

Inbetriebnahme des Fokalebenenendetektor-Systems für eine zweite Messphase am KATRIN-Hauptspektrometer

Diplomarbeit
von

Frank Bandenburg

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

Referent:	Prof. Dr. Guido Drexlin
Koreferent:	Prof. Dr. Wim de Boer
Betreuender Mitarbeiter:	Dr. Markus Steidl
Direkter Betreuer:	Dipl. Phys. Fabian Harms

Bearbeitungszeit: 01. Dezember 2013 – 28. November 2014

Ich versichere wahrheitsgemäß, die Arbeit selbstständig angefertigt, alle benutzten Hilfsmittel vollständig und genau angegeben und alles kenntlich gemacht zu haben, was aus Arbeiten anderer unverändert oder mit Abänderungen entnommen wurde.

Frank Bandenburg, November 2014

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Neutrinos	3
2.1. Historische Entwicklung und Standardmodell	3
2.2. Neutrino-Oszillationen	5
2.3. Prinzipien zur Massenbestimmung	8
2.3.1. Modellabhängige Messungen	8
2.3.2. Modellunabhängige Messungen	10
3. KATRIN	13
3.1. Messprinzip und Designanforderungen	14
3.2. Quell- und Transportsektion	15
3.3. Spektrometer- und Detektorsektion	17
3.4. Fehlerquellen und Sensitivität	20
4. Das Fokalebene-Detektorsystem	21
4.1. Magnete	22
4.2. Vakuumsystem	24
4.3. Nachbeschleunigungselektrode	25
4.4. Kühlung	26
4.5. Detektor- und Ausleselektronik	26
4.6. Datenerfassung und Sensorsteuerung	30
4.7. Kalibrationsquellen	33
4.8. Veto-System und Schilde	35
5. Upgrades und Performance des FPD-Systems	37
5.1. Performance des Vakuum-Systems	37
5.2. Fail-Safe-Moden	39
5.3. Testmessungen zur Performance der Detektorwafer	41
5.4. Ausrichtung des FPD-Systems gegenüber dem Hauptspektrometer	42
5.4.1. Ausrichtung während der SDS-I-Messphase	42
5.4.2. Ausrichtung des FPD-Systems für die SDS-II-Messphase	43
5.4.3. Erste Ergebnisse zur Ausrichtung des FPD-Systems für die SDS-II-Messphase	47
6. Zusammenfassung	53
7. Appendix	57
Anhang	59
A. Tabellen	59
Literaturverzeichnis	57

Abbildungsverzeichnis	65
Tabellenverzeichnis	67
Danksagung	75

1. Einleitung

Seit der Postulierung des Neutrinos in den 30er Jahren des letzten Jahrhunderts stellt die Untersuchung der Eigenschaften dieses, nur schwach wechselwirkenden Elementarteilchens Physiker auf der ganzen Welt vor neue Herausforderungen. Kapitel 2 widmet sich den grundlegenden Eigenschaften der Neutrinos und den, für die Weiterentwicklung der Kosmologie und der Teilchenphysik wichtigen, weltweit durchgeführten Experimenten zur Bestimmung ihrer Masse.

Unter diesen Projekten stellt das KATRIN-Experiment die neueste Generation der modellunabhängigen Experimente zur Bestimmung der effektiven Masse des Elektron-Antineutrinos dar. Das Projekt wird derzeit am Campus Nord des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT) aufgebaut und wird zur Bestimmung der Masse des Elektron-Antineutrinos den Tritium- β -Zerfall in der Nähe seiner Endpunkts-Energie von 18,6 keV untersuchen. Im Vergleich zu seinen Vorgänger-Experimenten wird das KATRIN-Experiment eine um den Faktor 10 bessere Sensitivität von $m_{\bar{\nu}} \leq 200 \text{ meV}/c^2$ (90 % C.L.) erreichen. Das Funktionsprinzip sowie der Aufbau des KATRIN-Experiments werden in Kapitel 3 vorgestellt.

Die vorliegende Diplomarbeit wurde am sogenannten Fokalebene-Detektorsystem (FPD-System), einer der Hauptkomponenten des KATRIN-Experiments, durchgeführt. Das FPD-System hat die Aufgabe, die durch das KATRIN-Hauptspektrometer transmittierten Tritium-Elektronen mit hoher Detektionseffizienz und möglichst untergrundfrei nachzuweisen. Die Funktionsweise und der Aufbau des FPD-Systems ist in Kapitel 4 beschrieben.

Im Sommer 2013 wurden das FPD-System und das KATRIN-Hauptspektrometer für eine dreimonatige Messkampagne (SDS-I) erstmals gemeinsam in Betrieb genommen. Im Zuge dieser Messkampagne konnten viele Erkenntnisse über die Langzeitperformance des FPD-Systems gewonnen werden.

Schwerpunkt der vorliegenden Diplomarbeit ist die Verbesserung und Überarbeitung des FPD-Systems anhand dieser Erkenntnisse. Hierbei wurde in Kapitel 5 das Augenmerk insbesondere auf das Vakuumsystem des Detektors, die Performance des Detektor-Wafers sowie die Ausrichtung des Detektorsystems gegenüber dem KATRIN-Hauptspektrometer gelegt.

2. Neutrinos

Das KATRIN-Experiment hat das Ziel die effektive Masse des Elektron-Antineutrinos mit einer bisher unerreichten Sensitivität von 200 meV bei 90 % C.L. über eine hochpräzise Elektronenspektroskopie des Tritium- β -Zerfall im Bereich der Endpunktsenergie modellunabhängig zu bestimmen [Ang05].

Dieses Kapitel beschreibt zunächst in Abschnitt 2.1 den geschichtlichen Ablauf der Neutrino-Entdeckung und die Einordnung der Neutrinos in das Standardmodell der Teilchenphysik. Im darauffolgenden Abschnitt 2.2 werden Neutrino-Oszillationen erläutert. Die Entdeckung der Neutrino-Oszillationen und deren Unvereinbarkeit mit dem Standardmodell der Teilchenphysik hatte zur Folge, dass Neutrinos nicht mehr als masselose Teilchen angesehen werden konnten. Der letzte Abschnitt dieses Kapitels beschäftigt sich schließlich mit modellabhängigen und modellunabhängigen Messungen zur Bestimmung der Neutrino-Massen.

2.1. Historische Entwicklung und Standardmodell

In den 30er Jahren schlug Wolfgang Pauli [Pau30] ein hypothetisches, neutrales Spin-1/2-Elementarteilchen vor, welches er Neutron nannte und später von Enrico Fermi [Fer34] in Neutrino (kleines Neutron) umbenannt wurde um Verwechslungen mit dem schon bereits bekannten Bestandteil des Atomkerns zu vermeiden. Die Postulierung dieses Teilchen diente dazu den damaligen Konflikt des β^- -Zerfalls mit dem Energieerhaltungssatz zu lösen. Bei diesem Zerfall konnte zunächst lediglich beobachtet werden, wie nur ein Elektron emittiert wurde, was einem Zweikörperproblem entspricht. Da im Jahr 1914 Chadwick im Anschluss an die Entdeckung der diskreten α - und γ -Linien gegen Ende des 19. Jahrhunderts ein kontinuierliches Energiespektrum beim β^- -Zerfall ermittelte [Cha14], entstand ein Konflikt mit den für die Physik fundamental wichtigen Erhaltungssätzen für Energie, Impuls und Drehimpuls. Die Einführung eines zusätzlichen Teilchens beim β^- -Zerfall ermöglicht eine mit den Erhaltungssätzen konsistente Beschreibung als Dreikörperproblem:



Dabei beschreibt X den Mutterkern mit Ordnungszahl Z und Massenzahl A, welcher in den Tochterkern Y mit höherer Ordnungszahl Z+1 unter Aussenden eines Elektrons und eines Elektron-Antineutrinos zerfällt. Aufgrund der geringen Wechselwirkung des Neutrinos mit anderen Teilchen konnte dieser Zerfall aber erst 1956 mit dem Cowan-Reines-Neutrinoexperiment im Zuge des "Poltergeist"-Experiments bestätigt werden, bei

dem das Neutrino entdeckt wurde [Cow56]. Bei diesem Experiment wurden die Elektron-Antineutrinos aus dem Kernreaktor P des Savannah River Sites untersucht. Der Kernreaktor eignete sich für dieses Experiment besser als gewöhnliche radioaktive Präparate, da dieser eine deutlich höhere Antineutrino-Flussrate aufwies. Zum Nachweis wurden zwei Tanks jeweils mit 200 ℓ einer Cadmiumchlorid-Lösung gefüllt, welche von 1400 ℓ flüssigen Szintillationszählern umgeben waren. Die dabei untersuchte Reaktion wird inverser β^+ -Zerfall genannt:

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

Die bei diesem Zerfallsprozess entstehenden Positronen verlieren den größten Teil ihrer kinetischen Energie innerhalb der Wassertanks und der Flüssigszintillationszählern durch elektromagnetische Wechselwirkung bis sie mit deren Hüllenelektronen annihilieren und zwei monoenergetische Photonen mit einer Energie von 511 keV emittiert werden. Die beim Zerfall entstandenen Neutronen werden durch Wasser-Moleküle verlangsamt und anschließend durch Cadmium-Kerne eingefangen, die sich daraufhin in einem angeregten Zustand befinden. Fällt der Cadmium-Kern wieder in seinen ursprünglichen Zustand zurück, werden Photonen mit einer Energie zwischen 3 und 11 MeV ausgesendet. Der gemessene Antineutrino-Fluss des Kernreaktors betrug bei diesem Experiment $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^2/\text{s}$, womit nach mehreren Monaten Messzeit eine Antineutrino-Rate von 3 Ereignissen pro Stunde gemessen werden konnte. Der Wirkungsquerschnitt der Relation 2.2 ergab sich zu $\sigma = 6,3 \pm 1,6 \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2$. Dies liegt innerhalb des von der Fermi-Theorie erwarteten Bereichs [Fer34].

Die Entdeckung des Elektron-Antineutrinos wurde schließlich 1995 mit dem Nobelpreis an Frederick Reines gewürdigt (Clyde Cowan war zu diesem Zeitpunkt bereits verstorben) [Cow56].

Neutrinos weisen im Vergleich zu den anderen Elementarteilchen eine sehr geringe Masse auf, weshalb sie sich mit nahezu Lichtgeschwindigkeit bewegen. Zum damaligen Zeitpunkt war nur das Elektron-Neutrino bekannt. Erst 1962 und 2001 wurden die restlichen Neutrinos, nämlich das Myon-Neutrino und das Tau-Neutrino, entdeckt. Das Myon-Neutrino wurde von Schwartz, Lederman und Steigerberger am Brookhaven National Laboratory entdeckt, indem sie die Zerfälle von durch Teilchenbeschleunigern erzeugten Pionen untersuchten:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.3)$$

Die bei diesem Zerfall entstehenden Neutrinos erzeugen keine Elektronen, sondern lediglich Myonen, wodurch gezeigt wurde, dass Elektron- und Myon-Neutrinos nichtidentische Elementarteilchen sind [Dan62]. Das fast vier Jahrzehnte später und bereits vom Standardmodell der Teilchenphysik als dritte Neutrinogeneration vorausgesagte Tau-Neutrino wurde im DONUT-Experiment am Fermilab entdeckt [DON01].

In Abbildung 2.1 ist eine Einordnung der Neutrinos in das Standardmodell der Teilchenphysik inklusive Quarks, Eichbosonen und Higgs-Teilchen dargestellt. In dieser Abbildung ist außerdem zu erkennen, dass jedes Neutrino einen elektrisch geladenen Partner des gleichen Flavours besitzt. Anhand von Daten zur Zerfallsbreite des Z^0 -Bosons, welche am LEP Teilchenbeschleuniger genommen wurden, konnte die Anzahl der leichten, aktiven Neutrino-Generationen auf $2,984 \pm 0,008$ bestimmt werden [Eid04]. Im Standardmodell interagieren Neutrinos nur über die neutralen und geladenen Ströme der schwachen Wechselwirkung über die Eichbosonen W^\pm und Z_0 . Sie koppeln jedoch nicht an die elektromagnetische oder starke Wechselwirkung. Aufgrund der maximalen Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung und der nicht-verschwindenden Neutrinomasse wird für Neutrinos negative Helizität und für Antineutrinos positive Helizität vorausgesagt. Im Jahr 1956 wurde beim Goldhaber-Experiment die Helizität von Neutrinos zu $h = -1,0 \pm 0,3$ bestimmt [GGS58]. Eine Kopplung an die schwachen Eichbosonen ist daher nur für links- und rechtshändige Neutrinos und Antineutrinos möglich. Eine weitere Vorhersage des

Untersuchung der gemessenen Raten von Elektronen und Myonen wurde festgestellt, dass die Rate der Myon-Neutrinos abhängig vom Flugweg war. Die Myon-Neutrinos mussten sich daher teilweise auf dem Weg zum Detektor in andere Neutrinos umgewandelt haben [Fuk98].

Die erste direkte Messung der Neutrino-Oszillationen war die Bestätigung des solaren Defizits, was bereits 1968 durch das Homestake-Experiment [DHH68] nachgewiesen wurde. Dieses Experiment sollte die theoretischen Berechnungen zum solaren Neutrino-Fluss im Standard-Sonnenmodell bestätigen [Bah64]. Der Namensgeber für das Experiment war die Homestake Mine in Süd Dakota, in welcher ein Tank gefüllt mit 615 Tonnen Tetrachloroethylen (C_2Cl_4) zum Einfangen der solaren Neutrinos verwendet wurde. Mit Hilfe einer radiochemischen Analyse wurde jedoch ein Defizit von $2/3$ zwischen der Anzahl der von der Sonne kommenden Elektron-Neutrinos und der von der Theorie vorausgesagten Anzahl bestimmt, was als solares Defizit bekannt wurde.

Eine weitere Untersuchung des solaren Defizits erfolgte durch das Sudbury Neutrino Observatory (SNO), welches bis 2006 in Betrieb war. Dieses Experiment befand sich 2000 m unter der Erdoberfläche in einer alten Nickel-Mine in der Nähe von Sudbury (Ontario in Kanada). Der SNO-Detektor bestand aus einem transparenten Acrylglas, welcher mit 1000ℓ schwerem Wasser (D_2O) gefüllt und von etwa 9600 Photomultiplier umgeben war. Die Elektron-Neutrinos wechselwirken mit den Neutronen der Wassermoleküle, welche dadurch zu einem Proton und einem Elektron umgewandelt wurden. Ähnlich wie beim Super-Kamiokande-Experiment wurde die Cherenkov-Strahlung der Elektronen zur Detektion der Elektron-Neutrinos genutzt.

Neutrino-Oszillationen verletzen nicht nur die Leptonen-Flavourzahl, sondern beweisen auch, dass Neutrinos massebehaftete Teilchen sind. Das letztgenannte weist auf eine interessante Physik jenseits des Standardmodells hin, da in diesem Neutrinos keine Masse zugewiesen bekommen. Pontecorvo ordnete in seinen theoretischen Ausführungen zur Neutrino-Oszillation der Bestimmung eines bestimmten Flavours eine bestimmte Wahrscheinlichkeit zu [Pon59]. In dieser Theorie wird angenommen, dass die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung (ν_e, ν_μ, ν_τ) nicht mit den Massen-Eigenzuständen (ν_1, ν_2, ν_3) identisch sind, sondern eine Überlagerung dieser Zustände darstellen :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (\alpha = e, \mu, \tau) \quad (2.5)$$

Die Transformation zwischen den Eigenzuständen wird durch die unitäre PMNS-Matrix (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) mit den Matrix-Elementen $V_{\alpha i}$ ermöglicht. Sie hängt von den drei Mischungswinkeln θ_{ij} , einer CP-verletzenden Phase δ und den Majorana-Phasen $\alpha_{2,1}, \alpha_{3,1}$ ab:

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_{21}/2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\alpha_{31}/2} \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

mit $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $\sin \theta_{ij} = \sin \theta_{ij}$, $\theta_{ij} = [0, \pi/2]$ und $\delta = [0, 2\pi]$. Die zwei Phasenwinkel $\alpha_{2,1}, \alpha_{3,1}$ sind nicht null, falls Neutrinos Majorana-Teilchen sind.

Die Massen-Eigenzustände ν_i lassen sich als ebene Welle betrachten. Für hochrelativistische Neutrinos mit $m_\nu \ll E_\nu$ gilt die Näherung $v \approx c$, womit man die Superposition 2.5 wie folgt beschreiben kann:

$$|\nu_\alpha(L)\rangle = \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k} \cdot e^{-i \frac{m_k^2 L}{2E}} |\nu_k\rangle \quad (2.7)$$

In der Formel (2.7) beschreibt L in km die Entfernung zwischen Entstehungsort und Detektion in km und E die Neutrino-Energie in GeV. Aus [Kay05] erhält man für die Über-

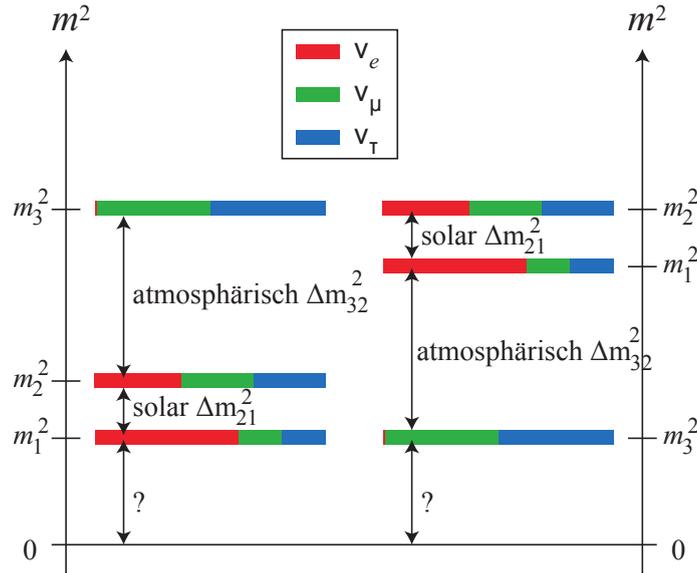


Abbildung 2.2.: **Massenhierarchie der Neutrinos.** In der Abbildung ist auf der linken Seite die Massenverteilung bei normaler und auf der rechten Seite bei inverser Hierarchie dargestellt. Dabei wurden solare und atmosphärische Experimente zur Neutrino-Oszillation ausgewählt. Schematische Abbildung entnommen aus [KL13].

gangswahrscheinlichkeit P vom Flavour α zu β :

$$\begin{aligned}
 P(|\nu_\alpha\rangle \longrightarrow |\nu_\beta\rangle) &= \delta_{\alpha\beta} \\
 &- 4 \cdot \sum_{i>j} \operatorname{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \cdot \sin^2(1,27 \cdot \Delta m_{ij}^2 L/E) \\
 &+ 2 \cdot \sum_{i>j} \operatorname{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \cdot \sin^2(2,54 \cdot \Delta m_{ij}^2 L/E)
 \end{aligned} \tag{2.8}$$

Betrachtet man nur die ersten zwei Neutrino-Generationen ($\alpha = e, \mu$ und $i = 1, 2$) vereinfacht sich Formel (2.8) zu:

$$P(|\nu_\alpha\rangle \longrightarrow |\nu_\beta\rangle) = \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2\left(1,27 \cdot \frac{\Delta m_{21}^2 L}{E}\right) \quad (\alpha \neq \beta) \tag{2.9}$$

Die Wahrscheinlichkeit der Neutrino-Oszillation zwischen zwei Flavour-Eigenzuständen hängt hier nur vom Flugweg L sowie der mittleren Energie E des Neutrino-Strahls ab. Experimente zur Bestimmung der Oszillationsparameter verwenden die im nächsten Abschnitt beschriebenen Neutrino-Quellen um sowohl bei bekannter Entfernung zwischen Quelle und Detektor als auch bei bekannter Energie des Neutrino-Strahls die Mischungswinkel θ_{ij} und die Differenz der Massenquadrate Δm_{ij}^2 zu bestimmen. Nach Formel (2.9) bestimmen die Mischungswinkel die Amplitude und die Differenz der Massenquadrate die Frequenz des Neutrino-Strahls.

Neutrino-Oszillations-Experimente bestimmen nicht die absolute Masse der Neutrinos, sondern lediglich die Differenzen der Massenquadrate. Daher ist auch eine in Bezug auf die Neutrino-Generationen nicht-hierarchische Massenverteilung der Neutrinos möglich. In Abbildung 2.2 ist der Sachverhalt für die normale Massenhierarchie (NM) mit $\Delta m^2 > 0$ und für die inverse Massenhierarchie (IM) mit $\Delta m^2 < 0$ dargestellt. bezeichnet NH die normale Hierarchie mit $\Delta m > 0$ und IH die inverse Hierarchie mit $\Delta m < 0$. Zum Zeitpunkt des Verfassens dieser Arbeit existieren folgende Werte [Fog12] für die Differenz der

Massenquadrate:

$$\Delta m_{21}^2 = 7,54 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2, \quad \Delta m^2 = m_3^2 - \frac{m_1^2 + m_2^2}{2} = \begin{cases} 2,43 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 & \text{(NH)} \\ -2,42 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 & \text{(IH)} \end{cases} \quad (2.10)$$

Eine weitere Variante der Neutrino-Massenverteilung ist möglich, falls die Neutrinos in etwa die gleiche Masse ($m_1 \approx m_2 \approx m_3$) besitzen, was quasi-entarteter Zustand genannt wird. In diesem Fall läge die Masse jedes Neutrinos bei etwa 200 meV. Dies entspricht gerade der Sensitivität des KATRIN-Experiments, weshalb im Anschluss an die endgültige Messphase des Experiments die Gültigkeit des quasi-entarteten Zustands überprüft werden kann. Sollte die Masse des Elektron-Antineutrinos im KATRIN-Experiment bestimmt werden, ist die Berechnung der anderen Neutrinomassen möglich, falls die Massenhierarchie bekannt ist.

2.3. Prinzipien zur Massenbestimmung

Die in dem vorigen Kapitel beschriebene Entdeckung der Neutrino-Oszillation hat eindeutig gezeigt, dass Neutrinos eine endliche, nicht-verschwindende Masse besitzen. Der erste Teil dieses Abschnitts widmet sich der modellabhängigen Messung dieser Massen. Diese ergaben für die Neutrino-Massen sehr niedrige obere Grenzen, hängen aber im Gegensatz zu den im zweiten Teil dieses Abschnitts beschriebenen modellunabhängigen Messungen von theoretischen Modellen ab. Die modellunabhängigen Experimente, wie zum Beispiel auch das KATRIN-Experiment, basieren lediglich auf physikalischen Erhaltungssätzen durch die relativistische Beziehung von Impuls und Energie [Ang05] [Sch14b].

2.3.1. Modellabhängige Messungen

1. Kosmologische Ansätze

Zur Bestimmung einer oberen Grenze für die Neutrinomasse wird die kosmische Hintergrundstrahlung untersucht, welche die Struktur des Universums 380.000 Jahre nach dem Urknall abbildet. Mit Hilfe des Λ CDM-Modells¹ ergibt sich ein Zusammenhang zwischen der Energiedichte für Neutrinos im Universum und der Summe der Neutrinomassen [Ber13]:

$$\sum_i m_i = 93 \Omega_\nu h^2 \text{ eV} \quad \text{mit} \quad h = H_0 / (100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}). \quad (2.11)$$

Dabei muss beachtet werden, dass die hier verwendete Hubble-Konstante H_0 und der dimensionslose Hubbleparameter h , welche beide die Expansionsrate des Universums beschreiben, von mehreren unabhängigen Experimenten zu unterschiedlichen Werten bestimmt wurden. Mit Hilfe einer einfachen Näherung eines Neutrino-dominierten flachen Universums ($\Omega = 1$) lässt sich jedoch bereits eine grobe obere Grenze angeben:

$$\sum_i m_\nu \lesssim 51 \text{ eV} \quad (2.12)$$

Eine Auswertung der vom Planck-Weltraumteleskop von 2009 bis 2013 erfassten Daten unter Berücksichtigung des Λ CDM-Modells ergab folgenden, deutlich geringeren Wert von

$$\sum_i m_\nu \lesssim 0,23 \text{ eV} \quad (95 \% \text{ C.L.}) \quad (2.13)$$

dessen Bestimmung in [Pla13] genauer beschrieben wird.

Kosmologische Analysen weisen aufgrund ihrer modellabhängigen Natur sehr große

¹Das Λ steht hier für die kosmologische Konstante und die Abkürzung CDM für kalte, dunkle Materie (Cold Dark Matter).

Unsicherheiten auf. Modellunabhängige Experimente haben das Potential die Zahl der Freiheitsgrade der kosmologischen Parameter zu reduzieren. Dies würde zu einer Vereinheitlichung der bei den kosmologischen Analysen erhaltenen Messwerte führen, die momentan noch sehr stark voneinander abweichen [Ber13].

2. Flugzeit-Bestimmung von Supernova-Neutrinos

Der gravitative Kollaps eines massiven Sterns verursacht in seinem Endstadium einen starken Neutrino-Ausstoß im MeV-Bereich. Im Jahre 1987 konnte die erdnahe Supernova SN1987A durch mehrere Experimente zufällig beobachtet werden, welche eigentlich die Untersuchung von Neutrino-Oszillationen [Bio87] oder die Suche nach einem möglichen Protonen-Zerfall [Hir88] zur Aufgabe hatten. SN1987A war eine Supernova vom Typ II, dessen ursprünglicher Stern die Masse eines Vielfaches der Sonne entsprach. Die Flugzeit T_0 der ausgesandten Neutrinos von der Supernova bis zum Detektor auf der Erde ergibt sich mit der Näherung $m_\nu c^2 \ll E_\nu$ zu:

$$T = \frac{L}{v} = \frac{L}{c} \cdot \frac{E_\nu}{p_\nu c} = \frac{L}{c} \cdot \frac{E_\nu}{\sqrt{E_\nu^2 - m_\nu^2 c^4}} \approx \frac{L}{c} \cdot \left(1 + \frac{m_\nu^2 c^4}{2E_\nu^2}\right), \quad (2.14)$$

Die Zeitdifferenz zweier Neutrinos mit unterschiedlichen Energien E_ν beträgt am Detektor schließlich:

$$\Delta t = t_1 - t_2 = \Delta t_0 + \frac{L m_\nu^2}{2c} \cdot \left(\frac{1}{E_1^2} - \frac{1}{E_2^2}\right) \quad (2.15)$$

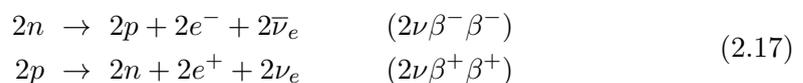
Die Parameter Δt , E_1 und E_2 können durch den Detektor erfasst werden, wohingegen die Entfernung L aus astronomischen Beobachtungen gefolgert werden muss. Da die Form des Neutrino-Pulses sehr vom jeweiligen theoretischen Modell des Sternenkollaps abhängt, ist die anschließende Abschätzung der Neutrinomasse eine modellabhängige Messung. Die Analyse von SN1987A [LL02] ergab eine obere Grenze von

$$\sum_i m_\nu \lesssim 5,7 \text{ eV} \quad (2.16)$$

Bis zum heutigen Zeitpunkt ist SN1987A die erste und bisher einzige Supernova, deren Neutrino-Ausstoß auf der Erde gemessen werden konnte. Im Jahr 2013 meldete das 2010 begonnene Neutrino-Experiment ICECube eine Detektion nicht-terrestrischer Neutrinos [Ice13]. Die Quelle dieser Neutrinos konnte bis jetzt jedoch noch nicht bestimmt werden.

