



Forschungszentrum Karlsruhe
in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 7479

Entwicklung eines Monitordetektors für das KATRIN-Experiment

U. Schmitt

Institut für Kernphysik

Oktober 2009

Forschungszentrum Karlsruhe

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 7479

Entwicklung eines Monitordetektors für das KATRIN-Experiment

Udo Schmitt

Institut für Kernphysik

von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte DISSERTATION

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2009

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)

ISSN 0947-8620

urn:nbn:de:0005-074798

Entwicklung eines Monitordetektors für das KATRIN-Experiment

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN

von der Fakultät für Physik der
Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Phys. Udo Schmitt

aus Kandel

Tag der mündlichen Prüfung:
Referent:
Korreferent:

19. Dezember 2008
Prof. Dr. Johannes Blümer
Prof. Dr. Thomas Müller

Zusammenfassung

Das KATRIN-Experiment ist ein wichtiges Projekt in der Neutrinophysik, denn die direkte und modellunabhängige Bestimmung der Neutrinomasse aus dem Tritiumzerfall ist von großer Bedeutung sowohl für die Teilchenphysik als auch für die Kosmologie. Eine fensterlose gasförmige Tritiumquelle (WGTS) mit einer Aktivität von $1,7 \cdot 10^{11}$ Bq liefert die Zerfallselektronen, die auf der gesamten Länge des Experiments durch ein axiales Magnetfeld adiabatisch geführt werden. Die nachfolgende Pumpstrecke reduziert den Fluss von nicht zerfallenem Tritium durch eine Kombination von leistungsstarken Turbomolekularpumpen in Verbindung mit einer Kryosorptionspumpe um vierzehn Größenordnungen. Die Elektronen werden durch eine Kombination zweier elektrostatischer Retardierungsspektrometer nach dem MAC-E-Filterprinzip in ihrer Energie analysiert. Aus der Form des Spektrums nahe der Endpunktsenergie von 18,59 keV wird die effektive Neutrinomasse berechnet.

Um eine Sensitivität von 0,2 eV (90 % C.L.) für die Messung von m_ν zu erreichen, darf die Summe aller systematischen Fehler der Observablen m_ν^2 0,017 eV² nicht übersteigen. Insbesondere muss die Aktivität der Tritiumquelle, die durch ihre Tritium-Säulendichte bestimmt wird, auf 0,1 % stabil bleiben. Eine veränderliche Säulendichte beeinflusst die Streuwahrscheinlichkeit der Zerfallselektronen innerhalb der Quelle und damit das resultierende Energiespektrum.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, ein bewegliches Detektorsystem zu entwickeln, das die Aktivität der Tritiumquelle permanent misst und relative Schwankungen innerhalb von wenigen Sekunden auf 0,1 % genau registrieren kann. Es soll die Emission in Vorwärtsrichtung noch vor dem Vorspektrometer untersuchen und muss direkt im Primärvakuum von 10^{-11} mbar eingebaut werden, ohne durch seine Anwesenheit und Funktion die Datennahme des Hauptdetektors zu stören. Diese Messung ergänzt die diskontinuierlichen Aktivitätsmessungen mit dem Hauptdetektor und die Messung der Isotopenreinheit des Tritiumgases in der Quelle durch Laser-Raman-Spektroskopie. Durch diese voneinander unabhängigen Methoden werden Schwankungen in der Tritium-Säulendichte messbar, die bei der Analyse der Hauptdetektor-Daten zu berücksichtigen sind. Zusätzlich zur permanenten Messung am Rand des Strahls aus Zerfallselektronen soll der Monitor-detektor auch in der Lage sein, den Strahl punktuell über den gesamten Querschnitt zu sondieren, um während der Inbetriebnahme oder Kalibrationsphasen als Diagnosewerkzeug zu dienen.

Das Konzept eines UHV-tauglichen ($p \leq 10^{-11}$ mbar) und rechnergesteuert zweidimensional arbeitenden Detektormanipulators wurde entworfen und in einem Versuchsaufbau umgesetzt. Als Detektorprototyp wurde ein Silizium-Drift-detektor mit DEPFET-Ausleseknöten an den Detektorhalter adaptiert. Erste Testmessungen erfolgten mit einer kollimierten Röntgenquelle. Als beste Energieauflösung wurden $(385 \pm 14 \pm 3)$ eV (FWHM) bei einer Energie von 17,4 keV und einer Detektortemperatur von -18°C erreicht. Die Abtastung des Strahlquerschnitts der Röntgenquelle demonstriert anhand des erstellten Emissionsprofils die Funktionsfähigkeit des Gesamtsystems.

Abstract

The KATRIN experiment will provide a direct and model-independent measurement of the neutrino mass from tritium beta decay. The knowledge of neutrino mass is of great importance in particle physics and cosmology. A windowless gaseous tritium source (WGTS) with an activity of 1.7×10^{11} Bq provides the decay electrons which are adiabatically guided by axially symmetric magnetic fields to the spectrometer. The tritium partial pressure is reduced by fourteen orders of magnitude by high-performance turbomolecular pumps, supplemented by a cryo-trap in the region between the source and the spectrometer. The electron energy spectrum is analyzed using a combination of two electromagnetic retarding spectrometers according to the MAC-E-filter principle. The neutrino mass can be determined from the spectral shape near the end point energy of 18.59 keV.

In order to reach a sensitivity of 0.2 eV (90 % C. L.) for the measurement of m_ν , the sum of all systematic uncertainties for the observable m_ν^2 must not exceed 0.017 eV^2 . In particular the tritium column density, which determines the source activity, has to be known to a precision of 0.1 %. Variations in the column density directly impact the scattering probability of the electrons within the source and therefore the resulting energy spectrum.

The aim of this thesis was to develop a moveable detector system that continuously probes a small part of the electron beam which is not observed by the main detector. With this measurement, relative variations of the source activity shall be detected on the 0.1 % level in a few seconds. It shall be placed in the forward direction before the prespectrometer and has to be mounted in the beamline at a pressure of 10^{-11} mbar. During operation, it must not influence the measurements of the main detector. This monitoring will complement the discontinuous activity measurements using the main detector and the measurements of the tritium isotopic purity via laser Raman spectroscopy. These independent methods monitor fluctuations in the tritium column density that have to be considered when analyzing the main detector data. In addition to the permanent source monitoring in the beam halo, this monitoring detector shall also be able to probe the whole beam cross section in order to serve as a diagnostic tool during the setup or calibration phases.

The conceptual design of a ultrahigh vacuum compatible, two-dimensional numerically controlled manipulator was developed and realized. The detector element is based on a silicon drift detector with DEPFET-readout that was adapted to the detector holder. Test measurements were performed using a collimated X-ray source. The best energy resolution achieved was $(385 \pm 14 \pm 3) \text{ eV}$ (FWHM) at an energy of 17.4 keV and a detector temperature of -18°C . The scanning of the beam cross section demonstrates the functions of the complete system.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Neutrinos und ihre Eigenschaften	3
1.1 Neutrinoquellen und -experimente	3
1.2 Die Entdeckung des Neutrinos	7
1.3 Neutrino-Oszillationen	9
1.4 Messung der Neutrinomasse	11
1.4.1 Kosmologische Methoden	11
1.4.2 Neutrinoloser Doppelbetazerfall	12
1.4.3 Kinematische Methoden	13
1.5 Die Bedeutung des KATRIN-Experiments	16
1.5.1 Motivation aus der Teilchenphysik	16
1.5.2 Kosmologische Relevanz der Neutrinos	18
2 Der Aufbau des KATRIN-Experiments	19
2.1 Funktionsprinzip des MAC-E-Filters	19
2.2 Die fensterlose Tritiumquelle WGTS	22
2.3 Das Rear System	24
2.4 Das Transportsystem	25
2.5 Das Vorspektrometer	26
2.6 Das Hauptspektrometer	28
2.7 Der Hauptdetektor	29

3	Der Tritium-Aktivitätsmonitor	33
3.1	Motivation	33
3.2	Das Konzept für den Monitordetektor	39
3.3	Magnetfeldbetrachtungen am Einbauplatz	41
3.4	Mechanische Integration	44
3.4.1	Der UHV-Manipulator	46
3.4.2	Motorsteuerung und Bedienoberfläche	48
3.4.3	Der Detektorhalter	48
3.4.4	Detektorkühlung	52
3.5	Positioniergenauigkeit	54
3.5.1	Messungen mit dem Koordinatenmesstisch	54
3.5.2	Diskussion der Ergebnisse und weiteres Vorgehen	58
3.6	Der Ultrahochvakuum-Teststand	59
3.6.1	Aufbau	59
3.6.2	Durchgeführte Ausgasratenmessungen	61
3.7	Zusammenfassung Kapitel 3	63
4	Detektorentwicklung	65
4.1	Wechselwirkung von Strahlung mit Materie	65
4.2	Grundlagen von Halbleiterdetektoren	68
4.2.1	Die Halbleiterdiode als Strahlungsdetektor	69
4.2.2	Seitwärts-Depletion	72
4.2.3	Silizium-Driftdetektoren	72
4.2.4	DEPFET-Makropixel-Detektoren	74
4.3	Detektorrauschen	76
4.4	Strahlenhärte und Detektorkontamination	77
4.5	Frontend-Elektronik, Phase I	79
4.5.1	Vorverstärker	80
4.5.2	Löschimpuls-Generator	81

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	iii
4.5.3 Sonstige Komponenten	83
4.6 Frontend-Elektronik, Phase II	84
4.7 Datenaufnahmesystem	85
4.8 Detektionsschwelle und Rauschen	87
4.9 Messungen mit dem Detektorsystem	87
4.9.1 Versuchsaufbau	88
4.9.2 Erprobung der Detektorkühlung	88
4.9.3 Die Röntgenquelle	90
4.9.4 Energiekalibration	92
4.9.5 Energieauflösung und Detektorrauschen	93
4.9.6 Einfluss der Zählrate	99
4.9.7 Emissionsprofil der kollimierten Röntgenquelle	100
Zusammenfassung und Ausblick	103
Anhang	105
A Grundlagen zu den Ausgasratenmessungen	105
A.1 Leckrate und Gasabgaberate	106
A.2 Druckanstiegsmethode	106
B Fluoreszenzenergien der Röntgenquelle	108
C Schaltungsdokumentation	109
C.1 Vorverstärker	109
C.2 Löschpuls-Generator	113
C.3 Detektor-Bias und Spannungsversorgung	115
C.4 Grundplatte	119
C.5 Detektor-Trägerplatte	121
C.6 Detektor-Trägerplatte mit Vorverstärker	123
C.7 Detektor-Dummy	125

C.8 Belegungspläne des Durchführungssteckers	127
D Zeichnung des Detektorgehäuses	128
Literaturverzeichnis	129
Abbildungsverzeichnis	137
Tabellenverzeichnis	140

Einleitung

Von Wolfgang Pauli 1930 zur Rettung der Energie- und Drehimpulsbilanz beim Betazerfall postuliert, hielten sich die Neutrinos aufgrund ihrer ausschließlich und im wahrsten Sinne des Wortes schwachen Wechselwirkung erfolgreich versteckt, bis F. Reines und C. Cowan sie 1956 erstmalig experimentell nachweisen konnten. Im Standardmodell der Teilchenphysik wurde das neu entdeckte Teilchen, welches den Namen Elektron-Neutrino bekam, mit seinen beiden später entdeckten Verwandten, dem Myon- und Tau-Neutrino, der Gruppe der Leptonen zugeordnet. Der Begriff „Lepton“ stammt aus der Anfangszeit der Teilchenphysik (1930) und bedeutet „leichtes Teilchen“ (vom griechischen „leptos“, leicht).

Neutrinos treten im Rahmen der geladenen schwachen Wechselwirkung zusammen mit dem geladenen Lepton der jeweiligen Familie auf. Die geladenen Leptonen der zweiten und dritten Familie sind deutlich schwerer als das Elektron. Rein von der Masse her betrachtet ist ein Myon eher den Mesonen zuzuordnen und es wurde ursprünglich auch als ein solches bezeichnet. Das Tauon ist sogar schwerer als das Proton aus der Gruppe der Baryonen (griech. „barys“, schwer). Aufgrund der Massenhierarchie innerhalb der geladenen Elementarteilchenfamilien ist die Einteilung in Leptonen und Baryonen überholt, doch die Nomenklatur wird aus historischen Gründen beibehalten. Die Neutrinos tragen die Bezeichnung Lepton nach wie vor mit Recht. Es gab zunächst keine Hinweise darauf, dass sie überhaupt eine Ruhemasse besitzen, daher wurden sie im Standardmodell als masselos angenommen.

Motiviert durch das solare Neutrinoproblem, bei dem sich ein Defizit gegenüber dem erwarteten Fluss an solaren Neutrinos ergab, suchte man nach Neutrino-Oszillationen. Die Neutrinos sollten ein von den Quarks bekanntes Mischungsverhalten zeigen, welches dadurch hervorgerufen wird, dass die Massen-Eigenzustände nicht mit den Flavour-Eigenzuständen identisch sind. Diese Oszillationen wurden schließlich auch nachgewiesen und haben das solare Neutrinoproblem gelöst. Sie können aber nur auftreten, wenn zumindest zwei der drei Neutrinos eine nicht verschwindende Ruhemasse besitzen.

Die Bestimmung dieser Masse ist eine zentrale Fragestellung in der aktuellen Teilchenphysik und Kosmologie. Eine Möglichkeit der direkten und modellunabhängigen Neutrinomassenmessung bietet die Untersuchung des Tritium-Zerfallsspektrums mit elektrostatischen Spektrometern zur Energieanalyse. Die aktuellsten Ergebnisse stammen aus Mainz und Troitsk und legen eine Obergrenze von $m_\nu \leq 2,3 \text{ eV}$ (95% C. L.)

fest. Nun will man mit dem KATRIN-Experiment einen großen Schritt weiter gehen und die Sensitivität um eine Größenordnung auf $0,2\text{ eV}$ (90% C.L.) erhöhen. Um dieses Ziel zu erreichen, werden eine 100-fach stärkere Quelle und eine zweistufige Spektrometeranordnung mit 20-fach höherer Energieauflösung verwendet. Daneben sind umfangreiche Maßnahmen zur Untergrundreduktion und Kontrolleinrichtungen für kritische Parameter nötig, um den Einfluss systematischer Fehlerquellen zu minimieren.

Besondere Bedeutung kommt dabei der Tritiumquelle zu. Ihre Emission soll auf 0,1 % stabil sein und verbleibende Schwankungen müssen registriert werden. Hierzu wurden Verfahren entwickelt, die beispielsweise die Isotopenzusammensetzung, Gasdichte, Druck und Temperatur innerhalb der Quelle messen. Ein wichtiger ergänzender Baustein zur Überwachung der Tritiumquelle ist ein Detektor zur direkten Aktivitätsmessung, der Intensitätsschwankungen innerhalb weniger Sekunden erkennt. Er muss permanent aktiv sein, ohne den Messbetrieb zu stören. Ein System zu entwerfen, das dieser Aufgabe gerecht wird, sowie eine Basisversion desselben aufzubauen, war die Zielsetzung der vorliegenden Arbeit, die wie folgt gegliedert ist:

Kapitel 1 fasst wichtige Eigenschaften der Neutrinos zusammen und gibt einen Überblick über experimentelle Methoden zur Bestimmung ihrer Masse. Die gegenwärtig empfindlichste Anordnung zur direkten Neutrinomassenmessung im Labor ist das im Aufbau befindliche KATRIN-Experiment, dessen Prinzip und Hauptkomponenten in Kapitel 2 beschrieben werden.

Es folgt eine Diskussion, warum es für das Experiment so wichtig ist, die Tritium-Quellaktivität permanent und mit hoher Genauigkeit zu messen. Die Suche nach einem geeigneten Einbauplatz und die Entwicklung eines mechanischen Systems, das Strahlungsdetektoren unter den gegebenen Randbedingungen wie Ultrahochvakuum und starken Magnetfeldern beweglich im Strahlrohr positionieren kann, stehen im Mittelpunkt von Kapitel 3. Ebenfalls zu diesem Themenkreis gehört der Aufbau einer Testumgebung zur Qualifizierung von Materialien und Komponenten für den Einsatz im Ultrahochvakuum.

Die Messung der hohen Intensität von Betaelektronen, die aber nur eine geringe Energie von maximal $18,6\text{ keV}$ haben, erfordert einen Detektor mit sehr spezifischen Eigenschaften. Kapitel 4 stellt nach einer kurzen Einführung in die Grundlagen von Halbleiterdetektoren spezielle Silizium-Driftioden vor, die für die gestellte Aufgabe prädestiniert erscheinen. Es folgen die Entwicklung der zugehörigen Vorverstärkerelektronik und erste Messungen mit Röntgenphotonen. Abschließend werden die erreichten Entwicklungsergebnisse zusammengefasst und ein Ausblick auf die weiteren Schritte beim Ausbau des Detektorsystems gegeben.

Kapitel 1

Neutrinos und ihre Eigenschaften

1.1 Neutrinoquellen und -experimente

Verschiedene natürliche, aber auch von Menschen gebaute physikalische Systeme emittieren Neutrinos mit unterschiedlicher Energie und Flussrate. Der folgende Abschnitt beschreibt die Quellen und stellt einige ausgewählte Experimente vor.

Solare Neutrinos

Im Kern der Sonne werden pro Sekunde 564 Millionen Tonnen Wasserstoff zu 560 Millionen Tonnen Helium umgesetzt. Der Hauptteil (98,4%) wird durch die Fusionsreaktionen der pp-Kette erzeugt, deren Netto-Reaktion



je zwei Elektroneneutrinos freisetzt, die wegen ihres geringen Wechselwirkungsquerschnitts die Sonne sofort verlassen können. Die Photonen hingegen benötigen aufgrund von Streuprozessen etwa 10^5 Jahre, um die Sonnenoberfläche zu erreichen. Der energieabhängige Neutrinofluss aus den verschiedenen Fusionsreaktionen ist in Abbildung 1.1 dargestellt.

Neutrinos aus Supernovae

Sterne entstehen aus stellaren Wasserstoffwolken, die sich durch Gravitationsanziehung so stark verdichten und dabei aufheizen, dass in ihrem Innern die Fusionsreaktion von Wasserstoff zu Helium zündet. Während der Brennphasen eines Sterns stellt sich ein Gleichgewichtszustand ein zwischen der Gravitation, welche die Gasmassen verdichtet und dem Strahlungsdruck der Photonen, der dem entgegen wirkt.

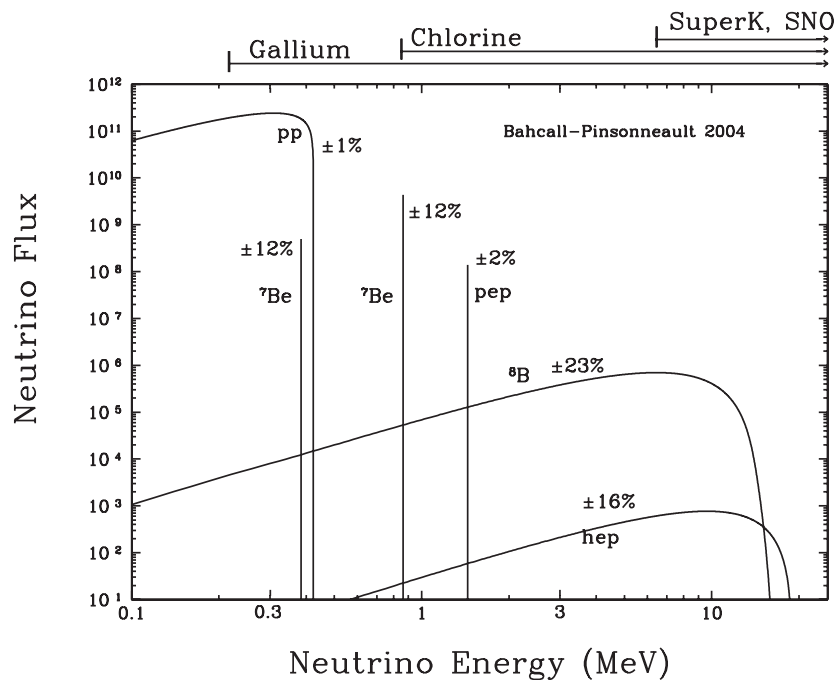


Abbildung 1.1: Flusspektren der solaren Neutrinos nach dem Standard-Sonnenmodell auf der Erde. Die Einheiten sind $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ für die monoenergetischen Neutrinos und $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{MeV}^{-1}$ für die Reaktionen mit kontinuierlicher Energieverteilung. Oben eingezeichnet sind Energieschwellen für die Nachweisreaktionen verschiedener Experimente (aus [Bah04]).

In diesem Gleichgewicht fusioniert der Stern zunächst in der Phase des Wasserstoffbrennens Millionen bzw. Milliarden Jahre lang¹ Wasserstoff zu Helium. Neigt sich im Sterninneren eine Brennphase ihrem Ende zu, weil der nukleare Brennstoff nahezu aufgebraucht ist, sinkt der Strahlungsdruck und die Gravitation verdichtet das Plasma. Dichte und Temperatur steigen an, so dass die nächste Stufe der Kernfusion startet. Das führt zu einem Schalenaufbau des Sterns, denn während in den äußeren Schalen noch die Fusion leichter Elemente läuft, beginnt im Innern schon die Fusion schwererer Kerne. Auf das Wasserstoffbrennen folgen Helium-, Kohlenstoff- und Siliziumbrennen, bei dem schließlich Nickel und Eisen entstehen. Diese Kerne besitzen die größte Kernbindungsenergie pro Nukleon, d. h. weder durch Fusion noch durch Spaltungsprozesse ist noch weitere Energie zu gewinnen. Der Strahlungsdruck im Stern nimmt daraufhin ab und die äußeren Hüllen beginnen auf den Eisenkern zu stürzen. Die Dissoziation des Eisens und der Elektroneneinfang an freien Protonen (Deleptonisierung) emittieren Neutrinos, die ungehindert entweichen können und den Kern kühlen [App07]. Die einfallende Materie wird weiter komprimiert, bis sie die Dichte von Atomkernen erreicht. Beim Erreichen der Einschlussdichte steigt der Wechselwirkungsquerschnitt für die emittierten Neutrinos, die die kollabierende

¹Die Reaktionsrate hängt stark von der Dichte und Temperatur des Plasmas und damit von der Masse des Sterns ab. Schwere Sterne mit mehreren Sonnenmassen brennen daher deutlich schneller.

Materie wieder aufheizen. Die Implosion stoppt, und es bildet sich eine nach außen gerichtete Schockfront, die durch die weiter außen liegenden Schichten läuft und die äußeren Hüllen des Sterns explosionsartig wegbläst. Dieses spektakuläre Ende von Sternen mit mehr als 8 Sonnenmassen wird Typ-II-Supernova-Explosion genannt. Sie setzt eine Energiemenge von ca. 10^{47} J frei, die zum größten Teil über ca. 10^{57} Neutrinos abgeführt wird. Der beobachtbare Lichtblitz transportiert im Vergleich dazu nur wenige Prozent der freiwerdenden Energie, kann dennoch kurzzeitig mehr Leuchtkraft als eine ganze Galaxie haben.

Primordiale Neutrinos

Im thermodynamischen Gleichgewicht des Urknalls entstanden Neutrinos, die zur so genannten heißen dunklen Materie (HDM) gehören. Das bedeutet, sie hatten bei ihrer Entkopplung vom übrigen Plasma innerhalb der ersten Sekunde nach dem Urknall bei einer Temperatur von $T = 10^{12}$ K noch relativistische Geschwindigkeiten. Seitdem haben sie sich durch die Expansion des Universums adiabatisch auf eine Temperatur von 1,95 K abgekühlt². Nach den Photonen der kosmischen Hintergrundstrahlung (CMBR) mit einer Dichte von $411 \gamma \text{ cm}^{-3}$ sind die primordialen Neutrinos mit $336 \nu \text{ cm}^{-3}$ das zweithäufigste Teilchen im Universum. Abhängig von ihrer Masse beeinflussten sie die Strukturbildung im frühen Universum, die sich heute in der großskaligen Verteilung von Galaxienhaufen manifestiert. Je kleiner m_ν , desto feinere Strukturen konnten sich ausbilden, umgekehrt haben schwerere Neutrinos diese wieder verwischt und es blieben nur die groben Strukturen erhalten. Diese Materieverteilung ist ein Baustein der Neutrinomassenbestimmung mit Hilfe kosmologischer Beobachtungen und Modelle (Abschnitt 1.4.1).

Eine direkte Messung primordialer Neutrinos ist bislang noch nicht gelungen. Neben dem sehr kleinen Wirkungsquerschnitt von $\sigma \approx 10^{-54} \text{ cm}^2$ besitzen sie nur eine Energie von 10^{-6} bis 10^{-3} eV, die weit unterhalb elektronischer Übergänge in Atomen liegt. Eine Detektion über die Anregung von Molekülschwingungen ist theoretisch möglich, muss aber gegenüber dem thermischen Detektoruntergrund unterscheidbar sein. Hierzu wäre es hilfreich, wenn die Nachweisreaktion selbst nicht durch thermische Prozesse ausgelöst werden kann [Dre08]. Eine Detektion mit Auflösung der Einfallsrichtung und der Energie analog zur CMBR-Anisotropie wäre eine äußerst spannende Entdeckung. Sie erweiterte das kosmologische Beobachtungsfenster um fast 13 Größenordnungen bis in die erste Sekunde nach dem Urknall.

Atmosphärische Neutrinos

Die kosmische Strahlung, die überwiegend (85 %) aus hochenergetischen Protonen und zu einem kleinen Prozentsatz aus schwereren Kernen und Photonen besteht, trifft auf die Erdatmosphäre und löst über die starke Wechselwirkung Reaktionen

²Die kosmische Hintergrundstrahlung entkoppelte erst nach etwa 300000 Jahren, ihre Temperatur beträgt heute 2,73 K.

mit den Kernen der Luftmoleküle aus. Dabei entstehen geladene Pionen und Kaonen, die bevorzugt in Myonen zerfallen:



Die Kaonen zerfallen zu 63,4% leptonisch in μ^+ bzw. μ^- , ansonsten überwiegend hadronisch in Pionen, diese aus Helizitätsgründen zu 99,9% in Myonen und weiter in Elektronen bzw. Positronen und myonische Neutrinos [PDG06]:



Die kosmische Strahlung enthält in Summe aus den Reaktionen (1.2) und (1.3) myonische und elektronische Neutrinos im Verhältnis von 2:1, ihr Energiespektrum erstreckt sich von einigen MeV bis zu 10^6 GeV, das Flussmaximum liegt bei 100 MeV.

Neutrinos aus Beschleunigern und Kernreaktoren

Mit hochenergetischen Protonen aus Teilchenbeschleunigern kann man Reaktionen der kosmischen Strahlung im Labor nachbilden. Protonen werden mit einer Energie im GeV-Bereich auf ein Target geschossen, woraufhin ebenfalls Pionen und Kaonen entstehen. Diese gelangen in einen Zerfallstunnel, in dem sie gemäß Gleichung 1.2) zu Myonen und den gewünschten myonischen Neutrinos zerfallen. Die Myonen erzeugen bei ihrem Zerfall nach Gleichung (1.3) auch Elektronneutrinos, die man explizit nicht im Strahl haben will. Weil die Myonen jedoch eine um zwei Größenordnungen längere Lebensdauer als die Kaonen besitzen, durchlaufen sie den Zerfallstunnel meist komplett und werden im beam dump abgebremst oder gestoppt, zerfallen isotrop und verunreinigen den Strahl aus Myonneutrinos nicht wesentlich. Dessen Energieverteilung hängt vom gewählten Aufbau ab [Sch97, Ahn06]. Entweder werden die erzeugten Mesonen durch geeignete Anordnungen von Magneten und Blenden nach Ladung und Impuls selektiert, um einen Neutrinostrahl mit schmaler Energieverteilung und geringer Luminosität zu erhalten, oder nur nach Ladung, was einen intensiven Strahl mit breiter Energieverteilung ergibt.

Zwar ist die maximale Protonen- und damit die Neutrinoenergie um mehrere Größenordnungen geringer als bei atmosphärischen Neutrinos, andererseits sind bei Beschleunigerneutrinos Entstehungsort und Energieverteilung besser bekannt. Die Energieverteilung ist nicht direkt messbar, sondern muss durch Simulationen berechnet werden, in die Parameter wie Targetmaterial und -dicke sowie die Protonenergie eingehen. Produktion und Detektion sind durch die Steuerung des Beschleunigers und die Entfernung zum Detektor zeitlich korreliert, dadurch kann man Untergrundeignisse im Detektor, die nicht von Neutrinos stammen, wirkungsvoll unterdrücken.

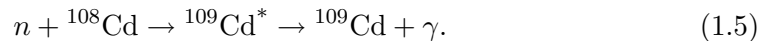
Eine weitere künstliche Neutrinoquelle sind Kernreaktoren, deren Spaltprodukte einen Neutronenüberschuss haben und β^- -Strahler darstellen, was Kernkraftwerke zu intensiven Neutrinoquellen macht. Die Neutrinoenergie reicht bis $E_{\bar{\nu}} \approx 10 \text{ MeV}$. Der Neutrinofluss liegt im Bereich von $10^{20} \bar{\nu}_e \text{ s}^{-1}$ und hängt von der Reaktorleistung ab, was z. B. die Möglichkeit bietet, Detektoreigenschaften wie die Untergrundrate bei abgeschaltetem Reaktor zu untersuchen.

1.2 Die Entdeckung des Neutrinos

Am Kernreaktor von Savannah River gelang 1956 erstmals der experimentelle Nachweis von Neutrinos durch F. Reines und C. Cowan [Cow56, Rei56], wofür sie 1995 mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet wurden. Der Detektor bestand aus einem Tank mit wässriger Cadmiumchlorid-Lösung, der zwischen zwei Flüssigszintillator-Zählern aufgestellt war. Ein Elektron-Antineutrino reagiert mit einem Proton des Wassers und wandelt es in ein Neutron und ein Positron um (inverser β^- -Zerfall):



Das Positron wird im Wasser sehr schnell abgebremst und annihiliert mit einem Elektron zu zwei Gammaquanten mit einer festen Energie von jeweils 511 keV, seltener auch zu drei Gammaquanten mit entsprechend geringerer Energie und einer kontinuierlichen Energieverteilung bis zur Maximalenergie von 511 keV. Das Neutron wird etwas langsamer abgebremst und dank des großen Wirkungsquerschnitts von einem Cadmiumkern eingefangen, der sich danach in einem angeregten Zustand befindet. Beim Übergang in den Grundzustand entstehen ebenfalls Gammaquanten, die gegenüber den Positron-Vernichtungsquanten im Mittel um ca. $10 \mu\text{s}$ verzögert sind:



Die Signatur der gesuchten Neutrinoereignisse besteht somit aus zeitlich eng korrelierten Gammaquanten bekannter Energie. Radiochemische Neutrinodetektoren wie die Gallium- und Chlor-Experimente haben den Vorteil, niederenergetische pp-, ${}^7\text{Be}$ - und pep-Neutrinos aus dem solaren Spektrum messen zu können, aber den Nachteil, dass es keine Echtzeit-Experimente sind. Wasser-Cherenkov-Detektoren wie Super-Kamiokande³ und SNO⁴ können dagegen die Energie, die Einfallsrichtung und in bestimmten Fällen auch den Flavour der registrierten Neutrinos registrieren. Sie haben jedoch höhere Ansprechschwellen für die Neutrinoenergie (Abbildung 1.1).

Der Super-Kamiokande-Detektor (Abbildung 1.2) befindet sich 1000 m tief (2700 m w. e.) in der Kamioka-Mine (Japan) und besteht aus einem zylindrischen Tank, der mit 50 kt hochreinem Wasser gefüllt ist. Wand, Deckel und Boden des Tanks sind mit insgesamt 11.146 Photomultipliern bedeckt, die das innere Volumen von 22,5 kt beobachten [Fuk98, Ash04, Hos06]. Mit dem Detektor werden sowohl solare und atmosphärische Neutrinos als auch Reaktor-neutrinos von umgebenden japanischen

³Kamioka nucleon decay experiment

⁴Sudbury Neutrino Observatory

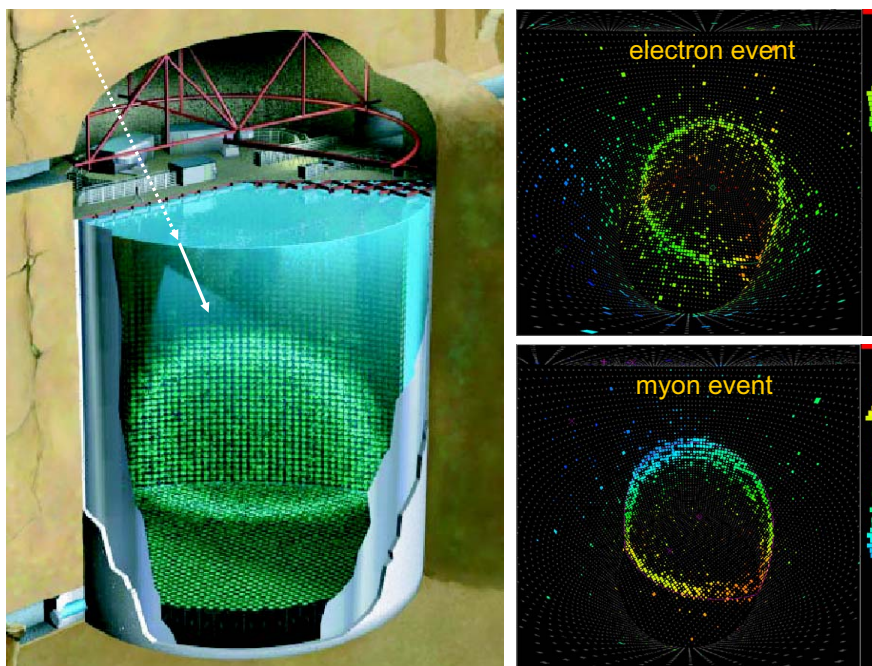


Abbildung 1.2: Der SuperKamiokande-Detektor

Links der Aufbau in einer künstlerischen aber instruktiven Darstellung, rechts reale Ereignisse. Die Elektron-artigen Ereignisse produzieren diffusere Ringe als die von Myonen hervorgerufenen (aus [Sup08]).

Kernkraftwerken gemessen. Der Neutrinonachweis mit Flavour-Identifikation erfolgt über geladene schwache Ströme (CC-Reaktion), d. h. Austausch von W-Bosonen. Ein Neutrino des Flavours l ($l = e$ oder μ) wechselwirkt mit einem Kern N , dabei entstehen das zugehörige Lepton l und ein anderer Kern X .



Der Flavour des einfliegenden Neutrinos wird auf das entstehende Lepton (Elektron oder Myon) übertragen. Wenn das geladene Lepton genügend Energie besitzt, emittiert es Cherenkov-Strahlung in Form eines typischen Kegels. Der Kegelschnitt mit der Detektorwand ergibt einen Kreis bzw. einen elliptischen Ring. Die Intensität des Cherenkov-Lichts repräsentiert die Neutrinoenergie, die Feinstruktur des Rings gibt Auskunft über den Neutrino-Flavour. Elektronenneutrinos erzeugen nach Gleichung (1.6) Elektronen; diese schauen auf und ergeben einen diffusen Ring. Die von Myonneutrinos erzeugten Myonen hingegen wechselwirken seltener und ändern dabei ihre Flugrichtung nur unwesentlich, weil sie eine 200-fach größere Masse besitzen als die Elektronen, an denen sie streuen. Ihr Cherenkov-Licht ergibt daher einen schärfer abgegrenzten Ring.

Aus der zeitlichen Abfolge der Photomultiplier-Signale wird die Bewegungsrichtung des Elektrons bzw. Myons rekonstruiert, die gut mit der Einfallsrichtung des Neutrinos übereinstimmt. Die Richtungsinformation ist von großem Vorteil bei der Be-

obachtung der solaren Neutrinos, aber auch für die atmosphärischen Neutrinos kann man aus dem Zenitwinkel diejenige Wegstrecke abschätzen, die das Neutrino nach seiner Entstehung zurückgelegt hat. Sie schwankt zwischen etwa 15 km, wenn es direkt von oben kommt, und 12800 km, wenn es von unten kommt und die Erde komplett durchquert. Diese durchlaufene Strecke L geht in Formel 1.9 ein und ist wichtig für die Analyse von Neutrinooszillationen, die im Folgenden beschrieben werden.

1.3 Neutrino-Oszillationen

Sowohl die radiochemischen als auch die Echtzeit-Neutrino-detektoren konnten bei solaren Neutrinos nur ein Drittel bis die Hälfte des nach dem Standard-Sonnenmodell (SSM) erwarteten Flusses messen. Diese Beobachtung wurde als solares Neutrino-problem bezeichnet, das Fragen nach der Richtigkeit des Sonnenmodells oder prinzipiellen Fehlern in allen Neutrino-detektoren aufwarf. Als Erklärungsmöglichkeit wurde die Hypothese von Neutrino-Oszillationen analog der CKM-Mischung⁵ bei den Quarks eingeführt. Die Flavour-Eigenzustände $|\nu_e\rangle$, $|\nu_\mu\rangle$ und $|\nu_\tau\rangle$, mit denen Neutrinos an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen, sind demnach nicht identisch mit den Massen-Eigenzuständen $|\nu_1\rangle$, $|\nu_2\rangle$ und $|\nu_3\rangle$, sondern durch eine unitäre Mischungsmatrix U miteinander verknüpft [App07]:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

Eine oft verwendete Darstellung der Mischungsmatrix U ist die faktorisierte Form

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{13} e^{-i\delta} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \\ &\times \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & -\sin \theta_{12} & 0 \\ \sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\phi_3/2} \end{pmatrix} \quad (1.8) \end{aligned}$$

Die Phase δ steht für eine mögliche CP-Verletzung der Neutrinomischung, vergleichbar dem Quark-Sektor, die in bisherigen Experimenten noch nicht beobachtet wurde. Für den Fall, dass Neutrinos Majoranateilchen darstellen, sind die Majoranaphasen ϕ_2 und ϕ_3 eingefügt, die durch Oszillationsexperimente nicht zugänglich sind [Ott08].

Erzeugt werden Neutrinos in einem reinen Flavour-Eigenzustand $|\nu_l\rangle$ ($l = e, \mu, \tau$) der schwachen Wechselwirkung, der eine Mischung der Masseneigenzustände $|\nu_i\rangle$ ist. Auf

⁵Die Mischungsmatrix ist nach Cabibbo, Kobayashi und Maskawa benannt. Kobayashi und Maskawa erhielten zusammen mit Yoichiro Nambu 2008 den Nobelpreis für Physik.

dem Weg von der Quelle zum Detektor propagieren die Masseneigenzustände aufgrund ihrer unterschiedlichen Masse mit unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten. Im Detektor wird ein Neutrino wieder in einen Flavour-Eigenzustand projiziert. Die Übergangswahrscheinlichkeit von einem Flavour α zu einem Flavour β ist gegeben durch

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = \left| \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-im_i^2 L/2E} \right|^2 \quad (1.9)$$

mit der zurückgelegten Wegstrecke L und der Neutrinoenergie E . Der Abstand L und die Neutrinoenergie E definieren dabei das Parameterfenster für die Massendifferenzen Δm_{ij}^2 und Mischungswinkel θ_{ij} , in dem das Experiment gemäß Formel (1.9) auf Oszillationen empfindlich ist. Neutrinooszillationen bedingen, dass die verschiedenen Neutrinoarten eine unterschiedliche Masse haben und somit nicht alle masselos sind. Die Flavour-Oszillationen stehen damit nicht im Einklang mit dem Standardmodell, in welchem sie die Leptonflavourerhaltung verletzen und außerdem alle Neutrinomassen gleich Null sind.

Hinweise auf Neutrino-Oszillationen lieferten auch die Messungen atmosphärischer Neutrinos mit dem Super-Kamiokande-Detektor [Fuk98]. Durch Neutrinooszillationen umfassend gelöst wurde das solare Neutrinoproblem durch das kanadische SNO-Experiment, das den gesamten Fluss von solaren ^8B -Neutrinos messen kann. Der kugelförmige Wasser-Cherenkov-Detektor ist mit 1 kt schwerem Wasser D_2O gefüllt und wird von 9456 Photomultipliern ausgelesen [Aha07]. Im Detektor laufen folgende Reaktionen ab:

$$\begin{aligned} \nu_x + e^- &\rightarrow \nu_x + e^- & (\text{ES-Reaktion}), & \quad \Phi_{\text{ES}} = \Phi_e + 0,16 \Phi_{\mu/\tau} , \\ \nu_e + d &\rightarrow p + p + e^- & (\text{CC-Reaktion}), & \quad \Phi_{\text{CC}} = \Phi_e , \\ \nu_x + d &\rightarrow p + n + \nu_x & (\text{NC-Reaktion}), & \quad \Phi_{\text{NC}} = \Phi_e + \Phi_{\mu/\tau} . \end{aligned}$$

Die elastische Streuung (ES) ist auf alle drei Neutrino flavours empfindlich, die Richtung des Rückstoßelektrons korreliert stark mit der Einfallsrichtung des Neutrinos. Für ν_e ist die ES-Reaktion sowohl durch Komponenten von geladenen als auch neutralen schwachen Strömen möglich und der Wirkungsquerschnitt daher gegenüber den ν_μ und ν_τ 6,5-fach größer. Die CC-Reaktion kann bei solaren Neutrinos aus energetischen Gründen nur für ν_e ablaufen. Die Rückstoßelektronen, deren Energie mit der Neutrinoenergie korreliert, emittieren Cherenkov-Strahlung.

Die NC-Reaktion findet bei allen Neutrino flavours statt, das freigesetzte Neutron thermalisiert und wird von einem anderen Deuteron eingefangen. Das dabei ausgesandte γ -Quant (6,25 MeV) erzeugt über einen Zwischenschritt der Compton-Streuung an Elektronen oder e^+/e^- -Paarbildung ebenfalls Cherenkov-Strahlung. Wie bei der CC-Reaktion ist auch der NC-Wirkungsquerschnitt fast 10-mal größer als der für elastische Streuung. Die Detektorsignale sind nicht eventweise einzelnen Neutrino flavours zuordenbar, sondern es werden die Raten der CC-Reaktion in Relation zur NC- bzw. ES-Reaktion statistisch betrachtet und daraus das Verhältnis des gesamten ^8B -Neutrinoflusses zum Fluss an Elektron-Neutrinos bestimmt.

Das SNO-Experiment wurde nach der Fertigstellung (Phase I) in zwei Stufen erweitert. In Phase II wurden in dem schweren Wasser 2t NaCl gelöst. Die Nachweisefizienz für die Neutronen aus der NC-Reaktion konnte dadurch nahezu verdreifacht werden. Die Gesamtenergie der multiplen γ -Quanten beim Neutroneneinfang durch ^{35}Cl ist um 2,32 MeV höher als die des einzelnen γ beim Einfang durch ein Deuteron. Die höhere Gesamtenergie erlaubt eine bessere Abgrenzung der Ereignisse zum niederenergetischen radioaktiven Untergrund. Weil die Trefferverteilung der mehrfachen γ s aus der NC-Reaktion auf den Photomultipliern eine andere ist als die Signatur des Elektrons aus der CC-Reaktion, lassen sich die Neutronen-Ereignisse aus der NC-Reaktion statistisch von den Elektronen-Ereignissen aus der CC-Reaktion trennen, ohne Annahmen über das zugrunde liegende Neutrino-Energiespektrum zu machen [Aha05].

In Phase III des Experiments wurden 36 ^3He -Proportionalzähler im Detektorvolumen angebracht, um Neutronen aus der NC-Reaktion noch besser registrieren zu können. Das Ergebnis für den Fluss der solaren ^8B -Neutrinos am Ende dieser Messphase ist $5,54^{+0,33}_{-0,31}$ (stat) $^{+0,36}_{-0,34}$ (syst) $\times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, in Übereinstimmung mit den Resultaten früherer SNO-Messungen und von Standard-Sonnenmodellen. Eine kombinierte Analyse von solaren und Reaktor-neutrinos ergibt für die Differenz der Massenquadrate $\Delta m_{12}^2 = 7,94^{+0,42}_{-0,26} \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ und einen Mischungswinkel von $\theta_{12} = 33,8^{+1,4}_{-1,3}$ Grad [Aha08]. Die jüngsten Resultate der bisherigen Oszillationsexperimente ergeben zusammengefasst folgende Bereiche der Oszillationsparameter [Yao06]:

$$\begin{aligned} \Delta m_{12}^2 &= 8^{+0,4}_{-0,3} \times 10^{-5} \text{ eV}^2 & 1,9 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 < \Delta m_{23}^2 < 3,0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \\ \sin^2 2\theta_{12} &= 0,86^{+0,03}_{-0,04} & 0,92 < \sin^2 2\theta_{23} \leq 1 \\ \sin^2 2\theta_{13} &< 0,19 \end{aligned}$$

1.4 Messung der Neutrinomasse

Nachdem die Hypothese von Neutrinooszillationen bestätigt wurde und diese die Lösung des solaren Neutrinoproblems darstellen, steht fest, dass Neutrinos eine endliche Ruhemasse haben. Zu ihrer Messung existieren unterschiedliche Ansätze. Indirekte Methoden analysieren astronomische Beobachtungen in Verbindung mit kosmologischen Modellen, direkte Methoden verwenden die Daten von Laborexperimenten.

1.4.1 Kosmologische Methoden

Die Anisotropie der kosmischen Hintergrundstrahlung ist eine Folge von Fluktuationen in der Energiedichte-Verteilung im frühen Universum und wurde mit den Satellitenexperimenten COBE und WMAP vermessen [Fix96, Spe07]. Die Analyse der WMAP-Daten für sich genommen liefert eine Obergrenze für die Summe aller drei Neutrinomassen mit $\sum m_\nu < 2 \text{ eV}$ [Fuk06]. Unter Einbezug von Beobachtungen großskaliger Strukturen im Universum (z. B. der Verteilung von Galaxien), wie sie

durch die Experimente 2dFGRS und SDSS erfolgten, sinkt diese Obergrenze auf $\sum m_\nu < 0,62 \text{ eV}$ [Han06]. Berücksichtigt man auch die Verteilung intergalaktischer Wasserstoffwolken durch Messung von Absorptionslinien sehr weit entfernter Quasare (Lyman- α forest) sowie Beobachtungen weit entfernter Typ-Ia-Supernovae, so ergibt sich eine Obergrenze von $\sum m_\nu < 0,17 \dots 0,4 \text{ eV}$ (95% C. L.) [Goo06, Sel06].

1.4.2 Neutrinoloser Doppelbetazerfall

Bei Atomkernen, für deren Masse m gilt:

$$m(A, Z + 1) > m(A, Z) \quad (1.10)$$

$$m(A, Z + 2) < m(A, Z), \quad (1.11)$$

ist der einfache β^- -Zerfall energetisch nicht möglich. Dies ist nur für gg-Kerne der Fall, die nach der Bethe-Weizsäcker-Formel eine höhere Bindungsenergie als uu-Kerne besitzen. Der neutrinobegleitete Doppelbetazerfall

$$2n \rightarrow 2p + 2e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.12)$$

ist im Standardmodell mit $m_\nu = 0$ erlaubt und wurde bereits an mehr als 10 verschiedenen Isotopen beobachtet [Ams08]. Er liefert ein kontinuierliches Energiespektrum der Elektronen bis zur Endpunktsenergie E_0 . Beim neutrinolosen Doppelbetazerfall

$$2n \rightarrow 2p + 2e^- \quad (1.13)$$

wird kein Neutrino ausgesandt, ein virtuell emittiertes Antineutrino muss seine Helizität umkehren und wird als Neutrino wieder absorbiert, was nur für $m_\nu \neq 0$ möglich ist (Abbildung 1.3). Das Neutrino ist dann ein Majoranateilchen, d. h. sein eigenes Antiteilchen, und im Energiespektrum taucht eine monoenergetische Linie bei E_0 auf. Im Standardmodell ist der neutrinolose Doppelbetazerfall ein verbotener Übergang, der die Leptonenzahlerhaltung um $\Delta L = 2$ verletzt. Die erwartete Ereignisrate ist

$$\left(T_{1/2}^{0\nu}\right)^{-1} = G^{0\nu}(Q, Z) \left|M^{0\nu}\right|^2 \left(\frac{\langle m_{\beta\beta} \rangle}{m_e}\right)^2 \quad (1.14)$$

mit $T_{1/2}^{0\nu}$ als Halbwertszeit, $G^{0\nu}(Q, Z)$ als Phasenraumintegral in Abhängigkeit des Q-Wertes des Zerfalls und $M^{0\nu}$ als Matrixelement. Aus der Halbwertszeit kann die effektive Majoranamasse $\langle m_{\beta\beta} \rangle = |\sum_i U_{ei}^2 m_i|$ als kohärente Summe über alle Neutrinomassen-Eigenzustände abgeleitet werden. Da die Matrixelemente im Allgemeinen komplex sind, ist bei der Summation eine teilweise oder vollständige Auslöschung möglich, $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ kann deshalb erheblich geringer sein als die Massen-Eigenzustände $|\nu_i\rangle$. Die Experimente zur Suche nach dem neutrinolosen Doppelbetazerfall laufen oft nach dem Prinzip "Quelle gleich Detektor", d. h. man baut aus einem potenziellen Doppelbetazerfallsemitter Detektoren, die als Halbleiterdetektor, Bolometer oder Szintillator arbeiten. Im Heidelberg-Moskau-Experiment kamen fünf Halbleiterdetektoren aus angereichertem (86%) ^{76}Ge mit einer Gesamtmasse von 11,5 kg zum Einsatz. Mit diesen wurde im Gran Sasso Untergrundlabor (LNGS)

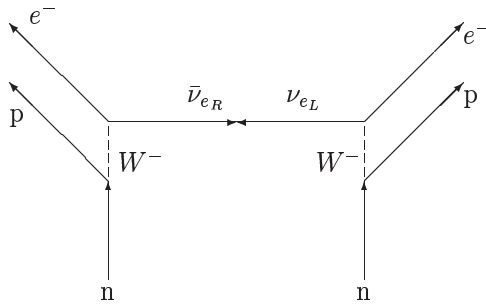


Abbildung 1.3: Feynman-Graph des neutrinolosen Doppelbetazerfalls
 Im linken W -Zerfallsvertex wird ein rechtshändiges Elektron-Antineutrino emittiert und als linkshändiges Elektron-Neutrino im rechten W -Zerfallsvertex wieder absorbiert (aus [Die03]).

zwischen 1990 und 2003 im ^{76}Ge -Spektrum nach einer Linie bei $Q_{\beta\beta} = 2039\text{ keV}$ gesucht. Erste Hinweise auf den neutrinolosen Doppelbetazerfall wurden von Teilen der Heidelberg-Moskau-Kollaboration mit der Entdeckung desselben verknüpft. Aus der beobachteten Halbwertszeit von $T_{1/2}^{0\nu} = 1,2 \cdot 10^{25}$ Jahren wird eine Neutrinomasse von $\langle m_{\beta\beta} \rangle = 0,44\text{ eV}$ angegeben [Kla01]. Erweiterte Analysen unter Verwendung zusätzlicher Daten und einer neuen Kalibration ergaben für das beobachtete Signal eine Signifikanz von $4,2\sigma$ [Kla04].

Dieser Anspruch ist jedoch bislang nicht allgemein anerkannt, so dass zu seiner Verifikation das GERDA-Experiment mit einer größeren Detektormasse durchgeführt wird [Abt07, Sch07]. Eine wesentliche Unsicherheit liegt im Kernmatrixelement M in Formel (1.14), das ein Ergebnis aufwändiger Modellrechnungen und mit Fehlern behaftet ist. Ebenso könnte der neutrinolose Doppelbetazerfall nicht nur durch Austausch eines massiven Majorana-Neutrinos, sondern auch durch supersymmetrische Teilchen und/oder rechtshändige Ströme realisiert sein.

Weitere Experimente zum neutrinolosen Doppelbetazerfall sind im Bau oder in Planung, ein Überblick des gegenwärtigen Status findet sich in [Avi08]. Es werden Detektormassen bis zur Tonnenskala diskutiert, um Sensitivitäten der Größenordnung 20-30 meV zu erreichen. Die wichtigste Voraussetzung für den Erfolg solcher Experimente ist neben der Majorana-Natur der Neutrinos eine extrem geringe Untergrundrate. Man muss tief unter die Erde gehen, um die Rate der kosmischen Myonen zu reduzieren und zusätzlich noch weitere Abschirmungen gegen Neutronen sowie aktive Veto-Zähler verwenden. Die Materialien in unmittelbarer Umgebung des Detektors müssen höchsten Anforderungen bezüglich radioaktiver Verunreinigungen genügen.

1.4.3 Kinematische Methoden

Die geringste Abhängigkeit von theoretischen Modellen besteht bei der Neutrinomassenbestimmung durch kinematische Analyse von Zerfallsprozessen, die im Wesentlichen auf der Erhaltung von Energie und Impuls basiert. Präzisionsmessungen des Pionzerfalls (Gl. 1.2) in Ruhe lieferten für die Masse des Myonneutrinos eine Obergrenze von $m(\nu_{\mu}) < 170\text{ keV}$ (90 % C.L.) [Ass96]. Mit dem ALEPH-Detektor am LEP untersuchte man den Zerfall von τ -Paaren, die durch Elektron-Positron-Kollision entstanden und in Pionen zerfallen, was eine Obergrenze von $m(\nu_{\tau}) < 18,2\text{ MeV}$ (95 % C.L.) ergab [Bar98].

