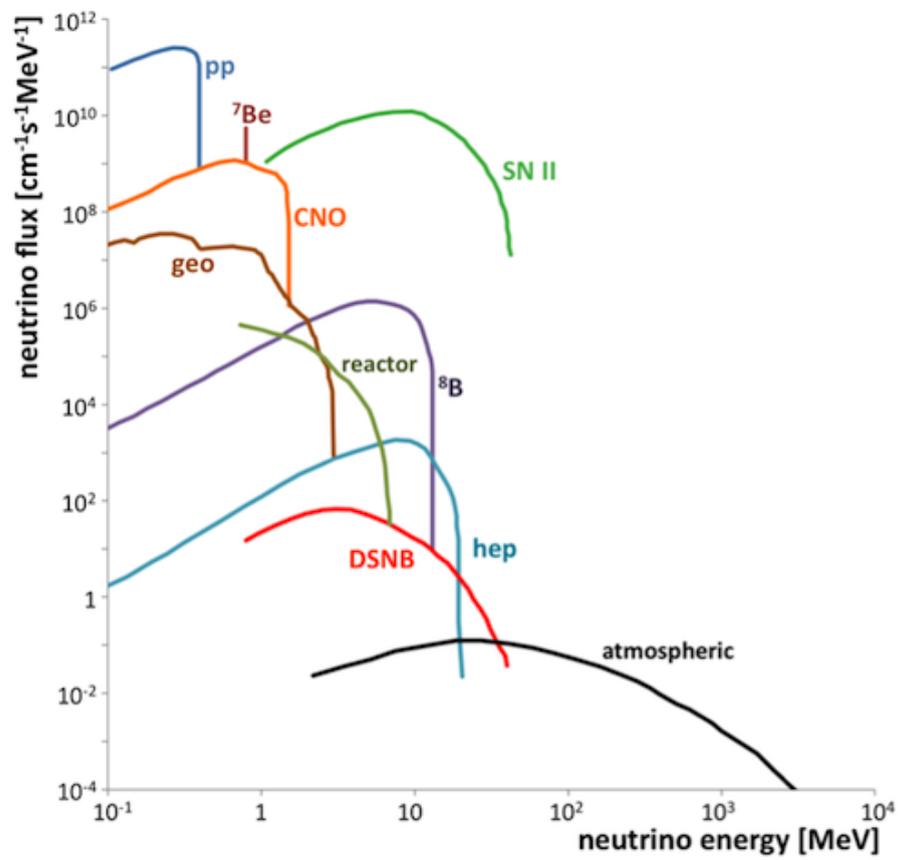


Abbildung 2.1: **Neutrinofluss verschiedener Neutrinoquellen:** Es ist der Neutrinofluss in Abhängigkeit von der Energie für verschiedene Neutrinoquellen dargestellt. Abbildung aus [Neu12]

Dabei werden auch Elektron-Neutrinos abgestrahlt. Dies macht jedoch nur 10% der abgestrahlten Neutrinos aus.

Der Sternkern kühlt sich durch die thermische Neutrinoerzeugung (Gleichung 2.2) weiter ab. Bei diesem Prozess werden alle drei Neutrino-Arten erzeugt:

$$e^+ + e^- \rightarrow \nu_\alpha + \bar{\nu}_\alpha \text{ mit } \alpha = e, \mu, \tau \quad (2.2)$$

Vom Stern bleibt übrig eine sich ausbreitende Materiewolke und, je nach anfänglicher Sternmasse, ein Neutronenstern oder ein Schwarzes Loch übrig.

Da die Neutrinos emittiert werden bevor die Supernova im elektromagnetischen Spektrum sichtbar wird, und da Neutrinos sich fast mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, können diese schon vor dem tatsächlichen Lichtsignal auf der Erde detektiert werden und somit als Frühwarnsystem dienen.

Die erste aufgrund des Neutrinoausbruchs beobachtete Supernova war die SN1987A, bei der etwa 10^{58} Neutrinos emittiert wurden. Der Wasser-Cherenkov-Detektor des IMB-Experiments konnte davon 8 Neutrinos detektieren [B⁺87], der Kamiokande-Detektor detektierte weitere 11 Neutrinos [H⁺87]. Etwa drei Stunden später wurde auch die abgestrahlte elektromagnetische Strahlung beobachtet. Selbst wenn nur ein extrem kleiner Bruchteil der emittierten Neutrinos detektiert wurde, konnte dadurch erstmals das Typ II Supernova-Modell experimentell bestätigt werden.

2.2.2 Solare Neutrinos

Bei der thermonuklearen Fusion von Wasserstoff zu Helium entstehen bei vier Zwischenreaktionen in der sogenannten pp-Kette im Sonneninneren Elektron-Neutrinos ν_e :



Das Neutrinospektrum der Sonne kann anhand des Standard-Sonnenmodells (SSM) berechnet werden. Da die Neutrinos die Sonne quasi ungehindert verlassen, können sie Informationen über das Sonneninnere übermitteln. Aufgrund ihrer langen Flugstrecke eignen sie sich ideal für Neutrinooszillationsexperimente (mehr dazu in Kapitel 2.3).

2.2.3 Atmosphärische Neutrinos

Wie bereits in Kapitel 2.1 erwähnt, finden beim Eindringen von kosmischer Höhenstrahlung in die Erdatmosphäre zahlreiche Wechselwirkungen statt. Die hochenergetischen Protonen stoßen mit den Atomkernen der oberen Erdatmosphäre. Die dadurch erzeugten Teilchen können ebenfalls mit Atomkernen stoßen und ihrerseits neue Teilchen erzeugen. In dem dadurch entstehendem Luftschauder (atmosphärische Kaskade) werden hauptsächlich niederenergetische, geladene Pionen (π^\pm) und Kaonen (K^\pm) erzeugt. Über den Zerfall in μ^\pm und weiter in e^\pm entstehen die atmosphärischen Neutrinos:

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

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

Aus den Gleichungen 2.7 und 2.8 wird ersichtlich, dass sich ein Verhältnis von 1:2 für die Produktion von $\nu_e/\bar{\nu}_e$ zu $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ ergibt.

2.2.4 Geo-Neutrinos

In der Erde kommen die radioaktiven Isotope Uran, Thorium und Kalium vor. In deren Zerfallsketten entstehen über den β^- -Zerfall (Gleichung 1.1) Anti-Elektron-Neutrinos. Die Messung dieser Neutrinos kann neue Informationen über die genaue Zusammensetzung der Erdkruste und die Wärmeerzeugung im Erdinneren liefern.

2.2.5 Reaktor-Neutrinos

Kernreaktoren sind aufgrund des in ihnen stattfindenden β^- -Zerfalls (Gleichung 1.1) starke $\bar{\nu}_e$ -Quellen. Bei jedem Spaltungsprozess werden im Mittel 6 Anti-Elektron-Neutrinos emittiert. Ein Reaktor emittiert bei einer Leistung von 2800 MW etwa $5 \cdot 10^{20}$ $\bar{\nu}_e$ pro Sekunde. Aufgrund der geringen Energie (≤ 10 MeV) und der großen, genau bekannten Flussdichte eignen sich Reaktor-Neutrinos besonders für Oszillationsexperimente (siehe Kapitel 2.3), wie zum Beispiel das aktuelle Daya Bay-Experiment [Col07].

2.2.6 Beschleuniger-Neutrinos

Auch in Beschleunigern werden Neutrinos erzeugt. Bei Protonenbeschleunigern, wie zum Beispiel beim LHC¹ am CERN², werden Protonen beschleunigt und auf ein Graphit Target geschossen. Dort werden Pionen (π^\pm) und Kaonen (K^\pm) erzeugt, deren kinetische Energie bevorzugt in Richtung des Protonenstrahls ausgerichtet ist. Der Pionen- und Kaonenstrahl wird anschließend durch zwei magnetische Linsen gebündelt, so dass ein paralleler Strahl durch die Erdkruste hindurch zum Untergrundlabor im Gran Sasso geschickt wird, in dem sich die Experimente OPERA [D⁺03] und ICARUS [Kis05] befinden. Gemäß Gleichung 2.7 und 2.8 zerfallen die Teilchen in Myon-Neutrinos, welche dann von den Detektoren registriert werden können.

2.3 Neutrinooszillation

Neutrinooszillationen sind der erste Beweis für Physik jenseits des Standardmodells. Im Standardmodell werden die Neutrinos als masselos angenommen. Es kann jedoch indirekt gezeigt werden, dass Neutrinos eine von Null verschiedene Ruhemasse besitzen, indem Übergänge (Oszillationen) zwischen den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung (den Flavour-Familien) $|\nu_e\rangle$, $|\nu_\mu\rangle$ und $|\nu_\tau\rangle$ beobachtet werden. Im Falle masseloser Neutrinos können keine Flavouroszillationen auftreten. Die Masseneigenzustände $|\nu_1\rangle$, $|\nu_2\rangle$ und $|\nu_3\rangle$ entsprechen dann den Flavour-Eigenzuständen.

Beim Homestake-Experiment [C⁺98] wurde erstmals ein experimenteller Hinweis für Neutrinooszillationen beobachtet. In den Jahren von 1970 bis 1994 wurde dort der solare Fluss von Elektron-Neutrinos mit Hilfe eines radiochemischen Detektors gemessen. Vergleicht man die Messergebnisse mit den Erwartungen aus dem mittels des Standard-Sonnenmodells (SSM) berechneten Neutrinofluss, zeigt sich ein ν_e -Defizit. Nur etwa 1/3

¹Large Hadron Collider

²Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

der erwarteten ν_e konnte nachgewiesen werden. Dies führte zum berühmten "solaren Neutrino-Problem".

Geht man von der Gültigkeit des SSM aus, so kann durch die Annahme, dass Neutrinos eine Masse besitzen, das "solare Neutrino-Problem" gelöst werden.

In diesem Fall sind die Flavour-Eigenzustände Linearkombinationen der drei verschiedenen Masseneigenzustände:

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

Im Falle einer Zwei-Flavourmischung kann aus der Zeitentwicklung der Wellenfunktion eines Neutrinos die Übergangswahrscheinlichkeit $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ eines Neutrino-Flavours in einen anderen Neutrino-Flavour berechnet werden:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\Theta_{\alpha\beta}) \sin^2\left(1,27 \cdot \Delta m^2 \cdot \frac{L_\nu}{E_\nu}\right) \quad (2.10)$$

Dabei ist $\Theta_{\alpha\beta}$ der Mischungswinkel, $[\Delta m^2 = m_i^2 - m_j^2]$ die Differenz der Massenquadrate, L_ν der Flugweg in Metern und E_ν die Neutrinoenergie in MeV.

Die 3×3 -Matrix aus Gleichung 2.9 heißt Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata-Matrix (PMNS-Matrix). Die Matrixelemente enthalten die Mischungswinkel Θ_{12} , Θ_{13} und Θ_{23} .

Auf der Strecke von der Sonne zur Erde wandeln sich somit etwa $2/3$ der Elektron-Neutrinos in Myon- oder Tau-Neutrinos um. Dies konnte anhand der Messung aller Neutrino-Flavours durch weiterführende Experimente wie Super-Kamiokande [F⁺98] und das SNO-Experiment [C⁺11] nachgewiesen werden.

Beim Double Chooz-Experiment [A⁺12a] werden bei der Messung von Θ_{13} die von dem Kernkraftwerk Chooz emittierten Anti-Elektron-Neutrinos von zwei Flüssigszintillator-Detektoren in 400 m und 1050 m Entfernung gemessen. Abbildung 2.2 zeigt die Überlebenswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Entfernung vom Reaktor. Bei einem Abstand von etwa 50 m von der Quelle sind über 80% der Anti-Elektron-Neutrinos in andere Flavourzustände übergegangen.

Anhand solcher Oszillations-Experimente können die Mischungswinkel und Massendifferenzen bestimmt werden. Erst kürzlich veröffentlichte das Team des Daya Bay-Experiments [A⁺12b] die Ergebnisse des letzten unbekanntem Mischungswinkels Θ_{13} (siehe Gleichung 2.11).

$$\sin^2(2\Theta_{13}) = 0,092 \pm 0,016 \text{ (stat.)} \pm 0,005 \text{ (syst.)} \quad (2.11)$$

und bestätigte damit frühere Ergebnisse des Double Chooz-Experiments [A⁺12a].

2.4 Massenbestimmung

In Kapitel 2.3 wurde bereits gezeigt, dass Neutrinos eine von Null verschiedene Ruhemasse besitzen. Aus Gleichung 2.10 ist ersichtlich, dass Oszillationsexperimente zwar Aussagen über die Massendifferenzen der verschiedenen Masseneigenzustände treffen, nicht jedoch

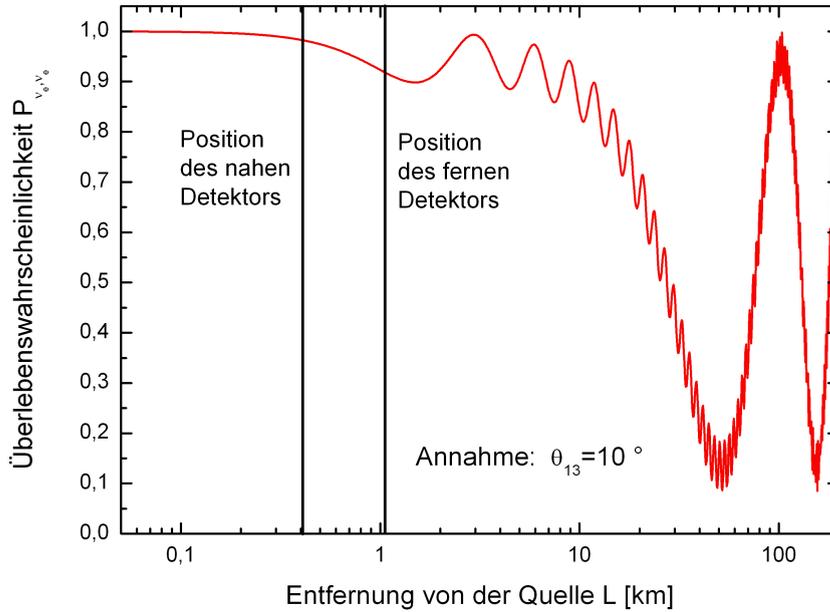


Abbildung 2.2: **Neutrino-Oszillation:** Dargestellt ist die Überlebenswahrscheinlichkeit von Anti-Elektron-Neutrinos beim Double Chooz-Experiment in Abhängigkeit zur Entfernung von der Quelle. Zusätzlich sind die Positionen der beiden Detektoren eingezeichnet. Abbildung aus der Double Chooz-Homepage [Col11].

die absolute Masse ermitteln können. Auch die Frage der Massenhierarchie bleibt ungeklärt. Abbildung 2.3 zeigt zwei der drei möglichen Szenarien. Ist der Masseneigenzustand $m_1 \geq 0,1$ eV, so sind die Masseneigenzustände quasi-degeneriert und $m_1 \approx m_2 \approx m_3$. Ist m_1 kleiner als dieser Wert, so könnte $m_1 \ll m_2 < m_3$ (normale Hierarchie) oder $m_3 \ll m_2 < m_1$ (invertierte Hierarchie) sein. Aufschlüsse über das Neutrinomassenspektrum können Experimente zur Neutrinomassenbestimmung liefern. Es gibt verschiedene Ansätze, die Neutrinomasse experimentell zu bestimmen.

In der Kosmologie und Astroteilchenphysik kann die Neutrinomasse durch eine Flugzeit-Messung von Supernova-Neutrinos bestimmt werden. Dabei kann jedoch nur die Summe aller drei Neutrinomassen angegeben werden. Darüber hinaus sind diese Berechnungen stark modellabhängig. Dementsprechend variieren die Ergebnisse je nach verwendetem Modell.

Abhängig von ihrer absoluten Masse könnte den Neutrinos eine Bedeutung bei der Strukturbildung und Entwicklung des Universums zugeschrieben werden. Dafür ist es notwendig zu wissen, wie groß der Beitrag der Neutrinos als heiße dunkle Materie zur Gesamtenergiedichte Ω_{tot} ist (siehe Abbildung 2.4).

Im Folgenden werden zwei unterschiedliche Methoden zur Neutrinomassenbestimmung vorgestellt.

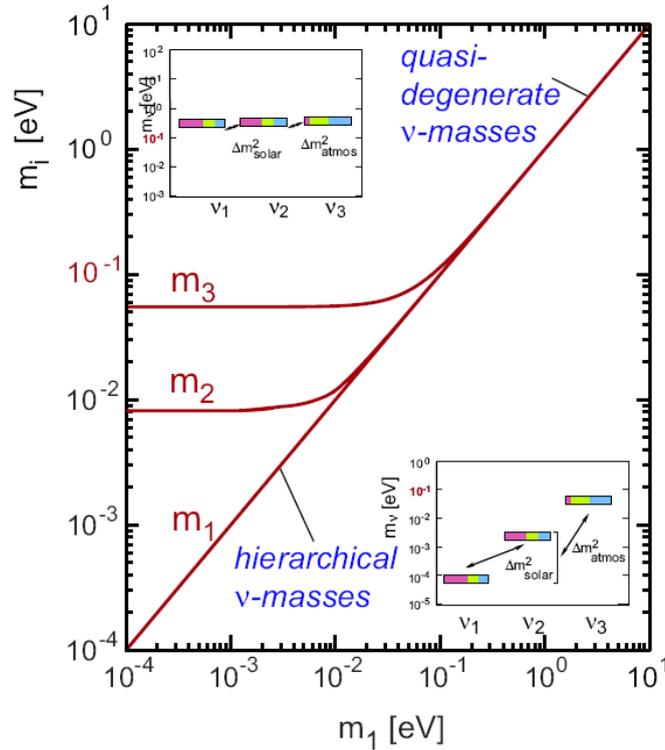


Abbildung 2.3: **Massenszenarien:** Abhängig vom Masseneigenzustand m_1 sind hier zwei Varianten des Neutrinomassenspektrums dargestellt. Bei quasi-degenerierten Masseneigenzuständen sind diese etwa gleich groß ($m_1 \approx m_2 \approx m_3$). Ist m_1 sehr klein, so ergibt sich eine hierarchische Massenverteilung.

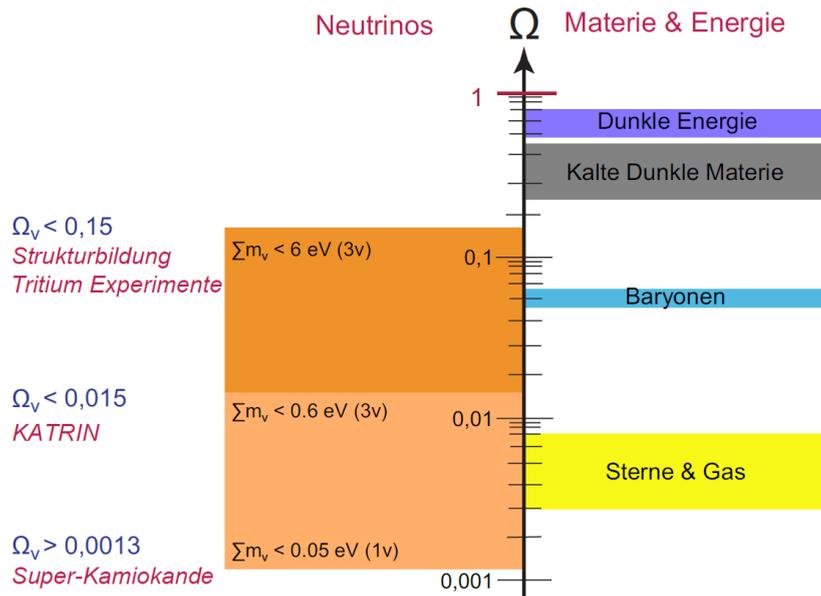


Abbildung 2.4: **Energiedichte des Universums:** Rechts sind die Beiträge zur gesamten Energiedichte des Universums von Sternen, Baryonen, kalter dunkler Materie und dunkler Energie dargestellt. Der Beitrag der Neutrinos (linke Seite) ist abhängig von ihrer Masse. Abbildung aus [Gro10a].

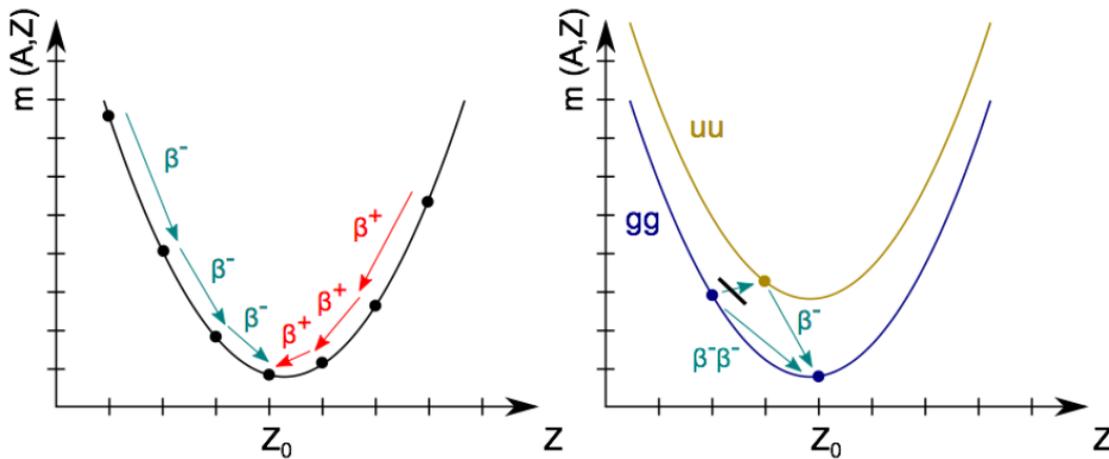


Abbildung 2.5: **Massenparabel isobarer Kerne:** In beiden Graphen ist die Kernmasse $m(A, Z)$ über der Kernladungszahl Z für Isobare bei konstanter Massenzahl A aufgetragen. Der linke Graph zeigt den einfachen β -Zerfall in das Minimum Z_0 der Parabel bei Isobaren mit ungerader Massenzahl. Rechts sind die zwei versetzten Parabeln für Isobaren mit gerader Massenzahl dargestellt. Der eingezeichnete Kern auf der gg-Parabel kann nur über den doppelten β -Zerfall in das Minimum bei Z_0 zerfallen. Der Zerfall über den einfachen β -Zerfall ist energetisch verboten. Abbildung aus [Bab10].

2.4.1 Neutrinoloser Doppelbeta-Zerfall

Isobare³ zerfallen über den β^- -Zerfall (Gleichung 1.1) oder den β^+ -Zerfall (siehe Gleichung 2.12) in leichtere Isobare.