3. Neutrinoloser doppelter β -Zerfall

Zur Berechnung der Bindungsenergien innerhalb eines Kerns lässt sich die Bethe-Weizsäcker-Gleichung [vW35] verwenden. Bei Betrachtung einer konstanten Kernzahl A vereinfacht sich diese zu einer Parabel-Gleichung. Dabei ergeben sich zwei Parabeln, welche der Beschreibung einer ungeraden (uu-Parabel) bzw. geraden (gg-Parabel) Anzahl von Protonen und Neutronen dienen. Falls die Bindungsenergie eines gg-Kerns niedriger ist als die des benachbarten uu-Kerns aufweist, ist der einfache β -Zerfall energetisch verboten und damit eine experimentelle Beobachtung des doppelten β -Zerfalls möglich. Der neutrinobehaftete $2\nu\beta^+\beta^-$ -Zerfall ist ein Prozess zweiter Ordnung der schwachen Wechselwirkung, was zur Folge hat, dass die beobachtbaren Halbwertszeiten bei etwa 10^{20} Jahren liegen. Unter Emission zweier Positronen (Elektronen) und zweier (Anti-)Neutrinos wandeln sich unter Erhaltung der Leptonenzahl zwei Protonen (Neutronen) in zwei Neutronen (Protonen) um:



Das resultierende Energiespektrum der geladenen Leptonen ist kontinuierlich, da die Neutrinos beim Zerfall einen Teil der Bindungsenergie besitzen. In diesem Prozess ist die Leptonenzahl erhalten und daher im Standardmodell der Physik erlaubt. Im Jahr 1967 wurde der doppelte β -Zerfall zum ersten Mal anhand des Zerfalls von ^{82}Se zu ^{82}Kr bei einer Halbwertszeit von $1,4 \cdot 10^{20}$ Jahren und einem Messfehler von 20 % nachgewiesen.

Ein neutrinoloser doppelter β -Zerfall ($0\nu\nu\beta\beta$) würde eine Physik jenseits des Standardmodells bedeuten, wurde jedoch noch nicht beobachtet. Sollte dieser Prozess möglich sein, entstehen beim Zerfall zwei virtuelle Neutrinos, die vom Kern wieder absorbiert werden. Dies ist aber nur möglich, falls das Neutrino im Kontrast zum Standardmodell sein eigenes Antiteilchen ist und damit Majorana-Charakter aufweist. Dieser Prozess verletzt die Leptonenzahl um $\Delta L = 2$. Zusätzlich muss das Neutrino seine Helizität wechseln können, wodurch eine deutlich geringere Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des neutrinolosen doppelten β -Zerfalls im Vergleich zum neutrinobehafteten doppelten β -Zerfall folgt. Sollte der Prozess möglich sein, wäre der neutrinolose doppelte β -Zerfall durch eine diskrete Linie bei der Endpunktenergie zu erkennen, allerdings energetisch verbreitert durch die Energieauflösung des Detektors. Die effektive Majorana-Neutrinomasse lässt sich schließlich aus der gemessenen Halbwertszeit $\tau_{1/2}^{0\nu}$, dem Phasenraumfaktor $G^{0\nu}$, einem modellabhängigen Kernmatrixelement $M_{0\nu}$ bestimmen:

$$m_{\beta\beta}^2 = \left| \sum_i U_{ei}^2 m_i \right|^2 = \frac{1}{G^{0\nu} \cdot |M^{0\nu}|^2 \cdot \tau_{1/2}^{0\nu}} \quad (2.18)$$

Im Jahr 2006 verkündete das Heidelberg-Moskau-Experiment [KKK06] die Entdeckung des neutrinolosen, doppelten β -Zerfall von ^{76}Ge in ^{76}Se und gab die effektive Majorana-Neutrinomasse mit

$$m_{\beta\beta} = (0,32 \pm 0,03) \text{ eV} \quad (68 \% \text{ C.L.}) \quad (2.19)$$

an. Die Messungen dieses Experiments werden jedoch aufgrund der Analysemethoden und der geringen Anzahl von Ereignissen kritisiert. Das GERDA-Experiment [Ack13], welches seit 2011 den neutrinolosen doppelten β -Zerfall in dem Germanium-Isotop ^{76}Ge untersucht hat bisher bei einer Untergrenze für die Halbwertszeit von $2,1 \cdot 10^{25}$ Jahren keine Beweise für diesen Prozess gefunden, womit das vorher genannte Experiment als widerlegt gilt.

2.3.2. Modellunabhängige Messungen

1. Pion- und Tauon-Zerfall

Die Untersuchung des Pion- und Tauon-Zerfalls ist eine modellunabhängige, direkte Methode um die Neutrino-Masse zu bestimmen. Der Pion-Zerfall ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$) erlaubt die Bestimmung der effektiven Masse des μ -Neutrinos, sofern die Pion-Masse (m_π), die Myon-Masse (m_μ) und der Impuls des Myons (p_μ) bekannt sind:

$$m_{\nu_\mu}^2 = m_\pi^2 + m_\mu^2 - 2m_\pi \sqrt{m_\mu^2 + |\vec{p}_\mu|^2} \quad (2.20)$$

Die Pion-Masse wurde 1994 durch die Spektroskopie von Röntgenstrahlung [JGL94] und die Myon-Masse durch die Frequenzunterschiede bei Übergängen von angeregtem Myonium in seinen Grundzustand, [Ber13] ermittelt. Die aktuellste Messung des Myon-Impulses ist in [Ass96] zu finden. Aufgrund der ppm-Genauigkeit mit der diese Werte gemessen sind, lässt sich folgender Wert für die μ -Neutrino-Masse folgern:

$$m_{\nu_\mu} < 0,17 \text{ MeV} \quad (95 \% \text{ C.L.}) \quad (2.21)$$

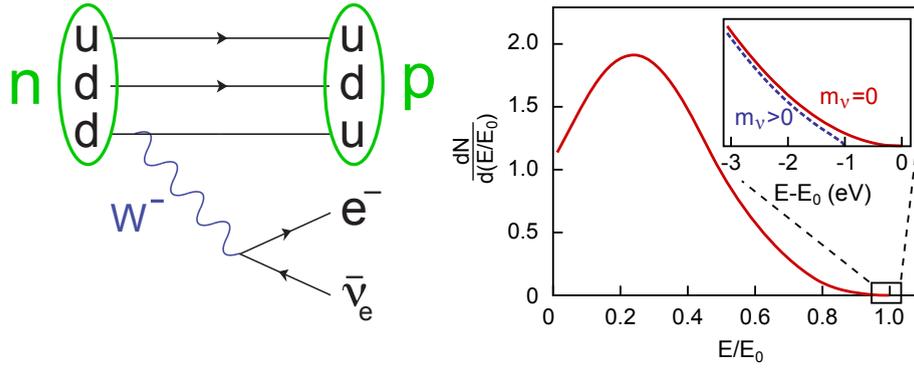


Abbildung 2.3.: **Einfacher β^- -Zerfall.** Links: **Feynman-Diagramm.** Das down-Quark des Neutrons wird über den Austausch eines W^- -Bosons in ein up-Quark umgewandelt, wobei ein Elektron und ein Elektron-Antineutrino emittiert werden. Rechts: **Differentielles Energiespektrum des Elektrons.** Der Energiebereich ist auf die Endpunktsenergie E_0 bei einer Intensitätsverteilung in beliebigen Einheiten normiert angegeben. Der Einschub zeigt die Region um den Endpunkt für masselose und massebehaftete Neutrinos an. Die Grafiken wurden verändert übernommen aus [Sch09].

Analog zum Pion-Zerfall lässt sich beim Tauon-Zerfall die Masse des Tau-Neutrinos durch die Energiemessung der Zerfallsprodukte bestimmen. Zur Zeit ist die geringste untere Grenze durch das ALEPH-Experiment gegeben [Bar98]:

$$m_{\nu_\tau} < 18,2 \text{ MeV} \quad (95 \% \text{ C.L.}) \quad (2.22)$$

2. Einfacher β -Zerfall

Die Untersuchung der Kinematik des Pion- und Tauon-Zerfalls läßt eine grobe Abschätzung für die Neutrino-Massen zu. Eine Annäherung an den sub-eV-Bereich ist jedoch am ehesten durch Experimente möglich, die den einfachen β -Zerfall untersuchen, möglich. Nuklide mit einem Überschuss an Neutronen zerfallen über den β^- -Zerfall (siehe Abbildung 2.3), währenddessen innerhalb des Mutterkerns ein Neutron in ein Proton umgewandelt wird und anschließend ein Elektron sowie ein Elektron-Antineutrino den Kern verlassen:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.23)$$

Die Zerfallsenergie Q teilt sich in diesem Prozess vor allem auf die Leptonen auf. Die kinetische Energie der Elektronen entspricht daher einer kontinuierlichen Verteilung mit der Endpunktsenergie E_0 . Das differentielle Energiespektrum des Elektrons lässt sich mit Hilfe der Goldenen Regel von Fermi beschreiben, indem über die Masseneigenzustände der Neutrinos und die verschiedenen Endzustände summiert wird:

$$\frac{dN^2}{dt dE} = \frac{G_F^2 \cdot \cos^2 \theta_C}{2\pi^3 c^5 \hbar^7} \cdot |M|^2 \cdot F(Z+1, E) \cdot p \cdot (E + m_e c^2) \cdot (E_0 - E) \cdot \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_\nu^2 c^4} \cdot \theta(E_0 - E - m_\nu c^2). \quad (2.24)$$

In dieser Gleichung ist p der Impuls des emittierten Elektrons, θ_C der Cabbibo-Winkel und $F(Z+1, E)$ die Fermi-Funktion, welche die Coulomb-Wechselwirkung zwischen ausgesandtem Elektron und Tochterkern berücksichtigt. Die Heavyside-Funktion θ dient der Erhaltung der Energie, und das Matrixelement M stammt aus der Theorie der schwachen Wechselwirkung. Aus praktischen Gründen wird meist ein β -Strahler

mit geringer Endpunkts-Energie verwendet.

Im Folgenden werden zwei wichtige β^- -Strahlungsisotope beschrieben: Rhenium und das beim KATRIN-Experiment verwendete Tritium.

Rhenium (^{87}Re) besitzt mit $E_0 = 2,663\text{ keV}$ die niedrigste Endpunktsenergie aller β^- -Strahler. Ein Nachteil von Rhenium ist jedoch seine lange Halbwertszeit von $\tau_{1/2} = 4,53 \cdot 10^{10}$ Jahren [FE04], was große Mengen an Rhenium für diese Experimente erfordert. Das Milano-Experiment [Nuc02] detektierte ein Jahr lang mit Hilfe eines ArReO_4 Mikro-Kalorimeters insgesamt etwa $6,2 \cdot 10^6$ Zerfälle und erhielt dabei folgende obere Grenze für die Neutrinomasse:

$$m_\nu < 15\text{ eV} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (2.25)$$

Das Nachfolge-Experiment MARE [Nuc12] wird diese Sensitivität auf die Neutrino-Masse um zwei Größenordnungen verbessern.

Ein weiteres wichtiges Strahlungsisotop ist Tritium, welches auch am KATRIN-Experiment verwendet wird. Die Vorgänger-Experimente in Mainz und Troitsk lieferten eine Obergrenze von 2 eV für die Masse des Elektron-Antineutrinos. Das KATRIN-Experiment wird mit einer Sensitivität von $m_{\bar{\nu}_e} \leq 200\text{ meV}$ (90 % C.L.) die Resultate der vorherigen Messungen um eine Zehnerpotenz verbessern. Tritium hat mit $18,591\text{ keV}$ [Nag06] nach Rhenium die zweitniedrigste Endpunktsenergie aller β^- -Strahler, im Gegensatz zu diesem aber eine eher niedrige Halbwertszeit von $\tau_{1/2} = 12,34$ Jahren [LU00]. In Experimenten mit Tritium zerfällt das instabile super-schwere Wasserstoffisotop ^3H unter Emission eines Elektrons e^- und eines Elektron-Antineutrinos $\bar{\nu}_e$ in seinen Tochterkern $^3\text{He}^+$:



Tritium ist ein ideales Strahlungsisotop für hochpräzise Elektronen-Spektroskopie zur Messung der Neutrinomasse im sub-eV-Bereich, dessen Verwendung durch das KATRIN-Experiment im nächsten Kapitel 3 genauer beschrieben wird.

3. KATRIN

Wie bereits im vorherigen Kapitel erwähnt, hat das KATRIN-Experiment zum Ziel die effektive Masse des Elektron-Antineutrinos mit einer angestrebten Sensitivität von $200 \text{ meV}/c^2$ (90 % C.L.) modellabhängig zu bestimmen. Der etwa 70 m lange Aufbau wird derzeit von einer internationalen Kollaboration am Campus Nord des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT) aufgebaut. Abbildung 3.1 ¹ zeigt eine Übersicht des Experiments mit seinen verschiedenen Teilkomponenten. Das KIT wurde aufgrund des dort bereits existierenden Tritium Labors Karlsruhe (TLK) als Standort für das Experiment gewählt. Das TLK besitzt sowohl die nötige Infrastruktur, als auch die Lizenz für einen täglichen Durchsatz von 40 g gasförmigem Tritium in einem geschlossenen Kreislauf.

In Abschnitt 3.1 wird zunächst die experimentelle Vorgehensweise unter Berücksichtigung der charakteristischen Anforderungen des Experiments besprochen. In Abschnitt 3.2 wird näher auf die Quell- und Transportsektion eingegangen. Im darauf folgenden Abschnitt 3.3 wird die Spektrometer- und Detektorsektion (SDS) vorgestellt, an welcher diese Arbeit durchgeführt wurde. Dieses Kapitel schließt mit Abschnitt 3.4 ab, in welchem die Fehlerquellen und die Sensitivität des KATRIN-Experiments beschrieben werden.

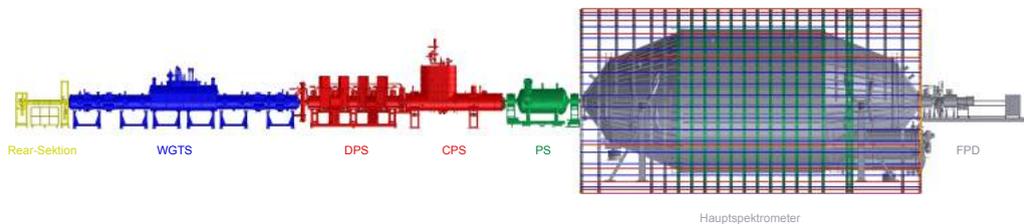


Abbildung 3.1.: **Der Aufbau des KATRIN-Experiments** ist 70 m lang und besteht aus mehreren Teilkomponenten. Die Rear-Sektion dient der Überwachung von systematischen Effekten in der fensterlosen, gasförmigen Tritium-Quelle (WGTS). Von dieser Quelle aus werden die Signalelektronen mittels supraleitender Solenoide über die differentielle Pumpstrecke (DPS) und die kryogene Pumpstrecke (CPS) zu den zwei elektrostatischen Spektrometern, dem Vor- (PS) und dem Hauptspektrometer geführt. Am Ende des experimentellen Aufbaus befindet sich das FPD-System.

¹WGTS = Windowless Gaseous Tritium Source , DPS = Differential Pumping Section, CPS = Cryogenic Pumping Section, PS = Pre-Spectrometer, FPD = Focal Plane Detector

3.1. Messprinzip und Designanforderungen

Eine nichtverschwindende Neutrinomasse verändert das Energiespektrum der Elektronen, welche beim β -Zerfall im wenige eV breiten Bereich des Endpunktes entstehen, auf charakteristische Weise (siehe Kapitel 2). Im Folgenden wird die Funktionsweise eines auf dem MAC-E²-Filterprinzip basierenden elektrostatischen Spektrometers beschrieben. Mit solch einem Spektrometer lässt sich ohne Verlust von Luminosität die nötige Energieauflösung erreichen um die Charakteristika einer nicht-verschwindenden Neutrinomasse im Energiespektrum aufzulösen. Abbildung 3.2 zeigt eine schematische Darstellung dieses MAC-E-Filter-Prinzips.

Ein MAC-E-Filter (magnetisch-adiabatische Kollimation mit einem elektrostatischen Filter) basiert auf dem Prinzip eines Hochpassfilters. Elektronen aus einer Quelle werden magnetisch in ein Spektrometer geführt, an welchem ein Gegenpotential U anliegt. Elektronen mit kinetischen Energien größer als eU können das Spektrometer passieren, während solche mit geringerer Energie reflektiert werden. Ein Detektor am Ende des Aufbaus zählt die Elektronen, die das Gegenpotential überwinden konnten. Legt man nun verschiedene Retardierungspotentiale an das Spektrometer an, so lässt sich das integrale Energiespektrum der Elektronen mit eV-Genauigkeit vermessen.

Dieses relativ einfache Messprinzip mittels eines Hochpassfilters hat zum Nachteil, dass nur für Elektronen, die in der Quelle parallel zu den Magnetfeldlinien starten, die volle kinetische Energie analysiert wird. Alle anderen Elektronen bewegen sich auf Zyklotronbahnen entlang der Feldlinien und besitzen eine transversale Impulskomponente, welche im Hochpassfilter nicht analysiert würde. Um die Statistik der Messung zu erhöhen erfolgt in einem MAC-E-Filter eine magnetische Kollimation des Elektronenimpulses. Die β -Elektronen werden auf ihrem Weg durch den Experimentieraufbau magnetisch-adiabatisch geführt, wobei sie nicht-relativistische Geschwindigkeiten mit einem Lorentz-Faktor von $\gamma = 1,04$ haben. Ihr magnetisches Moment μ ist daher eine Konstante der Bewegung und lässt sich wie folgt beschreiben:

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

Dabei ist E_{\perp} die kinetische Transversalenergie und B die entsprechende magnetische Flußstärke. Aufgrund der adiabatischen Verringerung der magnetischen Flußdichte entlang der Elektronentrajektorie im Spektrometer muss auch die kinetische Transversalenergie der Elektronen sinken, damit das magnetische Moment konstant bleibt. Da jedoch das Prinzip der Energieerhaltung gilt, wird die entsprechende kinetische Transversalenergie in die kinetische Longitudinalenergie E_{\parallel} umgewandelt. Somit klappt der Impulsvektor auf dem Weg zur zentralen Ebene des Spektrometers - der sogenannten Analysierebene - in longitudinale Richtung um. Dies ermöglicht in der Analysierebene eine Analyse der kompletten kinetischen Energie der Elektronen durch das Retardierungspotential des Spektrometers. Der maximale, polare Akzeptanzwinkel des MAC-E-Filters für Elektronen aus der Quelle ergibt sich durch das Verhältnis der magnetischen Flußstärke B_S in der Quelle und der maximalen magnetischen Flußstärke B_{max} zu:

$$\sin \theta_{\text{max}} = \frac{B_S}{B_{\text{max}}} \quad (3.2)$$

Der Impulsvektor von Elektronen mit polaren Startwinkeln $\theta > \theta_{\text{max}}$ in der Quelle klappt am Ort von B_{max} um und die Elektronen werden reflektiert (magnetischer Spiegel).

Die Energieauflösung δE eines auf dem MAC-E-Filterprinzip basierenden Spektrometers ergibt sich über den maximal verbleibenden transversalen Impulsanteil eines Elektrons in der Analysierebene. Bei Erhaltung des magnetisches Momentes nach Gleichung 3.1

²MAC-E-filter = Magnetic Adiabatic Collimation combined with an Electrostatic filter

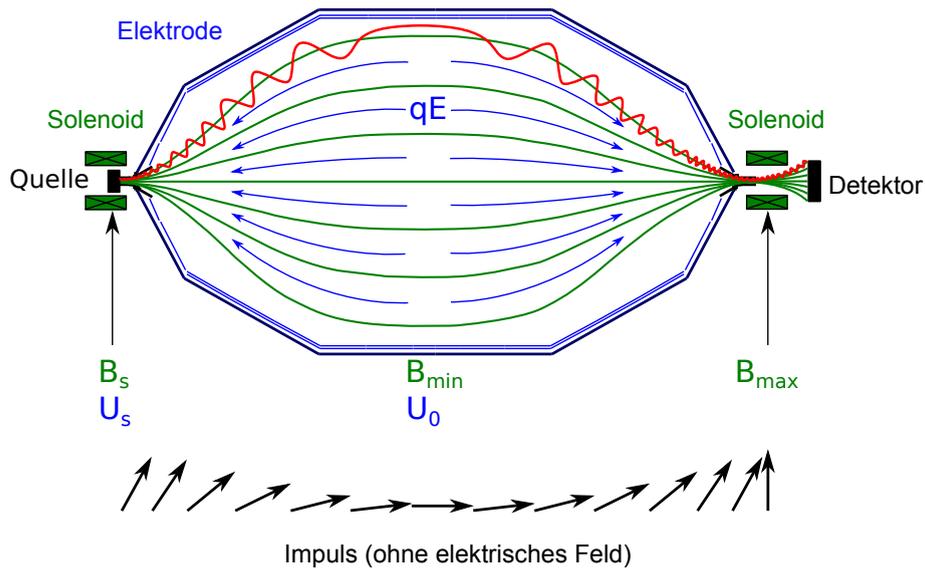


Abbildung 3.2.: **Skizze zur Veranschaulichung des MAC-E-Filter-Prinzips.** Zwei supraleitende Solenoide an den jeweiligen Enden des Hauptspektrometers erzeugen das magnetische Führungsfeld. Die Elektronen aus der Quelle auf der linken Bildseite vollführen auf ihrem Weg durch das Spektrometer charakteristische Zyklotronbahnen (rot) um die Magnetfeldlinien (grün). Können die Elektronen das Retardierungspotential U_0 überwinden, werden sie vom Detektor auf der linken Seite registriert. Verändert entnommen aus [Wan13].

entspricht dies gerade einem Elektron, das am Ort von B_{\max} einen rein transversalen Impuls besitzt:

$$\Delta E = E_{\perp,A} = \frac{B_A}{B_{\max}} \cdot E_{\perp,\max} \quad (3.3)$$

Die Variable B_A in dieser Gleichung ist die magnetische Flußstärke in der Analysierebene. Um die Statistik des MAC-E-Filters weiter zu erhöhen soll möglichst der gesamte magnetische Flußschlauch aus der Quelle durch den Experimentaufbau geführt werden. Wegen

$$\Phi = \int_A \vec{B} \cdot d\vec{A} \quad (3.4)$$

benötigt ein auf dem MAC-E-Filterprinzip basierendes Spektrometer daher im Bereich der Analysierebene, wo das B-Feld seinen Minimalwert annimmt, einen großen Durchmesser. Das Messprinzip des MAC-E-Filters ermöglicht somit Energieauflösungen im eV-Bereich ohne die Luminosität der Quelle signifikant einzuschränken.

3.2. Quell- und Transportsektion

1. Quell-Sektion

Die 10 m lange, fensterlose, gasförmige Tritium-Quelle besteht aus einem 90 mm durchmessenden Strahlrohr, welches sich innerhalb eines, auf einer Temperatur von 30 K gehaltenen, Kryostaten befindet. Die Temperatur des Strahlrohrs wird hierbei mit einer Stabilität von ± 3 mK konstant gehalten um die Dopplerverbreiterung durch thermische Zuströmungen so gering wie möglich zu halten. Die Temperaturstabilität wird hierbei mittels siedendem flüssigem Neon gewährleistet, das durch zwei Kühlrohre strömt, welche am Strahlrohr angebracht sind. Im Zentrum des WGTS-Strahlrohrs werden jede Sekunde $5 \cdot 10^{19}$ Tritium-Moleküle unter kontrollierten Bedingungen eingeführt. Die Reinheit des verwendeten Tritium-Gases beträgt hierbei mehr

als $\epsilon_T = 95\%$. Um eine zu starke Verwirbelung der Moleküle zu verhindern, wird das Gas aus mehr als 250 Öffnungen mit einer Einspritzrate von $q = 1,853$ mbar l/s bei einem relativen Fehler von $0,1\%$ in die WGTS eingeführt. Das eingeführte Tritium-Gas verteilt sich binnen einer Sekunde entlang des gesamten Strahlrohres und wird an beiden Enden der WGTS mittels sechs Turbomolekularpumpen (TMP) abgepumpt, wodurch eine Reduktion von 10^2 des Tritiumflusses aus der Quelle erreicht wird. Das ausgepumpte Gas wird in den sogenannten inneren Kreislauf geführt, wo es aufbereitet wird bevor es erneut in die WGTS zugeführt wird. Dieser Prozess ermöglicht einen täglichen Durchsatz von 40 g gasförmigen Tritiums in der WGTS. Um zu gewährleisten, dass die Isotopenreinheit ϵ_T mit einer Genauigkeit von mindestens $0,1\%$ bekannt ist, wird die Zusammensetzung des Gases durch Raman-Laser-Spektroskopie [Sch09] innerhalb des inneren Kreislaufs analysiert. Wird das Tritium-Gas nicht von der DPS1-R oder DPS1-F ausgepumpt, erreicht es entweder die Transportstrecke oder die am quellseitigen Ende des Experiments gelegene Rear-Sektion. Diese dient der Überwachung der Quellaktivität mittels eines Detektors während der Neutrino-Massen-Messungen. Mit dem Fokalebenen-detektor ist eine solche Aktivitätsmessung nur in Messpausen möglich.

Die Stärke der Quelle kann wie folgt ausgedrückt werden:

$$N(T_2) = A_S \cdot \rho d \cdot \epsilon_T \quad (3.5)$$

Dabei ist A_S der Querschnitt der Tritium-Quelle. Aus der Säulendichte von $\rho d = 5 \cdot 10^{17}$ Moleküle/cm² - welche mit einer Ungenauigkeit von $0,1\%$ behaftet ist - lässt sich die Rate von 10^{11} Signalelektronen pro Sekunde ableiten. Die β -Signalelektronen werden von ihrem Entstehungsort magnetisch-adiabatisch auf Zyklotronbahnen durch die WGTS zur Transportstrecke geführt. Dies geschieht mittels sieben supraleitender Magnete der Stärke $3,6$ T realisiert. Mit Hilfe von Gleichung 3.4 lässt sich berechnen, welchen magnetischen Flußschlauch der WGTS vom Detektor mindestens abgedeckt werden muss. Hierbei wird nicht der gesamte Flußschlauch aus der WGTS mit

$$\phi = \pi \cdot (4,5 \text{ cm})^2 \cdot 3,6 \text{ T} = 230 \text{ Tcm}^2 \quad (3.6)$$

zur Neutrino-Massenanalyse genutzt, sondern nur ein reduzierter Flußschlauch von 191 Tcm^2 um Systematiken durch Oberflächeneffekte wie zum Beispiel Verwirbelungen zu verringern.

Der Vorteil einer fensterlosen, gasförmigen Tritium-Quelle im Vergleich zu einer quench-kondensierten Quelle, wie sie im Vorgängerexperiment in Mainz verwendet wurde, ist die hohe Luminosität der Quelle. Gleichzeitig sind systematische Effekte, zum Beispiel durch Wechselwirkungen der Signalelektronen mit dem Quellsubstrat, nicht zu erwarten.

