

Inbetriebnahme des Monitorspektrometers und erste Messungen

Diplomarbeit
von

Michael Schupp

An der Fakultät für Physik
Institut für Kernphysik(IK)

Erstgutachter:	Prof. Guido Drexlin
Zweitgutachter:	Prof. Günter Quast
Betreuender Mitarbeiter:	Dr. Klaus Schlösser

Bearbeitungszeit: 04. Oktober 2010 – 04. Oktober 2011

Erklärung

Ich versichere, die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt zu haben. Alle dem Wortlaut oder Sinn nach entnommenen Inhalte anderer Werke sind nach bestem Wissen und Gewissen an entsprechender Stelle unter Angabe der Quelle kenntlich gemacht.

Karlsruhe, den 30. September 2011

Michael Schupp

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	vii
1 Neutrinos	1
1.1 Eigenschaften der Neutrinos	2
1.2 Neutrinoquellen	2
1.2.1 Primordiale Neutrinos	3
1.2.2 Supernova-Neutrinos	3
1.2.3 Solare Neutrinos	4
1.2.4 Atmosphärische Neutrinos	4
1.2.5 Reaktor-Neutrinos	4
1.3 Neutrinooszillation	4
1.3.1 Das solare Neutrinoproblem	5
1.3.2 Theoretische Beschreibung der Neutrinooszillation	5
1.3.3 Folgerung aus der Neutrinooszillation	6
1.4 Bedeutung der Neutrinomasse	6
1.5 Experimentelle Bestimmung der Neutrinomasse	8
1.5.1 Kosmologische Methode	8
1.5.2 Neutrinoloser Doppelbeta-Zerfall	8
1.5.3 Endpunktsbestimmung des β -Zerfalls	10
2 Das KATRIN-Experiment	13
2.1 Teilkomponenten von KATRIN	14
2.1.1 Der Quellbereich	14
2.1.2 Transportstrecke	15
2.1.3 Spektrometer	16
2.1.4 Detektor	18
2.1.5 Kalibrations- und Monitoringsystem	18
2.2 Hochspannungssystem	20
3 Das Monitorspektrometer	21
3.1 Spektrometer	22
3.2 Quelle	25
3.3 Detektor	27
3.4 Positionierung von Quelle und Detektor	29
3.5 Peripherie	31
3.5.1 Kryogenes System	31
3.5.2 Heizungssystem	31
3.5.3 Vakuumsystem	31
4 Die Messsteuerung des Monitorspektrometers	35
4.1 Die Anlagensteuerung	35

4.2	Messsteuerung und Datenerfassung	36
4.2.1	Messsteuerung und Datenerfassung mit LabConnect	37
4.2.2	Datenerfassung am Detektor	42
5	Erste Messungen am Monitorspektrometer	45
5.1	Zielsetzung	45
5.2	Messprinzip	46
5.3	Vorgehen bei der Auswertung	50
5.4	Langzeitstabilität	52
5.5	Störung des Analysierfeldes	54
5.6	Optimierung des Messablaufs	58
6	Zusammenfassung und Ausblick	63
	Literaturverzeichnis	65

Einleitung

Die weltweiten Reaktionen auf die jüngsten Veröffentlichungen des OPERA-Experiments¹ [AAA⁺11] zeigen, welch großen Einfluss die Eigenschaften der Neutrinos auf das physikalische Verständnis nehmen können. Die im Gran Sasso Untergrundlabor gewonnenen Daten des OPERA-Experiments deuten auf die Bewegung von Neutrinos mit Überlichtgeschwindigkeit hin und stellen, sofern sie korrekt sind, die bekannten physikalischen Modelle auf den Kopf. Beispielsweise stehen diese Ergebnisse im Widerspruch zu Einsteins spezieller Relativitätstheorie. In ihr wird davon ausgegangen, dass die Lichtgeschwindigkeit eine Konstante ist, die nicht überschritten werden kann. Die gewonnenen Daten stellen somit eine der Grundsäulen der modernen Physik in Frage.

Dieses Beispiel zeigt eindrücklich die Wichtigkeit und das Potential, dass die Forschung auf dem Gebiet der Neutrinophysik besitzt. Obgleich in den letzten Jahren bedeutende Fortschritte auf diesem Forschungsgebiet gelungen sind, beispielsweise wurde der Nachweis für die Neutrinooszillation erbracht und somit das solare Standardsonnenmodell bestätigt, befindet sich die Neutrinoforschung noch in den Kinderschuhen. Viele Eigenschaften sind auch heute, 56 Jahre nach dem ersten Nachweis eines Neutrinos, noch unbekannt. Ebenso werden die Möglichkeiten, die Neutrinos für die Erforschung unseres Universums und unseres Planeten bieten, bei Weitem noch nicht ausgeschöpft.

Eine dieser unbekanntenen Eigenschaften stellt die Neutrinomasse dar. Hierfür konnten bei verschiedenen Experimenten lediglich Obergrenzen festgelegt werden. Eine exakte Messung steht noch aus. Das KATRIN-Experiment wird die Messung der Neutrinomasse auf ein neues Level heben und eine zehnfach bessere Sensitivität im Vergleich zu früheren Experimenten liefern. Dadurch kann die Neutrinomasse bis auf 0,2 eV (95% C.L.) bestimmt werden.

In vielen Berechnungen und Modellen ist die Neutrinomasse eine wichtige Stellgröße. Abhängig von der Masse kommen sie als heiße dunkle Materie in den kosmologischen Modellen in Betracht und könnten einen großen Einfluss auf die Entstehung unseres Universums besitzen haben. Eine exakte Bestimmung der Neutrinomasse oder die Angabe einer neuen Obergrenze ist folglich für viele Teilbereiche der Physik von großer Bedeutung und ein wichtiger Schritt in der Teilchenphysik.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde die Inbetriebnahme des Monitorspektrometers, das als nukleare Referenz für Spannungsstabilität des Hauptspektrometers eine wichtige Rolle für das KATRIN-Experiment spielt, voran gebracht. Der Schwerpunkt lag dabei auf

¹<http://operaweb.lngs.infn.it/?lang=en>

der Entwicklung eines Labviewprogramms, das die Steuerung des gesamten Messablaufs gewährleistet und eine automatische Durchführung verschiedener Messungen ermöglicht. Außerdem wurden erste Messungen durchgeführt. Dazu zählen Messungen zur Überprüfung der Langzeitstabilität am Monitorspektrometer, die Aufschluss über die systematische Drift der Messergebnisse lieferten und Messungen, die den Einfluss von Störungen auf das Hochspannungssystem simulierten. Abschließend wurden die Auswirkungen von der Messzeit und der Anzahl der einzelnen Messpunkte auf die Genauigkeit, mit der die Messergebnisse bestimmt werden können, untersucht.

Die Ergebnisse der Entwicklung des Labviewprogramms und der Messungen schließen sich in Kapitel 4 und 5 an die zum Verständnis nötigen Grundlagen an.

1. Neutrinos

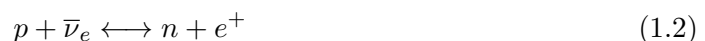
Nach der Entdeckung der Radioaktivität im Jahre 1896 durch Antoine Henri Becquerel, war die Postulierung und experimentelle Entdeckung des Neutrinos nur noch eine Frage der Zeit. Als 1909 der Nachweis erbracht wurde, dass es sich bei α -Strahlung um Heliumkerne und bei β -Strahlung um Elektronen handelt, stellte man fest, dass der β -Zerfall nicht durch bekannte Physik beschrieben werden kann. Im Gegensatz zur α - und γ -Strahlung, die das erwartete Spektrum mit diskreten Zerfallslinien zeigen, besitzt die β -Strahlung ein kontinuierliches Energiespektrum. Diese Tatsache steht in direktem Widerspruch zu der Annahme, dass es sich hierbei um einen Zwei-Körper-Zerfall handelt und würde eine Verletzung von Energieerhaltung und Impulserhaltung des β -Zerfalls implizieren.

Erst die Postulierung des Neutrinos 1930 durch Wolfgang Pauli [Pau30] konnte dieses Dilemma lösen. Dadurch kann der β -Zerfall (Gleichung 1.1) als Drei-Körper-Zerfall beschrieben werden und das gemessene Energiespektrum wird plausibel. Es dauerte allerdings noch 26 Jahre, bis 1956 der experimentelle Nachweis erbracht werden konnte. Er gelang der Forschergruppe um C. Cowan und F. Reines über den Nachweis des inversen β -Zerfalls (1.2) am Savannah-River-Kernreaktor in den USA [CRH⁺56].

In einem Reaktor entstehen bei der Kernspaltung unter anderem neutronenreiche Kerne, die anschließend unter Aussendung von β -Strahlung weiter zerfallen. Dabei entsteht, nach Paulis Theorie, auch ein Anti-Elektronneutrino $\bar{\nu}_e$:



In einem Wassertank, in dem Cadmiumchlorid (CdCl_2) gelöst ist, muss demzufolge im umgekehrten Prozess, dem inversen β -Zerfall, dieses Antineutrino nachzuweisen sein. Das $\bar{\nu}_e$ kann mit den im Tank enthaltenen Protonen reagieren und erzeugt dabei ein Neutron und ein Positron (Gleichung 1.2). Ersteres reagiert mit dem enthaltenen Cadmium, zweiteres mit einem Elektron. Beide Prozesse führen zu Aussendung von γ -Quanten, die über Szintillatoren nachgewiesen werden.



Durch den Nachweis dieser Reaktion wurde ein neuer Bereich der Physik, die Neutrino-physik, geboren, die auch heute noch viele Forschungsergebnisse in aller Welt liefert. Viele Eigenschaften von Neutrinos, wie beispielsweise die Masse, sind heute noch unbekannt. Ebenso ist der Einfluss der Neutrinos auf die Entwicklung des frühen Universums noch ungeklärt. Auch die Nutzung von Neutrinos, um Informationen aus dem Sonneninneren

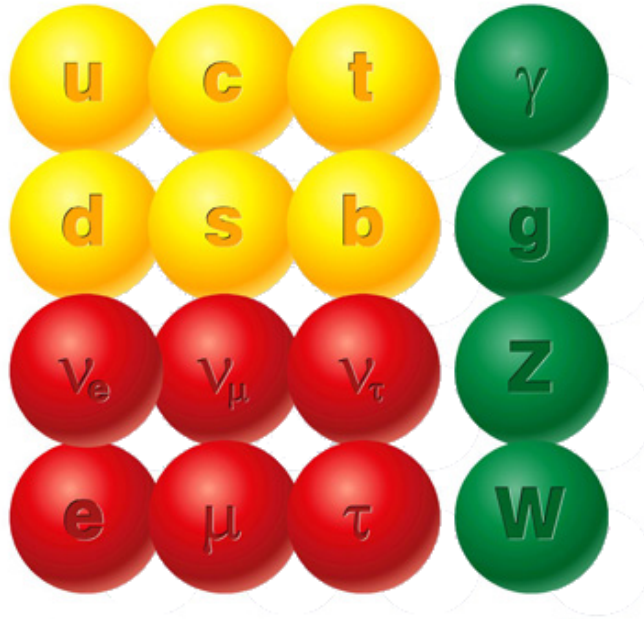


Abbildung 1.1: **Standardmodell der Teilchenphysik.** In dieser Abbildung sind alle Teilchen abgebildet, die zum Standardmodell der Teilchenphysik gehören. Dazu zählen die Quarks (gelb), aus denen Protonen und Neutronen aufgebaut sind, Kraftteilchen (grün), die bekannten Austauschteilchen der Grundkräfte und die Leptonen (rot), zu denen auch die Neutrinos zählen. (Quelle: <http://zms.desy.de/>)

oder aus dem Inneren unserer Erde zu gewinnen, steht noch am Anfang. Die Neutrino-physik ist aktueller denn je und es bedarf noch einiger Forschung, um das Potential der Neutrino-physik voll auszuschöpfen.

1.1 Eigenschaften der Neutrinos

Im Standardmodell der Teilchenphysik bilden die drei Neutrinos, Elektronneutrino ν_e , Myonneutrino ν_μ und Tauneutrino ν_τ zusammen mit den Elektronen, Myonen und Tauonen die Gruppe der Leptonen. Wie alle Leptonen sind die Neutrinos Fermionen und besitzen Spin 1/2. Neutrinos sind elektrisch ungeladen und wechselwirken lediglich über die schwache Wechselwirkung, den Austausch von W^+ , W^- und Z^0 Bosonen, und, da sie eine Masse besitzen, über die Gravitation. Durch den äußerst geringen Wechselwirkungsquerschnitt der schwachen Wechselwirkung beträgt der Wechselwirkungsquerschnitt von MeV-Neutrinos lediglich $1,1 \cdot 10^{-43} \text{cm}^2$. Somit ist es erklärbar, dass der erste Nachweis der Neutrinos erst 26 Jahre nach der Postulierung gelang und selbst heute die Forschung immer noch vor der Herausforderung steht, Neutrinos überhaupt nachzuweisen. Der Nachweis des Myonneutrinos gelang beispielsweise erst im Jahr 1962 und der des Tau-Neutrinos folgte 2000.

1.2 Neutrinoquellen

Neutrinos kommen in unserer Umgebung so häufig vor, dass wir ständig von Millionen von Exemplaren getroffen werden. Aufgrund des geringen Wechselwirkungsquerschnittes durchfliegen sie unseren Körper jedoch ohne Probleme. Sogar die Erde stellt, obgleich sehr

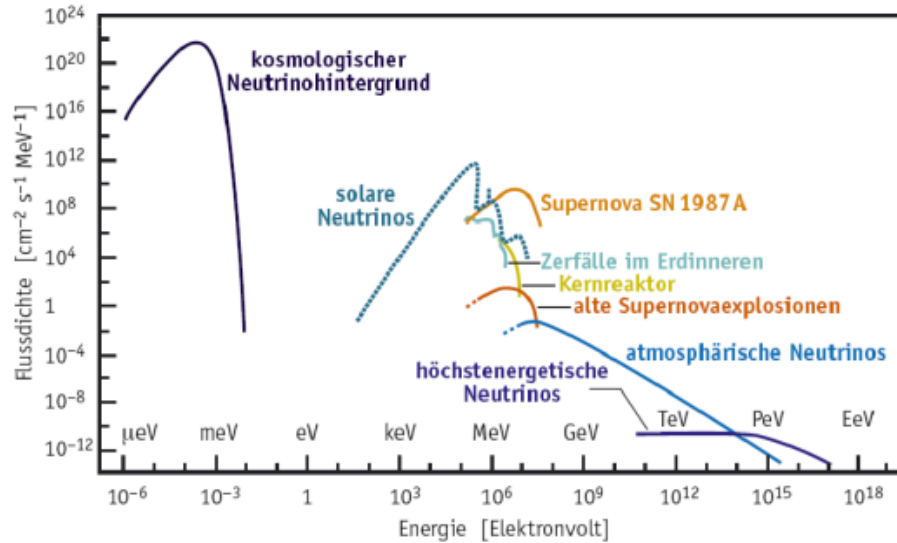


Abbildung 1.2: **Darstellung verschiedener Neutrinoquellen.** Diese Abbildung zeigt die Flussdichte aufgetragen über die Energie der Neutrinos aufgeteilt nach verschiedenen Neutrinoquellen. Abbildung aus [Bru06]

massiv, für niederenergetische Neutrinos kein Hindernis dar. Diese Neutrinos entstehen in einer Reihe von unterschiedlichen Prozessen in diversen Quellen. Dazu zählen sowohl künstliche wie auch natürliche Quellen, irdische wie auch galaktische, primordiale wie auch aktuelle. In Abbildung 1.2 sind einige Neutrinoquellen mit ihren Energien dargestellt, die wichtigsten Neutrinoquellen sind im Folgenden beschrieben.

1.2.1 Primordiale Neutrinos

Primordiale Neutrinos, wie in Abbildung 1.2 häufig auch als kosmologischer Neutrinohintergrund bezeichnet, entstanden in den ersten Sekundenbruchteilen nach dem Urknall beim Ausfrieren der schwachen Wechselwirkung und der damit verbundenen Zerstörung des Gleichgewichtes zwischen Elektron-Positron-Paaren (Gleichung 1.3), Gammas und Neutrinos bei einer Temperatur von ca. 10^{10}K .



Ab diesem Zeitpunkt sind Neutrinos wechselwirkungsfrei und von der Strahlung und der Materie entkoppelt. Als Folge der Ausdehnung des Universums ist die Energie dieser Neutrinos heute auf wenige μeV gesunken. Obwohl die Dichte der primordialen Neutrinos momentan circa 336 Neutrinos pro cm^3 beträgt, ist auf Grund ihrer geringen Energie, ein Nachweis dieser Neutrinos bisher nicht gelungen.

Je nach Masse der Neutrinos kommen die primordialen Neutrinos als entscheidender Bestandteil bei der Entwicklung des frühen Universums in Frage, d.h. sie könnten die Strukturbildung im frühen Universum beeinflusst haben. Ebenso tragen sie je nach Masse einen entscheidenden Anteil zur Energiedichte des Universums bei. Die Frage nach der Relevanz der Neutrinos für die Entwicklung des Universums wird u.a. durch das KATRIN-Experiment beantwortet werden können.

1.2.2 Supernova-Neutrinos

Bei einer Supernova vom Typ II wird ungefähr 99% der freiwerdenden Gravitationsenergie durch etwa 10^{57} Neutrinos abgeführt. Sie entstehen während des Kernkollapses u.a.

durch die sogenannte Deleptonisierung, einem, durch den sehr hohen Druck ausgelösten, Elektroneneinfang:



Der dominante Prozess zur Erzeugung von Supernova-Neutrinos erfolgt in der anschließenden Kühlphase des entstandenen Neutronensterns durch Paarbildungsprozesse wie in Gleichung 1.3.

Durch diese beiden Prozesse entsteht die typische Zeitstruktur des Neutrinosignals, bestehend aus einem ν_e -Burst, ausgelöst durch die Deleptonisierung, und aus einer daran anschließenden ungefähr zehn Sekunden langen Kühlphase, in der alle Arten von Neutrinos vorkommen. Die Zeitstruktur schwankt jedoch je nach Opazität der Überreste für Neutrinos.

1.2.3 Solare Neutrinos

Die größte Anzahl an Neutrinos die auf die Erde auftreffen, mit $\Phi_\nu = 6,5 \cdot 10^{10}$ pro cm^2 und Sekunde, stammen aus der Sonne. Sie entstehen während des Fusionsprozesses von Wasserstoff zu Helium in der sogenannten pp-Kette:



Über die solaren Neutrinos erhält man Aufschluss über das Innere der Sonne, da ν 's dies nahezu ungehindert verlassen. Ebenso führte ihre Beobachtung zur Entdeckung der Neutrinooszillation.

1.2.4 Atmosphärische Neutrinos

Atmosphärische Neutrinos entstehen beim Auftreffen von kosmischer Strahlung auf die Erdatmosphäre. Beim Zusammenstoß mit Atomen in der oberen Atmosphäre werden in einer Kaskade viele verschiedene hochenergetische Teilchen gebildet. In den folgenden Zerfallsprozessen entstehen unter anderem auch Myoneneutrinos und Elektroneneutrinos.

1.2.5 Reaktor-Neutrinos

Reaktorneutrinos entstehen durch β -Zerfall von neutronenreichen Spaltprodukten, die während der Zerfallsprozesse in einem Kernreaktor entstehen. Als direkte Folge einer Kernspaltung entstehen im Schnitt sechs Elektroneneutrinos, wodurch an einem Kernreaktor ein beachtlicher Neutrinofluss entstehen kann (an einem 2,8 GW-Reaktor ungefähr $5 \cdot 10^{20}$ $\bar{\nu}_e$ [Sch97]). Da Reaktor-Neutrinos zudem eine geringe Energie von ≤ 10 MeV besitzen und dadurch eine gute Massensensitivität erreicht werden kann, eignen sie sich besonders gut zur Untersuchung der Neutrinooszillation.

1.3 Neutrinooszillation

Die ersten Hinweise auf Neutrinooszillation ergaben sich Ende der 60er Jahre des letzten Jahrhunderts mit der Entdeckung des solaren Neutrinoproblems durch das Homestake-Experiment. Ziel des Homestake-Experiments war es, Neutrinos aus der Sonne nachzuweisen und erstmals den solaren Neutrinofluss zu bestimmen.

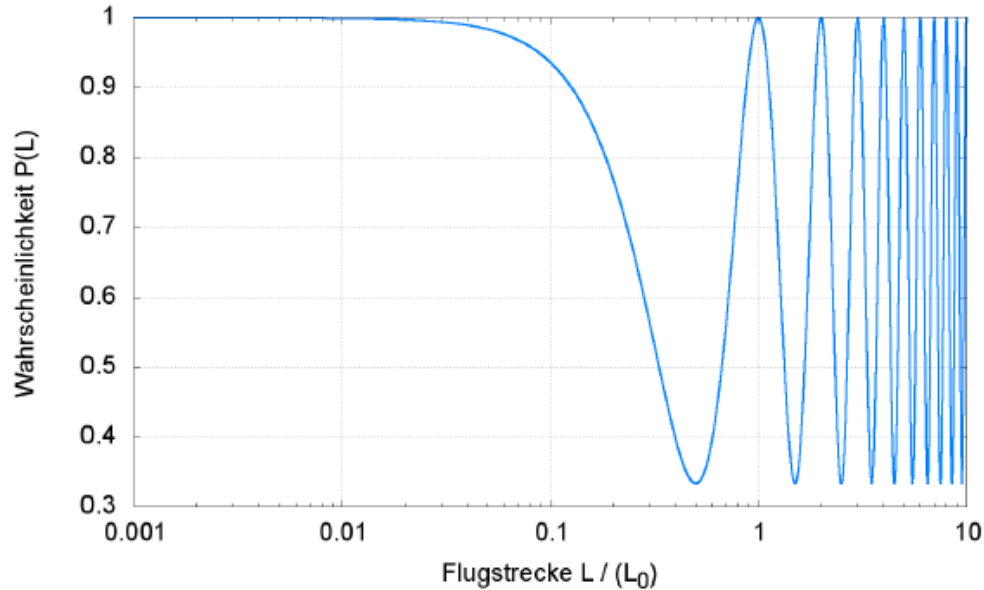


Abbildung 1.3: **Beispielhafte Darstellung der Neutrinooszillation.** Dargestellt ist die Übergangswahrscheinlichkeit für ein Zwei-Zustandssystem in Abhängigkeit der Flugstrecke L in Einheiten der Oszillationslänge L_0 . Abbildung aus [Grö10]

1.3.1 Das solare Neutrinoproblem

Mit Hilfe des solaren Standardmodells, der theoretischen Beschreibung der Sonne als Gasball im thermodynamischen Gleichgewicht, kann der erwartete Neutrinofluss, der in der Sonne als Folge der Fusionsprozesse entsteht (siehe 1.2.3), berechnet werden. Der Vergleich des errechneten Neutrinoflusses mit dem beim Homestake-Experiment Gemessenen ergab jedoch ein Neutrinodefizit von $\sim 2/3$. Es wurden also nur knapp $1/3$ der erwarteten Elektronneutrinos gemessen. Im Folgenden wurden verschiedene Erklärungsmodelle diskutiert. Unter anderem wurde das Standardsonnenmodell in Frage gestellt und eine exotische Wechselwirkung der Neutrinos mit Materie diskutiert. Letztlich stellte sich jedoch die Annahme, dass Neutrinos masselose Teilchen sind, als falsch heraus. Wie bereits 1957 von Bruno Pontecorvo postuliert [Pon58], kann durch massebehaftete Neutrinos und der daraus resultierenden Neutrinooszillation das solare Neutrinoproblem gelöst werden. Die experimentelle Bestätigung der Neutrinooszillation folgte 1998 durch das Super-Kammiokande-Experiment und 2001 durch das Sudbury Neutrino Observatory (kurz: SNO).

1.3.2 Theoretische Beschreibung der Neutrinooszillation

Die Neutrinooszillation beruht darauf, dass die Masseneigenzustände von Neutrinos nicht den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung entsprechen. Die drei Neutrinoarten, Elektronneutrino ν_e , Myonneutrino ν_μ und Tauneutrino ν_τ sind die sogenannten Flavour-eigenzustände, die Wechselwirkungseigenzustände. Diese Eigenzustände sind Linearkombinationen der drei verschiedenen Masseneigenzustände ν_1 , ν_2 und ν_3 :

$$\nu_{e,\mu,\tau} = \sum_i \mathbf{U} \nu_{1,2,3} \quad (1.6)$$

Hierbei stellt \mathbf{U} die unitäre Maki-Nakagawa-Sakata-Matrix die leptoniche Mischungsmatrix in Analogie zur CKM-Matrix dar.

Betrachtet man die zeitliche Entwicklung der verschiedenen Masseneigenzustände, stellt man fest, dass diese sich mit unterschiedlicher Phase fortbewegen. Analog ändert sich dadurch ständig die Zusammensetzung eines Neutrinos und je nach aktueller Kombination der drei Masseneigenzustände wird ein anderes Neutrino gemessen. Da sich aber faktisch nur die Wahrscheinlichkeit P für den Übergang in ein anderes Neutrino mit der Zeit und somit mit dem Flugweg der Neutrinos ändert, folgt eine periodisch oszillierende Verteilung der einzelnen Flavourzustände. In Abbildung 1.3 ist eine solche Wahrscheinlichkeitsverteilung in Abhängigkeit der Flugstrecke für ein Zwei-Zustandssystem abgebildet. Es ist zu erkennen, dass sich die Übergangswahrscheinlichkeit, analog zum Drei-Zustandssystem der Neutrinos, je nach Wegstrecke ändert. Somit wird ersichtlich, dass einige Neutrinos auf dem Weg von der Quelle zum Detektor ihren Flavoureigenzustand ändern und nicht in Form von Elektronneutrinos gemessen werden. Das bereits erwähnte SNO-Experiment führte die Messung aller Neutrino Flavours durch und konnte damit die erwartete Gesamtzahl an solaren Neutrinos bestätigen.

1.3.3 Folgerung aus der Neutrinooszillation

Das beschriebene Phänomen der Neutrinooszillation ist nur möglich, wenn Neutrinos keine masselosen Teilchen sind, wie im Standardmodell der Teilchenphysik angenommen. Damit ist die Mischung von Masseneigenzuständen in verschiedene Flavoureigenzustände nur möglich, wenn nicht vollständig entartete Massenzustände vorhanden sind.

Die starke Evidenz der Neutrinooszillation führt somit unausweichlich zu massebehafteten Neutrinos, deren genaue Bestimmung weitreichende Folgen auf die Modellvorstellungen der Physik haben wird.

1.4 Bedeutung der Neutrinomasse

Die bisherigen kosmologischen Modelle gehen meist, genauso wie das Standardmodell der Teilchenphysik, von masselosen Neutrinos aus. Somit führt ein massebehaftetes Neutrino zur Physik jenseits des Standardmodells und zur Korrektur vieler kosmologischer Modellvorstellungen.

Aus der Neutrinooszillation ist die Differenz Δm^2 der Massenquadrate der einzelnen Neutrinomassen, wie in Abbildung 1.4 dargestellt, als Funktion der absoluten Masse der Neutrinos bekannt. Grundsätzlich sind zwei verschiedene Massenverteilungen möglich: eine hierarchische Massenverteilung mit deutlich unterscheidbaren Massen $m_3 > m_2 > m_1$ und eine quasi-entartete Massenverteilung, bei der die drei Neutrinomassen nahezu identisch sind ($m_3 \approx m_2 \approx m_1$). Das KATRIN-Experiment wird, auch wenn die Sensitivität nicht hoch genug sein sollte, um den absoluten Betrag der Neutrinomasse direkt zu messen, die Frage nach der Massenstruktur beantworten können und damit einen entscheidenden Beitrag für verschiedene Modellvorstellungen leisten. Dazu zählt der für die Erzeugung der Neutrinomassen verantwortliche Mechanismus, der für Neutrinos nicht mit der im Standardmodell beschriebenen Kopplung an das Higgs-Feld vereinbar ist. Nach Analyse der Messungen von KATRIN wird das korrekte Modell ermittelt werden können.

Ebenfalls ungeklärt ist die Bedeutung der Neutrinos bei der Entstehung und Entwicklung unseres Universums. Hier werden durch das KATRIN-Experiment ebenfalls, unter Umständen nur durch Angabe einer neuen Massengrenze, entscheidende Aussagen über die Strukturbildung im frühen Universum getroffen werden können. Die aktuell konkurrierenden Vorstellungen zur Strukturbildung, das bottom-up Modell, die Entwicklung von kleinskaligen Strukturen hin zu großskaligen und das top-down Modell, d.h. die Entwicklung von großskaligen zu kleinskaligen Strukturen, werden überprüft werden können. Je nach Masse können Neutrinos außerdem signifikant zur Dichte des Universums beitragen oder eine nur untergeordnete Rolle spielen (Abbildung (1.5)).