Die besten Grenzen für die Masse des Elektronneutrinos stammen aus der Betazerfallsspektroskopie. Vernachlässigt man die Rückstoßenergie des Kerns, so kann man das Energiespektrum nach der Fermi-Theorie unter Verwendung der Goldenen Regel durch den Ausdruck

$$\begin{aligned} \frac{dN_e}{dE} &= C \cdot F(Z, E) \cdot p \cdot (E + m_e c^2) \cdot (E_0 - E) \\ &\times \sqrt{(E_0 - E)^2 - m(\nu_e)^2 c^4} \cdot \Theta(E_0 - E - m(\nu_e) c^2) \end{aligned} \quad (1.15)$$

berechnen [Ang05]. Die Fermi-Funktion $F(Z, E)$ beschreibt die Wechselwirkung zwischen dem emittierten Elektron und dem Tochterkern. Weiterhin ist p der Impuls und E die Energie des Elektrons, E_0 die freigesetzte Zerfallsenergie (Endpunktsenergie), m_e die Ruhemasse des Elektrons und $m(\nu_e)$ die Ruhemasse des Neutrinos. Die Stufenfunktion $\Theta(E_0 - E - m(\nu_e) c^2)$ berücksichtigt die Energieerhaltung in der Weise, dass zur Erzeugung des Neutrinos seine Ruheenergie $m(\nu_e) c^2$ notwendig ist. Der Vorfaktor C ist gegeben durch

$$C = G_F^2 \frac{m_e^5}{2\pi^3 \hbar^7 c^5} \cos^2 \Theta_C |M|^2 \quad (1.16)$$

mit G_F als Fermi-Kopplungskonstante, Θ_C als Cabibbo-Winkel und M als Kernmatrixelement⁶. Die Observable bei den kinematischen Methoden ist die effektive Neutrinomasse

$$m_\beta^2 = \sum_i U_{ei}^2 \cdot m_i^2. \quad (1.17)$$

Die Messung dieser Verformung im Spektrum kann mit kalorimetrischen Methoden oder Spektrometern erfolgen. Kalorimetrische Messungen arbeiten ebenfalls nach dem Prinzip "Quelle gleich Detektor". Die Detektoren enthalten das zu untersuchende Isotop und werden bei Temperaturen zwischen 10 und 100 mK mit Bolometern ausgelesen [Gat01]. Ein solcher Aufbau hat den Vorteil, dass die Verteilung der Endzustände (Rotations- und Vibrationsschwingungen sowie elektronische Anregung) das gemessene Spektrum nicht beeinflusst. Bei jedem Ereignis wird die gesamte Zerfallsenergie gemessen, abzüglich der Ruhe- und Bewegungsenergie, die das Neutrino abführt. Gegenüber Spektrometern mit separater Quelle sind Kalorimeter-Experimente auch unempfindlich bezüglich des Energieverlustes innerhalb der Quelle (s. u.), haben aber den Nachteil, dass man stets das gesamte Spektrum misst und sich nicht nur auf den Endpunktsbereich konzentrieren kann. Bei hoher Quellaktivität werden pileup-Effekte zum dominierenden Untergrundbeitrag und der Detektor wird mit Ereignissen weit unterhalb E_0 überfrachtet, die für die Bestimmung von m_ν ohne Bedeutung sind. Man verwendet bevorzugt das Isotop ^{187}Re . Sein Zerfall ist ein einfach verbotener Übergang mit einer Halbwertszeit von $(4,35 \pm 0,13) \cdot 10^{10}$ Jahren [Lin86], und es besitzt mit $E_0 = 2,47 \text{ keV}$ die geringste Endpunktsenergie aller bekannten Betastrahler. Das Experiment MANU lieferte eine Obergrenze von $19 \text{ eV}/c^2$ (90 % C. L.) bzw. $26 \text{ eV}/c^2$ (95 % C. L.) für die Masse des Elektronneutrinos [Gat01]. Nachfolgeexperimente wie MANU-2 [Per06] oder MARE [Mon05] befinden sich in Vorbereitung.

⁶Für Tritium ist $|M|^2 = 5.55 \hbar^6$ [Boe92].

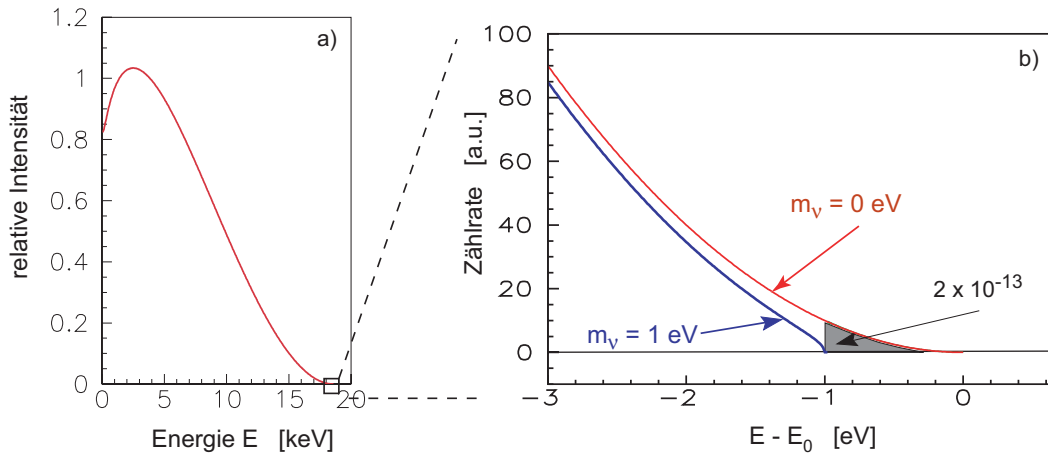


Abbildung 1.4: Energiespektrum des Tritiumzerfalls

Bild a) stellt die Intensitätsverteilung der Elektronen über den gesamten Energiebereich dar, Bild b) einen vergrößerten Ausschnitt wenige eV unterhalb der Endpunktsenergie E_0 . Die beiden Kurven zeigen den Verlauf für $m_\nu = 0$ und eine angenommene Neutrinomasse von $m_\nu = 1$ eV.

Bei einem Spektrometer-Aufbau verlassen die Zerfallselektronen die Quelle, was zu systematischen Fehlern führt. Zum einen hängt die Elektronenergie davon ab, in welchen Endzustand der Zerfall geführt hat. Die Verteilung dieser Endzustände und ihre Auswirkung auf das Energiespektrum nahe E_0 müssen berücksichtigt werden. Zum anderen kann das Elektron in der Quelle selbst schon Energie verlieren. Diese Verlustmechanismen beeinflussen die Responsefunktion des Spektrometers und führen zu systematischen Fehlern (siehe Abschnitt 3.1).

Je geringer die Endpunktsenergie E_0 , desto höher ist erstens der Anteil von Zerfällen, bei denen die kinetische Energie des Zerfallselektrons in dem für die Bestimmung der Neutrinomasse relevanten Energieintervall liegt (dieses ist $\sim 1/E_0^3$). Zweitens ist auch der Einfluss der Neutrinomasse auf die Form des Spektrums größer und der messbare Effekt tritt deutlicher hervor. Dieser Sachverhalt wirkt sich für Tritium als Quellenisotop insofern etwas negativ aus, als dass der relative Anteil an Zerfällen im Auswertebereich gegenüber ^{187}Re bereits um drei Größenordnungen geringer ist. Dennoch besitzt Tritium immer noch die zweitniedrigste Endpunktsenergie. Tritium eignet sich aus folgenden Gründen sehr gut für die Messung der Neutrinomasse aus der Energieverteilung nahe E_0 :

- Der Kern besteht aus lediglich drei Nukleonen, deshalb lässt sich die Verteilung der Endzustände einfach berechnen.
- Der Tritiumzerfall ist ein (super-)erlaubter Übergang, das Kernmatrixelement M in Formel (1.16) ist unabhängig von der Energie des Zerfallselektrons.
- Die Halbwertszeit ist mit 12,3 Jahren [Luc00] ausreichend, um eine langzeit-

stabile Quelle zu bauen und dennoch kurz genug, um eine hohe Aktivität zu ermöglichen.

- Die Endpunktsenergie von Tritium beträgt $E_0 = 18,59 \text{ keV}$ [Nag06]. Die elektrostatischen Energiefilter (Abschnitt 2.1) des KATRIN-Experiments arbeiten mit einer Hochspannung, die nach $E_0 = e \cdot U_0$ um $18,6 \text{ kV}$ liegt und technisch noch gut handhabbar ist. Isotope mit einer Endpunktsenergie im MeV-Bereich ließen sich mit diesem Messprinzip unglaublich schwerer untersuchen.

Die Geschichte der Betazerfallsexperimente zur Bestimmung der Neutrinomasse umfasst mittlerweile etwa ein Dutzend Experimente, von denen das erste ein Ergebnis von $m_{\nu_e} < 1 \text{ keV}$ lieferte [Cur49]. Die derzeit besten Resultate mit einer Obergrenze von $2,3 \text{ eV}$ (95% C.L.) stammen von den Experimenten in Mainz [Kra04] und Troitsk [Lob99]. Beide Experimente nutzten als Energiefilter elektrostatische Retardierungsspektrometer, deren Messprinzip in Abschnitt 2.1 vorgestellt wird.

1.5 Die Bedeutung des KATRIN-Experiments

1.5.1 Motivation aus der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik, welches die Eigenschaften der Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen untereinander sehr erfolgreich beschreibt, wurde in den siebziger Jahren des vergangenen Jahrhunderts entwickelt. In diesem Modell wurden Neutrinos als masselos angenommen, denn es gab zur damaligen Zeit keine Beobachtungen, welche dieser Hypothese widersprachen. Erst die Entdeckung der Neutrino-Oszillationen gab Hinweise auf endliche Neutrino-Ruhemassen. Da Oszillationsexperimente nur die Differenzen der Massenquadrate $\Delta m_{ik}^2 = |m_i^2 - m_k^2|$ und nicht die Massen m_i selbst messen, ist die absolute Massenskala ebenso unbekannt wie die Massenhierarchie, die normal, invertiert oder quasi-entartet sein kann, wie Abbildung 1.5 zeigt.

Im Standardmodell erhalten die geladenen Fermionen ihre Masse durch Yukawa-Kopplung an das Higgs-Feld. Die Fermionmassen selbst sind jedoch freie Parameter und die Neutrinos sind ausschließlich linkshändig und masselos. Die gemessenen Neutrinooszillationen sind daher ein Hinweis auf Physik jenseits des Standardmodells. Man könnte das Standardmodell um rechtshändige Neutrinos und eine Yukawa-Kopplung an dieselben erweitern. Die Struktur der beobachteten Massen und Mischungswinkel wird in diesem Fall noch rätselhafter, weil die Neutrinomassen um sechs Größenordnungen kleiner als die Massen der übrigen Fermionen sind [PDG06].

Zur Erweiterung des Standardmodells existieren etliche Theorien, die sich (oft im Rahmen der Supersymmetrie) auch mit dem Ursprung der Neutrinomassen und -mischung befassen. Ein Großteil dieser Modelle nutzt den so genannten Seesaw-Mechanismus, um Majoranamassen zu generieren [Bar90, Moh80, Yan80]. Der Seesaw I-Mechanismus erzeugt leichte Dirac-Neutrinos, indem er schwere, rechtshändige

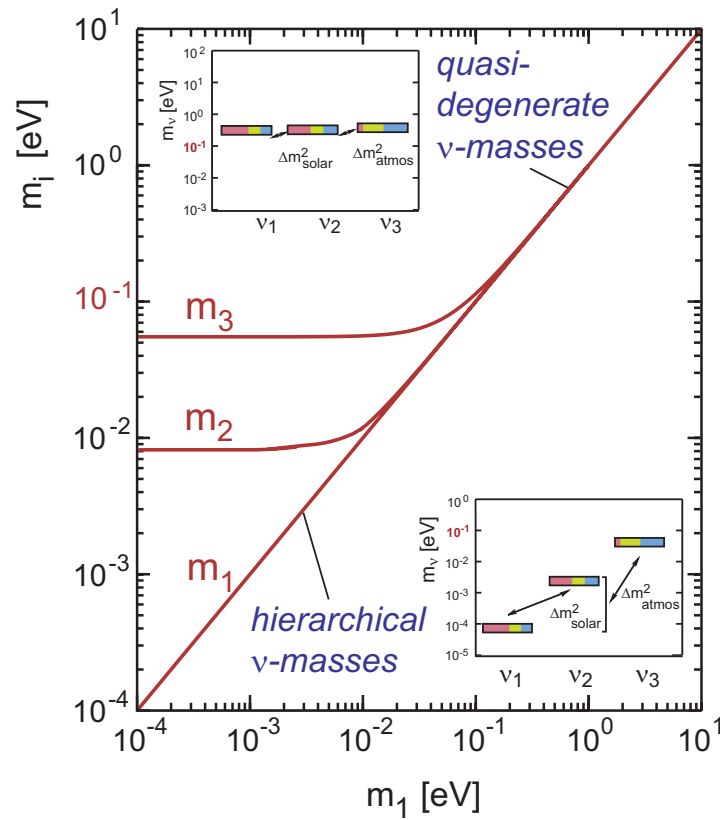


Abbildung 1.5: Massenhierarchie der Neutrinos

Die Neutrino-Masseneigenzustände m_i sind als Funktion des leichtesten Eigenzustandes m_1 für den Fall einer normalen Massenhierarchie ($m_1 < m_2 < m_3$) aufgetragen. Die Hierarchie tritt in der linken Bildhälfte zu Tage, wo die Massendifferenzen größer werden als die Massen selbst. Sie verschwindet mit zunehmender Masse des leichtesten Massen-Eigenzustandes, die Neutrino-massen sind in diesem Fall quasi-entartet mit $m_1 \approx m_2 \approx m_3$ (aus [Sch04, Ang05]).

Majorana-Neutrinos einführt. Je schwerer diese sind, desto geringer ist die Masse der drei leichten Neutrinos. Der Seesaw II-Mechanismus erfordert ein Higgs-Triplett, das direkt an die drei leichten Neutrinos koppelt und sagt ein eher entartetes oder quasi-entartetes Massenschema voraus. Sehr leichte Dirac-Neutrinos können auch durch zusätzliche Dimensionen generiert werden [McL01]. Vor dem Hintergrund, dass die Neutrinos so viel leichter sind als die übrigen Fermionen, ist die Kenntnis der absoluten Neutrinomassenskala für das allgemeine Verständnis der Fermionmassen daher unter Umständen wichtiger als die Bestimmung der Mischungswinkel und CP-verletzenden Phasen [Far01]. Das KATRIN-Experiment hat das Potenzial, die absolute Massenskala bis in den sub-eV-Bereich zu messen. Es ergänzt somit die Ergebnisse bestehender und künftiger Laborexperimente zum neutrinobegleiteten einfachen bzw. neutrinolosen doppelten Betazerfall, deren Modellannahmen sich dadurch verifizieren oder zumindest besser eingrenzen lassen.

1.5.2 Kosmologische Relevanz der Neutrinos

Auch in der Kosmologie leistet KATRIN einen Beitrag zur präziseren Eingrenzung der Modellparameter, die der Interpretation der kosmischen Hintergrundstrahlung oder großskaliger Strukturbildung im Universum zugrunde liegen. Da Neutrinos eine Ruhemasse besitzen, sind sie die bislang einzige direkt nachgewiesene Komponente der nichtbaryonischen Dunklen Materie, die ca. 25 % der gesamten Energiedichte des Universums ausmacht. Die nichtbaryonische Dunkle Materie besteht nur zu einem Teil aus Neutrinos, dessen Größe sich nach der tatsächlichen Massenskala richtet, wie in Abbildung 1.6 zu sehen ist. Baryonische Materie liefert dagegen nur einen Beitrag von 4 %, wovon wiederum nur ein Viertel leuchtet und somit der direkten astronomischen Beobachtungen mit Teleskopen zugänglich ist. Zusammen mit der Dunklen Energie, die nach derzeitigen Modellvorstellungen zu einer beschleunigten Expansion des Universums führt und knapp drei Viertel seiner Energiedichte ausmacht, sind im Bezug auf den Anteil an der Gesamtenergiedichte fast 99 % des Universums noch unbekannt.

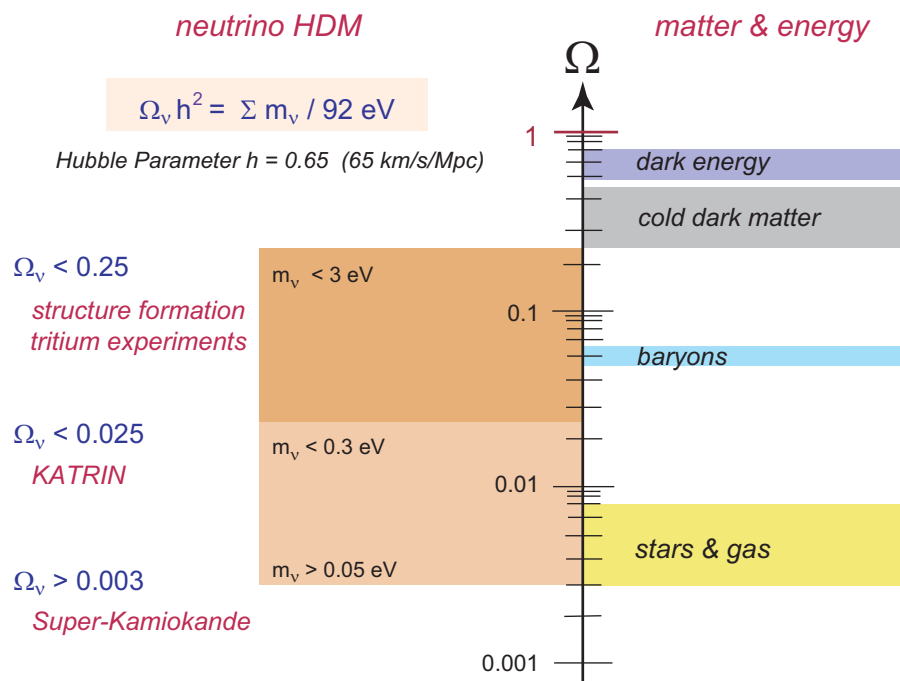


Abbildung 1.6: Anteile an der Gesamtenergiedichte des Universums

Die Verteilung der Energiedichte Ω bezogen auf die kritischen Dichte $\Omega_c = 1$, die einem flachen Universum entspricht. Abhängig von ihrer Masse können die Neutrinos sogar einen größeren Beitrag zur Gesamtenergiedichte des Universums liefern, als die leuchtende Materie (aus [Thu07]).

Kapitel 2

Der Aufbau des KATRIN-Experiments

Gegenüber bisherigen Tritium-Zerfallsexperimenten wird das KATRIN-Experiment um eine Größenordnung empfindlicher sein. Im Falle eines positiven Signals hat es ein Entdeckungspotenzial von 5σ (3σ) für eine Neutrinomasse von $m_\nu = 0,35 \text{ eV}/c^2$ ($m_\nu = 0,3 \text{ eV}/c^2$). Falls kein Signal beobachtet wird, kann eine neue Obergrenze von $m_\nu < 0,2 \text{ eV}/c^2$ (90 % C.L.) angegeben werden [Ang05]. Hierzu muss die Apparatur im Vergleich zu den Vorläuferexperimenten um zwei Größenordnungen leistungsfähiger werden, da die Neutrinomasse m_ν quadratisch als Observable in Formel (1.15) auftaucht. Erreicht wird diese Sensitivität durch eine verbesserte Energieauflösung im Spektrometer- und Detektorbereich in Verbindung mit einer hohen Quellaktivität. Im Forschungszentrum Karlsruhe finden sich ideale Voraussetzungen für den Aufbau dieses Experiments. Eine Schlüsselrolle spielt hierbei das Tritiumlabor Karlsruhe (TLK), welches europaweit die einzige zivile Einrichtung darstellt, in der man eine Quelle mit ausreichend hoher Aktivität betreiben kann. Das TLK dient der Grundlagenforschung für den Brennstoffkreislauf von Fusionsreaktoren und erfüllt die technischen und rechtlichen Voraussetzungen zum Umgang mit der notwendigen Tritiummenge (20-40 g).

Eine Gesamtansicht des KATRIN-Experiments ist in Abbildung 2.1 zu sehen. Die folgende Beschreibung bleibt im Rahmen dieser Arbeit auf grundlegende Eigenschaften der Hauptkomponenten sowie ihr Zusammenwirken beschränkt. Als derzeit detaillierteste Veröffentlichung sei auf den KATRIN Design Report [Ang05] verwiesen.

2.1 Funktionsprinzip des MAC-E-Filters

Beim Tritiumzerfall liegen nur ca. 10^{-13} bis 10^{-12} aller Elektronen in dem für die Neutrinomassenbestimmung relevanten Energieintervall nahe E_0 . Bei einem Spek-

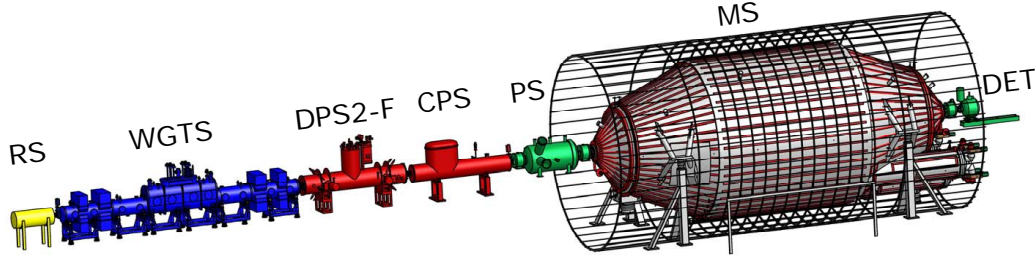


Abbildung 2.1: Gesamtansicht des KATRIN-Experiments

Der ca. 70 m lange Aufbau gliedert sich funktionell in den Quellbereich (WGTS) mit rückwärtigem System (RS), den Transportbereich (DPS2-F + CPS), die beiden Spektrometer (PS + MS) und den Hauptdetektor (DET). Das käfigartige Spulensystem um das Hauptspektrometer übernimmt die Feinformung des axialen Magnetfeldes und kompensiert das Erdmagnetfeld.

trometeraufbau deckt der Detektor nur einen kleinen Raumwinkel ab, was die Ereignisrate weiter reduziert. Abhilfe schafft ein Energiefilter, der nach dem Prinzip der magnetisch adiabatischen Kollimation mit überlagertem elektrischen Feld arbeitet und abgekürzt als MAC-E-Filter bezeichnet wird. Er kombiniert eine hohe Luminosität der Quelle mit einer hohen Energieauflösung und wurde erstmals von Beamson vorgeschlagen [Bea80]. Seine Funktionsweise ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Zwei Spulen bauen ein axialsymmetrisches Magnetfeld auf, das im Bereich von Quelle und Detektor sehr viel größer ist als im Raum dazwischen, denn sie sind in einem großen Abstand voneinander aufgestellt, der in der Abbildung nicht maßstabsgerecht wiedergegeben ist. Die Ebene des minimalen Magnetfeldes B_{\min} zwischen den beiden Spulen heißt Analysierebene und wird von den magnetischen Feldlinien senkrecht durchstoßen. In der linken Spule befindet sich am Ort mit dem Magnetfeld B_S eine isotrop emittierende Betastrahlungs-Quelle. Elektronen, die in den rechten Halbraum emittiert werden, bewegen sich auf helixförmigen Zyklotronbahnen um die Magnetfeldlinien in Richtung der Analysierebene. Auf dem Weg von der Quelle zur Analysierebene fällt die magnetische Flussdichte um mehrere Größenordnungen ab. Die magnetische Gradientenkraft wandelt den größten Teil der Transversalenergie E_{\perp} in Longitudinalenergie E_{\parallel} um [Jac02]. In Abbildung 2.2 b) wird dies durch den umklappenden Impulsvektor verdeutlicht, der die Verhältnisse ohne Retardierungsspannung wiedergibt. Ist die Magnetfeldänderung während eines Zyklotronumlaufs nur hinreichend klein, bleibt das magnetische Moment

$$\mu = \frac{E_{\perp}}{B} = \text{const} \quad (2.1)$$

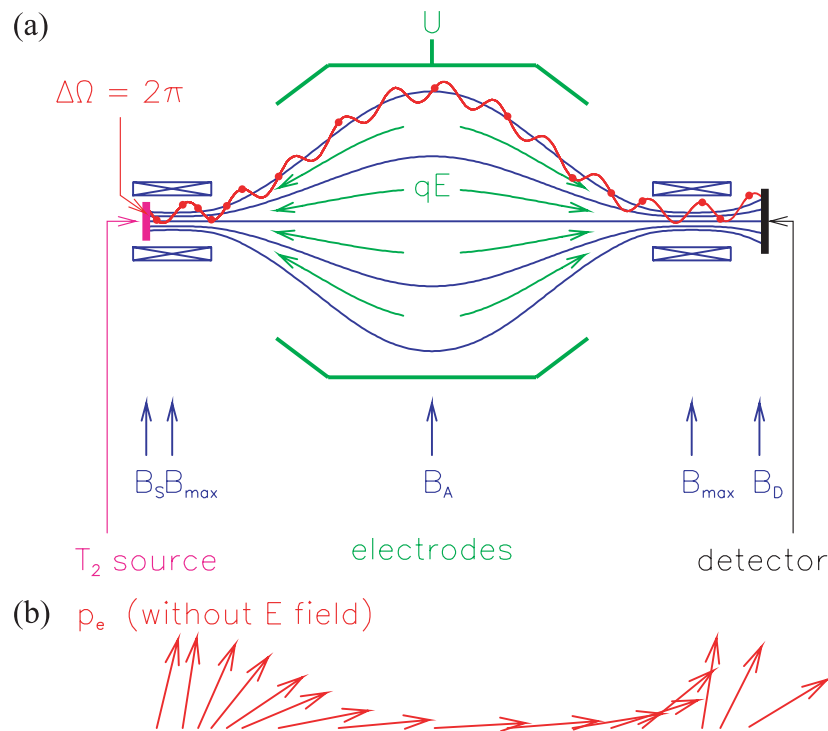


Abbildung 2.2: Funktionsprinzip des MAC-E-Filters

a) Die Spektrometerspulen erzeugen ein Magnetfeld, das zur Analysierebene hin stark abnimmt. Die Elektronen bewegen sich auf Zyklotronbahnen entlang der Feldlinien. Die Spannung U an der inneren Elektrode baut das elektrische Gegenfeld auf.

b) Mit abnehmendem Magnetfeld wird der Transversalimpuls der Elektronen adiabatisch in Longitudinalimpuls umgewandelt. Hier ist der Verlauf für $U = 0$ gezeichnet, um die Adiabasie anhand des konstanten Impulsbetrages zu veranschaulichen [Ang05].

erhalten¹, die Impulstransformation erfolgt adiabatisch, und nahezu die gesamte kinetische Energie der Elektronen geht in die longitudinale Impulskomponente über.

Obwohl die Tritiumquelle isotrop emittiert, werden die Impulse der in den vorderen Halbraum fliegenden Elektronen beim Durchqueren der Analysierebene parallel zueinander ausgerichtet. Das Retardierungspotenzial ist in der Analysierebene maximal und definiert die Energie $E = q_e \cdot U_0$, die ein Elektron braucht, um den Filter zu passieren. Nach Durchqueren der Analysierebene werden die Elektronen wieder beschleunigt und die adiabatische Impulstransformation kehrt sich aufgrund des ansteigenden Magnetfeldes um. Am detektorseitigen Ende des MAC-E-Filters haben die transmittierten Elektronen wieder die Energie- und Impulsverteilung, mit der sie emittiert wurden, sofern die magnetischen Flussdichten im Detektor- und Quellbereich gleich sind. Durch Variation der Retardierungsspannung misst dieser integrierende Hochpassfilter das Energiespektrum der Quelle.

¹Gleichung (2.1) gilt nur in nichtrelativistischer Näherung. Für relativistische Teilchen ist dagegen $(\gamma + 1) \cdot E_{\perp}/B$ eine Erhaltungsgröße.

Der Startwinkel θ , unter dem ein Elektron in der Quelle gegen die Magnetfeldachse emittiert wird, bestimmt den verbleibenden Transversalimpuls, mit dem es die Analysierebene durchquert, und die Weglänge, die es in der Quelle zurücklegt. Seine helixförmige Bahn hat bei größerem Startwinkel eine geringere Steigung und mit dem längeren Weg durch die Quelle steigt auch die Wahrscheinlichkeit für inelastische Stoßprozesse mit den Gasmolekülen. Befindet sich die Quelle in einem Bereich, in dem das Magnetfeld B_S geringer ist als das maximale Magnetfeld B_{\max} , wird der maximale Startwinkel durch den magnetischen Spiegeleffekt auf

$$\theta_{\max} = \arcsin \left(\sqrt{\frac{B_S}{B_{\max}}} \right) \quad (2.2)$$

reduziert [Ang05]. In Abbildung 2.2 ist dies dadurch angedeutet, dass sich die Quelle nicht im Zentrum des linken Magneten befindet, sondern etwas davor. Der maximale Startwinkel θ_{\max} ist für die Systematik der Quelle und des gesamten Experiments ein wichtiger Parameter (Abschnitt 3.1). Die Energieauflösung des MAC-E-Filters ist nach Formel (2.1) durch das Verhältnis von minimalem Magnetfeld $B_{\min} = B_A$ innerhalb der Analysierebene und dem maximalen Magnetfeld B_{\max} gegeben, welches zwischen Quelle und Detektor durchlaufen wird:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{B_{\min}}{B_{\max}}. \quad (2.3)$$

Für das KATRIN-Experiment ergibt sich mit $B_{\min} = 0,3 \text{ mT}$ und $B_{\max} = 6 \text{ T}$ eine relative Energieauflösung von $\Delta E/E = 1/20000$. Aus den Gleichungen (2.1) bis (2.3) kann man die normierte Transmissionsfunktion des MAC-E-Filters für isotrop emittierte Elektronen der Energie E analytisch berechnen:

$$T(E, qU_0) = \begin{cases} 0 & E - qU_0 < 0 \\ \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{E - qU_0}{E} \cdot \frac{B_S}{B_A}}}{1 - \sqrt{1 - \frac{\Delta E}{E} \cdot \frac{B_S}{B_A}}} & 0 \leq E - qU_0 \leq \Delta E \\ 1 & E - qU_0 > \Delta E \end{cases} \quad (2.4)$$

mit q als Ladung des Elektrons, wenn in der Quelle ein Magnetfeld B_S und in der Analysierebene das Magnetfeld B_A anliegt. Der Anstieg bei U_0 ist keine Stufenfunktion, denn wegen der endlichen Magnetfeldstärken erfolgt die Transformation von Transversalimpuls in Longitudinalimpuls nicht vollständig. Abhängig vom Startwinkel θ innerhalb der Quelle verbleibt ein Teil der kinetischen Energie beim Durchqueren der Analysierebene in der transversalen Impulskomponente.

2.2 Die fensterlose Tritiumquelle WGTS

Im KATRIN-Experiment wird eine fensterlose gasförmige Tritiumquelle (Windowless Gaseous Tritium Source) verwendet, die schematisch in Abbildung 2.3 dargestellt ist. Sie besteht aus einem 10 m langen Edelstahlrohr mit 90 mm Innendurchmesser.

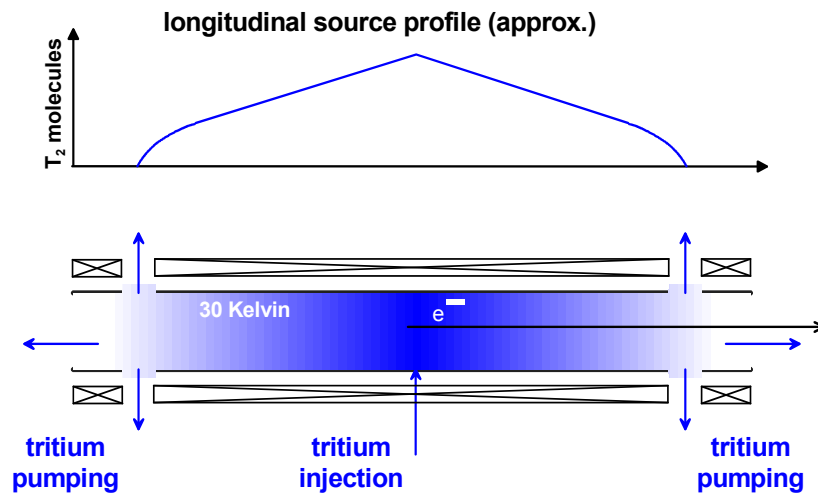


Abbildung 2.3: Funktionsprinzip der fensterlosen Tritiumquelle

In der Mitte eines evakuierten Rohrs befindet sich die Einspeisestelle für Tritiumgas. Es strömt zu beiden Enden hin, wo es wieder abgepumpt und rückgeführt wird. Im oberen Bildteil ist das Druckprofil entlang des Quellrohrs qualitativ gezeigt (aus[Ang05]).

In seiner Mitte (in Längsrichtung betrachtet) wird Tritiumgas eingelassen. Es strömt zu beiden Enden des Rohres, an die sich differenzielle Pumpstrecken (Differential Pumping Section, DPS) anschließen, um das nicht zerfallene Tritium abzupumpen. In Rückwärtsrichtung reicht eine differenzielle Pumpstrecke (DPS-1R) aus, weil hier nur eine Reduktion des Tritium-Partialdrucks um den Faktor 10^3 erforderlich ist. In Vorwärtsrichtung, in der die Quelle analysiert werden soll, sind die Anforderungen deutlich höher. Der Tritiumfluss in die Spektrometersektion darf 10^{-14} mbar·l/s nicht übersteigen, denn der Zerfall von Tritium in den Spektrometern führt zu Untergrundereignissen. Deswegen werden zwei differenzielle Pumpstrecken DPS1-F und DPS2-F aufgebaut und um eine kryogene Pumpstrecke (Cryo Pumping Section, CPS) ergänzt. Diese Komponenten werden in Abschnitt 2.4 beschrieben.

Das Strahlrohr des KATRIN-Experiments ist von einem magnetischen Führungsfeld umgeben, dessen Flussdichte vom betrachteten Abschnitt abhängt und in der WGTS 3,6 T beträgt. Unter dem Begriff des Fluss Schlauches versteht man die räumliche Abgrenzung des magnetischen Flusses $\Phi = B \cdot A$, dessen Feldlinien die Quelle durchstoßen. Das Quellrohr hat eine Querschnittsfläche von $A_S = 63,61 \text{ cm}^2$ und wird von einem Magnetfeld mit einer Flussdichte von $B_S = 3,6 \text{ T}$ umgeben. Der gesamte magnetische Fluss beträgt $\Phi = 229 \text{ T} \cdot \text{cm}^2$ und die Elektronen bewegen sich innerhalb eines magnetischen Fluss Schlauches von 9 cm Durchmesser. Weil der magnetische Fluss erhalten ist, schrumpft und wächst dieser Fluss Schlauch in dem Maße, wie die magnetische Flussdichte B steigt oder sinkt. Der Fluss Schlauch darf das Strahlrohr außerhalb der Quelle nicht berühren, Strahlrohrdurchmesser und Flussdichte B müssen stets aufeinander abgestimmt sein. In der Analysierebene des Hauptspektrometers, wo B minimal ist, hat der Fluss Schlauch einen Durchmesser von 9 Metern. In Abschnitt 3.3 wird seine Geometrie am Einbauplatz des Monitor detektors diskutiert.

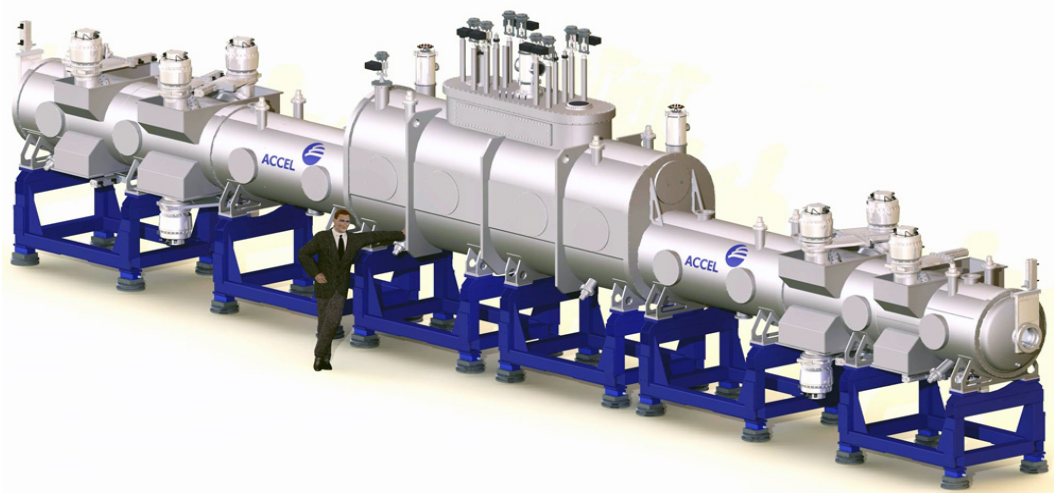


Abbildung 2.4: 3D-Ansicht der WGTS als Konstruktionsentwurf mit dem umgebenden Kryostaten und den differentiellen Pumpstrecken DPS1-R und DPS1-F. Die gesamte Länge beträgt 16m.

Die Gasdichte innerhalb der WGTS bleibt entlang der Strahlrohrachse nicht konstant (Abbildung 2.3). Es bietet sich daher an, den Parameter der Säulendichte ρd

$$\rho d = \frac{N}{A} \quad (2.5)$$

als Quotient aus der Anzahl N der Tritiummoleküle, die sich innerhalb der Quelle befinden und der Querschnittsfläche A zu verwenden: Sie entspricht dem Produkt aus mittlerer Gasdichte und Länge der Säule. Mit der Säulendichte steigt die Aktivität und die Zählrate im Auswertintervall nahe E_0 . Gleichzeitig steigt aber auch die Wahrscheinlichkeit für inelastische Stoßprozesse der Elektronen innerhalb der Quelle, die bei der Analyse des Betaspektrums zu berücksichtigen sind.

Für die WGTS ist eine Säulendichte von $\rho d = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ vorgesehen. Bei einer Temperatur von 27 K und einem Druck von $3,35 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$ am Einspeisepunkt erfordert dies eine zeitlich auf 0,1 % stabile Einlassrate von $1,853 \text{ mbar} \cdot \text{l/s}$ [Ang05]. Besondere Bedeutung kommt dabei der Temperaturstabilität zu. Lokale Temperaturschwankungen entlang des gesamten Quellrohrs sowie zeitliche Schwankungen in den Messintervallen von 2 Stunden dürfen 0,1 % nicht übersteigen. Diese technischen Anforderungen und die resultierenden systematischen Unsicherheiten der Messung von m_ν sind die zentrale Motivation für eine permanente Überwachung der Quellaktivität, wie in Abschnitt 3.1 noch näher ausgeführt wird.

2.3 Das Rear System

Im Rear System werden Komponenten zur Kalibration des Experiments untergebracht. Zum einen befindet sich dort elektrostatisch betrachtet der rückwärtige Ab-

schluss der WGTS, die so genannte Rear Plate. Sie definiert maßgeblich das elektrische Potenzial der WGTS, weil sie von den Feldlinien aus dem Fluss Schlauch durchstoßen wird. Das Quellrohr selbst schneidet die Feldlinien nicht, deshalb spielt sein Potenzial eine untergeordnete Rolle [Glu06].

Zum anderen wird eine Elektronenkanone in Kalibrationszyklen monoenergetische Elektronen durch die WGTS zum Hauptdetektor schießen, um die Säulendichte zu messen (Abschnitt 3.1). Ein zweiter Monitor detektor soll den Elektronenfluss in Rückwärtsrichtung permanent messen. Gegenwärtig diskutiert wird ein Halbleiterdetektor zur Messung von Bremsstrahlungsphotonen, welche die Betazerfallselektronen an der Rear Plate erzeugen.

2.4 Das Transportsystem

Die Tritium-Leckrate aus der Quelle in den Spektrometerbereich darf 10^{-14} mbar·l/s nicht überschreiten. Dies wird durch eine weitere differenzielle (DPS2-F) sowie eine kryogene Pumpstrecke (CPS) erreicht. Das Strahlführungssystem der DPS2-F besteht aus fünf supraleitenden Magnetsegmenten von jeweils einem Meter Länge, die abwechselnd um 20 Grad gegeneinander gekippt sind. In den vier Knickpunkten befindet sich je eine Turbomolekularpumpe mit 2800 l/s Saugvermögen. Die abgewinkelte Anordnung verhindert eine direkte Sichtlinie durch die Pumpstrecke und somit, dass ein neutrales Tritiummolekül parallel zur Strahlachse ungehindert in den Spektrometerbereich fliegt. Außerdem kann man bei gegebenem Querschnitt des Pump-Ports die Zusatzspulen an den Enden der Magnetsegmente kompakter dimensionieren. Diese Spulen stellen sicher, dass der sich aufweitende Fluss Schlauch zwischen den Magneten die Strahlrohrwand nicht berührt.

Die DPS1-F (Tritium-Reduktionsfaktor 10^2) und DPS2-F (Faktor 10^5) reduzieren den Tritiumfluss aus der Quelle um 7 Größenordnungen. Um den Tritium-Partialdruck im Spektrometerbereich unterhalb von 10^{-20} mbar zu halten, ist eine nochmalige Flussraten-Reduktion um einen Faktor 10^7 notwendig. Hierzu wird eine Kryopumpstrecke eingesetzt, deren Aufbau in Abbildung 2.5 zu sehen ist. Sie besteht ebenfalls aus einzelnen Strahlrohrsegmenten, die von supraleitenden Spulen umgeben und in einem Kryostaten eingebaut sind.

Die erste Sektion fängt den Temperaturgradienten zwischen der DPS2-F (Strahlrohrtemperatur 80 K) und dem heliumkalten Teil der CPS ab, der von den Sektionen zwei bis fünf gebildet wird. Im Pumpbetrieb wird dort das Strahlrohr auf einer Temperatur zwischen 3 und 4,5 K gehalten. An seiner Innenseite wird eine Argon-Schicht aufgefroren, die das Tritium adsorbiert. Die Strahlrohrelemente sind jeweils um 15 Grad gegeneinander gekippt und haben eine gewellte innere Oberfläche, was die Migration bereits adsorbierter Tritiummoleküle durch die CPS hindurch verringert und die Pumpkapazität erhöht.

Sektion 6 und 7 bilden das vordere Ende der CPS, die Strahlrohrtemperatur wird dort in zwei Stufen auf Raumtemperatur gebracht. Weiterhin werden an dieser Stelle

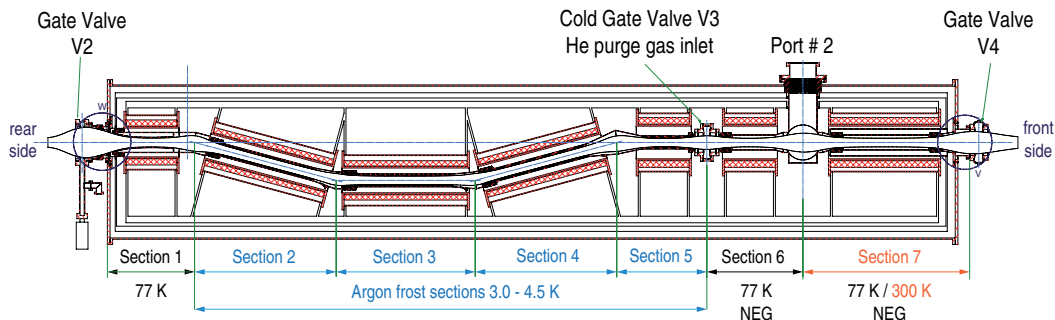


Abbildung 2.5: Aufbau der Kryopumpstrecke CPS in einer schematischen Ansicht der Strahlrohranordnung von oben mit den verschiedenen Temperaturzonen.

NEG-Kartuschen² eingebaut, die im Fehlerfall zusätzliche Pumpleistung als Sicherheitsreserve zur Verfügung stellen, bis Ventile den Spektrometerbereich vom tritiumführenden Quellbereich trennen. Zwischen diesen beiden Sektionen wird ein Zugangsport (Port # 2) geschaffen, der in Abschnitt 3.2 noch ausführlicher behandelt wird.

Im Gegensatz zu *gasfördernden* Pumpen arbeiten Kryopumpen *gasbindend* und benötigen eine regelmäßige Regeneration, die für die CPS in Intervallen von 60 Tagen notwendig wird. Bei geschlossenem Ventil V3 werden die Sektionen 1 bis 5 auf 100 K erwärmt und mit Helium gespült. Das aufgefrorene Argon verdampft und wird zusammen mit dem adsorbierten Tritium zum hinteren Ende der CPS befördert, wo es abgepumpt und in die Isotopenaufbereitungsanlage des TLK geleitet wird.

Um die Leistungsfähigkeit des Pumpverfahrens zu testen, wurde das Testexperiment TRAP³ aufgebaut [Eic09]. Mit einem verkleinerten Modell, das den gleichen Vakuum-Leitwert und ein Zehntel der für die CPS vorgesehenen Oberfläche aufweist, wurde zunächst die Präparation der Argonschicht demonstriert. Danach strömte über eine Kapillare am einen Ende der Pumpstrecke Tritiumgas mit einer Einlassrate von $3,6 \cdot 10^{12}$ Tritiumatomen pro Sekunde ein. Am anderen Ende wurde der Reduktionsfaktor mit einem Massenspektrometer sowie einem Halbleiterdetektor bestimmt [Eic08a, Eic08b]. Auf die Abmessungen der CPS extrapoliert ergibt sich ein Reduktionsfaktor von $3 \cdot 10^7$, der den Anforderungen entspricht.

2.5 Das Vorspektrometer

Die niederenergetischen Elektronen aus dem Tritiumzerfall tragen keine Information über die Neutrinomasse, stellen aber den bei weitem überwiegenden Anteil im Spektrum dar (Abschnitt 1.4.3). Im KATRIN-Experiment soll das Vorspektrometer alle Elektronen mit einer Energie kleiner als z. B. 18,4 keV reflektieren, da sie Un-

²Non Evaporable Getter

³Tritium Argon Frost Pump



Abbildung 2.6: Das Vorspektrometer

tergrundereignisse hervorrufen können. Trifft ein Elektron im Hauptspektrometer auf ein Restgasmolekül, so kann es dieses ionisieren. Das entstandene positive Ion wird in Richtung der Analysierebene beschleunigt, schwingt durch diese hindurch und kann weitere Gasmoleküle ionisieren. Wenn die sekundären Elektronen in der zweiten Hälfte des Hauptspektrometers entstehen, werden sie auf den Hauptdetektor beschleunigt und erhöhen die Untergrundrate.

Auch stellt das Vorspektrometer eine Testumgebung dar, in der man im Maßstab von ca. 1:6 Eigenschaften des Hauptspektrometers wie z. B. die Vakuumtechnik studieren kann. Da noch niemals zuvor ein Ultrahochvakuum von 10^{-11} mbar in einem Volumen von 1250 m^3 erzeugt wurde, benötigte man eine kleinere Vorstufe, um sich an eine solche Größenordnung heran zu tasten. Weitere Punkte sind Untersuchungen des elektromagnetischen Designs und der Hauptdetektor-Prototypen.

Die innere Drahtelektrode des Hauptspektrometers zum Aufbau des Retardierungspotenzials wird eine Fläche von 650 m^2 bedecken. Die Eigenschaften dieses Elektroden systems müssen begleitend zu den Simulationsrechnungen real getestet werden. Hierzu gab es schon am Mainzer Spektrometer Experimente [Mue02], auf deren Ergebnissen das elektromagnetische Design des Vorspektrometers basiert, welches sich zurzeit in der Erprobung befindet [Hab09].

Der Nachweis von Elektronen, die das Hauptspektrometer passiert haben, geschieht mit einem Halbleiterdetektor (Abschnitt 2.7), der ebenfalls eine Neuentwicklung darstellt. Dessen Prototyp ist eine segmentierte PIN-Diode mit einer Fläche von

$45 \times 45 \text{ mm}^2$, die in 8×8 Pixel unterteilt ist. Seine Energieauflösung wurde in Abhängigkeit von Temperatur und Sperrspannung bestimmt, ebenso die Untergrundrate und das Übersprechen zwischen benachbarten Pixeln [Ren07].

2.6 Das Hauptspektrometer

Im Hauptspektrometer erfolgt die präzise Analyse der höchstenergetischen Elektronen. Das Prinzip ist das gleiche wie beim Vorspektrometer, doch seine Abmessungen, die Leistungsfähigkeit und damit die technischen Herausforderungen sind noch größer. Die Gleichförmigkeit des Retardierungspotenzials in der Analysierebene muss erheblich besser als beim Vorspektrometer sein. Um eine Sensitivität auf m_ν von 0,2 eV zu erreichen, darf sich das Potenzial entlang der Analysierebene vom Rand zur Spektrometermitte hin nur um 0,93 V ändern. Dies führt nach Simulationsrechnungen [Val09] zur Forderung, dass die innere Drahtelektrode mit einer Toleranz von 0,1 mm gefertigt und bei der Montage an der Hauptspektrometerwand mit der gleichen Genauigkeit ausgerichtet sein muss. Gegenüber der Vorspektrometer-Drahtelektrode, die man außerhalb komplett montiert und durch den 1700 mm-Flansch in das Vorspektrometer gestellt hat, bedeutet das einen erheblichen logistischen Aufwand, der sich allein schon durch die mechanische Größe ergibt. Das Elektrodensystem wird aus 248 Modulen mit insgesamt über 22000 Einzeldrähten zusammengesetzt und muss unter Reinraumbedingungen sowohl gefertigt als auch installiert werden.

Neben der Ionisation von Restgasmolekülen durch Stöße mit Elektronen gibt es im Spektrometer weitere Quellen für Untergrund-Elektronen. Sie können durch Feldemission in Bereichen hoher elektrischer Feldstärke erzeugt werden, ebenso durch Myonen aus der kosmischen Strahlung, die δ -Elektronen aus der inneren Elektrode oder der Tankwand herauslösen. Weil das elektrische und das magnetische Feld nicht perfekt axialsymmetrisch sind, können Elektronen radial in den Flussschlauch hineindriften. Passiert dies in der detektorseitigen Hälfte des Hauptspektrometers, werden sie zum Detektor hin beschleunigt.

Um solche Untergründereignisse zu minimieren, wird die innere Elektrode aus zwei Lagen dünner Edeldrahtdrähte aufgebaut. Die Drähte haben einen Durchmesser von 0,3 mm in der Außenlage und 0,2 mm in der Innenlage. Der Abstand der Drahtlagen beträgt 70 mm, die innere ist 220 mm von der Spektrometerwand entfernt. Diese Konstruktion baut das Retardierungspotenzial mit einer nahezu masselosen Elektrode auf, die gegenüber massiven Elektrodenblechen eine viel geringere Oberfläche für die Wechselwirkung mit den Myonen darstellt. Die Verwendung von Drahtelektroden wurde am umgebauten Mainzer Spektrometer erprobt und erwies sich als eine geeignete Maßnahme zur Untergrundreduktion [Mue02]. Bei der Tankwand selbst nutzt man den Effekt, dass ein δ -Elektron meist nur eine kinetische Energie im Bereich weniger Elektronenvolt besitzt. Liegt die Drahtelektrode auf einer um z. B. 100 V negativeren Spannung als die Tankwand, so können die Elektronen nicht in den Flussschlauch vordringen [Sch04].

Die beiden Magnete an den Enden des Hauptspektrometers reichen alleine nicht aus, um die korrekte Feldgeometrie für den MAC-E-Filterbetrieb einzustellen. Entlang der gesamten Flugbahn eines Elektrons durch das Spektrometer muss der Verlauf des Magnetfeldes sorgfältig mit dem elektrischen Potenzial abgestimmt sein, um die Transmissionsbedingung zu erfüllen. Störend ist dabei z. B. das Streufeld des Detektormagneten, was ohne Gegenmaßnahmen dazu führt, dass die Feldlinien in der Analysierebene nicht parallel verlaufen. Deshalb sind 14 weitere Luftspulen zur Feinformung des axialen Magnetfeldes nötig.

Das minimale Magnetfeld von 0,3 mT in der Analysierebene ist so gering, dass durch Überlagerung des lokalen Erdmagnetfeldes Teile des Fluss Schlauches die Spektrometerwand berühren. Dies verhindert ein weiteres Spulensystem, welches das Erdmagnetfeld in horizontaler und vertikaler Richtung kompensiert. Die gesamte Spulen-anordnung ist in Abbildung 2.1 als Käfig um das Hauptspektrometer zu sehen. Die nähere Umgebung des Hauptspektrometers darf in Bereichen geringer magnetischer Feldstärke keine magnetisierbaren Teile enthalten, welche die magnetische Flussdichte erhöhen und die Axialsymmetrie des Feldes stören. Stellvertretend sei das Fundament der Hauptspektrometerhalle genannt, das in kritischen Bereichen wie z. B. der gesamten Bodenplatte eine Bewehrung aus Edelstahl mit einer magnetischen Permeabilität von $\mu_r < 2$ enthält.

Um die Retardierungsspannung des Hauptspektrometers mit einem Labormessgerät zu messen, wurde ein hochpräziser Spannungsteiler gebaut, dessen Teilverhältnis eine Reproduzierbarkeit von $0,3 \cdot 10^{-6}$ und eine Langzeitstabilität von $0,6 \cdot 10^{-6}$ pro Monat aufweist [Thu07].

2.7 Der Hauptdetektor

Um die Elektronen nachzuweisen, welche das Hauptspektrometer passiert haben, bildet der Hauptdetektor den Abschluss des KATRIN-Experiments in Vorwärtsrichtung. Er basiert auf einer PIN-Diode (Prinzip siehe Abschnitt 4.5) mit einem Durchmesser von 90 mm. Die gesamte aktive Detektorfläche von 80 cm^2 muss monolithisch aufgebaut sein, denn ein zusammengesetzter Detektor hat insensitive Bereiche zwischen den einzelnen Teilen und deckt nicht den gesamten Fluss Schlauch ab. Dadurch gehen Ereignisse verloren und die notwendige Messzeit steigt.

Der Detektor wird in 148 Pixel unterteilt, die so angeordnet sind, dass sie den Fluss Schlauch in radialer Richtung in 12 Ringe aufspalten. Jeder Ring wird nochmals in 12 Sektoren gegliedert. Die räumliche Auflösung ist nötig, weil das Retardierungspotenzial innerhalb der Analysierebene des Hauptspektrometers nicht homogen ist, sondern wie beschrieben zur Mitte hin etwas abfällt. Wird ein Elektron in der Quelle in der Mitte des Fluss Schlauches emittiert, so durchquert es die Analysierebene auch in ihrer Mitte. Es braucht weniger Energie als eines, das am Rand des Fluss Schlauches emittiert wird und deshalb die Analysierebene nahe der Spektrometerwand durchquert. Das magnetische Feld innerhalb der Analysierebene ist ebenfalls

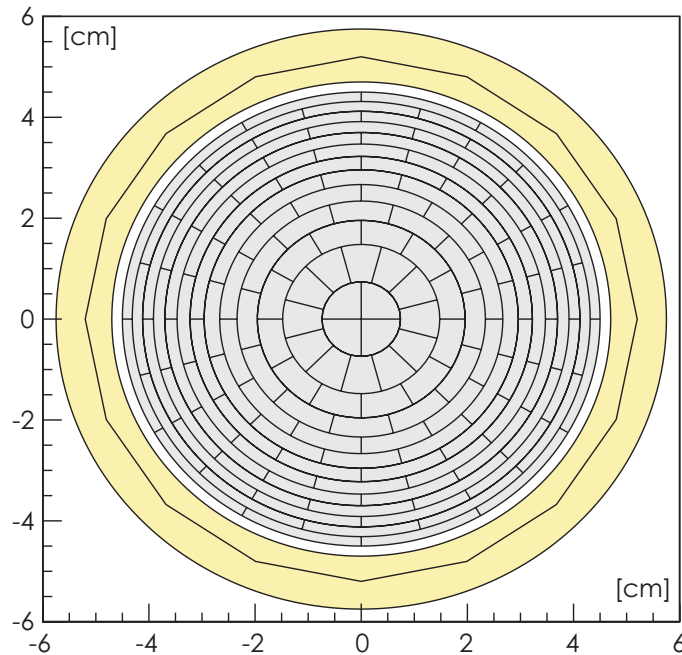


Abbildung 2.7: Pixelgeometrie des Hauptdetektors

Die Segmentierung ist gezielt auf die Eigenschaften des Experiments abgestimmt. 12 Sektoren in azimuthaler und 12 Ringe in radialer Richtung kennzeichnen die räumliche Auflösung, die nötig ist, um den Durchtrittsbereich der Elektronen durch die Analysierebene zu rekonstruieren. Der Mittelpunktbereich ist vierfach unterteilt.

nicht homogen, sondern nimmt nach außen zu, was bei gegebenem Startwinkel θ den Grad der magnetischen Kollimation (Gleichungen 2.1 und 2.3) beeinflusst [Dun07]. Je nach radialer Position des Auftrefforts auf den Detektor (gleichbedeutend mit dem Durchtrittspunkt in der Analysierebene) gilt für die Elektronen eine andere Transmissionsfunktion. Sie ist umso flacher, je höher das magnetische Feld in der Analysierebene ist, also je weiter außen die Analysierebene durchquert wird, und die Energieauflösung sinkt dadurch. Dieser magnetische Effekt ist jedoch geringer als die Auswirkungen des inhomogenen Retardierungspotenzials, die zu einer Verschiebung der Transmissionsfunktion auf der Energieachse (Abbildung 3.2) führen. Die Sensitivität des Experiments ist ohne Berücksichtigung dieser Ortsinformation bei der Datenanalyse nicht erreichbar.