2. Transport-Sektion

Gerät Tritium aus der Quelle in die KATRIN-Spektrometer und zerfällt dort, generiert es Untergrund und mindert damit die Sensitivität von KATRIN. Daher befindet sich zwischen der Quelle und den Spektrometern die Transportstrecke, bestehend aus einer differentiellen und einer kryogenen Pumpstrecke, in welcher eine Reduzierung des Tritium-Flusses aus der Quelle um 10^{12} erreicht wird. Der verbleibende Tritiumfluß in die Spektrometer erzeugt eine für KATRIN akzeptable Untergrundrate von 10^{-3} β -Elektronen pro Sekunde. Zunächst wird der Tritium-Fluß innerhalb der DPS durch vier Turbomolekularpumpen mit einer Pumpkapazität von 2000 l/s für molekularen Wasserstoff um 10^5 reduziert. Um die Effizienz der Pumpen zu erhöhen, bildet das Strahlrohr der DPS eine Schikane von 20° , wodurch eine direkte Sichtlinie der



Abbildung 3.3.: **Hauptspektrometer mit Luftspulensystem.** Bild entnommen aus [Sch14b]

Tritium-Moleküle von der WGTS zum Spektrometer verhindert wird. Am spektrometerseitigen Ende der DPS schließt sich die kryogene Pumpstrecke CPS an, welche derzeit von der Firma ASG Superconductors S.p.A. gefertigt und voraussichtlich Anfang 2015 an das KIT geliefert wird. Eine dünne Schicht Argon-Frost benetzt die innere Fläche der CPS, welche auf eine Temperatur von 3 K gekühlt wird. Durch die Adsorption der Tritium-Moleküle auf dem Argon-Frost erreicht die CPS eine weitere Reduktion des Tritium-Flusses um 10^7 . Die Grundlage des Kryo-Adsorbers ist die zur absoluten Temperatur exponentiell invers abhängige Verweildauer von Tritium auf der Argon-Schicht [Gil10]. Ebenso wie in der DPS bildet auch das CPS-Strahlrohr eine Schikane mit einem Winkel von 15° wodurch die Adsorptions-Effizienz verbessert wird. Zur Regenerierung der Argon-Frostschicht ist eine Messunterbrechung alle 60 Tage nötig um das Strahlrohr der CPS auf 100 K zu erwärmen und mit flüssigem Helium zu durchfluten. Anschließend wird eine neue Schicht Argonfrost aufgetragen. Das Funktionsprinzip der CPS wurde bereits am TRAP-Experiment untersucht, wo eine Tritium-Reduzierung von $3 \cdot 10^7$ erreicht wurde. In [Eic08] wird der Aufbau dieses Testexperiments im Detail beschrieben.

Die Signalelektronen werden auf ihrem Weg durch die Transportstrecke magnetisch adiabatisch mittels 22 supraleitender Solenoiden mit bis zu 5,6 T geführt und erreichen am Ende der CPS das Vorspektrometer. An diesem Punkt ist der Tritiumfluss aus der Quelle auf 10^{-14} mbar l/s abgefallen.

3.3. Spektrometer- und Detektorsektion

1. Vorspektrometer

Die Aufgabe des Vorspektrometers, welche wie das Hauptspektrometer auf dem MAC-E-Filterprinzip basiert, ist die Vorselektion der β -Elektronen bevor diese das Hauptspektrometer erreichen. Hierzu wird das Vorspektrometer auf ein Retardierungspotential von 18,3 kV gesetzt um den niederenergetischen Teil des β -Spektrums, welcher für die Analyse der Neutrinomasse irrelevant ist, herauszufiltern.

Somit können nur solche β -Elektronen die Analysierebene des Vorspektrometers überwinden, die eine Energie zwischen der Energie des Tritium-Endpunkts und 300 eV

darunter besitzen. Dadurch wird eine Reduzierung von 10^{11} β -Elektronen pro Sekunde aus der Quelle auf 10^3 -Elektronen, die pro Sekunde das Hauptspektrometer erreichen, ermöglicht. Diese Reduktion ist notwendig, da 10^{11} Elektronen pro Sekunde trotz des UHVs³ von 10^{-11} mbar, welches in der gesamten Spektrometer- und Detektorsektion herrscht, durch die Ionisation von Restgas einen erheblichen Untergrund innerhalb des Hauptspektrometers erzeugen würden [Ang05]. Das magnetische Führungsfeld innerhalb des Vorspektrometers wird mittels zweier supraleitender Magnete mit jeweils 4,5 T erzeugt. Das Spektrometer ist 3,4 m lang und hat einen Innendurchmesser von 1,7 m in der Analysierebene.

Das UHV im Spektrometer wird mittels Turbomolekular- und Getterpumpen erreicht [Ang05] [Fra11]. Nach seiner Lieferung an das KIT im Jahr 2003 wurde das Vorspektrometer vorerst zu Testmessungen genutzt um die Untergrund- und Transmissionscharakteristika eines MAC-E-Filters genauer zu studieren. Die Ergebnisse dieser Studien sind anschließend in das Design des KATRIN-Hauptspektrometers eingeflossen.

2. Hauptspektrometer

Die β -Elektronen aus dem Endpunktsbereich des Tritium-Spektrums, welche das Retardierungspotential des Vorspektrometers überwinden konnten, erreichen anschließend das KATRIN-Hauptspektrometer. Mit einer Länge von 23,3 m und seinem Durchmesser von 10 m in der Analysierebene handelt es sich hierbei um das größte, auf dem MAC-E-Filterprinzip basierende Spektrometer der Welt. Während sich das Hauptspektrometer auf seiner quellzugewandten Seite einen der 4,5 T Magnete mit dem Vorspektrometer teilt, befindet sich auf seiner quellzugewandten Seite der mit 6 T stärkste Magnet innerhalb des KATRIN-Experiments, der Pinch-Magnet. Zur Feinjustierung des magnetischen Feldes innerhalb des Spektrometers ist es von einem System von 14 Helmholtzspulen umgeben (LFCS⁴). Zudem dient ein weiteres Spulensystem (EFCS⁵ zur Kompensation des Erdmagnetfeldes. Nach Gleichung 3.2 ergibt sich mit $B_{\max} = 6$ T und $B_S = 3,6$ T ein maximaler Akzeptanzwinkel des Hauptspektrometers für Elektronen aus der Quelle von 51° . Da die Wahrscheinlichkeit der Streuung mit dem Tritium in der Quelle für Elektronen mit großen polaren Startwinkeln deutlich erhöht ist, dient die Beschränkung auf 51° der Reduktion von systematischen Fehlerquellen im Experiment.

Zur Analysierebene des Spektrometers hin fällt die magnetische Flußdichte adiabatisch auf den Minimalwert von $B_{\min} = 0,3$ mT ab. Nach Gleichung 3.3 ergibt sich mit $E_{\perp, \max} = 18,6$ keV daher eine Energieauflösung des KATRIN-Hauptspektrometers von

$$\Delta E = 0,93 \text{ eV} \quad (3.7)$$

Die Vermessung des β -Spektrums erfolgt durch das Verfahren des Retardierungspotentials des Spektrometers innerhalb eines Bereichs von $eU_0 = [-E_0 - 30, -E_0 + 5]$ eV. Hierbei wird die an den Tank angelegte Spannung mittels hochpräziser Spannungsteiler mit ppm-Genauigkeit überwacht. Des weiteren wird das Spektrometer des Vorgängerexperiments aus Mainz am KATRIN-Experiment zur Überwachung der Hochspannungsstabilität genutzt. Hierbei wird an das sogenannte Monitor-Spektrometer das gleiche Retardierungspotential wie an das Hauptspektrometer angelegt. Mittels der Überwachung der Linienstabilität eines nuklearen Standards (K32-Linie von

³UHV = Ultrahochvakuum

⁴Low Earth Field Correction System, zu dt.: Niedrigfeld-Korrektursystem

⁵EFCS = Earth Field Correction System, zu dt.: Erdfeld-Korrektursystem



Abbildung 3.4.: **Fokalebeneendetektor-System in der KATRIN Experimentierhalle**. Auf diesem Bild sind die Schienen zu erkennen, auf denen das FPD-System steht. Zum Zusammenschluß mit dem Spektrometer kann das FPD-System auf den Schienen in dessen Richtung geschoben und anschließend mit diesem verbunden werden. Zum Zeitpunkt der Aufnahme war der Detektor nicht an das Hauptspektrometer angeschlossen. Das Foto wurde [Har12] entnommen.

^{83m}Kr) lassen sich so Fluktuationen der Hochspannungen im ppm Bereich nachweisen.

Das UHV des Hauptspektrometers wird mittels Getterpumpen und kaskadierten Turbopumpen erzeugt, wobei ein Saugvermögen von 10^6 l/s für Wasserstoff erreicht wird. Das Spektrometer lässt sich mittels eines Ölkreislaufs auf bis zu 350°C ausheizen um Wasserrückstände im Tank zu verdampfen und anschließend abzupumpen.

3. Detektor-System

Diejenigen Signalelektronen, die das Retardierungspotential des Hauptspektrometers überwinden konnten, werden auf dessen quellenabgewandter Seite vom Fokalebeneendetektor (FPD) nachgewiesen. Dieser wurde von den Kooperationspartnern des KATRIN-Experiments von der University of Washington, Seattle entwickelt und konstruiert, bevor das System im Jahr 2011 an den Campus Nord des KIT verschifft wurde. Dort wurde das System über zwei Jahre weiterentwickelt und charakterisiert, bevor es im Sommer 2013 bei den ersten Inbetriebnahmemessungen der Spektrometer-Detektor-Sektion (SDS-I) zum Einsatz kam.

Basierend auf den Erkenntnissen der SDS-I-Messphase wurde das FPD-System im Zuge dieser Diplomarbeit weiterentwickelt und anschließend in Vorbereitung auf eine zweite gemeinsame Messphase mit dem Spektrometer (SDS-II) bezüglich seiner Performance-Parameter charakterisiert. Der Aufbau des Detektorsystems wird im folgenden Kapitel genauer beschrieben.

3.4. Fehlerquellen und Sensitivität

Das KATRIN-Experiment hat ein maximales systematisches Fehlerbudget von $\sigma_{sys.} = 0,017 \text{ eV}^2/c^4$ auf die quadrierte Masse $m_{\bar{\nu}_e}^2$. Um die systematischen Unsicherheiten im Experiment derart einzuschränken, ist es nötig, dass alle β -Elektronen unter möglichst gleichen Bedingungen erzeugt werden. Daher müssen der Druck und die Temperatur innerhalb der Quelle, sowie die Isotopenreinheit des Tritium-Gases auf 0,1 % genau bestimmt sein. Des Weiteren müssen die Strahlungskorrekturen höherer Ordnung im Tritium- β -Zerfall, sowie die Erzeugung von Tritium-Ionen in der WGTS - wo es auch wegen der Bewegung der Tritium-Moleküle zur Doppler-Verbreiterung kommen kann - und der Transport-Sektion beachtet werden. Zudem muss noch die nukleare Rückstoßenergie der Tritium-Tochterkerne berücksichtigt werden, sowie die Verteilung von deren Endzuständen, welche im TRIMS-Experiment untersucht wird [Doe14]. Um den Anteil der Signalelektronen, die in der Quelle an Tritium-Molekülen gestreut wurden gering zu halten, müssen lange Zyklotrontrajektorien vermieden werden. Daher wird das Verhältnis des B-Feldes in der Quelle und von B_{max} nach Gleichung 3.2 so gewählt, dass der maximale Akzeptanzwinkel für die Signalelektronen bei 51° liegt. Weitere Fehlerquellen sind Schwankungen im Retardierungspotential und die Synchrotron-Strahlung der β -Elektronen auf ihren Zyklotronbahnen. Schließlich müssen auch nicht-adiabatische Effekte während der Führung der β -Elektronen durch die KATRIN-Aufbau beachtet werden [Ang05].

Um eine statistische Genauigkeit im Bereich der systematischen Unsicherheiten zu erreichen ($\sigma_{sys.} \approx \sigma_{stat.} = 0,018 \text{ eV}^2/c^4$), benötigt KATRIN bei einem Untergrundniveau von 10 mHz und einer Quellstärke von 10^{11} Elektronen pro Sekunde eine effektive Messzeit von drei Jahren. Inklusive Kalibrationsmessungen und Wartungsarbeiten ergibt sich eine Gesamtlaufzeit des Experiments von 5 Jahren. Neben der Messzeit hängt die statistische Unsicherheit von der Effizienz des Detektors, der Säulendichte in der Quelle, dem maximalen Akzeptanzwinkel der Signalelektronen im Spektrometer, sowie dem verlustfreien Transport des magnetischen Flußschlauchs ab. Der absolute Fehler des KATRIN-Experiments darf einen Wert von

$$\sigma_{abs.}^2 = \sqrt{\sigma_{sys.}^2 + \sigma_{stat.}^2} \approx 0,025 \text{ eV}^2/c^4 \quad (3.8)$$

nicht überschreiten um die angestrebte Sensitivität von 200 meV(90 %C.L.) auf die Masse des Elektron-Antineutrinos zu ermöglichen. Die Genauigkeit der Messung der Masse des Elektron-Antineutrinos hängt dabei von der Größe der entsprechenden Masse ab. Bei einer größeren Neutrinomasse von 350 meV könnte das KATRIN-Experiment diesen Wert mit einer Sicherheit von 5 Standardabweichungen bestätigen.

4. Das Fokalebene-Detektorsystem

Das FPD-System hat die Aufgabe die Anzahl der von der Quelle kommenden Elektronen zu bestimmen, welche bei entsprechender Retardierungsspannung die Analysierebene des Hauptspektrometers passieren können. Aufgrund der im vorigen Kapitel bereits beschriebenen Funktionsweise des Hauptspektrometers als Energiehochpass misst der FPD in Verbindung mit dem Hauptspektrometer ein integriertes Energiespektrum des Tritium- β -Zerfalls.

Da nur ein winziger Bruchteil der 10^{11} β -Elektronen die pro Sekunde in der WGTS entstehen, eine Energie nahe des Tritium-Endpunkts besitzen und daher den Detektor erreichen, ergibt sich eine niedrige Zählrate im mHz-Bereich [Ste13]. Dies erfordert eine hohe Detektionseffizienz zur Reduzierung der statistischen Unsicherheiten. Eine niedrige Zählrate erfordert zudem einen möglichst geringen Untergrund, da sonst die Signalelektronen nicht vom Untergrund unterschieden werden können. Der Detektor-Untergrund soll dabei zum gesamten KATRIN-Untergrund maximal 10 % des Spektrometeruntergrunds von 10 mHz, also eine Rate von 1 mHz, beitragen [Ang05] [Ams14]. Um zügig Kalibrationen durchführen zu können ist es außerdem notwendig, dass das Detektor-System auch bei hohen Raten im kHz-Bereich einwandfrei funktioniert. Abbildung 4.1 zeigt die Hauptkomponenten des FPD-Systems, welche in diesem Kapitel beschrieben werden.

In Abschnitt 4.1 werden zunächst die zwei supraleitenden Solenoiden, der Pinch-Magnet und der Detektor-Magnet vorgestellt. Im Anschluss wird in Abschnitt 4.2 das Vakuum-system des Detektors, bestehend aus zwei verschachtelten Vakuumkammern, vorgestellt. Die Trennung dieser beiden Kammern bildet eine Nachbeschleunigungselektrode, deren Funktionsweise im darauf folgenden Abschnitt erläutert wird. In Abschnitt 4.4 wird näher auf das Kühlsystem des Detektors eingegangen, welches zur Aufgabe hat, den in Abschnitt 4.5 behandelten Detektor-Wafer und dessen Ausleseelektronik auf einer konstanten Arbeitstemperatur zu halten. Von der Ausleseelektronik werden die Detektorsignale an die DAQ¹ weitergeleitet, welche zusammen mit der Sensorsteuerung des FPD-Systems in Abschnitt 4.6 beschrieben wird. Um vom Spektrometer unabhängige Messungen durchführen zu können, verfügt das FPD-System über mehrere Kalibrationsquellen, welche im Abschnitt 4.7 genauer dargestellt werden. Abschließend wird in Abschnitt 4.8 auf die aktive und passive Untergrundreduktion am FPD-System eingegangen.

¹DAQ = Data Acquisition, zu dt.: Datenerfassung

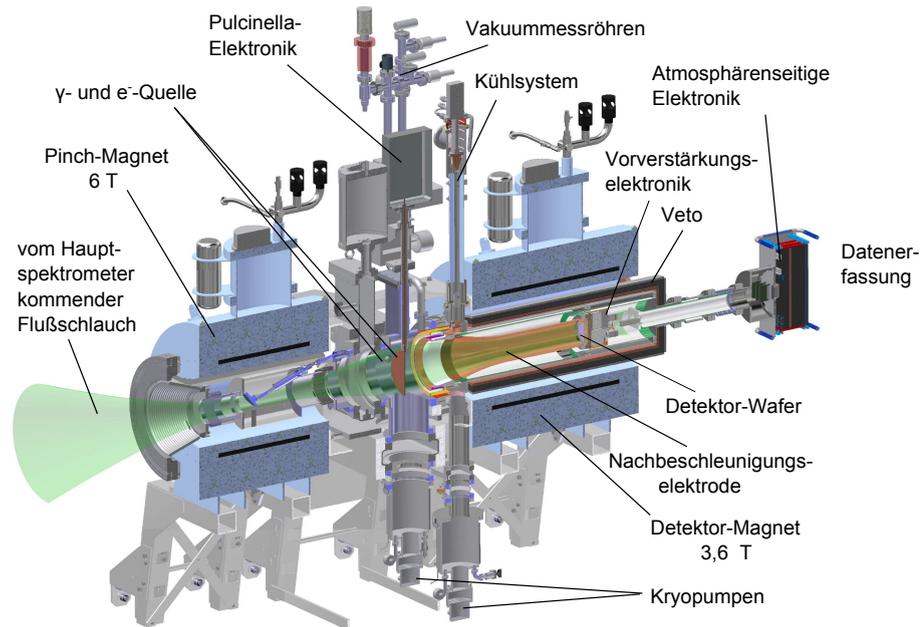


Abbildung 4.1.: **Hauptkomponenten des FPD-Systems.** Neben den Hauptkomponenten ist zusätzlich der magnetische Flußschlauch angedeutet. Das auf dem Bild nicht dargestellte Hauptspektrometer befindet sich auf der linken Bildseite. Die Detektorsignale werden von der atmosphärenseitigen Elektronik zum DAQ-System (ebenfalls nicht dargestellt) geführt. Die Grafik wurde [Ams14] verändert entnommen.

4.1. Magnete

Das benötigte magnetische Führungsfeld der β -Elektronen wird durch zwei supraleitende Solenoide der Firma Cryomagnetics (Inc, of Oak Ridge, Tennessee [CB11]) erzeugt: dem Pinch-Magneten und dem Detektor-Magneten. Es handelt sich um Kryostaten mit warmer Bohrung, deren Spulen zu je 6 T (Pinch-Magnet: 87,15 A, Detektor-Magnet: 93,59 A) fähig sind. Diese Spulen bestehen aus mehreren NbTi-Filamenten, die in einer Kupfer-Matrix eingebettet sind. Diese Kupfer-Matrix übernimmt im Falle eines Quenches, also dem Verlust der supraleitenden Eigenschaften der Spule, die Hauptstromlast. Ein ebenfalls aus NbTi bestehender PCS² ermöglicht das Verfahren der Ströme in den Magnetspulen, wobei der PCS beim dauerhaften Betrieb geöffnet bleibt um die Spule von den Netzgeräten zu entkoppeln. Mehr Details hierzu befinden sich in [Fis12].

Zur Erhaltung des supraleitenden Zustands befinden sich die Spulen der Magnete in mit flüssigem Helium gefüllten Kryostaten. Dieser ist von einem Isoliervakuum von 0,1 mbar umgeben. Zur Reduzierung von äußerer Wärmestrahlung enthält der Kryostat zwei Schilde. Das innere Schild wird auf einer Temperatur von 5 K gehalten, beim äußeren Schild ist ein typischer Wert von 65 – 80 K angegeben [CB11]. Trotz des Isoliervakuum und der Schilde ergibt sich ein geringer Wärmeeintrag in den Kryostaten, wodurch es zu einem ständigen Verdampfen des Heliums kommt. Mittels eines zweistufigen Kaltkopfs wird das gasförmige Helium im Kryostat kondensiert, wodurch ein geschlossener Kreislauf erzeugt wird. Dies macht im Normalbetrieb ein regelmäßiges Befüllen der Magnete mit Flüssighelium unnötig. Um ein Eindringen von Luft in den Kryostaten zu verhindern wird der Druck innerhalb des Kryostaten mittels eines Heizwiderstands konstant auf 0,5 PSI³ Überdruck gehalten. In Abbildung 4.2 ist der Aufbau des Kryostaten skizziert. Der Pinch-Magnet be-

²PCS = Persistent-Current-Switch, zu dt.: Dauerstromschalter

³Angloamerikanische Maßeinheit, 1 PSI = 68,9 mbar

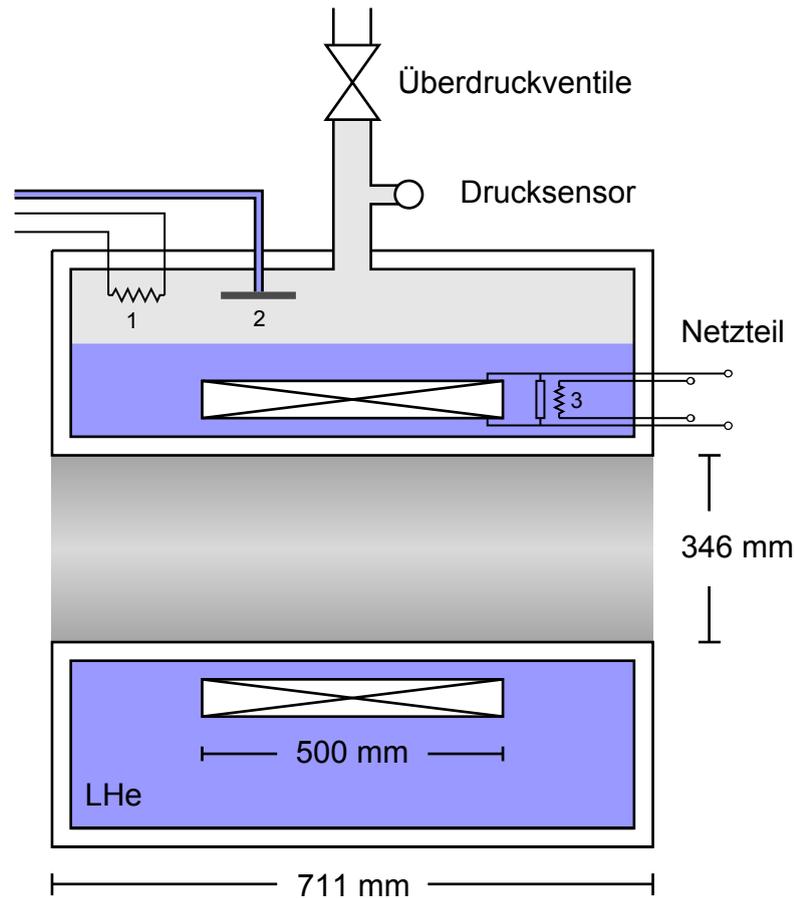


Abbildung 4.2.: **Schematische Querschnittsskizze des Pinch-Magneten.** Die Spule, der PCS und die (nicht dargestellten) Schutzdioden der Spule sind vollständig in flüssigem Helium (blaue Fläche) eingetaucht. Das Heizelement (1) und der Kaltkopf (2) regulieren mit Hilfe des Drucksensors den nötigen Überdruck im Kryostaten. Im Falle eines Quenchs wird der Kryostat durch vier Überdruckventile entlüftet. Grafik verändert entnommen aus [Fis12].

findet sich am Ende des Hauptspektrometers und ist ein Teil des MAC-E-Filters, weshalb seine Performance direkt mit der Energieauflösung des Spektrometers und als Folge dessen mit der Neutrinomassen-Sensitivität von KATRIN verknüpft ist [B⁺12]. Der Absolutwert des Feldes darf nach Design-Anforderungen um nicht mehr als 1000 ppm pro Monat variieren. Die Langzeitstabilität des Pinch-Magnetfeldes wurde im Zuge von [Fis12] mittels einer NMR-Sonde vermessen, wobei im Normalbetrieb des Magneten ein Abfall von weniger als 20 ppm pro Monat festgestellt wurde [Sch14b]. Dies übertrifft die Design-Anforderungen bei weitem. Abbildung 4.3 zeigt den Abfall der magnetischen Flußstärke bei einer Messung über mehrere Tage inklusive eines Fits, welcher in [Ams14] genauer beschrieben wird.

Die Aufgabe des Detektor-Magneten ist die Abbildung des für KATRIN relevanten magnetischen Flußschlauchs auf den Detektor-Wafer. Dieser befindet sich axial um 14 cm vom Zentrum des Magneten versetzt innerhalb dessen warmer Bohrung. Der Design-Wert für das Magnetfeld des Detektor-Magneten beträgt 3,6 T (Maximalfeld = 6 T). Aufgrund des axialen Versatzes ergibt sich damit am Ort des Wafers ein Feld von 3,3 T. Mit einem Durchmesser von 90 mm wird somit ein magnetischer Flußschlauch von 210 Tcm² auf die sensitive Fläche des Wafers abgebildet.

Der Pinch-Magnet liefert seit Frühjahr 2013 beim gemeinsamen Betrieb mit dem Detektor-Magneten lediglich eine magnetische Flußstärke von 5 T betrieben. Höhere magnetische

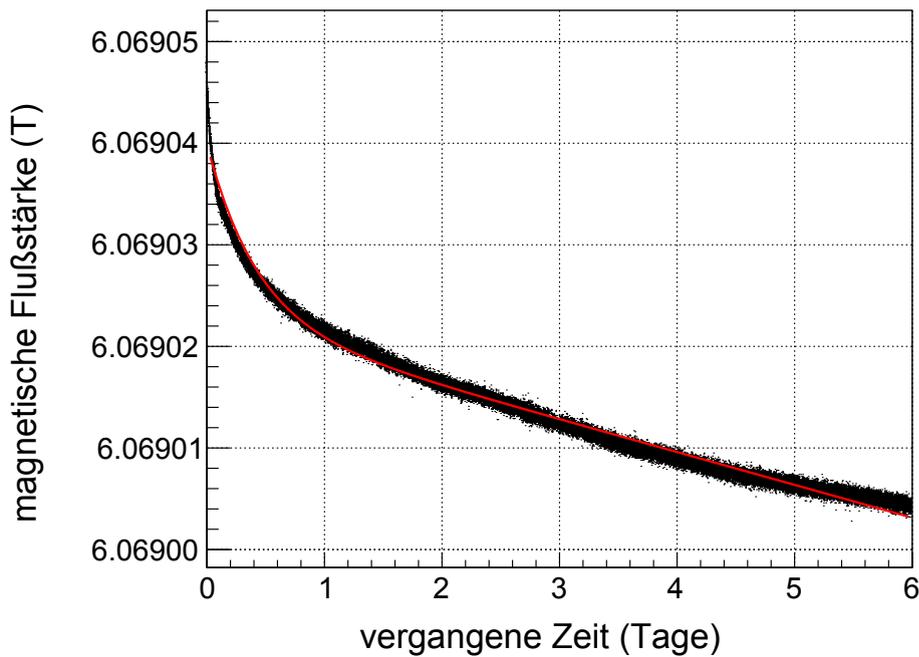


Abbildung 4.3.: **Abfall der magnetischen Flußstärke im Zentrum des Pinch-Magneten.** Grafik verändert entnommen aus [Ang05].

Flußstärken führen zu einem Quench des Magneten. Der Pinch-Magnet wird voraussichtlich zu Beginn des Jahres 2015 durch einen neuen Magneten ersetzt, der zu den benötigten 6 T fähig ist. Während der SDS-II-Messphase wird der Magnet jedoch bei einer Feldstärke von 5 T. Um das Verhältnis der Feldstärken von Pinch- und Detektor-Magneten konstant zu halten, wird der Detektor-Magnet während SDS-II bei 3 T betrieben.