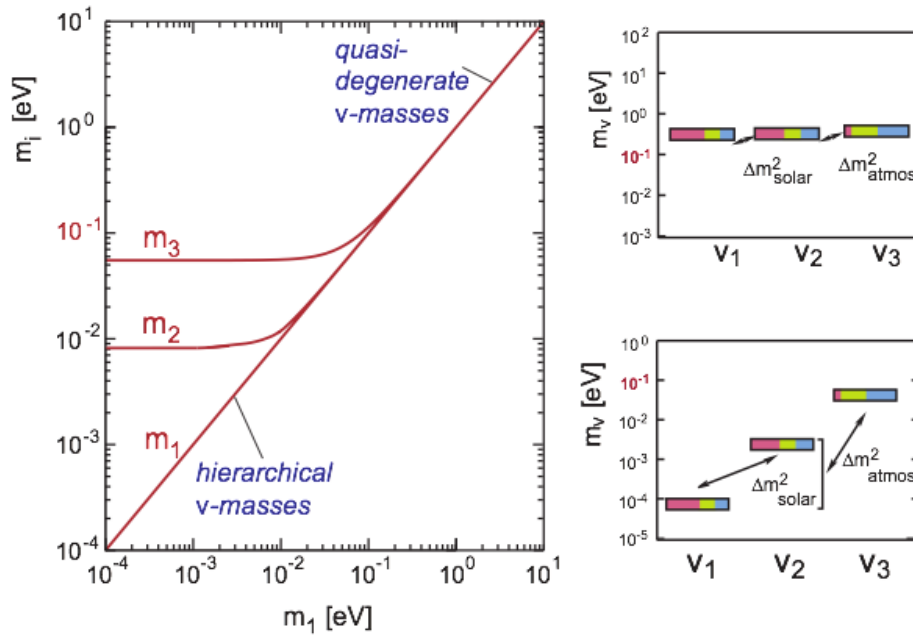


Abbildung 1.4: **Neutrinomassen in Abhängigkeit von m_1** . Abhängig vom absoluten Wert der Neutrinomassen sind zwei verschiedene Zustände möglich: quasi-entartete Masseneigenzustände mit $m_3 \approx m_2 \approx m_1$ und eine hierarchische Massenverteilung mit $m_3 > m_2 > m_1$. Abbildung aus [KC05]

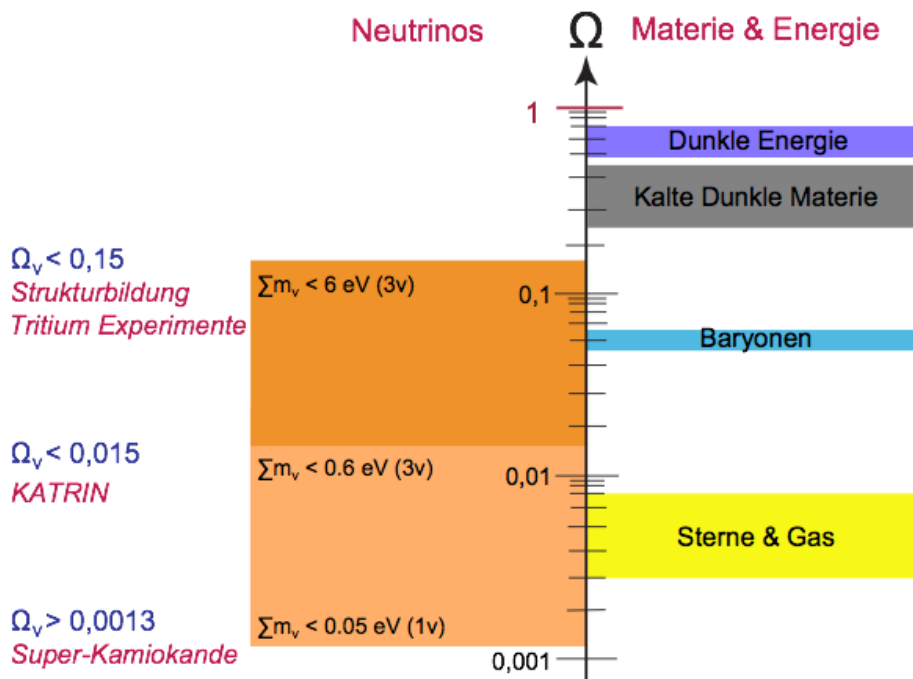


Abbildung 1.5: **Anteilige Zusammensetzung der Energiedichte im Universum**. Links ist der Anteil der Neutrinos, abhängig von ihrer Masse, zu sehen. Auf der rechten Seite die Anteile der sichtbaren Materie (Baryonen) sowie der Kalten Dunklen Materie und der Dunklen Energie. Zu beachten ist die logarithmische Auftragung. Abbildung aus [KC05]

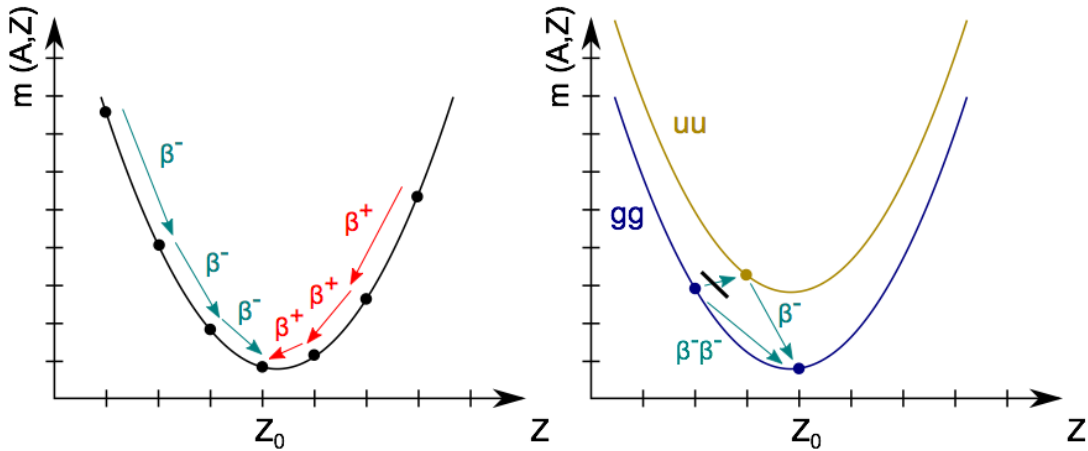


Abbildung 1.6: **Massenparabel isobarer Kerne.** Links die Massenparabel für Atome mit ungerader Nukleonenzahl und rechts für Atome mit gerader Nukleonenzahl. In dieser Abbildung ist außerdem ein metastabiler Zustand abgebildet (rechte Abbildung), der nur über den doppelten β -Zerfall verlassen werden kann. Abbildung aus [Bab10]

1.5 Experimentelle Bestimmung der Neutrinomasse

Durch Experimente zur Neutrinooszillation lassen sich lediglich die Differenzen der einzelnen Neutrinomassen bestimmen, nicht jedoch die absoluten Massen. Grundsätzlich gibt es zur Massenbestimmung zwei verschiedene Methoden: Die direkte, modellunabhängige Messung und die indirekte, modellabhängige Messung. Im letzten Fall kann man nie sicher sein, das richtige Modell (beispielsweise das Λ CDM-Modell der Kosmologie) zu verwenden. Daher ist die direkte Messung der Neutrinomasse, wie sie bei KATRIN stattfinden wird, besonders attraktiv.

1.5.1 Kosmologische Methode

Durch verschiedene kosmologische Modelle lassen sich Aussagen über die Neutrinomassen machen, allerdings nur über deren Summe $\sum_i m_i$. Nach aktuellen Vorstellungen hatten Neutrinos einen großen Einfluss auf die Strukturbildung im frühen Universum und indirekt auf die primordiale Nukleosynthese. Bringt man nun die unbekannt Parameter des entsprechenden Modells, zum Beispiel die Neutrinomasse, mit den gemessenen Werten und den Annahmen in Einklang, erhält man Aussagen über diese Parameter. Da es sich hierbei um eine modellabhängige Methode handelt, tauchen, wie bereits erwähnt, einige Probleme auf. Da die Neutrinomasse nicht der einzige Fitparameter ist, haben Annahmen (Priors) über den Wertebereich der einzelnen Parameter ebenso einen Einfluss wie das Modell selbst, dessen Richtigkeit keinesfalls bestätigt ist. Häufig gibt es mehrere kosmologische Modelle, die eine Beobachtung erklären können. Folglich ist es sinnvoller die Neutrinomassen über direkte Messmethoden zu bestimmen. Dabei können die Einzelmassen bestimmt werden und konkurrierende kosmologische Modelle überprüft werden.

1.5.2 Neutrinoloser Doppelbeta-Zerfall

Während einer radioaktiven Zerfallskette können metastabile Zustände erreicht werden, bei dem noch nicht der Grundzustand erreicht wurde, ein weiterer Übergang jedoch energetisch verboten ist (siehe Abbildung 1.6). Bei einigen Kernen kann nun der doppelte

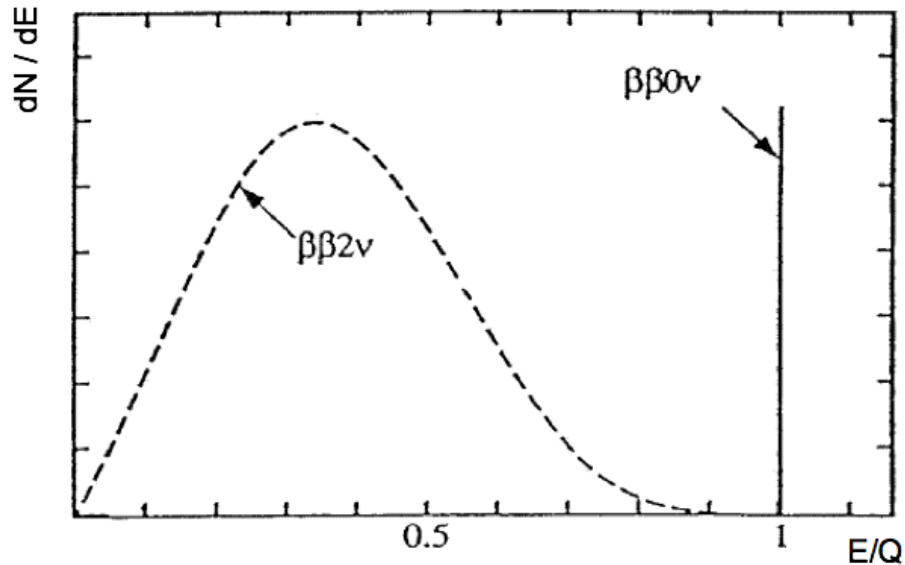


Abbildung 1.7: **Spektren der Elektronenenergien bei Doppel- β -Zerfällen.** Das Energiespektrum des neutrinolosen doppelten β -Zerfall ($0\nu\beta\beta$) besteht aus einer einzelnen Spektrallinie, wohingegen der gewöhnliche doppelte β -Zerfall ($2\nu\beta\beta$) ein kontinuierliches Spektrum analog zum einfachen β -Zerfall zeigt. Abbildung aus [BSS07]

β -Zerfall stattfinden, bei dem "zwei Schritte auf einmal" gemacht werden und dadurch der energetisch verbotene Übergang umgangen wird. Diese Zerfallsform ist als Prozess zweiter Ordnung jedoch unterdrückt und die Zerfallswahrscheinlichkeit deutlich geringer als beim normalen β -Zerfall. Deshalb konnte der doppelte β -Zerfall bisher nur bei Übergängen beobachtet werden, bei denen der einfache β -Zerfall unmöglich ist.

Neben dem normalen doppelten β -Zerfall ($2\nu\beta\beta$) bei dem, wie in Gleichung 1.7 zu sehen, zwei Neutrinos emittiert werden, ist auch ein neutrinoloser doppelter β -Zerfall ($0\nu\beta\beta$) denkbar.



Voraussetzung bei diesem Prozess ist die noch nicht bewiesene Annahme, dass es sich bei Neutrinos um sogenannte Majoranateilchen handelt, sie also ihre eigenen Antiteilchen sind. Außerdem ist eine Umkehrung der Helizität des Neutrinos notwendig, welche nur mit massebehafteten Neutrinos möglich ist. Der Nachweis des neutrinolosen doppelten β -Zerfalls würde somit ein starker Hinweis für eine nicht verschwindende Neutrinomasse sein und ein Indiz für "Physik jenseits des Standardmodells" darstellen. Prinzipiell lässt sich aus dem $0\nu\beta\beta$ -Zerfall auch die Neutrinomasse berechnen, dies erfolgt jedoch modellabhängig und die Ergebnisse unterscheiden sich, je nach Modell, teils erheblich.

Abbildung 1.7 zeigt die Spektren der beiden Zerfallsprozesse. Der Verlauf des Spektrums für den $2\nu\beta\beta$ -Zerfall entspricht in seiner Form dem des normalen β -Zerfalls mit einem kontinuierlichen Verlauf. Der $0\nu\beta\beta$ -Zerfall hingegen führt zu einer einzelnen Spektrallinie, da hier beide Elektronen zusammen die gesamte Zerfallsenergie erhalten und nicht anteilig an die Neutrinos abgeben. Sie besitzen daher die maximale Energie und es ergibt sich eine einzelne Linie, die sich vom Spektrum des $2\nu\beta\beta$ -Zerfalls unterscheiden lässt.

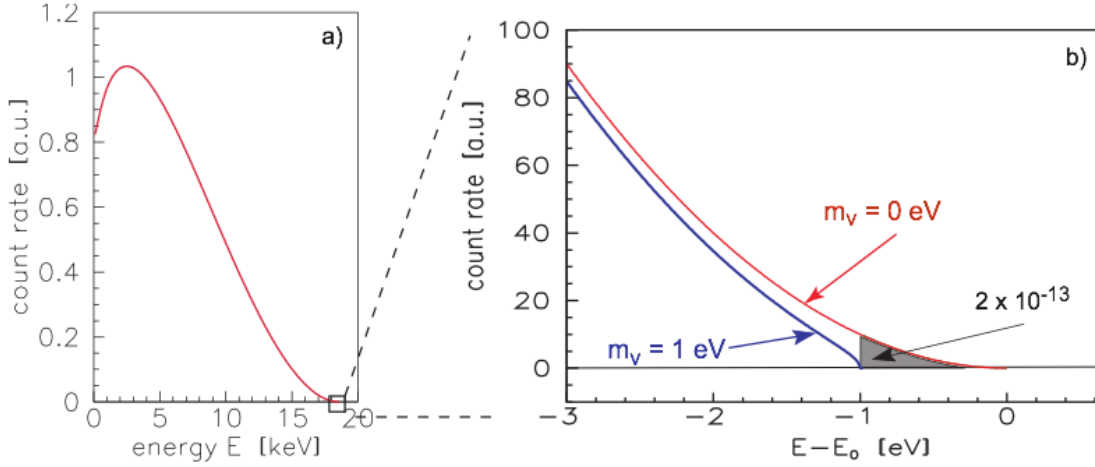


Abbildung 1.8: **Energiespektrum des β -Zerfalls des Tritiums mit Fokus auf den Endpunkt.** Abgebildet ist das gesamte Spektrum (a) und ein Auszug mit höherer Auflösung um den Endpunkt des Energiespektrums (b). Je nach Neutrinoenergie weicht der Endpunkt vom maximal möglichen Wert ab. Abbildung aus [KC05]

1.5.3 Endpunktsbestimmung des β -Zerfalls

Im Vergleich zu den bisher beschriebenen Vorgehensweisen kommt die hier beschriebene Methode zur Bestimmung der Neutrinomasse gänzlich ohne komplexe Modellannahmen aus. Sie beruht auf der von Fermi entwickelten mathematischen Beschreibung des β -Zerfalls auf Grundlage der relativistischen Impuls- und Energieerhaltungssätze. Für das Energiespektrum des β -Zerfalls erhält man:

$$\frac{dN}{dE} = C \cdot F(Z, E) \cdot p_e \cdot (E_e + m_e c^2) \cdot (E_0 - E_e) \cdot \sqrt{(E_0 - E_e)^2 - m_\nu^2 c^4} \cdot \Theta(E_0 - E_e - m_\nu) \quad (1.8)$$

In dieser Gleichung (1.8) ist das Quadrat der Neutrinomasse des Antielektronneutrinos

$$m_{\nu_e}^2 = \sum_i |U_{ei}|^2 m_i^2$$

neben der Konstanten C , der Fermifunktion $F(Z, E)$, dem Impuls der Elektronen p_e , der kinetischen Energie der Elektronen E_e , der Masse der Elektronen m_e und der Stufenfunktion $\Theta(E_0 - E_e - m_\nu)$ enthalten. [KC05]

Da, wie in Abbildung 1.8 zu sehen, ein signifikanter Unterschied im Kurvenverlauf nur nahe des Endpunkts E_0 auftritt, findet dieser Bereich Verwendung in der Bestimmung der Neutrinomasse. Da die Rate in diesem Bereich proportional zu $1/E_0^3$ ist, erhöht sich für niedrigere Endpunktsenergien die Ereignisrate und somit die Statistik. Ebenso führt eine geringe Halbwertszeit des entsprechenden Zerfalls zu einer Verbesserung der Statistik.

Die Auswahl von β -Emittlern für entsprechende Experimente beginnt bei Elementen mit niedriger Endpunktsenergie. Hier kommt zunächst Rhenium (^{178}Re) in Betracht, das mit $E_0 = 2,47$ keV die niedrigste Endpunktsenergie aller β -Strahler hat und Tritium mit der zweitniedrigsten Endpunktsenergie von 18,6 keV. Aufgrund der deutlich einfacheren Kernstruktur von Mutter- und Tochterkern und niedriger Kernladungszahl, die die Berechnung von Energieverlusten und anderen Einflussgrößen erheblich erleichtert, und der vergleichsweise geringen Halbwertszeit von 12,3 Jahre, stellt Tritium die beste Lösung für Experimente zur modellunabhängigen Bestimmung der Neutrinomasse dar. Ein weiterer großer

Vorteil von Tritium ist, dass der entsprechende Übergang bei 18,6 keV ein übererlaubter Übergang ist, d.h. Mutter- und Tochterkern haben dasselbe Isospinmultiplett und somit die selbe Wellenfunktion. Dadurch entfallen entsprechende Korrekturrechnungen.

Dieses Setup führte bei den Experimenten in Mainz [KBB⁺04] und Troitsk [L⁺99] zu der bisher besten Obergrenze für die Neutrinomasse von $m_{\nu_e} < 2,3$ eV und wird durch KATRIN auf 0,2 eV (90% C.L.) angehoben werden, sofern keine exakte Messung der Neutrinomasse erfolgt.

2. Das KATRIN-Experiment

Das **K**arlsruher **T**ritium **N**eutrinoexperiment (KATRIN) wird Untersuchungen der Neutrinomasse mit bisher nicht erreichter Genauigkeit durchführen. Zur Realisierung dieser Aufgabe wird das Spektrum des β -Zerfalls von Tritium (Gleichung 2.1) gemessen und daraus in modellunabhängiger Weise die Neutrinomasse gewonnen oder eine neue Obergrenze angegeben. Wie bereits erwähnt wird diese Obergrenze bei 0,2 eV (90% C.L.) liegen. Für das Entdeckungspotential der Neutrinomasse ergibt sich beispielsweise für $m_{\nu_e} = 0,4$ eV eine Signifikanz von $6,5 \sigma$ [KC05].



Die Realisierung dieser anspruchsvollen Aufgabe erfordert die Steigerung der Sensitivität um den Faktor 10. Dies impliziert eine um den Faktor 100 bessere Statistik im Vergleich zu den Experimenten in Troitsk¹ und Mainz². Auch KATRIN verwendet ein MAC-E-Filter zur Messung des Energiespektrums im Bereich des Tritiumendpunktes.

Ein großes Problem dabei ist die geringe Zählrate im Bereich des Endpunktes. Sie ist proportional zu der Anzahl an Tritiumatomen in der Quelle, da mehr Tritiumatome mehr Zerfälle implizieren und damit auch eine höhere Anzahl Elektronen mit Energien nahe des Endpunktes liefern. Außerdem ist sie proportional zum maximalen Winkelbereich, mit dem Elektronen aus der Quelle das Spektrometer durchlaufen können. Der β -Zerfall erfolgt isotrop, wird allerdings nur in eine Hemisphäre analysiert. Und schließlich ist die Anzahl der registrierten Zerfälle auch abhängig von der Wahrscheinlichkeit, dass das Elektron einen inelastischen Stoß beim Verlassen der Quelle erleidet.

Die zunächst trivial erscheinende Möglichkeit zur Verbesserung der Statistik in Form einer größeren und stärkeren Quelle birgt jedoch einige Probleme. Will man die Energieauflösung, die nur vom Verhältnis des Magnetfeldes im Quellbereich und des Magnetfeldes im Spektrometerinneren abhängt, beibehalten, so muss der Querschnitt der Analyseebene entsprechend dem der Quelle mitwachsen. Nur dadurch kann der magnetische Flusschlauch im Quellbereich durch das Spektrometer auf den Detektor abgebildet werden. Hier landet man schnell bei einigen Metern Spektrometerdurchmesser und stößt schnell an die Grenzen des technisch Machbaren.

¹<http://www.inr.troitsk.ru/>

²http://www.physik.uni-mainz.de/exakt/neutrino/de_index.html

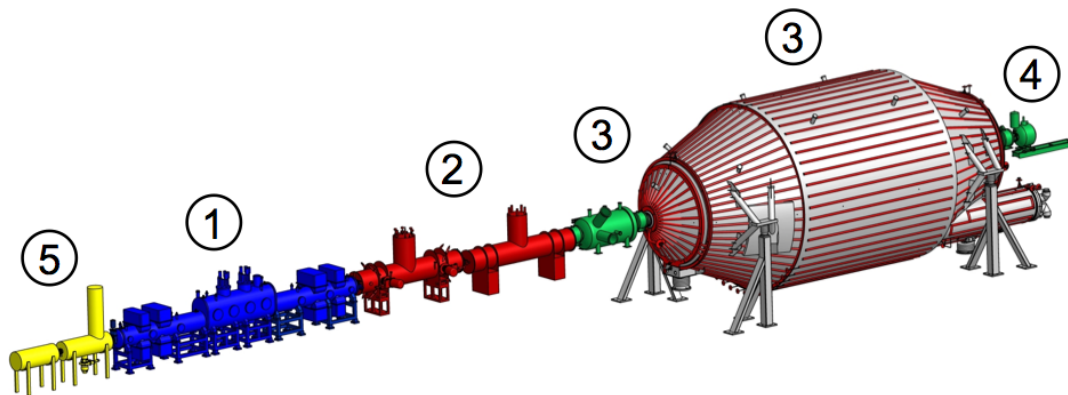


Abbildung 2.1: **Aufbau des KATRIN-Experiments.** Abgebildet ist der Quellbereich (1), die Transportstrecke (2), Vor- und Hauptspektrometer (3), Detektor (4) und das Kalibrations- und Monitoring-System (5). Abbildung aus [Bab10]

Ein größerer Startwinkel führt dazu, dass Elektronen akzeptiert werden, die einen deutlich größeren Weg innerhalb der Quelle zurückgelegt haben, wodurch sich deren Wahrscheinlichkeit zur inelastischen Streuung erhöht. Diese Wahrscheinlichkeit wird ebenfalls durch Steigerung der Aktivität in Form einer größeren Tritiumdichte in der Quelle erhöht.

Ein wichtiger Teil des Experiments ist es zunächst, die optimalen Einstellungen verschiedener Stellgrößen zu finden. Beispielsweise muss die Position der Quelle im Magnetfeld so festgelegt werden, dass der optimale Startwinkel verwendet wird. Hinzu kommen grundlegende Designanforderungen an KATRIN wie: größtmöglicher, technisch machbarer Spektrometerquerschnitt, bestmögliche Tritiumreinheit (Fremdatome vergrößern ebenfalls die Wahrscheinlichkeit zur inelastischen Streuung) und eine Säulendichte, die das Optimum zwischen Zählrate und systematischer Unsicherheit darstellt.

Im Folgenden werden einige der gewählten Parameter und der Aufbau des Experiments vorgestellt. Außerdem wird das Konzept, das hinter dem MAC-E-Filter steht, erklärt.

2.1 Teilkomponenten von KATRIN

2.1.1 Der Quellbereich

Mit Hilfe der fensterlosen gasförmigen Tritiumquelle des KATRIN-Experiments, WGTS³ (Bereich (1) in Abbildung 2.1), werden Zerfallselektronen unter konstanten Randbedingungen erzeugt und durch supraleitende Magnete adiabatisch in einem Magnetfeld in Richtung des Spektrometers geführt. Zusätzlich ist eine erste differenzielle Pumpstrecke, sowohl in Spektrometerrichtung als auch in Richtung des rückwärtigen Systems (DPS1-F und DPS1-R)⁴, Teil des WGTS-Kryostaten (Abbildung 2.2).

Der Innenbereich der Quelle besteht aus einem 10 m langen Stahlrohr mit einem Durchmesser von 90mm, in dessen Mitte molekulares Tritiumgas mit einer Reinheit von über

³Windowless Gaseous Tritium Source

⁴Differential Pumping Section no. 1 - Front/Rear

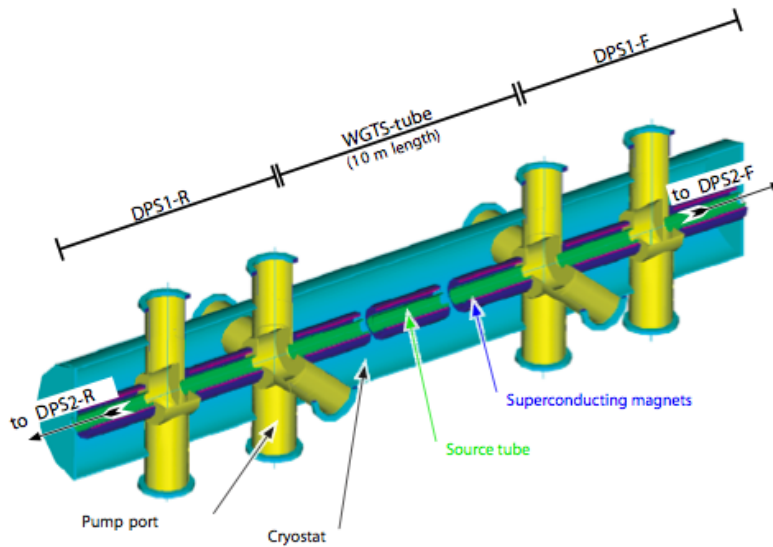


Abbildung 2.2: **Schematische Darstellung der WGTS.** Mittig in der "source tube" wird über feine Kanäle Tritium eingespeist. Dieses gelangt durch Diffusion in die DPS1-R und DPS-2R, wo es abgepumpt wird. Abbildung aus [KC05]

95% und einer Temperatur von 27K eingeleitet wird. Durch die niedrige Temperatur wird die thermische Bewegung des Tritiums eingeschränkt und somit eine Verschmierung des Spektrums durch Stöße und Dopplerverbreiterungen minimiert.

Unterstützt durch Turbomolekularpumpen, die einen Teil des Tritiums und der entstandenen Zerfallsprodukte an den Enden des Quellbereichs abpumpen, diffundiert das eingeleitete Tritium entlang des Stahlrohrs. Die daraus resultierende Säulendichte, die der entlang des Flussschlauchs integrierten Dichte entspricht, stellt eine wichtige Stellgröße des Experiments dar. Die Unsicherheit des gewünschten Wertes von $\rho d = 5 \cdot 10^{17}$ Molekülen/cm² darf dabei 0,1% nicht überschreiten. Hierfür ist es wichtig die Injektionsrate des Tritiums auf 0,1 % stabil bei $1,7 \cdot 10^{17}$ Bq zu halten und die Temperatur, die einen direkten Einfluss auf die Säulendichte besitzt, auf über ± 30 mK stabil zu halten.

Das direkt an der WGTS abgepumpte Gasgemisch wird über den inneren Tritiumkreislauf abgeführt. Nach anschließender Reinigung von Verunreinigungen wird das hochreine Tritium wieder zugeführt.

2.1.2 Transportstrecke

Direkt an den Quellbereich angeschlossen folgt die sogenannte DPS2-F⁵, eine weitere differentiellen Pumpstrecke. Durch Einsatz von vier Turbomolekularpumpen, die eine Pumpleistung von über 2000 l/s bei H₂ besitzen, wird hier der Tritiumfluss weiter reduziert. Begünstigt durch vier abgewinkelte Teilstücke, wodurch die geradlinige Bewegung durch die Pumpstrecke verhindert wird, erfolgt durch die Kombination aus DPS1-F und DPS2-F eine Reduktion des Tritiumflusses von einigen mbar · l/s um 7 Größenordnungen auf einige 10⁻⁷ mbar · l/s. Lediglich den Elektronen ist es auf Grund der adiabatischen Führung im Magnetfeld möglich die differentielle Pumpstrecke ohne Probleme zu durchlaufen.

⁵Differential Pumping Section no. 2 - Front

Die abschließende kryogene Pumpstrecke, CPS⁶, welche zusammen mit der DPS-2F die Transportstrecke bildet (Bereich (2) in Abbildung 2.1), verwendet ebenfalls mehrere gegeneinander angewinkelte Teilstücke, um einen Geradeausflug von Tritium oder anderen unerwünschten Gasteilchen zu verhindern. Im Gegensatz zur differentiellen Pumpstrecke wird hier jedoch ein anderes Konzept verwendet, um den Tritiumfluss um weitere sieben Größenordnungen auf die gewünschte Größe von 10^{-14} mbar · l/s zu bringen. Die Absorption erfolgt durch Anfrieren auf einer 3-5 K kalten Oberfläche, die zusätzlich mit Argonschnee überzogen ist. Dadurch verbessert sich die Absorptionsrate der auftreffenden Moleküle.