Auf der anderen Seite bedingt eine hohe Pixelanzahl auch mehr Kanäle in der Vorverstärker-Elektronik, welche direkt hinter dem Detektorchip, noch innerhalb des Detektormagneten montiert wird, um die Leitungslängen für empfindliche Signale zu minimieren. Das Platzangebot für die Elektronik und die elektrischen Signaldurchführungen aus dem Primärvakuum heraus begrenzt die Anzahl der Detektorpixel nach oben, maximale räumliche Auflösung (vor allem in radialer Richtung) und minimale Pixelanzahl müssen gegeneinander abgewogen werden. Der Potenzialverlauf innerhalb der Analysierebene ist rotationssymmetrisch, daher bietet ein in

einzelne Sektoren aufgeteilter Detektor das beste Verhältnis von radialer bzw. azimuthaler Auflösung und Pixelanzahl. Ein Design mit z. B. quadratischen Pixeln wäre hier deutlich ungünstiger, weswegen der Detektorchip eine anwendungsspezifische Sonderanfertigung ist. Wie Abbildung 2.7 zeigt, sind alle Pixel flächengleich. Derjenige Teil des elektronischen Rauschens, welcher sich proportional zur Pixelkapazität verhält, wird dadurch für alle Pixel gleich.

Die Oberfläche eines Halbleiterdetektors ist von einer Totschicht bedeckt. Sie besteht zunächst aus der Dotierungsschicht, die den Detektor zur Strahlungsquelle hin abschließt (siehe Abschnitt 4.2.1 bzw. Abbildung 4.5). Zur besseren Kontaktierung und Potenzialverteilung entlang der Detektoroberfläche kann auch noch eine Metallisierung aufgebracht sein. Die Totschichtdicke des KATRIN-Hauptdetektors soll im Bereich von 50 bis 100 nm liegen. Ein 18 keV-Elektron verliert beim senkrechten Durchqueren einer 50 nm dicken Totschicht durchschnittlich 220 eV. Es kann auch nach inelastischen Stößen innerhalb der Totschicht seine Impulsrichtung umkehren und den Detektor wieder verlassen. Kann es dann aufgrund des Energieverlustes den Potenzialwall des Hauptspektrometers in Rückwärtsrichtung nicht überwinden, wird es reflektiert und gelangt ein weiteres Mal auf den Detektor. Ein solches Ereignis ist zu geringeren Energien hin verschoben.

Die in Abschnitt 2.6 beschriebenen Untergrundereignisse wie auch der intrinsische Detektoruntergrund lassen sich umso besser unterdrücken, je höher die Energieauflösung des Detektors ist. Mit der Technologie der segmentierten PIN-Dioden wird eine Energieauflösung $\Delta E = 600$ eV angestrebt, um die Untergrundrate des Detektors unterhalb 1 mHz zu halten, für das gesamte Experiment darf sie 10 mHz nicht übersteigen [Ang05]. Ereignisse von kosmischen Myonen identifiziert ein Szintillationszähler, die natürliche Radioaktivität der Detektorumgebung wird durch eine passive Abschirmung aus Kupfer und Blei innerhalb der Bohrung des Detektormagneten reduziert. Die verbleibenden Komponenten innerhalb der Abschirmung und besonders diejenigen in unmittelbarer Nähe des Detektorwafers (z. B. die mechanische Trägerstruktur und elektrische Signaldurchführungen) müssen bezüglich ihrer intrinsischen Radioaktivität vermessen und selektiert werden.

Simulationsrechnungen [Sch04] ergaben, dass sich Untergrundereignisse aus radioaktiven Verunreinigungen der Detektorkomponenten gerade in *dem* Energieintervall häufen, welches als Auswertintervall für die Neutrinomassen-Messung dient. Daher wird beim Design des Hauptdetektors eine Nachbeschleunigungselektrode integriert. Die Elektronen bekommen dadurch nochmals eine zusätzliche Energie von 35 keV. Die Detektorsignale lassen sich damit in einen Energiebereich verschieben, in dem die Untergrundrate geringer ist. Nähere Informationen zur Untergrund-Reduktion finden sich z. B. in [Sch04].

Das folgende Kapitel soll einige Eigenschaften der Tritiumquelle WGTS näherbringen und verdeutlichen, dass die Überwachung charakteristischer Quellparameter mit verschiedenen Methoden für das KATRIN-Experiment sehr wichtig ist, um die systematischen Fehler einzugrenzen. Anschließend wird das Konzept für einen kontinuierlich arbeitenden Strahlmonitordetektor vorgestellt.

Kapitel 3

Der Tritium-Aktivitätsmonitor

3.1 Motivation

Das Energiespektrum des Tritiumzerfalls wird mit KATRIN durch die Zählrate des Hauptdetektors in Abhängigkeit von der Retardierungsspannung im Hauptspektrometer gemessen. Beginnt man z. B. oberhalb der Endpunktsenergie, misst man nur das Untergrundsignal. Bei schrittweiser Absenkung der Retardierungsspannung (HV-Scan) können mehr und mehr Zerfallselektronen die Analysierebene des Hauptspektrometers passieren und treffen auf den Hauptdetektor¹. Während eines solchen Durchlaufes, der typischerweise zwei Stunden dauern soll, muss die Emission der Quelle stabil bleiben. Die Anzahl der radioaktiven Zerfälle innerhalb der WGTS ist proportional zur Anzahl N der Tritium-Moleküle, die sich darin befinden:

$$N = A_S \cdot \rho d \cdot \varepsilon_T. \quad (3.1)$$

Hierin bezeichnen A_S die Querschnittsfläche der WGTS, ρd die Säulendichte und ε_T die Tritium-Isotopenreinheit. Eine fluktuierende Säulendichte beeinflusst die Aktivität der Quelle und somit die Zählrate am Hauptdetektor. Diese ist im normalen Messbetrieb sehr gering, sie liegt bei 10 mHz, wenn oberhalb der Endpunktsenergie gemessen wird und einigen 100 Hz, wenn man 200 eV unterhalb von E_0 im Spektrum misst. Angesichts dieser geringen Zählrate sind die statistischen Fehler der Hauptdetektordaten während eines HV-Scans viel größer als die systematischen Unsicherheiten, die aus der veränderlichen Säulendichte und der damit verbundenen reinen Aktivitätsschwankungen der Quelle entstehen [Eit07].

Erheblich größeren Einfluss haben Schwankungen der Säulendichte auf das Verhalten der Elektronen innerhalb der Quelle selbst. Nicht alle Zerfallselektronen können die Quelle verlassen, ohne einen Energieverlust durch inelastische Stoßprozesse mit

¹Die diskreten Werte für die Retardierungsspannung müssen nicht in monoton fallender Folge eingestellt werden, es kann sogar aufgrund von systematischer Fehlerquellen wie z. B. Hystereseffekten günstiger sein, sie in wechselnder Folge anzufahren. Die hier verwendete Beschreibung wurde nur der Anschaulichkeit wegen gewählt.

einem oder mehreren Gasmolekülen zu erleiden, was zu einem veränderten Emissionsspektrum führt. Somit ist eine bestmögliche Stabilisierung der Quelle hinsichtlich Druck, Temperatur, Isotopenreinheit und Säulendichte notwendig. Für den Fall, dass dennoch Schwankungen dieser Parameter auftreten, müssen diese registriert und bei der Datenauswertung berücksichtigt werden. Die Auswirkungen fluktuierender Quellparameter und Möglichkeiten *diskontinuierlicher* Kalibrationsmessungen werden im Folgenden diskutiert.

Die systematische Unsicherheit Δm_v^2 der Observablen m_v^2 wächst mit dem Fehler der Säulendichte und gleichzeitig mit der Breite des Auswertintervalls unterhalb E_0 , wie in Abbildung 3.1 dargestellt ist. Die zur Datenanalyse verwendete Säulendichte entspricht nicht dem wahren Wert (z. B. durch unbemerkte Veränderungen von Druck, Temperatur oder Isotopenreinheit), sei jedoch über den gesamten Messzeitraum hinweg konstant. Die waagerechte Linie markiert die zulässige Höchstgrenze eines individuellen systematischen Fehlerbeitrags für eine Sensitivität von 0,2 eV. Je kleiner das Auswertintervall ist, desto größer darf die Abweichung der Säulendichte sein, denn umso geringer ist der Einfluss der inelastischen Streuungen. Um eine ausreichende Zählratenstatistik am Hauptdetektor zu erreichen, muss das Auswertintervall jedoch in einen Bereich ausgedehnt werden, in dem die Streuprozesse nicht mehr vernachlässigbar sind. Vorgesehen ist ein Intervall bis zu 30 eV unterhalb von E_0 . Im Schnittpunkt der zugehörigen Kurve mit der Markierung des zulässigen systematischen Fehlers liest man ab, dass die gemessene Säulendichte für die gesamte Messzeit um nicht mehr als 0,5 % vom tatsächlichen Wert abweichen darf. Für eine optionale Erweiterung des Auswertintervalls auf bis zu 50 eV unterhalb E_0 muss die Säulendichte auf 0,1 % konstant bleiben.

Der inelastische Streuquerschnitt von Elektronen an T_2 und die Energieverlustfunktion [Ase00] sind weder theoretisch noch experimentell genau genug bekannt, um die Responsefunktion rein rechnerisch zu bestimmen. Diese Parameter werden daher vorab in situ gemessen, indem man mit einer Elektronenkanone im Rear System monoenergetische Elektronen durch die WGTS bis zum Hauptdetektor schießt und dabei die Hauptspektrometerspannung variiert. Ohne Tritium wird so die Transmissionsfunktion gemessen, aus dem Kurvenverlauf bei unterschiedlichen Tritium-Säulendichten ergeben sich die zugehörigen Responsefunktionen (Abbildung 3.2).

Die analytische Transmissionsfunktion des MAC-E-Filters nach Gl. (2.4) hängt nur von den Verhältnissen dreier Magnetfeldstärken ab. Die Breite ΔE , innerhalb der sie von $T=0$ nach $T=1$ ansteigt (die Energieauflösung des Filters), wird nach Gl. (2.3) durch das Verhältnis B_A/B_{\max} gegeben, und der Verlauf in diesem Intervall durch das Verhältnis B_S/B_A , welches nach Gl. (2.2) den maximalen Startwinkel θ_{\max} festlegt. Die Transmissionsfunktion T berücksichtigt keine Wechselwirkungen der Elektronen innerhalb der Quelle.

Um diese Wechselwirkungen zu beschreiben, bestimmt man zunächst die Energieverlustfunktion durch ein- und mehrfache inelastische Streuung von Elektronen an Tritiummolekülen gemäß ihrer Wahrscheinlichkeit als Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Säulendichte entlang der gegebenen Flugbahn [Ase00]. Diese Energie-

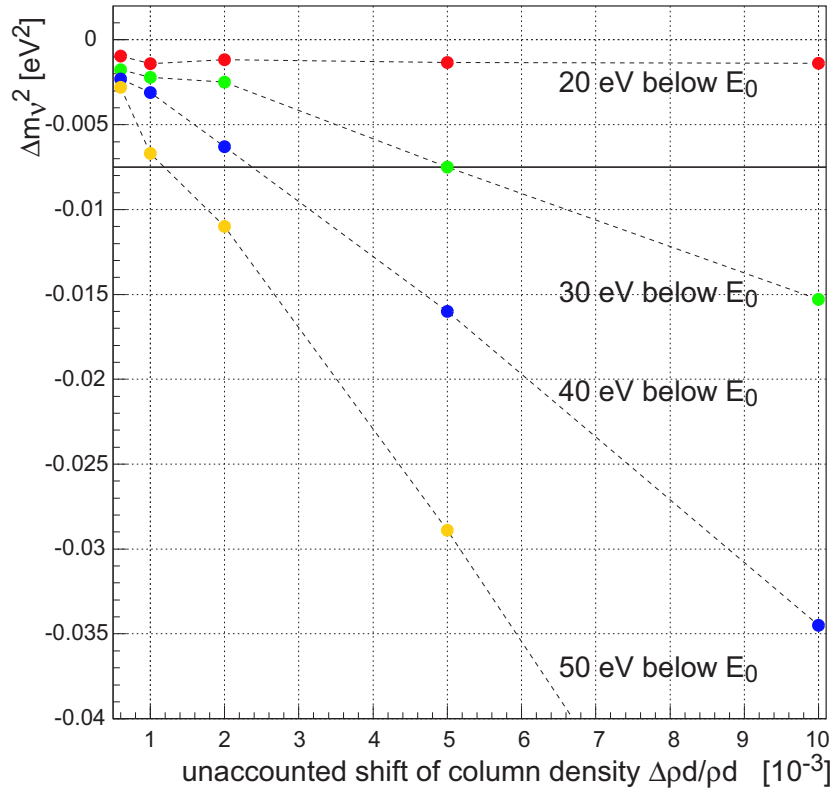


Abbildung 3.1: *Systematische Unsicherheit der Observablen m_ν^2 , die aus einer fehlerbehafteten, aber dennoch über den gesamten Messzeitraum als konstant angenommenen Säulendichte resultiert. Die waagerechte Linie markiert die zulässige Grenze für eine individuelle Unsicherheitsquelle, um eine Sensitivität von 0,2 eV zu erreichen, wobei die systematische und statistische Unsicherheit als gleich groß angenommen wird [Ang05].*

verlustfunktion faltet man mit der Transmissionsfunktion nach Gl. (2.4) und erhält die Responsefunktion, die exemplarisch in Abbildung 3.3 dargestellt ist. Die Höhe des ersten Plateaus, das der Transmission *ungestreuter* Elektronen entspricht, wird durch die Säulendichte gegeben, die in Kalibrationszyklen bestimmt werden muss.

Basierend auf den Messungen der Energieverlustfunktion mit den Experimenten in Mainz und Troitsk ist in Abbildung 3.4 die Responsefunktion für das KATRIN-Experiment gezeigt. Für $1 \text{ eV} < \delta E < 10 \text{ eV}$ erhält man den Fluss von Elektronen, die ungestreut durch die Quelle fliegen, der Messpunkt sitzt auf dem Plateau. Die beiden anderen Messpunkte bei weiter reduzierter Retardierungsspannung kennzeichnen den Anstieg der Zählrate, weil nun auch ein- oder mehrfach gestreute Elektronen die Spektrometer passieren können. Aus den Verhältnissen der gemessenen Transmission bei verschiedenen Retardierungsspannungen ergibt sich die Säulendichte. Diese Messungen sind im Abstand von ein bis zwei Stunden vorgesehen und erfordern pro Durchlauf eine Messzeit von zwei bis fünf Minuten.

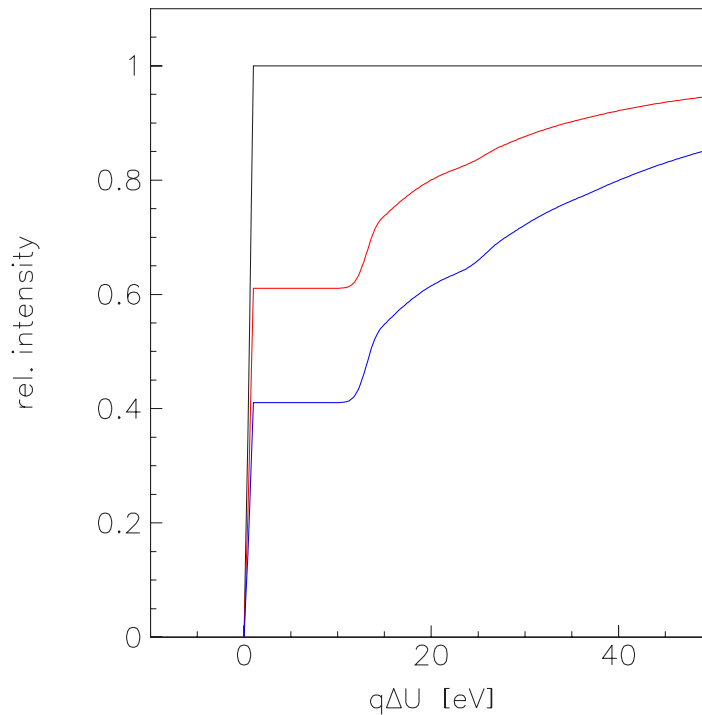


Abbildung 3.2: *Transmission bei verschiedener Säulendichte in einer schematischen Darstellung als Funktion der Energie $q\Delta U$ aufgrund der Spannungsdifferenz ΔU zwischen Quelle und Spektrometer. Die oberste Kurve zeigt den Verlauf für $\rho d = 0$. Je größer die Säulendichte, desto weniger Elektronen durchqueren die Quelle verlustfrei und desto niedriger ist das erste Plateau [Ang05].*

Aktivitätsmessung mit dem Hauptdetektor

Die Zählrate am Hauptdetektor steigt unterhalb der Endpunktsenergie E_0 proportional zu $(E_0 - qU)^3$ an und erreicht z. B. bei einer Absenkung der Spektrometerspannungen um 500 V ca. 100 kHz, sie liefert dann nach einer Integrationszeit von 10 s einen auf 0,1 % genauen Wert für die Quellaktivität. Eine so große Spannungsänderung zwischen Quelle und Spektrometerbereich ist wegen der hohen Stabilitätsanforderungen aufwändig und lediglich im Abstand von 15 Minuten vorgesehen.

Die Aktivitätsmessung reicht für sich alleine noch nicht aus. Wenn sich z. B. der Gasdruck in der Quelle erhöht, aber gleichzeitig die Isotopenreinheit ε_T sinkt, kann die Aktivität konstant bleiben. Aufgrund der geänderten Gaszusammensetzung ändern sich die Streuwahrscheinlichkeiten und die berechnete Responsefunktion entspricht nicht mehr den realen Verhältnissen. Weil sich die Verteilung der Endzustände für T_2 von der für die Moleküle HeT, DT und HT unterscheidet, ergibt sich bei deren Zerfall auch eine andere Energieverteilung der Elektronen, die sich dem T_2 -Spektrum überlagert. Die Aktivitätsmessung muss daher immer im Zusammenhang mit Messungen der Isotopenreinheit betrachtet werden.

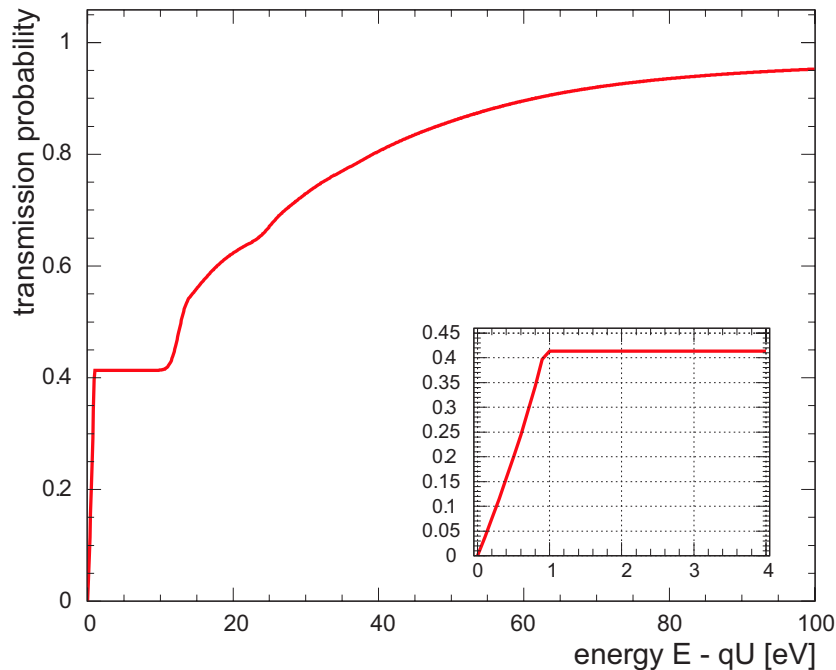


Abbildung 3.3: Responsefunktion der KATRIN-Spektrometeranordnung für isotrop emittierte Elektronen der Energie E als Funktion der Energie qU , die von der Retardierungsspannung U erzeugt wird. Bei der Berechnung der Energieverluste innerhalb der WGTS wurde eine Säulendichte von $\rho d = 5 \cdot 10^{17} / \text{cm}^2$ sowie ein maximaler Startwinkel von $\theta_{max} = 50,77^\circ$ angenommen. Das kleine Bild zeigt den Anstieg der Transmission ungestreuter Elektronen (aus [Ang05]).

Laser-Raman-Spektroskopie

Die Isotopenreinheit ε_T wird mit einer eigens entwickelten Einrichtung durch Laser-Raman-Spektroskopie gemessen. Ein Festkörper-Laser² strahlt mit einer Wellenlänge von 532 nm und einer Leistung zwischen 0,1 und 5 W in eine Messzelle am letzten Tritium-Puffergefäß vor der Einspeisestelle in die WGTS und regt die Gasmoleküle in Rotations- und Vibrations-Schwingungszustände an. Bei deren Abregung entsteht Licht mit charakteristischer Wellenlänge, das durch einen Spektrographen mit Oberflächen-Beugungsgitter und CCD-Kamera analysiert wird. Im Spektrum gibt die Peaklage die qualitative und die Peakhöhe die quantitative Isotopenzusammensetzung an [Lew07].

Molekulare Kombinationen von Tritium, Deuterium und Wasserstoff können mit diesem Verfahren gemessen werden, nicht jedoch atomar vorliegende Gase wie ^3He . Mit H_2 , D_2 und HD als Prüfgas wurden bereits Messungen durchgeführt [Lew08]. Die erreichbare Sensitivität hängt ab vom Isotop, der Laserleistung und der Integrationszeit. Bei 5 W eingestrahelter Leistung und 1000 s Integrationszeit wurde für D_2

²Nd:YVO₄ (Neodym-dotiertes Yttriumorthovanadat)

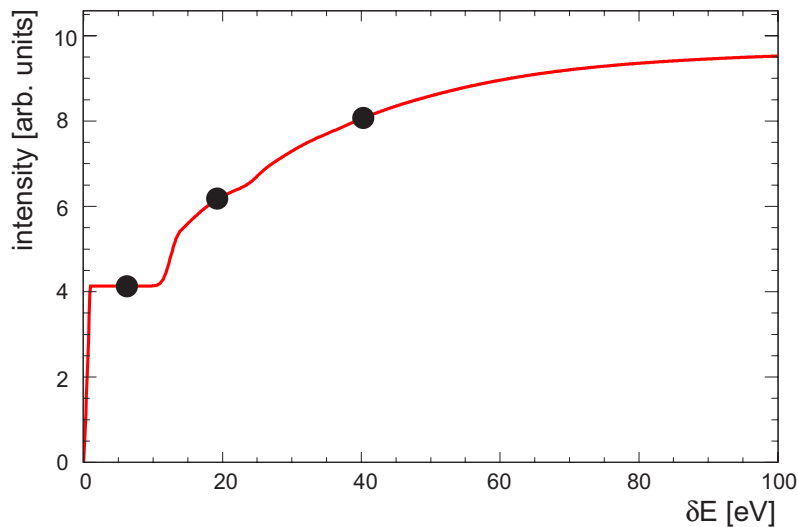


Abbildung 3.4: Messpunkte zur Bestimmung der Säulendichte

In die Responsefunktion aus Abbildung 3.3 eingezeichnet sind hier drei beispielhafte Messpunkte bei diskreten Retardierungsenergien. Die Responsefunktion wird mittels der Elektronenkanone kalibriert. Das Verhältnis der Zählraten in den markierten Punkten (ungestreute bzw. ein- oder zweifach gestreute Elektronen) ist charakteristisch für die Säulendichte innerhalb der WGTS (aus [Ang05]).

und HD bereits eine Genauigkeit von 0,1 % erreicht, bei H₂ liegt sie noch zwischen 0,1 % und 0,2 %. Durch diese Messungen kennt man die Gaszusammensetzung in der Quelle, die Tritium-Säulendichte hängt jedoch auch von der Gasmenge, d. h. Druck und Temperatur ab.

Aktivitätsmessung im Rear System

Im Rear System, das mittlerweile die Bezeichnung CMS (Calibration and Monitoring System) bekam, ist neben der Elektronenkanone auch ein kontinuierlicher Aktivitätsmonitor geplant. Eine mögliche Umsetzung besteht aus einem Halbleiterdetektor, der einen großen Teil des Flussschlauches abdeckt. Er darf jedoch die Rear Plate in ihrer Funktion der Potenzialeinstellung nicht beeinträchtigen (Abschnitt 2.3). Das macht die technische Umsetzung schwierig, und ein vollständiges Lösungskonzept existiert noch nicht. Gegenwärtig wird deshalb ein anderes Prinzip favorisiert: Ein seitlich unter einem Winkel von z. B. 45 Grad montierter Detektor misst Bremsstrahlungsfotone, die beim Auftreffen der Zerfallselektronen auf die Rear Plate entstehen. Die beschriebenen Methoden zur Überwachung der Quellenparameter Säulendichte, Isotopenreinheit und Aktivität ergänzen und stützen sich gegenseitig. Wichtige Kenngrößen sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

Tabelle 3.1: Messmethoden für wichtige WGTS-Parameter

Mit der Laser Raman-Spektroskopie erreicht man durch eine verlängerte Integrationszeit einen geringeren Messfehler. Über den permanent arbeitenden Aktivitätsmonitor im Rear System liegen derzeit noch keine konkreten Angaben vor.

Method	Messziel	Messfehler	Intervall	Messzeit
Laser Raman	Isotopenreinheit ϵ_T	0,1 ... 0,2 %	15 ... 5 min	15 ... 5 min
Hauptdetektor	Aktivität	0,1 %	15 min	10 s
Rear E-gun	Säulendichte ρd	0,2 %	1-2 h	2 min
Rear monitor	Aktivität	–	permanent	–

3.2 Das Konzept für den Monitordetektor

Die Bestimmung der Säulendichte mit der Elektronenkanone wie auch die Aktivitätsmessung mit dem Hauptdetektor bedingen eine Unterbrechung der Neutrinomassenmessung und können daher nur in Intervallen durchgeführt werden. Der rear monitor als Einrichtung zur kontinuierlichen Messung der Quellaktivität, die auch Schwankungen auf kurzen Zeitskalen (< 1 min) zu registrieren vermag, soll um einen Detektor ergänzt werden, der den Elektronenstrahl in Vorwärtsrichtung permanent analysiert, ohne die Messung des Hauptdetektors zu stören. Hierzu soll er in einem Randbereich des Strahls positioniert werden, der nicht auf den Hauptdetektor abgebildet wird. Die Datenrate soll so hoch sein, dass binnen weniger Sekunden ein auf 0,1 % genauer Wert für die Quellaktivität fest steht. Die Möglichkeit, bei Bedarf jeden beliebigen Punkt des Strahlquerschnitts zu sondieren, war ein weiteres zentrales Entwicklungsziel. Um den Detektor in den Strahlgang zu bringen, musste ein geeigneter Einbauplatz gefunden werden, der folgenden Anforderungen genügen sollte:

Tritiumfreie Detektorumgebung Dieser Umstand erleichtert die Wartung und reduziert den sicherheitstechnischen Aufwand. Für tritiumführende Komponenten sind z. B. Materialzeugnisse und Röntgenprüfungen der Schweißnähte erforderlich. Der gesamte Aufbau muss von einem gasgespülten Sicherheitsbehälter umschlossen sein. Darüber hinaus wird die Detektorfunktion nicht durch eindiffundierendes Tritium beeinträchtigt.

Axialsymmetrisches Magnetfeld Entlang der Transportstrecke bieten Pumpstutzen mögliche Zugänge, aber nahezu alle sind mit einem Knick zweier benachbarter Strahlrohrsegmente verbunden, und das Magnetfeld ist dort nicht mehr axialsymmetrisch. Die räumliche Intensitätsverteilung ist proportional zur magnetischen Flussdichte und für die Suche nach Asymmetrien im Emissionsprofil der Quelle ist ein axialsymmetrisches Magnetfeld zu bevorzugen. Eine Querkorrektur durch Messung des Feldes ist zwar möglich, erfordert aber zusätzlich eine Hall-Sonde neben dem Detektor.

Moderate magnetische Flussdichte Die permanente Aktivitätsmessung soll in einem Randbereich des Strahls durchgeführt werden, den der Hauptdetektor nicht abdeckt. Je mehr sich dieser aufweitet, desto mehr Platz entsteht für den Detektor. Ein sinnvoller Wert ist $B \approx 1 \text{ T}$ (Abschnitt 3.3).

Strahlrohrtemperatur oberhalb 77 K Ideal wäre Raumtemperatur, was die mechanische Integration vereinfacht, da keine Kryostatwände durchbrochen und Temperaturgradienten abgefangen werden müssen. Der Abstand zum Strahl, den der Detektor-Manipulator überbrückt, ist ebenfalls geringer.

Diese Anforderungen werden nur direkt vor dem Vorspektrometer erfüllt. Um den Einbauplatz auf Raumtemperatur zu halten, wurde eine zusätzliche Messkammer entworfen, die zwischen der CPS und den Vorspektrometermagneten montiert werden sollte. Damit der Flussschlauch das Ventil V4 nicht berührt (Abbildung 2.5), muss die Korrekturspule am letzten Magneten der CPS vergrößert werden, was jedoch technisch machbar ist, wie Magnetfeldrechnungen zeigten. Daher wurde Ende 2005 beschlossen, das mechanische Konzept des Monitordetektors auf diesen Einbauplatz hin auszulegen und einen funktionsfähigen Demonstrator aufzubauen.

Während des 11. KATRIN-Kollaborationstreffens im September 2006 wurde das gesamte Experiment einer kostenorientierten Designänderung unterworfen. Als Folge entfiel die Option einer eigenen Messkammer für den Monitordetektor. Stattdessen ist nun im letzten Abschnitt der Kryopumpstrecke CPS ein Zugangsport vorgesehen, durch den Getterkartuschen innerhalb des Strahlrohrs montiert und bei Bedarf ausgetauscht werden sollen (Port # 2 in Abbildung 2.5). Der Austausch ist aber ein Vorgang, der nur in sehr seltenen Ausnahmefällen oder gar nicht notwendig wird, so dass man an dieser Stelle von einem permanenten Anbau des Monitordetektors ausgehen kann. Der Einbauplatz erfüllt nahezu alle oben aufgeführten Anforderungen. Das Magnetfeld ist rotationssymmetrisch, nach dem Ventil V3 ist die Apparatur tritiumfrei, und die Temperatur liegt zwischen Raumtemperatur und 77 K. Es gibt allerdings zwei Änderungen gegenüber dem ursprünglichen Konzept:

1. Um zum Strahl zu gelangen, muss der Detektor durch die Wand des CPS-Kryostaten geführt werden. Der notwendige Verfahrensweg des Manipulators muss größer sein als bei direkter Montage an einem Strahlrohrabschnitt auf Raumtemperatur. Dadurch kann der mittlerweile aufgebaute Detektor-Manipulator nicht mehr den gesamten Strahlquerschnitt abtasten. Die Randzone für eine permanente Aktivitätsmessung wird aber erreicht, sofern zur Durchquerung der Kryostatwand nicht mehr als 200 mm des Manipulator-Hubs notwendig sind. Um den Messbereich nachträglich zu vergrößern, muss man den Manipulator (Abschnitt 3.4.1) durch eine Zusatzbaugruppe erweitern.
2. Der Detektor wird nun horizontal in das Strahlrohr gefahren. Ursprünglich war der Einbau des Manipulators senkrecht von oben geplant, aber an dieser Stelle wird nun eine kondensierte $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -Kalibrationsquelle integriert. Die Detektorhalterung wurde daher auf Stabilität hin entwickelt, und eine Gewichts-

minimierung war bei senkrechter Montage nicht erforderlich. Nun gewinnt die Masse des Detektorhalters an Einfluss auf die Positioniergenauigkeit.

3.3 Magnetfeldbetrachtungen am Einbauplatz

Flussschlauchdurchmesser

Der Flussschlauchdurchmesser hängt wegen der Erhaltung des magnetischen Flusses Φ vom Verhältnis der Flussdichten B_S in der Quelle und B_M innerhalb der Messebene ab:

$$\Phi = B_S \cdot A_S = B_M \cdot A_M = \text{const.} \quad (3.2)$$

Mit numerischen Programmen zum elektromagnetischen Design wurde das magnetische Flussdichteprofil in der Messebene des Monitordetektors berechnet. Diese Ebene befindet sich innerhalb des Zugangsports zwischen Sektion 6 und 7 der CPS an der Position, wo das Feld B_z (in Richtung der Strahlachse) minimal ist und der Flussschlauch lokal seinen größten Durchmesser besitzt. Dort hat die Randzone, die nicht vom Hauptdetektor beobachtet wird, ebenfalls eine maximale Ausdehnung und bietet den meisten Platz für den Detektor.

Die Berechnung wurde ohne radialsymmetrische Näherung ausgeführt, um zu sehen, wie stark die Flussdichteverteilung von der Radialsymmetrie abweicht. Die Asymmetrie hat ihre Ursache in den gegeneinander verkippten Spulen, die eine Azimutalkomponente des Magnetfeldes erzeugen. Maßgeblich der letzte Knick zwischen Sektion 4 und 5 der CPS beeinflusst durch seine Fernwirkung das Magnetfeld in der Messebene. Weil jedoch zwischen diesem Knick und der Messebene noch über 1 m Distanz und zwei gerade Spulen liegen, ist die radiale Asymmetrie kleiner als 10^{-4} und somit vernachlässigbar. Die Messebene eignet sich daher gut, um mit dem Monitordetektor nach möglichen Abweichungen des WGTS-Emissionsprofils von einer radialsymmetrischen Verteilung zu suchen.

Zählraten

Das Magnetfeld innerhalb der WGTS ist für die Zählratenbetrachtung in guter Näherung als homogen zu betrachten, denn ihre felderzeugenden Spulen haben einen Innendurchmesser von 23 cm bei einer Länge von 16 m (inklusive der DPS1-F und DPS1-R). Am vorderen Ende der DPS1-F ist der Tritium-Partialdruck bereits auf 1 % des Wertes an der Einspeisestelle gesunken. 99 % der Elektronen werden daher in einem homogenen Magnetfeld von 3,6 T isotrop emittiert. Die Hälfte von ihnen hat eine axiale Impulskomponente in Rückwärtsrichtung und fliegt zum hinteren Ende der WGTS. Auf dem Weg zum Monitordetektor durchlaufen die Elektronen auch höhere Magnetfelder bis maximal 5,9 T in der DPS2-F. Nach Formel (2.2) ergibt sich ein maximaler Startwinkel von $\theta_{\max} = 51,4^\circ$. Alle Elektronen, die innerhalb der WGTS unter einem größeren Winkel gegen die Strahlachse starten, werden in der

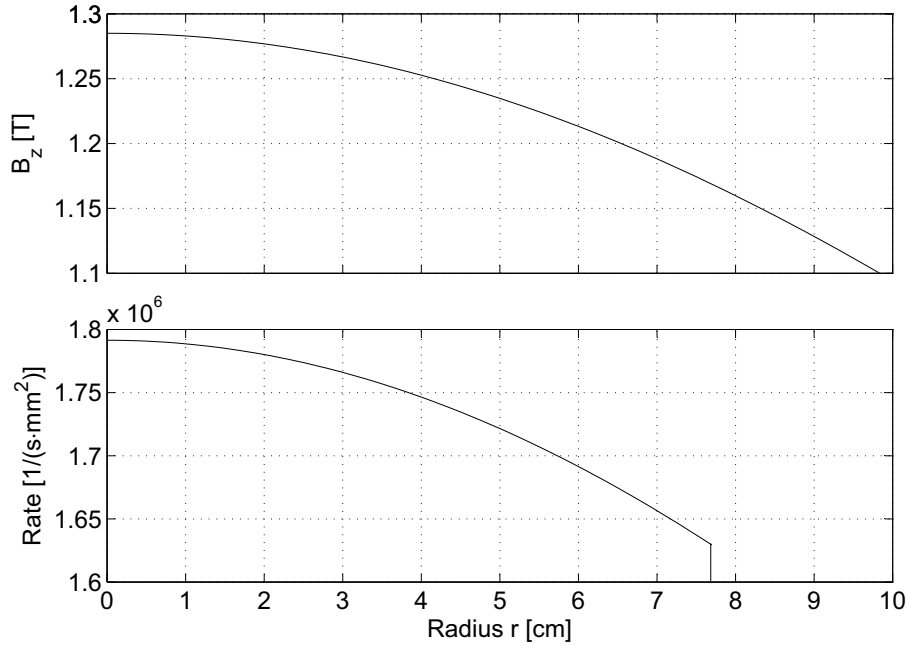


Abbildung 3.5: Magnetische Flussdichte und Zählrate in der Messebene
 Oben: Radialer Verlauf der magnetischen Flussdichte
 Unten: Nach Formel (3.3) berechnete Zählrate. Der Flussschlauch von $229 \text{ T}\cdot\text{cm}^2$ reicht bis $r = 7,74 \text{ cm}$. Außerhalb wurde die Zählrate idealisiert mit einer Stufenfunktion auf Null gesetzt, weil die magnetischen Feldlinien nicht mehr durch den Querschnitt des WGTS-Quellrohrs gehen.

DPS-2F magnetisch reflektiert und erreichen die CPS nicht. Dieser Effekt reduziert den Fluss der Elektronen zum Vorspektrometer um den Faktor $(1 - \cos \theta_{\max})$.

Die Intensität innerhalb der Messebene des Monitordetektors hängt vom dortigen Magnetfeld B_M ab. Dessen Axialkomponente variiert zwischen $1,28 \text{ T}$ in der Mitte des Strahls ($r = 0$) und $1,18 \text{ T}$ am Rand ($r = 7,5 \text{ cm}$). Der Fluss von β -Elektronen in der Messebene berechnet sich daher nach

$$A_M = \frac{A_0}{2} \cdot (1 - \cos \theta_{\max}) \cdot \frac{B_M}{B_S}. \quad (3.3)$$

Mit $A_0 = 1,7 \cdot 10^{11} \text{ Bq}$ als Aktivität der WGTS ergibt sich eine flächenbezogene Zählrate von $1,79 \cdot 10^6 \text{ 1/(s}\cdot\text{mm}^2)$ bei $r = 0$ bzw. $1,64 \cdot 10^6 \text{ 1/(s}\cdot\text{mm}^2)$ bei $r = 7,5 \text{ cm}$. Der radiale Verlauf der Zählrate ist zusammen mit dem axialen Magnetfeld in Abbildung 3.5 dargestellt. In der Messebene hat der innere Flussschlauch von $191 \text{ T}\cdot\text{cm}^2$ einen Radius von $r_i = 7,04 \text{ cm}$, der gesamte Flussschlauch von $229 \text{ T}\cdot\text{cm}^2$ reicht bis zu $r_a = 7,74 \text{ cm}$. Für die permanente Aktivitätsmessung bleibt eine Randzone von 7 mm um den inneren Flussschlauch. Die Elektronen bewegen sich auf Zyklotronbahnen, deren Radius vom Startwinkel θ , der Elektronenergie E und dem umgebenden Magnetfeld abhängt. Bei maximalem Startwinkel und $E = E_0$ beträgt er $r_z = 172 \mu\text{m}$. Ein Sicherheitsabstand von $1,5 \cdot r_z$ zum Rand des inneren Flussschlau-

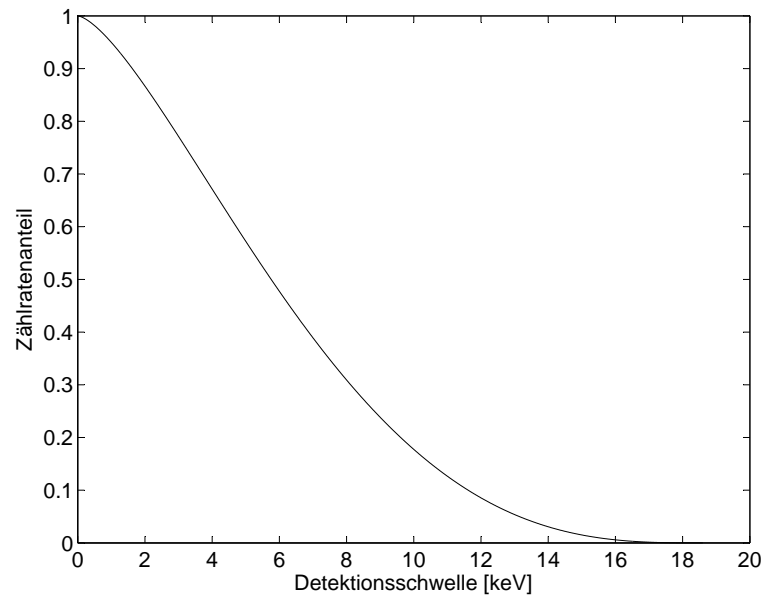


Abbildung 3.6: Anteil der gemessenen Zählrate in Abhängigkeit von der Detektionsschwelle. Hierbei wurde das Zerfallsspektrum nach Formel (1.15) normiert und zwischen der Detektionsschwelle und der Endpunktenergie integriert.

ches verhindert eine Abschattung des Hauptdetektors. Bei Elektronen, die sich zu nahe ($r < r_a - 1,5 \cdot r_z$) am Rand des Strahls bewegen, ist eine Wechselwirkung mit dem WGTS-Strahlrohr möglich. Sie entweder können entweder an seiner Wand gestreut werden oder auch aus dem Zerfall von Tritium stammen, das in die Strahlrohrwand eindiffundiert ist. Beide Effekte führen zu spektralen Veränderungen, die im inneren Bereich des Elektronenstrahls nicht auftreten, die ausgezeichnete Messposition soll jedoch möglichst repräsentativ für das Verhalten im Strahlinneren sein. Die Annahme, dass sich Aktivitätsschwankungen der WGTS auch in dem Messpunkt des Monitordetektors bemerkbar machen, ist eine zentrale Voraussetzung für den Erfolg dieses Detektorkonzepts.

Als Messposition bietet sich der radiale Abstand $r_M = r_i + (r_a - r_i)/2 = 7,4$ cm von der Strahlachse an. Die flächenbezogene Aktivität an dieser Messposition beträgt $1,64 \cdot 10^6$ Bq/mm². Mit einer aktiven Detektorfläche von z. B. 0,1 mm² ergibt sich eine mittlere Zählrate von 164 kHz, welche die Datenerfassungselektronik verarbeiten muss. Nach der Poisson-Statistik braucht man $N = 10^6$ Ereignisse, um den statistischen Fehler auf $1/\sqrt{N} = 0,1\%$ zu drücken, was zu einer notwendigen Integrationszeit von 6 Sekunden führt. Der Detektor hat jedoch eine Schwellenergie und kann deshalb nicht das gesamte Energiespektrum messen. Abbildung 3.6 zeigt den Anteil der Zählrate in Abhängigkeit von der unteren Ansprechschwelle des Detektors. Die für das gesamte Spektrum berechnete Integrationszeit ist durch diesen Wert zu teilen.

Simulationen zeigen, dass die Elektronen teilweise vom Detektor reflektiert werden,

bevor sie die Totschicht durchdrungen haben; sie erzeugen kein Signal [Arm04]. Elektronen, welche die Totschicht durchdrungen haben, können auch nach teilweiser Abgabe ihrer Energie rückgestreut werden und den Detektor wieder verlassen. Der Detektor befindet sich in einem Magnetfeld von 1,2 T, ein rückgestreutes Elektron kann in der DPS2-F ($B = 5,9 \text{ T}$) magnetisch reflektiert werden und mit verminderter Energie den Detektor erneut treffen. Das Verhalten ist dabei u.a. abhängig von der Primärenergie des Elektrons, dem Auftreffwinkel auf den Detektor und dem Winkel, unter dem es rückgestreut wird. Sowohl die gemessene Zählrate als auch die spektrale Verteilung der Elektronen werden dadurch beeinflusst, weswegen zu diesen Fragestellungen gerade Simulationsrechnungen durchgeführt werden [Ren10].

Der in dieser Arbeit untersuchte Detektor wird periodisch gelöscht, daraus resultiert momentan eine Totzeit von 10 % der Messdauer (Abschnitt 4.5.2). Dennoch reicht die Intensität aus, um innerhalb 10 Sekunden genügend Messdaten zu sammeln und den statistischen Fehler auf 0,1 % zu reduzieren. Parameter wie die aktive Detektorfläche, die Energieschwelle oder auch die Anzahl von Detektorkanälen bieten weitere Anpassungsmöglichkeiten.

Magnetisches Streufeld

Um das Strahlrohr baut sich ein magnetisches Streufeld auf, das externe Komponenten in ihrer Funktion beeinträchtigen kann. Wichtig ist dies bei Elektromotoren und Turbomolekularpumpen, sowie generell bei ferromagnetischen Teilen aufgrund der magnetischen Anziehungskräfte. Für die Umgebung des Einbauplatzes wurde deshalb eine Verteilung von axialer (B_z) und radialer (B_r) Feldkomponente in einer radialsymmetrischen Näherung berechnet. Der azimutale Anteil ist bei diesen Betrachtungen unerheblich. In Abbildung 3.7 ist der Betrag der magnetischen Flussdichte $B = \sqrt{B_z^2 + B_r^2}$ um den Einbauplatz dargestellt. Für den Monitor-detektor entscheiden diese Daten u. a. über die Verwendung konventioneller Schrittmotoren (Abschnitt 3.4.1).

3.4 Mechanische Integration

Das Entwicklungsziel bestand darin, einen gekühlten Halbleiterdetektor an beliebigen Stellen innerhalb des Strahlquerschnitts zu positionieren. Piezo-Aktuatoren erlauben mittlerweile Bewegungen im Ultrahochvakuum bei gleichzeitiger Anwesenheit eines Magnetfeldes von 1,2 T und mehr, aber deren Verfahrswege ($\leq 25 \text{ mm}$) sind für die gestellte Aufgabe zu gering [Att05]. Deswegen kam die bewährte Technik von Linearführungen mit Membranbälgen zum Einsatz, wobei verschiedene Konzepte zur Realisierung gegeneinander abgewogen wurden:

- Man verwendet **einen großen Membranbalg** und verfährt dessen bewegliches Ende sowohl in axialer als auch in lateraler Richtung. Dies erfordert angesichts der gewünschten Verfahrswege einen Balg mit großem Innendurchmesser

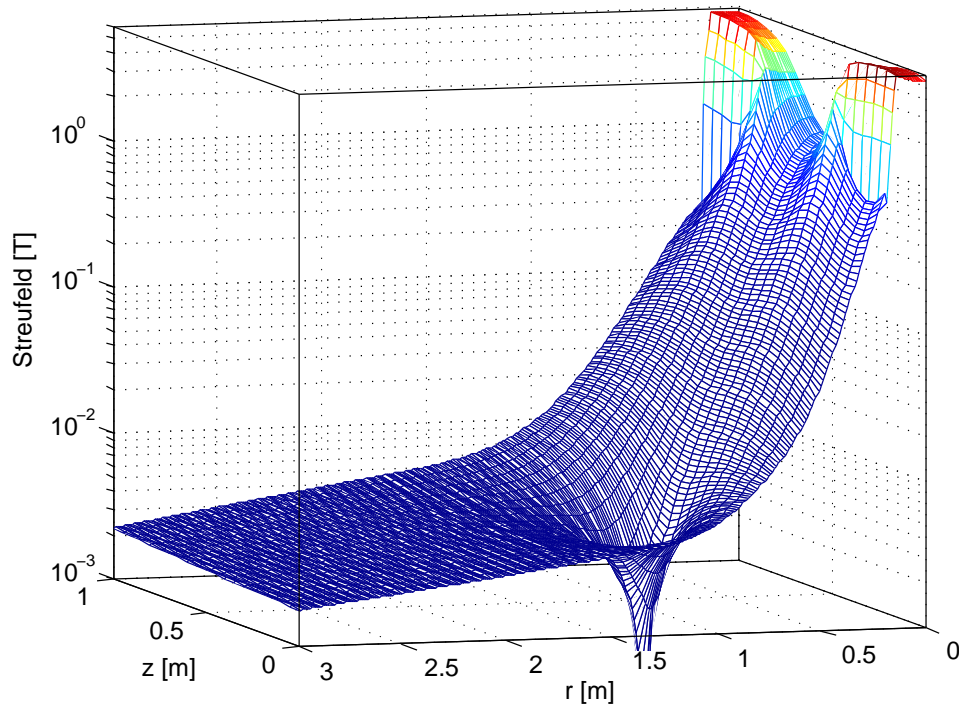


Abbildung 3.7: Magnetfeld um den Einbauplatz

Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde die Skalierung logarithmisch gewählt, damit das hohe Feld im Zentrum der Spulen und gleichzeitig die Struktur des Streufelds erkennbar sind. Dargestellt ist der Betrag der magnetischen Flussdichte, sie geht im trichterartigen Minimum nicht unter Null, obwohl es den Eindruck einer Singularität erweckt. Die Messebene für den Monitordetektor ist durch $z = 0,5$ m gegeben.

(250 mm), der neben hohen Kosten auch große Kräfte hervorruft, wenn man ihn evakuiert. Stützkonstruktion und Motorisierung müssen diesen Kräften entgegenwirken, daher wurde diese Lösung als ungeeignet betrachtet. Die Sensorpositionierung sollte durch Kombination einer reinen Linearbewegung senkrecht zur Strahlachse und einer weiteren Bewegung für die zweite Raumrichtung erfolgen.

- Die zweite Bewegungsrichtung könnte durch ein **Schneckenradgetriebe** umgesetzt werden. Eine spielfreie UHV-Drehdurchführung mit ausreichendem Drehmoment war jedoch nicht erhältlich. Magnetisch gekoppelte Ausführungen sind zu unpräzise, balggedichtete können das erforderliche Drehmoment nicht übertragen, und differenziell gepumpte Drehdurchführungen mit Elastomer-Dichtungen sind für die geforderte Leckrate und Ausheiztemperatur ungeeignet.
- Als aussichtsreichste Lösung erschien, zwei Linearbewegungen in geeigneter Weise zu koppeln. Zunächst wurde eine **Hebelkonstruktion** in Erwägung gezogen, die jedoch das Risiko von mechanischen Totpunkten beherbergt. Für die zweidimensionale Positionierung wurde schließlich ein Getriebe konstru-

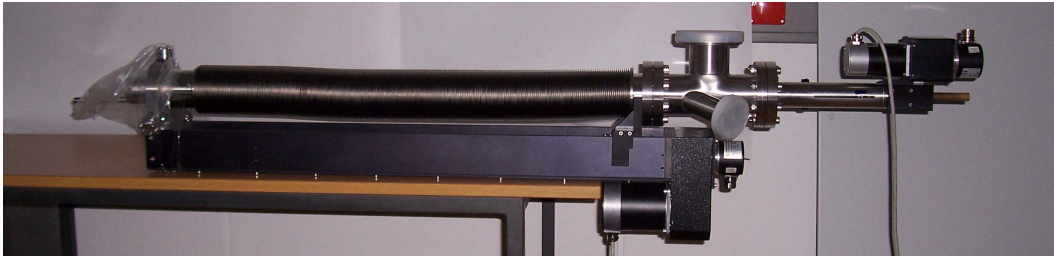


Abbildung 3.8: Der UHV-Manipulator mit einem Verfahrweg von 650 mm und einer unabhängigen zweiten Linearbewegung von 100 mm. Das Bild zeigt den Ausgangszustand vor den Nacharbeiten und der Montage der Peripherie.

iert, welches mit Hilfe einer **Zahnstange** den Sensorträger in der Messebene schwenkt. Dieses Konzept bietet sowohl Präzision als auch Stabilität und lässt sich mechanisch wie steuerungstechnisch gut umsetzen.

3.4.1 Der UHV-Manipulator

Ein extern gefertigter Manipulator wurde so spezifiziert, dass er zwei Linearbewegungen ausführt und aus seriennahen Komponenten besteht. Er sollte ein Stützrohr (Außendurchmesser 54 mm, Wandstärke 2 mm), an dessen vorderem Ende der Detektorhalter befestigt wird, um 650 mm verfahren. Im Stützrohr soll Platz für die elektrische und kryotechnische Versorgung des Detektors sein, und es soll darin eine Stange um 100 mm verschiebbar sein.

Diese beiden Linearbewegungen setzt der Detektorhalter in eine zweidimensionale Positionierung auf einer Fläche mit einem Durchmesser von 20 cm um. Der Detektorhalter wurde bewusst aus dem Lieferumfang des Manipulators herausgenommen, weil der Entwicklungsaufwand für ein solches Sonderbauteil zu hoch ist, um es an eine externe Firma zu vergeben. Der unbearbeitete Manipulator ist in Abbildung 3.8 gezeigt. Nachdem er zweimal wegen nicht eingehaltener Spezifikationen beim Hersteller nachgebessert wurde, konnten die weiteren Anbauten beginnen. Die Detektorkühlung sowie Mittelpunkts- bzw. Endschalter wurden integriert. Schließlich kam auch der Detektorhalter hinzu, der in Abschnitt 3.4.3 beschrieben wird.

Motorisierung

Der Manipulator wurde weitgehend aus unmagnetischen Materialien aufgebaut, da er sich später im magnetischen Streufeld der CPS befindet. Eine Ausnahme stellen die Motoren dar. Unmagnetische Motoren arbeiten pneumatisch oder piezoelektrisch, konnten aber für die gestellte Aufgabe nicht eingesetzt werden. Pneumatische Servomotoren sind zu unpräzise, pneumatische Schrittmotoren zu langsam und piezoelektrische Motoren haben nicht genügend Drehmoment. Deshalb wurden kon-

Tabelle 3.2: Ergebnis des Schrittmotortests im Magnetfeld

Abstand (cm)	B_{radial} (mT)	B_{axial} (mT)	Ergebnis
45	75	160	Motor bleibt stehen
60	30	76	Motor funktioniert
70	27	75	Motor funktioniert

ventionelle Schrittmotoren verwendet und in möglichst großem Abstand von der Strahlachse montiert.