4.2. Vakuumsystem

Da eine Streuung der β -Elektronen mit Restgas unerwünscht ist, benötigt das KATRIN-Experiment im Spektrometer-Detektor-Abschnitt ein UHV von 10^{-9} mbar. Abbildung 4.4 verdeutlicht, wie die Nachbeschleunigungselektrode diese Kammer vom Hochvakuumbereich (10^{-6} mbar), welcher die Ausleseelektronik des Detektors beinhaltet, trennt. Diese beiden Kammern können initial ausgepumpt werden, indem ein mobiler Pumpstand mit zwei Turbomolekularpumpen, welche ölfreie Scrollpumpen als Vorpumpen verwenden, an das Vakuumsystem angekoppelt wird. Da ein Betrieb der Turbopumpen in Magnetfeldern über 30 mT nicht möglich ist, sind unterhalb des Detektor-Systems zwei Kryopumpen [Cry14] verbaut, die das Vakuum in den beiden Kammern während des Magnetbetriebs aufrechterhalten. Die Kryopumpen sind mit Bälgen an die Vakuumkammern angeschlossen um das aus den Vibrationen der Pulsröhrenkühlern resultierende Rauschen⁴ in der Detektorelektronik zu minimieren und damit die Energieauflösung des Detektors zu verbessern. In Abbildung 4.4 sind die vier Sensoren zu sehen, die der Überwachung des Drucks und der Zusammensetzung des Gases dienen: eine Pirani-Messröhre, eine Kaltkathoden-Messröhre, eine Extraktor-Ionisations-Messröhre und ein Restgas-Analysator. Der Druck der Hochvakuumkammer wird durch eine Kaltkathoden-Messröhre und eine Pirani-Messröhre überwacht. Die Messröhren sind etwa 1,5 m von der Strahlachse des FPD-System montiert um die empfindlichen Vakuum-Messgeräte außerhalb des Bereichs hoher Magnetfelder zu betreiben. Während der Detektor-Wafer in der mit dem Hauptspektrometer verbundenen UHV-Kammer installiert ist, befindet sich die Ausleseelektronik räumlich vom Wa-

⁴Im Englischen wird auch der Ausdruck "microphonics" für das durch diese Vibrationen entstehende Rauschen gebraucht.

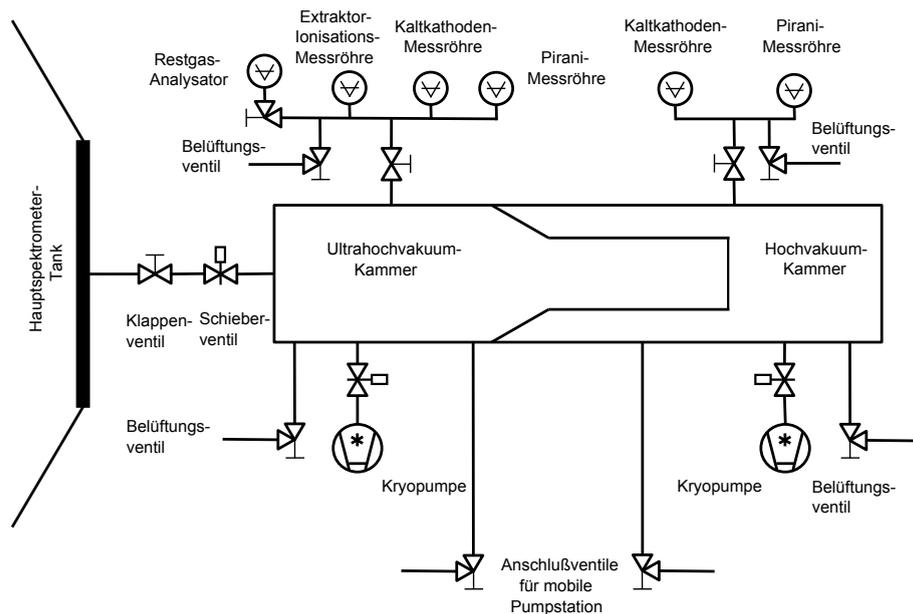


Abbildung 4.4.: **Schematische Darstellung des Detektor-Vakuumsystems.** Zur dauerhaften Überwachung des Drucks und der Zusammensetzung des Restgases innerhalb der Vakuummesssysteme sind mehrere Messröhren installiert. Die Skizze wurde verändert übernommen aus [Ams14].

fer getrennt, in der Hochvakuumkammer. Diese räumliche Trennung ist notwendig um den Detektoruntergrund durch radioaktive Zerfälle in den Elektronik-Karten zu verringern. Die UHV-Kammer kann vom Hauptspektrometer durch ein DN250-Schieberventil getrennt werden, welches sich auf der vom Spektrometer abgewandten Seite des Pinch-Magneten befindet. Es schließt automatisch, wenn der Druck im Hauptspektrometer oder in der UHV-Kammer 10^{-8} mbar überschreitet. Zudem ermöglicht der Schieber einen vom Hauptspektrometer unabhängigen Betrieb des Detektors, wie er zum Beispiel bei Kalibrationsmessungen nötig ist. Während gemeinsamer Messphasen sind das FPD-System und das Hauptspektrometer über ein Strahlrohrventil verbunden, welches sich innerhalb der Bohrung des Pinch-Magneten befindet. Es ermöglicht die zeitweise Trennung der beiden Vakuumsysteme bis das Strahlrohr mit einem Ganzmetall-Flansch versiegelt werden kann. Auf diese Weise lassen sich Hauptspektrometer und FPD-System voneinander trennen um das Hauptspektrometer auszuheizen [AT09][Doe11].

4.3. Nachbeschleunigungselektrode

Innerhalb des für KATRIN relevanten Energiebereichs bei etwa 18,6 keV ist ein erhöhter Untergrund aufgrund von Fluoreszenzlinien zu erwarten. Zur Minimierung des Untergrunds ist daher eine PAE⁵ der Firma Beverly Microwave Division of Communications and Power Industries in das Detektor-System eingebaut, welche die Energie der Signalelektronen in einen Bereich mit weniger Fluoreszenzlinien verschiebt. Zusätzlich zur Verringerung des Untergrunds ergibt sich ein weiterer Vorteil: Mit steigendem Nachbeschleunigungspotential wird der Einfallswinkel der Signalelektronen kleiner und daher verringert sich die Wahrscheinlichkeit, dass diese vom Detektor-Wafer zurück gestreut werden [Ren11]. Die PAE kann außerdem zur Untersuchung von niederenergetischen Elektronen verwendet werden, da sich mit ihr die Energie der Elektronen über die Rauschschwelle des Detektors heben lässt. Die 3 mm dicke, trompetenförmige PAE bildet die Trennwand zwischen den beiden Vakuummesssystemen und ist an ihrem quillseitigen Ende an einen Keramik-Isolator

⁵PAE = post acceleration electrode, zu dt.: Nachbeschleunigungselektrode

gelötet, wodurch der Kontakt der auf Hochspannung gesetzten PAE mit der geerdeten Vakuumkammer geschaffen wird. Das detektorseitige Ende der Elektrode ist mit einem speziell für das FPD-System konstruierten Durchführungsflansch verbunden, auf dem der Wafer befestigt ist. Der Wafer liegt ebenso wie die Ausleseelektronik und die Spannungsversorgung des Detektors auf dem Potential der PAE. Um Überschläge zwischen der Elektrode und der Wand der Hochvakuumkammer zu vermeiden sind drei verschachtelte Quarzröhren mit Edelstahl-Folienelektroden an der Innen- und Außenfläche zwischen PAE und Hochvakuumkammer angebracht. Dabei liegt die innere Elektrode auf dem Nachbeschleunigungspotential der PAE und die äußere Elektrode ist zur Beschränkung des elektrischen Feldes auf den Quarzisolator mit der Kammer verbunden. Der Design-Wert der PAE ist mit 30 kV angegeben [Ang05], wobei diese zum Zeitpunkt des Verfassens dieser Arbeit im Normalbetrieb lediglich Spannungen von bis zu 11 kV erreichen konnte.

4.4. Kühlung

Im FPD-System ist ein aktives Kühlsystem installiert, welches nicht nur eine konstante Arbeitstemperatur des Detektor-Wafers garantiert, sondern auch ein Überhitzen der Detektor-Elektronik verhindert.

Das Kühlsystem (siehe Abbildung 4.6 und [ABP12]) besteht aus einem einstufigen Pulsröhrenkühler, der von einem wassergekühlten Kompressor der Firma Cryomech [Cry07a] [Cry07b] betrieben wird um gasförmigen Stickstoff aus einem externen Reservoir an einer Kupferoberfläche (Kondensator) zu verflüssigen. Die im Folgenden beschriebenen Teilkomponenten der Kühlung hängen im Wesentlichen von der zuvor eingestellten Temperatur für den Heizer des Kondensators ab. Die Überwachung der Kondensator-Temperatur erfolgt mittels zweier Temperatur-Sensoren und ihre Regelung wird durch zwei von einem PID-Kreislauf⁶ kontrollierten Heizern (50 W, 1 k Ω) ermöglicht, wobei eine Temperatur von 76,5 K, also zwischen Gefrier- und Siedepunkt von Stickstoff, für den derzeitigen Betrieb des Detektor-System gewählt wurde. Der flüssige Stickstoff tropft anschließend in einer 3 mm dicken Edelstahl-Röhre nach unten und trifft am Ende dieses Wärmerohrs auf den Verdampfer (ebenfalls eine Kupferoberfläche), um dort Wärmeenergie aufzunehmen und anschließend innerhalb eines Kreislaufs wieder als Gas zum Kondensator aufzusteigen. Der Wärmekontakt zwischen dem Verdampfer und dem Detektor-System erfolgt über einen Kupfer-Ring, der um den Keramik-Isolator der PAE gespannt ist. Somit wird mit Hilfe des Wärmerohrs die gesamte Nachbeschleunigungselektrode gekühlt. Da diese jedoch aus Kupfer besteht und der Detektor-Wafer sowie die Ausleseelektronik am Ende der Elektrode mittels Kupferverbindungen befestigt sind, ergibt sich ein ausreichend guter Wärmetransport von der Elektronik über die PAE hin zum Verdampfer des Wärmerohrs. Entlang dieses Systems befinden sich mehrere Temperatursensoren zur Überwachung der Detektor-Kühlung. Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über die üblichen Temperaturwerte dieser Sensoren.

Auch wenn eine niedrige Temperatur die Energieauflösung des Detektors stark verbessert, ist zu beachten, dass die Ausleseelektronik des Detektors nur für Temperaturen von mehr als -40°C ausgelegt ist. Damit ergibt sich eine minimale Betriebstemperatur des Detektor-Wafers von -90°C . In [Sch14b] konnte jedoch gezeigt werden, dass die Energieauflösung des Detektors für Temperaturen von unter -80°C keine signifikante Temperaturabhängigkeit mehr zeigt.

4.5. Detektor- und Ausleseelektronik

Der im KATRIN-Experiment verwendete Detektor ist ein Silizium-Einkristall mit der Kristallorientierung $\langle 111 \rangle$ und intrinsischer n-Dotierung. Er besitzt einen Widerstand von

⁶PID = Proportional-Integral-Differential

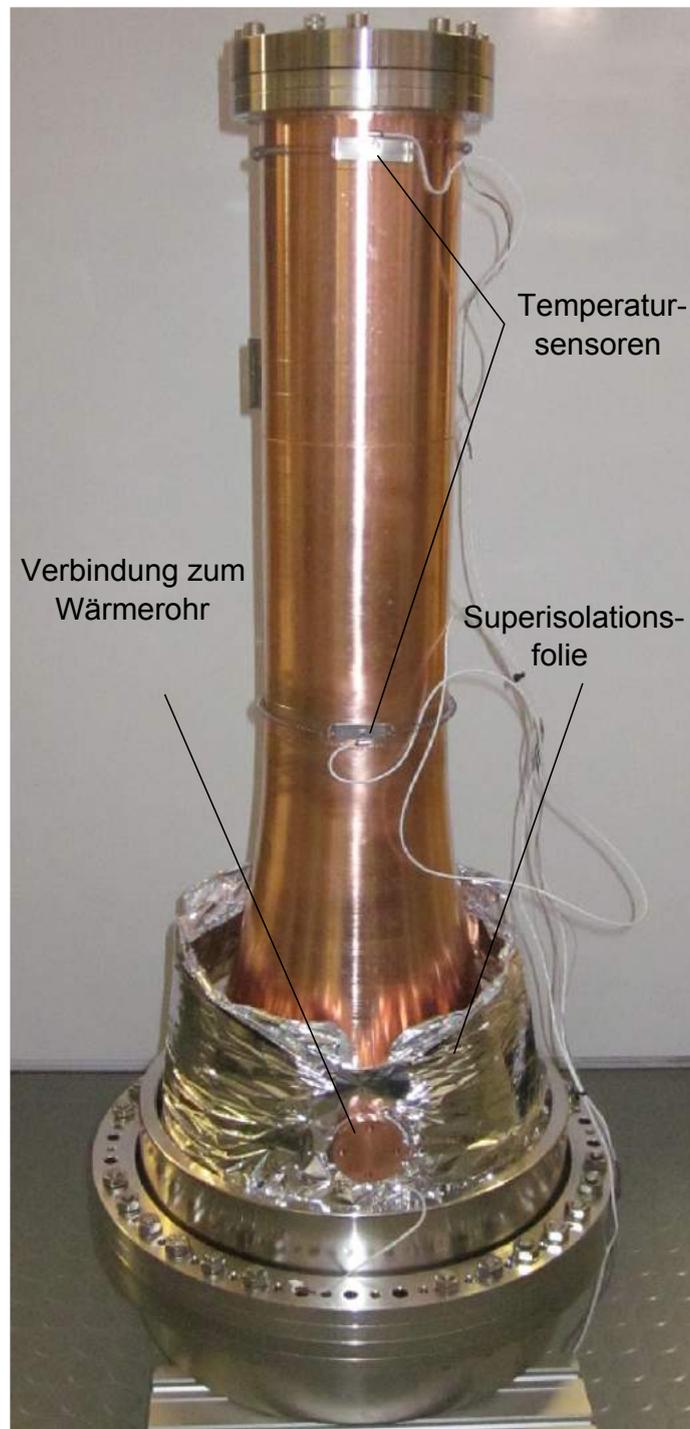


Abbildung 4.5.: **Nachbeschleunigungselektrode** vor ihrem Einbau in das Detektor-System. Unter der silbernen Superisulationsfolie befindet sich der Kupfer-Ring und der Keramik-Isolator. Verändert entnommen aus [Har12].

Tabelle 4.1.: **Typische Werte für die Temperatursensoren der Elektronik** Die Angaben wurden der ADEI-Datenbank entnommen.

Komponente	Temperaturwert in °C
Kondensator	- 195,65
Verdampfer	-120
oberer Kupfer-Ring	-128
unterer Kupfer-Ring	-120
PAE (quellseitig)	-105
PAE (detektorseitig)	-95
Vorverstärkermodule	-10
Karussell	-45

8 k Ω cm. Die vom Spektrometer kommenden Elektronen treffen auf die stark n-dotierte - nicht segmentierte - Frontseite des Wafers, welche laut Hersteller eine Totschicht von 100 nm aufweist. Dies konnte in [Wal14] mittels der Untersuchung der Detektor-Antwort auf monoenergetische Elektronen und in [Sch14b] mit hoher Genauigkeit mittels der Untersuchung von Anionen bestätigt werden. Abbildung 4.7 zeigt die p-dotierte Rückseite des Wafers, welche in 148 Segmente (Pixel) unterteilt ist, die jeweils eine Kapazität von 8.2 pF haben. Der Widerstand von Pixel zu Pixel ist größer als 1 G Ω . Die mit 44 mm² flächengleichen Pixel sind in konzentrischen Kreisen zu je 12 Pixeln angeordnet. Im Zentrum des Wafers befinden sich vier weitere sogenannte Bulls-Eye-Pixel. Eine nicht-oxidierende TiN-Beschichtung der Rückseite ermöglicht die elektrische Auslese dieser 148 Pixel bei einer angelegten Vorspannung von 120 V [Van12] [SN06]. Der Wafer wurde von der Firma Canberra Semiconductor NV, Belgien in einem doppelseitigen Prozess angefertigt, welcher Photo-Lithographie und Ionen-Implantation beinhaltet [Evr03]. Der Wafer ist 503 μ m dick und seine sensitive Fläche hat einen Durchmesser von 90 mm. Die sensitive Fläche des Wafers ist von einem 2 mm breiten Abschirmring umrandet, welcher wiederum von einem 15,5 mm breiten Vorspannungsring umgeben ist. Der Gesamtdurchmesser des Wafers ergibt sich dadurch zu 125 mm. Der Abschirmring ermöglicht eine Durchschlagsspannung der Diode, die um einiges höher ist, als die der Depletionsspannung. Zusätzlich wird der Abschirmring auf ein bestimmtes Referenzpotential gesetzt um Oberflächenleckströme zwischen dem Vorspannungsring und der sensitiven Fläche des Wafers zu verringern. Der Vorspannungsring ist direkt mit der Frontseite des Wafers verbunden und erlaubt somit ein Anlegen der Depletionsspannung an die Wafer-Rückseite.

Der Wafer ist auf einem speziell von der Firma Ametek Hermetic Seal Corp. für das FPD-System angefertigten Durchführungsflansch montiert, welcher die UHV-Kammer von der HV-Kammer trennt. Der Durchführungsflansch beinhaltet 184 goldüberzogene Inconel X-750 Durchführungsstifte, welche in Typ-L21-Borosilikatglas eingefasst sind und die Signale der 148 Pixel sowie die Versorgungsspannungen des Abschirmrings (12 Stifte) und des Vorspannungsrings (24 Stifte) tragen. Die linke Seite von Abbildung 4.8 zeigt schematisch die Rückseite des Durchführungsflansches. Auf der UHV-Seite sitzen goldüberzogene Federkontaktstifte auf den Durchführungsstiften auf, welche den elektrischen Kontakt mit den Wafersegmenten herstellen. Hierfür müssen die Federkontaktstifte um mindestens 0,38 mm komprimiert werden, was einer Deformation des Wafers von 0,38 mm in seinem Zentrum entspricht. Diese Wafer-Deformation ändert jedoch nichts an dem gemessenen Leckstrom von $0,6 \pm 0,1$ nA bei Raumtemperatur [Ams14]. Am Detektor-Flansch ist eine Befestigungsplatte aus Kupfer für die Vorverstärker-Elektronik montiert, die zur Wärmeanbindung der Vorverstärkerelektronik an die PAE genutzt wird und deren Temperatur sich bei Bedarf mit zwei an ihr angebrachten 50 Ω Heizern regulieren lässt. Die 24 Vorverstärkermodule sind

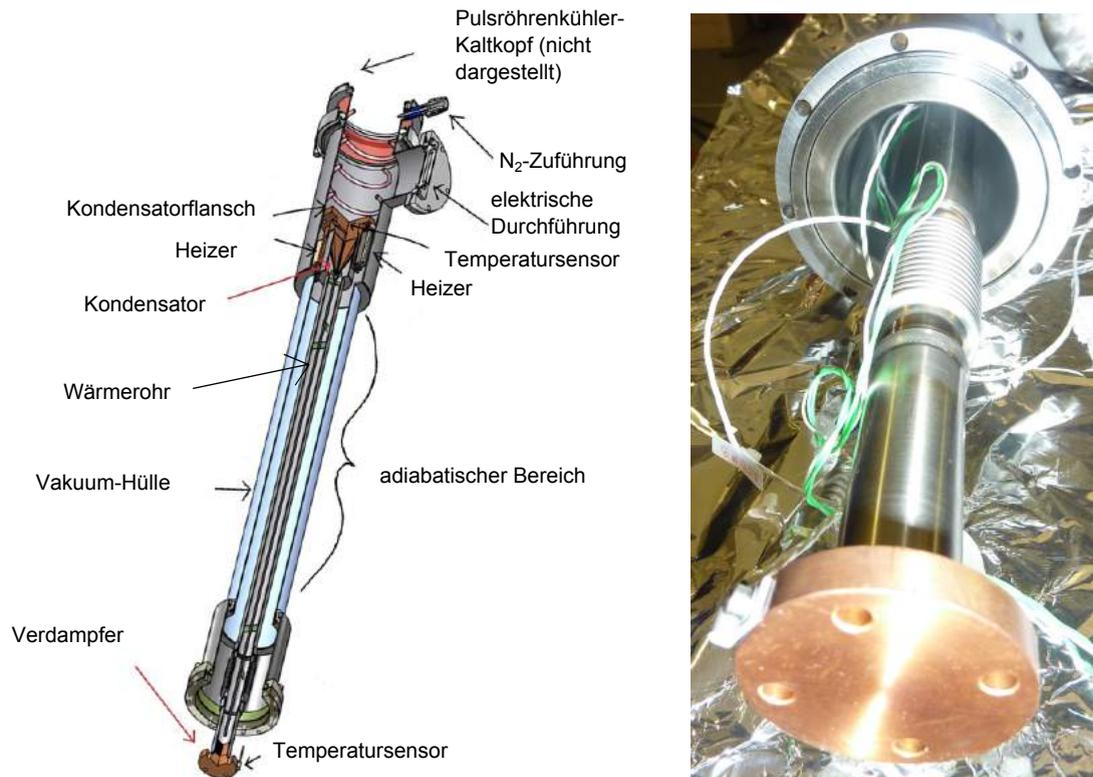


Abbildung 4.6.: **Das Detektor-Kühlsystem.** **Links:** Schematische Querschnittsskizze des Kühlsystems. **Rechts:** Foto des Verdampfers. Eine kontinuierliche Temperaturmessung wird durch einen Pt-100-Sensor ermöglicht. Die Skizze wurde verändert aus [Ams14] entnommen.

auf der Hochvakuumseite des Detektorflansches mit den Durchführungsstiften verbunden, wobei jede Verstärkerkarte die Signale von 6 bzw. 7 Pixeln (inklusive des Bulls-Eyes) verarbeitet. Die rechte Seite von Abbildung 4.8 zeigt die karussellartige Anordnung der Vorverstärkermodule. Die Karten sind kreisförmig mit einem Abstandswinkel von 15° angeordnet und erlauben neben der Verstärkung der Detektorsignale eine Messung der Leckströme der einzelnen Detektorsegmente. Des Weiteren beinhaltet jedes Modul einen Temperatursensor sowie die Möglichkeit Testpulse in die Detektor-Kanäle einzuspeisen. Dies dient vor allem der Überprüfung der Kanaluordnung nach Wartungsarbeiten oder der Untersuchung defekter Elektronik-Bauteile. An der Rückseite der Verstärkermodule werden die verstärkten Signale über ein kreisförmiges Verteiler-Karte und einen Kabelstrang zu einem Durchführungsflansch ans Ende der Hochvakuumkammer geführt. Abbildung 4.9 zeigt schematisch, wie die im Folgenden beschriebenen Komponenten der Detektor-Elektronik miteinander, sowie mit dem Detektor-Wafer und den Vorverstärker-Modulen zusammen hängen. Mittels vier 50-poligen Durchführungsstecker werden die Detektor-Signale quadrantenweise in die atmosphärenseitige Elektronik in Form von vier sogenannten OSBs⁷ eingespeist. Neben einer 50-poligen D-Sub-Durchführung für die Auslese dreier Temperatur-Sensoren stellt eine weitere Durchführung die Verbindung der vakuumseitigen Elektronik mit der sogenannten PAC⁸-Karte her, welche die vakuumseitige Elektronik mit Niederspannung versorgt sowie mittels mehrerer Multiplexer die Selektion bestimmter Vorverstärkermodule und -Kanäle zur Auslese der Leckströme, der Temperatur oder zur Injektion eines Testpulses ermöglicht. Die OSBs ermöglichen einen "differential pick-up", zusätzliche Signal-Verstärkung, sowie anschließend zusätzlich variabel einstellbare Verstärkungsstufen, deren Wert ("gain") wie-

⁷OSB = Optical Sender Board, zu dt.: Optische Sender-Karte

⁸PAC-Board = Power And Control Board, zu dt.: Spannungs- und Kontroll-Karte



Abbildung 4.7.: **Wafer.** Zu sehen ist die segmentierte Seite des Wafers mit 148 Detektor-Segmenten. Foto entnommen aus [Wal13]

derum über die PAC-Karte kanalweise gesetzt werden kann. Die PAC-Karte versorgt die vakuumseitige Elektronik mit Niederspannung. Sowohl die PAC-Karte als auch die OSBs werden auf dem Potential der Nachbeschleunigungsspannung gehalten. Daher müssen die Detektorsignale optisch gewandelt werden, bevor sie mittels Lichtleitern von den OSBs an das auf Erdpotential sitzende DAQ-System weitergeleitet werden können. Um Schäden an der atmosphärenseitigen Elektronik durch Korona-Entladungen zu verhindern, sind sowohl die OSBs, als auch die PAC-Karte innerhalb eines Anti-Korona-Gehäuses verbaut, welches sich wiederum in einem Faraday-Käfig befindet. Die Spannungsversorgung der Detektor-Elektronik wird über vier Netzteile gewährleistet, welche in einem separaten Faraday-Käfig untergebracht sind. Die Datenerfassung und die Spannungsversorgung der Detektor-Elektronik befinden sich außerhalb der 7 mT-Begrenzung des Detektor-Magneten.

4.6. Datenerfassung und Sensorsteuerung

Die Signal-Pulse des Detektors müssen vor ihrer Analyse noch digitalisiert werden, was im zweistufigen DAQ-System des Detektors geschieht. Nach der Rückwandlung der von den OSBs kommenden optischen Signale in Analogsignale (ORBs) werden die Signale in die erste Trigger-Stufe eingespeist. Diese besteht aus 8 FLT⁹-Karten, welche je 24 analoge Auslesekanäle verarbeiten können. Anschließend werden diese durch 12-Bit-Digital-Analog-Wandler mit einer Abtastrate von 20 MHz digitalisiert. Zwei weitere FLT-Karten verarbeiten die analogen Veto-Signale. Die Erfassung und vorläufige Verarbeitung der Daten wird durch Altera Cyclone II EP2C35 FPGAs¹⁰ kontrolliert, wobei zusätzlich ein zentrales FPGA für die zeitliche Synchronisation verantwortlich ist. Die nächste Trigger-Stufe wird durch eine SLT-Karte realisiert. Diese verwenden einen eingebetteten 1,4 GHz Pentium M Prozessor mit Linux als Betriebssystem um die Signale der zehn FLT-Karten zu koordinieren.