Diese Zerfälle sind immer dann möglich, wenn die Masse des Tochteratoms $m(A, Z)$ (wobei Z die Kernladungszahl ist) kleiner ist als die Masse des Ursprungselements. Trägt man die Kernmassen bei einer konstanten Massenzahl A über der Kernladungszahl Z auf, so ergibt sich für Isobare mit ungerader Massenzahl eine Parabel (siehe Abbildung, 2.5 linke Graphik). Die Isobare links vom Minimum zerfallen über den β^- -, die Isobare rechts über den β^+ -Zerfall. Das Element im Minimum ist stabil gegenüber dem β -Zerfall.

Ist die Massenzahl jedoch gerade (siehe Abbildung 2.5, rechte Graphik), so liegen die Massen der doppelt-ungeraden Kerne⁴ (uu) und die der doppelt-geraden Kerne⁵ (gg) auf zwei versetzten Parabeln. Dabei gibt es Zustände, bei denen ein gg-Kern über einen einfachen β^- -Zerfall in ein Element auf der uu-Parabel zerfallen würde, welches jedoch eine größere Masse besitzt. Dies ist allerdings energetisch nicht möglich. In diesem Fall kann der Kern über den Doppelbeta-Zerfall ($2\nu\beta\beta$) unter Aussendung von zwei Neutrinos in ein Isobar mit einer kleineren Masse zerfallen.

³ Unterschiedliche chemische Elemente mit gleicher Massenzahl A (Summe aus Protonen und Neutronen im Kern).

⁴ Jeweils ungerade Anzahl von Neutronen und Protonen im Kern

⁵ Jeweils gerade Anzahl von Neutronen und Protonen im Kern

Die Beobachtung des neutrinolosen Doppelbeta-Zerfalls ($0\nu\beta\beta$) wäre ein weiterer Beweis für Physik jenseits des Standardmodells. In diesem Fall wären Neutrinos keine Dirac- sondern Majorana-Teilchen. Dies würde bedeuten, dass Neutrinos ihre eigenen Anti-Teilchen wären. Beim Zerfall des ersten Protons entstehen ein Neutron, ein Positron und ein links-händiges (negative Helizität) Majorana-Neutrino. Aufgrund seines Majoranacharakters ist das Neutrino mit einer Wahrscheinlichkeit von $(1 - \beta_\nu)$ auch rechtshändig (positive Helizität) und kann dann von dem zweiten Proton absorbiert werden. Das Proton wird dann unter Aussendung eines Positrons zum Neutron:



Auch die Leptonenzahlerhaltung ist mit $\Delta L = 2$ beim neutrinolosen Doppelbetazerfall verletzt. Für die Umkehrung der Helizität ist es notwendig, dass Neutrinos eine von Null verschiedene Masse besitzen. Aus der Messung der Halbwertszeit des neutrinolosen Doppelbeta-Zerfalls kann die effektive Majoranamasse m_{ee} des Elektron-Neutrinos bestimmt werden. Die Majoranamasse erhält man aus der kohärenten Summe der Masseneigenzustände:

$$m_{ee} = \left| \sum_i U_{ei}^2 \cdot m_{\nu i} \right| \quad (2.14)$$

Die Matrixelemente U_{ei} können eine komplexe Phase enthalten und sich somit gegenseitig auslöschen. Zusätzlich müssen die Kernmatrixelemente genau bekannt sein und sind nur über komplexe Rechnungen erhältlich. Sie variieren je nach verwendetem Kernmodell und Rechenmethode. Die bisherigen Ergebnisse einer Subgruppe des Heidelberg-Moskau Experiments [KK⁺01], welche den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall gefunden haben wollen und wodurch eine effektive Neutrinomasse von

$$m_{ee} = (0, 11 - 0, 56) \text{ eV (95\% C.L.)} \quad (2.15)$$

berechnet wurde, sind daher sehr umstritten. Dieses Resultat wird daher aktuell durch weitere Experimente wie GERDA [S⁺05] und EXO [A⁺05] überprüft.

2.4.2 Beta-Spektrum

Die Untersuchung der Kinematik des β^- -Zerfalls stellt die einzige modellunabhängige Möglichkeit dar, die Neutrinomasse direkt zu messen. Dafür wird ein β -Strahler mit einer möglichst niedrigen Endpunktenergie E_0 benötigt. Besonders geeignet ist hierfür der Tritiumzerfall:



Tritium besitzt mit $E_0 = 18,575 \text{ keV}$ den zweitniedrigsten Endpunkt der bekannten β -Strahler. Den niedrigsten Endpunkt hat Rhenium (${}^{178}\text{Re}$) mit $E_0 = 2,47 \text{ keV}$. Jedoch ist seine Halbwertszeit mit $T_{1/2} = 4 \cdot 10^{10} \text{ a}$ deutlich höher, als die des Tritiums mit $T_{1/2} = 12,3 \text{ a}$. Somit ist es einfacher, bereits mit geringen Mengen von Tritium genügend hohe Ereignisraten zu erzielen. Zusätzlich erleichtert die geringe Kernladung (und die daraus resultierende kleine Streuwahrscheinlichkeit) die Berechnung der Energieverluste der Zerfallselektronen beim Verlassen der Quelle.

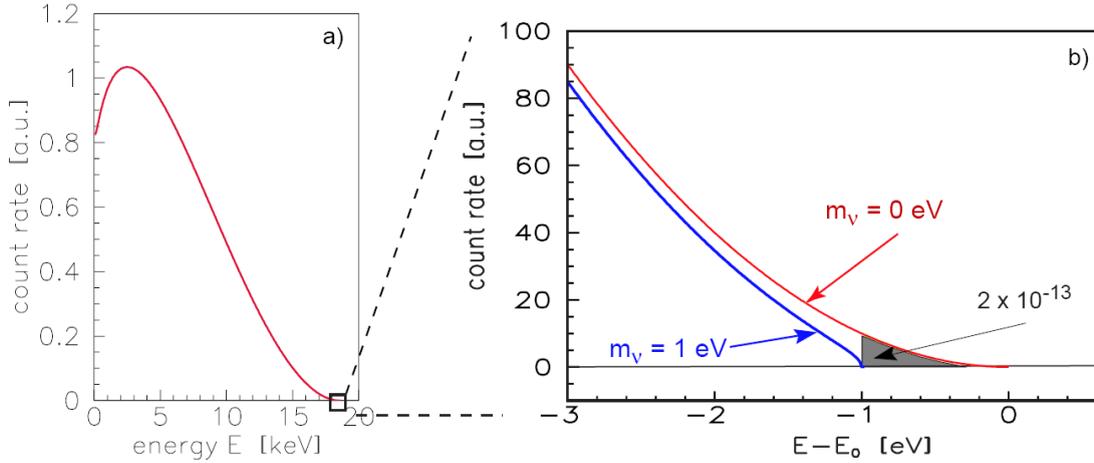


Abbildung 2.6: **Tritiumspektrum:** Energiespektrum des β -Zerfalls von Tritium. Links (a) ist das gesamte Spektrum zu sehen. Die rechte Abbildung (b) zeigt einen vergrößerten Ausschnitt des Endpunktes. Hier ist die Auswirkung der Neutrinomasse am größten. Es sind zwei verschiedene Szenarien gezeigt: Der Verlauf mit einer Neutrinomasse von $m_\nu = 1$ eV und ohne Neutrinomasse $m_\nu = 0$ eV.

Die durch den Zerfall (Gleichung 2.16) frei werdende Energie teilt sich auf das Elektron und das Anti-Elektron-Neutrino auf. Aus Fermis Goldener Regel ergibt sich das Energiespektrum des Elektrons:

$$\frac{dN}{dE} = C \times F(Z, E) p(E + m_e c^2) (E_0 - E) [(E_0 - E)^2 - m_\nu^2]^{\frac{1}{2}} \Theta(E_0 - E - m_\nu) \quad (2.17)$$

Dabei ist E die kinetische Energie der Elektronen, m_e die Elektronenmasse, p der Elektronenimpuls, E_0 die maximale Elektronenenergie, $F(Z, E)$ die Fermifunktion und C eine Konstante.

In Abbildung 2.6 ist das Tritiumspektrum, das heißt die Zählrate in Abhängigkeit von der Elektronenenergie (in keV), abgebildet. Es ist eine deutliche Abweichung der Kurven bei einer Neutrinomasse von $m_\nu = 1$ eV im Spektrum nur direkt unterhalb E_0 zu erkennen. Die Neutrinomasse $m_{\nu_e}^2$ als Observable ist dabei die inkohärente Summe der Masseneigenzustände:

$$m_{\nu_e}^2 = \sum_{i=1}^3 |U_{ei}|^2 \cdot m_{\nu_i}^2 \quad (2.18)$$

Im Gegensatz zu der in 2.4.1 vorgestellten Methode, können durch die Messung von $m_{\nu_e}^2$ und der Kenntnis der Massendifferenz Δm^2 und der Matrixelemente U_{ei}^2 aus Oszillationsexperimenten die drei Masseneigenzustände rekonstruiert werden.

Diese Methode wird bei dem **Karlsruher Tritium Neutrino-Experiment (KATRIN)** verwendet. Die genaue Form des Tritiumspektrums nahe am Endpunkt wird präzise vermessen, um daraus die Neutrinomasse zu bestimmen. Der genaue Aufbau des Experiments wird im folgenden Kapitel beschrieben.

3. Das KATRIN-Experiment

Wie bereits in Kapitel 2.4.2 erwähnt, wird beim KATRIN-Experiment die Kinematik des Tritiumzerfalls mit einer bisher unerreichten Präzision untersucht. Das Ziel der Messungen ist die Bestimmung der "Masse des Anti-Elektron-Neutrinos" mit einer Sensitivität von 200 meV bei 90% C.L. [A⁺04]. Um dies zu erreichen, werden hohe Anforderungen an den experimentellen Aufbau und die einzelnen Komponenten gestellt. Das Prinzip von KATRIN beruht wesentlich auf der MAC-E-Filtertechnik, welche zunächst vorgestellt wird.

3.1 MAC-E-Filter

Ein MAC-E-Filter¹ ist ein elektrostatischer Hochpass-Energiefilter mit magnetisch adiabatischer Kollimation der Elektronen. Abbildung 3.1 zeigt seinen prinzipiellen Aufbau. Auf der rechten und linken Seite befinden sich zwei supraleitende Magnetspulen. Sie erzeugen ein inhomogenes, axialsymmetrisches Magnetfeld. Die Zylinderelektroden erzeugen ein elektrisches Feld, welches durch die Feldlinien dargestellt wird. In Rot ist eine mögliche Bahn eines Elektrons dargestellt.

Die von der Quelle isotrop emittierten Elektronen werden entlang der Magnetfeldlinien auf Zyklotronbahnen bis ins Zentrum des Spektrometers (Analyseebene) geführt.

Besitzen sie in der Analyseebene eine geringere Energie E_s als das Retardierungsfeld U_R (also $E_s < qU_R$), so werden sie reflektiert. Nur Elektronen mit einer größeren Energie werden transmittiert und vom Detektor am Ende des Spektrometers detektiert.

Dabei ist nur die longitudinale Energiekomponente der Elektronen in Richtung des elektrischen Feldes relevant. Da die Elektronen jedoch isotrop emittiert werden, ist die kinetische Gesamtenergie der Elektronen beliebig verteilt, sowohl auf den longitudinalen als auch auf einen transversalen Anteil, welcher sich in Form einer Zyklotronbewegung der Elektronen entlang der Flugbahn manifestiert.

In einem MAC-E-Filter wird durch die geschickte magnetische Führung der Elektronen der transversale Anteil adiabatisch in den longitudinalen Energieanteil überführt. Diese Kollimation führt zu einer Emissionswinkelakzeptanz $\Delta\Omega$ von nahezu 2π .

Das Magnetfeld ist an der Quelle sehr hoch. Es nimmt zur Mitte des Spektrometers hin um mehrere Größenordnungen ab und hat sein Minimum in der Analyseebene.

¹Magnetic Adiabatic Collimation and Electrostatic Filtering

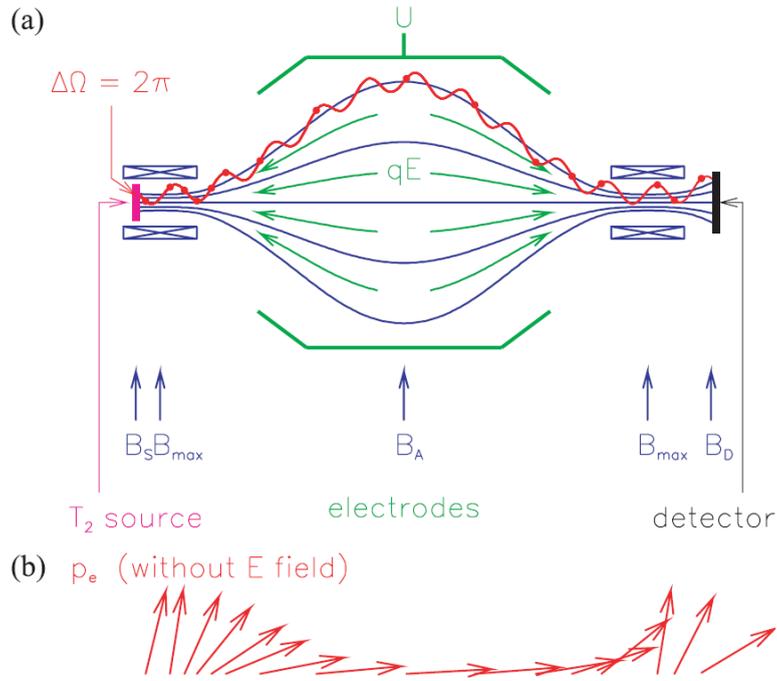


Abbildung 3.1: **Das MAC-E-Filter-Prinzip.** (a) Die Magnetfeldspulen und das magnetische Feld sind in blau eingezeichnet. Dabei ist B_S das Magnetfeld an der Quelle, B_{max} das maximale Magnetfeld, B_A das Magnetfeld in der Analysierebene und B_D das Magnetfeld am Detektor. Die Elektrode (U) und das elektrostatische Feld (qE) sind in Grün dargestellt. Eine mögliche Zyklotronbahn eines Elektrons ist schematisch in Rot eingezeichnet. (b) Im unteren Teil ist die Ausrichtung des Gesamtimpulses p_e ohne elektrostatisches Retardierungsfeld durch die adiabatische Kollimation dargestellt.

Läuft diese Magnetfeldänderung langsam ab, so kann das magnetische Moment μ als konstant angenommen werden (siehe Gleichung 3.1). Bei einem kleiner werdenden Magnetfeld muss die transversale Energiekomponente folglich ebenfalls abnehmen. Aufgrund der Energieerhaltung wird die transversale Energie durch die Gradientenkraft in longitudinale Energie umgewandelt.

$$\mu = \frac{E_{\perp}}{B} = const. \quad (3.1)$$

Die Ausrichtung des Gesamtimpulses p_e ist im unteren Teil der Abbildung 3.1 dargestellt.

3.2 Transmissionsfunktion

Die Transmissionswahrscheinlichkeit der Elektronen ist abhängig von ihrer Startenergie, ihrem Startwinkel, der Retardierungsspannung und den Magnetfeldeinstellungen. Trotz der adiabatischen Kollimation der Elektronen ist es nicht möglich, die transversale Energiekomponente in der Analysierebene vollständig in longitudinale Energie umzuwandeln. Aus dem Verhältnis der maximalen und minimalen magnetischen Flussdichte ergibt sich die Transmissionsbreite ΔE für das KATRIN-Hauptspektrometer zu:

$$\Delta E = E_0 \cdot \frac{B_A}{B_{max}} \quad (3.2)$$

Bei einem minimalen Magnetfeld in der Analysierebene von $B_A = 0,3$ mT, einem maximalen Magnetfeld von $B_{max} = 6$ T und einer Energie der Elektronen am Endpunkt von $E_0 = 18,6$ keV ergibt sich eine Auflösung von:

$$\Delta E = 0,93 \text{ eV} \quad (3.3)$$

Die Elektronenquelle befindet sich nicht im maximalen Magnetfeld, sondern bei einem kleineren Magnetfeld $B_S = 3,6$ T. Somit erhöht sich das Magnetfeld auf dem Weg der Elektronen von der Quelle zum Spektrometer zunächst einmal. Dadurch tritt folgender Effekt auf: Die transversale Komponente der Energie der Elektronen nimmt zu, der Impulsvektor stellt sich somit auf. Ist der Winkel des Impulsvektors größer 90° , so kehren die Elektronen wieder um. Dieser Effekt ist unter dem Namen "magnetischer Spiegel" bekannt. Der maximal akzeptierte Startwinkel θ_{max} lässt sich durch folgende Gleichung berechnen:

$$\sin \theta_{max} = \sqrt{\frac{B_S}{B_{max}}} \quad (3.4)$$

Für die Magnetfeldeinstellungen beim KATRIN-Experiment ergibt sich der maximale Winkel zu:

$$\theta_{max} < 50,77^\circ \quad (3.5)$$

Nur Elektronen, deren Startwinkel (relativ zum Magnetfeld) kleiner ist, können in das Innere des Spektrometers gelangen. Dies ist notwendig, um Elektronen mit großen Startwinkeln vom Hauptspektrometer fernzuhalten. Je größer der Startwinkel der Elektronen ist, desto länger ist ihr Weg zum Spektrometer und umso wahrscheinlicher werden Stöße mit Restgasparkeln, wodurch sich die Energie der Elektronen ändern kann.

Im Inneren des Spektrometers findet die Energieanalyse durch das elektrostatische Potential statt. Ist die Energie E der Elektronen kleiner als die Filterenergie qU_R , so werden sie reflektiert. Ist $E - qU_R > \Delta E$ so werden die Elektronen transmittiert und gelangen zum Detektor. Für den Fall zwischen $0 \leq E - qU_R \leq \Delta E$ ergibt sich der startwinkelabhängige Transmissionsanstieg. Die komplette Transmissionsfunktion wird durch Gleichung 3.6 beschrieben und ist in Abbildung 3.2 dargestellt.

$$T(E, E_R) = \begin{cases} 0 & \text{für } E - qU_R < 0 \\ \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{E - qU_R}{E} \cdot \frac{B_S}{B_A}}}{1 - \sqrt{1 - \frac{\Delta E}{E} \cdot \frac{B_S}{B_A}}} & \text{für } 0 \leq E - qU_R \leq \Delta E \\ 1 & \text{für } E - qU_R > \Delta E \end{cases} \quad (3.6)$$

Die Breite des Transmissionsanstiegs ist abhängig von den Magnetfeldeinstellungen und definiert die Energieauflösung.

3.3 Aufbau des KATRIN-Experiments

Das Prinzip des MAC-E-Filters wird bei dem KATRIN-Experiment durch einen 70 m langen Aufbau umgesetzt (siehe Abbildung 3.3). Der Aufbau beinhaltet verschiedene Teilkomponenten: die fensterlose gasförmige Tritiumquelle, eine differentielle und eine kryogene Pumpstrecke, das Vorspektrometer, das Hauptspektrometer und einen Elektronendetektor.

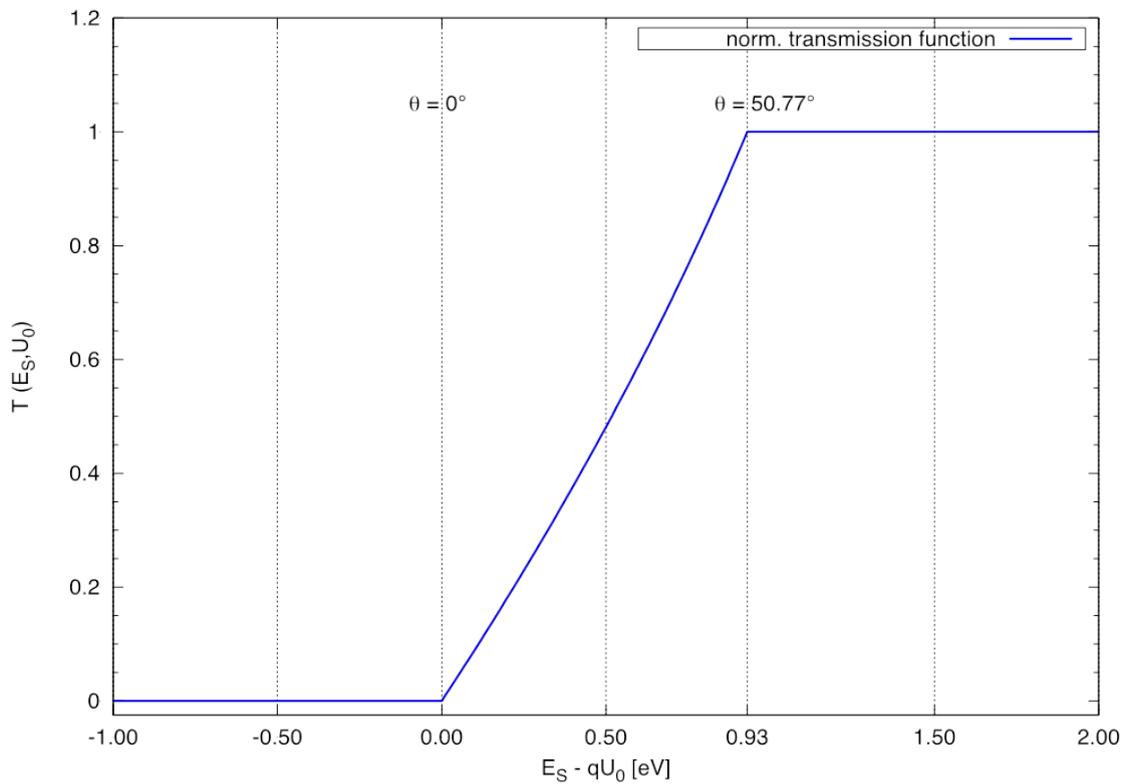


Abbildung 3.2: **Die Transmissionsfunktion** Hier ist die normierte Transmissionsfunktion für die KATRIN-Design-Parameter der Magnetfelder ($B_S = 3,6$ T, $B_A = 0,3$ mT und $B_{max} = 6$ T) und einer Elektronenenergie von $E_S = 18,6$ eV des KATRIN-Hauptspektrometers dargestellt. Auf der x-Achse ist die Überschussenergie ($E_S - qU_0$) bei variablem Analysierpotential U_0 aufgetragen. Auf der y-Achse kann die Transmissionswahrscheinlichkeit abgelesen werden. Die Breite des Anstiegs entspricht der Energieauflösung von $\Delta E = 0,93$ eV. Abbildung aus [Thü07]

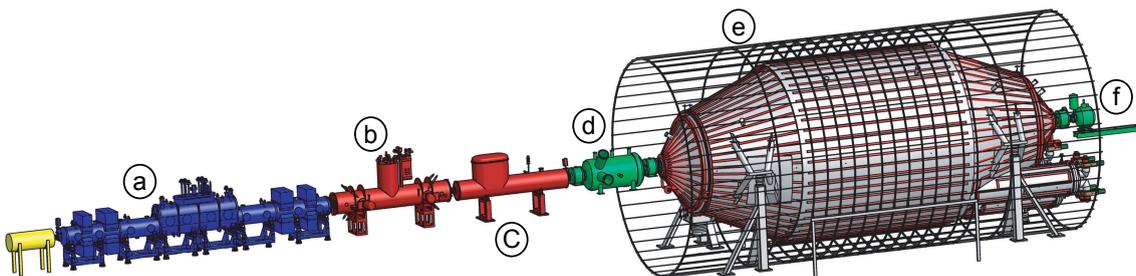


Abbildung 3.3: **Aufbau des KATRIN-Experiments.** Das KATRIN-Experiment beinhaltet folgende Teilkomponenten: (a) fensterlose Tritiumquelle, (b) differentielle und (c) kryogene Pumpstrecke, (d) das Vorspektrometer, (e) Hauptspektrometer und (f) Elektronendetektor.