2.1.3 Spektrometer

Der Spektrometerbereich des Aufbaus unterteilt sich in zwei Teile (Bereich (3) in Abbildung 2.1). Dies sind das in grün dargestellte Vorspektrometer und das in rot-silber gehaltene Hauptspektrometer. Beide funktionieren nach demselben Prinzip, dem des sogenannten MAC-E-Filters⁷ [BPT80]. Dieses Konzept wurde schon bei früheren Experimenten in Mainz [KBB⁺04] und Troitsk [L⁺99] angewandt und ist somit schon mehrfach erfolgreich eingesetzt worden.

Das Vorspektrometer dient dabei der Vorselektierung der Elektronen. Hier werden alle Elektronen mit einer Energie $E < 18,3$ keV reflektiert. Somit wird bereits ein großer Teil der Elektronen gestoppt und damit der Untergrund im Hauptspektrometer, der beispielsweise durch Restgasionisation entstehen kann, minimiert. Im Hauptspektrometer wird anschließend die Vermessung des Tritiumendpunktes mit maximaler Genauigkeit und Energieauflösung durchgeführt.

Funktionsweise des MAC-E-Filters

In seinen Grundzügen stellt der MAC-E-Filter einen einfachen Hochpassfilter dar. Es wird realisiert durch das elektrische Feld im Inneren des Tanks und führt dazu, dass Elektronen mit geringerer Energie reflektiert werden. Dadurch erhält man ein integriertes Spektrum aller Elektronen mit einer Energie $E_e > qU_R$, dem Analysierpotential.

Diese Filterung durch das elektrische Feld wirkt nur auf die Komponente des Teilchenimpulses in Richtung der elektrischen Feldlinien. Radioaktive Zerfälle geschehen jedoch isotrop, d.h. es gibt keine Vorzugsrichtung und somit auch keine konstante Impulsverteilung. Die Elektronen bewegen sich in eine beliebige Richtung. Zwar werden alle Elektronen, die im gewünschten Winkelbereich von 51° zur Achse aus der Quelle austreten, mit Hilfe magnetischer Felder durch die verschiedenen Pumpstrecken in die Spektrometer geführt, besitzen jedoch eine beliebige Kombination aus Zyklotronimpuls (der Impulsanteil senkrecht zum magnetischen Feld führt zu einer Zyklotronbewegung um die Feldlinien herum) und longitudinalem Impuls. Die Gesamtenergie, die sie aus dem β -Zerfall erhalten haben, ist daher aufgeteilt und nur eine Teilkomponente wird zur Analyse verwendet.

Aus diesem Grund wird zusätzlich zum elektrischen Retardierungsfeld⁸ eine adiabatische, magnetische Kollimation der Elektronen durchgeführt. Dadurch wird der Impulsanteil in Richtung der Zyklotronbewegung auf den longitudinalen Impuls abgebildet. Anschließend ist in der Mitte des Spektrometers der gesamte Impuls und damit die Gesamtenergie des Elektrons in Richtung des elektrischen Feldes ausgerichtet (p_e in Abbildung 2.3).

Durch einen supraleitenden Solenoiden wird dazu zunächst an der Quellseite des Spektrometers ein starkes Magnetfeld ($B_{max} = 6T$) erzeugt (siehe Abbildung 2.3). Dieses nimmt

⁶Cryogenic Pumping Section

⁷Magnetic Adiabatic Collimation combined with an Electrostatic filter

⁸vom englischen Wort retard = zurückhalten

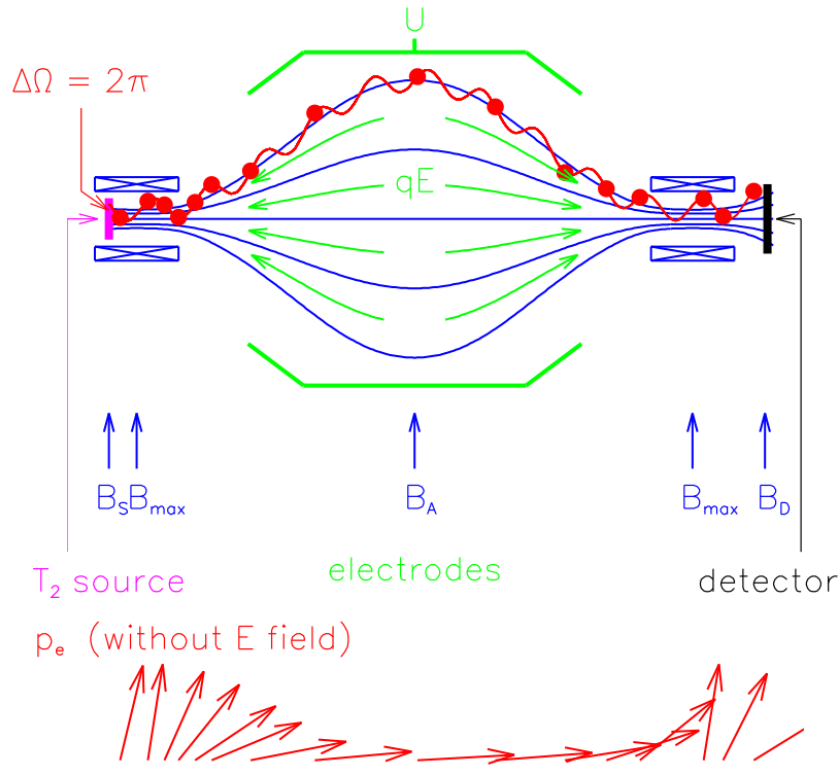


Abbildung 2.3: **Darstellung der Funktionsweise eines MAC-E-Filters.** In grün sind die Elektroden und die elektrischen Feldlinien dargestellt, in blau die Solenoide und entsprechende magnetische Feldlinien. In rot ist eine mögliche Flugbahn und die darin enthaltene Zyklotronbewegung dargestellt. Im unteren Teil der Abbildung ist zudem das Abkippen des Gesamtimpulses in longitudinaler Richtung dargestellt. Abbildung aus [KC05]

zur Mitte hin ab und beträgt dort nur noch $B_A = 0,3$ mT. Da das magnetische Moment μ für langsame Magnetfeldänderungen konstant ist, führt der Magnetfeldgradient auf Grund der Energieerhaltung zu einer Transformierung der Energie der Zyklotronbewegung E_{\perp} hin zur longitudinalen Bewegung E_{\parallel} :

$$\mu = \frac{E_{\perp}}{B} = \text{const.} \quad \& \quad E_{\perp} + E_{\parallel} = \text{const.} \quad (2.2)$$

Der durch das schwächer werdende Magnetfeld geweitete Strahl wird durch einen weiteren Solenoiden auf Detektorseite wieder fokussiert und auf den Detektor abgebildet. Dabei stellt sich der Impulsvektor wieder auf und nimmt wieder seine ursprüngliche Form an, bevor das Elektron in den Detektorbereich vordringt (siehe p_e in Abbildung 2.3).

Auflösungsvermögen und Transmissionsfunktion

Im idealen Fall nimmt die Transmissionsfunktion, d.h. die Wahrscheinlichkeit eines Elektrons bestimmter Startenergie das Spektrometer zu passieren, die Form einer Sprungfunktion an. Die Wahrscheinlichkeit für Transmission ändert sich schlagartig beim Überschreiten der Retardierungsenergie von 0 auf 1. Da jedoch selbst im Bereich der Analysierebene das Magnetfeld endliche Werte aufweist, gibt es einen kleinen Anteil des Zyklotronimpulses der nicht in longitudinaler Richtung projiziert wurde. Dadurch wird die Selektion der Elektronen und somit auch die Transmissionsfunktion verschmiert (siehe Abbildung 2.4). Die

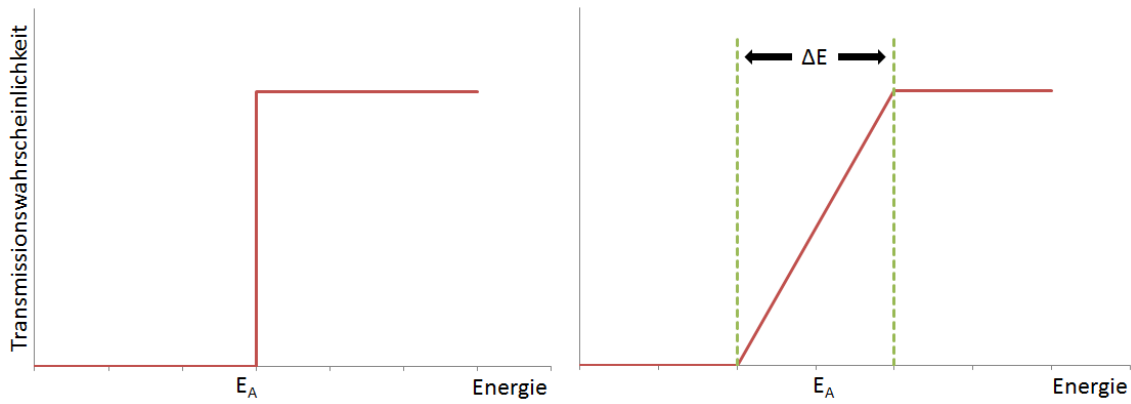


Abbildung 2.4: **Darstellung der Transmissionsfunktion.** Im linken Schaubild ist der ideale Fall dargestellt. Hat ein Elektron die Energie E_A des elektrischen Analysierfeldes, so wird es sicher transmittiert. Im realen Fall, rechts dargestellt, ist der Übergang verschmiert. Die Breite ΔE des Übergangs entspricht der Energieauflösung.

Breite dieses Übergangs entspricht der Energieauflösung ΔE des Spektrometers und ist gegeben durch:

$$\Delta E = \frac{B_A}{B_{max}} \cdot E \quad (2.3)$$

Damit ergibt sich für die Elektronen nahe des Tritiumendpunktes bei $E = 18,6$ keV ein Auflösungsvermögen von $\Delta E = 0,93$ eV. ($B_{max} = 6T$; $B_A = 0,3mT$)

2.1.4 Detektor

Der Nachweis transmittierter Elektronen wird von einem Siliziumdetektor durchgeführt. Dieser ist zur Analyse von räumlichen Inhomogenitäten der elektrischen und magnetischen Felder im Spektrometer in 148 gleich große Segmente unterteilt. Trotz der grundsätzlich einfachen Aufgabe, ankommende Elektronen zu registrieren, werden an den Detektor und an den gesamten Detektorbereich hohe Ansprüche gestellt. Zur Unterscheidung von Untergrund und Signal sollte die Energieauflösung des Detektors $\Delta E < 1$ keV betragen, der intrinsische Untergrund muss möglichst gering sein (< 1 mHz) und während der Kalibrationsphase müssen Raten von bis zu 10^5 Ereignissen/Sekunde verarbeitet werden können. Außerdem muss der gesamte Aufbau in einem Magnetfeld von bis zu 5 T funktionsfähig sein.

Außer den Magneten gehören zum Detektorsystem auch aktive und passive Vetosysteme, die zu einer Reduktion von Untergrundsignalen führen. In Abbildung 2.5 ist der Aufbau des Detektors und des Detektorsystems dargestellt.

2.1.5 Kalibrations- und Monitoringsystem

Auf der Rückseite der WGTS befindet sich das sogenannte rückwärtige System (Bereich (5) in Abbildung 2.1). Hier schließt sich an eine weitere differentielle Pumpstrecke das CMS⁹, das Kalibrations- und Monitoringsystem, an. Dieses beinhaltet die Überwachung sowohl der Temperatur und des Tritiumflusses als auch der Aktivität der Quelle. Außerdem beherbergt es eine Elektronenkanone, die zur Kalibrierung des gesamten Versuchsaufbaus dient und bietet die Möglichkeit verschiedene radioaktive Quellen einzubringen.

⁹Calibration and Monitoring System

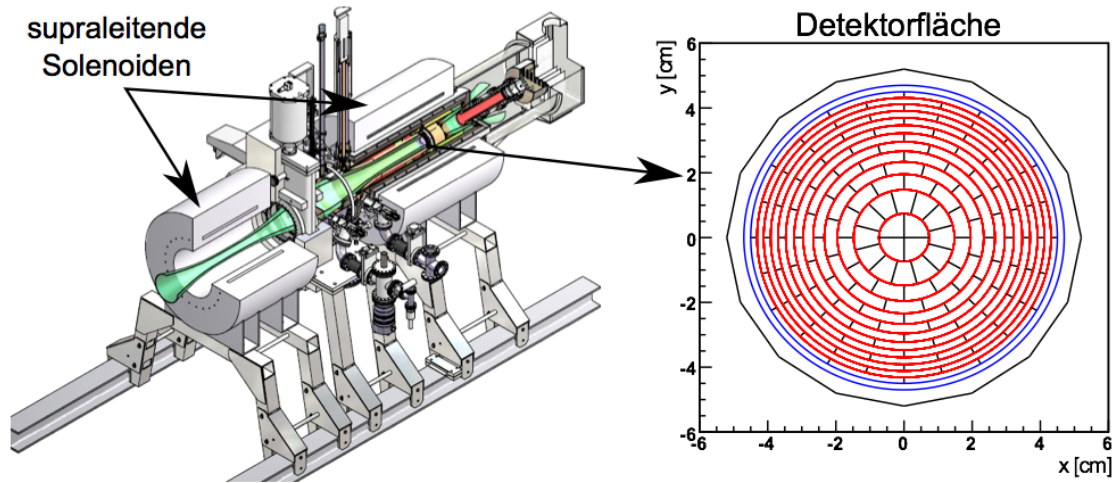


Abbildung 2.5: **Schematischer Aufbau des Detektorsystems und des Detektors.** Links ist der Aufbau des kompletten Detektorsystems, u.a. mit den Solenoiden dargestellt. Rechts die schematische Oberfläche des Detektors mit seinen 148 gleich großen Pixeln abgebildet. Abbildung aus [Doe10] und [S⁺07]

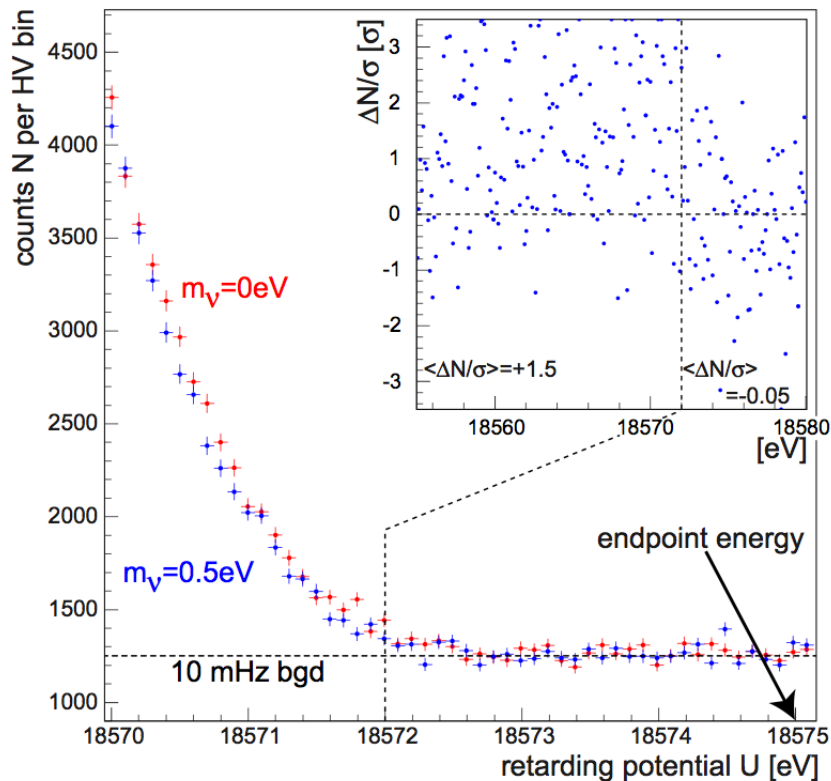


Abbildung 2.6: **Typisches integrales β -Spektrum.** Rot das erwartete Spektrum für eine Neutrinomasse von $m_\nu = 0$ eV; blau für $m_\nu = 0,5$ eV. Angenommen wurde eine Messzeit von einem Jahr und eine Untergrundrate von 10 mHz. Abbildung aus [KC05]

2.2 Hochspannungssystem

Die Hochspannungsstabilisierung und -überwachung ist von großer Bedeutung für das KATRIN-Experiment. Einen wesentlichen Einfluss hat die Spannungsstabilität durch das Retardierungsfeld des MAC-E-Filters, das durch Anlegen einer Spannung auf die Tankelektroden erzeugt wird. Hier führen bereits geringe Schwankungen oder ungenau gesetzte Spannungswerte zu signifikanten Einflüssen auf die Messung der Neutrinomasse. Eine unbekannte Verschmierung der Retardierungsenergie E_R mit der Standardabweichung σ^2 führt zu einer systematischen Verschiebung der Neutrinomasse mit: [RK88]:

$$\Delta m_\nu^2 = -2\sigma^2 \quad (2.4)$$

Neben diversen periodischen und gaußverteilten Störungen führen aber auch ganz einfache lineare Verschiebungen der Setzwerte zu einer fehlerhaften Bestimmung der Neutrinomasse. Eine unbekannte lineare Verschiebung der Tankspannung, die eine Verschiebung der Retardierungsenergie um $\Delta E_R = 0,05$ eV zur Folge hat, führt beispielsweise zu einem systematischen Fehler bei der Bestimmung der Neutrinomasse von 0,04 eV [KC05]. Dies ist ein nicht unbedeutender Wert in Anbetracht der Sensitivität von 0,2 eV.

Abbildung 2.6 zeigt deutlich, wie eng die Messwerte für verschiedene Neutrinomassen beisammen liegen und macht somit klar, wie wichtig eine korrekte Bestimmung der an das Spektrometer angelegten Spannung ist.

Die Designvorgabe, die eine maximale Ungenauigkeit der Spannung von ± 60 mV über die gesamte Messzeit von fünf Jahren vorsieht, wird durch das komplexe Zusammenspiel mehrerer unabhängiger Teilsysteme realisiert. Dazu zählt neben zwei hoch präzisen Spannungsteilern bei KATRIN, Referenzspannungsquellen und dem Referenzspannungsteiler der Physikalisch Technischen Bundesanstalt in Braunschweig (kurz: PTB) auch das Monitorspektrometer.

3. Das Monitorspektrometer

Nach Beendigung des Mainzer Neutrinomassen-Experiments¹, wird das dabei verwendete Spektrometer als Monitorspektrometer zur Überwachung der Hochspannung bei KATRIN eingesetzt. Im Vergleich zum Setup in Mainz wurden einige Veränderungen vorgenommen. Dazu zählen einige für die Messung weniger relevante Änderungen, beispielsweise die Überarbeitung verschiedener Peripheriegeräte und bessere Wärmeisolierung, aber auch grundlegende Veränderungen, die der neuen Aufgabenstellung Rechnung tragen, sowie eine Reduktion auf die wirklich notwendigen Komponenten.

Mit Hilfe einer genau bekannten Zerfallslinie, hier die K_{32} -Konversionslinie von $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$, wird die Aufgabenstellung des Monitorspektrometers im Vergleich zum Hauptspektrometer herumgedreht. Ziel ist es nicht die Energie der Elektronen zu bestimmen, sondern die Spannung, die auf dem Spektrometer angelegt wird. Die einzige Unbekannte ist nicht mehr die Elektronenenergie, sondern die Spektrometerspannung. Somit handelt es sich beim Monitorspektrometer um eine Spannungsreferenz die auf einen nuklearen Standard beruht. Im Anschluss an jede Kalibrierung des Hauptspektrometers mit einer Referenzquelle, die alle zwei Monate stattfinden soll, übernimmt das Monitorspektrometer die Überwachung der Spannungsstabilität und kann ein Driften eben dieser, zusammen mit den anderen Hochspannungssystemen, zeitnah bestimmen.

Während bei den Messphasen in Mainz der optimale Kompromiss zwischen Energieauflösung und Luminosität für das β -Spektrum des Tritiums gewählt wurde, ist es für das Monitorspektrometer wichtig eine Energieauflösung von etwa 1 eV für die beobachtete Zerfallslinie bei 17,8 keV zu erreichen. Nur dadurch kann die gewünschte Genauigkeit erreicht werden und das Monitorspektrometer seine Aufgabe zuverlässig übernehmen. Daraus resultiert ein Verlust an Luminosität, der allerdings in diesem Fall auf Grund der deutlich höheren Ereignisrate eine untergeordnete Rolle spielt und für die Kalibrierung und Überwachung der Hochspannung toleriert werden kann.

Im Folgenden sind die verschiedenen, zum Monitorspektrometer gehörenden Teilkomponenten beschrieben.

¹http://www.physik.uni-mainz.de/exakt/neutrino/de_index.html

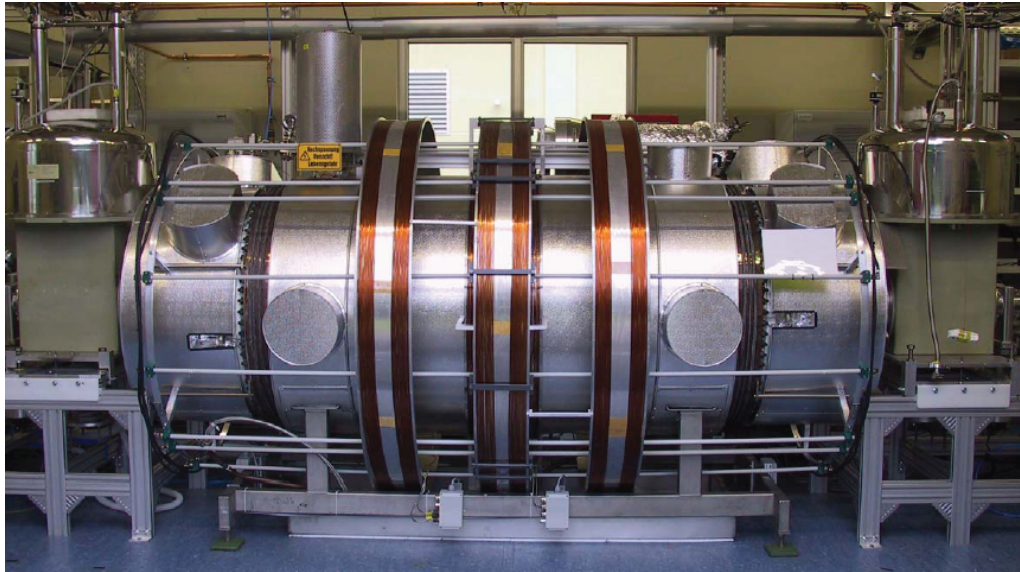


Abbildung 3.1: **Aufnahme des Monitorspektrometers.** Links und Rechts sind die beiden supraleitenden Magnete (in olive) und die isolierten Vorratsbehälter für den flüssigen Stickstoff und das flüssige Helium (Edelstahlhauben auf den Magneten) zu sehen. In der Mitte befindet sich der isolierte Spektrometertank, der von den Luftspulen umgeben ist.

3.1 Spektrometer

Das Spektrometer entspricht in seiner Funktionsweise dem Hauptspektrometer und führt über das Prinzip des MAC-E-Filters (siehe Kapitel 2.1.3) eine Energieselektion der Elektronen durch. Der Vakuumtank des Spektrometers, mit einer Länge von 3 m und einem Durchmesser von 1 m, liegt auf Erdpotential und lediglich die Elektroden im Inneren werden auf Spannung gesetzt. Hier besteht ein Unterschied zum Vor- und Hauptspektrometer, bei denen jeweils der Tank auf Hochspannung gelegt wird.

Elektroden

Das Elektrodensystem im Tankinneren besteht aus einer Vollelektrode und mehreren Drahtelektroden. Die Vollelektrode ist stufenförmig angeordnet und umgibt die Drahtelektroden (siehe Abbildung 3.2). Die Drahtelektroden selbst bestehen aus drei Teilsystemen. Im Inneren des Tanks befindet sich eine zweiteilige Drahtelektrode die es ermöglicht den oberen Bereich getrennt vom unteren Bereich des Spektrometers auf Potential zu legen. Diese Drahtelektrode verläuft im Mittelteil zylindrisch und parallel zum Tank. Zu den beiden Enden hin läuft sie konisch zu (siehe Abbildung 3.2). Zwischen dieser Drahtelektrode und der Vollelektrode befindet sich im zentralen Bereich des Spektrometers eine weitere Drahtelektrode. Diese ist ebenfalls zylindrisch aufgebaut.

Die Anordnung von Vollelektrode und Drahtelektroden ermöglicht es die Drahtelektroden zur Untergrundabschirmung zu verwenden und. Wird eine Potentialdifferenz zwischen Voll- und Drahtelektrode angelegt, werden Elektronen, die durch Kollision, beispielsweise von atmosphärischen Myonen mit der Tankwand, herausgelöst werden, im elektrischen Feld zwischen den beiden Elektroden zurückgehalten. Dadurch gelangen sie nicht in den magnetischen Flusschlauch, der auf den Detektor abgebildet wird und können auch keine Sekundärprozesse im Tankinneren hervorrufen.

Auf Grund der hohen Zählraten am Monitorspektrometer ist diese Untergrundabschirmung nicht notwendig und alle Elektroden werden auf dasselbe Potential gelegt. Dies stellt auch

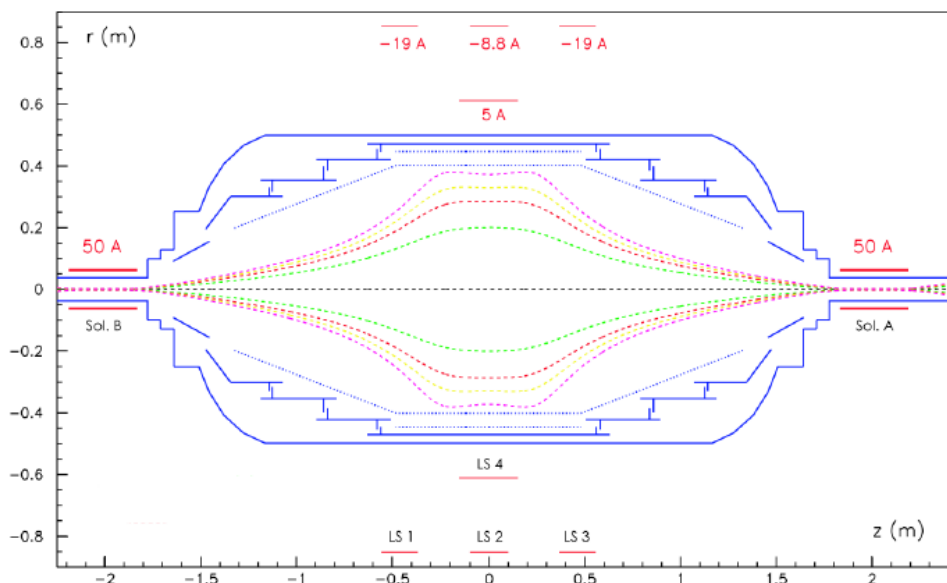


Abbildung 3.2: **Magnetfeldkonfiguration des Monitorspektrometers.** Zu sehen sind in blau die Spektrometerhülle und die Elektroden (stufenförmige Vollenktrode) und in rot die beiden Magnete links und rechts des Tanks sowie die LFCS-Spulen um den Bauch des Spektrometers. Die gestrichelten Linien im Tankinneren stellen die entsprechenden Magnetfeldlinien dar. Abbildung nach Mainz-06-Setup aus [Thü07]

eine deutliche Vereinfachung der Elektrodenkonfiguration im Vergleich zum Mainzer Setup dar. Schließlich wurden dort insgesamt 27 Teilelektroden mit jeweils unterschiedlichen Potentialbelegungen eingesetzt [Mül02].

Magnete

Das für den MAC-E-Filter benötigte Magnetfeld wird durch zwei supraleitende Magnete von Oxford Instruments² erzeugt. Da die Betriebstemperatur beider Solenoide bei 4,2 K liegt, müssen sie mit flüssigem Helium gekühlt werden. Dies geschieht über einen Vorratsbehälter direkt über den Magneten, der von einem Behälter mit flüssigem Stickstoff und einem Isoliervakuum umgeben ist (siehe Abbildung 3.1).

Beide Magnete befinden sich jeweils 2,01 m von der Analysierebene entfernt und erzeugen im aktuellen Betriebsmodus mit einem Spulenstrom von $I = 50$ A ein Magnetfeld von 6,014 T.

Luftspulen

Das Luftspulensystem setzt sich aus zwei verschiedenen Teilsystemen, dem LFCS³ [Gou10] und dem EMCS⁴ [Rei09], zusammen.

Ersteres dient der Feinabstimmung des Magnetfeldes in der Analysierebene auf $B_A = 300$ μ T. Dadurch ergibt sich bei einer Elektronenenergie im Bereich um 18 keV das gewünschte Auflösungsvermögen in der Größenordnung von 1 eV (siehe Gleichung (2.3)).

²<http://www.oxinst.com>

³Low Field Compensation System

⁴Earth Magnetic Field Compensation System



Abbildung 3.3: **Luftspulensystem am Monitorspektrometer.** In diesem Bildausschnitt des Monitorspektrometers, der den Bauch des Spektromertanks zeigt, sind die 4 Luftspulen der LFCS (der Kupferdraht auf der Aluminiumführung) und der, in PVC-Rohren verpackte, horizontal verlaufende Anteil des EMCS zu sehen.

Realisiert ist das LFCS durch vier, das Spektrometer umlaufende, Spulen (siehe Abbildung 3.3 und LS 1-4 in Abbildung 3.2) mit den in Tabelle 3.1 dargestellten Eigenschaften.