⁹FLT/SLT = First/Second Level Trigger, zu dt.: Erste/Zweite Trigger-Stufe

¹⁰FPGA = Field Programmable Gate Arrays, zu dt.: je nach Anwendungsfeld programmierbare Logik-Gatter-Anordnung

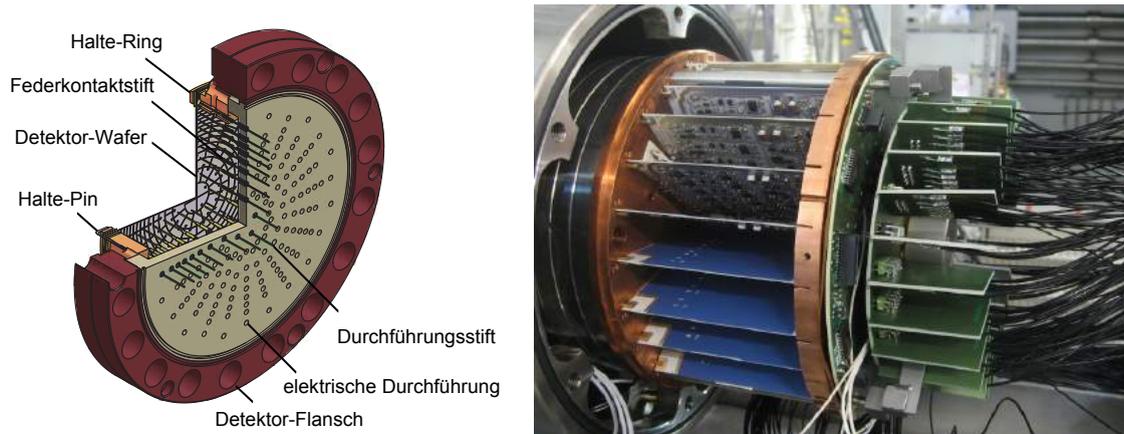


Abbildung 4.8.: **Links: Schematische Ansicht der Rückseite des Detektor-Durchführungsflansches.** Zu sehen sind die Federkontaktstifte, die den Kontakt zwischen Detektor-Pixeln und Vakuum-Elektronik bilden. Verändert entnommen aus [Ams14]. **Rechts: Vakuumseitige Ausleseelektronik.** Auf diesem aus [Ams14] entnommenen Foto ist die karussellartige Anordnung der Vorverstärkermodule gut zu erkennen

Die Extraktion der Energie und Zeitinformation eines Detektor-Events aus den digitalisierten 2048 Bin großen Event-Spuren erfolgt mittels sogenannter Trapezfilter. Ein Trapezfilter ist dabei über zwei Kenngrößen, die Integrationslänge L und die Flankenlänge G ¹¹ definiert und berechnet an seinem Ausgang die folgende Differenz:

$$S_i = \sum_{j=0}^L \nu_j - \sum_{k=L+G}^{2L+G} \nu_{i-k} \quad (4.1)$$

Abbildung 4.9 zeigt die Anwendung zweier solcher Filter auf ein typisches ADC-Spektrum des Detektors (schwarz). Die erste Trapezfilter-Stufe liefert an ihrem Ausgang die rot dargestellte Kurve, deren Maximalwert sich leicht bestimmen lässt und direkt proportional zur Energie des Events ist.

Die Anwendung der zweiten Trapezfilter-Stufe auf das Ausgangssignal liefert die blau dargestellte Stufe, wobei die Integrationslänge der zweiten Stufe gerade halb so groß wie die der ersten gewählt wird. Zudem wird die Flankenlänge der zweiten Stufe auf null gesetzt. Das sich ergebende Signal aus der zweiten Stufe besitzt einen leicht zu bestimmenden Nulldurchgang, welcher genau um $3L/2$ gegenüber dem Zeitpunkt des Events verschoben ist. Aufgrund der 20 MHz Abtastrate beträgt die Binbreite der digitalisierten Detektorspuren 50 ns, während typische Größen der Integrationslänge am FPD-System bei $L = 6,4 \mu\text{s}$ (128 Zeitbins) liegen. Als Flankenzeit wird üblicherweise $G = 200 \text{ ns}$ (4 Zeitbins) gewählt.

Um Totzeiteffekte bei der Datenauslese mit hohen Raten von bis zu 70 kHz zu vermeiden, verfügt das DAQ-System des Detektors über einen Ring-Buffer mit 64 Seiten. Zur Bewältigung der unterschiedlich hohen Raten während des KATRIN Messbetriebs ($\approx 1 \text{ MHz}$) und während Detektor-Kalibrationen ($> 1 \text{ kHz}$) stehen zudem verschiedene Aufnahmemodi zur Verfügung: der Histogramm-Modus, der Energie-Modus und der Waveform-Modus. Der Histogramm-Modus speichert nur Energie-Histogramme ab, liefert aber keine Informationen über den jeweiligen Zeitpunkt eines Events. Dieser Modus eignet sich vor allem für hohe Raten bei kleinen Dateigrößen. Die Wahl des Energie-Modus liefert zusätzlich den Zeitpunkt eines Events. Dieser Modus wird bei moderaten Raten und mittlerer Dateigröße

¹¹In englischsprachigen Veröffentlichungen werden die Ausdrücke "shaping length" L und "gap length" G verwendet

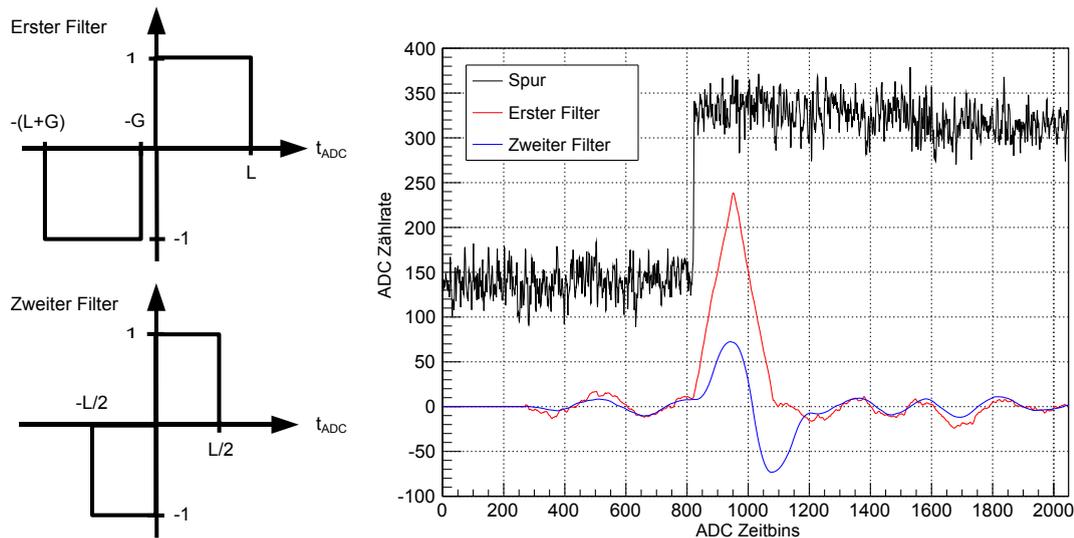


Abbildung 4.10.: **Der Trapez-Filter. Links: Schematische Darstellung.** Die Antwort des zweistufigen Trapez-Filters in Abhängigkeit von der Zeit, dargestellt durch ADC Zeitbins, wird durch die Integrationslänge L und die Flankenlänge G visualisiert. **Rechts: Anwendung der beiden Filter auf Messdaten.**

Nachbeschleunigungsspannung zu bestimmen. Zusätzlich kann der lokale cFP im Notfall ein Herunterfahren des betroffenen Systems erwirken und Alarmnachrichten per Email oder Textnachricht verschicken.

Der Zugriff auf ZEUS ist jedoch nur intern, also vom KATRIN-Netzwerk aus, möglich. Die ADEI¹⁶-Infrastruktur bietet durch die ADEI Webservice-Schnittstelle einen weltweiten, interaktiven Zugriff auf die Daten des KATRIN-Experiments. Es ermöglicht zudem eine verbesserte Kommunikation zwischen der Sensorsteuerung und ORCA.

4.7. Kalibrationsquellen

Für vom Spektrometer unabhängige Messungen besitzt das FPD-System mehrere eigene Kalibrationsquellen. Die beiden wichtigsten Quellen sind hierbei eine ^{241}Am - γ -Quelle zur Erzeugung monoenergetischer γ -Photonen, sowie eine durch UV-Licht beschienene und auf negatives Potential gesetzte Titan-Scheibe zur Erzeugung monoenergetischer Photoelektronen. Beide können mittels Vakuum-Bälgen eingeführt werden, ohne das Vakuum in der Kammer zu brechen.

1. ^{241}Am - γ -Quelle

Die Aktivität der am Massachusetts Institute of Technology (MIT), Boston bereitgestellten ^{241}Am - γ -Quelle beträgt 18,5 MBq bei einer Halbwertszeit des Americiums von 432,2 Jahren. Die Peaks im ^{241}Am -Energiespektrum bei 26344,8 eV und bei 59541,2 eV aus der Literatur [FE04] sind auf 0,2 eV genau bestimmt. Abbildung 4.11 zeigt das charakteristische Energiespektrum der ^{241}Am -Quelle. Die Quelle ist in der UHV-Kammer zwischen den beiden Magneten des FPD-Systems installiert und wird durch einen Vakuum-Balg mit einem dünnen Aluminium-Fenster an dessen Ende [Ste11] in die UHV-Kammer eingeführt ohne das UHV zu brechen. Die γ -Strahlung kann das dünne Aluminiumfenster nahezu ohne Wechselwirkung durchdringen und

¹⁶ADEI = advanced data extraction infrastructure, zu dt.: Fortgeschrittene Infrastruktur zur Datennahme

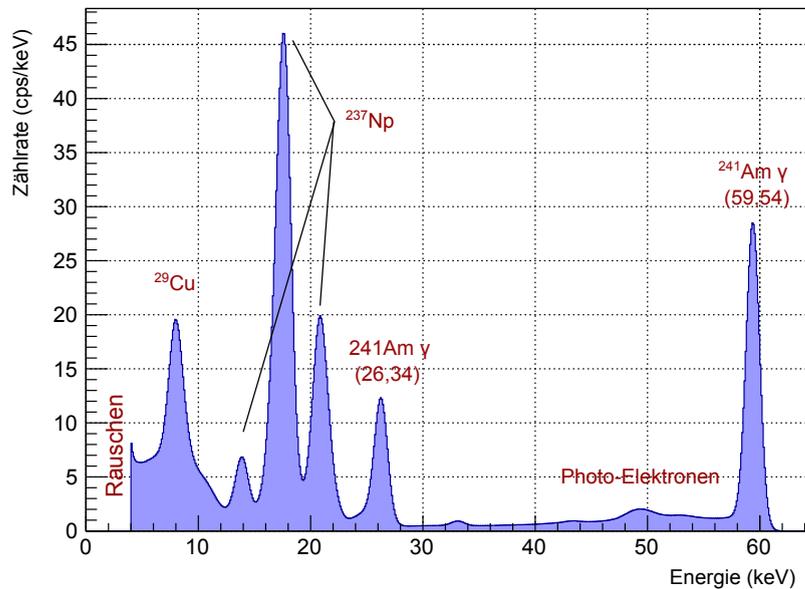


Abbildung 4.11.: **Vom Detektor gemessenes, globales ^{241}Am - γ -Spektrum.** Die Energieschwelle liegt bei etwa 4 keV. Zusätzlich zu den zwei wichtigsten Am- γ -Peaks ist ein einzelner Peak aufgrund des Kupfers der Nachbeschleunigungselektrode und drei verschiedene Fluoreszenzlinien der beim α -Zerfall von ^{241}Am entstehenden Np-Tochterkernen zu sehen.

trifft auf den Detektor, wo die bekannten Linienpositionen der ^{241}Am -Quelle zur Kalibration der Detektor-Kanäle genutzt wird. Dies erfolgt durch einen Vergleich zwischen den ADC-Werten der γ -Linien und den bekannten Literaturwerten. Aufgrund der Proportionalität zwischen den ADC-Werten und der Energie des einfallenden Teilchens lässt sich so für jedes Detektorsegment eine lineare Kalibrationskurve aufnehmen.

Beim Durchgang der γ -Strahlung durch die Quellhalterung und das Aluminiumfenster kann es gelegentlich zu Wechselwirkungen kommen, wobei Photoelektronen entstehen. Diese tragen wegen des kleinen Rauschwinkелеlements im Normalfall jedoch nur gering zum Energiespektrum (siehe Abbildung 4.11) bei. Liegt am Detektorsystem jedoch ein Magnetfeld an, so werden die Elektronen magnetisch auf den Detektor geführt, wo sie eine Projektion der Quellhalterung erzeugen. Das von den betroffenen Detektorsegmenten aufgenommene Energiespektrum lässt durch das Signal der Elektronen keine Kalibration mehr zu. Daher müssen bei angelegtem Magnetfeld zwei Messungen mit verschiedenen Positionen der ^{241}Am -Quelle durchgeführt werden um alle Detektorkanäle zu kalibrieren.

2. Titanscheibe mit UV-Beleuchtung

Eine Titanscheibe mit einem Durchmesser von 20 cm ist oberhalb der UHV-Kammer zwischen den beiden Magneten angebracht und kann wie die ^{241}Am -Quelle mit Hilfe eines Druckluftmotors in das System eingeführt werden ohne das UHV zu brechen. Sie kann auf Hochspannungen bis zu 25 kV gesetzt werden und sendet bei Beleuchtung mit einer 255 nm UV-Leuchtdiode Photo-Elektronen aus, welche im Anschluss magnetisch auf den Detektor geführt werden. Dabei befindet sich die UV-Leuchtdiode in einem optischen Aufbau und scheint von außen durch ein Quarz-Fenster in die UHV-Kammer. Oberhalb der Titanscheibenaufhängung befindet sich PULCINEL-

LA, ein pico-Amperemeter, um die effektive Ladung der von der Titanscheibe ausgesandten Photo-Elektronen zu messen [Mar12]. Durch den Vergleich des Stroms der Photo-Elektronen mit der vom Detektor gemessenen Zählrate für die Elektronen lassen sich Messungen zur Detektoreffizienz durchführen.

3. Rote LED

Mithilfe einer roten LED lässt sich die Linearität der Signalkette des Detektors überprüfen ohne Rückstreuungseffekte und die Totschicht des Wafers berücksichtigen zu müssen. Dazu injiziert man mit der roten LED Lichtpulse mit bestimmten Amplituden in die UHV-Kammer und bestimmt im Anschluss die Höhe der Detektor-Antwort. Diese ist durch die Anzahl der durch das rote Licht im Wafer erzeugten Ionen und daher nicht von der Energie, sondern von der Intensität des entsprechenden Lichts bestimmt. Da die Detektor-Antwort linear mit der eingestellten Spannung des Pulsers, und daher mit der Lichtintensität zusammenhängt, lässt sich ein linear Fit anwenden. Das Maß für die Nichtlinearität des Systems ist dabei durch die größte, prozentuale Abweichung vom Verhältnis von gemessener Detektor-Antwort zu entsprechendem Fitwert definiert [Kno10].

Die rote LED ist atmosphärenseitig am Quarz-Fenster, welches auch zur Beleuchtung der Titanscheibe durch die UV-LED dient, installiert. Das Licht jedes Pulses durchflutet die UHV-Kammer und wird dort an ihren Wänden reflektiert und gestreut bis es schließlich auf den Detektor-Wafer auftrifft. Ein Agilent 33220A Pulser liefert den Antriebsimpuls, dessen Amplitude variiert werden kann um den Stromfluß durch die LED und damit die Lichtintensität zu verändern. Der Betrieb der LED wird durch eine Hamamatsu S4204 Silizium-PIN-Diode stabilisiert, welche einen bestimmten Anteil des emittierenden Lichts detektiert. Der Photostrom dieser Diode wird schließlich in einer Rückkopplungsanordnung verwendet um die LED zu betreiben. Auf diese Weise lässt sich die Lichtintensität als Funktion der Pulsamplitude präzise einstellen [Pet11].

4. Testpulser

Ein zusätzlicher Agilent 33220 A Pulser wird für die Zuordnung der einzelnen Detektor-Kanäle verwendet. Dieser ermöglicht eine direkte Einkopplung von Pulsen direkt in die Vorverstärker der einzelnen Kanäle. Die einzelnen Kanäle lassen sich hierbei über Multiplexer auf der PAC-Karte selektieren.

4.8. Veto-System und Schilde

Innerhalb der warmen Bohrung des Detektor-Magneten ist die Hochvakuum-Kammer von einem Schild aus niederaktivem Kupfer und Blei ummantelt. Dadurch wird der durch Gamma-Strahlung induzierte Untergrund im Detektor um den Faktor 20 reduziert [Ams14]. Zusätzlich besitzt das FPD-System ein aktives Veto-System, welches aus sechs Bicron-408 Plastik-Szintillatoren der Firma St. Gobain besteht. Die Szintillator-Platten des Veto-Systems weisen kosmische Myonen nach, die das FPD-System durchqueren. Mit dieser Information lassen sich durch die Myonen hervorgerufene Signale im Detektor von der Messung ausschließen. Während des Verfassens dieser Arbeit wurde das Veto-System aufgrund von Performance-Problemen zur Reparatur in die USA geschickt.

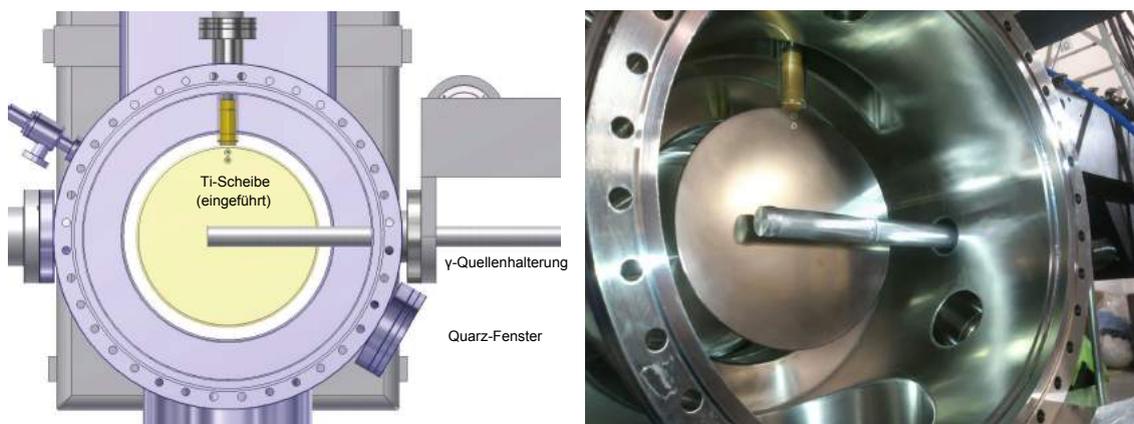


Abbildung 4.12.: **Kalibrationsquellen des FPD-Systems.** **Links:** Die schematische Ansicht zeigt die horizontal eingeführte γ -Quelle und die vertikal eingeführte Titan-Scheibe. Diese kann mittels einer UV-LED durch das Quarz-Fenster beleuchtet werden, wodurch monoenergetische Elektronen entstehen. Die Skizze wurde verändert von [Ams14] entnommen. **Rechts:** Foto entnommen aus [Sch13].

5. Upgrades und Performance des FPD-Systems

Um im Verlauf der zweiten gemeinsamen Messphase mit dem Hauptspektrometer (SDS-II-Messphase) einen stabilen und sicheren Betrieb des FPD-Systems zu garantieren, wurde im Zuge dieser Arbeit das FPD-System überarbeitet und im Anschluß charakterisiert. Im ersten Abschnitt 5.1 wird zunächst auf Upgrades des Detektor-Vakuumsystems eingegangen. Die anschließende Dichtheitsprüfung bestimmt die Performance des Vakuumsystems zu Beginn der SDS-II-Messphase. Der darauf folgende Abschnitt 5.2 skizziert die am FPD-System neu integrierten Fail-Safe-Moden zur Sicherung empfindlicher Komponenten und der Erhöhung der Zuverlässigkeit des FPD-Systems während des eigentlichen Messbetriebs. Während der Vorbereitung auf die zweite gemeinsame Messphase mit dem Hauptspektrometer wurden fünf neue Detektor-Wafer an das KATRIN-Experiment geliefert. Abschnitt 5.3 widmet sich den an diesen Wafern durchgeführten Testmessungen. Im letzten Abschnitt 5.4 wird die Ausrichtung der einzelnen Komponenten des Detektorsystems gegenüber dem Hauptspektrometer zu Beginn der SDS-II-Messphase diskutiert.

5.1. Performance des Vakuum-Systems

Während der ersten Messphase mit dem Hauptspektrometer konnte in der UHV-Kammer des FPD-Systems ein Druck von $2,5 \cdot 10^{-9}$ mbar erreicht werden. Dieser gegenüber dem Design-Wert von $\leq 10^{-9}$ mbar erhöhte Druck, lässt sich auf ein Leck in einem Rechtecksflansch der Vakuumkammer zurückführen. Es wird davon ausgegangen, dass dieses Leck den Druck im FPD-Vakuumsystem während der SDS-I-Messphase bestimmte. Ein weiteres, bekanntes Leck in der Nachbeschleunigungselektrode kann vernachlässigt werden, da sich bei ausgepumpter Hochvakuum-Kammer auf Grund des geringen Druckunterschieds nur eine geringe Leckrate in die UHV-Kammer einstellt. Das kleinere Leck im Schiebeventil konnte außerdem während der Vorbereitungen auf die SDS-II-Messphase gedichtet werden.

Im Anschluß an die SDS-I-Messphase wurde der Rechtecksflansch im Zuge dieser Arbeit geöffnet und eine neue Dichtung der Firma VAT eingesetzt. Trotz mehrerer Einbauversuche war es nicht möglich den Flansch vakuumdicht zu schließen. Bei einer genaueren Untersuchung der Dichtfläche des Flansches konnten mehrere Unebenheiten in dessen Oberfläche festgestellt werden (siehe Abbildung 5.2), die vermutlich auf thermische Verformungen während Schweißarbeiten an der Vakuumkammer zurückzuführen sind. Mittels einer elektronischen Schiebelehre wurden die Unebenheiten an den in Abbildung 5.2 markierten

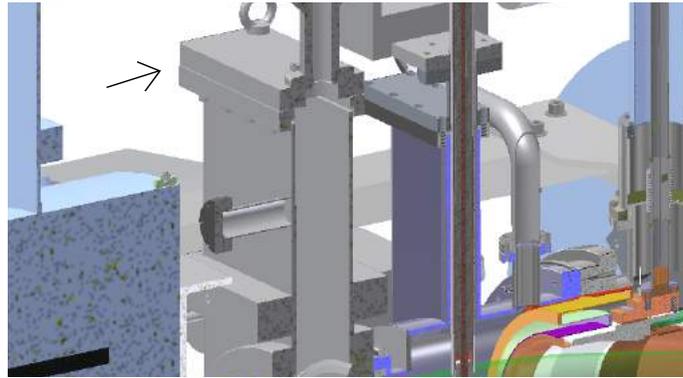


Abbildung 5.1.: **Vergrößerung des Rechtecksflansches innerhalb des Detektor-Aufbaus.** Verändert entnommen aus [Ams14].

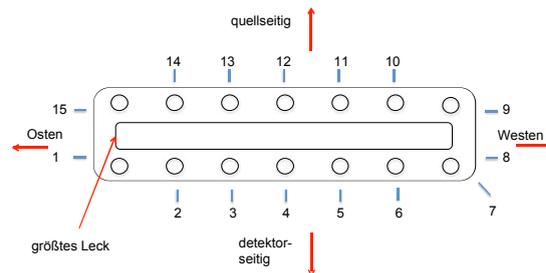


Abbildung 5.2.: **Links: Foto des Rechtecksflansches.** Ein von hinten beleuchteter Winkel auf dem Rechtecksflansch veranschaulicht die Unebenheit des Rechtecksflansches. **Rechts: Skizze zur Orientierung des Rechtecksflansches.** Die Messergebnisse zur Unebenheit des Rechtecksflansches befinden sich in A.1.

Messpunkten erfasst. Die Ergebnisse sind in Anhang 7 tabellarisch zusammengefasst. Die maximale Unebenheit betrug dabei 0,46 mm. Dies überschreitet deutlich die vom Hersteller angegebenen und in Tabelle 5.1 zusammengefassten Anforderungen an die Oberflächenbeschaffenheit.

Zur Begradigung der Flanschoberfläche wurde die UHV-Kammer aus dem FPD-System ausgebaut und zur Überarbeitung in die Hauptwerkstatt des KIT Campus Nord gebracht. Dort wurde die Flanschoberfläche abgeschliffen. Mittels einer anschließenden Polierung der Oberfläche konnten so die Herstellervorgaben zur Oberflächenrauigkeit erreicht werden. Anschließend wurde die UHV-Kammer erfolgreich auf Groblecks getestet und anschließend in einem Ultraschallbad gereinigt. Abbildung 5.3 zeigt die UHV-Kammer während der Lecktests und der Ultraschallreinigung.

Die abschließende Dichtheitsprüfung der UHV-Kammer nach ihrem Einbau in das FPD-System ergab eine Dichtheit bis zu $5 \cdot 10^{-11}$ mbar l/s. Im Anschluss an die Umbauarbeiten der UHV-Kammer wurde das System bei Temperaturen von bis zu 150° für mehrere Tage ausgeheizt. Da der Detektor-Wafer für derart hohe Temperaturen nicht ausgelegt ist, konnte dieser erst nach dem Ausheizen der Kammer eingebaut werden. Der Druck der UHV-Kammer vor dem Ausheizen wurde auf $1,8 \cdot 10^{-6}$ mbar bestimmt, nach dem Ausheizen fiel dieser auf $4,2 \cdot 10^{-9}$ mbar. Zur Installation des Wafers wurde die bereits ausgeheizte UHV-Kammer geöffnet. Um dabei das Eindringen von Luft in die Kammer zu verhindern, wurde während des Einbaus des Wafers in einer geschlossenen Argonatmosphäre bei geringem Überdruck gearbeitet. Trotz dieser Maßnahmen ist davon auszugehen, dass eine

Tabelle 5.1.: Messwerte zur Oberflächenbeschaffenheit des Rechtecksflansches nach seiner Überarbeitung in der Hauptwerkstatt des KIT Campus Nord. Der Wert für die Oberflächenrauheit entspricht der Rauheitsklasse N4

Art der Messung	Messergebnis in μm
max. Ebenheit über die gesamte Fläche	200
max. Ebenheit über 50 mm	20
Oberflächenrauheit R_a	0,2

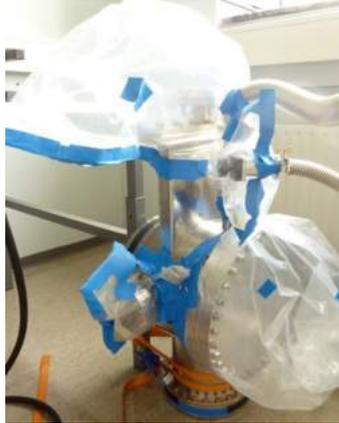


Abbildung 5.3.: **Abgebaute UHV-Kammer. Links:** Die Kammer während des Lecktests. **Rechts:** UHV-Kammer im Ultraschallbad. Fotos entnommen aus der KATRIN-Datenbank.

geringe Menge an Luft in die Kammer eingedrungen ist. Eine Optimierung dieses Arbeitsschrittes hat das Potential den zu erreichenden Enddruck in der UHV-Kammer weiter zu verbessern. Nach dem Einbau des Wafers und dem Abpumpen der UHV-Kammer wurde zunächst ein erhöhter Druck von $1,8 \cdot 10^{-8}$ mbar gemessen. Durch ein Auspumpen des Systems über mehrere Wochen konnte der Druck jedoch wieder in einen Bereich von 10^{-9} mbar gebracht werden und lag zum Zeitpunkt dieser Arbeit nach dem Einschalten der aktiven Kühlung des Systems bei etwa $1,5 \cdot 10^{-9}$ mbar. Um mit dem FPD-System in Zukunft einen Druck von unter 10^{-9} mbar zu erreichen ist es wie bereits erwähnt wichtig, das Einbauprinzip des Wafers zu verbessern.