3.3.1 Fensterlose gasförmige Tritiumquelle

Die fensterlose gasförmige Tritiumquelle (WGTS²) besteht aus einem 10 m langen Rohr mit einem inneren Durchmesser von 90 mm. Das gasförmige Tritium wird bei einer Temperatur von 27 K in der Mitte des Rohres eingeleitet. Das Gas diffundiert dann an beiden Seiten nach außen. Dabei werden hohe Anforderungen an die Quelle gestellt. Die Säulendichte ρd muss 5×10^{17} Moleküle/cm² betragen um die gewünschte Aktivität von $9,5 \times 10^{10}$ Bq zu erhalten. Das molekulare Tritiumgas soll eine Reinheit von über 95% haben. Dabei muss die Säulendichte auf 0,1% stabil gehalten werden, um systematische Unsicherheiten der WGTS möglichst klein zu halten. Ein wichtiger Aspekt ist dabei, die Temperaturschwankungen in der WGTS unter 30 mK zu halten, da sie einen direkten Einfluss auf die Säulendichte besitzen.

Die Elektronen werden magnetisch ($B_S = 3,6\text{T}$) aus der WGTS herausgeführt und ins Spektrometer geleitet. Um die injizierte Tritiummenge vom Hauptspektrometer fernzuhalten, schließt sich an die WGTS eine Transportstrecke an. Sie besteht aus einer differentiellen und einer kryogenen Pumpstrecke, welche den Tritiumpartialdruck um 14 Größenordnungen reduziert, um den Untergrund im Spektrometer auf einem minimalen Wert zu halten. Genaueres dazu kann in [A⁺04] nachgelesen werden.

3.3.2 Spektrometer

Im Anschluss an die Transportstrecke befindet sich vor dem Hauptspektrometer das Vorspektrometer. Es funktioniert wie das Hauptspektrometer nach dem MAC-E-Filter-Prinzip (siehe Kapitel 3.1).

Am Vorspektrometer wird eine feste Retardierungsspannung von 18,3 keV anliegen. Somit werden die niederenergetischen Elektronen des Tritiumspektrums (siehe Abbildung 2.6) herausgefiltert. Es gelangen nur noch Elektronen des Endpunktbereichs mit Energien zwischen 18,3 keV und 18,6 keV in das Hauptspektrometer. Dies verringert die Anzahl der Elektronen von etwa 10^{10} auf 10^3 Elektronen im Hauptspektrometer. Dadurch werden Raumladungseffekte und Untergrund durch Ionisation von Restgas reduziert. Zusätzlich wird im Inneren des Hauptspektrometers ein Ultrahochvakuum von 10^{-11} mbar herrschen.

Die Größe des Hauptspektrometers ergibt sich durch die gewünschte Auflösung und die Anforderungen an Adiabasie. Um die adiabatische Führung der Elektronen zu gewährleisten, muss das Magnetfeld langsam abfallen. Dadurch ergibt sich die Länge des Hauptspektrometers von 23,3 m. Der Radius der Quelle beträgt $r_Q = 4,1$ cm und sie befindet sich in einem Magnetfeld von $B_S = 3,6$ T. Somit beträgt der magnetische Fluss Schlauch etwa $191 \text{ T} \cdot \text{cm}^2$. Dieser muss auch im Inneren des Spektrometers bei dem kleineren Magnetfeld von $B_A = 0,3$ mT erhalten bleiben. Dadurch ergibt sich der Durchmesser des Spektrometers von 10 m.

Im Inneren des Spektrometers befindet sich eine modulare Drahtelektrode. Sie besteht aus einer zweilagigen Drahtkonstruktion, welche auf unterschiedliche Potentiale (Potentialdifferenz von etwa 100 V) gelegt werden kann. Dadurch werden Elektronen, welche durch kosmische Myonen aus der Tankwand ausgeschlagen werden können, reflektiert.

In der Analysierebene ist der Einfluss des Erdmagnetfeldes nicht mehr vernachlässigbar. Aufgrund dessen befindet sich um das Spektrometer ein Luftspulensystem zur Kompensation des Erdmagnetfeldes. Zusätzlich gibt es noch ein zur Strahlachse koaxiales Spulensystem, welches Magnetfeldasymmetrien ausgleicht. Sie sind in Abbildung 3.3 um das Spektrometer eingezeichnet. Genaueres zu den Spulensystemen ist in [Rei09] nachzulesen.

²Windowless Gaseous Tritium Source

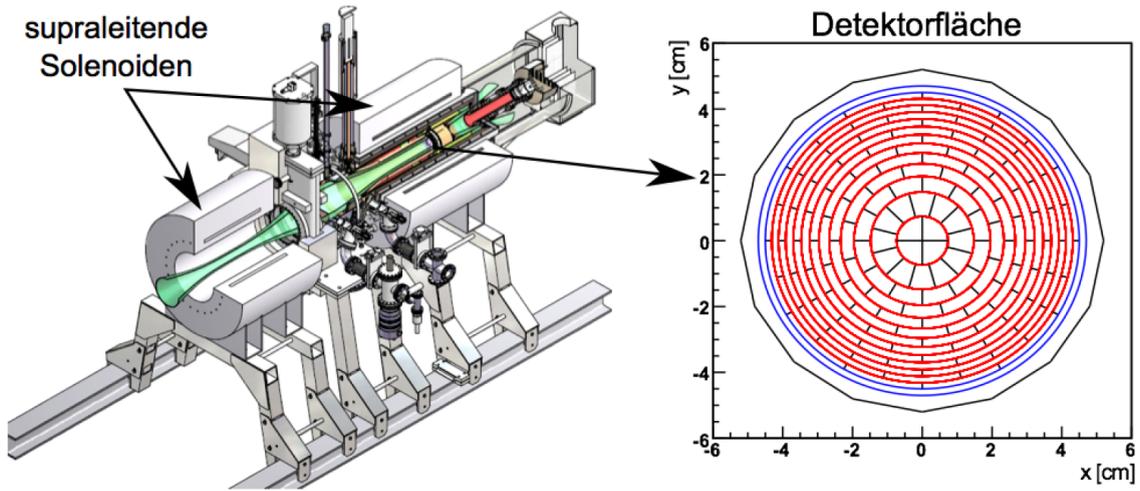


Abbildung 3.4: **Detektor des KATRIN-Experiments:** Links ist der schematische Detektoraufbau dargestellt. Rechts ist die Detektoroberfläche mit den 148 Segmenten abgebildet. Abbildungen aus [Doe10] und [Ste07].

3.3.3 Detektor

Ist die Energie der Elektronen groß genug, um das Retardierungspotential des Hauptspektrometers zu überwinden, so werden sie wieder auf ihre ursprüngliche kinetische Energie beschleunigt und auf einen Silizium-Halbleiterdetektor (FPD³) geleitet. Abbildung 3.4 zeigt den schematischen Aufbau des Detektorsystems. Der Detektor selbst ist in 148 gleich große Segmente unterteilt.

Prinzipiell besteht die Aufgabe des Detektors lediglich darin, die ankommenden Elektronen zu detektieren, da die Energieanalyse bereits durch das Retardierungsfeld im Hauptspektrometer durchgeführt wird. Die Differentiation von Signal und Untergrund stellt jedoch hohe Ansprüche an den Detektoraufbau. Die Energieauflösung muss unter 1 keV liegen und die Totschicht soll kleiner als 100 nm sein. Auch der intrinsische Untergrund muss möglichst unter 1 mHz liegen. Zusätzlich muss die Detektorelektronik in einem Magnetfeld von bis zu 6 T funktionsfähig sein. Darüber hinaus ist es notwendig, dass der Detektor in den Kalibrationsphasen mit deutlich höheren Datenraten aus einer Elektronenkanone oder einer Kalibrationsquelle zurecht kommen.

3.4 Systematik des Analysierpotentials und Kalibrationskette

Da die Energieanalyse beim KATRIN-Experiment primär mittels des Retardierungspotentials geschieht, werden an das Retardierungspotential hohe Anforderungen gestellt. Nur durch ein exakt bekanntes und stabiles Potential in der Analysierebene ist die genaue Analyse der Elektronenenergie möglich. Ein Fehler des Potentials mit einer Standardabweichung von σ führt nach [RK88] zu einer systematischen Verschiebung der Neutrinomasse von:

$$\Delta m_\nu^2 c^4 = -2q^2 \sigma^2 \quad (3.7)$$

³Focal Plane Detector

Dabei ist q die Elementarladung, und c die Lichtgeschwindigkeit. Um die beim KATRIN-Experiment gewünschte Sensitivität von 0,2 eV (90% C.L.) zu erreichen, sieht die Designvorgabe (siehe [A⁺04]) vor, die systematischen Unsicherheiten Δm_ν^2 unter $0,007 \text{ eV}^2/c^4$ zu halten. Dadurch ergibt sich aus Gleichung 3.7 die Obergrenze für gaußförmige Hochspannungsfluktuationen zu:

$$\sigma \leq 60 \text{ mV} \quad (3.8)$$

Dies führt nach [Grö10b] bei einer sinusförmigen Fluktuation der Hochspannung der Form $s(t) = A \sin(\omega t)$ zu einem Fehler von:

$$\sigma_s = \frac{1}{\sqrt{2}} A \quad (3.9)$$

Aus dem Vergleich der Gleichungen 3.8 und 3.9 ergibt sich für die Amplitude A eine Obergrenze von 85 mV. Dies gilt für die gesamte Messzeit von 5 Jahren. Um die Stabilität und Reproduzierbarkeit der Hochspannung im ppm-Bereich bei Spannungen von bis zu 35 kV zu gewährleisten, werden besondere Maßnahmen getroffen. Zwei eigens für das KATRIN-Experiment entwickelte hochpräzise Spannungsteiler (KATRIN 35 [Thü07] und KATRIN 65 [Bau10]) werden die Hochspannung kontinuierlich überwachen. Abbildung 3.5 zeigt das Innere des KATRIN 35 Spannungsteilers. Er befindet sich in einem zylindrischen Edelstahlbehälter, welcher zur Abschirmung von elektromagnetischen Einflüssen dient. Zusätzlich ist er mit Stickstoff-Gas zur Temperaturstabilisierung gefüllt. Des Weiteren wird zur Hochspannungsüberwachung ein zusätzliches Spektrometer (das Monitorspektrometer, siehe Kapitel 4) eingesetzt. Dort wird dieselbe Analysespannung anliegen wie am Hauptspektrometer. Am Monitorspektrometer wird eine genau bekannte $^{83}\text{Rb}/^{83\text{m}}\text{Kr}$ -Kalibrationsquelle vermessen, wodurch sich Störungen der Hochspannung direkt auf die Messung auswirken und erkennbar werden.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden verschiedene Messungen am Monitorspektrometer durchgeführt. Der Aufbau und die Funktionsweise dieser Einheit werden in den folgenden Kapiteln erläutert.



Abbildung 3.5: **Innenansicht des KATRIN 35 Hochspannungsteilers.** Die vier Ebenen des Spannungsteilers sind durch fünf Kupferelektroden getrennt. Im Inneren befindet sich eine Kette von Präzisionswiderständen. Verbunden werden die Elektroden durch Hochspannungswiderstände (blau) und Hochspannungskondensatoren (grün). Abbildung aus [Thü07]

4. Das Monitorspektrometer

Beim Monitorspektrometer handelt es sich um das überarbeitete Spektrometer des Mainzer Neutrinomassenexperiments [Pic92], welches am Karlsruher Institut für Technologie als Monitorspektrometer für das KATRIN-Experiment wieder aufgebaut und erfolgreich in Betrieb genommen werden konnte [Gou10].

Beim Mainzer Neutrinomassenexperiment wurde ebenfalls das β -Spektrum des Tritiumzerfalls analysiert und es konnte eine Obergrenze für die Anti-Elektron-Neutrinomasse von $m_{\nu_e} \leq 2,3$ eV (95% C.L.) [K⁺05] bestimmt werden.

Zusätzlich zu den zwei hochpräzisen Spannungsteilern (KATRIN 35 und KATRIN 65), welche die Hochspannung kontinuierlich überwachen, wird beim KATRIN-Experiment das alte Mainzer Spektrometer zur Überwachung der Hochspannung des Hauptspektrometers im laufenden Betrieb verwendet. Am Monitorspektrometer wird dieselbe Analysespannung anliegen wie am Hauptspektrometer.

Das Monitorspektrometer misst monoenergetische Konversionselektronen mit einer genau bekannten Energie aus einer $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$ -Festkörperquelle. Schwankungen der Analysespannung werden somit in den Messungen sichtbar.

Neben den Kalibrationsmessungen wurde das Monitorspektrometer auch für Voruntersuchungen im Rahmen der Inbetriebnahme des Hauptspektrometers eingesetzt. So können zum Beispiel können verschiedene Methoden zur Untergrundbeseitigung [Mer12] oder die Datenaufnahme und Messsteuerung [Sch11] getestet werden.

Zunächst wird der prinzipielle Aufbau des Monitorspektrometers beschrieben. Auf die Beschreibung des Kryogenen-, Heizungs- und Vakuumsystem wird hierbei verzichtet. Genaueres dazu ist in [Sch11] nachzulesen.

4.1 Spektrometer

Das Spektrometer funktioniert, wie auch das Hauptspektrometer, nach dem MAC-E-Filter-Prinzip (siehe Kapitel 3.1). Der Tank des Spektrometers ist 3,5 m lang und hat einen Durchmesser von 1 m. Der für den MAC-E-Filter relevante Abstand zwischen den supraleitenden Magneten beträgt 4,5 m. Somit beträgt das Volumen des Monitorspektrometers nur etwa ein Hundertstel des Volumens des Hauptspektrometers. Dennoch kann am Monitorspektrometer eine ähnliche Auflösung von etwa 1 eV erreicht werden. Dies liegt daran,

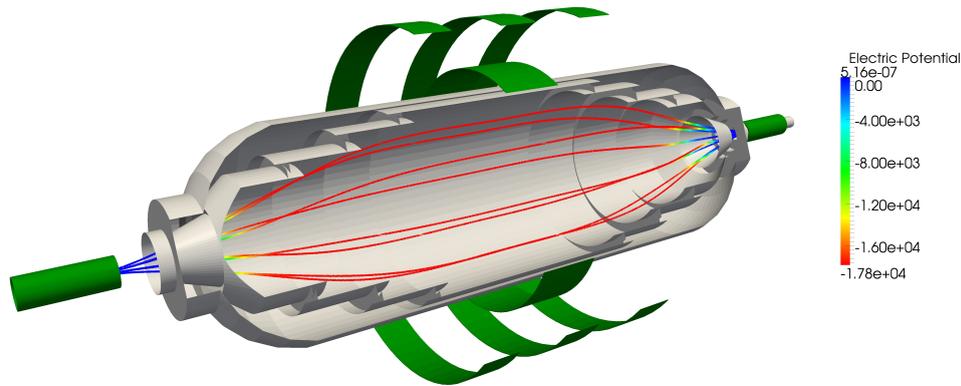


Abbildung 4.1: **Elektrische Feldlinien im Monitorspektrometer.** Die Magnetfeldquellen sind in Grün eingezeichnet. Die Spektrometertankwand und die innere Vollelektrode sind in Grau zu sehen. Nicht eingezeichnet sind die zwei Drahtelektroden und die horizontal und vertikal verlaufenden Leiterschleifen zur Kompensation des Erdmagnetfeldes. Im Inneren des Spektrometers ist der Verlauf der elektrischen Feldlinien dargestellt.

dass die am Monitorspektrometer verwendete Quelle ebenfalls kleiner als das Quellrohr des Hauptspektrometers ist.

Abbildung 4.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau (vergleiche Abbildung 3.1). Die Magnetfeldspulen sind in Grün dargestellt. Die zwei supraleitenden Solenoide erzeugen das Hauptmagnetfeld. Zum Luftspulensystem gehören zwei verschiedene Teilsysteme: das **LFCS**¹ [Gou10] und das **EMCS**²[Rei09].

Die vier Luftspulen (**LFCS**) um den Spektrometertank schwächen das Magnetfeld in der Analysierebene ab. Darüber hinaus kompensieren sie mit den horizontal und vertikal verlaufenden Leiterschleifen (**EMCS**, in der Abbildung 4.1 nicht dargestellt) das Erdmagnetfeld. Das maximale Magnetfeld im Aufbau beträgt $B_{max} = 6,014$ T. In der Analysierebene fällt das Magnetfeld am äußeren Rand des Flusschlauches auf etwa $B_A = 300 \mu\text{T}$ ab, wodurch sich die angestrebte Auflösung von 0,89 eV bei einer Elektronenenergie von 17,8 keV ergibt.

Im Gegensatz zum Haupt- und Vorspektrometer liegt der äußere Vakuumtank des Monitorspektrometers auf Erdpotential. Das elektrische Feld wird durch ein Elektrodensystem im Inneren erzeugt. Dort befindet sich eine stufenförmige Vollelektrode und zwei Drahtelektroden, welche auf demselben Potential liegen. Die Drahtelektroden können unabhängig von der Vollelektrode auf unterschiedliche Potentiale gelegt werden. Somit ist es möglich, sie zur Abschirmung von kosmischer Strahlung zur Reduzierung von Untergrund im Spektrometer zu verwenden. Aufgrund der hohen Zählrate der verwendeten Kalibrationsquellen ist dies jedoch nicht notwendig.

Abbildung 4.2 zeigt einen Schnitt entlang der Strahlachse zur Verdeutlichung der Anordnung des Elektrodensystems und der Magnetspulen. Die gestrichelt dargestellten Magnetfeldlinien zeigen den auf den Detektor abgebildeten Flusschlauch inklusive der Aufweitung und des Einflusses des LFCS in der Analysierebene.

¹Low Field Compensation System

²Earth Magnetic Field Compensation System

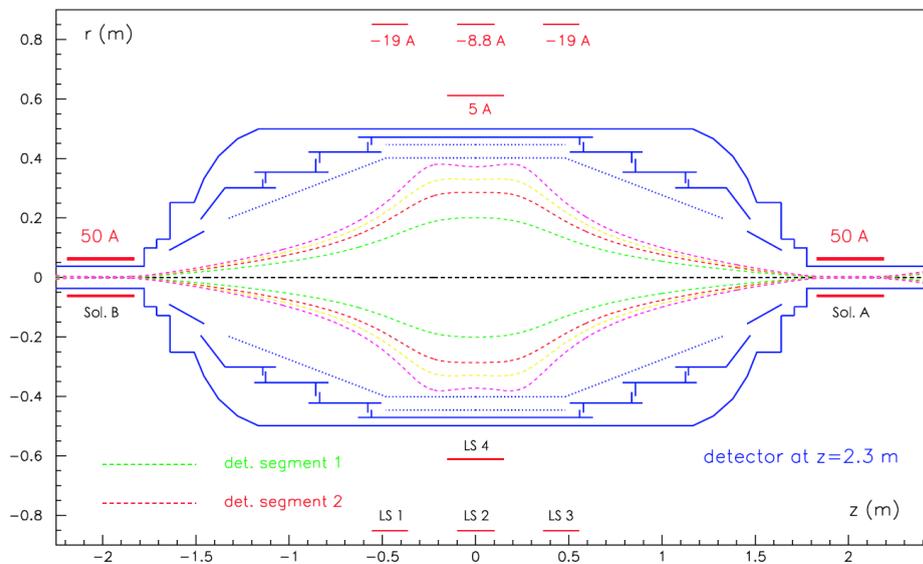


Abbildung 4.2: **Magnetische Feldlinien im Monitorspektrometer.** Die Magnetfeldquellen (Solenoide A, B) und die vier Luftspulen sind mit ihren entsprechenden Spulenströmen in Rot angedeutet. Der Spektrometertank und die innere Vollelektrode sind in Blau zu sehen. Die zwei Drahtelektroden sind ebenfalls in Blau gestrichelt angedeutet. In der Mitte des Spektrometers sind die gestrichelten Magnetfeldlinien zu sehen. Das maximale Magnetfeld bei $z = 2,3$ m beträgt $B_{max} = 6,014$ T. In der Analysierebene fällt das Magnetfeld auf etwa $B_A = 300 \mu\text{T}$ ab, wodurch die gewünschte Auflösung von etwa 1 eV bei einer Elektronenenergie von 18 kV erreicht wird. Die beim Monitorspektrometer verwendete Magnetfeldeinstellung entspricht dem Mainz-06-Setup aus [Thü07].

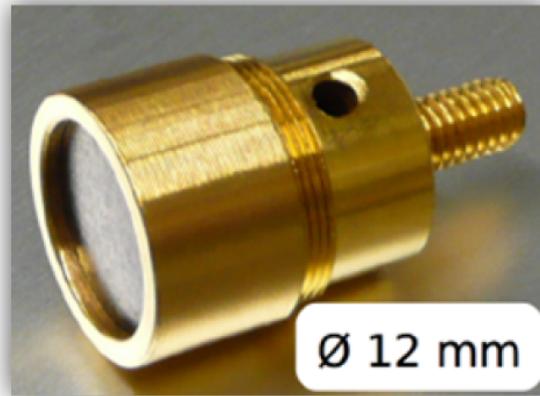


Abbildung 4.3: **Quelle des Monitorspektrometers.** Zu sehen ist ein goldfarbener Gewindekörper, der vorne eine graue Platinfolie enthält. Auf der Platinfolie wurde ^{83}Rb implantiert. Insgesamt vier dieser Gewindekörper können am Monitorspektrometer in einen Quellhalter eingeschraubt werden. Abbildung aus [Sch11]

4.2 Kalibrationsquelle

Die Kalibrationsquelle für das Monitorspektrometer muss verschiedene Anforderungen erfüllen. Es wird eine monoenergetische Elektronenquelle benötigt, deren Zerfallslinie möglichst schmal ist. Das Monitorspektrometer wird im Messbetrieb des Hauptspektrometers vorrangig dafür zuständig sein, die Hochspannung zu überwachen. Daher sollte die Energie der Elektronen nahe der Energie des Tritiumendpunktes liegen. Zusätzlich muss sie einfach zu handhaben und die Zählrate über lange Zeit stabil sein.