Der Schrittmotor für die Stützrohrbewegung muss das größere Drehmoment aufbringen, er wurde vor dem Kauf exemplarisch bei einem Testlauf der Vorspektrometermagnete in deren Streufeld erprobt und sein Verhalten bei verschiedenen Flussdichten (= Abständen vom Magneten) beobachtet. Wenn die Motorachse senkrecht zum Magnetfeld stand (Feld radial), wurde der Motor bei gleicher Flussdichte stärker beeinträchtigt als wenn sie parallel zum Feld (Feld axial) gerichtet war. Als Versuchsergebnis wurde eine maximal zulässige magnetische Flussdichte von 30 mT festgelegt. Die Daten des magnetischen Streufeldes (Abbildung 3.7) zeigen, dass der Grenzwert ab einer Distanz von 750 mm von der Strahlachse unterschritten wird. Aus dem Designentwurf der CPS ergibt sich, dass der Basisflansch des Manipulators im Abstand von 1030 mm schon außerhalb der kritischen Flussdichte sitzt (Abbildung 3.9). Hinzu kommt, dass die Motoren so weit wie möglich vom Basisflansch entfernt montiert wurden, das Streufeld beeinträchtigt daher die Motorfunktion nicht.

Positionserfassung

Die Detektorposition muss unabhängig von der korrekten Funktion der Schrittmotoren jederzeit bestimmbar sein. Weil die Motoren auch einzelne Schritte verlieren können, sind Drehgeber notwendig. Einfache Inkrementalgeber reichen nicht aus (die Daten können bei Stromausfall verloren gehen), sondern es mussten Absolutdrehgeber eingesetzt werden. Aus der Vielfalt solcher Produkte kamen nur jene in Frage, die rein optomechanisch arbeiten. Dabei werden zwei Kodierscheiben optisch ausgelesen: eine für die einfache Umdrehung (Singleturnanteil) und eine zweite, die über ein Reduktionsgetriebe läuft und die vollen Umdrehungen zählt, den so genannten Multiturnanteil. Die Wahl fiel auf den Typ AVM58 von Pepperl+Fuchs³ mit 13 bit Singleturn- und 12 bit Multiturnanteil. Das bedeutet, jede Umdrehung wird in $2^{13} = 8192$ Schritte unterteilt, und es können insgesamt $2^{12} = 4096$ Umdrehungen gezählt werden. Die Daten werden über eine RS422-Schnittstelle im SSI-Format und Gray-Code übermittelt.

Die Drehgeber wurden direkt mit den beiden Antriebsspindeln des Manipulators verbunden, um das Umkehrspiel der Reduktionsgetriebe zu eliminieren. So erreicht

³Die genaue Bezeichnung ist AVM58N-011AAR0GN-1213.

man z. B. für die Hauptspindel mit einer Steigung von 3 mm pro Umdrehung eine theoretische Auflösung von $0,7 \mu\text{m}$. Die mechanischen Toleranzen des Aufbaus sind größer und bestimmen maßgeblich die tatsächliche Positioniergenauigkeit, wie in Abschnitt 3.5.1 beschrieben wird.

3.4.2 Motorsteuerung und Bedienoberfläche

Die Schrittmotoren für den Manipulator stammen von der Firma Phytron. Verwendet wurden die Typen ZSH 87/2 für die Hauptspindel, die das Stützrohr verfährt, und ZSH 57/2 für den kleineren Translator, der die Schubstange bewegt. Angesteuert werden sie durch eine Zweiachsen-Steuerung Typ TMC 93-70 α mit integrierten Endstufen vom gleichen Hersteller. Diese bietet Programmiermöglichkeiten und Kontrollstrukturen, mit denen man typische Bewegungsabläufe von industriellen Produktionsmaschinen automatisieren kann. Die gerätespezifische Programmiersprache ist jedoch kein Standard und der angestrebte Funktionsumfang für den Monitor-detektor hätte die Programmiermöglichkeiten deutlich überschritten. Eine grafische Darstellung mit Benutzerführung war nicht realisierbar.

Zur Manipulatorsteuerung wurde deshalb ein PC verwendet. Er liest die Drehgeberdaten über eine RS-232-Schnittstelle von der Schrittmotorsteuerung und sendet entsprechende Fahrbefehle zurück. Berechnungen, grafische Darstellung und vor allem eine komfortable Benutzeroberfläche ließen sich mit Hilfe der Programmierumgebung LabVIEW gut umsetzen. Die gewünschte Detektorposition wird über Eingabefelder vorgegeben. Liegt sie innerhalb des zulässigen Bereichs, fährt sie der Detektorhalter an, ansonsten erfolgt eine Fehlermeldung. Ergänzend zur manuellen Positionierung wurde auch ein automatischer Betriebsmodus integriert, der den gesamten Messbereich abtastet (Abbildung 3.10). Schrittweite und Verweildauer an der Messposition (Integrationszeit für den Detektor) sind in weiten Grenzen wählbar.

Ein Sicherheitssystem aus mehrstufigen Endschaltern vermeidet mechanische Kollisionen. Die erste Stufe öffnet einen Kontakt, der vom Programm ausgewertet wird, die zweite Stufe unterbricht direkt die Stromzufuhr der Schrittmotor-Endstufe. Außerdem kann der Detektorhalter nur dann geschwenkt werden, wenn er weit genug in das Strahlrohr eingefahren wurde. Diese Funktion ist derzeit noch allein von der Software abhängig, eine ergänzende Hardware-Lösung wurde noch nicht integriert. Ebenfalls softwaregesteuert ist die Überwachung des Ventils, mit dem der Manipulator an das Strahlrohr gekoppelt wird (Abbildung 3.9). Ist es geschlossen, darf der Manipulator nicht verfahren. Umgekehrt muss die Ventilsteuerung mit einem Lagemelder des Manipulators gekoppelt werden, damit es erst schließt, wenn der Detektorhalter vollständig aus dem Ventilsbereich herausgefahren ist.

3.4.3 Der Detektorhalter

Dieses Bauteil stellt die mechanische, elektrische und kryotechnische Verbindung von Detektor und Manipulator dar, es wurde selbst entwickelt und gefertigt. Die beiden

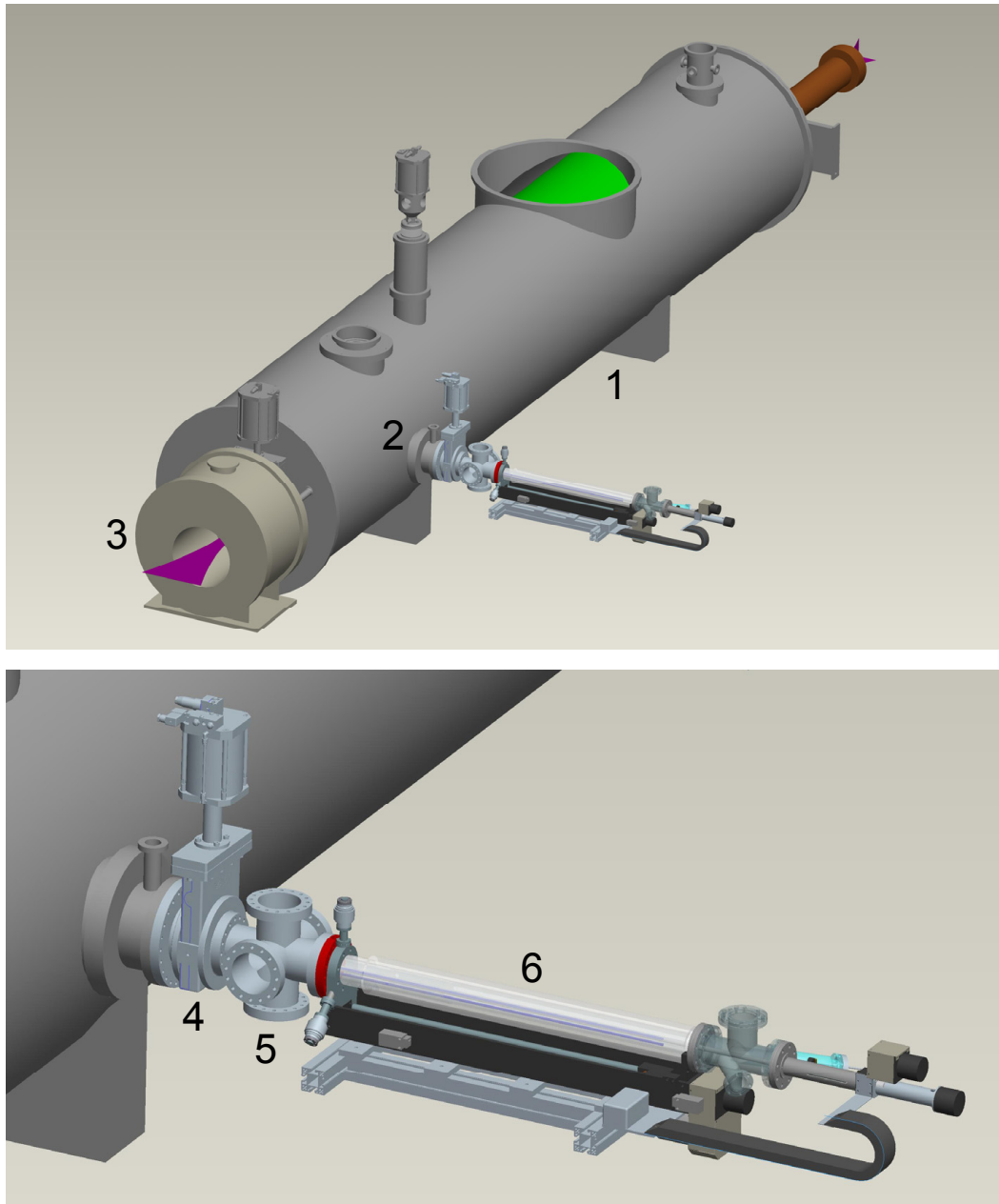


Abbildung 3.9: Anbau des Manipulators an die Kryopumpstrecke

Oben: Die Kryopumpstrecke (1) erhält einen CF200-Flansch (2) als horizontalen Zugangsport zum Einbau des Monitordetektors vor dem Vorspektrometernagnet (3).

Unten: Der Monitordetektor ist über ein CF100-Ganzmetallventil (4) angekoppelt und über das Kreuzstück (5) auf einen Druck von $< 10^{-9}$ mbar evakuiert, bevor das Ventil zum Strahlrohr geöffnet wird. Das Kreuzstück beherbergt den Detektorhalter, wenn er vom Manipulator (6) aus dem Strahlrohr herausgefahren wird und bietet einen Zugang für kleinere Wartungsarbeiten.

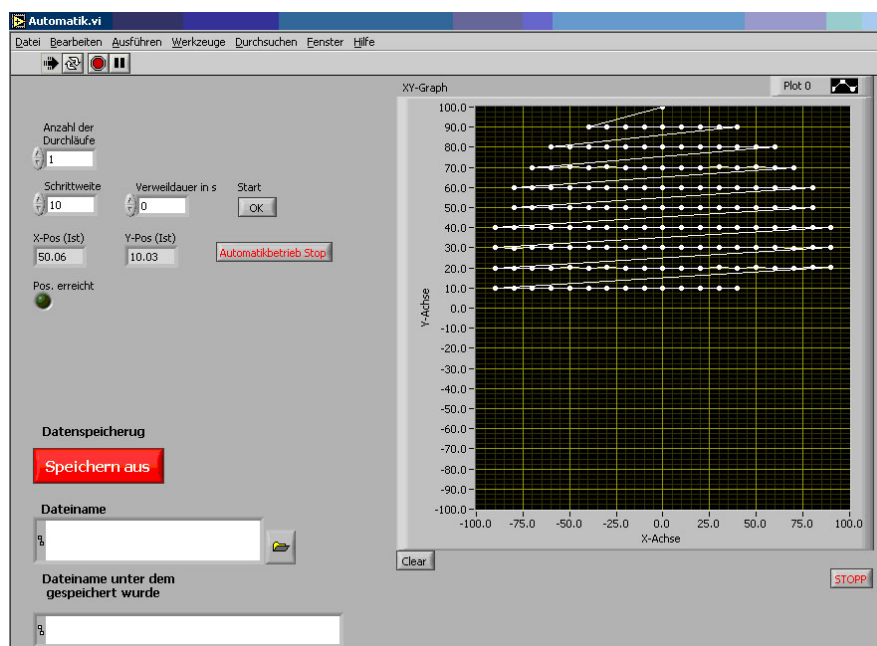


Abbildung 3.10: Benutzeroberfläche für die Manipulatorsteuerung am Beispiel des Automatikbetriebs, der eine kreisförmige Messfläche punktwise abtastet. Im Diagramm rechts wird bereits abgefahrene Bereiche dargestellt.

zentralen Anforderungen waren eine geringe magnetische Permeabilität ($\mu_r < 1,02$) und ein UHV-verträgliches Design. Verwendete man magnetische Materialien, wären die Kräfte auf die mechanische Konstruktion erheblich. Außerdem würde der magnetische Fluss, der die Elektronen im Strahlrohr transportiert, in magnetisierbaren Teilen verdichtet und dadurch Elektronen aus dem Strahl entfernt. Geeignet sind Edelstähle der Gruppe 1.4429, 1.4435 und 1.4571, sie sind Standardwerkstoffe für UHV-Apparaturen, doch für manche Aufgabenstellungen ungeeignet. So mussten Teile des Detektorhalters beweglich gelagert und gefedert werden, was harte Materialien mit hoher Elastizität erfordert. Es gibt nur wenige Materialien mit diesen Eigenschaften, die UHV-tauglich sind, so z. B. Titan, Berylliumbronze (Beryllium ist giftig) oder Inconel[®]. Härtbare Edelstähle haben durchweg eine zu hohe magnetische Permeabilität.

Vollkeramische Kugellager sind unmagnetisch, waren jedoch in solch kleinen Abmessungen bislang nicht zu bekommen, allenfalls als Sonderanfertigung. Für einstellige Stückzahlen ist dies unwirtschaftlich, zumal der Erfolg herstellerseitig nicht zugesichert werden konnte. Die magnetische Permeabilität von Hybridlagern (Edelstahlringe und Keramik-Kugeln) ist zu hoch, weil die Ringe gehärtet sind. Aufgrund des hohen Feldgradienten im Strahlrohr bleibt ihr Einsatz auf Bereiche mit reduziertem Magnetfeld beschränkt. Sie sind z. B. als Auflager für das Stützrohr im Basisflansch des Manipulators geeignet.

Bei der Materialauswahl mussten die beweglichen Teile individuell aufeinander ab-

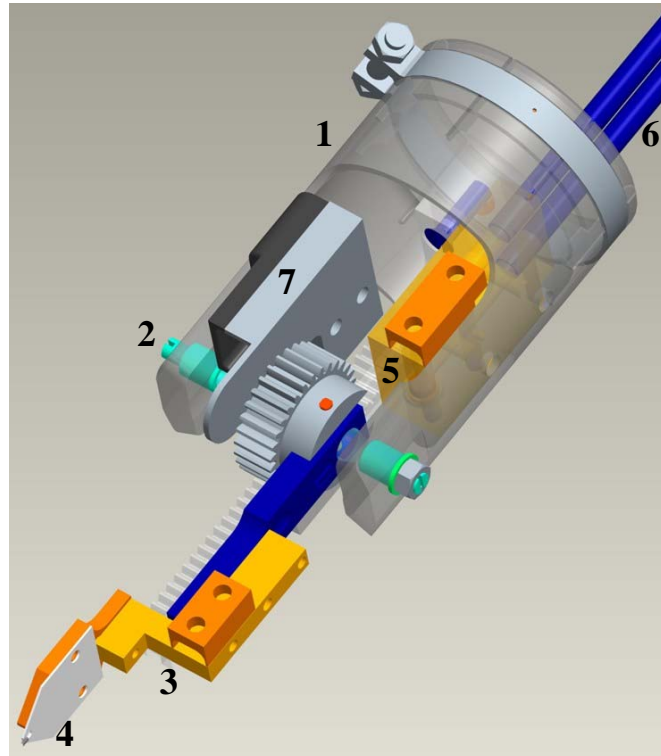


Abbildung 3.11: CAD-Modell des Detektorhalters

Mit dieser Konstruktion wurde die Kombination zweier Linearbewegungen zu einer zweidimensionalen Positionierung umgesetzt. 1: Grundkörper, 2: Achse mit einstellbaren Spitzenlagern, 3: Kaltfinger mit Detektorträgerplattform (4), über eine Kupferlitze (nicht eingezeichnet) mit dem Kupferblock (5) als Wärmesenke verbunden. Durch die Kühlmittelleitungen (6) wird die Wärme abtransportiert. 7: Halter für die Signalleitungen. Der Abstand zwischen der Achse und dem Ende des Detektorträgers beträgt 100 mm, die abtastbare Messfläche hat daher einen Durchmesser von 200 mm. Der Grundkörper passt durch einen CF100-Flansch.

gestimmt werden. Nach der Ultraschall-Reinigung kann Kaltverschweißung an den Kontaktflächen zweier Komponenten auftreten, wenn beide aus dem gleichen Material bestehen. Bei Materialpaarungen wiederum dürfen unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizienten nicht dazu führen, dass sich Komponenten beim Ausheizen lockern. So muss bei Passungen das innere Teil den größeren der beiden Ausdehnungskoeffizienten besitzen. Eine eventuelle Verspannung im heißen Zustand ist dabei tolerabel, denn während des Ausheizbetriebes ist keine Bewegung des Detektorhalters vorgesehen.

Die Achse des Detektorhalters in Abbildung 3.11 wurde wie auch sein Grundkörper aus Edelstahl 1.4571 gefertigt und an ihren Enden in kegelförmigen Titanbuchsen gelagert. Um die Titan-Zahnstange seitlich zu führen und sie spielfrei gegen das Zahnrad zu pressen, wurde rückseitig eine Nut eingefräst, mit der sie am Auflagepunkt über eine vorgespannte Passfeder am Grundkörper gleitet. Der geringe Federweg von

weniger als 1 mm ist auch mit diesem Werkstoff möglich. Nach der Ultraschallreinigung zeigte sich, dass die Materialpaarung alleine (Titan auf Edelstahl) an dieser Stelle nicht ausreicht, um ein Festklemmen zu verhindern.

Um eine zügige weitere Erprobung unter reduzierten Anforderungen an das Vakuum zu ermöglichen, wurde auf die Kontaktflächen von Zahnstange und Passfeder MoS₂-Pulver als Trockenschmierstoff manuell aufgetragen. Dieses Verfahren ist ausreichend, denn im Rahmen dieser Arbeit waren für Detektortests mit Strahlungsquellen nur Vakua im Bereich von 10⁻³ bis 10⁻⁶ mbar notwendig (Abschnitt 4.9). Für den späteren Einsatz ist MoS₂-Pulver nicht anwendbar, weil es sich in der CPS ausbreiten kann. Alternativen sind hier eine industriell applizierte Beschichtung mit Silber oder Wolframdisulfid. Falls Beschichtungen generell vermieden werden sollen, wurde die Lagerung von Achse und Zahnstange in einer Variante auf Keramikugeln umkonstruiert, sie kann bei Bedarf nachgerüstet werden.

3.4.4 Detektorkühlung

Eine der Rauschquellen von Halbleiterdetektoren (Abschnitt 4.3) ist das thermische Rauschen, das mit der Temperatur abnimmt. Für Siliziumdetektoren ist je nach Technologie eine Betriebstemperatur von -20 °C bis -60 °C angebracht. Die Randbedingungen für das Kühlsystem sind neben dem Ultrahochvakuum die mechanische Beweglichkeit des Detektors und der begrenzte Platz im Detektorhalter. Mit Peltier-Elementen (evtl. kaskadiert) kann man die gewünschten Temperaturen erreichen und über den Betriebsstrom stabilisieren. Ihr Einsatz scheitert jedoch an der maximalen Betriebstemperatur. Selbst Hochtemperatur-Ausführungen erlauben nur einen Betrieb bis 110 °C, was für die UHV-Anwendung mit geplantem Ausheizen auf 200 °C nicht ausreicht. Die Verlustwärme des Peltier-Elements muss durch einen zusätzlichen Kühlkreislauf abgeführt werden. Eine einstellbare Temperaturstabilisierung mittels Durchflussregelung von Flüssigstickstoff ist mit einfachen Mitteln nicht realisierbar [Hui03]. Zudem verläuft der Kühlkreislauf im Manipulator horizontal, was sich bei Messungen am Vorspektrometer als störanfällig erwiesen hat, wenn die Leitungen Senken enthalten. Entstehende Gasblasen können nicht abgeführt werden und behindern den Durchfluss [Ren07].

Der Detektor benötigt nur eine geringe Kühlleistung (<0,5 W), deshalb stellt die Kaltgastechnik eine sinnvolle Möglichkeit dar. Das Verfahren wird auch kommerziell angeboten [KGW07]. Es ermöglicht die Regelung von Gastemperatur und -menge über einen weiten Temperaturbereich hinweg durch eine variable Verdampferleistung in Verbindung mit einem zusätzlichen Wärmetauscher im Gasstrom. So lange die Strömungsgeschwindigkeit des Gases nicht zu hoch ist, sollte das Verfahren auch weniger Mikrofonie hervorrufen als die Gasblasen, die sich bilden, wenn der Flüssigstickstoff an den zu kühlenden Flächen verdampft. Deswegen wurde diese Variante auf ihre Anwendbarkeit getestet.

Um das Konzept kostengünstig zu qualifizieren, wurde eine Kaltgasanlage aus Labormaterialien aufgebaut. Ein elektrischer Verdampfer wurde so dimensioniert, dass

er mit einer SELV⁴ in einem metallischen Dewargefäß betrieben werden kann. Er besteht aus sechs in Reihe geschalteten Leistungswiderständen (0,47 Ω/15 W). Diese wurden zusammen mit einem Pt100-Temperatursensor auf einem Aluminiumblech montiert. Mit dem Temperatursignal und einem Schwellwertschalter wird der Heizstromkreis unterbrochen, wenn der Flüssigstickstoff im Dewargefäß verbraucht ist, da eine weitere Wärmezufuhr zu Überhitzung führt. Das entstehende kalte Stickstoffgas wird durch eine Schaumgummi-isolierten Silikonschlauch über eine VCR⁵-Vakuumdurchführung in den Detektor-Kühlkreislauf geleitet.

Beim Aufbau des Kühlsystems wurde die thermische Ankopplung des Detektorhalters über eine flexible Kupferlitze getestet, denn der Kühlmittelkreislauf kann nicht bis zum Detektor-Kaltfinger geführt werden. Der minimale Biegeradius soll 10 mm nicht überschreiten. Edelstahl-Wellschläuche mit einem ausreichenden Innendurchmesser (4-6 mm) sind demzufolge nicht verwendbar, da sie zu unflexibel sind. Die Bewegung der Schläuche kann auch zu Materialermüdung und damit zu einem Leck im Kühlkreislauf führen. Deshalb wurde nahe der Drehachse im Detektorhalter ein u-förmig durchbohrter Kupferblock montiert, in den die Kühlmittel-Leitungen eingeschweißt sind. Der Detektor-Kaltfinger wird über eine Kupferlitze an diese Wärmesenke angekoppelt. Der bewegliche Abschnitt der Kühlstrecke wird somit rein durch Wärmeleitung realisiert. Die Litze wurde am Kupferblock und am Kaltfinger mit einer Klemmverbindung befestigt, weil Lötversuche mit UHV-tauglichem eutektischem Kupfer-Silber-Hartlot kein zufriedenstellendes Ergebnis lieferten. Durch die Kapillarwirkung floss das Lot 10-20 mm weit in die Litze hinein und verwandelte sie auf dieser Länge in einen starren Draht. Der verbleibende bewegliche Teil der Litze war zu kurz und ermöglichte nicht den vollen Bewegungsbereich des Detektorhalters.

Hersteller von Vakuumbauteilen bieten Kupferlitzten mit geeignetem Querschnitt an. Weil das Verhältnis von Oberfläche zu Querschnitt mit sinkendem Durchmesser stark anwächst, bestehen sie aber nur aus wenigen, dafür dickeren Einzeldrähten. Für die gestellte Aufgabe sind diese Ausführungen jedoch nicht flexibel genug. Stattdessen wurde eine hochflexible Rundlitze der Firma ampac (Best.-Nr. 1410060) [Amp07] mit 10 mm² Querschnitt und hervorragenden mechanischen Eigenschaften verwendet. Sie besteht aus 2562 Einzeldrähten mit 0,07 mm Durchmesser aus Elektrolyt-Kupfer, ihr Gesamtdurchmesser beträgt 4,9 mm. Eine Ausgasratenmessung (Abschnitt 3.6.2) ergab, dass dieses Produkt durchaus UHV-geeignet ist, obwohl es nicht speziell hierfür angeboten wird, sondern für Stromzuführungen in der Galvanotechnik. Detailliertere Messungen unter Verwendung eines Massenspektrometers befinden sich gerade in Vorbereitung, um das erste Ergebnis zu bestätigen [Ren10].

Die Funktionsfähigkeit der Kühlung wurde mit einem Vorversuch erfolgreich getestet. Der thermische Widerstand der Litze (Länge 10 cm) führt zu einem Temperaturgradienten entlang ihres Verlaufs. Bei einer Detektortemperatur von -50 °C stellte sich eine Temperaturdifferenz von ca. 40 K zur Wärmesenke ein. Die thermische Ver-

⁴Safety Extra Low Voltage, früher als Schutzkleinspannung bezeichnet

⁵VCR bezeichnet eine Rohrverbinderbaureihe der Firma Swagelok. Sie zeichnet sich dadurch aus, dass sie im Gegensatz zu gewöhnlichen Klemmringverschraubungen hochvakuumgeeignete Verbindungen ermöglicht, die auch nach Lösen und Wiederverbinden noch dicht sind.

lustleistung des Detektors wurde mit 0,5 W großzügig abgeschätzt und durch einen Heizwiderstand simuliert. Das System bietet ausreichend Leistungsreserven, um bei Bedarf auch Detektortemperaturen von -80 °C zu erreichen.

In Abbildung 3.11 ist der Kaltfinger bereits in einer Konstruktionsvariante zu sehen, bei der der Detektor an der Spitze eines Keramiksubstrats montieren wird. So berührt er in seiner permanenten Messposition nicht den inneren Flussschlauch. Auf dem Substrat soll sich später auch eine erste Vorverstärkerstufe befinden, denn die Signale sind zu empfindlich, um sie durch 1,5 m lange Kabel zur Vakuumdurchführung am hinteren Ende des Manipulators zu übertragen.

3.5 Positioniergenauigkeit

In der Messebene des Monitordetektors herrscht kein homogenes Magnetfeld, so dass der Fluss von β -Elektronen zur Strahlmitte hin zunimmt (Abschnitt 3.3). An der permanenten Messposition im radialen Abstand 7,4 cm von der Strahlachse ändert er sich um 0,24 % pro mm. Neben seiner späteren Aufgabe der permanenten Aktivitätsmessung ermöglicht das bewegliche Detektorsystem Untersuchungen der elektromagnetischen Abbildungseigenschaften der Spektrometer bei deren Inbetriebnahme. So kann die Position eines Elektronenstrahls beim Eintritt in die Spektrometer vermessen und mit derjenigen verglichen werden, die ein ortsauflösender Detektor an der Austrittsseite misst. Die präzise und reproduzierbare Detektorpositionierung ist daher für den Monitordetektor eine zentrale Voraussetzung. Spezifiziert war eine Genauigkeit von $50\text{ }\mu\text{m}$, die durch Messungen verifiziert werden sollte.

3.5.1 Messungen mit dem Koordinatenmesstisch

An der Universität Münster wird das innere Drahtelektrodensystem des Hauptspektrometers entwickelt, dessen Drähte mit einer Toleranz von 0,1 - 0,2 mm montiert sein müssen, um die erforderliche Homogenität des Retardierungspotenzials in der Analysierebene zu gewährleisten. Während des Fertigungsprozesses sind Qualitätssicherungsmaßnahmen erforderlich. Um die mechanische Genauigkeit der Drahthalterungen zu testen, wurde ein Montage- und Prüflabor eingerichtet, dessen zentraler Bestandteil ein 3D-Koordinatenmesstisch ist (Abbildung 3.12). An seinem Ausleger kann man anstelle mechanischer Messtaster eine Kamera montieren. Ihre Bilder werden von einer Bilderkennungs-Software analysiert und dadurch die Position des aufgenommenen Objekts bestimmt.

Dieses System eignet sich gut, um die Positionierungsgenauigkeit des Manipulators und des Detektorhalters zu messen. Die Software kann z. B. die zweidimensionale Position von Bohrungen den Haltestrukturen für die Drahtelektroden mit einer Genauigkeit von 0,05 mm bestimmen. Die dritte Dimension kann man zwar prinzipiell nicht direkt mit einer einzigen Kamera messen, jedoch ist der Schärfentiefebereich der verwendeten Optik mit 0,1 mm so gering, dass man von einer nahezu dreidi-

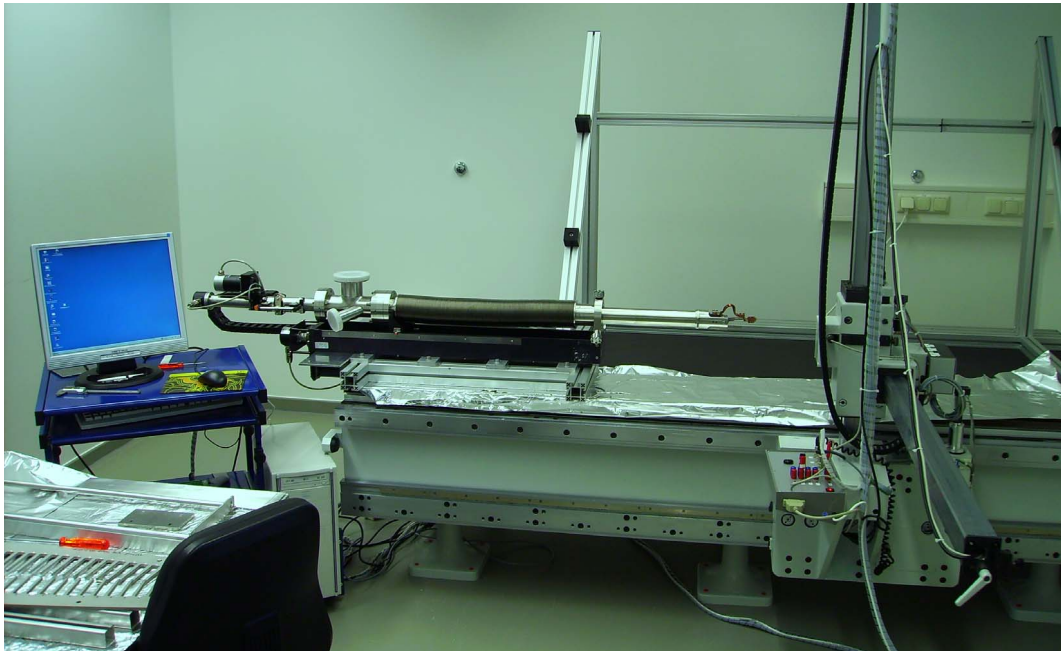


Abbildung 3.12: Manipulator auf dem 3D-Koordinatenmesstisch
Rechts ist der Messarm zu sehen, an seinem Ausleger ist die Digitalkamera montiert, deren dreidimensionale Position an den Rechner übertragen wird.

mensionalen Positionserfassung sprechen kann. Sobald man ein scharfes Bild hat, ist die dritte Koordinate hinreichend genau bestimmt. Diese war in erster Linie beim Ausrichten des Manipulators auf dem Tisch wichtig, damit er parallel zur x-Achse verfährt. Die eigentlichen Messungen erfolgten in zwei Dimensionen.

Der Manipulator wurde horizontal auf dem Messtisch fixiert, somit entsprach die Situation der späteren Einbaulage. Als Messobjekt und Modell des Detektorträgers diente eine Keramikscheibe mit einer 2 mm-Bohrung, denn die vorhandene Bilderkennungsoftware ist auf die Positionsbestimmung von Bohrungen optimiert. Der Mittelpunkt der Bohrung befand sich an der späteren Position der aktiven Detektorfläche, 100 mm von der Drehachse des Detektorhalters entfernt.

Linearität der Stützrohrbewegung

Die Messungen begannen mit Untersuchungen der Bewegung des Stützrohrs, es wurde in x-Richtung über eine Strecke von 54 cm in Schritten von 3 cm (entsprechend jeweils 14000 Motorschritten) verfahren. Bei einer ersten Datenanalyse vor Ort ergaben sich in y-Richtung Abweichungen von bis zu 1,2 mm (Abbildung 3.14 oben). Weil der Verlauf nicht linear ist, schied eine mangelnde Parallelität von Tischebene und Manipulatorkonstruktion als alleinige Ursache aus. Es war auch deutlich zu erkennen, dass sich das Stützrohr auf Teilen des Fahrwegs von den Stabilisierungslagern im Basisflansch abhob. Der bewegliche Flansch und das an ihm befes-

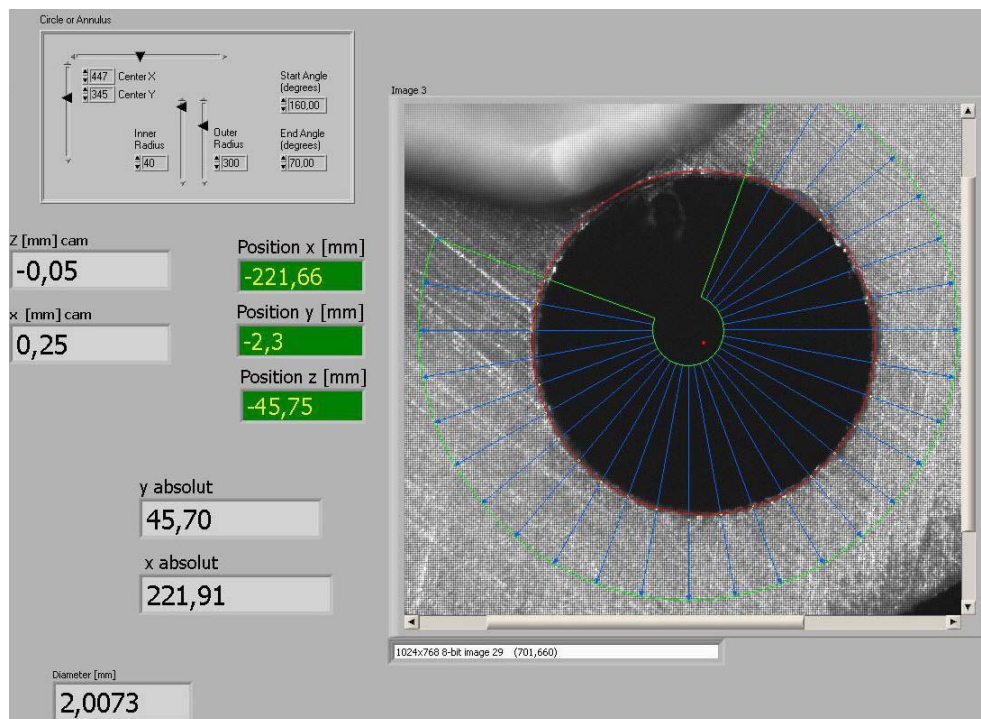


Abbildung 3.13: Benutzeroberfläche des Messtisch-Programms

Der Bilderkennungs-Algorithmus sucht in einem frei parametrierbaren Sektor entlang von Radiusvektoren einen Kontrastübergang, der die Bohrung markiert. Durch die gefundenen Randpunkte wird ein Kreis interpoliert, dessen Mittelpunkt die Position des Lochs in Kamerakoordinaten darstellt. Zusammen mit der Kameraposition relativ zum Tisch wird die absolute Position der Bohrung berechnet.

tigte Stützrohr stehen nicht exakt senkrecht aufeinander. In Verbindung mit dem Spiel der Linearführung am beweglichen Flansch lag das Stützrohr nicht durchgehend auf den beiden unteren Stabilisierungslagern im Basisflansch auf. Das dritte Lager (oben) ist federnd eingebaut und sollte das Stützrohr gegen die beiden unteren (feststehenden) Stabilisierungslager drücken. Die verwendete Feder wurde jedoch vom Hersteller für diese Aufgabe viel zu schwach dimensioniert. Das Verhalten war reproduzierbar, wie ein zweiter Durchlauf zeigte. Um zu sehen, wie gut die Positionierung arbeitet, wenn die Stabilisierungslager ihre Aufgabe besser erfüllten, wurde die Flanschverbindung am beweglichen Flansch so weit gelockert, bis die mechanische Verspannung verschwunden war und das Stützrohr über den gesamten Verfahrensweg hinweg auf den unteren Stabilisierungslagern auflag. Mit dieser Modifikation erfolgte ein dritter Messdurchlauf.

Durch das Lockern des Flansches zog sich die Schubstange etwas nach hinten und bewegte den Hebel am Detektorhalter um 10 mm nach unten. Der Versatz wurde für die dritte Punkteschar berücksichtigt, so dass die dritte Kurve im gleichen Punkt startet wie die ersten beiden. Die weitere Auswertung bezieht sich nur auf diese dritte Kurve. Ihr Verlauf wurde durch eine lineare Regression angenähert. Die Abweichung

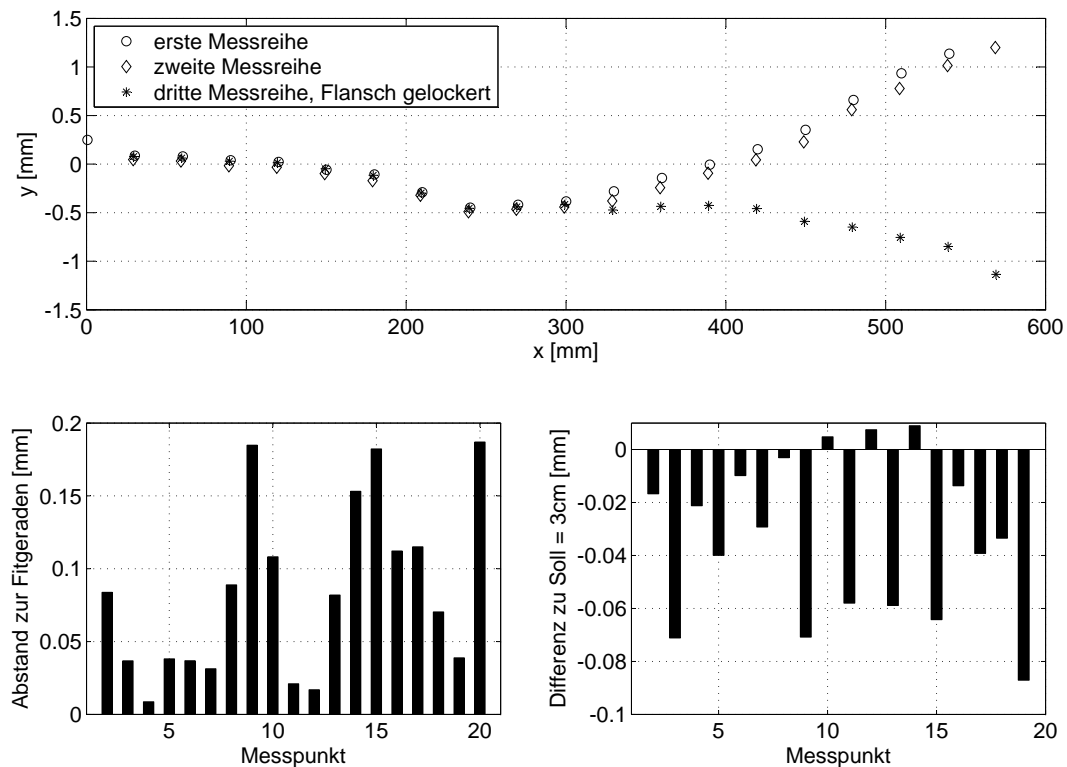


Abbildung 3.14: Linearitätsmessung der Stützrohr-Bewegung

Oben: Während der ersten beiden Messungen war die Stützrohrhalterung am beweglichen Flansch verschraubt. Bei ca. 300 mm hob das Stützrohr von den Auflagepunkten ab. Die dritte Messung mit gelockertem Flansch war über diesen Punkt hinaus geradliniger, weil das Stützrohr durchgängig Kontakt zu den Auflagepunkten hatte.

Unten: Abweichungen der dritten Messreihe von der Fitgeraden.

in y-Richtung wurde durch den Abstand der gemessenen Punkte zur Fitgeraden bestimmt (Abbildung 3.14 unten links). Für die Abweichung in x-Richtung wurden die Messpunkte auf die Fitgerade projiziert und der gegenseitige Abstand der Lotfußpunkte mit der vorgegebenen Schrittweite von jeweils 3 cm verglichen (Abbildung 3.14 unten rechts). Die mittlere Abweichung lag in y-Richtung bei $84 \mu\text{m}$ und in x-Richtung bei $-31,1 \mu\text{m}$.

Reproduzierbarkeit

Aus der Initialisierungsposition (-100 mm/0 mm) heraus wurden zwei willkürlich gewählte Zielkoordinaten innerhalb des Messbereichs mit jeweils 25 Wiederholungen angefahren. Messpunkt 1 mit den Koordinaten (0 mm/100 mm) lag auf der x-Achse, beim zweiten Messpunkt (50 mm/-50 mm) wurde zusätzlich auch der Detektorhalter geschwenkt. Die Kamera musste nur einmalig auf die Zielpositionen eingerichtet werden und blieb bei den Wiederholungen unverändert. Fehler durch das Wegmess-

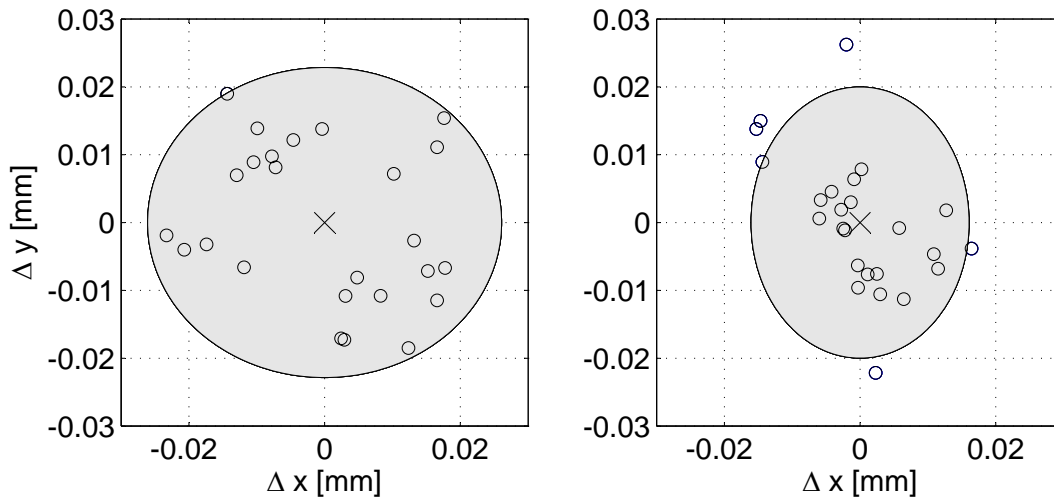


Abbildung 3.15: Reproduzierbarkeit der Positionierung

links: Zielkoordinate (0 mm/100 mm) war auf der x-Achse gewählt, rechts: Zielkoordinate (50 mm/-50 mm) lag abseits der x-Achse. Die Kreuze markieren die Mittelwerte der x- und y-Koordinaten. Bezüglich dieser wurden die Abweichungen Δx und Δy berechnet. Eingezeichnet sind Ellipsen mit den Halbachsen $2\sigma_x$ und $2\sigma_y$

system des Auslegers fallen dadurch nicht ins Gewicht, es bleiben allein die Fehler aus der Bilderkennung. Für die Streuung der tatsächlich erreichten Positionen um ihren Mittelwert ergaben sich folgende Standardabweichungen σ_x bzw. σ_y in x- und y-Richtung um den Mittelwert:

Messpunkt	σ_x [mm]	σ_y [mm]
1	0,013	0,008
2	0,0114	0,01

In Abbildung 3.15 sind die Daten aufgetragen. Die schattierten Bereiche sind Ellipsen mit den Halbachsen $2\sigma_x$ bzw. $2\sigma_y$. Statistisch sollten aus dieser zweidimensionalen Datenmenge 91 % der Punkte innerhalb dieses Bereichs liegen.

3.5.2 Diskussion der Ergebnisse und weiteres Vorgehen

Der Manipulator wurde mit einer Reproduzierbarkeit von 50 μm spezifiziert und die Messungen ergaben, dass dieses Ziel erreicht ist. Die Stabilisierungslager für das Stützrohr im Basisflansch müssen verbessert werden. Die festen Halterungen für die Lager wurden um drei Lineartranslatoren erweitert, mit denen man sie um $\pm 12,5$ mm einstellen kann⁶. Die Feder aus der oberen Halterung wurde entfernt. Das Stützrohr ist außen geschliffen und hat somit über die gesamte Länge hinweg einen

⁶Ein Verfahrensweg von $\pm 2-3$ mm wäre ausreichend, um die Fertigungstoleranzen auszugleichen. Das verwendete Kaufteil stellt trotz des größeren Hubs die kompakteste Lösung dar.

hinreichend konstanten Durchmesser. Daher sollte man auf eine Federung verzichten und das obere Lager gegen das Rohr drücken können. Falls die verwendeten Edelstahl-Kugellager durch die Ultraschallreinigung oder das Ausheizen Schaden nehmen (Kaltverschweißung), kann man sie evtl. mit Silber beschichten oder durch Gleitauflagen aus Aluminiumoxid bzw. Wolframcarbid ersetzen.

Als weitere Option bietet sich eine kardanische Aufhängung des beweglichen Flansches mit der Stützrohrfixierung an. In Verbindung mit den einstellbaren Lagern im Basisflansch werden mechanische Spannungen vermieden, die auftreten, wenn das Stützrohr nicht senkrecht zur Ebene des beweglichen Flansches steht. Die mangelnde Ausrichtung resultiert aus Fertigungstoleranzen beim Einschweißen des Rohrs in den Befestigungsflansch und beim Zusammenbau aus der ungleichmäßigen Verformung der Kupferdichtung zwischen den Flanschen, selbst wenn das Anziehen der Schrauben über Kreuz und mit festgelegten Drehmomentstufen erfolgt.

Bei den Messungen mit dem Koordinatenmesstisch wurde der Manipulator prinzipbedingt ohne eine Druckdifferenz betrieben, die im evakuierten Zustand auftritt. In diesem Fall wirkt auf den beweglichen Flansch des großen Membranbalges eine Kraft von ca. 600 N und durch das Lagerspiel der Linearführungen ist eine Verformung der Haltekonstruktion zu erwarten. Verglichen mit der durchgeführten Positionsbestimmung des Detektorhalters ist eine mechanische oder optische Messung mit einer Genauigkeit im Mikrometerbereich unter Vakuumbedingungen jedoch ungleich schwerer. Diese Aufgabenstellung wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht berücksichtigt.

3.6 Der Ultrahochvakuum-Teststand

Der Monitor-detektor soll direkt mit dem KATRIN-Strahlrohr (Primärvakuum) verbunden werden, folglich müssen alle vakuumberührten Teile so beschaffen sein, dass ein Restgasdruck von 10^{-11} mbar nicht überschritten wird. Die verwendeten Materialien und Bauteile müssen vor dem Einbau durch Messung ihrer Gasabgaberate qualifiziert werden. Diese kann oberflächenbezogen und auch gasartabhängig betrachtet werden. Letzteres ist angebracht, weil im UHV-Bereich die Pumpleistung für verschiedene Gase in der Regel unterschiedlich ist. Voraussetzung für die niedrige Gasabgaberate ist eine ausreichende Temperaturbeständigkeit der Komponenten, weil Enddrücke unterhalb 10^{-9} mbar in praktikablen Zeitspannen nicht ohne Ausheizen erreicht werden. Das Vakuumsystem für den Monitor-detektor soll auf 150-200 °C ausheizbar sein, wobei das eigentliche Detektorelement eine gesonderte Betrachtung benötigt, da dessen Maximaltemperatur noch nicht feststeht.

3.6.1 Aufbau

Um die Gasabgaberate von Bauteilen zu messen, wurde ein UHV-Teststand nach Abbildung 3.16 aufgebaut. Evakuiert wird er durch eine magnetgelagerte Turbomolekularpumpe (1) vom Typ EBARA ET801H mit einem Saugvermögen von 800 l/s

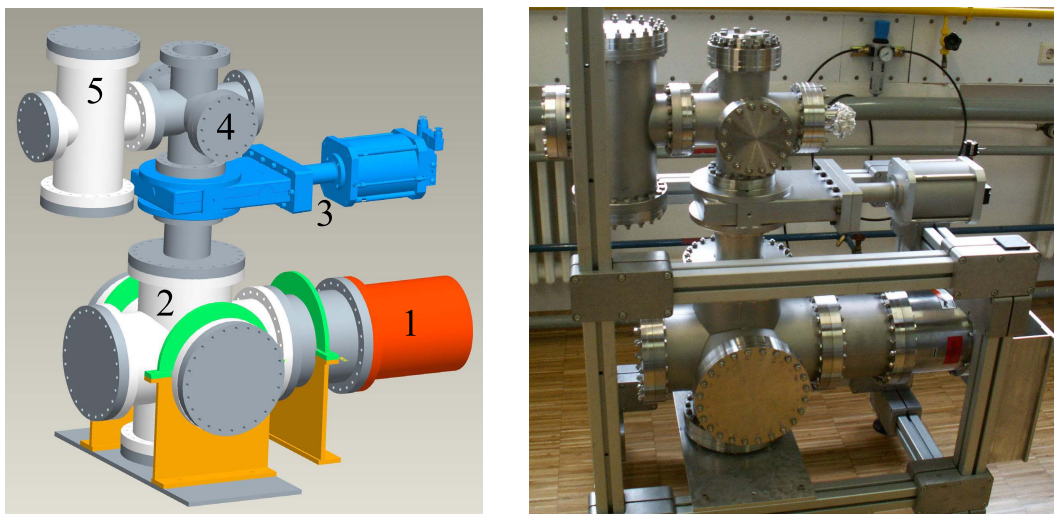


Abbildung 3.16: Ultrahochvakuum-Teststand

Links als CAD-Modell, rechts als realer Aufbau ohne Heizbänder und Isolation.

und eine trocken laufende Vorvakuumpumpe. Die Turbomolekularpumpe wurde an ein CF200-Doppelkreuz (2) montiert, welches das Strahlrohr darstellt. Auf dieses wurde ein Ganzmetallschieber (3) mit 100 mm Nennweite gesetzt, der das Detektorsystem vom Primärvakuum abkoppelt. Das CF100-Doppelkreuz (4) ermöglicht es, den Detektorhalter vollständig aus dem Ventilbereich herauszufahren. Am Teststand ist hier die Hochvakuum-Druckmessröhre und das Belüftungsventil angebracht. Im späteren Einsatz an der CPS wird der Manipulator über dieses Kreuzstück vorevakuiert, bevor das Ventil zum Strahlrohr geöffnet wird. Der Teststand bekam zusätzlich noch eine Probenkammer (5) in Form eines CF160-CF100 Reduzierkreuzes für die zu untersuchenden Bauteile.

Mit einem solchen Teststand soll auch das komplett aufgebaute Monitordetektor-System, bestehend aus Manipulator, Detektorhalter, Kühlkreislauf und elektrischer Signalauskopplung unter ähnlichen Vakuumbedingungen getestet werden, wie sie am späteren Einbauort im KATRIN-Primärvakuum anzutreffen sind. Der erreichbare Enddruck beträgt laut Spezifikation der Turbopumpe $5 \cdot 10^{-11}$ mbar. Die Strahlrohrtemperatur im Zugangsport der CPS wird nicht simuliert. Der Teststand ist vertikal aufgebaut, weil ursprünglich vorgesehen war, den Detektor von oben in das Strahlrohr zu fahren. Die Grundlagen zur Ausgasratenmessung nach der Druckanstiegsmethode sind im Anhang A aufgeführt.

Das Ergebnis einer solchen Messung mit dem Teststand ist in Abbildung 3.17 zu sehen. Der erste Sprung um 1-2 Größenordnungen kommt von der Gasmenge, die beim Schließen des Ventils aus dessen Mechanik freigesetzt wird. Mitunter sinkt danach der Druck nochmals kurz ab, weil ein Teil des Gases wieder an den Behälterwänden adsorbiert wird. Die Analyse nutzt die anschließenden 30 Sekunden als Auswertintervall. Die gemessene Gasabgaberate des leeren Rezipienten ergibt den Bezugswert für die Messung mit den zu untersuchenden Proben. Die Ausheiztemperatur muss

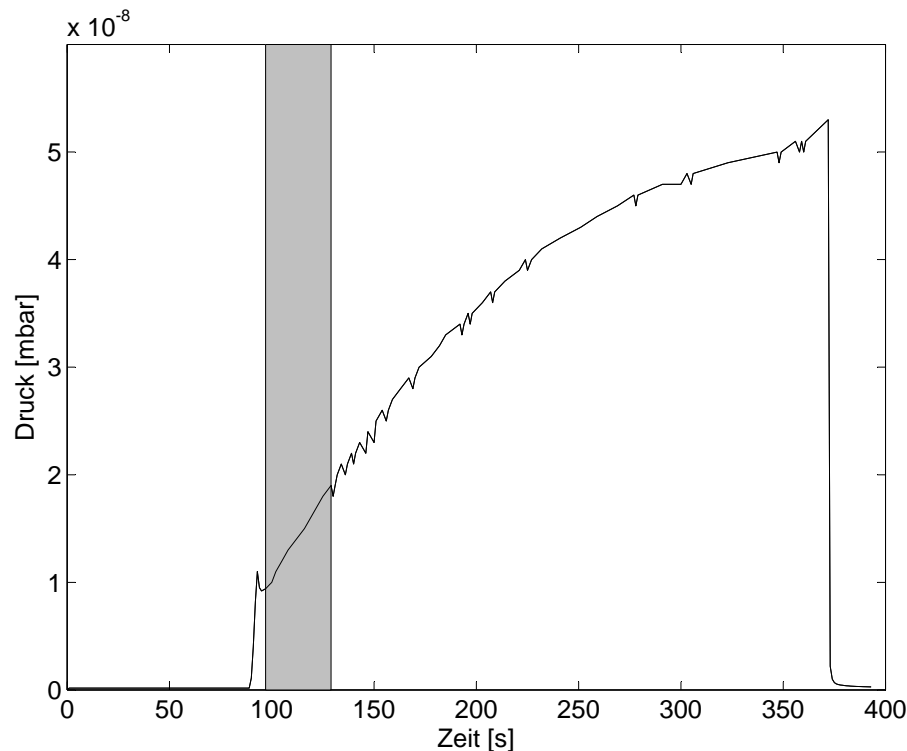


Abbildung 3.17: Druckanstiegsmessung am Beispiel einer Kupferlitze
 Bei einem Ausgangsdruck von $1,7 \cdot 10^{-10}$ mbar wurde das Ventil zur Probenkammer geschlossen. Der erste steile Druckanstieg auf 10^{-8} mbar resultiert aus Gasmengen, die beim Betätigen der Ventilmechanik freigesetzt werden. Danach beginnt das Auswertintervall (schattiert) zur Bestimmung der Ausgasrate. Nach der Messung wurde das Ventil wieder geöffnet und der Druck sinkt rasch auf das Ausgangsniveau.

in beiden Fällen identisch sein. Bei den durchgeführten Messungen wurde nach dem Aufheizvorgang mit einer Rampe von $40 \text{ }^\circ\text{C/h}$ 24 Stunden lang bei einer Temperatur von $200 \text{ }^\circ\text{C}$ ausgeheizt. Nach dem Abkühlen auf Raumtemperatur wurde aus der Steigung der Druckanstiegskurven eine Gasabgaberrate von $9 \cdot 10^{-13} \text{ mbar}\cdot\text{l}/(\text{s}\cdot\text{cm}^2)$ für die leere Messkammer ermittelt. Die gemessenen Werte streuen zwischen $5,6 \cdot 10^{-12} \text{ mbar}\cdot\text{l}/(\text{s}\cdot\text{cm}^2)$ direkt nach dem Abkühlen und $7,5 \cdot 10^{-13} \text{ mbar}\cdot\text{l}/(\text{s}\cdot\text{cm}^2)$ nach einer weiteren Woche Pumpzeit.