5.2. Fail-Safe-Moden

Eine zuverlässige Datennahme am FPD-System wird durch mehrere Sicherheitsprotokolle und -maßnahmen gewährleistet. Bei Versagen oder Gefährdung kritischer Komponenten senden diese Fail-Safe-Moden meist automatisch eine SMS oder Email an die Verantwortlichen für das FPD-System und gegebenenfalls auch an Hauptspektrometer- oder Slow Control-Experten, damit diese sofortige Gegenmaßnahmen einleiten können. Dieser Abschnitt beschreibt die Fail-Safe-Moden, welche während des Verfassens dieser Arbeit überarbeitet bzw. verbessert wurden.

Der erste Abschnitt dieses Kapitels schildert die verbesserte Kontrolle über den Temperaturbereich, innerhalb dessen die Vorverstärkermodule des Detektors betrieben werden müssen. Im Anschluß werden die neu eingeführten Maßnahmen dargestellt, welche die maximale Temperatur der Kryopumpen und damit eine effiziente Pumpleistung si-

cher stellen sollen. Der letzte Abschnitt beschreibt die Installation eines neuen Ersatz-Kühlwasserkreislaufs zur Kühlung der Kompressoren des Detektorsystems im Zuge dieser Arbeit.

1. Temperaturkontrolle der Vorverstärkermodule

Wie bereits in Abschnitt 4.5 erwähnt, können die Vorverstärkermodule nur in einem Temperaturbereich zwischen -40°C und 70°C zerstörungsfrei betrieben werden. Aufgrund des Isoliervakuums in der Hochvakuum-Kammer ist ein Wärmeaustausch der Vorverstärkermodule mit ihrer Umgebung nur über Wärmestrahlung und nicht über Konvektion möglich. Bei einem Ausfall des aktiven Kühlsystems des Detektors kann es daher zu einer Überhitzung der Elektronik kommen. Als Teil der Signalauslesekette wurde die Temperatur der Vorverstärkermodule bisher an der PAC-Karte ausgelesen und anschließend an ORCA übergeben. Mittels ORCA-Sicherheitskripten wurde die Temperatur der Elektronik so kontinuierlich überwacht um im Notfall Email-Benachrichtigungen an Detektor-Experten zu versenden.

Im Winter 2013/2014 kam es während einer mehrwöchigen Messphase des Detektorsystems zu einem Ausfall des Detektor-Kühlsystems. Im Zuge dieses Ausfalls stieg die Temperatur der Vorverstärkerelektronik über mehrere Tage auf schließlich 106°C an den Vorverstärkermodulen bzw. 92°C am Karussell an. Aufgrund eines gleichzeitigen Ausfalls der Netzwerkverbindung in der Experimentierhalle wurden keine Alarmpfeile an die Detektor-Experten versendet und der Zwischenfall blieb über mehrere Tage hinweg unbemerkt. Als Konsequenz aus diesem Zwischenfall wurde das Konzept zur Temperaturüberwachung der Detektor-Elektronik überarbeitet. Eine wichtige Veränderung ist hierbei die direkte Auslese der Elektronik-Temperatur von der PAC-Karte über den cFP der Slow Controls. Dies hat gegenüber der Auslese über ORCA zwei entscheidende Vorteile. Das kompakte Field Point verschickt nun mittels eines SMS-Gateways Kurznachrichten an die Detektor-Experten und benötigt daher im Notfall keine Netzwerkverbindung. Zudem agiert der cFP im Gegensatz zu ORCA unabhängig von der Datenerfassung. Die Performance von ORCA kann durch hohe Messraten, welche z.B. durch erhöhtes Rauschen im Folge einer Temperaturerhöhung der Elektronik entstehen können, verringert werden. Der cFP hat in der Vergangenheit eine deutlich größere Zuverlässigkeit als ORCA gezeigt und bietet sich somit zur Überwachung sicherheitsrelevanter Parameter an. Dabei liest der cFP die Temperatur der Detektor-Elektronik einmal pro Sekunde aus und bestimmt den zeitlichen Durchschnitt für eine Zeitperiode von 10 Sekunden. Überschreitet diese Mittelung einen Temperaturwert von 30°C wird ein SMS-Alarm an die FPD-Experten gesendet und automatisch die Niederspannungsversorgung der Elektronik heruntergefahren. Da die Auslese der PAC-Karte nun über das kompakte Field Point stattfindet, müssen über diesen auch die Vorverstärkungsfaktoren der atmosphärenseitigen Elektronik geschrieben werden. Die hier angesprochenen Veränderung der Kommunikation mit der PAC-Karte wurden bereits in das System integriert und im Zuge der ersten Messungen mit dem Detektorsystem erfolgreich getestet.

2. Temperaturkontrolle der Kryopumpen

Das Vakuum in der UHV- und in der Hochvakuum-Kammer des FPD-Systems wird mittels zweier Kryopumpen erzeugt. Überschreiten diese eine Temperatur von 20 K kann es zu einem Vakuumeinbruch im FPD-System kommen. Aus diesem Grund wird die Temperatur der Kryopumpen vom cFP überwacht und das Schieberventil der entsprechenden Kryopumpe automatisch durch Slow Controls geschlossen, falls diese die kritische Temperatur von 20 K überschreitet. Bei einem Temperaturanstieg der an der UHV-Kammer montierten Kryopumpe schließt sich zudem das Schieberventil zum Hauptspektrometer. In diesem Fall werden sowohl die Verantwortlichen des FPD-Systems als auch die Hauptspektrometer-Experten per SMS informiert.

3. Installation eines Ersatz-Kühlwasserkreislaufs am Detektorsystem

In der Vergangenheit wurden im Kühlwasser-Kreislauf des FPD-Systems Verschmutzungen durch Stahlpartikel entdeckt, die durch korrodierende Rohre verursacht wurden. Durch Ablagerung dieser Partikel in den Rohren der wassergekühlten Kompressoren des Detektorsystems sind Performanceverluste zu befürchten. Des Weiteren kam es in der Vergangenheit wiederholt zu Ausfällen des Kühlwasser-Systems am Detektor. Dies ist häufig auf Wartungsarbeiten am Wasserkreislauf bzw. auf den Anschluss weiterer Abnehmer an den Kreislauf zurückzuführen. Ein Ausfall der Kühlwasserversorgung hat am Detektor gravierende Konsequenzen. Aufgrund mangelnder Kühlung kommt es zu einem Ausfall der Magnet-Kompressoren, wodurch über den Zeitraum von wenigen Stunden Flüssighelium aus den Magneten verdampft. Neben den damit verbundenen hohen Kosten stellt ein Verlust von Helium immer auch eine Quenchegefahr für die Magnete dar.

Aus diesem Grund ist ein zuverlässiger Betrieb des Kühlwasserkreislaufs am Detektor von essentieller Bedeutung für die Langzeitperformance des FPD-Systems. Um bei einem Ausfall des primären Kühlwasserkreislaufs einen weiteren Betrieb der Kompressoren garantieren zu können, wurde im Zuge dieser Arbeit ein Ersatz-Kühlwasserkreislauf am Detektorsystem eingerichtet, welcher mit Leitungswasser gespeist wird. Im Notfall kann so innerhalb von weniger als einer Stunde, und somit ohne signifikanten Verlust von Flüssighelium aus den Magneten, zwischen den Kühlwasserkreisläufen gewechselt werden. Des Weiteren wurde der primäre Kreislauf gereinigt und dem Kühlwasser ein chemischer Puffer zugesetzt um eine weitere Korrosion der Rohrleitungen zu verhindern. Im Zuge dieser Reinigung des primären Kreislaufs konnte der Ersatzkreislauf bereits erfolgreich verwendet werden um ein Aufwärmen der Detektor-Magnete zu verhindern.

5.3. Testmessungen zur Performance der Detektorwafer

In der Vergangenheit wurden bei mehreren Detektor-Wafern Kurzschlüsse zwischen benachbarten Segmenten festgestellt, weshalb zur Überprüfung der Qualität der von der Firma Canberra Industries gelieferten Wafer an der University of Washington ein spezielles Testgerät entwickelt wurde um die Wafer auf derartige Kurzschlüsse hin zu untersuchen. Mit Hilfe dieses Aufbaus wurden fünf neu von Canberra Industries gekaufte Wafer untersucht. Zur Überprüfung des einwandfreien Messbetriebs des Testgeräts wurde zunächst der in der SDS-I-Messphase verwendete Wafer, welcher einen Kurzschluß zwischen den Segmenten 78 und 89 besitzt, getestet. Dieser Kurzschluß konnte erfolgreich durch die Messung eines Widerstands von $163,32 \Omega$ zwischen diesen beiden Segmenten bestätigt werden, womit sich zeigte, dass das Testgerät für das Überprüfen der Wafer geeignet ist. Eine anschließende Überprüfung der fünf neuen Wafer, ergab, dass drei von ihnen 100 % funktionierende Pixel aufwiesen. Bei einem der Wafer (Seriennummer #115874) wurde ein Kurzschluß zwischen den Segmenten 34 und 35 mit einem Widerstand von $30,43 \Omega$ festgestellt und ein weiterer Wafer (Seriennummer # 115876) wurde während der Testmessungen beschädigt [Sch14a]. Abbildung 5.4 zeigt auf der linken Seite eine mikroskopische Aufnahme des Wafers #115874, die den Kurzschluß zwischen den Segmenten 34 und 35 bestätigt. Ein Vergleich mit den Datenblättern der Firma Canberra Industries belegt, dass dieser Kurzschluss bereits nach Herstellung des betreffenden Wafers bestand. Auf der rechten Seite von Abbildung 5.4 ist die segmentweise Verteilung der von Canberra Industries gemessenen Leckströme pro Pixel für den betroffenen Wafer dargestellt. Im Anschluß an die erfolgreichen Testmessungen wurde einer der für 100 % funktionsfähig befundenen Wafer (Seriennummer #115875) für die SDS-Messphase-II ausgewählt und in das Detektorsystem

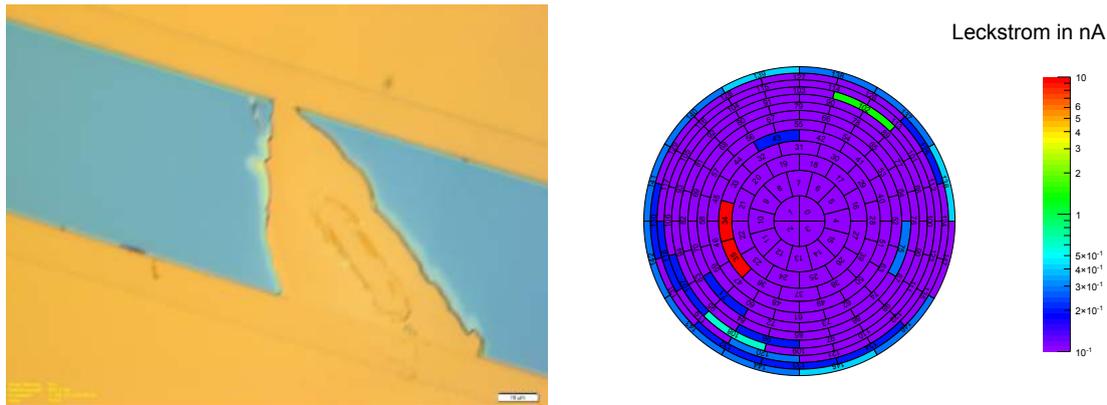


Abbildung 5.4.: **Kurzschlüsse zwischen benachbarten Detektorsegmenten. Links: Mikroskopische Aufnahme der Isolationsschicht zwischen den kurzgeschlossenen Segmenten 34 und 35 von Wafer #115874. Rechts: Von Canberra Industries gemessene Leckströme der einzelnen Detektorsegmente für Wafer #115874.**

eingebaut. Mit diesem Wafer stehen für die SDS-II-Messphase erstmals 100 % funktionierende Detektor-Kanäle zur Verfügung.

Erste Testmessungen mit dem neu eingebauten Wafer ergaben im Vergleich zur SDS-I-Messphase eine deutlich verschlechterte Energieauflösung des Detektors. Damals betrug die globale Energieauflösung der Detektorantwort auf monoenergetische γ -Photonen mit Energien von 59,54 keV für 146 Detektorsegmente $1,415 \pm 0,004$ keV (FWHM)¹. Die Testmessungen vor Beginn der SDS-II-Messphase ergaben unter den gleichen Rahmenbedingungen für den neuen Wafer und 148 Kanälen eine globale Auflösung von $2,045 \pm 0,008$ keV (FWHM).

Abbildung 5.5 zeigt die Energieauflösung der einzelnen Detektorsegmente während SDS-I (links) und SDS-II (rechts). Während die Auflösungen während SDS-I keiner räumlichen Struktur folgten, ist für die Messungen zu Beginn von SDS-II eine Verschlechterung der Energieauflösungen zu größeren Radien hin zu erkennen. Eine Erklärung hierfür wurde bisher nicht gefunden und diese Fragestellung ist Bestandteil andauernder Untersuchungen. Die bisherigen Untersuchungen deuten jedoch auf ein erhöhtes Rauschen hin, welches sich auf den neu eingebauten Detektorwafer zurückführen lässt. Im Kontext von SDS-II hat die verschlechterte Energieauflösung des Detektors zwei primäre Konsequenzen. Zum Einen bedeutet die schlechtere Energieauflösung, dass die Region of Interest (ROI) vergrößert werden muss. Zum Anderen erzeugt die radiale Verteilung der Energieauflösung bei festen Grenzen der ROI, also falls für alle Kanäle innerhalb der gleichen ROI Daten analysiert werden, systematische Fehler für die Ratenmessungen innerhalb der ROI.

5.4. Ausrichtung des FPD-Systems gegenüber dem Hauptspektrometer

5.4.1. Ausrichtung während der SDS-I-Messphase

Während dem Anschluß des FPD-Systems an das Hauptspektrometer für die SDS-I-Messphase führte eine Neigung des damaligen Strahlrohrventils zu einer starken Verkipfung des FPD-Systems gegenüber dem Hauptspektrometer. Diese Verkipfung konnte auf

¹FWHM = Full Width Half Maximum, zu dt.: Halbwertsbreite.

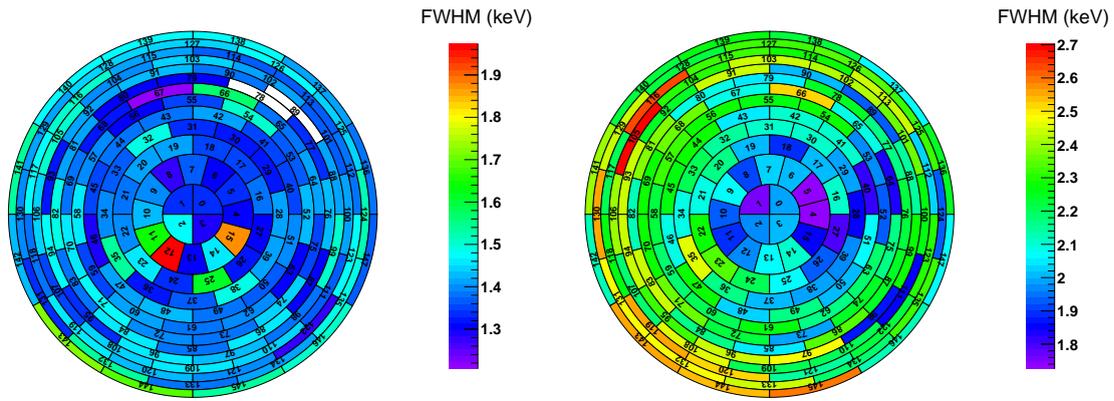


Abbildung 5.5.: **Energieauflösung des Detektors während der beiden SDS-Messphasen. Links: Energieauflösung während der SDS-I-Messphase.** Die weißen Pixel 78 und 89 waren kurzgeschlossen und haben daher nicht zur Messung beigetragen. Die globale Energieauflösung der 146 Detektorsegmente im normalen Messmodus betrug $1,415 \pm 0,004$ keV (FWHM). **Rechts: Energieauflösung während der SDS-II-Messphase.** Der Detektor weist eine deutlich schlechtere globale Energieauflösung $2,045 \pm 0,008$ keV (FWHM) für 148 Detektorsegmente auf.

Grund eines fehlenden zweiten Balgs im Strahlrohrventil nicht ausgeglichen werden ohne die empfindliche Keramik des Hauptspektrometers zu gefährden. Um die aus dem Spektrometer kommenden Signalelektronen möglichst gut durch die verkippte Vakuumkammer des FPD-Systems zu führen, wurden die Magnet-Kryostaten parallel zur Vakuumkammer ausgerichtet. In Abbildung 5.6 ist die Verkipfung der Kryostaten und der Vakuum-Kammer in der xz - und der yz -Ebene während der SDS-I-Messphase zu sehen.

Trotz der Ausrichtung der Magnet-Kryostaten auf die Achse der Vakuumkammer kam es während der SDS-I-Messphase zu erheblichen Blockaden des magnetischen Flußschlauchs durch Komponenten der Detektorvakuumkammer (siehe linke Seite von Abbildung 5.7). Der Flußschlauch entlang dessen die Signalelektronen aus dem Spektrometer geführt werden ist an drei Stellen blockiert. Neben der Erdelektrode am Eingang zum Hauptspektrometer sind dies insbesondere die Aufhängung der Nachbeschleunigungselektrode und das Klappenventil innerhalb des Pinch-Magneten. Mit Hilfe der Feldliniensimulation ließ sich bestimmen, welche Pixel von diesen Blockaden betroffen waren und daher keinen freien Blick in das Spektrometer hatten (siehe rechte Seite von Abbildung 5.7). Insbesondere das Klappenventil des damaligen Strahlrohrs ragte sehr weit in den magnetischen Flußschlauch hinein. Die Blockaden hatten ihren Ursprung sowohl in der Verkipfung der Detektor-Komponenten, als auch in einem vom nominalen Wert verschiedenen Verhältnis der Magnetfelder des Pinch- und des Detektor-Magneten. Gerade am Ort des Klappenventils ergibt sich bei den in SDS-I verwendeten Feldstärken (Pinch-Magnet bei 5 T und Detektor-Magnet bei 3,5 T) ein gegenüber dem Design-Wert um ca. 5 mm vergrößerter Durchmesser des magnetischen Flußschlauchs. Eine detailliertere Analyse der Detektorausrichtung für die SDS-I-Messphase findet sich in [Sch14b].

5.4.2. Ausrichtung des FPD-Systems für die SDS-II-Messphase

Die erste gemeinsame Messkampagne von Detektor und Hauptspektrometer (SDS-I) war stark durch die Verkipfungen in der Strahllinie des Experiments eingeschränkt. Die Ursache dieser Verkipfungen waren unter anderem die unzureichende Ausrichtung der FPD-Komponenten, die durch die komplizierte Anschlußprozedur an das Hauptspektrometer bedingt war. Zur Vermeidung dieser Probleme in SDS-II wurde ein zweiter Balg in das Strahl-

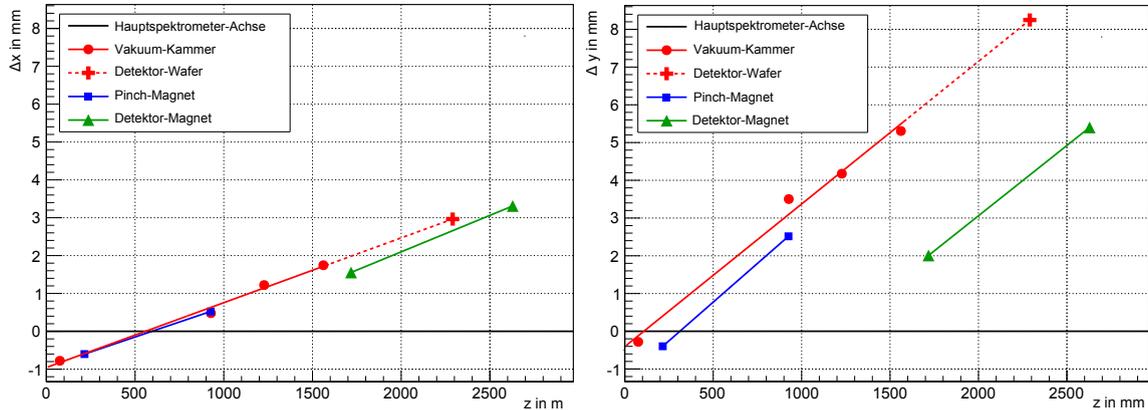


Abbildung 5.6.: Mechanische Verkippung der einzelnen Komponenten des FPD-Systems während der SDS-I-Messphase. Links: Mechanische Verkippung in der xz-Ebene. Rechts: Mechanische Verkippung in der yz-Ebene. Die Magnet-Kryostaten wurden zur verbesserten Führung des Flußschlauchs bewusst entlang der Achse des Detektorvakuumsystems ausgerichtet. Die Grafiken wurden verändert entnommen aus [Sch14b].

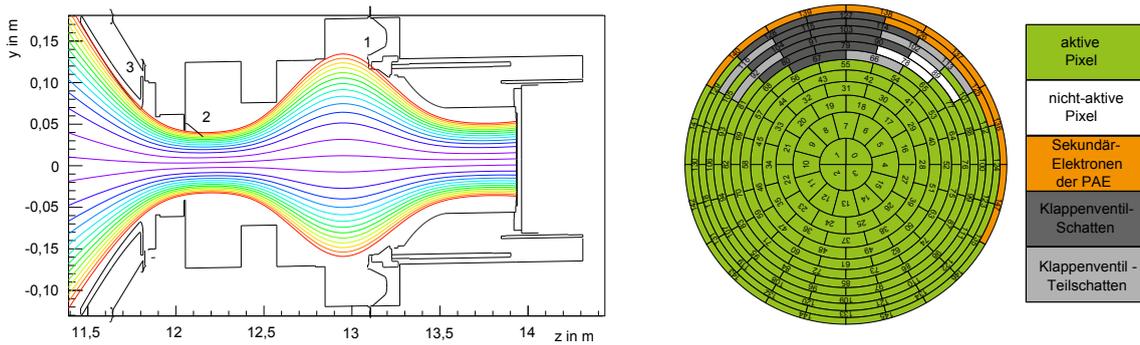


Abbildung 5.7.: Flußschlauchblockaden während der SDS-I-Messphase. Links: Feldliniensimulation mit verkippeter SDS-I-Geometrie. Folgende Hindernisse blockieren den magnetischen Flußschlauch: 1) PAE-Stützstruktur, 2) Klappenventil, 3) Erd-Elektrode. Der magnetische Flußschlauch betrug 210 Tcm^2 . Rechts: Von den Flußschlauchblockaden betroffene Detektorsegmente. Grafiken verändert entnommen aus [Sch14b].

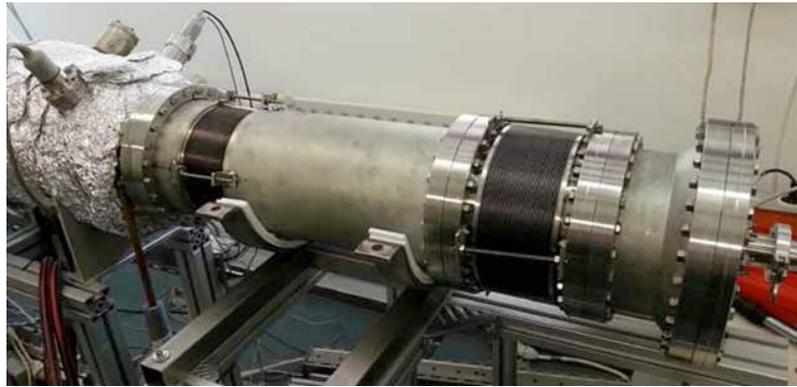


Abbildung 5.8.: **Ersatz-Strahlrohr.** Das Strahlrohr besteht aus zwei Bälgen und besitzt im Gegensatz zu seinem Vorgänger kein Klappenventil.

rohrventil zwischen Spektrometer und Detektor implementiert. Auf Grund eines Lecks in diesem Ventil wird letztlich jedoch ein Ersatz-Strahlrohr ohne Klappenventil für die SDS-II-Messphase verwendet, was allerdings ebenfalls über zwei Bälge verfügt (siehe Abbildung 5.8). Um in der Vergangenheit beobachtete Verkippungen der Detektor-Vakuumkammer durch die beim Abpumpen des Spektrometers entstehenden Vakuumkräfte zu verhindern wurden zusätzliche Verstrebungen am Detektorsystem angebracht.

Neben diesen Verbesserungen wurde die Ausrichtung der einzelnen Detektor-Komponenten vor, während und nach dem Zusammenschluß mit dem Hauptspektrometer genau überwacht und optimiert. In den folgenden Abschnitten werden diese einzelnen Ausrichtungsschritte beschrieben.

Im Zuge der Ausrichtung des FPD-Systems an das Hauptspektrometer mussten zunächst die beiden Magnetkryostaten und die Vakuumkammer des FPD-Systems auf die Spektrometer-Achse ausgerichtet werden. Zu diesem Zweck wird ein Roboter-Arm der Firma FARO verwendet, welcher zunächst vier Positionsmarker in der KATRIN-Halle einmisst. Mit Hilfe dieser Positionsmarker liest der FARO-Arm das KATRIN-Koordinatensystem ein auf welches sich von nun an alle Messdaten beziehen. Dieses rechtshändige System hat seinen Ursprung im Zentrum des Hauptspektrometers mit der positiven z-Achse von der Quelle in Richtung Detektor. Zur Ausrichtung der Magnetkryostaten sind an diesen jeweils sechs Positionsmarker montiert deren Position (im KATRIN-Koordinatensystem) der FARO-Arm ausmessen kann. In Abbildung 5.9 sind diese Positionsmarker als rote Kreise am Beispiel des Pinch-Kryostaten dargestellt. Die Messergebnisse werden vom FARO-Arm intern direkt mit auf das Spektrometer-Koordinatensystem abgestimmten CAD-Zeichnungen verglichen um so die Abweichungen von den Sollwerten direkt auszugeben. Zur Bestimmung der Lage der Achse des Kryostaten im Raum sind jedoch nur vier der sechs Positionsmarker nötig, welche nicht in einer Ebene liegen dürfen. Damit ergeben sich zwölf mögliche Kombinationen der verschiedenen Messpunkte. Die über alle Kombinationen gemittelten Ergebnisse für die Verschiebung und Verkippung der Kryostatenachsen gegenüber der Spektrometer-Achse sind in Tabelle 5.2 dokumentiert.

Zur Ausrichtung der Vakuum-Kammer wird ein sogenannter Ausrichtungsflansch (siehe Abbildung 5.10) am quellseitigen Ende der UHV-Kammer installiert, welcher notwendig ist, da die PAE und damit auch der Wafer innerhalb der Vakuumkammer gekippt ist (siehe Abbildung 5.11). Der Ausrichtungsflansch besitzt fünf Bohrungen, an deren Ende die verbleibende Wandstärke des Flansches nur noch 0,4 mm beträgt und in denen die ^{241}Am -Quelle eingeführt werden kann. Aus der ^{241}Am -Quelle stammende γ -Photonen erzeugen beim Passieren am Ende der Bohrungen, Photo-Elektronen, welche mittels des magne-

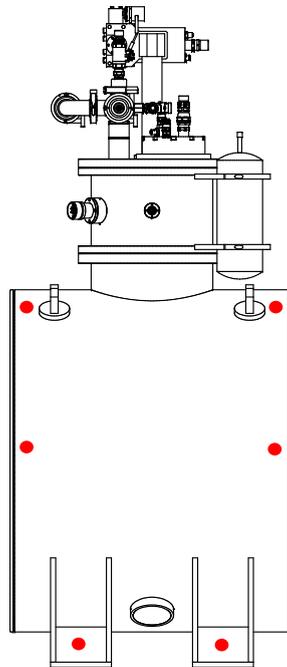


Abbildung 5.9.: **Technische Zeichnung des Pinch-Magnetkryostaten.** Die Lage der Positionsmarker sind durch rote Kreise angedeutet. Zeichnung verändert entnommen aus KATRIN-Datenbank.