Tabelle 3.1: **Eigenschaften der verschiedenen LFCS-Spulen**

Spule	Windungszahl	Radius in m	Spulenstrom in A
mittig innen liegend (LS 4)	73	0,61	5
mittig außen liegend (LS 2)	46	0,85	8,8
außen links (LS 1)	45	0,85	18
außen rechts (LS 3)	45	0,85	18

Weiterführende Details zur Installation und Inbetriebnahme des LFCS, sowie zugehörige Messungen sind in [Gou10] zu finden.

Das EMCS kompensiert das Erdmagnetfeld im Inneren des Spektrometers und hebt damit diesen nicht vernachlässigbaren Einfluss auf, denn es entspricht mit etwa $50 \mu\text{T}$ immerhin $1/6$ des Magnetfeldes in der Analysierebene.

Durch jeweils vier Leiterschlaufen, bestehend auf Kupferrohren die längs (siehe Abbildung 3.3) und um den Bauch des Spektrometers laufen, wird sowohl die Vertikalkomponente als auch die Horizontalkomponente des Erdmagnetfeldes aufgehoben. Die Kompensation der Komponente längs des Spektrometers erfolgt durch das LFCS.

Für den Betrieb wird folgende Konfiguration verwendet:

Tabelle 3.2: **Einstellungen der EMCS-Spulen**

Spulen	Strom in A
horizontale	1,51
vertikale	19,5

Auf Grund der geringen Abweichung des Spektrometers zur Nord-Süd-Achse ist die Horizontalkomponente sehr klein und erfordert keinen großen Spulenstrom. Zu weiteren Details, auch zu Konzipierung und Tests des EMCS siehe [Rei09].

3.2 Quelle

Wie eingangs erwähnt, wird das Monitorspektrometer zur Spannungsüberwachung eingesetzt. Dazu sind von Quellseite zunächst zwei Dinge wichtig: Erstens sollte die beobachtete Zerfallslinie möglichst schmal sein und zweitens muss die Zerfallsenergie nahe an der des Tritiums liegen. Schließlich muss die Quelle entsprechend der Differenz zwischen beiden Zerfallsenergien auf Potential gelegt werden. Hierdurch befinden sich beide Zerfälle auf demselben Energieniveau und eine Überwachung der Elektrodenspannung am Hauptspektrometer, welche schließlich auf den Energiebereich des Tritiumzerfalls ausgerichtet ist, wird möglich. Je näher nun die beiden Energien beieinander liegen, desto kleiner ist die Spannung, die an der Quelle angelegt werden muss und desto geringer sind die hieraus resultierenden Einflüsse und Fehler auf die Messgenauigkeit.

Für den Einsatz am Monitorspektrometer wurden zwei radioaktive Elemente diskutiert: $^{241}\text{Am}/\text{Co}$ [Kas08] und $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$, letzteres sowohl als kondensierte Quelle [Ost08] als auch als Festkörper [Zbo11b].

Da die Zerfallsenergie $^{241}\text{Am}/\text{Co}$ -Quelle 18,6 keV beträgt und die Halbwertsbreite bei 1,3 eV liegt, ist diese Quelle zunächst die Interessantere von beiden. Ein weiterer Vorteil ist die große Halbwertszeit von ^{241}Am von 432,2 Jahren, wodurch eine langfristige Spannungsüberwachung mit einer einzelnen Quelle möglich ist. Aufgrund des schlechten Verhältnisses zwischen Signal und Hintergrund von 1:4 und teils großen Energieverlusten der Elektronen in der Quelle, wurde der Einsatz dieses Quelltyps verworfen.

Ebenso wurde die kondensierte Kryptonquelle verworfen, da hierfür ein deutlich komplexerer Aufbau nötig wäre. Zunächst müsste das Kryptongas auf einer Graphitfläche mit einer Temperatur von 20 K festgefroren werden und anschließend durch Laserellipsometrie die Oberflächenstruktur kontinuierlich überwacht werden. Zusätzlich muss die Oberfläche in regelmäßigen Abständen gereinigt werden, wodurch ein kontinuierlicher Betrieb unmöglich ist.

Festkörper- $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$ -Quelle

Bei der $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$ -Quelle wird die K_{32} -Zerfallslinie mit einer Energie von 17,8 keV und einer Halbwertsbreite von 2,7 eV verwendet.

Für den späteren Einsatz muss die Differenz von grob 800 V zwischen der Zerfallsenergie des Tritiums und der von $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$ ausgeglichen werden. Dies stellt allerdings auf Grund der Tatsache, dass Spannungen in diesem Bereich mit einfachen Mitteln sehr genau gemessen werden können, keine Schwierigkeit dar.

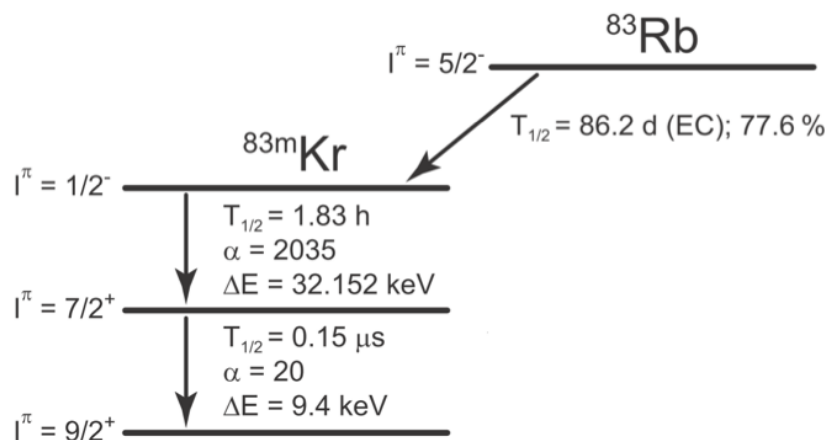


Abbildung 3.4: **Zerfallsschema von $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$.** ^{83}Rb geht durch Elektroneneinfang in ^{83m}Kr über. Bei der anschließenden Zerfallskette werden durch innere Konversion zwei Elektronen emittiert. Dabei entsteht durch Emission aus der K-Schale auch die am Monitorspektrometer zur Messung verwendete Zerfallslinie. Abbildung aus [Ost08]

Das hierfür verwendete Ausgangsmaterial ist ^{83}Rb mit einer Halbwertszeit von 86,2 Tagen. Durch Elektroneneinfang entsteht daraus ^{83m}Kr , welches durch innere Konversion in zwei Schritten zum Grundzustand übergeht (siehe Abbildung 3.4). Dabei können, je nachdem aus welcher Schale emittiert wird, Elektronen mit verschiedenen Energien freigesetzt werden. In Tabelle 3.2 sind die möglichen Energien und einige weitere Parameter für den ersten Konversionsübergang, bei dem eine Energie von 32,152 keV frei wird, dargestellt.

Tabelle 3.3: **Eigenschaften der Konversionselektronen** des 32 keV-Übergangs von ^{83m}Kr bestimmt durch [Ost08]. Neben den ermittelten Amplituden und Liniene positionen sind abhängig von der Fitmethode (Gauß-, Lorentz- oder Voigtprofil) auch die Lorentz- und Gaußbreiten dargestellt.

Niveau	Bez.	Linienposition in eV	Lorentzbreite in eV	Gaußbreite in eV
1 $s_{1/2}$	K	$17826,309 \pm 0,001$	$2,70 \pm 0,06$	
2 $p_{1/2}$	L _{II}	$30421,856 \pm 0,020$	$1,165 \pm 0,069$	
2 $p_{3/2}$	L _{III}	$30474,575 \pm 0,006$	$1,108 \pm 0,013$	$0,388 \pm 0,0001$
3 $p_{1/2}$	M _{II}	$31931,274 \pm 0,006$	$1,230 \pm 0,061$	$0,403 \pm 0,027$
3 $p_{3/2}$	M _{III}	$31938,960 \pm 0,006$	$1,322 \pm 0,018$	$0,403 \pm 0,027$
4 $s_{1/2}$	N _I	$32124,625 \pm 0,963$	$0,4 \pm \text{fixed}$	
4 p	N _{II/III}	$32139,377 \pm 0,010$		$0,608 \pm 0,013$

Für den Einsatz am Monitorspektrometer stellt eine Festkörperquelle die beste Option dar. Dabei wird ^{83}Rb in einen Festkörper implantiert und anschließend auf die Quellhalterung des Monitorspektrometers aufgeschraubt (Abbildung 3.5). Es ist keine Kühlung, keine Überwachung und keine Reinigung notwendig. Allerdings muss die Quelle in regelmäßigen Abständen ersetzt werden, hierzu muss der Quellbereich belüftet und geöffnet werden. Als weitere Nachteil kommen bei diesen Quellen Festkörpereffekte zum Tragen.

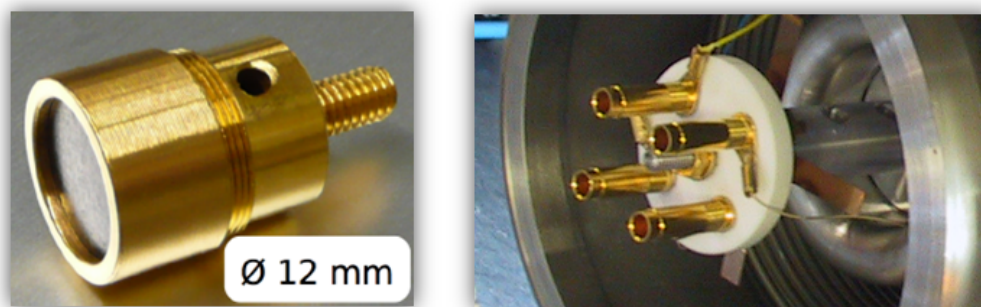


Abbildung 3.5: **Quelle und Quellhalter.** Zentraler Teil der links abgebildeten Quelle ist die gräuliche Platinfolie in der ^{83}Rb implantiert ist. Auf den Quellhalter, der rechts abgebildet ist, können vier dieser Quellen aufgeschraubt werden.

Das Trägermaterial hat möglicherweise einen erheblichen Einfluss auf das Spektrum des Implantats. Durch Stauchung von Elektronenorbitalen, Bildung von Hybridorbitalen und möglicherweise auch durch Quadrupoleffekte im Festkörper wird die Zerfallslinie gestört [KBW79].

Am geeignetsten erwies sich bisher Platin und wird folglich auch als Trägermaterial verwendet. Die Implantation des Rubidiums erfolgt am ISOLDE-Experiment am Cern⁵. Durch Beschuss eines Targets mit einem Protonenstrahl, der eine Energie von 1,4 GeV besitzt, werden verschiedene Elemente erzeugt und anschließend entsprechend ihrer Massen separiert. Das dabei entstandene ^{83}Rb wird mit 15 keV bis 30 keV in eine Platinfolie implantiert (siehe Abbildung 3.5).

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Quelle wurde auf eben diese Weise am Cern hergestellt. Die zur Implantation verwendete Energie betrug 15 keV. Im Vergleich zu früheren, ebenfalls implantierten Festkörperquellen war jedoch der Untergrund um den Faktor 10 erhöht. Ebenfalls gab es einen großen Anteil an Elektronen, die beim Austritt aus dem Festkörper Energieverluste erlitten. Dies zeigte sich in der deutlich steileren Flanke bei Energien unterhalb einer Zerfallslinie, beispielhaft an einer K_{32} -Linie in Abbildung 3.6 dargestellt.

Eine mögliche Erklärung stellt eine fehlerhafte Implantation mit zu hoher Energie dar. Die Folge hieraus, eine wesentlich größere Eindringtiefe des Rubidiums, würde zu einem größeren Untergrund durch verlustbehaftete Elektronen führen. Aufschluss darüber werden Messungen mit den neuen im September 2011 hergestellten, Quellen liefern. Treten hier dieselben Effekte auf, kommt eine fehlerhafte Implantation nicht mehr in Frage.

3.3 Detektor

Der Detektor des Monitorspektrometers besteht aus fünf verschiedenen, kreuzförmig angeordneten Halbleiterdioden (siehe Abbildung 3.7). Für die vier äußeren Pin-Dioden werden Hamamatsu S3590-09 Dioden mit einer Fläche von 1 cm^2 verwendet, die Zentralsdiode besteht aus einer Canberra PD 150-12-500AM. Sie besitzt eine Fläche von $1,5\text{ cm}^2$.

Der deutlich einfachere Aufbau des Detektors, im Vergleich zu dem am Hauptspektrometer Eingesetzten, ist für die Belange des Monitorspektrometers völlig ausreichend. Im Vergleich zum Mainzer Detektor, der ringförmig aufgebaut war, ergeben sich einige Vorteile. Die fünf unabhängigen Dioden können ohne Probleme ausgetauscht werden und sind auf Grund

⁵<http://isolde.web.cern.ch/isolde/>

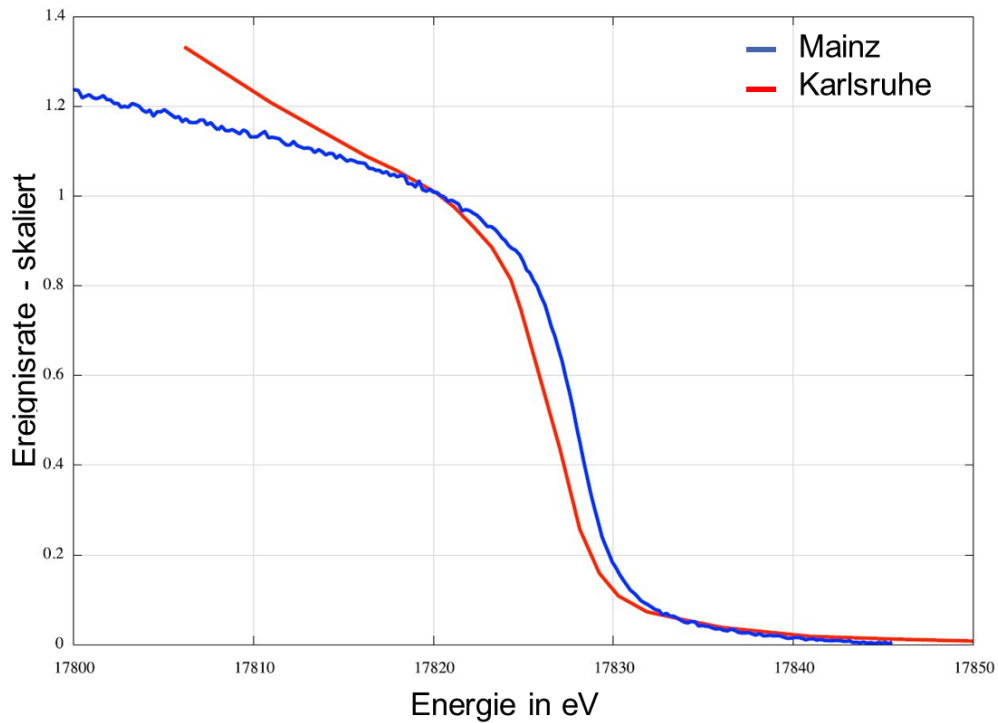


Abbildung 3.6: **Vergleich verschiedener Quellen.** Diese Abbildung zeigt sowohl eine Messung mit der 2010er Quelle in Karlsruhe und eine Mainzer Messung mit einer ebenfalls festen Quelle. Deutlich zu erkennen ist der steilere Verlauf der Kurve bei Energien kleiner 17820 eV und ein breiter Übergangsbereich. Abbildung aus [Zbo11a]

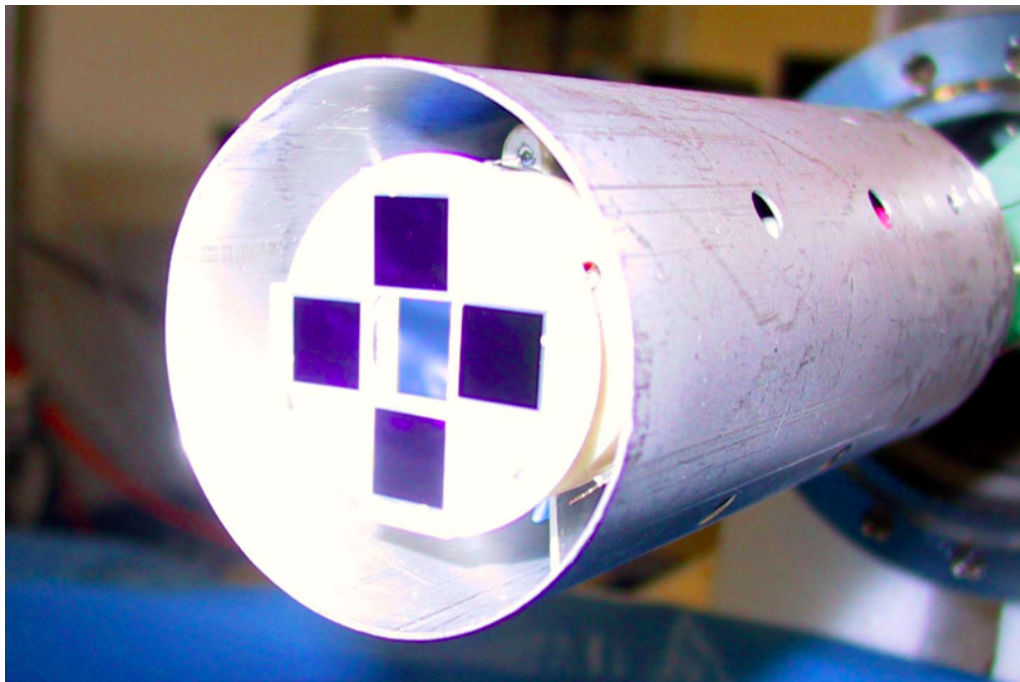


Abbildung 3.7: **Abbildung des Detektors.** Deutlich zu erkennen sind die vier äußeren Pin-Dioden, die den Zentraldetektor umgeben. Zur Untergrundreduktion ist der gesamte Detektor von einem Edelstahlzylinder umgeben.

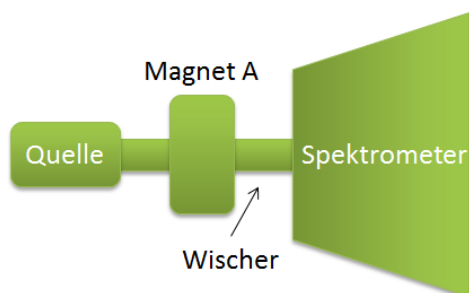


Abbildung 3.8: **Position und Abbildung des Beam Profile Scanners.** Der rechts abgebildete y-förmige Beam Profile Scanner, der zur Positionierung der Quelle verwendet wird, befindet sich im Flansch zwischen Quellmagnet und Spektrometer. Er besteht aus einer Metallgabel, montiert auf einem Piezomotor.

ihrer Standardmaße in ihrer Anschaffung wesentlich günstiger. Entscheidender Vorteil des neuen Detektoraufbaus stellt jedoch die Möglichkeit dar, den Detektor im magnetischen Flussrohr zu zentrieren (siehe Abschnitt 3.4).

An den Detektor schließt sich, sowohl auf Vakuum- als auch auf Luftseite, die Detektorelektronik an. Diese gewährleistet die Spannungsversorgung der Dioden im Nanoampere-Bereich und stellt eine erste Verstärkerstufe für die Signale dar. Der Detektor sowie die vakuumseitige Elektronik sind von einem Aluminiumzylinder umgeben (siehe Abbildung 3.7). Dieser führt, ebenso wie die ständige Kühlung des Detektors, mit Hilfe eines Kupferstabs, auf ungefähr $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$, zu einer Reduktion des elektronischen Rauschens. Die eine Seite des Kupferstabs ist in flüssigen Stickstoff getaucht, die andere wird als Montagefläche für den Detektor verwendet und führt in Folge der guten Wärmeleitfähigkeit von Kupfer zu einer Kühlung des Detektors. Gleichzeitig wird durch den Kupferstab eine ausreichende mechanische Stabilität des Detektoraufbaus gewährleistet.

Der gesamte Aufbau befindet sich auf einem verfahrbaren Kreuztische. Durch Verfahren in Längsrichtung des Spektrometers erfolgt eine Positionierung in unterschiedlich starken Magnetfeldern, durch Verfahren quer und senkrecht zum Spektrometer erfolgt die Positionierung im magnetischen Flussrohr.

3.4 Positionierung von Quelle und Detektor

Für eine erfolgreiche Messung ist es wichtig, dass sowohl Quelle als auch Detektor nahezu perfekt im magnetischen Flussrohr liegen. Nur dadurch kann die adiabatische Führung der Elektronen im Magnetfeld erfolgen und die Quelle entsprechend auf den Detektor abgebildet werden.

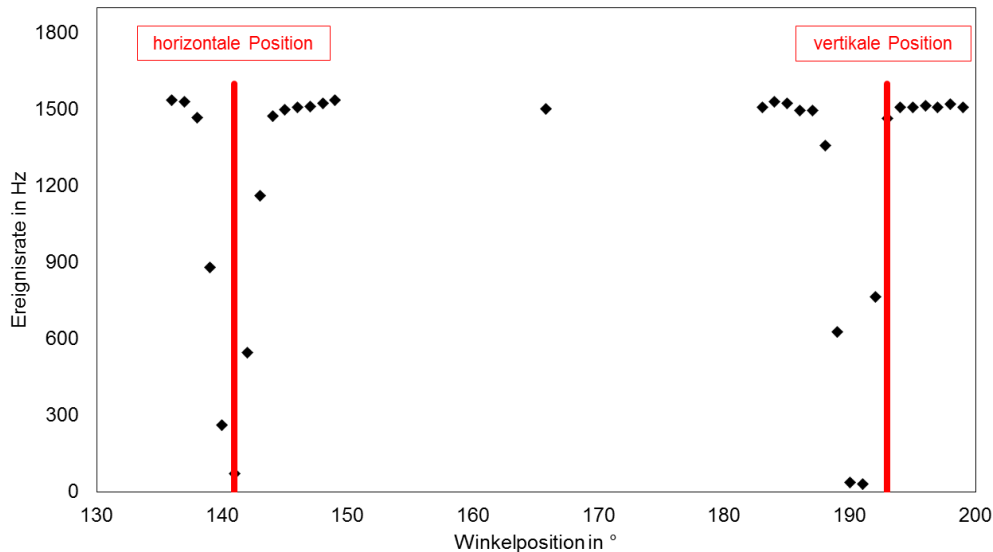


Abbildung 3.9: **Plot einer Messung unter Verwendung des Beam Profile Scanners.** In dieser Grafik ist die jeweilige Ereignisrate an der zentralen Pin-Diode für verschiedene Winkelpositionen des Beam Profile Scanners dargestellt. Fährt dieser durch den Strahlengang, so werden die Elektronen blockiert und die Ereignisrate sinkt bis auf wenige Hz ab. Ebenfalls eingezeichnet sind die Positionen, an denen der Beam Profile Scanner horizontal und vertikal im Strahlengang steht.

Ausrichtung des Detektors

Für die Ausrichtung des Detektors wird der kreuzförmige Aufbau des Detektors verwendet. Die vier äußeren Pin-Dioden sind nur für diesen Zweck konzipiert und angeordnet, lediglich die zentrale Pin-Diode dient der eigentlichen Messung.

Zunächst werden die Elektroden auf eine Spannung von über 33 kV gesetzt. Dadurch werden alle von der Quelle kommenden Elektronen reflektiert. Nur Elektronen, die beispielsweise von Myonen aus den Elektroden herausgeschlagen werden, treffen auf den Detektor auf. Da diese Elektronen symmetrisch im Flussschlauch verteilt sind, kann nun der Detektor durch Vergleichen der Zählraten auf den einzelnen Pin-Dioden im magnetischen Flussschlauch zentriert werden. Ist die Zählrate auf allen vier Dioden gleich, ist der Detektor zentriert.

Ausrichtung der Quelle

Nach erfolgreicher Positionierung des Detektors kann die Quelle über einen Fluchtpunkt ebenfalls im magnetischen Flussschlauch zentriert werden. Als Fluchtpunkt dient der hierfür entwickelte Beam Profile Scanner [Gou10], der sich zwischen quellseitigem Magneten und Tank in einem Flansch befindet (Abbildung 3.8). Der Beam Profile Scanner besteht aus einer y-förmige Metallgabel die auf einem Piezomotor befestigt ist. Durch die spezielle Anordnung der beiden Gabeln kann jeweils in horizontaler und vertikaler Position der Elektronenfluss von der Quelle zum Detektor blockiert werden. Durch Messung der Ereignisrate kann nun die Position der Quelle relativ zum Detektor bestimmt und entsprechend korrigiert werden.

In Abbildung 3.9 ist das Ergebnis einer entsprechenden Messung dargestellt. Fährt die jeweilige Metallgabel in den Strahlengang, sinkt die Ereignisrate auf wenige Hertz ab. Im

Fall dieser Messung ist die Quelle bereits optimal in horizontaler Ausrichtung, die vertikale Position weicht noch um wenige Millimeter vom Optimum ab. Beide Zielpositionen sind durch rote Balken dargestellt.

3.5 Peripherie

3.5.1 Kryogenes System

Das kryogene System dient der automatischen Versorgung der beiden Magnete und des Detektors mit flüssigem Stickstoff (LN) und der Überwachung der Füllstände, auch der des flüssigen Heliums (LHe). Der Transfer des LHe in die Magnete erfolgt manuell.

Ausgehend von drei Kannen, gefüllt mit LN, die wöchentlich getauscht werden, wird mit Hilfe von Druckluft das jeweilige Dewar an den Magneten beziehungsweise am Detektor gefüllt. Dies geschieht nicht kontinuierlich, schließlich würde das zu erheblichen Verlusten führen, sondern bei Erreichen eines vorgegebenen Tiefstwertes. Ausgelöst durch den entsprechenden Sensor öffnet das PCS-7-System⁶ das Druckluftventil, Druck wird auf die Kanne gegeben und der Füllvorgang beginnt. Nach Erreichen des gewünschten Maximalwertes wird das Ventil geschlossen und der Füllvorgang somit beendet. Ein Eingreifen ist, außer dem regelmäßigen Tauschen der Kannen, nicht nötig.

3.5.2 Heizungssystem

Mit Hilfe des, im Vergleich zum Mainzer Aufbau, verbesserten Heizungssystems wird das Monitorspektrometer "ausgeheizt". Ziel dieses Vorgehens ist es das Vakuum im Spektrometer, sowie im Quell- und Detektorbereich zu verbessern. Durch das Ausbacken verdampfen Stoffe, die sich auf der Spektrometeroberfläche niedergeschlagen haben (beispielsweise Wasser) und werden anschließend durch die Vakuumpumpen abgeführt. Nach Beendigung der Ausheizphase, die ungefähr eine Woche dauert, wird ohne weiteres Zutun ein besseres Vakuum erreicht. Elemente, die langsam in die Vakuumbereiche diffundieren würden, sind schließlich entfernt worden.

Im Fall des Monitorspektrometers wird der gesamte Aufbau auf Temperaturen von 200°C, an einigen empfindlichen Systemkomponenten auf deutlich niedrigere Temperaturen, erhitzt. Erreicht werden die nötigen Temperaturen durch ein leistungsfähiges System aus Heizdrähten, die an verschiedenen Stellen des Spektrometers angelegt sind. Diese können getrennt voneinander angesteuert werden und erzeugen dadurch unterschiedliche Temperaturzonen und ermöglichen das Ausheizen einzelner Teilbereiche.

Das neu aufgebaute PCS-7-System kann die Steuerung des Heizungssystems automatisch übernehmen und den Ausheizvorgang überwachen. Für die dafür nötige Temperaturüberwachung wurden diverse Temperatursensoren (PT100) verbaut, für die einzelne Grenzwerte festgelegt wurden. Diese werden langsam angefahren und bei Überschreitung wird die Leistung der entsprechenden Heizdrähte heruntergefahren.

3.5.3 Vakuumsystem

Für das Experiment ist im gesamten Spektrometerbereich, sowie an der Quelle und am Detektor ein Ultrahochvakuum (UHV) erforderlich. Dadurch wird ein ungehinderter Messbetrieb gewährleistet und Stöße von Elektronen mit Materie und dem dadurch entstehenden Untergrund werden unterbunden.