3.6.2 Durchgeführte Ausgasratenmessungen

Zwei kritische Komponenten des Detektorsystems wurden exemplarisch getestet, um ihre prinzipielle Eignung festzustellen. Es handelte sich um eine Polyimidfolie, um die Verwendbarkeit kunststoffisolierter Messleitungen zu prüfen, sowie eine feinadrigere Kupferlitze mit großer innerer Oberfläche, die zur Detektorkühlung eingesetzt werden soll. Die Proben wurden ebenfalls nach dem KATRIN-internen Verfahren

für UHV-Bauteile gereinigt und 24 Stunden bei 200 °C ausgeheizt. Die in Abschnitt 3.4.4 beschriebene hochflexible Kupferlitze ist kein spezielles Produkt für den Vakuum Einsatz. Sie besteht aus 2562 Einzeldrähten, die miteinander verseilt sind und dadurch eine vielfach verdeckte innere Oberfläche darstellen, deren effektive Größe man nicht angeben kann. Als Muster diene ein Stück von einem Meter Länge.

Der elektrische Signaltransport vom Detektor aus dem Vakuum heraus erfordert isolierte Leitungen. Bevorzugt verwendet man dazu im UHV-Bereich Glas- oder Keramikperlen, die man auf blanken Draht fädelt, der nach Möglichkeit massiv ausgeführt wird, weil eine Litze bei gleichem Leiterquerschnitt eine größere Oberfläche aufweist. Diese Art der Isolation ist für den vorliegenden Fall ungeeignet, weil die mechanische Flexibilität nicht ausreicht. Einige Signale erfordern abgeschirmte Leitungen mit definierter Impedanz, die mit einer solchen Technik praktisch nicht realisierbar sind. Abhängig von der Detektortechnologie müssen inklusive einer Temperaturmessung 10 bis 15 Signale vom Detektorhalter durch das Stützrohr hindurch und am beweglichen Teil des Manipulators nach außen geführt werden. Der Durchmesser des Leitungsbündels soll maximal 1 cm betragen, sein kleinster Biegeradius soll am Detektorhalter 3 cm nicht überschreiten. Diese Anforderungen können nur von UHV-geeigneten kunststoffisolierten Kabeln erfüllt werden. Einzelne Litzen, Flachbandkabel und Koaxialkabel mit nur 2,3 mm Durchmesser sind erhältlich und dank Polyimid⁷-Isolation je nach Kabeltyp ausheizbar bis 250 oder 300 °C.

Weil die genaue Kabelkonfiguration noch nicht feststeht, wurde eine Polyimidfolie als Materialprobe untersucht, um eine erste Aussage über die Verwendbarkeit zu bekommen. Sie hatte eine Größe von 38×25 cm², die Oberfläche entspricht damit der von 26 m Koaxialleitung mit einem Durchmesser von 2,3 mm (Katalogangabe). Für Spannungsversorgungen oder Temperatursensoren reichen Flachbandkabel mit geringerer Oberfläche aus. Somit stellt die getestete Folie ein sinnvoll dimensioniertes Modell dar, mit der Einschränkung, dass sich in den realen Litzen und Kabeln virtuelle Lecks befinden können. Nach Abschluss der Ausgasratenmessung wurde die Folie optisch begutachtet, wobei keine Materialveränderungen hinsichtlich Farbe, Form oder Oberflächenbeschaffenheit erkennbar waren. Die Einsatztemperatur von 200 °C ist damit gewährleistet.

Die beschriebenen Versuche wurden mit einigen Vereinfachungen durchgeführt. Die Ausgasrate ist temperaturabhängig, die Apparatur wurde bei schwankender Raumtemperatur (23 ± 3 °C) betrieben, durch Sonneneinstrahlung erhöhte sich z. B. der Enddruck reproduzierbar von 1,5 · 10⁻¹⁰ auf 1,7 · 10⁻¹⁰ mbar. Die Druckmessung im Teststand erfolgte mit einer Kaltkathoden-Vakuummessröhre MKS 421 ohne individuelles Kalibrierprotokoll. Ihre Messwerte sind abhängig von der Gasart, und da kein Restgasanalysator zur Verfügung stand, wurde die Stickstoffkalibrierung der Messröhre anstelle spezifischer Gaskorrekturfaktoren verwendet. Bei einer Ausheiztemperatur von 200 °C wurden die Gaslast und die flächenbezogene Ausgasrate gemessen. Die Werte liegen in einem Bereich, der für Primärvakuumkomponenten des KATRIN-Experiments zulässig ist.

⁷Handelsnamen dieser Materialien sind z. B. Kapton[®] oder Vespel[®]

Tabelle 3.3: Ausgasraten der Messkammer und zweier Materialproben

Für die Kupferlitze kann keine flächenbezogene Rate angegeben werden, da die effektiv wirksame Oberfläche nicht bekannt ist.

Probe	Gaslast [mbar·l/s]	Ausgasrate [mbar·l/(s·cm ²)]
Leere Probenkammer	$3,0 \cdot 10^{-9}$	$6,9 \cdot 10^{-13}$
Kaptonfolie	$8,8 \cdot 10^{-9}$	$1,7 \cdot 10^{-11}$
Kupferlitze (1m)	$1,4 \cdot 10^{-9}$	nicht anwendbar

Der Teststand wird derzeit umgebaut und erweitert, um die UHV-Tauglichkeit von elektronischen Schaltungen in Hybridbauweise systematisch zu untersuchen. Seine temperierte Probenkammer erhöht die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse und ermöglicht die Messung von Ausgasraten bei unterschiedlichen Betriebstemperaturen. Ein integrierter Restgasanalysator gibt Aufschluss über die Gaszusammensetzung im Rezipienten, mit den Gaskorrekturfaktoren der Vakuummessröhre verbessern sich auch die quantitativen Aussagen [Ren10].

3.7 Zusammenfassung Kapitel 3

In diesem Kapitel wurde beschrieben, wie wichtig eine zusätzliche permanente Messung der Quellaktivität für die systematischen Unsicherheiten des KATRIN-Experiments ist. Das Konzept eines beweglichen Detektors innerhalb der Kryopumpstrecke sowie dessen vakuumtechnische Umsetzung wurden vorgestellt. Der aufgebaute Detektormanipulator erfüllt die Anforderungen an die mechanische Reproduzierbarkeit, mit der das Detektorelement seine Messpositionen erreicht. Die zweidimensionale Positionierung erfolgt rechnergesteuert und ermöglicht eine Abtastung des gesamten Flussschlauches, der in der Messebene des Monitordetektors einen Durchmesser von 15-16 cm haben wird. Ein Ultrahochvakuum-Teststand zur Charakterisierung von Materialien und Bauteilen anhand ihrer Gasabgaberate wurde aufgebaut und in Betrieb genommen. Beim Entwurf des Detektorhalters als kritisch betrachtete Komponenten erwiesen sich als geeignet, um unter Bedingungen des KATRIN-Primärvakuums Verwendung zu finden.

Das folgende Kapitel beginnt mit den Grundlagen von Halbleiterdetektoren und beschreibt danach die Technologie von Silizium-Driftdetektoren. Ein solcher wurde an den beweglichen Detektorhalter adaptiert und mit selbst entwickelten Vorverstärkerkomponenten in Betrieb genommen. Mit einem Testaufbau wurden charakteristische Eigenschaften des Detektorsystems bestimmt und das Emissionsprofil einer kollimierten Röntgenquelle gemessen.

Kapitel 4

Detektorentwicklung

Der Monitordetektor soll Elektronen mit einer Energie von maximal 18,6 keV nachweisen, die mittlere Energie beträgt nur 5,67 keV. Dem gegenüber steht eine Intensität von $1,7 \cdot 10^6$ Elektronen pro Sekunde und Quadratmillimeter. Das Detektorelement mit einer Pixelgröße im Submillimeterbereich muss eine hohe Rate von niederenergetischen Elektronen verarbeiten, daher stellt ein Halbleiterdetektor die geeignete Technologie dar. Dieses Kapitel beginnt mit der Wechselwirkung ionisierender Strahlung mit Materie, wiederholt die Grundlagen von Halbleiterdetektoren und stellt danach eine spezielle Ausführung, die so genannten Silizium-Driftdetektoren (SDD) genauer vor. Ein solcher SDD wurde als Prototyp für das Detektorelement des KATRIN-Strahlmonitors eingesetzt und eine anwendungsspezifische Vorverstärkerelektronik entwickelt.

4.1 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

Ionisierende Strahlung kann aufgrund verschiedener Wechselwirkungsarten mit Materie ein elektrisches, optisches oder thermisches Signal liefern. Nach einem kurzen Überblick der wichtigsten Mechanismen folgt eine Beschreibung von Halbleiterdetektoren für niederenergetische Elektronen.

Photonen können durch elektromagnetische Wechselwirkung mit den Elektronen in Materie ein Signal erzeugen, dessen Ursprung entweder der Photoeffekt, die Comptonstreuung oder die Paarbildung ist. Die Wirkungsquerschnitte hängen von der Photonenenergie und der Kernladungszahl Z der Materie ab, wie in Abbildung 4.1 dargestellt ist [Leo94, Sch03]. Speziell für Silizium mit $Z=14$ ergibt sich das in Abbildung 4.2 gezeigte Verhalten.

Photoeffekt Ein Photon kann seine Energie vollständig an ein gebundenes Elektron übertragen und es aus der Hülle herauslösen. Energie- und Impulsbilanz müssen ausgeglichen sein, wobei der Atomkern als dritter Stoßpartner den Rückstoßimpuls des Photons aufnimmt. Der Wirkungsquerschnitt ($\sim Z^2$) ist

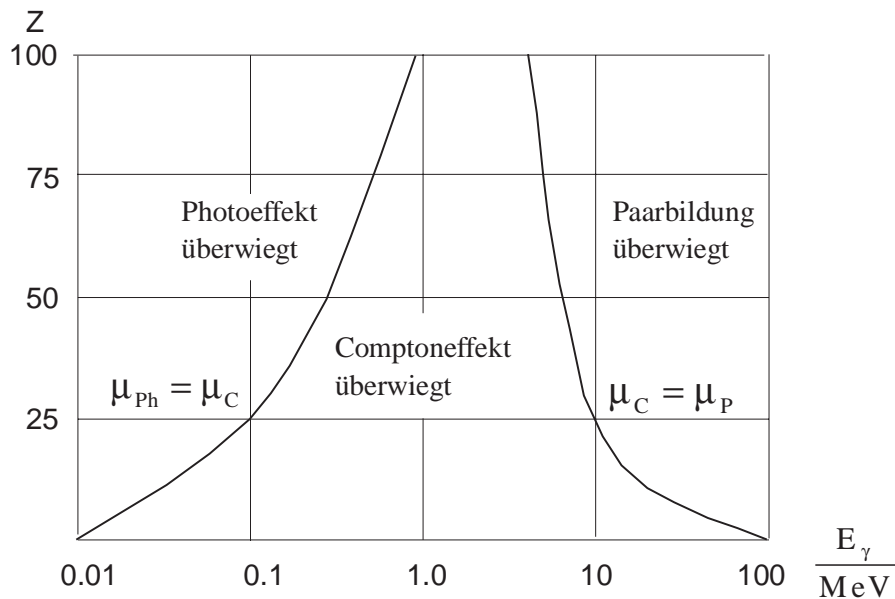


Abbildung 4.1: Wechselwirkung von Photonen mit Materie Im niederenergetischen Bereich und bei geringen Kernladungszahlen dominiert der Photoeffekt, für hohe Photonenergien in Verbindung mit hohen Kernladungszahlen überwiegt die Paarbildung (aus [Sch03]).

besonders groß, wenn die Photonenenergie mit der Bindungsenergie des Elektrons vergleichbar ist. Der Photoeffekt tritt deshalb bevorzugt bei niederenergetischen Photonen in Materie mit einer hohen Kernladungszahl auf.

Comptonstreuung Je größer die Energie des einfallenden Photons gegenüber der Bindungsenergie des Elektrons wird, desto mehr gewinnt der Comptoneffekt an Bedeutung. Das Photon streut an schwach gebundenen (quasifreien) Elektronen und überträgt nur einen Teil seiner Energie. Der Energieübertrag hängt neben der Photonenenergie vor allem vom Streuwinkel ab. Das führt zu einem kontinuierlichen Spektrum bis zur charakteristischen Compton-Kante, bei der das Photon unter einem Winkel von 180 Grad gestreut und der Energieübertrag maximal wird [Leo94]. Compton-Streuung tritt vornehmlich bei Photonen mittlerer Energie in Materialien mit kleiner Kernladungszahl auf.

Paarbildung von Elektron-Positron-Paaren ist energetisch erst ab einer Photonenenergie von $E_\gamma \geq 2m_e/c^2 = 1,022$ MeV möglich. Um neben der Energie- auch die Impulserhaltung zu erfüllen, bedarf es auch hier eines Atomkerns als Stoßpartner, der den Rückstoßimpuls aufnimmt. Der Wirkungsquerschnitt steigt mit der Photonenenergie und quadratisch mit der Ladungszahl Z des Kerns, in dessen elektrischem Feld die Paarbildung stattfindet.

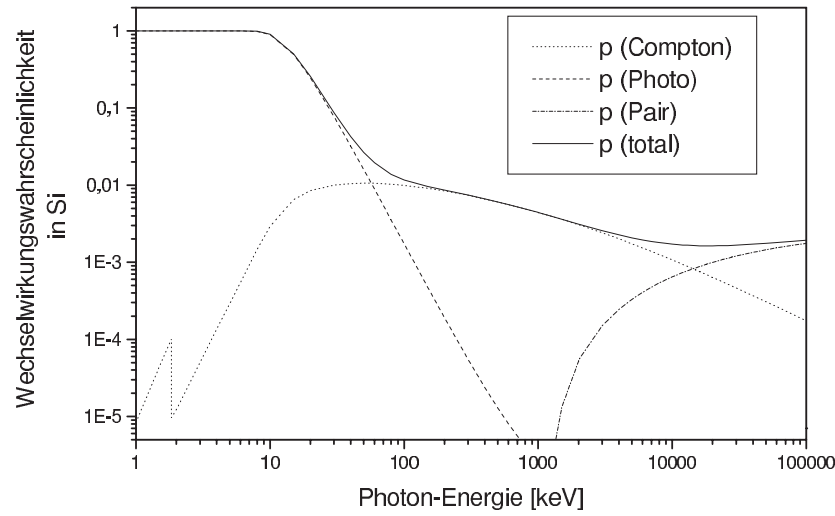


Abbildung 4.2: Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten von Photonen in Silizium am Beispiel eines Siliziumwafers mit einer Dicke von $300 \mu\text{m}$ [Ulr03].

Beim Durchgang geladener Teilchen durch Materie kommt es aufgrund inelastischer Stöße¹ mit den Atomkernen und Elektronen zu einem Energieverlust und einer Richtungsänderung des einfliegenden Teilchens [Leo94]. Für den Energieverlust dE pro zurückgelegter Weglänge dx erhält man

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (4.1)$$

mit $2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0,1535 \text{ MeVcm}^2/\text{g}$ und

- N_A : Avogadrokonstante
- r_e : klassischer Elektronenradius
- m_e : Elektronenmasse
- c : Lichtgeschwindigkeit
- ρ : Dichte des Absorbers
- Z : Kernladungszahl des Absorbers
- A : Massenzahl des Absorbers
- z : Ladung des einfallenden Teilchen in Einheiten der Elementarladung
- $\beta = v/c$ des einfallenden Teilchens
- $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$
- v : Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens
- W_{\max} : pro Kollision maximal übertragbare Energie
- I : mittleres Anregungspotenzial (für Silizium 172 eV)
- δ : Dichtekorrektur
- C : Schalenkorrektur

¹Wechselwirkungsmechanismen wie die Emission von Cherenkov-Strahlung oder Kernreaktionen haben bei der Betrachtung von Elektronen mit einer Maximalenergie von $18,6 \text{ keV}$ aus energetischen Gründen keine Bedeutung.

Die quantenmechanische Berechnung wurde erstmals von H. Bethe und F. Bloch durchgeführt, weswegen die Beziehung (4.1) als Bethe-Bloch-Formel bezeichnet wird. Sie stellt die Basis für Energieverlust-Berechnungen dar, gilt aber nur für Teilchen mit einer Masse $m \gg m_e$. Bei der Beschreibung des Energieverlustes von Elektronen in Materie sind zwei Unterschiede gegenüber schweren Teilchen wie z. B. Protonen zu berücksichtigen:

1. Aufgrund ihrer geringen Masse können sie zusätzlich noch durch Emission von Bremsstrahlungsquanten im elektrischen Feld eines Atomkerns Energie verlieren. Bei Elektronenenergien unterhalb einiger MeV ist der Anteil an Bremsstrahlungsemission jedoch sehr gering.
2. Gestreutes Teilchen und Streuzentrum sind im Gegensatz zu schwereren Teilchen identisch und somit auch gleich schwer. Das ändert einige Terme, insbesondere wird die pro Kollision maximal übertragbare Energie gleich der halben kinetischen Energie des Elektrons ($W_{\max} = T_e/2$), und man erhält dann [Leo94]

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)^2} \right) + F(\tau) - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (4.2)$$

mit τ als kinetischer Energie des Elektrons in Einheiten von $m_e c^2$ und

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2}{8} - \frac{(2r+1) \ln 2}{(\tau+1)^2}.$$

4.2 Grundlagen von Halbleiterdetektoren

Kristalline Festkörper kann man anhand ihrer Leitfähigkeit in drei Gruppen einteilen: Leiter, Isolatoren und Halbleiter, zu deren Beschreibung sich das Bändermodell eignet. In einem Festkörper bilden sich aus den diskreten Energieniveaus der vielen Einzelatome kontinuierliche Bereiche von Energieniveaus, so genannte Energiebänder. Das niedrigste Energieband, welches bei der Temperatur $T = 0\text{ K}$ unbesetzt ist, nennt man Leitungsband, das höchste vollständig besetzte Energieband heißt Valenzband. Überlappen sich diese Bänder teilweise, verschwindet die Bandlücke und das Material zeigt metallische Eigenschaften wie z. B. eine hohe elektrische Leitfähigkeit [Iba99]. Besteht zwischen Valenz- und Leitungsband eine Lücke, liegt je nach Größe der Bandlücke ein Halbleiter oder Isolator vor. In Silizium als meistverwendetem Halbleitermaterial beträgt sie bei Raumtemperatur 1,1 eV.

Nur unvollständig besetzte Energiebänder ermöglichen den Stromtransport unter dem Einfluss einer äußeren elektrischen Spannung. Bei $T > 0$ werden Elektronen durch thermische Anregung vom Valenz- in das Leitungsband gehoben und hinterlassen einen freien Zustand (Loch) im Valenzband. Den gleichen Mechanismus kann auch ionisierende Strahlung auslösen, in Silizium ist dazu eine mittlere Energie von

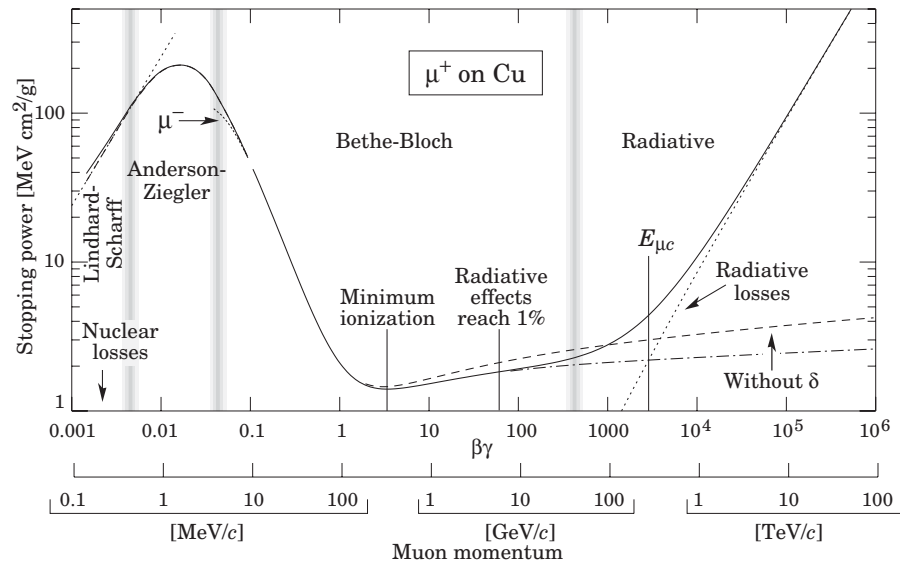


Abbildung 4.3: Energieverlust geladener Teilchen in Materie am Beispiel positiver Myonen in Kupfer. Als Bethe-Bloch-Bereich wird nur der mittlere Abschnitt bezeichnet. Bei höheren Energien werden auch Strahlungsverluste bedeutsam, bei niedrigen Energien ($\beta\gamma < 0,1$) sind andere Korrekturen notwendig [Yao06].

3,6 eV nötig. In undotierten (intrinsischen) Halbleitern ist die Anzahl von Elektronen und Löchern gleich. Die elektrischen Eigenschaften von Halbleitern lassen sich durch Dotieren gezielt beeinflussen [Kit06]. Bringt man in das Kristallgitter Atome, die ein Valenzelektron mehr besitzen (Donatoren), so kann dieses Elektron leicht in das Leitungsband übergehen, der Kristall ist ein n-dotierter Halbleiter. Analog entstehen p-Halbleiter mit zusätzlichen Löchern im Valenzband durch Dotieren mit Akzeptor-Atomen, die ein Valenzelektron weniger besitzen.

4.2.1 Die Halbleiterdiode als Strahlungsdetektor

Durch Kombination eines n-dotierten mit einem p-dotierten Halbleiter entsteht im Bereich der Grenzschicht beider Materialien ein Konzentrationsgefälle der beweglichen Ladungsträger [Gru93]. Elektronen aus dem n-dotierten Material diffundieren in das p-dotierte und rekombinieren dort mit den Löchern. Umgekehrt wandern Löcher aus dem p-dotierten Material in das n-dotierte, wo sie mit den Elektronen rekombinieren. Dadurch entsteht in der Grenzschicht zwischen p- und n-Halbleiter eine von freien Ladungsträgern verarmte Zone, die als Diffusions-, Depletions- oder auch Raumladungszone bezeichnet wird (Abbildung 4.4).

In der p-Schicht bildet sich eine negative Raumladung aus, da die Ionenrümpfe der Akzeptoratome im Kristallgitter nicht frei beweglich sind. Analog entsteht in der n-leitenden Schicht eine positive Raumladung durch die Ionenrümpfe der Donoratome. Es baut sich eine Diffusionsspannung V_{bi} („built-in“) auf, die einer weiteren

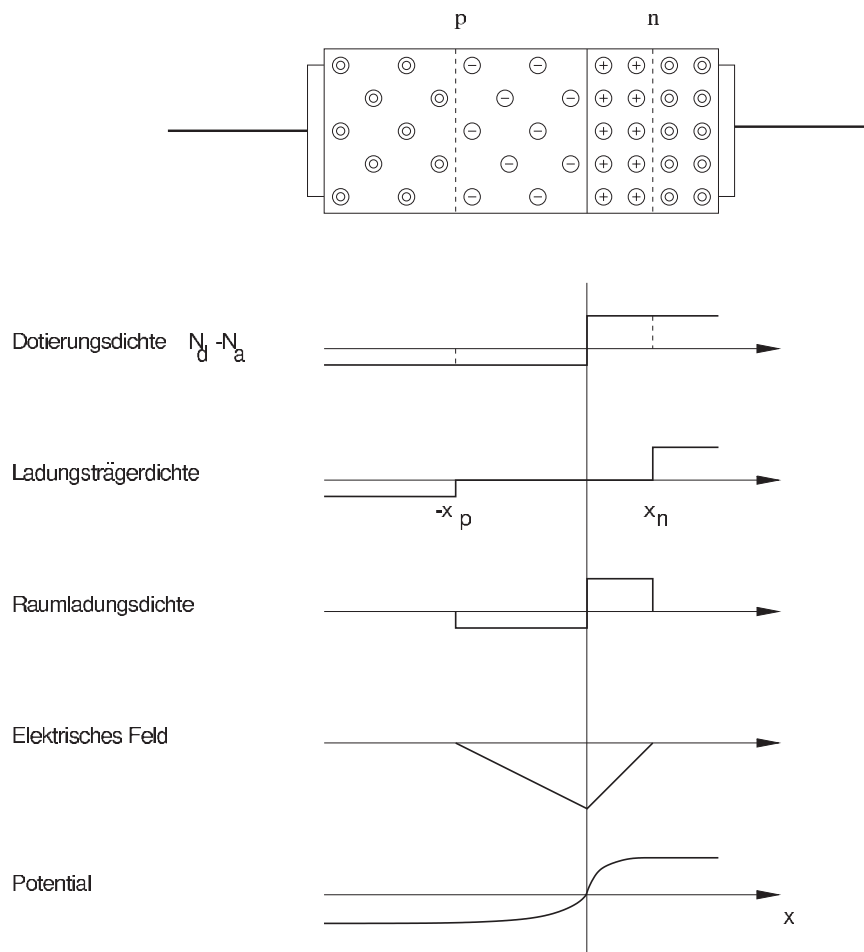


Abbildung 4.4: Charakteristische Parameter im pn-Übergang [Ulr03]

Vergrößerung der Diffusionszone entgegenwirkt und zu einem Gleichgewichtszustand führt. Die Diffusionsspannung hängt von den Dotierungskonzentrationen N_A (Akzeptoratome im p-Halbleiter) bzw. N_D (Donatoratome im n-Halbleiter) ab, sowie von der intrinsischen Ladungsträgerdichte n_i und der Temperatur T [Lut99]:

$$V_{bi} = \frac{k_B T}{e} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right). \quad (4.3)$$

Überlagert man der Diffusionsspannung V_{bi} eine entgegengesetzte äußere Spannung V , so verringert sich die Diffusionsspannung, und die Diode wird leitend, sie ist in Durchlassrichtung gepolt. Legt man man die äußere Spannung hingegen in Sperrichtung an, wächst die Depletionszone mit steigender Spannung V , bis schließlich der gesamte Kristall keine freien Ladungsträger mehr enthält und vollständig depletiert ist. Die relative Ausdehnung der Depletionszone hängt von der Ladungsträgerdichte

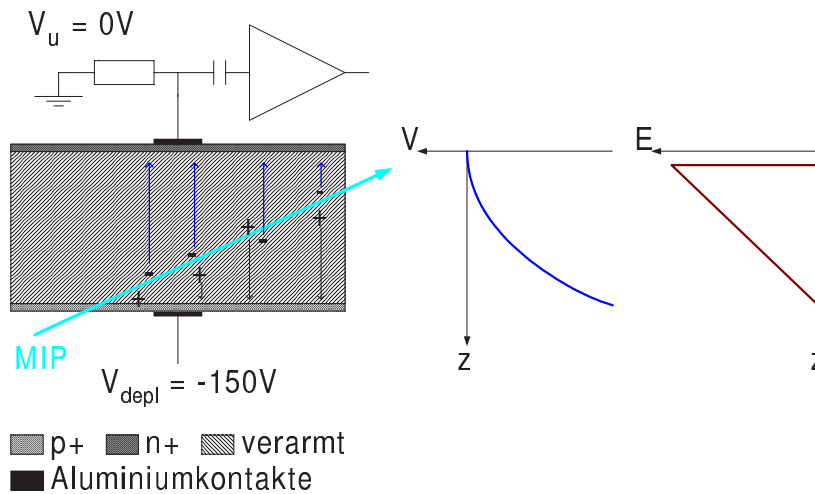


Abbildung 4.5: Gesperrte Halbleiterdiode als Strahlungsdetektor [Ulr03]

des Halbleitermaterials ab. Ist diese für die p- und n-Halbleiterschicht gleich groß, so bildet sich die Depletionszone symmetrisch aus, ihre Dicke d ergibt sich nach

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(N_A + N_D)}{eN_A N_D}(V_{bi} + V)}. \quad (4.4)$$

Man verwendet normalerweise ein schwach n-dotiertes Substrat (n^-), in dem durch Diffusion eine dünne Schicht stark p-dotierten Materials (p^+) aufgebaut wird. Aufgrund der unterschiedlichen Dotierungskonzentration wächst die Depletionszone nun asymmetrisch, d. h. sie breitet sich weit in das schwach dotierte n-Substrat aus, aber nur wenig in die stark dotierte p-Schicht hinein. In Abbildung 4.4 sind die Verhältnisse schematisch dargestellt, wobei die unterschiedliche Dotierungskonzentration nicht maßstäblich wiedergegeben ist. Bei einer typischen Waferdicke von $300 \mu\text{m}$ eines n^- -dotierten Substrats mit der Donorkonzentration $N_D \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, in das eine dünne Schicht p^+ -dotiertes Material ($N_A \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) implantiert ist, reicht eine Spannung im Bereich von 70 Volt, um das gesamte Substrat zu depletieren.

Die Siliziumatome an der Waferoberfläche sind nur zum Teil von anderen Siliziumatomen umgeben, so dass freie Bindungen entstehen, welche die unbehandelte Waferoberfläche elektrisch und chemisch hoch reaktiv machen. Zur Verwendung als Detektoren wird daher die Oberfläche beispielsweise durch eine thermisch erzeugte Oxidschicht passiviert [Pah04]. Um die Diode zu kontaktieren, bringt man noch eine metallische Schicht (z. B. aus Aluminium oder Gold) auf. Die sich ausdehnende Depletionszone darf diese Metallisierungsschicht nicht berühren, da sonst Ladungsträgerinjektion droht und die Diode elektrisch durchbricht. Daher muss die p^+ -Schicht eine sehr hohe Dotierung aufweisen. Ebenso schirmt eine dünne Schicht aus stark dotiertem n-Material die Metallisierung des n-Substrats ab. Das Ergebnis ist eine Diode, wie sie in Abbildung 4.5 dargestellt ist. Das Substrat ist schwach

n-dotiert oder auch gänzlich undotiert (intrinsischer Halbleiter), im letzteren Fall bezeichnet man den Detektor wegen der Schichtfolge positiv|intrinsisch|negativ als PIN-Diode. Die Depletionszone hat gegenüber dem angrenzenden hoch dotierten Material oder gar der Metallisierungsschicht einen erheblich größeren Widerstand. Das bedeutet, die angelegte Sperrspannung fällt nahezu vollständig über der Depletionszone ab und erzeugt in dieser eine hohe elektrische Feldstärke. Die Elektron-Loch-Paare, die durch eintreffende ionisierende Strahlung erzeugt werden, trennen sich deshalb auf, bevor sie rekombinieren können. Wenn das Substrat vollständig verarmt ist, finden sich auch keine weiteren freien Ladungsträger zur möglichen Rekombination. Alle durch das Primärteilchen generierten Elektronen bzw. Löcher können zur Signalerzeugung beitragen, der entstehende Stromimpuls wird von einem Messverstärker ausgelesen (Abbildung 4.5).

4.2.2 Seitwärts-Depletion

Das Prinzip der Seitwärtsdepletion wurde erstmals 1984 von Gatti und Rehak vorgeschlagen [Gat84] und ist in Abbildung 4.6 dargestellt. In ein n-leitendes Substrat werden auf der Ober- und Unterseite p^+ -Kontakte implantiert, man erhält zwei gegeneinander geschaltete Dioden mit gemeinsamer Kathode. Die p^+ -Implantationen werden gegenüber dem Substrat in Sperrrichtung gepolt, das Substrat bleibt über einen seitlich angebrachten n^+ -Kontakt auf Masse. Die Verarmungszone wächst mit steigender Sperrspannung symmetrisch zur Mittelebene des Wafers, in der sich bei vollständiger Verarmung ein lokales Potenzialminimum bildet (mittlerer Bildteil). Sind die Spannungen V_u an der Oberseite und V_d an der Unterseite ungleich groß, verschiebt sich das Potenzialminimum in x-Richtung (Achse senkrecht zur Wafer-ebene). Insbesondere kann man es nahe an der Wafer-Oberseite positionieren, indem man V_d sehr viel negativer als V_u wählt (unterer Bildteil). Dieser Potenzialverlauf spielt bei den nun folgenden Silizium-Driftdetektoren eine zentrale Rolle.

4.2.3 Silizium-Driftdetektoren

Die Kapazität der Anode, über die das Signal ausgelesen wird, wirkt sich auf das elektronische Rauschen des Detektorelements aus, das sich durch Temperaturabsenkung nicht verringern lässt [Rad88]. Je kleiner diese Kapazität ist, desto geringer wird auch das Rauschen und desto besser die Energieauflösung. Bei herkömmlichen Silizium-Detektoren, wie z. B. PIN-Dioden bestimmt die Detektorgeometrie direkt die Kapazität. Um sie zu minimieren, muss die Waferdicke groß und die Anodenfläche klein sein. Die Waferdicke liegt mit 300 oder 500 μm fest, die Anodenfläche wächst proportional zur Pixelgröße und ist dadurch eng an die Anwendung gebunden. Beispielsweise beträgt die maximal erreichbare Energieauflösung einer Diode mit 10 mm^2 Fläche und 300 μm Dicke 990 eV (FWHM).

Hier haben Silizium-Driftdetektoren einen entscheidenden Vorteil. Ihr Funktionsprinzip (Abbildung 4.7) beruht darauf, dass an der Detektor-Oberfläche eine ring-

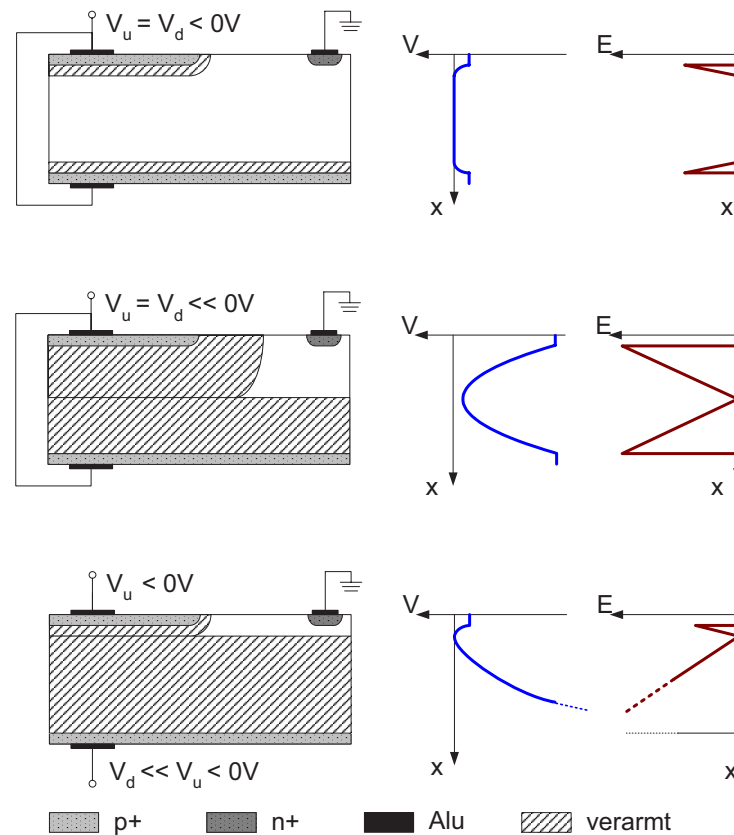


Abbildung 4.6: Prinzip der Seitwärtsdepletion

Links ist jeweils das Dotierungsprofil und die wachsende Depletionszone zu sehen, rechts die elektrische Potenzial- und Feldstärkeverteilung. Die Depletionszone wächst für $V_u = V_d$ symmetrisch zur Mittelebene des Wafers und ist im mittleren Bildteil vollständig ausgebildet dargestellt. Wählt man wie im unteren Bildteil $V_d \ll V_u$, so verschiebt sich das Potenzialminimum zur Waferoberseite (aus [Ulr03]).

oder streifenförmige Struktur von p^+ -dotierten Zonen eindiffundiert wird. Diese Driftringe liegen auf gegeneinander abgestuften Potenzialen, wobei der innerste Ring das positivste und der äußerste Ring das negativste Potenzial erhält. Zusammen mit dem Rückseitenkontakt und der beschriebenen Seitwärtsdepletion ergibt sich der in Abbildung 4.8 dargestellte Potenzialverlauf. Durch das trichterartige Driftfeld sammeln sich die Elektronen der Elektron-Loch-Paare aus dem gesamten sensitiven Detektorvolumen am Ort des positivsten Potenzials, d. h. nahe der Detektor-Oberseite im Zentrum der Driftringe (im Bild bei $r = z = 0$). Bei gleicher Pixelfläche ist die Anode verglichen mit der einer PIN-Diode sehr viel kleiner und besitzt eine entsprechend geringere Kapazität. Dadurch erreichen SDDs trotz Pixelgrößen von mehreren Quadratmillimetern eine erheblich bessere Energieauflösung als PIN-Dioden. Mit eingestrahlenen Röntgenphotonen ($E = 5,9 \text{ keV}$) und einer Detektorfläche von 10 mm^2 wurde bei -30°C eine Energieauflösung von 150 eV gemessen [Alb06].

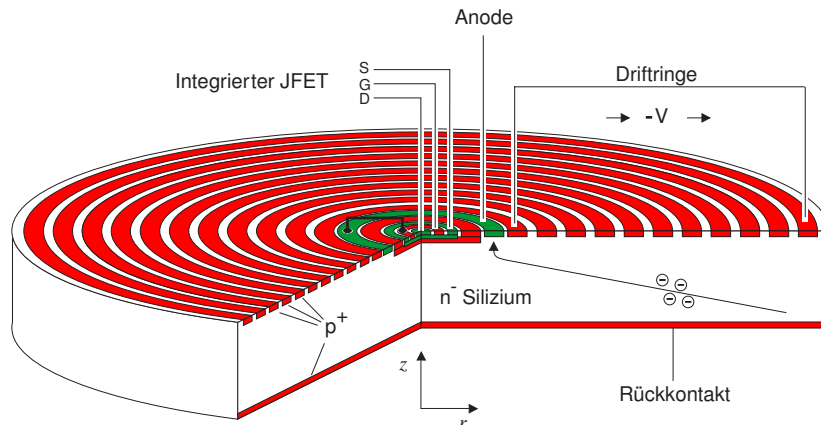


Abbildung 4.7: Aufbau eines Silizium-Driftdetektors mit JFET-Auslese
 An der Oberseite befinden sich die Driftringe und der integrierte JFET, dessen Gate durch einen Bond-Draht mit der Anode verbunden ist (aus [PNS07, Egg04]).

Auf dem Prinzip der Seitwärts-Depletion beruhen alle Silizium-Driftdetektoren, bei der Signalauskopplung gibt es hingegen verschiedene Varianten. Direkt auf dem Detektorchip, im Zentrum der Driftringe ist ein Transistor implantiert, der als Ausleseknoten dient. Dieser Transistor kann z. B. ein JFET sein, dessen Gate über einen Bond-Draht mit der Anode verbunden ist (Abbildung 4.7), was eine erste Verstärkungsstufe bereits direkt auf dem Detektorchip ermöglicht. Sie macht das Signal auch niederohmiger und dadurch unempfindlicher gegenüber Störungen. Speziell bei längeren Übertragungswegen zur nachgeschalteten Elektronik wird so das elektronische Rauschen verringert und die Energieauflösung verbessert. Detektoren dieser Bauart wurden bereits mit Ereignisraten von mehreren 100 kHz betrieben [Alb06] und im Hinblick auf den Einsatz als Monitor-detektor für KATRIN untersucht [Arm04].

4.2.4 DEPFET-Makropixel-Detektoren

In jüngerer Zeit wurden Silizium-Driftdetektoren mit DEPFET-Ausleseknoten entwickelt, die man als DEPFET-Makropixel bezeichnet [Zha06a]. DEPFET steht für DEpleted P-channel Field Effect Transistor, dessen Prinzip auf einen Vorschlag von Kemmer und Lutz zurück geht [Kem86] und erstmals 1989 experimentell umgesetzt wurde [Kem90]. Die Funktionsweise ist in Abbildung 4.9 dargestellt. In ein n^- -Substrat wird ein p-Kanal-FET integriert. Zusätzlich befindet sich unterhalb des Kanals noch eine n-Implantation, die als internes Gate bezeichnet wird. Die Bias-Spannungen verarmen das Substrat durch Seitwärtsdepletion und generieren ein Potenzialminimum für Elektronen im internen Gate (Abbildung 4.9 rechts), wohin die Elektronen aus den erzeugten Elektron-Loch-Paaren driften und den Strom zwischen Source und Drain modulieren. Das Potenzial am externen Gate legt den Arbeitspunkt fest. Im Betrieb füllt sich das interne Gate des Detektors mit Elek-

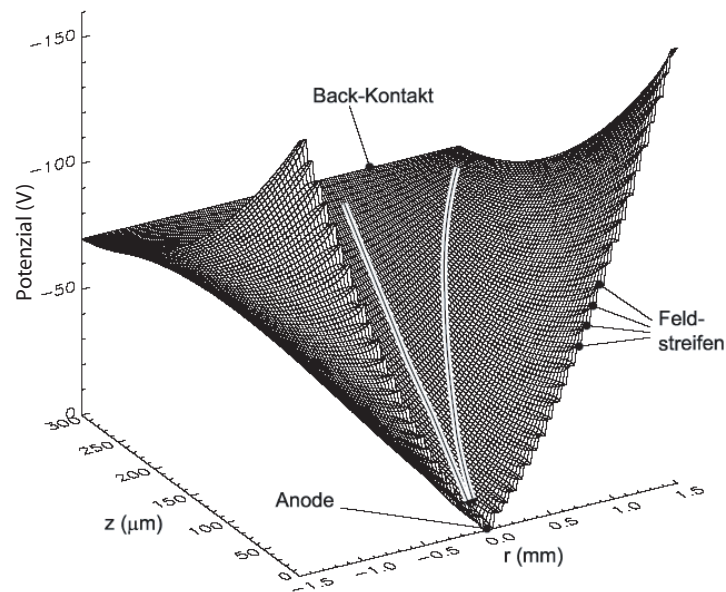


Abbildung 4.8: Potenzialverlauf innerhalb eines Silizium-Driftdetektors
 Bei $z=300\ \mu\text{m}$ sieht man die am Rückseitenkontakt anliegende Spannung von $-70\ \text{V}$. An der Vorderseite ($z = 0$) entstehen die Stufen durch die einzelnen Driftringe. Zwischen benachbarten Driftringen besteht eine Potentialdifferenz von $5\text{-}6\ \text{V}$, je nach Potenzial des äußersten Driftrings. An der Anode ($z = r = 0$) befindet sich der Punkt mit dem positivsten Potenzial, in dem sich die Elektronen sammeln, wenn im Detektor Elektron-Loch-Paare erzeugt werden (aus [Lec01]).

tronen, die nicht nur von ionisierender Strahlung, sondern auch thermisch erzeugt werden. Mit einer gewissen Anzahl von gesammelten Elektronen ist das interne Gate voll und muss durch einen Löschvorgang geleert werden, damit der Transistor nicht übersteuert. Dazu legt man am Clear-Kontakt einen Löschimpuls an und zieht die Elektronen aus dem internen Gate ab (Abbildung 4.10 und [San06]).

Im Zuge der Entwicklung von Halbleiterdetektor-Pixelarrays mit hoher Energieauflösung wurde das DEPFET-Prinzip mit den Silizium-Driftdetektoren kombiniert [Lec93]. Die Elektronen werden im internen Gate gespeichert, was den Bau von Detektoren mit hunderten von Pixeln (Größenskala $25 \times 25\ \mu\text{m}^2$) in Matrixanordnung ermöglicht, die über Steuerschaltkreise zeilenweise ausgelesen und gelöscht werden. Künftige Anwendungen sind Detektoren für Teilchenbeschleuniger [Fis07, Tri05, Vel07] oder Autoradiographie in der Biomedizin [Ulr05].

Prinzipiell kann man den DEPFET auch so betreiben, dass man die Elektronen kontinuierlich aus dem internen Gate abzieht (static clearing mode) [Zha06a]. Diese Betriebsart zeigt jedoch ein verschlechtertes Rauschverhalten und verringert die Energieauflösung [Zha06b]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein kontinuierliches Löschen bei der Entwicklung der Frontend-Elektronik für den DEPFET-Detektor nicht berücksichtigt, sie ist allein auf das gepulste Löschen ausgelegt.

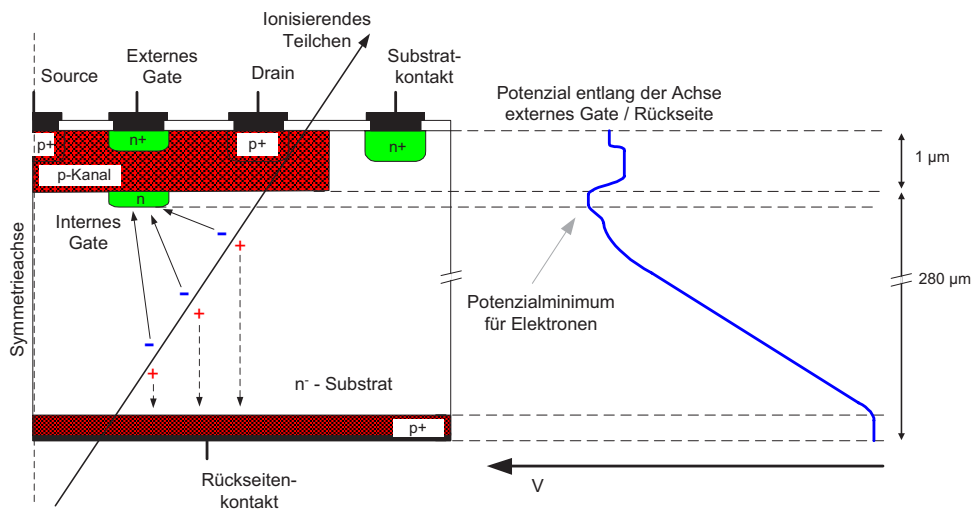


Abbildung 4.9: Querschnitt durch einen DEPFET-Detektor

Links ist das Dotierungsschema gezeigt, rechts der Potenzialverlauf längs der Symmetrieachse vom externen Gate zum Rückseitenkontakt. Die Bias-Spannungen (maßgeblich die zwischen Rückseiten- und Substratkontakt) erzeugen ein Potenzialminimum nahe der Waferoberseite am Ort des internen Gates. Dort sammeln sich die Elektronen, die durch die ionisierenden Teilchen erzeugt werden (aus [Ulr03]).

4.3 Detektorrauschen

Den im Detektor erzeugten Signalen überlagern sich Störungen durch unterschiedliche Rauschquellen, die im Folgenden kurz erwähnt werden sollen.

Niederfrequentes Rauschen Störstellen im Halbleiter fangen Ladungsträger ein und geben sie nach einer für die Störstellenart charakteristischen Zeitkonstanten τ wieder frei. Durch solche trapping bzw. detrapping-Prozesse schwankt der Transistorstrom an einer einzelnen Störstelle zufällig zwischen zwei diskreten Werten und wird auch als random telegraph signal (RTS) bezeichnet [Kan94]. Die spektrale Rauschleistungsdichte ist für kleine Frequenzen konstant und verhält sich für große Frequenzen wie $1/f^2$. Durch Überlagerung der RTS vieler Störstellen mit unterschiedlichen Zeitkonstanten ergibt sich ein $1/f$ -Verhalten. Man bezeichnet das niederfrequente Rauschen auch als $1/f$ -Rauschen, wenngleich die Rauschleistungsdichte abhängig von Anzahl und Verteilung der Störstellen vom idealen $1/f$ -Verhalten abweichen kann [Kir89].

Thermisches Rauschen tritt auf, weil sich die Ladungsträger auch ohne äußeres elektrisches Feld aufgrund ihrer thermischen Energie permanent bewegen. Die zeitliche Schwankung der Ladungsträgerdichte in einem Leiter erzeugt einen Spannungsabfall, der zwar im Mittel verschwindet, aber dennoch als serielle Rauschspannungsquelle auf den DEPFET einwirkt (Abbildung 4.12) [Mue90].

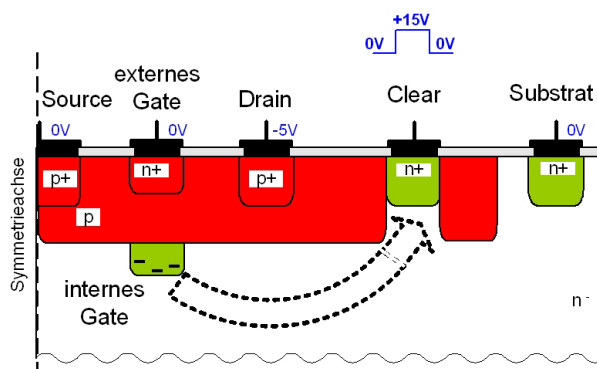


Abbildung 4.10: Löschvorgang beim DEP-FET-Detektor. Liegt am Clear-Kontakt ein positiver Spannungspuls an, werden die gespeicherten Elektronen aus dem internen Gate entfernt (aus [UBN06]).

Fano-Rauschen Die im Halbleiterkristall absorbierte Energie erzeugt neben den Elektron-Loch-Paaren auch Phononen. Das Verhältnis der beiden Umwandlungen ist eine charakteristische Eigenschaft des Detektormaterials und nur wenig abhängig von der Strahlungsart und deren Energie [Lut99]. Wird ein Energiebetrag E im Detektor deponiert, so werden im Mittel N Elektron-Loch-Paare erzeugt und die Varianz von N ist gegeben durch

$$\langle \Delta N^2 \rangle = F \cdot N \frac{E}{\epsilon} \quad (4.5)$$

mit ϵ als mittlerer Energie, die zur Bildung eines Elektron-Loch-Paares nötig ist. Die Größe F heißt Fano-Faktor und beschreibt die Fluktuation der Anzahl von Elektron-Loch-Paaren, die dadurch zustande kommt, dass das Verhältnis von erzeugten Elektronen und Phononen zwischen einzelnen Detektorereignissen variiert. Die experimentell gemessenen Werte für den Fano-Faktor schwanken zwischen 0,084 und 0,16, als Mittelwert neuerer Publikationen wird für Silizium $F = 0,115$ angenommen [Egg04, Lec98]. Das Fano-Rauschen stellt eine theoretische Untergrenze für das Detektorrauschen dar.

4.4 Strahlenhärte und Detektorkontamination

Die hohe Quellintensität der WGTS wirft die Frage nach möglichen Strahlenschäden und der erreichbaren Standzeit für das Detektorelement auf, denn es soll über Monate hinweg reproduzierbare Messergebnisse liefern. Energiereiche Strahlung kann im Kristallgitter des Detektors Punktdefekte hervorrufen. Einzelne Atome werden auf Zwischengitterplätze verschoben und hinterlassen an ihrem ursprünglichen Platz eine Fehlstelle. Bei genügend hoher Primärenergie kann das verschobene Atom durch seinen Rückstoßimpuls auch sekundäre Fehlstellen, so genannte Defektcluster erzeugen [Lut99]. Die meisten primären Punktdefekte sind nicht stabil, weil die Atome auf

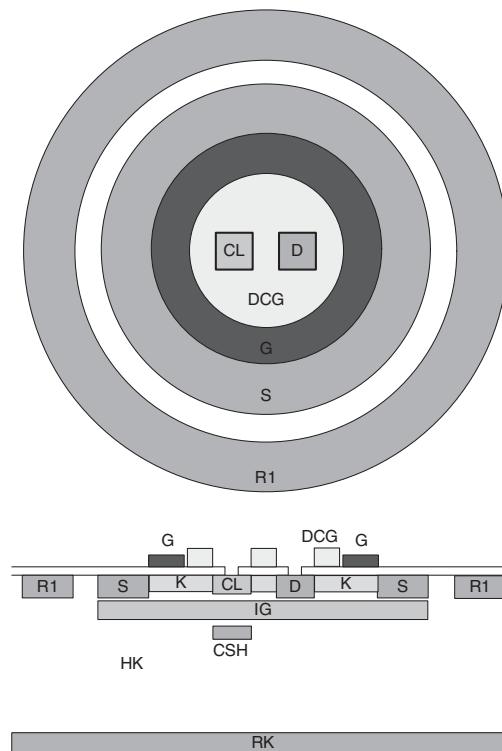


Abbildung 4.11: Aufbau des DCG-DEPFET-Makropixels

Dargestellt ist nicht der gesamte Detektor, sondern nur der Ausleseknott bis zum ersten Driftring (R1). Oben die Ansicht der Waferoberseite, unten ein Schnittbild, bei dem die Waferdicke nicht maßstäblich wiedergegeben ist (aus [Zha06a]).

Zwischengitterplätzen und auch die Fehlstellen bei Raumtemperatur mobil sind und sich gegenseitig wieder aufheben können. Es gibt jedoch auch stabile Punktdefekte, z. B. in Form der Kombination einer Silizium-Fehlstelle mit einem Sauerstoffatom, das bei der Kristallzüchtung auf einem Zwischengitterplatz eingebaut wurde.

Stabile Punktdefekte verschlechtern in der Regel die Eigenschaften des Detektors. Defektcluster zeigen gegenüber den Punktdefekten ein komplizierteres elektrisches Verhalten, sie können z. B. als Rekombinations- bzw. Generatorzentren fungieren und Elektronen oder Löcher emittieren bzw. einfangen. In der Raumladungszone führt die wechselweise Emission von Elektronen und Löchern zu einem erhöhten Sperrstrom. Defektcluster können auch Elektronen bzw. Löcher einfangen und zeitverzögert wieder emittieren, wenn die Signalverarbeitung bereits beendet ist, was die Detektoreffizienz reduziert. Des weiteren erfordert eine veränderte Ladungsdichte innerhalb der Sperrzone eine erhöhte Sperrspannung, um den Detektor vollständig zu depletieren.