Es wurden verschiedene Quellen für das Monitorspektrometer in Betracht gezogen. Als besonders geeignet hat sich eine Festkörper- $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$ -Quelle herausgestellt. Bei der Herstellung der Quelle wird ^{83}Rb in einen Festkörper (vorzugsweise Platin) implantiert. Das ^{83}Rb zerfällt in das metastabile ^{83m}Kr . Beim Übergang des angeregten ^{83m}Kr in den Grundzustand werden monoenergetische Konversionselektronen emittiert (siehe 4.4). Interessant sind vor allem die K_{32} -Elektronen. Ihre Energie beträgt 17,8 keV und liegt somit nur circa 800 eV unter der Energie des Tritiumendpunktes. Die Differenz kann einfach ausgeglichen werden, indem eine konstante Spannung von circa 800 V an die Quelle anlegt wird.

Abbildung 4.3 zeigt eine Quelle mit Gewinde, wie sie beim Monitorspektrometer verwendet wird. Insgesamt vier dieser Gewindekörper können am Monitorspektrometer in einen Quellhalter eingeschraubt werden. Durch Ausrichten des Quellhalters kann die für die Messung erwünschte Quelle in den Fluss Schlauch gebracht werden. Somit stehen bis zu vier unterschiedliche Quellen für die Messungen zur Verfügung, ohne dass durch Austauschen der Quellen das Vakuum gebrochen werden muss.

Die $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$ -Quelle eignet sich aufgrund der monoenergetischen Elektronen und der hohen Zählrate hervorragend als Kalibrationsquelle für das Monitorspektrometer. Somit kann sie als nuklearer Standard zur Überwachung der Hochspannung verwendet werden.

Verschiedene Festkörpereffekte sorgen jedoch dafür, dass manche Elektronen beim Verlassen der Quelle etwas von ihrer Energie verlieren. Sie werden als Loss-Elektronen bezeichnet und können bei den Messungen beobachtet werden. Genauer über ihr Entstehen, ihren Einfluss auf die Messdaten und die Berücksichtigung bei der Auswertung wird in [Erh12] diskutiert.

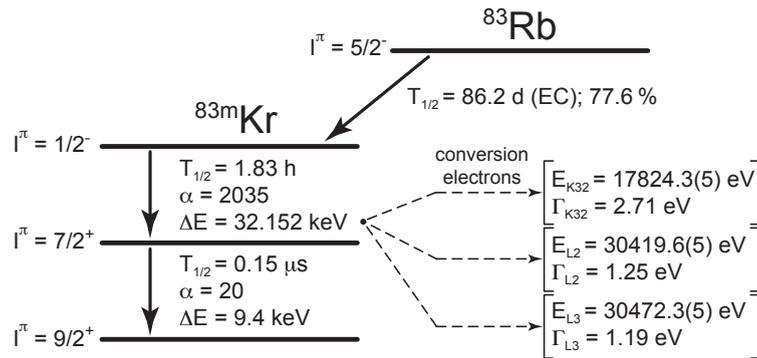


Abbildung 4.4: **Zerfallsschema von $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$.** ^{83}Rb zerfällt nach einer Halbwertszeit von 86,2 Tagen über Elektroneneinfang in das metastabile ^{83m}Kr . Bei dem Übergang des ^{83m}Kr in den Grundzustand sind vor allem die aus der K-Schale emittierten Konversionselektronen interessant. Ihre Energie beträgt 17824,4 eV. Abbildung aus [Thü07] mit aktualisierten Werten aus [Zbo11].

4.3 Detektor

Am Monitorspektrometer werden als Detektorsystem fünf Silizium-Halbleiterdioden verwendet. Der Detektor kann in allen drei Dimensionen verfahren werden. Die kreuzförmige Anordnung der Dioden (siehe Abbildung 4.5) dient seiner Positionierung in der Mitte des Flusschlauches. Die äußeren Dioden³ haben eine aktive Fläche von 1 cm². Nur die Daten der inneren Diode⁴ werden bei einer Messung ausgewertet. Sie ist mit einer aktiven Fläche von 1,5 cm² etwas größer. Ihre Energieauflösung beträgt etwa 7 keV.

Da die Energiediskriminierung der Elektronen bereits im Spektrometer durch die Retardierungsspannung erfolgt, ist es nicht erforderlich, einen Detektor mit einer besonders guten Energieauflösung zu verwenden. Er wird nur verwendet, um die Elektronen zu registrieren, welche die Retardierungsspannung überwinden. Genauer zum Detektor und seiner Positionierung kann in [Sch11] nachgelesen werden.

4.4 Hochspannungslayout

Abbildung 4.6 zeigt den prinzipiellen Aufbau des Hochspannungslayouts am Monitorspektrometer.

Das Präzisionshochspannungsnetzteil⁵ (HV Supply) kann das Spektrometer mit einer Hochspannung von bis zu 35 kV versorgen. An dem dazu parallel geschalteten Spannungsteiler (HV-Divider) ist ein digitales 8 1/2 stelliges Multimeter⁶ (DVM) zur Auslese der Hochspannung angeschlossen. Als Spannungsteiler wird entweder ein Julie Research Spannungsteiler oder - soweit verfügbar - der hochpräzise KATRIN 35 Spannungsteiler verwendet.

4.5 Messablaufsteuerung und Datenerfassung

Für die Messungen am Monitorspektrometer existiert eine auf LabVIEW⁷ basierende automatische Messsteuerung. Diese wird im Folgenden mit LabConnect bezeichnet. LabConnect wurde eigens für das Monitorspektrometer entwickelt (siehe [Sch11]) und übernimmt die gesamte Messablaufsteuerung.

³Hamamatsu Photonics K.K., S3590-09

⁴Canberra Industries, Inc., PD150-12-500AM

⁵FuG Elektronik GmbH, HCN 140M-35000

⁶FLUKE Corporation, 8508A

⁷Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench, <http://www.ni.com/de/>

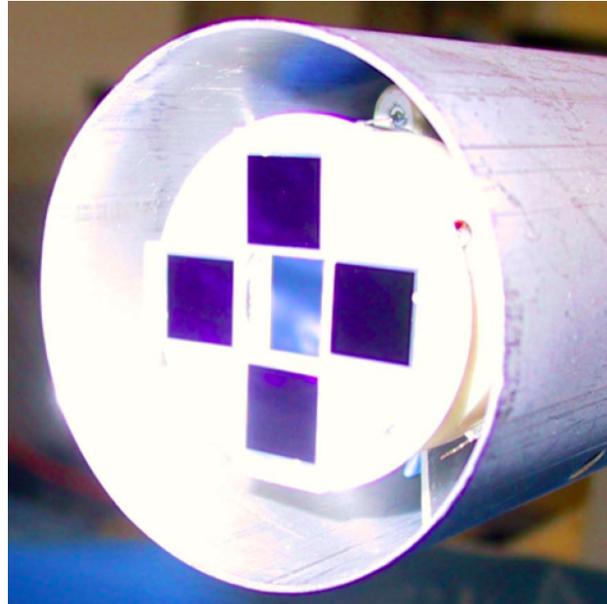


Abbildung 4.5: **Detektor am Monitorspektrometer.** Hier sind die fünf Halbleiter-Pindioden des Detektors zu sehen. Um Untergrund zu vermindern, ist der Detektor von einem Edelstahlzylinder umgeben. Abbildung aus [Sch11].

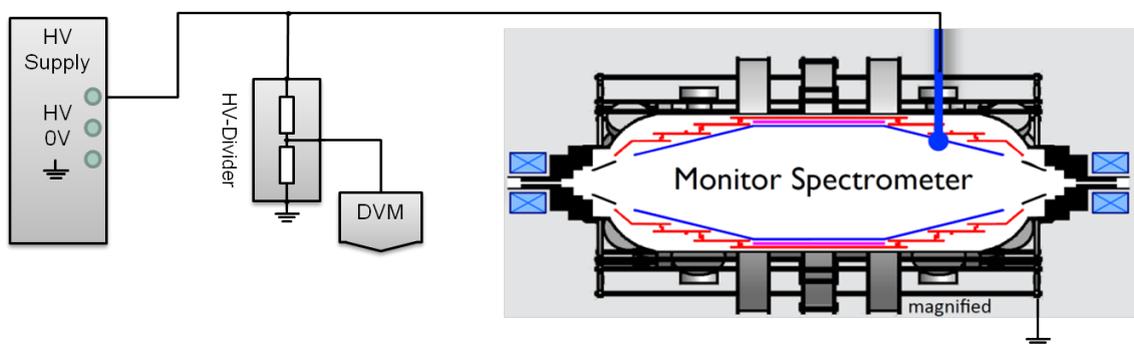


Abbildung 4.6: **Hochspannungslayout am Monitorspektrometer.** Das Hochspannungsnetzteil (HV-Supply) versorgt das Spektrometer mit der Hochspannung. Über einen Spannungsteiler (HV-Divider) kann anhand eines digitalen Multimeters (DVM) die anliegende Spannung ausgelesen werden.

Der Benutzer kann einen Setzwert für die Hochspannung in LabConnect eingeben, welcher dann an das Hochspannungsnetzteil weitergeleitet wird. Nach dem Setzen der Spannung wird diese von einem Multimeter ausgelesen und der gemessene Wert wird anschließend online in einer Datenbank (ZEUS⁸) und lokal auf einem Computer gespeichert. Über ADEI⁹ können die in ZEUS gespeicherten Daten online in einem Webinterface betrachtet werden.

Die Datenerfassung des Detektors erfolgt getrennt von LabConnect über ORCA¹⁰. Mit ORCA kann sowohl die Messsteuerung als auch die Datenaufnahme erfolgen. Dies ist auch zukünftig für die gesamte Messsteuerung des Monitorspektrometers geplant.

⁸Zentrale Erfassung Und Steuerung

⁹Advanced Data Extraction Infrastructure

¹⁰Object-oriented Real-time Control and Acquisition <http://orca.physics.unc.edu>

5. Die Hochspannungsnachregelung am Monitorspektrometer

Die Hochspannungsnachregelung wurde bereits am KATRIN-Vorspektrometer aufgebaut und getestet (siehe [Grö10b]). Das Vorspektrometer wurde zunächst für Testmessungen in der Vorspektrometerhalle aufgebaut und betrieben. Mittlerweile steht es an seinem endgültigen Platz in der Hauptspektrometerhalle vor dem KATRIN-Hauptspektrometer.

Beim Umzug des Vorspektrometers in die Hauptspektrometerhalle wurde die Nachregelung (NR) demontiert und für weitere Testmessungen am Monitorspektrometer installiert.

Wie bereits in Kapitel 3.4 erläutert, ist es wichtig, die anliegende Hochspannung genau zu kennen. Sowohl die Gleichspannungsanteile als auch die Wechselspannungsanteile müssen über die gesamte Messzeit von 5 Jahren des KATRIN-Experiments mit einer Präzision im ppm-Bereich bekannt sein und stabil gehalten werden.

Um die Gleichspannungsanteile auszulesen, werden am Monitorspektrometer zum einen der Julie Research Spannungsteiler, zum anderen der KATRIN 35 Spannungsteiler [Thü07] verwendet und mit einem 8 1/2 stelligen Multimeter ausgelesen. Ziel der Nachregelungskette ist die bestmögliche Kompensation der Wechselspannungsanteile, welche durch einen kapazitiven Abgriff (Ripple-Probe) erfasst werden.

5.1 Aufbau und Funktionsweise

Der Aufbau der Nachregelung am Monitorspektrometer ist in Abbildung 5.1 dargestellt.

Das Präzisions-Hochspannungsnetzteil (HV Supply) versorgt das Spektrometer mit der Hochspannung. Direkt danach ist ein 22 k Ω Widerstand mit dem parallel geschalteten Überspannungsableiter angebracht. Der Widerstand dient zur Strombegrenzung im Falle einer Entladung und schützt somit die Anlage, indem Transienten verhindert, beziehungsweise abgemildert werden. Wird der Spannungsabfall am Widerstand zu groß, sinkt der Widerstand des Überspannungsableiters und überbrückt den 22 k Ω Widerstand. Über einen Sternpunkt wird die Spannung auf die verschiedenen Geräte verteilt.

Die Ripple-Pick-up-Probe, bestehend aus einem hochspannungsfesten Keramikkondensator, dient als Hochpassfilter. Der nun isolierte Wechselspannungsanteil der Hochspannung wird vom Ripple-Pick-up-Amplifier verstärkt und um die Kondensatorcharakteristik korrigiert, damit ein lineares Signal an die Nachregelung übertragen werden kann.

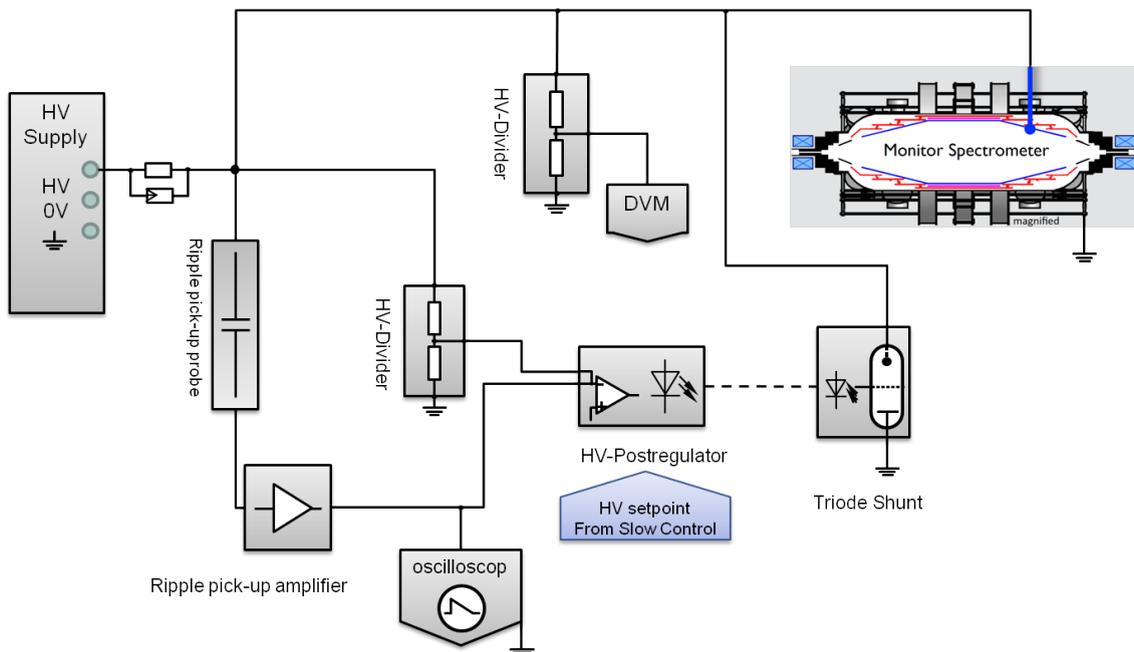


Abbildung 5.1: **Aufbau der Nachregelung.** Die Ripple-Pick-up-Probe mit einem nachgeschalteten Verstärker (Ripple-Pick-up-Amplifier) registriert die Wechselspannungsanteile der Hochspannung. Der Gleichspannungsanteil wird über einen Spannungsteiler (HV-Divider) ausgelesen und beide Signale werden vom HV-Postregulator verwendet, um es mit dem Sollwert (HV setpoint) zu vergleichen. Der HV-Postregulator steuert die Triodenschaltung.

Der Gleichspannungsanteil wird von einem Julie Research Spannungsteiler (HV-Divider) ebenfalls an die Nachregelung übermittelt. Die kombinierten Signale werden anschließend mit dem Sollwert der Spannung verglichen.

Die Differenz zwischen dem Sollwert und der tatsächlich anliegenden Spannung ergibt das Regelsignal für das Steuergitter der Triodenschaltung. Da die Triodenschaltung auf Hochspannung liegt, muss das Regelsignal in ein optisches Signal umgewandelt werden und wird anschließend über ein Glasfaserkabel an die Triodenschaltung übertragen.

Die Kathode der Triode ist mit der Tankspannung des Spektrometers verbunden, während die Anode auf Erdpotential liegt. Über das Steuergitter ist es somit möglich, gezielt Ladungen vom Spektrometertank abfließen zu lassen. Dadurch werden Störungen des Tankpotentials ausgeglichen. Die Triodenschaltung ist für einen Betrieb der Tankspannung zwischen 5 kV und 25 kV ausgelegt. An dem Oszilloskop¹, welches nach dem Ripple-Pick-up-Amplifier angeschlossen ist, kann der Wechselspannungsanteil direkt abgelesen werden.

Die Nachregelung kann jedoch auch, wie in Abbildung 5.2 dargestellt, dazu verwendet werden, aktiv periodische Störungen in die Tankspannung des Spektrometers einzukoppeln. Anstelle des Signals des Ripple-Pick-up-Amplifiers kann ein Funktionsgenerator² an die Nachregelung angeschlossen werden. Die Nachregelung versucht dann über die Triode das Signal des Funktionsgenerators zu glätten und koppelt dadurch die am Funktionsgenerator eingestellte Störspannung ein. Am Oszilloskop kann die tatsächlich anliegende Störung abgelesen werden.

¹Tektronix, TPS 2024

²Agilent Technologies, 33522A

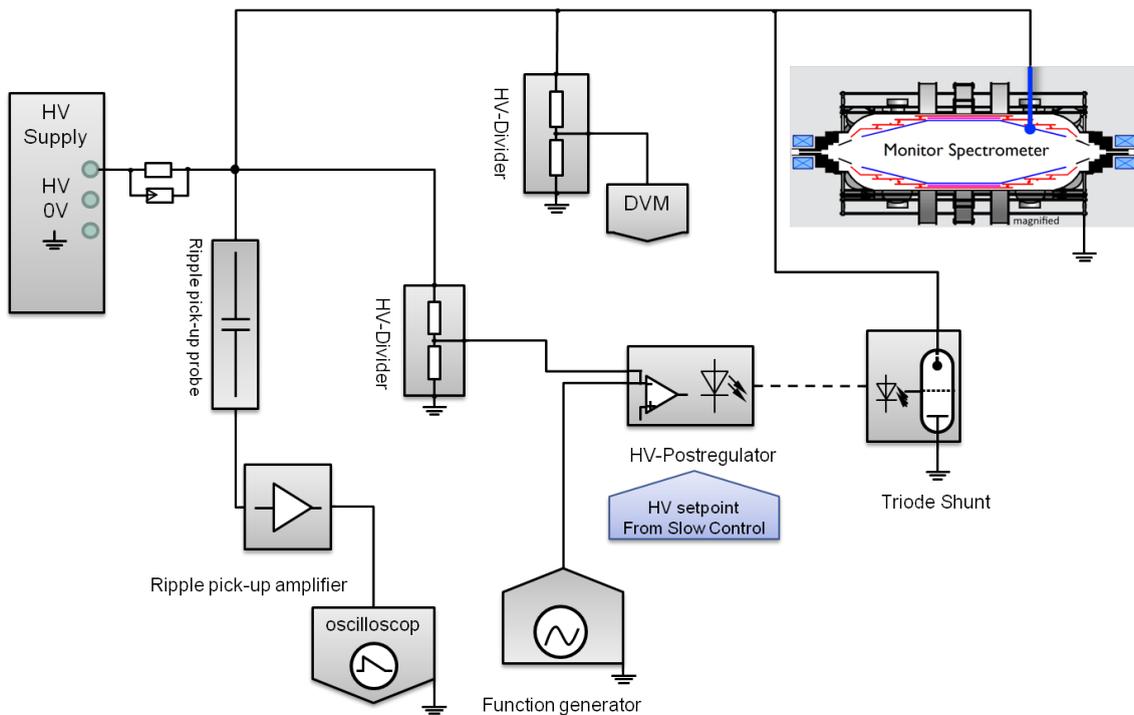


Abbildung 5.2: **Einkopplung einer Störung mithilfe der Nachregelung.** Anstelle des Ripple-Pick-up-Amplifiers wird ein Funktionsgenerator an den HV-Postregulator angeschlossen. Eine hochfrequente Störung kann somit direkt über den Funktionsgenerator über die Nachregelung eingekoppelt werden. Die tatsächlich anliegende hochfrequente Störung kann mithilfe des Oszilloskops betrachtet werden.

Messungen mit künstlich in das Tankpotential eingekoppelten Sinus-Störungen werden in Kapitel 6.7 behandelt.

5.2 Ansteuerung

Die Eingabe des Sollwertes für die Steuerung der Nachregelung am Vorspektrometer erfolgte manuell mit Hilfe eines eigenen LabVIEW-Programms.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Steuerung der Nachregelung in LabConnect (siehe Kapitel 4.5) integriert. Nun werden die Setzwerte der Spannung U_{Setz} sowohl an das Hochspannungsnetzteil, als auch an die Nachregelung automatisch weitergeleitet. Dabei muss jedoch beachtet werden, dass die Nachregelung nur einsetzt, wenn ihr Setzwert unter der anliegenden Spannung liegt. Nur dann können über die Triode Ladungen abfließen und die Restwelligkeit geglättet werden.