Die Erzeugung des UHV erfolgt über ein stufenförmig aufgebautes System aus Pumpen unterschiedlicher Leistungsfähigkeiten, die verschiedene Vakuumbereiche erzeugen. Im ersten Schritt wird von einer Scrollpumpe ein Feinvakuum hergestellt. Anschließend durch

⁶siehe Kapitel 4.1

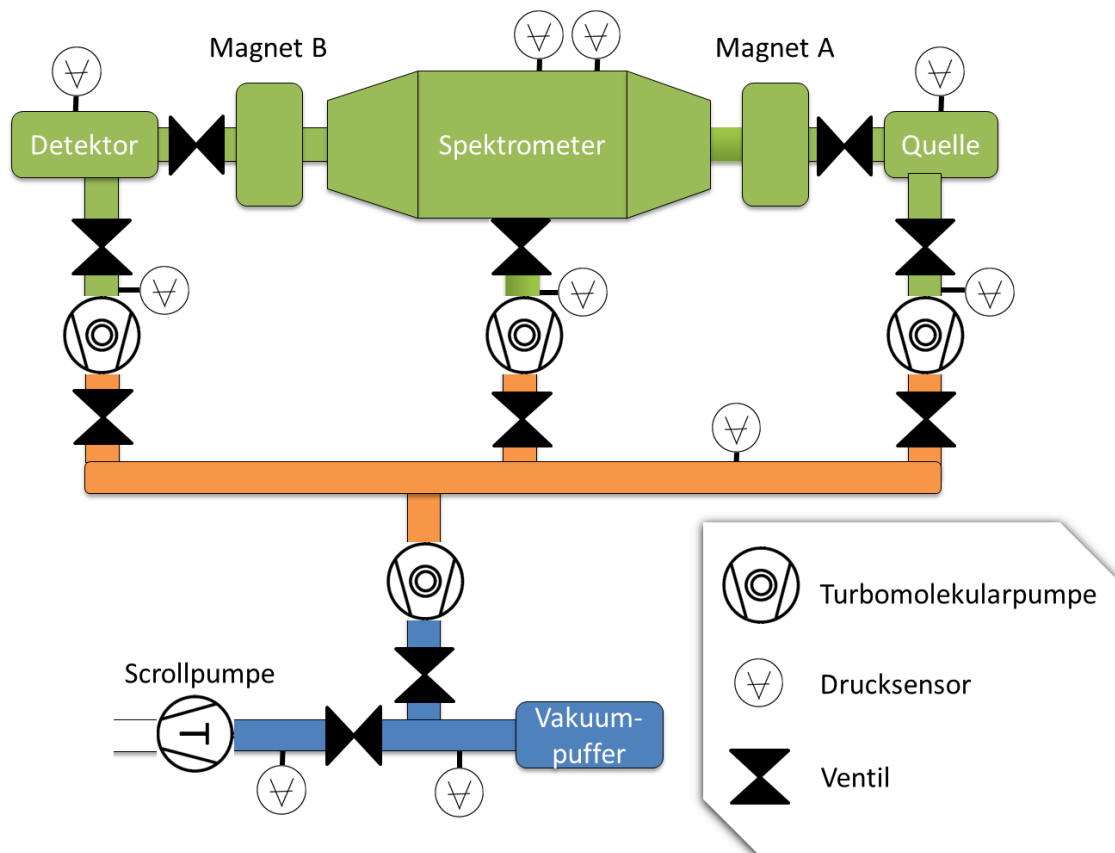


Abbildung 3.10: **Schematische Darstellung des Vakuumsystems.** Feinvakuum blau, Hochvakuum orange und Ultrahochvakuum grün. Nicht eingezeichnet sind Handventile.

Turbomolekularpumpen ein Hochvakuum und schließlich das gewünschte Ultrahochvakuum. In Abbildung 3.10 ist der Aufbau des Vakuumsystems, mit farblich gekennzeichneten Vakuumbereichen, dargestellt. Zur Steigerung der Gesamteinsatzzeit der Scrollpumpe und zur Minderung der Geräusentwicklung im Gebäude befindet sich im Feinvakuumbereich ein "Vakuumpuffer" mit einem Volumen von 100 l. Steigt der Druck in diesem Bereich über $3 \cdot 10^{-1}$ mbar, schaltet sich die Scrollpumpe ein und pumpt, bis ein Druck von $6,4 \cdot 10^{-2}$ mbar erreicht wird. In der anschließenden Phase, in der die Scrollpumpe abgeschaltet ist, wird aus dem Hochvakuum in den Vorratsbehälter gepumpt. Hierdurch reduziert sich die tägliche Einsatzzeit der Scrollpumpe auf 15 bis 30 Minuten.

Tabelle 3.4: **Verschiedene Druckwerte innerhalb des Vakuumsystems**

Ort	Druckbereich in mbar	Normalwert in mbar
Vorvakuum (blau)	$0,64 - 3 \cdot 10^{-1}$	-
Zwischenvakuum (orange)	$\sim 10^{-7}$	-
Quelle	$< 5 \cdot 10^{-10}$	$3 \cdot 10^{-10}$
Spektrometer	$< 4 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-10}$
Detektor	$< 5 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-8}$

In Tabelle 3.4 sind die bisher erreichten Druckwerte dargestellt. Auf Grund von massiven elektromagnetischen Störungen des Detektors durch die Schaltelektronik der detektorseitigen Vakuumpumpe wird diese im laufenden Messbetrieb ausgeschaltet. Der daraus resultierende Druckabfall ist $< 10^{-8}$ und somit nicht von signifikanter Bedeutung.

4. Die Messsteuerung des Monitorspektrometers

Das Monitorspektrometer wird über zwei voneinander getrennte Computersysteme gesteuert. Die Anlagensteuerung dient zur homogenen Steuerung aller Systeme ohne direkten Einfluss auf die Messung. Realisiert wird es durch ein Simatic PCS7 System¹ von Siemens. Damit werden das Vakuumsystem, die Heizung des Spektrometers und die Kryoversorgung der Magnete und des Detektors zentral an einem Rechner überwacht und gesteuert. Getrennt davon ist die direkte Messsteuerung, die über ein Labviewprogramm umgesetzt wird. Damit kann automatisiert und zentral die Hochspannung gesetzt und ausgelesen sowie das Detektorsystem angesteuert werden. Außerdem ist die Datensicherung auf ADEL, dem Datenbanksystem von KATRIN, und die Steuerung des Beam Profile Scanners (siehe Kapitel 3.4) implementiert.

Alle Komponenten zur Steuerung des Monitorspektrometers gewährleisten eine einfache Integration in die zukünftige, zentrale KATRIN-Steuerung und dient der vollautomatischen Messung am Monitorspektrometer.

4.1 Die Anlagensteuerung

Aus Sicherheitsgründen sind alle Systeme, die über längere Zeit stabil stehen müssen vom schnell veränderlichen Messablauf entkoppelt. Lediglich beim An- und Abschalten des Monitorspektrometers und beim Füllen der Magnete mit flüssigem Helium, wird in das Slow-Control-System eingegriffen. Im normalen Messbetrieb wird das Stickstofffüllsystem automatisch gesteuert und das Vakuumsystem selbstständig überwacht. Ein Eingreifen ist nur im Fehlerfall notwendig.

Diese Steuerung wird, wie oben erwähnt, von einem Simatic PCS7-System übernommen. Dabei handelt es sich um ein industrielles, speicherprogrammierbares Automatisierungssystem, das von der Gruppe für Mess- und Automatisierungstechnik des Instituts für Kernphysik installiert und programmiert wurde. Wie in Abbildung 4.1 exemplarisch für das Heizungssystem der Pumpstutzen dargestellt, ist im PCS7-System jedes Teilelement der drei Systeme abgebildet. Dadurch kann unter anderem die Temperatur an verschiedenen Stellen am Spektrometer, der Druck im Spektrometer und die Füllstände der Kryobehälter überwacht werden. Des Weiteren werden Regelvorgänge automatisch vorgenommen und

¹<http://www.automation.siemens.com>

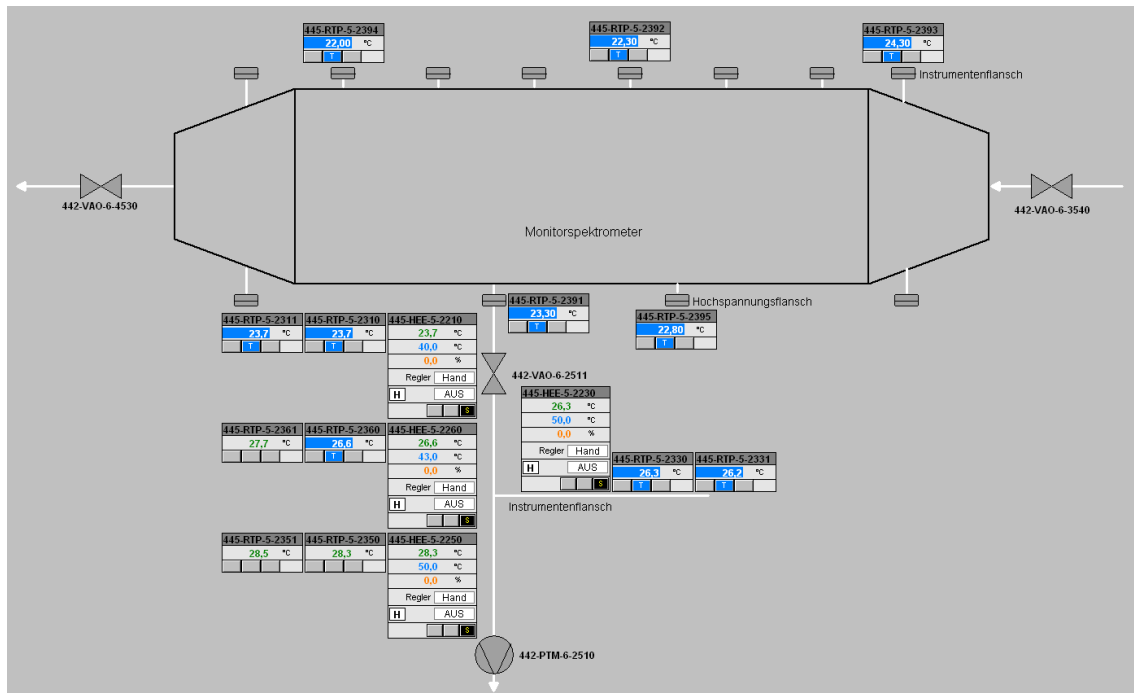


Abbildung 4.1: **Heizungssteuerung an den Pumpstutzen.** Hier zu sehen ist ein Screenshot des PCS7-Systems zur Steuerung der Heizungselemente an den Pumpstutzen. Zu erkennen sind einige Temperatursensoren und Heizungsregler, sowie eine schematische Darstellung des Spektrometers.

Fehlbedienungen oder Teilausfälle von Systemen abgefangen und die Auswirkungen auf das Experiment minimiert. Beispielsweise führt der Ausfall einer Turbopumpe zum sofortigen Verriegeln der entsprechenden Ventile und ein Vakuumbruch wird verhindert.

Ebenso wird durch das System verhindert, dass beim Ausheizen des Tanks der mögliche Temperaturbereich überschritten wird. Im Extremfall wird die Heizung abgeschaltet und die Zerstörung einzelner Komponenten des Monitorspektrometers dadurch verhindert.

4.2 Messsteuerung und Datenerfassung

Die Messsteuerung und Datenerfassung ist aktuell über den Verbund von drei Rechnern realisiert, wovon zwei für die Datenerfassung am Detektor zuständig sind. Der dritte Computer übernimmt über LabConnect, einem selbst entwickelten Labviewprogramm², die komplette Messsteuerung. Hiermit werden alle für die Messung benötigten Teilkomponenten angesteuert. Dazu zählt das Setzen der Spannung, das Starten der Messung, das Auslesen der Messgeräte und das Speichern aller relevanten Daten sowohl lokal wie auch auf einem Datenbanksystem.

Die Erfassung der Detektordaten erfolgt über ORCA³, einem an der University of Washington und University of North Carolina entwickelten Datenerfassungsprogramm und der zugehörigen Datenerfassungselektronik des Instituts für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik des KIT⁴.

²<http://www.ni.com/de/>

³<http://orca.physics.unc.edu>

⁴<http://www.ipe.kit.edu/96.php>

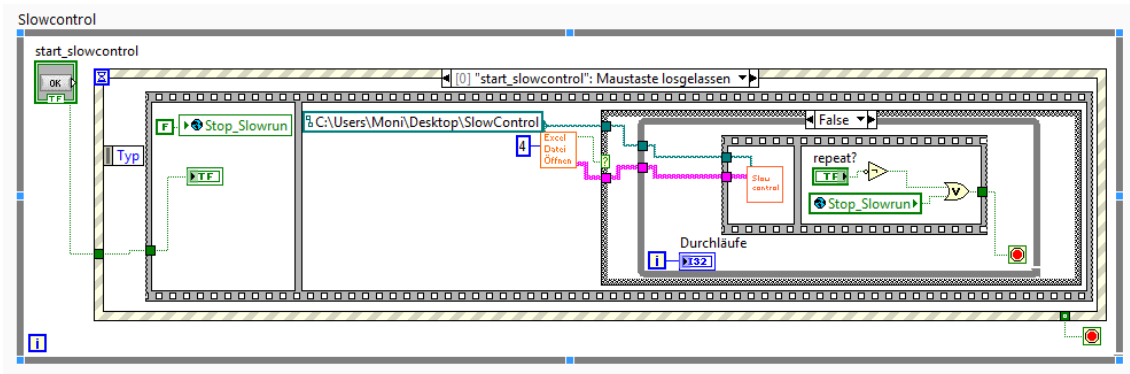


Abbildung 4.2: **Programmcode der automatischen Messung.** Dargestellt ist ein Auszug aus dem Hauptprogramm. Zu erkennen ist der "start_slowcontrol"-Button, der die grau-weiß schraffierte Eventstruktur auslöst und unter anderem zwei SubVis, "Exceldatei öffnen" und "Slowcontrol" startet.

4.2.1 Messsteuerung und Datenerfassung mit LabConnect

Die Messsteuerung gehört zusammen mit der Anlagensteuerung zur Slow Control von KATRIN. Darin sind alle Systeme zusammengefasst, die nicht zur Datenerfassung am Detektor mit hoher Datenrate gehören, sondern nur langsam veränderliche Kenngrößen besitzen und eine geringe Datenrate aufweisen. Dazu zählen beispielsweise die Setzspannung, die nur im Abstand von einigen Minuten geändert wird, oder auch das Auslesen der angelegten Spannung im Sekundentakt.

Das Ziel bei der Neuentwicklung von LabConnect, dem zur Messung verwendeten Labviewprogramm, welche im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführt wurde, war die Erstellung einer einfachen, zentralen Bedienoberfläche für die verschiedenen Subsysteme. Da es beim Vorläuferprogramm auf Grund der komplexen und unübersichtlichen Programmierung und der unzuverlässigen Implementierung wiederholt zu Programm- und Verbindungsproblemen kam, wurde das Programm von Grund auf neu programmiert, wobei jedoch einzelne elementare Codeteile übernommen wurden. Ein wesentlicher Fokus lag dabei auf einem schlankeren und übersichtlicheren Programm, einer Reduzierung auf die wesentlichen Funktionen und der fehlerfreien Automatisierung des gesamten Messablaufs durch selbständige Steuerung der relevanten System. Der Nutzer soll lediglich Setzwerte in Form einer Exceltabelle einladen müssen, alles andere soll vom Programm selbständig übernommen werden.

Um eine einfache Programmstruktur zu erhalten, wurden nach Möglichkeit die verschiedenen Teilprogramme voneinander entkoppelt und in Unterprogramme, sogenannte SubVis, ausgelagert. Dadurch wird der Programmcode deutlich übersichtlicher und häufig benötigte Programmteile können an verschiedenen Stellen eingebunden werden. Ein weiterer großer Vorteil der Trennung von Teilsystemen ist es, dass mit Hilfe der Ereignisstruktur nur diejenigen Programmteile laufen, die tatsächlich benötigt bzw. aufgerufen werden. Neben der deutlichen reduzierten Anforderungen an die CPU folgt damit auch eine geringere Fehleranfälligkeit, da nicht zeitgleich auf das selbe SubVi zugegriffen werden kann und das Benutzen von anderen Systemkomponenten erst nach Abbruch der momentan durchgeführten Aktion möglich ist.

In Abbildung 4.2 ist eine derartige Eventstruktur am Beispiel der automatischen Messung (im Labor als Slowcontrol bezeichnet) dargestellt. Durch Drücken des entsprechenden Start-Knopfes auf der Bedienoberfläche (Startbutton Mitte-links in Abbildung 4.3) wird die automatische Messung gestartet und der entsprechende Programmcode ausgeführt. Dazu zählt neben dem Setzen einiger Variablen das Ausführen zweier SubVis, zum Öffnen und Einlesen der entsprechenden Exceldatei ("Exceldatei öffnen") und zur Durchführung

der eigentlichen Messung ("Slowcontrol").

Insgesamt gibt es acht verschiedene funktionelle Teilbereiche, die im Labviewprogramm zusammengefasst sind:

1. Verbindungsaufbau
2. Statusanzeige
3. Einfache Messung
4. Automatischer Messablauf/Slowcontrol
5. Piezosteuerung
6. Kalibrierung des Multimeters
7. Erstellen des Messprotokolls
8. Serveranbindung

Verbindungsaufbau & Statusanzeige

Der Verbindungsaufbau zu den einzelnen Geräten muss nach Start des Programms manuell gestartet werden. Die Verbindung erfolgt entweder über TCP/IP, wie im Falle von Orca und dem Fluke-Multimeter oder mit Hilfe von vorhandenen SubVis der Gerätehersteller über den Com-Port oder USB, wie beim Spannungsgerät und der Piezosteuerung. Neben dem reinen Verbindungsaufbau wird die korrekte Initialisierung der Geräte überprüft und verschiedenen Grundeinstellungen gesetzt. Abschließend werden die aktuellen Messwerte ermittelt und über die Programmoberfläche an den Benutzer ausgegeben. Auf eine fortlaufende Überprüfung der Verbindungen zu den verschiedenen Geräten wird bisher verzichtet, da die Realisierung einer solchen Funktion nicht ohne erheblichen Aufwand vorgenommen werden kann und sich die Notwendigkeit bisher nicht ergab, da es noch nie zu einem Verbindungsabbruch kam.

Um einen vom Programm selbst ausgelösten Zusammenbruch der Verbindungen zu umgehen, werden Messwerte nicht kontinuierlich ausgelesen sondern nur, wenn sie vom Programmablauf vorgesehen sind. Dadurch wird auf einfache Art und Weise verhindert, dass eine gleichzeitige Anfrage von zwei Programmteilen, beispielsweise zum Auslesen von Messwerten und Setzen von Parametern, auf das selbe Gerät zugreifen. Deshalb ist zwar keine Echtzeitüberwachung der einzelnen Messwerte möglich, da jedoch bei jeder Programmfunktion das Auslesen der einzelnen Geräte integriert ist, fällt das Fehlen einer kontinuierlichen Überwachung nur im Leerlauf, in dem sich die Messwerte eigentlich nicht ändern dürften, ins Gewicht.

Auch wenn diese Lösung nicht perfekt ist, so gibt es doch keine großen Einbußen und der Nutzen würde den Aufwand nicht aufwiegen. Dies ergibt sich auch vor dem Hintergrund, dass die gesamte Benutzeroberfläche im späteren Gesamtaufbau in Orca integriert werden soll und es sich somit bei der aktuellen Steuerung des Monitorspektrometers um ein, zumindest in dieser Form, temporäres Programm handelt.

Kalibrierung des Multimeters

Um vergleichbare und korrekte Messergebnisse zu erhalten, muss das Fluke-Multimeter regelmäßig kalibriert werden. Dazu wird einerseits der Offset des Multimeters mit Hilfe einer Kurzschlussbrücke und andererseits der Korrekturfaktor durch Messung einer zehn Volt Referenzspannung ermittelt. Das von einem Praktikanten entwickelte Programm ist als SubVi in LabConnect integriert und die Messung kann nach Aufbau der entsprechenden Messapparatur automatisch über einen gewünschten Zeitraum durchgeführt werden. Abschließend werden alle Messwerte in einer Textdatei gespeichert und die Korrekturfunktion bestimmt und ausgegeben.

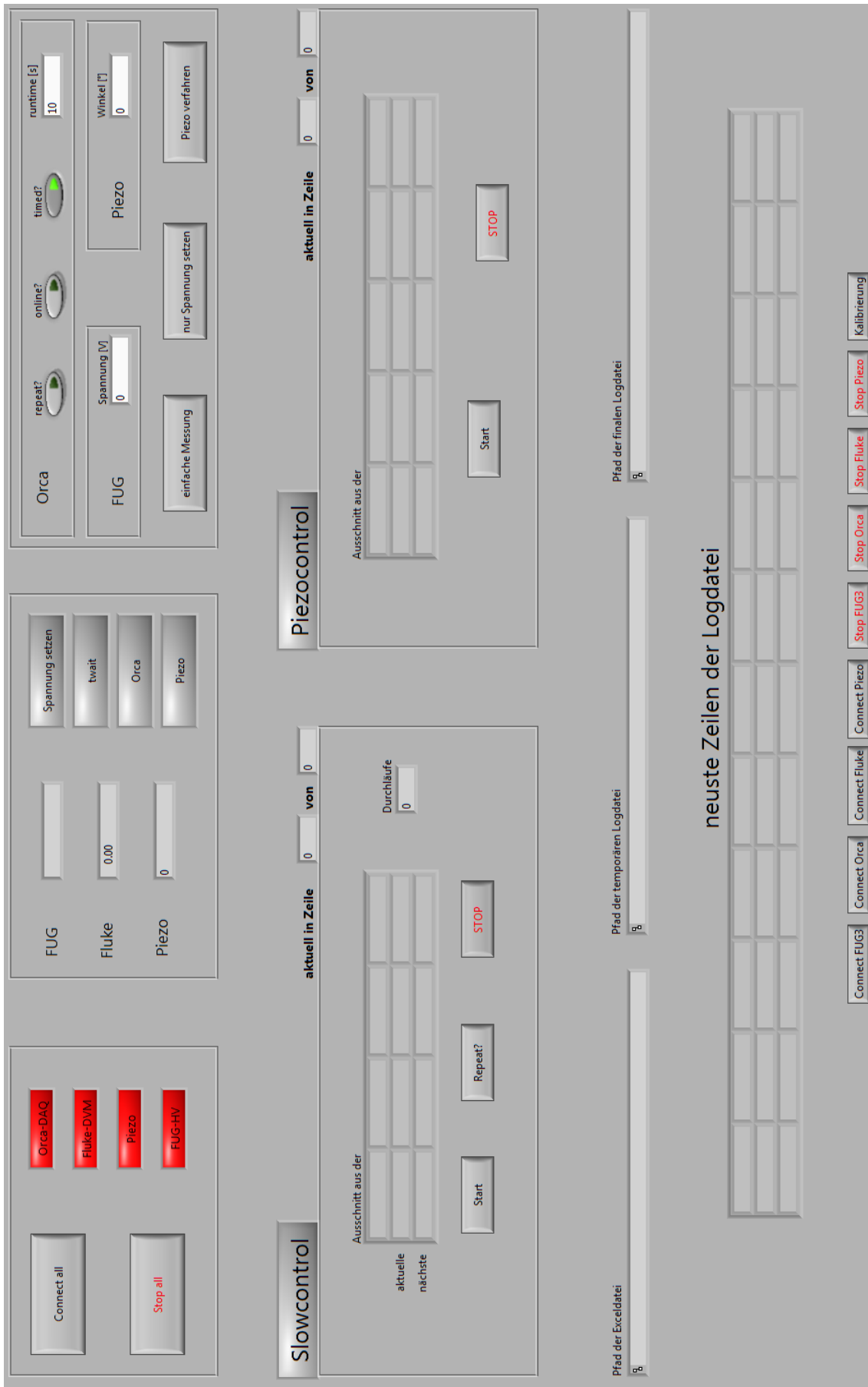


Abbildung 4.3: **Bedienoberfläche von LabConnect.** In dieser Abbildung ist ein Screenshot des zur Steuerung verwendeten Labviewprogramms dargestellt. Von hier aus lassen sich alle messrelevanten Systeme bedienen und auslesen.



Abbildung 4.4: **Bedienoberfläche der "einfachen Messung"**. Zu sehen sind einzelne Bedienelemente zur direkten Steuerung von Orca (wiederholende Messung, Speichern der Messwerte, Zeitsteuerung und Messzeit), dem FUG-Spannungsgerät (Spannung) und dem Piezomotor (Winkel). Sowie Schaltelementen zum Starten der einfachen Messung und zum setzen von einzelnen Spannungs- und Winkelwerten.

Einfache Messung

Der Modus "einfache Messung" fand hauptsächlich während der frühen Test- und Inbetriebnahmephase des Monitorspektrometers seine Verwendung. Mit dieser Funktion ist es möglich eine einzelne Messung mit von Hand eingestellten Werten für das Spannungsgerät, dem FUG, ORCA und den Piezomotor durchzuführen. Ebenso lassen sich hierüber alle Teilsysteme getrennt voneinander ansteuern (siehe Abbildung 4.4). Dies bietet die Möglichkeit die Funktionsfähigkeit der Teilsysteme zu überprüfen und einzelne Parametereinstellungen durchzuspielen bevor eine vollständige Messung durchgeführt wird. Ebenso wird dadurch eine einfache Möglichkeit gegeben die einzelnen Systeme für Versuche außerhalb der eigentlichen Messroutine einzustellen und entsprechende Messungen durchzuführen.

automatischer Messablauf/Slowcontrol

Der automatische Messablauf, im Labor und im Programm als Slowcontrol bezeichnet, stellt das Kernelement des Labviewprogramms dar. Er ermöglicht Messungen mit unterschiedlichen Setzwerten automatisch nacheinander durchzuführen, um beispielsweise eine komplette Zerfallslinie mit verschiedenen Filterspannungen abzutasten und die gewünschten Messungen automatisch durchzuführen.

Auch wenn die Realisierung deutlich komplexer ist, so kann der eigentliche Ablauf des Programms, wie in Abbildung 4.5 dargestellt, verdeutlicht werden. Mit Hilfe von Excel wird der gewünschte Messablauf erstellt, da damit ein Messablauf mit bestimmten Spannungsschritten oder in Form einer beliebigen Funktion in Tabellenform erstellt werden kann. Die Exceldatei enthält den Setzwert der Spannung, die Wartezeit zwischen dem Setzen der Spannung und dem Messbeginn und die Messzeit. Alle anderen Einstellungen, unter anderem die notwendigen Orcaeinstellungen, werden von Labview automatisch vorgenommen.

Nach Laden der entsprechenden Exceldatei werden zunächst alle Setzwerte an die entsprechenden Geräte übermittelt. Die anschließende Wartezeit ermöglicht es den Geräten die Betriebsbereitschaft herzustellen und sich, wie im Fall des Hochspannungsgeräts, zu stabilisieren. Danach wird die eigentliche Messung gestartet und die Aufzeichnung der einzelnen Messwerte beginnt. Nach Durchlauf eines einzelnen Messpunktes werden alle ermittelten



Abbildung 4.5: **Flussdiagramm der automatischen Messung.** In dieser Abbildung ist das Ablaufschema der automatischen Messung dargestellt. Nach einlesen des Excelsheets wird diese Zeile für Zeile abgearbeitet und somit der gewünschte Messablauf durchgeführt. Anschließend wird ein Logfile mit allen Messwerten gespeichert.

Werte in eine Logdatei geschrieben und simultan auf den Server übertragen. Sofern die Repeatfunktion nicht eingeschaltet ist, wird die Messung beendet, sobald das Tabellenende oder eine falsch gesetzte Zeile erreicht wird. Andernfalls wird der in der Exceldatei enthaltene Messablauf wiederholt.

Piezocontrol

Mit Hilfe der Piezosteuerung ist es möglich Messungen mit dem in Kapitel 3.4 beschriebenen Beam Profile Scanner automatisiert durchzuführen. Damit lässt sich durch die anschließende Auswertung die relative Position der Quelle zum Detektor bestimmen und, falls notwendig, korrigieren. Durchgeführt wird diese Messung im Ablauf analog zur Slowcontrol-Messung. Es ist lediglich notwendig eine weitere Spalte in der Exceldatei hinzuzufügen, die die entsprechenden Positionswerte des Piezomotors enthält über den die Metallgabel bewegt wird. Anschließend werden alle Zeilen der Exceldatei abgearbeitet und die verschiedenen Setzwerte für Spannung, Wartezeit, Messzeit und Position des Piezos an den Geräten eingestellt. Auch hier wird der Vorgang wiederholt bis die erste nicht mehr vollständig richtig gesetzte Zeile erreicht wird.

Erstellen des Messprotokolls & Serveranbindung

Die Datensicherung bzw. die Speicherung des Messprotokolls wird über zwei unterschiedliche Wege realisiert. Einerseits werden alle anfallenden Messwerte zusammen mit den Setzwerten und einigen weiteren, für die Auswertung notwendigen, Werte, wie beispielsweise die OrcaRunnummer und ein Zeitstempel, lokal auf dem Rechner in einer Textdatei gespeichert. Dies geschieht sowohl temporär, d.h. nach jedem Zeilendurchlauf, wie auch am Ende einer kompletten Messreihe, d.h. jedes mal, wenn das Excelfile abgearbeitet ist oder die Messung abgebrochen wird.

Andererseits werden diese Daten zeitgleich auf ADEI, der "Advanced Data Extraction Infrastructure", übertragen. ADEI bündelt alle bei KATRIN anfallenden Messdaten auf eine Weboberfläche und führt teilweise automatisch Auswertungen durch und stellt diese ebenfalls dar. Im Falle des Monitorspektrometers werden die durch Labview gewonnenen Messdaten in einer MySQL-Datenbank gespeichert und auf der Weboberfläche von ADEI dargestellt.⁵

⁵<http://www.ipe.kit.edu/96.php>

Durch C++ Bibliotheken, die sich momentan in der Entwicklung befinden, wird in Zukunft direkt auf die am Monitorspektrometer anfallenden Daten über ADEI zugegriffen werden können. Dadurch kann die Auswertung einfach und schnell an jedem beliebigen Arbeitsplatz oder direkt und automatisch vom Server ausgeführt und anschließend über das ADEI-Interface dargestellt werden. Der manuelle Transport bzw. Verschieben der Daten wird entfallen.