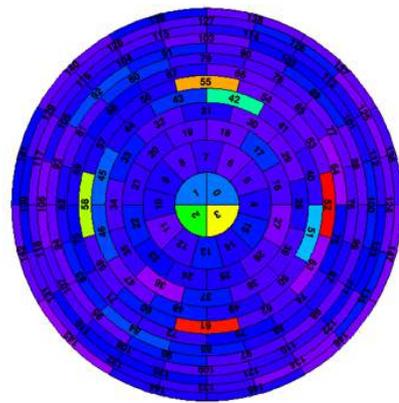
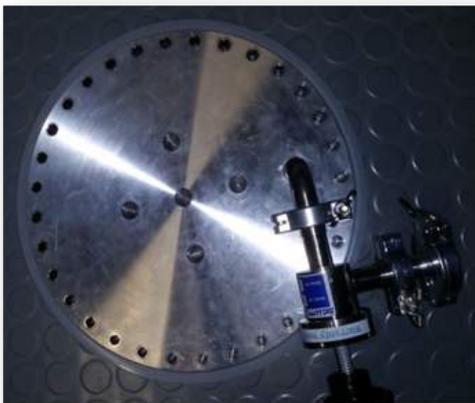


Abbildung 5.10.: **Links: Foto des Ausrichtungsflansches.** Die fünf Bohrungen, in welche die ^{241}Am -Quelle installiert wird sind deutlich zu erkennen. **Rechts: Pixelweise Darstellung der Detektorzählrate während der Messungen mit dem Ausrichtungsflansch.**

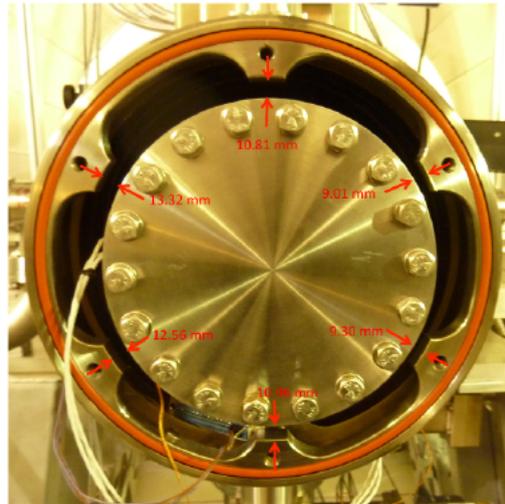


Abbildung 5.11.: **Verkipfung der PAE innerhalb der Hochvakuumkammer.** Die Verkipfung der PAE wurde auseinandergebautem System vermessen. Das Foto wurde während des Zusammenbaus des Detektor-Systems aufgenommen.

tischen Führungsfelds der Detektor-Magneten auf den Wafer geführt werden. Auf diese Weise lässt sich die Position der ^{241}Am -Quelle im Ausrichtungsflansch magnetisch auf den Wafer abbilden. Im Anschluß an die Installation dieses Ausrichtungsflansches wird die Vakuumkammer grob auf die Spektrometer-Achse ausgerichtet, so dass dieser mittig auf dieser Achse liegt. Aufgrund der Verkipfung der PAE innerhalb der Vakuumkammer sitzt der Wafer für gewöhnlich nicht zentriert auf der Spektrometer-Achse. Um diese Verkipfung zu kompensieren wird mit Hilfe des Ausrichtungsflansch bei vorhandenem Magnetfeld Kalibrationsmessungen durchgeführt bis sich auf dem Wafer ein annähernd symmetrisches Bild ergibt.

Um zu bestimmen wie stark die Achse der Vakuum-Kammer von der des Spektrometers abweicht, werden schließlich mit Hilfe des FARO-Arms vier Kreise (an vier Flanschen) entlang der Kammer vermessen. Durch den Vergleich der Mittelpunkte dieser Kreise lässt sich die Achse der Vakuum-Kammer bestimmen.

Basierend auf den Erfahrungen aus der SDS-I-Messphase wurde ein Berechnungsprogramm in Kassiopeia 3.0 eingebunden, welches die Kryostaten- und die Vakuumkammer-Achse automatisch bestimmt.

5.4.3. Erste Ergebnisse zur Ausrichtung des FPD-Systems für die SDS-II-Messphase

Im Anschluß an die Ausrichtung des FPD-Systems auf die Spektrometer-Achse konnte das FPD-System über das Ersatz-Strahlrohr mit dem Hauptspektrometer verbunden werden. Das Ersatz-Strahlrohr besteht aus mehreren DN250- bzw. DN200-Rohrstücken und hat im relaxierten Zustand der Bälge eine Gesamtlänge von 843 mm. Damit ist es 31 mm länger als das ursprünglich eingeplante Strahlrohrventil. Durch Kompression der beiden Bälge ließ sich die Position des Detektor-Wafers entlang der KATRIN-Strahlachse dennoch auf einen Wert von 13,934 m einstellen, was sehr nahe am Design-Wert von 13,926 m liegt. Abbildung 5.12 zeigt eine Skizze des FPD-Systems mit den Referenz-Punkten und den Design-Werten entlang der Spektrometer-Achse. Um eine Überprüfung der Abstände zwischen dem magnetischen Flußschlauch und der Vakuumkammer zu ermöglichen, wurde

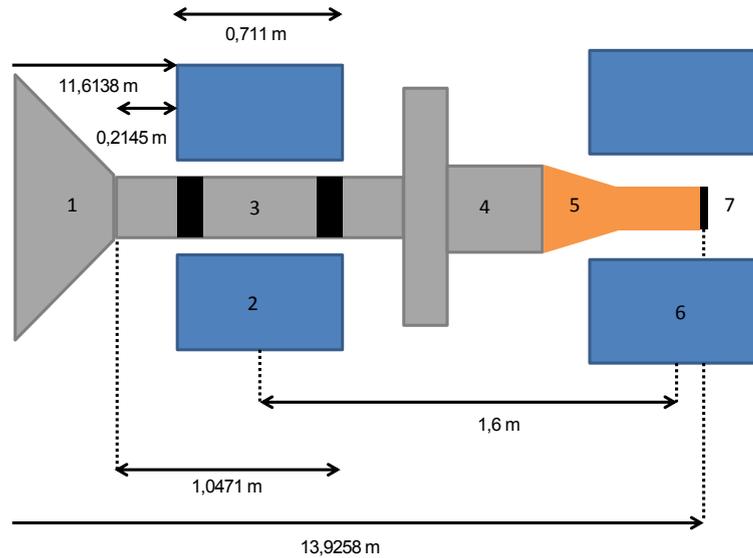


Abbildung 5.12.: **Design-Positionen der verschiedenen Detektor-Komponenten entlang der KATRIN-Strahlachse.** 1) Hauptspektrometer, 2) Pinch-Kryostat, 3) Strahlrohr, 4) Vakuumkammer, 5) PAE, 6) Detektor-Kryostat, 7) Wafer.

die Geometrie des Detektorsystems im Zuge dieser Arbeit in das KATRIN Simulationsprogramm Kassiopeia 3.0 integriert. Die Verkippung der PAE innerhalb der Vakuumkammer und die im Zuge von [Mue14] ermittelte Verschiebung der Spule des Pinch-Kryostaten von 3,6 mm in Richtung des Detektor-Magneten wurden in die Kassiopeia-Geometrie des FPD-Systems eingebunden.

Abbildung 5.13 zeigt die anschließende Messung der mechanischen Verkippung des FPD-Systems gegenüber der Hauptspektrometer-Achse durch FARO-Arm-Messungen. Im Vergleich zur SDS-I-Messphase konnten die Abweichungen von den Soll-Werten um etwa eine Größenordnung verbessert werden. Dies lag vor allem an der vereinfachten Anschlußprozedur durch das neue Strahlrohr, welches mit zwei statt einem Balg ausgestattet ist.

In Tabelle 5.2 sind die Abweichungen der Achsen der einzelnen Detektor-Komponenten gegenüber den in Abbildung 5.12 dargestellten Design-Werten angegeben. X- und y-Werte, sowie Verkippungen der Achsen werden designmäßig zu null angenommen. Die Verkippungen sind in Euler-Winkeln angegeben, wobei der Winkel α die Rotation um die z-Achse und der Winkel β die Rotation um die neue x' -Achse bestimmt. Der dritte Euler-Winkel ist immer $\gamma = -\alpha$, da alle Komponenten näherungsweise als axialsymmetrisch angenommen werden können. Die in Tabelle 5.2 angegebenen Verschiebungen und Verkippungen wurden im Zuge dieser Arbeit in eine überarbeitete FPD-Geometrie für das KATRIN-Simulationspaket Kassiopeia 3.0 eingebunden. Abbildung 5.14 zeigt Simulationen zur Flußschlauchführung innerhalb der verkippten Geometrie. Dabei ist zu beachten, dass für die SDS-II-Messphase ein gegenüber der ersten Messphase verändertes Verhältnis zwischen dem Pinch- und dem Detektor-Magnetfeld genutzt wird (siehe Tabelle 5.3). Das in SDS-II verwendete Verhältnis ist das gleiche wie für den finalen Betrieb von KATRIN, wodurch der Durchmesser des von Detektor "gesehenen" Flußschlauchs an den bekannten Engstellen in der Vakuumkammer gegenüber SDS-I reduziert ist. Abbildung 5.14 zeigt deutlich, dass für SDS-II im Vergleich zur ersten Messphase keine Blockaden des Flußschlauchs innerhalb des Detektorsystems zu erwarten ist. Feldlinien durch FPD-Komponenten behindert. Lediglich die PAE-Stützstruktur weist an ihrer Oberseite eine geringe Entfernung zum

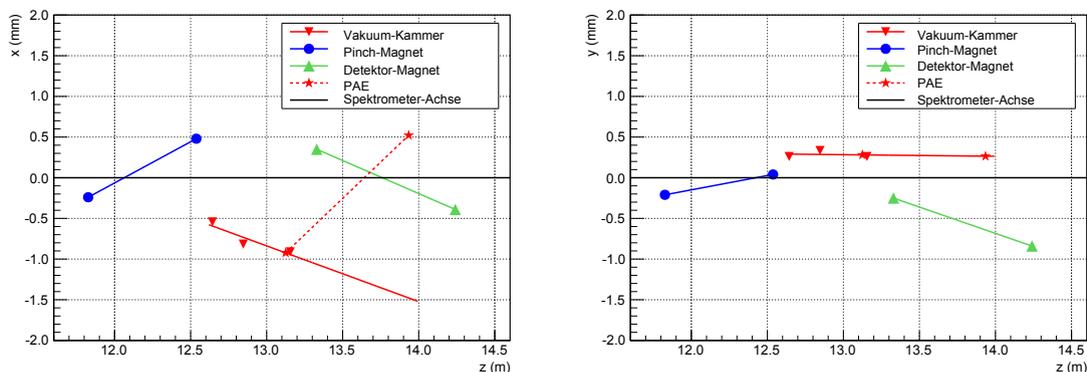


Abbildung 5.13.: **Mechanische Verkippung der einzelnen Komponenten des FPD-Systems während der SDS-II-Messphase. Links: Die Verkippungen in der xz-Ebene.** In dieser Ebene ist deutlich zu erkennen, dass die PAE innerhalb der Vakuu-Kammer geneigt ist. **Rechts: Die Verschiebungen in der yz-Ebene.**

Tabelle 5.2.: **Ergebnisse zur mechanischen Ausrichtung des Detektorsystems.** Die Ergebnisse basieren auf Faro-Arm-Messungen vom 22. August 2014. Angegeben sind die Abweichungen von den Design-Werten, welche in Abbildung 5.12 zu finden sind (Die Design-Werte der Verschiebungen entlang der x-Achse und der y-Achse, sowie Verkippungen sind auf Null gesetzt). Die hohe Abweichung der Vakuu-Kammer in z-Richtung resultiert aus der nötigen Kompensation des verlängerten Strahlrohrs im Vergleich zur SDS-I-Messphase. Die Pinch-Spule ist innerhalb des Pinch-Kryostaten verschoben und besitzt ansonsten die gleichen mechanischen Verkippungen. Die PAE ist innerhalb der Vakuu-Kammer geneigt und daher um den gleichen Betrag wie diese verschoben.

Komponente	Δx in mm	Δy in mm	Δz in mm	α in $^\circ$	β in $^\circ$
Pinch-Kryostat	0,12	-0,09	-1,37	-13,99	-0,036
Pinch-Spule	-	-	+3,6	-	-
Detektor-Kryostat	-0,02	-0,54	-1,63	-51,35	0,06
Vakuu-Kammer	-0,611	0,29	8,472	-88,35	0,04
PAE	-	-	-	-90	-0,1542

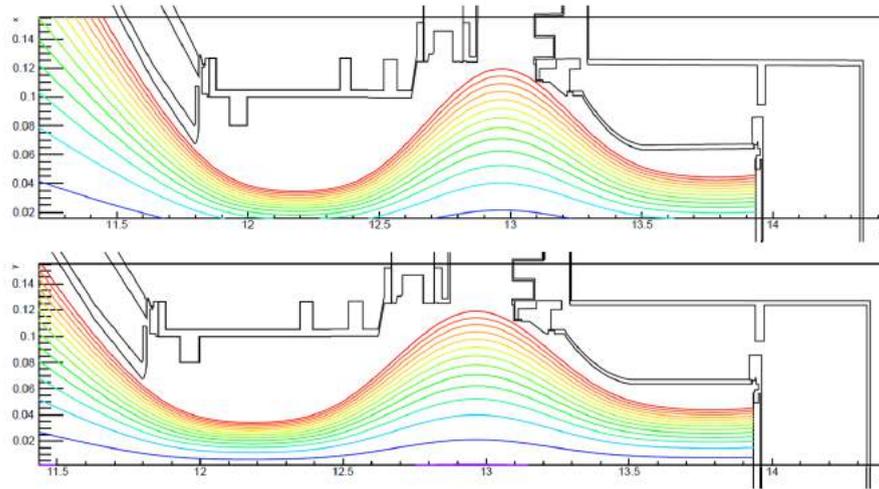


Abbildung 5.14.: **Feldliniensimulation mit der verkippten SDS-II-Geometrie.**
Oben: xz-Ebene. Unten: yz-Ebene. Der magnetische Flußschlauch wird nicht mehr durch FPD-Komponenten blockiert. Nur noch die äußerste Feldlinie hat einen geringen Abstand zu einer der Komponenten, der PAE-Stützstruktur. Der vom Detektor analysierte magnetische Flußschlauch während SDS-II beträgt 178 Tcm^2 und das Verhältnis von Pinch zu Detektor-Magnetfeldstärke entspricht im Gegensatz zur SDS-I-Messphase dem KATRIN-Design-Wert.

Tabelle 5.3.: **Magnetfeldeinstellungen und resultierend Flußschläuche von SDS-I und SDS-II im Vergleich zu den KATRIN-Design-Werten.**

	SDS-I	SDS-II	KATRIN-Design-Wert
Pinch-Magnetfeld in T	5	5	6
Detektor-Magnetfeld in T	3,5 (3,2)	3 (2,8)	3,6 (3,3)
Pinch/Detektor	$\approx 1,43$	$\approx 1,67$	$\approx 1,67$
Wafer-Flußschlauch in Tcm^2	≈ 204	≈ 178	≈ 210
Durchmesser Pinch-Flußschlauch in cm	7,2	6,7	6,1

äußeren Rand des Flußschlauchs auf. Da das derzeit eingebaute Ersatz-Strahlrohr kein Klappenventil besitzt, entstehen auch durch dieses Bauteil keine Schatteneffekte mehr auf dem Wafer.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Prozedur zum Zusammenschluß des Detektors mit dem Hauptspektrometer durch den Einbau eines zweiten Balgs in das Strahlrohr zwischen den Komponenten deutlich vereinfacht wurde. Damit sowie durch die Optimierung des Ausrichtungsprozesses des Detektorsystems gegenüber der Spektrometer-Achse konnten erhebliche Verkippungen der Detektorkomponenten, wie sie in SDS-I beobachtet wurden, verhindert werden. Im Zuge dieser Arbeit durchgeführte Simulationen konnten zeigen, dass für die kommende Messphase SDS-II keine signifikanten Blockaden des magnetischen Flußschlauchs innerhalb des Detektorsystems zu erwarten sind.

6. Zusammenfassung

Im Standardmodell der Teilchenphysik sind Neutrinos elektrisch ungeladene Teilchen ohne Masse. Die experimentelle Beobachtung des Phänomens der Neutrino-Oszillationen zeigt jedoch, dass mindestens zwei der drei bekannten Neutrino-Flavours eine von null verschiedene Masse besitzen müssen.

Die derzeit vielversprechendste Methode zur Bestimmung der effektiven Masse des Elektron-Antineutrinos ist die modellunabhängige, extrem präzise Spektroskopie des Tritium- β -Spektrums in der Nähe des Endpunkts im Bereich von etwa 18,6 keV mit Hilfe des MAC-E-Filterprinzips. Mit den auf diesem Prinzip basierenden Spektrometer-Experimenten konnte in Mainz und Troitsk die aktuelle, modellunabhängige Obergrenze für die Masse der Elektron-Antineutrinos von $2 \text{ eV}/c^2$ bestimmt werden.

Das KATRIN-Experiment wird die Sensitivität dieser Experimente um eine Größenordnung auf $m_\nu \leq 200 \text{ meV}/c^2$ (90% *C.L.*) übertreffen. Zu diesem Zweck wird eine hochluminose, fensterlose, gasförmige Tritium-Quelle verwendet, welche 10^{11} β -Elektronen pro Sekunde freisetzt. Diese β -Elektronen werden anschließend magnetisch adiabatisch durch eine Transport-Strecke zu zwei Retardierungs-Spektrometern (Vorspektrometer und Hauptspektrometer) geführt, welche als Hochenergiepass-Filter agieren. Nur solche Elektronen, die das an die Spektrometer angelegte Gegenpotential überwinden, werden am Ende des Experiments mittels eines Fokalebeneendetektors (FPD) nachgewiesen. Durch das schrittweise Verfahren des Gegenpotentials am Hauptspektrometer lässt sich das Tritium-Spektrum im Endpunktsbereich so mit einer Auflösung von 0,93 eV vermessen. Die sehr geringe Anzahl an β -Elektronen, welche die Analysierenebene des Hauptspektrometers überwinden können, führt zu einer Zählrate von wenigen mHz im Fokalebeneendetektor. Aus diesem Grund muss der Detektor eine hohe Detektionseffizienz bei gleichzeitig möglichst geringem Untergrund aufweisen. Diese Anforderungen werden vom FPD-System erfüllt, welches im Sommer 2011 in die Hauptspektrometer-Halle des KATRIN-Experiments geliefert wurde. Im Sommer 2013 wurde das FPD-System im Zuge einer ersten gemeinsamen Messkampagne zusammen mit dem Hauptspektrometer in Betrieb genommen. Während dieser Messkampagne konnten Erkenntnisse über die Langzeitperformance des Detektors im Zusammenspiel mit dem Hauptspektrometer gesammelt werden.

Der Schwerpunkt dieser Diplomarbeit liegt in den Verbesserungen des FPD-Systems anhand dieser Erkenntnisse. Dafür wurde das Detektorsystem zwischen Dezember 2013 und

August 2014 überarbeitet und seine Performance anschließend erneut charakterisiert. Hierbei wurden in Vorbereitung auf eine zweite Messphase mit dem Hauptspektrometer insbesondere das Vakuumsystem des Detektors überarbeitet, die Performance verschiedener Detektor-Wafer untersucht, sowie die Ausrichtung des Detektors gegenüber dem Hauptspektrometer verbessert. Die Ergebnisse dieser Optimierungen sind im Folgenden dokumentiert.

Während der ersten gemeinsamen Messphase mit dem Hauptspektrometer wurde der Druck in der Ultrahochvakuumkammer des Detektors durch ein Leck in einem der Rechtecksflansche dominiert. Im Zuge dieser Arbeit wurde dieser Flansch untersucht, wobei Unebenheiten der Flanschfläche festgestellt werden konnten. Die Vakuumkammer des Detektors wurde darauf hin zerlegt und überarbeitet. Hierbei wurde insbesondere die betroffene Flanschfläche geglättet. Nach dem erneuten Zusammenbau des Systems konnte ein Lecktest die Dichtheit des Flanschs verifizieren.

Nach dem Ausheizen der Kammer, dem Einbau des Detektor-Wafers sowie dem Einschalten der aktiven Kühlung des FPD-Systems wurde ein Druck von $1,5 \cdot 10^{-9}$ mbar in der Kammer gemessen. Dies stellt gegenüber der ersten Messphase mit dem Spektrometer eine Verbesserung dar, wobei der Zieldruck von $< 10^{-9}$ mbar nach wie vor nicht erreicht werden konnte. Um in Zukunft den Zieldruck zu erreichen wird dringend empfohlen die Installationsprozedur des Detektor-Wafers zu verbessern. Da der Wafer erst nach dem Ausheizen der Vakuumkammer installiert werden kann, muss beim Einbau sehr genau darauf geachtet werden, dass möglichst wenig Luft in das System gelangt.

Im Zuge der Testmessungen im Winter 2013 kam es durch eine Fehlfunktion des Detektor-Kühlsystems zu einer Überhitzung der Vorverstärker-Elektronik. Auch wenn dabei keine dauerhaften Schäden an der Elektronik entstanden sind, wurden als Konsequenz dieses Zwischenfalls mehrere sogenannte Fail-Safe-Moden am Detektor-System implementiert. Dies beinhaltet insbesondere eine Verbesserung der Temperaturüberwachung der Detektor-Elektronik. Das überarbeitete Überwachungssystem wurde im Anschluß ausgiebig getestet und arbeitet seither zuverlässig. Eine weitere eingeführte Schutzmaßnahme ist die verbesserte Kontrolle über die maximale Temperatur der Kryopumpen um eine effiziente Pumpleistung zu garantieren. Außerdem wurde ein Ersatz-Kreislauf für das Kühlwassersystem am Detektor installiert, welcher bei Ausfall des primären Kühlkreislaufs eine durchgehende Kühlung der Kompressoren garantiert. Während der Reinigung des primären Kühlkreislaufs konnte dieser Ersatz-Kreislauf bereits erfolgreich getestet werden.

Die am FPD-System genutzten Wafer der Firma Canberra Industries sind in 148 Segmente unterteilt, die einzeln von der Detektor-Elektronik ausgelesen werden. In der Vergangenheit wurde bei zwei Wafern ein Kurzschluss zwischen benachbarten Detektorsegmenten beobachtet, wodurch diese in den Messungen nicht verwendet werden konnten. Nach einer Lieferung von fünf neuen Wafern an das KATRIN-Experiment konnten die Wafer mittels eines speziell an der Universität von Washington, Seattle entwickelten Testgeräts auf Kurzschlüsse hin untersucht werden. Dabei konnte bei einem der Wafer ein Kurzschluss zwischen zwei Segmenten festgestellt werden, welcher anschließend mittels einer mikroskopischen Untersuchung verifiziert wurde. Mit Hilfe dieser Testmessungen konnte sichergestellt werden, dass für die kommende Messphase erstmals ein Wafer mit 100 % funktionierenden Pixeln installiert ist. Nach dem Zusammenbau des Systems wurden Testmessungen mittels einer ^{241}Am -Quelle durchgeführt um die Performance des neuen Wafers zu untersuchen. Während die globale Energieauflösung von 146 Detektorsegmenten wäh-

rend der ersten Messphase im normalen Messmodus $1,4\text{ keV}$ (FWHM) betrug, ergab sich für den neu eingebauten Wafer und für 148 Kanäle eine verschlechterte globale Auflösung von $2,0\text{ [keV]}$ (FWHM). Da im Zuge der Umbauarbeiten am FPD-System lediglich eine der 24 Verstärkermodule des Detektors eingetauscht wurde, wird als Grund für die verschlechterte Auflösung derzeit ein schlechtes Rauschverhalten des Wafers angenommen.

Während der SDS-I-Messphase wurde der magnetische Flußschlauch, welcher die Signalelektronen in Richtung Wafer transportiert, aufgrund ungenügender Ausrichtung des FPD-Systems durch mehrere Bauteile verdeckt. Als Folge dessen konnten mehrere Detektor-Segmente keine Ereignisse während SDS-I registrieren. Im Zuge der Vorbereitungen für eine zweite gemeinsame Messkampagne des FPD-Systems mit dem Hauptspektrometer wurde das Strahlrohr ersetzt, welches kein, in den Flußschlauch ragendes Klappenventil mehr besitzt und eine vereinfachte Ausrichtung dank eines zusätzlichen Balgs ermöglicht. Die Genauigkeit der Ausrichtung konnte in Zusammenhang mit diesen Verbesserungen um eine Größenordnung verbessert werden und der Detektor-Wafer innerhalb der Design-Werten für den magnetischen Flußschlauch. Zudem wurden in dieser Messphase die Design-Werte bezüglich des Verhältnisses von magnetischen Flußschlauch eingehalten.

Der Verbindung von Hauptspektrometer und FPD-System konnte, dank eines zusätzlichen Balgs am neuen Strahlrohr und mit deutlich geringerer Verschiebung bezüglich der Spektrometer-Achse, ausgerichtet werden. Da es sich um ein komplett neues Strahlrohr handelt, behindert nun auch nicht mehr dessen Klappenventil die Magnetfeldlinien der KATRIN-Strahllinie. Um eine Verkipfung des FPD-Systems aufgrund der wirkenden Vakuum-Kräfte zu verhindern wurden außerdem mehrere Stützstrukturen am FPD-System angebracht. Die Verkipfungen des FPD-Systems bezüglich der Soll-Werte wurden erfolgreich durch FARO-Arm-Messungen ermittelt, wodurch die Kryostaten- und Vakuumkammerachse bestimmt werden konnten. Die Feldliniensimulationen auf Grundlage dieser verkippten Geometrie ergaben, dass im Gegensatz zur SDS-I-Messphase keine Bauteile des FPD-Systems den magnetischen Flußschlauch während der SDS-II-Messphase behinderten.

Im Zuge dieser Diplomarbeit konnte das KATRIN-Detektorsystem erfolgreich auf die zweite gemeinsame Messphase mit dem Hauptspektrometer vorbereitet werden. Dabei verfügt das System dank erfolgreicher Testmessungen erstmals über 100 % funktionierende Pixel. Zudem wurden Fail-Safe-Moden am System eingerichtet, welche einen sicheren Langzeitbetrieb gewährleisten. Das Hauptaugenmerk dieser Arbeit stellt die Ausrichtung des Detektorsystems an das Hauptspektrometer dar, welche gegenüber der ersten Messphase mit dem Spektrometer deutlich verbessert werden konnte.

7. Appendix

Anhang

A. Tabellen

Tabelle A.2.: **Leckströme der von Canberra getesteten Wafer in nA.** Die Leckströme wurden bei 120 V und 150 V angelegter Vorspannung gemessen und sind in der Tabelle für die einzelnen Wafer-Seriennummern angegeben.