Elektronen, die im Siliziumkristall Gitterdefekte erzeugen können, benötigen jedoch eine Energie von mindestens 260 keV [Wun96]. Die Elektronen aus dem Tritiumzerfall können daher sowohl im Substrat als auch in der Passivierungsschicht nur

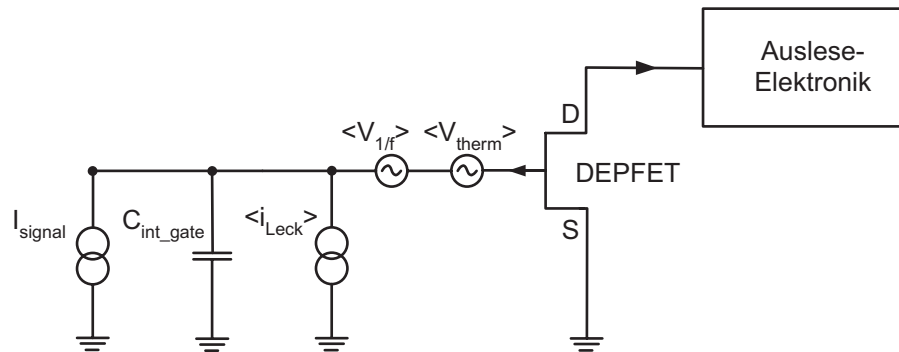


Abbildung 4.12: Vereinfachtes Ersatzschaltbild des DEPFET-Detektors
Neben der Quelle für den Signalstrom sind serielle und parallele Rauschquellen eingezeichnet (aus [Ulr03]).

Ionisationsprozesse hervorrufen. Strahlenschäden in Halbleiterdetektoren durch niederenergetische Elektronen sind nur wenig untersucht, da sie bei Hochenergieexperimenten, wo strahlenharte Detektoren nahe dem Kollisionsvertex benötigt werden, nicht die zentrale Rolle spielen. Eine Diskussion von Strahlenschäden in Silizium-Driftdetektoren durch Röntgenstrahlung mit einer Energie bis 20 keV findet sich in [Pah04]. Besonders empfindlich ist die Detektorvorderseite mit den Driftringen, die jedoch von Elektronen im gleichen Energiebereich nicht erreicht wird, wenn sie von der Rückseite auf den Detektor treffen. Aufgrund der geringen Elektronenergie und der resultierenden Eindringtiefe von nur wenigen μm ist die Strahlenhärte des Monitordetektors als unkritisch zu betrachten. Dennoch muss das Verhalten des Detektorelements für den Tritium-Monitor mit Bestrahlungsleistungen getestet werden, wie sie im späteren Betrieb von KATRIN auftreten. Solche Versuche stehen am Ende des Messprogramms für den Detektor, und eine Elektronenquelle mit entsprechend hoher Intensität steht derzeit noch nicht zur Verfügung.

Der Einbauplatz am Ende der Kryopumpstrecke gilt als praktisch tritiumfrei, so dass nicht mit einer Kontamination zu rechnen ist. Aufgrund der hohen Zählrate im Messbetrieb stören durch im Detektor eingelagertes Tritium hervorgerufene Untergrundereignisse auch deutlich weniger als beim Hauptdetektor, wo die gesamte Untergrundrate kleiner als 1 mHz bleiben muss.

4.5 Frontend-Elektronik, Phase I

Von der Firma PNSensor [PNS07] wurde ein Silizium-Driftdetektor mit DEPFET-Auslese (DEPEFT-Makropixel) als Prototyp beschafft, um seine Eignung als Monitordetektor zu untersuchen. Der Detektor ist in Abbildung 4.13 zu sehen. Die zum Betrieb notwendige Elektronik wurde selbst entwickelt und ist modular² aufgebaut.

²Ein Teil davon befindet sich im Vakuum, außerdem muss bei Layout-Modifikationen nicht die gesamte Elektronik neu gefertigt werden, sondern nur die entsprechende Unterbaugruppe.



Abbildung 4.13: DEPFET-Makropixeldetektor

Der Detektor ist in ein Metallgehäuse eingebaut, der Kollimator mit einem Bohrungsdurchmesser von einem Millimeter wurde bei den Messungen entfernt. Die elektrischen Anschlüsse sowie ein M8-Gewindebolzen zur Montage auf einem Kaltfinger befinden sich an der Unterseite. Der interne Aufbau ist in Abbildung D.1 im Anhang D zu sehen.

Tabelle 4.1: Betriebsspannungen für den DEPFET-Makropixel-Detektor

Signalname	Bedeutung	Wert
U_{BC}	Rückseitenkontakt	-70 ... -60 V
U_{R1}	Driftring 1	-8 V
U_{R10}	Driftring 10	-65 V
U_{R19}	Driftring 19	-130 V
U_G	externes Gate	-6,8 V
U_D	Drain	-7 ... -6 V
U_{CL_low}	Clear-Impuls „low“-Pegel	-1,5 V
U_{CL_high}	Clear-Impuls „high“-Pegel	+8 ... +10 V
U_{CG_low}	Clear Gate-Impuls „low“-Pegel	-40 ... -37 V
U_{CG_high}	Clear Gate-Impuls „high“-Pegel	0 V

Im folgenden Abschnitt wird deren Arbeitsweise so weit vorgestellt, wie es zum Verständnis ihres Zusammenwirkens erforderlich ist. Detailliertere Beschreibungen finden sich im Anhang C. Die ersten Entwicklungsmuster jeder Baugruppe wurden separat entflochten und durch Verbindungsleitungen miteinander verschaltet. Der Drainstrom I_{DS} durch den DEPFET stellt das Messsignal dar. Damit ihn das Datenaufnahmesystem verarbeiten kann, muss er in eine Spannung umgewandelt und verstärkt werden. Der notwendige Verstärker wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.

4.5.1 Vorverstärker

Durch den integrierten JFET besitzt der DEPFET-Detektor zwar schon eine erste Verstärkungsstufe direkt auf dem Chip, diese reicht jedoch nicht aus, um das erzeugte Signal direkt in ein Datenerfassungssystem zu geben. Der Detektor ist kein Serienprodukt, sondern befindet sich noch im Forschungsstadium und wird nur in Laborstückzahlen gefertigt. Die Betriebsparameter weisen daher verglichen mit kom-

merziell gefertigten Halbleiterbauteilen erhöhte Exemplarstreuungen auf und werden für jeden Detektor individuell im Halbleiterlabor der Max-Planck-Gesellschaft in München vermessen. Für den Detektor mit der Fertigungsnummer MPX1#32L03 lag ein Satz von Betriebsspannungen vor, der eine wichtige Grundlage für die Entwicklung der Frontend-Elektronik darstellt und in Tabelle 4.1 aufgeführt ist [Zha06b].

Die Elektronen aus dem Detektorvolumen werden durch das Driftfeld im internen Gate akkumuliert und induzieren zusätzliche Löcher im p-Kanal des JFET, worauf dessen Leitfähigkeit steigt. Dieser Effekt ist auf verschiedene Arten auslesbar. Zum einen kann bei konstanten Potenzialen von Source, Drain und externem Gate die Änderung des Drainstroms gemessen werden. Zum anderen kann man den Drainstrom über das externe Gate konstant halten und die ansteigende Leitfähigkeit des Kanals über eine Spannungsänderung am externen Gate kompensieren. In diesem Fall stellt die Spannungsänderung das Messignal dar.

In den Datenblättern des Detektors wurde eine Drainspannung von $U_D = 8\text{ V}$ vorgeschlagen, was bei leerem internen Gate einem Drainstrom von $I_D = 45\text{ }\mu\text{A}$ entspricht. Bei Bestrahlung wächst dieser Strom in Stufen an und kann ausgelesen werden. Die von uns entwickelte Schaltung prägt über das externe Gate einen konstanten Drainstrom von $I_{DS} = 45\text{ }\mu\text{A}$ ein. Sammeln sich Elektronen im internen Gate, wird über eine geschlossene Rückkopplungsschleife die Spannung am externen Gate so nachgeführt, dass der Drainstrom konstant bleibt. Der Vorteil dieser Rückkopplung ist, dass die Verstärkung nur durch die Transkonduktanz des DEPFETs bestimmt wird, die sich aus der Ladungs-Transkonduktanz des internen und des externen Gates zusammensetzt. Der Vorverstärker selbst enthält keine verstärkungsbestimmenden Widerstände, deren Temperaturdrift das Übertragungsverhalten beeinflusst [Wue07].

4.5.2 Löschimpuls-Generator

Nach einer Anzahl detektierter Elektronen ist das interne Gate des DEPFET voll und muss durch einen Löschimpuls geleert werden. Die Löschsequenz an den Kontakten für Clear (CL) und Clear Gate (CG) des DEPFETs wird von einem Mikrocontroller gesteuert, was eine Änderung des zeitlichen Ablaufs ohne Schaltungsänderung erlaubt. Im periodischen Betrieb liegt die Löschfrequenz bei 1 kHz. Der Löschimpuls-Generator besitzt auch einen analogen Eingang, den man mit dem Vorverstärker-Ausgangssignal verbinden kann. Sobald dieses einen Schwellwert übersteigt, wird der Löschimpuls ausgelöst. Dadurch ist die Löschfrequenz mit dem Füllstand des internen Gates gekoppelt und passt sich automatisch der Zählrate des Detektors an. Durch Variation der Auslöseschwelle können Detektoreigenschaften in Abhängigkeit vom Füllstand des internen Gates untersucht werden. Während des Löschvorgangs entstehen große Signalschwankungen am Detektor und am Vorverstärkerausgang, die nicht in das Datenaufnahmesystem gelangen sollen. Sie würden wie reale Ereignisse verarbeitet und führten zu störenden Histogrammeinträgen. Ein Austastsignal (inhibit) umschließt die gesamte Löschsequenz und unterbricht während des Löschvorgangs die Datenaufzeichnung.

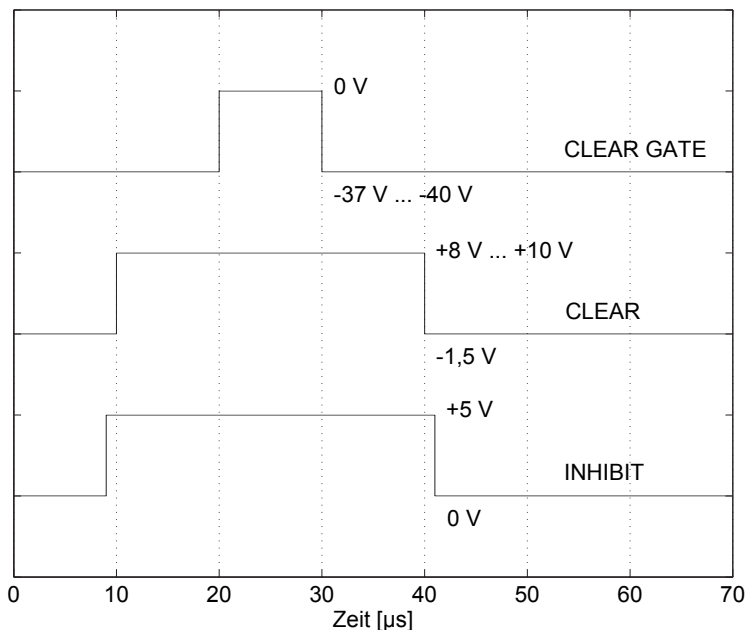


Abbildung 4.14: Zeitdiagramm des Löschvorgangs Die Pulshöhen sind nicht maßstäblich gezeichnet, da nur das Zeitdiagramm verdeutlicht werden soll.

Die Zeitvorgabe war $1 \mu\text{s}$ für den Clear-Gate-Impuls und $3 \mu\text{s}$ für den Clear-Impuls. Bei Testmessungen stellte sich heraus, dass der Löschvorgang mit diesen Impulsdauern unvollständig abläuft und der Detektor nicht richtig funktioniert. Die Anstiegszeit der Impulsflanken war (bedingt durch die Endstufe des Löschimpulsgenerators) noch zu lang. Im Mikrocontroller-Programm wurden daraufhin beide Impulsdauern verzehnfacht, was das Problem beseitigt hat. Eine Gesamtdauer von $32 \mu\text{s}$ für den Löschvorgang führt bei einer Löschimpulsfrequenz von 1 kHz zu einem Totzeit-Anteil von $3,2 \%$, der bei den Messungen mit geringen Elektronenflüssen nicht stört. Der Ablauf kann im Zusammenhang mit weiteren Untersuchungen zu den Betriebsparametern noch optimiert werden. Das Zeitdiagramm des Löschvorgangs ist in Abbildung 4.14 dargestellt.

Das Ausgangssignal des Vorverstärkers zeigt Abbildung 4.15, der Detektor wurde hierzu mit 30 keV -Elektronen bestrahlt. Im ersten Messzyklus sieht man Spannungsstufen, die durch drei auftreffende Elektronen hervorgerufen wurden. Die Stufenhöhe repräsentiert die Elektronenenergie. Im zweiten Messzyklus traf zufällig kein Elektron den Detektor und man erkennt den langsamen Pegelanstieg durch thermisch generierte Leckströme. Der Detektor wurde dabei auf Raumtemperatur betrieben, ansonsten wäre der Anstieg nicht groß genug, um diesen Effekt gleichzeitig mit den Stufensignalen in einer Einstellung sichtbar zu machen.

Während des Löschvorgangs wird der Vorverstärker übersteuert, das Austastsignal blendet die Spannungsspitzen im Datenaufnahmesystem aus. Die Stufenhöhe am Vorverstärkerausgang beträgt ca. 50 mV bei einer Elektronenenergie von 18 keV . Das

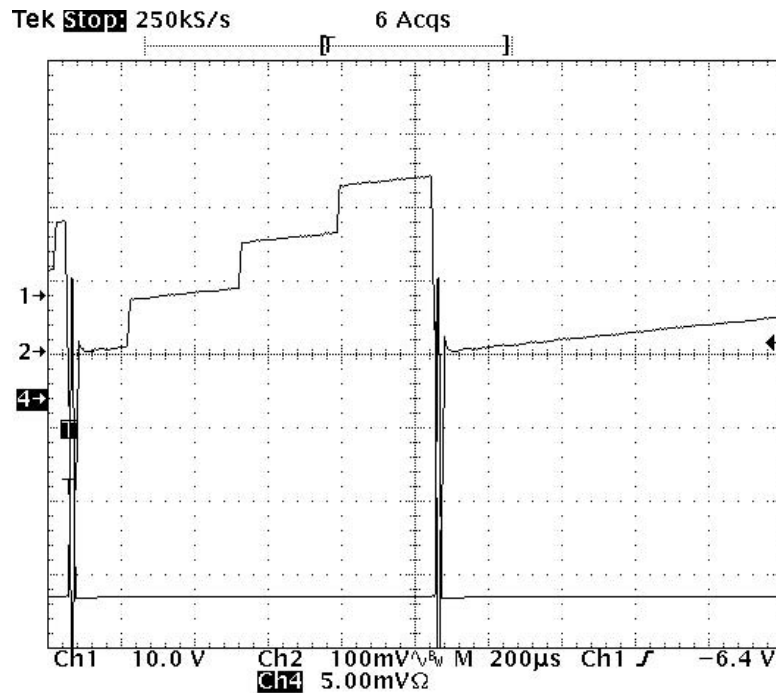


Abbildung 4.15: Signalverlauf am DEPFET-Vorverstärkerausgang
Der Detektor wurde hier mit 30 keV-Elektronen bestrahlt.

bedeutet, nach 100 detektierten Elektronen dieser Energie muss der Löschimpuls ausgelöst werden, wenn man einen Aussteuerbereich von 5 V annimmt. Mit einer Löschimpulsfrequenz von 1 kHz ist so eine Zählrate von 100 kHz erreichbar. In dieser einfachen Rechnung wurde die Totzeit während des Löschens vernachlässigt.

4.5.3 Sonstige Komponenten

Detektor-Bias und Spannungsversorgung

Die Bias-Spannungen am Detektor müssen entsprechend der Herstellervorgaben eingestellt werden (siehe Tabelle 4.1). Um das Driftfeld aufzubauen, werden die Driftringe auf gegeneinander abgestufte negative Spannungen gelegt, wobei die negativste am äußersten Driftring liegt. Die Ringe sind auf dem Detektorchip untereinander durch MOSFETs verbunden, die als Widerstände geschaltet sind und eine Spannungsteilerkette aufbauen, die für eine gleichmäßige Spannungsdifferenz von ca. 5-6 V zwischen zwei benachbarten Ringen sorgt. Die Driftringe 1 bis 4 sowie 10 und 19 sind durch Bond-Drähte mit je einem der Detektoranschlüsse verbunden. Die alternative Beschaltung von Ring 10 oder Ring 19 ändert die aktive Detektorfläche zwischen 1,1 und 3 mm². Der Vorschlag seitens PNSensor bestand darin, eine konstante Spannung von -65 V an Ring 10 oder -130 V an Ring 19 anzulegen. Die

aufgebaute Schaltung arbeitet hingegen so, dass sie einen Konstantstrom von $0,4 \mu\text{A}$ einspeist, der sich laut Datenblatt bei einer Beschaltung von Ring 19 mit -130 V ergibt [PNS06]. Die reduzierte Spannung an Ring 10 stellt sich automatisch ein, wenn die Konstantstromquelle dort angeschlossen wird. Alle weiteren Spannungseinstellungen wie z. B. für den Rückseitenkontakt und die Pegel der Löschpulse sind im Anhang C.3 beschrieben.

Detektor-Trägerplatte mit Schutzbeschaltung

Diese Baugruppe nimmt den Detektor in einem Sockel auf und stellt die Anschlüsse für Signalleitungen bereit. Zusätzlich beinhaltet sie noch Ableitelemente (Widerstände und Zenerdioden) zum Schutz gegen Überspannungen durch elektrostatische Entladung. Sie wird im Vakuum montiert, ist aber in konventioneller Technik (kupferkaschiertes GFK-Material und bedrahtete Standard-Bauelemente) ausgeführt. Im Rahmen dieser Arbeit stellte das kein Hindernis dar, da ein Restgasdruck im Bereich von 10^{-6} bzw. 10^{-3} mbar für die Experimente ausreichte.

Detektor-Dummy

Bevor der Detektor erstmals mit einer neuen Frontend-Elektronik verbunden wird, sollte diese möglichst vollständig erprobt sein, um zu gewährleisten, dass der Detektor mit allen Spannungen und Strömen korrekt versorgt ist. Basierend auf einem Feldeffekttransistor wurde eine Schaltung entworfen, die sich gleichstrommäßig ähnlich verhält wie der DEPFET. Hochohmige Widerstände simulieren den Spannungsteiler zwischen den Driftringen. Der Dummy wird anstelle des Detektors in den Sockel der Detektorträgerplatte gesteckt. Mit seiner Hilfe wurde der DC-Abgleich des Vorverstärkers eingestellt, und auch für Servicezwecke ist er ein nützliches Werkzeug.

4.6 Frontend-Elektronik, Phase II

Nach Abschluss der Schaltungsentwicklung und ersten Testmessungen mit angeschlossenem Detektor wurde die komplette Elektronik neu entflochten und als kompakte Einheit aufgebaut. Die einzelnen Schaltungsteile samt notwendig gewordener Ergänzungen wie z. B. einer Endstufe für das DAQ-Austastsignal wurden zu drei Modulen gruppiert, die durch eine Grundplatte elektrisch und mechanisch verbunden werden (Abbildung 4.17). Die Grundplatte wird mit einem D-Sub-Stecker direkt auf eine Vakuumdurchführung gesteckt. Dieses Design reduziert maßgeblich die Leitungskapazitäten und damit die Empfindlichkeit gegenüber externen Störungen.

Das erste Modul beinhaltet neben einer Filterschaltung für die Temperaturmessung den DEPFET-Vorverstärker und sitzt deshalb in unmittelbarer Nähe zur D-Sub-Vakuumdurchführung. Modul zwei übernimmt die Bias-unit samt Spannungsver-

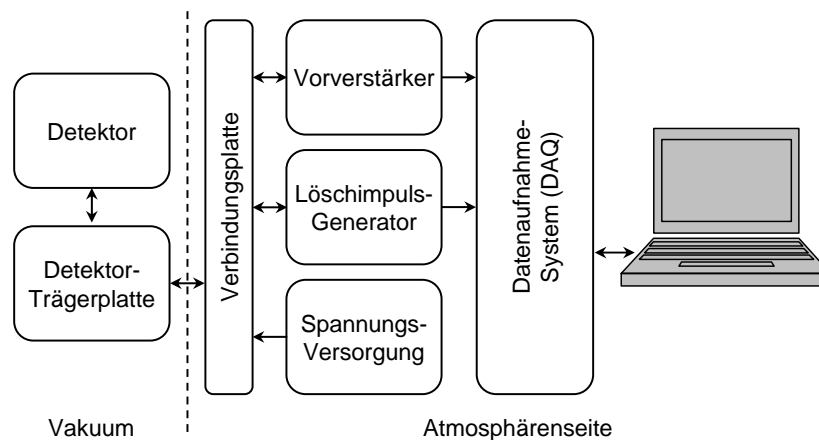


Abbildung 4.16: Blockschaltbild der Detektor-Elektronik

sorgung, und auf der dritten Steckkarte befindet sich der Löschimpuls-Generator. Die Grundplatte ist keine Bus-Platine, bei der die Anordnung der Module beliebig gewählt werden kann. Das ist nicht notwendig, und es wurde bewusst darauf verzichtet, um empfindliche Signale auf kurzen Wegen nur dorthin zu führen, wo sie wirklich benötigt werden. Die externe Verkabelung für den Detektor konnte so auf vier Versorgungsleitungen ($\pm 15\text{ V}$, -160 V , GND) und den Vorverstärkerausgang mit Austastsignal als Verbindung zum Datenaufnahmesystem reduziert werden.

4.7 Datenaufnahmesystem

Die Detektorsignale wurden mit einem Datenaufnahmesystem digitalisiert, wie es für die Auslese der Fluoreszenz-Teleskope im Pierre-Auger-Observatorium verwendet wird [Gem00]. Die Analogsignale gelangen in eine FLT³-Baugruppe, die 22 differenzielle A/D-Eingänge enthält. Nach der Digitalisierung mit bis zu 10 MHz Abtastfrequenz werden die Signale von FPGA-Bausteinen analysiert, die digitale Filterung, Pulsformung und weitere Rechenoperationen ermöglichen. Die FPGA-Firmware sucht im Datenstrom nach Stufenimpulsen, welche die Ansprechschwelle überschreiten und sortiert sie nach Pulshöhe in ein Histogramm ein. Die Steuerung des FLT übernimmt der SLT⁴, der über einen Datenbus mit allen FLT-Kanälen kommuniziert, das inhibit-Signal des DEPFET-Vorverstärkers verarbeitet und die Daten zum PC überträgt. In der verwendeten Firmware ist ein digitales Filter aktiv, das einen Stufenimpuls durch doppelte Differenzierung in ein gleichschenkliges Dreieck umwandelt, dessen Höhe als Maß für die Stufenhöhe dient. Die Filterzeitkonstante (shaping-Zeit) ist zwischen 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64 und 128 Zeitbins wählbar, wobei ein Zeitbin 100 ns entspricht. Nach den ersten Testmessungen mit dem Detektor wurde

³First Level Trigger

⁴Second Level Trigger

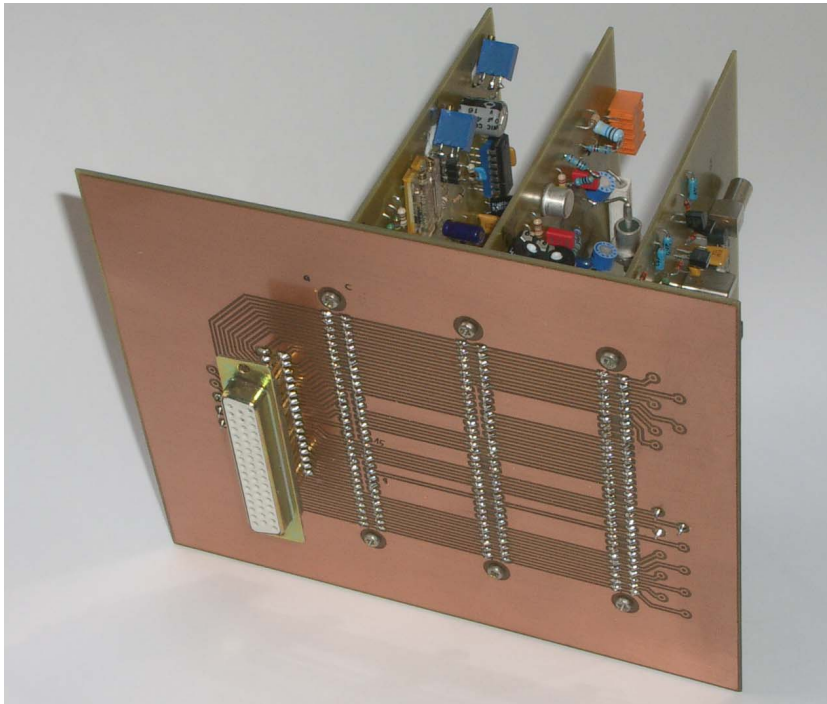


Abbildung 4.17: Frontend-Elektronik Phase II

die shaping-Zeit auf die maximal möglichen $12,8 \mu\text{s}$ eingestellt, denn es zeigte sich, dass bei einer shaping-Zeit von $6,4 \mu\text{s}$ die Energieauflösung geringer und bei noch kleinerer shaping-Zeit die Spektren nicht mehr verwertbar waren. Im Gegensatz dazu wurde bei früheren Messungen eines Silizium-Driftdetektors mit abnehmender shaping-Zeit (bis hinunter zu $1 \mu\text{s}$) eine verbesserte Energieauflösung beobachtet [Arm04]. Das hierbei benutzte Datenaufnahmesystem arbeitet jedoch mit einer anderen Pulsformung.

Weitere FLT-Parameter sind eine einstellbare Verstärkung (gain) und eine Ansprechschwelle, unterhalb der das Signal nicht ausgewertet wird. Die Verstärkung ist parametrierbar zwischen 0 und 255, wobei 0 einer Verstärkung von 1 und 255 einer Verstärkung von 10 entspricht. Bei den Messungen zeigte sich, dass bei konstanter Messzeit mit einer zusätzlichen Verstärkung die Peaks immer unschärfer wurden, weil die wenigen Ereignisse auf eine noch größere Anzahl von ADC-Kanälen aufgespreizt wurden. Daher blieb bei den folgenden Messungen die Verstärkung stets auf Faktor 1 (Wert 0 im Parameterfeld "gain" des FLT) eingestellt. Die Ansprechschwelle (threshold) wurde mit 200 gesetzt, um die niederenergetischen Rauschanteile auszufiltern. Bei der Datenaufnahme stehen verschiedene Modi zur Verfügung, die sich u. a. durch die maximale Datenrate unterscheiden:

1. Aufzeichnung der Pulsform für jedes Ereignis, sie kann mit einer maximalen Rate von 400 Hz messen.

2. Messung der Pulshöhe und nachgeschaltete Erstellung eines Histogramms mit bis zu 32000 Kanälen, die maximale Rate liegt hier bei 5 kHz.
3. Histogramm-Modus mit 500 skalierbaren Kanälen, der bis 100 kHz arbeitet.

Die Parametrierung des Datenaufnahmesystems und die Datenspeicherung erfolgten durch das Softwarepaket ORCA⁵ mit grafischer Benutzeroberfläche unter MacOS X [How04]. Es stammt von der University of Washington in Seattle und steuert einzelne DAQ-Bausteine, die nach dem Baukastenprinzip zu individuellen Datenerfassungs- und analysesystemen kombinierbar sind. Jedem realen Gerät entspricht ein Symbol, durch Anklicken öffnen sich Dialogfenster, mit denen z. B. Verstärkungsfaktoren, Schwellenwerte und Datenaufnahmemodi gewählt werden. Der wichtigste Modus im Messbetrieb war, die digitalisierten Pulshöhen in ein Histogramm zu sortieren, es darzustellen und zu speichern. Bei reduzierter Datenaufnahmerate ist auch eine Pulsformanalyse für jedes Ereignis möglich. Die „run control“ steuert Beginn, Dauer und Anzahl der Messdurchläufe, sowie die Datenspeicherung. Das Modul besitzt eine TCP/IP-Schnittstelle, so kann z. B. die Manipulatorsteuerung die Datenerfassung starten.

4.8 Detektionsschwelle und Rauschen

Das Detektorsystem benötigt eine Minimalenergie, um ein Signal zu erzeugen. Das Detektorrauschen (Fanoraurauschen, elektronisches Rauschen) erhöht die untere Detektionsschwelle zusätzlich. Will man nun die Intensität der Tritiumquelle messen, muss man im Energiespektrum eine untere Schwelle setzen. Diese wird üblicherweise elektronisch im Datenaufnahmesystem gebildet und hat ebenfalls eine endliche Schwankungsbreite. Betrachtet man als Messwert für die Quellaktivität das integrierte Energiespektrum oberhalb der Schwelle und für eine gegebene Messzeit, so verändert sich dieser Messwert, wenn die Schwelle nicht stabil bleibt. Selbst bei konstanter Emission der Quelle können so zeitliche Schwankungen in der gemessenen Quellaktivität entstehen. Je höher die Schwelle, desto stärker wirkt sich ihre Schwankungsbreite auf das oberhalb integrierte Spektrum aus. Ein möglichst geringes Rauschen des Detektors ermöglicht eine niedrige Schwelle und somit eine genauere Messung der Quellaktivität. Ein Vergleich der Monitordetektor-Daten mit Aktivitätsmessungen des Hauptdetektors und dem Aktivitätsmonitor im Rear System unter Einbeziehung der Säulendichte und Isotopenreinheit ermöglicht es, Fehlerquellen zu identifizieren.

4.9 Messungen mit dem Detektorsystem

Nachdem der Manipulator samt Detektorhalter und -kühlung aufgebaut und die Elektronik für den DEPFET-Detektor ebenfalls einsatzbereit war, wurde das Ge-

⁵Object oriented Real-time Control and Acquisition

samtsystem getestet. Nach der Charakterisierung des Detektors war das Ziel die Messung des Emissionsprofils einer kollimierten Röntgenquelle.

4.9.1 Versuchsaufbau

An den Manipulator wurde eine Vakuumkammer in Form eines Reduzierkreuzes CF160-CF100 montiert (Abbildung 4.18). Die Röntgenquelle befand sich in einer Halterung mit Bleikollimator und wurde in einen nach innen gerichteten Stutzen eingesetzt, was den Abstand zwischen Quelle und Detektor-Messebene auf 55 mm reduzierte. Am gegenüberliegenden Flansch wurden die elektrischen Signale mit handelsüblichem Teflon-isoliertem Draht nach außen geführt. Um die empfindlichen Signale von Drain und Gate etwas abzuschirmen, waren deren Leitungen als twisted pairs mit einer Masseleitung ausgeführt. Die Verbindungsdrähte hatten eine Länge von ca. 25 cm. Diese direkte Methode ist im späteren Einsatz an der KATRIN-Kryopumpstrecke nicht anwendbar, weil das Detektorsystem vom Primärvakuum abkoppelbar bleiben muss. Die Leitungen verlaufen dann durch den gesamten Manipulator zu einer Vakuumdurchführung am hinteren Ende und müssen um ca. einen Meter länger sein.

4.9.2 Erprobung der Detektorkühlung

Zur Temperaturmessung sind am Detektorkaltfinger und am Kupferblock Pt1000-Platinwiderstände angebracht, die mit Handmultimetern gemessen und im Abstand von 10 s über eine RS232-Schnittstelle ausgelesen wurden. Die Serienwiderstände von $2 \times 1 \text{ k}\Omega$ im Strompfad der RC-Entstörfilter (Schaltbild siehe Abbildung C.1 im Anhang) wurden einmalig vermessen und bei der Umrechnung der Widerstandswerte entsprechend der Kennlinie für Platin-Temperaturfühler laut DIN IEC 751 berücksichtigt⁶. Die Multimeter VC920 für die Temperatur des Kupferblocks sowie M-4660M für die Detektortemperatur werden unter der Handelsmarke Voltcraft vertrieben und sind low-cost Geräte, was sich in der Messgenauigkeit zeigt. Im Widerstandsmessbereich um $3 \text{ k}\Omega$ hat das VC920 laut Betriebsanleitung einen Messfehler von $\pm 0,5 \%$, das etwas genauere M-4660M $\pm 0,15 \%$. Daraus resultiert ein Fehler von $\pm 1,5 \text{ }^\circ\text{C}$ für die Temperatur des Kupferblocks und $\pm 0,5 \text{ }^\circ\text{C}$ für die Detektortemperatur.

Die Abkühlungs-Zeitkonstante ist in erster Näherung unabhängig von der Kühlleistung und damit auch von der Betriebstemperatur, die der Detektor ausgehend von Raumtemperatur bei konstanter Verdampferleistung typischerweise nach vier Stunden erreicht. Die Betriebstemperatur bleibt auf $\pm 1 \text{ }^\circ\text{C}$ konstant, streut allerdings in einem Bereich von $\pm 3 \text{ }^\circ\text{C}$, wenn sich der Füllstand des Flüssigstickstoff-Vorratsbehälters (50 l Volumen) stark ändert (Abbildung 4.20). Ist dieser frisch aufgefüllt, liegt die Entnahmetemperatur des Gases niedriger als nach ein bis zwei

⁶Die Leitungswiderstände zu den Pt-1000-Sensoren wurden hierbei vernachlässigt, eine Vierleitermessung befindet sich in Vorbereitung.

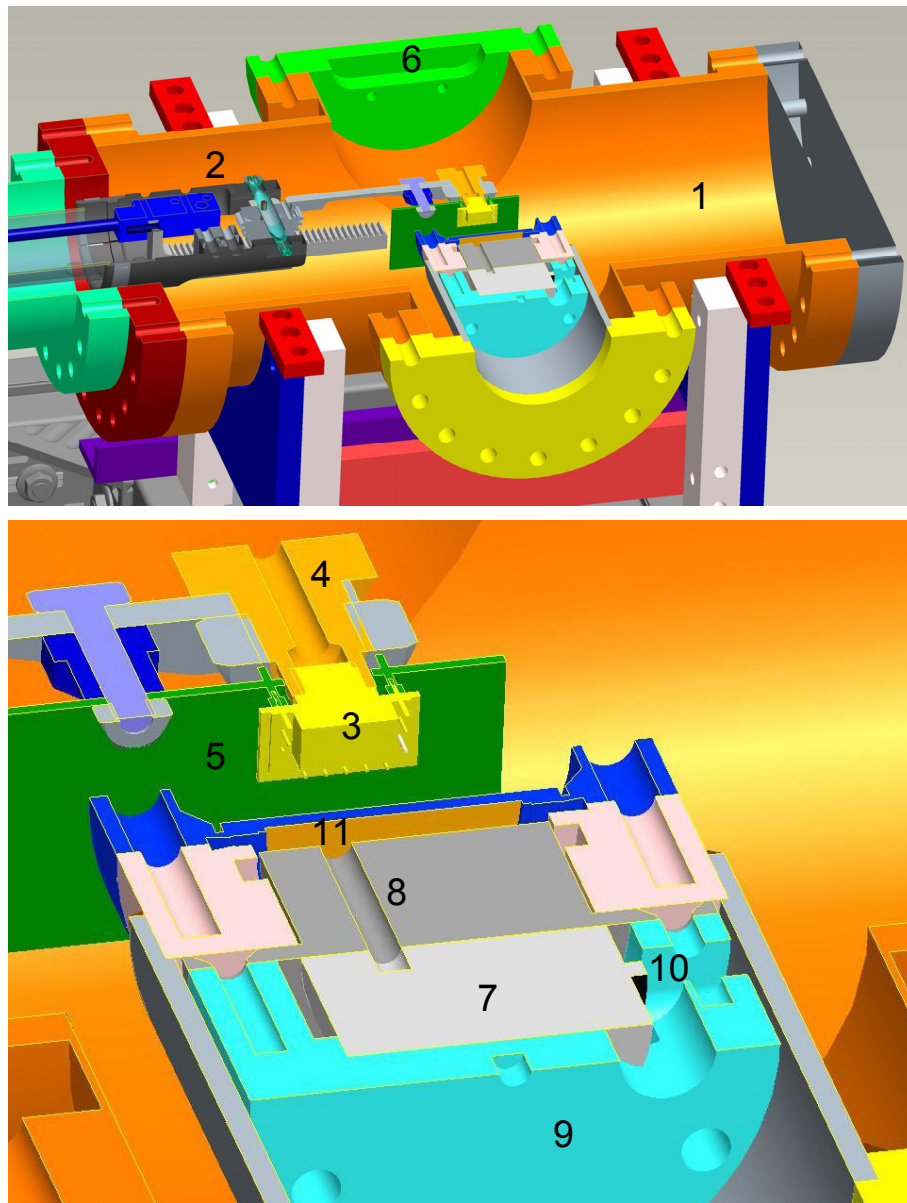


Abbildung 4.18: Versuchsaufbau mit der Röntgenquelle

Der Manipulator (links außerhalb des oberen Bildes) wurde mit einem CF160-CF100 Reduzierkreuz (1) verbunden, in das der Detektorhalter (2) hinein fährt. Der Detektor (3) ist auf einem Kaltfinger (4) montiert. Über die Detektorträgerplatte (5) und 25 cm lange Leitungen (nicht eingezeichnet) gelangen die Signale zu einer D-Sub-Vakuumdurchführung (6). An ihrer Außenseite wird die Grundplatte mit der Frontend-Elektronik aufgesteckt.

Unten ein vergrößerter Ausschnitt: Die Röntgenquelle (7) ist in einer Halterung (9) fixiert. Mit dem über eine Bohrung zugänglichen Einstellrad (10) wechselt man die Fluoreszenztargets, ohne die Quelle auszubauen. Der Blei-Kollimator (8) ist 24 mm dick, seine Öffnung hat einen Durchmesser von 4 mm. Die Röntgenphotonen gelangen durch ein Saphirfenster (11) zum Detektor.

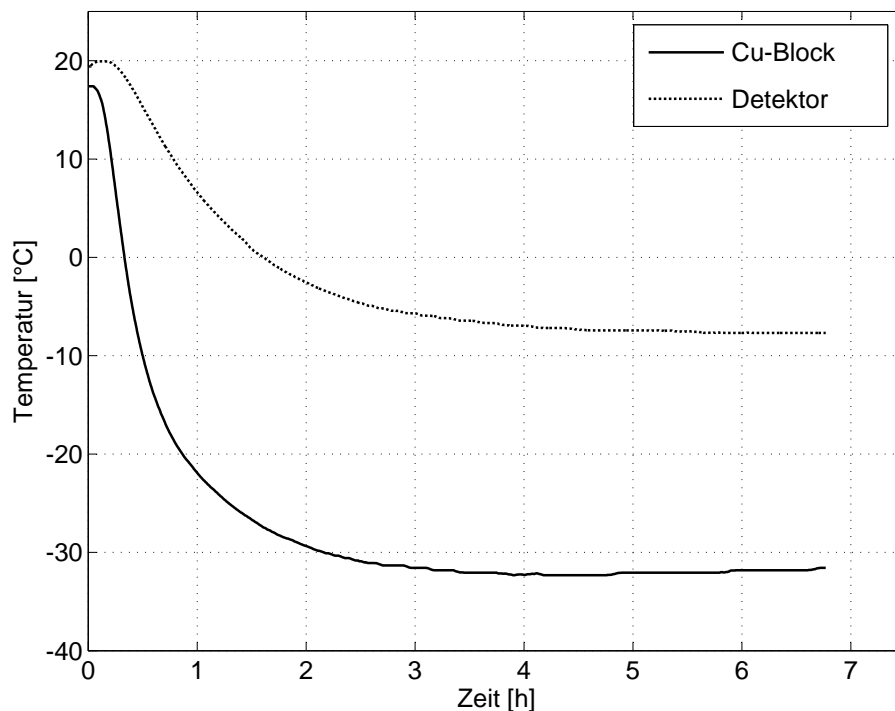


Abbildung 4.19: Abkühlkurve von Detektorkaltfinger und Kupferblock

Tagen Betrieb, wenn oberhalb des Flüssigkeitsspiegels ein Gasvolumen von 20-30 Litern entsteht, welches sich durch die begrenzte Isolation des Vorratsbehälters aufheizt. Weitere Einflussfaktoren sind die schwankende Raumtemperatur und eine unterschiedlich starke Vereisung der nur mit einfachem Schaumgummi isolierten atmosphärenseitigen Gaszuführung. Zurzeit laufen Versuche, die Detektortemperatur durch Regelung der Verdampferleistung zu stabilisieren. Deren Parameter müssen sorgfältig an die lange Ansprechzeit des Systems angepasst sein, um Regelschwingungen zu vermeiden.

Der Verbrauch an Flüssigstickstoff hängt von der gewünschten Detektortemperatur und somit von der Verdampferleistung ab. Die spezifische Verdampfungswärme von Stickstoff beträgt 0,199 kJ/g, was bei einer typischen Verdampferleistung von 50 W einem Verbrauch von 0,9 kg oder 1,1 Liter pro Stunde entspricht. Aufgrund von Zuleitungsverlusten werden dabei lediglich 90 % der vom Netzgerät abgegebenen elektrischen Leistung im Verdampfer umgesetzt.

4.9.3 Die Röntgenquelle

Der Detektor wurde mit Photonen aus einer Röntgen-Fluoreszenzstrahlungsquelle (Abbildung 4.21) bestrahlt. In ihr befindet sich ein gekapseltes ^{241}Am -Präparat, das durch α -Zerfall in ^{237}Np übergeht. Insgesamt führen 85,2 % der Zerfälle zu einem

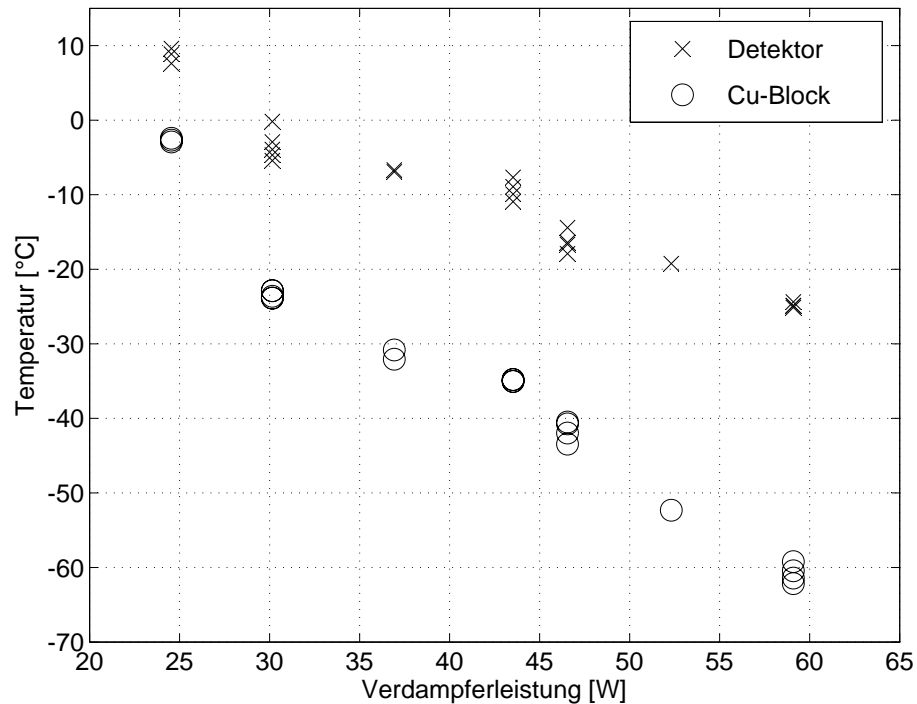


Abbildung 4.20: Betriebstemperaturen von Kupferblock und Detektorkaltfinger in Abhängigkeit von der Verdampferleistung
 Jedes Messpunktepaar entstammt einem Abkühlzyklus, der 5-7 Stunden dauerte.

Tochterkern, der um 59,54 keV gegenüber dem Grundzustand angeregt ist und γ -Quanten emittiert (Abbildung 4.22). Die α -Strahlung ist nach außen abgeschirmt, die γ -Strahlung erzeugt in wechselbaren Targets Röntgenfluoreszenzphotonen. Mit einem Einstellrad sind sechs unterschiedliche Targetmaterialien wählbar, deren Fluoreszenzenergien für die K_α - und K_β -Linien in Tabelle B.1 im Anhang aufgeführt sind. Das Americium-Präparat ist hermetisch abgeschlossen, doch es bestanden Zweifel, ob die Röntgenquelle in das Isoliervakuum eingebracht werden darf, welches eine Betaung des Detektors verhindert. Daher wurde die Quelle so eingebaut, dass sie außerhalb des Rezipienten bleibt und durch ein Saphirfenster auf den Detektor strahlt. Für die Versuchsdurchführung war dieser Aufbau ebenfalls hilfreich, denn er ermöglicht einen einfachen Targetwechsel, ohne die Apparatur zu belüften. Das Saphirfenster reduziert allerdings die Intensität der Quelle deutlich. Abhängig von der Energie variiert die Transmission bei einer Fensterdicke von 4 mm zwischen 80 % bei 60 keV und lediglich 13 % bei 20 keV, um die Größenordnungen zu verdeutlichen.

Bei den Versuchen mit festem Detektor war seine Position so gewählt, dass die Achse der Kollimatorbohrung das Detektorzentrum trifft. Beim Einrichten dieser Messposition war die Quelle ausgebaut, durch ein zusätzliches Loch in der Halterung konnte man durch die Kollimatorbohrung das Detektorzentrum anpeilen. Das Programm für den Automatikbetrieb des Manipulators (Abschnitt 3.4.2) wurde so erweitert, dass es nach Erreichen eines jeden Messpunkts einen Steuerbefehl

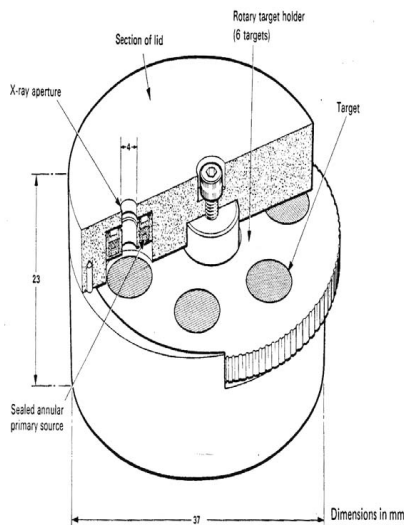


Abbildung 4.21: Aufbau der Röntgenquelle mit variabler Energie

Als Primärquelle dient ein ^{241}Am -Präparat, das in einem Edelstahlring gekapselt ist. Unterhalb dessen positioniert man verschiedene Metalltargets auf einem Einstellrad. Die Röntgenquanten werden durch γ -induzierte Röntgenfluoreszenz erzeugt und verlassen die Anordnung durch die Austrittsöffnung mit einem Durchmesser von 4 mm (aus [Xra07]).

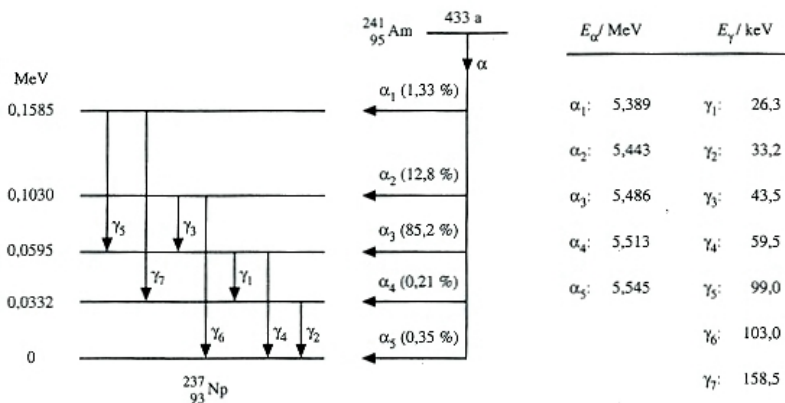


Abbildung 4.22: Termschema und Übergangsenergien von ^{241}Am ([Kuh00])

zum Start einer neuen Messung über TCP/IP an das Datenaufnahmesystem sendet. Dadurch wird zu jedem Messpunkt ein Datensatz als Histogramm aufgezeichnet und die Quelle vollautomatisch punktweise abgetastet. Bei den Messungen mit der Röntgenquelle brachte diese Funktion noch keinen Nutzen. Der Detektor wurde bei allen Messungen mit seiner maximalen sensitiven Fläche von 3 mm^2 betrieben und die Zählraten waren so gering, dass für jeden Messpunkt eine Integrationszeit von einer Stunde nötig war.

4.9.4 Energiekalibration

Die Energien der $K_{\alpha-}$ bzw. $K_{\beta-}$ -Unterniveaus wurden entsprechend ihrer relativen Intensität gewichtet gemittelt (Tabelle 4.2), da der Detektor einzelne Linien wie K_{α_1}

Tabelle 4.2: Gewichtet gemittelte Röntgenenergien

Element	K_α -Peak [keV]	K_β -Peak [keV]
Cu	8.037	8.905
Rb	13.374	14.997
Mo	17.443	19.644
Ag	22.102	25.003
Ba	32.061	36.511
Tb	44.216	50.590

und K_{α_2} nicht auflösen konnte. Als Targetmaterialien für die Kalibration kamen Molybdän, Silber, Barium und Terbium zum Einsatz. Die Spektren des Kupfer- und Rubidiumtargets zeigten ein unzureichendes Verhältnis von Signal zu Untergrund und die K_α - und K_β -Linien waren nicht voneinander zu trennen. Dies ist auf die hohe Absorption der niederenergetischen Röntgenquanten im Saphirfenster zurückzuführen. Die Peaks in den Rohdaten-Spektren wurden mit Gaußkurven

$$y(x) = A \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu}{\sigma}\right)^2\right) \quad (4.6)$$

nach der Methode der kleinsten Quadrate angepasst. Die Peakposition μ in ADC-Einheiten wird dem jeweiligen Fluoreszenzpeak zugeordnet und gegen die gemittelte Röntgenenergie aufgetragen. Eine Regressionsgerade durch diese Auftragung (Abbildung 4.23) ergibt die Kalibrationsfunktion des Detektorsystems zur Umskalierung der Spektren von ADC-Einheiten in Energieeinheiten. Die Kalibration weist eine leichte Temperaturabhängigkeit auf, daher wurde für jede Detektortemperatur eine eigene Kalibrationsgerade berechnet. Ein typisches Histogramm nach einer Stunde Messzeit mit Silber als Targetmaterial bei einer Detektortemperatur von 12,4 °C ist in Abbildung 4.24 gezeigt. Man erkennt die K_α - und K_β -Linien, deren Unterniveaus nicht aufgelöst werden. Ebenfalls sichtbar sind die primären Gammaquanten des ^{237}Np mit einer Energie von 59,54 keV.

4.9.5 Energieauflösung und Detektorrauschen

Eine Peakverbreiterung durch überlagerte Fluoreszenzlinien, die in Materialien der Detektorumgebung, speziell dem Bleikollimator entstehen, war nicht erkennbar. Solche Photopeaks hätten ihre Position beim Targetwechsel beibehalten und wären als gesonderte Linien aufgetaucht, was nicht beobachtet wurde. Die Breite aller beobachteten Peaks war vergleichbar im Rahmen der Streuung, die durch die targetabhängigen Abstände der K_α - und K_β - Unterniveaus gegeben ist. Eine Fourieranalyse des Vorverstärkersignals zeigte keine Frequenzkomponenten, die äußeren elektronischen Störquellen zuordenbar wären, wie beispielsweise ein eingekoppeltes 50 Hz-Signal der Netzfrequenz. Ohne Strahlungsquelle wurden vom Datenerfassungssystem keine Detektorsignale gemessen, welche die eingestellte Schwelle überschritten und

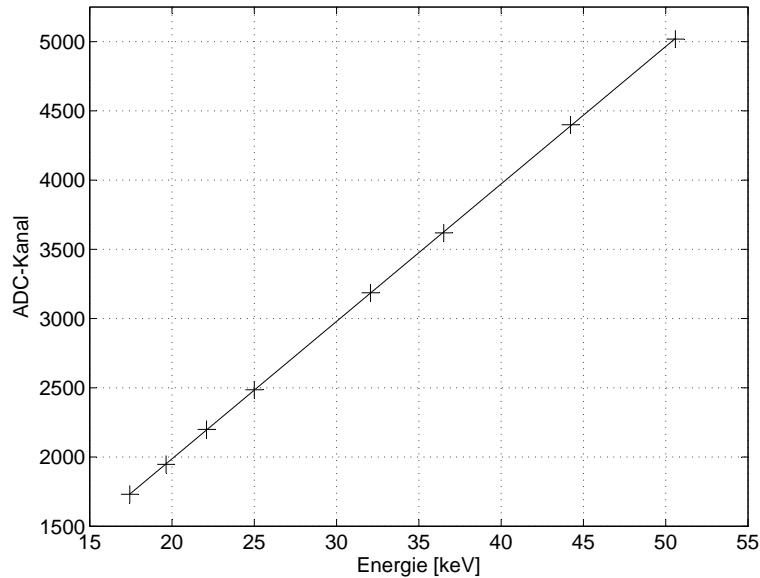


Abbildung 4.23: Energiekalibration bei einer Detektortemperatur von $12,4^\circ\text{C}$. Die 95%-Vertrauensintervalle für die angepassten Peakpositionen liegen zwischen ± 1 und ± 3 Kanälen, Fehlerbalken sind deshalb nicht sichtbar. Das Bestimmtheitsmaß der Ausgleichsgeraden ist $R^2=1,0$.

in einem Energiebereich oberhalb 4-5 keV zu liegen kämen. Die Gesamtbreite σ der Gaußverteilung ergibt sich als Überlagerung von elektronischem Rauschen σ_{el} und Fano-Rauschen σ_{Fano} . Die Varianz der Gesamtbreite ist

$$\sigma^2 = \sigma_{\text{el}}^2 + \sigma_{\text{Fano}}^2. \quad (4.7)$$

Anstelle der vollen Breite σ der Gaußverteilung wird üblicherweise die Halbwertsbreite

$$\sigma_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma \approx 2,355\sigma \quad (4.8)$$

angegeben, um die Energieauflösung eines Detektors zu charakterisieren. Peaks, die um mehr als die Halbwertsbreite auseinander liegen, kann man voneinander unterscheiden.

Um den Einfluss des Kollimators auf die Peakbreite und die Zählrate zu untersuchen, wurden die Spektren von Silber, Barium und Terbium in direkt aufeinander folgenden Messreihen mit und ohne Kollimator gemessen. Die Messzeit bei gleichem Targetmaterial war in beiden Durchläufen identisch und lag zwischen 40 und 43 Minuten. Die Detektortemperatur stieg im Laufe der Messung von $-8,4^\circ\text{C}$ auf $-6,4^\circ\text{C}$ an. Wegen des Lichteinfalls durch das Saphirfenster musste der Detektor bei der Kollimatormontage abgeschaltet werden. Beim Wiederanschalten blieb die Gatespannung unverändert, sicherheitshalber wurde dennoch eine erneute Energiekalibration durchgeführt. Aus den einzelnen ADC-Spektren wurden die Bereiche mit den Peaks extrahiert und in Abbildung 4.25 aneinander gereiht. Tabelle 4.3 fasst die Analysenergebnisse zusammen. Der Bleikollimator verringert die Zählrate nur wenig.