4.2.2 Datenerfassung am Detektor

Auf Grund der hohen Datenrate, die am Detektor auftritt, erfolgt die Verarbeitung dieser Daten getrennt vom Labviewprogramm auf einem eigens für solche Zwecke entwickelten Hard- und Softwaresystem. Hardwareseitig wird auf eine Kombination aus einem IPE-V4-Crate und einem Mac mini gesetzt. Das IPE-V4-Crate wurde am Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik⁶ des Karlsruher Instituts für Technologie ursprünglich für das Pierre-Auger-Observatorium⁷ entwickelt und findet mittlerweile auch bei zahllosen anderen Experimenten Verwendung. Mit dem IPE-V4-Crate können Ereignisse mit einer Rate von wenigen mHz bis zu mehreren MHz verlustfrei verarbeitet werden. Als Basis für die interne Steuerung des Crates und Verarbeitung der Daten dient ein Linuxsystem, das den vom Detektor kommenden Datenstrom digitalisiert und nach Teilchensignalen absucht. Wird ein Signal gefunden, wird die Impulshöhe des Ereignisses, ein Äquivalent der Teilchenenergie, bestimmt und die Daten an ORCA⁸ weitergeleitet.

ORCA steht für Object-oriented Real-time Control and Acquisition, und ist sowohl ein Programm zur Steuerung von Experimenten als auch zur Datenerfassung und wurde speziell für Messungen mit Detektoren in der Teilchenphysik entwickelt. Dank der integrierten Skriptfunktion werden die automatischen Messungen während der KATRIN Messphase ebenfalls über ORCA gesteuert werden und nicht über Labview, wie bisher am Monitorspektrometer. Die direkte Gerätesteuerung wird jedoch auch zukünftig über Labview und Teile des LabConnect-Programmes abgewickelt werden.

Durch ORCA erfolgt die visuelle Überwachung des Detektors sowie die Steuerung des IPE-V4-Crates und die Weiterverarbeitung bzw. Speicherung der Daten, und zu einem späteren Zeitpunkt auch direkt auf einem Server. In Abbildung 4.6 ist die Hauptbedienoberfläche von Orca für das Monitorspektrometer abgebildet. Die Detektorabbildung links und der Graph im unteren Bereich dienen der angesprochenen visuellen Überwachung des Detektors. In der Detektorabbildung wird die Zählrate über einen Farbcode dargestellt, im Graphen als Funktion der Zeit. Auf der rechten Seite ist mittig die "Run Control", die Steuerung der Messung mit den wichtigsten Einstellungen, zu sehen. Tiefgreifendere Einstellungen, wie zum Beispiel die Verstärkung des Signals, der Verstärkerschwellwert, das Aktualisierungsintervall oder das Speicherformat der Daten können in anderen Bedienoberflächen vorgenommen werden. Gleiches gilt für die Anzeige des aktuellen Energiespektrums.

⁶<http://www.ipe.kit.edu>

⁷Forschungsprojekt zur Untersuchung höchstenergetischer kosmischer Strahlung ($> 10^{20}$ eV)
siehe <http://www.auger.de>

⁸<http://orca.physics.unc.edu>

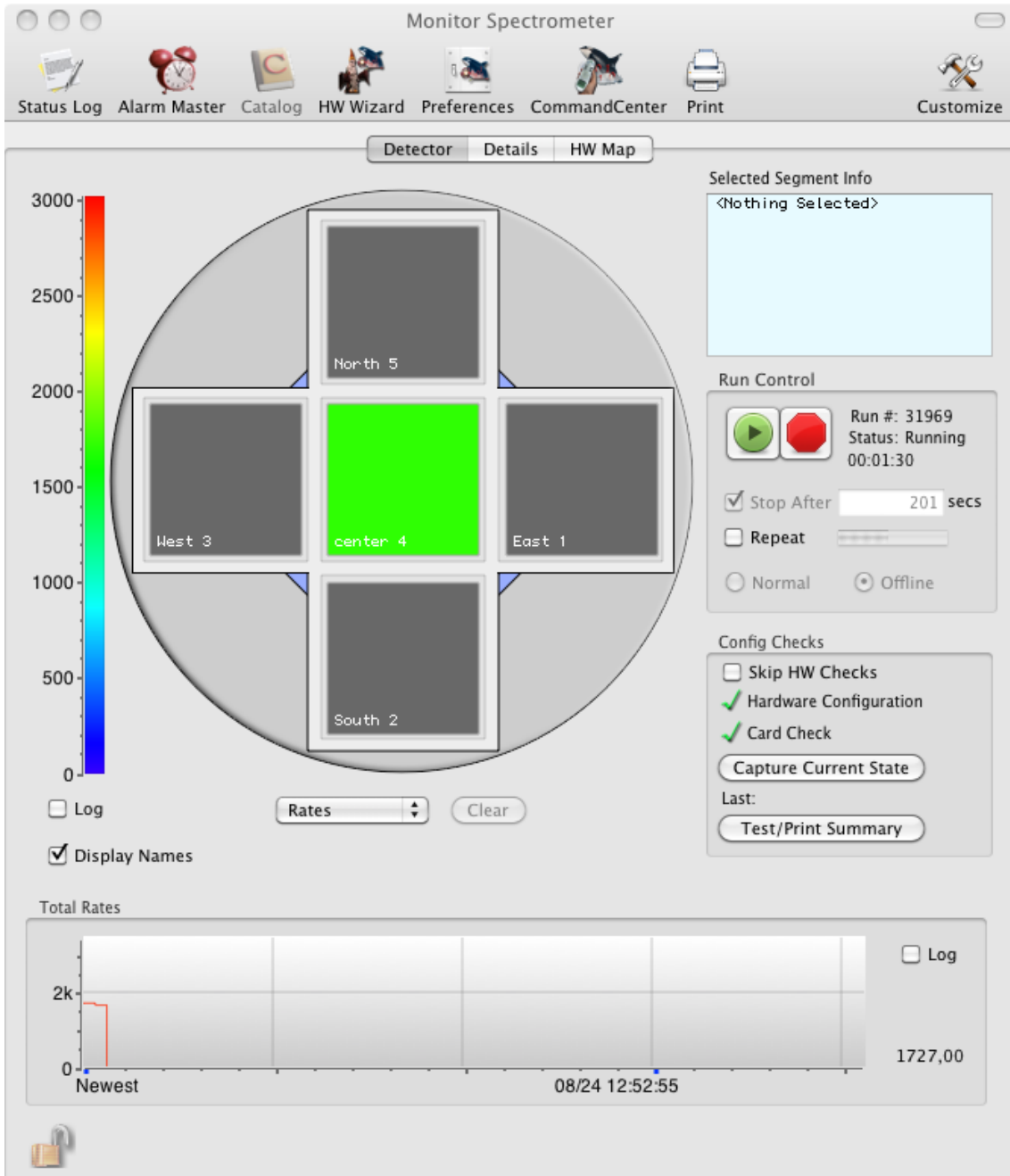


Abbildung 4.6: **Bedienoberfläche von Orca.** Links ist eine graphische Darstellung der fünf Detektoren zu sehen. Über Farben werden die verschiedenen aktuellen Zählraten dargestellt. In diesem Fall sind die vier äußeren Detektoren ausgeschaltet und der innere liefert eine Zählrate von ungefähr 2000 Ereignissen pro Sekunde. In der Mitte rechts sind die Bedienelemente zum Starten und Beenden einer Messung und Schaltflächen für mögliche Einstellungen zu sehen. Unten wird ein Plot der Gesamtzählrate über der Zeit dargestellt.

5. Erste Messungen am Monitorspektrometer

Nach Aufbau des Mainzer Spektrometers als Monitorspektrometer für KATRIN wurden zunächst Inbetriebnahmemessungen durchgeführt. Dabei wurde die Funktionsfähigkeit des Spektrometers überprüft und einige Anpassungen vorgenommen, um einen korrekten und reibungslosen Betrieb zu gewährleisten. Ebenso wurden verschiedene neue Systeme, beispielsweise das Datenerfassungssystem des Detektors, in Betrieb genommen und auftretende Fehler behoben.

In der anschließenden ersten Messphase wurden drei Schwerpunkte für die Messungen im Rahmen dieser Diplomarbeit gewählt. Die Messung der Langzeitstabilität des Systems begann Ende April und lief nahezu zwei Monate. Dabei wurde wöchentlich die K_{32} -Linie von $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$ vermessen und die Drift der Linienposition durch systematische Effekte der gesamten Anlage auf die Messung untersucht. Zeitgleich wurden im Mai Messungen durchgeführt, die den Einfluss von sinusförmigen und gaußverteilten Störungen auf der Hochspannung untersuchten. Als dritter Teil der Messungen wurde abschließend die Auswirkungen von verschiedenen Messzeiten pro Messpunkt und die Anzahl an Messpunkten untersucht.

Im Allgemeinen wurden, mit Ausnahme einiger Messungen des gesamten Spektrums, alle Messungen mit der K_{32} -Zerfallslinie von $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$ durchgeführt. Diese Zerfallslinie dient später als Referenz für die Spannungsmessung. Auf ihr liegt somit das größte Interesse. Daher ist eine möglichst exakte messtechnische Bestimmung dieser Linienposition notwendig.

5.1 Zielsetzung

Das Monitorspektrometer ist ein wichtiger Teil der Kalibrationskette von KATRIN. Zusammen mit zwei Spannungsteilern bei KATRIN und dem Referenz-Spannungsteiler an der Physikalisch Technischen Bundesanstalt in Braunschweig wird durch gegenseitige Überprüfung und Kalibrierung die Spannungsstabilität des Hauptspektrometers im Bereich zwischen ± 60 mV über fünf Jahre Messzeit gewährleistet.

Damit das Monitorspektrometer diese Anforderung erfüllen kann, muss die systematische Verschiebung der Messwerte genau bekannt sein. Ebenso sollte diese Drift und der Fehler in der Bestimmung dieser Drift möglichst gering sein. Nur dann ist es möglich auch äußerst

geringe Instabilitäten der Hochspannung von KATRIN zu bestimmen und etwaige Drifts, vor allem die der Spannung der Tankelektroden am Hauptspektrometer, zu erkennen. Um eine erste Einschätzung des Driftverhaltens des Monitorspektrometers zu erhalten, wurde die Langzeitstabilitätsmessung durchgeführt. Wie bereits erwähnt, wurden dazu zwischen April und Juni wöchentlich zahlreiche Messungen der K_{32} -Linie durchgeführt und, neben anderen Größen, die genaue Linienposition und etwaige Schwankungen über einen längeren Zeitraum bestimmt (Kapitel 5.4).

Einen ebenso großen Einfluss auf die Messergebnisse können mögliche Störsignale auf dem Hochspannungssystem, zum Beispiel durch das Stromnetz eingekoppelte sinusförmige 50 Hz Störungen, haben. Dadurch kann die Filterspannung und somit das elektrische Feld im Tank schwanken und die Analysierspannung ist nicht mehr konstant. Als Folge ist bei einer gaußverteilten Störung eine entsprechende Verbreiterung des Signalpeaks und bei sinusförmiger Störung eine Aufspaltung des Signals in zwei Einzelpeaks, wie in Abbildung 5.1 dargestellt, zu erwarten [Grö10]. Um den vermuteten Einfluss zu überprüfen und experimentelle Bestätigung zu erhalten, wurden mehrere Messungen mit verschiedenen gaußverteilten und sinusförmigen Störungen durchgeführt und ausgewertet. Kapitel 5.5 beschäftigt sich mit den vorläufigen Ergebnissen.

Ganz grundsätzlich ist es für das KATRIN-Experiment sehr wichtig falsche Spannungswerte an den Elektroden am Hauptspektrometer überhaupt zu bemerken. Anschließend müssen in der Auswertung die am Hauptexperiment gewonnenen Daten entweder korrigiert oder verworfen werden. Will man jedoch die Daten von mehreren Tagen oder gar Wochen Messzeit nicht verlieren, müssen falsche Spannungswerte möglichst zeitnah bemerkt werden. In Bezug auf das Monitorspektrometer heißt dies, die Messungen schnellstmöglich ohne signifikante Qualitätsverluste durchzuführen und anschließend auszuwerten. Aus diesem Grund wurde eine erste grobe Optimierung des Messablaufes angestrebt und dazu wurden Messungen mit verschiedenen Messzeiten für die Einzelpunkte durchgeführt und der Einfluss von einzelnen gänzlich ausgelassenen Messpunkten untersucht (siehe Kapitel 5.6).

5.2 Messprinzip

Einfach ausgedrückt hält der Mac-E-Filter Elektronen zurück, die nicht genug Energie besitzen, um das elektrische Analysierfeld im Inneren des Spektrometers zu passieren. Am Detektor werden anschließend alle ankommenden Elektronen gezählt. In Abbildung 5.2 ist für einen einzelnen Messpunkt ein entsprechendes, durch den Detektor gewonnenes, Energiespektrum dargestellt. Leicht zu erkennen sind zwei verschiedene Peaks. Der linke Peak wird durch die Elektronen hervorgerufen, die beim β -Zerfall in der Quelle genug Energie erhalten um die Filterspannung zu überwinden und auf den Detektor auftreffen. Der rechte Peak wird durch ein Pulssignal, das direkt auf die Detektorelektronik gegeben wird, ausgelöst. Dieses Signal, da es mit fester, bekannter Frequenz eingespeist wird, dient der Totzeitkorrektur des Detektors.

Zählratenbestimmung aus dem Pulshöhenspektrum

Um aus den Rohdaten, dem gemessenen Energiespektrum, verwertbare Informationen zu erhalten, wird über den jeweiligen Pulserpeak und den Elektronenpeak der Quelle integriert. Dadurch werden alle Ereignisse aufsummiert und man erhält die Gesamtzahl der in diesem Messdurchlauf registrierten Elektronen beziehungsweise Pulssignale. Anschließend wird, um eine bessere Vergleichbarkeit der verschiedenen Messungen zueinander zu gewährleisten, die Gesamtzahl der Ereignisse jeweils durch die Messzeit geteilt und somit auf eine Sekunde normiert.

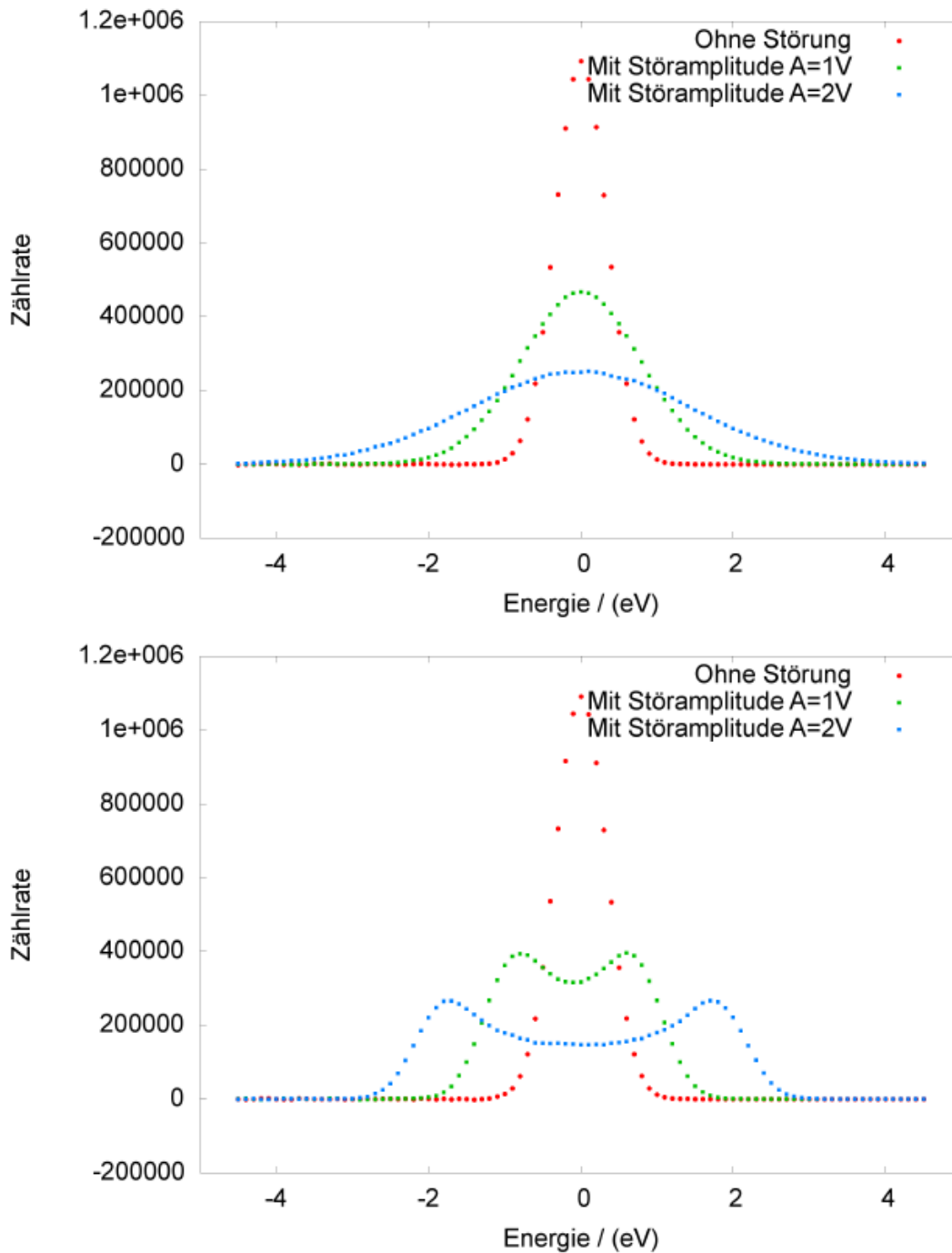


Abbildung 5.1: **Simulierte differentielle Spektren mit verschiedenen Störungen.** In beiden Graphen ist die Auswirkung von Störungen mit unterschiedlicher Amplitude dargestellt. In der oberen Abbildung ist die Auswirkung einer gaußverteilten Störung, die Verbreiterung des Peaks, zu sehen und in der unteren die Folge einer sinusförmigen Störung, die Aufspaltung in zwei Peaks mit einem Plateau in der Mitte. (aus [Grö10])

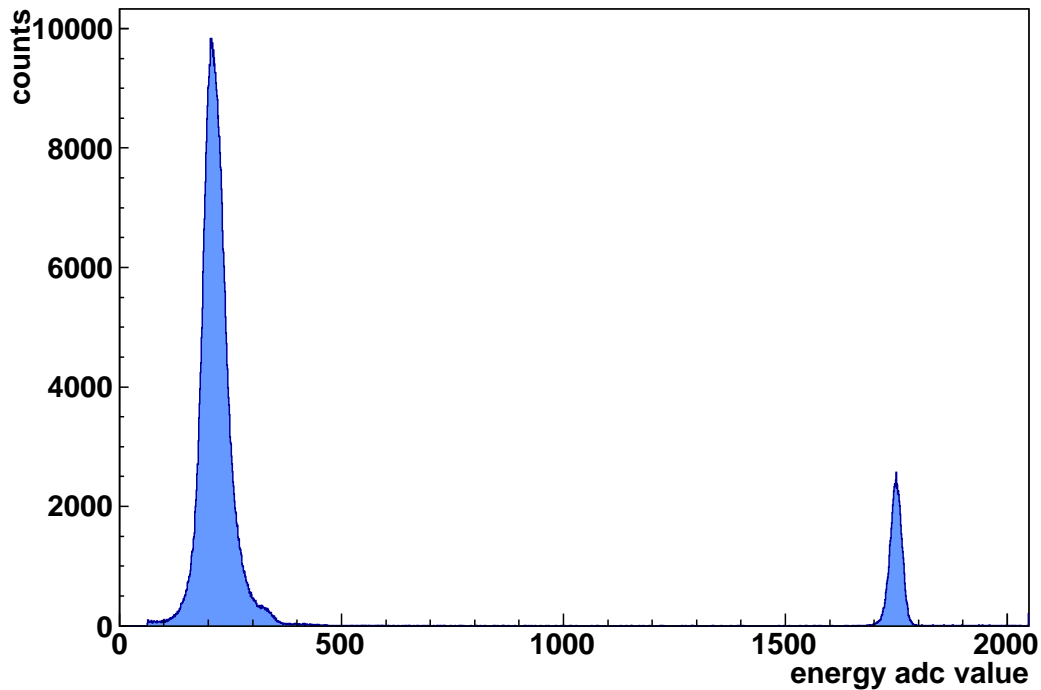


Abbildung 5.2: **Energiespektrum gemessen am Monitorspektrometer.** Dargestellt ist ein Spektrum, wie es durch den Detektor am Monitorspektrometer aufgenommen wird. Links sieht man den Peak der durch den Tank ankommenden Elektronen. Der rechte Peak entsteht durch einen Pulser, der ein elektrisches Signal auf die Detektorelektronik gibt. Dargestellt ist die Anzahl der Ereignisse pro Energieintervall.

Das Pulser-signal

Der sogenannte Pulser wird zur Totzeitermittlung des Detektors eingesetzt und erlaubt zudem die Beurteilung der Signalqualität. Da vom Pulser bekannt ist, mit welcher Frequenz er ein konstantes Signal auf die Detektorelektronik gibt und dieses Signal vom Detektor gemessen wird, kann mit einfachen Mitteln ein Korrekturfaktor für die Totzeitkorrektur ermittelt werden. Dazu wird die Anzahl der gemessenen Ereignisse $N_{p,m}$ im Pulserpeak mit den erwarteten Pulserereignissen $N_{p,e}$ verglichen und der Korrekturfaktor c_d berechnet:

$$c_d = \frac{N_{p,m}}{N_{p,e}} \quad (5.1)$$

c_d ist somit ein Maß dafür, wie viele Ereignisse am Detektor verloren gehen, da sie auftreten während der Detektor mit der Verarbeitung eines vorherig aufgetretenen Ereignisses beschäftigt ist.

Das Zerfallssignal

Durch die β -Konversion der Quelle ausgelöst stellt der linke Peak in Abbildung 5.2 das eigentliche Messsignal dar. Auch hier wird über den Peak integriert und somit die Gesamtzahl der Ereignisse $r_{e,g}$ ermittelt, anschließend auf eine Sekunde normiert und die Totzeitkorrektur durchgeführt:

$$r_{e,t} = c_d^{-1} \cdot r_{e,g} \quad (5.2)$$

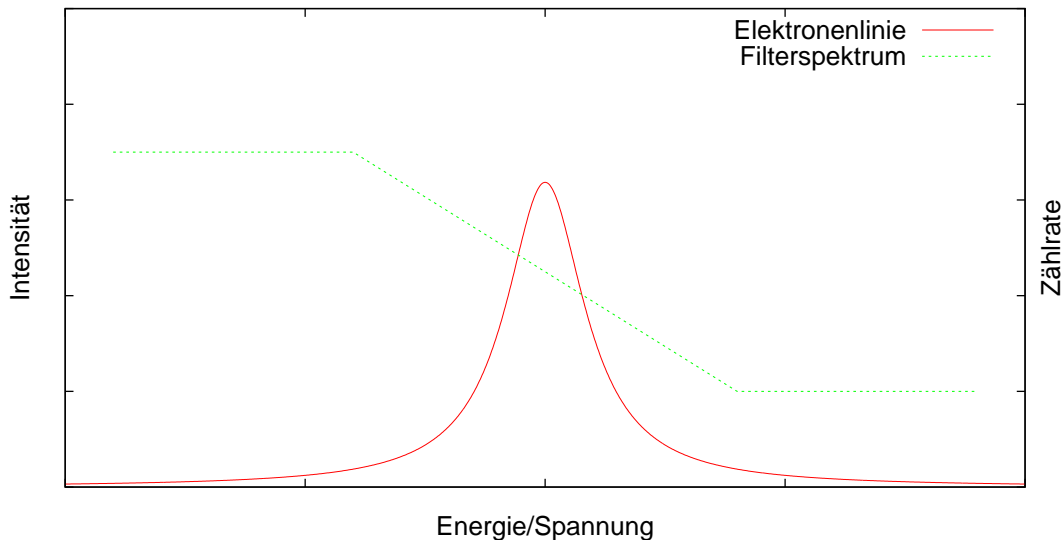


Abbildung 5.3: **Elektronenlinie und zugehöriges Filterspektrum.** Diese Abbildung zeigt eine Lorentzverteilung, beispielhaft für eine Elektronenlinie eines Konversionsübergangs und ein entsprechendes Filterspektrum, wie es vom Monitorspektrometer gemessen wird.

Damit ist die Anzahl der Elektronen, die es geschafft haben das elektrische Feld zu überwinden, ermittelt. Folglich ist nun bekannt für welche Spannung wie viele Elektronen ankommen.

Das Filterspektrum

Aus der Kombination, Anzahl der ankommenden Elektronen und Filterspannung, wird das in Abbildung 5.3 dargestellte Filterspektrum gewonnen. Dazu führt man diese Messung mehrmals für verschiedene Spannungen durch und erhält so verschiedene Wertepaare für Filterspannung und Anzahl der Elektronen. Wird die Tankspannung nacheinander so gesetzt, dass eine Elektronenlinie der Quelle abgefahren wird, so werden mehr und mehr Elektronen vom elektrischen Feld im Tank zurückgehalten. Die Zählrate am Detektor sinkt. Bewegt man die Filterspannung außerhalb des Bereichs der Energien einer Elektronenlinie, so ändert sich die Zählrate nicht, da sich die Anzahl der blockierten Elektronen nicht verändert. Man erhält den in Abbildung 5.3 dargestellten Verlauf. Anschließend wird mit Hilfe des von M. Zboril entwickelten Fitprogramms [Zbo11a] ein Voigtprofil, eine Faltung von Gauß- und Lorentzkurve, an die Messergebnisse angelegt. Durch die Fitparameter erhält man unter anderem Werte für die Zerfallsbreite Γ der entsprechenden β -Konversion der Quelle und Werte für die Verschmierung der Elektronenenergie σ , beispielsweise durch Festkörpereffekte der Quelle [KBW79]. Außerdem sind Werte für die Linienposition und für das χ^2 Teil der Fitergebnisse.

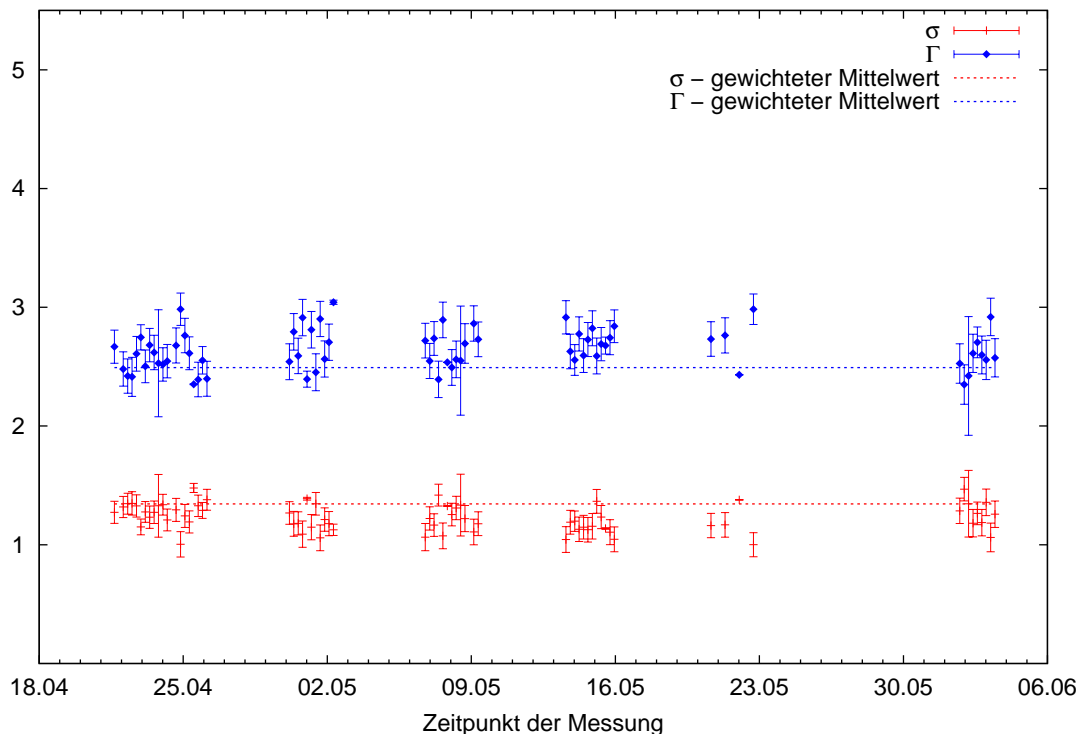


Abbildung 5.4: **Fitergebnis für eine variable Lorentzbreite.** Dargestellt ist die Lorentzbreite Γ und die Gaußbreite σ des an die Messwerte gefitteten Voigtprofils für die Messungen zur Langzeitstabilität. Bei diesem Fit wird neben anderen Werten auch Γ als variabler Fitparameter verwendet.

5.3 Vorgehen bei der Auswertung

Einstellungen des Fitprogramms

Das zum Fitten verwendete Voigtprofil besitzt vier relevante Parameter. Dazu zählen die Amplitude, der Schwerpunkt, die Lorentzbreite und die Gaußbreite des entsprechenden Zerfalls. Der Schwerpunkt stellt die Linienposition des entsprechenden Zerfalls dar. Da die spätere Aufgabe des Monitorspektrometers die Hochspannungsüberwachung anhand dieser Linienposition ist, wird diesem Parameter die größte Bedeutung beigemessen. Die Lorentzbreite sowie die Gaußbreite beschreiben die Breiten der entsprechenden Verteilungsfunktion und sind gleich der bereits erwähnten Zerfallsbreite beziehungsweise der Verschmierung durch beispielsweise Festkörpereffekte.