Pixel	115875		115876		115878		115877		115874	
	120 V	150 V								
0	0,1	0,1	0,3	0,3	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
2	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
3	0,1	0,1	0,5	0,7	0,1	0,1	0,2	0,3	0,1	0,1
4	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
5	0,1	0,1	0,3	0,3	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1
6	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
7	0,1	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
8	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1	0,2	0,3	0,1	0,1
9	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
10	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	1,5	3,1	0,1	0,1
11	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	5,7	9,3	0,1	0,1
12	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
13	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
14	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
15	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1
16	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
17	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
18	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
19	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
20	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
21	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
22	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
23	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
24	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
25	0,1	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
26	0,1	0,1	0,4	0,4	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
27	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
28	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
29	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,9	1,1	0,1	0,1
30	0,3	0,4	0,1	0,1	0,3	0,3	0,1	0,1	0,1	0,1
31	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1

Pixel	115875		115876		115878		115877		115874	
	120 V	150 V								
32	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
33	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
34	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	10	12,2
35	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,1	0,1	0,1	9,5	11,5
36	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
37	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
38	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
39	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
40	0,1	0,1	0,4	0,5	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
41	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1
42	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1
43	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	1,3
44	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
45	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
46	0,1	0,1	0,2	0,2	0,4	0,5	0,1	0,1	0,1	0,1
47	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1
48	0,6	1,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
49	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
50	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
51	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
52	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
53	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,1	0,1	0,1
54	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2	0,2	0,1	0,1
55	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1
56	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
57	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
58	0,1	0,1	0,3	0,3	0,1	0,1	0,1	0,2	0,1	0,1
59	0,1	0,1	0,8	1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
60	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
61	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
62	0,1	0,1	0,1	0,1	1,1	1,1	0,1	0,1	0,1	0,1
63	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
64	0,1	0,1	0,2	0,3	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
65	0,1	0,2	0,1	0,2	0,2	0,1	0,2	0,1	0,1	0,1
66	0,6	0,8	0,1	0,1	0,9	1,1	0,3	0,4	0,1	0,1
67	0,2	0,3	0,1	0,1	0,2	0,6	0,1	0,1	0,1	0,1
68	0,2	0,3	0,1	1,2	0,1	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1
69	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,3	0,1	0,1
70	0,1	0,1	0,1	0,2	0,1	0,1	0,4	0,3	0,1	0,1
71	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,3
72	0,3	0,4	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
73	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2
74	0,1	0,1	0,1	0,1	0,5	0,5	0,2	0,2	0,1	0,1
75	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,3	0,1
76	0,1	0,1	0,3	0,3	0,1	0,1	0,1	0,3	0,1	0,1
77	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1	0,2	0,1	0,1	0,1
78	0,1	0,1	0,1	0,1	0,3	0,5	0,2	0,2	0,1	0,1
79	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2	0,2	0,1	0,1
80	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,2	0,1	0,1

Pixel	115875		115876		115878		115877		115874	
	120 V	150 V								
81	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
82	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,1	0,1
83	0,1	0,1	0,1	0,5	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1
84	0,2	0,2	0,5	0,6	0,3	0,3	0,3	0,3	0,1	0,1
85	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
86	0,3	0,4	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1
87	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
88	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
89	0,3	0,3	0,2	0,2	0,2	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1
90	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,2	0,3	1	0,1	0,1
91	0,1	0,6	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2	0,2	0,1	0,1
92	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
93	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
94	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
95	0,2	0,2	0,1	0,1	0,4	0,4	0,2	0,2	0,1	0,1
96	0,4	0,4	0,1	0,1	0,1	0,1	0,3	0,3	0,2	0,2
97	0,3	0,5	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2
98	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
99	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
100	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
101	0,1	0,2	0,2	0,3	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1
102	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2	0,2	0,2	0,2	1,4	2,2
103	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,2	0,3	0,2	0,1	0,1
104	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2	0,1	0,1
105	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
106	0,1	0,1	0,2	0,3	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
107	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,1
108	0,3	0,4	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,2	0,6	0,7
109	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,1	0,1
110	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
111	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
112	0,1	0,1	0,2	0,3	0,1	0,1	0,2	0,1	0,1	0,1
113	0,1	0,1	0,3	0,5	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1
114	1,9	2	0,1	0,1	0,2	0,2	0,4	0,3	0,1	0,1
115	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2	0,2	0,1	0,2
116	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,1	0,1
117	0,1	0,1	0,1	0,1	0,3	0,3	0,1	0,1	0,1	0,1
118	0,3	0,3	0,1	0,7	0,1	0,1	0,2	0,3	0,2	0,1
119	0,2	0,2	0,1	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
120	0,1	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,7	0,7	0,3	0,6
121	0,3	0,3	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2
122	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1
123	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
124	0,1	0,1	0,9	12	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
125	0,5	0,4	0,2	0,3	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2	0,2
126	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2	0,2	0,4	0,5	0,1	0,1
127	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2	0,2	0,1	0,1
128	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2	0,2	0,1	0,1
129	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1

Pixel	115875		115876		115878		115877		115874	
	120 V	150 V								
130	0,1	0,1	0,1	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,2
131	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,3	0,8	0,1	0,2
132	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,3	0,3	0,2	0,2
133	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,2
134	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1	0,2	0,2
135	0,1	0,1	0,1	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
136	0,2	0,2	0,4	1,2	0,1	0,1	0,2	0,2	0,4	0,4
137	0,1	0,1	0,3	0,3	0,2	0,2	0,4	0,1	0,3	0,3
138	0,1	0,2	0,2	0,2	0,2	0,2	0,2	0,3	0,3	0,5
139	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2	0,3	0,4	0,4
140	0,1	0,1	0,1	0,2	0,1	0,1	0,1	0,2	0,3	0,3
141	0,1	0,1	0,1	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,3	0,3
142	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,3	0,1
143	0,2	0,2	0,3	0,3	0,1	0,1	0,1	0,1	0,3	0,3
144	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,6	0,6	0,3	0,3
145	0,1	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,4	0,4
146	0,1	0,1	0,2	0,4	0,1	0,1	0,1	0,1	0,3	0,4
147	0,1	0,1	0,2	0,3	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,4

Tabelle A.1.: **Unebenheiten des Rechtecksflansch in mm**

Position	Messung1	Messung2	Messung3	Messung4	Messung5	Mittelwert	Standardabweichung
1	0,30	0,40	0,37	0,39	0,48	0,39	0,06
2	0,41	0,40	0,42	0,36	0,42	0,40	0,02
3	0,44	0,39	0,46	0,44	0,43	0,43	0,03
4	0,41	0,44	0,46	0,47	0,46	0,45	0,02
5	0,39	0,39	0,36	0,36	0,41	0,38	0,02
6	0,42	0,32	0,30	0,28	0,33	0,33	0,05
7	0,31	0,33	0,32	0,29	0,29	0,31	0,02
8	0,32	0,34	0,33	0,31	0,34	0,33	0,01
9	0,32	0,33	0,31	0,32	0,34	0,32	0,01
10	0,37	0,34	0,32	0,36	0,37	0,35	0,02
11	0,35	0,43	0,45	0,44	0,45	0,42	0,04
12	0,39	0,46	0,49	0,50	0,47	0,46	0,04
13	0,35	0,45	0,42	0,45	0,46	0,43	0,05
14	0,36	0,32	0,38	0,38	0,39	0,37	0,03
15	0,27	0,38	0,35	0,40	0,35	0,35	0,05

Abbildungsverzeichnis

2.1. Standardmodell der Teilchenphysik	5
2.2. Massenhierarchie der Neutrinos	7
2.3. Einfacher β^- -Zerfall	11
3.1. Der Aufbau des KATRIN-Experiments	13
3.2. Skizze zur Veranschaulichung des MAC-E-Filters	15
3.3. Hauptspektrometer mit Luftspulensystem	17
3.4. Fokalebendendetektor-System in der KATRIN-Halle	19
4.1. Hauptkomponenten des FPD-Systems	22
4.2. Schematische Querschnittsskizze des Pinch-Magneten	23
4.3. Abfall der magnetischen Flußstärke im Zentrum des Pinch-Magneten	24
4.4. Schematische Darstellung des Detektor-Vakuumsystems	25
4.5. Nachbeschleunigungselektrode	27
4.6. Detektor-Kühlsystem	29
4.7. Wafer	30
4.8. Detektor-Durchführungsflansch und vakuumseitige Außenelektronik	31
4.9. Schematische Darstellung der Ausleseelektronik des FPD-Systems	32
4.10. Der Trapez-Filter	33
4.11. Vom Detektor gemessenes, globales ^{241}Am -Spektrum	34
4.12. Kalibrationsquellen des FPD-Systems	36
5.1. Vergrößerung des Rechtecksflansches innerhalb des Detektor-Aufbaus	38
5.2. Rechtecksflansch innerhalb des Detektor-Systems und angeleuchteter Rechtecksflansch	38
5.3. Abgebaute UHV-Kammer	39
5.4. Kurzschlüsse zwischen benachbarten Detektorsegmenten	42
5.5. Energieauflösung des Detektors während der beiden SDS-Messphasen	43
5.6. Mechanische Verkipfung der einzelnen Komponenten des FPD-Systems während der SDS-I-Messphase	44
5.7. Flußschlauchblockaden während der SDS-I-Messphase.	44
5.8. Ersatz-Strahlrohr.	45
5.9. Positionsmarker am Pinch-Magnetkryostaten	46
5.10. Ausrichtungsflansch.	46
5.11. Verkipfung der PAE innerhalb der Hochvakuumkammer.	47
5.12. Design-Positionen der verschiedenen Detektor-Komponenten entlang der KATRIN-Strahlachse.	48
5.13. Mechanische Verkipfung der einzelnen Komponenten des FPD-Systems während der SDS-II-Messphase.	49
5.14. Feldliniensimulation mit der verkippten SDS-II-Geometrie.	50

Tabellenverzeichnis

4.1. Typische Werte für die Temperatursensoren der Elektronik	28
5.1. Messwerte zur Oberflächenbeschaffenheit des Rechtecksflansches nach seiner Überarbeitung in der Hauptwerkstatt des KIT Campus Nord	39
5.2. Ergebnisse zur mechanischen Ausrichtung des Detektorsystems	49
5.3. Magnetfeldeinstellungen und resultierend Flußschläuche von SDS-I und SDS- II im Vergleich zu den KATRIN-Design-Werten	50
A.2. Leckströme der von Canberra getesteten Wafer	59
A.1. Unebenheiten des Rechtecksflanschs	63

Literaturverzeichnis

- [ABP12] John F. Amsbaugh, Nora M. Boyd und Diana M. S. Parno: *Heat Pipe Manual: Installation and Operation*, 2012. <https://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d746261/Heat%20Pipe%20Manual>, Internes KATRIN-Dokument.
- [Ack13] K.H. Ackermann et al. (GERDA Collaboration): *The Gerda experiment for the search of $0\nu\beta\beta$ decay in ^{76}Ge* . The European Physical Journal C, 73:2330, 2013. DOI: 10.1140/epjc/s10052-013-2330-0.
- [Ams14] J.F. Amsbaugh et al.: *Focal-plane detector system for the KATRIN experiment*, 2014. Internes KATRIN Dokument.
- [Ang05] J. Angrik et al.: *KATRIN Design Report 2004*. FZKA Scientific Report 7090, 2005.
- [Ass96] K. Assamagan et al.: *Upper limit of the muon-neutrino mass and charged-pion mass from momentum analysis of a surface muon beam*. Phys. Rev. D, 53:6065, 1996. DOI: 10.1103/PhysRevD.53.6065.
- [AT09] John Amsbaugh und Kazumi Tolich: *KATRIN Detector Vacuum System Control*, 2009. <https://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d767098/Katrin%20Detector%20Vacuum%20System%20Control.pdf>, Internes KATRIN-Dokument.
- [B⁺12] A. Beglarian *et al.*: *Prototype focal-plane detector system for the KATRIN experiment*, 2012.
- [Bah64] John N. Bahcall: *Solar Neutrinos. I. Theoretical*. Phys. Rev. Lett., 12(11):300 – 302, 1964. DOI: 10.1103/PhysRevLett.12.300.
- [Bar98] R. Barate et al.: *An upper limit on the τ neutrino mass from three- and five-prong tau decays*. The European Physical Journal C - Particles and Fields, 2(3):395 – 406, 1998. DOI: 10.1007/s100529800850.
- [Ber13] J. Beringer et al. (Particle Data Group): *010001 (2012) and 2013 partial update for the 2014 edition*. Phys. Rev. D, 86(010001), 2013. <http://pdg.lbl.gov>.
- [Bio87] R. M. Bionta et al.: *Observation of a Neutrino Burst in Coincidence with Supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud*. Phys. Rev. Lett., 58:1494, 1987. DOI: 10.1103/PhysRevLett.58.1494.
- [BR96] Rene Brun und Fons Rademakers: *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*. Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, 1996. <http://root.cern.ch/>.
- [CB11] Cryomagnetics Inc. und Laura I. Bodine: *User's Manual, 6T Detector and Pinch Superconducting Magnet Pair for University of Washington (KATRIN)*, 2011. <https://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d653154/Magnet%20User%27s%20Manual.pdf>, Internes KATRIN-Dokument.

- [Cha14] J. Chadwick: *Intensitätsverteilung im magnetischen Spektrum der β -Strahlen von Radium B + C / The Intensity Distribution in Magnetic Spectrum of β -Rays of Radium B + C*. Verhandl. Dtsch. phys. Ges., 16:383, 1914.
- [Cow56] C. L. Cowan Jr., F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse, A. D. McGuire: *Detection of the Free Neutrino: a Confirmation*. Science, 124(3212):103 – 104, 1956. DOI: 10.1126/science.124.3212.103.
- [Cry07a] Cryomech: *Cryogenic Refrigerator: INSTALLATION, OPERATION and ROUTINE MAINTENANCE MANUAL, CP830*, 2007. https://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d768644/Cryomech_PT60_CP830_Manual.pdf, Internes KATRIN-Dokument.
- [Cry07b] Cryomech: *Cryorefrigerator Specification Sheet, PT60-UL with CP830*, 2007. https://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d767500/Cryomech_PT60_SpecSheet.pdf, Internes KATRIN-Dokument.
- [Cry14] Cryomech, 2014. <http://www.cryomech.com/products/cryorefrigerators/pulse-tube/pt410/>, Cryomech PT410: specifications.
- [Dan62] G. Danby, J.-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, J. Steinberger: *Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos*. Phys. Rev. Lett., 9(1):36 – 44, 1962. DOI: 10.1103/PhysRevLett.9.36.
- [DHH68] Raymond Davis Jr., Don S. Harmer und Kenneth C. Hoffman: *Search for Neutrinos from the Sun*. Phys. Rev. Lett., 20(21):1205 – 1209, 1968. DOI: 10.1103/PhysRevLett.20.1205.
- [Doe11] Peter Doe: *Detector Vacuum System - Users guide*, 2011. <https://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d723919/Detector%20Vacum%20system%20%E2%80%93%20Users%20manual.pdf>, Internes KATRIN-Dokument.
- [Doe14] P. Doe et al.: *Neutrino research*. Annual Report of the Center for Experimental Nuclear Physics and Astrophysics,, 2014.
- [DON01] DONUT Collaboration: *Observation of Tau Neutrino Interactions*. Phys. Lett. B, 504(3):218 – 224, 2001. DOI: 10.1016/S0370-2693(01)00307-0.
- [Eic08] F. Eichelhardt et al.: *First Tritium Results of the KATRIN Test Experiment TRAP*. Fusion Science and Technology, 54:615, 2008.
- [Eid04] S. Eidelmann et al. : *Review of Particle Physics*. Phys. Lett. B, 592(pp. 1+), 2004. <http://pdg.lbl.gov>.
- [Evr03] O. Evrard, M. Keters, L. Van Buul, P. Burger: *A novel photodiode array structure for gamma camera applications*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 504(1 - 3):188 – 195, 2003. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)00789-7.
- [FE04] R. Firestone und L. P. Ekstroem: *WWW Table of Radioactive Isotopes, Version 2.1*. LBNL Isotopes Project - LUNDS Universitet, 2004. <http://ie.lbl.gov/toi/>.
- [Fer34] E. Fermi: *Versuch einer Theorie der β -Strahlen. I*. Zeitschrift für Physik, 88(3 - 4):161 – 177, 1934. DOI: 10.1007/BF01351864.
- [Fis12] J. Fischer: *Analysen zur Langzeitstabilität und den Betriebsmodi des KATRIN Pinch-Magneten*, 2012. Bachelor-Arbeit, Karlsruhe Institute of Technology.

- [Fog12] G.L. Fogli et al. : *Global analysis of neutrino masses, mixings and phases: entering the era of leptonic CP violation searches*, 2012. <http://arxiv.org/pdf/1205.5254v3.pdf>.
- [Fra11] F. M. Fraenkle, L. Bornschein, G. Drexlin, F. Glück, S. Görhardt, W. Käfer, S. Mertens, N. Wandkowsky, J. Wolf: *Radon induced background processes in the KATRIN pre-spectrometer*. *Astroparticle Physics*, 35(3):128 – 134, 2011. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2011.06.009.
- [Fuk98] Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration): *Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos*. *Phys. Rev. Lett.*, 81(8):1562 – 1567, 1998. DOI: 10.1103/PhysRevLett.81.1562.
- [GGS58] M. Goldhaber, L. Grodzins und A. W. Sunyar: *Helicity of Neutrinos*. *Phys. Rev.*, 109(3):1015 – 1017, 1958. DOI: 10.1103/PhysRev.109.1015.
- [Gil10] W. Gil et al.: *The Cryogenic Pumping Section of the KATRIN Experiment*. *Applied Superconductivity*, IEEE Transactions, 20(3):316 – 319, 2010. DOI: 10.1109/TASC.2009.2038581.
- [Har12] Fabian Harms: *Assembly and First Results of the KATRIN Focal-Plane Detector System at KIT*, 2012. Diplom-Arbeit, Karlsruhe Institute of Technology.
- [Hir88] K. S. Hirata et al.: *Observation in the Kamiokande-II detector of the neutrino burst from supernova SN1987A*. *Phys. Rev. D*, 38:448, 1988. DOI: 10.1103/PhysRevD.38.448.
- [How09] M. A. Howe, J. F. Wilkerson, J. Detwiler, M. Marino: *ORCA, An Object-Oriented Real-Time Data-Acquisition System*. TUNL XLVIII PROGRESS REPORT, 48:171 – 172, 2009.
- [Ice13] IceCubeCollaboration: *Evidence for High-Energy Extraterrestrial Neutrinos at the IceCube Detector*, 2013. <http://www.sciencemag.org/content/342/6161/1242856.full.pdf>.
- [JGL94] B. Jeckelmann, P. F. A. Goudsmit und H. J. Leisi: *The mass of the negative pion*. *Phys. Lett. B*, 335(3 - 4):326 – 329, 1994. DOI: 10.1016/0370-2693(94)90358-1.
- [Kay05] B. Kayser: *Neutrino mass, mixing and flavor change*, 2005. <http://pdg.lbl.gov/2005/reviews/numixrpp.pdf>.
- [KKK06] H. V. Klapdor-Kleingrothaus und I. V. Krivosheina: *The evidence for the observation of $0\nu\beta\beta$ decay: The identification of $0\nu\beta\beta$ events from the full spectra*. *Mod. Phys. Lett. A*, 21(20):1547 – 1566, 2006. DOI: 10.1142/S0217732306020937.
- [KL13] Stephen F. King und Christoph Luhn: *Neutrino mass and mixing with discrete symmetry*. *Reports on Progress in Physics*, 76(5):056201, 2013. DOI: 10.1088/0034-4885/76/5/056201.
- [Kno10] Glenn F. Knoll: *Radiation Detection and Measurement, 4th Edition*. John Wiley & Sons, Inc., 2010.
- [LK05] C. H. Lefhalm und V. Krieger: *A full featured monitoring, control and data management system for liquid metal coolant loops*. *Real Time Conference*, 2005. 14th IEEE-NPSS, 2005. DOI: 10.1109/RTC.2005.1547521.
- [LL02] T. J. Loredo und D. Q. Lamb: *Bayesian analysis of neutrinos observed from supernova SN 1987A*. *Phys. Rev. D*, 65:063002, 2002. DOI: 10.1103/PhysRevD.65.063002.

- [LU00] L. L. Lucas und M. P. Unterweger: *Comprehensive Review and Critical Evaluation of the Half-Life of Tritium*. Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology, 105(4):541 – 549, 2000. DOI: 10.6028/jres.105.043.
- [Mar12] E. Martin: *Electron Source Users Manual*, 2012. <https://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d767648/Pulcinella%20Manual>, Internes KATRIN-Dokument.
- [MNS62] Ziro Maki, Masami Nakagawa und Shoichi Sakata: *Remarks on the Unified Model of Elementary Particles*. Progress of Theoretical Physics, 28(5):870 – 880, 1962. DOI: 10.1143/PTP.28.870.
- [Mue14] A. Mueller: *Fieldmapping of the KATRIN Pinch Magnet*, 2014. Bachelor-Arbeit, Karlsruhe Institute of Technology.
- [Nag06] Sz. Nagy, T. Fritioff, M. Bjoerkhage, I. Bergstroem, R. Schuch: *On the Q-value of the tritium β -decay*. Europhys. Lett., 74(3):404, 2006. DOI: 10.1209/epl/i2005-10559-2.
- [Nuc02] A. Nucciotti et al.: *The Milano neutrino mass experiment with arrays of AgReO₄ microcalorimeters*. AIP Conf. Proc., 605:453, 2002. DOI: 10.1063/1.1457684.
- [Nuc12] A. Nucciotti et al.: *Neutrino mass calorimetric searches in the MARE experiment*. Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, Neutrino 2010, 229 - 232:155 – 159, 2012. DOI: 10.1016/j.nuclphysbps.2012.09.025.
- [Pau30] W. Pauli: *Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der Gauvereins-Tagung zu Tübingen*, 1930. http://www.symmetrymagazine.org/sites/default/files/legacy/pdfs/200703/logbook_letter.pdf.
- [Pet11] D. Peterson et al.: *Optical pulser for KATRIN focal plane detector*, 2011. Internes KATRIN-Dokument.
- [Pla13] Planck Collaboration: *Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters*. Cosmology and Nongalactic Astrophysics, 2013. arXiv:1303.5076v3.
- [Pon57a] B. Pontecorvo: *Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge*. Zh. Eksp. Teor. Fiz., 34:247, 1957.
- [Pon57b] B. Pontecorvo: *Mesonium and anti-mesonium*. Zh. Eksp. Teor. Fiz., 33:549 – 551, 1957.
- [Pon59] B. Pontecorvo: *Electron and Muon Neutrinos*. 1959. ZhETF 37.
- [Pon67] B. Pontecorvo: *Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge*. Zh. Eksp. Teor. Fiz., 53:1717 – 1725, 1967.
- [Ren11] Pascal Renschler: *KESS - A new Monte Carlo simulation code for low-energy electron interactions in silicon detectors*, 2011. Doctoral thesis, Karlsruhe Institute of Technology.
- [Sch09] Magnus Schlösser: *First Laser Raman measurements with tritium for KATRIN and studies of systematic effects of the LARA-setup*. Karlsruhe Institute of Technology, 2009. Diplom-Arbeit.
- [Sch13] Johannes Simon Schwarz: *The Focal-Plane Detector System Of KATRIN*, 2013. Instituts-Vortrag [Online].
- [Sch14a] S. Schmid: *Performance des Fokalebendetektors zu Beginn der zweiten gemeinsamen Messphase mit dem KATRIN Hauptspektrometer*, 2014. Bachelor-Arbeit, Karlsruhe Institute of Technology.

- [Sch14b] Johannes Simon Schwarz: *The Detector System of the KATRIN Experiment - Implementation and First Measurements with the Spectrometer*, 2014. Doctoral thesis, Karlsruhe Institute of Technology.
- [SN06] Simon M. Sze und Kwok K. Ng: *Physics of Semiconductor Devices, 3rd Edition*. John Wiley & Sons, Inc., 2006.
- [Ste11] M. Steidl: *Manual for using the FPD Gamma Ray Source*, 2011. <https://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d717901/Manual%20for%20using%20the%20FPD%20Gamma%20Ray%20Source.pdf>, Internes KATRIN-Dokument.
- [Ste13] Markus Steidl: *KATRIN-Technical Challenges*, 2013. HAP-Workshop.
- [Upd60] J. Updike: *Cosmic Gall*. The New Yorker, Dec.17:36, 1960. http://www.newyorker.com/archive/1960/12/17/1960_12_17_036_TNY_CARDS_000268214.
- [Van12] B.A. VanDevender et al.: *Performance of a TiN-coated monolithic silicon pin-diode array under mechanical stress*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 673:46 – 50, 2012. DOI: 10.1016/j.nima.2012.01.033.
- [vW35] C. F. v. Weizsäcker: *Zur Theorie der Kernmassen*. Zeitschrift für Physik, 96(7 - 8):431 – 458, 1935. DOI: 10.1007/BF01337700.
- [Wal13] Brandon Lee Wall: *Karlsruhe Tritium Experiment: Detector System Commissioning and In-Situ PIN-Diode Array Dead-Layer Measurement*, 2013. Doctoral thesis, Karlsruhe Institute of Technology.
- [Wal14] B. L. Wall et al.: *Dead layer on silicon p-i-n diode charged-particle detectors*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 744:73 – 79, 2014. DOI: 10.1016/j.nima.2013.12.048.
- [Wan13] Nancy Wandkowsky: *Study of background and transmission properties of the KATRIN spectrometers*. Karlsruhe Institute of Technology, 2013. doctoral thesis.

Danksagung

Mein Dank gilt der KATRIN-Kollaboration, sowie den Mitarbeitern des Instituts für Kernphysik mit deren Hilfe ich während des Verfassens meiner Diplomarbeit beim KATRIN-Experiment sehr viel lernen konnte. Mein besonderer Dank gilt folgenden Personen:

- Prof. Dr. Guido Drexlin, der es mir ermöglicht hat, Teil der aktuellen Forschung zu sein. Seit Beginn meines Studiums habe ich mir gewünscht an einem derart interessanten Experiment teilhaben zu dürfen. Vielen Dank für die Unterstützung während dieser Zeit und die Einsichten, die ich am KATRIN-Experiment gewinnen konnte.
- Prof. Dr. Wim de Boer für die Zweitkorrektur meiner Arbeit.
- Meinem Betreuer Fabian Harms, der sich viel Zeit für mich genommen hat und mir immer wieder den roten Faden gezeigt hat, wenn ich ihn mal wieder verloren hatte. Ich bin sehr dankbar für seine starke Unterstützung während meiner Diplomarbeit.
- Johannes Schwarz, der mir immer sehr viele Fragen beantwortete, auch wenn er gerade selber genug zu tun hatte.
- Dr. Markus Steidl für die Betreuung während der Arbeit.

Auch wenn ich allen Mitarbeitern des Instituts für Experimentelle Kernphysik zu Dank verpflichtet bin, möchte ich einige Personen noch namentlich erwähnen, die mir während meiner Zeit beim KATRIN-Experiment besonders geholfen werden: Moritz Erhardt, Florian Heizmann und Moritz Hackenjos für die stets aufbauenden Worte und Stefan Groh für die Hilfe bei der Einbindung der Geometrie in Kassiopeia 3.0. Im Zuge einer DPG-Veranstaltung in Frankfurt konnte ich mit Axel Müller und Richard Rink eine tolle Zeit verbringen. Vielen Dank auch an Birgit Adams, die mich als Tutor vertreten hat, als ich gerade gar keine Zeit dafür hatte. Die Pausen mit Antonia Lange, Johanna Linek und Jan Oertlin im Kaffeeraum möchte ich auch nicht missen!

Außerdem möchte ich meinen Freunden Johannes, Pascal, Sascha und David danken, die auch in schweren Zeiten zur mir gehalten haben. Meine Eltern Angelika und Henry haben mich während meines gesamten Studiums sehr unterstützt und ohne sie wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Meine Freundin Ines Reinartz hat mir während meines Studiums und vor allem während des Verfassens dieser Arbeit immer wieder geholfen und immer wieder aufgebaut. Vielen Dank!