In einer Messreihe wurden für verschiedene Setzwerte der Spannung die Setzwerte der Nachregelung U_{NR} variiert, bis ein Einsetzen der Nachregelung beobachtet werden konnte. Das Einsetzen der Nachregelung ist an verschiedenen Parametern erkennbar. Zunächst zeigen verschiedenfarbige Leuchtdioden an der HV-Postregulatorbox an, ob die anliegende Spannung zu niedrig (gelb), zu hoch (rot) oder optimal (grün) für den an der Nachregelung eingestellten Wert U_{NR} ist. Auch der Betriebsstrom, welcher am Hochspannungsnetzteil abgelesen werden kann, steigt, sobald die Nachregelung aktiv ist. Der Betriebsstrom sollte im optimalen Betrieb der Nachregelung etwa 1,3 mA betragen. Zusätzlich kann an dem in Abbildung 5.1 eingezeichneten Oszilloskop das Einschwingverhalten der Nachregelung be-

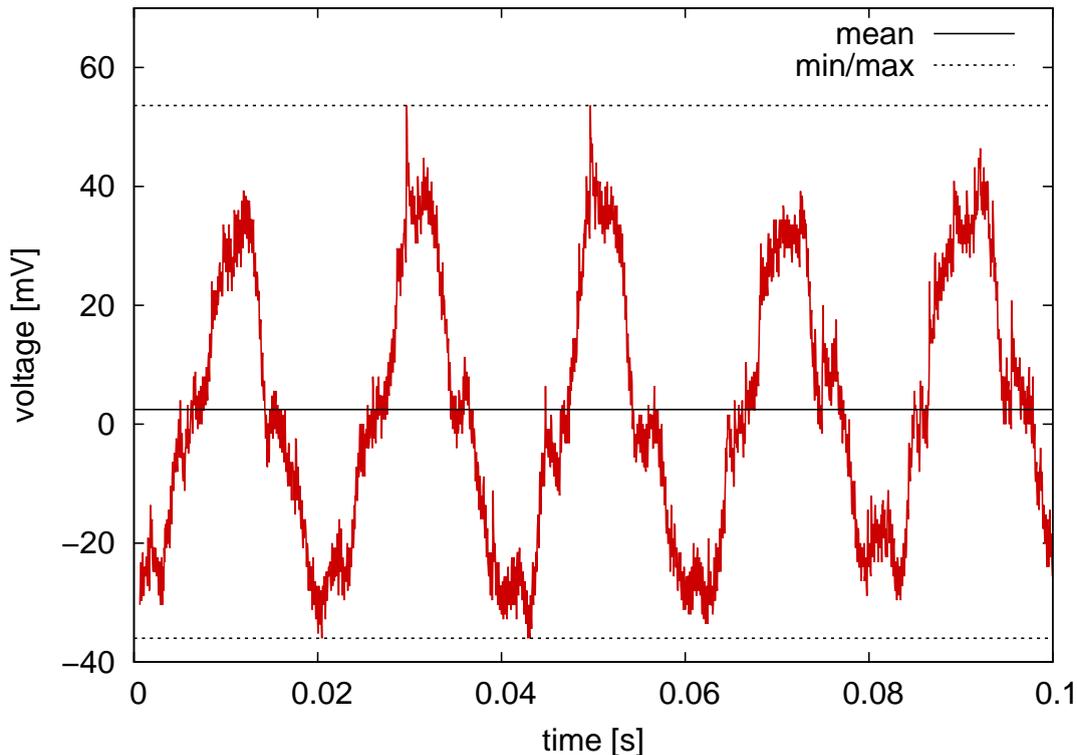


Abbildung 5.3: **Ripple-Pick-up-Signal ohne Nachregelung.** Hier ist der zeitliche Verlauf der Restwelligkeit der Hochspannung am Monitorspektrometer bei einer Spannung von 17,8 V dargestellt. Ohne Hochspannungsnachregelung beträgt die Amplitude der Restwelligkeit der Hochspannung etwa 50 mV. Die Frequenz beträgt 50 Hz.

obachtet werden. Genaueres zum Einschwingverhalten der Nachregelung kann in [Grö10b] nachgelesen werden.

Anhand der aus den gemessenen Daten ermittelten Kalibrationskurve kann der optimale Wert für U_{NR} für jeden Spannungssetzwert bestimmt werden. Diese wurde in LabConnect integriert. Dabei ist bei den Messungen zu beachten, dass die Nachregelung zu einem Offset zwischen dem Setzwert der Spannung und dem tatsächlich vom Multimeter gemessenen Spannungswert von etwa 30 V führt.

5.3 Test der Nachregelung

Um die Nachregelung zu testen, wurde der in Abbildung 5.1 beschriebene Aufbau verwendet. Bei einer Spannung von 17,8 kV wurde der Setzwert für die Nachregelung zunächst manuell auf einen deutlich höheren Wert von 25 kV gestellt. Dies führt dazu, dass die Nachregelung inaktiv ist. An dem hinter dem Ripple-Pick-up-Amplifier angeschlossenen Oszilloskop kann dadurch die Restwelligkeit der Hochspannung beobachtet werden. Dies ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Die Frequenz beträgt 50 Hz, was der Netzfrequenz entspricht. Die Amplitude beträgt etwa 50 mV.

Um die Nachregelung zu aktivieren, muss ihr Setzwert auf 17,755 V eingestellt werden. Abbildung 5.4 zeigt das Signal des Oszilloskops mit aktiver Nachregelung. Die Amplitude der Restwelligkeit beträgt nur noch etwa 5 mV.

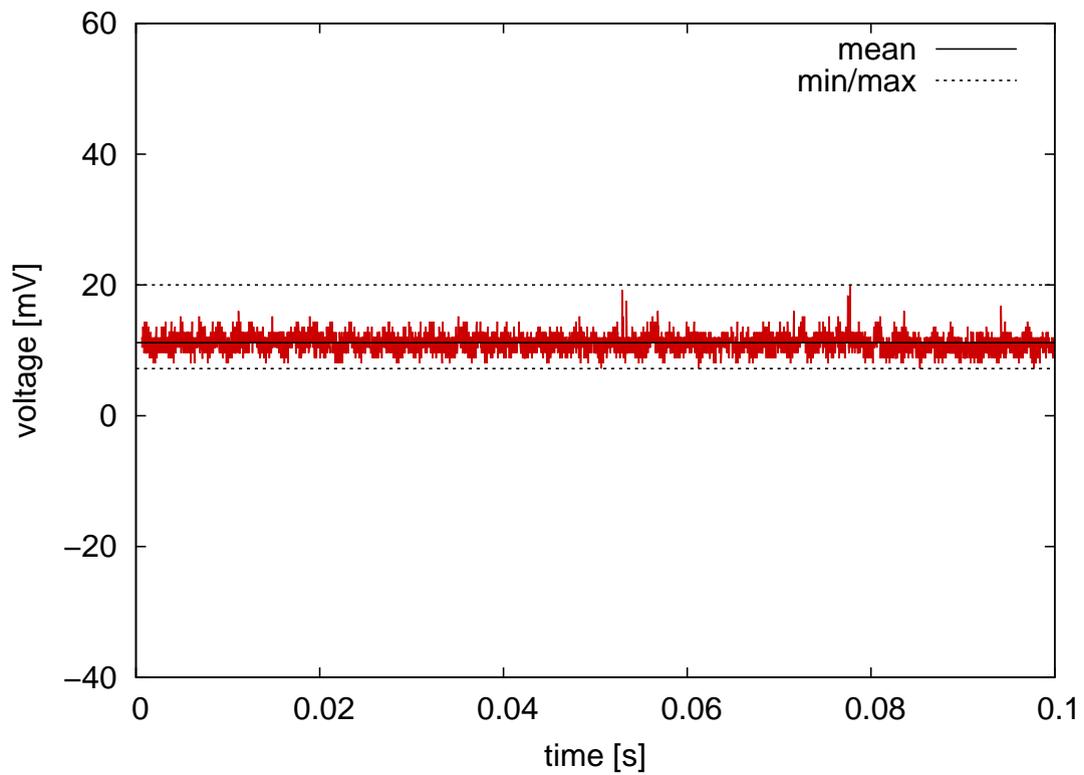


Abbildung 5.4: **Ripple-Pick-up-Signal mit Nachregelung.** Hier ist der zeitliche Verlauf der Restwelligkeit der Hochspannung am Monitorspektrometer bei einer Spannung von 17,8 V mit aktiver Nachregelung dargestellt. Die Amplitude der Restwelligkeit beträgt etwa 5 mV.

5.4 Ergebnisdiskussion

Die KATRIN-Designanforderung gibt vor, dass die Amplitude einer periodischen Fluktuation kleiner als 85 mV (siehe Kapitel 3.4) sein muss. Beobachtet man das Signal der Ripple-Pick-up-Probe mit dem Oszilloskop (siehe Abbildung 5.3), so erkennt man, dass die Amplitude der Restwelligkeit bereits nur $A = 50$ mV beträgt. Mit aktiver Hochspannungsnachregelung kann die Restwelligkeit zusätzlich um einen Faktor 10 reduziert werden (siehe Abbildung 5.4).

Beobachtet man das Signal über einen längeren Zeitraum, ist jedoch ein Drift im Bereich von 30 mV zu beobachten (siehe Abbildung 5.5). Dieser kommt vermutlich von dem thermischen Rauschen der Widerstände im Julie Research Spannungsteiler, welcher für diese Messungen zur Verfügung stand [Wüs12]. Zusätzlich können Schwankungen über den kapazitiven Abgriff, den Verstärker und die Triodenschaltung in das Hochspannungssystem eingekoppelt werden.

Bei einer Integrationszeit von 5 s des Multimeters spielen diese Schwankungen jedoch eine untergeordnete Rolle, da sie sich teilweise durch die Bildung des Mittelwerts der Spannungswerte innerhalb der 5 s auslöschen.

Aber auch unter Einschluß des beobachteten Drifts liegen die Schwankungen der Hochspannung mit aktiver Nachregelung bei nur ± 15 mV, was bei einer Spannung von 17,8 kV unter einem ppm³ liegt. Die Anforderungen an die Hochspannung, die im KATRIN-Design-Report gestellt werden, sind somit am Monitorspektrometer erfüllt.

³parts per million

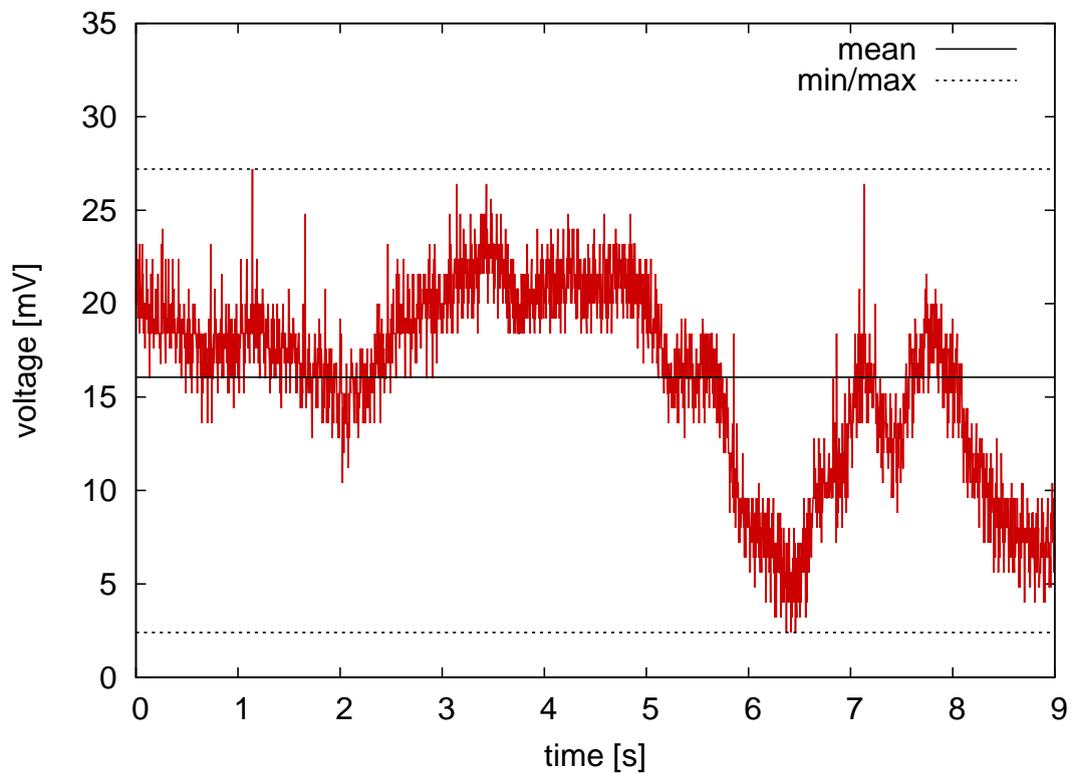


Abbildung 5.5: **Ripple-Pick-up-Signal mit Nachregelung über längere Zeit.** Hier ist der zeitliche Verlauf der Restwelligkeit der Hochspannung am Monitor-spektrometer bei einer Spannung von 17,8 V mit aktiver Nachregelung in einem Bereich von 9 s dargestellt. Es ist ein Drift im Bereich von 30 mV erkennbar.

6. Messungen am Monitorspektrometer

Der zentrale Bestandteil dieser Diplomarbeit bestand darin, die Fluktuationen der Hochspannung in die Analyse der Messungen einfließen zu lassen. Dies wird durch die Implementierung einer periodischen Störung in das Analyseprogramm (siehe Kapitel 6.4) realisiert.

Periodische Störungen können an zwei verschiedenen Orten eingekoppelt werden, um die Elektronenenergie, beziehungsweise deren Messung, zu beeinflussen: Zum einen an der Quelle, welche auf Null-Potential liegt, wodurch sich die elektrische Schwankung direkt auf die Elektronenenergie überträgt. Zum anderen kann das Analysierpotential des Spektrometertanks beeinflusst werden. Um elektrische Störungen an der Quelle einzukoppeln, wird ein Funktionsgenerator verwendet, welcher an die Quelle angeschlossen wird. Störungen des Analysierpotentials werden über den in Kapitel 5.1 beschriebenen veränderten Aufbau der Nachregelung umgesetzt.

Es ist zu untersuchen, ob sich elektrische Schwankungen an der Quelle oder dem Tankpotential unterschiedlich auf die Messungen auswirken. Theoretisch sollten sich die Messungen nicht unterscheiden, da für die Transmissionsfunktion die Differenz der Elektronenenergie zum Retardierungspotential relevant ist und sich die Störung somit in beiden Fällen äquivalent auswirken sollte.

Zunächst wird auf das prinzipielle Messprinzip eingegangen und die in dieser Arbeit zu untersuchenden Auswirkungen von Störungen auf eine Messung in der Theorie behandelt. Anschließend werden verschiedene Messungen vorgestellt und diskutiert.

Bei allen Messungen wurden die K_{32} -Zerfallslinie der $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$ -Quelle vermessen.

6.1 Messprinzip

Wie bereits in Kapitel 4.1 erläutert, funktioniert das Monitorspektrometer nach dem MAC-E-Filter-Prinzip wie ein Hochpassfilter. Um eine Elektronenlinie, wie zum Beispiel die K_{32} -Linie, zu vermessen, durchfährt man die Hochspannung, die an der Elektrode im Inneren des Spektrometers anliegt. Hierfür wählt man diskrete Spannungsschritte in einem Bereich um die Elektronenenergie. Die K_{32} -Linie hat eine Elektronenenergie von 17824 V, demnach sollte für die Messung ein Spannungsbereich von etwa 17810 V bis 17840 V ausgewählt werden.

Für eine Messung muss zunächst eine Steuertabelle in Excel angelegt oder ausgewählt werden. Diese Steuertabelle enthält Informationen über den Spannungsbereich in dem

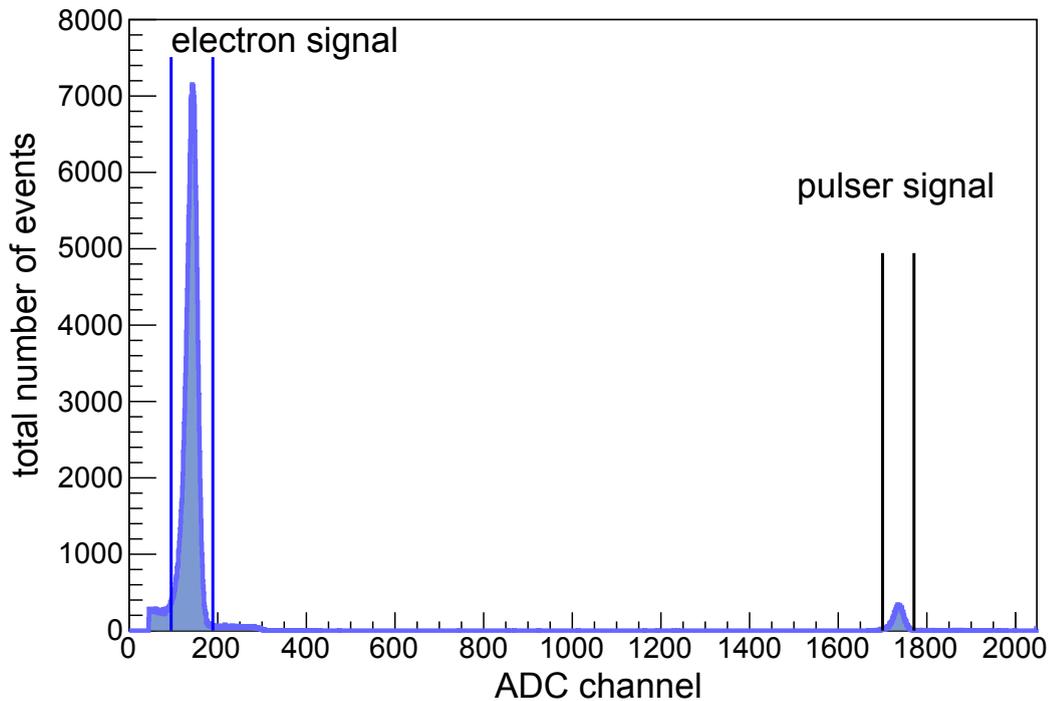


Abbildung 6.1: **ADC-Rohdatenspektrum.** Dargestellt ist das ADC-Spektrum einer Messung der K_{32} -Zerfallslinie bei voller Transmission. Das Energiefenster zur Auswertung der Signalelektronen liegt hier zwischen Kanal 95 und 190. Das Auswertefenster des Pulsersignals liegt zwischen Kanal 1700 und 1170.

gemessen werden soll, die Spannungsschritte, die Messzeit pro Spannungswert und die Wartezeit und wird von der Messsteuerung eingelesen. Nach dem Einlesen der Steuertabelle in das LabConnect-Programm läuft die Messung automatisch ab.

Die Retardierungsspannung im Spektrometer wird auf die vorgegebenen diskreten Spannungsschritte eingestellt. Der Detektor registriert die Elektronen, deren longitudinale Energie größer ist als das Retardierungsfeld. Zusätzlich liegt am Detektor ein Pulsersignal an, welches zur Bestimmung der Totzeit verwendet wird (näheres dazu findet man in [Sch11]).

Die vom Detektor gewonnenen Daten werden zunächst für jede angelegte Retardierungsspannung in einem ADC-Spektrum dargestellt. In Abbildung 6.1 wird ein solches ADC-Spektrum dargestellt. In diesem Spektrum wird die Anzahl der Ereignisse pro Energieintervall aufgetragen. Bei Kanal 142 liegt die Verteilung der Signalelektronen und bei Kanal 1735 die des Pulsers. Da die Energieeichung des Detektors nicht bekannt ist, muss zunächst ein Energiefenster bestimmt werden. Es wird jeweils eine Gaußkurve an die Peaks angepasst und deren Mittelwert und die Standardabweichung σ bestimmt. Das Energiefenster wird im Intervall von $\pm 3\sigma$ um den Mittelwert gelegt. In diesem Bereich wird integriert und dadurch die Gesamtzahl der gemessenen Elektronen für die angelegte Retardierungsspannung bestimmt. Die Bestimmung des Energiefensters läuft somit automatisch ab und muss nicht manuell ausgewählt werden. Jedoch wird nur der letzte Messpunkt einer Messreihe für die Bestimmung des Energiefensters ausgewertet und auf die anderen ADC-Spektren übertragen. Um Messungen mit unterschiedlichen Messzeiten untereinander vergleichen zu können, werden die Messdaten auf eine Sekunde normiert.

Aus den Daten des ADC-Spektrums (Anzahl der Elektronen) und der Filterspannung kann

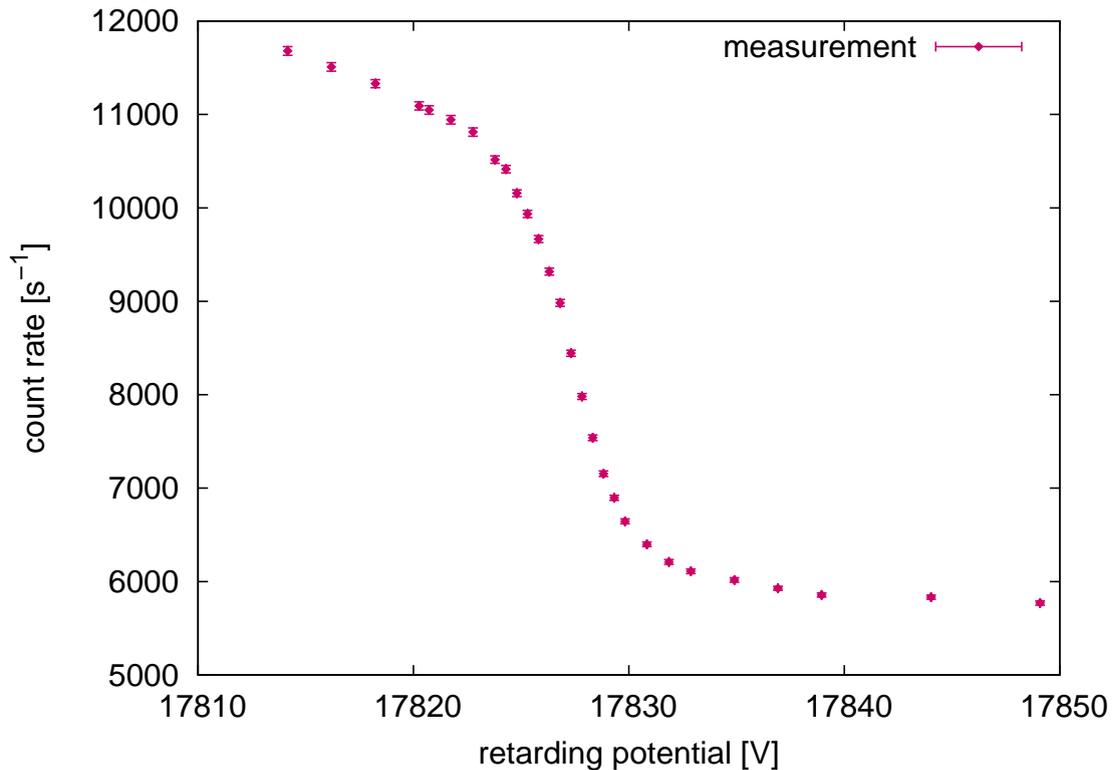


Abbildung 6.2: **Messung der K_{32} -Zerfallslinie.** Die Retardierungsspannung wird in vordefinierten Spannungsschritten verändert und für jeden Spannungswert 60 s gemessen. Die aus den ADC-Spektren gewonnene Zählrate des Detektors wird über der angelegten Retardierungsspannung des Spektrometers aufgetragen.

ein Filterspektrum erstellt werden.

In Abbildung 6.2 sind die Daten einer typischen Messung¹ der K_{32} -Zerfallslinie dargestellt. Auf der x-Achse ist die Retardierungsspannung des Spektrometers, auf der y-Achse die Zählrate im Energiefenster des Detektors aufgetragen. Wird die Retardierungsspannung größer als die Energie der Elektronen, so bricht die Zählrate am Detektor ein. In diesem Bereich (zwischen 17820 V und 17834 V) wird in 0,5 V-Schritten gemessen. Außerhalb dieses Bereiches werden größere Spannungsschritte von bis zu 5 V verwendet.

Der auch bei hohen Spannungen vorhandene Untergrund (bei dieser Messung etwa 5500 Hz) kommt durch hochenergetische Elektronen aus anderen Konversionsübergängen zustande. Im Zerfallsschema (Abbildung 4.4) aus Kapitel 4.2 sind beispielhaft zwei weitere Elektronenenergien von Konversionselektronen aus der L-Schale (E_{L2} und E_{L3}) dargestellt. Eine vollständige Liste aller Konversionselektronen des ^{83m}Kr -Zerfalls ist in [Zbo11] zu finden.

Die Messdaten können anschließend mit dem im folgenden Kapitel vorgestellten Analyseprogramm ausgewertet werden.

6.2 Das Fitprogramm

Das Fitprogramm, welches für die Auswertung der Messdaten verwendet wird, berechnet die Transmissionsfunktion und faltet diese mit einem Voigt-Profil. Ein Voigt-Profil entspricht einer Faltung einer Lorentz- mit einer Gaußkurve. Die relevanten Parameter sind dabei die Lorentzbreite Γ , die Gaußbreite σ , die Amplitude und die Linienposition.

¹Run number 24115-24145

Um die Energieverlustelektronen zu berücksichtigen, welche für den Anstieg der Messdaten oberhalb der Kante verantwortlich sind, wird beim Fit ein zusätzliches Voigt-Profil mit fest eingestellten Parametern verwendet² (mehr dazu in [Erh12]). Die Kurve, welche sich aus der Faltung der Voigt-Profile und der Transmissionsfunktion ergibt, wird dann durch Variation der freien Parameter in mehreren Iterationsschritten an die Messdaten angepasst. Da sich die Lorentzbreite Γ aus der Halbwertszeit des radioaktiven Zerfalls ergibt, ist sie eine feste physikalische Größe und wird auf $\Gamma = 2,7$ eV festgelegt. Die Gaußbreite beschreibt die zusätzliche Verbreiterung der Elektronenlinie durch Festkörpereffekte.

Für die Berechnung der Transmissionsfunktion spielen die genauen Magnetfeldkonfigurationen und die Position der Quelle eine wichtige Rolle. Durch kleine Veränderungen ist es nun möglich, die jeweils eingestellten Spulenströme der Luftspulen und die Position der Quelle einzugeben. Das radiale Magnetfeld in der Analysierebene sowie das Magnetfeld an der Quelle können dann durch eine Verbindung des Fitprogramms mit KASSIOPEIA³ ermittelt und für die Berechnung der Transmissionsfunktion verwendet werden. Es wird in Abhängigkeit vom Radius des Flussschlauches in der Analysierebene jeweils eine Transmissionsfunktion berechnet und schließlich ein mit dem Radius gewichteter Mittelwert gebildet.

In Abbildung 6.3 wurde die Messung aus Kapitel 6.1 mit dem Fitprogramm ausgewertet. Auch hier ist die Zählrate des Detektors über der Retardierungsspannung aufgetragen. Die durchgezogene blaue Linie beschreibt die Faltung (der zwei Voigt-Profile mit der Transmissionsfunktion), welche an die Messwerte angepasst wird. Die durchgezogene Kurve beschreibt also die Summe der zwei entfaltenen Peaks (gestrichelte Linien). Der Hauptpeak liegt bei etwa 17828 V und stellt die gesuchte K_{32} -Zerfallslinie dar. Der niederenergetische Satellit liegt bei etwa 17824 V. Aus dem Fit ergeben sich die in Tabelle 6.1 zusammengefassten Parameter.

Tabelle 6.1: Parameter des Fits aus Abbildung 6.3

Amplitude	A_1	=	$(4717,2 \pm 51,1) \text{ s}^{-1}$
Position	E_1	=	$(17828,09 \pm 0,04) \text{ V}$
Gaußbreite	σ_1	=	$(0,75 \pm 0,08) \text{ eV}$
Lorentzbreite	Γ_1	=	2,7 eV
Untergrund	Bg	=	$(5656,2 \pm 8,9) \text{ Hz}$
Reduziertes Chi ²	χ^2	=	0,457

Die Position und die Amplitude des zweiten Voigt-Profils sind abhängig vom ersten Voigt-Profil. Das zweite Voigt-Profil befindet sich immer bei einer kleineren Energie mit einem Abstand von 4,2 eV zum Hauptpeak mit einer um einen Faktor von 0,3 kleineren Amplitude. Die Gauß- und Lorentzbreite des zweiten Voigt-Profils werden stets auf feste Werte festgelegt (siehe Tabelle 6.2).

²Eine vermutlich bessere Methode, um die Energieverlustelektronen zu beschreiben, wurde in [Zbo11] verwendet. Dabei wird eine sogenannte Doniach–Šunjić-Kurve [Dv70] eingesetzt um die Energieverlustelektronen zu beschreiben.

³KASSIOPEIA ist ein speziell für das KATRIN-Experiment entwickeltes Simulationsprogramm. Es basiert auf C++ und kann zum Beispiel dazu verwendet werden, Sensitivitätsstudien durchzuführen, Teilchen zu erzeugen und Teilchenbahnen und elektromagnetische Felder zu berechnen. Mehr Informationen findet man in [F⁺].

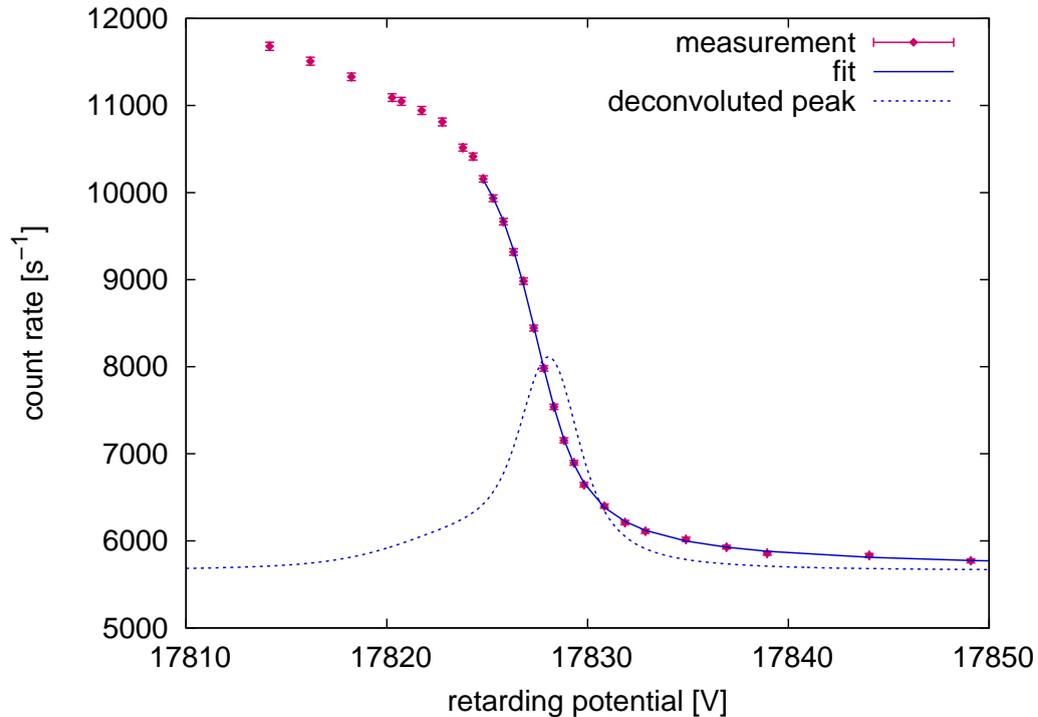


Abbildung 6.3: **Messung der K_{32} -Zerfallslinie mit Fit.** Das dargestellte Filterspektrum wurde, wie in Kapitel 6.1 erläutert, erstellt und mit dem Analyseprogramm ausgewertet. Die Parameter des Fits sind in Tabelle 6.1 und 6.2 zusammengefasst.

Tabelle 6.2: Parameter des zweiten Voigt-Profil

Amplitude	A_2	=	$0,3 \cdot A_1$
Position	E_2	=	$E_1 - 4,2 \text{ eV}$
Gaußbreite	σ_2	=	$2,7 \text{ eV}$
Lorentzbreite	Γ_2	=	$3,7 \text{ eV}$

6.3 Auswirkung von Störungen auf die Messung

In der Diplomarbeit von Robin Gröble [Grö10b] wurde bereits gezeigt, wie sich Störungen auf eine stark idealisierte Transmissionsfunktion auswirken. Die Transmissionsfunktion eines idealen Hochpassfilters ergibt sich aus:

$$T(E, E_R) = \begin{cases} 1, & \text{für } E > E_R \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (6.1)$$

Dabei ist E die Startenergie der Elektronen und $E_R = qU_R$ die Retardierungsenergie des Spektrometers mit der Retardierungsspannung U_R und der Elektronenladung q .

Nun wird der Einfluss einer sinusförmigen Störung auf die idealisierte Transmissionsfunktion betrachtet. Theoretisch ergibt sich die deformierte Transmissionsfunktion $T^*(E, E_R)$ durch die Faltung der ungestörten Transmissionsfunktion $T(E, E_R)$ mit der periodischen Störung $s = s(t)$:

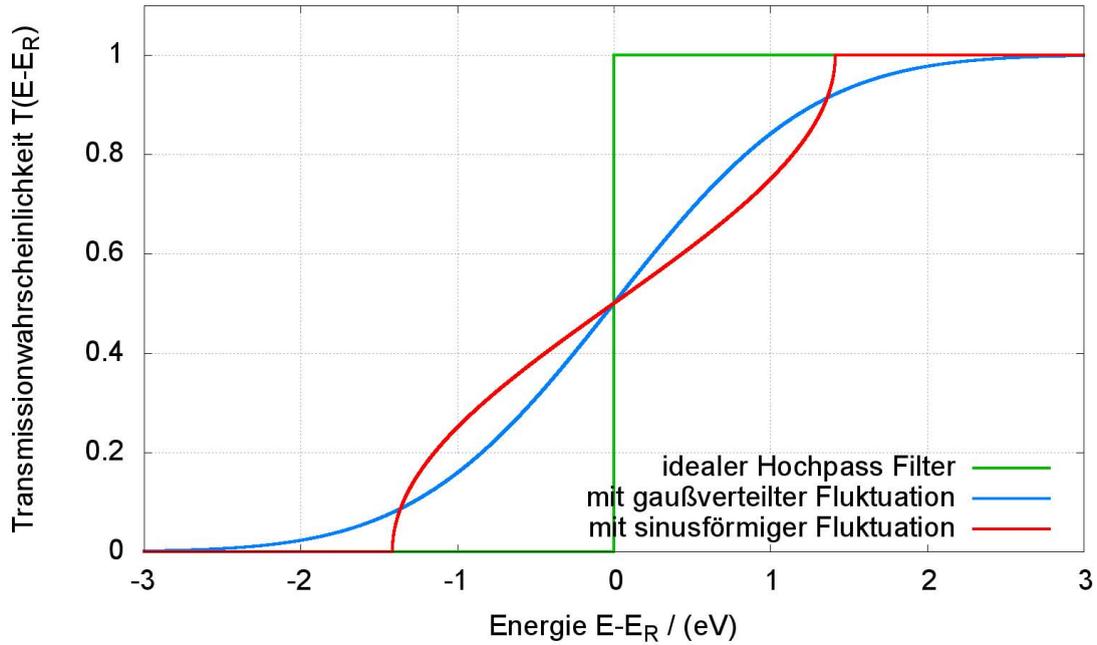


Abbildung 6.4: **Einfluss von Störungen auf die idealisierte Transmissionsfunktion.** Die grüne Kurve zeigt die Transmissionsfunktion eines idealen Hochpassfilters. Der Einfluss einer sinusförmigen Störung ist in Rot dargestellt. Die blaue Kurve zeigt den Einfluss einer gaußförmigen Störung. Abbildung aus [Grö10b].

$$T^*(E, E_R) = \frac{1}{t_1 - t_0} \int_{t_0}^{t_1} T(E, E_R^*) dt \quad (6.2)$$

Dabei ist $E_R^* = q(U_R + s(t))$. Die Retardierungsspannung U_R wird also um den Störterm $s(t)$ erweitert.

Für den Fall einer sinusförmigen Störung der Form $s(t) = A_s \sin(2\pi ft)$ und der Transmissionsfunktion eines idealen Hochpassfilters ergibt sich folgende modifizierte Transmissionsfunktion:

$$T(E, E_R) = \frac{1}{\pi} \begin{cases} \pi, & \text{für } E - E_R > \sqrt{2}A_s \\ \arcsin((E - E_R)/(\sqrt{2}A_s)), & \text{für } -\sqrt{2}A_s < E - E_R < \sqrt{2}A_s \\ 0, & \text{für } E - E_R < -\sqrt{2}A_s \end{cases} \quad (6.3)$$

Abbildung 6.4 zeigt sowohl den Einfluss einer gaußförmigen als auch den Einfluss einer sinusförmigen Störung auf die Transmissionsfunktion eines idealen Hochpassfilters. Im Falle einer sinusförmigen Störung wird die Transmissionsfunktion um einen Faktor $\sqrt{2}A_s$ breiter. Die Frequenz wurde dabei als $f = 50$ Hz gewählt. Dies entspricht der Netzfrequenz, welche die Hauptursache für sinusförmige Hochspannungsstörungen darstellt.

Aufgrund der Komplexität der realen Transmissionsfunktion eines MAC-E-Filters ist es nicht mehr möglich, diese Faltung analytisch durchzuführen. In Kapitel 6.4 wird gezeigt, wie dies numerisch realisiert werden kann.

6.4 Implementierung der Störung in die Transmissionsfunktion

Um die Messungen mit elektrischen Störungen exakter analysieren zu können, ist es notwendig, im Fitprogramm ihre Auswirkung auf die Transmissionsfunktion zu berücksichtigen.

Liegt eine sinusförmige Störung der Form $s(t) = A_s \sin(2\pi ft)$ an der Quelle an, so erhalten einige Elektronen zusätzliche Energie, wohingegen andere abgebremst werden, je nachdem, zu welchem Zeitpunkt sie die Quelle verlassen. Die Sinusfunktion wird daher in n gleichmäßige Zeitintervalle Δt unterteilt. Für jeden Zeitschritt berechnet sich die Elektronenenergie durch:

$$E^* = E_s + A_s \sin\left(\frac{2\pi}{n} \Delta t\right) \quad (6.4)$$

Es wird für jeden Zeitschritt n eine eigene Transmissionsfunktion berechnet und schließlich über alle Transmissionsfunktionen gemittelt. In Abbildung 6.5 sind diese Transmissionsfunktionen mit Störungen unterschiedlicher Amplituden dargestellt. Es ist die Transmissionswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Elektronenenergie E_s , der Retardierungsspannung U_0 und der Amplitude der Störung A über der Überschussenergie ($E_s - qU_0$) der Elektronen aufgetragen.

In Rot ist die ungestörte Transmissionsfunktion des Monitorspektrometers eingezeichnet. Man erkennt, dass die Transmissionsfunktionen mit größeren Störungsamplituden breiter werden. Auch die Form verändert sich und gleicht dem Verlauf der arcsin-Funktion, wobei das streng definierte Intervall, in dem die gewöhnliche arcsin-Funktion definiert ist, bei den gestörten Transmissionsfunktionen durch verschmierte Übergänge erweitert wird.

Die Amplitude A_s wird als zusätzlicher freier Parameter in das Fitprogramm eingeführt.

An die Quelle schließt sich ein auf Erdpotential gelegtes Strahlrohr an. Wird nun eine Störung direkt an der Quelle eingekoppelt, so ist die Reichweite der Störung sehr gering, da die elektrischen Feldlinien an der Wand des Strahlrohres enden. Somit erfahren die Elektronen nur über eine sehr kurze Zeit den Einfluss der Störung, wodurch das elektrische Feld als quasi statisch angesehen werden kann und die Frequenz f der Störung keine Rolle spielt.

Auch bei Störungen des Analysierpotentials kann das elektrische Feld als statisch angesehen werden, sofern die Frequenz f der Störung kleiner ist als die Flugzeit der Elektronen von der Quelle zum Detektor. Eine Abschätzung liefert bei Elektronen der Energie 18 keV eine Geschwindigkeit von etwa 25% der Lichtgeschwindigkeit c . Daraus kann bei einer Fluglänge von 6 m eine Flugzeit von etwa 80 ns berechnet werden. Erst bei Frequenzen über 1 GHz kann das Feld somit nicht mehr als statisch angesehen werden.

Es ist nun also möglich, die Amplitude einer sinusförmigen Störung als freien Parameter durch das Fitprogramm anpassen zu lassen. Da jedoch die Gaußbreite σ und die Amplitude stark miteinander korrelieren, hat es sich als geschickt herausgestellt, die Gaußbreite nicht mehr als freien Parameter zu betrachten, sondern einen festen Mittelwert aus ungestörten Messungen aus demselben Zeitraum der Messung für die Analyse zu verwenden.

6.5 Messung mit Nachregelung

Um den Einfluss der Nachregelung zu testen, werden Messungen ohne und mit aktiver Hochspannungsnachregelung miteinander verglichen. In Abbildung 6.6 ist die aus dem

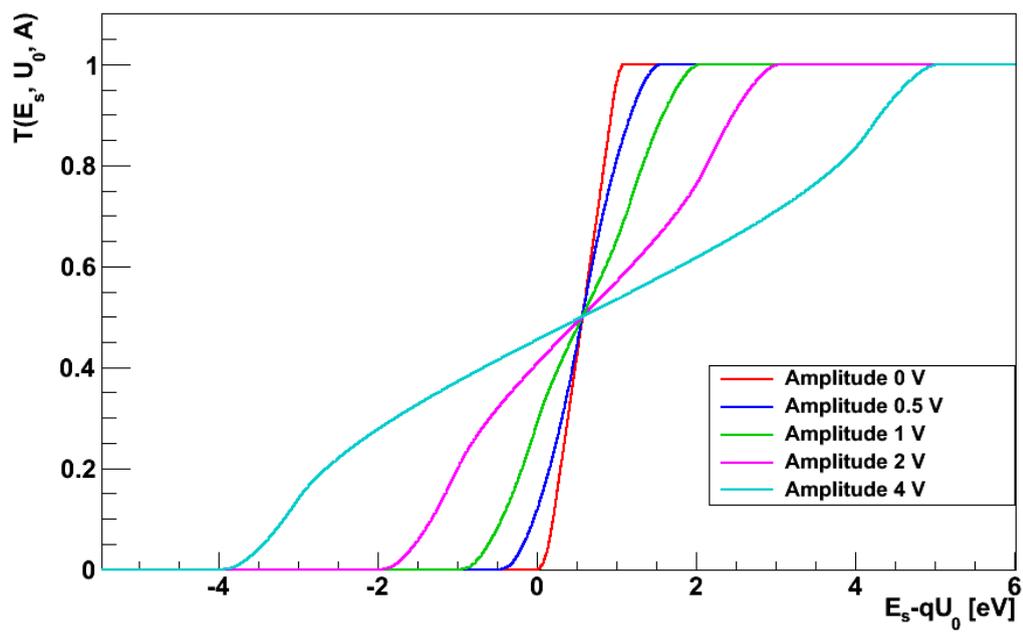


Abbildung 6.5: **Einfluss von Störungen auf die reale Transmissionsfunktion.** Die rote Kurve zeigt die ungestörte Transmissionsfunktion des Monitorspektrometers. Zusätzlich sind Auswirkungen sinusförmiger Störungen mit verschiedenen Amplituden auf die Transmissionsfunktion dargestellt. Je größer die Amplitude der Störung ist, desto breiter wird die Transmissionsfunktion und ihre Form ändert sich.

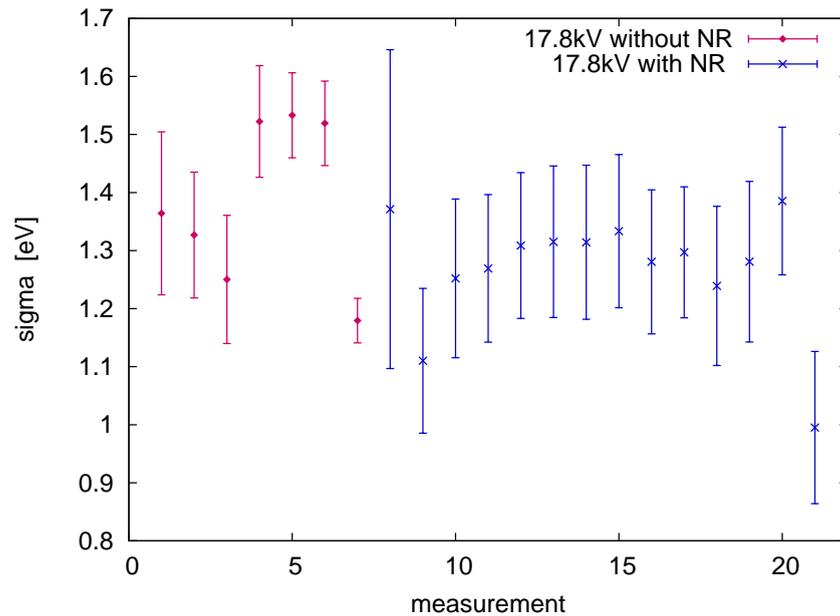


Abbildung 6.6: **Gaußbreite σ ohne und mit Nachregelung.** Die Gaußbreite verschiedener Einzelmessungen ohne (rot) und mit aktiver Hochspannungsnachregelung (blau) sind hier gegenübergestellt.

Fitprogramm berechnete Gaußbreite σ für verschiedene Einzelmessungen aufgetragen. Die roten Datenpunkte stammen von Messungen ohne, die blauen Datenpunkte von Messungen mit Nachregelung.

Vergleicht man die Messungen mit und ohne aktive Nachregelung, so zeigt sich kein messbarer Unterschied in der Gaußbreite.

Von großem Interesse ist am Monitorspektrometer - vor allem in Anbetracht seiner späteren Aufgabe zur Hochspannungsüberwachung - natürlich die Linienposition.

In Abbildung 6.7 ist die, ebenfalls aus dem Fitprogramm gewonnene, Linienposition der einzelnen Messungen aufgetragen. Auch hier sind die aus Messungen ohne Nachregelung gewonnenen Werte in Rot und die aus Messungen mit Nachregelung gewonnenen Werte in Blau dargestellt. Der grau dargestellte Bereich beschreibt die Standardabweichung $\sigma = 0,05$ des Mittelwertes von 17827,82 eV aller Messungen. Auch auf die Linienposition hat die Hochspannungsnachregelung damit keine messbare Auswirkung.

Das Monitorspektrometer ist nicht sensitiv genug, um die Restwelligkeit der anliegenden Spannung aufzulösen. Die bestehende Restwelligkeit ohne Nachregelung liegt bereits unterhalb der aus der KATRIN-Design-Anforderung resultierenden Obergrenze von 85 mV. Die Festkörpereffekte der Quelle und andere systematische Effekte überwiegen bei den Messungen, sodass keine Verbesserung durch eine aktive Nachregelung der Hochspannung erzielt werden kann.

Für die Messungen am Monitorspektrometer ist eine aktive Nachregelung somit nicht nötig. Um die Auswirkungen von hochfrequenten Störungen auf die Messungen am Monitorspektrometer zu untersuchen, müssen künstliche Störungen in das Hochspannungssystem eingekoppelt werden.

Hierfür kann die Nachregelung verwendet werden. Diese Vorgehensweise wird in Kapitel 6.7 ausgenutzt.

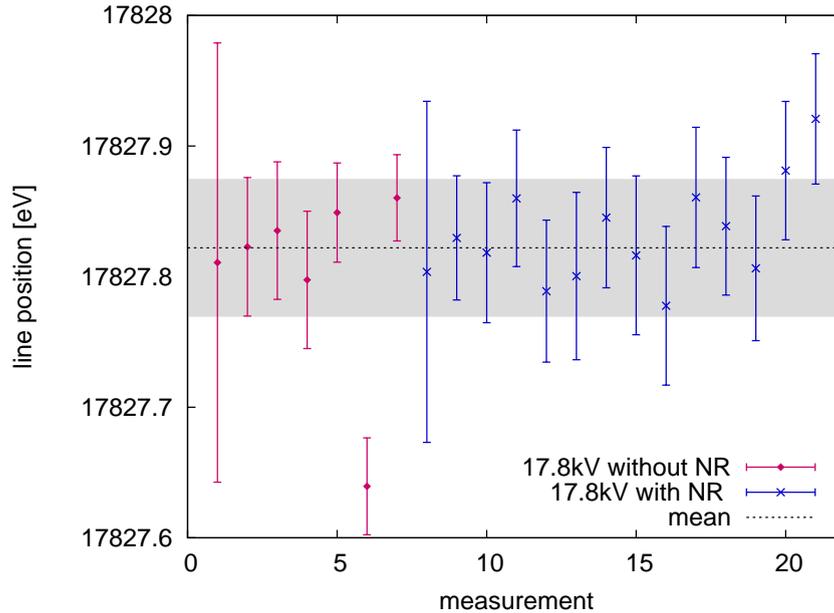


Abbildung 6.7: **Linienposition ohne und mit Nachregelung.** Die Linienposition verschiedener Einzelmessungen ohne (rot) und mit aktiver Hochspannungsnachregelung (blau) sind hier gegenübergestellt. Der Mittelwert aller Messungen (mean = 17827,82 eV) und die Standardabweichung ($\sigma = 0,05$) (grauer Bereich) sind ebenfalls eingezeichnet.

6.6 Störungen an der Quelle

Der Einfluss von gaußförmigen Fluktuationen wurde bereits in [Sch11] analysiert. Dort konnte nachgewiesen werden, dass sich sowohl gaußförmige als auch sinusförmige Fluktuationen an der Quelle wie erwartet auf die Gaußbreite σ des Voigt-Profiles auswirken und keinen Einfluss auf die weiteren Parameter haben. Die Linienposition, welche für die Messungen am Monitorspektrometer am relevantesten ist, bleibt davon unverändert. Dies ist der Fall, da am Monitorspektrometer symmetrische Elektronenlinien vermessen werden und sich somit symmetrische Störungen nur auf die Breite, nicht aber auf die Position der Linien auswirken. Das Tritiumspektrum hingegen, welches am Hauptspektrometer vermessen wird, weist keine symmetrische Form auf. Dort wird es also von großer Bedeutung sein, den Einfluss von Störungen genau zu kennen.

Eine Störung der Quellspannung lässt sich einfach durch einen Funktionsgenerator einbringen. In der Diplomarbeit von Michael Schupp [Sch11] wurden bereits erste Messergebnisse diskutiert. Da jedoch das angepasste Fitprogramm noch nicht zur Verfügung stand, wurde für die Auswertung der Daten zunächst die unveränderte Transmissionsfunktion verwendet.

In Abbildung 6.8 sind die entfalteten Peaks von zwei Messungen gegenübergestellt. Um sie besser vergleichen zu können, wurde der Untergrund abgezogen und die Zählrate jeweils auf die Amplitude normiert und über der Retardierungsspannung aufgetragen.

Wie in Kapitel 6.2 erläutert, werden zwei Voigt-Profile für einen Fit verwendet. Das erste beschreibt die eigentlichen Elektronenlinie, wohingegen das zweite Voigt-Profil verwendet wird, um die Energieverlustelektronen zu beschreiben.

Die Kurve einer Messung ohne Störung ist in Rot dargestellt. Eine Messung mit einer sinusförmigen Störung mit einer Amplitude von 2 V ist in Blau eingezeichnet. Sie setzen

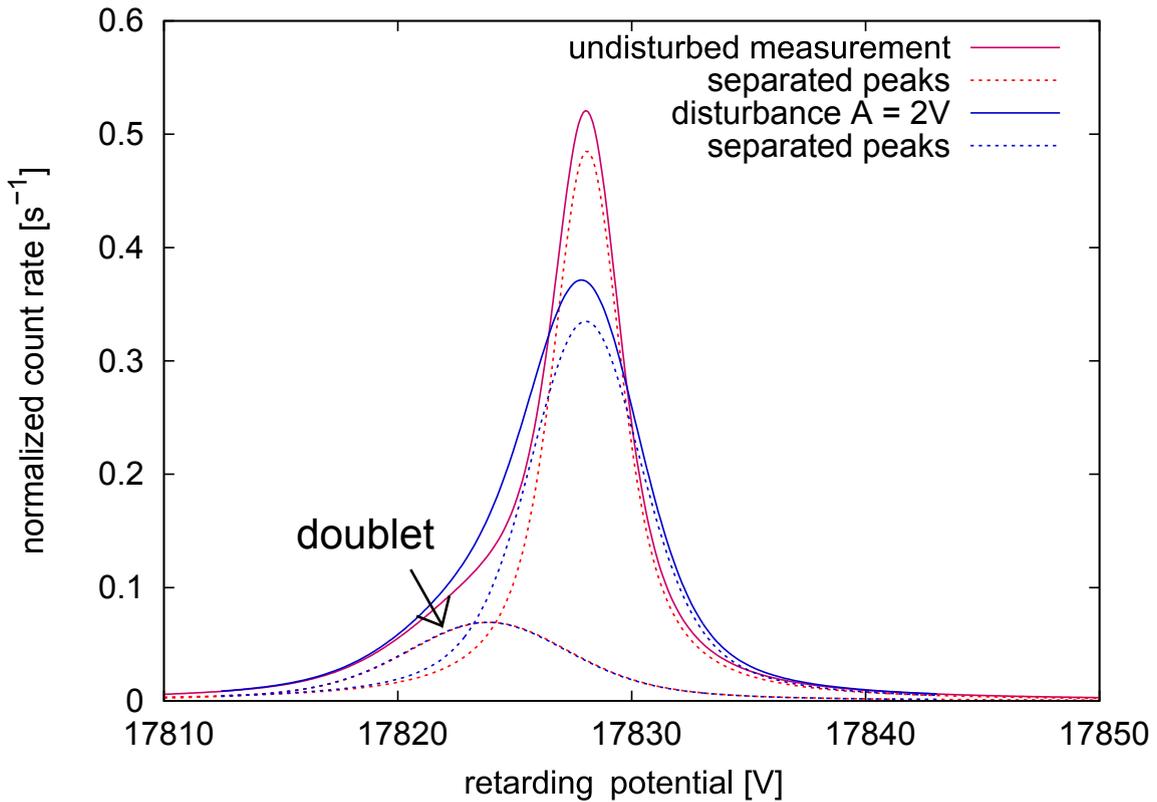


Abbildung 6.8: Vergleich der entfaltenen Peaks einer ungestörten Messung (rot) mit einer Messung mit einer 2 V Störungsamplitude (blau). Die gestrichelten Linien beschreiben jeweils die zwei einzelnen Voigt-Profile. Das zweite Voigt-Profil liegt bei beiden Messungen bei etwa 17822 V.

sich jeweils aus den zwei gestrichelt eingezeichneten Kurven zusammen, welche die einzelnen Voigt-Profile beschreiben. Für das Voigt-Profil, welches die Energieverlustelektronen beschreibt, werden immer die selben festen Parameter für die Gauß- und Lorentzbreite verwendet (siehe Tabelle 6.2). Die Position richtet sich nach der Position des Hauptpeaks. Da die beiden Hauptpeaks der zwei Messungen an derselben Position liegen, sind auch die niederenergetischen Satelliten an derselben Stelle und sind somit identisch. Sie liegen bei einer Spannung von 17822 V.

Vergleicht man die ungestörte mit der gestörten Messung, so ist die durch die Spannungsfuktuation hervorgerufene Verbreiterung des Peaks erkennbar.

Es wurden ergänzende Messungen bei unterschiedlichen Amplituden und einer Frequenz von 100 Hz durchgeführt. In Abbildung 6.9 sind die Gaußbreiten der einzelnen Messungen und einer ungestörten Messung in Rot dargestellt. Die blauen Punkte beschreiben die theoretisch erwartete Gaußbreite. Die theoretische Standardabweichung σ_{theo} der gestörten Linien lässt sich wie folgt berechnen:

$$\sigma_{theo} = \sqrt{\sigma_u^2 + \sigma_s^2} \quad (6.5)$$

Hierbei ist σ_u die Gaußbreite einer ungestörten Messung. Die zusätzliche Verbreiterung σ_s ergibt sich aus folgendem Zusammenhang:

$$\sigma_s = \frac{1}{\sqrt{2}} A \quad (6.6)$$

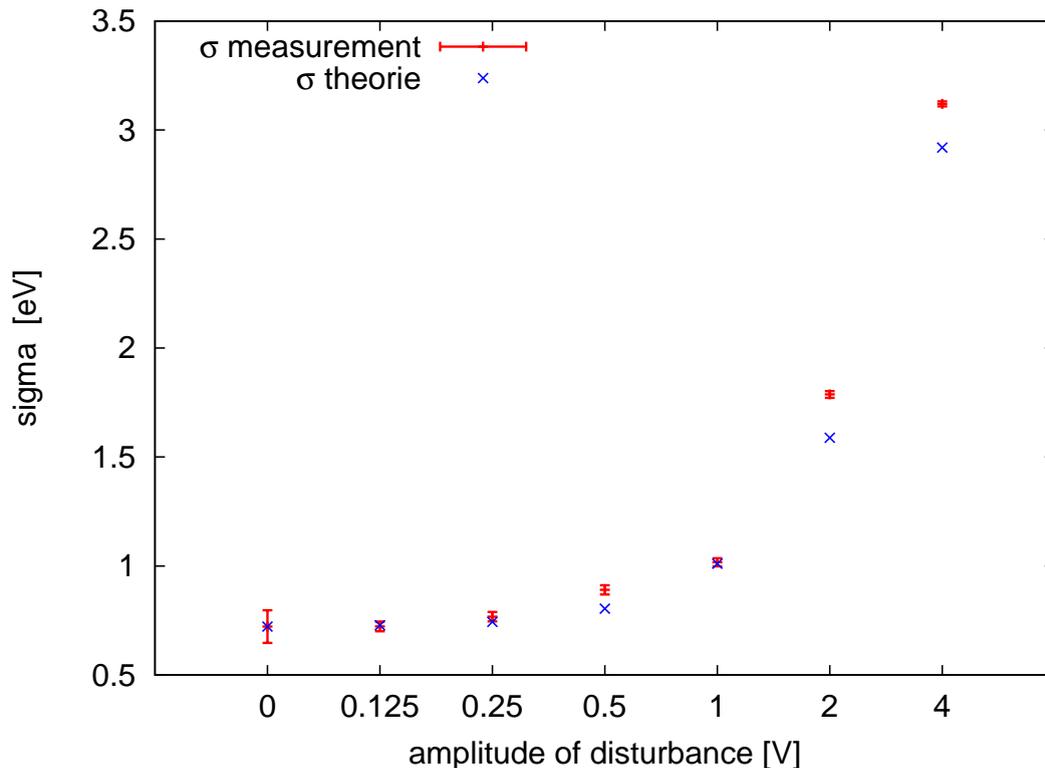


Abbildung 6.9: **Vergleich der Gaußbreite bei Messungen mit verschiedenen Störungsamplituden.** Hier ist die aus der Analyse gewonnene Gaußbreite σ für verschiedene Messungen mit unterschiedlichen Störungsamplituden in Rot dargestellt. Zusätzlich sind in Blau die aus Berechnungen erhaltenen Erwartungswerte eingezeichnet.

Bei kleinen Amplituden liegt die Gaußbreite noch innerhalb der Fehlergrenzen einer ungestörten Messung. Ab einer Amplitude von 0,5 V jedoch liegt die Gaußbreite nicht mehr innerhalb der Standardabweichung. Es wird angenommen, dass zusätzliche systematische Effekte durch die Einkopplung des Funktionengenerators bei höheren Amplituden auftreten. Die gemessenen Werte folgen jedoch dem erwarteten theoretischen Verlauf.

Die sinusförmigen Hochspannungsfluktuationen wirken sich also wie erwartet auf die Messungen aus und bewirken eine Verbreiterung der ermittelten Elektronenlinie. Die Verbreiterung ist jedoch kein wirklicher Effekt, sondern kommt durch das Fitprogramm zustande, welches nicht auf Hochspannungsfluktuationen Rücksicht nimmt und ihren Einfluss der Gaußbreite zuträgt.

Im folgenden Kapitel werden die Messungen mit der in Kapitel 6.4 beschriebenen Veränderung des Fitprogramms ausgewertet und es wird untersucht, inwieweit die Amplitude einer Störung vom Fitprogramm erkannt werden kann.

6.6.1 Auswertung

Zunächst werden ungestörte Messungen der K_{32} -Linie, welche in demselben Zeitraum der Messungen mit einer Störung durchgeführt worden sind, ausgewertet und deren Gaußbreite σ ermittelt. Der Mittelwert der Gaußbreite dieser Messungen beträgt:

$$\sigma = (0,72 \pm 0,11) \text{ eV} \quad (6.7)$$

Es gilt nun zu untersuchen, inwieweit die Veränderung der Messdaten durch eine sinusförmige Störung vom Fitprogramm von der Gaußbreite unterschieden werden kann.

Um die Auswirkung der Störungsamplituden auf die Form der Messdaten zu ermitteln, kann mithilfe des Fitprogramms eine Transmissionsfunktion berechnet und mit einem Voigt-Profil gefaltet werden. Dabei wird jeweils ein Voigt-Profil mit fester Lorentzbreite von $\Gamma = 2,7$ eV, Position von 17824 V und Gaußbreite $\sigma = 0,72$ eV verwendet. Die Amplitude der Störung A wird variiert und beeinflusst die Form der Transmissionsfunktion (siehe Abbildung 6.5).

Um die verschiedenen Faltungen besser untereinander vergleichen zu können, wird jeweils die Differenz zu einer Faltung mit $\sigma = 0$ eV und einer Amplitude der Störung von $A = 0$ V betrachtet. In Abbildung 6.10 sind diese dargestellt.

Die rote Linie beschreibt die Kurve der ungestörten ($A = 0$) Faltung. Je größer die Amplitude der Störung, umso weiter weichen die Kurven von der ungestörten Kurve ab. Der rot kariert Bereich gibt die Standardabweichung $\pm 0,11$ eV von der Gaußbreite an. Der grau schraffierte Bereich beschreibt die zweifache Standardabweichung. Es ist zu erkennen, dass die Kurven bis zu einer Amplitude der Störung von 0,5 V innerhalb des grauen Bereiches liegen.

Es ist somit aufgrund der großen Streuung der Gaußbreite nicht möglich, Störungen mit einer Amplitude unter 0,5 V von ungestörten Messungen zu unterscheiden. Erst ab einer Amplitude von 0,5 V unterscheidet sich die Form der Messdaten und es sollte möglich sein, eine Amplitude zu fitten.

Abbildung 6.11 zeigt eine Messung⁴ mit einer Störung von 1 V. Der Fit wurde durch das angepassten Fitprogramm durchgeführt. In Tabelle 6.3 sind die entscheidenden Parameter aufgelistet. Da die Gaußbreite stark mit der Amplitude der Störung korreliert, wurde diese auf den Mittelwert (Gleichung 6.7) festgelegt. Die von dem Programm ermittelte Amplitude ist mit $(1,37 \pm 0,05)$ V etwas größer als die tatsächlich bei der Messung angelegte Störungsamplitude. Abbildung 6.12 zeigt eine Messung⁵ mit einer Amplitude der Störung von 2 V. In Tabelle 6.4 sind die Parameter des Fits aufgelistet. Auch hier ist die vom Programm ermittelte Amplitude etwas größer als erwartet. Eine Ursache dafür liegt im festgelegten Wert der Gaußbreite. Ist er für die speziellen Messungen zu klein, so wird die Amplitude der Störung zu groß eingeschätzt.

Dennoch kann damit gezeigt werden, dass das Fitprogramm nun in der Lage ist, sinusförmige Störungen zu erkennen und diese in die Auswertung einfließen zu lassen.

Tabelle 6.3: Parameter des Fits mit einer Störungsamplitude von 1 V (Abbildung 6.11)

Gaußbreite	σ_1	=	0,72 eV
Lorentzbreite	Γ_1	=	2,7 eV
Amplitude der Störung	A	=	$(1,37 \pm 0,05)$ V
Position	E_1	=	$(17828,24 \pm 0,01)$ V
Reduziertes Chi ²	χ^2	=	1,17

⁴Run number 27526-27628

⁵Run number 26613-26715

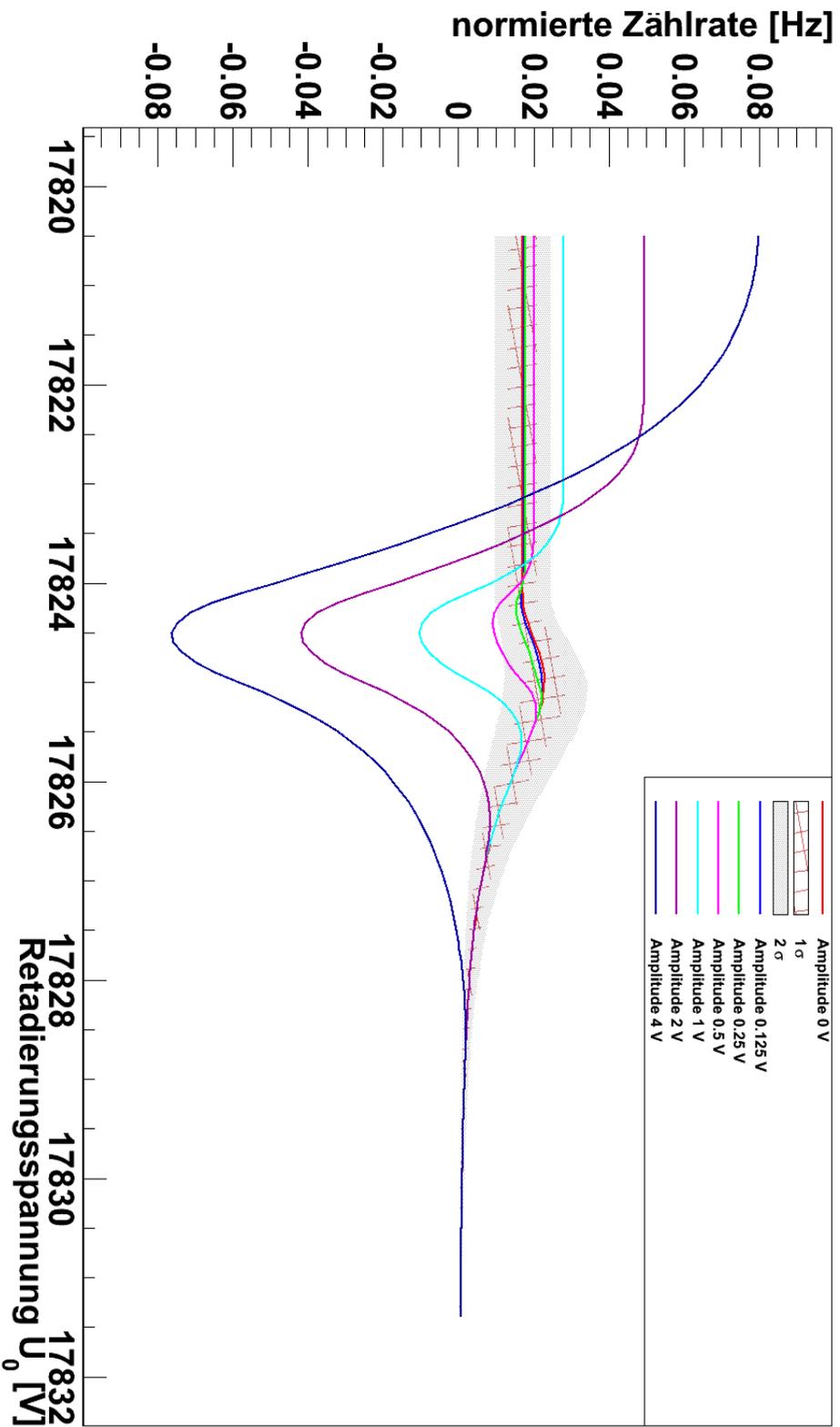


Abbildung 6.10: **Einfluss der Amplitude der Störung auf die theoretische Form der Messdaten.** Dargestellt ist die normierte Faltung eines Voigt-Profiles mit unterschiedlichen Transmissionsfunktionen. Die rote Kurve beschreibt die Faltung mit der ungestörten Transmissionsfunktion. Der rot karierte Bereich beschreibt die Standardabweichung der Gaußbreite dieses Voigt-Profiles und der grauschraffierte Bereich gibt den Bereich der zweifache Standardabweichung an. Je größer die Amplitude der Störung, desto mehr weichen die Faltungen von der Referenz-Kurve (rot) ab. Erst ab einer Amplitude der Störung über 0,5 V liegen die Faltungen nicht mehr im $\pm 2\sigma$ -Bereich.