Zunächst wurden alle vier Fitparameter als variable Größen für den Fit des Voigtprofils an die Messwerte verwendet. Die in Abbildung 5.4 dargestellten Werte für die Lorentz- und Gaußbreite schwankten dabei deutlich, was gerade für die Lorentzbreite Γ völlig unphysikalisch ist.

Die Zerfallsbreite eines radioaktiven Zerfalls folgt aus der Energie-Zeit-Unschärferelation und ist demnach ausschließlich von der Halbwertszeit abhängig. Die Zerfallsbreite ist also eigentlich eine feste physikalische Größe und kein Parameter für den Fit. In Folge dessen wurde sie als fixer Wert mit $\Gamma=2,7$ V [Ost08] im Fitprogramm gesetzt .

Umgang mit Detektorfehlern

In unregelmäßigen Abständen wurden, verursacht durch die Detektorelektronik, fehlerhafte Spektren aufgenommen. Dazu zählen neben gravierenden Auswirkungen auch kleinere Effekte, beispielsweise deutlich erkennbare Fehlmessung eines einzelnen Messpunktes, wie in

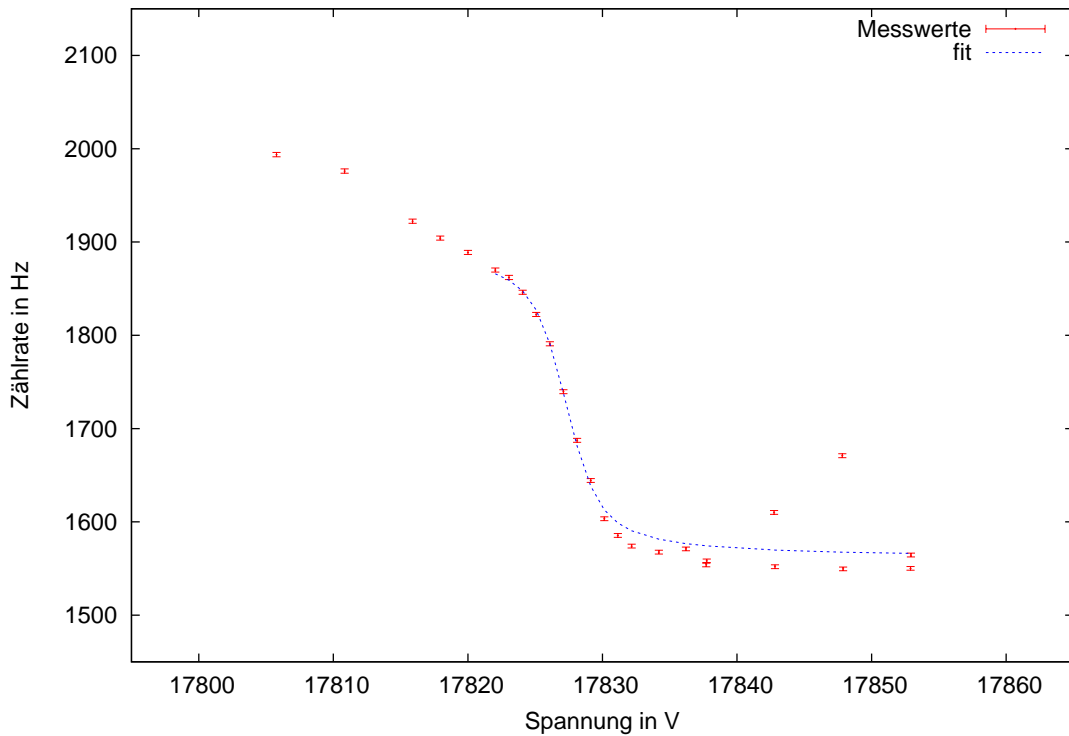


Abbildung 5.5: **Spektrum mit mehrere Detektorfehlern.** Zu sehen ist ein aufgenommenes Spektrum und das angefitzte Voigtprofil. Deutlich zu erkennen ist die Auswirkung der fehlerhaften Zählraten zwischen 17830 V und 17855 V auf den Fit. Hier ist das reduzierte $\chi^2 = 202,1$ anstatt üblicherweise 1.

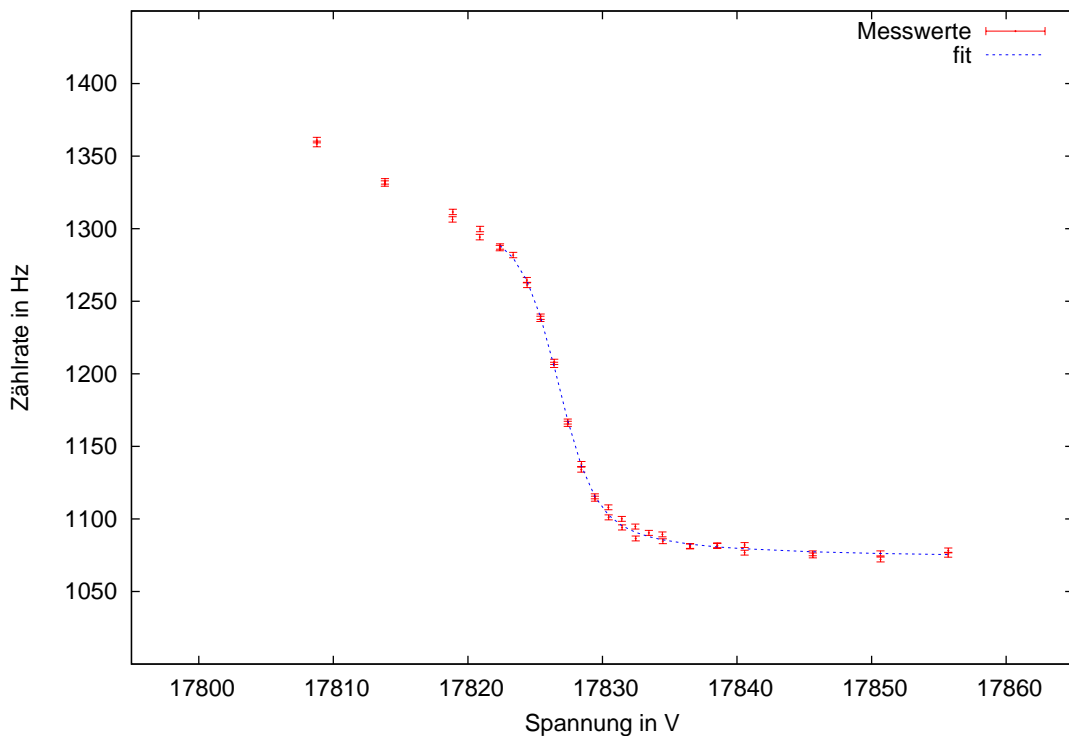


Abbildung 5.6: **Spektrum mit aufsteige/absteige Fehler.** In dieser Abbildung ist ein Spektrum mit unterschiedlichen Zählraten beim auf- und absteigenden Durchfahren der Spannungswerte zu sehen (im Bereich um 17830 V).

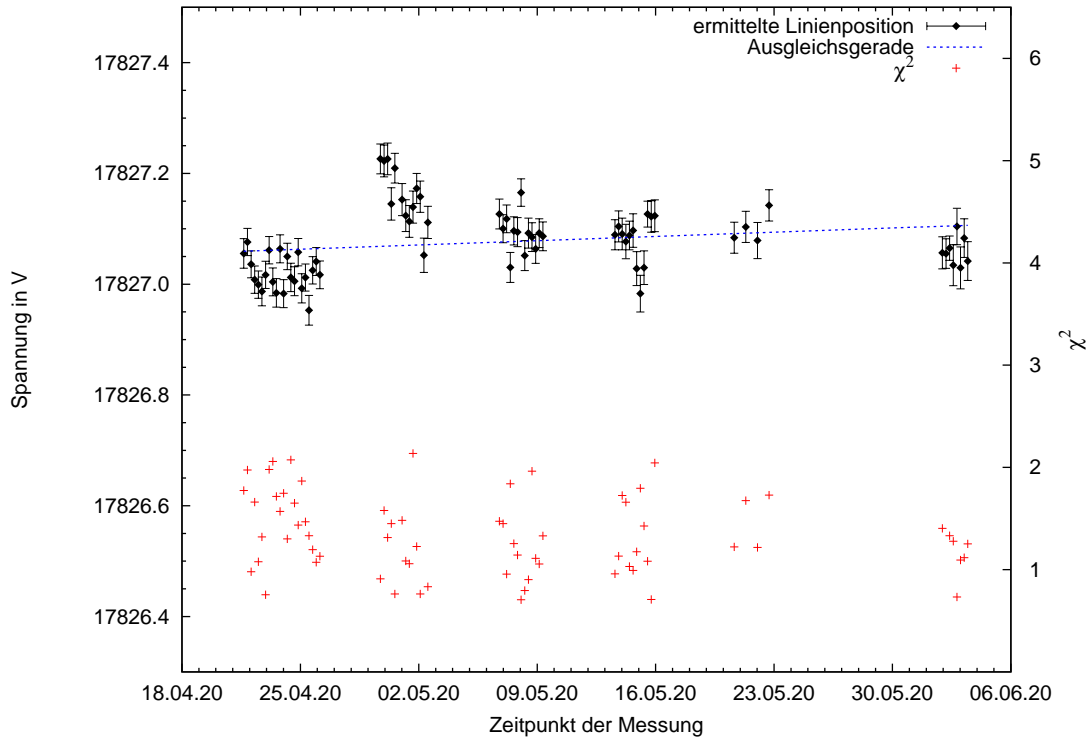
Abbildung 5.7: **Linienposition und χ^2 der Langzeitmessung.**

Abbildung 5.5 dargestellt. In solchen Fällen, in denen eine offensichtlich nicht physikalische Abweichung auftrat, wurden die einzelnen Messpunkte aus der Auswertung ausgeschlossen und der Fit mit den restlichen Messwerten durchgeführt.

Der in Abbildung 5.6 dargestellte aufsteige/absteige Fehler, bei dem beim Durchfahren der Zerfallslinie in Richtung höherer Spannungswerte eine andere Zählrate ermittelt wurde als beim Durchfahren in Richtung niedrigerer Spannungswerte, wurde ebenfalls nach Möglichkeit korrigiert. In seltenen Fällen musste hier jedoch die komplette Messung verworfen werden, da keine eindeutige Auswahl an fehlerhaften Einzelmesspunkten getroffen werden konnte, es sich aber keinesfalls um eine fehlerfreie Messung handeln konnte.

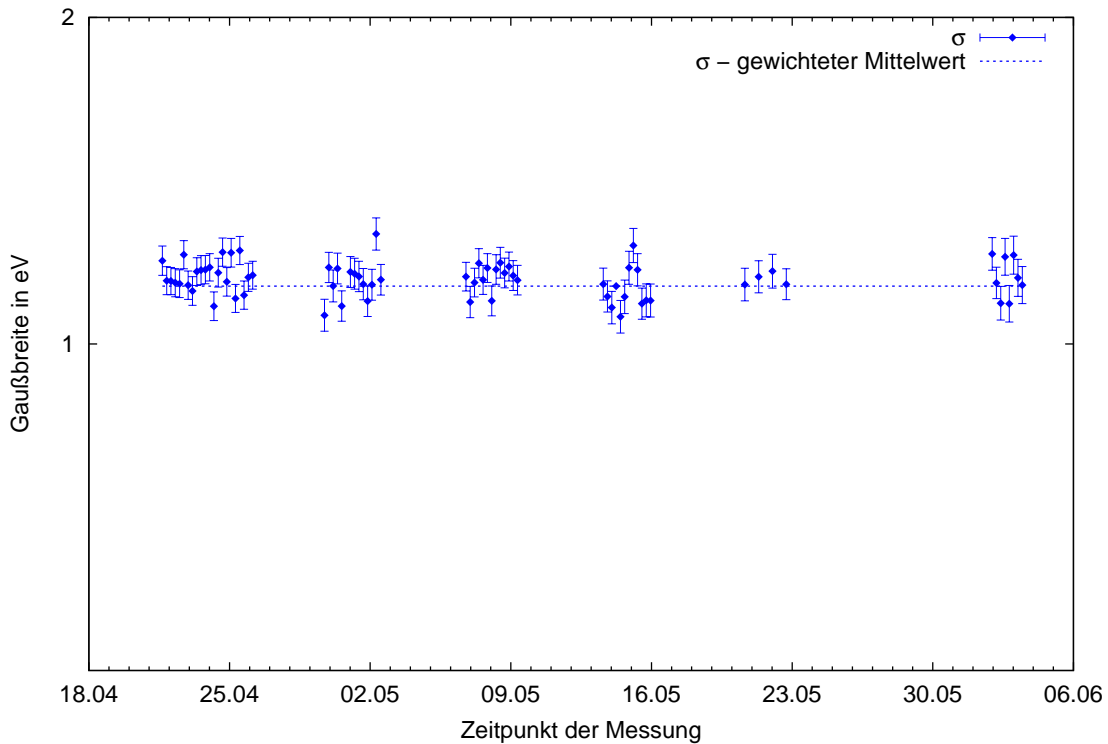
5.4 Langzeitstabilität

In Abbildung 5.7 ist das Ergebnis der Langzeitstabilitätsmessung für die Linienposition und das χ^2 des jeweiligen Fits dargestellt. Nach Korrektur der beschriebenen Detektorfehler liegt das χ^2 fast aller Messungen im Bereich um 1 und somit im akzeptablen Rahmen.

Für die eingezeichnete Ausgleichsgerade ergibt sich eine Steigung von

$$1,09 \pm 0,58 \frac{\text{mV}}{\text{Tag}} \Leftrightarrow 32,77 \pm 17,29 \frac{\text{mV}}{\text{Monat}} \quad (5.3)$$

Dies entspricht der Drift bei der Bestimmung der Linienposition durch systematische Effekte am Monitorspektrometer. Der Spannungsdrift liegt in einem Monat also auf demselben Niveau wie die zulässige Messunsicherheit der Spannungswerte des Hauptspektrometers über die Messzeit von fünf Jahren. Das deutlich größere Problem stellt jedoch die teilweise sprunghafte Änderung der Linienposition dar. Grundsätzlich ist es nahezu irrelevant wie groß der Drift des Monitorspektrometers ist, sofern der Fehler der Ausgleichsgeraden

Abbildung 5.8: **Gaußbreite der Langzeitstabilitätsmessung.**

klein genug ist. Auch wenn es einfacher wird, einen zusätzlichen, von der Elektrodenspannung des Hauptspektrometers kommenden, Effekt zu erkennen, wenn der eigene Drift des Monitorspektrometers gegen Null geht.

Zwar stellt der gemessene Drift sowie der aus den Sprüngen resultierende Fehler für das verwendete Hochspannungsequipment einen guten Wert dar, allerdings müssen bis zur Einsatzbereitschaft als Monitorspektrometer noch einige Verbesserungen vorgenommen werden, die teilweise bereits in die Wege geleitet wurden [Wie11]. Dazu zählt insbesondere der KATRIN-Hochspannungsdivider.

Ebenso ist die fehlerfreie und kontinuierliche Funktionsfähigkeit des Detektors wichtig. Hier wurde ebenfalls eingegriffen und einige fehlerbehaftete Bauteile wurden ausgetauscht. Eine einwandfreie Funktionsfähigkeit wird während der nächsten Messphase überprüft werden können.

Gauß- und Lorentzbreite

Die Lorentzbreite wurde wie erwähnt auf $\Gamma=2,7$ eV festgelegt. Für die in Abbildung 5.8 dargestellte Gaußbreite ergibt sich als Mittelwert aller Messungen:

$$\sigma = 1,1770 \pm 1 \cdot 10^{-4} \text{ V} \quad (5.4)$$

Auffallend ist die deutlich geringere Streuung und die kleineren Fehler im Vergleich zu den Ergebnissen mit variabler Lorentzbreite. Hier betrug die Gaußbreite:

$$\sigma = 1,344 \pm 4 \cdot 10^{-3} \text{ V} \quad (5.5)$$

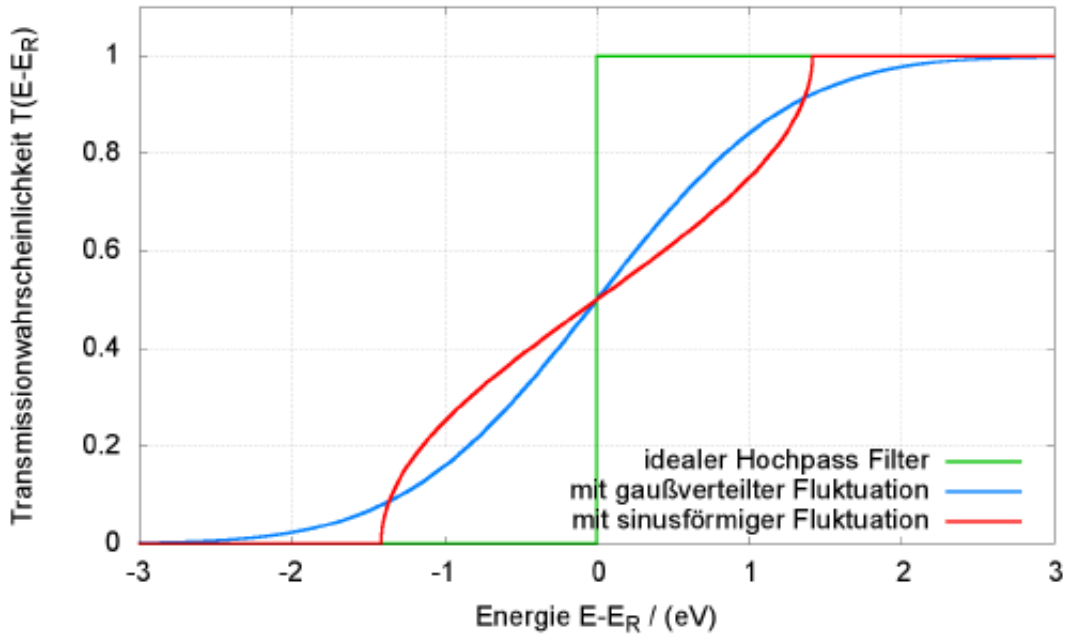


Abbildung 5.9: **Simulierter Einfluss von Störungen der Hochspannung auf die Transmissionsfunktion.** Dargestellt ist die als Stufenfunktion idealisierte Transmissionsfunktion ohne Störung, mit sinusförmiger Störung und mit gaußverteilter Störung. Aufgetragen über die Differenz zwischen Teilchenenergie E und Energie des Retardierungsfeldes E_R . (aus [Grö10])

5.5 Störung des Analysierfeldes

Wie bereits in Abschnitt 5.1 erwähnt, können Störungen auf der Hochspannung direkten Einfluss auf die Messung nehmen. Dadurch ergibt sich, laut den entsprechenden Simulationen, eine Verschiebung des gemessenen Neutrinomassenquadrats hin zu kleineren Werten [Grö10]. Es ist für KATRIN folglich von großem Interesse, Störungen möglichst klein zu halten und eventuell auftretende Störungen genau zu kennen und in die Bestimmung der Neutrinomasse einfließen zu lassen. Neben diesem Einfluss am Hauptspektrometer selbst haben Störungen solchen Typs auch Auswirkungen auf die Messergebnisse am Monitorspektrometer, daher ist ihre Kenntnis hier ebenfalls von Interesse.

Grundsätzlich können elektrische Störungen dabei entweder über Schwankungen der Retardierungsspannung oder über Schwankungen der Elektronenenergie in die Messung einfließen. Ersteres geschieht durch zufällige Schwankungen der Spannung ausgelöst durch die Netzgeräte selbst, durch Einkopplung von elektromagnetischen Wellen oder durch Störungen, ausgehend von anderen Geräten, beispielsweise den Turbomolekularpumpen. Eine weitere Störquelle stellt die 50 Hz-Netzfrequenz dar. Die Folge für die Transmissionsfunktion ist in Abbildung 5.9 beispielhaft für eine sinusförmige und eine gaußverteilte Störung dargestellt. Durch eine sinusförmige Störung verbreitert sich die Stufe um die doppelte Amplitude der Störung, im Fall einer gaußverteilten Störung theoretisch bis ins Unendliche. Dadurch wird die Genauigkeit, mit der das Retardierungsfeld die Elektronen filtert, reduziert, da die Transmissionwahrscheinlichkeit nicht mehr, wie im idealen Fall, sprunghaft von 0 auf 100 ansteigt.

Schwankungen der Elektronenenergie können durch Schwankungen und Veränderungen im Bereich der Quelle auftreten. Beim Monitorspektrometer kommen auf Grund der implantierten Quelle Festkörpereffekte in Frage. Es ist denkbar, dass Krypton durch Segregation

die Bindungsenergie der Elektronen beeinflusst. Hinzu kommen im späteren Messbetrieb ebenfalls Einkopplungen elektromagnetischer Welle und Störungen durch das Netzteil und die Netzfrequenz.

Um eine erste Überprüfung der Theorie durchzuführen wurden einige Messungen mit verschiedenen Störungen durchgeführt und ihr Einfluss auf die Messergebnisse untersucht. Dazu wurde die Quelle über einen Frequenzgenerator auf ein sich zeitlich änderndes Spannungssignal gesetzt. Dadurch variiert die Energie der Elektronen.

Häufigkeitsverteilung und zeitlicher Signalverlauf der Störung

Für die Messungen mit einer gaußverteilte Störung muss zunächst ein entsprechendes Stör-signal $U(t)$, das über den Frequenzgenerator ausgegeben werden kann, generiert werden.

Ganz allgemein gibt die Häufigkeitsverteilung an, wie viele Spannungswerte dn im Intervall dU liegen. Durch Anwendung der Kettenregel mit $\frac{dn}{dt}$ als innerer Ableitung erhält man:

$$\frac{dn}{dU} = \underbrace{\frac{dn}{dt}}_{R=const.} \frac{dt}{dU} = R \cdot \frac{dt}{dU} \quad (5.6)$$

Wobei $\frac{dn}{dt} = R$ die Rate mit der einzelne Spannungswerte ausgegeben werden darstellt. Sie wird am Frequenzgenerator eingestellt und ist über die gesamte Messung konstant.

Durch Umformen und anschließendes Integrieren erhält man die Gesamtzahl der Spannungswerte $N(U)$. Aus Gleichung 5.6 folgt:

$$\frac{dn}{dt} dU = R \cdot dt \quad (5.7)$$

$$\int \frac{dn}{dt} dU = \int R dt \quad (5.8)$$

$$N(U) = R \cdot t \quad (5.9)$$

Die Gesamtzahl der Spannungswerte N ist also gleich der Zeit mit der ein Signal eingespeist wird - und natürlich der Rate, die aber als externe Stellgröße betrachtet werden kann. Durch bilden der Umkehrfunktion erhält man schließlich das benötigte Signal $U(t)$:

$$N(U) \Leftrightarrow t(U) \xrightarrow{f^{-1}} U(t) \quad (5.10)$$

Bei einer bekannten Häufigkeitsverteilung verschiedener Spannungswerte erhält man also das dafür nötige Spannungs-Zeit-Signal $U(t)$ durch Integration der Häufigkeitsverteilung und anschließendes Bilden der Umkehrfunktion. Das resultierende $U(t)$ -Signal ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Um Spannungssprünge zu verhindern, wurde die eigentliche Funktion zusätzlich gespiegelt.

Durch umgekehrtes Vorgehen kann die Häufigkeitsverteilung einer sinusförmigen Störung berechnet werden. Man erhält:

$$U(t) \sim \sin(t) \Leftrightarrow N(U) \sim \frac{1}{\sqrt{1-U^2}} \quad (5.11)$$

Hier wurden Amplitude und Frequenz der Störung außer Acht gelassen. Sie besitzen ebenfalls einen Einfluss auf die Häufigkeitsverteilung, nicht jedoch auf die eigentliche Form besitzen.

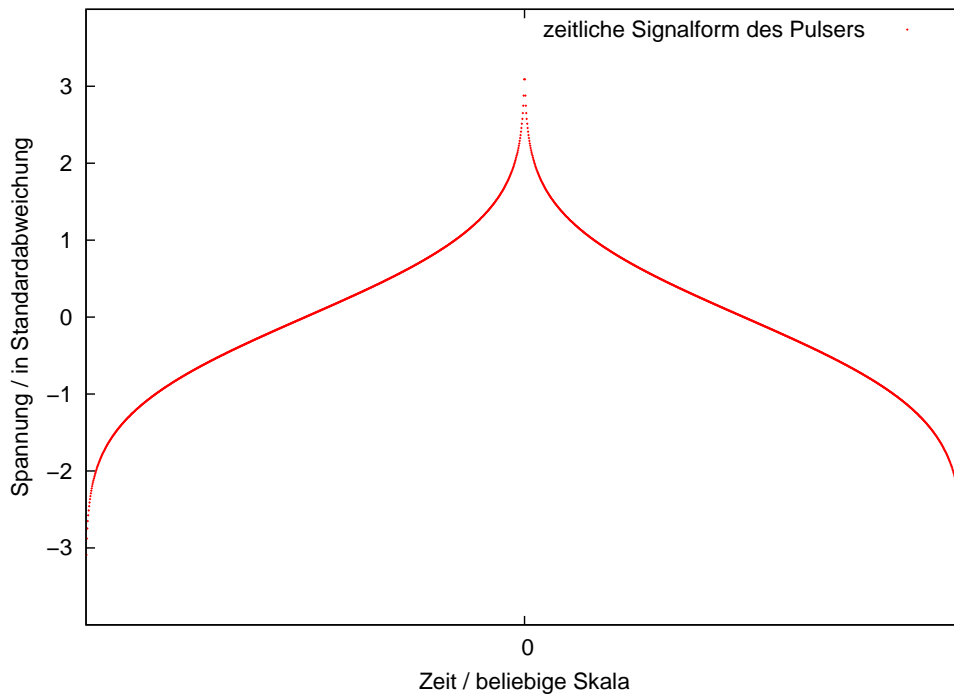


Abbildung 5.10: **Signalform des Pulsers für eine gaußverteilte Störung.** In dieser Abbildung ist die Signalform der durch den Pulser ausgegebenen Spannung als Funktion der Zeit dargestellt.

Sinusförmige Störung

Messungen mit sinusförmiger Störung des Potentials der Quelle wurden mit verschiedenen Amplituden durchgeführt. Diese lagen zwischen 64 mV und 4V. Die Messergebnisse sind in Tabelle 5.1 dargestellt. Falls mehrere Messungen durchgeführt wurden, ist der gewichtete Mittelwert der verschiedenen Einzelmessungen berechnet worden.

Tabelle 5.1: **Messergebnisse der Messung mit sinusförmiger Störung**

Anzahl der Messungen	Amplitude in V	Gaußbreite σ	Fehler auf Gaußbreite σ
2	0,064	1,165	0,047
3	0,128	1,219	0,003
4	0,256	1,216	0,023
5	0,5	1,271	0,031
3	1	1,336	0,028
1	2	2,066	0,063
2	4	3,562	0,006

Dabei ist zu bemerken, dass kein angepasstes Fitverfahren verwendet wurde, das die sinusförmigen Störungen berücksichtigt. Die Parameter wurden wie bei den ungestörten Messungen gewählt und analog dazu ein Voigtprofil angefitet. Im Rahmen dieser Arbeit sollte lediglich untersucht werden, ob ein Effekt beobachtet werden kann. Weiterführende und exaktere Analysen wird [Wie11] liefern.

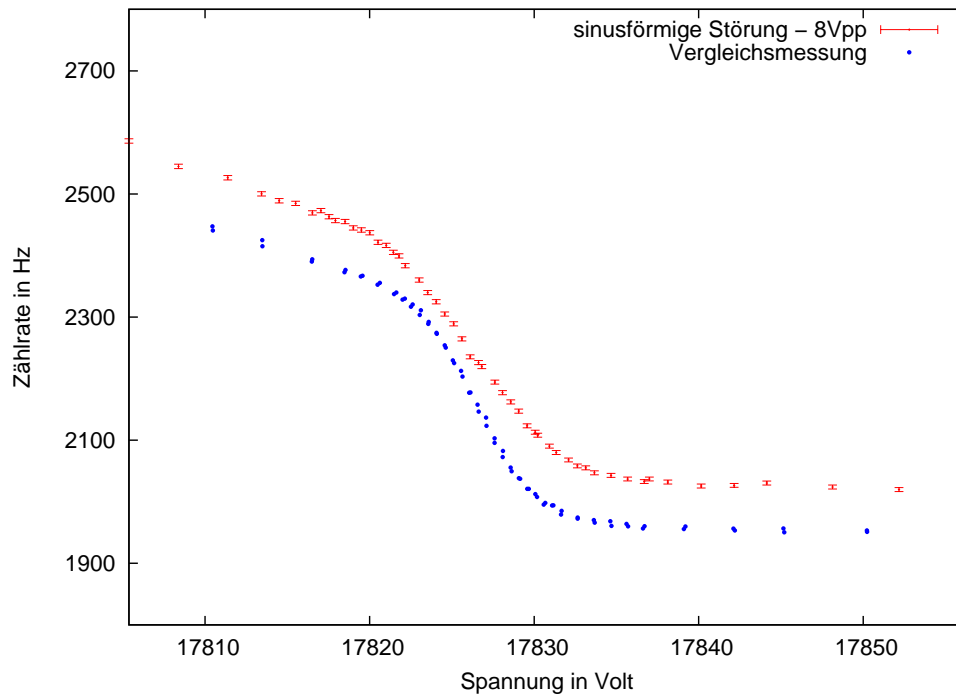


Abbildung 5.11: **Gestörte und ungestörte Messung im Vergleich.** Diese Abbildung zeigt den Unterschied zwischen ungestörter und durch ein Sinussignal gestörter Messung. Deutlich zu erkennen ist der breitere und flachere Übergang der gestörten Messung im Gegensatz zur ungestörten. Die Störung betrug bei der Messung 8 Vpp, dies entspricht einer Amplitude von 4 V.