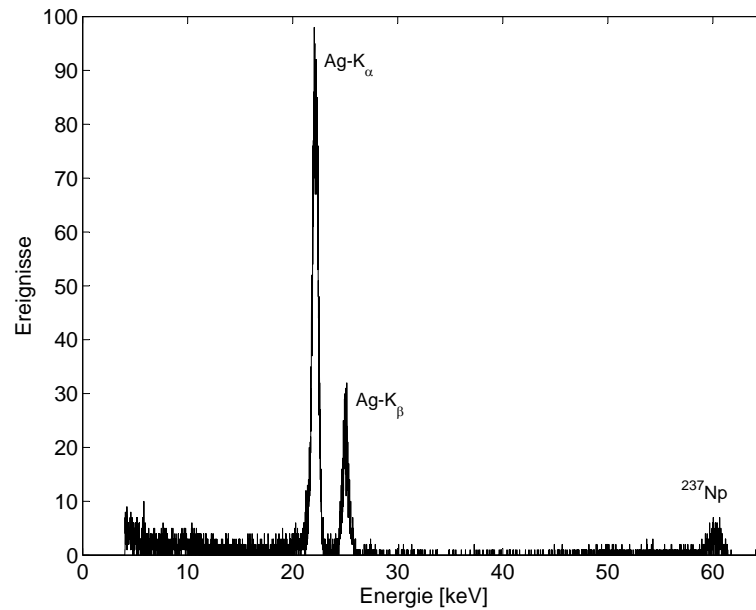


Abbildung 4.24: Typisches Energiespektrum mit Silber als Targetmaterial.

Die gemessene Peakbreite ohne Kollimator ist etwas größer als mit Kollimator, was mit hoher Wahrscheinlichkeit auf die im Verlauf des Versuchs angestiegene Detektortemperatur zurückzuführen ist. Eine Peakverbreiterung durch Bestrahlung des Detektorrands ist dagegen eher untergeordnet. Selbst mit Kollimator ist der Strahlquerschnitt in der Detektorebene größer als die aktive Detektorfläche, so dass deren Rand auch mit Kollimator bestrahlt wird (Abbildung 4.30).

Tabelle 4.3: Gemessene Detektorparameter mit und ohne Bleikollimator

Parameter	mit Kollimator	ohne Kollimator
Detektortemperatur [°C]	-8,2	-6,7
Kalibrationsfaktor [ADC/keV]	98,48	98,11
Zählrate bei Ag-Target [min^{-1}]	108,6	130,9
Zählrate bei Ba-Target [min^{-1}]	127,4	153,2
Zählrate bei Tb-Target [min^{-1}]	87,4	101,9
Lage des Ag-K $_{\alpha}$ -Peaks [keV]	22,11	22,08
Lage des Ba-K $_{\alpha}$ -Peaks [keV]	32,24	32,05
Lage des Tb-K $_{\alpha}$ -Peaks [keV]	44,59	44,43
FWHM des Ag-K $_{\alpha}$ -Peaks [keV]	0,47	0,49
FWHM des Ba-K $_{\alpha}$ -Peaks [keV]	0,74	0,79
FWHM des Tb-K $_{\alpha}$ -Peaks [keV]	1,25	1,38

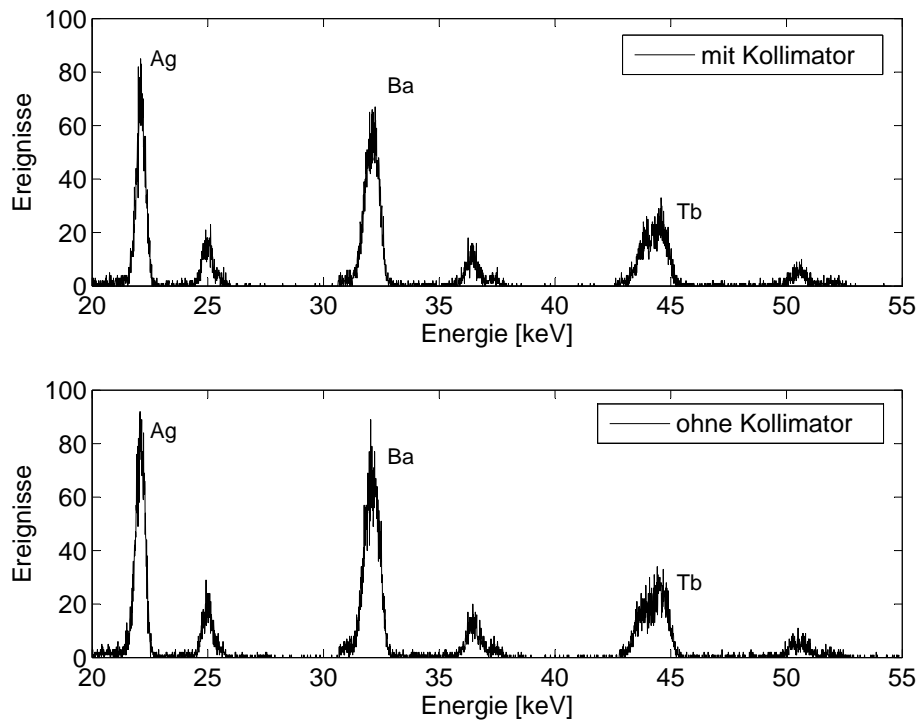


Abbildung 4.25: Einfluss des Bleikollimators auf die Form der Spektren

Einfluss der Detektortemperatur

Erwartungsgemäß nimmt die Peakbreite mit sinkender Temperatur ab. Einzelne Messpunkte liegen abseits einer monotonen Linie durch die Punkteschar, doch der Kurvenverlauf ist vergleichbar mit einer theoretischen Kurve aus [Egg04], die in Abbildung 4.27 gezeigt ist. Als mögliche Ursache kommt eine Streuung der Gatespannung am DEPFET in Frage, die sich auf die Energieauflösung auswirkt. Das Ausgangssignal des im Anhang C.6 beschriebenen Vorverstärkers wurde parallel mit einem Oszilloskop beobachtet. Es zeigte sich, dass ein Feinabgleich der Gatespannung bei konstanter Drainspannung den niederenergetischen Rauschanteil im Spektrum beeinflusst. Mit der Gatespannung steigt die Übersteuerung des Vorverstärkerausgangs während des Löschimpulses, gleichzeitig wächst das niederenergetischen Rauschen an. Ist die Gatespannung zu gering, verlässt der DEPFET seinen Arbeitspunkt. Der mögliche Einstellbereich dazwischen nimmt mit sinkender Detektortemperatur T_D ab und der Abgleich wird zunehmend schwieriger. Unterhalb von -25°C führte der Abgleich der Gatespannung zu keinem stabilen Betrieb des Detektors. Hier stößt die aufgebaute Schaltung entweder prinzipbedingt oder durch die Genauigkeit bzw. Drift der verwendeten Potenziometer an ihre Grenzen. Notwendig ist deshalb eine verbesserte Frontend-Elektronik, um eine höhere Reproduzierbarkeit und Stabilität der Gatespannung zu erreichen. In diesem Zusammenhang wirkt sich sicherlich auch die Drainspannung auf den DEPFET aus. Sie wurde während

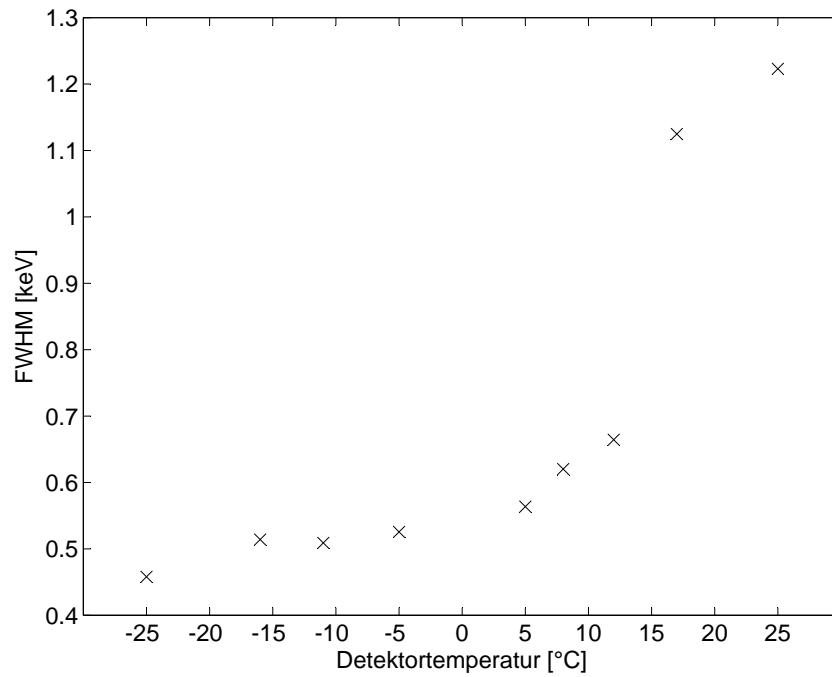


Abbildung 4.26: Gemessene Temperaturabhängigkeit der Energieauflösung
Die Analyse verwendet die Breite der $Ag-K_{\alpha}$ -Linie.

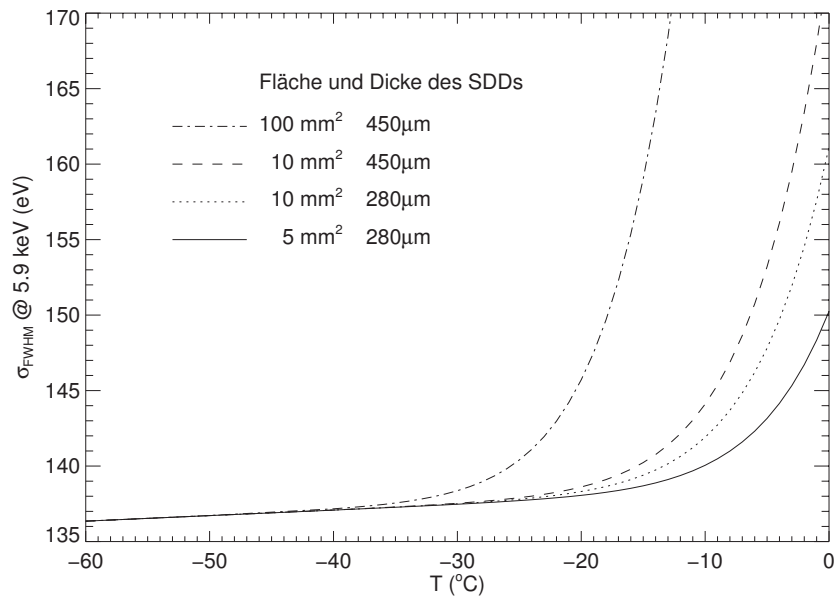


Abbildung 4.27: Berechnete Energieauflösung verschiedener SDDs [Egg04]

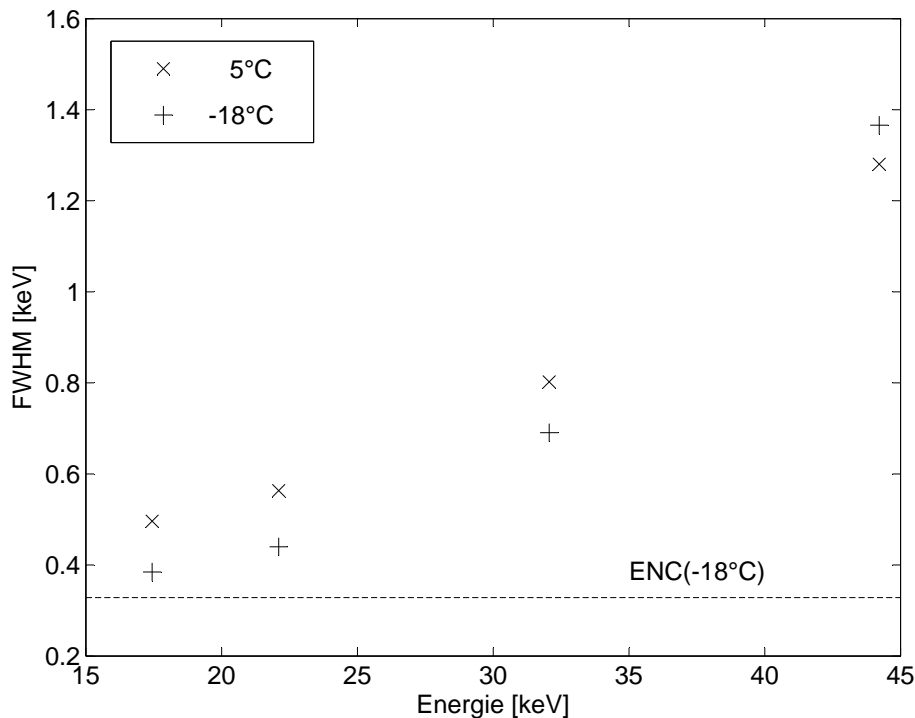


Abbildung 4.28: Energieabhängigkeit der Energieauflösung bei den Detektortemperaturen 5°C und -18°C . Die waagerechte Linie markiert das elektronische Rauschen, das durch Abzug des Fano-Rauschens bei $17,44\text{ keV}$ und -18°C berechnet wurde.

der Messungen mit dem Detektor bewusst nicht verändert, um nicht noch mehr Parameter zu variieren. Deren Einfluss auf Arbeitspunkt und Detektionseigenschaften erfordert detaillierte Untersuchungen, die im Zeitrahmen dieser Arbeit keinen Platz fanden.

Obwohl die gemessene Energieauflösung des gekühlten Detektors noch um einen Faktor drei über dem im Datenblatt angegebenen Wert⁷ liegt, ermöglicht der Detektor bereits Ansprechschwellen um 1 keV . Verbesserungsansätze liegen im Bereich der Frontend-Elektronik zur präziseren Einstellung des Arbeitspunkts sowie einer optimierten FPGA-Programmierung im Datenaufnahmesystem. Hierzu sind weitere Untersuchungen notwendig.

⁷Die Charakterisierung beim Hersteller erfolgt unter Laborbedingungen. Der Detektor und die Frontend-Elektronik sind auf derselben Leiterplatte im Abstand von wenigen cm voneinander montiert. Als Strahlungsquelle wird hierbei üblicherweise eine ^{55}Fe -Quelle verwendet, die Photonen mit einer Energie von $5,9\text{ keV}$ emittiert.

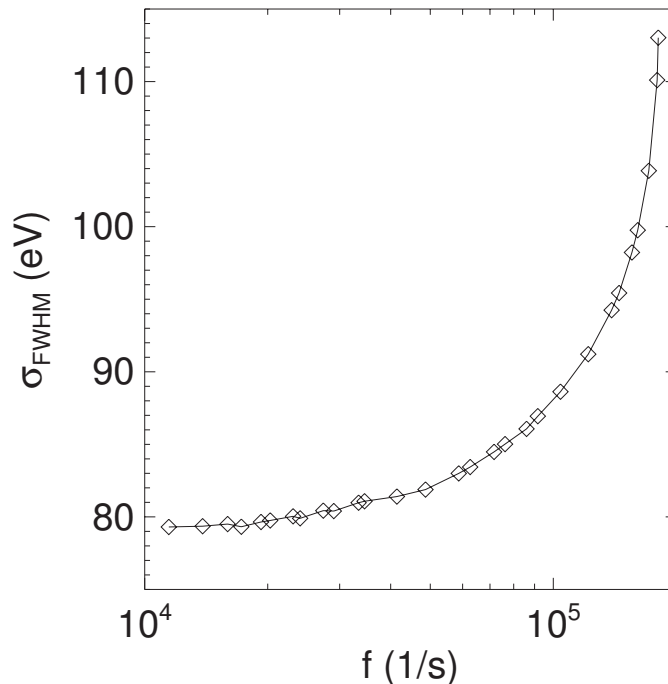


Abbildung 4.29: Zählratenabhängigkeit der Energieauflösung aus [Egg04]

4.9.6 Einfluss der Zählrate

Die verwendete Röntgenquelle bietet keine Möglichkeit, die Ereignisrate am Detektor merklich zu variieren. Um die Verhältnisse beim späteren Einsatz des Detektors als Quellmonitor ($\approx 10^5$ Ereignisse pro Sekunde) zu simulieren, ist eine andere Quelle, beispielsweise eine Elektronenkanone, notwendig. In [Alb06] wurde ein Silizium-Driftdetektor mit einer sensitiven Fläche von 5 mm^2 bei einer Temperatur von -20°C mit Mn-K_α -Röntgenphotonen aus einer ^{55}Fe -Quelle bestrahlt, die eine Energie von $5,9 \text{ keV}$ haben. Die beste erreichte Energieauflösung lag bei 143 eV FWHM. Untersucht wurde die Peakposition als Funktion der Zählrate. Unterhalb von 4×10^5 Ereignissen pro Sekunde blieb die Peakposition auf $0,03\%$ stabil.

In [Egg04] wird die Antwort von Silizium-Driftdetektoren auf Röntgenenergien im Bereich weniger keV untersucht. Messungen der Peakposition und Energieauflösung bei Zählraten zwischen 10^4 und 10^5 Hz ergaben bei einer Röntgenenergie von 1100 eV , dass die Peakposition um weniger als $0,1\%$ variierte. Dieser Verhalten ist nicht darauf zurückzuführen, dass im Detektor eine geringere Ladungsmenge gesammelt wird, sondern allein auf Effekte im integrierten Transistor und der Verstärkerelektronik. Die Energieauflösung nimmt bei Zählraten oberhalb 10^5 Hz stark ab, ist jedoch immer noch so hoch, dass sie die Anforderungen an den Monitordetektor erfüllt (Abbildung 4.29).

4.9.7 Emissionsprofil der kollimierten Röntgenquelle

Zur Demonstration der Funktionsfähigkeit des gesamten Detektorsystems wurde die eindimensionale Abtastung einer Strahlungsquelle durchgeführt und eine Intensitätsverteilung aufgenommen. Als Fluoreszenztarget für die Messungen diente Silber, denn es lieferte den besten Kompromiss zwischen hoher Zählratenstatistik und moderater Röntgenenergie.

Bei den vorangegangenen Messungen lag die Detektorposition auf der Achse der Kollimatorbohrung. Ausgehend von dieser Position wurde der Detektor in horizontaler Richtung in Schritten von 0,5 mm verfahren und jeweils eine Stunde gemessen. Die Detektortemperatur lag bis auf eine Messung zwischen $-0,5$ und $+6$ °C, nur bei Position $+2,5$ mm war sie $+9$ °C. In den aufgenommenen Energiespektren wurde ein als flach angenommener gemittelter Untergrund subtrahiert. Die K_{α} - und K_{β} -Peaks nach Tabelle 4.2 wurden durch Gaußkurven angepasst. Als Integrationsintervall diente der Bereich von $\pm 3\sigma$ um die Maxima. Dieses Verfahren wurde auf die Spektren an allen Detektorpositionen zwischen $-7,5$ mm und $+7,5$ mm angewandt. Die Auftragung der Ereignisse über der Detektorposition ist in Abbildung 4.31 gezeigt.

Die Austrittsöffnung der Quelle und der Bleikollimator bilden einen Kanal mit einer Länge von $l_1 = 33$ mm einem Durchmesser von $D_1 = 4$ mm. Der parallele Strahl führt zu einem Plateau in der Intensitätsverteilung, das in Abbildung 4.31 gut mit dem Kollimatordurchmesser übereinstimmt. Die Photonen können vom Target unter einem maximalen Winkel von $6,9^\circ$ starten, ohne den Kollimator zu treffen. Die Detektorebene befindet sich in einem Abstand von $l_2 = 60$ mm vom Target, der maximale Strahldurchmesser in dieser Ebene beträgt $D_2 = 10,5$ mm. Sobald die aktive Detektorfläche mit ihrem Radius von $r_D = 1$ mm in den Strahl gerät, werden Ereignisse registriert und die Zählrate steigt an. Die theoretische maximale Breite der Intensitätsverteilung ist daher 12,5 mm als Summe von Strahldurchmesser D_2 und Detektordurchmesser $2 \cdot r_D$, auch diese passt zur gemessenen Verteilung.

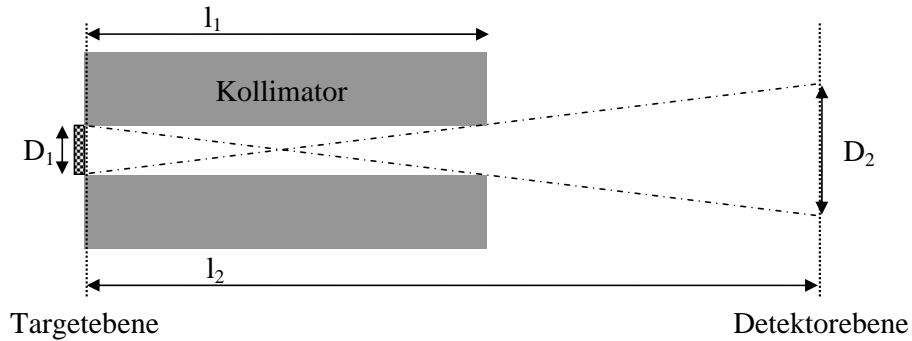


Abbildung 4.30: Strahlgeometrie der kollimierten Röntgenquelle
 Die Länge l_1 des gezeichneten Kollimators setzt sich zusammen aus der Strahlaustrittsöffnung der Quelle und dem aufgesetzten Bleikollimator.

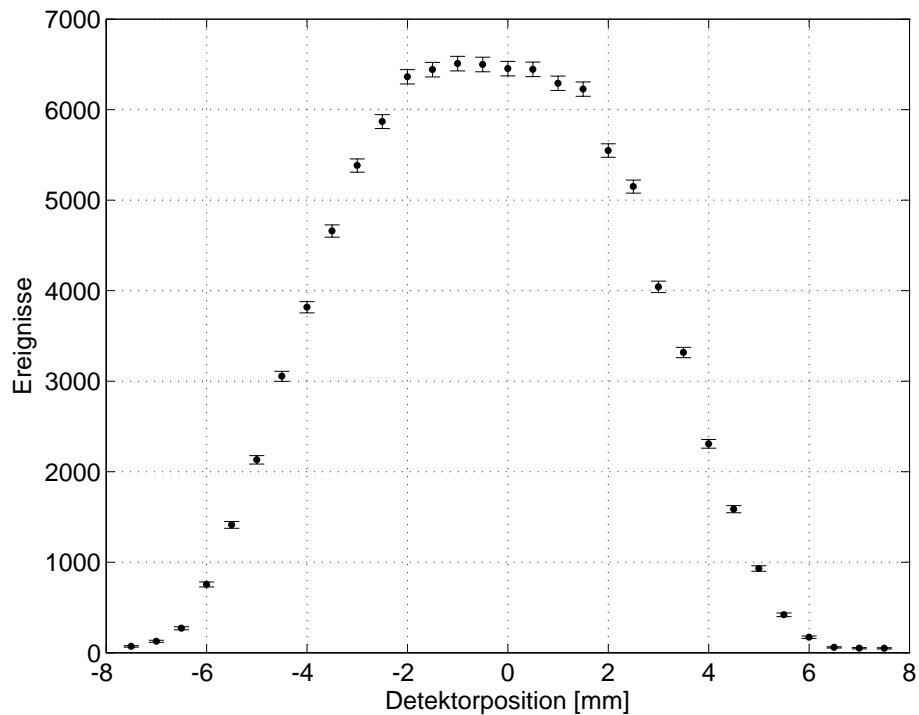


Abbildung 4.31: Emissionsprofil der kollimierten Röntgenquelle Die Fehlerbalken sind durch $\pm\sqrt{N}$ mit N als Anzahl der gemessenen Ereignisse gegeben.

Zusammenfassung und Ausblick

Das KATRIN-Experiment ist ein wichtiges Projekt in der Neutrinophysik, denn die direkte und modellunabhängige Bestimmung der Neutrinomasse aus dem Tritiumzerfall ist von großer Bedeutung sowohl für die Teilchenphysik als auch für die Kosmologie. Um eine Sensitivität von 0,2 eV (90 % C. L.) für die Messung von m_ν zu erreichen, darf die Summe aller identifizierten systematischen Fehler der Observablen m_ν^2 die Grenze von 0,017 eV² nicht übersteigen. Insbesondere muss die Aktivität der Tritiumquelle WGTS, die durch ihre Säulendichte bestimmt wird, während eines 60-tägigen Messzyklus auf 0,1 % stabil bleiben. Benötigt wird eine kontinuierliche Aktivitätsmessung, welche Schwankungen auf einer Zeitskala von wenigen Sekunden registrieren kann. Dies leistet ein beweglicher Monitordetektor auf der Basis eines Halbleiterdetektors vor dem Vorspektrometer.

Er wird im vorderen Teil der Kryopumpstrecke installiert und bietet während der Inbetriebnahme- und Kalibrationsphasen des Experiments die Möglichkeit, das Emissionsprofil der Quelle in praktisch tritiumfreier Umgebung und einem rotationssymmetrischen Magnetfeld zu analysieren. Die Hauptaufgabe jedoch stellt sich während des Messbetriebs, wenn der Detektor im Randbereich des Flussschlauchs positioniert wird und punktuell den Fluss an Elektronen misst. Diese Messung ergänzt die diskontinuierlichen Aktivitätsmessungen mit dem Hauptdetektor und die Messung der Isotopenreinheit des Tritiumgases in der Quelle durch Laser-Raman-Spektroskopie. Ergänzend kommt noch ein weiterer Aktivitätsmonitor im Rear System hinzu. Durch diese voneinander unabhängigen Methoden werden Schwankungen in der Tritium-Säulendichte messbar, die bei der Analyse der Hauptdetektor-Daten zu berücksichtigen sind.

Das Konzept eines UHV-tauglichen ($p \leq 10^{-11}$ mbar) und rechnergesteuert zweidimensional arbeitenden Detektormanipulators wurde entworfen und in einem Versuchsaufbau umgesetzt. Dabei wurde eine in Anschaffung und Betrieb kostengünstige Lösung für die bewegliche Detektorkühlung angewandt und erfolgreich getestet. Die gestellten Anforderungen an die Reproduzierbarkeit der Detektorpositionierung sind erfüllt.

Als Detektorprototyp wurde ein Silizium-Driftdetektor mit DEPFET-Ausleseknotten an den Detektorhalter adaptiert. Zur Signalverarbeitung war die Entwicklung einer anwendungsspezifischen Frontend-Elektronik notwendig. Erste Testmessungen erfolgten mit einer kollimierten Röntgenquelle. Als beste Energieauflösung wurden $(385 \pm 14 \pm 3)$ eV (FWHM) bei einer Energie von 17,4 keV und einer Detektortemperatur von -18°C erreicht. Die eindimensionale Abtastung des Strahlquerschnitts der Röntgenquelle demonstriert anhand des erstellten Emissionsprofils die Funktionsfähigkeit des Gesamtsystems.

Nach Abschluss der Messungen unter Vorvakuumbedingungen wird der Manipulator zerlegt und gereinigt. Beim nachfolgenden schrittweisen Zusammenbau wird er unter Ultrahochvakuum getestet. Dabei stehen Messungen mit einer Elektronenka-

none anstatt der Röntgenquelle im Mittelpunkt, um den Detektor bei Zählraten im Bereich von 10^5 s^{-1} zu charakterisieren. Weitere Untersuchungen sind bei der Suche nach alternativen Detektorelementen angebracht. Weil die Detektorfläche sehr klein ist, kann auch eine PIN-Diode geeignet sein; die Frontend-Elektronik vereinfacht sich dadurch etwas. Vor allem aber sinken die Kosten für den Fall, dass sich das Detektorelement aufgrund einer geringen Standzeit doch als Verschleißteil erweist.

Silizium-Driftdetektoren stellen eine leistungsfähige, gleichzeitig jedoch technisch anspruchsvolle Detektortechnologie dar. Sie stellen höhere Anforderungen an die Vorverstärker-Elektronik als PIN-Dioden, die daneben auch deutlich preiswerter sind. Wenn feststeht, welche Detektortechnologie zum Einsatz kommt, folgt die Entwicklung eines Detektorelements mit optimierter Geometrie in Form eines UHV-tauglichen Hybrid-Moduls mit integriertem Vorverstärker. Es bietet sich an, dieses Modul durch ein wartungsfreundliches Stecksystem elektrisch, mechanisch und thermisch mit dem Detektorhalter zu verbinden. Die Elektronik muss durch eine Metallabschirmung vor statischer Aufladung durch die auftreffenden Elektronen geschützt sein. Die dazu nötigen Voruntersuchungen haben gerade begonnen.

Anhang A

Grundlagen zu den Ausgasratenmessungen

Die allgemeine Zustandsgleichung für ideale Gase lautet

$$p \cdot V = n \cdot R \cdot T \quad (\text{A.1})$$

mit p als Druck im Volumen V , wenn sich darin $n = m/M$ Mole eines Gases mit der Gesamtmasse m und der molaren Masse M bei einer Temperatur T befinden. Die allgemeine Gaskonstante R bezeichnet das Produkt aus Avogadrokonstante N_A und Boltzmann-Konstante k_B . Für reale Gase gilt die ideale Gasgleichung umso besser, je geringer der Druck und je höher die Temperatur ist. In der Vakuumtechnik hat man es naturgemäß mit geringen Drücken zu tun, daher ist Gleichung (A.1) anwendbar. Aus dem Rezipienten muss eine Gasmenge m möglichst vollständig herausbefördert werden¹. Dazu setzt man eine Pumpe mit dem Saugvermögen

$$S = \frac{dV}{dt} \quad (\text{A.2})$$

ein, wobei S für den Volumendurchfluss pro Zeit steht. Ein weiterer wichtiger Begriff ist die Saugleistung Q . Sie bezeichnet entweder den Massendurchfluss $q_m = m/t$ pro Zeiteinheit oder den so genannten pV -Durchfluss

$$Q = \frac{pV}{t} \quad (\text{A.3})$$

in mbar·l/s durch die Ansaugöffnung der Pumpe. Hierbei ist p der Druck auf der Ansaugseite der Pumpe. Sind p und V konstant, ist die Saugleistung durch

$$Q = p \cdot S \quad (\text{A.4})$$

gegeben. Q ist die Gasmenge in mbar·l/s, die eine Pumpe mit einem Saugvermögen S (Angabe meist in l/s) pro Zeiteinheit transportiert. Der Gasdurchfluss durch ein Leitungselement wie z. B. ein Rohr, ein Ventil, eine Blende o.ä. ist

$$Q = L(p_1 - p_2) = L \cdot \Delta p \quad (\text{A.5})$$

¹Üblicherweise wird statt der Gasmenge m das Produkt $p \cdot V$ in mbar·l verwendet.

und wird ebenfalls in l/s angegeben. Der Proportionalitätsfaktor L heißt Strömungsleitwert und ergibt sich aus der Form des Leitungselements [Ley02]. Für einfache Geometrien kann man L berechnen. Alle Leitungselemente sollen so kurz und gerade wie möglich sein und einen großen Querschnitt haben.

A.1 Leckrate und Gasabgaberate

Auch ein Leck in der Behälterwand verhält sich wie ein Leitungselement, durch das aufgrund der Druckdifferenz Δp zwischen außen und innen eine Gasmenge Q_L pro Zeiteinheit hindurch tritt und die Gaslast auf die Pumpe erhöht. Als weitere Gasquellen wirken alle inneren Oberflächen der Vakuumpumpe. Ihr Beitrag wird durch die Gasabgaberate beschrieben, die ebenfalls in mbar·l/s angegeben wird. Bei ausgedehnten Gebilden wie z. B. der Behälterwand wird auch die flächenbezogene Gasabgaberate in mbar·l/(s·cm²) verwendet.

A.2 Druckanstiegsmethode

Bei gegebener Saugleistung begrenzen die Leckrate und Gasabgaberate im Rezipienten den erreichbaren Enddruck. Man kann sie messen, indem man die Vakuumpumpe über ein Ventil abtrennt (die Saugleistung auf Null setzt) und den Druckanstieg als Funktion der Zeit beobachtet. Die Gasmenge im Rezipienten und somit der Druck steigen an, denn Gasteilchen, die von den Behälterwänden desorbieren oder durch Lecks eindringen, werden nicht mehr abtransportiert. Man misst dann eine Leckrate

$$Q_L = \frac{\Delta p \cdot V}{\Delta t}. \quad (\text{A.6})$$

Durch ein Leck strömt eine zeitlich konstante Gasmenge in den Rezipienten, und der Druck steigt linear mit der Zeit an, so lange die Druckdifferenz zwischen innen und außen hinreichend groß ist. Die Gasmenge, die von den inneren Oberflächen desorbiert, nimmt dagegen mit der Zeit ab, weil sich ein Gleichgewichtszustand zwischen Desorption und Adsorption einstellt, woraufhin der Druck konstant bleibt. Nach Abbildung A.1 setzt sich der erste lineare Abschnitt des Druckverlaufs (Kurve 3) aus der Leckrate der Apparatur und der Gasabgaberate zusammen.

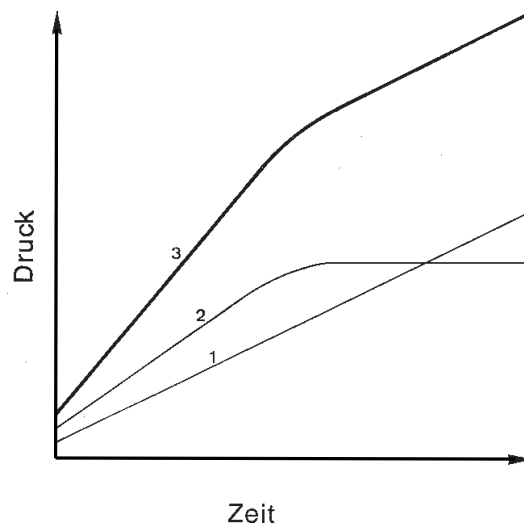


Abbildung A.1: Druckanstieg im Rezipienten nach Absperren der Pumpe
Kurve 1 zeigt den Beitrag durch ein Leck, der Druck steigt linear an. Kurve 2 beschreibt die Gasdesorption von den Behälterwänden, die nach einiger Zeit in das Gleichgewicht von Desorption und Adsorption übergeht. Kurve 3 stellt den realen Verlauf als Summe von Leckrate und Desorptionsrate dar (aus [Ley02]).

Anhang B

Fluoreszenzenergien der Röntgenquelle

Tabelle B.1: Röntgenlinien der Americiumquelle für verschiedene Fluoreszenztargets mit Angabe der relativen Intensitäten (aus [Tho00]).

Element	Linie	I_{rel} [%]	E [keV]	Element	Linie	I_{rel} [%]	E [keV]
${}_{29}\text{Cu}$	K_{α_1}	100	8,048	${}_{37}\text{Rb}$	K_{α_1}	100	13,395
	K_{α_2}	52	8,028		K_{α_2}	52	13,335
	$K_{\beta_{1,3}}$	17	8,905		K_{β_1}	14	14,961
					K_{β_2}	2	15,185
			K_{β_3}		7	14,951	
${}_{42}\text{Mo}$	K_{α_1}	100	17,479	${}_{47}\text{Ag}$	K_{α_1}	100	22,162
	K_{α_2}	52	17,374		K_{α_2}	53	21,990
	K_{β_1}	15	19,608		K_{β_1}	16	24,942
	K_{β_2}	3	19,965		K_{β_2}	4	25,456
	K_{β_3}	8	19,590		K_{β_3}	9	24,911
${}_{56}\text{Ba}$	K_{α_1}	100	32,193	${}_{65}\text{Tb}$	K_{α_1}	100	44,481
	K_{α_2}	54	31,817		K_{α_2}	56	43,744
	K_{β_1}	18	36,378		K_{β_1}	20	50,382
	K_{β_2}	6	37,257		K_{β_2}	7	51,698
	K_{β_3}	10	36,304		K_{β_3}	10	50,229

Anhang C

Schaltungsdokumentation

C.1 Vorverstärker

Die Transistoren Q1-Q4 bilden einen Differenzverstärker mit Q3 als positivem und Q4 als negativem Eingang. Die Basisspannungen von Q3 und Q4 sind deshalb bis auf die Eingangs-Offsetspannung gleich und werden mit R14 eingestellt. Q6 erzeugt den Ruhestrom durch den Differenzverstärker, er wird mit R4 auf 4 mA eingestellt. Der Arbeitspunkt des DEPFET soll mit dem externen Gate auf $U_G = -8\text{ V}$ gehalten werden. Laut Datenblatt des Detektors entspricht einer Gatespannung von $U_G = -8\text{ V}$ ein Drainstrom von ca. $40\ \mu\text{A}$. Dieser wird als Konstantstrom über die Basisspannung von Q3 ($-5,5\text{ V}$) und den Widerstand R16 (220k) gegen -15 V vorgegeben. Die Basis von Q4 wird mit R14 auf einer Spannung von $-5,5\text{ V}$ gehalten, die sich zur Basis von Q3 und weiter nach R16 überträgt, durch welchen ein Strom von $40\ \mu\text{A}$ gegen Masse fließt. Dieser fließt auch durch den DEPFET, weil R16 mit seinem Drain verbunden ist. Die Drainspannung U_D ist mit R14 zwischen -4 V und $-6,8\text{ V}$ einstellbar.

Der Transistor Q5 regelt die Gatespannung so, dass der Drainstrom konstant bleibt. Sammeln sich Elektronen im internen Gate, wird dessen Potenzial negativer, es beeinflusst weitere Löcher im p-leitenden Kanal und der Drainstrom steigt an, die Spannung an R16 ebenfalls. Dadurch leitet Q3 stärker, Q4 weniger und die Basisspannung am Endstufentransistor Q5 steigt. Dessen steigende Emitterspannung erhält durch D2 und R7 einen Offset von ca. -7 V und wird auf das externe Gate übertragen. Es wird dadurch positiver, und durch diese Gegenkopplung bleibt der Drainstrom durch den DEPFET konstant¹. Der positive Spannungssprung an Q5 wird mit Hilfe des Operationsverstärkers IC2A in ein $50\ \Omega$ -Ausgangssignal gewandelt und gelangt zum Datenerfassungssystem.

Die Ladungstranskonduktanz g_q bezeichnet den Drainstrom-Anstieg pro Elektron,

¹Die Gegenkopplung stellt eine Neuentwicklung gegenüber der vom Hersteller eingesetzten Schaltungsart dar, bei der U_G konstant bleibt und der Drainstrom I_D bei jedem detektierten Ereignis anwächst.

das sich im internen Gate befindet und beträgt für den untersuchten Detektortyp $40,1 \text{ pA}/e^-$. Ein 5 keV -Elektron erzeugt im Mittel 1388 Elektron-Loch-Paare und erhöht dadurch den Drainstrom um $55,7 \text{ nA}$. Die DEPFET-Makropixel-Detektoren haben gegenüber solchen ohne Drain Clear Gate eine ca. achtfach geringere Ladungstranskonduktanz, die durch die größere Länge des externen Gates und den noch nicht optimierten Fertigungsprozess begründet wird. Eine Erhöhung von g_q verbessert das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis um den gleichen Faktor [Zha06a].

An Buchse X3 kann ein Testpuls in den Verstärker eingespeist werden. Über die Steckverbinder J1 und J2 werden zwei Temperatursensoren (Pt1000 am Kupferblock und am Detektorkaltfinger) in Vierleiterschaltung ausgelesen. Die RC-Netzwerke neben J1 und J2 blocken hochfrequente Störungen ab, die über die Temperaturmessleitungen von außen in die vakuumseitigen Detektor-Stromkreise einkoppeln können.

Abgleich

Der Ruhestrom durch den Differenzverstärker wird mit R4 auf 4 mA eingestellt. Das ist erreicht, wenn der Spannungsabfall an R5 400 mV beträgt. Zwischen den Basen von Q3 und Q4 darf kein Offset messbar sein. R6 und C2 dienen der Frequenzkompensation, die mit R6 eingestellt wird um eine eventuelle Schwingneigung des Verstärkers zu minimieren. Die Basis von Q5 muss ungefähr auf 0 V liegen. Über D2 und R7 fallen ca. 7 V ab, der Knoten R1-R7 liegt auf -8 V , dem vorgesehenen Wert für die Gatespannung U_G am DEPFET.

Einstellung der Basisspannung an Q3/Q4

Der Differenzverstärker-Eingang liegt auf Drainpotenzial, es soll $U_D = -7 \text{ V}$ oder besser -6 V betragen. Der Eingangspegel des Differenzverstärkers wird mit R14 eingestellt. Es stellte sich heraus, dass der Verstärker umso leichter schwingt, je positiver U_D ist. Für $U_D = -7 \text{ V}$ ist die Einstellung noch unkritisch, eine Schwingneigung wird mit R6 unterdrückt (Frequenzkompensation des Differenzverstärkers). Arbeitet die Schaltung stabil, kann man U_D mit R14 positiver einstellen, z. B. auf -6 V und anschließend nochmals mit R6 eventuelle Schwingungen kompensieren. U_D soll im Betrieb nicht negativer als $-5,8 \text{ V}$ sein, da sonst durch die Schutzdiode D9 (Zenerspannung $6,8 \text{ V}$) auf der Detektorträgerplatte zu viel Sperrstrom fließt.

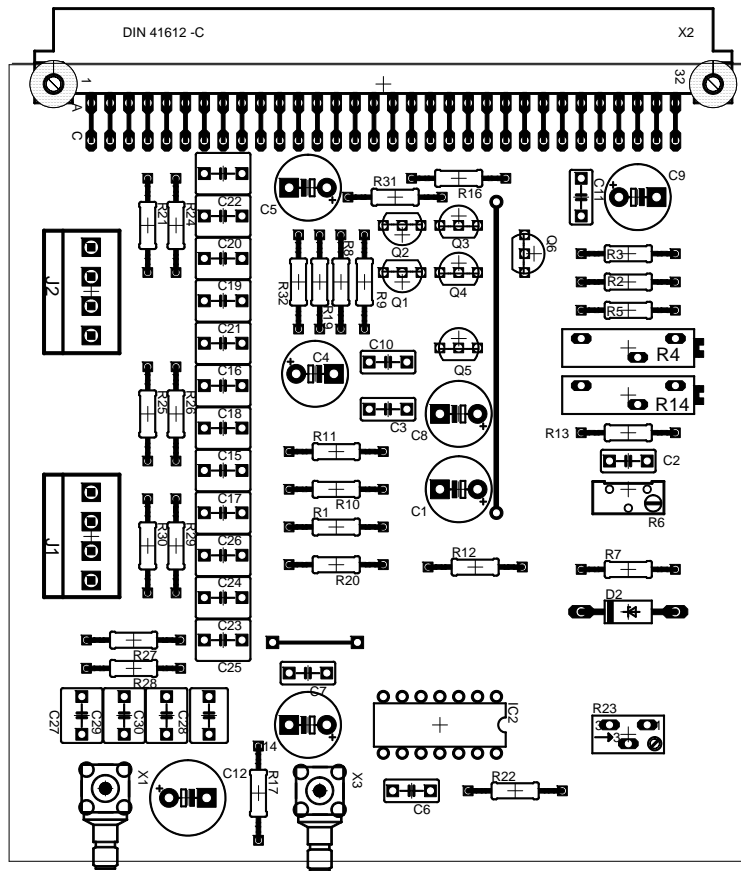


Abbildung C.2: Bestückungsplan Vorverstärker

C.2 Löschimpuls-Generator

Die Löschsequenz für den DEPFET wird von einem Mikrocontroller gesteuert, was eine flexible Anpassung des zeitlichen Ablaufs ohne Umbau der Schaltung erlaubt. Für den Betrieb des Detektors sind Löschimpulse am DCG (Drain-Clear-Gate) und am CL (Clear) nötig. Das Austast-Signal (inhibit) unterbricht die Aufzeichnungen des Datenaufnahmesystems, solange der Detektor gelöscht wird.

Die Schaltung basiert auf einem Mikrocontroller der Firma Mikrochip (PIC16F628), er enthält neben verschiedenen Timern auch Komparatoren, deren analoge Eingangssignale vom Programm verarbeitet werden. Als Komparator-Eingangssignal zum pegelgesteuerten Löschen dient das Ausgangssignal des Vorverstärkers, welches über R11 noch gedämpft werden kann. Wird die obere (mit R_oben einstellbare) Schaltschwelle überschritten, so löst das Programm den Löschimpulszyklus (Abbildung 4.14) aus und wiederholt ihn im Abstand von 1 ms so lange, bis die untere (über R_unten einstellbare) Schaltschwelle unterschritten wird. Über R15 ist ein Offsetabgleich möglich, die Zenerdiode D1 schützt den Mikrocontroller vor Überspannungen.

Über den Jumper JP1 ist es möglich, den Komparatoreingang zwischen dem Verstärkerausgang und 5V umzuschalten. Falls 5V eingestellt sind, liegt der Komparator-eingang immer über der oberen Schwelle, und es werden im Abstand von einer Millisekunde periodisch Löschimpulse ausgelöst. Über die Endstufentransistoren Q1, Q2 und Q3 werden die Signale der Mikrocontroller-Ports in die entsprechenden Spannungen gemäß Tabelle 4.1 umgesetzt.

Um die Flankensteilheiten zu erhöhen, ist eine Sättigung der Transistoren zu vermeiden. Den Transistoren T1, T2, Q1 und Q2 werden die Schottky-Dioden D3-D6 in der Basis-Kollektor-Strecke parallel geschaltet, sodass die Spannung der Basis nie mehr als 0,3 V über den Kollektorpotenzial liegen kann. Dadurch ergibt sich ein so genannter Schottky-Transistor. Diese Parallelschaltung verhindert ein Absinken der Kollektor-Emitter-Spannung unter 0,3 V.

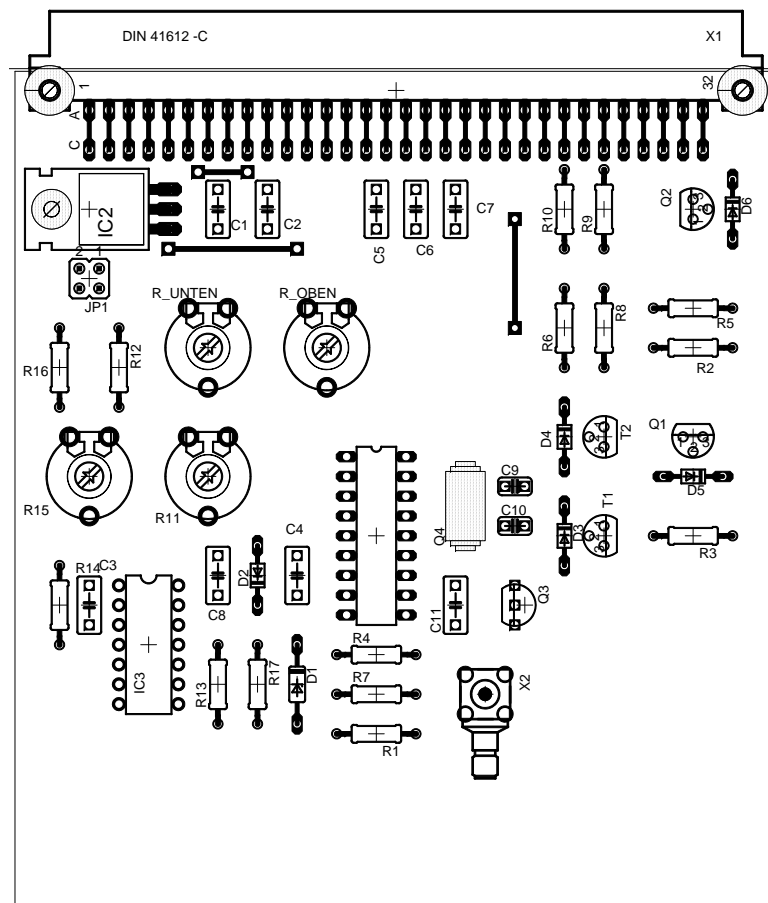


Abbildung C.4: Bestückungsplan Löschpuls-Generator

C.3 Detektor-Bias und Spannungsversorgung

Auf dem DEPFET-Detektor ist zwischen den einzelnen Driftringen eine Spannungsteilerkette durch MOSFETs realisiert, durch die sich eine Spannungsdifferenz von ca. 5 V zwischen zwei benachbarten Ringen einstellt. Transistor Q1 treibt einen Strom durch diese Driftring-Spannungsteilerkette. Er berechnet sich nach $I = U_{D4} / R10$ und beträgt bei $U_{D4} = 8,2\text{V}$ und $R10 = 15\text{M}\Omega$ demnach $I = 0,55\ \mu\text{A}$, der an Jumper JP1 gemessen werden kann. Die Steckposition von JP1 entscheidet, ob alle 19 oder nur die inneren 10 Driftringe zum Aufbau des Driftfeldes verwendet werden.

Der Spannungsteiler aus R1, R2, R3, R7 und R8 stellt die Spannungen am Ring 1 und am Rückseitenkontakt (BC) ein. Mit R7 kann die Spannung an Ring 1, mit R8 die am Rückseitenkontakt variiert werden. Vom Hersteller, der jede Spannung über ein separates Netzteil zugeführt hat, war folgende Reihenfolge empfohlen [Zha06b]:

1. Innerer Driftring 1 (Ring 1)
2. Rückseitenkontakt (BC)
3. Äußerer Driftring (Ring 19 bzw. Ring 10)
4. Drainspannung V_D
5. Gatespannung V_G
6. Clear gate-Impuls V_{CG}
7. Clear-Impuls V_{CL}
8. Vorverstärker

Beim Ausschalten gilt die umgekehrte Reihenfolge. Um die Anzahl der notwendigen Netzgeräte zu verringern, wurde die Schaltung so erweitert, dass sie aus -160 V und $\pm 15\text{ V}$ folgende Pegel generiert: $-40\text{ V} \dots -37\text{ V}$ für den „low“-Pegel am Clear Gate, $-1,5\text{ V}$ für den „low“-Pegel am Clear, und $+10\text{ V}$ für den „high“-Pegel am Clear.

Für den Betrieb der gesamten Frontend-Elektronik sind nun lediglich drei externe Spannungen notwendig: $\pm 15\text{ V}$ und -160 V . Alle anderen Pegel werden intern generiert. Dadurch vereinfacht sich auch die Einschaltsequenz. Die Schutzbeschaltung auf der Detektorträgerplatte verhindert, dass sich im Einschaltmoment unzulässig hohe Potenziale im Detektor aufbauen. Zusammen mit der kombinierten Spannungsversorgung besteht die Einschaltreihenfolge lediglich aus

1. -160 V , um das Substrat zu verarmen und das Driftfeld aufzubauen
2. $\pm 15\text{ V}$ für die restliche Schaltung.

Beim Ausschalten ist wiederum die umgekehrte Reihenfolge zu wählen.

Abgleich

Die Spannungsteilerkette R7, R8, R11, R12, R13 sorgt für die Spannungen U_{BC} am Rückseitenkontakt (mit R12 einstellbar) und am Driftring 1 (mit R13 einstellbar). IC1 regelt den „high“-Pegel des Clear Pulses ($+10\text{ V}$, wird mit P2 abgeglichen), IC2 erzeugt den „low“-Pegel am Clear ($-1,5\text{ V}$, einstellbar mit P3). Die Transistorstufe T2 erzeugt $-40\text{ V} \dots -37\text{ V}$ für den „low“-Pegel am Clear Gate, der mit P1 eingestellt werden kann.

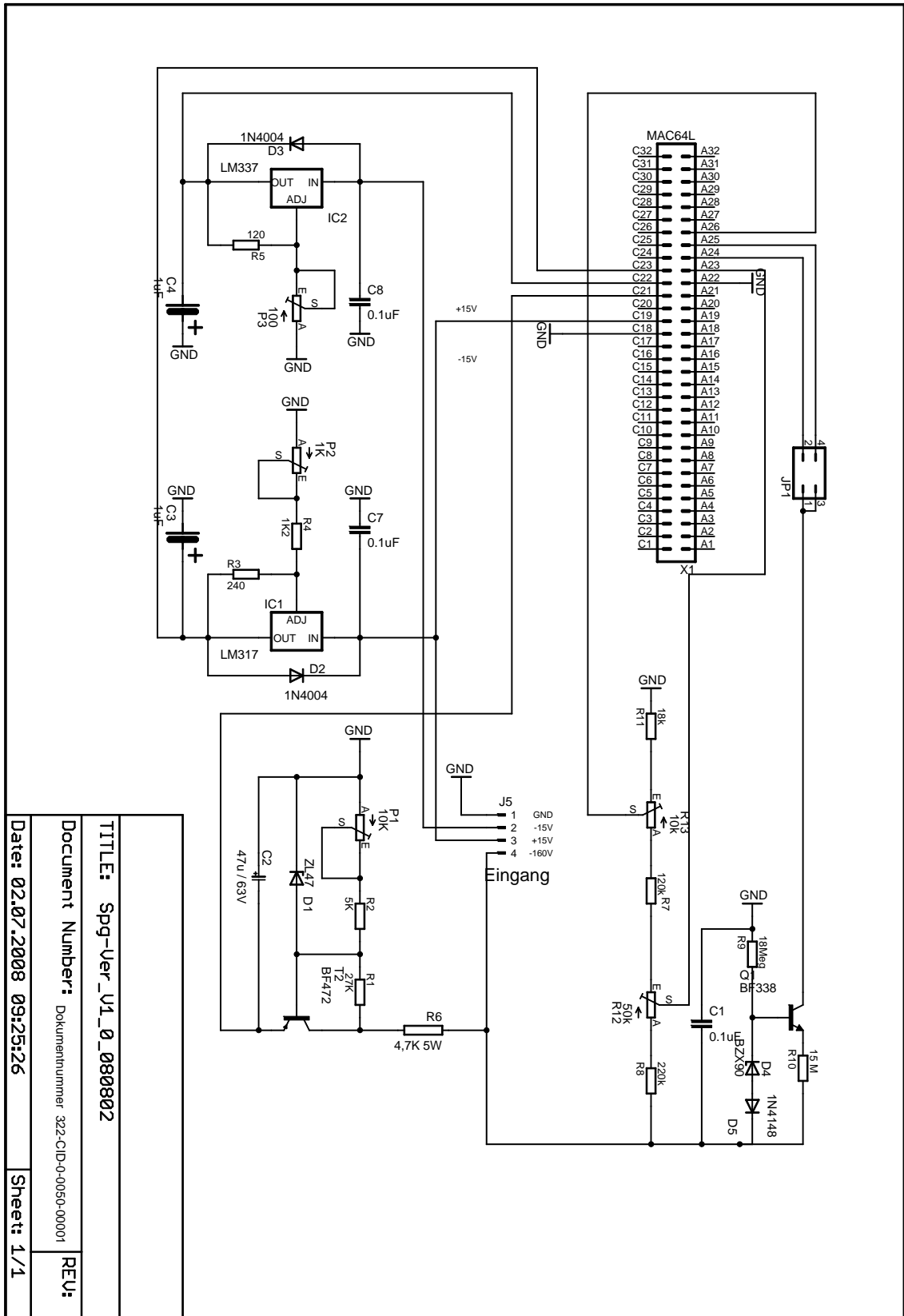


Abbildung C.5: Stromlaufplan Detektorbias und Spannungsversorgung

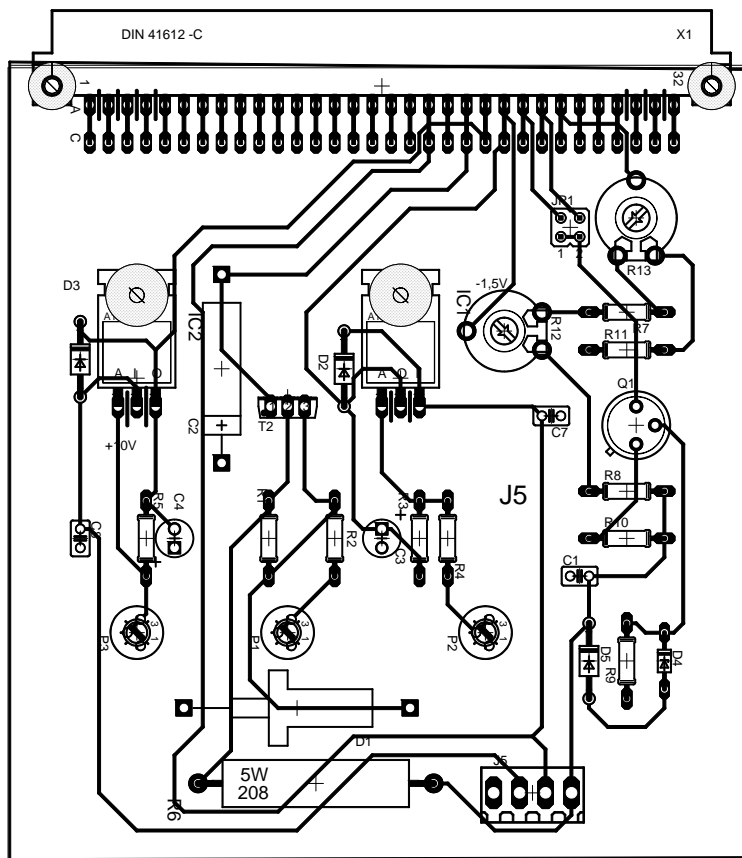


Abbildung C.6: Bestückungsplan Detektorbias und Spannungsversorgung

C.4 Grundplatte

Die VG-Buchsenleisten X1 bis X3 sind Steckplätze für die Frontend-Elektronik, wobei die Einbaupositionen der einzelnen Module fest vorgegeben und als Bestückungsdruck aufgebracht sind. X4 bezeichnet die 50-polige D-Sub-Buchse, mit der die Grundplatte auf die Vakuumdurchführung gesteckt wird.

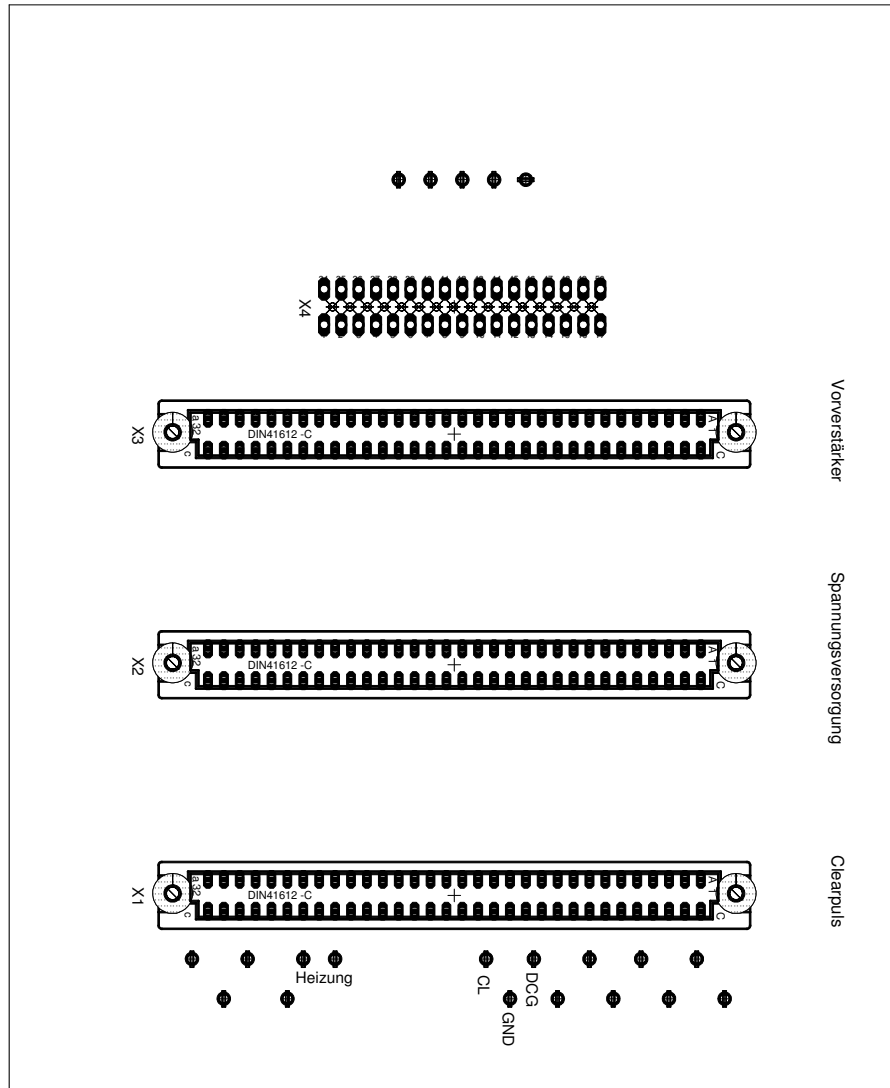


Abbildung C.7: Bestückungsplan Grundplatte

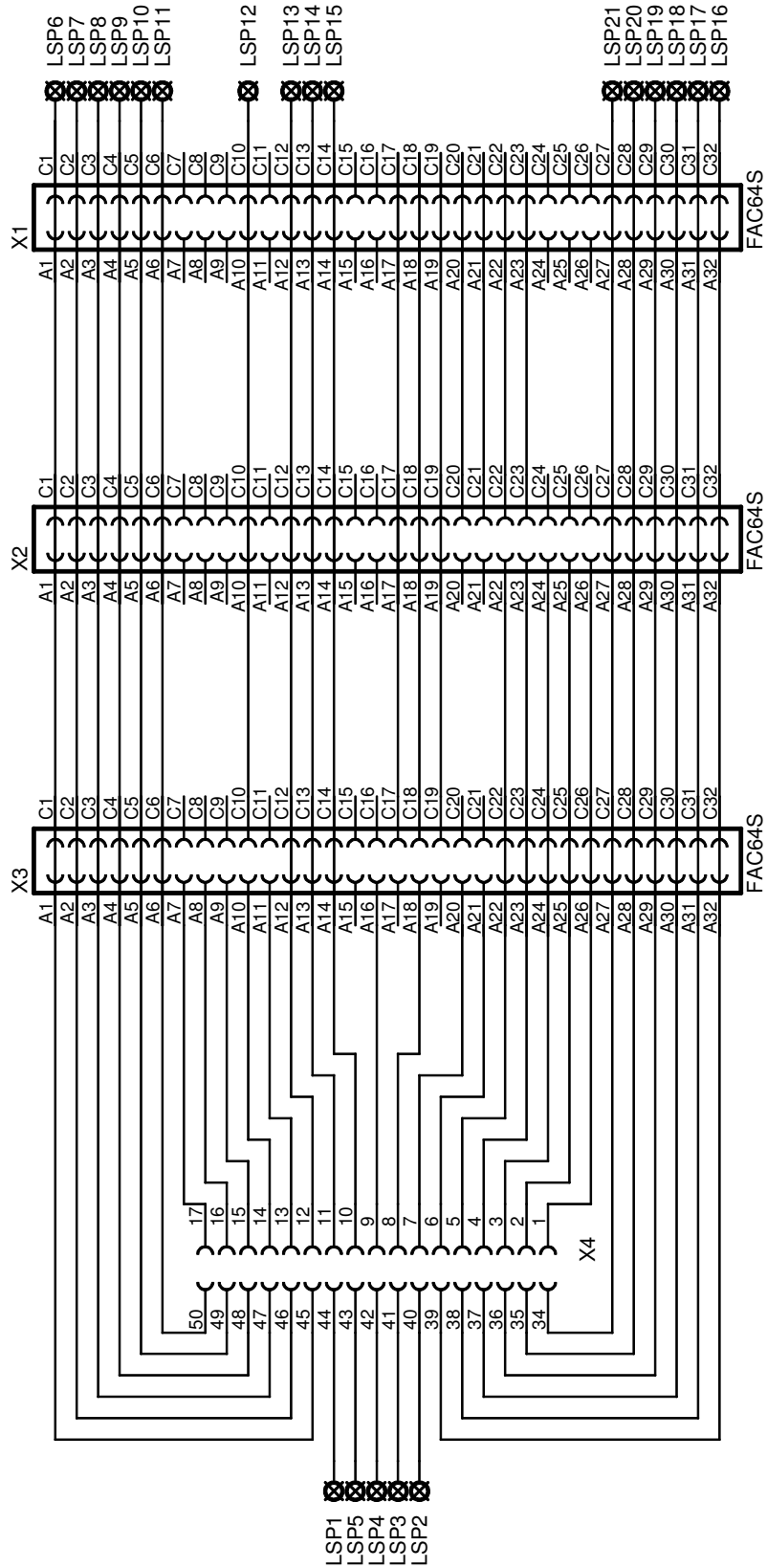


Abbildung C.8: Stromlaufplan Grundplatte

C.5 Detektor-Trägerplatte

Die Baugruppe nimmt den Detektor in einem Stecksockel auf und stellt den elektrischen Kontakt zur restlichen Elektronik her. Alle empfindlichen Kontakte des DEPFETs sind mit Widerständen, normalen Dioden und Zenerdioden abgeblockt, um externe Überspannungen abzuleiten.

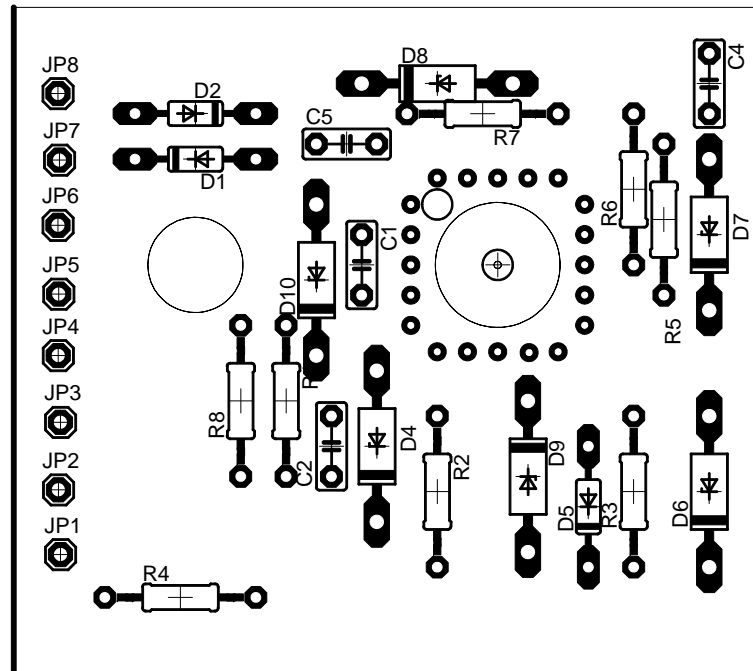


Abbildung C.9: Bestückungsplan Detektor-Trägerplatte

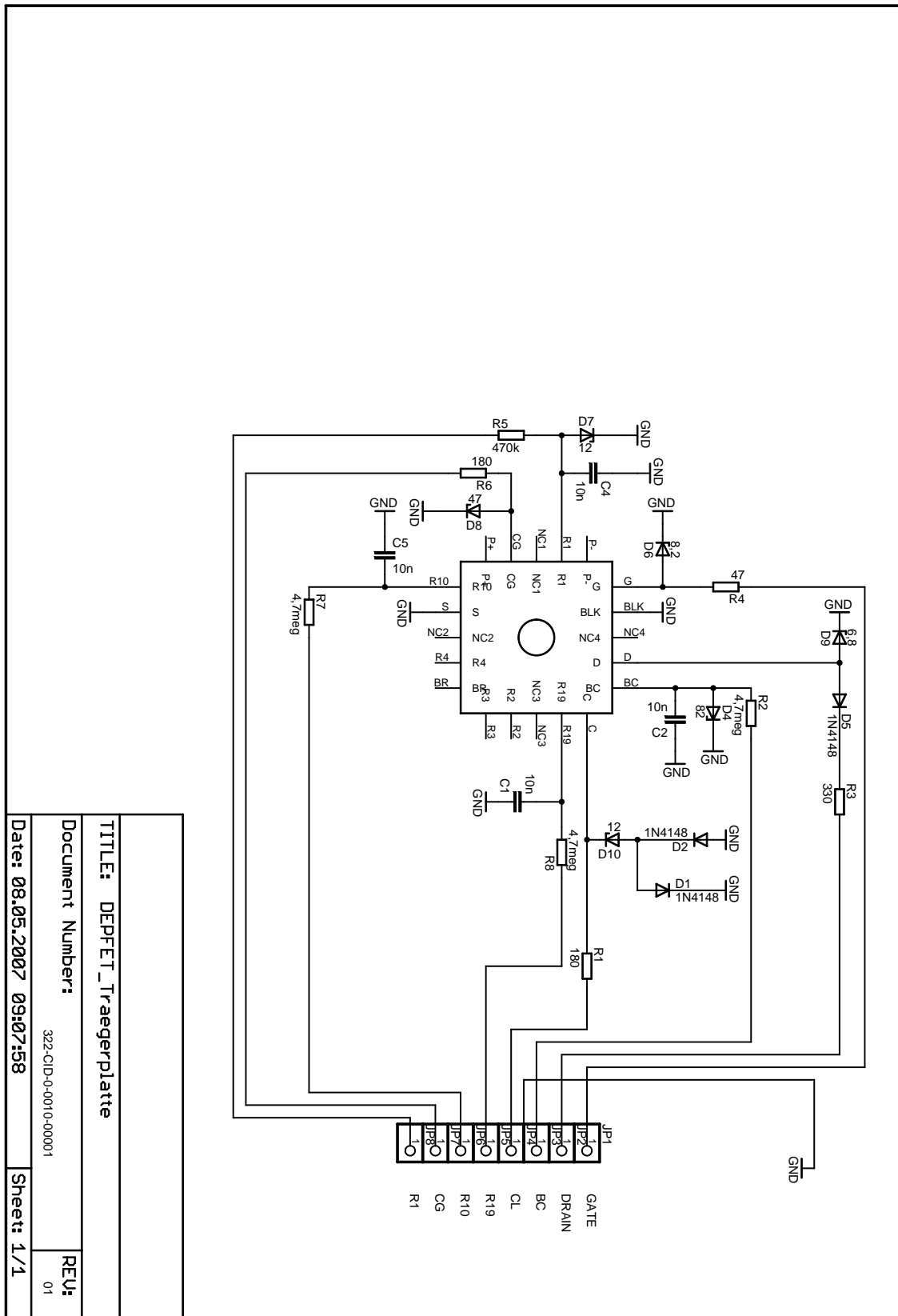


Abbildung C.10: Stromlaufplan Detektor-Trägerplatte

C.6 Detektor-Trägerplatte mit Vorverstärker

Der erste DEPFET-Detektor war nach kurzer Zeit defekt. Das Ersatzexemplar ließ sich mit dem rückgekoppelten Vorverstärker nach Abbildung C.1 nicht betreiben. Trotz vielfacher Versuche, die möglichen Betriebsspannungen an Gate und Drain durch zusätzliche Beschaltung mit Zenerdioden einzuschränken, lief die Schaltung in Kombination mit dem Detektor stets in einen Arbeitspunkt, in dem kein Betrieb möglich war. Daraufhin wurde die Detektor-Trägerplatte modifiziert und durch einen Operationsverstärker IC 1 ergänzt, der den Drainstrom in eine Spannung wandelt. Das SMD-Bauteil befindet sich auf der Leiterbahnseite und ist gespiegelt entflochten. Die Spannungen an Gate und Drain werden durch Spannungsteiler vorgegeben, die sich außerhalb des Rezipienten befinden und sind dadurch individuell einstellbar. Das Modul des ursprünglichen Vorverstärkers wurde in dieser Betriebsart entfernt und dessen Rückkopplungsfunktion mit konstantem Drainstrom ist damit nicht gegeben.

Bei den Messungen zeigte sich, dass nach Aus- und Wiedereinschalten der Elektronik nicht mehr der mit Gate- und Drainspannung festgelegte Arbeitspunkt, sondern stets ein zweiter stabiler Arbeitspunkt eingenommen wurde. Die Gatespannung musste kurz reduziert und wieder auf den ursprünglichen Wert eingestellt werden, um den Detektor in Betrieb zu setzen. Dieses Verhalten erklärt vermutlich auch, warum der zweite Detektor nicht mit dem rückgekoppelten Vorverstärker funktioniert hat. Offenbar werden exemplarabhängig einzelne Bereiche des Detektors bei zeitlich ungünstigem Aufbau seiner internen Potenziale mit Ladungsträgern überflutet.

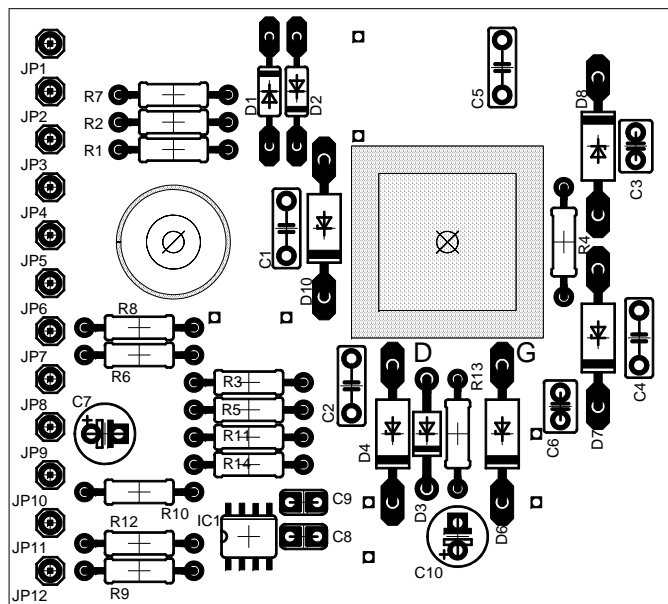
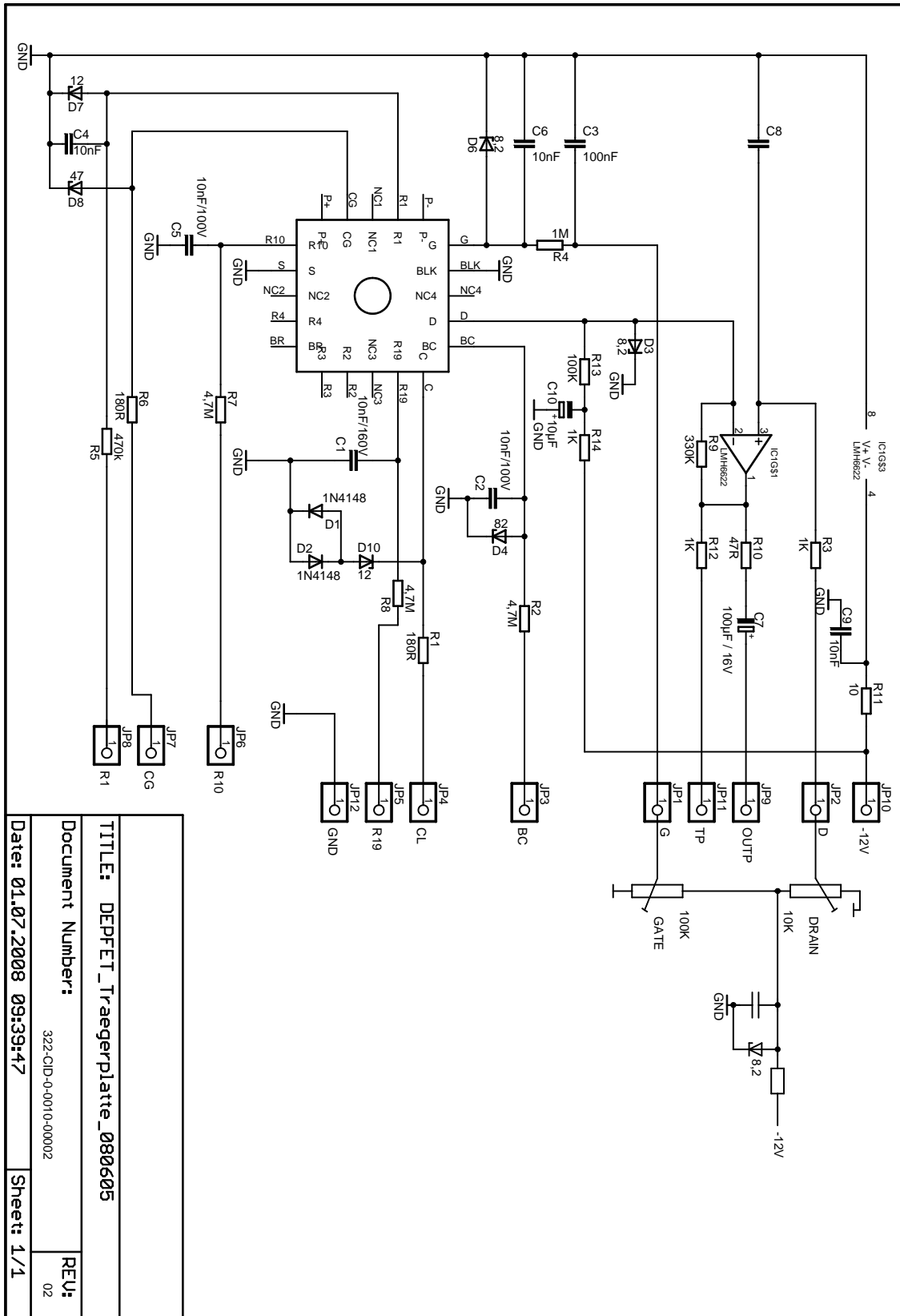


Abbildung C.11: Bestückungsplan der Trägerplatte mit Vorverstärker



TITLE: DEPFTT_Traegerplatte_080605	
Document Number: 322-CID-0-0010-00002	
Date: 01.07.2008 09:39:47	Sheet: 1/1
REV:	02

Abbildung C.12: Stromlaufplan Detektor-Trägerplatte mit Vorverstärker

C.7 Detektor-Dummy

Der Feldeffekttransistor Q1 simuliert den DEFPET-Ausleseknotten im Detektor. Des-
sen internes Gate inklusive Ladungsträgerakkumulation kann nicht simuliert werden,
aber die Arbeitspunkteinstellung für das externe Gate. Die Widerstände R9 bis R12
stehen für die Driftringe und die Spannungsteilerkette zwischen ihnen, wobei zwei
getrennte Strompfade von Ring 19 bzw. Ring 10 nach Ring 1 anstelle eines gemein-
samen wie auf dem realen Detektor bestehen.

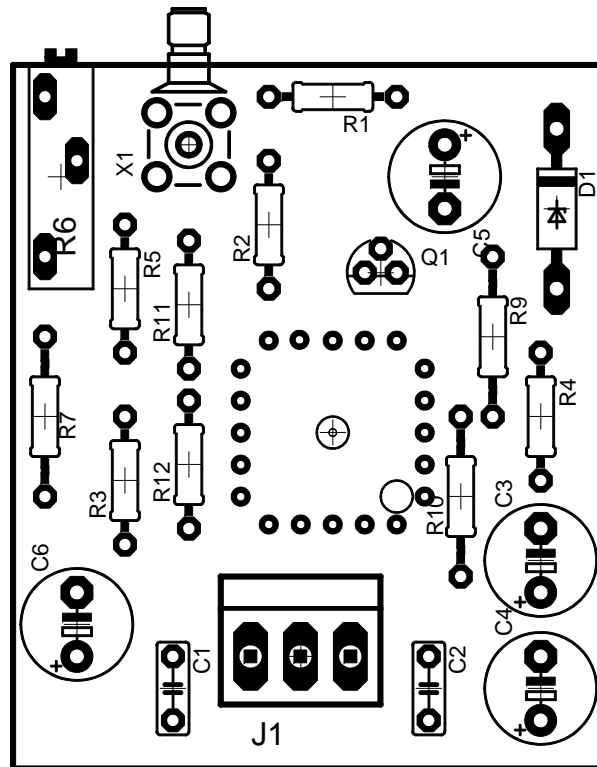


Abbildung C.13: Bestückungsplan Detektordummy

C.8 Belegungspläne des Durchführungssteckers

Die folgenden Tabellen enthalten die Verbindungsschemata der Detektorträgerplatten über die 50-polige D-Sub-Vakuumdurchführung zur Elektronik-Grundplatte und den einzelnen Steckmodulen. Die farbig hinterlegten Signale sind vakuumseitig zu Leitungsbündeln verdrillt. Um kapazitive Überkopplungen zwischen Gate und Drain zu vermeiden, sollen deren Leitungen einen ausreichenden Abstand voneinander haben und nicht miteinander verdrillt sein. Die Nummerierung der D-Sub-Buchse entspricht nur vakuumseitig der Steckernorm, atmosphärenseitig ist sie gespiegelt zu interpretieren, denn die Vakuumdurchführung ist beidseitig männlich ausgeführt. Variante A gilt bei Verwendung des externen Vorverstärkers mit Rückkopplung, Variante B bei Verwendung des Vorverstärkers auf der Detektorträgerplatte.

Tabelle C.1: Pinbelegung A der D-Sub-Vakuumdurchführung

Signalname	Signalbedeutung	Pin Detektor-Trägerplatte	Pin D-Sub-Buchse	Pin Vorverstärker	Pin Spannungsversorgung	Pin Clearpuls
r1	Driftring 1	8	50	A26 C26	A26	
r10	Driftring 10	6	49	A25, C25	C25	
r19	Driftring 19	5	48	A24, C24	C24	
BC	Back Contact	3	47	A23, C23	C23	
GND	Masse		46	A22,C22	A22	
GATE	externes Gate	1	45	A21		
GND	Masse		44	A20		
DRAIN	Drain	2	43	A18		
GND	Masse		42	A16		
CL	Clear	4	41	A14,C14	A14,C14	A14,C14
GND	Masse		40	A13, C13	A13, C13	A13, C13
(D)CG	(Drain) Clear Gate	7	39	A12,C12	A12,C12	A12,C12
PT1000-Cu 1	Temp. Cu-Block		38	A11		
PT1000-Cu 2	Temp. Cu-Block		37	A10		
nb	nicht belegt		36	A9		
PT1000-Det 1	Temp. Detektor		35	A8		
PT1000-Det 2	Temp. Detektor		34	A7		

Tabelle C.2: Pinbelegung B der D-Sub-Vakuumdurchführung

Signalname	Signalbedeutung	Pin Detektor-Trägerplatte	Pin D-Sub-Buchse	Pin Vorverstärker	Pin Spannungsversorgung	Pin Clearpuls
r1	Driftring 1	8	50	A26 C26	A26	
r10	Driftring 10	6	49	A25, C25	C25	
r19	Driftring 19	5	48	A24, C24	C24	
BC	Back Contact	3	47	A23, C23	C23	
GND	Masse		46	A22,C22	A22	
GATE	externes Gate	1	45	A21		
GND	Masse		44	A20		
DRAIN	Drain	2	43	A18		
GND	Masse		42	A16		
CL	Clear	4	41	A14,C14	A14,C14	A14,C14
GND	Masse		40	A13, C13	A13, C13	A13, C13
(D)CG	(Drain) Clear Gate	7	39	A12,C12	A12,C12	A12,C12
PT1000-Cu 1	Temp. Cu-Block		38	A11		
PT1000-Cu 2	Temp. Cu-Block		37	A10		
n.b.	n.b.		36	A9		
PT1000-Det 1	Temp. Detektor		35	A8		
PT1000-Det 2	Temp. Detektor		34	A7		
OUT	Verstärkerausgang	9	7			
GND	Masse		8			
-12V	-Vcc (OPAMP)	10	9			
Test	Testsignal	11	10			

Anhang D

Zeichnung des Detektorgehäuses

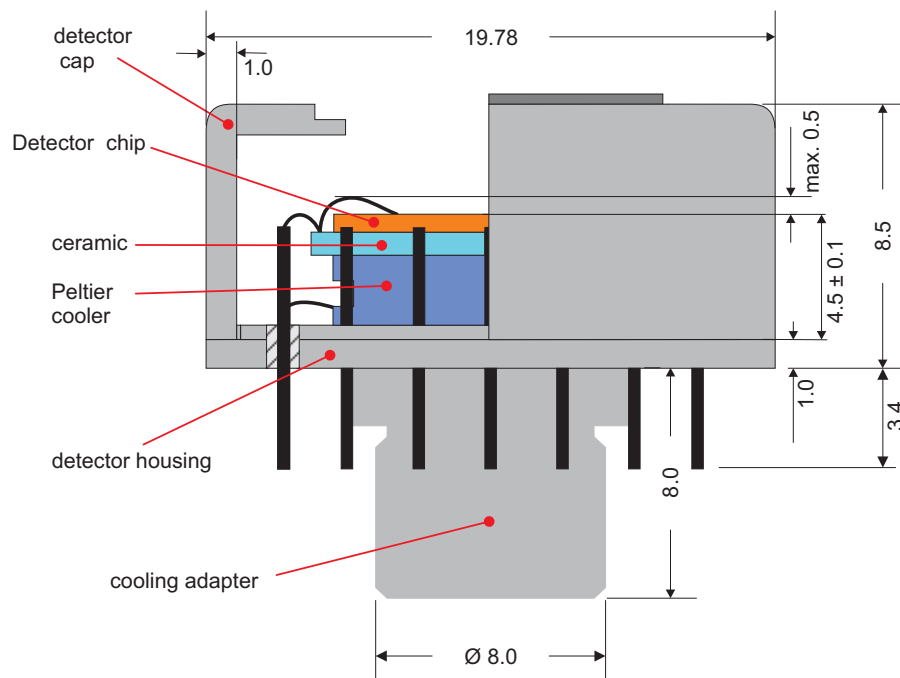


Abbildung D.1: Montagezeichnung des DEPFET-Detektors

Literaturverzeichnis

- [Abt07] I. ABT *et al.*, Background reduction in neutrinoless double beta decay experiments using segmented detectors - A Monte Carlo study for the GERDA setup, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 570 (2007) 479486
- [Acq06] R. ACQUAFREDDA *et al.*, First events from the CNGS neutrino beam detected in the OPERA experiment, New Journal of Physics 8 (2006) 303, arXiv:hep-ex/0611023v1
- [Aha05] B. AHARMIM *et al.*, Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of ^8B solar neutrinos from measurements with NaCl dissolved in the heavy-water detector at the Sudbury Neutrino Observatory, Physical Review C 72, 055502 (2005)
- [Aha07] B. AHARMIM *et al.*, Determination of the ν_e and total ^8B solar neutrino fluxes using the Sudbury Neutrino Observatory Phase I data set, Physical Review C 75, 045502 (2007)
- [Aha08] B. AHARMIM *et al.*, An Independent Measurement of the Total Active ^8B Solar Neutrino Flux Using an Array of ^3He Proportional Counters at the Sudbury Neutrino Observatory, Physical Review Letters 101, 111301 (2008)
- [Ahn06] M.H. AHN *et al.*, Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment, Physical Review D74 072003 (2006) arXiv:hep-ex/0606032v3
- [Alb06] R. ALBERTI *et al.*, High-rate X-ray spectroscopy using a Silicon Drift Detector and a charge preamplifier, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 568 (2006) 106-111
- [Amp07] ampac GmbH, <http://www.ampacremscheid.de/> (2007)
- [Ams08] C. AMSLER *et al.*, (Particle Data Group), PL B667, 1 (2008) <http://pdg.lbl.gov>
- [Ang05] J. ANGRİK *et al.*, KATRIN Design Report 2004, FZKA scientific report 7090 (2005)
- [App07] APPEC PEER REVIEW COMMITTEE, Status and Perspective of Astroparticle Physics in Europe, ASPERA Roadmap Phase I (2007)

- [Arm04] T. ARMBRUST, Messung der Eigenschaften eines Silizium Drift Detektors mit Elektronen im keV-Bereich, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (2004)
- [Ase00] V.N. ASEEV *et al.*, Energy loss of 18 keV electrons in gaseous T2 and quench condensed D2 films, European Physics Journal D10, 39 (2000)
- [Ash04] Y. ASHIE *et al.*, Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillation, Physical Review Letters, Volume 93, 101801 (2004) hep-ex/0404034
- [Ass96] K. ASSAMAGAN *et al.*, Upper limit of the muon-neutrino mass and charged-pion mass from momentum analysis of a surface muon beam, Physical Review D 53, 6065 - 6077 (1996)
- [Att05] attocube systems AG, <http://www.attocube.com>
- [Avi08] F. T. AVIGNONE *et al.*, Double beta decay, Majorana neutrinos, and neutrino mass, Reviews of Modern Physics 80 (2008) 481
- [Bah97] J. N. BAHCALL, Gallium solar neutrino experiments: Absorption cross sections, neutrino spectra, and predicted event rates Physical Review C, Volume 56, Number 6, 3391-3409 (1997)
- [Bah04] J. N. BAHCALL, C. PENA-GARAY, Solar models and solar neutrino oscillations New Journal of Physics 6 (2004) 63
- [Bar98] R. BARATE *et al.*, An upper limit on the τ neutrino mass from three- and five-prong tau decays, European Physical Journal C 2, 395 (1998)
- [Bar90] R. BARBIERI *et al.*, Neutrino masses in grand unified theories, Physics Letters B, Volume 90, Issues 1-2, (1980), 91-97
- [Bea80] J. BEAMSON *et al.*, The collimating and magnifying properties of a superconducting field photoelectron spectrometer, Journal of Physics E 13, 64 (1980)
- [Boe92] F. BOEHM, P. VOGEL, Physics of Massive Neutrinos, 2nd edition, Cambridge University Press (1992)
- [Cow56] C.L. COWAN *et al.*, Detection of the Free Neutrino: A Confirmation, Science 124 (1956) 103
- [Cur49] S.C. CURRAN *et al.*, The Beta-Spectrum of Tritium, Physical Review 76, 853-854 (1949)
- [Dep00] D. DEPTUCK *et al.*, Achievable neutrino mass limits from calorimetric beta spectroscopy Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 444 (2000) 80-83
- [Die03] A. DIETZ, Auswertung des neutrinolosen Doppelbetazerfalls von ^{76}Ge im Heidelberg-Moskau-Experiment mit verbesserten statistischen Methoden, Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2003)

- [Dre08] G. DREXLIN, Persönliche Mitteilung (2008)
- [Dun07] J. DUNMORE, Pixelation-Dependence of the Transmission Function, KATRIN-internes Dokument (2007)
<http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/124466>
- [Eic08a] F. EICHELHARDT *et al.*, TRAP – a Cryo-pump for pumping Tritium on pre-condensed Argon, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 587 (2008) 136-144
- [Eic08b] F. EICHELHARDT *et al.*, First tritium results of the KATRIN test experiment TRAP, Fusion Science and Technology, 54 (2008) 615-618
- [Eic09] F. EICHELHARDT, Measurement of the Tritium pumping properties of a 4.2K Argon Condensate for the Cryogenic Pumping Section of KATRIN, Dissertation, Universität Karlsruhe (2009)
- [Eit07] K. EITEL, Persönliche Mitteilung (2007)
- [Egg04] T. EGGERT, Die spektrale Antwort von Silizium-Röntgendetektoren, Dissertation, Technische Universität München (2004)
- [Far01] Y. FARZAN *et al.*, Neutrino mass spectrum and future beta decay experiments, Nuclear Physics B 612 (2001) 59
- [Fis07] P. FISCHER *et al.*, Progress towards a large area, thin DEPFET detector module, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 582 (2007) 843848
- [Fix96] D. J. FIXSEN *et al.*, The Cosmic Microwave Background Spectrum from the Full Cobe Firas Data Set, The Astrophysical Journal, 473:576587 (1996)
- [Fuk98] Y. FUKUDA *et al.*, Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos Physical Review Letters, Volume 81, Number 8, 1562 (1998)
- [Fuk03] S. FUKUDA *et al.*, The Super-Kamiokande Detector, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 501 (2003) 418-462
- [Fuk06] M. FUKUGITA *et al.*, Limit on the Neutrino Mass from the WMAP Three Year Data, arXiv:astro-ph/0605362v1, 15 May 2006
- [Gat84] E. GATTI, P. REHAK, Semiconductor drift chamber – an application of a novel charge transport scheme, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 225 (1984) 608-614
- [Gat01] E. GATTI, Microcalorimeter Measurements, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 91 (2001) 293-296
- [Gem00] H. GEMMEKE *et al.*, Design of the trigger system for the AUGER fluorescence detector IEEE Transactions on Nuclear Science, Volume 47, Issue 2, Part 1, (2000) 371 - 375

- [Gru93] C. GRUPEN, Teilchendetektoren, B.I. Wissenschaftsverlag (1993)
- [Glu06] F. GLÜCK, Persönliche Mitteilung (2006)
- [Goo06] A. GOOBAR *et al.*, The neutrino mass bound from WMAP-3, the baryon acoustic peak, the SNLS supernovae and the Lyman-alpha forest (2006)
astro-ph/0602155v2
- [Hab09] F. HABERMEHL, Electromagnetic measurements with the Katrin pre-spectrometer, Dissertation, Universität Karlsruhe (in Vorbereitung)
- [Han06] S. HANNESTAD, G.G. RAFFELT, Neutrino masses and cosmic radiation density: Combined analysis, arXiv:astro-ph/0607101 (2006)
- [Hos06] J. HOSAKA *et al.*, Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-I, Physical Review D, Volume 73, 112001 (2006)
- [Hui03] OCTAV-LAURENTIU HUIANU, Aufbau und Inbetriebnahme eines Elektrone-nemitters für Tests von Teilchendetektoren, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (2003)
- [How04] M. HOWE *et al.*, Sudbury Neutrino Observatory Neutral Current Detector Acquisition Software Overview, IEEE Transactions on Nuclear Science, Volume 51, No. 3 (2004) 878
- [Iba99] H. IBACH, H. LÜTH, Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen, Springer Verlag (1999)
- [Jac02] J. D. JACKSON, Klassische Elektrodynamik, de Gruyter Verlag, 2002
- [Kan94] K. KANDIAH, Random Telegraph Signal Currents and Low-Frequency Noise in Junction Field Effect Transistors, IEEE Transactions on Electron Devices, Volume 41, No. 11, (1994)
- [Kem86] J. KEMMER, G. LUTZ, New Detector Concepts, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 253 (1987) 365-377
- [Kem90] J. KEMMER *et al.*, Experimental Confirmation of a New Semiconductor Detector Principle, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 288 (1990) 92-98
- [KGW07] KGW-Isotherm Karlsruher Glastechnisches Werk - Schieder GmbH,
<http://www.kgw-isotherm.de/produkte/kgas.html> (2007)
- [Kir89] M. J. KIRTON, M. J. UREN, Noise in solid-state microstructures: A new perspective on individual defects, interface states and low-frequency (1/) noise, Advances in Physics, Volume 38, Issue 4 (1989) 367-468
- [Kit06] CH. KITTEL, Einführung in die Festkörperphysik, Oldenbourg Verlag (2006)
- [Kla95] H. V. KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, A. STAUDT, Teilchenphysik ohne Beschleuniger, Teubner Verlag (1995)

- [Kla01] H. V. KLAPDOR-KLEINGROTHAUS *et al.*, Evidence for Neutrinoless Double Beta Decay, *Modern Physics Letters A*, Vol. 16, No. 37 (2001) 2409-2420
- [Kla04] H. V. KLAPDOR-KLEINGROTHAUS *et al.*, Search for neutrinoless double beta decay with enriched ^{76}Ge in Gran Sasso 19902003, *Physics Letters B* 586 (2004) 198212
- [Kra04] C. KRAUS *et al.*, Latest results of the Mainz Neutrino Mass Experiment, *European Physics Journal C* 33, s01, s805-s807 (2004)
- [Kuh00] W. KUHN, *Handbuch der experimentellen Physik, Band 9: Kerne und Teilchen I*, Aulis-Verlag (2000)
- [Lin86] M. Lindner *et al.*, Direct laboratory determination of the ^{187}Re half-life, *Nature* 320, 246-248 (20 March 1986)
- [Lec01] P. LECHNER *et al.*, Silicon drift detectors for high count rate X-ray spectroscopy at room temperature, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 458 (2001) 281-287
- [Lec93] P. LECHNER *et al.*, New DEPMOS applications, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 326 (1993) 284-289
- [Leo94] W. LEO, *Techniques for nuclear and particle physics experiments*, Springer Verlag (1994)
- [Lew05] R.J. LEWIS, H.H. TELLE, Hydrogen Isotopomer Raman Spectroscopy for KATRIN Intermediate Report 2005, KATRIN-internes Dokument 10-ME-3200-0.pdf
- [Lew06] R.J. LEWIS, H.H. TELLE, Hydrogen Isotopomer Raman Spectroscopy for KATRIN Raman test measurements at TILO (Preliminary report) 2006, KATRIN-internes Dokument 10-ME-3201-0.pdf
- [Lew07] R.J. LEWIS, Development of a Raman System for in-line Monitoring of Tritium at the Karlsruhe Tritium Neutrino (KATRIN) Experiment, Dissertation, University of Wales (2007)
- [Lew08] R.J. LEWIS *et al.*, Dynamic Raman spectroscopy of hydrogen isotopomer mixtures in-line at TILO, *Laser Physics Letters* No. 1, 110 (2008)
- [Ley02] W. UMRATH *et al.*, *Grundlagen der Vakuumtechnik*, Leybold Vakuum GmbH, Köln (2002)
- [Lob99] V.M. LOBASHEV *et al.*, Direct search for mass of neutrino and anomaly in the tritium beta-spectrum, *Physics Letters B*, Volume 460, Issues 1-2, 5 August 1999, Pages 227-235
- [Luc00] L. L. LUCAS, 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*, Volume 105, Number 4, July/August 2000

- [Lec98] P. LECHNER, Zur Ionisationsstatistik in Silizium, Dissertation, Technische Universität München (1998)
- [Lut99] G. LUTZ, Semiconductor Radiation Detectors, Springer Verlag (1999)
- [McL01] G.C. McLAUGHLIN *et al.*, Use of nuclear β decay as a test of bulk neutrinos in extra dimensions, Physical Review D63 (2001) 053002
- [Moh80] R.N. MOHAPATRA *et al.*, Neutrino Mass and Spontaneous Parity Nonconservation, Physical Review Letters 44 (1980) 912
- [Mon05] A. MONFARDINI *et al.*, The Microcalorimeter Arrays for a Rhenium Experiment (MARE): a next-generation calorimetric neutrino mass experiment, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 559 (2006) 346348
- [Mue90] R. MÜLLER, Rauschen, Springer Verlag (1990)
- [Mue02] B. MÜLLER, Umbau des Mainzer Neutrinomassenexperiments und Untergrunduntersuchungen im Hinblick auf KATRIN, Diplomarbeit, Universität Mainz (2002)
- [Nag06] Sz. NAGY *et al.*, On the Q-value of the tritium β -decay, Europhysics Letters 74 (3), pp. 404-410 (2006)
- [Osi01] A. OSIPOWICZ *et al.*, KATRIN: A next generation tritium beta decay experiment with sub-eV sensitivity for the electron neutrino mass, arXiv:hep-ex/0109033v1
- [Ott08] E.W. OTTEN, C. WEINHEIMER, Neutrino mass limit from tritium β decay, Reports on Progress in Physics 71 (2008) 086201
- [Pah04] A. PAHLKE, Einfluss der Oxidqualität auf die Stabilität von Halbleiterdetektoren bei Röntgenbestrahlung, Dissertation, Technische Universität München (2004)
- [PDG06] PARTICLE DATA GROUP, Particle Physics Booklet, Intitute of Physics Publishing (2006)
- [Per06] D. PERGOLESI *et al.*, MANU-2: A second generation experiment for calorimetric neutrino mass determination with superconducting Re, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 559 (2006) 349351
- [PNS06] The characteristics of MPX1#32L03 DPEFET SDD, Datenblatt, PNSensor GmbH (2006)
- [PNS07] PNSensor GmbH, <http://www.pnsensor.de> (2007)
- [Rad88] V. RADEKA, Low-Noise Techniques in Detectors, Annual Review of Nuclear and Particle Science, Volume 38, 217-277 (1988)
- [Rei56] F. REINES, C.L. COWAN, The Neutrino, Nature 178 (1956) 446

- [Ren07] P. RENSCHLER, Inbetriebnahme und Charakterisierung von Detektorsystemen für elektromagnetische Tests von Spektrometern, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (2007)
- [Ren10] P. RENSCHLER, Entwicklung und Simulation von KATRIN-Quellmonitor-Detektoren, Dissertation, Universität Karlsruhe (in Vorbereitung)
- [Rut02] E. RUTTKOWSKI, Auslese aktiver Pixelsensoren, Diplomarbeit, Technische Universität München (2002)
- [San06] C. SANDOW *et al.*, Clear-performance of linear DEPFET devices, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 568, (2006) 176-180
- [Sch97] N. SCHMITZ, Neutrinophysik, Teubner Verlag (1997)
- [Sch03] F. K. SCHMIDT, Einführung in das Kernphysikalische Praktikum, Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe, Ausgabe März 2003 http://www.physik.uni-karlsruhe.de/3Block1.php/Studium/F-Praktika/Downloads/Theorie_Kernphysik.pdf
- [Sch04] F. SCHWAMM, Untergrunduntersuchungen für das KATRIN-Experiment, Dissertation, Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte FZKA 7067 (2004)
- [Sch07] S. SCHÖNERT, The GERDA neutrinoless double beta decay experiment, Workshop on Precision Measurements at Low Energy January 18th & 19th 2007 Paul Scherrer Institut, Villigen, Switzerland
- [Sel06] U. SELJAK *et al.*, Cosmological parameters from combining the Lyman-alpha forest with CMB, galaxy clustering and SN constraints (2006) astro-ph/0604335
- [Spe07] D.N. SPERGEL *et al.*, Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Implications for Cosmology, The Astrophysical Journal Supplement Series, 170:377 (2007)
- [Sup08] Homepage des SuperKamiokande-Experiments: <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/index-e.html>
- [Tho00] A. THOMPSON *et al.*, X-RAY DATA BOOKLET, Lawrence Berkeley National Laboratory (2000), <http://xdb.lbl.gov/>
- [Thu07] T. THÜMLER, Präzisionsüberwachung und Kalibration der Hochspannung für das KATRIN-Experiment, Dissertation, Universität Münster (2007)
- [Tri05] M. TRIMPL *et al.*, A DEPFET pixel matrix system for the ILC vertex detector, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 560, (2005) 21-25
- [UBN06] <http://hep1.physik.uni-bonn.de/MainFolder/documents/article/Research/Depfet/Principle> (2006)

- [Ulr03] J. ULRICI, Bildgebung mit DEPFET Pixelmatrizen für autoradiographische Anwendungen, Dissertation, Universität Bonn (2003)
- [Ulr05] J. ULRICI *et al.*, Imaging performance of a DEPFET pixel Bioscope system in Tritium autoradiography Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 547 (2005) 424436
- [Val09] K. VALERIUS, Background Studies for the KATRIN Experiment and a Wire Electrode for the KATRIN Main Spectrometer, Dissertation, Universität Münster (2009)
- [Vel07] sc J. J. Velthuis *et al.*, DEPFET, a monolithic active pixel sensor for the ILC Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 579 (2007) 685-689
- [Wun96] R. WUNSTORF *et al.*, Damage-induced surface effects in silicon detectors, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 377 (1996) 290-297
- [Wun97] R. WUNSTORF, Radiation Hardness of Silicon Detectors: Current Status, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 44, No. 3, JUNE 1997
- [Wue06] S. WÜSTLING *et al.*, A large, 64-pixel PIN-diode detector for low-energy beta-electrons, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 568 (2006) 382387
- [Wue07] S. WÜSTLING, Persönliche Mitteilung (2007)
- [Xra07] X-Ray Physics, MIT Department of Physics, Versuchsanleitung (2007)
<http://web.mit.edu/8.13/www/JLEperiments/JLExp31.pdf>
- [Yan80] T. YANAGIDA, Horizontal Symmetry and Masses of Neutrinos, Progress of Theoretical Physics, Vol.64 No.3 (1980) 1103
- [Yao06] W.-M. YAO *et al.*, The Review of Particle Physics, Journal of Physics G 33, 1 (2006) <http://pdg.lbl.gov/2006/reviews/passagerpp.pdf>
- [Zha06a] C. ZHANG *et al.*, Development of DEPFET Macropixel detectors, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 568 (2006) 207-216
- [Zha06b] C. ZHANG, Gespräch bei Abholung des DEPFET-Detektors im Halbleitertlabor der Max-Planck-Gesellschaft, München (2006)

Abbildungsverzeichnis

1.1	Flussspektren der solaren Neutrinos	4
1.2	Der SuperKamiokande-Detektor	8
1.3	Feynman-Graph des neutrinolosen Doppelbetazerfalls	13
1.4	Energiespektrum des Tritiumzerfalls	15
1.5	Massenhierarchie der Neutrinos	17
1.6	Anteile an der Gesamtenergiedichte des Universums	18
2.1	Gesamtansicht des KATRIN-Experiments	20
2.2	Funktionsprinzip des MAC-E-Filters	21
2.3	Funktionsprinzip der fensterlosen Tritiumquelle	23
2.4	3D-Ansicht der WGTS	24
2.5	Aufbau der Kryopumpstrecke	26
2.6	Das Vorspektrometer	27
2.7	Pixelgeometrie des Hauptdetektors	30
3.1	Fehler für m_ν^2 aus Schwankungen der Säulendichte	35
3.2	Transmission bei verschiedener Säulendichte	36
3.3	Responsefunktion der KATRIN-Spektrometeranordnung	37
3.4	Messpunkte zur Bestimmung der Säulendichte	38
3.5	Magnetische Flussdichte und Zählrate in der Messebene	42
3.6	Zählratenanteil in Abhängigkeit von der Detektionsschwelle	43
3.7	Magnetfeld um den Einbauplatz	45
3.8	Der UHV-Manipulator	46

3.9	Anbau des Manipulators an die Kryopumpstrecke	49
3.10	Benutzeroberfläche für die Manipulatorsteuerung	50
3.11	CAD-Modell des Detektorhalters	51
3.12	Manipulator auf dem 3D-Koordinatenmesstisch	55
3.13	Benutzeroberfläche des Messtisch-Programms	56
3.14	Linearitätsmessung der Stützrohr-Bewegung	57
3.15	Reproduzierbarkeit der Positionierung	58
3.16	Ultrahochvakuum-Teststand	60
3.17	Drucksanstiegsmessung am Beispiel einer Kupferlitze	61
4.1	Wechselwirkung von Photonen mit Materie	66
4.2	Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten von Photonen in Silizium	67
4.3	Energieverlust geladener Teilchen in Materie	69
4.4	Charakteristische Parameter im pn-Übergang	70
4.5	Gespernte Halbleiterdiode als Strahlungsdetektor	71
4.6	Prinzip der Seitwärtsdepletion	73
4.7	Aufbau eines Silizium-Driftdetektors mit JFET-Auslese	74
4.8	Potenzialverlauf innerhalb eines Silizium-Driftdetektors	75
4.9	Querschnitt durch einen DEPFET-Detektor	76
4.10	Löschvorgang beim DEPFET-Detektor	77
4.11	Aufbau des DCG-DEPFET-Makropixels	78
4.12	Vereinfachtes Ersatzschaltbild des DEPFET-Detektors	79
4.13	DEPFET-Makropixel-detektor	80
4.14	Zeitdiagramm des Löschvorgangs	82
4.15	Signalverlauf am DEPFET-Vorverstärkerausgang	83
4.16	Blockschaltbild der Detektor-Elektronik	85
4.17	Frontend-Elektronik Phase II	86
4.18	Versuchsaufbau mit der Röntgenquelle	89
4.19	Abkühlkurve von Detektorkaltfinger und Kupferblock	90

4.20	Betriebstemperaturen in Abhängigkeit von der Verdampferleistung	91
4.21	Aufbau der Röntgenquelle mit variabler Energie	92
4.22	Termschema und Übergangsenergien von ²⁴¹ Am	92
4.23	Energiekalibration	94
4.24	Typisches Energiespektrum	95
4.25	Einfluss des Bleikollimators auf die Form der Spektren	96
4.26	Gemessene Temperaturabhängigkeit der Energieauflösung	97
4.27	Berechnete Energieauflösung verschiedener SDDs	97
4.28	Energieabhängigkeit der Energieauflösung	98
4.29	Zählratenabhängigkeit der Energieauflösung	99
4.30	Strahlgeometrie der kollimierten Röntgenquelle	101
4.31	Emissionsprofil der kollimierten Röntgenquelle	101
A.1	Druckanstieg in einem Vakuumbehälter	107
C.1	Stromlaufplan Vorverstärker	111
C.2	Bestückungsplan Vorverstärker	112
C.3	Stromlaufplan Löschpuls-Generator	114
C.4	Bestückungsplan Löschpuls-Generator	115
C.5	Stromlaufplan Detektorbias und Spannungsversorgung	117
C.6	Bestückungsplan Detektorbias und Spannungsversorgung	118
C.7	Bestückungsplan Grundplatte	119
C.8	Stromlaufplan Grundplatte	120
C.9	Bestückungsplan Detektor-Trägerplatte	121
C.10	Stromlaufplan Detektor-Trägerplatte	122
C.11	Bestückungsplan Detektor-Trägerplatte mit Vorverstärker	123
C.12	Stromlaufplan Detektor-Trägerplatte mit Vorverstärker	124
C.13	Bestückungsplan Detektordummy	125
C.14	Stromlaufplan Detektordummy	126
D.1	Montagezeichnung des DEPFET-Detektors	128

Tabellenverzeichnis

3.1	Messmethoden für wichtige WGTS-Parameter	39
3.2	Ergebnis des Schrittmotortests im Magnetfeld	47
3.3	Ausgasraten der Messkammer und zweier Materialproben	63
4.1	Betriebsspannungen für den DEPFET-Makropixel-Detektor	80
4.2	Gewichtet gemittelte Röntgenenergien	93
4.3	Gemessene Detektorparameter mit und ohne Bleikollimator	95
B.1	Röntgenlinien der Americiumquelle	108
C.1	Pinbelegung A der D-Sub-Vakuumdurchführung	127
C.2	Pinbelegung B der D-Sub-Vakuumdurchführung	127