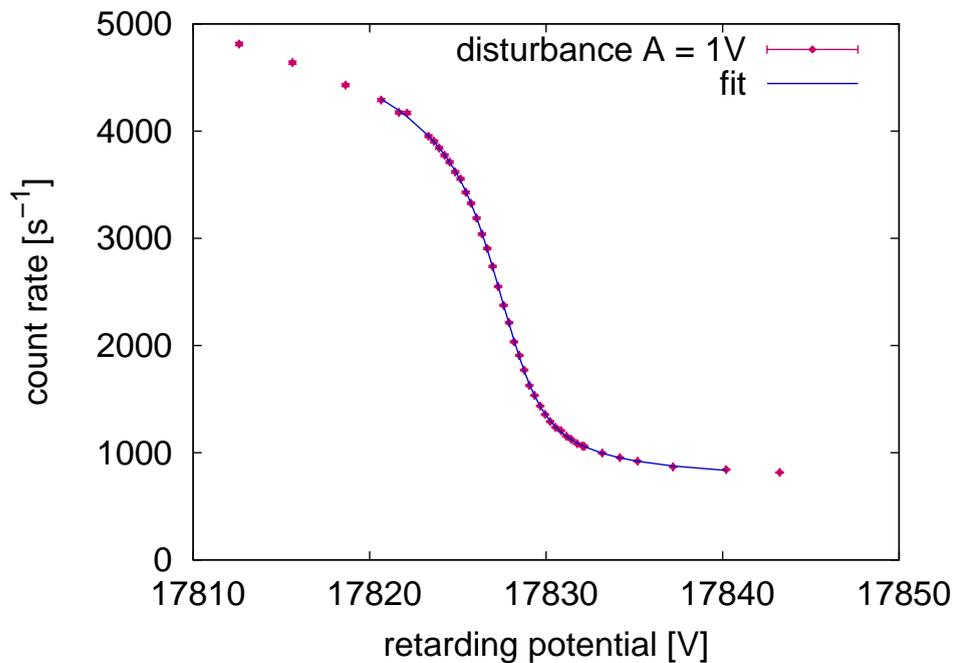


Abbildung 6.11: **Fit mit Störung 1V Amplitude** Hier ist das Filterspektrum einer Messung mit einer sinusförmigen Störung ($A = 1 \text{ V}$) dargestellt. Die relevanten Parameter des Fits (blaue Kurve) sind in Tabelle 6.3 aufgelistet.

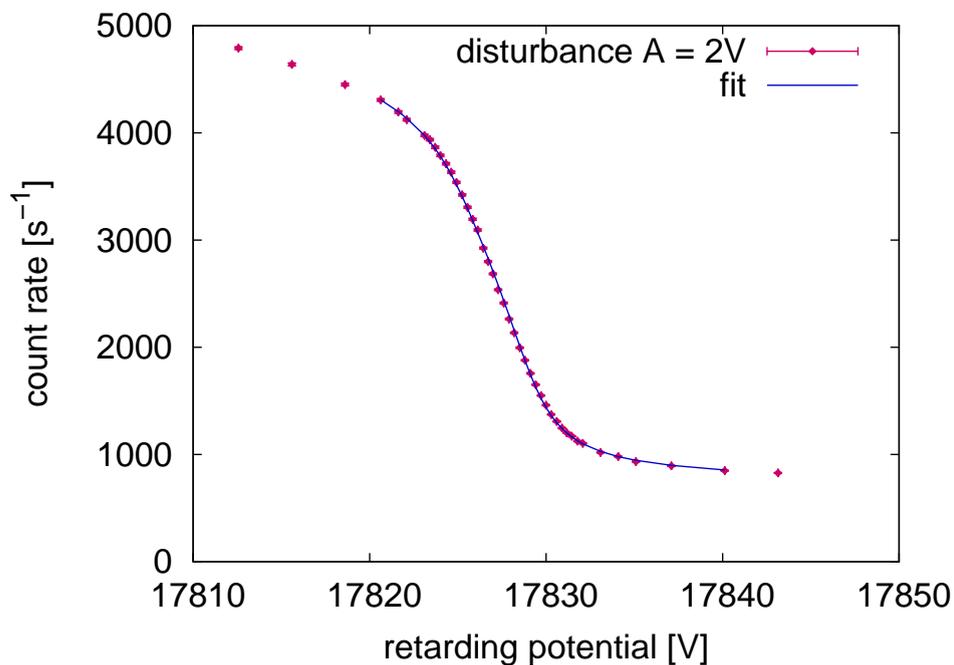


Abbildung 6.12: **Fit mit Störung 2V Amplitude** Hier ist das Filterspektrum einer Messung mit einer sinusförmigen Störung ($A = 2 \text{ V}$) dargestellt. Die relevanten Parameter des Fits (blaue Kurve) sind in Tabelle 6.4 aufgelistet.

Tabelle 6.4: Parameter des Fits mit einer Störungsamplitude von 2 V (Abbildung 6.12)

Gaußbreite	σ_1	=	0,72 eV
Lorentzbreite	Γ_1	=	2,7 eV
Amplitude der Störung	A	=	$(3,135 \pm 0,001)$ V
Position	E_1	=	$(17828,726 \pm 0,003)$ V
Reduziertes χ^2	χ^2	=	5,22

6.7 Störungen des Tankpotentials

Um Störungen in das Elektrodensystem des Spektromertanks einzukoppeln, wurde der im Kapitel 5.1 beschriebene veränderte Aufbau der Nachregelung verwendet. Dabei wurde am Funktionsgenerator eine Sinusfunktion mit einer Frequenz von 100 Hz eingestellt. Die Amplitude wurde so gewählt, dass am Oszilloskop die gewünschte Amplitude abgelesen werden konnte. Dabei wurden Messungen bei einer Amplitude von 62,5 mV, 0,5 V, 1 mV und 2 V durchgeführt.

6.7.1 Auswertung

Bei der Auswertung der Daten aus dieser Messreihe hat sich herausgestellt, dass eine fehlerhafte Magnetfeldeinstellung durch die Luftspulen vorlag. In Tabelle 6.5 sind die korrekten Spulenströme aufgelistet, welche zu einer Auflösung von 1,3 eV bei einer Elektronenenergie von 17,8 eV führen.

Tabelle 6.5: Korrekte Einstellung der Spulenströme

Innere Spule	I	=	5 A
Äußere Spule (Mitte)	I	=	-8,8 A
Äußere Spulen (rechts und links)	I	=	-18 A

In Tabelle 6.6 sind die verpolten Spulenströme aufgelistet. Diese Einstellung führt zu einem Magnetfeld in der Analysierebene von etwa 17,4 G. Dadurch wird die Fläche des Fluss-schlauches in der Analysierebene um einen Faktor vier kleiner und die Auflösung beträgt nur noch etwa 5,2 eV bei einer Elektronenenergie von 17,8 eV. Diese Einstellungen sind nicht für den adiabatischen Transport der Elektronen optimiert. Um die Daten dennoch auswerten zu können, wurden die eingestellten Spulenströme zur Berechnung der Magnetfelder im Fitprogramm entsprechend geändert. Dennoch zeigt die Auswertung mit dem Fitprogramm keinerlei Sensitivität auf die Gaußbreite σ oder die Amplitude der Störung. Eine Auswertung dieser Daten ist somit nicht möglich.

6.7.2 Ergebnisse

Die Messungen mit einer sinusförmigen Störung an der Quelle zeigen den erwarteten Zusammenhang. Dadurch konnte das Fitprogramm getestet werden, welches nun sinusförmige Störungen erkennen und in die Analyse der Daten einfließen lassen kann. Die Messungen mit einer sinusförmigen Störung des Retardierungspotentials sollten zukünftig mit den richtigen Magnetfeldeinstellungen wiederholt werden. Es wird jedoch erwartet, dass sich die Störung in beiden Fällen gleichermaßen auf die Messung auswirkt. Die Restwelligkeit

Tabelle 6.6: Verpolte Einstellung der Spulenströme

Innere Spule	$I = -5 \text{ A}$
Äußere Spule (Mitte)	$I = 8,8 \text{ A}$
Äußere Spulen (rechts und links)	$I = 18 \text{ A}$

der Hochspannung am KATRIN-Monitorspektrometer liegt bereits ohne aktive Nachregelung im Bereich der zulässigen Hochspannungsfuktuationen. Aufgrund dessen ist es nicht zwingend notwendig, die Messungen erneut am Monitorspektrometer durchzuführen.

Die Nachregelung wird weiter optimiert und dann am Hauptspektrometer installiert, wo die Messungen in erster Linie relevant sind und dann zu gegebenen Zeitpunkt durchgeführt werden. Der Aufbau der Nachregelung am Hauptspektrometer funktioniert prinzipiell wie in Kapitel 5.1 beschrieben. Der genaue Aufbau kann in [Grö10b] und [GTW12] nachgelesen werden.

7. Zusammenfassung und Ausblick

Neutrinos und ihre Eigenschaften sind - auch mehr als 80 Jahre nachdem sie von Wolfgang Pauli postuliert wurden - grundlegender Bestandteil vieler Experimente. Durch den Nachweis von Neutrinooszillationen wurde bestätigt, dass sie eine von Null verschiedene Masse besitzen. Bisherige Experimente konnten diese jedoch nicht bestimmen, sondern nur eine Obergrenze von $m_{\nu_e} \leq 2,3$ eV (95% C.L.) angeben.

Das KATRIN-Experiment hat es sich zum Ziel gesetzt, die Neutrinomasse modellunabhängig zu bestimmen, beziehungsweise die Obergrenze um eine Größenordnung zu verbessern. Dafür wird eine bisher unerreichte Sensitivität von 0,2 eV (90% C.L.) angestrebt. Um dies zu erreichen werden hohe Anforderungen an die verschiedenen Teilkomponenten des Experimentes gestellt. Vor allem die Hochspannung muss über die gesamte Messzeit von 5 Jahren mit einer Präzision im ppm-Bereich bekannt und stabil gehalten werden.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde eine Hochspannungs-Hochfrequenz-Nachregelung am KATRIN-Monitorspektrometer aufgebaut, in Betrieb genommen und getestet. Ihre Funktionalität konnte experimentell überprüft und bestätigt werden. Am Monitorspektrometer ist diese Funktionalität jedoch nicht primär erforderlich, da die vorhandene Restwelligkeit der Hochspannung bereits unter der aus der KATRIN-Design-Anforderung resultierenden Obergrenze liegt. Das Monitorspektrometer bietet allerdings optimale Testmöglichkeiten der systematischen Zusammenhänge, solange das Hauptspektrometer noch nicht in Betrieb ist.

Beim Hauptspektrometer ist die aktive Nachregelung der Hochspannung jedoch von höherer Bedeutung, da der große Spektromertank als Antenne wirken kann und dort leichter Schwankungen von außen eingekoppelt werden können. Zusätzlich müssen viele Komponenten an das Hochspannungssystem angeschlossen, beziehungsweise galvanisch getrennt auf hoch liegendem Potential betrieben werden, so dass mit erheblichen Störungen durch deren Netzteile und Spannungswandlern gerechnet werden muss.

Durch Messungen mit sinusförmigen Störungen an der Elektronenquelle des Monitorspektrometers konnte der erwartete Einfluss auf die Messung beobachtet werden. Es ist dabei wesentlich, dass sinusförmige Störungen keinen Einfluss auf die Linienposition am Monitorspektrometer besitzen. Für die Messungen am Hauptspektrometer sind sie jedoch von größter Relevanz, da keine symmetrischen Elektronenlinien, sondern die parabelförmige Flanke am Ende des Tritium-Beta-Spektrums vermessen werden. Dort führen Schwankungen der Hochspannung zu Fehlern in der Bestimmung der Neutrinomasse.

Des Weiteren wurde der Einfluss von sinusförmigen Fluktuationen auf die Transmissionsfunktion untersucht. Durch die Implementierung einer Störung in die Berechnung der Transmissionsfunktion innerhalb des Fitprogramms, welches für die Auswertung der Messungen am Monitorspektrometers verwendet wird, ist es nun möglich, Störungen der Hochspannung bei der Auswertung zu berücksichtigen. Da jedoch die Amplitude der Störung stark mit der Gaußbreite der Elektronenlinie korreliert, muss dieses Verfahren weiter verbessert werden.

Die Aussagekraft eines Fits ist generell stark von der Wahl der Startparameter abhängig. Durch Variation der Startparameter könnten verschiedene Ausgleichskurven berechnet und dadurch das Minimum des reduzierten Chi-Quadrat-Tests gefunden werden. Dies kann zu einer besseren Auswertung der Daten führen.

Zusammenfassend konnte in dieser Arbeit gezeigt werden, wie sich eine hochfrequente Störung des Analysierpotentials auf die Transmissionsfunktion eines MAC-E-Filters auswirkt und bei der Datenanalyse berücksichtigt werden kann. Dies ist besonders im Hinblick auf die Messungen am Hauptspektrometer von Relevanz, da eine unberücksichtigte und nicht kompensierte Spannungsfluktuation zu einer signifikanten, aber nicht erkennbaren systematischen Verschiebung des Neutrinomassenquadrates führt.

Zur optimalen Vorbereitung des KATRIN-Experiments zur Bestimmung der Neutrinomasse, ist es folglich von Seiten der Systematik der Hochspannung von großer Bedeutung, nicht nur die Gleichspannungsanteile über lange Zeit stabil zu halten, sondern auch aktive Maßnahmen gegen die hochfrequenten Wechsellspannungsanteile der Hochspannung zu ergreifen.

Die Nachregelung muss somit am KATRIN-Hauptspektrometer aufgebaut und getestet werden. Auch die Messungen mit künstlich eingekoppelten Störungen des Elektrodenpotentials müssen dort durchgeführt werden.

Das Ergebnis des KATRIN-Experiments wird sich maßgeblich auf die Modellvorstellungen in der Kosmologie und Astroteilchenphysik auswirken und vor allem zum Verständnis der Rolle der Neutrinos bei der Strukturbildung im Universum beitragen.

Literaturverzeichnis

- [A⁺04] J. Angrik *et al.*: *KATRIN design report*. 2004. FZKA-7090 (2004).
- [A⁺05] D. Akimov *et al.*: *EXO: an advanced Enriched Xenon double-beta decay Observatory*, 2005. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 138.
- [A⁺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⁺12b] F. P. An *et al.*: *Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay*. 2012.
- [B⁺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>.
- [Bab10] Martin Babutzka: *Untersuchung eines verfahrbaren Monitordetektors zur Überwachung der Aktivität des β -Zerfalls in der kryogenen Pumpstrecke des KATRIN-Experiments*, 2010. Diploma thesis, Karlsruhe Institute of Technology.
- [Bau10] Stephan Bauer: *Aufbau und Inbetriebnahme des zweiten Präzisionsspannungsteilers bis 65 kV für das KATRIN-Experiment*, 2010. Diploma thesis, Westfälische Wilhelms-Universität Münster.
- [C⁺56] C. L. Cowan *et al.*: *Detection of the free neutrino: A Confirmation*. Science, 124:103–104, 1956.
- [C⁺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>.
- [C⁺11] S. N. O. Collaboration *et al.*: *Combined Analysis of all Three Phases of Solar Neutrino Data from the Sudbury Neutrino Observatory*. September 2011. <http://arxiv.org/abs/1109.0763>.
- [Col07] Daya Bay Collaboration: *A Precision Measurement of the Neutrino Mixing Angle θ_{13} using Reactor Antineutrinos at Daya Bay*, 2007. <http://www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:hep-ex/0701029>.
- [Col11] Double Chooz Collaboration: *Homepage Double Chooz Experiment*. Stand 2011. <http://doublechooz.in2p3.fr/Public/German/welcome.php>.
- [D⁺03] S. Dusini *et al.*: *Design and prototype tests of the RPC system for the OPERA spectrometers*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A, 508:175–180, 2003.
- [Doe10] Peter Doe: *Status of the detector task. KATRIN Collaboration Meeting*, 2010. <https://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/662545/95-TRP-4911-S2-PDoe.pdf>.

- [Dv70] S. Doniach und M. Šunjić: *Many-electron singularity in X-ray photoemission and X-ray line spectra from metals*. J. Phys. C: Solid State Phys., 3:285–291, 1970.
- [Erh12] Moritz Erhardt: *Diplomarbeit in Vorbereitung*, 2012. Diploma thesis, Karlsruhe Institute of Technology, vrs. 2012.
- [F⁺] J. Formaggio *et al.*: *Kassiopeia Users Guide 1.50*. Kassiopeia development group. KATRIN internal document.
- [F⁺98] Y. Fukuda *et al.*: *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*. Phys. Rev. Lett., 81:1562–1567, 1998.
- [Gou10] Johannes Goullon: *Installation and commissioning of the monitor spectrometer of KATRIN*, 2010. Diploma thesis, Karlsruhe Institute of Technology.
- [Gro10a] Stefan Groh: *Untersuchung von UV-Laser induziertem Untergrund am KATRIN Vorspektrometer*, 2010. Diploma thesis, Karlsruhe Institute of Technology.
- [Grö10b] Robin Größle: *Konzeptionierung und Systematik der Hochspannungsversorgung für das KATRIN Experiment*, 2010. Diploma thesis, Karlsruhe Institute of Technology.
- [GTW12] R. Größle, T. Thümmeler und S. Wüstling: *High voltage post regulation system for the KATRIN experiment*. to be published in JINST, 2012.
- [H⁺87] K. Hirata *et al.*: *Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A*. Phys. Rev. Lett., 58:1490–1493, Apr 1987. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.58.1490>.
- [K⁺05] C. Kraus *et al.*: *Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium β decay*. European Physical Journal C, 40:447, 2005. doi:10.1140/epjc/s2005-02139-7.
- [Kis05] J. Kisiel: *Present status of the ICARUS experiment*. Acta Phys. Pol. B, 36:3227–34, 2005.
- [KK⁺01] H. V. Klapdor-Kleingrothaus *et al.*: *Evidence for Neutrinoless Double Beta Decay*. MOD.PHYS.LETT.A, 16:2409, 2001. doi:10.1142/S0217732301005825.
- [Mer12] Susanne Mertens: *Study of Background Processes in the Electrostatic Spectrometers of the KATRIN Experiment*, 2012. Dissertation, Karlsruhe Institute of Technology.
- [Neu12] Forschungsgruppe Neutrinophysik: *Homepage Forschungsgruppe Neutrinophysik*. Stand 2012. <http://neutrino.desy.de/projekte/lena/>.
- [Pic92] Picard, A. and others: *A solenoid retarding spectrometer with high resolution and transmission for keV electrons*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 63:345–358, 1992.
- [Rei09] J. Reich: *Magnetfeldmessungen und Designarbeiten für das EMCS Luftspulensystem am KATRIN Hauptspektrometer*, 2009. Diploma thesis, Universität Karlsruhe (TH).
- [RK88] R. G. H. Robertson und D. A. Knapp: *Direct measurement of neutrino mass*. Ann.Rev.Nucl.Part.Sci., 38:185–215, 1988.
- [S⁺05] S. Schönert *et al.*: *The GERmanium Detector Array (GERDA) for the search of neutrinoless $\beta\beta$ decays of ^{76}Ge at LNGS*, 2005. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 145.

- [Sch11] Michael Schupp: *Inbetriebnahme des Monitorspektrometers und erste Messungen*, 2011. Diploma thesis, Karlsruhe Institute of Technology.
- [Ste07] M. Steidel: *et al.: Technical Description of the Focal Plane Detector V1.4.*, 2007.
- [Thü07] Thomas Thümmel: *Präzisionsüberwachung und Kalibration der Hochspannung für das KATRIN-Experiment*, 2007. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster.
- [Wüs12] Sascha Wüstling: *Persönliche Mitteilung*, 2012.
- [Zbo11] Miroslav Zbořil: *Solid electron sources for the energy scale monitoring in the KATRIN experiment*, 2011. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster.

Danksagung

Ich möchte mich bei allen Bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Besonderer Dank gilt dabei:

- Prof. Dr. Drexlin, der mich für das KATRIN-Experiment begeistern konnte und es mir ermöglicht hat diese Diplomarbeit anzufertigen,
- Prof. Dr. Feindt für die Übernahme der Zweitkorrektur,
- Dr. Thomas Thümmeler dafür, dass er stets bei Fragen und Problemen zur Verfügung stand, für die gute Betreuung und das Korrekturlesen dieser Arbeit,
- Sascha Wüstling vom Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik für seine Hilfe bei Fragen aus dem Bereich der Elektrotechnik,
- Stefan Groh und Moritz Erhard für ihre Hilfe bei Problemen mit KASSIOPEIA und dem Programmieren,
- Neben den bereits genannten Personen auch der restlichen "Monitorspektrometer-Gruppe": Dr. Klaus Schlösser, Marcel Kraus und allen Hilfwissenschaftlern, Technikern und Mitarbeitern für die Hilfe bei den Vorbereitungen der Messungen und die Unterstützung in den Messphasen,
- Meinen Bürokollegen Nancy Wandkowsky und Jan Reich für die nette Büroatmosphäre, fürs Korrekturlesen, für die Beantwortung meiner Fragen und Hilfe bei kleineren Problemen,
- Meiner Schwester Natália Wiedmann, welche diese Arbeit nicht nur einmal auf der Suche nach Rechtschreibfehlern lesen "durfte" und dabei mehr über Neutrinos und das KATRIN-Experiment gelernt hat, als sie vielleicht je wollte. Vor allem möchte ich ihr aber für die gelegentlich dringend benötigte Motivation und moralische Unterstützung während meines gesamten Studiums danken,
- Meiner guten Freundin Franziska Griger, ebenfalls für das Korrektur lesen, aber insbesondere für ihre Anwesenheit bei den etlichen benötigten Kaffeepausen,
- Meinen Mitbewohnern für die schöne Zeit in Karlsruhe und ihre Unterstützung in der stressigen Endphase der Diplomarbeit, aber auch während des Studiums,
- Meinem Lacrosseteam für die benötigte Ablenkung zwischendurch,
- Meiner Familie, für die Unterstützung während meines Studiums.

Zu guter letzt möchte ich der gesamten KATRIN-Collaboration für die angenehme Arbeitssatmosphäre und Hilfsbereitschaft danken.