Anhand der Messergebnisse in Tabelle 5.1 ist zu erkennen, dass sinusförmige Störungen mit 2 V und 4 V Amplitude deutliche Auswirkungen auf die Gaußbreite der Fitfunktion haben. In Abbildung 5.11 ist dies im Vergleich zu einer Messung ohne Störung zu sehen. Der Übergangsbereich der gestörten Messung ist wesentlich breiter und flacher. Kleinere Störungen sind im Vergleich zu anderen Messungen, beispielsweise im Vergleich zu den bei den Langzeitmessungen ermittelten Werten, momentan nicht zu erkennen. Eine Implementierung der sinusförmigen Störung im Fit-Algorithmus könnte hier Abhilfe schaffen und wird deshalb umgesetzt werden.

Auf die anderen freien Fitparameter, die Linienposition und das reduzierte χ^2 , hat die Störung keinen signifikanten Einfluss. Dies zeigt einerseits, dass die Auswirkungen kleiner sinusförmiger Störungen hinreichend gut über eine Gaußverteilung beschrieben werden können und andererseits, dass sinusförmige Störungen auf Grund ihrer symmetrischen Wahrscheinlichkeitsverteilung (Gleichung 5.11) keinen Einfluss auf die hier durchgeführte Messung der gesamten symmetrischen Zerfallslinie hat. Bei Messungen am Tritiumendpunkt werden Störungen jedoch einen erheblichen Einfluss haben, da hier keine Messung einer symmetrischen Zerfallslinie durchgeführt wird.

Gaußverteilte Störung

Zur Messung mit einer gaußverteilten Störung wurde das in Abbildung 5.10 dargestellte Signal über den Frequenzgenerator auf die Quelle gegeben. Insgesamt wurden vier Messreihen aufgenommen. Die Abweichung von $\pm 3\sigma$ um den Nullwert betrug dabei ± 9 V. Daraus ergibt sich eine Standardabweichung der Störung $\sigma_s = 3$ V.

Die Standardabweichung σ_{ges} der gestörten Linie lässt sich nun mit Hilfe der Gaußschen Fehlerfortpflanzung aus den beiden Einzelbeträgen berechnen:

$$\sigma_{ges} = \sqrt{\sigma_u^2 + \sigma_s^2} = 3,222 \text{ V} \quad (5.12)$$

Dabei ist $\sigma_u = 1,177 \text{ V}$ die Standardabweichung der ungestörten Linie, die experimentell bei der Langzeitmessung ermittelt wurde.

Die Messungen mit gaußverteilter Störung ergaben im gewichteten Mittel:

$$\sigma = 3,350 \pm 0,064 \text{ V} \quad (5.13)$$

Der erwartete Effekt, eine Verbreiterung der Gaußverteilung, kann somit experimentell nachgewiesen werden. Analoge Messungen mit kleineren Amplituden stehen noch aus, dürften aber für eine Breite von $\pm 3\sigma$ in der Größenordnung einiger hundert mV problemlos bestimmt werden können.

5.6 Optimierung des Messablaufs

Die in diesem Abschnitt durchgeführten Messungen und Analysen dienen der Optimierung des Messablaufs im vorläufigen Messbetrieb. Da entsprechenden theoretische Berechnungen aktuell von den Kollegen des NPI Rez¹ durchgeführt werden, wurde auf eine detailliertere Untersuchung verzichtet.

Einfluss der Messzeit auf die Genauigkeit der Linienposition

Für eine möglichst schnelle Bestimmung der Linienposition ist die Messzeit der einzelnen Messpunkte von großer Bedeutung. Der Einfluss auf die Genauigkeit bei der Bestimmung der Linienposition ist jedoch nicht von der Messzeit abhängig, sondern von der Gesamtzahl der Signale aus der entsprechenden Elektronenlinie. Das heißt, die Genauigkeit hängt von der Zerfallsrate und der Messzeit ab. Da es sich bei der Quelle um ein radioaktives Element mit einer Halbwertszeit von 86,2 Tagen handelt, skaliert die Zerfallsrate mit der Zeit. Folglich darf die Messzeit bei neuen Quellen mit hoher Rate geringer ausfallen als bei älteren Quellen, die bereits eine verringerte Rate aufweisen, ohne dabei die Genauigkeit der Auswertung zu beeinflussen.

In Abbildung 5.12 ist das Ergebnis der entsprechenden Messungen dargestellt. Als Messwerte dienten einerseits speziell für diesen Zweck durchgeführte Messungen mit Messzeiten zwischen 25 s und 200 s bei geringer Quellintensität im August. Außerdem wurden alle Messungen der Langzeitstabilität und sonstige verwertbare Messungen verwendet. Hierbei handelt es sich um Messungen mit bis zu 400 s Messzeit und vergleichsweise hoher Rate. Aufgetragen wurden die Fehler der Linienposition in eV, wie sie beim Fitten des Spektrums ermittelt wurden, über die Gesamtzahl der Ereignisse, die Messzeit multipliziert mit der Rate im Elektronenpeak.

Das Fitten zeigte, dass es sich um einen hyperbolischen Verlauf handelt. Als Ergebnis ist festzuhalten, dass die Gesamtzahl der Signalereignisse nicht unter 50000 fallen sollte, da hier ein deutlicher Einfluss auf die Genauigkeit der Linienposition auftritt. Bei größeren Werten ist der Gewinn an Genauigkeit sehr gering und eine Steigerung der Messzeit nicht zwangsläufig lohnend. Hier muss der Mehraufwand mit dem Nutzen individuell in Einklang gebracht werden.

¹Nuclear Physics Institute, Academy of Sciences of the Czech Republic in Rez

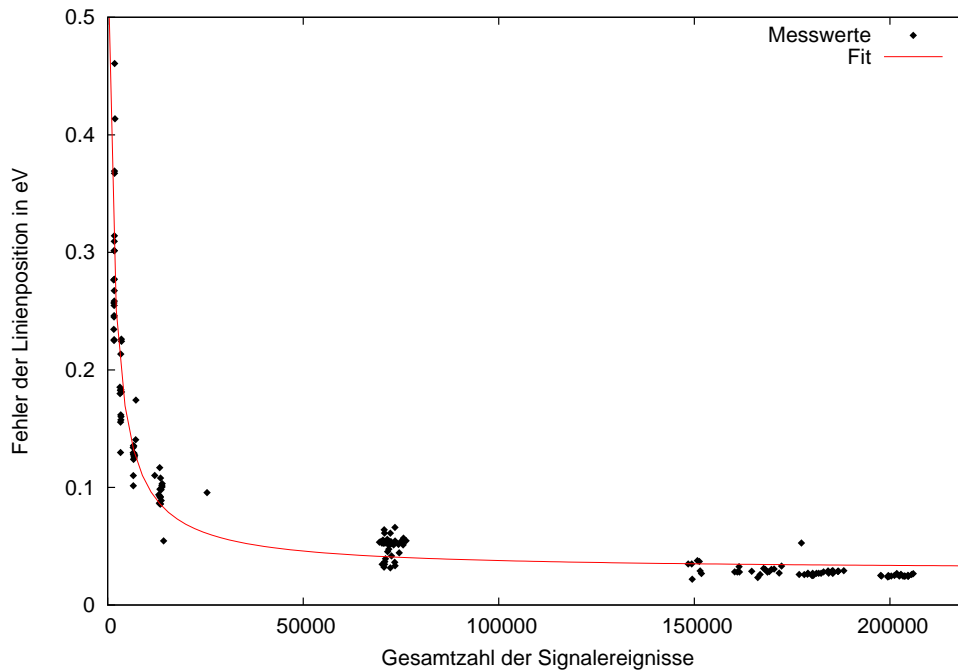


Abbildung 5.12: **Einfluss der Messzeit auf die Genauigkeit der Linienposition.** Diese Abbildung zeigt den Fehler der Linienposition wie er bei der Auswertung ermittelt wurde. Aufgetragen über die Gesamtzahl der Signalereignisse zeigt sich ein hyperbolischer Verlauf der Fehler. Zur Verdeutlichung ist ein hyperbolischer Fit eingezeichnet.

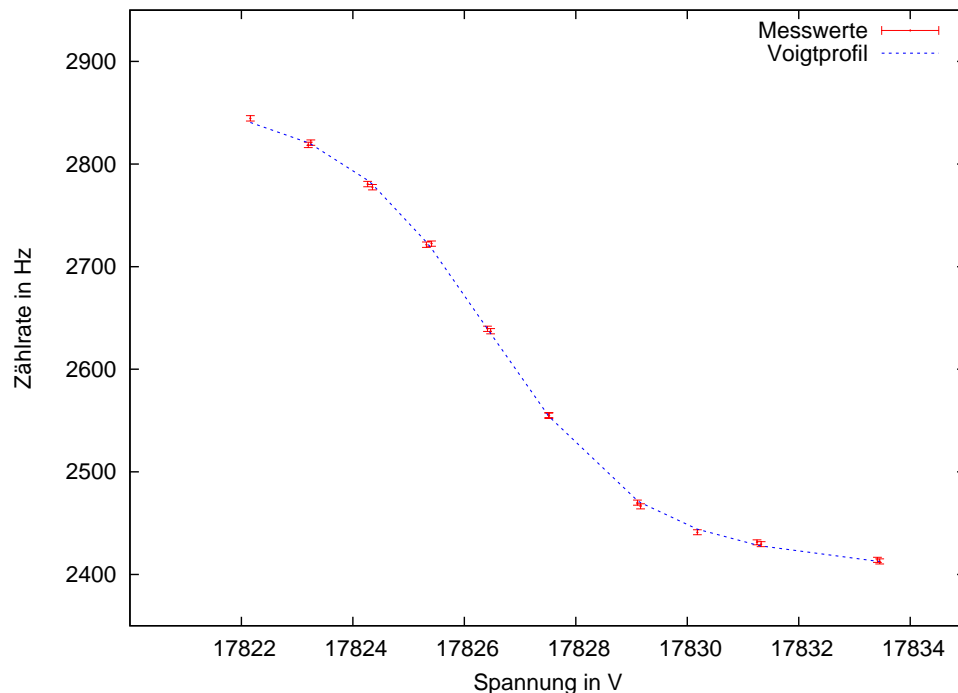


Abbildung 5.13: **Benötigte Anzahl an Messpunkten.** In dieser Abbildung sind alle Messpunkte eingezeichnet, die einen bedeutenden Informationsgehalt für den Fit-Algorithmus besitzen und nicht einfach weggelassen werden können.

Einfluss der Anzahl der Messpunkte auf die Genauigkeit der Linienposition

Bereits zu Beginn der Messungen wurde der Fit-Bereich auf Grund des untypischen Verhaltens der Quelle im Energiebereich unterhalb der Zerfallslinie eingeschränkt. Dort kommen Energieverlusten der Elektronen, die diese beim Austritt aus der Quelle erleiden, zum Tragen und führen zu einer ansteigenden Zählrate hin zu niedrigeren Energien (siehe Abbildung 3.6). Dieser Effekt kann mit dem bisher verwendeten Fit-Algorithmus nicht behandelt werden und somit muss der entsprechende Messbereich bei der Analyse ausgeschlossen werden.

Im Rahmen der Optimierung des Messablaufs wurde der beste Startwert für die Durchführung des Fits erneut ermittelt. Dabei ergab sich ein Optimum bei 17,822 kV. Hier ergab der χ^2 -Test den Bestwert. Die hier ermittelte Linienposition entspricht der zu Beginn der Messungen ermittelten.

Anschließend wurde an Hand einer ausgewählten Messung die minimal nötige Anzahl an Messpunkten ermittelt. Als Qualitätskriterium diente hierbei sowohl der χ^2 -Test als auch die Linienposition und der Fehler auf die Linienposition. Beginnend bei der maximalen Spannung wurden nun schrittweise die jeweilig entsprechenden Messpaare aus der Auf- und Abwärtsmessung eliminiert und die Analyse der übrig gebliebenen Messpunkte durchgeführt. In Tabelle 5.2 sind die entsprechenden Fit-Ergebnisse dargestellt.

Tabelle 5.2: **Auswertung mit stetiger Minimierung der Messpunkte.** Bei den höchsten Spannungswerten beginnend wurden jeweils ein Messpunktpaar eliminiert und die Auswertung durchgeführt.

Nr.	Linienposition	Fehler auf Linienposition	χ^2
0	17.826,999	0,025	1,08
1	17.827,038	0,028	0,80
2	17.827,002	0,025	1,08
3	17.827,003	0,025	1,16
4	17.827,006	0,025	1,23
5	17.827,006	0,025	1,30
6	17.827,010	0,026	1,45
7	17.827,050	0,031	1,01
8	17.840,103	0,018	23,20

Zu erkennen ist, dass, ausgehend vom unveränderten Filterspektrum mit der Nummer 0, erst das Eliminieren des sechsten Paares eine Veränderung der Linienposition größer als 10 mV hervorruft. Sofern man von dem ersten Schritt absieht, der ein untypisches Verhalten zeigt.

Betrachtet man ein typisches Filterspektrum, beispielsweise die ungestörte Vergleichsmessung in Abbildung 5.11, ist es nicht verwunderlich, dass das Weglassen dieser Messpaare nur äußerst geringe Auswirkungen auf die Messergebnisse hat. In diesem Bereich verläuft das Filterspektrum nahezu parallel zur x-Achse und eine größere Anzahl an Werten führt nur zu einem geringfügig besseren Fit.

Im Übergangsbereich des Filterspektrums ist eine Schrittweite von einem Volt ausreichend. Größere Schrittweiten führen jedoch zu einer deutlichen Auswirkung auf das Fit-Ergebnis. Hier besitzen alle Messpunkte eine enorme Relevanz für den Fit-Algorithmus.

Das Ergebnis dieser Überlegungen ist in Abbildung 5.13 dargestellt. In dieser Abbildung sind alle zwingend notwendigen Messpunkte eingezeichnet die für eine vernünftige Positionsbestimmung erforderlich sind. Im Vergleich zu einer üblichen Messung lässt sich die

Messzeit also auf $1/5$ reduzieren. Die Anzahl der Messpunkte kann eventuell noch weiter durch geeignete Positionierung einzelner Messpunkte verringert werden. Diese Optimierungen werden, wie bereits erwähnt, aktuell auf theoretischem Wege ermittelt.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Die Neutrinoforschung der letzten Jahrzehnte hat gezeigt, dass Neutrinos eine Masse besitzen, die jedoch sehr klein ist. Hierzu hat vor allem die Entdeckung und Erforschung der Neutrinooszillation beigetragen und neue Erkenntnisse über Neutrinos geliefert. Bisherige Experimente, die es sich zur Aufgabe genommen haben, die Neutrinomasse zu bestimmen, konnten jedoch noch keine direkte Messung durchführen, sondern lediglich Obergrenzen festlegen. Die beste ermittelte Obergrenze für die Neutrinomasse liegt aktuell bei $m_{\nu_e} < 2,3$ eV. Sie wurde durch Experimente in Mainz [KBB⁺04] und Troitsk [L⁺99] ermittelt.

Mit Hilfe des KATRIN-Experiments wird die Neutrinomasse mit einer Sensitivität von 0,2 eV (95% C.L.) gemessen. Dies geschieht durch direkte und modellunabhängige Messung des β -Zerfalls des Tritium. Das Ergebnis des Experiments, unabhängig davon ob die Masse gemessen wird oder eine neue Obergrenze angegeben werden kann, wird weitreichende Folgen auf das Verständnis in der Teilchenphysik und in der Kosmologie besitzen. Unter anderem können gängige Modellvorstellungen überprüft werden.

Um die gewünschte Sensitivität zu erreichen, ist es unter anderem notwendig die Spannung der Elektroden des verwendeten MAC-E-Filters auf wenige mV genau zu kennen und etwaige Drifts zeitnah zu bemerken. Ist die Spannung nur ungenau bekannt, so erfolgt die Energieselektion der Elektronen nicht wie gewünscht und es fließen falsche Messwerte in die Analyse mit ein. Um diese Genauigkeit zu erreichen, darf die Drift der Tankspannung einen Wert von ± 60 mV über die gesamte Messzeit von fünf Jahren nicht überschreiten. Zur Realisierung dieser Aufgabe wurde von der KATRIN-Kollaboration ein komplexes Hochspannungssystem erarbeitet und umgesetzt. Ein wichtiger Teil dieses Konzeptes stellt das Monitorspektrometer dar, das durch die Verwendung eines β -Strahlers, als nukleare Referenz zur Spannungsmessung verwendet wird.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde die Inbetriebnahme des Monitorspektrometers voran gebracht und erste Messungen durchgeführt. Hauptaufgabe war dabei einen automatischen Messbetrieb zu ermöglichen und die Langzeitstabilität sowie den Einfluss von Störungen der Elektrodenspannung zu untersuchen und eine möglichst schnelle Bestimmung der Linienposition der entsprechenden Konversionelektronen ohne signifikante Genauigkeitsverluste umzusetzen.

Aus diesem Grund stand zunächst die Überarbeitung und Neuentwicklung des zur Steuerung aller messrelevanten Systeme verwendeten Labviewprogramms im Vordergrund. Hier konnte durch einen einfachen und klaren Programmaufbau und durch Reduktion auf die wesentlichen Programmteile ein stabiles und funktionsfähiges Steuerprogramm entwickelt

werden. Dadurch ist es möglich alle Systeme getrennt voneinander anzusteuern oder automatische Messungen mit vorgegeben Parametern durchzuführen. Die Funktionsfähigkeit der Steuerung des Monitorspektrometers konnte somit erfolgreich hergestellt werden.

Anschließend war es möglich automatische Messungen verschiedener Elektronenlinien durchzuführen. Hauptaugenmerk lag auf der K_{32} -Linie der verwendeten $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$ -Quelle, die im späteren Messbetrieb als Referenz für die Hochspannungsstabilität dienen wird. Die Messergebnisse zeigen, neben der grundlegenden Funktionsfähigkeit des gesamten Aufbaus, dass eine weitere Optimierung des Hochspannungsequipments notwendig ist. Gerade der Einsatz des KATRIN-Spannungsteilers, der den aktuell Verwendeten ersetzen wird, dürfte eine wesentliche Verbesserung der Messungen liefern und die gemessene Drift deutlich reduzieren und zu wesentlich exakteren Messergebnissen führen.

Die Auswirkungen von sinusförmigen und gaußverteilten Störungen auf die Messungen konnte bestätigt werden. Auch wenn sie keine direkten Einfluss auf die Bestimmung der Linienposition am Monitorspektrometer besitzen, ist die genaue Kenntnis auftretender Störungen für die Messung am Hauptspektrometer von großer Wichtigkeit. Im Gegensatz zum Monitorspektrometer wird am Hauptspektrometer keine symmetrische Elektronenlinie vermessen. Der Einfluss symmetrisch verteilter Störungen kann somit nicht vernachlässigt werden. Allerdings lang die Empfindlichkeit des Monitorspektrometers nicht aus um sämtliche derartige Störungen zuverlässig zu bestimmen.

Durch Optimierung des gesamten Messprozesses mit Hilfe spezieller Messungen und unter Verwendung aller vorhandenen Daten, konnte die Messzeit, die für die Bestimmung der K_{32} -Linienposition der $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$ -Quelle benötigt wird, reduziert werden. Weitere Optimierungen auf Grund theoretischer Berechnungen am Nuclear Physics Institute Rez in der Tschechischen Republik werden die benötigte Messzeit weiter verringern können.

Literaturverzeichnis

- [AAA⁺11] T Adam, A Aleksandrov, O Altinok, P Alvarez Sanchez, S Aoki, A Ariga, T Ariga, D Autiero, A Badertscher, A Ben Dhahbi, A Bertolin, C Bozza, T Brugiére, F Brunet, G Brunetti, S Buontempo, F Cavanna, A Cazes, L Chaussard, M Chernyavskiy, V Chiarella, A Chukanov, G Colosimo, M Crespi, N D'Ambrosios, Y Déclais, P del Amo Sanchez, G De Lellis, M De Serio, F Di Capua, F Cavanna, A Di Crescenzo, D Di Ferdinando, N Di Marco, S Dmitrievsky, M Dracos, D Duchesneau, S Dusini, J Ebert, I Eftimiopolous, O Egorov, A Ereditato, L S Esposito, J Favier, T Ferber, R A Fini, T Fukuda, A Garfagnini, G Giacomelli, C Girerd, M Giorgini, M Giovannozzi, J Goldberga, C Göllnitz, L Goncharova, Y Gornushkin *et al.*: *Measurement of the neutrino velocity with the OPERA detector in the CNGS beam*. Technischer Bericht arXiv:1109.4897, Sep 2011.
- [Bab10] Martin Babutzka: *Untersuchung eines verfahrenbaren Monitordetektors zur Überwachung der Aktivität des β -Zerfalls in der kryogenen Pumpstrecke des KATRIN-Experiments*. Diplomarbeit, KIT, 2010.
- [BPT80] G Beamson, H Q Porter und D W Turner: *The collimating and magnifying properties of a superconducting field photoelectron spectrometer*. Journal of Physics E: Scientific Instruments, 13(1):64, 1980. <http://stacks.iop.org/0022-3735/13/i=1/a=018>.
- [Bru06] Jürgen Brunner: *ANTARES - Astronomie in der Tiefsee*. Sterne und Weltraum, 2006. <http://www.astronomie-heute.de/artikel/835876>.
- [BSS07] R Beuselinck, JR Sedgbeer und YA Shitov: *SuperNEMO*. 2007. <http://www.imperial.ac.uk/research/hep/research/supernemo.htm>.
- [CRH⁺56] C. L. Cowan, F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse und A. D. McGuire: *Detection of the free neutrino: A Confirmation*. Science, 124:103–104, 1956.
- [Doe10] P. Doe: *Status of the detektor task*. XIX KATRIN Collaboration Meeting, 2010. <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d663182/95-TRP-4911-S2-PDoe.pdf>.
- [Gou10] Johannes Goullon: *Installation and commissioning of the monitor spectrometer of KATRIN*. Diplomarbeit, KIT, 2010.
- [Grö10] Robin Gröble: *Konzeptionierung und Systematik der Hochspannungsversorgung für das KATRIN Experiment*. Diplomarbeit, KIT, 2010.
- [Kas08] J Kaspar: *Am/Co photoelectron source for energy scale monitoring of the KATRIN neutrino experiment*. Dissertation, CZECH TECHNICAL UNIVERSITY IN PRAGUE, 2008.
- [KBB⁺04] C. Kraus, J. Bonn, B. Bornschein, L. Bornschein, B. Flatt, A. Kovalik, B. Müller, E.W. Otten, T. Thümmeler, J.P. Schall und C. Weinheimer: *Latest results of the Mainz Neutrino Mass Experiment*. The European Physical Journal C - Particles and Fields, 33:s805–s807, 2004,

ISSN 1434-6044. <http://dx.doi.org/10.1140/epjcd/s2003-03-902-9>,
10.1140/epjcd/s2003-03-902-9.

- [KBW79] G.J. Kemerink, S. Bukshpan und H. de Waard: *MÖSSBAUER STUDIES OF ^{83}Kr IMPLANTED IN SEMICONDUCTORS AND METALS*, 1979. Laboratorium voor Algemene Natuurkunde, Rijks Universiteit Groningen, The Netherlands.
- [KC05] KATRIN-Collaboration: *KATRIN Design Report 2004*. 2005.
- [L⁺99] V. M. Lobashev *et al.*: *Direct search for mass of neutrino and anomaly in the tritium beta-spectrum*. Phys. Lett., B460:227–235, 1999.
- [Mül02] Beatrix Müller: *Umbau des Mainzer Neutrinomassensexperiments und Untergrunduntersuchungen im Hinblick auf KATRIN*. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg Universität Mainz, 2002.
- [Ost08] B Ostrick: *Eine kondensierte ^{83}mKr -Kalibrationsquelle für das KATRIN-Experiment*. Dissertation, Westfälische Wilhelmsuniversität Münster, 2008.
- [Pau30] Wolfgang Pauli: *Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der Gauvereinstagung zu Tübingen*. 1930.
- [Pon58] B. Pontecorvo: *Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge*. Sov. Phys. JETP, 7:172–173, 1958. [Zh.Eksp.Teor.Fiz.34:247,1957].
- [Rei09] Jan Reich: *Magnetfeldmessungen und Designarbeiten für das EMCS Luftspulensystem am KATRIN Hauptspektrometer*. Diplomarbeit, KIT, 2009.
- [RK88] R. G. H. Robertson und D. A. Knapp: *DIRECT MEASUREMENTS OF NEUTRINO MASS*. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 38:185–215, 1988.
- [S⁺07] M. Steidel *et al.*: *Technical Description of the Focal Plane Detector V1.4*. 2007.
- [Sch97] Norbert Schmitz: *Neutrinophysik*. (22A9106), 1997.
- [Thü07] Thomas Thümmler: *Präzisionsüberwachung und Kalibration der Hochspannung für das KATRIN-Experiment*. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2007.
- [Wie11] Vanessa Wiedmann: *Diplomarbeit in Vorbereitung*. Diplomarbeit, KIT, vrs. 2011.
- [Zbo11a] Miroslav Zboril. Interne Kommunikation, 2011.
- [Zbo11b] Miroslav Zboril. Doktorarbeit in Vorbereitung, vrs.2011.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Standardmodell der Teilchenphysik	2
1.2	Darstellung verschiedener Neutrinoquellen	3
1.3	Beispielhafte Darstellung der Neutrinooszillation	5
1.4	Neutrinomassen in Abhängigkeit von m_1	7
1.5	Anteilige Zusammensetzung der Energiedichte im Universum	7
1.6	Massenparabel isobarer Kerne	8
1.7	Spektren der Elektronenenergien bei Doppel- β -Zerfällen	9
1.8	Energiespektrum des β -Zerfalls mit Fokus auf den Endpunkt	10
2.1	Aufbau des KATRIN-Experiments	14
2.2	Schematische Darstellung der WGTS	15
2.3	Darstellung der Funktionsweise eines MAC-E-Filters	17
2.4	Darstellung der Transmissionsfunktion	18
2.5	Schematischer Aufbau des Detektorsystems und des Detektors	19
2.6	Typisches integrales β -Spektrum	19
3.1	Aufnahme des Monitorspektrometers	22
3.2	Magnetfeldkonfiguration des Monitorspektrometers	23
3.3	Luftpulensystem am Monitorspektrometer	24
3.4	Zerfallsschema von $^{83}\text{Rb}/^{83m}\text{Kr}$	26
3.5	Quelle und Quellhalter	27
3.6	Vergleich verschiedener Quellen	28
3.7	Abbildung des Detektors	28
3.8	Position und Abbildung des Beam Profile Scanners	29
3.9	Plot einer Messung unter Verwendung des Beam Profile Scanners	30
3.10	Schematische Darstellung des Vakuumsystems	32
4.1	Heizungssteuerung an den Pumpstutzen	36
4.2	Programmcode der automatischen Messung	37
4.3	Bedienoberfläche von LabConnect	39
4.4	Bedienoberfläche der "einfachen Messung"	40
4.5	Flussdiagramm der automatischen Messung	41
4.6	Bedienoberfläche von Orca	43
5.1	Simulierte differentielle Spektren mit verschiedenen Störungen	47
5.2	Energiespektrum gemessen am Monitorspektrometer	48
5.3	Elektronenlinie und zugehöriges Filterspektrum	49
5.4	Fitergebnis für eine variable Lorentzbreite	50
5.5	Spektrum mit mehreren Detektorfehlern	51
5.6	Spektrum mit aufsteige/absteige Fehler	51
5.7	Linienposition und reduziertes χ^2 der Langzeitmessung	52
5.8	Gaußbreite der Langzeitstabilitätsmessung	53

5.9	Simulierter Einfluss von Störungen der Hochspannung auf die Transmissionsfunkt	54
5.10	Signalform des Pulsers für eine gaußverteilte Störung	56
5.11	Gestörte und ungestörte Messung im Vergleich	57
5.12	Einfluss der Messzeit auf die Genauigkeit der Linienposition	59
5.13	Benötigte Anzahl an Messpunkten	59

Tabellenverzeichnis

3.1	Eigenschaften der verschiedenen LFCS-Spulen	24
3.2	Einstellungen der EMCS-Spulen	25
3.3	Eigenschaften der Konversionselektronen	26
3.4	Verschiedene Druckwerte innerhalb des Vakuumsystems	32
5.1	Messergebnisse der Messung mit sinusförmiger Störung	56
5.2	Auswertung mit stetiger Minimierung der Messpunkte	60

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei allen Mitarbeitern der KATRIN-Kollaboration, dem Institut für Kernphysik und dem Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik bedanken, die durch ihren persönlichen Einsatz zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben. Besonderer Dank an:

- Prof. Dr. Guido Drexlin für die interessante Aufgabenstellung und die Betreuung
- Prof. Dr. Günter Quast für die Übernahme der Zweitkorrektur
- Dr. Klaus Schlösser für den großen Einsatz und die gute Betreuung im Rahmen dieser Diplomarbeit, sowie für das Korrekturlesen der Arbeit

Außerdem möchte ich meiner Familie und meiner Freundin danken, die durch ihre Förderung und Unterstützung wesentlich zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben.